

WESTFÄLISCHE
WILHELMUS-UNIVERSITÄT
MÜNSTER

Diplomarbeit

Studien zum seltenen Zerfall des η -Mesons
 $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ am Experimentaufbau
WASA-at-COSY

vorgelegt von
FLORIAN SEBASTIAN BERGMANN

– August 2009 –

Inhaltsverzeichnis

| | |
|---|-----------|
| Einleitung | 1 |
| 1 Theoretische Grundlagen | 3 |
| 1.1 Das η -Meson | 3 |
| 1.2 Die C-Parität | 5 |
| 1.3 Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ | 6 |
| 1.4 Invariante Masse und Missing Mass | 8 |
| 2 WASA-at-COSY | 11 |
| 2.1 Das Cooler Synchrotron (COSY) | 11 |
| 2.2 Das WASA-Detektorsystem | 13 |
| 2.2.1 Das Pelletttarget | 13 |
| 2.2.2 Der 4π -Zentraldetektor | 18 |
| 2.2.3 Der Vorwärtsdetektor | 22 |
| 2.2.4 Das Light Pulser System (LPS) | 28 |
| 2.3 Das Triggersystem | 28 |
| 2.4 Die WASA-Software | 29 |
| 2.4.1 Simulation | 29 |
| 2.4.2 Analyse | 30 |
| 3 Analyse des Untergrundes für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ | 33 |
| 3.1 Untergrundreaktionen | 34 |
| 3.2 Mögliche Selektionsbedingungen | 35 |
| 3.3 Optimierung der Selektionsbedingungen | 45 |
| 3.3.1 Gleichzeitige Reduzierung mehrerer Untergrundreaktionen . | 49 |
| 3.3.2 Cuts in ein- und zweidimensionalen Histogrammen | 50 |
| 3.4 Untergrundreduzierung | 53 |
| 3.4.1 Cut 1: Cut auf das ${}^3\text{He}$ -Band | 55 |
| 3.4.2 Cut 2: Signatur | 56 |
| 3.4.3 Cut 3: Missing Mass | 57 |
| 3.4.4 Cut 4: Gesamte im CD deponierte Energie der geladenen Teilchen gegen Impuls | 60 |
| 3.4.5 Cut 5: Invariante Masse der zwei Photonen | 66 |
| 3.4.6 Cut 6: Paarbildung | 68 |

| | | |
|----------|---|------------|
| 3.4.7 | Cut 7: Invariante Masse eines geladenen und eines neutralen Teilchens im CD | 73 |
| 3.4.8 | Cut im Dalitzplot | 76 |
| 3.4.9 | Cut 8: Invariante Masse aller Teilchen im CD | 76 |
| 3.5 | Der kinematische Fit | 80 |
| 3.5.1 | Ansatz 1 | 80 |
| 3.5.2 | Potential eines kinematischen Fits für zwei Photonen | 82 |
| 3.5.3 | Ansatz 2 | 83 |
| 3.5.4 | Ansatz 3 | 84 |
| 3.5.5 | Ansatz 4 | 85 |
| 4 | Analyse der gemessenen Daten | 89 |
| 5 | Zusammenfassung und Ausblick | 95 |
| A | Anhang | 97 |
| | Literaturverzeichnis | 100 |

Einleitung

Die Klärung, wie Materie aufgebaut ist, ist eine der Grundfragestellungen, mit denen sich die Teilchenphysik beschäftigt. Als Grundbausteine der Materie werden heute die Elementarteilchen gesehen. Im Laufe der Geschichte hat sich eine Entwicklung vollzogen, was die Bausteine der Materie sind. So wurde früher vom Atom (griech. ἄτομος = unteilbar) als Grundbaustein der Materie gesprochen. Spätestens durch die Streuversuche von Rutherford wurde gezeigt, dass die Atome nicht elementar sind, sondern aus Unterstrukturen bestehen. Auch die Definition, dass Atome unteilbar sind, trifft nicht zu. Einen Baustein der Atome stellen die Elektronen dar. Das Elektron ist das erste Elementarteilchen, das entdeckt wurde, und gehört zur Gruppe der Leptonen. Die beiden anderen Bausteine der Atome sind die Protonen und Neutronen. Durch Versuche konnte gezeigt werden, dass das Proton und das Neutron aus Substrukturen, den Quarks, aufgebaut sind, und somit nicht mehr von Elementarteilchen gesprochen werden kann.

Nach dem heutigen Wissensstand weisen die Quarks und die Leptonen keine Substrukturen auf und gelten daher als elementar. Um den Aufbau der Materie besser verstehen zu können, wurde das Standardmodell der Elementarteilchenphysik entwickelt. Dieses beschreibt drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen, aus denen die Materie aufgebaut ist. Diese sind die elektromagnetische, die starke und die schwache Wechselwirkung, die durch die zugehörigen Austauschbosonen, das Photon, die acht Gluonen und die W- und Z-Bosonen übermittelt werden. Die Gravitation, die auf der Skala der Teilchen die schwächste der vier bekannten Wechselwirkungen ist, wird durch das Standardmodell nicht einbezogen. Auf der Grundlage des Standardmodells werden theoretische Vorhersagen gemacht, von denen viele bisher noch nicht widerlegt wurden. Da jedoch noch nicht alle Fragen geklärt sind, sind weitere Überprüfungen der Aussagen des Standardmodells sinnvoll.

Eine dieser Vorhersagen ist die Erhaltung der C-Parität in der starken und in der elektromagnetischen Wechselwirkung. Mit Hilfe von Zerfallsreaktionen einfach aufgebauter Teilchen, die beispielsweise aus zwei Quarks bestehen, kann untersucht werden, ob Verletzungen auftreten. Falls eine solche Verletzung beobachtet wird, wird dadurch die zu Grunde liegende Theorie widerlegt, und es muss nach anderen Ansätzen zur theoretischen Beschreibung gesucht werden.

Bisher wurde noch kein Zerfall eines Teilchens über die starke oder die elektromagnetische Wechselwirkung gefunden, bei dem die Erhaltung der C-Parität verletzt wird. Dies zeigt, dass eine solche Verletzung, falls sie tatsächlich auftritt, sehr sel-

ten ist. Daher werden zur Überprüfung Experimente mit einer großen Anzahl an beobachteten Zerfällen benötigt.

Eines dieser Experimente ist das WASA-at-COSY-Experiment, das speziell zur Untersuchung von Zerfällen leichter Mesonen entwickelt wurde. Bei diesem Experiment entstehen die zerfallenden Teilchen durch Wechselwirkung des durch COSY beschleunigten Teilchenstrahls mit Teilchen des WASA-Pelletttargets. Dank der hohen Dichte sowohl des Pelletttargets als auch des Teilchenstrahls können an WASA-at-COSY hohe Luminositäten erreicht werden. Durch diese hohen Ereignisraten steigt die Wahrscheinlichkeit einen seltenen Zerfall zu beobachten. Da der Detektor des WASA-Experimentes einen großen Raumwinkelbereich abdeckt, kann ein großer Teil der Zerfälle der erzeugten Mesonen nachgewiesen werden, wodurch die zur Auswertung vorhandene Statistik weiter steigt.

Um die Erhaltung der C-Parität zu überprüfen, wird im Rahmen einer Doktorarbeit der Zerfall des η -Mesons $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ mit dem WASA-at-COSY-Experiment untersucht [Win]. Laut theoretischer Vorhersagen sollte dieser Zerfall über C-paritätserhaltende Prozesse mit einem Verzweigungsverhältnis von etwa $10^{-11} - 10^{-8}$ auftreten [JS02]. Wenn der Zerfall mit einem Verzweigungsverhältnis oberhalb des theoretisch verhergesagten Verhältnisses auftritt, wird durch ihn die Erhaltung der C-Parität verletzt. Die aktuelle obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis beträgt $4 \cdot 10^{-5}$ [PDG08]. Um diese Grenze unterschreiten zu können, ist eine hohe Statistik an beobachteten η -Zerfällen notwendig. Zudem erfordert dies eine geeignete Wahl an Selektionsbedingungen zur Reduzierung des Untergrundes, so dass nur wenige Ereignisse des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ aussortiert werden.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird anhand von Monte Carlo Simulationen nach Wegen gesucht, den Untergrund für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ zu reduzieren. Auf Grund der begrenzten Statistik ist eine Wahl der genauen Bedingungen schwierig. Daher wird in dieser Arbeit nach einer Methode gesucht, die einzelnen Selektionsbedingungen mit Hilfe eines Algorithmus miteinander zu vergleichen.

Wie bei jedem Experiment sind auch die Daten des WASA-at-COSY-Experimentes mit einem Messfehler behaftet, so dass die gemessenen Viererimpulse der Zerfallsteilchen des η -Mesons den Energie- und Impulserhaltungssatz nicht exakt erfüllen. Aus diesem Grund wird in einem zweiten Teil der Arbeit versucht, diesen Fehler mit Hilfe eines kinematischen Fits zu korrigieren. Weiterhin wird untersucht, ob durch Anwendung eines kinematischen Fits eine klarere Trennung der Ereignisse des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ von den Ereignissen des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ ermöglicht wird.

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Das η -Meson

Mesonen gehören wie die Baryonen zu den Hadronen. Während die Baryonen aus drei Quarks bzw. drei Antiquarks zusammengesetzt sind, bestehen die Mesonen aus einem Quark-Antiquark-Paar ($q\bar{q}$). Die Quarks haben jeweils einen Spin von $1/2$. Da die beiden Quarks eines Mesons entweder parallel ($\uparrow\uparrow$) oder antiparallel ($\uparrow\downarrow$) sein können, ist für Mesonen mit Drehimpuls $l = 0$ der Gesamtspin J entweder 1 (Vektormesonen) oder 0 (pseudoskalare Mesonen). Pseudoskalare Mesonen haben im Gegensatz zu skalaren Teilchen eine negative Parität $P = -1$. Das η -Meson gehört beispielsweise zu den pseudoskalaren Mesonen.

Insgesamt gibt es sechs unterschiedliche Quarks und die entsprechenden Antiquarks und somit $6^2 = 36$ mögliche Quark-Antiquark-Paare. Zur Vereinfachung werden nur die drei leichtesten Quarks up (u), down (d) und strange (s) sowie deren Antiteilchen betrachtet. Daraus ergeben sich $3^2 = 9$ mögliche Quark-Antiquark-Paare und daher 9 mögliche pseudoskalare Mesonen.

Die pseudoskalaren Mesonen lassen sich als Nonett im Isospin-Strangeness-Diagramm darstellen (siehe Abbildung 1.1). In Tabelle 1.1 sind ihre Quarkinhalte aufgelistet.

Für die drei Zustände $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ und $s\bar{s}$ ist jeweils die dritte Komponente des Isospins $I_3 = 0$ und die Strangeness $S = 0$. Da die Zustände zudem die gleiche Parität P und den gleichen Gesamtspin J haben, können sie mischen. Zur Herleitung der in Tabelle 1.1 aufgeführten gemischten Quarkzustände werden zunächst nur die $2^2 = 4$ Kombinationen aus u - und d -Quarks betrachtet.

Die Zustände $|\pi^+\rangle = |u\bar{d}\rangle$, $|\pi^-\rangle = -|\bar{u}d\rangle$ und $|\pi^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}|d\bar{d} - u\bar{u}\rangle$ bilden ein Isospin-Triplett mit $I = 1$, und der Zustand $\frac{1}{\sqrt{2}}|d\bar{d} + u\bar{u}\rangle$ ein Isospin-Singlett mit $I = 0$. Indem die Isospin-Schiebeoperatoren I^\pm , die analog zu den Drehimpulsooperatoren J^\pm definiert sind, auf die $I = 1$ - Kombinationen angewendet werden, ergibt sich die jeweils nächste bzw. vorherige Kombination. Die $I = 0$ - Kombination wird hingegen unter Isospintransformation in keinen anderen Zustand transformiert. Für weitere Details siehe [Per90].

Durch Einführung des s -Quarks lassen sich aus dem Zustand $\frac{1}{\sqrt{2}}|d\bar{d} + u\bar{u}\rangle$ zwei weitere Zustände konstruieren (siehe Tabelle 1.1).

$$|\eta_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}|d\bar{d} + u\bar{u} + s\bar{s}\rangle \quad (1.1)$$

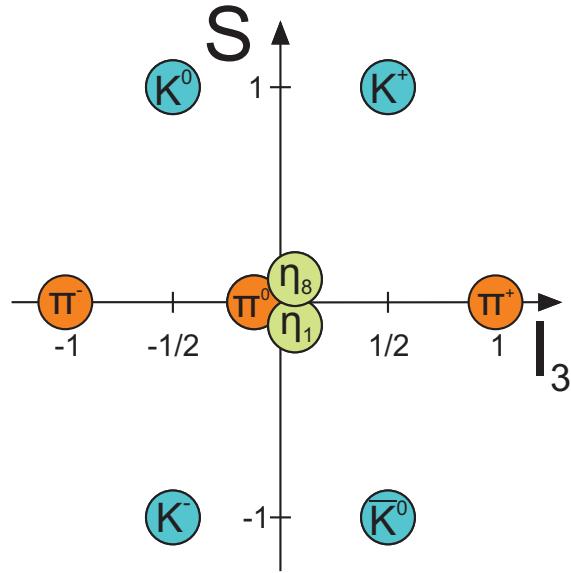


Abbildung 1.1: Nonett der pseudoskalaren Mesonen, aufgetragen im Diagramm Strangeness (S) gegen die dritte Komponente des Isospins (I_3).

| | I | I_3 | S | Meson | Quarkinhalt |
|----------|---------------|----------------|-----|-------------|--|
| Oktett | 1 | 1 | 0 | π^+ | $u\bar{d}$ |
| | 1 | -1 | 0 | π^- | $d\bar{u}$ |
| | 1 | 0 | 0 | π^0 | $(d\bar{d} - u\bar{u})/\sqrt{2}$ |
| | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | +1 | K^+ | $u\bar{s}$ |
| | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | +1 | K^0 | $d\bar{s}$ |
| | $\frac{1}{2}$ | $-\frac{1}{2}$ | -1 | K^- | $s\bar{u}$ |
| | $\frac{1}{2}$ | $\frac{1}{2}$ | -1 | \bar{K}^0 | $s\bar{d}$ |
| Singlett | 0 | 0 | 0 | η_8 | $(d\bar{d} + u\bar{u} - 2s\bar{s})/\sqrt{6}$ |
| | | | | η_1 | $(d\bar{d} + u\bar{u} + s\bar{s})/\sqrt{3}$ |

Tabelle 1.1: Quarkinhalte der pseudoskalaren Mesonen [Per90].

$$|\eta_8\rangle = \frac{1}{\sqrt{6}} |d\bar{d} + u\bar{u} - 2s\bar{s}\rangle \quad (1.2)$$

Die neun Zustände des Nonetts (vgl. Abbildung 1.1) lassen sich aufteilen in ein Teilchenoktett und ein Teilchensinglett. Die acht Teilchen des Oktetts lassen sich durch Austausch der u -, d - und s -Quarks ineinander transformieren, und der Singlett-Zustand $|\eta_1\rangle$ ist orthogonal zum Zustand $|\eta_8\rangle$ des Teilchenoktetts.

Während das π^0 dem physikalischen Teilchen entspricht, kommen reine η_1 - und η_8 -Zustände in der Natur nicht vor. Stattdessen handelt es sich beim η und η' um Linearkombinationen dieser Teilchen mit einem Mischungswinkel θ , der in den verschiedenen Literaturquellen in einem Bereich von $\theta \approx -11^\circ$ bis -20° angegeben wird (siehe [Per90] und [B⁺90]).

In der Tabelle 1.2 sind die wichtigsten Eigenschaften des η -Mesons aufgelistet. Die Masse des η -Mesons ist umstritten. Zurzeit werden dazu Messungen am ANKE-Experiment ausgewertet [Gos08].

| | |
|---------------------------------|--|
| Masse (m) | $547,853 \pm 0,024 \text{ MeV}/c^2$ |
| Zerfallsbreite (Γ) | $1,30 \pm 0,07 \text{ keV}$ |
| mittlere Lebensdauer (τ) | $(5,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-19} \text{ s}$ |
| Ladung (Q) | 0 |
| Isospin (I) | 0 |
| Strangeness (S) | 0 |
| Baryonenzahl (B) | 0 |
| Leptonenzahl (L) | 0 |
| Parität (P) | -1 |
| C-Parität (C) | +1 |
| G-Parität (G) | +1 |

Tabelle 1.2: Eigenschaften des η -Mesons [PDG08].

Das η -Meson kann sowohl über ungeladene als auch geladene Kanäle zerfallen. Die ungeladenen Zerfälle machen mit ca. 72 % den größten Teil aus. Der häufigste geladene Zerfallskanal ist $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ mit einem Anteil von etwa 23 %. Dieser Zerfallskanal und die beiden ungeladenen Zerfallskanäle $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ (ca. 39 %) und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ (ca. 33 %) entsprechen zusammen knapp 95 % aller η -Zerfälle [PDG08].

1.2 Die C-Parität

Nach der Quantenfeldtheorie hat jedes Teilchen ein zugehöriges Antiteilchen mit der gleichen Masse m und der gleichen mittleren Lebensdauer τ , aber mit umgekehrtem Vorzeichen aller additiven Quantenzahlen, wie zum Beispiel der Ladung

Q. Für Teilchen, die ihr eigenes Antiteilchen sind, müssen deshalb sämtliche additiven Quantenzahlen gleich Null sein. Solche Teilchen werden als Majoranateilchen bezeichnet. Trifft ein Teilchen auf sein Antiteilchen, so kann es zur Annihilation kommen [Loh05].

Zur Beschreibung wird der Operator der Ladungskonjugation \bar{C} eingeführt, der die Wellenfunktion eines Teilchens in die Wellenfunktion des zugehörigen Antiteilchens überführt. Beispielsweise wandelt der \bar{C} -Operator ein Elektron in ein Positron um.

$$\bar{C} |e^-\rangle = a |e^+\rangle \quad (1.3)$$

a ist ein Phasenfaktor. Durch nochmaliges Anwenden des Operators entsteht wieder das ursprüngliche Teilchen, also in diesem Beispiel das Elektron.

Majoranateilchen sind Eigenzustände des \bar{C} -Operators mit den Eigenwerten $C = \pm 1$ (C -Parität genannt). Für das Photon gilt beispielsweise

$$\bar{C} |\gamma\rangle = - |\gamma\rangle. \quad (1.4)$$

Die C -Parität des Photons lässt sich wie folgt begründen: Da der \bar{C} -Operator die Ladungsvorzeichen umkehrt, ändert sich auch das Vorzeichen der Quellen des elektromagnetischen Feldes. Somit kehren sich die Vorzeichen des Potentials Φ und des Vektorpotentials \vec{A} um. Weil die Wellenfunktion des Photons proportional zum Vektorpotential \vec{A} ist, ändert der \bar{C} -Operator das Vorzeichen der Wellenfunktion.

Laut Theorie ist die C -Parität in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße. Es handelt sich um eine multiplikative Quantenzahl. Da ein η -Meson mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 39 % in zwei Photonen zerfällt, folgt für die C -Parität:

$$\begin{aligned} \bar{C} |\eta\rangle &= \bar{C} |\gamma\gamma\rangle = \bar{C} |\gamma\rangle \cdot \bar{C} |\gamma\rangle \\ &= (-1) |\gamma\rangle \cdot (-1) |\gamma\rangle \\ &= (-1)^2 |\gamma\gamma\rangle = (-1)^2 |\eta\rangle \\ &= (+1) |\eta\rangle. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Das η -Meson hat somit die C -Parität $C = +1$. Zerfälle in drei Photonen oder andere Zerfälle, die auf eine negative C -Parität schließen würden, wurden bisher nicht beobachtet.

1.3 Der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$

Die Behauptung, dass die C -Parität in der starken und elektromagnetischen Wechselwirkung eine Erhaltungsgröße ist, muss experimentell überprüft werden. Dies geschieht beispielsweise durch die Suche nach C -Paritätsverletzenden Zerfällen. Wenn ein solcher Zerfall gefunden wird, widerspricht dies der Erhaltung der C -Parität.

Im Falle des η -Mesons ist ein solcher Zerfall folgender semileptonischer Zerfall:

$$\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \quad (1.6)$$

Dieser Zerfall lässt sich mit Hilfe eines virtuellen Photons erklären.

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma^* \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \quad (1.7)$$

Während das η -Meson eine positive C -Parität hat, gilt für die C -Parität der Zerfallsprodukte π^0 und γ^* :

$$C = C_{\pi^0} \cdot C_{\gamma^*} = (+1) \cdot (-1) = -1 \neq +1 = C_\eta \quad (1.8)$$

Dies widerspricht der Erhaltung der C -Parität, so dass dieser Zerfall nicht vorkommen dürfte. In der Tat wurde dieser Zerfall bisher noch nicht beobachtet. Es gibt lediglich eine obere Grenze für die Wahrscheinlichkeit dieses Zerfallskanals. Sie liegt zurzeit bei $4 \cdot 10^{-5}$ [PDG08].

Der Zerfall über zwei virtuelle Photonen ist jedoch nicht verboten (vgl. Abbildung 1.2).

$$\eta \rightarrow \pi^0 + \gamma^* + \gamma^* \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \quad (1.9)$$

In diesem Fall folgt für die C -Parität des Zerfallsproduktes π^0 und der beiden Zerfallsprodukte γ^* :

$$C = C_{\pi^0} \cdot C_{\gamma^*} \cdot C_{\gamma^*} = (+1) \cdot (-1) \cdot (-1) = +1 = C_\eta \quad (1.10)$$

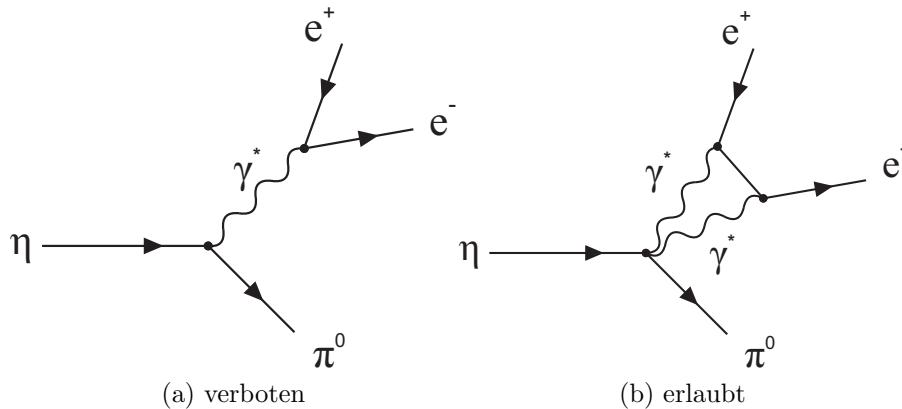


Abbildung 1.2: Feynmandiagramme des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$.

Dies entspricht der C -Parität des η -Mesons, so dass keine Verletzung der Erhaltung der C -Parität vorliegt. Der Zerfall über zwei virtuelle Photonen ist laut Theorie mit einem Verzweigungsverhältnis von $10^{-11} - 10^{-8}$ sehr unwahrscheinlich [JS02]. Für Details zur theoretischen Berechnung siehe [Che67], [Smi67] und

[NP93]. Das hat zur Folge, dass die obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses für den Zerfall durch die Theorie nach unten begrenzt ist.

Um die obere Grenze des Verzweigungsverhältnisses weiter herabsetzen zu können, werden zurzeit im Rahmen einer Doktorarbeit Untersuchungen zu Messungen an WASA-at-COSY durchgeführt [Win]. Erste Messungen wurden bei der $pp \rightarrow pp + \eta$ - Strahlzeit im April 2007 durchgeführt, weitere bei der $pd \rightarrow {}^3He + \eta$ - Strahlzeit im September/Oktober 2008.

1.4 Invariante Masse und Missing Mass

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3He + \eta \rightarrow {}^3He + \pi^0 + e^+ + e^- \rightarrow {}^3He + \gamma + \gamma + e^+ + e^-$ untersucht. Die beiden entstandenen neutralen Teilchen η und π^0 können auf Grund ihrer kurzen mittleren Lebensdauer nicht detektiert werden, sondern nur ihre Zerfallsprodukte. Die zwei Mesonen lassen sich jedoch indirekt über die invariante Masse ihrer Zerfallsprodukte nachweisen. Eine zweite Möglichkeit ist der Nachweis mit Hilfe der Missing Mass-Methode.

Invariante Masse

Bei dieser Methode werden die Zerfallsprodukte des gesuchten Teilchens betrachtet. Dabei wird die Erhaltung der Energie und des Impulses ausgenutzt. Als Beispiel soll hier der untersuchte seltene Zerfall des η -Mesons betrachtet werden:

$$\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + e^+ + e^- \quad (1.11)$$

Es gilt für die Viererimpulse der Zerfallsprodukte:

$$\mathbb{P}_\eta = \mathbb{P}_{\gamma_1} + \mathbb{P}_{\gamma_2} + \mathbb{P}_{e^+} + \mathbb{P}_{e^-} \quad (1.12)$$

Der Betrag des Viererimpulses eines Teilchens entspricht der Masse dieses Teilchens. Wenn die Viererimpulse der beiden Photonen sowie die Viererimpulse des Elektrons und des Positrons gemessen wurden, kann durch Betragsbildung der Gleichung (1.12) die Masse des η -Mesons bestimmt werden.

$$m_\eta = |\mathbb{P}_\eta| = |\mathbb{P}_{\gamma_1} + \mathbb{P}_{\gamma_2} + \mathbb{P}_{e^+} + \mathbb{P}_{e^-}| \quad (1.13)$$

In der Analyse wird diese Methode verwendet, um sicherzustellen, dass die im Zentraldetektor nachgewiesenen Teilchen tatsächlich aus dem gesuchten η -Zerfall stammen und die beiden gemessenen Photonen aus dem Zerfall des π^0 -Mesons. Außerdem wird diese Methode zur Reduzierung des durch Paarbildung und Bremsstrahlung verursachten Untergrundes benutzt.

Missing Mass

Das η -Meson kann beispielsweise über die Reaktion



entstehen. Auf Grund der Viererimpulserhaltung muss die Summe der Viererimpulse vor der Reaktion gleich der Summe der Viererimpulse nach der Reaktion sein. Es gilt somit für die Reaktion (1.14)

$$\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d = \mathbb{P}_{{}^3He} + \mathbb{P}_\eta. \quad (1.15)$$

Die Viererimpulse des Strahlprotons p und des Targetdeuterons d sind bekannt. Wenn der Viererimpuls des 3He bestimmt wurde, kann aus den drei Viererimpulsen der Viererimpuls des entstandenen η -Mesons berechnet werden.

$$\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{{}^3He} = \mathbb{P}_\eta. \quad (1.16)$$

Nach Betragsbildung folgt für die Viererimpulse:

$$|\mathbb{P}_p + \mathbb{P}_d - \mathbb{P}_{{}^3He}| = |\mathbb{P}_\eta| = m_\eta. \quad (1.17)$$

Mit Hilfe dieser Methode wird in der Analyse überprüft, ob bei der Reaktion $p+d \rightarrow {}^3He$ ein η -Meson entstanden ist.

2 WASA-at-COSY

Der Wide Angle Shower Apparatus (WASA) wurde zur Untersuchung von Produktionsmechanismen und Zerfällen leichter Mesonen entwickelt [A⁺04]. Die Hauptbestandteile des experimentellen Aufbaus sind das Pelletttarget (siehe Kapitel 2.2.1), der 4π -Zentraldetektor (siehe Kapitel 2.2.2) und das Vorwärtsdetektorsystem (siehe Kapitel 2.2.3). Das WASA-Experiment wurde ursprünglich am Speicherring CELSIUS in Uppsala konstruiert und dort bis zum Abschalten des CELSIUS-Beschleunigers im Jahr 2005 betrieben. Anschließend wurde das Experiment an den Beschleuniger COSY (siehe Kapitel 2.1) im Forschungszentrum Jülich transportiert. Nach Abschluss der Installationsarbeiten wurde im August 2006 die erste Strahlzeit von WASA-at-COSY durchgeführt. Der Betrieb von WASA an COSY erlaubt die Analyse von Mesonenzerrfällen bei höheren Energien als an CELSIUS. Dadurch ist es beispielsweise möglich, Zerfälle des schweren η' -Mesons zu beobachten. Da WASA ursprünglich für niedrigere Strahlenenergien konzipiert war, waren für den Betrieb von WASA an COSY einige Änderungen nötig. So wurde zum Beispiel das Vorwärtsdetektorsystem modifiziert (siehe Kapitel 2.2.3), um den neuen Anforderungen gerecht zu werden.

2.1 Das Cooler Synchrotron (COSY)

COSY steht für **C**Ooler **S**Ynchrotron [Mai97] und ist ein 184 m langer Speicherring am Institut für Kernphysik des Forschungszentrums Jülich. Er hat zwei 40 m lange gerade Teilstücke, in denen sich die Experimente ANKE und WASA sowie der EDDA-Detektor als Strahlpolarimeter befinden (siehe Abbildung 2.1). Zusätzlich zu den internen Experimenten gibt es noch TOF als externes Experiment, für das der Teilchenstrahl aus dem Speicherring extrahiert werden kann.

Das COSY wird mit Protonen bzw. Deuteronen als Strahlteilchen betrieben [Dah01], die durch zwei Ionenquellen sowohl unpolarisiert als auch polarisiert als H^- - bzw. D^- -Ionen erzeugt werden können. Vor dem Einspeisen in den COSY-Ring werden die Ionen zuvor durch das angebaute Zyklotron JULIC auf Energien von bis zu 45 MeV/Nukleon vorbeschleunigt [B⁺03]. Anschließend werden sie über ein 100 m langes Strahlrohr in den Speicherring injiziert. Dabei streifen die negativ geladenen Ionen ihre Elektronen an einer Kohlenstofffolie ab. Im COSY-Ring erreichen die Protonen und Deuteronen Impulse von 0,3 GeV/c bis 3,7 GeV/c, was in etwa 97 % der Lichtgeschwindigkeit entspricht.

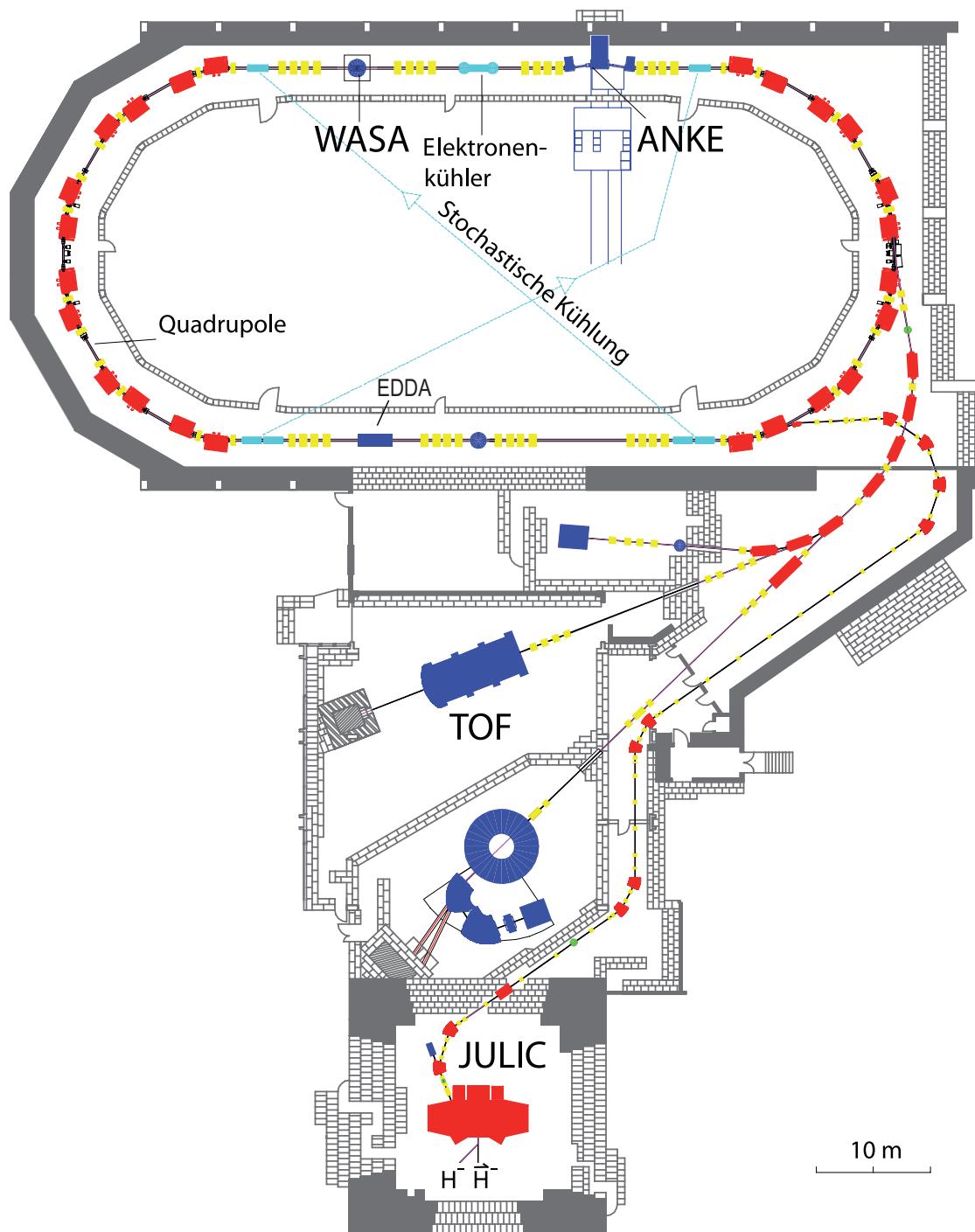


Abbildung 2.1: Skizze des Speicherrings COSY [A⁺04].

Um die Impulsverschmierung des Strahls zu vermindern, können zwei verschiedene Strahlkühlungsmechanismen verwendet werden. Bei kleinen Strahlimpulsen bis $0,65 \text{ GeV}/c$ kann eine Elektronenkühlung verwendet werden. Eine stochastische Kühlung kann bei Protonenstrahlen mit Strahlimpulsen über $1,5 \text{ GeV}/c$ und bei Deuteronenstrahlen mit Strahlimpulsen über $3,0 \text{ GeV}/c$ eingesetzt werden [Mai97].

Die Kühlungsmechanismen an COSY sind auf den Betrieb bei Experimenten mit Targetdichten ausgelegt, wie sie beispielsweise beim ANKE-Clusterjettarget auftreten. Auf Grund der höheren Dichten des WASA-Pelletttargets würde eine Kühlung des Strahls kaum eine Wirkung haben, so dass die Lebensdauer des Teilchenstrahls nicht gesteigert würde. Daher wird beim Betrieb des WASA-Experimentes keine Kühlung eingesetzt.

2.2 Das WASA-Detektorsystem

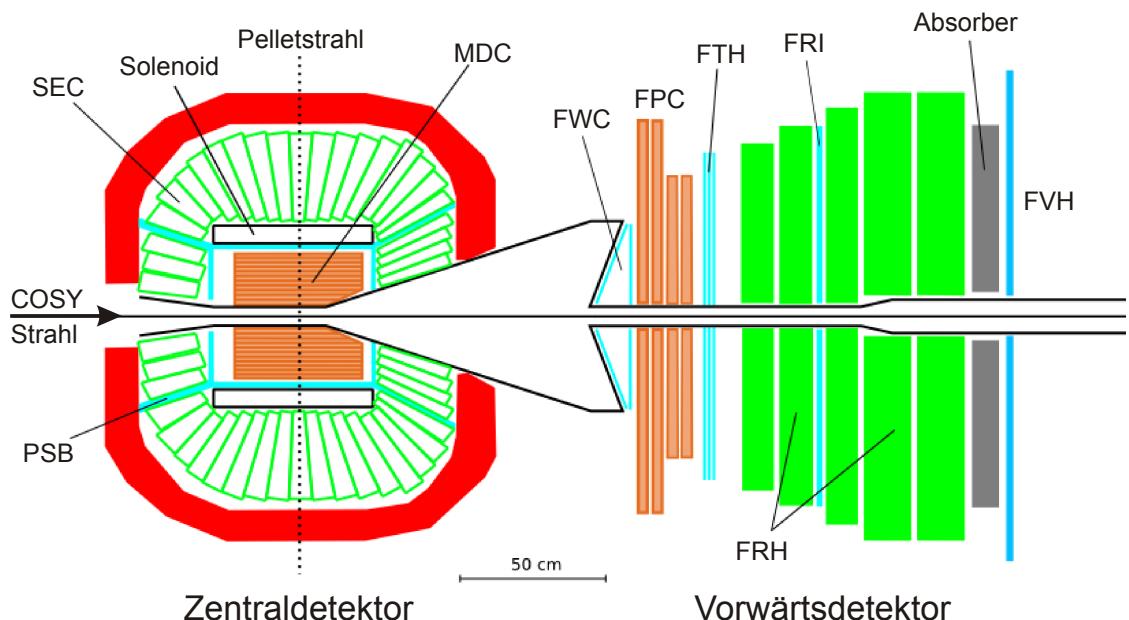


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung des WASA-Detektorsystems. Es besteht aus dem Zentraldetektor um den Interaktionspunkt (links) und aus dem Vorwärtsdetektor (rechts). Die einzelnen Komponenten werden in den nachfolgenden Kapiteln erklärt [A⁺04].

2.2.1 Das Pelletttarget

Um die Aufgaben des WASA-Experimentes zu erfüllen, werden hohe Anforderungen an das Target gestellt. So muss beispielsweise für eine präzise Rekonstruktion

der untersuchten Mesonenzerfälle der Vertexpunkt möglichst klein sein. Außerdem muss eine hohe Luminosität gegeben sein, um die erforderliche hohe Statistik zu erreichen. Sämtliche Anforderungen werden durch das verwendete Pelletttarget erfüllt. Auf Grund der hohen effektiven Dichten von über 10^{15} Atomen/cm² wird eine Luminosität von über 10^{31} cm⁻²s⁻¹ erreicht. Der Strahldurchmesser des Targets beträgt 2 – 3 mm [Tro95], was zu einem gut definierten Vertexpunkt führt. Außerdem ist dadurch die Wahrscheinlichkeit für unerwünschte Sekundärreaktionen minimal, und es wird nur eine dünne Durchführung des Strahls durch den Zentraldetektor benötigt, so dass dieser eine hohe geometrische Akzeptanz haben kann.

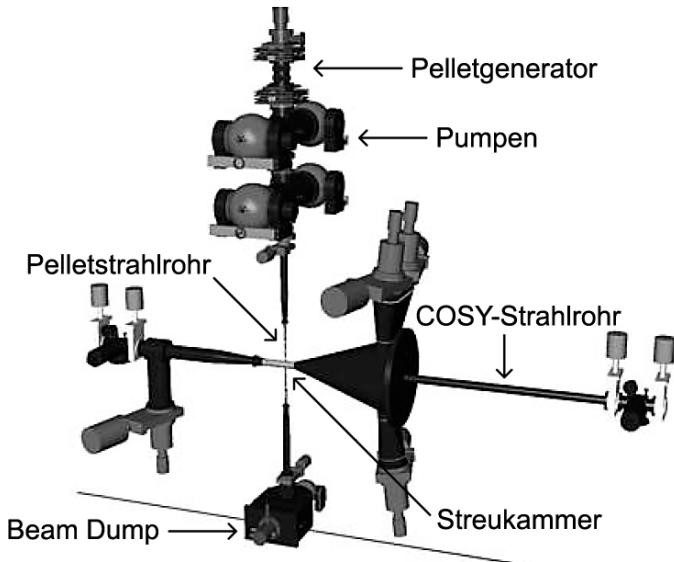


Abbildung 2.3: Skizze des gesamten Pelletttargetsystems [A⁺04].

Das WASA-at-COSY-Pelletttarget kann sowohl mit Wasserstoff als auch mit Deuterium als Targetmaterial betrieben werden. Die Hauptkomponenten des Pelletttargets sind der Pelletgenerator, die Differentialpumpen, die benötigt werden, um die erforderlichen Vakuumbedingungen zu erreichen, sowie der Beam Dump (siehe Abbildung 2.3). Abbildung 2.4 zeigt eine Skizze des Pelletgenerators: Mit Hilfe eines Kaltkopfes werden das Heliumgas sowie das Targetmaterial abgekühlt. Im Falle von Wasserstoff wird die Temperatur auf ca. 17 K eingestellt und für Deuterium auf ca. 20 K [B⁺08]. Das verflüssigte Gas wird durch eine Düse in die Droplettkammer eingeleitet, die mit Heliumgas gefüllt ist. Der Druck in der Kammer wird nahe dem Druck am Trippelpunkt des Wasserstoffs bzw. Deuteriums gehalten und beträgt ca. 20 mbar bzw. 60 mbar. Dadurch werden ein Zufrieren der Düse und ein Gefrieren oder Verdampfen der Droplets verhindert. Der Durchmesser der Düse beträgt ca. 12 μ m. Sie wird mit Hilfe eines Piezokristalls in vertikale Schwingungen versetzt. Die Frequenz des Piezos wird dabei auf 40 kHz bis 80 kHz eingestellt, abhängig von den anderen Parametern des Pelletttargets. Durch die Schwingungen der Düse

lösen sich Droplets (kleine Mikrotröpfchen) von der Düse und durchströmen auf Grund des Druckunterschiedes die Dropletkammer mit etwa 26 m/s. Die Droplets werden anschließend durch eine Kapillare in die Skimmerkammer injiziert. Da dort ein geringerer Druck in der Größenordnung von 10^{-3} mbar herrscht, frieren die Droplets zu Pellets aus. Ihr Durchmesser beträgt 20 μm bis 35 μm , und sie haben eine Geschwindigkeit von ca. 80 m/s.

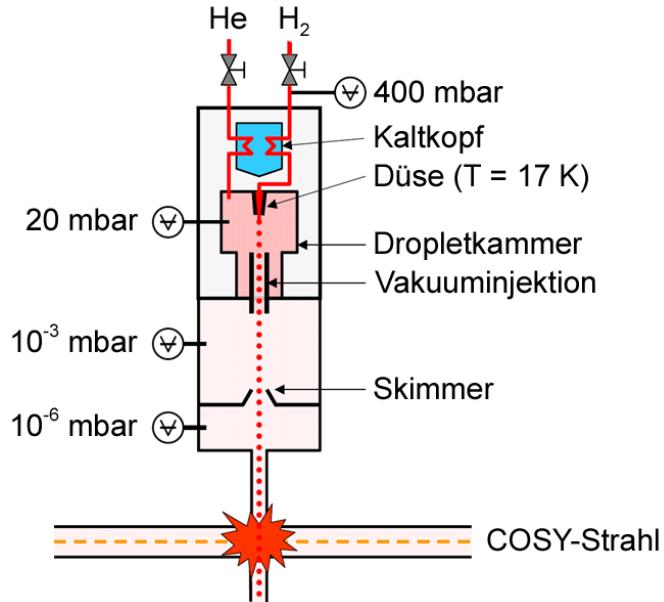


Abbildung 2.4: Skizze des Pelletgenerators [Pel].

Durch den Druckunterschied zwischen Droplet- und Skimmerkammer bilden sich Turbulenzen in der Kapillare und der Pelletstrahl weitert sich auf. Deshalb befindet sich nach ca. 70 cm ein Skimmer (siehe Abbildung 2.5) im Strahlgang. Dabei handelt es sich um eine kegelförmige Öffnung, die stark abgelenkte Pellets zurückhält. Die in die Skimmerkammer gestreuten Pellets verdampfen und werden mit Hilfe von zwei Turbopumpen abgesaugt. Unterhalb des Skimmers beträgt der Druck etwa 10^{-6} mbar. Die restlichen Pellets fliegen weiter und interagieren mit dem COSY-Strahl. Am Interaktionspunkt hat der Pelletstrahl einen Durchmesser von etwa 3,5 mm bei einer Skimmeröffnung von ca. 1,0 mm. Der Abstand zwischen den einzelnen Pellets beträgt ca. 5 mm, so dass der COSY-Strahl einen vertikalen Durchmesser von ebenfalls 5 mm haben sollte, damit sich idealerweise immer genau ein Pellet im Strahl befindet. Nach der Interaktion mit dem COSY-Strahl werden die Pellets im Beam Dump abgelenkt und verdampfen (siehe Abbildung 2.6). Dies verhindert, dass die Pellets wieder zurück in das Pelletrohr gelangen können, um erneut mit dem COSY-Strahl zu interagieren und Untergrundreaktionen zu erzeugen. Das durch Verdampfen der Pellets entstandene Gas wird mit Hilfe von zwei Turbopumpen abgesaugt.

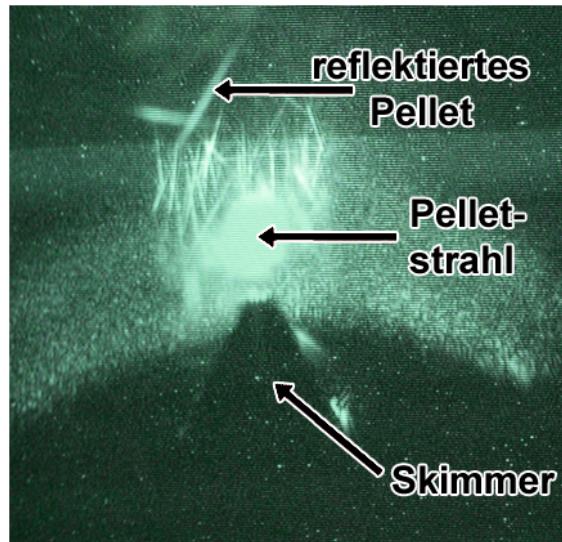


Abbildung 2.5: Foto vom Skimmer. Der Pelletstrahl ist durch einen Laser beleuchtet, um eine Justierung des Strahls zu ermöglichen [Win].

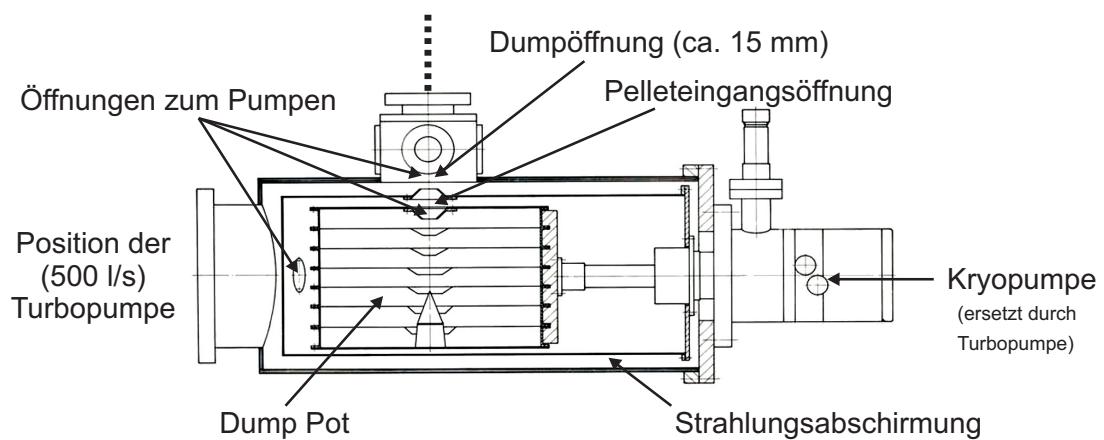


Abbildung 2.6: Skizze vom Beam Dump. Die in Uppsala eingesetzte Kryopumpe wurde durch eine zusätzliche Turbopumpe ersetzt [Cal08].

Die erzeugten Pellets haben jeweils eine Dichte von etwa 10^{19} Atomen/cm². Um am Interaktionspunkt einen geringen Durchmesser des Pelletstrahls zu erreichen, wird durch den Skimmer ein großer Teil der Pellets zurückgehalten, so dass von den anfänglichen 40.000 bis 80.000 Droplets pro Sekunde noch etwa 8.000 bzw. 20.000 Pellets pro Sekunde am Interaktionspunkt übrig bleiben. Dabei wird die höhere Pelletrate auf Grund der größeren Dichte mit Deuterium erreicht, die niedrigere mit Wasserstoff. Die Skimmeröffnung hat aktuell einen Durchmesser von 1,0 mm. Im Vergleich zu einer Öffnung von 0,7 mm, die zuvor verwendet wurde, konnten die Raten und somit die effektiven Targetdichten ungefähr verdoppelt werden [Mil08]. Weitere Daten und Einzelheiten sind zu finden unter [B⁺08], [E⁺96] und [Tro95].

Das WASA-at-COSY-Pelletttarget ist zurzeit das einzige Pelletttarget, das an einem Beschleuniger betrieben wird, und seine Verwendung stellt eine technische Herausforderung dar. Es muss auf eine hohe Reinheit der Gase geachtet werden, und Lecks der Leitungen müssen verhindert werden, da geringste Verunreinigungen bereits zum Verstopfen der Düse führen können. Um eine hohe Reinheit zu gewährleisten, werden sowohl für Deuterium als auch für Wasserstoff Palladiumreiniger benutzt (siehe Abbildung 2.7), durch deren Membran nur reiner Wasserstoff bzw. reines Deuterium gelangt. Zusätzlich zu dem Reiniger direkt am Pelletttargetsysten wird der Palladiumreiniger des ANKE-Experimentes als zweiter Reiniger eingesetzt, da Teile des Gassystems von beiden Experimenten genutzt werden. Beispielsweise wird für beide Experimente an Stelle von einer Deuteriumgasflasche ein Deuteriumgenerator verwendet, der das Deuterium aus schwerem Wasser durch Elektrolyse gewinnt. Das Gas aus dem Generator besitzt eine höhere Reinheit als das Gas aus der Flasche.

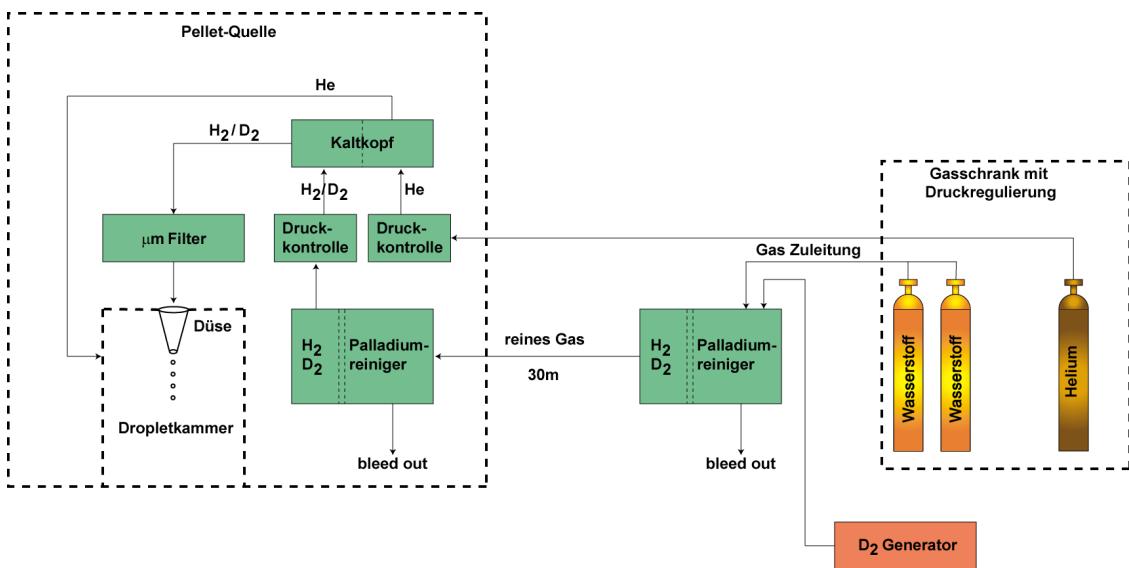


Abbildung 2.7: Skizze des Pelletttargetgassystems.

Damit ein stabiler Dropletstrahl erzeugt werden kann, müssen die Parameter genau aufeinander abgestimmt eingestellt werden. Meist gibt es nur kleine Frequenzbereiche, in denen ein stabiler Betrieb möglich ist. Die Temperatur muss tief genug sein, damit das Targetgas flüssig ist, sie darf aber nicht zu tief sein, damit die Düse nicht zufriert. Um das Zufrieren zu verhindern, muss der Druck in der mit Helium gefüllten Dropletkammer groß genug sein. Er darf jedoch nicht zu groß sein, da dann die Droplets in der Kapillare zu sehr gestreut werden.

2.2.2 Der 4π -Zentraldetektor

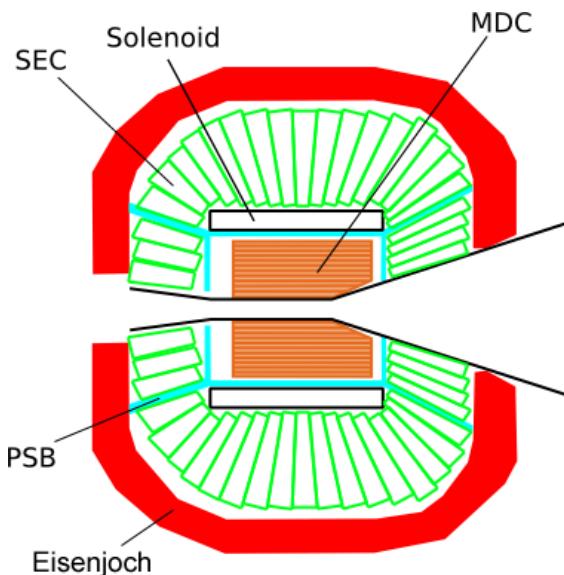


Abbildung 2.8: Schematische Darstellung des Zentraldetektors [A⁺04].

Der Zentraldetektor (CD) ist um den Interaktionspunkt herum gebaut. Er dient zur Detektierung und Identifikation von Zerfallsprodukten der untersuchten Mesonen, wie zum Beispiel des η -Mesons. Die Zerfallsprodukte sind Photonen, Elektronen und geladene Pionen.

Die Bestandteile des Zentraldetektors sind die Mini Drift Chamber (MDC), ein Solenoid (SCS), das Plastic Scintillator Barrel (PSB) und das Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC). Die einzelnen Komponenten werden in den folgenden Abschnitten genauer beschrieben. Der gesamte Zentraldetektor ist von einem 5 t schweren Eisenjoch umgeben.

Um störende Interaktionen der Teilchen mit dem passiven Aufbau zu vermeiden, wurde der Anteil des strukturellen Materials so gering wie möglich gehalten. Außerdem bestehen das Strahlrohr und die Pelletzuleitung aus 1,2 mm dickem Beryllium. Dank der geringen Atomgröße des Berylliums ist die Wahrscheinlichkeit für

eine Interaktion mit den Strahlteilchen gering, während die erforderliche Stabilität der Konstruktion gegeben ist.

Mini Drift Chamber (MDC)

Die Minidriftkammer ist um das Strahlrohr herum gebaut. Sie dient zur Messung der Teilchenimpulse und zur Bestimmung des Vertexpunktes. Die MDC deckt einen Streuwinkelbereich von 24° bis 159° ab und besteht aus 1738 Driftröhren, die in 17 zylindrischen Lagen angeordnet sind. Der Durchmesser der Röhren beträgt zwischen 4 mm und 8 mm, wobei die Durchmesser in den äußersten Lagen am größten sind. In neun der 17 Lagen sind die Röhren parallel zum Strahlrohr angeordnet und in den anderen acht Lagen um einen Winkel von 6° bis 9° relativ zur Strahlachse geneigt. Durch die Trefferpositionen in den einzelnen Lagen der MDC können die Teilchenspuren rekonstruiert werden, und durch die Krümmung der Bahnen auf Grund des durch den Solenoiden erzeugten Magnetfeldes die Teilchenimpulse bestimmt werden. Für weitere Informationen siehe [Jac04].

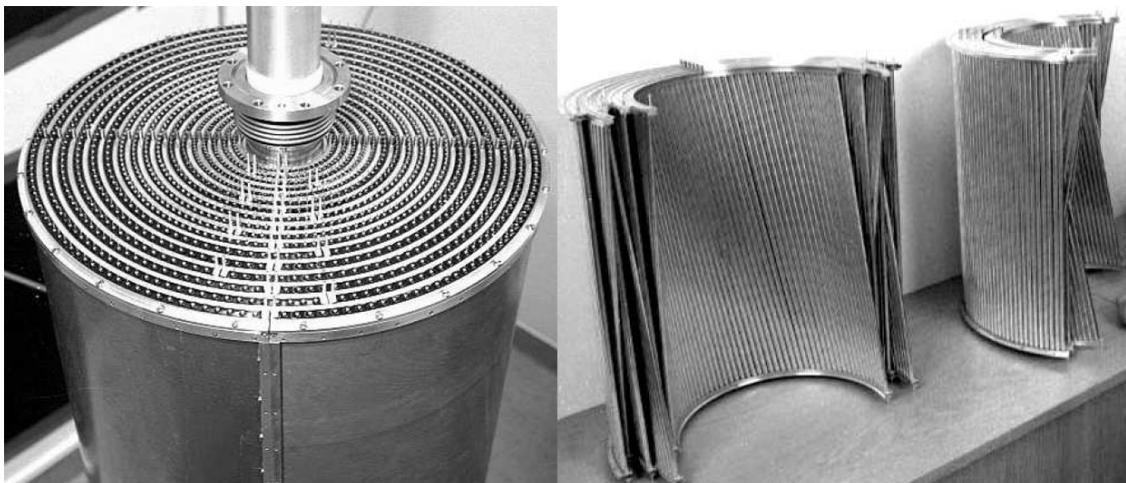


Abbildung 2.9: Foto der Minidriftkammer. Links: zusammengebaut und vom Al-Be-Mantel umgeben, rechts: die Driftröhren in den einzelnen Lagen der MDC. Zu Beachten ist die abwechselnde Anordnung der einzelnen Lagen [A⁺04].

Plastic Scintillator Barrel (PSB)

Das Plastic Scintillator Barrel umgibt die MDC. Es liefert schnelle Signale, die während des Betriebes für eine erste Vorsortierung verwendet werden (Trigger erster Stufe). Zusammen mit der MDC und dem CsI-Kalorimeter dient es zur Teilchenidentifikation mit Hilfe der $\Delta E/p$ - und $\Delta E/E$ -Methoden. Es wird zudem als Veto für die γ -Identifikation eingesetzt.

Das PSB besteht aus einem zylindrischen zentralen Teil sowie zwei Endkappen (siehe Abbildung 2.10) und ist aus insgesamt 146 streifenförmigen Elementen zusammengesetzt, die jeweils 8 mm dick sind. Davon befinden sich 48 Elemente im zylindrischen Teil. Diese haben eine Länge von 550 mm und eine Breite von 38 mm und bilden zwei Lagen, die einen kleinen Überlapp von ca. 6 mm zwischen den einzelnen Nachbarelementen haben, um Akzeptanzlücken zu vermeiden. Zwei der Elemente sind in je zwei Teile unterteilt, um eine Durchführung des Pelletstrahlrohrs zu ermöglichen. Die beiden Endkappen des PSB bestehen aus jeweils 48 radial angeordneten Elementen. Die Endkappe in Vorwärtsrichtung hat einen äußeren Durchmesser von 51 cm und eine zentrale Öffnung mit einem Durchmesser von 19 cm. Die Durchmesser der hinteren Endkappe sind 42 cm bzw. 12 cm. Die Szintillatoren sind an Acryllichtleiter geklebt, die die Signale zu Photomultipliern außerhalb des Eisenjochs weiterleiten. Weitere Details zum Plastic Scintillator Barrel sind zu finden unter [Jac04].

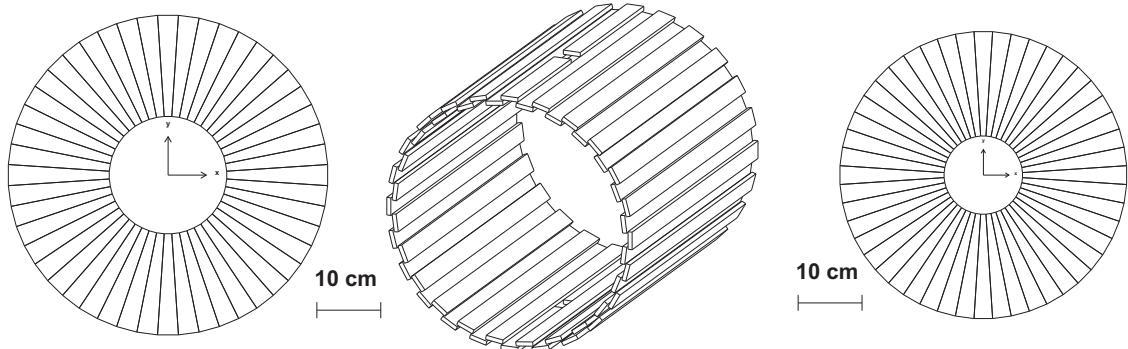


Abbildung 2.10: Schematische Darstellung der drei Teile des PSB: die vordere Endkappe, der zentrale Zylinderteil und die hintere Endkappe. Im zentralen Teil sind die Öffnungen für das Pelletstrahlrohr erkennbar [A⁺04].

Superconducting Solenoid (SCS)

Der supraleitende Solenoid ist direkt um das PSB herum angebracht und liefert ein zum COSY-Strahl paralleles Magnetfeld, das für die Impulsmessung durch die MDC benötigt wird. Die magnetische Flussdichte beträgt dabei maximal 1,3 T. Durch das Magnetfeld werden die Flugbahnen der geladenen Zerfallsprodukte gekrümmmt. Die Krümmung der Teilchenbahn kann dann mit Hilfe der MDC bestimmt werden, und es kann daraus auf den Teilchenimpuls geschlossen werden.

Um eine sehr genaue Energiemessung im Kalorimeter zu ermöglichen, beträgt die Wanddicke des Solenoiden nur 0,18 Strahlungslängen. Das Magnetfeld wird über ein Eisenjoch zurückgeleitet, das zudem als mechanische Unterstützung für die

Kalorimeterkristalle dient und die Ausleseelektronik vor dem Magnetfeld schützt. Der SCS besteht aus NbTi/Cu, das bei tiefen Temperaturen supraleitend wird. Deshalb wird der Solenoid während des Betriebes mit Hilfe von flüssigem Helium bei einer Temperatur von 4,5 K gehalten. Für weitere Details siehe [Rub99].



Abbildung 2.11: Foto des supraleitenden Solenoiden. Im Hintergrund ist die Innenseite der einen Halbschale des Kalorimeters erkennbar [was].

Scintillator Electromagnetic Calorimeter (SEC)

Das Scintillator Electromagnetic Calorimeter bildet die äußerste Detektorschicht des Zentraldetektors und dient zur Messung von Photonen, Elektronen und Positronen mit Energien bis zu 800 MeV. Photonen können ab einer Energie von ungefähr 2 MeV gemessen werden.

Das Kalorimeter deckt einen Streuwinkelbereich von 20° bis 169° ab und besteht aus 1012 natriumdotierten CsI-Szintillatorkristallen, die sich zwischen dem Solenoiden und dem Eisenjoch befinden. Die Kristalle haben die Form von abgeschnittenen Pyramiden und sind in 24 Ringen um das Strahlrohr herum angeordnet. In Abbildung 2.12 sind die drei Hauptteile des SEC erkennbar. Der Vorwärtsteil besteht aus vier Ringen mit jeweils 36 Elementen und deckt den Winkelbereich von 20° bis 36° ab. Der Zentralteil, der aus 17 Ringen mit jeweils 48 Elementen besteht, deckt den Winkelbereich von 36° bis 150° ab. Der hintere Teil besteht aus insgesamt drei Ringen, von denen zwei jeweils 24 Elemente haben und der Ring direkt am Strahlrohr zwölf Elemente. Bis auf Aussparungen für das Pelletrohr und die Heliumzuleitung

für den Solenoiden decken die Szintillatorkristalle einen Azimutalwinkelbereich von 360° ab. Daraus ergibt sich für das SEC eine geometrische Akzeptanz von ca. 96 %. Weitere Informationen über das Scintillator Electromagnetic Calorimeter sind zu finden unter [Koc04].

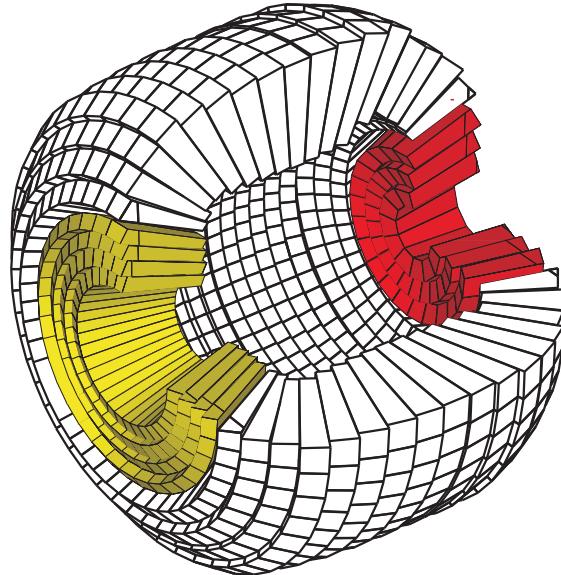
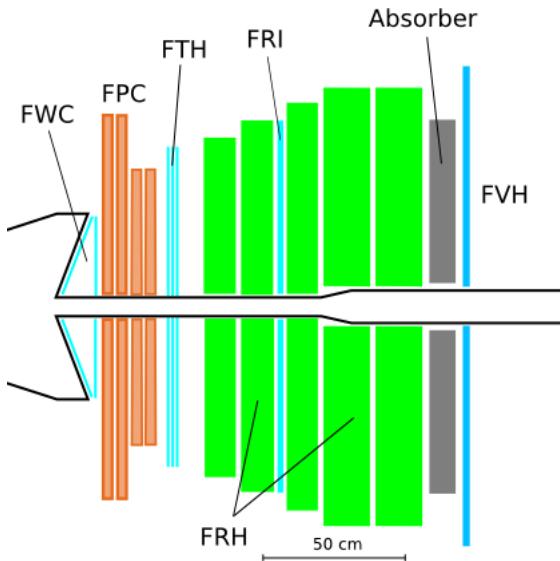


Abbildung 2.12: Schematische Darstellung des SEC. Das Kalorimeter besteht aus dem Vorwärtsteil (links), dem zentralen Teil (Mitte) und dem hinteren Teil (rechts). Der Teilchenstrahl kommt von der rechten Seite [A⁺04].

2.2.3 Der Vorwärtsdetektor

Der Vorwärtsdetektor (FD) wird zur Messung von Teilchen mit kleinen Streuwinkeln θ verwendet, also Teilchen mit einem großen Vorwärtsimpuls. Bei diesen Teilchen handelt es sich meist um schwere geladene Teilchen wie Protonen, Deuteronen und Heliumkerne. Die Teilchen werden identifiziert sowie deren Viererimpulse bestimmt. Es können aber auch Neutronen und geladene Pionen gemessen werden. In Tabelle 2.1 sind einige Eigenschaften des Vorwärtsdetektors aufgeführt, bevor dieser für den Betrieb am Beschleuniger COSY modifiziert wurde. Durch die Änderungen wurde die Energieauflösung um etwa 25 – 35 % verbessert [FRH].

Dank der genauen Rekonstruktion der Viererimpulse kann die Missing Mass-Methode benutzt werden, um die Masse der erzeugten Mesonen zu bestimmen. Abbildung 2.13 zeigt eine schematische Darstellung des gesamten Vorwärtsdetektors. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Lagen des FD im Detail beschrieben.


 Abbildung 2.13: Schematische Darstellung des Vorwärtsdetektors [A⁺04].

| Vorwärtsdetektor | |
|---|----------------------|
| Anzahl aller Szintillatorelemente | 280 |
| Streuwinkelbereich | $3^\circ - 17^\circ$ |
| Streuwinkelauflösung | $0,2^\circ$ |
| Maximale kinetische Energie (T_{stop}) zum Stoppen: | |
| π^\pm /Proton/Deuteron/Alpha [MeV] | 170/300/400/900 |
| Zeitauflösung | < 3 ns |
| Energieauflösung für: | |
| gestoppte Teilchen | $\approx 3\%$ |
| Teilchen mit $T_{stop} < T < 2T_{stop}$ | $4 - 8\%$ |
| Teilchenidentifikation | $\Delta E/E$ |

 Tabelle 2.1: Einige Eigenschaften des Vorwärtsdetektors ohne die für den Betrieb an COSY vorgenommenen Modifikationen [A⁺04]. Die Energie der Teilchen kann durch die Änderungen um etwa 25 – 35 % genauer bestimmt werden [FRH].

Forward Window Counter (FWC)

Die in Strahlrichtung erste Lage des Vorwärtsdetektors ist der Forward Window Counter und besteht aus zwölf je 5 mm dicken Plastiksintillatoren (siehe Abbildung 2.14). Er ist direkt an dem Vakuumaustrittsfenster befestigt und um 10° relativ zum COSY-Strahlrohr geneigt. Die Signale des FWC werden benutzt, um den Ursprung der Teilchen zu bestimmen. Dadurch können beispielsweise kosmische Teilchen aussortiert werden. Der Forward Window Counter dient als Trigger erster Stufe. Es werden nur Ereignisse gespeichert, die ein Signal im FWC haben. Die Signale werden auch benutzt, um auf Triggerebene Heliumkerne auszuwählen.

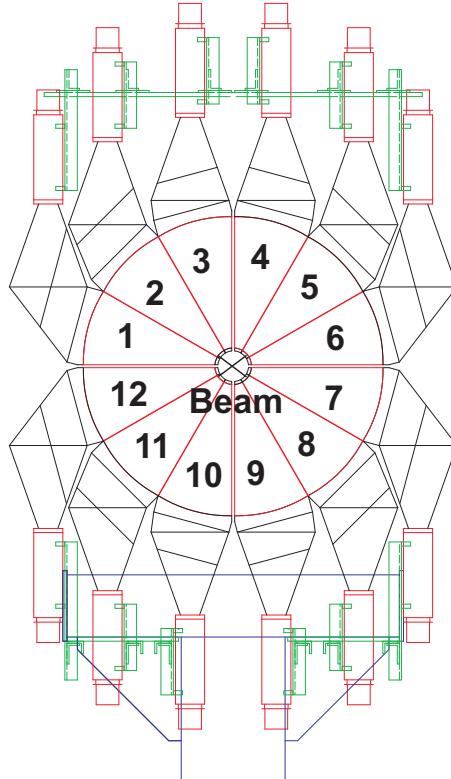


Abbildung 2.14: Schematische Darstellung des FWC [A⁺04].

Forward Proportional Chamber (FPC)

In Strahlrichtung hinter dem FWC befindet sich die Forward Proportional Chamber (siehe Abbildung 2.15). Sie besteht aus vier Modulen, die jeweils aus vier Lagen von 122 je 8 mm dicken Proportionaldriftröhren zusammengesetzt sind. Die einzelnen Module sind jeweils um 45° zum vorherigen Modul senkrecht zur Strahlrichtung gedreht. Die FPC wird bei der Spurrekonstruktion benutzt, um die Winkel der Teilchenflugbahnen zu bestimmen.

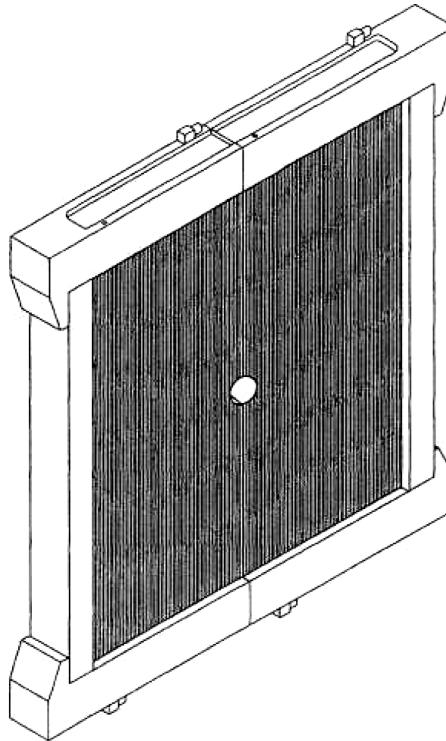


Abbildung 2.15: Schematische Darstellung eines FPC Moduls [A⁺⁰⁴].

Forward Trigger Hodoscope (FTH)

Direkt hinter der FPC befindet sich das Forward Trigger Hodoscope. Es besteht aus drei 5 mm dicken Plastiksintillatorlagen. Die ersten beiden Lagen bestehen aus jeweils 24 Elementen, die gegenläufige archimedische Spiralen bilden. In der dritten Lage befinden sich 48 radial angeordnete Elemente (siehe Abbildung 2.16). Durch Überlagerung der drei Lagen ergibt sich eine Pixelstruktur, die es ermöglicht zu bestimmen, ob ein Treffer durch ein oder mehrere Teilchen verursacht wurde. Zudem wird durch die räumliche Auflösung der Trefferort eingeschränkt. Das Forward Trigger Hodoscope wird hauptsächlich als Trigger verwendet. Da der Energieverlust der Teilchen im FTH gemessen werden kann, dient dieser Detektor auch zur Teilchenidentifikation mit Hilfe der $\Delta E/E$ -Methode.

Forward Range Hodoscope (FRH)

Der nächste Detektor hinter dem FTH ist das Forward Range Hodoscope (siehe Abbildung 2.17). Während des Betriebes an CELSIUS bestand das FRH aus vier Lagen. Da das WASA-Experiment an COSY auch bei höheren Energien betrieben werden kann, wurde die in Strahlrichtung vorderste Lage herausgenommen, und es wurden zwei größere Module hinter der letzten Lage hinzugefügt (siehe Abbildung

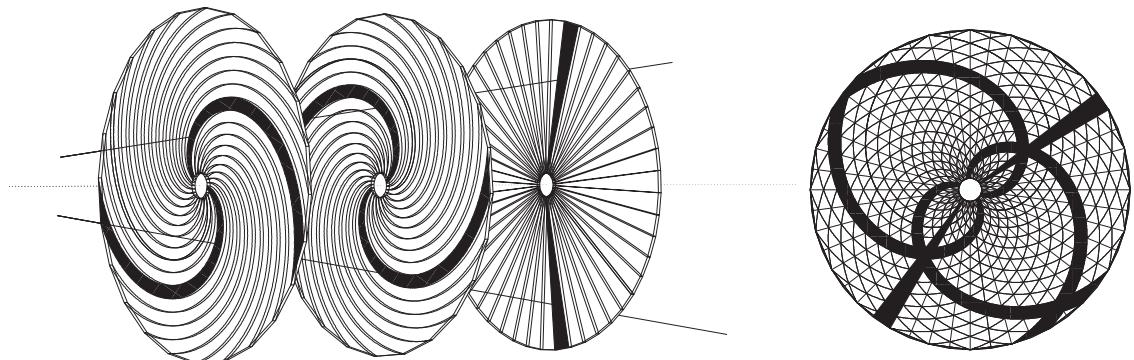


Abbildung 2.16: Schematische Darstellung der drei Lagen des FTH. Durch Überlagerung wird der Trefferort (dunkel) eingeschränkt [A⁺04].

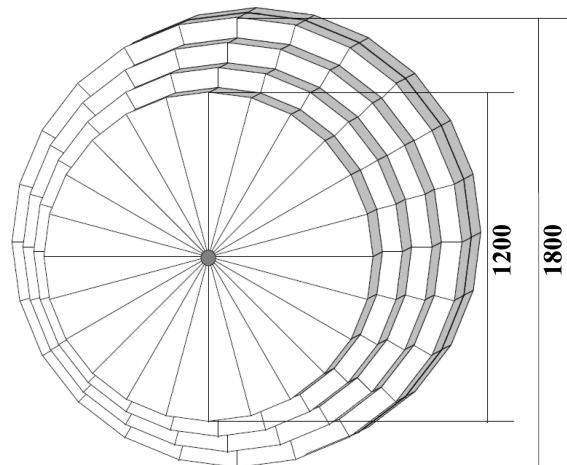


Abbildung 2.17: Schematische Darstellung der fünf Lagen des FRH. Größenangaben sind in mm [A⁺04].

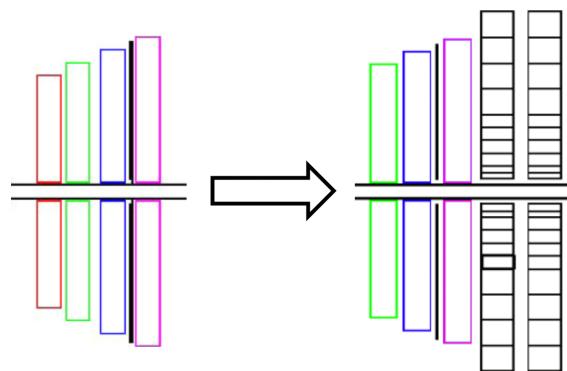


Abbildung 2.18: Änderungen am FRH für den Betrieb an COSY.
Links: vor, rechts: nach den Änderungen [FRH].

2.18). Die einzelnen Lagen bestehen aus 24 radial angeordneten Plastiksintillatormodulen, die 11 cm dick sind. Durch die Modifikationen des FRH konnte auch eine zusätzliche FPC-Lage hinzugefügt werden, um die räumliche Auflösung zu verbessern. Zusammen mit dem Forward Trigger Hodoscope dient das FRH zur Teilchenidentifikation über die $\Delta E/E$ -Methode.

Forward Range Interleaving Hodoscope (FRI)

Zwischen der zweiten und dritten Lage des Forward Range Hodoscopes befindet sich das Forward Range Interleaving Hodoscope, das aus zwei Lagen von 5,2 mm dicken Plastiksintillatorstreifen besteht. Jede Lage ist aus 32 dieser Streifen zusammengesetzt, die in der einen Lage horizontal, in der anderen vertikal angeordnet sind (siehe Abbildung 2.19). Das FRI erlaubt eine zweidimensionale Positionsbestimmung, die für die Streuwinkelmessung der Neutronen benötigt wird. Außerdem können die Informationen des FRI bei der Vertexrekonstruktion helfen sowie bei der Reduzierung von Untergrundreaktionen, die beispielsweise durch Streuung am Strahlrohr entstehen.

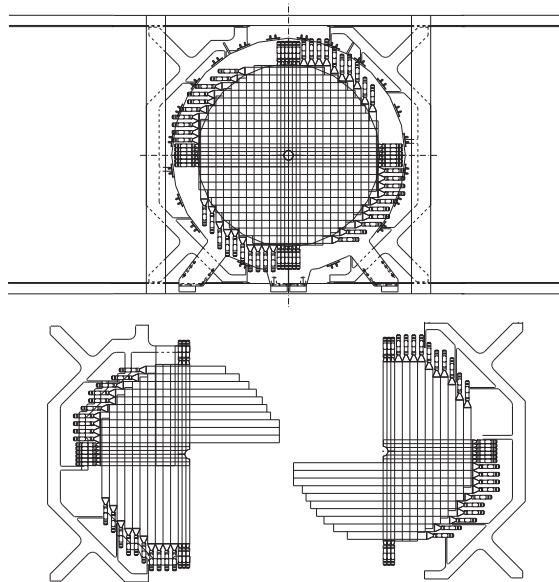


Abbildung 2.19: Schematische Darstellung des FRI-Detektors (oben) und der zwei Lagen mit orthogonalen Szintillatorstreifen (unten) [A⁺04].

Forward Veto Hodoscope (FVH)

Das Forward Veto Hodoscope ist die hinterste Lage des Vorwärtsdetektors. Es besteht aus zwölf horizontal angeordneten Plastiksintillatorstreifen, die durch Photomultiplier an beiden Enden ausgelesen werden können (siehe Abbildung 2.20). Die

Zeitinformation des Signals kann zur Positionsbestimmung entlang eines Streifens verwendet werden. Teilchen, die durch das gesamte FRH fliegen und somit eine zu große kinetische Energie haben, erzeugen im FVH ein Vetsignal.

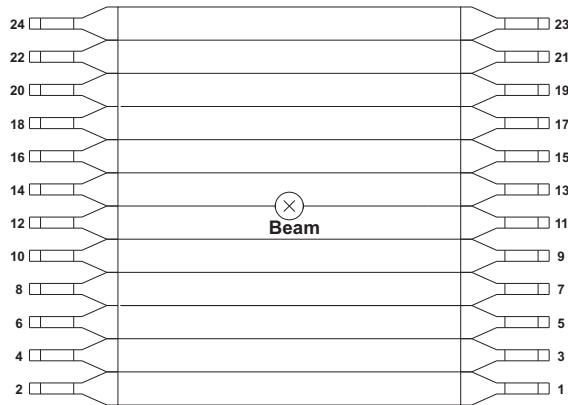


Abbildung 2.20: Schematische Darstellung des FVH [A⁺04].

Forward Absorber (FRA)

Zwischen der letzten Lage des FRH und dem FVH kann optional ein Absorber aus Eisen eingebaut werden. Die Dicke des Absorbers kann zwischen 5 mm und 100 mm betragen. Bisher wurde der FRA eingesetzt, um Protonen aus der Reaktion $pp \rightarrow pp\eta$ bei einer Strahlenergie von ca. 1360 MeV zu stoppen. Schnellere, elastisch gestreute Protonen oder Protonen, die zum Beispiel aus der Einpionenproduktion stammen, durchdringen den FRA und erzeugen ein Vetsignal im FVH.

2.2.4 Das Light Pulser System (LPS)

Das Light Pulser System liefert Referenzpulse an alle Szintillatorzähler, um ihre Verstärkung während des Experiments zu beobachten. Es werden zu diesem Zweck zwei unterschiedliche Arten von Lichtquellen verwendet. Für die CsI-Elemente des Kalorimeters wird eine Xenonblitzlichtröhre von Hamamatsu benutzt, und für die Plastiksintillatoren werden drei LED-basierte Lichtquellen verwendet. Von diesen vier Lichtquellen werden die Signale über ein Netzwerk von Lichtleitern zu den einzelnen Elementen transportiert. Für weitere Informationen siehe [ZR09].

2.3 Das Triggersystem

Auf Grund der hohen Ereignisrate bei WASA-at-COSY ist ein Abspeichern der Daten ohne eine Vorselektierung nicht möglich. Deshalb wird ein Triggersystem eingesetzt, das die gewünschten Ereignisse zur Speicherung aussortiert und den

Untergrund reduziert. Das verwendete Triggersystem besteht aus zwei Stufen. Die Trigger erster Stufe (First Level) und zweiter Stufe (Second Level) benötigen kurze Verzögerungen von ≈ 100 ns bzw. ≈ 500 ns und sind daher in der Hardware implementiert.

Der Trigger erster Stufe arbeitet mit den schnellen Signalen der Plastikszintillatoren, wie zum Beispiel des PSB im Zentraldetektor und der Szintillatoren im Vorwärtsdetektor. Er basiert auf Mehrspurereignissen, der Koinzidenz dieser Ereignisse und der Teilchenspurrekonstruktion. Die Daten für den Trigger werden in mehreren Schritten bearbeitet. Im ersten Schritt werden durch separate Module für die Mehrspurereignisse durch Treffer primäre Trigger ausgelöst. Im PSB überlappen sich die einzelnen Szintillatorstreifen, um für eine maximale geometrische Akzeptanz zu sorgen. Daher werden die Treffer in benachbarten Elementen als ein Cluster eines einzelnen Teilchens interpretiert. Die Module haben 48 Eingänge und können bis zu vier Cluster je Detektorlage detektieren. Um Rauschsignale zu reduzieren, wird im nächsten Schritt gefordert, dass es Koinzidenzen mit anderen Detektoren gibt. Die Spurrekonstruktion im FD erfolgt durch ein Modul mit 96 Eingängen.

Der Trigger zweiter Stufe verwendet zusätzlich die Informationen über die Energieabdektonierung der Cluster in den einzelnen Elementen des langsameren CsI-Kalorimeters. Sowohl beim Trigger erster Stufe als auch beim Trigger zweiter Stufe können mehrere Teilchen getrennt voneinander nachgewiesen werden. Für weitere Informationen zum Triggersystem siehe [Fra02].

2.4 Die WASA-Software

Zur Analyse der mit dem WASA-Experiment aufgenommenen Daten wird eine spezielle Analysesoftware verwendet. Um den gesuchten Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ in den gemessenen Daten identifizieren zu können, werden zusätzlich Simulationen dieses Zerfalls sowie möglicher Untergrundreaktionen erzeugt und analysiert. Für die Simulationen wird ebenfalls eine spezielle Software verwendet.

2.4.1 Simulation

Die Simulation der Zerfälle kann mit Hilfe von zwei unterschiedlichen Monte Carlo Ereignisgeneratoren erfolgen. Die erste Möglichkeit besteht in der Erzeugung von Zerfallsereignissen über GIN (Geant INput). Der Zerfall wird in einer C++-Klasse programmiert und anschließend kompiliert. In dieser Klasse werden sowohl die Strahlenergie und die Massen der in der Reaktion vorkommenden Teilchen angegeben, als auch zu welcher Teilchenart die entstandenen Teilchen gehören. Bei der Simulation sind alle kinematisch möglichen Kombinationen der Viererimpulse der Zerfallsteilchen gleich wahrscheinlich. Um bei Mehrteilchenzerfällen die Phasenraumverteilung der Kinematik zu berücksichtigen, wird in der Ausgabedatei für

jeden simulierten Zerfall ein Gewicht angegeben, das proportional zur Häufigkeit der jeweiligen Kombination der Viererimpulse der Zerfallsteilchen ist. Die Ereignisse werden später in der Analyse mit den zugehörigen Gewichten skaliert.

Alternativ zu GIN kann auch eine an WASA angepasste Version der Monte Carlo Simulationssoftware Pluto verwendet werden [F⁺07]. Ursprünglich wurde Pluto für das Experiment HADES entwickelt. Pluto basiert ausschließlich auf dem Programm Paket ROOT, das wiederum auf C++ basiert und am CERN speziell für Experimente der Kern- und Teilchenphysik entwickelt wurde [BR96]. ROOT bietet zusätzliche Klassen, die in C++ nicht enthalten sind, wie z.B. die Klasse der Lorentzvektoren. Bei der Nutzung von Pluto für die Simulation werden die Zerfälle in einem Makro geschrieben, das mit dem in ROOT integrierten Compiler kompiliert wird. Neben der Simulation einfacher Zerfälle ist es möglich mit Pluto auch so genannte Monte Carlo Cocktails zu erzeugen. Dabei handelt es sich um die Kombination mehrerer Zerfälle in einer Ausgabedatei unter Berücksichtigung der jeweiligen Häufigkeit. Da in Pluto bei der zufälligen Auswahl der Zerfälle die Verteilung der Kinematik im Phasenraum bereits berücksichtigt wird, sind die einzelnen Ereignisse jeweils mit Eins gewichtet.

Die Simulation des Detektorsystems erfolgt mit Hilfe des WASA Monte Carlo Softwarepaket (WMC). Es basiert auf GEANT 3 (GEometry AND Tracking), das am CERN entwickelt wurde [GEA93]. Bei der Simulation werden sowohl die Wechselwirkungen der Zerfallsteilchen mit den aktiven als auch mit den passiven Teilen des Detektorsystems berücksichtigt. Die Ausgabe der Trefferpositionen, der Trefferzeitpunkte und der Energieverluste erfolgt in dem gleichen Dateiformat, das auch für die echten Daten verwendet wird.

2.4.2 Analyse

Die gemessenen Daten und die Simulationen werden mit Hilfe des WASA RootSorters analysiert. Der RootSorter wurde ursprünglich für das ANKE-Experiment entwickelt [HHM04] und basiert auf den Programmabibliotheken, die von ROOT bereitgestellt werden. Die Analyse wird in einer C++-Klasse geschrieben und greift auf andere Klassen zu, wie zum Beispiel den Trackfinder, der aus den Trefferpositionen der Teilchen eine Spur rekonstruiert. Beim Ausführen der kompilierten Analyse muss angegeben werden, welche Datei analysiert werden soll, und ob es sich um eine Simulation oder um echte Daten handelt. Die Histogramme können in einer ROOT-Datei gespeichert und mit Hilfe des ROOT-Browsers betrachtet werden. Es können Makros verwendet werden, um die gespeicherten Histogramme zu addieren oder Fitfunktionen einzulegen.

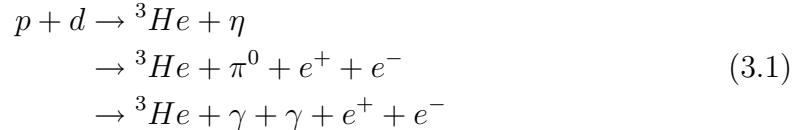
Die WASA-Software befindet sich in ständiger Weiterentwicklung, so dass eine Analyse mit späteren Versionen geringe Abweichungen von den hier präsentierten Ergebnissen aufweisen kann.

Für die Analyse der echten Daten und der Simulationen wurde in dieser Diplomarbeit die RootSorter-Revision 3260 verwendet, und die Simulationen wurden mit der WMC-Version 277 durchgeführt. Zur Erzeugung des $\eta \rightarrow 3\pi^0$ - Monte Carlo Cocktails wurde die für WASA modifizierte Version 5-20k der Pluto-Software benutzt.

3 Analyse des Untergrundes für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$

Die ersten Studien zum seltenen Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ mit WASA-at-COSY wurden mit Daten aus der Strahlzeit im April 2007 durchgeführt [Mil08]. Dabei handelte es sich um Proton-Proton-Stöße.

Die folgenden Untersuchungen beruhen auf Daten aus der Strahlzeit im September und Oktober 2008, in der Protonen mit einer Strahlenergie von 1 GeV auf Deuteronenpellets geschossen wurden und die entstandenen ^3He -Kerne im Vorwärtsdetektor nachgewiesen wurden. Während dieser Strahlzeit wurden etwa $1,1 \cdot 10^7$ η -Mesonen erzeugt [Zlo09]. Um den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ nachweisen zu können, müssen für jedes Ereignis alle entstandenen Zerfallsprodukte sowie das ^3He nachgewiesen werden.



Des Weiteren muss sichergestellt werden, dass die Zerfallsteilchen aus dem Zerfall eines η -Mesons stammen, also ihre invariante Masse und die Missing Mass des ^3He der η -Masse entsprechen. Um eine Identifikation des gesuchten Zerfalls zu ermöglichen, sind weitere Einschränkungen notwendig, da auch andere Reaktionen fälschlicherweise als der gesuchte Zerfall identifiziert werden können. Beispielsweise hat der relativ häufige Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \gamma + \gamma + \pi^+ + \pi^-$ die gleiche Signatur, d.h., es entstehen ebenfalls zwei neutrale Teilchen sowie ein positiv geladenes und ein negativ geladenes Teilchen, die jeweils im CD nachgewiesen werden können. Daher erfordert dieser Zerfall eine genauere Betrachtung bei der Untergrundreduzierung. Dies wurde bereits im Rahmen der Diplomarbeit von N. Milke für die Messdaten der Strahlzeit im April 2007 untersucht [Mil08]. Da das Verhältnis zwischen den beiden Zerfällen jedoch noch nicht ganz das für die aktuelle obere Grenze nötige Verhältnis erreicht, müssen die Selektionsbedingungen (Cuts) noch weiter optimiert werden. Außerdem muss die Analyse an die Erzeugung des η -Mesons über $p + d \rightarrow ^3\text{He} + \eta$ angepasst werden. Zusätzlich zum Zerfallskanal $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ müssen auch noch andere Untergrundreaktionen berücksichtigt werden, und das jeweilige Verhältnis zum gesuchten Zerfall optimiert werden. Dabei wird darauf geachtet, dass möglichst wenige Ereignisse des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$

durch die Cuts weggescchnitten werden, so dass eine möglichst niedrige neue obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis des gesuchten Zerfalls innerhalb der gegebenen Statistik erreicht werden kann.

3.1 Untergrundreaktionen

Das bei der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3He + \eta$ erzeugte η -Meson hat mehrere mögliche Zerfallskanäle, die einen Untergrund bei der Analyse erzeugen können. In Tabelle 3.1 sind alle bisher beobachteten Zerfälle des η -Mesons mit den zugehörigen Verzweigungsverhältnissen aufgelistet.

| Zerfallskanal | Häufigkeit [%] |
|-----------------------|-------------------------------|
| neutrale Kanäle | $71,91 \pm 0,34$ |
| 2γ | $39,31 \pm 0,20$ |
| $3\pi^0$ | $32,56 \pm 0,23$ |
| $\pi^0 2\gamma$ | $(4,4 \pm 1,5) \cdot 10^{-2}$ |
| weitere Kanäle | $< 2 \cdot 10^{-2}$ |
| geladene Kanäle | $28,06 \pm 0,34$ |
| $\pi^0 \pi^+ \pi^-$ | $22,73 \pm 0,28$ |
| $\pi^+ \pi^- \gamma$ | $4,60 \pm 0,16$ |
| $e^+ e^- \gamma$ | $0,68 \pm 0,08$ |
| $\mu^+ \mu^- \gamma$ | $(3,1 \pm 0,4) \cdot 10^{-2}$ |
| $\mu^+ \mu^-$ | $(5,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$ |
| $\pi^+ \pi^- e^+ e^-$ | $(4,2 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$ |
| weitere Kanäle | $< 0,26$ |

Tabelle 3.1: Beobachtete Zerfallskanäle des η -Mesons [PDG08].

Die einzelnen Kanäle können aus unterschiedlichen Gründen fälschlicherweise als der gesuchte Zerfall interpretiert werden. So kann es vorkommen, dass durch Bremsstrahlung eines geladenen Teilchens ein zusätzliches Photon entsteht, das dann im Zentraldetektor nachgewiesen wird. Dies führt dazu, dass beim Zerfall $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ zwei Photonen gemessen werden können, so dass die Signatur des Zerfalls mit der des gesuchten Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + e^+ + e^-$ übereinstimmt. Es kann aber auch passieren, dass ein Cluster eines Teilchens als zwei Cluster und somit als zwei Teilchen interpretiert wird oder aber ein Teilchen gar nicht gemessen wird. Ein weiteres Problem stellen Elektronen und Positronen dar, die durch Paarbildung von Photonen entstehen. Ein Beispiel hierfür ist die Paarbildung eines der beiden Photonen beim häufigsten Zerfallskanal $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$. Wenn nun noch ein zusätzliches Photon gemessen wird, hat dieser Zerfall ebenfalls die gleiche Signatur wie der gesuchte Zerfall.

Mit Hilfe des Zentraldetektors können die Ladung, der Impuls und die Energie eines Teilchens bestimmt werden. Der gemessene Impuls und die gemessene Energie sind mit einem Fehler behaftet, so dass die Masse der Teilchen daraus nicht genau berechnet werden kann. Aus diesem Grund ist eine einfache Unterscheidung der geladenen Pionen, der Myonen und der Elektronen bzw. Positronen nicht möglich. Beispielsweise stellt daher der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$, der die gleiche Signatur wie der gesuchte Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ hat, einen großen Teil des Untergrundes dar.

Neben der Erzeugung eines η -Mesons bei der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3He$ kann es auch zur direkten Pionenproduktion kommen. Hierbei ist die Reaktion $p + d \rightarrow {}^3He + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ hervorzuheben, da diese auf Grund der gleichen Signatur fälschlicherweise als der gesuchte Zerfall interpretiert werden kann.

3.2 Mögliche Selektionsbedingungen

Zur Trennung der Ereignisse des seltenen Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ von den verschiedenen Untergrundreaktionen werden unterschiedliche Selektionsbedingungen verwendet. Um diese zu finden und zu optimieren, wurden zunächst simulierte Reaktionen analysiert. Es wurden pro Zerfallskanal des η -Mesons einige Millionen Ereignisse mit Hilfe der WASA Monte Carlo Software (WMC) simuliert und anschließend analysiert. Zusätzlich wurden Simulationen der direkten Pionenproduktion $p + d \rightarrow {}^3He + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ untersucht.

In diesem Kapitel werden zunächst mögliche Selektionsbedingungen betrachtet. Die genaue Bestimmung der Cutgrenzen der für die Analyse geeigneten Selektionsbedingungen erfolgt in Kapitel 3.4.

Selektion der 3He

Die Daten aus der Strahlzeit im September und Oktober 2008 wurden bereits vor sortiert auf Ereignisse, bei denen im Vorwärtsdetektor ein 3He gemessen wurde. Um einen Vergleich zwischen den gemessenen Daten und den simulierten Daten zu ermöglichen, wird als erste Selektionsbedingung ein Cut auf 3He -Ereignisse mit Hilfe der $\Delta E/E$ -Methode angewendet. Da die 3He -Kerne in der 1. Lage des FRH gestoppt werden, liegen die Einträge der 3He im Histogramm 3.1 auf einer Geraden, anstatt dass ihre Verteilung nach der Bethe-Bloch-Formel erfolgt. Ein beispielhafter Cut um das 3He -Band ist eingezeichnet. In dem Histogramm sind nur Einträge von Reaktionen, bei denen genau ein geladenes Teilchen im Vorwärtsdetektor nachgewiesen werden konnte.

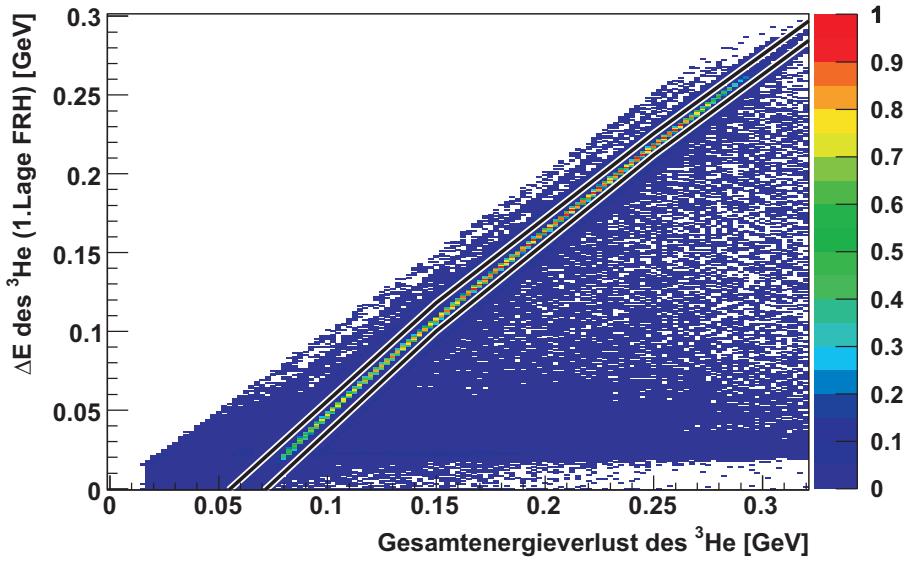


Abbildung 3.1: In der ersten Lage des FRH deponierte Energie des ^3He aus der simulierten Reaktion $p+d \rightarrow ^3\text{He}+\eta$ aufgetragen gegen die gesamte im Vorwärtsdetektor deponierte Energie des ^3He . Ein möglicher Cut um das ^3He -Band ist eingezeichnet.

Signatur des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$

Um den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + e^+ + e^-$ nachweisen zu können, wird als weitere Selektionsbedingung gefordert, dass die Signatur der Ereignisse mit der Signatur der gesuchten Reaktion übereinstimmt. Deshalb werden nur Ereignisse ausgewählt, bei denen genau zwei neutrale und zwei geladene Teilchen im Zentraldetektor nachgewiesen wurden. Von den zwei geladenen Teilchen im CD muss eines eine positive Ladung haben, das andere eine negative Ladung.

Gelegentlich werden auch Photonen als geladene Teilchen identifiziert, deren Ladung und Impuls jedoch nicht bestimmt werden können, da die Teilchenbahn in der MDC nicht gekrümmt ist. Daher wird beim Cut auf die Signatur gefordert, dass der Impuls und die Ladung der beiden geladenen Teilchen bestimmt werden konnten.

Dieser Cut wurde bereits auf die verwendeten gemessenen Daten aus der Strahlzeit im September und Oktober 2008 angewendet, um eine schnellere weitere Analyse zu ermöglichen.

Direkte Pionenproduktion

Neben der Produktion von η -Mesonen kann es auch zur direkten Pionenproduktion kommen. Beispielsweise hat die Reaktion $p+d \rightarrow ^3\text{He} + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ die gleiche Signatur wie der gesuchte Zerfall. Zur Reduzierung dieses Untergrundes wird

ein Cut im Spektrum der Missing Mass des ${}^3\text{He}$ um die η -Masse angewendet. Als Beispiel ist ein Cut in Abbildung 3.2 eingezeichnet.

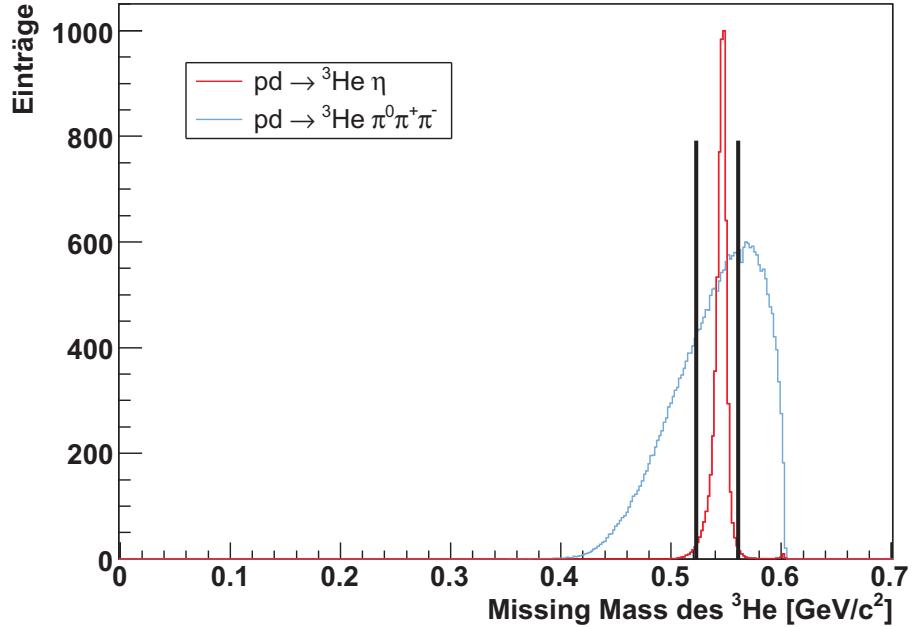


Abbildung 3.2: Missing Mass des ${}^3\text{He}$ aus dem ${}^3\text{He}$ -Band für die simulierten Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$. Das dargestellte Verhältnis der beiden Verteilungen entspricht nicht dem tatsächlichen Verhältnis der beiden Reaktionen. Ein möglicher Cut um die η -Masse ist eingezeichnet.

Unterscheidung von Elektronen und geladenen Pionen

Ein wesentliches Problem bei der Suche nach dem Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ ist die Unterscheidung zwischen Elektronen bzw. Positronen und den geladenen Pionen. Insbesondere der Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ stellt einen großen Teil des Untergrundes dar, da seine Signatur mit der Signatur des gesuchten Zerfalls identisch ist. Zur Reduzierung dieses Untergrundes und zur Trennung von Pionen und Elektronen bzw. Positronen wurden bereits im Rahmen einer Diplomarbeit verschiedene mögliche Selektionsbedingungen gefunden [Mil08]. Die Unterscheidung der Teilchen erfolgt durch die Kombination von zwei dieser Selektionsbedingungen. Auf Grund der geringeren Masse der Elektronen im Vergleich zu den Pionen ist bei gleichem Impulsbetrag die kinetische Energie für Elektronen größer als für Pionen. Daher ergeben sich durch Auftragung der gesamten im Zentraldetektor deponierten Energie eines geladenen Teilchens gegen dessen gemessenen Impuls für Pionen und Elektronen

bzw. Positronen unterschiedliche Verteilungen, so dass eine Trennung ermöglicht wird. Als Beispiel ist ein daraus resultierender Cut in Abbildung 3.3 eingezeichnet.

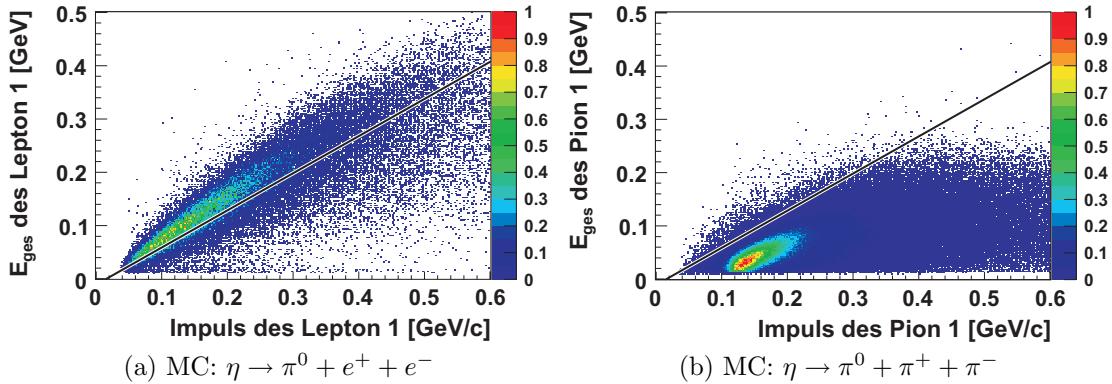


Abbildung 3.3: Gesamte im CD deponierte Energie gegen den Impuls mit einer möglichen Cutlinie. Lepton 1 bzw. Pion 1 ist das Teilchen mit dem jeweils kleinsten Quotienten E_{ges}/p .

Eine weitere Unterscheidung kann mit Hilfe des Spektrums der invarianten Masse aller im CD gemessenen Teilchen erfolgen. Dabei wird für die invariante Masse angenommen, dass es sich bei den geladenen Teilchen um ein Elektron und ein Positron handelt, was beim gesuchten Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ zu einem Peak bei der η -Masse führen würde. Auf Grund des Massenunterschiedes zwischen Elektronen und geladenen Pionen ergibt sich für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ eine kleinere invariante Masse. Jedoch überlappen sich die beiden Spektren, was eine klare Trennung verhindert (siehe Abbildung 3.4). Nach Anwendung des Cuts im p - E_{ges} -Spektrum wird der Überlappungsbereich kleiner, so dass eine klarere Trennung ermöglicht wird. Neben der Trennung von Elektronen und Pionen kann der Cut im Spektrum der invarianten Masse aller Teilchen zur Reduzierung der Ereignisse weiterer Zerfallskanäle verwendet werden. Beispielsweise ist die Verteilung der invarianten Masse für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ ebenfalls kleiner, weil der Zerfall nur fälschlicherweise die korrekte Signatur aufweist, wenn nicht alle Zerfallsprodukte im Zentraldetektor nachgewiesen werden konnten (siehe Abbildung 3.5). Da durch den Cut auf die Signatur bereits viele der simulierten $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ -Zerfälle aussortiert werden, ist in diesem Spektrum die Statistik geringer als für den simulierten Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird gezeigt, dass die beiden zuvor genannten Cuts zur Reduzierung der gemessenen Ereignisse des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ ausreichen, um eine Herabsetzung der oberen Grenze für den Zerfallskanal $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ zu ermöglichen (vgl. Kapitel 3.4).

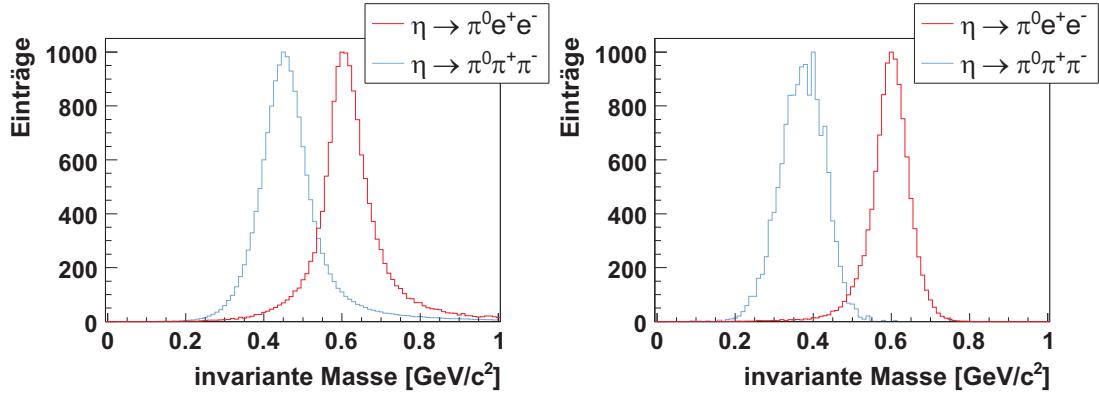


Abbildung 3.4: Invariante Masse aller Teilchen im CD vor (links) und nach (rechts) Anwendung eines Cuts im $p\text{-}E_{ges}$ -Spektrum. Eine klarere Trennung der Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ ist nach Anwendung des Cuts realisierbar. Die Spektren wurden durch eine Analyse simulierter Zerfälle erzeugt, und ihre Maxima wurden jeweils auf 1000 Einträge normiert.

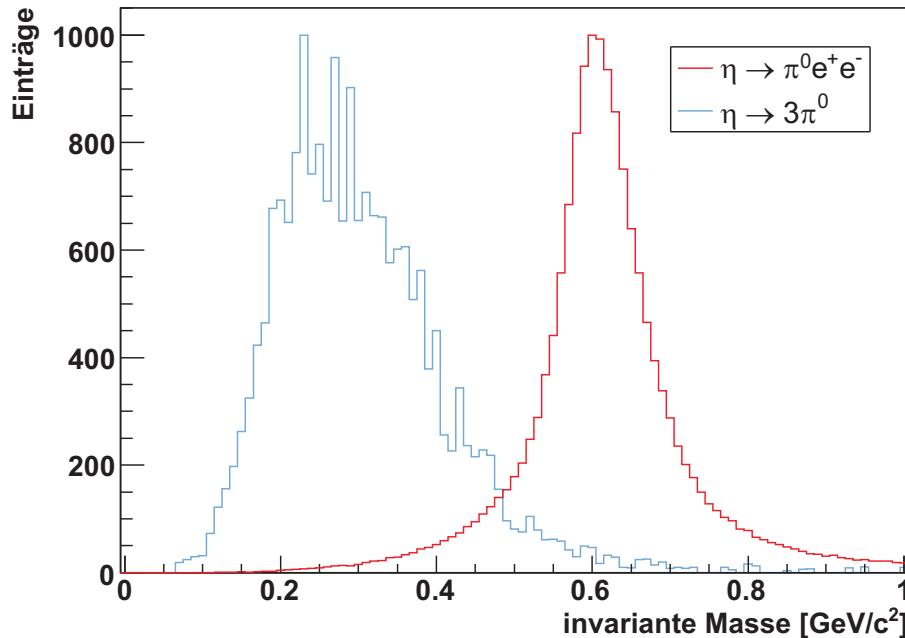


Abbildung 3.5: Invariante Masse aller Teilchen im CD. Durch einen geeigneten Cut kann der durch den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ verursachte Untergrund reduziert werden. Es handelt sich um Spektren simulierter Daten. Die Maxima der beiden Verteilungen wurden auf 1000 Einträge normiert.

Der Zerfall des π^0 -Mesons

Die beiden im CD detektierten Photonen aus dem Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + e^+ + e^-$ stammen aus dem Zerfall des π^0 -Mesons. Durch Anwendung eines Cuts um die π^0 -Masse werden einige Zerfälle mit Photonen, die nicht aus diesem π^0 -Zerfall stammen, aussortiert. Ein möglicher Cut um die π^0 -Masse ist in Abbildung 3.6 eingezeichnet.

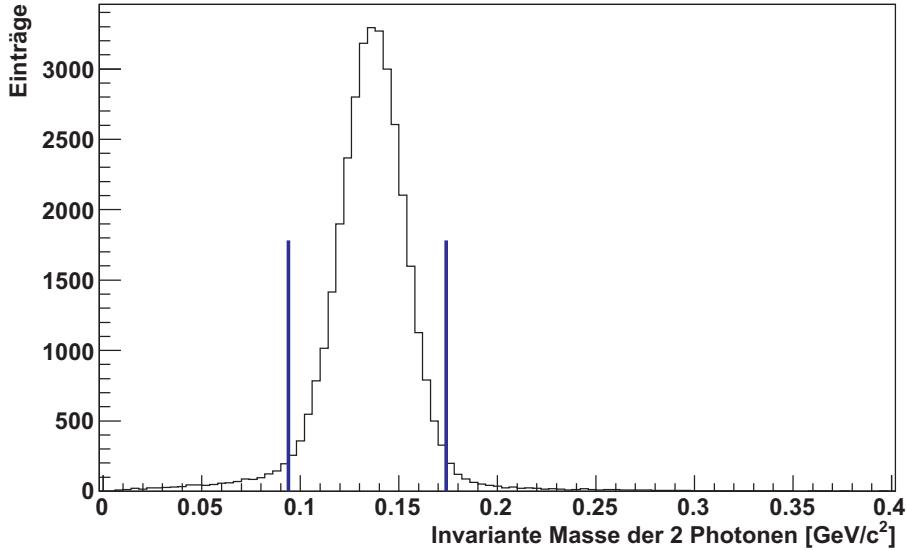


Abbildung 3.6: Invariante Masse der zwei im CD nachgewiesenen Photonen für den simulierten Zerfall $\eta \rightarrow (\pi^0 \rightarrow 2\gamma) + e^+ + e^-$. Ein möglicher Cut um die π^0 -Masse ist eingezeichnet.

Bremsstrahlung

Auf Grund von Bremsstrahlung können zusätzliche Photonen erzeugt und gemessen werden. Dadurch kann beispielsweise der Zerfall $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ die gleiche Signatur wie der gesuchte Zerfall aufweisen. Für das mittlere Winkelquadrat zwischen dem Elektron bzw. Positron und dem Bremsstrahlungsphoton gilt bei Energien des Elektrons $E_e \gg m_e c^2$ [Ste49]:

$$\sqrt{\theta_{e\gamma}^2} \sim \frac{m_e c^2}{E_e} \cdot \ln \frac{E_e}{m_e c^2}. \quad (3.2)$$

Mit steigender Energie der Elektronen bzw. Positronen werden somit die Photonen bevorzugt in Vorwärtsrichtung emittiert. Daher sollte der mittlere Winkel zwischen den relativistischen Elektronen aus dem Zerfall des η -Mesons und den emittierten Photonen kleiner sein als zwischen Elektronen und Photonen aus dem Zerfall $\eta \rightarrow$

$\pi^0 + e^+ + e^-$. Es zeigt sich jedoch, dass der Unterschied zwischen den Winkeln solcher Elektron-Photon-Paare und denen aus dem gesuchten Zerfall nicht deutlich genug ist, um eine Trennung zu ermöglichen (siehe Abbildung 3.7).

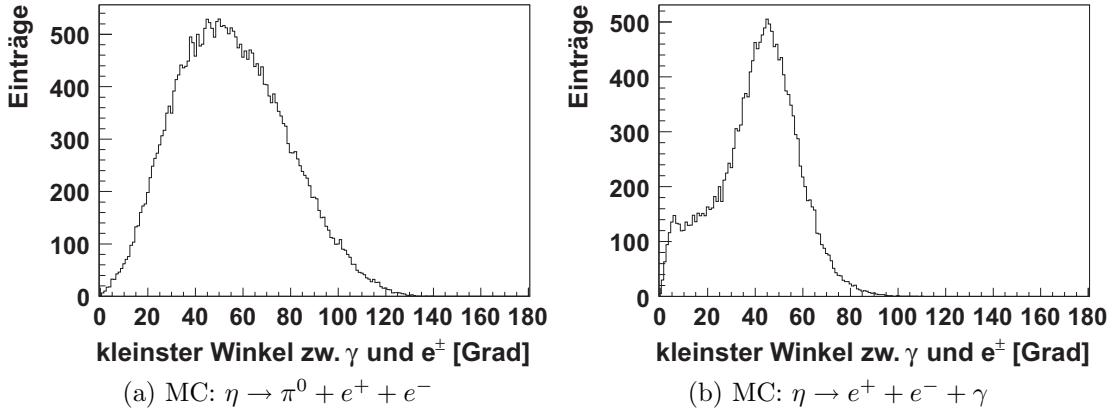


Abbildung 3.7: Winkel zwischen Photon und Elektron bzw. Positron. Es ist jeweils der kleinste Winkel der vier möglichen Kombinationen eingetragen. Eine klare Trennung der beiden Zerfälle ist hier nicht realisierbar.

Abbildung 3.8 zeigt die gesamte im CD deponierte Energie solcher Photonen im Vergleich zu Photonen aus dem Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$. Es ist erkennbar, dass die Bremsstrahlungspotonen eine geringere Energie aufweisen. Jedoch ist eine klare Trennung der beiden Zerfälle nicht möglich.

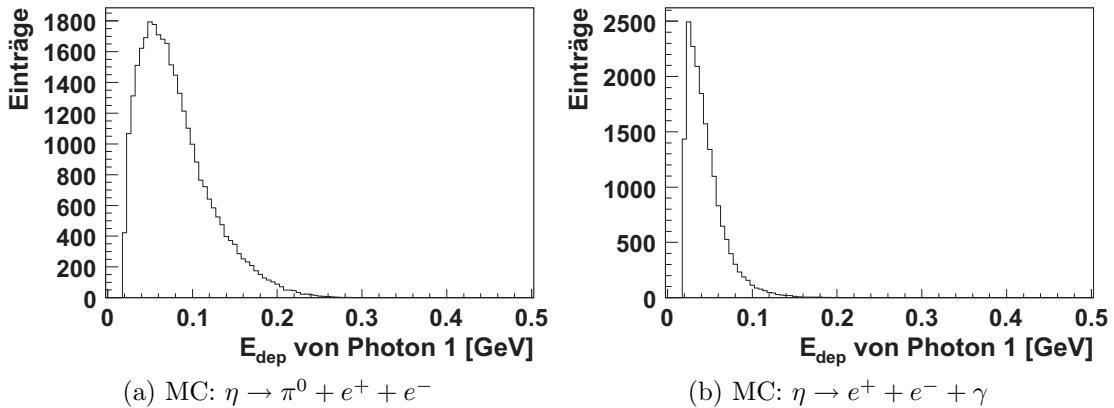


Abbildung 3.8: Im CD deponierte Energie eines Photons. Photon 1 ist das Photon mit der niedrigeren Energie. Beim Zerfall $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ entsteht dies durch Bremsstrahlung des Elektrons oder des Positrons.

Eine weitere Unterscheidungsmöglichkeit ergibt sich durch Betrachtung der invarianten Masse der Elektron-Photon-Paare bzw. der Positron-Photon-Paare. In die

Histogramme in Abbildung 3.9 wurde pro Ereignis die jeweils kleinste invariante Masse der vier möglichen Kombinationen eingetragen. Die Verteilung der invarianten Masse ist für den Zerfall $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ deutlich schmäler als für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$, und oberhalb von etwa $80 \text{ MeV}/c^2$ gibt es kaum Einträge, so dass eine Reduzierung des Untergrundes ermöglicht wird.

Von den drei zuvor genannten Selektionsbedingungen ist der Cut auf die invariante Masse der geeignetste Cut zur Reduzierung des durch Bremsstrahlung verursachten Untergrundes.

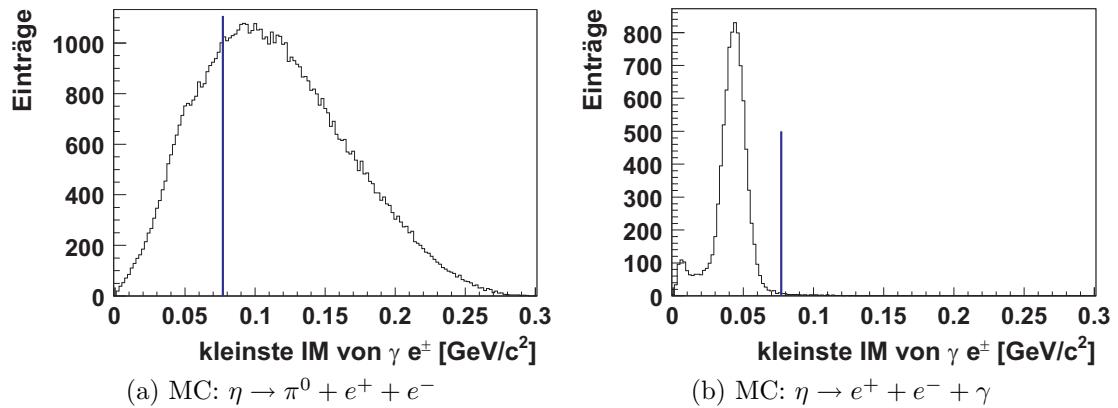


Abbildung 3.9: Kleinste invariante Masse der Elektron-Photon-Paare bzw. der Positron-Photon-Paare. Ein möglicher Cut ist eingezeichnet.

Paarbildung eines Photons

Bei den neutralen Zerfallskanälen des η -Mesons kann es durch Paarbildung eines Photons vorkommen, dass im Zentraldetektor zwei geladene Teilchen nachgewiesen werden. Wenn zudem genau zwei neutrale Teilchen gemessen werden, hat dieses Ereignis die gleiche Signatur wie der gesuchte Zerfall. Zur Reduzierung dieses Untergrundes gibt es zwei Möglichkeiten der Selektion. Zum einen kann auf den Winkel zwischen den beiden geladenen Teilchen selektiert werden, da dieser bei der Paarbildung zu kleineren Winkeln tendiert (siehe Abbildung 3.10) [Ste49]. Zum anderen besteht eine Selektionsmöglichkeit im Spektrum der invarianten Masse der beiden geladenen Teilchen im CD. In Abbildung 3.11 ist ein möglicher Cut eingezeichnet. Die Frage, welche der beiden Selektionsbedingungen die sinnvollere Wahl ist, oder aber ob eine Kombination der beiden Cuts eher geeignet ist, kann erst durch eine genauere Betrachtung und eine Optimierung der Selektionsbedingungen geklärt werden (siehe Kapitel 3.4.6).

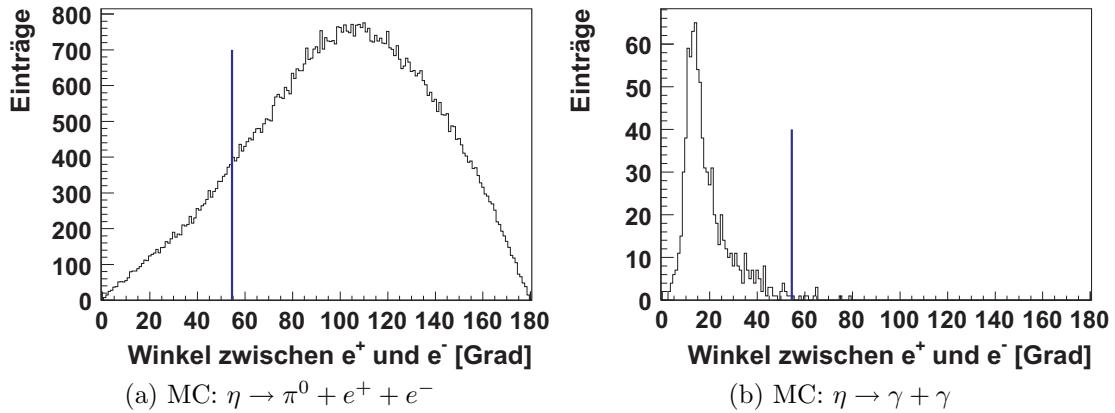


Abbildung 3.10: Winkel zwischen Positron und Elektron. Beim Zerfall $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ entstehen das Elektron und das Positron durch Paarbildung eines Gammaquants. Eine Möglichkeit für einen Cut ist eingezzeichnet.

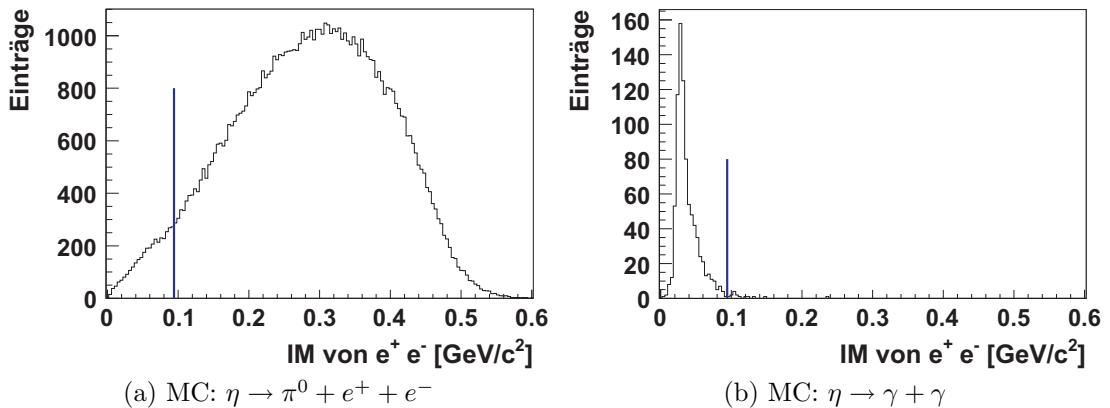


Abbildung 3.11: Invariante Masse von Positron und Elektron. Ein möglicher Cut zur Reduzierung des durch Paarbildung eines Gammaquants verursachten Untergrundes ist eingezzeichnet.

Der Zerfallskanal $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$

Einen wesentlichen Untergrund bei der Suche nach dem Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ stellt der Zerfallskanal $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ dar, der durch die Detektion eines zweiten Photons, das beispielsweise durch Bremsstrahlung entstehen kann, nicht durch den Cut auf die Signatur aussortiert werden kann. Zudem überlappen sich die Verteilungen der invarianten Masse aller im CD detektierten Teilchen fast vollständig (siehe Abbildung 3.12).

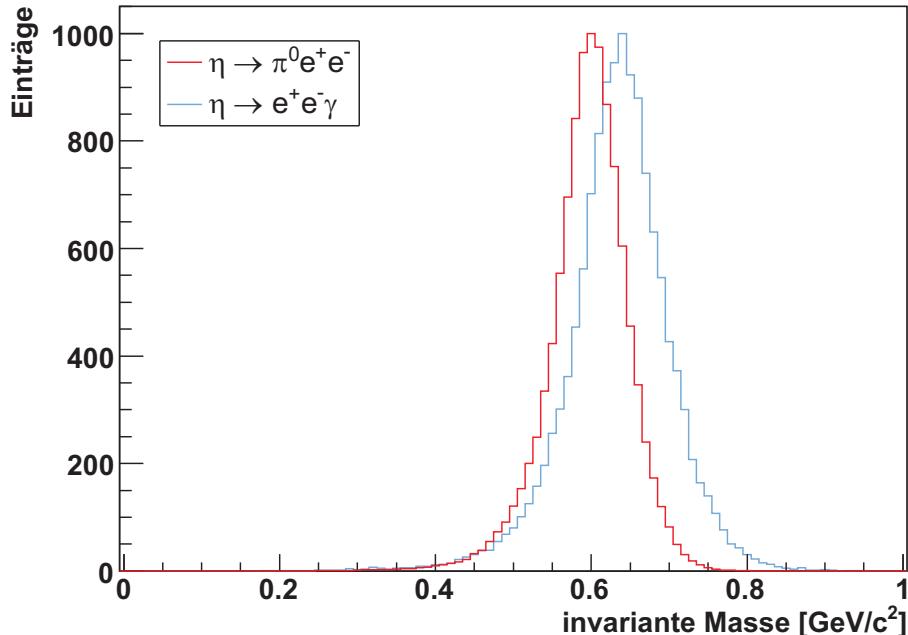


Abbildung 3.12: Invariante Masse aller im CD detektierten Teilchen. Eine Trennung der Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ ist hier nicht möglich. Bei den Spektren handelt es sich um simulierte Daten. Die Maxima der beiden Verteilungen wurden auf 1000 Einträge normiert.

Abbildung 3.13 zeigt jeweils einen Dalitzplot für die beiden Zerfälle mit einem eingezeichneten möglichen Cut. Die Ereignisse des Zerfalls $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ können auch durch einen Cut auf die invariante Masse der Elektron-Photon-Paare aussortiert werden. Da zudem die Selektion über den Dalitzplot ein spezieller Cut zur Reduzierung der Ereignisse eines einzelnen Zerfallskanals ist, muss im Laufe von Optimierungen geklärt werden, ob sich die Anwendung des Cuts lohnt und wie dieser dann gewählt werden sollte (siehe Kapitel 3.4.8).

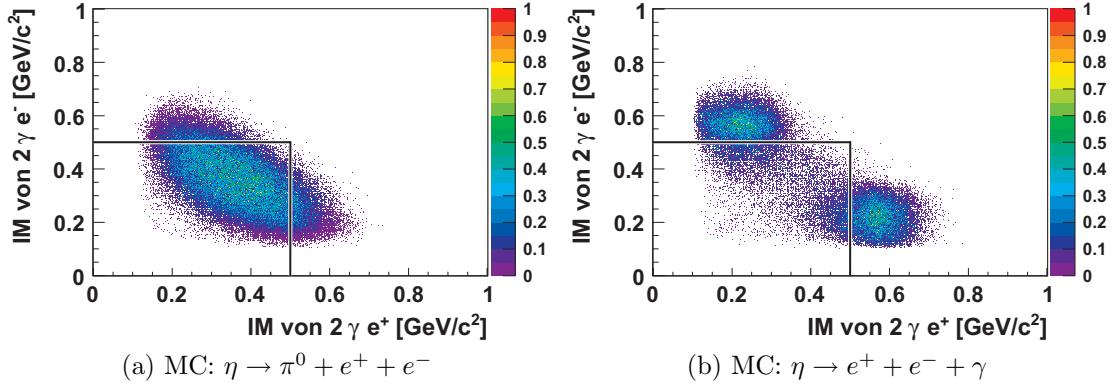


Abbildung 3.13: Dalitzplots der simulierten Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ (links) und $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ (rechts). Eine Möglichkeit für einen Cut ist eingezzeichnet.

3.3 Optimierung der Selektionsbedingungen

Ein Ziel dieser Diplomarbeit ist es, den bekannten Untergrund so weit zu reduzieren, dass eine Herabsetzung der oberen Grenze für das Verzweigungsverhältnis des Zerfallskanal $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ erreichbar wird. Dies erfordert neben dem Finden geeigneter Selektionsbedingungen eine Optimierung dieser Bedingungen. Die aktuelle obere Grenze des gesuchten seltenen Zerfalls liegt bei $4 \cdot 10^{-5}$. Das bedeutet, dass von den etwa $1,1 \cdot 10^7$ η -Mesonen, die während der Strahlzeit im September/Oktober 2008 erzeugt wurden, weniger als 440 in $\pi^0 + e^+ + e^-$ zerfallen sind. Durch die Cuts auf das ${}^3\text{He}$ -Band und auf die Signatur werden bereits viele der gesuchten Ereignisse aussortiert, so dass nur noch wenige übrig bleiben. Daher müssen die Selektionsbedingungen zur Reduzierung des Untergrundes so gewählt werden, dass möglichst wenige der gesuchten Zerfälle weggescchnitten werden, während möglichst viele Untergrundreaktionen aussortiert werden. Dies kann durch simples Ausprobieren nur bedingt erreicht werden. Ein weiteres Problem besteht darin, dass es mehrere Selektionsbedingungen gibt, die zudem oft voneinander abhängig sind, was deren Optimierung zusätzlich erschwert. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird nach Wegen gesucht, aus den verschiedenen Optionen jeweils den besten Cut zu bestimmen.

Es soll für einen „guten“ Cut gelten, dass sich das Verhältnis zwischen dem seltenen Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und der zu unterdrückenden Untergrundreaktion optimal verbessert, während möglichst viele gesuchte Ereignisse übrig bleiben. Dies führt zu der Frage, wie die Cuts sinnvoll miteinander verglichen werden können. Ein möglicher Ansatz ist ein Vergleich mit Hilfe von Bewertungsfunktionen, die die beiden genannten Aspekte berücksichtigen.

Die naheliegendste Bewertungsfunktion G_1 ist das Produkt aus dem relativen Rest der gesuchten Ereignisse S_r nach dem Cut und dem Verhältnis aus den relativen Anteilen S_r und B_r . Hierbei ist B_r der relative Rest der zu unterdrückenden Reaktion.

$$G_1 = S_r \cdot \frac{S_r}{B_r} \quad (3.3)$$

Es zeigt sich jedoch, dass bei Verwendung dieser Bewertungsfunktion sehr viele $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ - Ereignisse weggescchnitten würden. Da der gesuchte Zerfall jedoch sehr selten ist, ist diese Funktion nicht für einen Vergleich geeignet. Das Problem wird nachfolgend an zwei Beispielcuts verdeutlicht.

Der erste Cut habe ein Verhältnis von $S_r/B_r = 10$ und einen relativen Rest $S_r = 0,5$ der gesuchten Ereignisse. Der zweite Cut führe zu einer Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses um den Faktor $S_r/B_r = 5$. Jedoch werden durch ihn deutlich weniger Ereignisse weggescchnitten als durch den ersten Cut, so dass noch ein Anteil von $S_r = 0,95$ übrig bliebe. Auf Grund der begrenzten Statistik ist der zweite Cut sinnvoller als der erste. Für die Bewertungsfunktion gilt aber:

$$G_1(\mathbf{Cut}_1) = 5 > G_1(\mathbf{Cut}_2) = 4,75. \quad (3.4)$$

In der Literatur wird statt G_1 die Funktion $G_1^L = S_r/\sqrt{B_r}$ verwendet [Cra05], für die gilt ($S_r, B_r \geq 0$):

$$G_1(S_{r_1}, B_{r_1}) = \left(G_1^L(S_{r_1}, B_{r_1}) \right)^2. \quad (3.5)$$

Die Funktion G_1^L führt somit zu den gleichen Resultaten wie G_1 .

Eine geeignete Bewertungsfunktion sollte daher den relativen Restanteil der Signale S_r stärker gewichten als das Verhältnis S_r/B_r . Diese Bedingung kann durch diverse Funktionen erfüllt werden, von denen jedoch nicht jede zur Bewertung der Cuts geeignet ist. Als weitere Bedingung für die Bewertungsfunktion wird daher gefordert, dass ein Cut, der einen gewissen Anteil mehr gesuchte Ereignisse wegschneidet als ein anderer, zu einem vielfach höheren Verhältnis S_r/B_r führen muss, damit er eine bessere Bewertung erhält. Eine Funktion, die beide Bedingungen erfüllt, kann mit Hilfe einer Exponentialfunktion konstruiert werden.

$$E_w(S_r) = 10^{-\frac{1-S_r}{w}} \quad (3.6)$$

Hierbei ist der Gewichtungsparameter w noch sinnvoll festzulegen. Der Graph der Exponentialfunktion E_w ist für verschiedene Werte von w in Abbildung 3.14 dargestellt. Während die Funktion für $w \rightarrow 0$ nur für $S_r = 1$ größer als Null bleibt, nähert sie sich für große w einer linearen Funktion an und wird für $w \rightarrow \infty$ konstant.

Zur Konstruktion der neuen Bewertungsfunktion wird S_r in Gleichung (3.3) ersetzt durch (3.6).

$$G_2 = 10^{-\frac{1-S_r}{w}} \cdot \frac{S_r}{B_r} \quad (3.7)$$

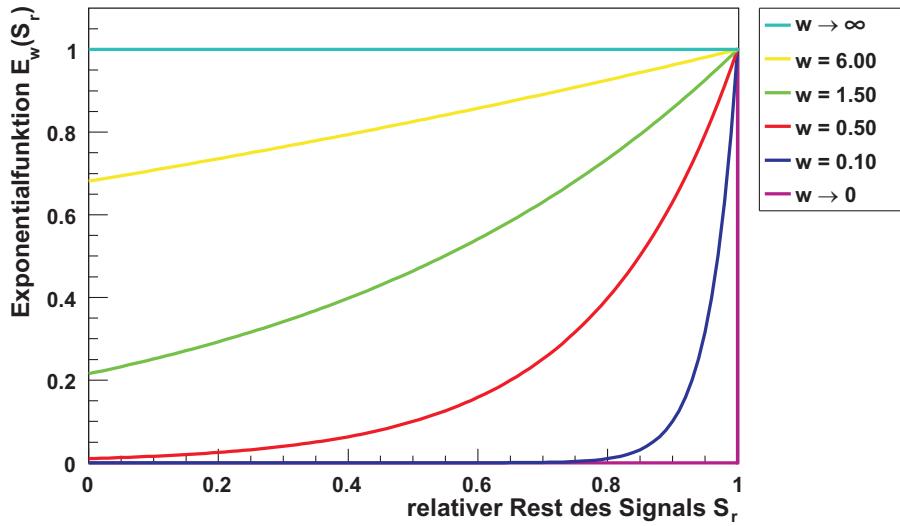


Abbildung 3.14: Graph der Exponentiellefunktion $E_w(S_r)$ für verschiedene Gewichtungsparameter w .

Für $w \rightarrow \infty$ entspricht die Bewertungsfunktion G_2 gerade dem Verhältnis S_r/B_r . Für $w \rightarrow 0$ hingegen wird die Funktion G_2 von S_r dominiert.

Die Bewertungsfunktion erfüllt beide zuvor genannten Forderungen, denn für zwei zu vergleichende Cuts gilt: Wenn ein Cut einen Anteil von w der gesuchten Ereignisse mehr wegschneidet als ein zweiter Cut, muss er zu einem zehnfach höheren Verhältnis S_r/B_r als der zweite Cut führen, um eine gleich große Bewertung G_2 zu erhalten. Zum besseren Verständnis sollen wieder zwei Beispielcuts betrachtet werden:

Cut₁ schneide 10 % der gesuchten Ereignisse weg ($S_r = 0,90$) und führe zu einer Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses um den Faktor $S_r/B_r = 5$. Für Cut₂ hingegen sei $S_r/B_r = 45$ und $S_r = 0,80$. Sei nun $w = 0,1$, dann gilt:

$$G_2(\text{Cut}_1) = 10^{-\frac{0,1}{0,1}} \cdot 5 = 0,5 > G_2(\text{Cut}_2) = 10^{-\frac{0,20}{0,1}} \cdot 45 = 0,45. \quad (3.8)$$

Um den gleichen Wert der Bewertungsfunktion zu erhalten, müsste Cut₂ ein Verhältnis der relativen Restanteile von $S_r/B_r = 50$ haben.

An diesem Beispiel wird auch ein Problem deutlich: Wenn der Gewichtungspараметer $w = 0,2$ wäre, dann hätte die Bewertungsfunktion für Cut₂ einen höheren Wert als für Cut₁. Somit ergibt sich die Frage, welchen Wert der Gewichtungspараметer w sinnvollerweise haben sollte. Diese Frage lässt sich nicht pauschal beantworten, sondern ist abhängig von mehreren Aspekten. Ein wesentlicher Punkt ist das Verzweigungsverhältnis des zu unterdrückenden Zerfalls. Je häufiger dieser Zerfall auftritt, desto stärker muss das Verhältnis zwischen gesuchtem und zu unterdrückendem Zerfall durch den Cut verbessert werden. Dabei ist darauf zu achten, dass der Cut auf die Signatur die Anzahl der erkannten Zerfallsereignisse

bereits reduziert hat. Zudem gibt es oft weitere mögliche Selektionsbedingungen, deren Effektivität wiederum vom zu bestimmenden Cut abhängig sein kann. Daher müssen die verschiedenen Kombinationsmöglichkeiten der Cuts verglichen werden. Für zwei unabhängige Selektionsbedingungen, die die gleichen Untergrundreaktionen reduzieren, liegt es wiederum nahe, bei der Suche nach den Cuts den gleichen Gewichtungsparameter w zu wählen. Generell sollte der Parameter möglichst klein sein, da nur eine begrenzte Menge an η -Mesonen gemessen wurde.

Ein weiterer wesentlicher Aspekt ist die Frage, bis zu welchem Grad höhere Verluste akzeptiert werden können, um eine signifikante Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses zu erreichen. Übertragen auf die Bewertungsfunktion heißt das, ob sich eine Erhöhung des Gewichtungsparameters w lohnt oder nicht. Um diese Frage zu klären, werden für die verschiedenen Gewichtungsparameter die erreichten Verhältnisse der jeweils als optimal bewerteten Cuts in einem Diagramm gegen den Gewichtungsparameter w aufgetragen. Als Beispiel sind die Werte für den Cut im Spektrum der invarianten Masse der zwei Photonen (vgl. Kapitel 3.4.5) in Abbildung 3.15 dargestellt. Der Gewichtungsparameter ist auf Werte kleiner als Eins beschränkt, da $w = 1$ bedeutet, dass ein Cut mit 50 % weniger gesuchten Ereignissen und einer Verbesserung um den Faktor $\sqrt{10} \approx 3,2$ im Vergleich zu einem anderen Cut dieselbe Bewertung hat wie dieser. Auf Grund der begrenzten Statistik lohnt sich dies jedoch nicht mehr.

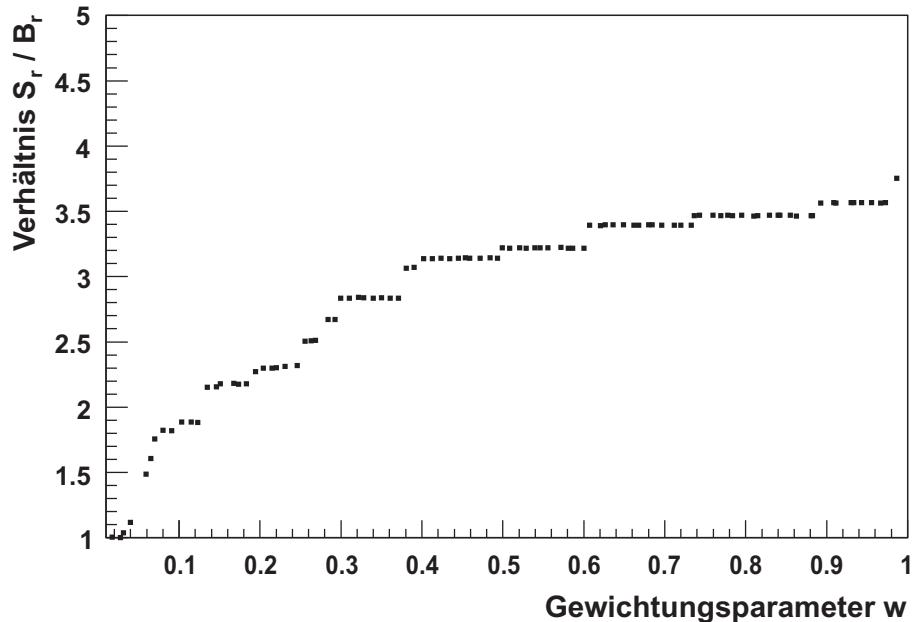


Abbildung 3.15: Erreichte Verhältnisse für die verschiedenen Gewichtungsparameter w .

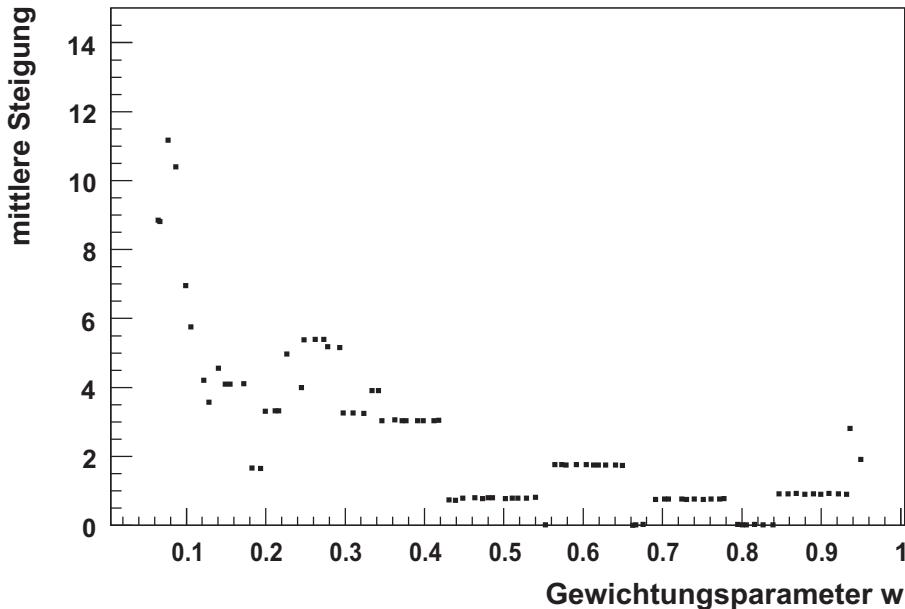


Abbildung 3.16: Aus Abbildung 3.15 resultierende über 10 Gewichtungsparameter gemittelte Steigungen aufgetragen gegen die mittleren Gewichtungsparameter w .

In der Abbildung 3.15 ist erkennbar, dass der Graph für kleine w eine größere Steigung hat als für größere Werte. Da jedoch bei größeren Werten von w zudem höhere Verluste an Signaleignissen akzeptiert werden, lohnt sich eine weitere Erhöhung des Gewichtungsparameters umso weniger, je geringer die Steigung wird. Als sinnvoller Gewichtungsparameter gilt daher ein Wert, bei dem der Graph eine im Vergleich zu kleineren Werten deutlich geringere Steigung hat. Weil für einige Parameter w der gleiche Cut als optimal bewertet wird und somit zu demselben Verhältnis S_r/B_r führt, wird hierbei die über mehrere Parameterwerte gemittelte Steigung betrachtet. Abbildung 3.16 zeigt die Steigung des Graphen gemittelt über jeweils 10 Gewichtungsparameter aufgetragen gegen den jeweiligen mittleren Parameter w für das obige Beispiel der invarianten Masse der zwei Photonen. Hieraus lässt sich ein geeigneter Gewichtungsparameter $w = 0,45$ ablesen, der etwa 7 % der gesuchten Events wegschneidet und zu einer Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses um den Faktor ≈ 3 führt.

3.3.1 Gleichzeitige Reduzierung mehrerer Untergrundreaktionen

Einige Selektionsbedingungen werden zur gleichzeitigen Reduzierung verschiedener Untergrundreaktionen verwendet. Beispielsweise dient der Cut, der die geladenen Pionen und die Elektronen bzw. Positronen trennt (siehe Kapitel 3.2), zur Reduzierung der Ereignisse der Zerfallskanäle $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ und $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$

sowie der direkten Produktion von $\pi^0 + \pi^+ + \pi^-$. Um dies zu berücksichtigen, muss die Bewertungsfunktion G_2 entsprechend angepasst werden. Dazu wird der relative Restanteil einer Untergrundreaktion B_r ersetzt durch folgenden Ausdruck:

$$B_r = \frac{1}{\sum_n q_n} \cdot \sum_n q_n B_{r_n}. \quad (3.9)$$

Hierbei sind die B_{r_n} die jeweiligen Restanteile der Untergrundreaktionen, und die q_n geben die Verhältnisse der Reaktionen zueinander vor Anwendung des Cuts an. Insgesamt ergibt sich somit für die Bewertungsfunktion:

$$G_2 = 10^{-\frac{1-S_r}{w}} \cdot \frac{S_r}{\sum_n q_n \cdot \sum_n q_n B_{r_n}}. \quad (3.10)$$

Bei der Bestimmung eines geeigneten Gewichtungsparameters w wird das Verhältnis S_r/B_r ersetzt durch

$$\frac{S_r}{B_r} = \frac{S_r}{\sum_n q_n \cdot \sum_n q_n B_{r_n}}. \quad (3.11)$$

3.3.2 Cuts in ein- und zweidimensionalen Histogrammen

Zur Selektion von Ereignissen werden in eindimensionalen Histogrammen Cuts um einen Bereich angewendet, und Ereignisse mit Einträgen unterhalb bzw. oberhalb der Cutgrenzen werden weggescchnitten. Um einen optimalen Cut zu bestimmen, werden die beiden Grenzen über den gesamten Bereich des Spektrums variiert und die daraus resultierenden Daten miteinander mit Hilfe der Bewertungsfunktion G_2 mit einem festen Gewichtungsparameter w verglichen. Abbildung 3.17 zeigt ein Beispiel für einen Cut um die Missing Mass des η -Mesons. Die eingezeichneten Cutgrenzen führen zu einem relativen Restanteil des Signals $S_r \approx 0,965$ und zu einem realtiven Restanteil des Untergrundes $B_r \approx 0,329$.

Übertragen auf zweidimensionale Histogramme wäre diese Methode zu zeitaufwendig. Daher wird folgendes Verfahren angewendet:

Seien die x- und y-Achse in jeweils a_x bzw. a_y Bins unterteilt. Es werden beide Achsen in a_x/n_x bzw. a_y/n_y gleich große Abschnitte aufgeteilt. Die Abschnitte entlang einer gewählten Achse, z.B. entlang der x-Achse, werden dann als eindimensionale Histogramme mit der anderen Achse, z.B. der y-Achse, als Hauptachse und mit a_y/n_y Bins betrachtet, so dass das Verfahren für eine Dimension angewendet werden kann. In Abbildung 3.18 ist eines der so gebildeten eindimensionalen Histogramme links rot markiert und rechts einzeln dargestellt. Die Bins sind zur Verdeutlichung größer gewählt worden als im tatsächlichen Suchalgorithmus. Das gröbere Binning wird zum einen zur Beschleunigung des Algorithmus verwendet,

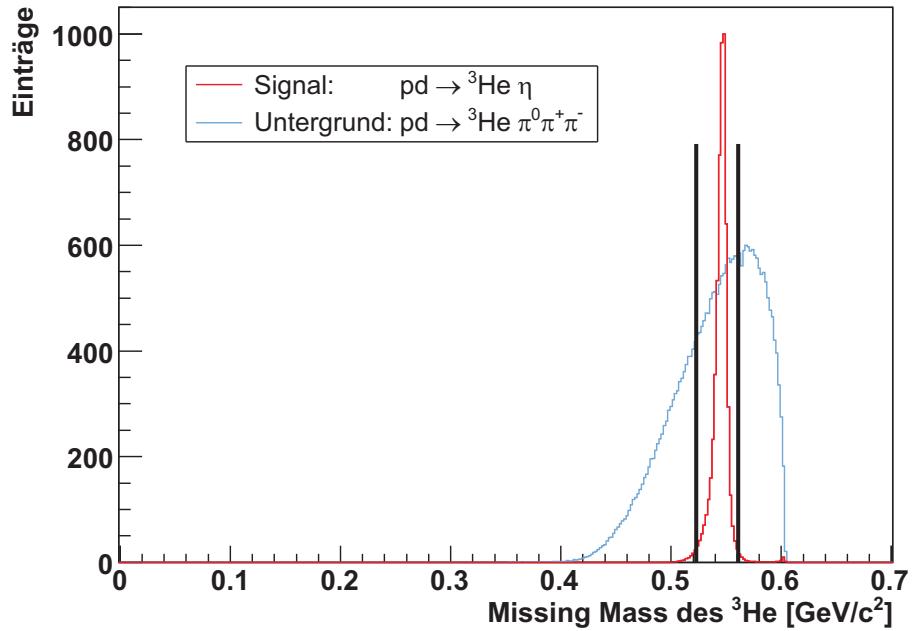


Abbildung 3.17: Missing Mass des ${}^3\text{He}$ aus dem ${}^3\text{He}$ -Band für die simulierten Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ und $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$. Der eingezeichnete Cut wurde mit Hilfe der Bewertungsfunktion G_2 und einem Gewichtungsparameter $w = 0,27$ bestimmt.

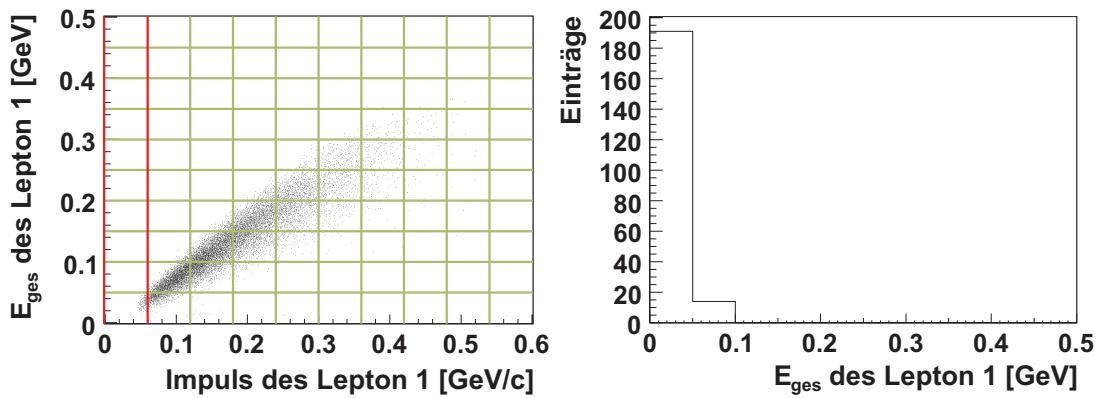


Abbildung 3.18: Aufteilen des zweidimensionalen Histogramms in größere Bins (links). Der rot markierte Bereich ist rechts als eindimensionales Histogramm dargestellt.

zum anderen, um statistische Schwankungen der resultierenden Cutgrenzen zu verringern.

Abbildung 3.19 zeigt eine mit diesem Verfahren gefundene Cutgrenze. Oberhalb einer deponierten Energie von etwa 0,3 GeV gibt es nur wenige Einträge der Pionen, so dass die Grenze für Impulse größer als ca. 0,4 GeV/c nicht weiter ansteigt. Um eine stetige Schnittlinie für die spätere Analyse zu erhalten, wird diese für Impulse kleiner als 0,35 GeV/c durch eine Gerade gefüttet. Die Parameter der Geraden werden variiert und die so entstandenen Cuts mit Hilfe der Bewertungsfunktion G_2 miteinander verglichen. Dabei wird der gleiche Gewichtungsparameter verwendet wie zuvor. Die als optimal bewertete Gerade ist in Abbildung 3.20 eingezeichnet. Wird bei der Bestimmung der Cutlinie die Änderung des Verlaufs oberhalb eines Impulses von etwa 0,4 GeV/c berücksichtigt, so werden nur sehr wenige zusätzliche Signaleignisse nicht aussortiert, während sich das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis nach Anwendung des Cuts geringfügig verschlechtert. Zudem ist auf Grund der geringen Statistik in diesem Bereich die Grenze nur recht ungenau bestimmbar. Zur Vereinfachung der Selektionsbedingung wird daher auf eine Berücksichtigung verzichtet, und stattdessen wird in der späteren Analyse die in Abbildung 3.20 eingezeichnete Cutgrenze zur Selektion verwendet. Sie führt zu einem relativen Restanteil des Signals $S_r \approx 0,62$ und zu einem realtiven Restanteil des Untergrundes $B_r \approx 8 \cdot 10^{-3}$.

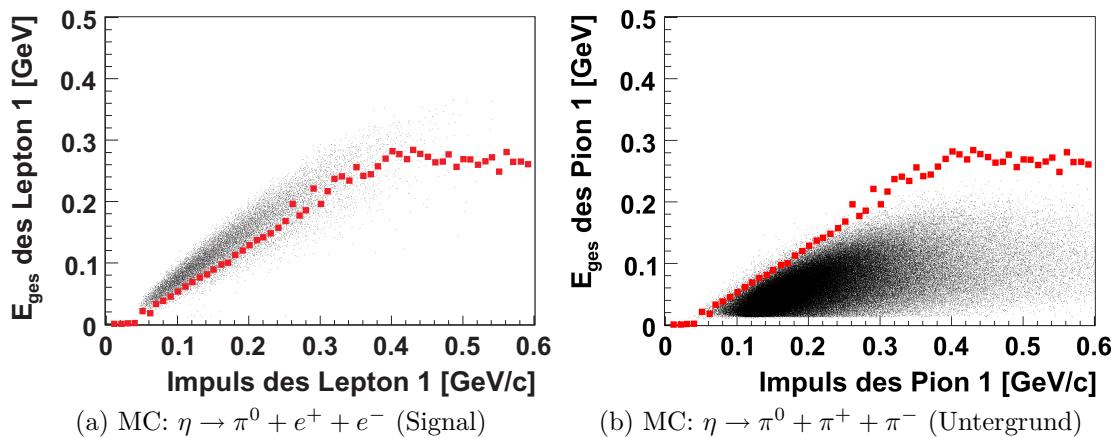


Abbildung 3.19: Gesamte im CD deponierte Energie gegen den Impuls. Lepton 1 bzw. Pion 1 ist das Teilchen mit dem jeweils kleineren Quotienten E_{ges}/p . Die eingezeichneten roten Punkte bilden die mit der Bewertungsfunktion G_2 und dem Gewichtungsparameter $w = 0,40$ gefundene Cutgrenze.

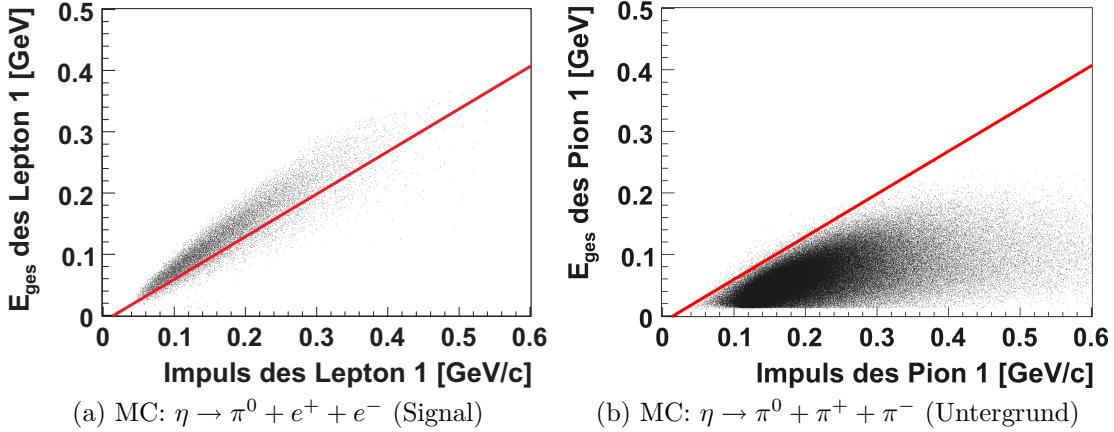


Abbildung 3.20: Gesamte im CD deponierte Energie gegen den Impuls. Lepton 1 bzw. Pion 1 ist das Teilchen mit dem jeweils kleineren Quotienten E_{ges}/p . Die als optimal bewertete Cutlinie ist rot eingezeichnet.

3.4 Untergrundreduzierung

Da nicht jeder Cut alle Untergrundreaktionen gleichermaßen reduziert, müssen bei der Suche nach sinnvollen Selektionsbedingungen die Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Zerfallskanäle des η -Mesons bzw. das Verhältnis zwischen direkter und indirekter Dreipionenproduktion berücksichtigt werden.

In den folgenden Abschnitten sind die gefundenen Selektionsbedingungen zusammen mit den daraus resultierenden Verhältnissen der verschiedenen Reaktionen aufgelistet. Die relativen Verhältnisse der Anzahl der Ereignisse zwischen den einzelnen bisher beobachteten Zerfallskanälen des η -Mesons entsprechen den jeweiligen Verzweigungsverhältnissen. Die Gesamtzahl an η -Mesonen wurde dabei auf Eins normiert. Dadurch soll ein Vergleich zwischen den einzelnen Kanälen vereinfacht werden.

Das genaue Verhältnis zwischen direkter $\pi^0\pi^+\pi^-$ -Produktion und der Reaktion $p + d \rightarrow {}^3He + \eta \rightarrow {}^3He + \pi^+ + \pi^- + \pi^0$ wurde bisher noch nicht bestimmt. Jedoch konnte im Rahmen der Diplomarbeit von N. Milke gezeigt werden, dass die direkte Dreipionenproduktion mit einer Wahrscheinlichkeit in der gleichen Größenordnung wie der des entsprechenden η -Zerfallskanals auftritt [Mil08]. Die Gesamtzahl an simulierten Ereignissen der direkten $\pi^0\pi^+\pi^-$ -Produktion wurde daher ebenfalls auf Eins normiert.

Durch die Normierung der Gesamtzahl an simulierten Ereignissen des gesuchten Zerfallskanals $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ auf Eins kann die Anzahl der Ereignisse des gesuchten Zerfalls nach den Cuts direkt mit dem Untergrund verglichen werden. In Tabelle 3.2 sind für die verschiedenen Reaktionen die Anzahl der simulierten Ereignisse sowie die normierten Ereigniszahlen vor Anwendung von Selektionsbe-

dingungen aufgeführt. Die normierten Ereigniszahlen sind jeweils auf zwei Stellen gerundet angegeben.

Das π^0 -Meson kann neben dem Zerfall in zwei Photonen auch über den Dalitz-Zerfall $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ zerfallen. Dies wurde bei den Simulationen der bisher beobachteten η -Zerfälle berücksichtigt. Für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ wurden die verschiedenen Kombinationsmöglichkeiten der π^0 -Zerfallskanäle einzeln und in einem Monte Carlo Cocktail untersucht. Der Cocktail, der alle möglichen Zerfälle des π^0 berücksichtigt, wurde mit Hilfe der Software Pluto generiert, und die Detektorantwort wurde mit WMC simuliert.

| Zerfallskanal | # Ereignisse (normiert) | # simulierte Ereignisse |
|---|----------------------------|----------------------------|
| $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- 2\gamma$ | 1 | $5 \cdot 10^6$ |
| $\eta \rightarrow 2\gamma$ | 0,39 | $2 \cdot 10^7$ |
| $\eta \rightarrow 3\pi^0$ | 0,33 | $1,5 \cdot 10^7$ |
| $\rightarrow 6\gamma$ | 0,31 | $5 \cdot 10^6$ |
| $\rightarrow e^+ e^- 5\gamma$ | 0,011 | $5 \cdot 10^6$ |
| $\rightarrow 2e^+ 2e^- 4\gamma$ | $1,4 \cdot 10^{-4}$ | $4,8 \cdot 10^6$ |
| $\rightarrow 3e^+ 3e^- 3\gamma$ | $5,6 \cdot 10^{-7}$ | $1 \cdot 10^6$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow 4\gamma$ | $4,3 \cdot 10^{-4}$ | $5 \cdot 10^6$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow e^+ e^- 3\gamma$ | $5,3 \cdot 10^{-6}$ | $1 \cdot 10^6$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | 0,22 | $7 \cdot 10^7$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \gamma$ | $2,7 \cdot 10^{-3}$ | $5 \cdot 10^6$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ | 0,046 | $2 \cdot 10^7$ |
| $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ | $6,8 \cdot 10^{-3}$ | $2 \cdot 10^7$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ | $3,1 \cdot 10^{-4}$ | $5 \cdot 10^6$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | $5,8 \cdot 10^{-6}$ | $1 \cdot 10^6$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ | $4,2 \cdot 10^{-4}$ | $5 \cdot 10^6$ |
| $\pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | 1 | $7 \cdot 10^7$ |

Tabelle 3.2: Normierte Anzahl der Ereignisse vor Anwendung der Cuts und Anzahl der mit WMC simulierten Ereignisse.

In der Analyse der simulierten Daten wird als erster Cut ein Schnitt um das ^3He -Band angewendet, um einen Vergleich mit den vorsortierten gemessenen Daten zu ermöglichen. Da der Signaturcut fest ist, wird dieser als Zweites angewendet. Nach der Reduzierung der direkten Pionenproduktion durch den Missing Mass Cut werden zur Erleichterung der Optimierungen anschließend zunächst die Cuts angewendet, die den bis zu diesem Cut größten Teil des Untergrundes reduzieren. Speziellere Cuts werden gegen Ende der Analyse optimiert. Hierbei wird besonders die vorhandene Statistik berücksichtigt. Die Trennung des gesuchten Zerfalls

vom Untergrund über die invariante Masse aller Teilchen erfolgt als Letztes unter Berücksichtigung des gesamten noch vorhandenen Untergrundes.

Um bei Mehrteilchenprozessen die Verteilung der Viererimpulse im Phasenraum zu berücksichtigen, wurden die Einträge der simulierten Reaktionen jeweils gewichtet in die in diesem Kapitel gezeigten Histogramme eingetragen (vgl. Kapitel 2.4.1). Dies führt dazu, dass sich die Anzahl an Einträgen von der Anzahl simulierter Ereignisse unterscheiden kann.

Während der $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ - Strahlzeit im September/Oktober 2008 wurden etwa $1,1 \cdot 10^7$ η -Mesonen erzeugt. Ein einzelner η -Zerfall entspricht somit einem Anteil von ca. $9 \cdot 10^{-8}$ an diesen η -Zerfällen. Daher werden Zerfallskanäle bei der Suche nach Selektionsbedingungen nicht weiter berücksichtigt, sobald ihre normierte Ereigniszahl kleiner als $1 \cdot 10^{-7}$ ist.

3.4.1 Cut 1: Cut auf das ${}^3\text{He}$ -Band

In Abbildung 3.21 ist der Energieverlust in der ersten Lage des FRH aufgetragen gegen die gesamte im Vorwärtsdetektor deponierte Energie. Dabei wird vorausgesetzt, dass der FD genau ein geladenes Teilchen gemessen hat. In dem Diagramm ist das ${}^3\text{He}$ -Band deutlich zu erkennen. Um den noch vorhandenen Untergrund weiter zu reduzieren, wird ein Cut um dieses Band verwendet. Dieser wurde mit Hilfe von simulierten $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ - Ereignissen festgesetzt.

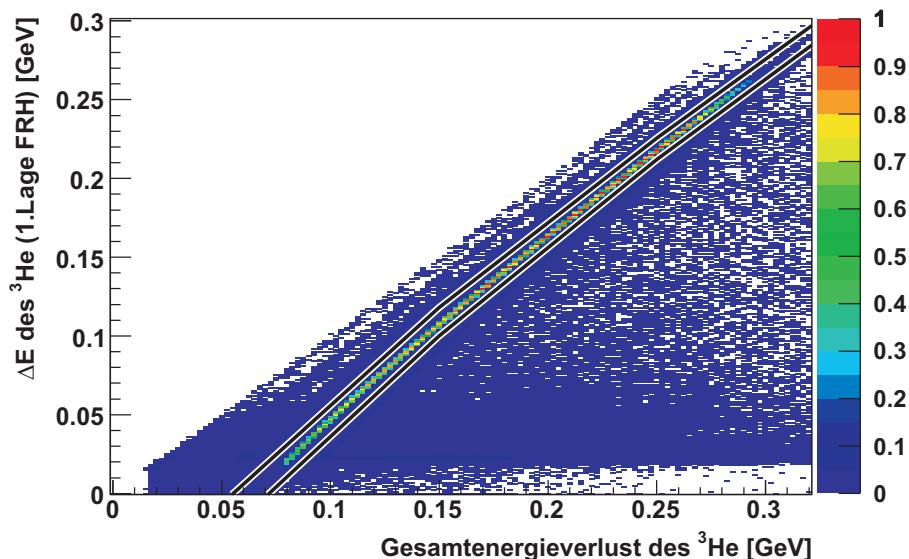


Abbildung 3.21: In der ersten Lage des FRH deponierte Energie des ${}^3\text{He}$ aus der simulierten Reaktion $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ aufgetragen gegen die gesamte im Vorwärtsdetektor deponierte Energie des ${}^3\text{He}$. Der in der Analyse verwendete Cut um das ${}^3\text{He}$ -Band ist eingezeichnet.

In Tabelle 3.3 sind die auf das jeweilige Verzweigungsverhältnis normierten Ereigniszahlen der einzelnen η -Zerfallskanäle vor und nach Cut 1 aufgelistet. Zusätzlich ist die normierte Anzahl der Ereignisse der direkten $p + d \rightarrow {}^3He + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ -Produktion aufgeführt. Bei Zerfällen mit geladenen Zerfallsteilchen können neben dem 3He weitere geladene Teilchen im FD gemessen werden, so dass mehr Ereignisse durch Cut 1 aussortiert werden als bei neutralen Zerfällen. Nach Anwendung von Cut 1 bleiben ca. 67 % der Ereignisse des gesuchten Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ übrig.

| Zerfallskanal | # Ereignisse vor Cut 1 | # Ereignisse nach Cut 1 |
|---|------------------------|-------------------------|
| $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- 2\gamma$ | 1 | 0,67 |
| $\eta \rightarrow 2\gamma$ | 0,39 | 0,3 |
| $\eta \rightarrow 3\pi^0$ | 0,33 | 0,24 |
| $\rightarrow 6\gamma$ | 0,31 | 0,23 |
| $\rightarrow e^+ e^- 5\gamma$ | 0,011 | $7,3 \cdot 10^{-3}$ |
| $\rightarrow 2e^+ 2e^- 4\gamma$ | $1,4 \cdot 10^{-4}$ | $7,8 \cdot 10^{-5}$ |
| $\rightarrow 3e^+ 3e^- 3\gamma$ | $5,6 \cdot 10^{-7}$ | $2,7 \cdot 10^{-7}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow 4\gamma$ | $4,3 \cdot 10^{-4}$ | $3,2 \cdot 10^{-4}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow e^+ e^- 3\gamma$ | $5,3 \cdot 10^{-6}$ | $3,5 \cdot 10^{-6}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | 0,22 | 0,14 |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \gamma$ | $2,7 \cdot 10^{-3}$ | $1,5 \cdot 10^{-3}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ | 0,046 | 0,031 |
| $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ | $6,8 \cdot 10^{-3}$ | $4,6 \cdot 10^{-3}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ | $3,1 \cdot 10^{-4}$ | $2,1 \cdot 10^{-4}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | $5,8 \cdot 10^{-6}$ | $3,9 \cdot 10^{-6}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ | $4,2 \cdot 10^{-4}$ | $2,4 \cdot 10^{-4}$ |
| alle betrachteten η -Zerfallskanäle | 1 | 0,72 |
| $\pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | 1 | 0,6 |

Tabelle 3.3: Normierte Anzahl der gemessenen Ereignisse vor und nach Cut 1.

3.4.2 Cut 2: Signatur

Nach dem Cut auf das 3He -Band folgt als zweite Selektionsbedingung der Cut auf die Signatur des gesuchten Zerfalls. Es werden nur solche Ereignisse akzeptiert, bei denen genau zwei neutrale, ein negativ geladenes und ein positiv geladenes Teilchen im CD nachgewiesen werden konnten.

Tabelle 3.4 zeigt die normierten Ereigniszahlen nach Cut 1 sowie nach Anwendung der Cuts 1 und 2. Verglichen mit allen anderen in der Analyse verwendeten

Selektionsbedingungen wird durch den Cut auf die Signatur der größte Anteil an Ereignissen des gesuchten Zerfallskanals $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ aussortiert. Es bleiben im Vergleich zur Anzahl der Ereignisse vor Anwendung von Cut 2 nur noch etwa 17 % der gesuchten Ereignisse übrig.

| Zerfallskanal | # Ereignisse nach Cut 1 | # Ereignisse nach Cut 1 und 2 |
|---|-------------------------|-------------------------------|
| $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- 2\gamma$ | 0,67 | 0,11 |
| $\eta \rightarrow 2\gamma$ | 0,3 | $1,0 \cdot 10^{-4}$ |
| $\eta \rightarrow 3\pi^0$ | 0,24 | $9,7 \cdot 10^{-6}$ |
| $\rightarrow 6\gamma$ | 0,23 | $4,1 \cdot 10^{-6}$ |
| $\rightarrow e^+ e^- 5\gamma$ | $7,3 \cdot 10^{-3}$ | $1,8 \cdot 10^{-5}$ |
| $\rightarrow 2e^+ 2e^- 4\gamma$ | $7,8 \cdot 10^{-5}$ | $7,7 \cdot 10^{-9}$ |
| $\rightarrow 3e^+ 3e^- 3\gamma$ | $2,7 \cdot 10^{-7}$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow 4\gamma$ | $3,2 \cdot 10^{-4}$ | $1,2 \cdot 10^{-7}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow e^+ e^- 3\gamma$ | $3,5 \cdot 10^{-6}$ | $1,6 \cdot 10^{-7}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | 0,14 | 0,031 |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \gamma$ | $1,5 \cdot 10^{-3}$ | $8,8 \cdot 10^{-7}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ | 0,031 | $9,2 \cdot 10^{-4}$ |
| $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ | $4,6 \cdot 10^{-3}$ | $9,4 \cdot 10^{-5}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ | $2,1 \cdot 10^{-4}$ | $2,4 \cdot 10^{-6}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | $3,9 \cdot 10^{-6}$ | $3,0 \cdot 10^{-10}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ | $2,4 \cdot 10^{-4}$ | $1,6 \cdot 10^{-8}$ |
| alle betrachteten η -Zerfallskanäle | 0,72 | 0,032 |
| $\pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | 0,6 | 0,13 |

Tabelle 3.4: Normierte Anzahl der gemessenen Ereignisse nach Cut 1 sowie nach Cut 1 und 2.

3.4.3 Cut 3: Missing Mass

Um Untergrundreaktionen zu unterdrücken, bei denen kein η -Meson erzeugt wurde, wird nach Cut 1 und 2 ein Schnitt um die η -Masse im Missing Mass-Spektrum des ${}^3\text{He}$ angewendet. Zur Bestimmung des Cuts wurde das Spektrum für 10^6 simulierte $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0 + e^+ + e^-$ - Ereignisse mit dem Missing Mass-Spektrum für 10^6 simulierte $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ - Ereignisse nach Anwendung der Cuts 1 und 2 verglichen (siehe Abbildung 3.22). Da die direkte $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -Produktion den einzigen betrachteten Untergrund darstellt, müssen bei der Suche nach einem optimalen Cut im Missing Mass-Spektrum keine Verhältnisse zwischen Reaktionen berücksichtigt werden.

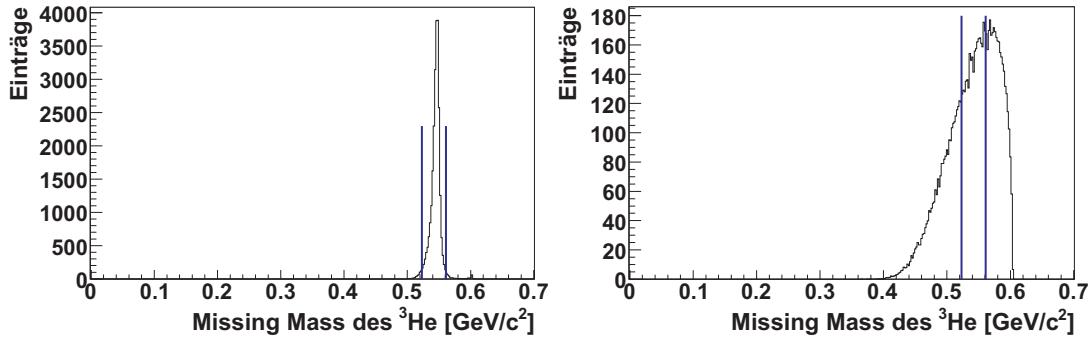


Abbildung 3.22: Missing Mass des ${}^3\text{He}$ für die simulierten Reaktionen $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \eta$ (links) und $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ (rechts). Der eingezeichnete Cut wurde mit Hilfe der Bewertungsfunktion G_2 und dem Gewichtungsparameter $w = 0,27$ bestimmt.

Es wurden mit Hilfe der Bewertungsfunktion G_2 (siehe Gleichung (3.7)) die optimalen Cuts um den η -Peak für die Gewichtungsparameter $w = 0,01 - 1$ bestimmt und die daraus resultierenden Verhältnisse von Signal zu Untergrund in einem Diagramm eingetragen (siehe Abbildung 3.23).

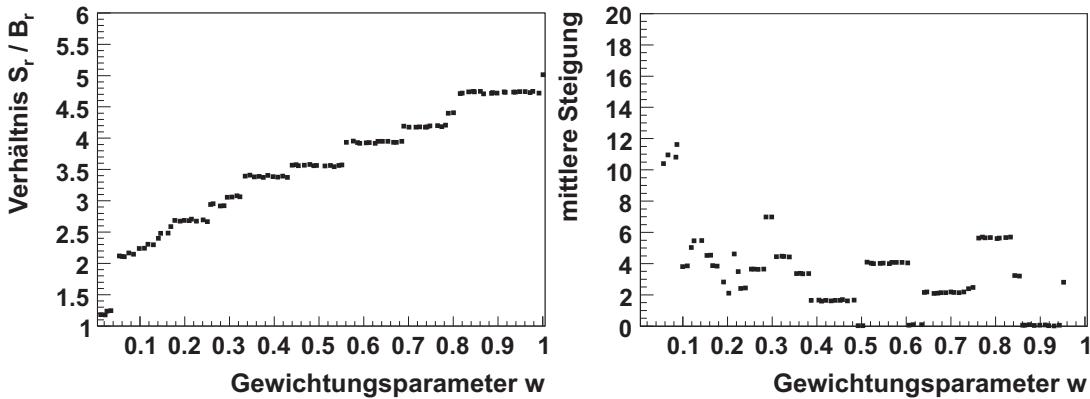


Abbildung 3.23: Mit der Bewertungsfunktion G_2 erreichte Verhältnisse für die verschiedenen Gewichtungsparameter w (links) und die zugehörigen über 10 Gewichtungsparameter gemittelten Steigungen (rechts) für Cut 3.

Bis auf einen deutlichen Sprung des erreichten Verhältnisses von $w = 0,04$ nach $w = 0,05$ ändert sich die Steigung, von Schwankungen abgesehen, kaum. In Tabelle 3.5 sind die verschiedenen gefundenen Cutgrenzen, die erreichten Verbesserungsfaktoren sowie die übrig gebliebenen Anteile an Ereignissen der beiden Reaktionen aufgelistet. Im Rahmen dieser Diplomarbeit hat sich gezeigt, dass die mit $w = 0,26 - 0,29$ gefundenen Cutgrenzen geeignet sind, um eine Reduzierung des Pionenuntergrundes bei akzeptablen Verlusten an η -Mesonen von ca. 3,5 % zu erreichen. Die

für die weitere Analyse gewählten Grenzen sind in Abbildung 3.22 eingezeichnet. Die so erreichten normierten Ereigniszahlen nach Cut 1 – 3 sind in Tabelle 3.6 aufgeführt.

| w | Cutgrenzen [MeV] | | ${}^3He + \eta$ [%] | ${}^3He + \pi^0\pi^+\pi^-$ [%] | Faktor |
|-------------|------------------|-------|---------------------|--------------------------------|--------|
| | untere | obere | | | |
| 0,01 | 501 | 607 | 99,99 | 84,13 | 1,19 |
| 0,02 | 503 | 607 | 99,98 | 83,09 | 1,20 |
| 0,03 | 505 | 607 | 99,97 | 82,09 | 1,22 |
| 0,04 | 507 | 607 | 99,94 | 80,98 | 1,23 |
| 0,05 – 0,07 | 513 | 569 | 98,93 | 47,37 | 2,09 |
| 0,08 – 0,09 | 515 | 569 | 98,84 | 46,11 | 2,14 |
| 0,10 – 0,11 | 515 | 567 | 98,67 | 44,12 | 2,24 |
| 0,12 – 0,13 | 517 | 567 | 98,53 | 42,81 | 2,30 |
| 0,14 | 517 | 565 | 98,29 | 40,98 | 2,40 |
| 0,15 – 0,16 | 519 | 565 | 98,09 | 39,62 | 2,48 |
| 0,17 | 519 | 563 | 97,74 | 37,66 | 2,60 |
| 0,18 – 0,25 | 521 | 563 | 97,47 | 36,27 | 2,69 |
| 0,26 – 0,29 | 523 | 561 | 96,50 | 32,86 | 2,94 |
| 0,30 – 0,33 | 525 | 561 | 96,01 | 31,44 | 3,05 |
| 0,34 – 0,43 | 527 | 559 | 94,50 | 27,90 | 3,39 |
| 0,44 – 0,55 | 529 | 559 | 93,62 | 26,39 | 3,55 |
| 0,56 – 0,68 | 531 | 557 | 91,02 | 23,03 | 3,95 |
| 0,69 – 0,78 | 533 | 557 | 89,43 | 21,44 | 4,17 |
| 0,79 – 0,80 | 535 | 557 | 87,53 | 19,85 | 4,41 |
| 0,81 – 0,99 | 535 | 555 | 85,04 | 17,96 | 4,74 |
| 1,00 | 537 | 555 | 82,50 | 16,43 | 5,02 |

Tabelle 3.5: Liste der mit den verschiedenen Gewichtungsparametern w gefundenen Selektionsbedingungen und den zugehörigen Restanteilen sowie den daraus resultierenden Verbesserungsfaktoren.

| Zerfallskanal | # Ereignisse nach Cut 1 und 2 | # Ereignisse nach Cut 1 – 3 |
|---|-------------------------------|-----------------------------|
| $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- 2\gamma$ | 0,11 | 0,11 |
| $\eta \rightarrow 2\gamma$ | $1,0 \cdot 10^{-4}$ | $1,0 \cdot 10^{-4}$ |
| $\eta \rightarrow 3\pi^0$ | $9,7 \cdot 10^{-6}$ | $9,7 \cdot 10^{-6}$ |
| $\rightarrow 6\gamma$ | $4,1 \cdot 10^{-6}$ | $3,9 \cdot 10^{-6}$ |
| $\rightarrow e^+ e^- 5\gamma$ | $1,8 \cdot 10^{-5}$ | $1,8 \cdot 10^{-5}$ |
| $\rightarrow 2e^+ 2e^- 4\gamma$ | $7,7 \cdot 10^{-9}$ | $7,4 \cdot 10^{-9}$ |
| $\rightarrow 3e^+ 3e^- 3\gamma$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow 4\gamma$ | $1,2 \cdot 10^{-7}$ | $1,2 \cdot 10^{-7}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow e^+ e^- 3\gamma$ | $1,6 \cdot 10^{-7}$ | $1,6 \cdot 10^{-7}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | 0,031 | 0,030 |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \gamma$ | $8,8 \cdot 10^{-7}$ | $8,4 \cdot 10^{-7}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ | $9,2 \cdot 10^{-4}$ | $9,0 \cdot 10^{-4}$ |
| $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ | $9,4 \cdot 10^{-5}$ | $9,1 \cdot 10^{-5}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ | $2,4 \cdot 10^{-6}$ | $2,3 \cdot 10^{-6}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | $3,0 \cdot 10^{-10}$ | $2,9 \cdot 10^{-10}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ | $1,6 \cdot 10^{-8}$ | $1,5 \cdot 10^{-8}$ |
| alle betrachteten η -Zerfallskanäle | 0,032 | 0,031 |
| $\pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | 0,13 | 0,043 |

Tabelle 3.6: Normierte Anzahl der gemessenen Ereignisse nach Cut 1 und 2 sowie nach Cut 1 – 3.

3.4.4 Cut 4: Gesamte im CD deponierte Energie der geladenen Teilchen gegen Impuls

Ein großer Teil des Untergrundes entsteht durch η -Zerfälle in geladene Pionen. Zur Reduzierung der Ereignisse dieser Zerfallskanäle und der direkten Pionenproduktion wird ein Cut im p - E_{ges} -Spektrum der geladenen Zerfallsteilchen vorgenommen. In Abbildung 3.24 sind die zugehörigen Histogramme für die verschiedenen Zerfallskanäle mit geladenen Pionen, für die direkte $\pi^0 \pi^+ \pi^-$ -Produktion und für den gesuchten Zerfall nach Anwendung der Cuts 1 – 3 dargestellt. Zur Ermittlung geeigneter Selektionsbedingungen wurden $10^6 \eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$, $10^7 \eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ und $5 \cdot 10^6 \eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ -Zerfälle sowie 10^7 direkte $\pi^0 \pi^+ \pi^-$ -Produktionen simuliert und analysiert. Um die Suche nach einer Cutlinie zu vereinfachen, wurden pro Ereignis jeweils nur der Impuls p und die Gesamtenergie E_{ges} des geladenen Teilchens mit dem kleinsten Quotienten E_{ges}/p in die Histogramme eingetragen. Die Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^- + \gamma$ und $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^-$ wur-

den bei der Suche nach einer Cutgrenze nicht berücksichtigt, da bei diesen Zerfällen neben geladenen Pionen auch ein Elektron und ein Positron entstehen.

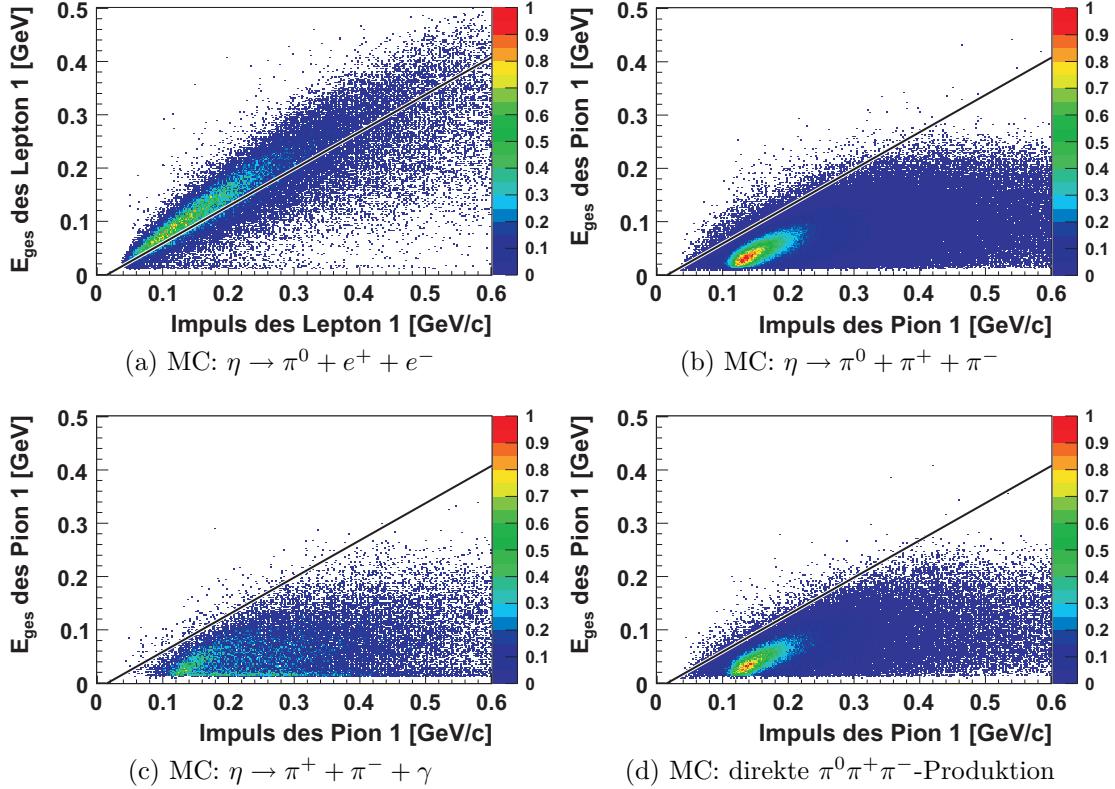


Abbildung 3.24: Gesamte im CD deponierte Energie gegen den Impuls. Lepton 1 bzw. Pion 1 ist das Teilchen mit dem jeweils kleinsten Quotienten E_{ges}/p . Alle Ereignisse mit Einträgen unterhalb der eingezeichneten Cutlinie werden weggescchnitten.

Unter Berücksichtigung der Verzweigungsverhältnisse der einzelnen Zerfallskanäle und der zuvor angewendeten Cuts 1 – 3 wird mit Hilfe der Bewertungsfunktion G_2 für $w = 0,01 – 1$ jeweils nach einem optimalen Cut gesucht. Die aus den gefundenen Cuts resultierenden Verhältnisse S_r/B_r sind in Abbildung 3.25 aufgetragen gegen die jeweiligen verwendeten Gewichtungsparameter w .

Aus dem Verlauf des Graphen sind zwei geeignete Werte für den Gewichtungsparameter erkennbar: $w \approx 0,4$ und $w \approx 0,85$. Bei $w = 0,4$ hat der gefundene Cut ein Verhältnis S_r/B_r von ca. 79 und es bleiben etwa 62 % der in Histogramm 3.24a eingetragenen gesuchten Zerfälle übrig. Bei $w = 0,85$ ist das Verhältnis $S_r/B_r \approx 132$ und $S_r \approx 52\%$. Nach Anwendung jeweils einer der beiden Selektionsbedingungen ergeben sich die in Abbildung 3.26 dargestellten Verteilungen der invarianten Masse aller Teilchen. Eine Trennung des Signals von dem Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$

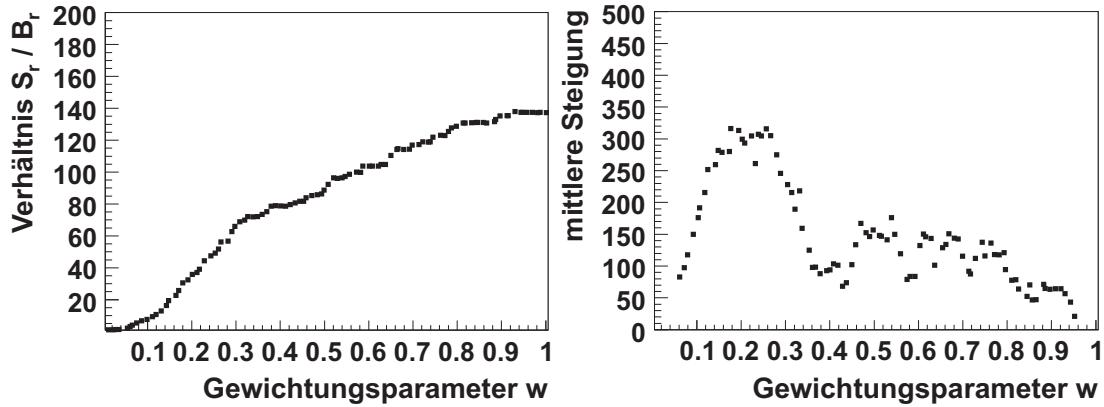


Abbildung 3.25: Mit der Bewertungsfunktion G_2 erreichte Verhältnisse für die verschiedenen Gewichtungsparameter w (links) und die zugehörigen über 10 Gewichtungsparameter gemittelten Steigungen (rechts) für Cut 4.

lässt sich in beiden Fällen realisieren. Da ein Cut auf die invariante Masse geringere Verluste an gesuchten Zerfällen als ein Cut im $p\text{-}E_{ges}$ -Spektrum zur Folge hat, kann hier die Cutgrenze noch angepasst werden, um den Unterschied zwischen den beiden Selektionsmöglichkeiten auszugleichen. Auf Grund der begrenzten Zahl an η -Mesonen, die in der Strahlzeit von September und Oktober 2008 gefunden wurden, wird die mit Hilfe des Gewichtungsparameters $w = 0,4$ gefundene Cutlinie verwendet, die in den Histogrammen 3.24 bereits eingezeichnet ist.

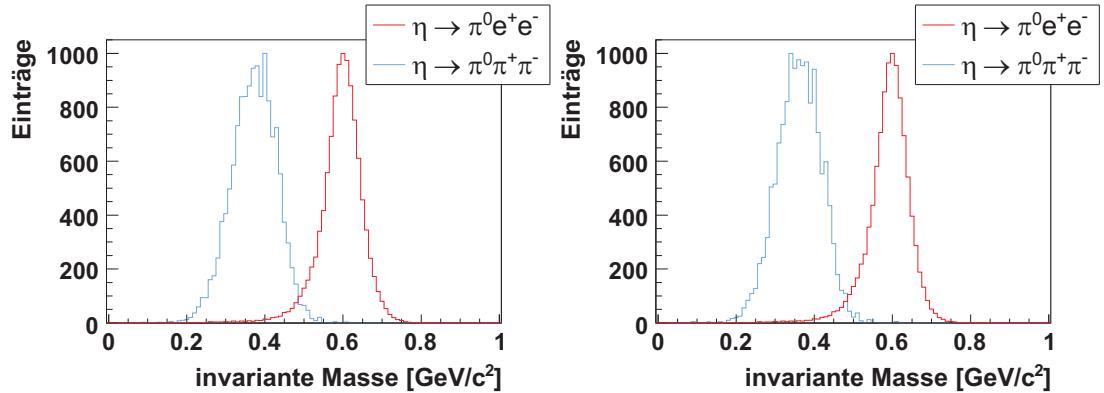


Abbildung 3.26: Invariante Masse aller Teilchen im CD nach Anwendung des mit $w = 0,4$ (links) und $w = 0,85$ (rechts) bestimmten Cuts. Eine Trennung der simulierten Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ ist in beiden Fällen realisierbar.

Die Histogramme in Abbildung 3.24 enthalten nur Einträge von Teilchen, die im SEC Energie deponiert haben. Einträge von Teilchen, die im PSB detektiert

wurden, aber nicht im SEC, sind nicht enthalten. Abbildung 3.27 zeigt den unteren Bereich der Histogramme 3.24 für Teilchen mit $E_{ges} \leq 20$ MeV. Zum Füllen der Histogramme wurde gefordert, dass Energie im PSB deponiert wurde. Teilchen mit Einträgen in diesem Bereich wurden nur im PSB detektiert. Die im Histogramm 3.27a rot eingezeichnete Linie ist die zuvor gefundene Cutlinie.

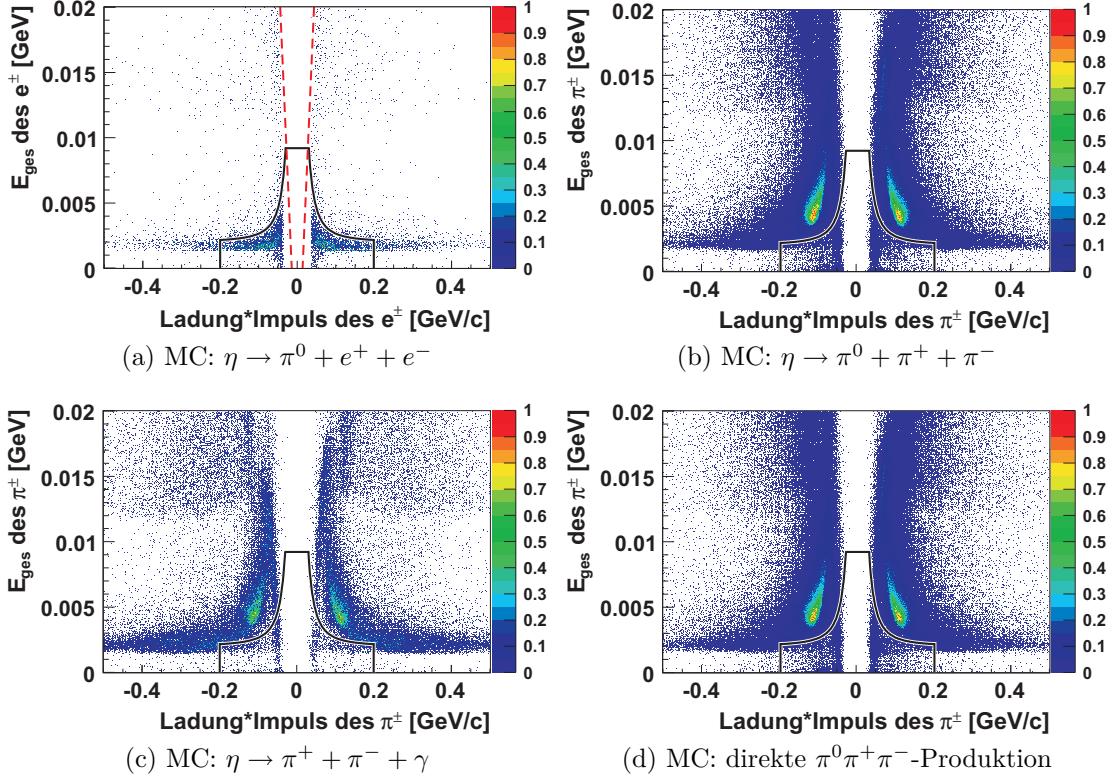


Abbildung 3.27: Gesamte im CD deponierte Energie gegen den Impuls multipliziert mit der Ladung. Es werden nur Ereignisse mit Einträgen zwischen den roten gestrichelten Cutlinien oder unterhalb der schwarzen Cutlinie akzeptiert.

Um nicht alle Ereignisse in diesem Bereich wegzuschneiden, werden zusätzlich zu Ereignissen mit Einträgen zwischen den roten gestrichelten Cutlinien Ereignisse mit Einträgen innerhalb des schwarz umrandeten Bereiches akzeptiert. Zur Bestimmung einer optimalen Selektionsbedingung wurde hierfür die Bewertungsfunktion G_2 mit dem gleichen Gewichtungsparameter $w = 0,4$ verwendet. Es wurde zunächst analog zur Bestimmung der rot eingezeichneten Cutgeraden mit Hilfe des in Kapitel 3.3.2 vorgestellten Verfahrens für zwei Dimensionen eine Cutgrenze bestimmt. Diese ist in Abbildung 3.28 durch die roten Punkte dargestellt.

Auf Grund der wenigen Einträge oberhalb eines Impulses von etwa $0,2 \text{ GeV}/c$ liefert der Suchalgorithmus keine sinnvolle Grenze für größere Impulse. Da in diesem

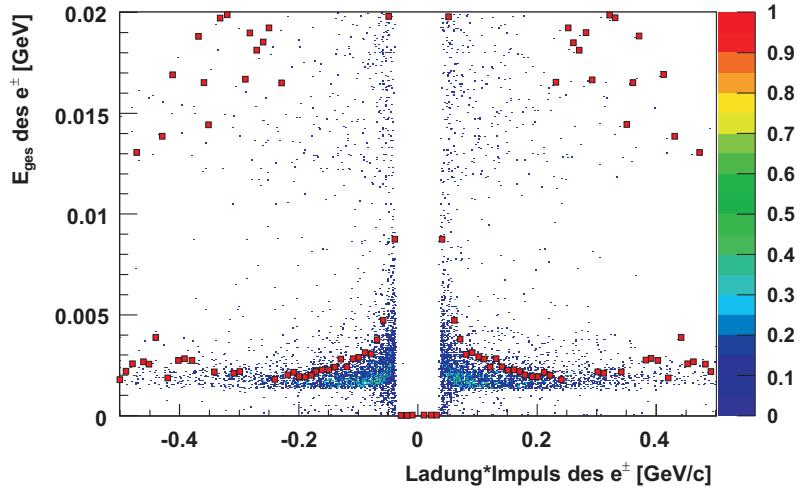


Abbildung 3.28: Gesamte im CD deponierte Energie gegen den Impuls multipliziert mit der Ladung. Die mit dem Gewichtungsparameter $w = 0,40$ gefundene Cutgrenze wird durch die roten Punkte gebildet.

Bereich nur sehr wenige Einträge des gesuchten Zerfalls sind, wurde die gefundene Cutgrenze nur für Werte kleiner $0,2 \text{ GeV}/c$ mit der Funktion $f(x) = a \cdot \frac{1}{x^2} + b$ gefittet. Die optimalen Parameter wurden mit Hilfe der Bewertungsfunktion G_2 mit dem Gewichtungsparameter $w = 0,4$ bestimmt. Der daraus resultierende Cutbereich ist in den Histogrammen 3.27 eingezeichnet. Durch die Kombination der beiden in Histogrammen 3.27a eingezeichneten Cutgrenzen werden etwa 41 % der Ereignisse des gesuchten Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ aussortiert. In Tabelle 3.7 sind die Verhältnisse der einzelnen Zerfälle nach Anwendung der Cuts 1 – 4 aufgelistet.

| Zerfallskanal | # Ereignisse nach Cut 1 – 3 | # Ereignisse nach Cut 1 – 4 |
|---|--------------------------------|--------------------------------|
| $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- 2\gamma$ | 0,11 | 0,064 |
| $\eta \rightarrow 2\gamma$ | $1,0 \cdot 10^{-4}$ | $6,2 \cdot 10^{-5}$ |
| $\eta \rightarrow 3\pi^0$ | $9,7 \cdot 10^{-6}$ | $4,1 \cdot 10^{-6}$ |
| $\rightarrow 6\gamma$ | $3,9 \cdot 10^{-6}$ | $1,9 \cdot 10^{-6}$ |
| $\rightarrow e^+ e^- 5\gamma$ | $1,8 \cdot 10^{-5}$ | $8,2 \cdot 10^{-6}$ |
| $\rightarrow 2e^+ 2e^- 4\gamma$ | $7,4 \cdot 10^{-9}$ | $3,4 \cdot 10^{-9}$ |
| $\rightarrow 3e^+ 3e^- 3\gamma$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow 4\gamma$ | $1,2 \cdot 10^{-7}$ | $5,6 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow e^+ e^- 3\gamma$ | $1,6 \cdot 10^{-7}$ | $5,3 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | 0,030 | $1,4 \cdot 10^{-4}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \gamma$ | $8,4 \cdot 10^{-7}$ | $1,0 \cdot 10^{-7}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ | $9,0 \cdot 10^{-4}$ | $3,7 \cdot 10^{-6}$ |
| $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ | $9,1 \cdot 10^{-5}$ | $5,0 \cdot 10^{-5}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ | $2,3 \cdot 10^{-6}$ | $4,6 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | $2,9 \cdot 10^{-10}$ | $5,8 \cdot 10^{-12}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ | $1,5 \cdot 10^{-8}$ | $3,7 \cdot 10^{-9}$ |
| alle betrachteten η -Zerfallskanäle | 0,031 | $2,6 \cdot 10^{-4}$ |
| $\pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | 0,043 | $2,0 \cdot 10^{-4}$ |

Tabelle 3.7: Normierte Anzahl der gemessenen Ereignisse nach Cut 1 – 3 sowie nach Cut 1 – 4.

3.4.5 Cut 5: Invariante Masse der zwei Photonen

Da beim gesuchten Zerfall des η -Mesons die beiden Photonen aus dem Zerfall des π^0 -Mesons stammen, wird ein Cut im Spektrum der invarianten Masse der beiden Gammaquanten um die π^0 -Masse angewendet. In Abbildung 3.29 sind die Verteilungen der invarianten Masse der zwei Photonen für den gesuchten Zerfallskanal und mögliche Untergrundreaktionen, bei denen die Gammaquanten nicht durch einen π^0 -Zerfall entstanden sind, nach Anwendung der Cuts 1 – 4 dargestellt. Zur Bestimmung geeigneter Selektionsparameter wurden $10^6 \eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$, $10^7 \eta \rightarrow \gamma + \gamma$, $5 \cdot 10^6 \eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ und $10^7 \eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ Zerfälle simuliert und analysiert. Die Zerfälle $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 3e^+ + 3e^- + 3\gamma$, $\eta \rightarrow \pi^0 + 2\gamma \rightarrow e^+ + e^- + 3\gamma$, $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$, $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ und $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + e^+ + e^-$, bei denen ebenfalls kein π^0 -Meson in 2 Photonen zerfällt, wurden bei der Suche nach geeigneten Cutgrenzen nicht berücksichtigt, da die normierte Anzahl der Ereignisse dieser Zerfälle jeweils kleiner als $1,0 \cdot 10^{-7}$ ist.

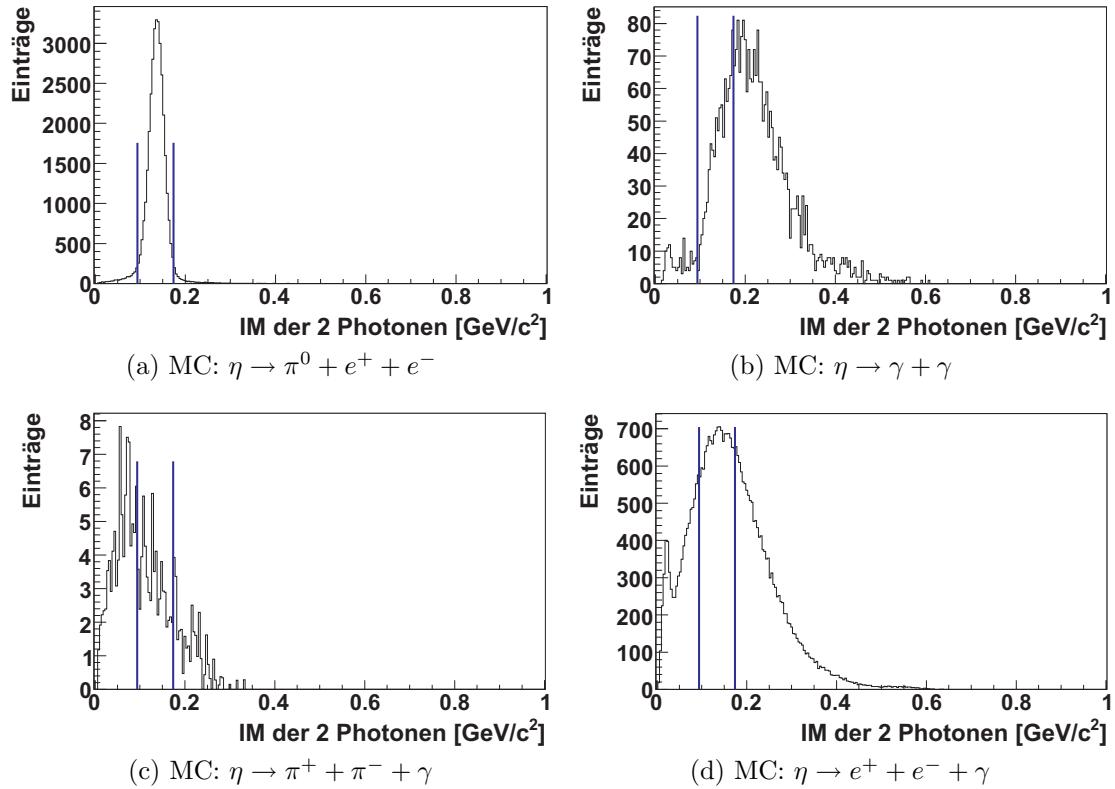


Abbildung 3.29: Invariante Masse der zwei Photonen. Der eingezeichnete Cut um die π^0 -Masse wurde mit Hilfe der Bewertungsfunktion G_2 und dem Gewichtungsparameter $w = 0,45$ gefunden.

Bei dem Zerfall $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ können durch Paarbildung eines Gammaquants ein Elektron und ein Positron entstehen. Die beiden detektierten Photonen entsprechen daher nicht den beiden Photonen aus dem Zerfall. Das zusätzliche Photon kann beispielsweise durch Bremsstrahlung entstehen.

Durch einen Vergleich der verschiedenen Cutgrenzen mit Hilfe der Bewertungsfunktion G_2 ergeben sich für $w = 0,01 - 1$ die in Abbildung 3.30 dargestellten Verhältnisse S_r/B_r . Dabei wurden die Verhältnisse der Zerfallskanäle nach Anwenden der Cuts 1 – 4 berücksichtigt. Auf Grund des Verlaufs des Graphen wird der Gewichtungsparameter $w = 0,45$ gewählt. Der zugehörige optimale Cut führt zu einem relativen Restanteil des Signals $S_r \approx 93\%$ und zu einem Verhältnis $S_r/B_r \approx 3,1$. Er ist in den Histogrammen 3.29 eingezeichnet. In Tabelle 3.8 sind die normierten Ereigniszahlen nach Anwendung der Cuts 1 – 5 aufgeführt.

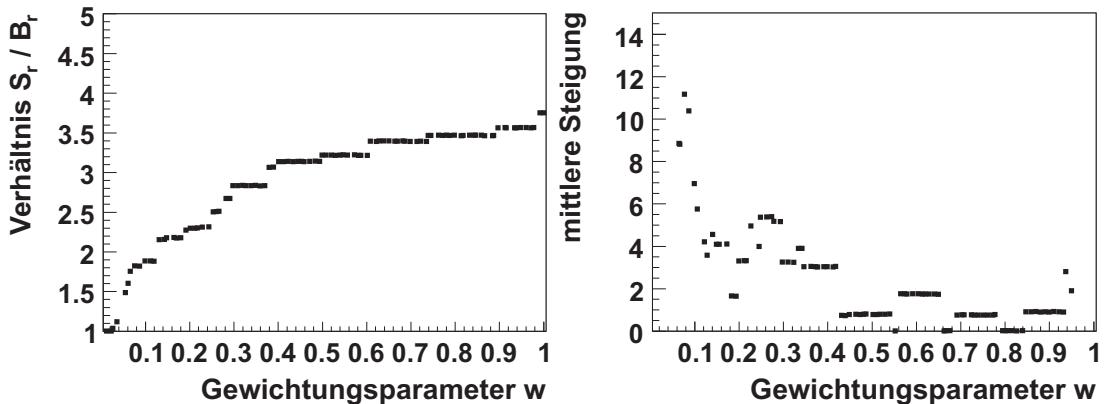


Abbildung 3.30: Mit der Bewertungsfunktion G_2 erreichte Verhältnisse für die verschiedenen Gewichtungsparameter w (links) und die zugehörigen über 10 Gewichtungsparameter gemittelten Steigungen (rechts) für Cut 5.

| Zerfallskanal | # Ereignisse nach Cut 1 – 4 | # Ereignisse nach Cut 1 – 5 |
|---|-----------------------------|-----------------------------|
| $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- 2\gamma$ | 0,064 | 0,061 |
| $\eta \rightarrow 2\gamma$ | $6,2 \cdot 10^{-5}$ | $1,7 \cdot 10^{-5}$ |
| $\eta \rightarrow 3\pi^0$ | $4,1 \cdot 10^{-6}$ | $1,7 \cdot 10^{-6}$ |
| $\rightarrow 6\gamma$ | $1,9 \cdot 10^{-6}$ | $6,6 \cdot 10^{-7}$ |
| $\rightarrow e^+ e^- 5\gamma$ | $8,2 \cdot 10^{-6}$ | $3,6 \cdot 10^{-6}$ |
| $\rightarrow 2e^+ 2e^- 4\gamma$ | $3,4 \cdot 10^{-9}$ | $1,6 \cdot 10^{-9}$ |
| $\rightarrow 3e^+ 3e^- 3\gamma$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow 4\gamma$ | $5,6 \cdot 10^{-8}$ | $2,3 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow e^+ e^- 3\gamma$ | $5,3 \cdot 10^{-8}$ | $1,5 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | $1,4 \cdot 10^{-4}$ | $1,2 \cdot 10^{-4}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \gamma$ | $1,0 \cdot 10^{-7}$ | $2,6 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ | $3,7 \cdot 10^{-6}$ | $1,4 \cdot 10^{-6}$ |
| $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ | $5,0 \cdot 10^{-5}$ | $1,8 \cdot 10^{-5}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ | $4,6 \cdot 10^{-8}$ | $1,4 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | $5,8 \cdot 10^{-12}$ | $< 5,8 \cdot 10^{-12}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ | $3,7 \cdot 10^{-9}$ | $1,5 \cdot 10^{-9}$ |
| alle betrachteten η -Zerfallskanäle | $2,6 \cdot 10^{-4}$ | $1,6 \cdot 10^{-4}$ |
| $\pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | $2,0 \cdot 10^{-4}$ | $1,8 \cdot 10^{-4}$ |

Tabelle 3.8: Normierte Anzahl der gemessenen Ereignisse nach Cut 1 – 4 sowie nach Cut 1 – 5.

3.4.6 Cut 6: Paarbildung

Der Untergrund, der durch Paarbildung eines Gammaquants verursacht wird, kann sowohl durch eine Selektion über den Winkel zwischen Elektron und Positron als auch durch einen Cut auf die invariante Masse der beiden im Zentraldetektor gemessenen geladenen Teilchen reduziert werden. Es werden im Folgenden beide Optionen betrachtet und verglichen. Zur Bestimmung der Selektionsbedingungen wurden jeweils $5 \cdot 10^6 \eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$, $2 \cdot 10^7 \eta \rightarrow \gamma + \gamma$ - und $5 \cdot 10^6 \eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ - Zerfälle simuliert und analysiert. Der Zerfallskanal $\eta \rightarrow \pi^0 + 2\gamma \rightarrow 4\gamma$ wurde bei der Suche nach einer geeigneten Selektionsbedingung nicht berücksichtigt, da die normierte Anzahl der Ereignisse dieses Zerfalls nach Anwendung der Cuts 1 – 5 bereits kleiner als $1 \cdot 10^{-7}$ ist.

Cut 6a: Winkel zwischen den beiden geladenen Teilchen im CD

Die Histogramme in Abbildung 3.31 zeigen die Verteilungen der Winkel zwischen Elektron und Positron für die neutralen Zerfallskanäle des η -Mesons im Vergleich zum gesuchten Zerfallskanal nach Anwendung der Cuts 1 – 5. Durch die Cuts wurden bereits viele Ereignisse des Zerfalls $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ aussortiert, so dass die Anzahl der Einträge in Histogramm 3.31c sehr gering ist. Mit Hilfe von zusätzlichen Simulationen könnte die Verteilung im Histogramm 3.31c zwar etwas deutlicher werden, jedoch reicht die Statistik bereits aus, um die benötigte Unterdrückung des Zerfallskanals feststellen zu können.

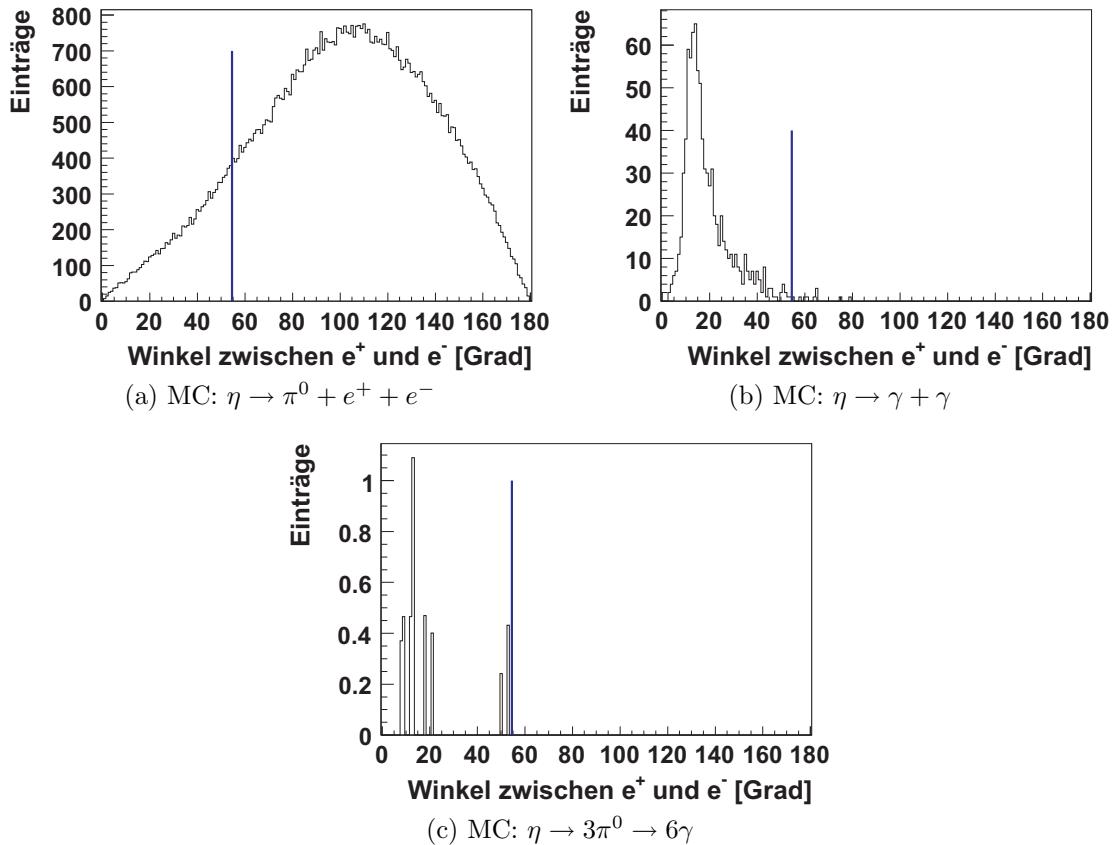


Abbildung 3.31: Winkel zwischen Elektron und Positron. Ein möglicher Cut ist eingezeichnet.

Die erreichten Verhältnisse S_r/B_r sind für die verschiedenen Gewichtungsparameter w unter Berücksichtigung der Verhältnisse der beiden betrachteten Untergrundreaktionen nach Anwendung der Cuts 1 – 5 in Abbildung 3.32 dargestellt. Es sind zwei geeignete Gewichtungsparameter w erkennbar. Für $w = 0,19$ liefert die Bewertungsfunktion G_2 einen optimalen Cut bei einem Winkel von 67° . Dieser Cut

schneidet etwa 19 % der gesuchten Ereignisse weg und führt zu einer Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses um den Faktor ≈ 250 . Der mit dem Gewichtungsparameter $w = 0,3$ gefundene Cut führt zu einer Verbesserung um den Faktor ≈ 670 und sortiert alle Ereignisse mit Einträgen unterhalb eines Winkels von 81° aus, so dass noch ca. 71 % der gesuchten Zerfälle übrig bleiben. Beide gefundenen Cuts führen zu einer stärkeren Unterdrückung des durch die neutralen Zerfallskanäle verursachten Untergrundes als benötigt. Bereits die mit $w = 0,1$ gefundene Cutgrenze bei 55° schneidet alle simulierten Ereignisse des Zerfalls $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ weg und führt zu einer Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses um den Faktor ≈ 66 . Da die Anzahl der Ereignisse des Zerfallskanals $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ auch durch Cut 7 aussortiert werden (siehe Kapitel 3.4.7), genügt diese Verbesserung zur Reduzierung der Ereignisse der neutralen Zerfallskanäle. Der mit $w = 0,1$ gefundene Cut ist in den Histogrammen 3.31 eingezeichnet. Dieser Cut reduziert die Ereignisse des gesuchten Zerfalls um etwa 12 %.

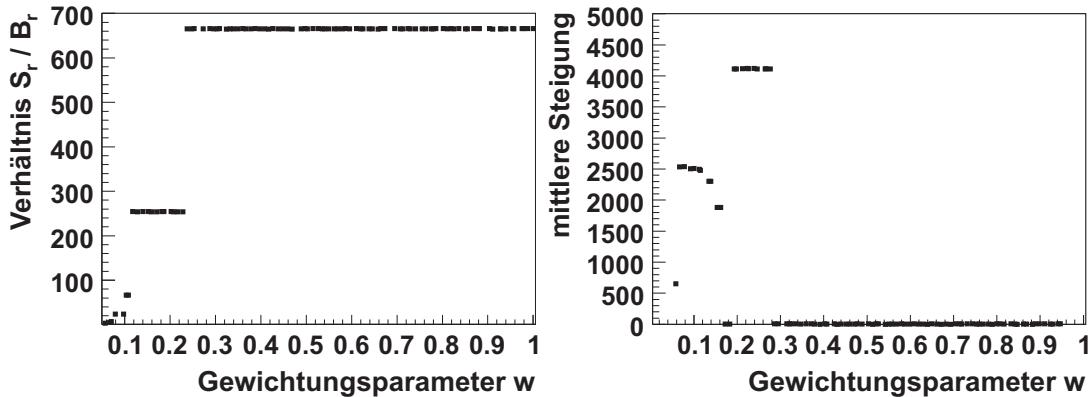


Abbildung 3.32: Mit der Bewertungsfunktion G_2 erreichte Verhältnisse für die verschiedenen Gewichtungsparameter w (links) und die zugehörigen über 10 Gewichtungsparameter gemittelten Steigungen (rechts) für Cut 6a.

Cut 6b: Invariante Masse der beiden geladenen Teilchen im CD

In Abbildung 3.33 sind die Verteilungen der invarianten Massen der beiden geladenen Teilchen, die im CD nachgewiesen wurden, für die betrachteten Zerfallskanäle nach Anwendung der Cuts 1 – 5 dargestellt. Abbildung 3.34 zeigt die erreichten Verhältnisse für die mit verschiedenen Gewichtungsparametern w gefundenen Cuts. Aus dem Verlauf des Graphen ergibt sich $w \approx 0,25$ als ein möglicher Gewichtungsparameter. Die mit diesem Parameter gefundene Cutgrenze liegt bei $156 \text{ MeV}/c^2$ mit einem Verhältnis $S_r/B_r \approx 420$. Durch diesen Cut werden ca. 13 % der gesuchten Zerfälle aussortiert. Die Reduzierung ist somit vergleichbar mit der Reduzierung

durch Cut 6a, während das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis um einen Faktor von etwa 6 größer ist.

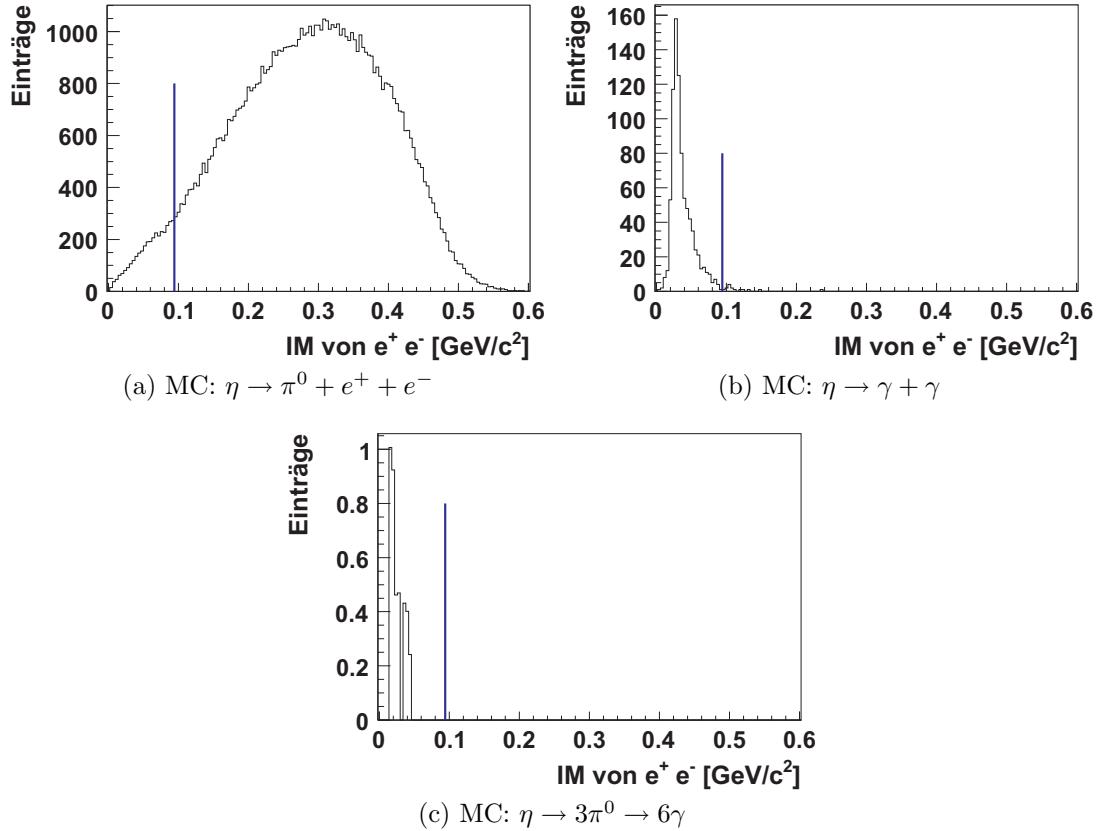


Abbildung 3.33: Invariante Masse des Elektrons und des Positrons. Der für die Analyse gewählte Cut ist eingezeichnet.

Da jedoch eine so große Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses nicht benötigt wird, wird in der Analyse der mit $w = 0,04$ gefundene Cut verwendet. Er führt zu einer Verbesserung um den Faktor ≈ 50 und reduziert die Ereignisse des gesuchten Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ um ca. 4,3 %. Dies sind etwa ein Drittel der durch Cut 6a verursachten Verluste an Signalereignissen, während beide Cuts zu einer vergleichbaren Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses führen.

In der Analyse wird daher auf den Cut 6a verzichtet und nur der Cut 6b angewendet. Die für Cut 6 gewählte Cutlinie liegt bei $94 \text{ MeV}/c^2$ und ist in den Histogrammen 3.33 eingezeichnet. Tabelle 3.9 zeigt die normierten Ereigniszahlen vor und nach Anwendung von Cut 6.

Es fällt auf, dass die Summe der normierten Ereigniszahlen der einzelnen $\eta \rightarrow 3\pi^0$ - Zerfälle nach Anwendung der Cuts 1 – 6 um eine Größenordnung von der

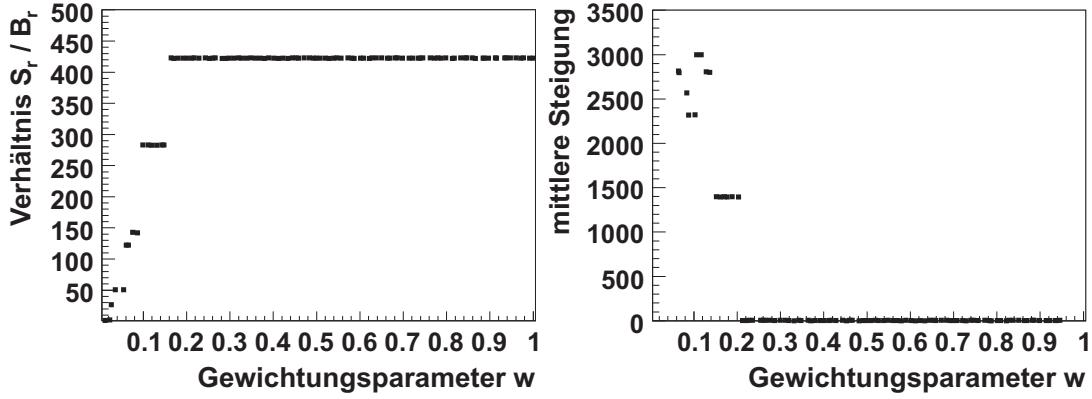


Abbildung 3.34: Mit der Bewertungsfunktion G_2 erreichte Verhältnisse für die verschiedenen Gewichtungsparameter w (links) und die zugehörigen über 10 Gewichtungsparameter gemittelten Steigungen (rechts) für Cut 6b.

| Zerfallskanal | # Ereignisse nach Cut 1 – 5 | # Ereignisse nach Cut 1 – 6 |
|---|-----------------------------|-----------------------------|
| $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- 2\gamma$ | 0,061 | 0,058 |
| $\eta \rightarrow 2\gamma$ | $1,7 \cdot 10^{-5}$ | $2,9 \cdot 10^{-7}$ |
| $\eta \rightarrow 3\pi^0$ | $1,7 \cdot 10^{-6}$ | $1,1 \cdot 10^{-7}$ |
| $\rightarrow 6\gamma$ | $6,6 \cdot 10^{-7}$ | $< 6,3 \cdot 10^{-8}$ |
| $\rightarrow e^+ e^- 5\gamma$ | $3,6 \cdot 10^{-6}$ | $2,9 \cdot 10^{-6}$ |
| $\rightarrow 2e^+ 2e^- 4\gamma$ | $1,6 \cdot 10^{-9}$ | $1,4 \cdot 10^{-9}$ |
| $\rightarrow 3e^+ 3e^- 3\gamma$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow 4\gamma$ | $2,3 \cdot 10^{-8}$ | $< 8,7 \cdot 10^{-11}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow e^+ e^- 3\gamma$ | $1,5 \cdot 10^{-8}$ | $8,1 \cdot 10^{-9}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | $1,2 \cdot 10^{-4}$ | $9,8 \cdot 10^{-5}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \gamma$ | $2,6 \cdot 10^{-8}$ | $1,9 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ | $1,4 \cdot 10^{-6}$ | $1,1 \cdot 10^{-6}$ |
| $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ | $1,8 \cdot 10^{-5}$ | $1,7 \cdot 10^{-5}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ | $1,4 \cdot 10^{-8}$ | $1,3 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | $< 5,8 \cdot 10^{-12}$ | $< 5,8 \cdot 10^{-12}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ | $1,5 \cdot 10^{-9}$ | $1,4 \cdot 10^{-9}$ |
| alle betrachteten η -Zerfallskanäle | $1,6 \cdot 10^{-4}$ | $1,2 \cdot 10^{-4}$ |
| $\pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | $1,8 \cdot 10^{-4}$ | $1,4 \cdot 10^{-4}$ |

Tabelle 3.9: Normierte Anzahl der gemessenen Ereignisse nach Cut 1 – 5 sowie nach Cut 1 – 6.

normierten Ereigniszahl des $\eta \rightarrow 3\pi^0$ - Monte Carlo Cocktails abweicht. An der Klärung dieses Unterschiedes zwischen dem mit Pluto erzeugten Cocktail und den mit GIN erzeugten einzelnen Zerfällen wird zurzeit gearbeitet. Da jedoch für beide Fälle durch Anwendung der weiteren Cuts eine ausreichende Unterdrückung des simulierten Zerfallskanals $\eta \rightarrow 3\pi^0$ erreicht wird (siehe Kapitel 3.4.9), hat dieses Problem keine weiteren Auswirkungen.

3.4.7 Cut 7: Invariante Masse eines geladenen und eines neutralen Teilchens im CD

Zur Reduzierung des durch Bremsstrahlung eines Elektrons bzw. Positrons verursachten Untergrundes wird ein Cut auf die kleinste invariante Masse der vier Elektron-Photon- bzw. Positron-Photon-Paare angewendet. Um die Cutgrenze zu bestimmen, wurden $5 \cdot 10^6 \eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$, $2 \cdot 10^7 \eta \rightarrow \gamma + \gamma$, $2 \cdot 10^7 \eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ und $1,5 \cdot 10^7 \eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ Zerfälle simuliert und analysiert. Da die normierte Anzahl der gemessenen Ereignisse des Zerfallskanals $\eta \rightarrow \mu^+ + \mu^- + \gamma$ nach Anwendung der Cuts 1 – 6 etwa $1,3 \cdot 10^{-8}$ beträgt und somit nicht weiter reduziert werden muss, wurde dieser Zerfall bei der Suche nach der optimalen Selektionsbedingung nicht berücksichtigt.

Abbildung 3.35 zeigt die Histogramme für die vier simulierten Zerfallskanäle. Durch Anwenden der Cuts 1 – 6 wurden viele der Untergrundereignisse bereits aussortiert, so dass für den Zerfallskanal $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ nur wenige Ereignisse in das Histogramm 3.35c eingetragen sind. Die vorhandene Statistik reicht aber aus, um die benötigte Unterdrückung des Zerfalls zu erreichen.

Während eine deutliche Reduzierung der Ereignisse der Zerfälle $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ und $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ über die invariante Masse der Elektron-Photon-Paare bzw. der Positron-Photon-Paare möglich ist, ist eine Reduzierung der Ereignisse des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ über das Spektrum 3.35d mit großen Verlusten an Signalergebnissen verbunden. Bei der Suche nach einer optimalen Cutgrenze mit Hilfe der Bewertungsfunktion G_2 wird daher der Zerfallskanal $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ nicht berücksichtigt.

In Abbildung 3.36 sind die mit der Bewertungsfunktion G_2 gefundenen Verhältnisse S_r/B_r für die Gewichtungsparameter $w = 0,01 – 1$ aufgetragen. Bei der Suche wurden die Verhältnisse der Ereignisse der Zerfallskanäle $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ und $\eta \rightarrow \gamma + \gamma$ nach Anwenden der Cuts 1 – 6 berücksichtigt.

Aus dem Verlauf des Graphen ergeben sich die zwei möglichen Gewichtungsparameter $w \approx 0,3$ und $w \approx 0,55$. Die Bewertungsfunktion G_2 liefert mit dem Parameter $w = 0,55$ eine Cutgrenze bei $143 \text{ MeV}/c^2$ und führt zu einer Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses um den Faktor ≈ 1100 . Durch Anwendung dieses Cuts werden jedoch ca. 70 % der gesuchten Ereignisse aussortiert. Der mit $w = 0,3$ gefundene Cut führt zu einer Verbesserung des Verhältnisses um den Faktor ≈ 80 .

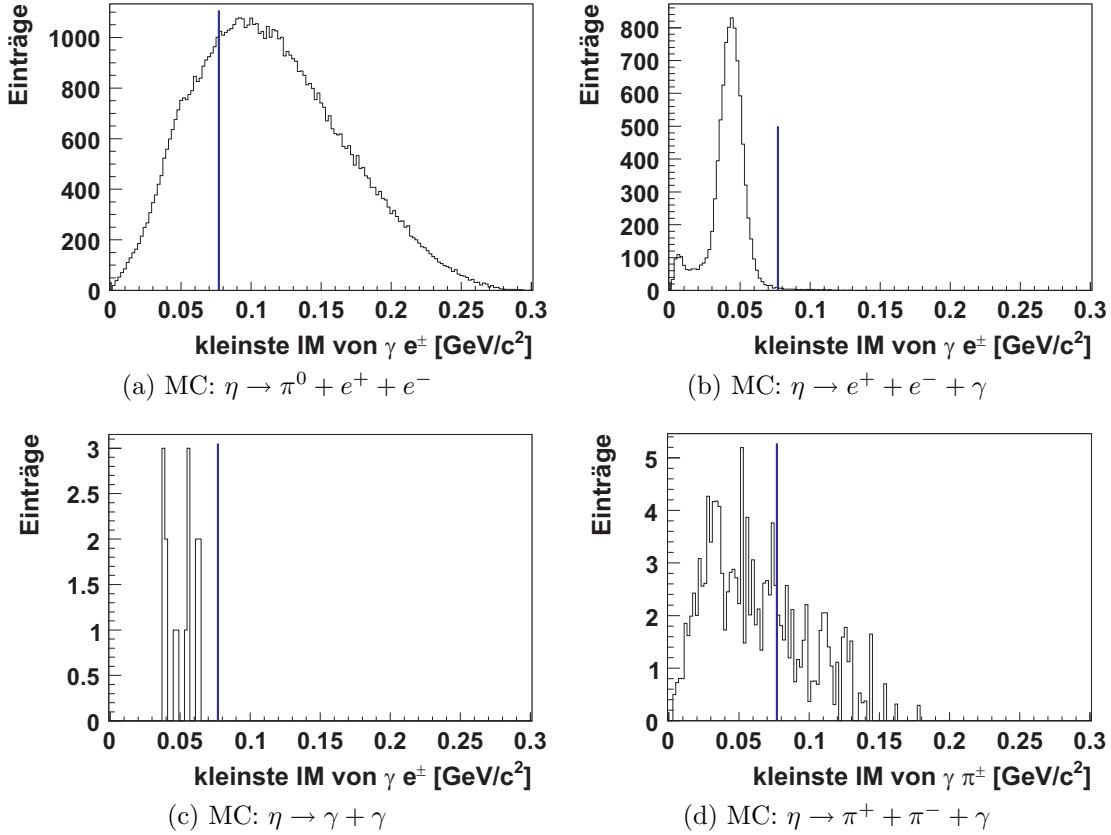


Abbildung 3.35: Kleinste invariante Masse der Elektron-Photon-Paare bzw. der Positron-Photon-Paare. Der eingezeichnete Cut wurde mit der Bewertungsfunktion G_2 und dem Parameter $w = 0,3$ gefunden.

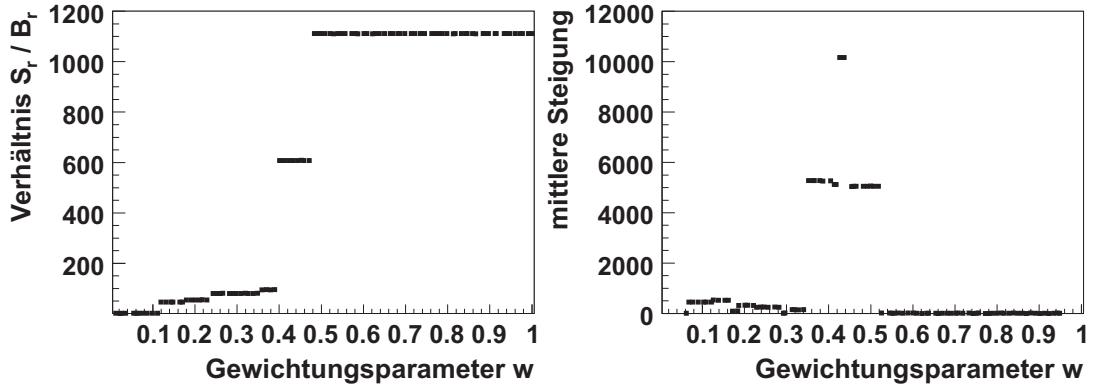


Abbildung 3.36: Mit der Bewertungsfunktion G_2 erreichte Verhältnisse für die verschiedenen Gewichtungsparameter w (links) und die zugehörigen über 10 Gewichtungsparameter gemittelten Steigungen (rechts) für Cut 7.

und schneidet ca. 26 % der Signalereignisse weg. Die Cutgrenze liegt bei $77 \text{ MeV}/c^2$ und ist in Abbildung 3.35 eingezeichnet. Auf Grund der deutlich geringeren Verluste an Ereignissen des seltenen Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ wird dieser Cut in der weiteren Analyse der Daten verwendet. In der Tabelle 3.10 sind die normierten Ereigniszahlen für die verschiedenen Zerfallskanäle des η -Mesons und die direkte $\pi^0\pi^+\pi^-$ -Produktion nach Anwendung der Cuts 1 – 6 sowie nach Anwendung der Cuts 1 – 7 aufgelistet.

| Zerfallskanal | # Ereignisse nach Cut 1 – 6 | # Ereignisse nach Cut 1 – 7 |
|---|--------------------------------|--------------------------------|
| $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- 2\gamma$ | 0,058 | 0,042 |
| $\eta \rightarrow 2\gamma$ | $2,9 \cdot 10^{-7}$ | $< 2,0 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow 3\pi^0$ | $1,1 \cdot 10^{-7}$ | $2,2 \cdot 10^{-8}$ |
| $\rightarrow 6\gamma$ | $< 6,3 \cdot 10^{-8}$ | $< 6,3 \cdot 10^{-8}$ |
| $\rightarrow e^+ e^- 5\gamma$ | $2,9 \cdot 10^{-6}$ | $1,2 \cdot 10^{-6}$ |
| $\rightarrow 2e^+ 2e^- 4\gamma$ | $1,4 \cdot 10^{-9}$ | $5,2 \cdot 10^{-10}$ |
| $\rightarrow 3e^+ 3e^- 3\gamma$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow 4\gamma$ | $< 8,7 \cdot 10^{-11}$ | $< 8,7 \cdot 10^{-11}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow e^+ e^- 3\gamma$ | $8,1 \cdot 10^{-9}$ | $2,6 \cdot 10^{-9}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | $9,8 \cdot 10^{-5}$ | $4,1 \cdot 10^{-5}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \gamma$ | $1,9 \cdot 10^{-8}$ | $2,3 \cdot 10^{-9}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ | $1,1 \cdot 10^{-6}$ | $3,4 \cdot 10^{-7}$ |
| $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ | $1,7 \cdot 10^{-5}$ | $1,3 \cdot 10^{-7}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ | $1,3 \cdot 10^{-8}$ | $1,4 \cdot 10^{-9}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | $< 5,8 \cdot 10^{-12}$ | $< 5,8 \cdot 10^{-12}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ | $1,4 \cdot 10^{-9}$ | $< 8,4 \cdot 10^{-11}$ |
| alle betrachteten η -Zerfallskanäle | $1,2 \cdot 10^{-4}$ | $4,2 \cdot 10^{-5}$ |
| $\pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | $1,4 \cdot 10^{-4}$ | $5,9 \cdot 10^{-5}$ |

Tabelle 3.10: Normierte Anzahl der gemessenen Ereignisse nach Cut 1 – 6 sowie nach Cut 1 – 7.

3.4.8 Cut im Dalitzplot

Der in Kapitel 3.2 vorgestellte Cut im Dalitzplot dient ausschließlich zur Reduzierung der Untergrundereignisse durch den Zerfallskanal $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$. Abbildung 3.37 zeigt den Dalitzplot für den seltenen Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und den Zerfall $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ nach Anwendung der Cuts 1 – 7. Zum Füllen der Histogramme wurden $5 \cdot 10^6 \eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ - und $2 \cdot 10^7 \eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ - Zerfälle simuliert und analysiert. Während vor Anwendung von Cut 7 (vgl. Abbildung 3.13) ein Cut zur Reduzierung des Untergrundes realisierbar war, ist nach Anwendung von Cut 7 eine Trennung der beiden Zerfallsanäle mit Hilfe des Dalitzplots nicht mehr möglich. Daher wird ein Cut im Dalitzplot in der Analyse nicht verwendet.

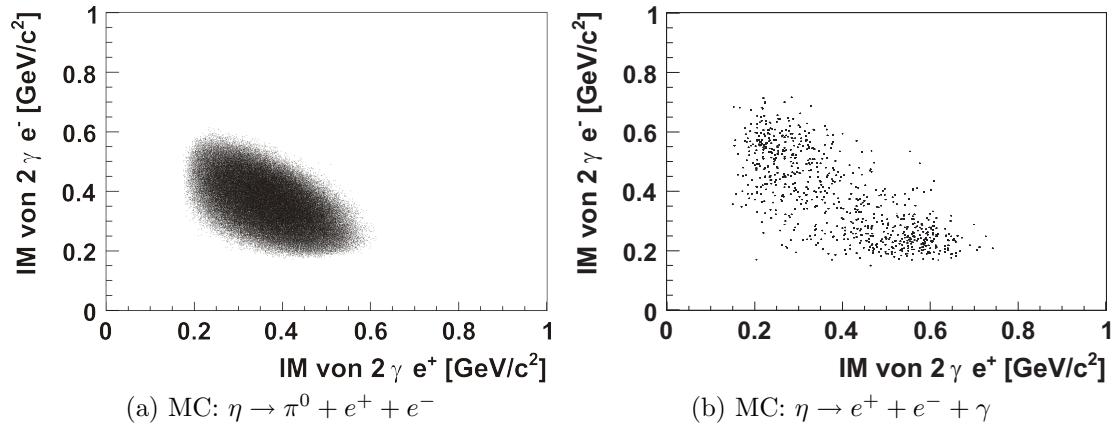


Abbildung 3.37: Dalitzplots der simulierten Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ (links) und $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ (rechts) nach Anwendung der Cuts 1 – 7.

3.4.9 Cut 8: Invariante Masse aller Teilchen im CD

Der letzte Cut erfolgt im Spektrum der invarianten Masse aller im CD detektierten Teilchen. Dabei wird angenommen, dass es sich bei den beiden geladenen Teilchen um ein Elektron und ein Positron handelt. Bei der Suche nach einem geeigneten Cutbereich werden alle simulierten Zerfälle des η -Mesons berücksichtigt (vgl. Tabelle 3.2), bei denen nach Anwendung der Cuts 1 – 7 noch Ereignisse übrig sind, sowie die simulierte direkte $\pi^0\pi^+\pi^-$ -Produktion. Zur besseren Übersicht und um die simulierten Daten später leichter mit den echten Daten vergleichen zu können, wurden die Ereignisse aller betrachteten η -Zerfallsanäle unter Berücksichtigung der Verzweigungsverhältnisse addiert und die Gesamtzahl aller η -Zerfälle auf $1,1 \cdot 10^7$ normiert. In Abbildung 3.38 sind die Verteilungen der invarianten Masse aller Teilchen des gesuchten Zerfallskanals $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$, der direkten $\pi^0\pi^+\pi^-$ -Produktion und der Summe aller betrachteten η -Zerfallsanäle nach Anwendung

der Cuts 1 – 7 dargestellt. Die Verteilungen der einzelnen Zerfallskanäle sind im Anhang A zu finden.

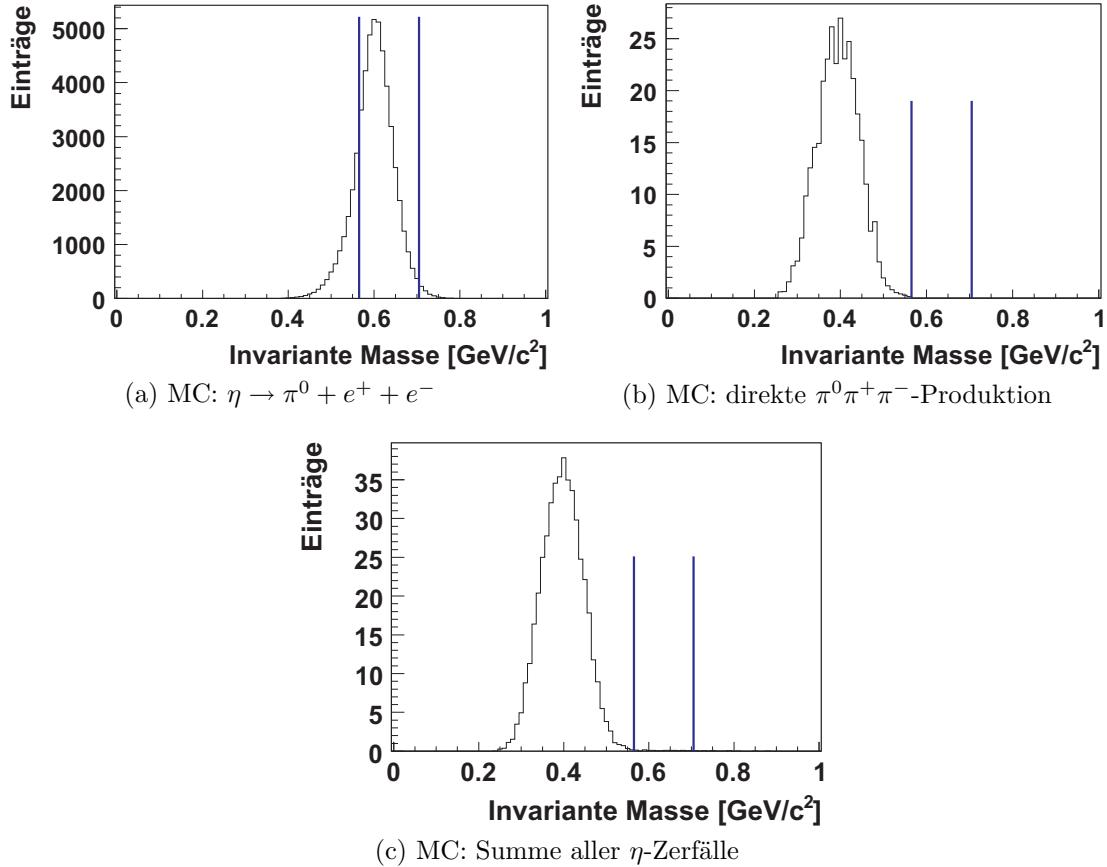


Abbildung 3.38: Invariante Masse aller Teilchen. Im unteren Histogramm ist die Anzahl der Ereignisse aller simulierten η -Zerfälle auf $1,1 \cdot 10^7$ normiert worden. Der eingezzeichnete Cut wurde mit Hilfe der Bewertungsfunktion G_2 und dem Gewichtungsparameter $w = 0,45$ gefunden.

In Abbildung 3.39 sind die Verhältnisse S_r/B_r der mit Hilfe der Bewertungsfunktion G_2 gefundenen Cuts für die Gewichtungsparameter $w = 0,01 – 1$ sowie die zugehörigen gemittelten Steigungen dargestellt. Aus den beiden Diagrammen ergibt sich der Gewichtungsparameter $w \approx 0,45$ als ein für die Bestimmung der Cutgrenze geeigneter Parameter. Der mit der Bewertungsfunktion G_2 und $w = 0,45$ gefundene Cut 8 führt zu einer Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses um den Faktor ≈ 350 , und es werden durch ihn alle Ereignisse mit Einträgen unterhalb von $565 \text{ MeV}/c^2$ und oberhalb von $705 \text{ MeV}/c^2$ aussortiert, so dass etwa 17% der gesuchten Ereignisse weggescchnitten werden.

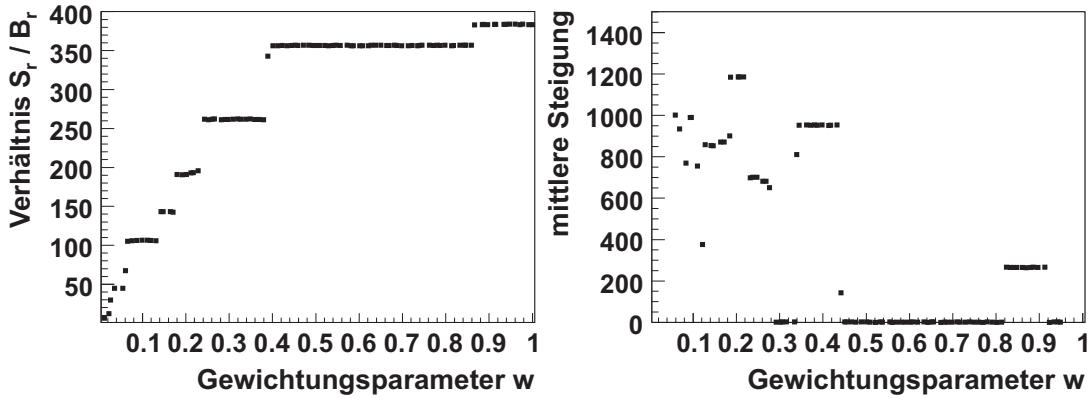


Abbildung 3.39: Mit der Bewertungsfunktion G_2 erreichte Verhältnisse für die verschiedenen Gewichtungsparameter w (links) und die zugehörigen über 10 Gewichtungsparameter gemittelten Steigungen (rechts) für Cut 8.

Durch Anwenden dieses Cuts und der Cuts 1 – 7 bleiben somit etwa 3,5 % der simulierten Ereignisse des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ übrig. Da in den untersuchten Daten aus der Strahlzeit im September und Oktober 2008 insgesamt etwa $1,1 \cdot 10^7$ η -Mesonen erzeugt wurden, wird dadurch eine mögliche neue obere Grenze nach unten beschränkt auf

$$\frac{2,3}{(0,03544 \pm 0,00008) \cdot 1,1 \cdot 10^7} \approx 5,9 \cdot 10^{-6} \quad \text{CL} = 90\%. \quad (3.12)$$

Für Details zur Bestimmung von einer oberen Grenze siehe [PDG08]. Dieser Wert ist um den Faktor ≈ 7 kleiner als die aktuelle obere Grenze von $4 \cdot 10^{-5}$.

In Tabelle 3.11 sind die normierten Ereigniszahlen für die einzelnen Zerfallskanäle und für die direkte $\pi^0 \pi^+ \pi^-$ -Produktion nach Anwendung der Cuts 1 – 7 sowie nach Anwendung der Cuts 1 – 8 aufgelistet. Durch die Cuts 1 – 8 wird die normierte Summe der betrachteten η -Zerfallskanäle auf etwa $(1,2^{+0,8}_{-0,2}) \cdot 10^{-7}$ reduziert. Dies entspricht etwa ein bis zwei von $1,1 \cdot 10^7$ η -Zerfällen. Unter Vernachlässigung der direkten Pionenproduktion und unter Berücksichtigung der statistischen Ungenauigkeiten führt dies zu einer möglichen neuen oberen Grenze für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ von

$$\frac{(1,2^{+0,8}_{-0,2}) \cdot 10^{-7}}{0,03544 \pm 0,00008} = (3,3^{+2,4}_{-0,6}) \cdot 10^{-6}. \quad (3.13)$$

Dieser Wert ist um einen Faktor ≈ 2 kleiner als der durch die Statistik begrenzte Wert von $\approx 5,9 \cdot 10^{-6}$.

Die simulierte Dreipionenproduktion konnte durch Anwendung der Cuts 1 – 8 ebenfalls deutlich reduziert werden, so dass nur noch zwei der $7 \cdot 10^7$ simulierten Ereignisse übrig bleiben.

| Zerfallskanal | # Ereignisse nach Cut 1 – 7 | # Ereignisse nach Cut 1 – 8 |
|---|--------------------------------|--------------------------------|
| $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- 2\gamma$ | 0,042 | 0,035 |
| $\eta \rightarrow 2\gamma$ | $< 2,0 \cdot 10^{-8}$ | $< 2,0 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow 3\pi^0$ | $2,2 \cdot 10^{-8}$ | $< 2,2 \cdot 10^{-8}$ |
| $\rightarrow 6\gamma$ | $< 6,3 \cdot 10^{-8}$ | $< 6,3 \cdot 10^{-8}$ |
| $\rightarrow e^+ e^- 5\gamma$ | $1,2 \cdot 10^{-6}$ | $1,0 \cdot 10^{-8}$ |
| $\rightarrow 2e^+ 2e^- 4\gamma$ | $5,2 \cdot 10^{-10}$ | $< 2,9 \cdot 10^{-11}$ |
| $\rightarrow 3e^+ 3e^- 3\gamma$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ | $< 5,6 \cdot 10^{-13}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow 4\gamma$ | $< 8,7 \cdot 10^{-11}$ | $< 8,7 \cdot 10^{-11}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow e^+ e^- 3\gamma$ | $2,6 \cdot 10^{-9}$ | $1,2 \cdot 10^{-9}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | $4,1 \cdot 10^{-5}$ | $1,6 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^- \gamma$ | $2,3 \cdot 10^{-9}$ | $< 5,4 \cdot 10^{-10}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$ | $3,4 \cdot 10^{-7}$ | $2,3 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow e^+ e^- \gamma$ | $1,3 \cdot 10^{-7}$ | $7,2 \cdot 10^{-8}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma$ | $1,4 \cdot 10^{-9}$ | $4,4 \cdot 10^{-10}$ |
| $\eta \rightarrow \mu^+ \mu^-$ | $< 5,8 \cdot 10^{-12}$ | $< 5,8 \cdot 10^{-12}$ |
| $\eta \rightarrow \pi^+ \pi^- e^+ e^-$ | $< 8,4 \cdot 10^{-11}$ | $< 8,4 \cdot 10^{-11}$ |
| alle betrachteten η -Zerfallskanäle | $4,2 \cdot 10^{-5}$ | $1,2 \cdot 10^{-7}$ |
| $\pi^0 \pi^+ \pi^- \rightarrow \pi^+ \pi^- 2\gamma$ | $5,9 \cdot 10^{-5}$ | $2,8 \cdot 10^{-8}$ |

Tabelle 3.11: Normierte Anzahl der gemessenen Ereignisse nach Cut 1 – 7 sowie nach Cut 1 – 8.

3.5 Der kinematische Fit

Die mit Hilfe des WASA-Detektors bestimmten Impulse und Energien der gemessenen Teilchen sind mit einem Messfehler behaftet und erfüllen daher im Allgemeinen nicht exakt die Energie- und Impulserhaltung. Wird eine bestimmte Reaktion der Teilchen angenommen, so kann durch einen kinematischen Fit versucht werden Viererimpulse zu finden, durch die die Energie- und Impulserhaltung nicht verletzt werden. Zur Bestimmung der Viererimpulse wird eine χ^2 -Funktion verwendet, die die quadratischen Abweichungen der gemessenen Viererimpulse von den neu gesetzten Viererimpulsen mit den jeweiligen Messfehlern gewichtet und aufsummiert. Bei einer Reaktion von n Teilchen werden nur die Viererimpulse von $n - 1$ Teilchen festgesetzt und der Viererimpuls des n -ten Teilchens mit Hilfe der Energie- und Impulserhaltung berechnet. Durch Minimierung der χ^2 -Funktion wird der Satz an Viererimpulsen bestimmt, der das kleinste χ^2 aufweist und somit am wenigsten von den gemessenen Viererimpulsen abweicht.

In der für die Analyse verwendeten WASA-Software ist bereits ein solcher kinematischer Fit als ein Paket (kfit) enthalten.

In diesem Kapitel wird untersucht, ob mit Hilfe des kinematischen Fits eine klarere Trennung der beiden Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ im Spektrum der invarianten Masse aller Teilchen realisiert werden kann und dadurch weniger gesuchte Zerfälle durch einen Cut in diesem Spektrum aussortiert werden. Zu diesem Zweck wurden 10^6 $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ - und 10^7 $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ - Zerfälle simuliert und analysiert.

3.5.1 Ansatz 1

Zur Anwendung des Softwarepaketes kfit werden neben den Viererimpulsen der Zerfallsteilchen des η -Mesons die Viererimpulse des im FD detektierten ${}^3\text{He}$, des Protons aus dem Teilchenstrahl und des Deuterontargets benötigt. Für jeden der Viererimpulse muss angegeben werden, ob dieser gemessen wurde, fest ist oder nicht gemessen wurde. Zusätzlich kann angegeben werden, ob Teilchen aus einem Zerfall stammen und welche Masse das zerfallende Teilchen hatte.

Bei dem gesuchten Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + e^+ + e^-$ stammen die beiden Photonen aus dem Zerfall des π^0 -Mesons. Daher wird für den kinematischen Fit angenommen, dass die beiden im CD detektierten neutralen Teilchen die π^0 -Masse als invariante Masse haben. Weiterhin wird angenommen, dass es sich bei den beiden im CD detektierten geladenen Teilchen um ein Elektron und ein Positron handelt. Die Viererimpulse des einfallenden Protons, des Targetdeuterons und des im FD gemessenen ${}^3\text{He}$ werden für den Fit als fest angegeben, während die anderen Viererimpulse als gemessen angegeben werden.

Abbildung 3.40 zeigt die Verteilungen der invarianten Masse für die Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ vor und nach Anwendung des kinema-

tischen Fits. Es wurden nur Ereignisse in die Histogramme eingetragen, die nach Anwendung der Cuts 1 – 7 übrig bleiben. Zur Bestimmung der invarianten Masse wurde angenommen, dass es sich bei den im CD detektierten geladenen Teilchen um ein Elektron und ein Positron handelt. Um die einzelnen Histogramme leichter vergleichen zu können, ist bei $500 \text{ MeV}/c^2$ eine gestrichelte Linie eingezeichnet.

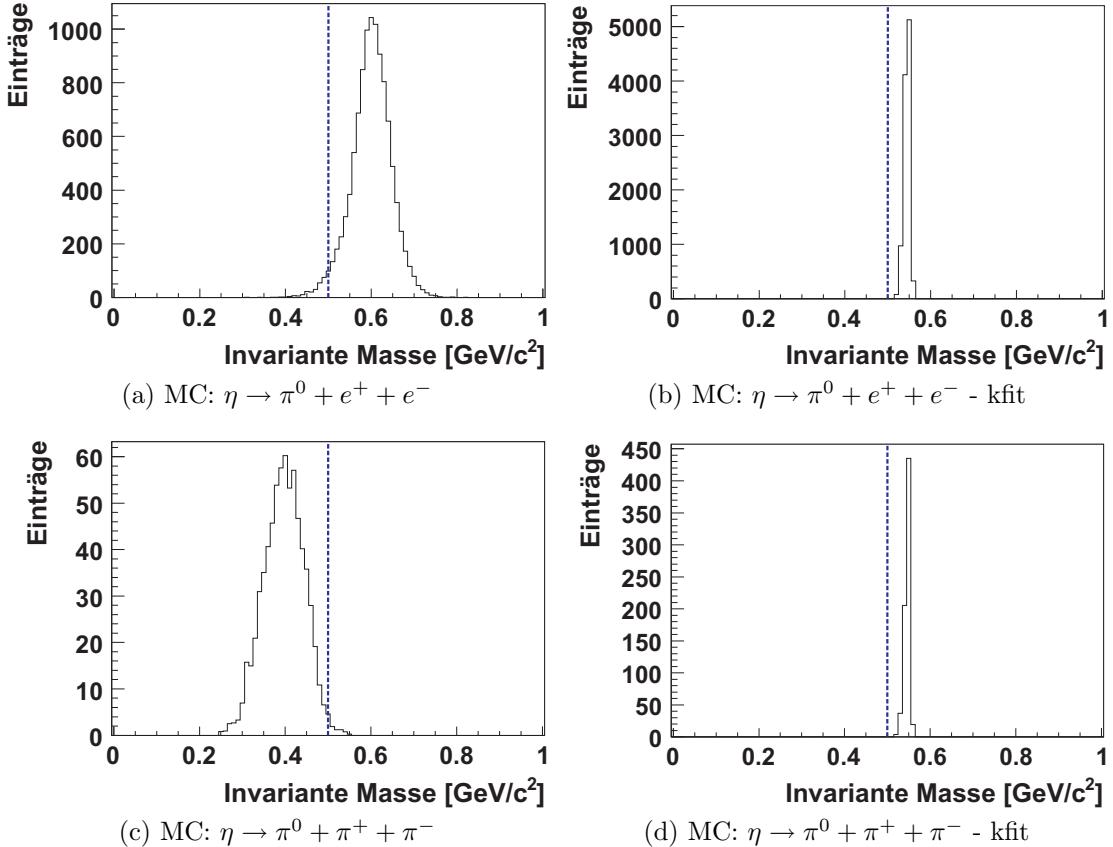


Abbildung 3.40: Ansatz 1: Invariante Masse aller Teilchen für die simulierten Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ vor (links) und nach Anwendung des kinematischen Fits (rechts).

Vor Anwendung des kinematischen Fits überlappen sich die Verteilungen der invarianten Masse der beiden Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ nur geringfügig, so dass eine Reduzierung des Untergrundes durch einen Cut in diesem Spektrum realisierbar ist. Nach dem kinematischen Fit sind die Verteilungen jeweils deutlich schmäler. Wie erwartet liegt das Maximum der Verteilung für den gesuchten Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ bei der η -Masse. Jedoch wurde durch den kinematischen Fit die Verteilung der invarianten Masse aller Teilchen des Zerfallskanals $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ zu höheren Massen hin verschoben, und sie hat ebenfalls

ein Maximum bei der η -Masse. Somit ist eine Trennung der beiden Zerfälle nach Anwendung des Fits nicht mehr möglich.

Die Ursache für die vor Anwendung des kinematischen Fits kleinere invariante Masse aller im CD detektierten Teilchen des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ im Vergleich zur invarianten Masse aller im CD detektierten Teilchen des gesuchten Zerfalls ist die Annahme, dass es sich bei den im Zentraldetektor gemessenen geladenen Teilchen um ein Elektron und ein Positron handelt. Auf Grund der geringeren Masse des Elektrons bzw. Positrons im Vergleich zur Masse der geladenen Pionen sind die bestimmten Impulsbeträge und Energien der geladenen Teilchen für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ kleiner als die tatsächlichen Impulsbeträge und Energien. Dies führt zu einer kleineren invarianten Masse und einer Verletzung der Energie- und Impulserhaltung. Zur Erhaltung des Viererimpulses werden die Energien und Impulse der gemessenen Teilchen durch den kinematischen Fit erhöht, so dass die Verteilung der invarianten Masse aller im CD detektierten Teilchen genau wie die Verteilung der Missing Mass des ${}^3\text{He}$ ein Maximum bei der η -Masse hat.

3.5.2 Potential eines kinematischen Fits für zwei Photonen

Anstatt eines kinematischen Fits aller detektierten Teilchen können auch nur die Viererimpulse der im CD detektierten neutralen Teilchen korrigiert werden. Um zu überprüfen, ob durch einen kinematischen Fit der Viererimpulse der neutralen Teilchen eine klarere Trennung der invarianten Massen aller Teilchen der Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ ermöglicht werden kann, wurden in der Analyse zur Bestimmung der invarianten Masse aller Teilchen die tatsächlichen Energien und Impulsen der zwei Photonen aus den Simulationsdaten des jeweiligen Zerfalls verwendet. Die zugehörigen Verteilungen sind in den Histogrammen 3.41b und 3.41d dargestellt. In den Histogrammen 3.41a und 3.41c sind zur Bestimmung der invarianten Masse aller Teilchen die in der Analyse aus den Detektordaten rekonstruierten Energien und Impulse der neutralen Teilchen verwendet worden. Die jeweils eingezeichnete gestrichelte Linie bei $500 \text{ MeV}/c^2$ soll einen Vergleich der Histogramme erleichtern.

Es ist erkennbar, dass die Verteilungen der beiden Zerfälle durch Verwendung der tatsächlichen Impulse und Energien aus der Simulation anstatt der rekonstruierten Viererimpulse schmäler werden, während sich die Maxima nicht verschieben. Dies sorgt dafür, dass eine klarere Trennung der beiden Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ ermöglicht wird. Im Folgenden wird daher versucht einen kinematischen Fit der Viererimpulse der neutralen Teilchen zu realisieren.

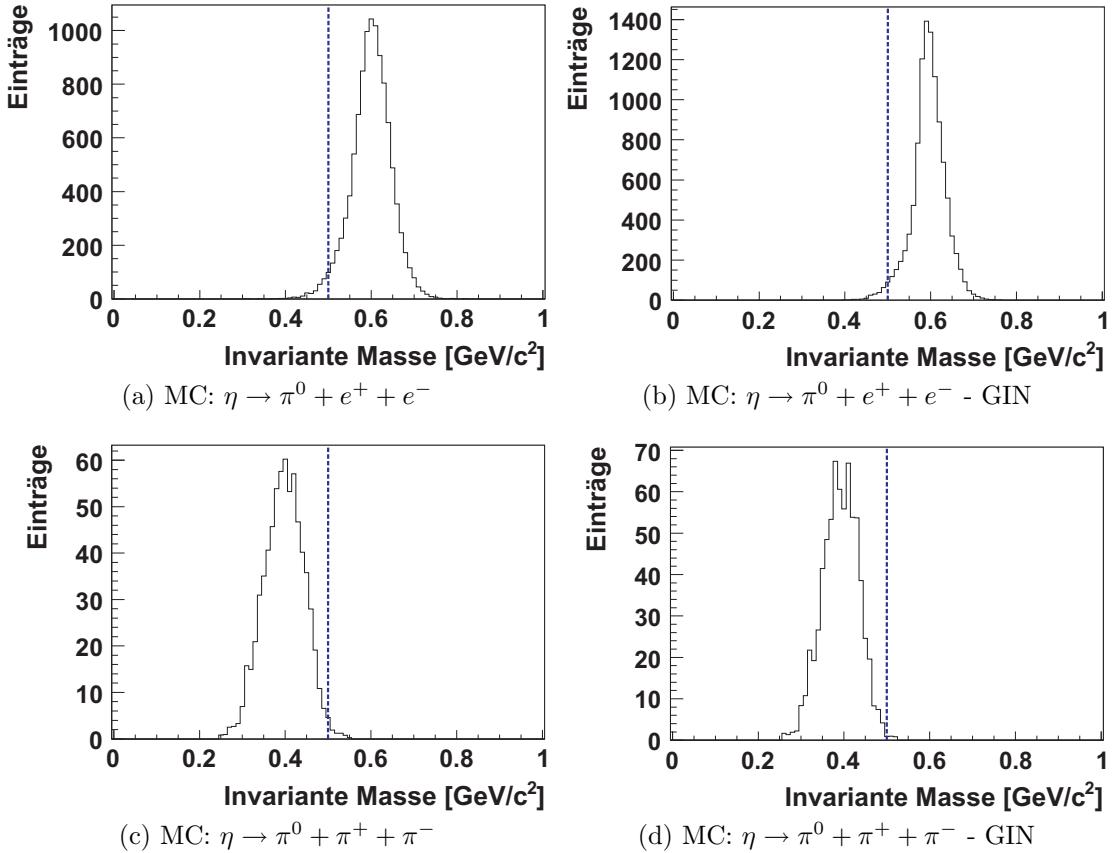


Abbildung 3.41: Invariante Masse aller Teilchen für die simulierten Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ mit den rekonstruierten Energien und Impulsen der beiden Photonen (links) und mit den Energien und Impulsen der beiden Photonen aus den Simulationsdaten (rechts).

3.5.3 Ansatz 2

Für eine sinnvolle Korrektur der gemessenen Viererimpulse der neutralen Teilchen mit Hilfe des kinematischen Fits genügt es nicht, alle anderen Energien und Impulse als fest anzugeben, da dann die Viererimpulse der neutralen Teilchen durch den Fit so angepasst würden, dass die invariante Masse aller im CD detektierten Teilchen der Missing Mass des ${}^3\text{He}$ entspräche, und somit die Verteilung ihr Maximum für die beiden Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ bei der η -Masse hätte.

3.5.4 Ansatz 3

Ein weiterer möglicher Ansatz ist es, den kinematischen Fit von Ansatz 1 zu benutzen (vgl. Kapitel 3.5.1) und für die geladenen Teilchen anstatt der gefitteten Viererimpulse die gemessenen Viererimpulse für die Bestimmung der invarianten Masse zu verwenden.

Abbildung 3.42 zeigt die Verteilungen der invarianten Masse aller im CD detektierten Teilchen für die beiden Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ nach Anwendung der Cuts 1 – 7 sowie nach anschließender Anwendung des kinematischen Fits. Durch die jeweils bei $500 \text{ MeV}/c^2$ eingezeichnete Linie soll ein Vergleich der Histogramme erleichtert werden.

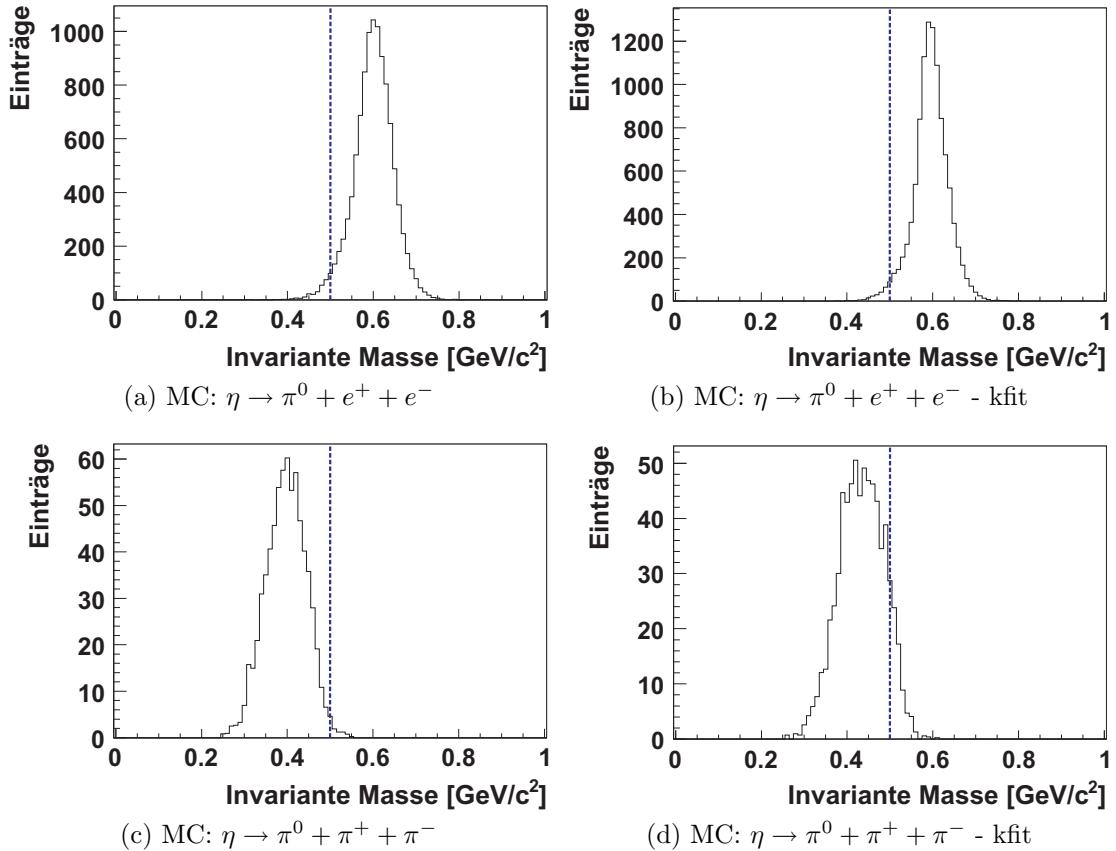


Abbildung 3.42: Ansatz 3: Invariante Masse aller Teilchen für die simulierten Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ vor (links) und nach Anwendung des kinematischen Fits (rechts).

Während die Verteilung für den gesuchten Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ durch Anwendung des kinematischen Fits etwas schmäler wird, wird die Verteilung für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ etwas breiter, und das Maximum der Verteilung wird

zu einer höheren Masse verschoben. Dies führt zu einer stärkeren Überlagerung der beiden Spektren als vor Anwendung des Fits.

Der Grund für diese Verschiebung ist wie bei Ansatz 1 die Annahme, dass es sich bei den geladenen Teilchen um ein Elektron und ein Positron handelt (vgl. Kapitel 3.5.1). Da der kinematische Fit den Satz der Viererimpulse mit dem kleinsten χ^2 sucht, der die Energie- und Impulserhaltung erfüllt, werden sowohl die Viererimpulse der geladenen Teilchen als auch die Viererimpulse der neutralen Teilchen so verändert, dass bei minimalem χ^2 die invariante Masse aller im CD detektierten Teilchen der Missing Mass des ${}^3\text{He}$ entspricht. Dies führt zu einer Verschiebung der invarianten Masse für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$, obwohl nur für die neutralen Teilchen die gefitteten Viererimpulse verwendet werden.

3.5.5 Ansatz 4

Anstatt die gemessenen Viererimpulse durch einen kinematischen Fit so anzupassen, dass die Energie- und Impulserhaltung der gesamten Reaktion erfüllt wird, kann ein kinematischer Fit des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ unabhängig von der restlichen Reaktion angewendet werden. Dadurch wird das Problem der Verschiebung der invarianten Masse aller Teilchen für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ verhindert.

Durch den in der WASA-Software enthaltenen kinematische Fit kfit können auch die Viererimpulse für den Zerfall eines ruhenden Teilchens korrigiert werden. Für den Zerfall eines Teilchens mit einem unbekannten Impuls ist das Softwarepaket kfit jedoch nicht gedacht und liefert daher keine sinnvollen Ergebnisse.

Aus diesem Grund wurde ein eigener kinematischer Fit für den Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ programmiert. Die zugehörige χ^2 -Funktion (3.14) wurde mit Hilfe des in ROOT enthaltenen Softwarepaketes Minuit minimiert.

$$\begin{aligned} \chi^2 (E_{fit_1}, \theta_{fit_1}, \varphi_{fit_1}, \theta_{fit_2}, \varphi_{fit_2}) = & \\ & \frac{(E_{\gamma_1} - E_{fit_1})^2}{\Delta E^2} + \frac{(\theta_{\gamma_1} - \theta_{fit_1})^2}{\Delta \theta^2} + \frac{(\varphi_{\gamma_1} - \varphi_{fit_1})^2}{\Delta \varphi^2} \\ & + \frac{(E_{\gamma_2} - E_{fit_2})^2}{\Delta E^2} + \frac{(\theta_{\gamma_2} - \theta_{fit_2})^2}{\Delta \theta^2} + \frac{(\varphi_{\gamma_2} - \varphi_{fit_2})^2}{\Delta \varphi^2} \end{aligned} \quad (3.14)$$

Da durch die gefitteten Viererimpulse die Energie- und Impulserhaltung erfüllt sein sollen, lässt sich die gefittete Energie E_{fit_2} des einen Photons durch die anderen fünf Parameter darstellen, so dass die Funktion (3.14) nur von fünf statt von sechs Parametern abhängt.

$$E_{fit_2} = \frac{1}{1 - \sin \theta_{fit_1} \cdot \sin \theta_{fit_2} \cdot \cos(\varphi_{fit_1} - \varphi_{fit_2}) - \cos \theta_{fit_1} \cdot \cos \theta_{fit_2}} \cdot \frac{m_{\pi^0}^2}{2 \cdot E_{fit_1}} \quad (3.15)$$

In den Histogrammen 3.43b und 3.43d sind die invarianten Massen aller im CD detektierten Teilchen für die Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ nach Anwendung des selbst geschriebenen kinematischen Fits dargestellt. Zum Vergleich sind in den Histogrammen 3.43a und 3.43c die Verteilungen vor Anwendung des kinematischen Fits gezeigt. Zuvor wurden die simulierten Daten jeweils durch die Cuts 1 – 7 reduziert. Die eingezeichnete gestrichelte Linie bei $500 \text{ MeV}/c^2$ soll einen Vergleich der Histogramme erleichtern.

Sowohl die Verteilung für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ als auch die Verteilung für den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ sind durch Anwendung des kinematischen Fits etwas schmäler geworden, während die Maxima der Verteilungen nicht verschoben wurden. Verglichen mit den Histogrammen 3.41b und 3.41d, für die die Energien und Impulse der Photonen aus den Simulationsdaten verwendet wurden, sind die Verteilungsbreiten nur geringfügig größer.

Neben den Ereignissen des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma + \gamma$ werden durch den Cut auf die invariante Masse aller Teilchen auch die Ereignisse anderer Zerfallskanäle reduziert. Beispielsweise werden durch Cut 8 Ereignisse des Zerfallskanals $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ aussortiert. Verglichen mit dem Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^- \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma + \gamma$ bleiben für diesen Zerfallskanal mehr Ereignisse übrig (siehe Kapitel 3.4.9). Da für den Zerfallskanal $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ die im CD nachgewiesenen Photonen nicht aus dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ stammen, können die Verteilungen der Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^+ + \pi^- + \gamma$ nach Anwendung des hier vorgestellten kinematischen Fits nicht klarer getrennt werden, so dass eine kleinere untere Cutgrenze gewählt werden könnte. Der durch den Zerfallskanal $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ verursachte Untergrund wird zudem durch Anwendung eines kinematischen Fits nur geringfügig stärker reduziert. Aus diesem Grund wird in der Analyse auf einen kinematischen Fit verzichtet.

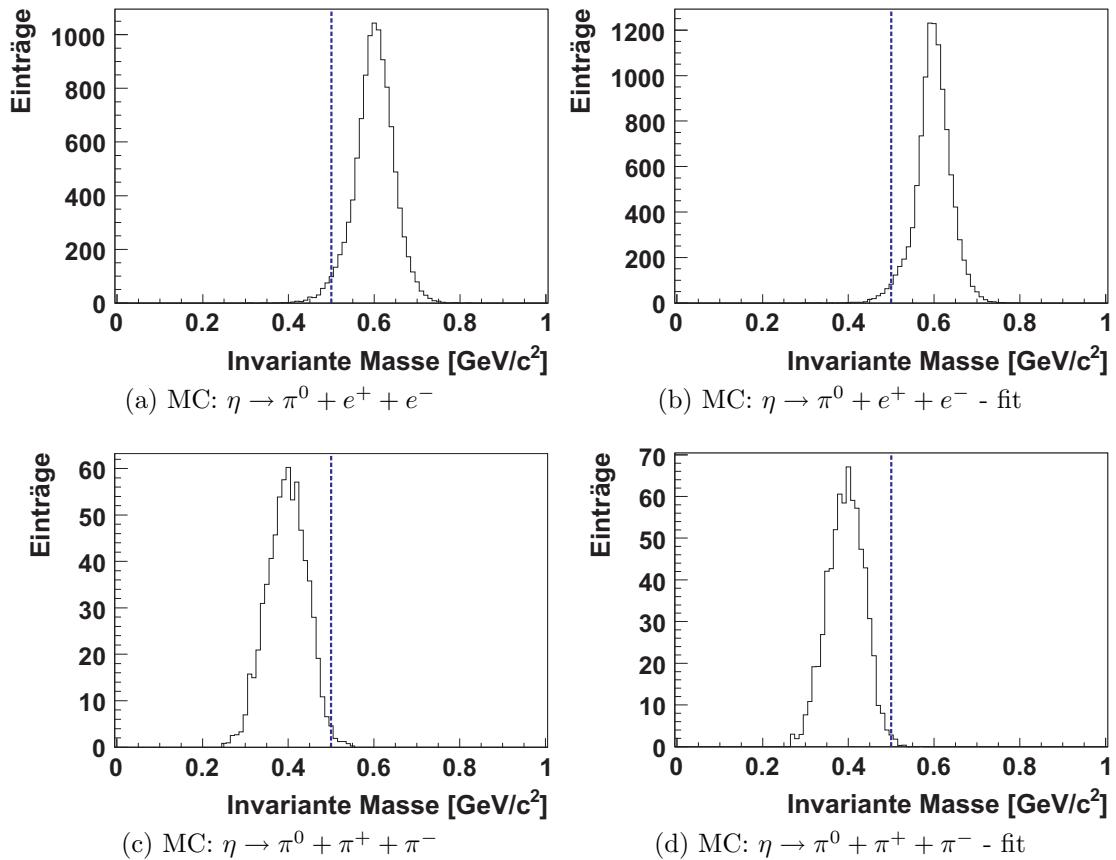


Abbildung 3.43: Ansatz 4: Invariante Masse aller Teilchen für die simulierten Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ vor (links) und nach Anwendung des kinematischen Fits (rechts).

4 Analyse der gemessenen Daten

In diesem Kapitel werden die gemessenen Daten aus der Strahlzeit im September und Oktober 2008 unter Verwendung der in Kapitel 3.4 gefundenen Cuts analysiert. Die verwendeten Daten sind bereits vorsortiert auf Ereignisse, bei denen ein ${}^3\text{He}$ im Vorwärtsdetektor nachgewiesen wurde. Zusätzlich wurde eine Vorsortierung der Daten auf die Signatur des untersuchten Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma + e^+ + e^-$ vorgenommen, um den Zeitaufwand für Analysen zu reduzieren. Es wurden daher nur Ereignisse betrachtet, bei denen im Vorwärtsdetektor genau ein geladenes Teilchen nachgewiesen wurde, und im Zentraldetektor genau ein positiv geladenes und genau ein negativ geladenes Teilchen sowie zwei neutrale Teilchen detektiert wurden. Dabei wurden nur neutrale Teilchen berücksichtigt, deren im CD deponierte Energie mindestens 20 MeV beträgt.

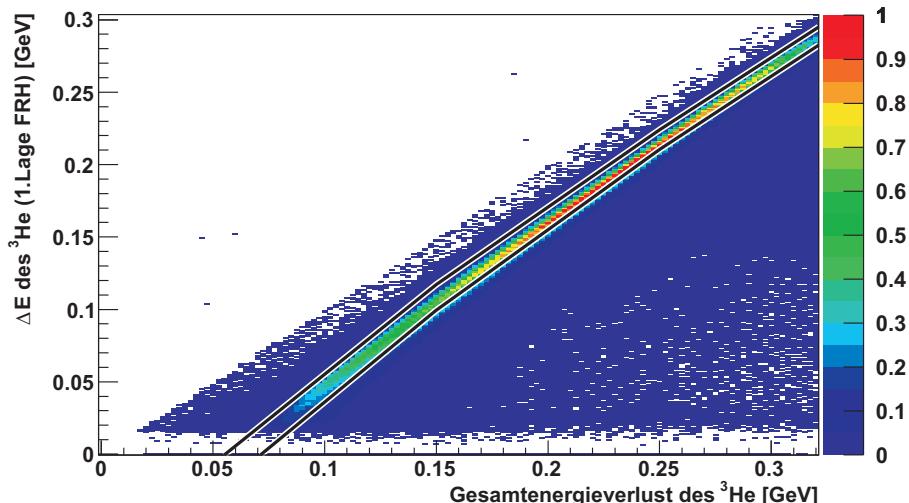


Abbildung 4.1: In der ersten Lage des FRH deponierte Energie des ${}^3\text{He}$ aufgetragen gegen die gesamte im Vorwärtsdetektor deponierte Energie des ${}^3\text{He}$. Der in der Analyse verwendete Cut 1 um das ${}^3\text{He}$ -Band ist eingezeichnet.

In Abbildung 4.1 ist das E- Δ E-Spektrum für die so vorsortierten gemessenen Daten dargestellt. Das ${}^3\text{He}$ -Band ist etwas breiter als in den Simulationen, so dass ein Teil der Ereignisse aus dem Band durch den gewählten Cut 1 aussortiert wird. Dies deutet darauf hin, dass die in den Simulationen angenommenen Detektorungenau-

igkeiten des FD noch etwas korrigiert werden müssen, und der Selektionsbereich dementsprechend vergrößert werden muss.

Abbildung 4.2 zeigt das Spektrum der Missing Mass des ${}^3\text{He}$ für die gemessenen Daten. Gut zu erkennen ist der Peak bei der η -Masse, um den der in der Simulationen bestimmte Cut 3 eingezeichnet ist. In dem Histogramm sind nur Ereignisse eingetragen, die nicht durch die Cuts 1 und 2 aussortiert werden.

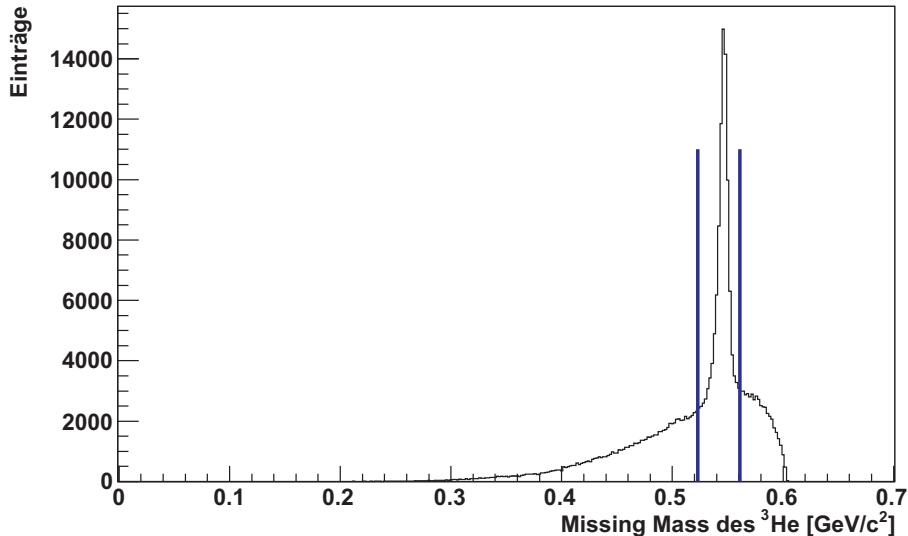


Abbildung 4.2: Missing Mass des im FD detektierten ${}^3\text{He}$ nach Anwendung der Cuts 1 und 2. Der in der Analyse verwendete Cut 3 um die η -Masse ist eingezeichnet.

Als Nächstes soll Cut 4 im $p\text{-}E_{ges}$ -Spektrum betrachtet werden. In den Histogrammen 4.3 und 4.4 sind die für die Analyse gewählten Cutgrenzen eingezeichnet. Zum Füllen der Histogramme mit den Daten aus der Vorsortierung wurden keine zusätzlichen Cuts angewendet. In Abbildung 4.3 sind die Einträge der Pionen sowie der Elektronen bzw. Positronen erkennbar, die durch die in der Analyse verwendeten Schnittgerade getrennt werden. Bei genauerer Betrachtung sind in Abbildung 4.4 die Einträge der Elektronen bzw. Positronen innerhalb des eingezeichneten Cutbereichs ebenfalls erkennbar.

Abbildung 4.5 zeigt die Verteilung der invarianten Masse der zwei im CD detektierten Photonen nach Anwendung der Cuts 1 und 2. Durch den eingezeichneten Cut 5 um den Peak bei der π^0 -Masse kann der Untergrund reduziert werden.

Die Verteilung der invarianten Masse der beiden geladenen Teilchen ist in Abbildung 4.6 dargestellt. Durch Anwendung der Cuts 1 – 5 wurden bereits viele Ereignisse aussortiert. Der in den Simulationen gefundene Peak unterhalb der eingezeichneten Cutgrenze ist bei den gemessenen Daten ebenfalls erkennbar.

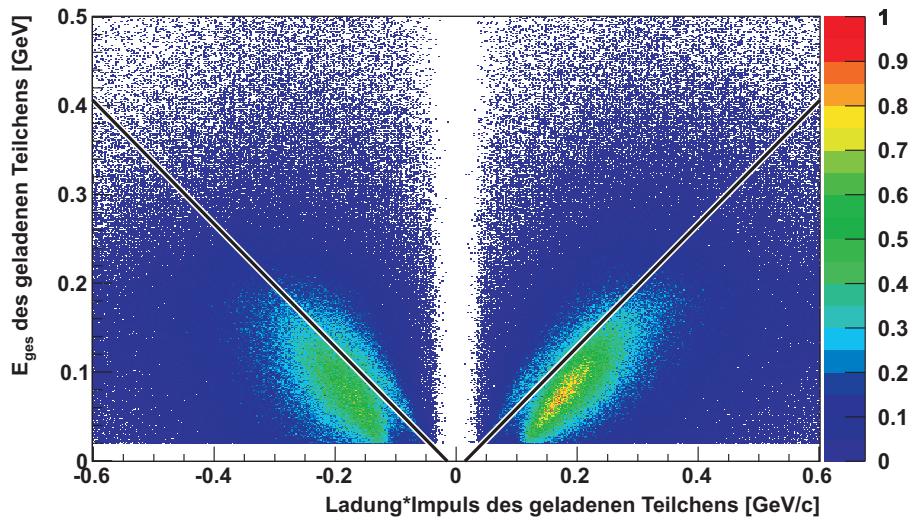


Abbildung 4.3: Gesamte im CD deponierte Energie gegen den Impuls multipliziert mit der Ladung für Teilchen, die Energie im SEC deponiert haben. Der in der Analyse verwendete Cut 4 zur Trennung von Pionen und Elektronen bzw. Positronen ist eingezeichnet.

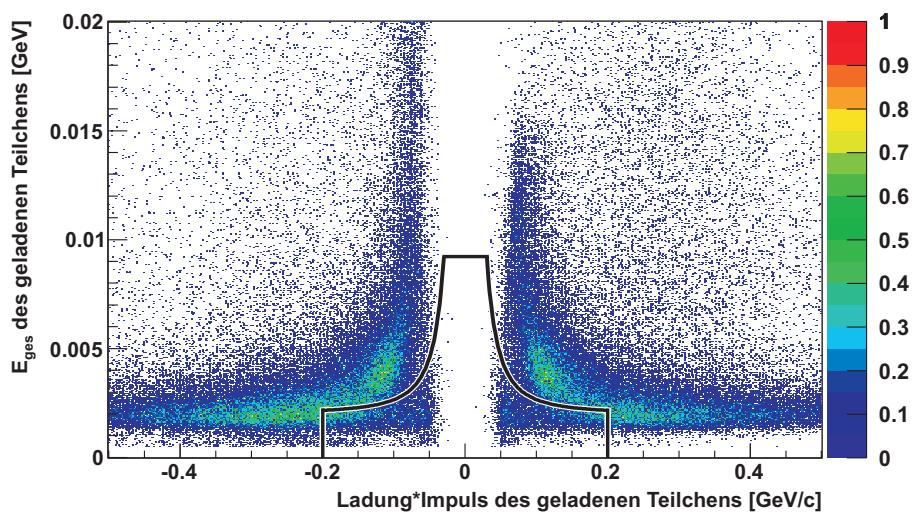


Abbildung 4.4: Gesamte im CD deponierte Energie gegen den Impuls multipliziert mit der Ladung für Teilchen, die Energie im PSB deponiert haben. Der in der Analyse verwendete Cut 4 zur Trennung von Pionen und Elektronen bzw. Positronen ist eingezeichnet.

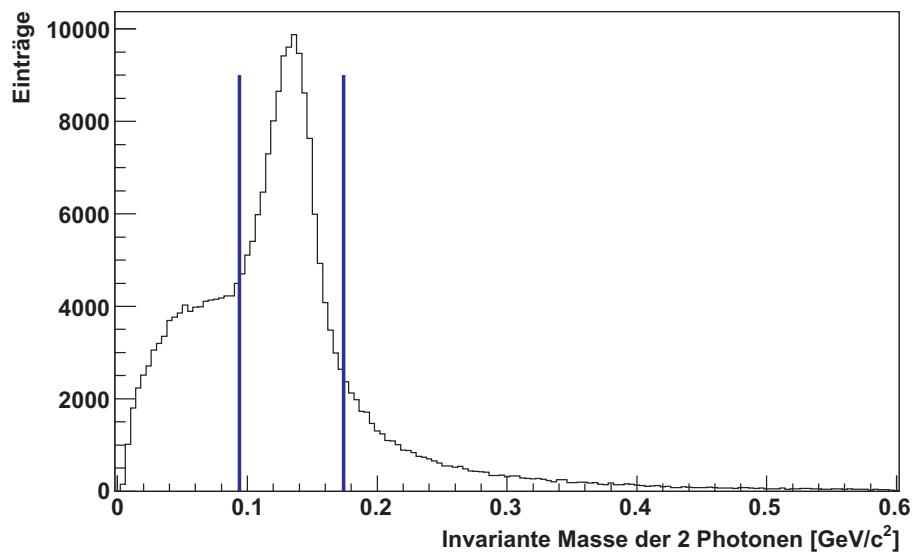


Abbildung 4.5: Invariante Masse der beiden im CD detektierten Gammaquanten nach Anwendung der Cuts 1 und 2. Der in der Analyse verwendete Cut 5 um die π^0 -Masse ist eingezeichnet.

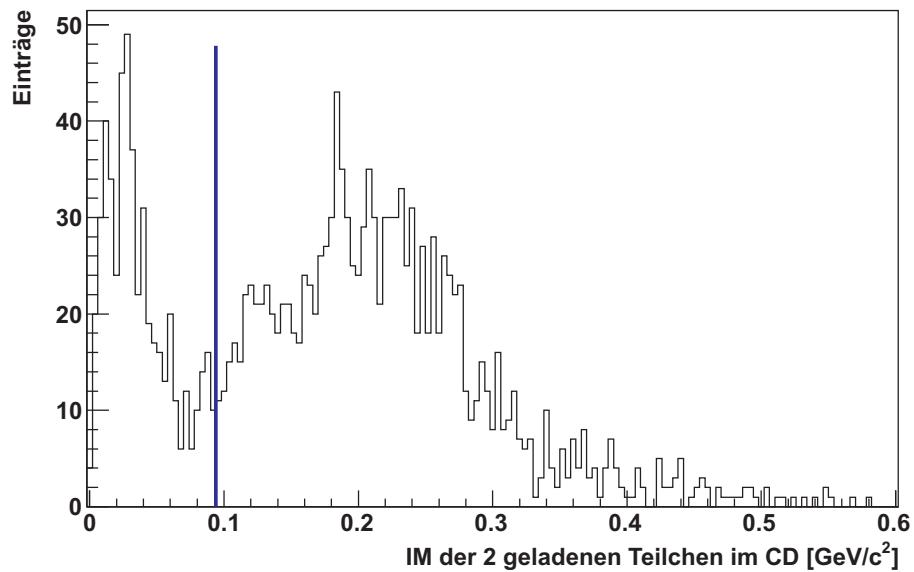


Abbildung 4.6: Invariante Masse der beiden im CD detektierten geladenen Teilchen nach Anwendung der Cuts 1 – 5. Der in der Analyse verwendete Cut 6 ist eingezeichnet.

Abbildung 4.7 zeigt die Verteilungen der invarianten Masse von einem neutralen und einem geladenen Teilchen für die mit WMC simulierten η -Zerfälle und die gemessenen Daten aus der Strahlzeit im September und Oktober 2008 nach Anwendung der Cuts 1 – 6. Es wurde je Ereignis nur die kleinste invariante Masse der vier möglichen Teilchenkombinationen eingetragen. Die Gesamtanzahl an simulierten η -Zerfällen wurde auf $1,1 \cdot 10^7$ Ereignisse normiert. Der in den simulierten Daten vorhandene Peak bei etwa $45 \text{ MeV}/c^2$ (siehe Abbildung 4.7a), dessen Einträge durch den eingezeichneten Cut 7 aussortiert werden sollen, ist in der Verteilung der echten Daten nicht erkennbar (siehe Abbildung 4.7b).

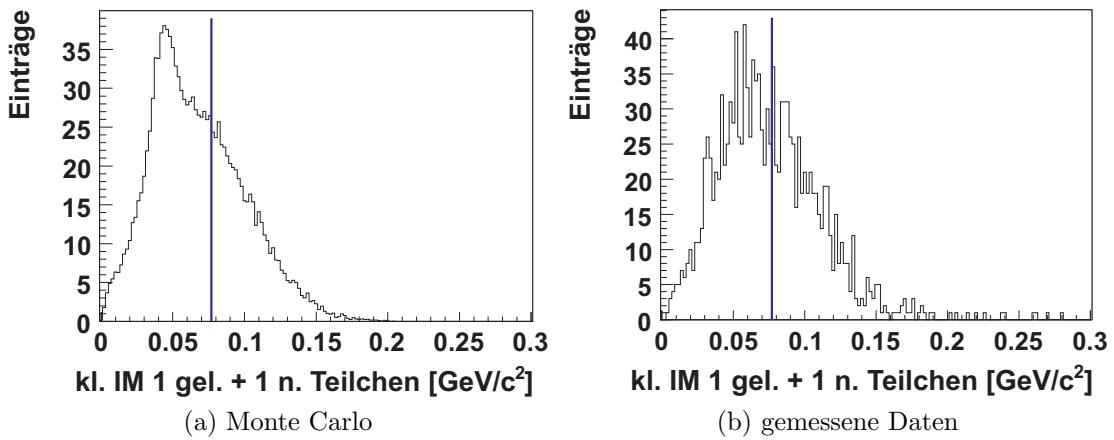


Abbildung 4.7: Kleinste invariante Masse eines neutralen und eines geladenen Teilchens nach Anwendung der Cuts 1 – 6. Der in der Analyse verwendete Cut 7 ist eingezeichnet.

Um zu überprüfen, ob die Einträge des Zerfalls $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ wie in den Simulationen angenommen unterhalb der in den Histogrammen 4.7 eingezeichneten Cutgrenze liegen, werden in Abbildung 4.8 die Verteilungen der invarianten Masse aller Teilchen für die simulierten Daten und die gemessenen Daten jeweils nach Anwendung der Cuts 1 – 6 und nach Anwendung der Cuts 1 – 7 miteinander verglichen.

In Histogramm 4.8c, das das Spektrum der invarianten Masse aller Teilchen für die echten Daten zeigt, ist der in den Simulationen beobachtete klare Peak oberhalb von $600 \text{ MeV}/c^2$ (siehe Abbildung 4.8a), nicht erkennbar. Laut Simulationen wird dieser Peak durch den Zerfall $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ verursacht, und durch den Cut 7 aussortiert (siehe Abbildung 4.8b), so dass nach Anwendung von Cut 8 nur noch etwa zwei Einträge der simulierten Zerfälle übrig bleiben. Dies entspricht einer Reduzierung der Ereignisse mit Einträgen innerhalb des eingezeichneten Cutbereichs um einen Faktor von ≈ 70 . Verglichen damit werden durch Cut 7 deutlich weniger Ereignisse der gemessenen Daten mit Einträgen innerhalb dieses Cutbereichs aussortiert (siehe

Abbildung 4.8d). Die Anzahl der Einträge wird lediglich ungefähr halbiert, so dass nach Anwendung der Cuts 1 – 8 noch 39 Ereignisse der gemessenen Daten übrig bleiben.

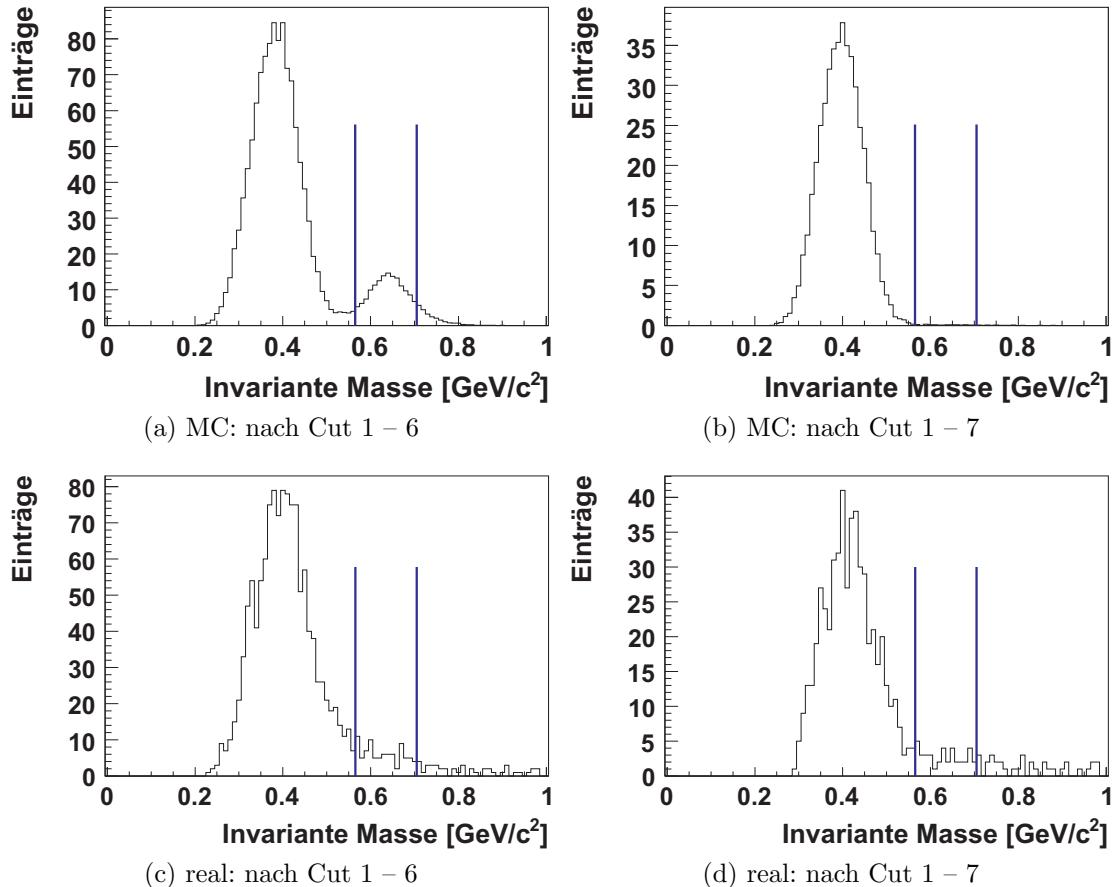


Abbildung 4.8: Invariante Masse aller im CD detektierten Teilchen nach Anwendung der Cuts 1 – 6 (links) und nach Anwendung der Cuts 1 – 7 (rechts). Der in der Analyse verwendete Cut 8 ist eingezeichnet.

Die Unterschiede zwischen den simulierten Daten und den echten Daten in den Histogrammen aus den Abbildungen 4.7 und 4.8 können mehrere Gründe haben. Ein möglicher Grund ist beispielsweise eine in den Simulationen nicht optimal angenommene Messunsicherheit des Detektorsystems.

Bevor eine obere Grenze für den Zerfallskanal $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ bestimmt werden kann, müssen zunächst die Ursachen für die Unterschiede geklärt und in den Simulationen behoben werden.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit sind anhand von Simulationen diverse Selektionsbedingungen zur Trennung des seltenen η -Zerfallskanals $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ vom durch andere η -Zerfallskanäle und durch die direkte $\pi^0\pi^+\pi^-$ -Produktion verursachten Untergrund gefunden worden. Mit Hilfe des in der Arbeit vorgestellten Suchalgorithmus konnten diese Bedingungen soweit optimiert werden, dass laut Simulationen eine Unterschreitung der aktuellen oberen Grenze für den seltenen Zerfall $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ ermöglicht wird. In Tabelle 5.1 sind für den gesuchten Zerfall, für alle betrachteten η -Zerfallskanäle und für die direkte $\pi^0\pi^+\pi^-$ -Produktion die anhand von Simulationen bestimmten relativen Anteile nach Anwendung der verschiedenen Cuts in einer Übersicht aufgeführt. Es ist jeweils der statistische Fehler mit angegeben. Der systematische Fehler ist nicht enthalten. Eine Bestimmung des systematischen Fehlers erfolgt in der Doktorarbeit von A. Winnemöller [Win].

| | $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ | alle betrachteten η -Zerfallskanäle | direkte $\pi^0\pi^+\pi^-$ -Produktion |
|-------------|--------------------------------------|--|---------------------------------------|
| ohne Cuts | 1 | 1 | 1 |
| Cut 1 | $0,6663 \pm 0,0004$ | $0,7176 \pm 0,0002$ | $0,60193 \pm 0,00009$ |
| Cut 1 und 2 | $0,1121 \pm 0,0001$ | $0,03182 \pm 0,00001$ | $0,12890 \pm 0,00004$ |
| Cut 1 – 3 | $0,1084 \pm 0,0001$ | $0,03066 \pm 0,00001$ | $0,04291 \pm 0,00002$ |
| Cut 1 – 4 | $0,0640 \pm 0,0001$ | $(2,57 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}$ | $(1,98 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}$ |
| Cut 1 – 5 | $0,0608 \pm 0,0001$ | $(1,61 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}$ | $(1,77 \pm 0,02) \cdot 10^{-4}$ |
| Cut 1 – 6 | $0,0579 \pm 0,0001$ | $(1,180 \pm 0,008) \cdot 10^{-4}$ | $(1,41 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$ |
| Cut 1 – 7 | $0,04245 \pm 0,00009$ | $(4,20^{+0,05}_{-0,04}) \cdot 10^{-5}$ | $(5,92 \pm 0,09) \cdot 10^{-5}$ |
| Cut 1 – 8 | $0,03544 \pm 0,00008$ | $(1,2^{+0,8}_{-0,2}) \cdot 10^{-7}$ | $(2,8 \pm 2,0) \cdot 10^{-8}$ |

Tabelle 5.1: Relativer Anteil an simulierten Ereignissen nach Anwendung der einzelnen Kombinationen an Cuts für den gesuchten Zerfall, für alle betrachteten η -Zerfallskanäle und für die direkte $\pi^0\pi^+\pi^-$ -Produktion. Der jeweilige statistische Fehler ist mit angegeben.

Durch die gefundenen Selektionsbedingungen konnte unter Vernachlässigung der direkten Pionenproduktion mit Hilfe der Simulationen eine mögliche obere Grenze für den Zerfallskanal $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ von

$$\frac{(1,2_{-0,2}^{+0,8}) \cdot 10^{-7}}{0,03544 \pm 0,00008} = (3,3_{-0,6}^{+2,4}) \cdot 10^{-6} \quad (5.1)$$

erreicht werden. Diese Grenze ist um etwa eine Größenordnung kleiner als die aktuelle obere Grenze von $4 \cdot 10^{-5}$. Des Weiteren ist sie um einen Faktor ≈ 2 kleiner als die statistisch mögliche obere Grenze von

$$\frac{2,3}{(0,03544 \pm 0,00008) \cdot 1,1 \cdot 10^7} \approx 5,9 \cdot 10^{-6} \quad \text{CL} = 90\%, \quad (5.2)$$

die unter der Annahme bestimmt wurde, dass während der untersuchten Strahlzeit im September/Oktober 2008 $1,1 \cdot 10^7$ η -Mesonen erzeugt wurden, und nach Anwendung der Cuts 1 – 8 kein Ereignis übrig bleibt.

Zusätzlich zur Bestimmung geeigneter Selektionsbedingungen wurden verschiedene Ansätze für einen kinematischen Fit betrachtet. Durch den selbst programmierten kinematischen Fit der Viererimpulse der zwei Photonen aus dem Zerfall des π^0 -Mesons konnte eine klarere Trennung der Verteilungen der invarianten Massen aller Teilchen der beiden Zerfälle $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ und $\eta \rightarrow \pi^0 + \pi^+ + \pi^-$ erreicht werden. Da der Unterschied zwischen den gefiteten und den ungefitteten Spektren nur gering ist, kann bei der weiteren Untersuchung des Zerfallskanals $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ auf einen kinematischen Fit verzichtet werden.

Durch Anwenden der Analyse auf die gemessenen Daten aus der Strahlzeit im September/Oktober 2008 konnte die Funktionalität von sieben der acht gefundenen Selektionsbedingungen validiert werden, so dass eine deutliche Reduzierung der Daten erreicht werden konnte. Ob Cut 7 zur Reduzierung des durch Bremsstrahlung verursachten Untergrundes und insbesondere des durch den Zerfallskanal $\eta \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$ verursachten Untergrundes geeignet ist, konnte nicht bestätigt werden. Als ein Grund für die Unterschiede zwischen den echten und den simulierten Daten wird eine in den Simulationen nicht optimal angenommene Messunsicherheit des Detektorsystems vermutet. Um weitere direkte Pionenproduktionen, die in dieser Arbeit nicht betrachtet wurden, als Ursache ausschließen zu können, werden aktuell Simulationen und Analysen der verschiedenen direkten Pionenproduktionen durchgeführt.

Sobald die endgültigen Messunsicherheiten für die Simulationen bestimmt worden sind, können mit Hilfe des in dieser Arbeit vorgestellten Suchalgorithmus die einzelnen Selektionsbedingungen leicht angepasst werden, um eine Herabsetzung der oberen Grenze des Zerfallskanals $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ im Rahmen der Doktorarbeit von A. Winnemöller erreichen zu können [Win].

A Anhang

Invariante Masse aller Teilchen

Wie in Kapitel 3.4.9 geschrieben, sind im Folgenden die Verteilungen der invarianten Masse aller im CD detektierten Teilchen für die einzelnen simulierten η -Zerfallskanäle nach Anwendung der Cuts 1 – 7 aufgeführt. Zum Vergleich ist noch einmal die Verteilung für den gesuchten Zerfallskanal $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ im Histogramm A.1a dargestellt. Durch die Cuts 1 – 7 wurden bereits viele Ereignisse aussortiert, so dass in einigen der in Abbildungen A.1 und A.2 gezeigten Histogramme nur sehr wenige Ereignisse enthalten sind. Für einige Zerfallskanäle sind keine Verteilungen dargestellt, da für diese Kanäle durch Anwendung der Cuts 1 – 7 alle simulierten Ereignisse aussortiert wurden.

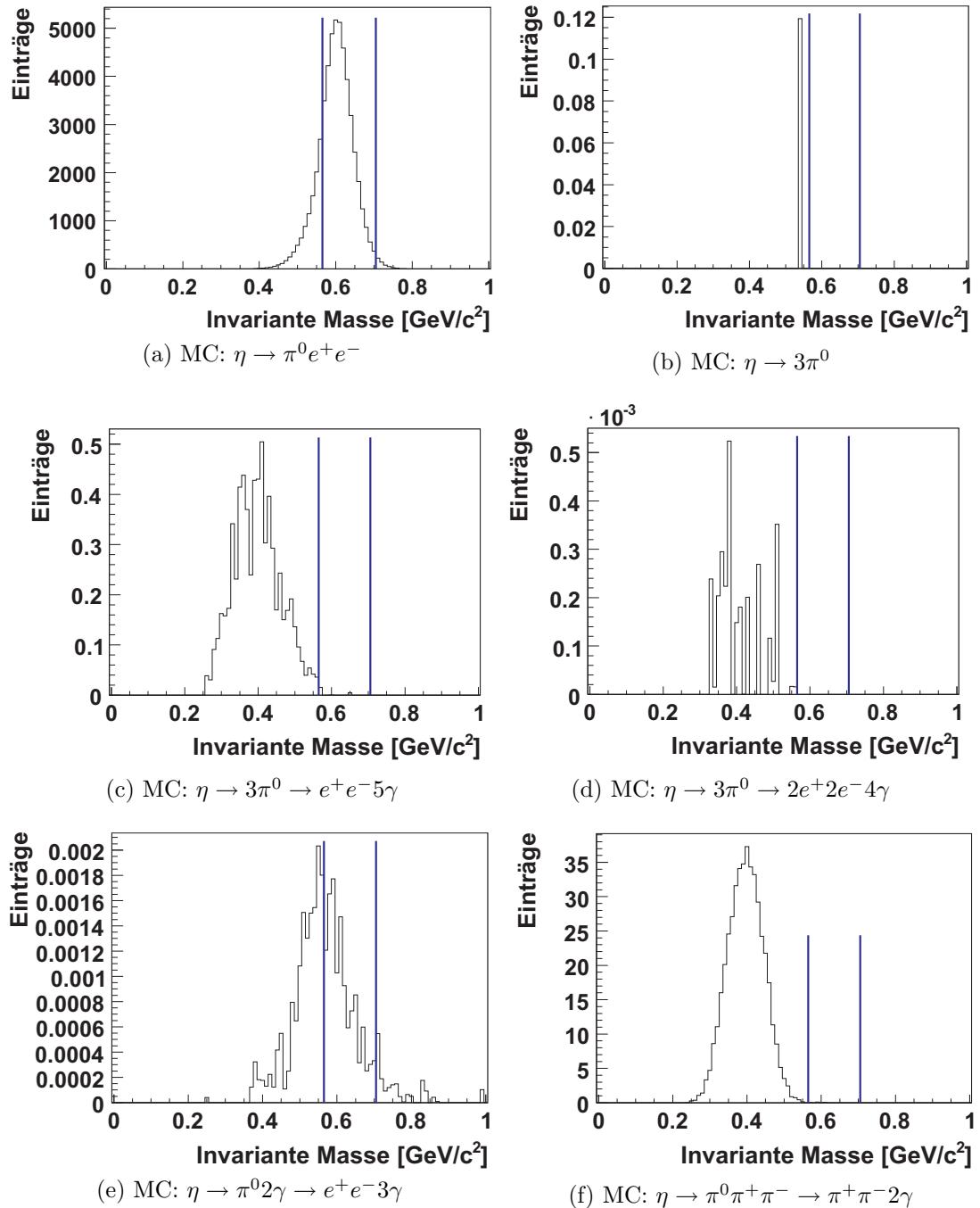


Abbildung A.1: Invariante Masse aller Teilchen nach Anwendung der Cuts 1 – 7.
Der für die Analyse gewählte Cut ist eingezeichnet.

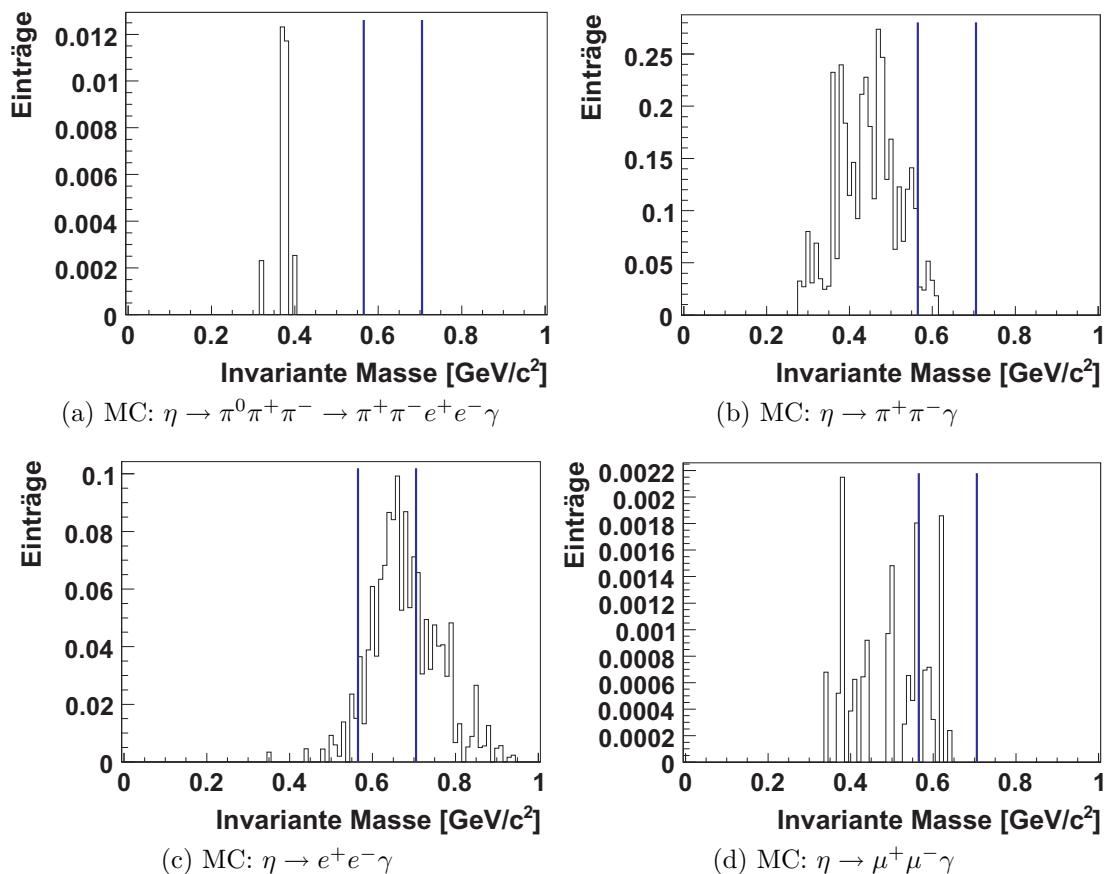


Abbildung A.2: Invariante Masse aller Teilchen nach Anwendung der Cuts 1 – 7.
Der für die Analyse gewählte Cut ist eingezeichnet.

Literaturverzeichnis

- [A⁺04] ADAM, H.-H. et al.: *Proposal for the Wide Angle Shower Apparatus (WASA) at COSY-Jülich "WASA at COSY"*. 2004.
- [B⁺90] BAGCHI, B. et al.: $\eta' - \eta - \pi^0$ mixing. Physical Review D, 41(9):2871–2876, Mai 1990.
- [B⁺03] BRÄUTIGAM, W. et al.: *Status and perspectives of the cyclotron JULIC as COSY injector*. NUKLEONIKA, 48:123–126, 2003.
- [B⁺08] BERGMANN, F. et al.: *The WASA-at-COSY pellet target*. FZ Jülich IKP Annual Report 2008, Seite 52, 2008.
- [BR96] BRUN, R. und F. RADEMAKERS: *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, 1996.
- [Cal08] CALÉN, H.: *Pellet Beam Dump modification*. WASA-at-COSY Collaboration WIKI - ID: Pelletdump_HC080107, Januar 2008.
- [Che67] CHENG, T. P.: *C-Conserving Decay $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ in a Vector-Meson-Dominant Model*. Physical Review, 162(5):1734–1738, October 1967.
- [Cra05] CRANMER, K.: *PhysicsGP: A Genetic Programming approach to event selection*. Computer Physics Communications, 167:165–176, 2005.
- [Dah01] DAHMEN, B.: *Ion Sources at COSY-Jülich*. FZ Jülich IKP: Annual Report 2001, 2001.
- [E⁺96] EKSTRÖM, C. et al.: *Hydrogen pellet targets for circulating particle beams*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 371:572–574, 1996.
- [F⁺07] FRÖHLICH, I. et al.: *Pluto: A Monte Carlo Simulation Tool for Hadronic Physics*. August 2007.
- [Fra02] FRANSSON, K.: *The Trigger System of the CELSIUS/WASA Detector*. Physica Scripta, T99:176–182, 2002.

- [FRH] *Forward Detectors: Forward Range Hodoscope Extension - description from application to Wallenberg foundation.* WASA-at-COSY Collaboration WIKI.
- [GEA93] *GEANT - Detector Description and Simulation Tool.* CERN Program Library Long Writeup, (W5013), 1993.
- [Gos08] GOSLAWSKI, P.: *Hochpräzise Impulsbestimmung des COSY-Beschleunigerstrahls im Rahmen der Messung zur Bestimmung der η -Masse am Experimentaufbau ANKE.* Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008.
- [HHM04] HEJNY, V., M. HARTMANN und A. MUSSGILLER: *ANKE RootSorter - Users Guide*, November 2004.
- [Jac04] JACEWICZ, M.: *Measurement of the Reaction $pp \rightarrow pp\pi^+\pi^-\pi^0$ with CELSIUS/WASA at 1.36 GeV.* Doktorarbeit, Uppsala University, 2004.
- [JS02] JARLSKOG, C. und E. SHABALIN: *On Searches for CP, T, CPT and C Violation in Flavour-Changing and Flavour-Conserving Interactions.* Physica Scripta, T99:23–33, 2002.
- [Koc04] KOCH, I.: *Measurements of $2\pi^0$ and $3\pi^0$ Production in Proton-Proton Collisions at a Center of Mass Energy of 2.465 GeV.* Doktorarbeit, Uppsala University, 2004.
- [Loh05] LOHRMANN, E.: *Hochenergiephysik.* Teubner, 5. Auflage, 2005.
- [Mai97] MAIER, R.: *Cooler synchrotron COSY- performance and perspectives.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 390:1–8, 1997.
- [Mil08] MILKE, N.: *Studien zum verbotenen Zerfall des η -Mesons $\eta \rightarrow \pi^0 + e^+ + e^-$ am Experimentaufbau WASA-at-COSY.* Diplomarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2008.
- [NP93] NG, J. N. und D. J. PETERS: *Study of $\eta \rightarrow \pi^0\gamma\gamma$ decay using the quark-box diagram.* Physical Review D, 47(11):4939–4948, Juni 1993.
- [PDG08] *PARTICLE PHYSICS BOOKLET*, Juli 2008.
- [Pel] *User Manual for the WASA@COSY Pellet-Target.*
- [Per90] PERKINS, D. H.: *Hochenergiephysik.* Addison-Wesley, 1990.
- [Rub99] RUBER, R. J. M. Y.: *An ultra-thin-walled superconducting solenoid for meson-decay physics.* Doktorarbeit, Uppsala University, 1999.

- [Smi67] SMITH, J.: *C-Conserving Decay Modes $\eta \rightarrow \pi^0 e^+ e^-$ and $\eta \rightarrow \pi^0 \mu^+ \mu^-$* . Physical Review, 166(5):1629–1632, February 1967.
- [Ste49] STEARNS, M.: *Mean Square Angles of Bremsstrahlung and Pair Production*. Physical Review, 76:836–839, September 1949.
- [Tro95] TROSTELL, B.: *Vacuum injection of hydrogen micro-sphere beams*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 362:41–52, 1995.
- [was] WASA-at-COSY Collaboration WIKI. URL: <http://wasasrv.ikp.kfa-juelich.de/WasaWiki/index.php>.
- [Win] WINNEMÖLLER, A.: *Dissertation in Vorbereitung*. Westfälische Wilhelms-Universität Münster.
- [Zlo09] ZLOMANCZUK, J.: *Calibration of WASA detectors etc.* In: *Collaboration Meeting 8*. WASA Collaboration, Juni 2009.
- [ZR09] ZABIEROWSKI, J. und J. RACHOWSKI: *The Light-Pulser Monitoring System for the WASA detectorfacility*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 606:411–418, 2009.

Danksagung

Zum Abschluss möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei meiner Diplomarbeit unterstützt haben.

Zuerst möchte ich mich bei Herrn Priv.-Doz. Dr. A. Khoukaz dafür bedanken, dass er mir diese Diplomarbeit in seiner Arbeitsgruppe ermöglicht hat und mir jederzeit hilfreich zur Seite stand.

Herrn Prof. Dr. C. Weinheimer möchte ich dafür danken, dass er sich bereit erklärt hat das Koreferat zu übernehmen.

Ein großer Dank gilt Herrn Dipl.-Phys. A. Winnemöller, der mich während meiner gesamten Diplomarbeitszeit betreut hat und mit dem ich jederzeit über aufkommende Probleme diskutieren konnte.

Weiterhin möchte ich mich bei der gesamten Arbeitsgruppe für die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken. Hierzu zählen im einzelnen I. Burmeister, Dipl.-Phys. S. General, Dipl.-Phys. P. Goslawski, E. Köhler, Dipl.-Phys. M. Mielke, Dipl.-Phys. N. Milke, A. Passfeld, Dipl.-Phys. T. Raussmann und Dr. T. Mersmann. Besonders erwähnen möchte ich Herrn Dipl.-Phys. M. Papenbrock und Herrn Dipl.-Phys. A. Täschner für die Hilfe bei Fragen und Problemen mit der Software.

Ebenso danke ich den hilfsbereiten Mitgliedern der WASA-Kollaboration. Dank ihrer Beiträge im Forum habe ich viele Antworten zu Software-Fragen erhalten. Ganz besonders danke ich Dr. V. Hejny, Dr. A. Kupsc, Dr. C. Pauly, Dr. P. Vlasov und allen anderen Mitgliedern, dass sie sich Zeit genommen haben sich mit meinen Fragen auseinander zu setzen.

Ein besonderer Dank gilt Herrn Dipl.-Phys. S. Streubel, der mich durch das gesamte Studium begleitet hat und mit dem ich so manch eine interessante Diskussion geführt habe.

Zuletzt möchte ich mich noch bei meinen Eltern und meinen Geschwistern bedanken, die mich in meinem bisherigen Werdegang und auch bei meiner Diplomarbeit unterstützt haben.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbständig verfasst und keine anderen außer den angegebenen Hilfsmitteln verwendet habe.

Münster, August 2009

.....
(Florian Bergmann)