

---

Messung der  
Doppelpolarisationsobservable  $G$   
in der Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$   
mit dem Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an  
ELSA

---

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

**Marcus Grüner**

aus

Lippstadt

Bonn 2016



Angefertigt mit Genehmigung der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

1. Gutachter: Prof. Dr. Reinhard Beck

2. Gutachter: PD Dr. Paul-Dieter Eversheim

Tag der Promotion: 28.06.2016

Erscheinungsjahr: 2016



## Zusammenfassung

In der Hadronenspektroskopie werden die Anregungsspektren stark wechselwirkender Systeme (Hadronen) untersucht. Die Massen und Breiten, sowie die Quantenzahlen der Anregungszustände erlauben Rückschlüsse auf die Natur der starken Wechselwirkung und deren Konstituenten, der Quarks und Gluonen. Zwischen den bisherigen Messdaten und den von Quarkmodellen und der Gittereichtheorie vorhergesagten Zuständen bestehen Diskrepanzen. So wurden bei den aus drei Quarks bestehenden Baryonen wesentlich mehr Zustände vorhergesagt, als sich bisher experimentell bestätigen ließen. Im Fall der Mesonen, die aus zwei Quarks aufgebaut sind, konnten hingegen mehr angeregte Zustände gemessen werden, als theoretisch durch die Modelle erwartet wurden. Experimente in der Photoproduktion eröffnen den Zugang zu Polarisationsfreiheitsgraden, welche eine eindeutige Identifikation der Anregungszustände, der sogenannten Resonanzen, erlauben. Hierzu müssen vollständige Sätze von Polarisationsobservablen gemessen werden und mit Hilfe von Partialwellenanalysen interpretiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Messungen mit dem Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an der Beschleunigeranlage ELSA in Bonn durchgeführt, bei denen ein linear polarisierter Photonenstrahl auf longitudinal polarisierte Protonen gerichtet wurde. Neben Messungen an einem polarisierten Butanoltarget wurden zusätzlich Daten an Wasserstoff- und Kohlenstofftargets genommen, um den unpolarisierten Untergrund bestimmen zu können. Die Reaktionsprodukte wurden mit einem Detektoraufbau aus elektromagnetischen Kalorimetern registriert, die auf den Nachweis von Photonen optimiert sind. Zur Identifikation geladener Teilchen wird im Bereich des Hauptkalorimeters ein Detektor aus szintillierenden Fasern eingesetzt. Im Rahmen dieser Arbeit ist eine neue Triggerelektronik für diesen Detektor aufgebaut und eine neue Treffer-Rekonstruktionssoftware entwickelt worden. Aus den geladenen Spuren des Faserdetektors und den Einträgen des Crystal-Barrel-Detektors wurden die Positionen des Strahlflecks und des Targets rekonstruiert.

Über Schnitte an die gemessenen Daten wurde die Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$  selektiert, dabei ließ sich der Untergrundanteil auf unter 3% minimieren. Aus den Winkelverteilungen der  $\eta$ -Mesonen ließ sich sowohl die Einzelpolarisationsobservable  $\Sigma$  als auch erstmalig die Doppelpolarisationsobservable  $G$  extrahieren. Für die Bestimmung der Observablen wurden zwei unterschiedliche Methoden eingesetzt, die konsistente Ergebnisse

lieferten. Die Messergebnisse decken den Energiebereich von der  $\eta$ -Produktionsschwelle ( $E_\gamma = 707 \text{ MeV}$ ) bis hin zu  $E_\gamma = 1300 \text{ MeV}$  ab, und wurden mit den Vorhersagen von verschiedenen Partialwellenanalysen verglichen. Dabei zeigte sich, dass die neuen Werte der G-Asymmetrie dazu beitragen, die Mehrdeutigkeiten zwischen verschiedenen Lösungen der Partialwellenanalysen aufzulösen. Die neuen Daten für G tragen zu einer genaueren Bestimmung der Resonanzparameter für die beiden Anregungszustände  $S_{11}(1535)$  und  $S_{11}(1650)$  bei.







# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Spektroskopie . . . . .	3
1.1.1. Nukleonmodelle . . . . .	4
1.1.2. Gittereichtheorie . . . . .	5
<b>2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen</b>	<b>9</b>
2.1. Formalismus der Photoproduktion . . . . .	11
2.1.1. Multipolzerlegung . . . . .	12
2.2. Polarisationsobservablen . . . . .	14
2.2.1. Polarisationsexperimente mit dem Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA	18
2.2.2. Bestimmung kleiner Resonanzbeiträge durch Messung von Polarisationsobservablen . . . . .	18
2.3. Partialwellenanalyse . . . . .	19
2.3.1. Die Partialwellenanalyse der George-Washington-University . . .	20
2.3.2. Das $\eta$ -MAID-Modell . . . . .	20
2.3.3. Die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse . . . . .	20
2.3.4. Das Jülich-Bonn-Modell . . . . .	21
2.4. Produktion von $\eta$ -Mesonen mit reellen Photonen am Proton . . . . .	21
<b>3. Das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA</b>	<b>27</b>
3.1. Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA . . . . .	28
3.2. Erzeugung reeller Photonen mittels Bremsstrahlung . . . . .	29
3.2.1. Zirkular polarisierte Photonen . . . . .	31
3.2.2. Erzeugung linear polarisierter Photonen . . . . .	32
3.3. Die Photonenmarkierungsanlage . . . . .	35
3.4. Das polarisierte Target . . . . .	36
3.4.1. Der Kohlenstoff-Einsatz . . . . .	39
3.4.2. Das Flüssig-Wasserstofftarget . . . . .	40
3.5. Die Flussdetektoren . . . . .	41
3.6. Der Detektoraufbau . . . . .	42
3.6.1. Das Crystal-Barrel-Kalorimeter . . . . .	43

3.6.2.	Der Innendetektor . . . . .	44
3.6.3.	Der Vorwärtsdetektor . . . . .	48
3.6.4.	Der Gas-Čerenkov-Detektor . . . . .	49
3.6.5.	Das MiniTAPS-Kalorimeter . . . . .	49
3.7.	Das Triggersystem des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments . . . . .	51
3.8.	Die Datennahme . . . . .	52
3.8.1.	Doppelpolarisierte Messungen zur Bestimmung der G-Asymmetrie . . . . .	52
3.8.2.	Untergrundmessung mit dem Kohlenstoff-Einsatz . . . . .	55
3.8.3.	Kalibrationsmessung am Flüssig-Wasserstofftarget . . . . .	55
3.9.	Monte-Carlo-Simulationen . . . . .	55
<b>4.</b>	<b>Kalibration und Rekonstruktion</b>	<b>57</b>
4.1.	Kalibration der Rohdaten . . . . .	57
4.1.1.	Energiekalibration . . . . .	57
4.1.2.	Zeitkalibration . . . . .	60
4.2.	Teilchen-Rekonstruktion . . . . .	63
4.2.1.	Energiedepositionen im Crystal-Barrel-Kalorimeter . . . . .	65
4.2.2.	Identifikation von Spuren geladener Teilchen im Innendetektor . . . . .	66
4.2.3.	Die Zeit- und Energiesignaturen des Vorwärtsdetektors . . . . .	68
4.2.4.	Rekonstruktion der Vorwärtstreffer im Mini-TAPS-Kalorimeter . . . . .	69
4.2.5.	Rekonstruktion der Strahlphotonen . . . . .	71
4.3.	Rekonstruktion von Strahlage und Targetposition . . . . .	73
4.3.1.	Bestimmung der Position des Strahlflecks . . . . .	74
4.3.2.	Bestimmung der Targetposition . . . . .	78
<b>5.</b>	<b>Selektion der Reaktion <math>\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta</math></b>	<b>83</b>
5.1.	Kombination der gemessenen Teilchen zu Reaktionen . . . . .	83
5.2.	Schnitte . . . . .	87
5.2.1.	Ladungsschnitte . . . . .	88
5.2.2.	Zeitschnitte . . . . .	89
5.2.3.	Schnitt auf den Erfassungsbereich des Tagging-Systems . . . . .	94
5.2.4.	Kinematische Schnitte . . . . .	96
5.2.5.	Massenschnitte . . . . .	102
<b>6.</b>	<b>Bestimmung der Polarisationsobservablen</b>	<b>117</b>
6.1.	Wirkungsquerschnitt am Butanoltarget . . . . .	117
6.2.	Bestimmung des Verdünnungsfaktors $D$ . . . . .	119
6.2.1.	Anpassungsmethode . . . . .	119

6.2.2. Kohlenstoff-Abzugsmethode . . . . .	123
6.3. Analyse der Azimutalwinkelverteilungen . . . . .	127
6.3.1. Inhärente Symmetrieeigenschaften . . . . .	127
6.3.2. Die Additionsmethode . . . . .	128
6.3.3. Die Asymmetriemethode . . . . .	133
6.4. Zusammenfassung der Strahlzeiten . . . . .	136
6.5. Systematische Fehlereinflüsse . . . . .	138
<b>7. Diskussion der Ergebnisse</b>	<b>139</b>
7.1. Vergleich mit den bestehenden Partialwellenanalysen . . . . .	139
7.2. Beschreibung der neuen Ergebnisse mit einer einfachen Partialwellenanalyse	145
7.3. Einfluss einzelner Partialwellen . . . . .	152
7.4. Partialwellenanalyse der neuen Daten . . . . .	157
<b>8. Zusammenfassung</b>	<b>161</b>
8.1. Ausblick . . . . .	163
<b>Anhang A. Abschätzung der Flächenbelegung unpolarisierter Nukleonen im Butanoltarget</b>	<b>165</b>
<b>Anhang B. Auflistung der zur Datenselektion ausgeführten Schnitte</b>	<b>167</b>
<b>Anhang C. Spektren zur Bestimmung des Verdünnungsfaktors</b>	<b>169</b>
<b>Anhang D. Zusammenfassung der Strahlzeiten</b>	<b>181</b>
<b>Anhang E. Näherungsformeln</b>	<b>183</b>
E.1. Die Strahlasymmetrie $\Sigma$ für $l \leq 3$ . . . . .	184
E.2. Die G-Asymmetrie für $l \leq 3$ . . . . .	185
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>187</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>191</b>



# 1. Einleitung

Seit langem beschäftigt die Wissenschaft die Frage nach den fundamentalen Bausteinen der Materie und deren Zusammenwirken. Mit der fortschreitenden Weiterentwicklung der Beschleunigeranlagen konnten im Laufe der Zeit immer kleinere Systeme untersucht werden und zuvor als elementar angenommene Teilchen entpuppten sich im Nachhinein als zusammengesetzte Systeme von noch kleineren Bausteinen. Ob ein Teilchen punktförmig ist oder eine Substruktur besitzt, kann in Streuexperimenten untersucht werden. Zum Einen können dabei Formfaktoren bestimmt und daraus auf die räumliche Ausdehnung des Teilchens geschlossen werden. Zum Anderen tritt bei zusammengesetzten Systemen ein Anregungsspektrum auf, welches Aufschluss über die innere Struktur und die Wechselwirkung der Konstituenten gibt.

Vor allem die Experimente von Rutherford hatten am Anfang des 20. Jahrhunderts zu dem modernen Modell des Atoms geführt, bei dem das Atom aus einer Elektronenhülle und einem dichten Kern aufgebaut ist. Später wurde festgestellt, dass der Kern seinerseits aus den Nukleonen, Proton und Neutron, besteht. Auf diese Weise konnten unter Anderem die diskreten Anregungsniveaus der Atomkerne erklärt werden. Daraufhin wurde in Experimenten zur tiefinelastischen Streuung herausgefunden, dass auch die Nukleonen ausgedehnt sind und aus noch kleineren Bausteinen zusammengesetzt sein müssen [PRSZ09].

	Familien		
Leptonen	e	$\mu$	$\tau$
	$\nu_e$	$\nu_\mu$	$\nu_\tau$
Quarks	u	c	t
	d	s	b

Tabelle 1.1.: Die Elementarteilchen des Standardmodells. Entnommen aus [PRSZ09].

In Tabelle 1.1 sind die, nach dem heutigen Standardmodell der Elementarteilchenphysik, fundamentalen Bausteine der Materie aufgelistet. Es wird unterschieden zwischen den Leptonen, zu denen auch die Elektronen (e) und Neutrinos ( $\nu$ ) gehören, und den Quarks (q). Beide Teilchensorten sind Fermionen, also Teilchen mit Spin  $S = \frac{1}{2}$ . Während die Leptonen einzeln nachgewiesen werden können, wie es beispielsweise bei einzelnen Myonen ( $\mu$ ) der kosmischen Strahlung der Fall ist, treten Quarks nur in Form

von zusammengesetzten Systemen, den Hadronen, auf. Diese lassen sich in zwei Klassen einteilen. Als Baryonen werden Teilchen bezeichnet, die sich aus drei Quarks ( $qqq$ ) zusammensetzen. Natürlich vorkommende Baryonen sind die Nukleonen im Atomkern, Proton und Neutron. Teilchen, die sich aus einem Quark-Antiquark-Paar ( $q\bar{q}$ ) zusammensetzen, heißen Mesonen.

Neben den Bausteinen der Materie werden im Standardmodell drei fundamentale Wechselwirkungen beschrieben: Die elektromagnetische Wechselwirkung, die die Kräfte zwischen elektrischen Ladungen bewirkt, die schwache Wechselwirkung, welche unter anderem für den  $\beta$ -Zerfall instabiler Atomkerne verantwortlich ist, und die starke Wechselwirkung, welche die Quarks in einem Hadron bindet. Die Gravitation, welche die Anziehungskraft zwischen Massen beschreibt, ist im Standardmodell nicht behandelt. Sie spielt im täglichen Leben eine entscheidende Rolle, ist jedoch bei den in der Elementarteilchenphysik betrachteten Maßstäben gegenüber den anderen Wechselwirkungen vernachlässigbar schwach.

Wechselwirkung	wirkt auf	Austauschbosonen	Ladung
elektromagnetisch	el. geladene Teilchen	Photonen	elektrische Ladung
schwach	Quarks, Leptonen	$W^+, W^-, Z^0$	schwache Ladung
stark	Quarks	Gluonen	Farbladung

Tabelle 1.2.: Die fundamentalen Wechselwirkungen des Standardmodells

Die Wechselwirkungen lassen sich durch den Austausch von Vektor-Bosonen, also Teilchen mit Spin  $S = 1$  beschreiben. In Tabelle 1.2 sind die Wechselwirkungen und die zugehörigen Austauschbosonen aufgelistet. Sie koppeln an die, mit der jeweiligen Wechselwirkung verbundene, Ladung. So lässt sich beispielsweise das Anregungsspektrum des Wasserstoffatoms mithilfe der Quantenelektrodynamik (QED) beschreiben, indem Photonen als Mediatoren der elektromagnetischen Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton ausgetauscht werden. Die Kräfte zwischen den elektrischen Ladungen verhalten sich entsprechend dem Coulomb-Potential, welches mit steigendem Abstand  $r$  mit  $V(r) \sim \frac{1}{r}$  abnimmt.

Die Quantenchromodynamik (QCD) ist die Grundlage zur Beschreibung der starken Wechselwirkung. Die Gluonen, die Feldbosonen der starken Wechselwirkung, koppeln an die sogenannte Farbladung, die die Quarks tragen. Ein wesentlicher Unterschied zur elektromagnetischen Wechselwirkung besteht darin, dass sowohl die Quarks als auch die Gluonen Farbladung tragen, und auf diese Weise zusätzlich Gluon-Gluon-Wechselwirkungsterme in den Berechnungen berücksichtigt werden müssen. Das ist bei der elektromagnetischen Wechselwirkung nicht der Fall, da Photonen keine elektrische

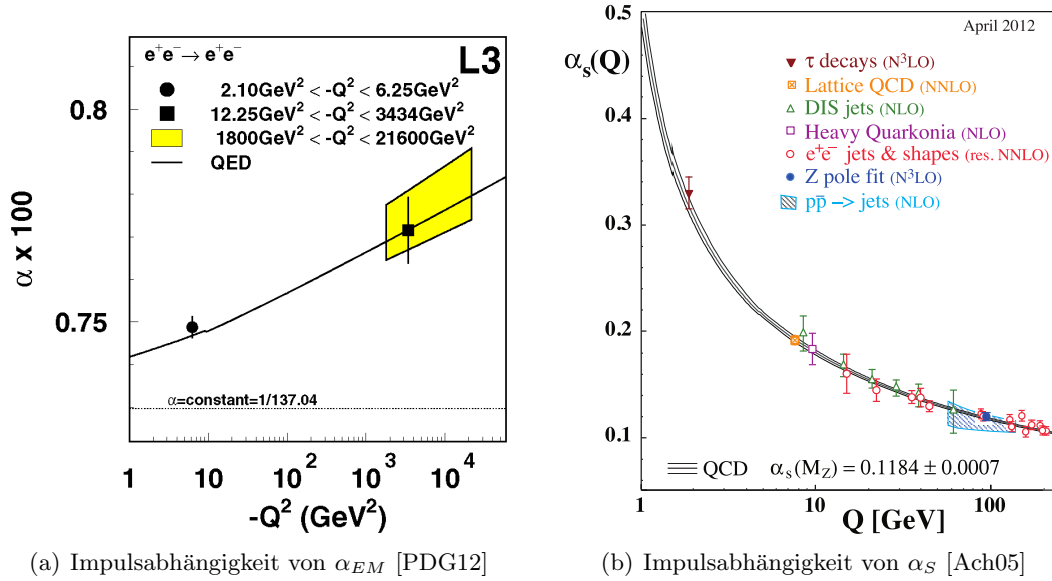


Abbildung 1.1.: Abhängigkeiten der Kopplungskonstanten der elektromagnetischen und der starken Wechselwirkung vom Impulsübertrag  $Q$ .

Ladung tragen. Ein weiterer Unterschied wird durch den Vergleich der in Abbildung 1.1 dargestellten Abhängigkeiten der beiden Kopplungskonstanten vom Impulsübertrag  $Q$  deutlich. Während die elektromagnetische Kopplungskonstante  $\alpha_{EM}$  nur schwach vom Impulsübertrag abhängt, ändert sich die Kopplung der starken Wechselwirkung erheblich. Bei hohen Impulsüberträgen ist  $\alpha_S \ll 1$ , sodass Störungstheorie anwendbar ist. Diese Eigenschaft der Quarks wird als asymptotische Freiheit bezeichnet. Für das Verständnis des Aufbaus der natürlich vorkommenden Materie ist jedoch das Zusammenspiel der Quarks bei niedrigen Energien maßgebend. Für Impulsüberträge im Bereich von 1 GeV wird von dem Confinement<sup>1</sup> der Quarks gesprochen, da die Kopplungskonstante dann in der Größenordnung von 1 liegt. Störungstheoretische Ansätze sind demnach hier nicht anwendbar.

## 1.1. Spektroskopie

Eine Möglichkeit die Dynamik zusammengesetzter Systeme zu untersuchen, stellt die Spektroskopie dar. Dabei werden theoretische Vorhersagen über die Lage und die Breite von Anregungszuständen sowie deren Quantenzahlen erstellt, die dann in Experimenten überprüft werden können. Im Fall von elektromagnetisch wechselwirkenden Systemen

<sup>1</sup>Confinement: englisch Einschluss

liegen Theorie und Experiment in Einklang. Eine Beschreibung der Anregungsspektren stark wechselwirkender Systeme, wie die der Baryonen, ist nur durch phänomenologische Modellannahmen oder über moderne Gittereichrechnungen möglich. Diese sollen im Folgenden kurz erläutert werden.

### 1.1.1. Nukleonmodelle

Zur Berechnung der Anregungszustände der Baryonen können Modelle erstellt werden, die so angelegt sind, dass sie die Berechnungen stark vereinfachen. Sie können die grundlegende Theorie (QCD) daher nur in einzelnen wesentlichen Gesichtspunkten wiedergeben aber nicht ersetzen.

In nichtrelativistischen Quarkmodellen beispielsweise sind die Nukleonen aus Konstituentenquarks aufgebaut, die durch ein Potential gebunden sind. In dem Modell von Isgur und Karl wird das Potential eines harmonischen Oszillators angenommen und um eine unharmonische Störung sowie durch einen Hyperfeinwechselwirkungsterm erweitert [IK78].

Ein Beispiel für ein relativistisches Quarkmodell ist das Modell von Löring, Kretzschmar, Metsch und Petry. Hier wird mit instantoninduzierten Zwei- und Dreikörper-Kräften gerechnet, die in die Drei-Fermion Bethe-Salpeter-Gleichung eingesetzt werden [LKMP01]. Die mit diesem Modell berechneten Massen der Anregungszustände des Nukleons sind in Abbildung 1.2 den experimentell bestimmten Werten gegenübergestellt. Die Zustände sind dabei anhand ihrer Quantenzahlen  $l_{2T_2J}$  sortiert, wobei  $l$  den Bahndrehimpuls<sup>2</sup>,  $J$  den Gesamtdrehimpuls und  $T$  den Isospin bezeichnet. Der Isospin ist für die dargestellten Nukleonresonanzen  $T_N = \frac{1}{2}$ . Im Fall von  $\Delta$ -Anregungen wäre er  $T_\Delta = \frac{3}{2}$ . Zusätzlich ist die Notation  $J^\pi$  angegeben, wobei mit  $\pi$  die Parität des Zustandes bezeichnet ist. Die Messgenauigkeit der experimentellen Daten wird durch Balken dargestellt. Zusätzlich repräsentiert die Anzahl der gezeigten Sterne an den Messwerten, wie glaubhaft die Existenz eines Zustands eingeschätzt wird. Ein Zustand muss für eine Bewertung bestimmten Qualitätsmerkmalen entsprechen. Beispielsweise muss er in unabhängigen Experimenten nachgewiesen worden sein, um mit drei Sternen bewertet zu werden [PDG12]. In der Abbildung wird deutlich, dass das Modell die niedrigen Resonanzmassen bis ca. 1800 MeV qualitativ wiedergibt. Bei höheren Anregungsenergien werden jedoch deutlich mehr Zustände vorhergesagt, als sich bisher experimentell finden ließen. Andere Modelle bestätigen diese Diskrepanz. Als eine mögliche Erklärung für dieses Problem der „fehlenden Resonanzen“ wird angenommen, dass die dargestellten Messwerte mit

<sup>2</sup>Für die Angabe des Bahndrehimpulses wird die spektroskopische Notation  $l = (S, P, D, F, \dots) = (0, 1, 2, 3, \dots)$  verwendet.



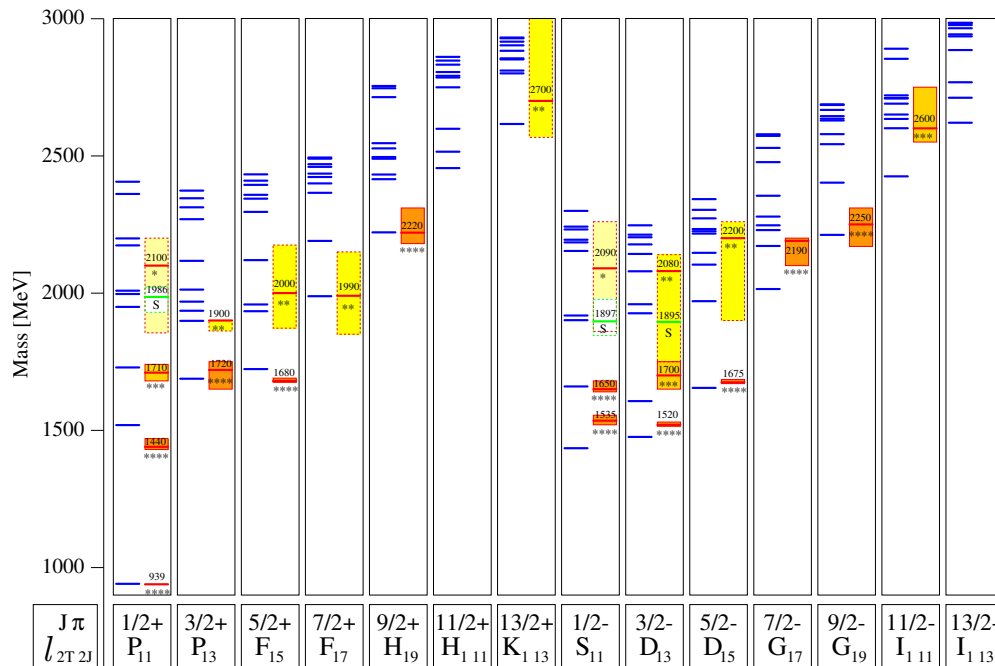


Abbildung 1.2.: Die Anregungszustände des Nukleons nach dem relativistischen Quarkmodell von Löring, Kretschmar, Metsch und Petry [LKMP01] (blau) im Vergleich zu den experimentellen Ergebnissen (rot). Aufgelistet ist die Masse der Zustände sortiert nach Drehimpulsen und Paritäten. Die gelben und orangefarbenen Balken geben die Messunsicherheit der Daten wieder.

Experimenten der  $\pi N$ -Streuung erstellt wurden und die höheren Anregungszustände möglicherweise nur schwach an diesen Kanal koppeln [KR10].

### 1.1.2. Gittereichtheorie

Ein unabhängiges Argument für die qualitative Richtigkeit der Modellvorhersagen liefern Rechnungen der Gittereichtheorie. Berechnungen im nicht störungstheoretischen Bereich werden hier durch eine Diskretisierung der Raumzeit möglich. Dadurch wird die QCD an diskreten Punkten auf einem Gitter lösbar und im Gegensatz zu einem Modell fließen hier keine Annahmen in die Berechnungen ein. Damit haben die Lösungen der Gittereichtheorie eine höhere Bedeutung als Modellvorhersagen. Der Nachteil liegt in dem enormen Rechenaufwand, der notwendig ist, um Vorhersagen mit der benötigten Genauigkeit zu erstellen. Der Rechenaufwand hängt beispielsweise von den Massen der betrachteten Konstituenten ab. So werden teilweise unphysikalisch hohe Mesonenmassen toleriert, um die Berechnungen in vertretbarer Zeit durchführen zu können. Es muss

dann anschließend auf die physikalischen Massen extrapoliert werden.

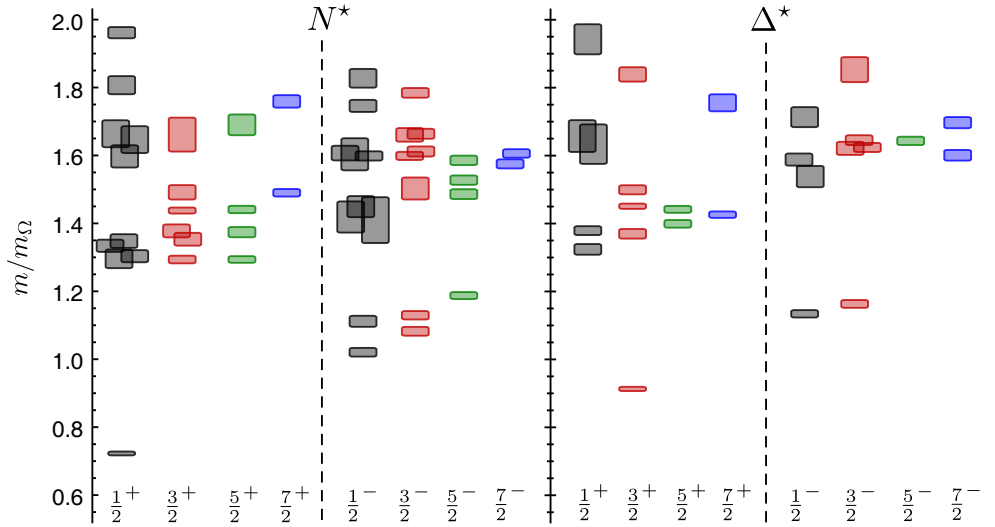


Abbildung 1.3.: Die mit Hilfe der Gittereichtheorie berechneten Nukleon- und  $\Delta$ -Anregungszustände sortiert nach Gesamtdrehimpuls und Parität  $J^\pi$ . Die Massen beziehen sich auf die des Omega-Baryons mit  $m_\Omega = 1672,45 \text{ MeV}$ . Die Masse des Pions lag bei dieser Rechnung bei  $m_\pi = 396 \text{ MeV}$  [EDRW11].

In Abbildung 1.3 ist das mit Hilfe der Gitterrechnung [EDRW11] erstellte Baryonenspektrum dargestellt. Dabei lag die Masse des  $\pi$ -Mesons bei  $396 \text{ MeV}$  im Vergleich zur physikalischen Masse von etwa  $140 \text{ MeV}$ . Es sind große Ähnlichkeiten zu den Vorhersagen des Quarkmodells von Löring, Metsch und Petry erkennbar. So zeigen beide eine Massenzunahme der Resonanzzustände für steigende Drehimpulse, und auch bei der Gitterrechnung werden deutlich mehr Zustände vorhergesagt als sich bisher experimentell finden ließen.

Um diese Diskrepanz zwischen den theoretischen Vorhersagen und den experimentellen Ergebnissen zu klären, sind zusätzlich zu den bestehenden Messdaten, Experimente notwendig, die nicht auf einen bestimmten Reaktionskanal und damit auf bestimmte Resonanzen festgelegt sind. Die Messungen mit elektromagnetischen Sonden, wie bei der Photoproduktion, ermöglichen somit die Suche nach fehlenden Resonanzen. Aufgrund des Spins des einlaufenden Photons, können in der Photoproduktion Polarisationsfreiheitsgrade genutzt werden, um zusätzliche Informationen über die Quantenzahlen der angeregten Zustände zu erhalten.

In dieser Arbeit ist die Photoproduktion des  $\eta$ -Mesons untersucht worden. Dabei wurden Experimente mit linear polarisierten Photonen an longitudinal polarisierten Protonen

---

durchgeführt und aus den gemessenen Winkelverteilungen die Polarisationsobservablen  $\Sigma$  und  $G$  bestimmt. Diese erstmalige Bestimmung der Doppelpolarisationsobservable  $G$  in der  $\eta$ -Produktion liefert neue Randbedingungen für die eindeutige Identifikation der Anregungszustände des Nukleons. Im folgenden Kapitel werden diese Zusammenhänge im Detail erklärt und eine Motivation für die durchgeführten Messungen gegeben.



## 2. Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen

Eine Möglichkeit das Anregungsspektrum der Baryonen zu untersuchen, stellt die Photoproduktion von Mesonen dar. Hierbei werden die in einem Targetsystem bereitgestellten Nukleonen mithilfe von reellen Photonen angeregt. Diese Anregungszustände zerfallen in verschiedene Meson-Endzustände, die in einem dafür optimierten Detektorsystem nachgewiesen werden können. In Abbildung 2.1 ist der totale Wirkungsquerschnitt für

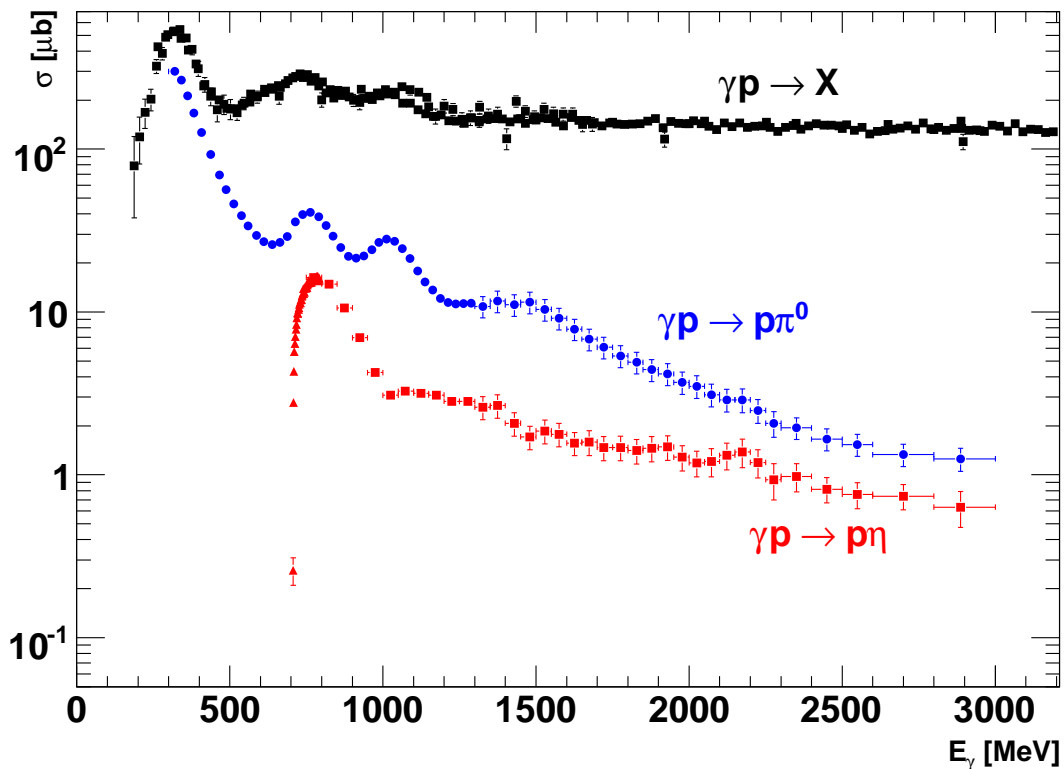


Abbildung 2.1.: Der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für die Photoproduktion am Proton [PDG10] als Funktion der Photonenergie. Zum Vergleich sind zusätzlich die totalen Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion von  $\pi^0$ -Mesonen in blau [Pee07] und  $\eta$ -Mesonen in rot [Kru95][Bar07] eingezeichnet.

die Photoproduktion am Proton als Funktion der Anregungsenergie dargestellt. Schon der in schwarz eingezeichnete totale Absorptionsquerschnitt für Photoproduktion zeigt mehrere Maxima, die sich mit der Anregung von Resonanzzuständen in Verbindung brin-

gen lassen. Allerdings sind die Strukturen sehr schwach ausgeprägt. Im ersten Schritt zur Eingrenzung der Beiträge bestimmter Resonanzen, können die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Meson-Endzustände, in diesem Fall  $\gamma p \rightarrow p \pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow p \eta$ , vermessen werden. Die Strukturen treten klarer hervor, so sind beispielsweise bei der  $\pi^0$ -Photoproduktion drei Resonanzbereiche bei  $E_\gamma \approx 320$  MeV, bei  $E_\gamma \approx 700$  MeV und bei  $E_\gamma \approx 1000$  MeV erkennbar. Im Fall der  $\eta$ -Photoproduktion ist in erster Linie ein deutliches Maximum im Bereich der Produktionsschwelle bei 707 MeV sichtbar. Oberhalb von 1000 MeV zeigt der  $\eta$ -Wirkungsquerschnitt keine deutlichen Strukturen mehr und ist nahezu flach. Daraus wird deutlich, dass die Anregungszustände unterschiedlich stark zu den verschiedenen Reaktionskanälen beitragen. Die Analyse möglichst vieler in einem Streuexperiment zugänglichen Endzustände ermöglicht somit eine differenziertere Untersuchung des Anregungsspektrums. Es wird ebenso ersichtlich, dass die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts allein nicht ausreicht, um die Resonanzen zu bestimmen.

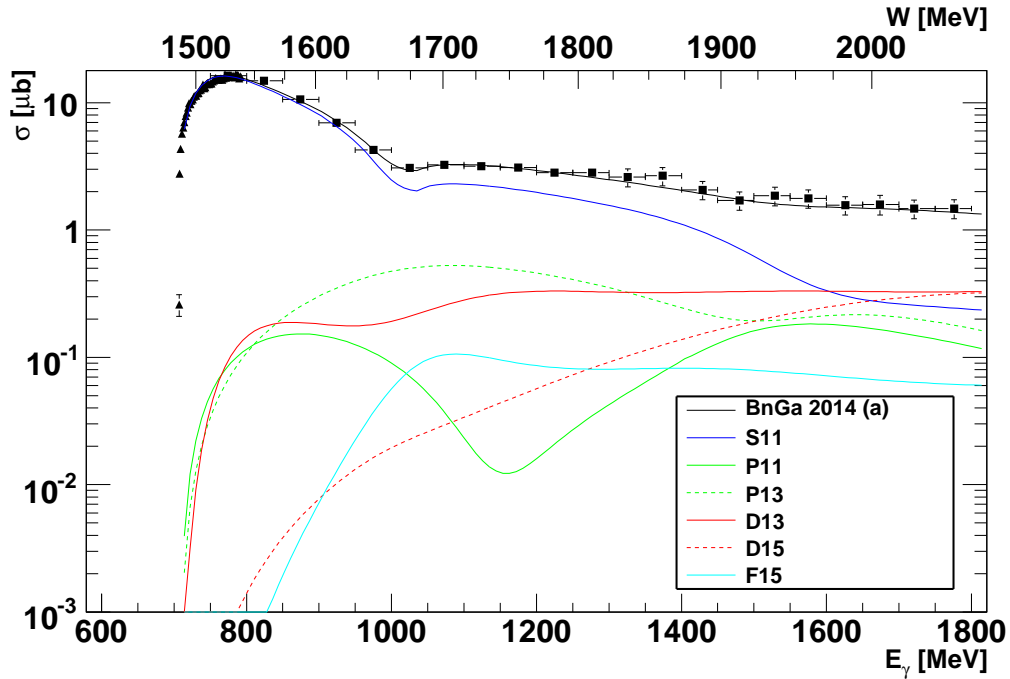


Abbildung 2.2.: Logarithmische Darstellung des totalen Wirkungsquerschnitts der  $\eta$ -Photoproduktion aus Abbildung 2.1 (schwarz) verglichen mit der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse (siehe Abschnitt 2.3). Die Beiträge einzelner Partialwellen sind farblich getrennt dargestellt.

Noch deutlicher wird dies in Abbildung 2.2. Hier sind die Beiträge einzelner Partialwellen der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse (siehe Abschnitt 2.3) zum totalen Wirkungs-

querschnitt der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$  eingezeichnet. Angeregte Zustände treten in ihren Partialwellen mit den Quantenzahlen  $l_{2I_2J}$  auf, wobei  $l$  den Bahndrehimpuls,  $I$  den Iso-spin und  $J$  den Gesamtdrehimpuls bezeichnet. Es ist zu erkennen, dass die Strukturen im totalen Wirkungsquerschnitt im Wesentlichen durch den Verlauf der  $S_{11}$  Partialwelle hervorgerufen werden, während die anderen Partialwellen lediglich sehr kleine Beiträge liefern.

Um die Beiträge dieser schwach ausgeprägten Resonanzen auflösen zu können, ist es notwendig Experimente zu betreiben, mit denen auch die Polarisationsfreiheitsgrade der Streuprozesse untersucht werden können. Hierbei werden Polarisationsobservablen gemessen, aus denen sich die fehlenden Informationen gewinnen lassen. Im folgenden Abschnitt wird zunächst der Formalismus der Photoproduktion erläutert und anschließend in Abschnitt 2.2.2 die Vorteile aufgezeigt, die sich durch die Messung von Polarisationsobservablen ergeben.

## 2.1. Formalismus der Photoproduktion

Die Reaktionsgleichung der Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen lautet:

$$\gamma N_T \rightarrow M B_R \quad (2.1)$$

Hierbei ist  $\gamma$  das einlaufende Strahlphoton,  $N_T$  das ruhende Targetnukleon,  $M$  das erzeugte Meson und  $B_R$  das rückgestreute Baryon [Wun12]. Aufgrund der an einem Beschleunigerexperiment vorherrschenden Energien, muss eine relativistische Beschreibung der Prozesse erfolgen. Dies wird anhand des Streuoperators  $\mathcal{T}$  realisiert, dessen Matrixelemente im Schwerpunktsystem

$$\mathcal{T}_{fi} = \frac{4\pi W}{\sqrt{m_N m_B}} \chi_f^\dagger F_{CGLN} \chi_i, \quad (2.2)$$

den Übergang des Targetnukleons im Ausgangszustand  $\chi_i$  in das Rückstoßbaryon im Endzustand  $\chi_f$  beschreiben.<sup>1</sup> Dabei wird mit  $W$  die Schwerpunktenergie und mit  $m_N$  und  $m_B$  die Massen der beteiligten Baryonen bezeichnet. Die Pauli-Spinoren tragen alle Informationen über die Spin-Zustände der Baryonen und ermöglichen einen Zugang zu den Polarisationsfreiheitsgraden der Reaktion. Der dabei eingeführte  $2 \times 2$  Operator

<sup>1</sup>Dabei steht i für „initial state“ (Ausgangszustand) und f für „final state“ (Endzustand).

$F_{CGLN}$  ist über die vier CGLN-Amplituden  $F_i$  definiert

$$\begin{aligned}
F_{CGLN} = & i(\vec{\sigma} \cdot \vec{\epsilon}) F_1 + \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{q}) \left[ \vec{\sigma} \cdot (\vec{k} \times \vec{\epsilon}) \right]}{qk} F_2 \\
& + i \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{k}) (\vec{q} \cdot \vec{\epsilon})}{qk} F_3 + i \frac{(\vec{\sigma} \cdot \vec{q}) (\vec{q} \cdot \vec{\epsilon})}{q^2} F_4,
\end{aligned} \tag{2.3}$$

wobei mit  $\vec{\sigma}$  die Pauli-Spinmatrizen, mit  $\vec{k}$  der Wellenvektor des einlaufenden Photons, mit  $\vec{\epsilon}$  dessen Polarisationsvektor und mit  $\vec{q}$  der Impuls des auslaufenden Baryons im Schwerpunktsystem bezeichnet wird [CGLN57]. Die vier komplexen Amplituden  $F_i$  enthalten die Energie- und Winkelabhängigkeiten des Prozesses. Experimentell lassen sich die Beträge und die drei relativen Phasen der Amplituden bestimmen. Die globale Phasenlage ist zwar theoretisch messbar, jedoch sind hierfür Messungen notwendig, die sich mit vertretbarem Aufwand nicht umsetzen lassen [WBT14]. Experimente, die eine eindeutige Bestimmung der Beträge und Relativphasen erlauben, werden als „vollständige Experimente“ bezeichnet.

### 2.1.1. Multipolzerlegung

Neben der Energie und dem Impuls des Gesamtsystems ist bei einem Streuprozess auch der Drehimpuls der beteiligten Stoßpartner eine Erhaltungsgröße. Wird im Endzustand ein bestimmter Gesamtdrehimpuls  $J$  gemessen, so müssen sowohl der Ausgangszustand als auch der angeregte Resonanzzustand denselben Drehimpuls besessen haben. Um dies auszunutzen, können die vier komplexen Streuamplituden  $F_i$  aus Gleichung 2.3 mit

$$\begin{aligned}
F_1(W, \theta) = & \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ [lM_{l+}(W) + E_{l+}(W)] P'_{l+1}(x) \right. \\
& \left. + [(l+1)M_{l-}(W) + E_{l-}(W)] P'_{l-1}(x) \right\},
\end{aligned} \tag{2.4}$$

$$F_2(W, \theta) = \sum_{l=1}^{\infty} [(l+1)M_{l+}(W) + lM_{l-}(W)] P'_l(x), \tag{2.5}$$

$$\begin{aligned}
F_3(W, \theta) = & \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ [E_{l+}(W) - M_{l+}(W)] P''_{l+1}(x) \right. \\
& \left. + [E_{l-}(W) + M_{l-}(W)] P''_{l-1}(x) \right\},
\end{aligned} \tag{2.6}$$

$$F_4(W, \theta) = \sum_{l=2}^{\infty} [M_{l+}(W) - E_{l+}(W) - M_{l-}(W) - E_{l-}(W)] P''_l(x), \tag{2.7}$$



in Legendre-Polynome  $P_l(\cos(\theta))$  und deren Ableitungen entwickelt werden [FTS92]. Die komplexen Entwicklungskoeffizienten  $E_{l\pm}$  und  $M_{l\pm}$  hingegen hängen nur von der Schwerpunktenenergie  $W$  ab und werden als Multipole zu einem bestimmten Drehimpuls bezeichnet. Auf ähnliche Weise lassen sich die sogenannten elektromagnetischen Multipole zu bestimmten Drehimpulsen im Ausgangszustand  $EL$  und  $ML$  definieren.

Abbildung 2.3 zeigt eine schematische Darstellung des Beitrages einer Resonanz im

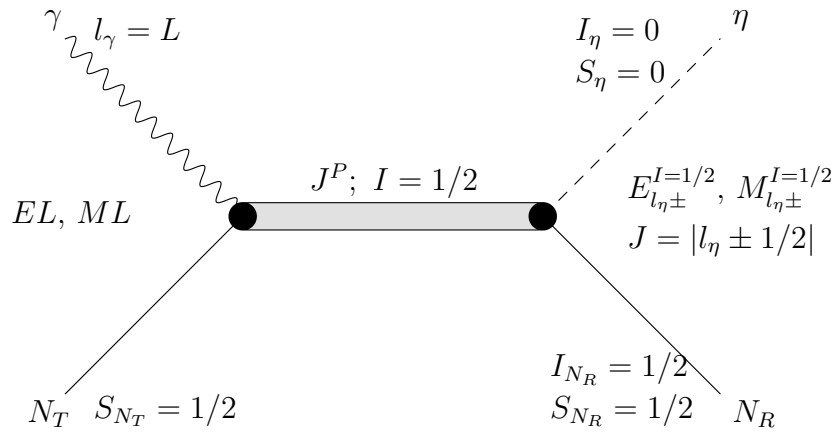


Abbildung 2.3.: Schematische Darstellung der Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$ , mit den elektromagnetischen Multipolen  $EL$ ,  $ML$  im Ausgangs- und den  $\eta$ -Proton-Multipolen  $E_{l_\eta \pm}$  und  $M_{l_\eta \pm}$  im Endzustand.

s-Kanal zur  $\eta$ -Photoproduktion und die beteiligten Quantenzahlen. Ein Resonanzzustand kann aufgrund seiner Quantenzahlen nur durch bestimmte elektromagnetische Multipole  $EL$  und  $ML$  im Ausgangszustand angeregt werden. Beim Zerfall der Resonanz werden das  $\eta$  und das Nukleon dementsprechend mit einem definierten Drehimpuls  $l_\eta$  emittiert, sodass ein Resonanzzustand mit Parität  $P$  und Gesamtdrehimpuls  $J$  nur zu bestimmten Multipolen des Endzustands beitragen kann.

Eine Besonderheit des  $\eta$ -Kanals wird in Abbildung 2.3 ebenfalls deutlich. Aufgrund des verschwindenden Isospins des  $\eta$ -Mesons, können hier lediglich Nukleonresonanzen, also Resonanzen mit Isospin  $I = 1/2$ , beobachtet werden.  $\Delta$ -Resonanzen mit  $I = 3/2$  können in diesem Kanal nicht beitragen. Dies steht im Gegensatz beispielsweise zur Photoproduktion von  $\pi$ -Mesonen, die als Tripletzustand einen Isospin  $I_\pi = 1$  besitzen. Das führt dazu, dass zur vollständigen Beschreibung des Prozesses beim Pion zusätzlich zu den Nukleon-Multipolen diejenigen mit  $I = 3/2$  betrachtet werden müssen, um  $\Delta$ -Anregungszustände zu berücksichtigen. Aus diesem Grund wird die  $\eta$ -Photoproduktion auch als Isospinfilter bezeichnet.

$\gamma N$ -System		$MB$ -System				$\gamma N$ -System		$MB$ -System			
$L$	$\mathcal{M}L$	$J$	$l$	$\mathcal{M}_{l\pm}$	$P$	$L$	$\mathcal{M}L$	$J$	$l$	$\mathcal{M}_{l\pm}$	$P$
1	$E1$	1/2	0	$E_{0+}$	-	2	$E2$	3/2	1	$E_{1+}$	+
			<del>1</del>						<del>2</del>		
		3/2	<del>1</del>					5/2	<del>2</del>		
			2	$E_{2-}$	-			3	$E_{3-}$	+	
	$M1$	1/2	<del>0</del>				$M2$	3/2	<del>1</del>		
			1	$M_{1-}$	+				2	$M_{2-}$	-
		3/2	1	$M_{1+}$	+			5/2	2	$M_{2+}$	-
			<del>2</del>					<del>3</del>			

Tabelle 2.1.: Die Auswahlregeln für die Multipole  $\mathcal{M}_{l\pm}$  des Meson-Baryon-Endzustands für elektromagnetische Dipol- ( $L = 1$ ) und Quadrupolanregungen ( $L = 2$ ). Die durchgestrichenen Kombinationen sind aufgrund der Paritätserhaltung verboten [Wun12].

In Tabelle 2.1 sind die Quantenzahlen der durch elektromagnetische Dipol ( $L = 1$ ) und Quadrupolanregungen ( $L = 2$ ) zugänglichen Multipole aufgelistet. Der Gesamtdrehimpuls  $J$  ist über

$$\left|L \pm \frac{1}{2}\right| = J = \left|l \pm \frac{1}{2}\right| \quad (2.8)$$

mit den Drehimpulsen des Ausgangszustands ( $L$ ) und Endzustands ( $l$ ) verbunden. Aufgrund der Paritätserhaltung gelten dabei die Auswahlregeln

$$EL : (-1)^L = P = (-1)^{l+1} \Rightarrow |L - 1| = 1 \quad (2.9)$$

$$ML : (-1)^{L+1} = P = (-1)^{l+1} \Rightarrow L = 1. \quad (2.10)$$

Dies führt dazu, dass bestimmte Kombinationen verboten sind, was in der Tabelle durch die durchgestrichenen Einträge angedeutet ist.

Soll eine bestimmte Resonanz untersucht werden, müssen Observablen gemessen werden, die eine hohe Sensitivität auf die entsprechenden Multipole besitzen. Die in einem Streuexperiment der Photoproduktion zugänglichen Observablen sollen im folgenden Abschnitt vorgestellt werden.

## 2.2. Polarisationsobservablen

In einem Streuexperiment wird mit Hilfe der Detektorkomponenten der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ , beziehungsweise die Rate der in ein bestimmtes Raumwinkel-

element gestreuten Reaktionsprodukte ermittelt. Wenn die Polarisationszustände der beteiligten Teilchen experimentell festgelegt oder gemessen werden können, ist der differentielle Wirkungsquerschnitt von diesen Spineinstellungen abhängig und ist durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} \left| \langle P^R | F_{CGLN}(\epsilon) | P^T \rangle \right|^2 \quad (2.11)$$

mit den Amplituden  $F_i$  verknüpft. Dabei sind  $P^T$  und  $P^R$  die Polarisationsvektoren des Target- und des Rückstreunukleons und  $\epsilon$  der Polarisationsvektor des Photons.

Eine Polarisationsobservable  $\Omega$  ist über

$$\Omega = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}^{B_1, T_1, R_1} - \frac{d\sigma}{d\Omega}^{B_2, T_2, R_2}}{\frac{d\sigma}{d\Omega}^{B_1, T_1, R_1} + \frac{d\sigma}{d\Omega}^{B_2, T_2, R_2}} \quad (2.12)$$

als eine Asymmetrie bezüglich zweier Messungen mit unterschiedlichen Polarisations-einstellungen  $(B_1, T_1, R_1)$  und  $(B_2, T_2, R_2)$  definiert.

Das Strahlphoton lässt sich sowohl linear als auch zirkular polarisieren und die Pro-

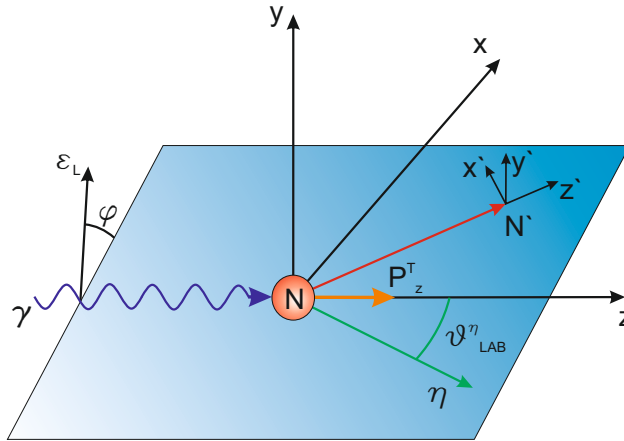


Abbildung 2.4.: Koordinatensysteme zur Beschreibung der  $\eta$ -Photoproduktion mit linear polarisiertem Photonenstrahl ( $\epsilon_L, \phi$ ) und longitudinal polarisiertem Target ( $P_z^T$ ). Im Koordinatensystem  $(x', y', z')$  des gestreuten Nukleons lässt sich die Rückstoßpolarisation betrachten.

tonen können in einem entsprechenden Targetsystem longitudinal oder transversal zum Photonenstrahl polarisiert werden. In Abbildung 2.4 ist die Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$  für die Messung mit linear polarisiertem Photonenstrahl und longitudinal polarisiertem Target schematisch dargestellt. Zusätzlich ist es möglich, die Polarisation des rückgestreuten Nukleons in dessen Koordinatensystem  $(x', y', z')$  zu betrachten. Durch die Kombination dieser verschiedenen Einstellungen lassen sich prinzipiell 22 Observablen definieren.

Diese sind jedoch nicht alle unabhängig. Es ist beispielsweise leicht ersichtlich, dass bei der Verwendung von zirkular polarisierten Photonen, Messungen mit unterschiedlichen Richtungen transversaler Targetpolarisation dieselbe Observable ergeben. Auf diese Weise reduziert sich die Zahl der real zugänglichen Observablen auf die 16 in Tabelle 2.2 aufgelisteten [SHKL11]. Diese werden in vier Gruppen eingeteilt:

Die erste Gruppe S enthält drei Einzelpolarisationsobservablen: Die Strahlasymmetrie  $\Sigma$ , welche gemessen werden kann, wenn ein unpolarisiertes Target mit linear polarisierten Photonen beschossen wird. Wird stattdessen ein unpolarisierter Photonenstrahl verwendet, so kann entweder durch Polarisation des Targetmaterials die Targetasymmetrie  $T$ , oder über die Bestimmung des Polarisationszustands des gestreuten Protons die Rückstoßpolarisationsobservable  $P$  gemessen werden. Des Weiteren wird der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt im Allgemeinen zu dieser Gruppe hinzu gezählt, obwohl er keine Polarisationsobservable im Sinne der Definition 2.12 darstellt.

Die erste Gruppe der Doppelpolarisationsobservablen stellt die der Strahl- und Targetpolarisation (BT) dar. Wird ein zirkular polarisierter Photonenstrahl mit einem Target kombiniert, welches sich entweder longitudinal oder transversal polarisieren lässt, können die Observablen  $E$  oder  $F$  gemessen werden. Wird hingegen ein linear polarisierter Photonenstrahl erzeugt, so können an einem transversal polarisierten Target die Observablen  $H$  und  $P$  bestimmt werden. Hierbei fällt auf, dass bestimmte Observablen, wie die Rückstoßpolarisationsobservable  $P$  in zwei Gruppen auftauchen, d.h. sie lassen sich in verschiedenen Experimenten ermitteln.

Weitere Doppelpolarisationsobservablen werden zugänglich, wenn die Rückstoßpolarisation gemessen und entweder mit den verschiedenen Targetpolarisationen zur Gruppe Target-Rückstoß (TR), oder mit den verschiedenen Strahleinstellungen zur Gruppe Strahl-Rückstoß (BR) kombiniert wird.

Eine wesentliche Frage ist, welche Observablen gemessen werden müssen, um ein vollständiges Experiment zu erhalten, d.h. welcher Satz an Observablen vermessen werden muss, um eine eindeutige Bestimmung der vier komplexen Streuamplituden zu ermöglichen. Mit den vier Observablen der Gruppe S lassen sich die Beträge der Amplituden ermitteln, sodass es rein numerisch ausreicht, zusätzlich weitere 4 Observablen aus der übrigen Gruppen auszuwählen. Hierbei treten jedoch Mehrdeutigkeiten auf, die dazu führen, dass nur die sorgfältige Auswahl bestimmter Kombinationen aus allen drei Gruppen zum Erfolg führt [CT97]. Aktuell wird untersucht ob es möglich ist, die Zahl der benötigten Observablen zu verkleinern, wenn ein eingeschränkter Energiebereich betrachtet wird [Wun15].

Tabelle 2.2.: Die sechzehn Polarisationsobservablen der Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen [SHKL11]. Der Polarisationsvektor des Targets  $P^T$  ist durch das Koordinatensystem  $(x, y, z)$  und der des gestreuten Nukleons  $P^R$  durch das Koordinatensystem  $(x', y', z')$  definiert (siehe Abbildung 2.4).

$\gamma (\epsilon)$		Target ( $P^T$ )			Rückstoß ( $P^R$ )			Target ( $P^T$ ) + Rückstoß ( $P^R$ )								
		$x$	$y$	$z$	$x'$	$y'$	$z'$	$x'$	$x'$	$x'$	$y'$	$y'$	$y'$	$z'$	$z'$	$z'$
Strahlpolarisation	- -	- $x$	- $y$	- $z$	$x'$ -	$y'$ -	$z'$ -	$x'$ $x$	$x'$ $y$	$x'$ $z$	$y'$ $x$	$y'$ $y$	$y'$ $z$	$z'$ $x$	$z'$ $y$	$z'$ $z$
unpolarisiert	$\sigma$	T			P			$T_{x'}$	$L_{x'}$		$\Sigma$	$T_{z'}$		$L_{z'}$		
linear: $\epsilon_L \sin(2\phi_\gamma)$		H	G		$O_{x'}$	$O_{z'}$		$C_{z'}$		-E		F	- $C_{x'}$			
linear: $\epsilon_L \cos(2\phi_\gamma)$	$-\Sigma$	-P			-T			$-L_{z'}$	$T_{z'}$		- $\sigma$		$L_{x'}$	- $T_{x'}$		
zirkular: $\epsilon_c$		F	E		$C_{x'}$	$C_{z'}$		- $O_{z'}$		G		-H		$O_{x'}$		

### 2.2.1. Polarisierungsexperimente mit dem Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA

Beim Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an der Beschleunigeranlage ELSA können Experimente mit linear und zirkular polarisierten Photonen an transversal und longitudinal polarisierten Protonen durchgeführt werden. Mit dem Aufbau sind somit die Gruppe S sowie die Doppelpolarisationsobservablen der Gruppe BT zugänglich.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für diese Experimente ist durch

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{(B,T)} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left\{ 1 - \epsilon_L \Sigma \cos(2\phi_\gamma) \right. \\ &\quad + P_x^T [\epsilon_C F + \epsilon_L H \sin(2\phi_\gamma)] \\ &\quad + P_y^T [T - \epsilon_L P \cos(2\phi_\gamma)] \\ &\quad \left. + P_z^T [\epsilon_C E + \epsilon_L G \sin(2\phi_\gamma)] \right\} \end{aligned} \quad (2.13)$$

gegeben. Dabei bezeichnen  $\epsilon_C$  und  $\epsilon_L$  die Zustände der Zirkular- oder Linearpolarisation des Photonenstrahls, und  $P_{x,y,z}^T$  die möglichen Polarisationsrichtungen des Targetsystems. Ziel dieser Arbeit ist die Untersuchung der Doppelpolarisationsobservablen G. Diese Asymmetrie ergibt sich, wenn ein longitudinal polarisiertes Target, wie in Abbildung 2.4 dargestellt, mit linear polarisierten Photonen bestrahlt wird. Bei dieser Konstellation vereinfacht sich der differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{(B,T)} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 \left\{ 1 - \epsilon_L \Sigma \cos(2\phi_\gamma) + P_z^T \epsilon_L G \sin(2\phi_\gamma) \right\}. \quad (2.14)$$

### 2.2.2. Bestimmung kleiner Resonanzbeiträge durch Messung von Polarisationsobservablen

Durch die Betrachtung der Abhängigkeit der verschiedenen Observablen von den Streuamplituden  $F_i$  wird deutlich, welche Vorteile die Messung von Polarisationsobservablen bei der Identifikation von Resonanzzuständen erbringt. Dazu werden sie mit Hilfe von 2.12 und 2.11 explizit ausgeschrieben. Für den unpolarisierten differentielle Wirkungsquerschnitt ergibt sich beispielsweise

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0 &= \frac{q}{k} \text{Re} \left[ |F_1|^2 + |F_2|^2 - 2 \cos(\theta) F_1^* F_2 + \frac{1}{2} \sin^2(\theta) \left\{ |F_3|^2 + |F_4|^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2F_1^* F_4 + 2F_2^* F_3 + 2 \cos(\theta) F_3^* F_4 \right\} \right]. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Darin sind neben Interferenztermen auch die Betragsquadrate der Amplituden und damit über die Entwicklungsgleichungen 2.4 bis 2.7 die Quadrate der zu einer Resonanz gehörenden Multipole enthalten. Das bedeutet, dass große Resonanzbeiträge quadriert werden und der Einfluss kleiner Beiträge gering ist. Eine präzise Messung schwach ausgeprägter Resonanzbeiträge und die Bestimmung der zugehörigen Resonanzparameter ist somit allein anhand der Untersuchung unpolarisierter Wirkungsquerschnitte nicht möglich.

Schreibt man mit

$$\check{E} = -\frac{q}{k} \operatorname{Re} \left[ |F_1|^2 + |F_2|^2 - 2 \cos(\theta) F_1^* F_2 + \sin^2(\theta) \{F_4^* F_1 + F_3^* F_2\} \right] \quad (2.16)$$

$$\check{G} = -\frac{q}{k} \sin^2(\theta) \operatorname{Im} \left[ F_4^* F_1 + F_3^* F_2 \right] \quad (2.17)$$

$$\check{H} = \frac{q}{k} \sin(\theta) \operatorname{Im} \left[ \{F_2 + F_3 + \cos(\theta) F_4\}^* F_1 - \{F_1 + F_4 + \cos(\theta) F_3\}^* F_2 \right] \quad (2.18)$$

$$\check{F} = \frac{q}{k} \sin(\theta) \operatorname{Re} \left[ \{F_2 + F_3 + \cos(\theta) F_4\}^* F_1 - \{F_1 + F_4 + \cos(\theta) F_3\}^* F_2 \right] \quad (2.19)$$

die entsprechenden Ausdrücke für die Observablen<sup>2</sup> der Gruppe BT aus, zeigt sich, dass diese sich zum Teil aus dem Imaginärteil von Interferenzen verschiedener Amplituden ergeben. Hierdurch tragen, wie beispielsweise im Fall der G-Asymmetrie, auch lediglich Interferenzterme der zu den Resonanzen korrespondierenden Multipole bei. Das bedeutet, dass damit kleine Beiträge, wie beispielsweise die Multipole  $E_{2-}$  und  $M_{2-}$  der Resonanz  $D_{13}(1520)$ , durch die Interferenz  $E_{2-}^* E_{0+}$  mit dem  $E_{0+}$ -Multipol der dominanten  $S_{11}(1535)$ -Resonanz, ebenfalls eine große Auswirkung auf die Observable haben. Stehen somit neben präzisen Messungen von Wirkungsquerschnitten Polarisationsobservablen aus den verschiedenen Gruppen zur Verfügung, liefern diese zusätzliche Randbedingungen für die Identifikation schwach ausgeprägter Resonanzen.

## 2.3. Partialwellenanalyse

Die Interpretation der gemessenen Observablen erfolgt durch Partialwellenanalysen. Dabei werden zunächst die in den untersuchten Streukanälen auftretenden Untergrundbeiträge abgeschätzt. Zur Beschreibung der Resonanzen werden diese in den entsprechenden Multipolen, beispielsweise in Form von Breit-Wigner-Verteilungen, parametrisiert und zum Untergrund addiert. In der Anpassung dieser Multipole an die verfügbaren Observablen, lassen sich die Massen und Breiten der Resonanzen als freie Parameter behandeln. Auf diese Weise ist man zum Einen in der Lage die Strukturen in den ein-

<sup>2</sup>Zur besseren Übersicht sind mit  $\check{\Omega}$  die sog. Profildfunktionen aufgelistet. Sie sind über  $\Omega = \frac{\check{\Omega}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0}$  mit den Observablen  $\Omega$  verknüpft.

zelen Partialwellen Resonanzen mit den entsprechenden Quantenzahlen zuzuordnen. Zum Anderen erlaubt die Kenntnis der Partialwellen eine Vorhersage der noch nicht gemessenen Observablen.

Die in dieser Arbeit extrahierten Observablen  $\Sigma_\eta$  und  $G_\eta$  werden mit den Vorhersagen von drei verschiedenen Analysen verglichen, die auf den jeweiligen Internetseiten abrufbar sind: Der Partialwellenanalyse der George-Washington-University<sup>3</sup>, den Vorhersagen des Mainzer  $\eta$ -MAID-Modells<sup>4</sup>, sowie mit den Ergebnissen der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse<sup>5</sup>. Zusätzlich wurden Vorhersagen des Jülich-Bonn-Modells<sup>6</sup> zum Vergleich herangezogen. Diese sollen im Folgenden kurz erläutert werden.

### 2.3.1. Die Partialwellenanalyse der George-Washington-University

Über ein Datenbanksystem der George-Washington-University ist eine große Zahl an Messdaten aus der Elektro- und Photoproduktion sowie der  $\pi N$ -Streuung zugänglich. Diese Datenbasis stellt die Grundlage für viele Partialwellenanalyse-Gruppen dar, beispielsweise auch für die Mainzer und die Bonn-Gatchina-Analyse.

Zusätzlich können Vorhersagen des SAID-Programms abgerufen und mit Messdaten verglichen werden. Die jüngste Vorhersage für die  $\eta$ -Photoproduktion SAID-GE09 wurde durch Anpassungen der Datenbasis der  $\eta$ -Photoproduktion erstellt. Die dabei verwendeten  $\pi N$ -,  $\eta N$ - und  $\pi\Delta$ -Kopplungen wurden durch eine Mehrkanalanpassung an  $\pi N$ - und  $\eta N$ -Daten bestimmt [SAID].

### 2.3.2. Das $\eta$ -MAID-Modell

Das unitäre Isobarenmodell  $\eta$ -MAID aus dem Jahr 2003 nutzt als Datenbasis totale- und differentielle Wirkungsquerschnitte der  $\eta$ -Photoproduktion, die Strahlasymmetrie  $\Sigma_\eta$  und Wirkungsquerschnitte der Elektroproduktion [CYTD02]. Der Untergrund wird anhand von Born-Termen im s- und u-Kanal sowie durch den Austausch von  $\rho$ - und  $\omega$ -Vektormesonen im t-Kanal abgeschätzt. Die Resonanzen werden mithilfe von Breit-Wigner-Verteilungen angepasst.

### 2.3.3. Die Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse

In der Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse (BnGa) wird eine Vielzahl von Reaktionskanälen eines umfangreichen Datensatzes aus Messungen der  $\pi N$ -Streuung sowie der

<sup>3</sup><http://gwdac.phys.gwu.edu/>

<sup>4</sup><http://wwwkph.kph.uni-mainz.de/MAID/>

<sup>5</sup><http://pwa.hiskp.uni-bonn.de/>

<sup>6</sup>[Rön16]



Photoproduktion simultan angepasst [Ani11]. Dabei gehen sowohl Wirkungsquerschnitte als auch, soweit vorhanden, Polarisationsobservablen in die Anpassung mit ein. Die unterschiedliche statistische Genauigkeit der gemessenen Observablen wird mithilfe von Gewichtungsfaktoren kompensiert [Ani12]. Damit wird verhindert, dass Daten geringer Statistik, wie beispielsweise doppel polarisierte Messungen, durch hoch präzise Messungen, z.B. von Wirkungsquerschnitten, dominiert werden.

Diese Anpassungen konvergieren nicht eindeutig, sondern liefern zwei Klassen von Lösungen, die mit dem Kürzel (a) und (b) gekennzeichnet sind. Beide Lösungen liefern im wesentlichen übereinstimmende Resonanzbeiträge. Unterschiede finden sich beispielsweise in den Beiträgen der  $P_{11}(1710)$ - und der  $P_{13}(1720)$ -Nukleonresonanz. Zur Interpretation der analysierten Daten in Kapitel 7 wurden verschiedene Iterationen beider Lösungsklassen der BnGa-Analyse zum Vergleich herangezogen.

#### 2.3.4. Das Jülich-Bonn-Modell

Ein weiterer Zugang zur Beschreibung des Baryonenspektrums stellt das Jülich-Bonn-Modell dar [Rön15]. Es ist streng genommen keine Partialwellenanalyse, sondern ein Modell, welches zusätzlich zur Anpassung vordefinierter Resonanzen in der Lage ist, Anregungszustände dynamisch zu erzeugen. Dabei werden pion- und photoninduzierte Reaktionen in einem Lippmann-Schwinger-Ansatz verwendet und die Anregungszustände als Pole in der komplexen Energieebene extrahiert. Die Besonderheit dieses Verfahrens liegt darin, dass hier, anders als beispielsweise bei den gängigen Breit-Wigner-Parametrisierungen, kein Ansatz über die Linienform der Resonanzen notwendig ist.

Als Datenbasis für die in dieser Arbeit gezeigte Lösung JüBo2016-1 wurden Messungen der  $\pi N$ -Streuung, der  $\pi$ -Photoproduktion und der  $\eta$ -Photoproduktion verwendet. Die Messdaten der  $\eta$ -Photoproduktion umfassen die totalen- und differentiellen Wirkungsquerschnitte sowie die Polarisationsobservablen P,  $\Sigma$ , T und F [AnBe16].

## 2.4. Produktion von $\eta$ -Mesonen mit reellen Photonen am Proton

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten wurden mit dem Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an der Beschleunigeranlage ELSA in Bonn gemessen. Der experimentelle Aufbau wird in Kapitel 3 ausführlich vorgestellt. Experimente zur Photoproduktion von  $\eta$ -Mesonen sind auch an anderen Standorten durchgeführt worden. In erster Linie mit dem Crystal-Ball/TAPS-Experiment am Mainzer Mikrotron (MAMI) [Sta01], mit dem

CLAS<sup>7</sup>-Spektrometer an der Thomas Jefferson National Accelerator Facility (JLab) [Mec03] in Newport News und mit dem GRAAL-Aufbau am ESRF [GRA07] in Grenoble. Bei allen Experimenten der  $\eta$ -Photoproduktion lag der Schwerpunkt zunächst auf der Messung der totalen und differentiellen Wirkungsquerschnitte. Darauf folgten Messungen der Einzelpolarisationsobservable  $\Sigma$  an freien Protonen. Parallel zu den im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Untersuchungen sind Doppelpolarisationsmessungen auch an MAMI und JLab durchgeführt worden.

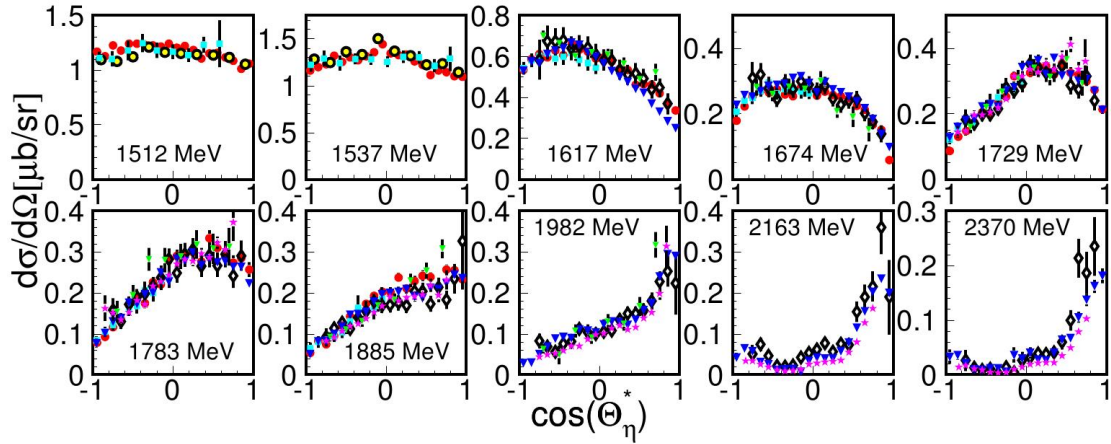


Abbildung 2.5.: Die von verschiedenen Experimenten gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der  $\eta$ -Photoproduktion aus [KW14]. Gelbe Punkte TAPS-95 [Kru95], rote Punkte Crystal-Ball-10 [MPS10], türkisfarbene Quadrate GRAAL-07 [GRA07], schwarze Rauten Crystal-Barrel-05 [Cre05], blaue Dreiecke Crystal-Barrel-09 [Cre09], grüne Dreiecke CLAS-02 [Dug02] und rosafarbene Sterne CLAS-09 [Wil09].

Analog zum Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA kommen beim Crystal-Ball/TAPS Aufbau an MAMI elektromagnetische Kalorimeter zum Einsatz, die auf den Nachweis neutraler Reaktionsprodukte optimiert wurden [Sta01]. An beiden Anlagen werden über Bremsstrahlung sowohl linear als auch zirkular polarisierte energiemarkierte Photonenstrahlen erzeugt und es wurden transversal und longitudinal polarisierte Proton- und Neutronentargets eingesetzt. Die maximale Elektronenstrahlenergie liegt an MAMI bei 1,5 GeV während an ELSA Elektronen mit einer Maximalenergie von 3,5 GeV erzeugt werden können. Auch bei den Messungen der GRAAL-Kollaboration wurde ein elektromagnetisches Kalorimeter als zentraler Detektor verwendet [GRA07]. Die polarisierten Photonen wurden hier mittels Laser-Rückstreuung erzeugt, wobei die maximale Strahlenergie bei 1,5 GeV lag. Polarisierte Targets standen dort nicht zur Verfügung. Ein

<sup>7</sup>CLAS: CEBAF Large Acceptance Spectrometer

anderer Zugang zur  $\eta$ -Produktion wird von der CLAS-Kollaboration verfolgt. Der Aufbau ist als magnetisches Spektrometer auf die Messung geladener Endzustände ausgelegt [Mec03]. Der Nachweis neutraler Ejektile erfolgt hier über „fehlende-Masse“-Methoden, sodass diese Messdaten als komplementär zu den bisher genannten betrachtet werden können. Mit dem CLAS-Experiment wurden Messungen an einem energiemarkierten reellen Photonenstrahl bis zu einer Energie von 6 GeV durchgeführt. Es konnten sowohl linear als auch zirkular polarisierte Photonen erzeugt und longitudinal sowie transversal polarisierte Targets eingesetzt werden.

In Abbildung 2.5 sind die differentiellen Wirkungsquerschnitte der  $\eta$ -Photoproduktion dargestellt, die von den verschiedenen Experimenten an freien Protonen gemessen wurden. Der Bereich nah an der  $\eta$ -Produktionsschwelle ist mit hoher Präzision vermessen worden und die Übereinstimmung der gezeigten Messdaten ist gut. Wie in Abbildung 2.2 zu erkennen, wird dieser Energiebereich durch die  $S_{11}$ -Resonanz im  $E_{0+}$ -Multipol mit einer Masse von 1535 MeV dominiert. Bei genauerer Betrachtung der differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigen sich jedoch Abweichungen vom isotropen Zerfall einer S-Resonanz. Dies lässt sich durch die nah liegende  $D_{13}$ -Anregung bei 1520 MeV in den Multipolen  $E_{2-}$  und  $M_{2-}$  erklären, die durch Interferenz mit dem  $E_{0+}$ -Multipol in den differentiellen Wirkungsquerschnitt eingeht. Genauer ließ sich die Interferenz dieser Partialwellen mit den Messungen [GRA98], [GRA07] und [Els07] der Strahlasymmetrie  $\Sigma$  untersuchen, da diese eine höhere Sensitivität zu den zugehörigen Multipolen besitzt.

Ende der neunziger Jahre wurden in [Boc98] erste Messdaten der Targetasymmetrie veröffentlicht, die nicht zu den bisherigen Erkenntnissen passten. Wie in Abbildung 2.6 dargestellt, zeigte sich ein an dieser Stelle unerwarteter Nulldurchgang der Observable bei Streuwinkeln um  $\Theta_\eta = 90^\circ$ . Ein Versuch diesen Nulldurchgang zu erklären, wurde in [TDKB99] unternommen. Mit einer stark veränderlichen Phase zwischen dem  $E_{0+}$ -Multipol in der S-Welle und den  $E_{2-}$  und  $M_{2-}$ -Multipolen in der D-Welle ließ sich der unerwartete Verlauf erklären. Diese sogenannte Phasenrotation würde sich, wie in Abbildung 2.7 dargestellt, auch auf bestimmte andere Observablen auswirken. Neben der Targetasymmetrie sind auch die Strahl-Rückstoß-Observable  $O_{x'}$  und die G-Asymmetrie sensitiv auf eine solche Phasendrehung. Die in dieser Arbeit extrahierten Messdaten können somit eine Antwort auf die Frage geben, ob eine Phasendrehung vorliegt.

Oberhalb der dominanten  $S_{11}$ -Resonanz bis hin zu einer Schwerpunktennergie von 2 GeV ist das Anregungsspektrum noch wenig verstanden. Wesentliche Beiträge werden von den Anregungszuständen  $S_{11}(1650)$ ,  $D_{15}(1675)$ ,  $D_{13}(1700)$ ,  $P_{11}(1710)$  und  $P_{13}(1720)$  erwartet. Abbildung 2.8 verdeutlicht exemplarisch, dass es mit der bisherigen Datenbasis nicht möglich ist, die Anregungszustände eindeutig zu identifizieren. Die Strahlasymmetrie lässt sich im gezeigten Energiebereich von den vollständigen Lösungen zweier

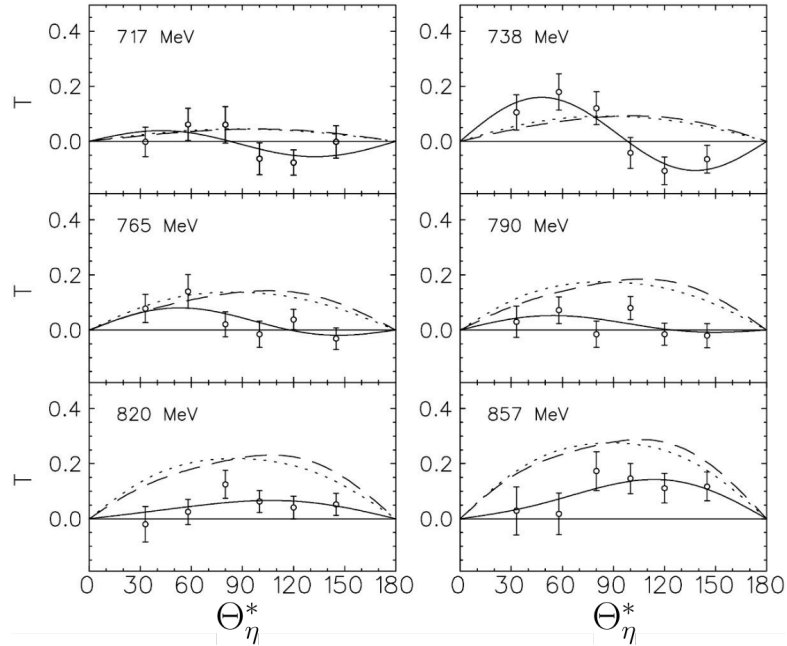


Abbildung 2.6.: Targetasymmetrie  $T$  der Reaktion  $\gamma\vec{p} \rightarrow p\eta$  für verschiedene Strahlenergien [Boc98]. Die gestrichelten und gepunkteten Linien zeigen MAID-Lösungen mit und ohne  $D_{13}(1520)$ -Resonanz und die durchgezogene Linie eine Anpassung der Messdaten [TDKB99].

Partialwellenanalysen ähnlich gut beschreiben. Betrachtet man jedoch den Einfluss einzelner Partialwellen in den verschiedenen Analysen, offenbart sich, dass beide Lösungen sehr unterschiedliche Beiträge von bestimmten Anregungszuständen vorhersagen. So bewirkt ein „Ausschalten“ der  $P_{13}$ -Partialwelle bei der BnGa-Analyse einen großen Effekt, während der gleiche Zustand in der  $\eta$ -MAID-Vorhersage einen nahezu verschwindenden Einfluss hat. Diese Mehrdeutigkeiten können nur über die Messung eines vollständigen Satzes an Polarisationsobservablen aufgelöst werden.

Zum aktuellen Zeitpunkt liegen keine veröffentlichten Messdaten zur G-Asymmetrie in der  $\eta$ -Photoproduktion vor, sodass die in dieser Arbeit ermittelten Werte neue Randbedingungen für eine neue Partialwellenanalyse liefern werden.

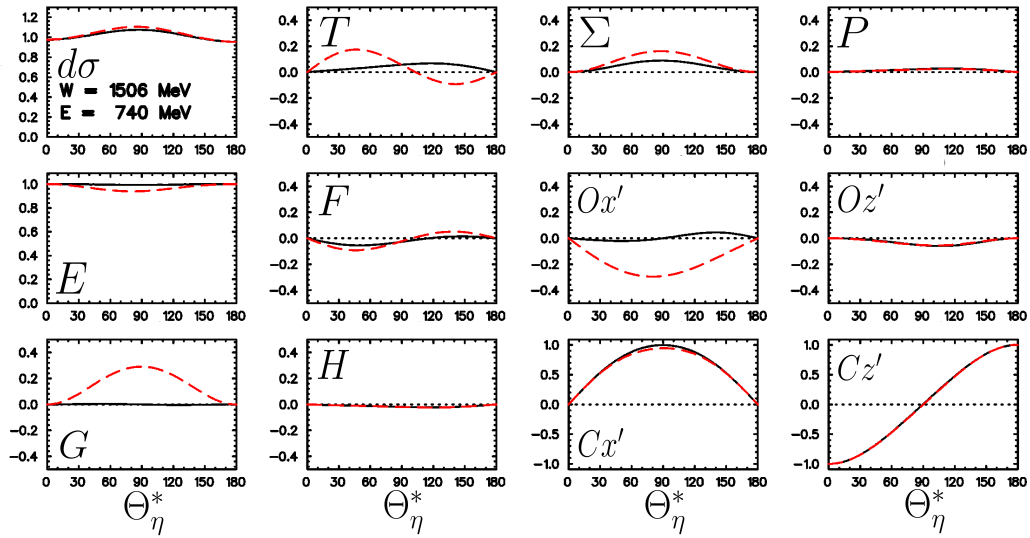


Abbildung 2.7.: Auswirkung einer Phasenrotation (rot) auf verschiedene Polarisationsobservablen im Vergleich zu  $\eta$ -MAID (schwarz) [TDKB99][Tia15]. Einzelheiten im Text.

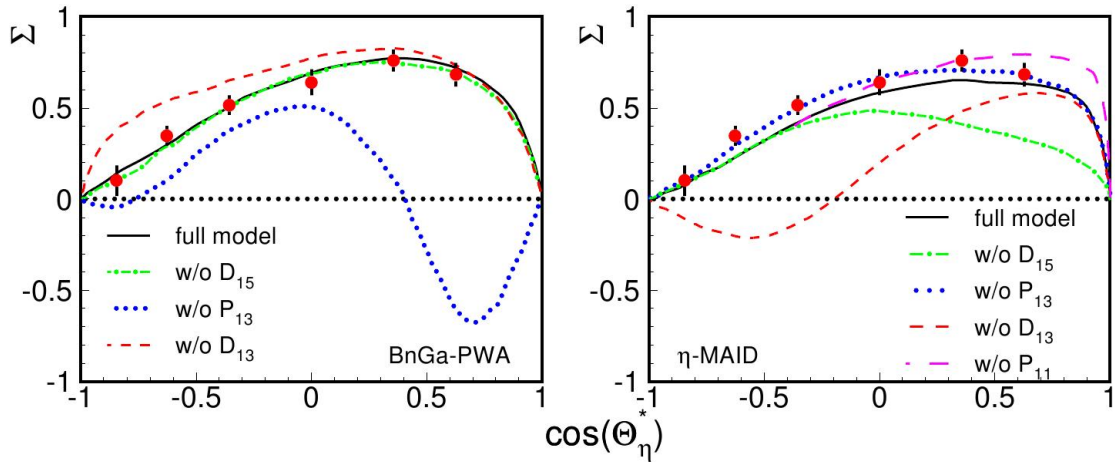


Abbildung 2.8.: Die Strahlasymmetrie  $\Sigma$  bei einer Strahlenergie von ca. 1250 MeV [Els07] im Vergleich zu den Partialwellenanalysen BnGa und  $\eta$ -MAID. Die vollständigen Lösungen beider Analysen beschreiben die Messdaten ähnlich gut. Durch entfernen einzelner Resonanzen (farblich hervorgehoben) wird jedoch deutlich, dass den Lösungen sehr unterschiedliche Resonanzbeiträge zugrunde liegen. Abbildung entnommen aus [KW14].



### 3. Das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA

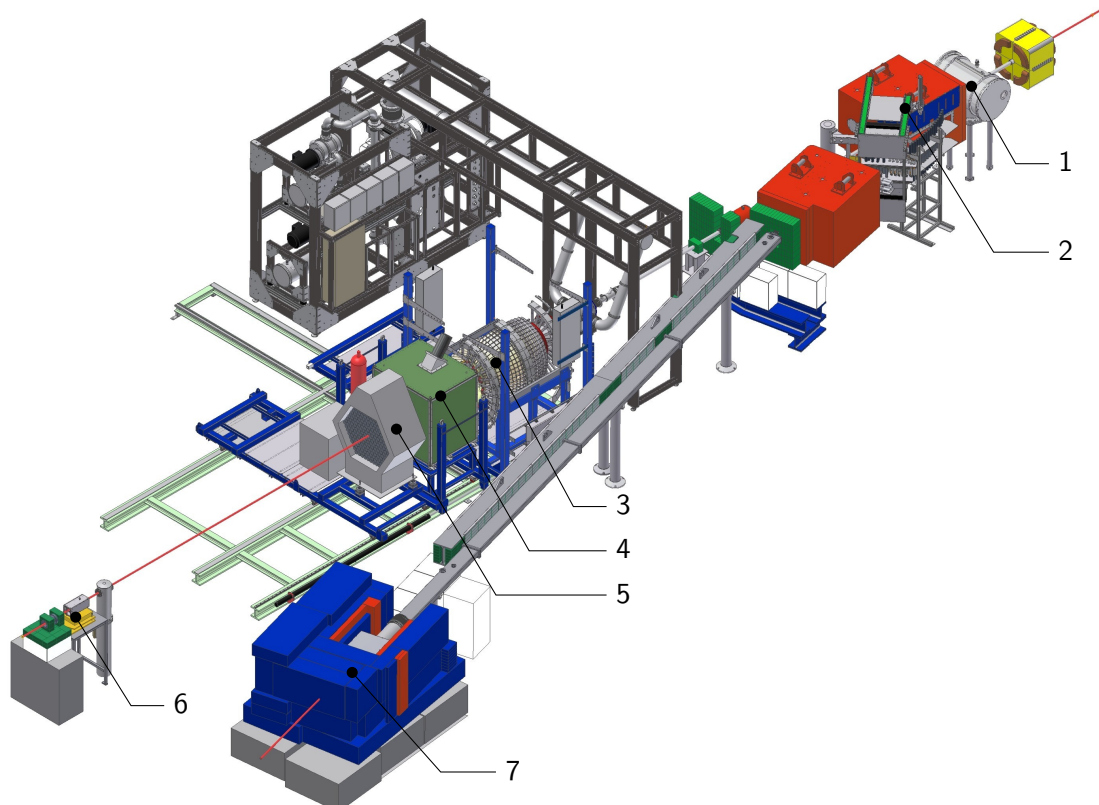


Abbildung 3.1.: Der Aufbau des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments [Wal12]: 1) Goniometertank, 2) Photonenmarkierungsanlage, 3) Crystal-Barrel-Kalorimeter mit Innendetektor, Vorwärtsdetektor und Target, 4) Gas-Čerenkov-Detektor, 5) Mini-TAPS-Detektor, 6) Flussmonitore, 7) Elektronenstrahlvernichter.

In der obigen Übersichtsgrafik ist der Gesamtaufbau des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments dargestellt. Es wird als Experiment mit feststehendem Target an der Beschleunigeranlage ELSA in Bonn betrieben und es bietet die Möglichkeit, Messungen mit linear und zirkular polarisierten Photonen an longitudinal sowie transversal polarisierten Nucleonen durchzuführen. In den folgenden Abschnitten soll zunächst eine kurze Beschreibung der Beschleunigeranlage erfolgen. Darauf folgen Erläuterungen zur

Erzeugung polarisierter Photonenstrahlen sowie zu den verschiedenen Targetsystemen. Im Anschluss daran erfolgt eine detaillierte Beschreibung der einzelnen Komponenten des Detektoraufbaus. Im letzten Teil dieses Kapitels werden die verschiedenen Messperioden und die Monte-Carlo-Simulationen vorgestellt, die in dieser Arbeit ausgewertet wurden.

### 3.1. Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA

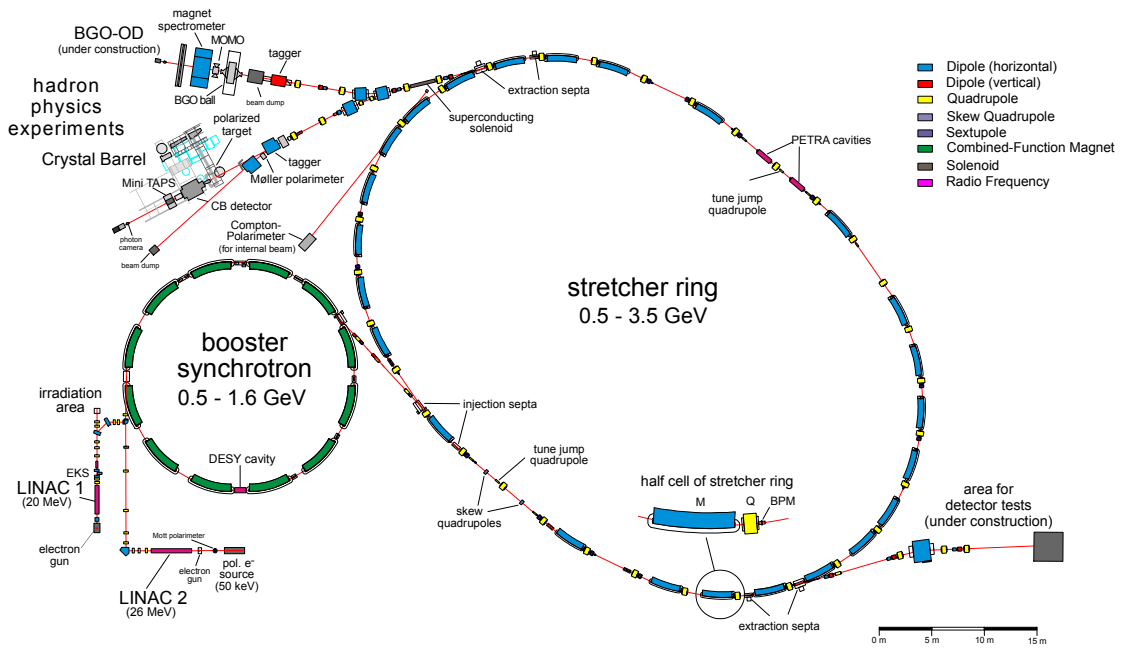


Abbildung 3.2.: Die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA [Fro12]

Die für die Photoproduktion benötigten reellen Photonen werden durch Streuung von hochenergetischen Elektronen an einem Bremsstrahlungstarget erzeugt. Als Elektronenquelle dient hierzu die Beschleunigeranlage ELSA in Bonn, deren Aufbau in Abbildung 3.2 dargestellt ist. Mit zwei verschiedenen Linearbeschleunigern (LINAC 1/2) können entweder unpolarisierte Elektronen mit einer Energie von 20 MeV oder longitudinal polarisierte Elektronen mit einer Energie von 26 MeV erzeugt werden [Hil06]. In einem Booster-Synchrotron erfolgt die Vorbeschleunigung auf Energien von 500 MeV bis 1,5 GeV, mit welcher die Elektronen schließlich in den Stretcherring ausgekoppelt werden. Die Anlage kann in drei verschiedenen Modi betrieben werden.



**Speichermodus** In diesem Modus kann ELSA unter Anderem als Quelle für Experimente mit Synchrotronstrahlung dienen. Dazu wird eine große Zahl an Elektronenpaketen vom Booster-Synchrotron in den Stretcherring injiziert und die Strahlenergie daraufhin langsam bis zum gewünschten Wert erhöht. Auf diese Weise lässt sich der Strahl über mehrere Stunden speichern.

**Stretchermodus** Wie der Name andeuten soll, dient der Stretchermodus dazu Pakete, die in kurzen zeitlichen Abständen aus dem Booster-Synchrotron ausgekoppelt werden, zu einem kontinuierlichen Strahl zu dehnen. Die Strahlenergie ist dabei durch den Transfer zwischen Synchrotron und Stretcherring auf 1,6 GeV begrenzt.

**Nachbeschleunigermodus** Hierbei wird nach der Injektion mehrerer Elektronenpakete aus dem Booster-Synchrotron in den Stretcherring die Strahlenergie auf bis zu 3,5 GeV erhöht. Durch eine langsame Extraktion über mehrere Sekunden kann den Experimentierplätzen ein Elektronenstrahl mit ca. 1 nA Strahlstrom zur Verfügung gestellt werden. Das Tastverhältnis liegt dann typischerweise bei 60-70 %.

Für die Untersuchungen, die in dieser Arbeit durchgeführt wurden, ist die Beschleunigeranlage mit unpolarisiertem Elektronenstrahl im Nachbeschleunigermodus mit Endenergien von 2,4 und 3,2 GeV betrieben worden.

## 3.2. Erzeugung reeller Photonen mittels Bremsstrahlung

Um Experimente mit reellen Photonen durchführen zu können, müssen diese zunächst in einem Bremsstrahlungsprozess erzeugt werden. Hierfür wird der aus dem Stretcherring extrahierte Elektronenstrahl auf ein sogenanntes Radiatortarget geführt. In Abbildung 3.3 ist die Vorrichtung dargestellt, mit deren Hilfe sich unterschiedliche Radiatortargets präzise im Elektronenstrahl positionieren lassen. Hierbei kann zwischen dem Möllertargetsystem, zur Erzeugung zirkularpolarisierter Photonen, und einem drehbaren Targethalter gewählt werden. Wie in Abbildung 3.3 rechts dargestellt, befinden sich in diesem Targethalter, neben Drähten und einem Fluoreszenzschirm zur Strahl diagnose, mehrere Kupferfolien verschiedener Stärke sowie ein mittig angebrachter Diamantkristall. Dieser dient, wie in Abschnitt 3.2.2 erläutert wird, zur Erzeugung eines linear polarisierten Photonenstrahls.

Der Bremsstrahlungsprozess lässt sich mit Hilfe des Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitts

$$d\sigma = 4Z^2\alpha\alpha_0^2 \frac{dk}{k} \frac{E}{E_0} \left[ \frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - \frac{2}{3} \right] \left[ \ln \left( \frac{2E_0E}{k} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad (3.1)$$

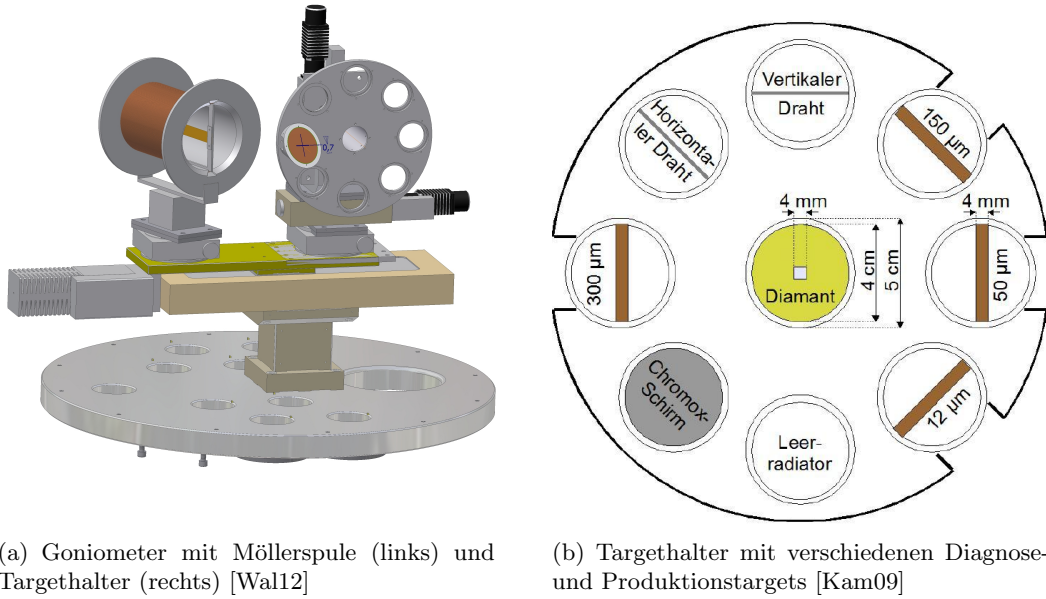


Abbildung 3.3.: Mit Hilfe des Goniometers lässt sich zum Einen die Möllertargetspule in den Strahlengang bringen, um zirkularpolarisierte Photonen zu erzeugen. Mit Hilfe eines drehbaren Targethalters lassen sich zum Anderen weitere unterschiedliche Radiatortargets im Elektronenstrahl positionieren. In der Mitte des Halters ist ein Diamantkristall angebracht, an dem sich linearpolarisierte Photonen erzeugen lassen.

beschreiben [Kam09]. Über die Feinstrukturkonstante  $\alpha$ , den Bohrschen-Atomradius des verwendeten Targetmaterials  $a_0$  und die Energie des primären Elektronenstrahls  $E_0$  lassen sich die Energie- und Winkelverteilungen des gestreuten Elektrons ( $E, \theta_e$ ) sowie des erzeugten Photons ( $k, \theta_k$ ) berechnen. Zusätzlich lässt sich damit die Häufigkeitsverteilung der im Bremsstrahlprozess erzeugten Photonen in Abhängigkeit von der Photonenenergie  $E_\gamma$  bestimmen. Diese sogenannte Intensitätsverteilung ist in Abbildung 3.4 für eine Primärstrahlenergie von 3,2 GeV dargestellt. Sie zeigt in guter Näherung einen  $\frac{1}{E_\gamma}$  Verlauf.

Ziel des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments ist die Bestimmung von Polarisationsobservablen, die, wie in Abschnitt 2.2 erläutert, durch die Bestrahlung eines polarisierten Targets mit polarisierten Photonen zugänglich gemacht werden können. Dabei werden abhängig von der untersuchten Observable zirkularpolarisierte oder linearpolarisierte Photonen benötigt, deren Erzeugung in den folgenden Abschnitten beschrieben wird.

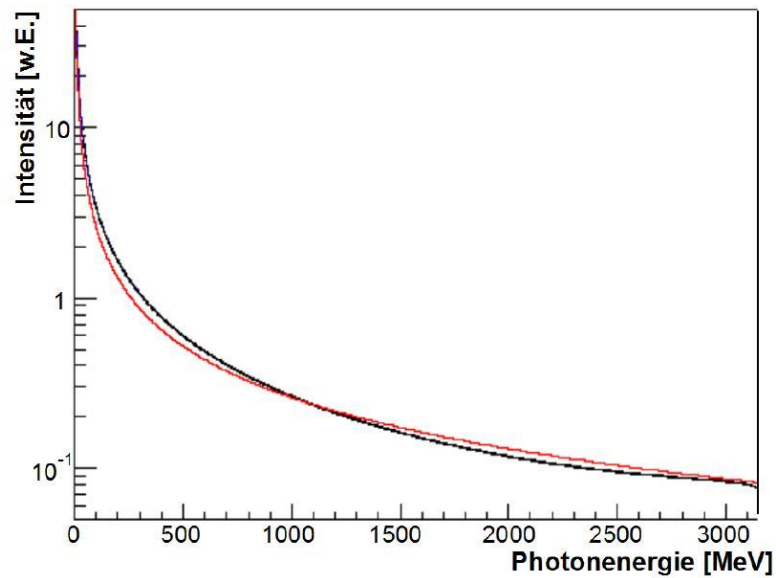


Abbildung 3.4.: Intensitätsverteilung der im Bremsstrahlprozess erzeugten Photonen aufgetragen gegen deren Energie  $E_\gamma$  nach Bethe und Heitler (schwarz) für eine Primärstrahlenergie von 3,2 GeV. Das Spektrum lässt sich durch eine  $\frac{1}{E_\gamma}$ -Verteilung (rot) annähern [Kam09].

### 3.2.1. Zirkular polarisierte Photonen

Photonen mit zirkularer Polarisation lassen sich durch Streuung von longitudinal polarisierten Elektronen an einem amorphen Radiator erzeugen. Bei der Streuung werden, bei wechselnder Polarisationsrichtung der Elektronen in oder entgegen der Strahlrichtung, Photonen mit positiver oder negativer Helizität produziert. Dieser Helizitätstransfer legt den Polarisationsgrad  $P_\gamma$  der emittierten Photonen fest [Ols59] und ist in Abbildung 3.5 gegen den Energieübertrag aufgetragen. Der maximale Polarisationsgrad des Photonenstrahls wird bei höchstem Energieübertrag erreicht und ist durch den Polarisationsgrad  $P_e$  der aus ELSA extrahierten Elektronen limitiert.

Die Beschleunigung von polarisierten Elektronen bringt erhebliche Komplikationen mit sich, da bei bestimmten Strahlenergien depolarisierende Resonanzen im Stretcher-ring auftreten [Kam09]. Die Auswirkungen dieser Resonanzen auf den externen Strahl können durch Korrekturverfahren gemindert, jedoch nicht vermieden werden. Insbesondere oberhalb einer Energie von 2,4 GeV erhöht sich deren Anzahl erheblich, sodass von polarisiertem Strahlbetrieb darüber hinaus Abstand genommen wurde.

Die Messung des Polarisationsgrades des in die Experimentierhalle eingeschossenen Elektronenstrahls erfolgt mittels eines Möller-Polarimeters. Es ist in Abbildung 3.3 links

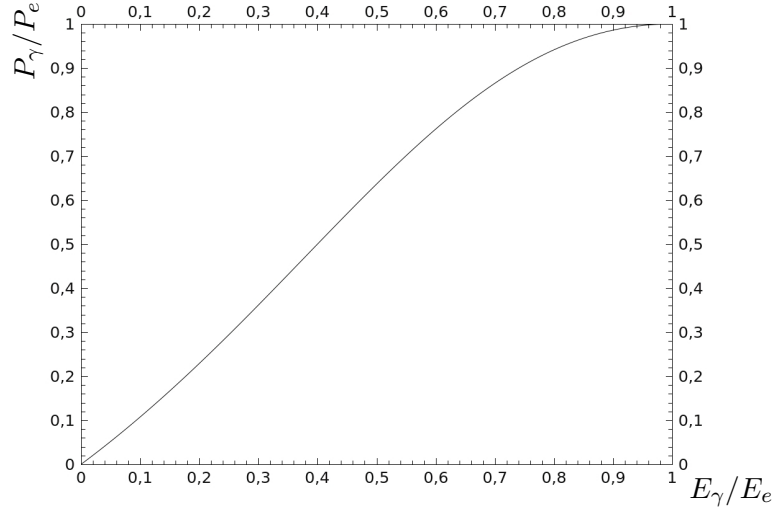


Abbildung 3.5.: Helizitätstransfer des Polarisationsgrades der Strahlelektronen  $P_e$  auf den des Photonenstrahls  $P_\gamma$  in Abhängigkeit von der übertragenen Energie  $E_\gamma/E_e$  [Thi12].

gezeigt und besteht aus einer Spule, in deren Zentrum eine Folie so angeordnet ist, dass sie durch das Magnetfeld der Spule magnetisiert und gleichzeitig vom Elektronenstrahl getroffen wird. Hierbei kommt es zur Möller-Streuung der Strahlelektronen an den polarisierten Elektronen der Streufolie. Dabei tritt eine Zählratenasymmetrie zwischen den beiden Helizitätseinstellungen der Strahlelektronen auf, die von Szintillationsdetektoren gemessen wird. Bei bekannter Polarisation der Streufolie lässt sich hiermit auf den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls zurückschließen.

### 3.2.2. Erzeugung linear polarisierter Photonen

Zur Erzeugung linear polarisierter Photonen wird mit dem in Abbildung 3.3 gezeigten Targethalter ein Diamantkristall in den Elektronenstrahl gebracht und mit unpolarisierten Elektronen beschossen. Dabei gelten die Erhaltungssätze

$$\begin{aligned} E_0 &= T + E + k \\ \vec{p}_0 &= \vec{q} + \vec{p} + \vec{k} \end{aligned} \quad (3.2)$$

für die Energien und Impulse des einlaufenden Elektrons ( $E_0, \vec{p}_0$ ), des gestreuten Elektrons ( $E, \vec{p}$ ) sowie des erzeugten Photons ( $k, \vec{k}$ ). Die Rückstoßenergie  $T$  auf das Radiatoratom kann aufgrund seiner großen Masse im Vergleich zu den übrigen Stoßpartnern vernachlässigt werden. Der auf das Radiatoratom übertragene Impuls  $\vec{q}$  ist hingegen für den Streuprozess maßgeblich. Er lässt sich in eine laterale Komponente  $q_l$  und eine

transversale Komponente  $q_t$  bezüglich der Richtung des einfallenden Elektrons aufteilen, denen über

$$\delta + \frac{(q_t^m a x)^2}{2E_0} \leq q_t \leq \frac{\delta}{x} \quad (3.3)$$

und

$$0 \leq q_t \leq 1$$

kinematische Grenzen gesetzt sind [Tim69], wobei gilt

$$\delta(x) := \frac{1}{2E_0} \frac{x}{1-x} \quad \text{und} \quad x = \frac{k}{E_0}. \quad (3.4)$$

Dieser kinematisch erlaubte Bereich für den Rückstoßimpuls ist in Abbildung 3.6 schraffiert skizziert und wird als „Pancake“<sup>1</sup> bezeichnet. Neben den rein kinematischen Be-

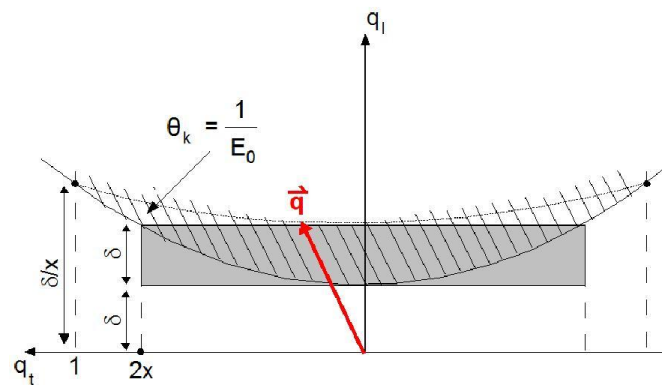


Abbildung 3.6.: Der kinematisch erlaubte Bereich der Komponenten des Rückstoßimpulses [Kam09]. Der Pancake ist schraffiert hervorgehoben und lässt sich durch den grau hinterlegten Bereich annähern.

dingungen treten bei der Streuung an dem periodischen Gitter des Kristalls zusätzliche Einschränkungen ähnlich denen bei der Bragg'schen-Röntgenbeugung auf. Diese besagen, dass Rückstoßimpulse nur dann auf ein Gitter übertragen werden können, wenn sie einem reziproken Gittervektor des Kristalls entsprechen, sodass es zu konstruktiver Interferenz kommt. Durch präzise Ausrichtung des Kristalls im Elektronenstrahl, lassen sich auf diese Weise gezielt bestimmte Gittervektoren in den kinematisch erlaubten Bereich bringen, sodass ausschließlich diese zum Prozess beitragen. Man spricht dann aufgrund der simultanen Rückstoßaufnahme von mehreren Atomen des Kristallgitters von kohärenter Bremsstrahlung. Die Schwingungsebene des elektrischen Feldvektors wird

<sup>1</sup>Pancake: englisch Pfannkuchen

von  $\vec{p}_0$  und dem einjustierten  $\vec{q}$  aufgespannt, sodass die erzeugten Photonen linear polarisiert sind. Dieser Effekt führt zu einer kohärenten Überhöhung im Intensitätsspektrum der Photonen und ist in Abbildung 3.7 im Vergleich zur Streuung an einem amorphen Radiator gezeigt. Teilt man das Diamantspektrum durch ein Referenzspektrum, welches

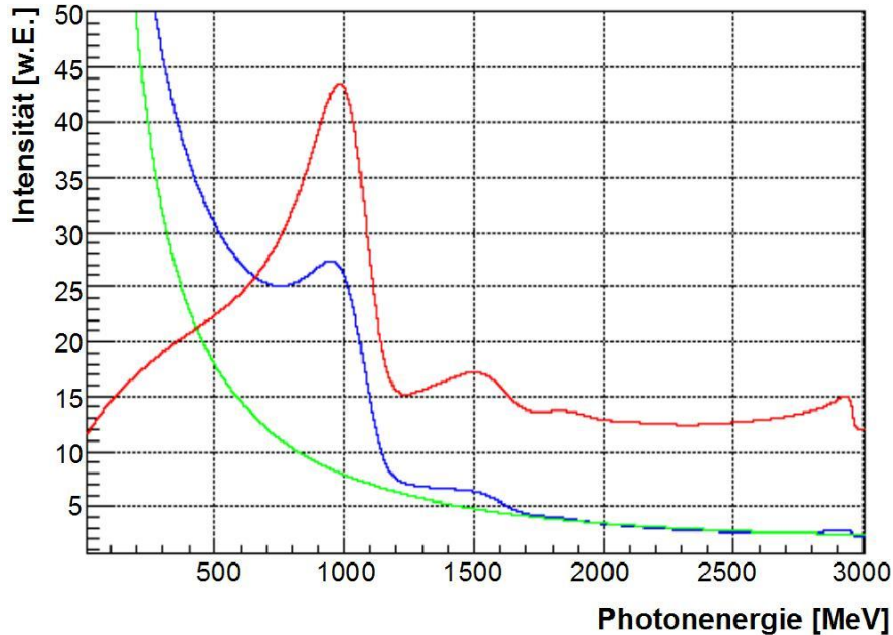


Abbildung 3.7.: Intensitätsspektrum am Diamantkristall (blau) [Kam09]. Im Vergleich zum Spektrum am amorphen Radiator (grün) zeigt sich eine kohärente Überhöhung. Besonders deutlich wird der Unterschied im durch den amorphen Anteil normierten Spektrum der relativen Intensität (rot).

an einem amorphen Radiator aufgenommen wurde, so erhält man das rot eingezeichnete relative Intensitätsspektrum. Die kohärenten Überhöhungen im Spektrum sind einzelnen reziproken Gittervektoren zugeordnet, die im kinematisch erlaubten Bereich liegen. Bei Erhöhung der Photonenergie verschiebt sich die scharfe untere Grenze des Pancakes entsprechend Gleichung 3.3 nach oben, sodass der Gittervektor den erlaubten Bereich abrupt verlässt. Das führt im Intensitätsspektrum zur sogenannten kohärenten Kante auf der hochenergetischen Seite der Überhöhung [EID07].

Anhand der Position der kohärenten Kante und der Form des relativen Spektrums lässt sich mittels der ANB<sup>2</sup>-Software eine Anpassung vornehmen, aus welcher der Grad der Photonenpolarisation in Abhängigkeit von der Photonenergie hervorgeht [Nat03].

<sup>2</sup>ANB: ANalytical B remsstrahlungs Calculation

### 3.3. Die Photonenmarkierungsanlage

Das Ziel des experimentellen Aufbaus ist die möglichst vollständige Beschreibung von Streuprozessen. Hierzu gehört der Nachweis der entstandenen Reaktionsprodukte ebenso wie die Bestimmung der kinematischen Größen der Reaktionspartner vor dem Stoß. Die Rekonstruktion der Energie des einlaufenden Strahlphotons wird im CBELSA/TAPS-Experiment durch das Verfahren der Photonen-Markierung erreicht. Die vom ELSA-Stretcher-Ring in die Experimentierhalle extrahierten Elektronen treffen, wie in 3.2 beschrieben, auf einen Radiator, wo sie über Bremsstrahlung einen Teil ihrer Energie als Photon abstrahlen. Diese Photonen treffen auf das Target und können eine der gewünschten Reaktionen auslösen. Die Restenergie der Elektronen nach dem Brems-

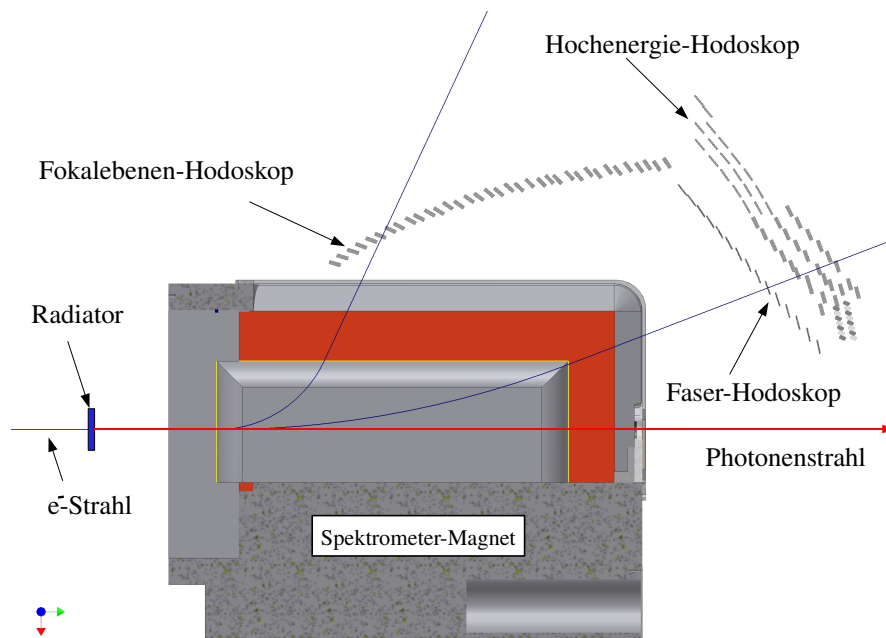


Abbildung 3.8.: Schnitt durch die Photonenmarkierungsanlage des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments. Der von links eintreffende Elektronenstrahl ist blau und der am Radiator produzierte Photonenstrahl ist rot eingezeichnet. Des Weiteren sind die einzelnen Szintillationszähler der verschiedenen Hodoskope dargestellt, mit deren Hilfe die gestreuten Elektronen nachgewiesen werden.

strahlprozess wird in der Photonenmarkierungsanlage, auch Tagging<sup>3</sup>-Spektrometer genannt, gemessen. Wurde im Detektorsystem eine Reaktion nachgewiesen und liegt diese zeitlich koinzident zu einem Elektron im Tagging-Spektrometer, so kann diese Reaktion

<sup>3</sup>Tagging: englisch „to tag“ markieren.

mit der entsprechenden Energie markiert werden.

In Abbildung 3.8 ist ein Schnitt durch das Tagging-Spektrometer gezeigt. Von links trifft der Elektronenstrahl auf den Radiator. Der dabei erzeugte Photonenstrahl passiert das Spektrometer und gelangt zum Targetsystem. Dabei ist der gesamte Spektrometermagnet sowie die Strahlführung von Elektronen- und Photonenstrahl evakuiert, um Streuungen zu vermeiden. Aus Übersichtsgründen sind die Vakuumbauteile nicht dargestellt. Die gestreuten Elektronen werden entsprechend ihres Impulses im Magnetfeld abgelenkt und treffen außerhalb des Magneten auf eine Anordnung von PlastikSzintillationszählern, die sogenannte Taggerleiter. Diese ist in mehrere Abschnitte unterteilt. Die Elektronen, die den Großteil ihrer Energie als Photon abgestrahlt haben, besitzen einen geringen Restimpuls, und werden somit am stärksten abgelenkt. Sie werden im Fokalebenen-Hodoskop nachgewiesen, welches so angebracht ist, dass die einzelnen Szintillationszähler in der Fokalebene<sup>4</sup> des Spektrometers stehen. Die höherenergetischen Elektronen werden im Hochenergie-Hodoskop nachgewiesen. Aus Platzgründen konnte dieses nicht in der Fokalebene platziert werden.

Aus der Abbildung wird ersichtlich, dass sich die Zähler der Taggerleiter überlappen, sodass keine Lücken entstehen. Auf diese Weise wird eine hohe Nachweiseffizienz des Hodoskops erreicht, die insbesondere für die Ausseelektronik des Experiments benötigt wird. Eine inhomogene Abdeckung der Strahlenergie hätte zur Folge, dass für bestimmte Strahlenergien keine Ereignisse im Taggingssystem nachgewiesen, und damit auch die Triggerelektronik (siehe Abschnitt 3.7) bei bestimmten Strahlenergien nicht auslösen würde.

Diese Anforderung limitiert gleichermaßen die minimale Breite der einzelnen Zähler, und damit das Auflösungsvermögen des Spektrometers. Um die für die Untersuchungen erforderliche Energieauflösung erreichen zu können, wurde das Taggingssystem durch ein Faser-Hodoskop ergänzt. Es besteht aus 480 szintillierenden Fasern mit 2 mm Durchmesser und deckt den Energiebereich von 16,6 % bis 87,1 % der Primärstrahlenergie ab. Dies ist insbesondere der Bereich, in dem die kohärenten Kanten der linearpolarisierten Photonen liegen. Das hierdurch erreichte Auflösungsvermögen liegt bei 0,4 % für hochenergetische Elektronen und bei 0,1 % für niederenergetische Elektronen [FoP09].

### 3.4. Das polarisierte Target

Für die Messung von Doppelpolarisationsobservablen des Typs BT wird, wie in Kapitel 2.2 erläutert, ein Targetsystem benötigt, welches polarisierte Protonen bereitstellt. Im

---

<sup>4</sup>Fokalebene: Die Ebene eines Spektrometers an der divergente Elektronenbahnen bei gleichem Impuls minimalen Abstand besitzen.



Crystal-Barrel-Experiment wird als Targetmaterial Butanol ( $C_4H_9OH$ ) verwendet. Es wird in Form gefrorener Kugeln in einen zylindrischen Targetbehälter mit einer Länge und einem Durchmesser von jeweils 20 mm [Dut11] eingefüllt. In der Schnittdarstellung<sup>5</sup> 3.9 sind die inneren Komponenten des polarisierten Targets gezeigt.

Die Protonen der Wasserstoffatome des Butanolmoleküls sind spinbehaftet und damit

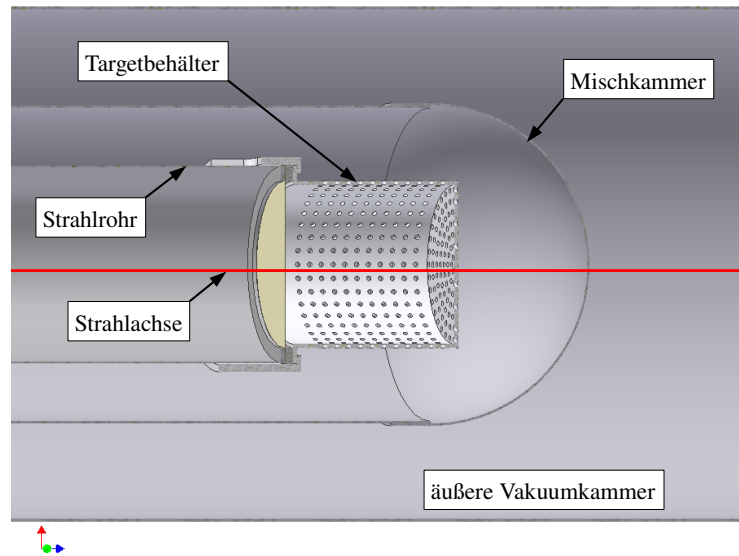


Abbildung 3.9.: Schnittdarstellung des inneren Aufbaus des polarisierten Targets. Der Targetbehälter befindet sich innerhalb der  $^3He/^4He$ -Mischkammer und wird auf das evakuierte Strahlrohr aufgesetzt.

polarisierbar. Die Kerne des Kohlenstoffs und des Sauerstoffs hingegen bleiben aufgrund ihres verschwindenden Kernspins unpolarisiert. Da eine direkte Polarisation von Nukleonen nur über sehr lange Zeiten möglich ist, wird das Verfahren der Dynamischen Nukleonen Polarisation (DNP) angewendet. Hierfür ist dem Targetmaterial Porphyrexid, ein paramagnetisches Radikal, beigemischt worden [Roh03]. Durch ein äußeres magnetisches Feld mit einer Feldstärke von circa 2,5 T werden zunächst die Elektronen des Radikals zu nahezu 100 % in die Richtung der Magnetfeldlinien polarisiert. Anschließend lässt sich diese Polarisation durch Einstrahlung von Mikrowellen teilweise auf die Wasserstoffkerne des Butanols übertragen [Bra99]. Auf diese Weise kann die Richtung der Targetpolarisation in regelmäßigen Abständen umgedreht werden. Dies ist für die Messung von asymmetrischen Winkelverteilungen unumgänglich, um systematische Einflüsse des Detektorsystems aufzuspüren und korrigieren zu können.

<sup>5</sup>Die gezeigte Darstellung ist aus einer 3D-Zeichnung eines in diesem Bereich baugleichen Targetsystems [Dut11] extrahiert worden.

Neben einem hohen Polarisationsgrad ist eine möglichst geringe Materialbelegung zwischen Targetzelle und Detektorsystem erforderlich. Der für die DNP benötigte Magnet deckt einen hohen Teil des Raumwinkels ab, sodass er vor Beginn der Datennahme entfernt werden muss. Hierfür ist in die Experimentierhalle ein Schienensystem installiert, auf dem der Magnet so verschoben werden kann, dass genügend Raum entsteht, um die Detektorsysteme, ihrerseits auf Schienenwagen montiert, in die Messposition zu verfahren. Um die Polarisation möglichst lange aufrecht zu erhalten, wird die „Frozenspin-Methode“ eingesetzt. Hierbei wird zunächst bei Temperaturen von 300 mK maximal aufpolarisiert und nach dem Abschalten der Mikrowellenstrahlung die Temperatur auf unter 70 mK abgesenkt. Bei diesen tiefen Temperaturen relaxieren die Spins der Nukleonen auch bei kleineren Magnetfeldstärken nur sehr langsam. Somit reicht eine supraleitende Spule im Inneren des Targetkryostaten mit einem Haltefeld von circa 0,5 T aus und ermöglicht das Abschalten des Polarisationsmagneten.

Die bei der DNP erforderlichen Temperaturen werden durch eine  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Mischkühlung

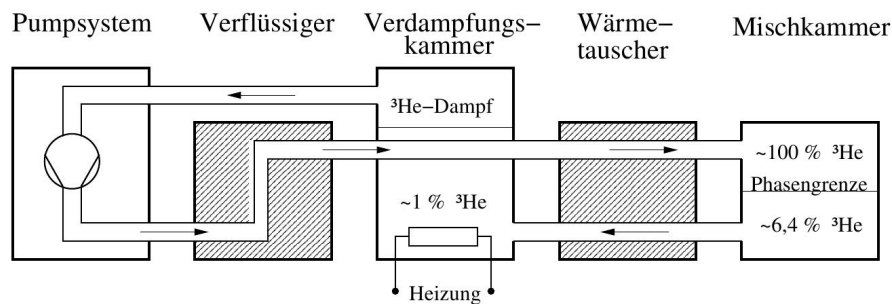


Abbildung 3.10.: Schematische Darstellung der  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Mischkühlung des polarisierten Targets. [Roh03]

erreicht. Das Prinzip dieser Kühlmethode ist in Abbildung 3.10 schematisch dargestellt. Das Targetmaterial befindet sich in einer Mischkammer in der zwei Phasen von  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Gemisch getrennt übereinander liegen. Zur Kühlung wird ausgenutzt, dass dem System beim Übergang von  ${}^3\text{He}$ -Atomen von der oberen  ${}^3\text{He}$ -reichen in die untere  ${}^3\text{He}$ -arme Phase Energie entzogen wird. In einem Kreislauf wird der unteren Phase über einen Verdampfer laufend  ${}^3\text{He}$  entzogen, sodass die Mischkammer heruntergekühlt wird [Roh03]. Für die in dieser Arbeit untersuchten Datensätze konnten maximale Targetpolarisationsgrade von circa 80% bei Relaxationszeiten von maximal 600 Stunden erreicht werden. Siehe dazu Kapitel 3.8.

### 3.4.1. Der Kohlenstoff-Einsatz

Wie im letzten Abschnitt erläutert, enthält das Target auch unpolarisierte Nukleonen, welche in den Kohlenstoff- und Sauerstoffkernen gebunden sind. Um den Anteil dieses Untergrundes zu bestimmen, konnte das Butanol in der Targetzelle durch einen Zylinder aus aufgeschäumtem Kohlenstoff ersetzt werden. Ziel der Verwendung dieses Materials war, die Flächenbelegung der unpolarisierten Anteile des Butanols anzunähern und gleichzeitig die Targetgeometrie beizubehalten. Die Aufnahme in Abbildung 3.11

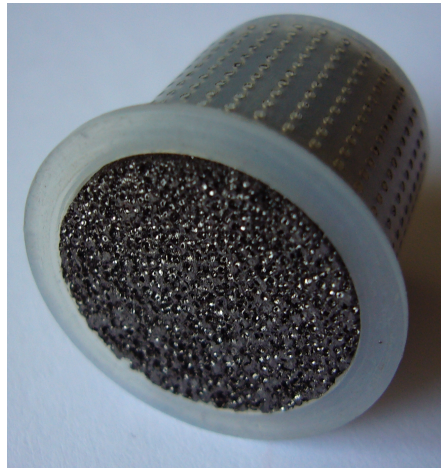


Abbildung 3.11.: Aufnahme des Einsatzes aus aufgeschäumtem Kohlenstoff, welcher zur Messung des unpolarisierten Untergrundes in den Targetbehälter des polarisierten Targets eingeschoben werden konnte.

zeigt den, in den Targetbehälter des polarisierten Targets eingeschobenen, Kohlenstoff-Einsatz.

Um die Flächenbelegung des Kohlenstoff-Einsatzes bestimmen zu können, musste zunächst die Dichte des Kohlenstoffschaums gemessen werden. Hierfür wurde in der feinmechanischen Werkstatt des Helmholtz-Instituts ein Quader des Materials gefräst. Diese Probe wurde unter Vakuum bei 400°C ausgeheizt um etwaige Verunreinigungen zu entfernen, und anschließend mittels Feinwaage gewogen. Die Messungen ergaben eine Dichte von  $\rho^C = (0.5004 \pm 0.0014) \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ . Zur Berechnung der Flächenbelegung  $A^C$  wurde der Zusammenhang

$$A^C = \rho^C l^C N_A \quad (3.5)$$

verwendet, welcher aus [Roh03] abgeleitet wurde. Setzt man die Länge  $l^{C6}$  des Einsatzes von  $(20, 40 \pm 0, 05)$  mm und die Avogadrokonstante  $N_A$  ein, erhält man einen Wert von

$$A^C = (6.142 \pm 0.023) \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}. \quad (3.6)$$

Die Flächenbelegung der unpolarisierten Nukleonen im Butanoltarget wurde mit  $A_{unpol} = 6,67 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  abgeschätzt (siehe Anhang A). Die Flächenbelegung des Kohlenstoff-Einsatzes liegt hiernach circa 8% unterhalb des unpolarisierten Anteils im Butanoltarget. Da das Kohlenstofftarget in die Helium-Mischkammer des Kryostaten eingesetzt wird, muss beachtet werden, dass zusätzlich zu der Unsicherheit durch eine abgeschätzte Dichte der Heliummischung, nicht bekannt ist, wie stark der Kohlenstoffschaum von flüssigem Helium durchdrungen wird. Eine hinreichend exakte Berechnung des Anteils unpolarisierten Untergrunds an den gemessenen Ereignissen ist dadurch auf diesem Weg nicht möglich.

Der wesentliche Vorteil des verwendeten Kohlenstoffmaterials liegt darin, dass während der Untergrundmessungen der gleiche Raum mit Targetmaterial gefüllt war, wie im Polarisationsbetrieb. Auf diese Weise waren sich die Datensätze geometrisch sehr ähnlich, wodurch sichergestellt war, dass in der Datenrekonstruktion keine systematischen Unterschiede zwischen den Targetsystemen auftreten.

Die Nukleonen, die in den schwereren Kernen gebunden sind, bewegen sich innerhalb der Kerne quasifrei. Die dabei auftretenden Impulse, lassen sich über den mittleren quadratischen Impuls, oder Fermi-Impuls angeben. Er liegt in Kohlenstoffkernen bei circa 221 MeV/c [Mon71]. Das führt dazu, dass das Targetnukleon im Ausgangszustand nicht mehr als ruhend betrachtet werden kann und die gemessenen Spektren einen breiten Untergrund enthalten. Durch diese Fermibewegung und die Äquivalenz der Datensätze war es möglich, den Untergrundanteil aus den gemessenen Spektren zu extrahieren (siehe dazu Kapitel 6.2).

### 3.4.2. Das Flüssig-Wasserstofftarget

Zur Messung an unpolarisierten Protonen, wurde das in Abbildung 3.12 gezeigte Flüssig-Wasserstofftarget eingesetzt. Eine Targetzelle aus Polyamidfolie mit einem Durchmesser von 3 cm und einer Länge von 5,1 cm [Ham09] wird über die Zuleitungen des Kühlkreislaufs in einem Vakuumrohr gehalten und ist mit flüssigem Wasserstoff gefüllt. Die Flächenbelegung

<sup>6</sup>Die Länge des Kohlenstoff-Einsatzes wurde mittels Mikrometer-Messuhr gemessen. Die angegebene Unsicherheit gibt die ermittelte Fertigungstoleranz bei diesem Material wieder.

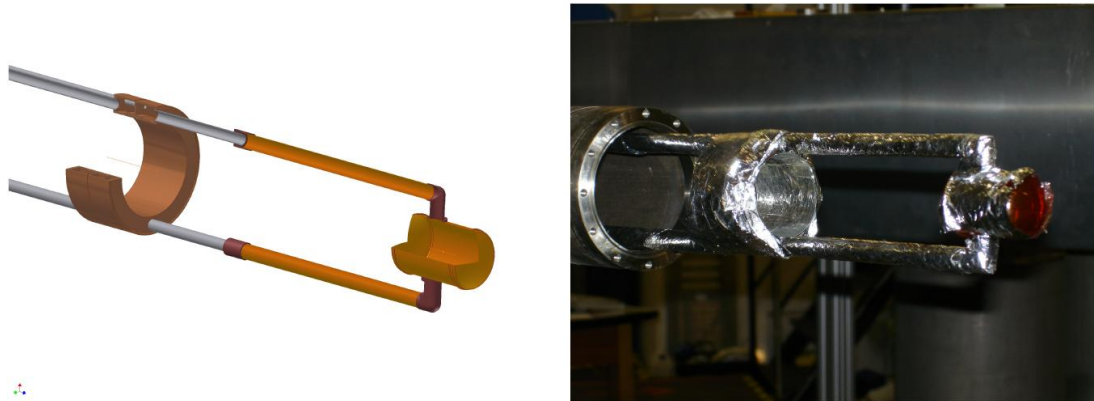


Abbildung 3.12.: Die Targetzelle des Flüssig-Wasserstofftargets [Ham09]. Die Rohrleitungen für den Kühlkreislauf dienen gleichzeitig als Halterung der Zelle.

liegt mit  $A_H = 2,16 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  bei dem etwa 2,3-fachen des polarisierten Anteils im Butanoltarget (siehe Anhang A). Insbesondere die vom Butanoltarget abweichende Geometrie der Targetzelle ist der Grund dafür, dass sich die Wasserstoffmessdaten nur bedingt dazu eignen den Anteil polarisierter Nukleonen im Butanoltarget anzunähern (siehe Kapitel 6.2).

### 3.5. Die Flussdetektoren

Am Ende der Photonenstrahlführung befinden sich zwei Detektorsysteme, die dazu dienen die Photonen zu messen, die das Target ohne Reaktion passiert haben. In Kombination mit der im Taggingsystem gemessenen Ereignisrate lässt sich daraus auf den Fluss der Photonen zurückschließen, die auf das Target treffen [Har08]. In Abbildung 3.13 sind die beiden Detektoren dargestellt. Der  $\gamma$ -Intensitätsmonitor besteht aus einer 4x4-Anordnung von  $PbF_2$ -Kristallen. Die große Kernladungszahl des Detektormaterials führt zu einem hohen Paarbildungs-Wirkungsquerschnitt und damit zu einer hohen Nachweiseffizienz für hochenergetische Photonen. Der Nachweis der  $e^+e^-$ -Paare erfolgt mittels Čerenkov-Effekt, sodass es zu kurzen Signalzeiten kommt und sich damit eine hohe Ratenfestigkeit ergibt. Sättigungseffekte treten somit erst bei Raten oberhalb von 4,2 MHz auf.

Um eine Bestimmung des Photonenflusses auch bei höheren Raten zu ermöglichen, ist vor dem  $\gamma$ -Intensitätsmonitor, der in Abbildung 3.13 dargestellt, relative Flussmonitor installiert worden [Die08]. Er besteht aus einem Konverter und nachfolgenden Szintillationszählern. Im Konverter wird ein Teil der Strahlphotonen über Paarbildungsprozesse

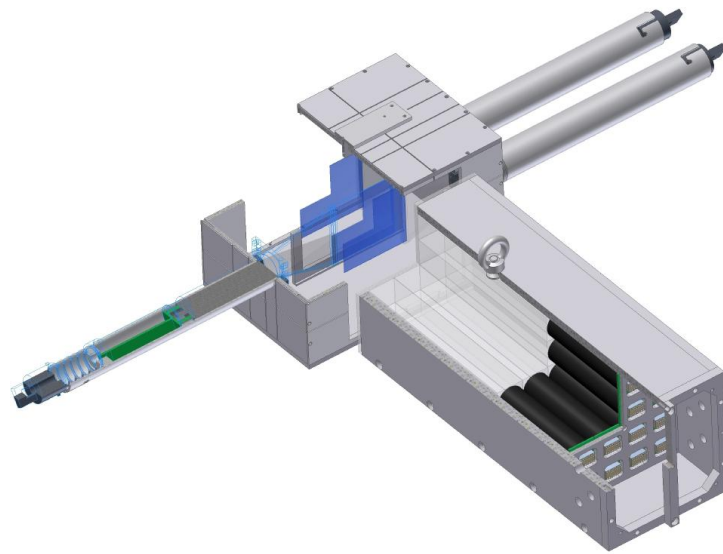


Abbildung 3.13.: Schnittansicht der Flussdetektoren des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments. Auf der rechten Seite ist der Aufbau des  $\gamma$ -Intensitätsmonitors aus den  $PbF_2$ -Kristallen zu erkennen. Links davor sind die Szintillationszähler des Flussmonitors blau hervorgehoben dargestellt.

in  $e^+e^-$ -Paare umgewandelt. Diese können dann in den Szintillationszählern nachgewiesen werden. Ein zusätzlicher Szintillationszähler vor dem Konverter unterdrückt als Vetodetektor geladenen Untergrund, der im Target erzeugt wurde. Da der Wirkungsquerschnitt für den Paarbildungsprozess bekannt ist, wird mit dem Flussmonitor ein definierter Bruchteil der Photonen gemessen. Nach Kalibration des Flussmonitors bei niedrigem Strahlstrom kann das System eingesetzt werden, um die Totzeiteffekte des  $\gamma$ -Intensitätsmonitors bei hohen Strahlintensitäten zu korrigieren.

### 3.6. Der Detektoraufbau

Mit den bisher vorgestellten Komponenten wird eine vollständige Beschreibung der Teilchen im Ausgangszustand des Streuprozesses gewährleistet. Die bei der Streuung erzeugten Ejektile werden von einem Detektorsystem nachgewiesen, welches aus verschiedenen elektromagnetischen Kalorimetern aufgebaut ist, die so angeordnet sind, dass sich eine Raumwinkelabdeckung von nahezu  $4\pi$  ergibt. Hinzu kommen verschiedene Szintillationsdetektoren zur Identifikation geladener Reaktionsprodukte sowie ein Čerenkov-Detektor zur Unterdrückung elektromagnetischen Untergrundes. Die einzelnen Komponenten des Detektorsystems werden im Folgenden vorgestellt.

### 3.6.1. Das Crystal-Barrel-Kalorimeter

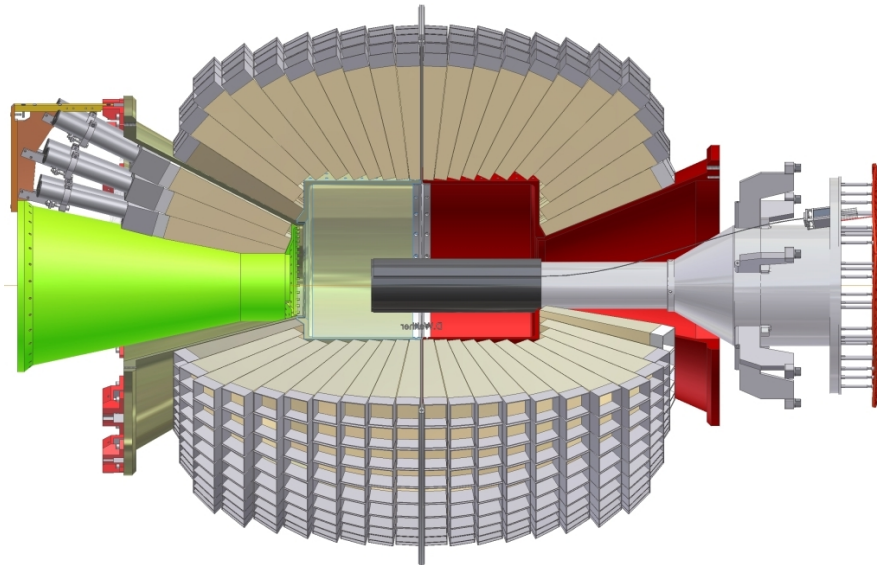


Abbildung 3.14.: Schnittdarstellung des Crystal-Barrel-Kalorimeters mit Innendetektor im Zentrum und Vorwärtsdetektor auf der linken Seite.

Das Crystal-Barrel-Kalorimeter stellt die zentrale Komponente des Detektorsystems dar und gibt dem Experiment seinen Namen. Es ist aus 1230 mit Thallium dotierten Cäsiumjodidkristallen aufgebaut und deckt einen Polarwinkelbereich von  $30^\circ$  bis  $156^\circ$  sowie den vollen Azimutalwinkel ab. Wie in der Schnittdarstellung 3.14 gezeigt, sind die Kristalle in 20 Ringen angeordnet und so orientiert, dass sie auf den Mittelpunkt des Detektorsystems fokussiert sind. Die Form der Kristalle entspricht vierseitigen Pyramidenstümpfen, die so bemessen sind, dass sie jeweils  $6^\circ$  im Polar- und Azimutalwinkel abdecken.

Treffen hochenergetische Photonen den Detektor, lösen sie innerhalb der Kristalle über Paarbildungsprozesse elektromagnetische Schauer aus. Das Szintillationsmaterial setzt diese im Kristall deponierte Energie in Licht im sichtbaren Bereich um, dessen Intensität mit Photosensoren gemessen wird. Die Länge der Kristalle von 30 cm entspricht 16,1 Strahlungslängen für Photonen mit einer Energie von 2 GeV, sodass der Energieverlust auf der Rückseite der Kristalle bei unter 1 % liegt [Ake92]. Die Energieauflösung des Kalorimeters ist energieabhängig und beträgt  $\sigma(E)/E = 2,5\% \cdot E^{-1/4}$ . Abhängig von der im Kristall deponierten Energie kann sich ein elektromagnetischer Schauer bis in benachbarte Kristalle ausbreiten. Über Mittelwertbildung ist es hierdurch möglich, die Ortsauflösung zu verbessern (siehe Kapitel 4.2.1).

Wegen der ursprünglichen Verwendung des Crystal-Barrel-Detektors innerhalb eines

Magnetfeldes, werden die Kristalle mittels Photodioden ausgelesen. Dabei werden wellenlängenschiebende Lichtleiter verwendet, um die Wellenlänge des Szintillationslichts in den Bereich der höchsten Empfindlichkeit der Photodiode zu verschieben. Das Signal der Photodiode wird von einem ladungssensitiven Vorverstärker aufbereitet und in ein differenzielles Signal umgewandelt, um es möglichst störungsfrei zur Digitalisierungselektronik übertragen zu können. Mit Abfallzeiten von  $0,8 \mu\text{s}$  sind die Signale der Photodioden nicht dazu geeignet, die Zeiten der Reaktionsprodukte zu messen. Zur Auswertung der Energie, die in den Kristallen deponiert wurde, passieren die Signale einen analogen Signalfilter, um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern und werden schließlich mittels QDCs<sup>7</sup> digitalisiert [Hon09].

### 3.6.2. Der Innendetektor

Eine wesentliche Aufgabe im Rahmen einer Analyse von Mehrteilchen-Endzuständen stellt die Identifikation der Reaktionsprodukte dar. So ist ein wichtiges Kriterium in der Ereignisselektion, beispielsweise für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$ , die Kenntnis der Ladung der gemessenen Teilchen. Die in den Kalorimetern des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments verwendeten Szintillationsmaterialien, CsI(Tl) und BaF<sub>2</sub>, lassen eine Unterscheidung zwischen neutralen und geladenen Signaturen nicht zu. Hierfür werden im Experiment eigens Plastik-Szintillatoren verwendet, die sich durch eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen auszeichnen. In dem durch das Crystal-Barrel-Kalorimeter abgedeckten Raumwinkelbereich wird seit September 1999 der Innendetektor zum Nachweis geladener Spuren eingesetzt. Er wurde im Rahmen einer Doktorarbeit an der Universität Erlangen konzipiert und gebaut [Suf02] und ist für die Experimente im Rahmen des SFB Transregio 16 an das polarisierte Target angepasst worden [Grü06] (siehe Abbildung 3.15).

Sein Aufbau aus 513 szintillierenden Fasern von 2 mm Durchmesser in einer dreilagigen Zylindergeometrie ermöglicht es, wie in Kapitel 4 erläutert, den Durchstoßpunkt eines geladenen Teilchens durch die Oberfläche des Detektors zu bestimmen. Hierfür sind die 165 Fasern der mittleren und die 157 Fasern der inneren Lage um  $25,7^\circ$  beziehungsweise um  $-24,5^\circ$  verdreht um die Strahlachse angeordnet. Die 191 Fasern der äußeren Lage liegen parallel zur Strahlachse. Das hiermit erreichte geometrische Auflösungsvermögen liegt bei circa  $1,9^\circ$  im Azimutalwinkel und circa 5 mm in Strahlrichtung. Der Detektor ist so positioniert, dass ein Polarwinkel von circa  $24 - 166^\circ$  abgedeckt wird.

Die Auslese des Detektors ist mit 33 16-Kanal Multi-Anoden-Photomultipliern realisiert, da diese bei geringer Größe eine hohe Anzahl an Kanälen besitzen. Die Photomultiplier-

---

<sup>7</sup>QDC: Ladung-zu-Digital-Wandler



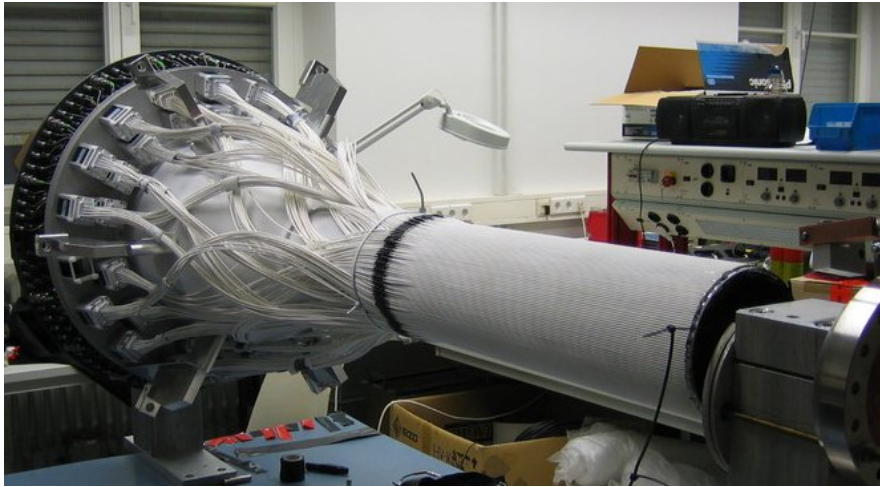


Abbildung 3.15.: Der Innendetektor des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments, hier gezeigt während der Umbauphase für die Messungen im SFB Transregio 16 in 2006.

signale werden mit Diskriminatoren des Typs SIS3500 der Firma Struck verarbeitet. Auf diese Weise können die logischen Ausgangssignale der Diskriminatoren von Multi-Hit-TDCs<sup>8</sup> digitalisiert werden, um die Zeitpunkte der einzelnen Fasertreffer festzuhalten. Die gespeicherten Informationen können sowohl zur oben beschriebenen Teilchenidentifikation genutzt werden, als auch für eine Rekonstruktion der lateralen Strahllage und der Position des Targets im Inneren des Detektoraufbaus. Letzteres wird in Kapitel 4.3 vorgestellt.

### **Modifikation der Triggerelektronik des Innendetektors**

Das Crystal-Barrel-Kalorimeter wurde wie oben erläutert mit Photodioden ausgelesen, die eine Verwendung der Kristalltreffer in der ersten Stufe des Triggersystems unmöglich machen. Die Schnelligkeit der Fasern des Innendetektors in Kombination mit der Auslese durch Photomultiplier macht es möglich, die Treffer der gestreuten Protonen im Innendetektor dazu zu nutzen, ein Triggersignal im Messbereich des Hauptkalorimeters zu erhalten. Um die rückgestreuten Protonen zuverlässig nachzuweisen, wird ein Triggersignal generiert, sobald mindestens zwei der drei Detektorlagen angesprochen haben.

Zu diesem Zweck wurden bis Juni 2013 die Multiplizitätssignale der Diskriminatoren verwendet. Jeder der verwendeten Diskriminatoren besitzt einen Multiplizitätsausgang, an dem ein Signal ausgegeben wird, dessen Höhe proportional zur Anzahl an Diskri-

<sup>8</sup>Multi-Hit-TDC: Digitalisiert die Zeitpunkte von bis zu sechzehn Detektortreffern innerhalb eines Triggerereignisses.

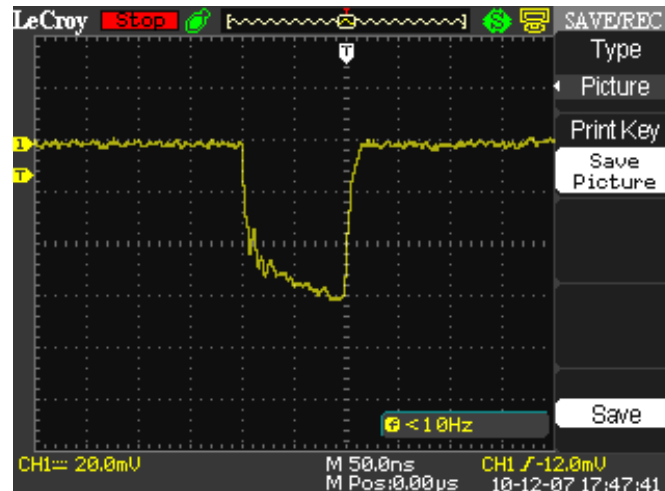


Abbildung 3.16.: Ein typisches Multiplizitätssignal der Diskriminatoren des Innendetektors. Seine Länge von ca. 100 ns begrenzt die maximale Bandbreite des Triggersignals.

minatorkanälen ist, deren Schwelle überschritten wurde [SIS98]. Ein typisches Multiplizitätssignal ist in Abbildung 3.16 gezeigt. Sie wurden zunächst mittels Analogsummierer (SUM) lagenweise aufsummiert, um eine Information über die Anzahl der Treffer je Detektorlage zu erhalten. Anschließend wurde ein Triggerdiskriminator verwendet, um auf eine bestimmte Amplitude und damit auf eine bestimmte Anzahl an Treffern pro Detektorlage zu schneiden. Mit Hilfe einer programmierbaren Logik (PLU) wurde letztlich die Bedingung von mindestens zwei von drei getroffenen Detektorlagen realisiert. Der Vorteil des Multiplizitätstriggers ist, dass es möglich ist, auch auf eine maximale Zahl an Treffern schneiden zu können, um beispielsweise zufällige Koinzidenzen zu vermeiden. Die Analyse der Rohdaten ergab jedoch, dass diese Einschränkung bei den vorherrschenden Ereignisraten im Innendetektor nicht notwendig ist, und bei Bedarf ebensogut im Nachhinein in der Datenanalyse erfolgen kann. Ein Nachteil bei der Verwendung der Multiplizitätssignale entsteht durch deren fest vorgegebene Länge von 100 ns. Hierdurch wird die inhärente Totzeit des Innendetektortriggersystems bestimmt und damit seine maximale Triggerrate begrenzt. Des Weiteren sind die Multiplizitätssignale aufgrund ihrer ansteigenden Form und ihrer geringen Amplitude störanfällig, sodass bei der Diskriminierung falsche Multiplizitäten ausgewählt werden können.

Um die Ausleseelektronik des Innendetektors für eine in der Zukunft geplante Erhöhung des Strahlstroms vorzubereiten, ist im Rahmen dieser Arbeit ein neues Triggersystem aufgebaut worden, welches die FAST-OR Signale der Diskriminatoren ausnutzt. Diese logischen Signale sind mit ca. 10 ns deutlich kürzer als die Multiplizitäten und werden

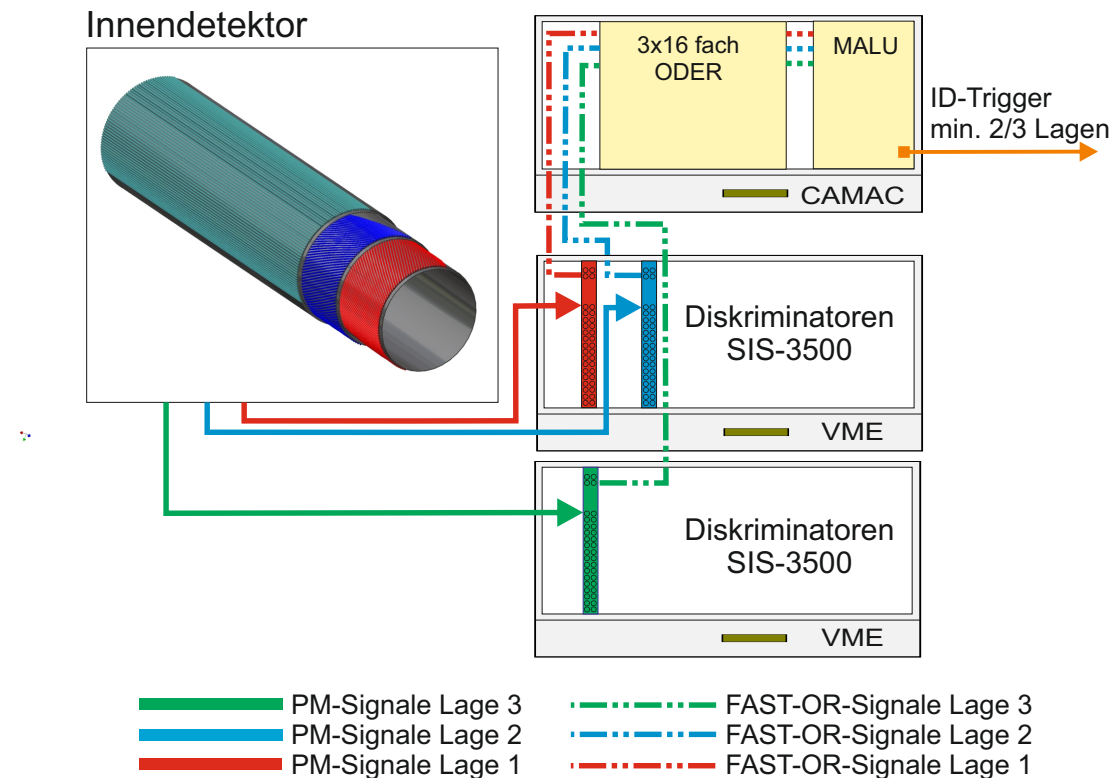


Abbildung 3.17.: Schematische Darstellung der neuen Triggerelektronik des Innendetektors. Hier werden die logischen FAST-OR Ausgänge der Diskriminatoren verwendet, um ein Triggersignal zu generieren.

ausgegeben, sobald die Schwelle eines Kanals des Diskriminators überschritten wurde. Wie in Abbildung 3.17 skizziert, werden die FAST-OR-Signale lagenweise mit Hilfe einer ODER-Logik verarbeitet. Hiermit erhält man je Detektorlage die Information ob mindestens ein Treffer vorlag. Ein weiteres Logikmodul (MALU) kombiniert daraus die geforderte Triggerbedingung.

Das neue Triggersystem wurde zunächst mit Hilfe von künstlichen Testpulsen und anschließend im Teststrahlbetrieb überprüft. Hierfür wurden die Signale beider Triggervarianten auf freie TDC-Kanäle des Innendetektors gegeben und eine Datennahme gestartet, bei der eine Koinzidenz zwischen Innendetektor und Taggingssystem als Triggerbedingung eingestellt wurde. Die entsprechenden Zeitspektren (siehe Kapitel 4.1.2) sind in Abbildung 3.18 dargestellt. Sie zeigen neben gleich verteiltem Untergrund in den Außenbereichen den überhöhten Koinzidenzbereich zwischen den Triggersignalen des Innendetektors und der Taggerleiter. Die physikalisch zusammengehörenden Ereignisse sind als prominente Spitze auf der Verteilung der zufälligen Koinzidenzen erkennbar. Im Spektrum des Multiplizitätstriggers entsteht rechts neben den koinzidenten Ereignissen

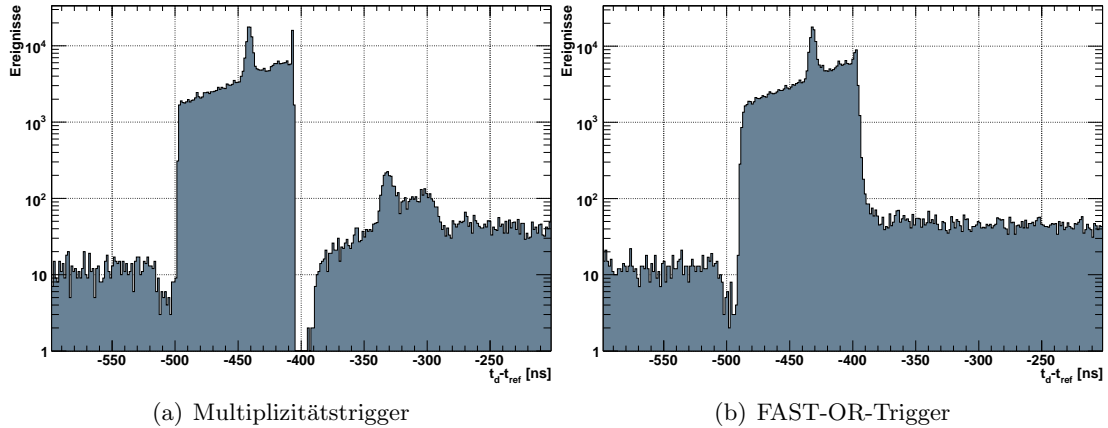


Abbildung 3.18.: Vergleich der Zeitverteilungen der beiden Triggersignaltypen des Inwendetektors. Die inhärente Totzeit des Multiplizitätssignals macht sich als Einbruch auf der rechten Seite der koinzidenten Ereignisse bemerkbar.

eine Lücke, die durch die Signalbreite des Triggersignals hervorgerufen wird. Bei Verwendung des FAST-OR-Triggers wird diese Lücke gefüllt. Des Weiteren zeigt das Multiplizitätsspektrum zusätzliche Überhöhungen im rechten Untergrund. Diese kommen vermutlich durch die ansteigende Signalform der Multiplizitätssignale und deren amplitudenabhängige Auswertung zustande. So kann es durch mehrfaches Überschreiten der Triggerdiskriminatorschwelle zu Mehrfachtreffern kommen, die sich dann als verspätete Überhöhung im Spektrum niederschlagen. Auch dieser Effekt wird durch die Verwendung der logischen FAST-OR Ausgangssignale der Diskriminatoren eliminiert.

Um gleichbleibende Bedingungen für die Analyse zusammenhängender Datensätze zu garantieren, wurde das alte Triggersystem für alle Strahlzeiten bis einschließlich Mai 2013 weiter betrieben. Seit Juni 2013 ist das neue Triggersystem im Einsatz.

### 3.6.3. Der Vorwärtsdetektor

Bei einem Experiment mit feststehendem Target, wie dem Crystal-Barrel/TAPS-Experiment, führen die vorherrschenden Strahlenergien im GeV-Bereich dazu, dass Ejektile unter kleinen Vorwärtswinkeln emittiert werden. Aus diesem Grund ist der Vorwärtsbereich des experimentellen Aufbaus mit Kalorimetern bestückt, die zum Einen ein effizientes Triggersignal liefern, um eine zuverlässige Messung der hohen Ereignisraten zu gewährleisten, und zum Anderen eine zeitliche Auflösung einzelner Treffer ermöglichen. Um diese Vorgaben zu erfüllen, sind 90 CsI(Tl)-Kristalle zu einem eigenen Subdetektor, dem Vorwärtsdetektor, abgegrenzt und mit einer Photomultiplierauslese versehen

worden (siehe Abbildung 3.14 links). Die Kristalle sind in drei Ringen im Polarwinkelbereich von  $11,2^\circ$  bis  $27,5^\circ$  angeordnet, sodass sich rein geometrisch ein azimutales Auflösungsvermögen von  $12^\circ$  und ein polares von  $5,4^\circ$  ergibt [Fun08]. Die Ausleseelektronik ist neben den oben beschriebenen Komponenten zur Bestimmung der Energie der Treffer um eine Zeiterfassung erweitert worden. Auf diese Weise lassen sich sowohl die Zeitpunkte der einzelnen Treffer digitalisieren als auch ein Triggersignal für die Datenerfassung generieren.

Um geladene Reaktionsprodukte identifizieren zu können, sind den Kristallen 180 Plättchen aus szintillierendem Kunststoff vorgelagert. Sie sind überlappend angeordnet, um eine azimutale Winkelauflösung von  $6^\circ$  zu erreichen [Wen08]. Um die Materialbelegung vor den Kristallen zu minimieren, transportieren Lichtleiter das Szintillationslicht der Plättchen zu 16-Kanal Multi-Anoden-Photomultipliern, die sich außerhalb des Kalorimeters befinden. Um Platz für diese Lichtleiter zu erhalten, wurden die Kristalle des Vorwärtsdetektors 30 mm in Strahlrichtung verschoben platziert. Dies führt zu einem entsprechend verschobenen Fokus der Kristalle, der in der Rekonstruktion der Kristalltreffer berücksichtigt wird.

#### 3.6.4. Der Gas-Čerenkov-Detektor

Bei der Streuung des Photonenstrahls am Reaktionstarget finden neben den gesuchten hadronischen Reaktionen vor allem elektromagnetische Streuprozesse statt. Bei der Verwendung eines Butanoltargets dominiert der Paarbildungsprozess, da dessen Wirkungsquerschnitt quadratisch mit der Kernladungszahl des Targetmaterials zunimmt. Durch die oben beschriebene relativistische Verschiebung der Ereignisse zu kleinen Streuwinkeln, verstärkt sich dieser Effekt in Vorwärtsrichtung zusätzlich, sodass lediglich ein hadronisches Ereignis unter 100000 Streuungen vorkommt [Kai07]. Um diesen elektromagnetischen Untergrund schon während der Datennahme auszuschließen, ist vor dem MiniTAPS-Kalorimeter ein Čerenkov-Detektor installiert worden. Der Detektor ist mit  $\text{CO}_2$ -Gas gefüllt. Das führt dazu, dass in ihm lediglich Positronen und Elektronen Čerenkov-Licht erzeugen und nachgewiesen werden, während schwerere Ejektile wie Pionen oder Protonen kein Signal erzeugen. Diese Information kann im Triggersystem (siehe Abschnitt 3.7) als Veto-Signal benutzt werden. Das bedeutet, dass die Datenerfassung nur dann erfolgt, wenn im Čerenkov-Detektor kein Ereignis registriert wurde.

#### 3.6.5. Das MiniTAPS-Kalorimeter

Die Erfassung von Reaktionsprodukten im vordersten Streuwinkelbereich von  $1^\circ$  bis  $12^\circ$  wird durch das MiniTAPS-Kalorimeter gewährleistet. Es besteht aus 216 Bariumdifluo-

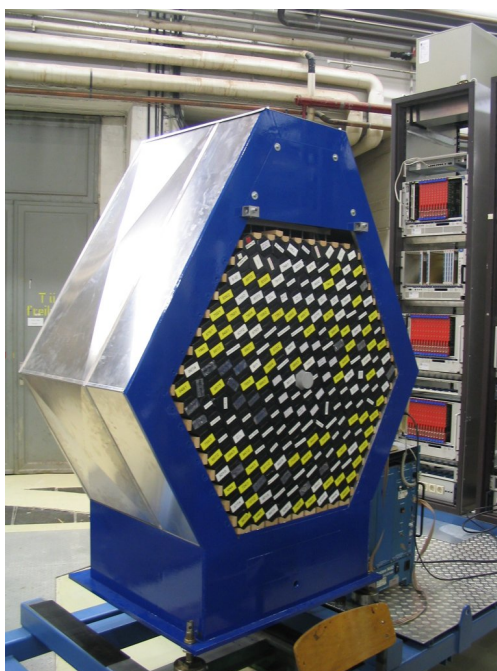


Abbildung 3.19.: Aufnahme des MiniTAPS-Kalorimeters während der Einbauphase im Jahr 2006. Der Subdetektor zum Nachweis geladener Teilchen ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht montiert.

ridkristallen mit hexagonalem Querschnitt. Wie auf dem Foto in Abbildung 3.19 zu erkennen, ermöglicht diese Geometrie eine lückenfreie Anordnung der Kristalle in einer Ebene. In der Mitte ist ein Element für den Photonenstrahl<sup>9</sup> frei gelassen worden. Der Detektor ist in 2,1 m Abstand zum Target positioniert, sodass eine geometrische Winkelauflösung von  $0,8^\circ$  erreicht wird. Diese lässt sich durch eine Schwerpunktbestimmung in der Ereignisrekonstruktion auf ca.  $0,2^\circ$  verbessern [Dah08].

Das Szintillationsmaterial  $BaF_2$  zeichnet sich durch eine sehr kurze Abklingzeit von  $650\text{ ns}$ <sup>10</sup> aus [PDG12]. Hierdurch sind die im Vorwärtsbereich erforderliche Ratenfestigkeit und eine hohe Zeitaufösung sichergestellt. Durch die Kristallauslese mittels Photomultipliern, kann während der Datennahme ein schnelles Triggersignal erzeugt werden und eine Digitalisierung der Energien sowie der Zeiten der Detektortreffer erfolgen. Vor jedem Kalorimeterkristall befindet sich zudem eine Platte aus szintillierendem Kunststoffmaterial gleichem Querschnitts und 5 mm Stärke, die eine Identifikation geladener Treffer ermöglicht.

<sup>9</sup>Ein Großteil der Strahlphotonen ruft keine Reaktionen hervor, und passiert den Aufbau ungehindert.

<sup>10</sup> $BaF_2$  verfügt zusätzlich über eine schnelle Szintillationskomponente mit einer Abklingzeit von  $0,9\text{ ns}$ , die durch Filterung separiert werden kann.

### 3.7. Das Triggersystem des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments

Wie in Abschnitt 3.6.4 erläutert, stellen die hadronischen Reaktionen nur einen Bruchteil der Prozesse dar, die im Experiment ablaufen. Um den Anteil der gewünschten Ereignisse in den gespeicherten Daten gezielt zu erhöhen, wird die Datennahme nur dann ausgelöst, wenn während der Messung bestimmte Bedingungen erfüllt sind. Die Elektronik in der diese Entscheidung getroffen wird, wird als Trigger<sup>11</sup> bezeichnet. Im Crystal-Barrel-Experiment ist dies mit Hilfe eines programmierbaren FPGA<sup>12</sup>-Moduls [Win06] realisiert worden, an dem die Triggersignale aller Detektoren auflaufen. Es können verschiedene Triggerbedingungen auf dem Modul geladen werden. So kann die Triggerelektronik flexibel auf verschiedene Reaktionen angepasst oder es können Justagemessungen durchgeführt werden.

Die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$  wird im Idealfall drei Treffer in den Kalorimetern hervorrufen. Bei einer erheblichen Anzahl von Ereignissen jedoch bleiben niederenergetische Protonen vor den Kalorimeterkristallen stecken (siehe Kapitel 5.1). Um diese Reaktionen nicht von der Erfassung auszuschließen, muss eine Triggerbedingung aufgestellt werden, die schon bei zwei Kalorimetertreffern reagiert.

Bei der beschriebenen Schauerausbreitung in den Kalorimetern sprechen in den meisten Fällen mehrere Kristalle auf ein Teilchen an. Um diese Ansprecher einzelnen Teilchen zuzuordnen und die Treffermultiplizität für die Triggerentscheidung zu bestimmen, werden sie zunächst in Clustern<sup>13</sup> zusammengefasst. Im Fall des Crystal-Barrel-Detektors wird dies durch eine Zellularlogik-Elektronik namens FAst Cluster Encoder (FACE) [Fle01] realisiert. Für die Prozedur des Clusterfindens benötigt die FACE-Elektronik circa  $6\mu\text{s}$ , was zu lang ist, um sie bei jedem Ereignis abzuwarten. Sowohl der Vorwärtsdetektor als auch das Mini-Taps-Kalorimeter verfügen über eigene Clusterfindersysteme, die innerhalb von 400 ns ein Ergebnis bereitstellen. Aus diesem Grund ist die Triggerlogik des Experiments in zwei Stufen aufgebaut. In Tabelle 3.1 sind die Treffertopologien der Triggerbedingungen aufgelistet, mit denen die in dieser Arbeit untersuchten Messdaten aufgenommen wurden. In der ersten Stufe werden die Signale der schnellen Clusterfinder des Vorwärtsdetektors und des MiniTAPS-Detektors verarbeitet. Als Triggerquelle für das Crystal-Barrel-Kalorimeter in der ersten Stufe wird der Nachweis des Protons im Innendetektor genutzt. Abhängig von der Topologie der Treffer in der ersten Stufe wird dann bei Bedarf in der zweiten Stufe die Anzahl an FACE-Clustern gefordert, die notwendig ist, um insgesamt mindestens zwei Kalorimetertreffer zu registrieren. Zusätzlich wird für alle Topologien ein koinzidentes Ereignis im Taggingsystem gefordert, um für

---

<sup>11</sup>Trigger: englisch Auslöser

<sup>12</sup>FPGA: Field Programmable Gate Array

<sup>13</sup>Cluster: englisch Anhäufung

Triggerstufe 1		Triggerstufe 2 FACE Cluster
Innendetektor: Treffer in mind. 2/3 Lagen	&	$\geq 2$
Vorwärtsdetektor: 1 Cluster	&	$\geq 1$
Vorwärtsdetektor: mind. 2 Cluster		
Vorwärtsdetektor: 1 Cl. & MiniTAPS: 1 Cl.		
MiniTAPS: 1 Cluster	&	$\geq 1$
MiniTAPS: mind. 2 Cluster		

Tabelle 3.1.: Auflistung der verschiedenen zweistufigen Triggerbedingungen für die Datennahme. Jede der Bedingungen stellt sicher, dass mindestens zwei Cluster in den Kalorimetern registriert wurden.

die spätere Datenanalyse immer eine wohldefinierte Zeitreferenz zur Verfügung zu haben (siehe Kapitel 4.1.2). Für die eigentliche Aufzeichnung der Produktionsdaten wurde die Triggerbedingung „Trig42c“ geladen. Hierbei wird zusätzlich zu den oben genannten Bedingungen eine Antikoinzidenz mit dem Čerenkov-Detektor verlangt, um den elektromagnetischen Untergrund im MiniTAPS-Detektor zu unterdrücken.

Während der Messperioden wurden in regelmäßigen Abständen zwei weitere Trigger eingesetzt, die sowohl zur Kalibration als auch zur Überwachung der Langzeitstabilität der Datennahme dienten. Bei der Triggerbedingung „Trig41“ wurde keine Antikoinzidenz mit dem Čerenkov-Detektor verlangt, um in regelmäßigen Abständen die Funktion des Čerenkov-Detektors selbst überprüfen zu können. Des Weiteren wurde die Triggerbedingung „TaggerOr“ eingestellt, welche lediglich ein logisches ODER aus den 96-Streifenzählern des Taggingystems fordert. Diese Daten wurden für die Bestimmung des Photonenflusses sowie zur Messung der Strahlpolarisation verwendet.

## 3.8. Die Datennahme

### 3.8.1. Doppelpolarisierte Messungen zur Bestimmung der G-Asymmetrie

Die in dieser Arbeit analysierten Datensätze mit linear polarisiertem Photonenstrahl und longitudinal polarisiertem Target wurden in vier Strahlzeiten in den Jahren 2008 und 2009 aufgenommen. Mit dem, in Kapitel 3.2.2 vorgestellten, Verfahren der kohärenten Bremsstrahlung wurde mit drei verschiedenen Diamanteinstellungen gemessen, um einen möglichst großen Energiebereich mit hoher Strahlpolarisation abzudecken. In Abbildung 3.20 sind die kohärenten Überhöhungen und die erreichten Strahlpolarisationsgrade für die vier Datensätze dargestellt.

Im Mai 2008 wurden die ersten Messdaten mit kohärenter Kante bei  $E_\gamma = 1150 \text{ MeV}$



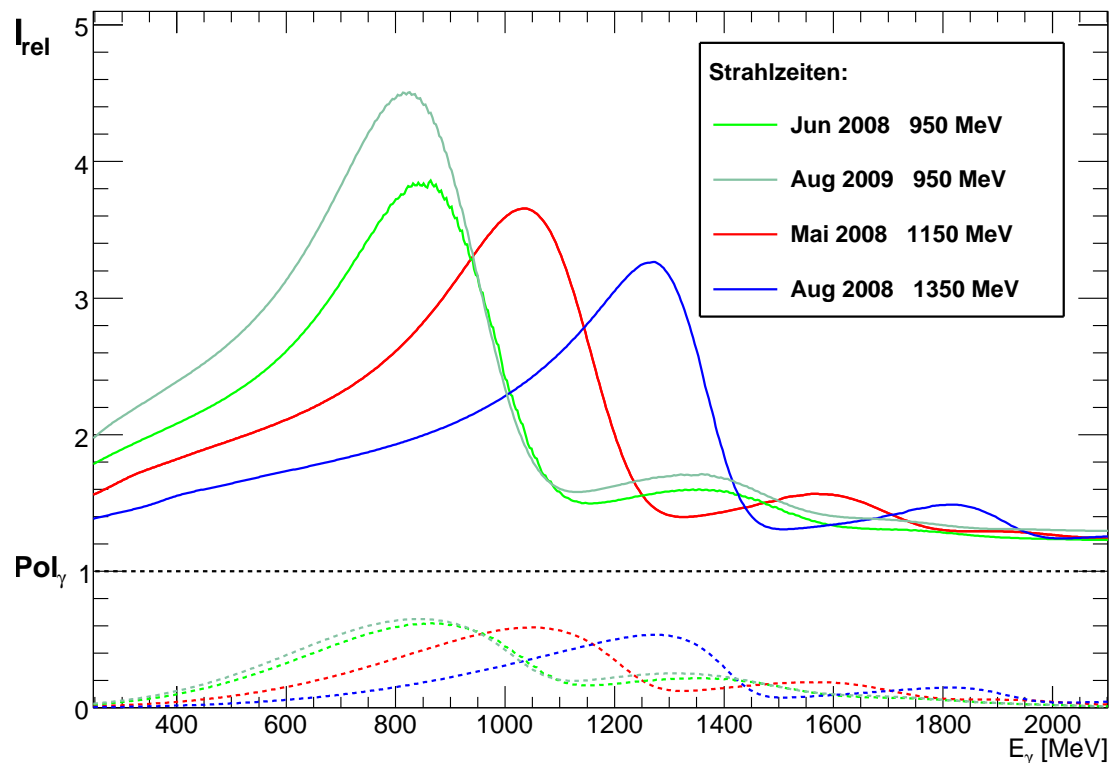


Abbildung 3.20.: Die kohärenten Überhöhungen der vier Strahlzeiten in den Spektren der relativen Intensität. Unten sind die, durch deren Anpassung, ermittelten Polarisationsverläufe dargestellt.

aufgenommen. Mit dieser Einstellung konnte ein maximaler Polarisationsgrad von 59 % bei einer Energie von  $E_\gamma = 1050 \text{ MeV}$  erzielt werden. In Abbildung 3.21 ist der Verlauf der Targetpolarisation aufgetragen. Die Polarisationsrichtung wurde in der ersten Strahlzeit drei mal umgedreht, um systematische Effekte in den Messdaten untersuchen zu können. Der mittlere Polarisationsgrad lag bei 73 %. Die Messdauer der Strahlzeit betrug fünf Wochen und es wurden in dieser Zeit circa 800 Millionen Ereignisse mit dem Datentrigger Trig42c aufgezeichnet.

Danach wurde im Mai 2008 die kohärente Kante auf  $E_\gamma = 950 \text{ MeV}$  verschoben, um den unteren Energiebereich abzudecken. Es konnte zunächst lediglich zehn Tage lang mit dieser Einstellung gemessen werden, da dann Probleme mit dem Target aufgetreten sind. Insgesamt wurden circa 230 Millionen Ereignisse gespeichert. Im August 2009 wurde zur Erhöhung der Statistik eine zweite Strahlzeit bei gleicher kohärenter Kante gemessen, in der eine maximale Strahlpolarisation von 65 % bei  $E_\gamma = 860 \text{ MeV}$  erreicht werden konnte. Mit diesen zusätzlichen 300 Millionen Ereignissen konnte somit eine wesentliche Verbesserung der Statistik erreicht werden.

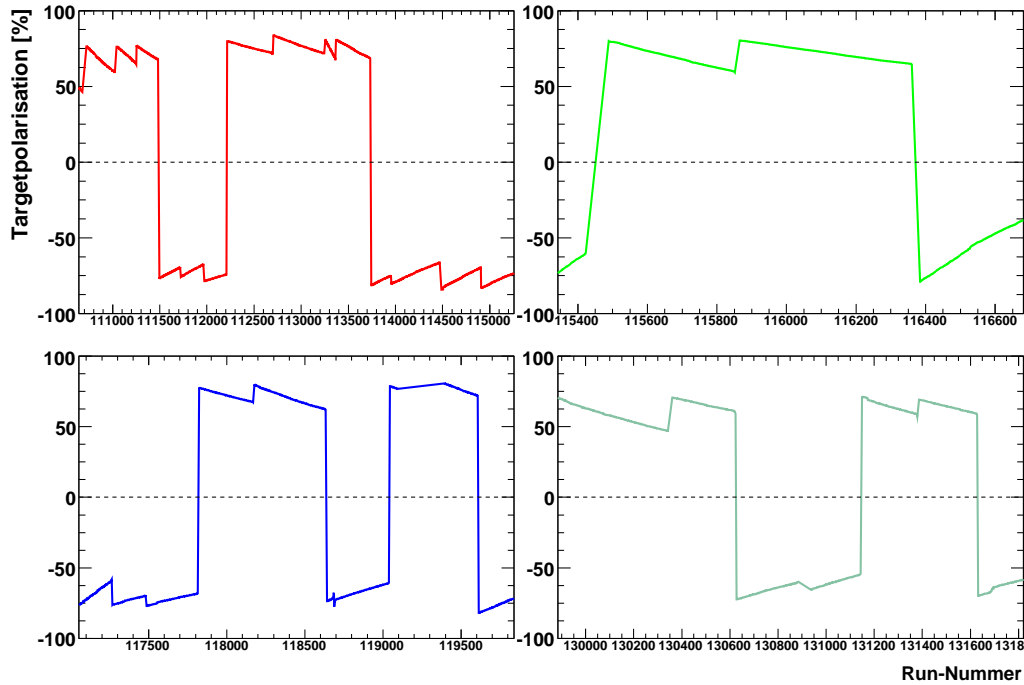


Abbildung 3.21.: Verlauf der Targetpolarisation der verschiedenen Datensätze aufgetragen gegen die Run-Nummer<sup>14</sup>. Farbgebung analog zu Abbildung 3.20. An der gezackten Struktur kann man das regelmäßige Aufpolarisieren des Targets erkennen. Auch der Wechsel der Polarisationsrichtungen während der Messungen ist gut zu erkennen.

Der höchste Energiebereich wurde in der Strahlzeit im August 2008 mit einer kohärenten Kante bei  $E_\gamma = 1350$  MeV vermessen. Der maximale Polarisationsgrad des Photonenstrahls von 55 % wurde bei einer Strahlenergie von  $E_\gamma = 1270$  MeV erreicht. Es konnten circa 420 Millionen Ereignisse aufgezeichnet werden. Wie in Abbildung 3.21 zu erkennen, wurde die Polarisationsrichtung des Targets in dieser Messperiode vier mal gewechselt.

<sup>14</sup>Run: Datei mit einer festen Maximalzahl von Ereignissen, in denen die Messdaten abgespeichert werden.

### 3.8.2. Untergrundmessung mit dem Kohlenstoff-Einsatz

Zur Bestimmung des unpolarisierten Untergrundes am Butanoltarget, wurde Ende Februar 2009 eine Woche lang mit dem, in Kapitel 3.4.1 beschriebenen, Kohlenstoff-einsatz gemessen. Um diese Daten zur Korrektur der doppel polarisierten Messungen nutzen zu können, wurde die Kohlenstoffmessung ebenfalls mit linear polarisiertem Strahl ausgeführt. Es wurden circa 174 Millionen Ereignisse mit kohärenter Kante bei  $E_\gamma = 1150 \text{ MeV}$  und circa 126 Millionen Ereignisse mit kohärenter Kante bei  $E_\gamma = 1350 \text{ MeV}$  gemessen.

### 3.8.3. Kalibrationsmessung am Flüssig-Wasserstofftarget

Im November 2008 ist eine Strahlzeit mit dem Flüssig-Wasserstofftarget durchgeführt worden. Dabei wurde mit zirkular polarisiertem Photonenstrahl bei einer Beschleunigerenergie von 2,4 GeV gemessen. Die Strahlzeit war in erster Linie für die Normierung der Doppelpolarisationsobservable E [Got12] geplant. In dieser Arbeit wurden diese Messdaten dazu verwendet, die Schnitte der Datenselektion, wie in Kapitel 5.2 beschrieben, auf die Messung der quasifreien Protonen im Butanol zu optimieren.

## 3.9. Monte-Carlo-Simulationen

Ziel der Datenanalyse eines Experiments ist es, die von den Detektorkomponenten gesammelten Rohinformationen so aufzuarbeiten, dass sie mit den physikalischen Prozessen, die während des Streuversuchs stattgefunden haben, identifiziert werden können. Bei jeder Messung werden neben den für die jeweilige Untersuchung interessanten Ereignissen immer auch Untergrundereignisse registriert. Dies können beispielsweise Beiträge konkurrierender Zerfallskanäle oder Untergrundprozesse, wie der in Abschnitt 3.6.4 vorgestellte elektromagnetische Untergrund sein. Um sicher zu gehen, dass bei einem Schnitt an die Messdaten lediglich an Untergrund verringert wird, wird eine Simulation verwendet. Hierbei können gezielt sowohl Untergrundprozesse als auch die gewünschten Reaktionen separat generiert und in unterschiedlichen Spektren dargestellt werden.

Das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment wurde mit dem Simulationsprogramm CBGEANT [Cre01] virtuell nachgebildet. Dabei wurden sämtliche aktiven Elemente der Detektoren, sowie die inaktiven, wie Haltestrukturen und Ummantelungen berücksichtigt, um dem realen Aufbau so nah wie möglich zu kommen. Zur Simulation der Streuprozesse, können Teilchen an einem beliebigen Ort erzeugt und deren Impulse und Energien gewählt werden. Per Monte-Carlo-Simulation werden daraufhin die Teilchenbahnen erzeugt und die

entstehenden Detektortreffer abgespeichert. Diese simulierten Detektortreffer durchlaufen anschließend dieselbe Rekonstruktion und Datenselektion wie die realen Messdaten. Siehe dazu Kapitel 4 und 5.

Die im Butanoltarget enthaltenen Protonen liegen, wie in 3.4 beschrieben, sowohl qua-

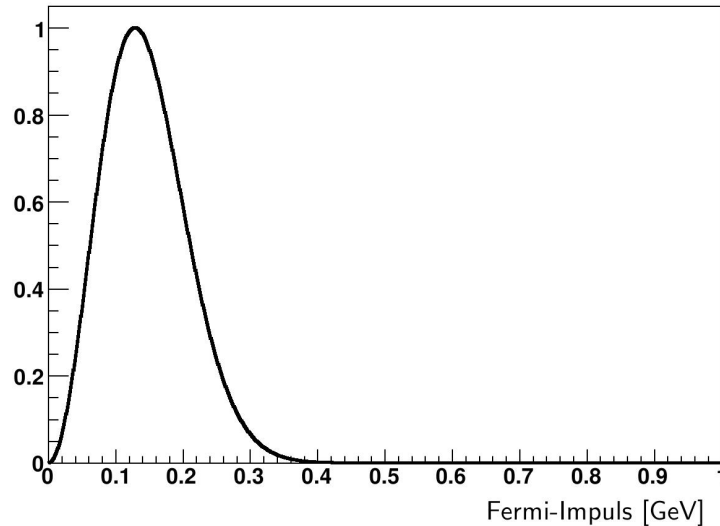


Abbildung 3.22.: Verteilung der bei der Simulation gebundener Targetprotonen verwendeten Fermi-Impulse.

sifrei in Form von Wasserstoffkernen, als auch in schweren Kernen gebunden vor. Diese beiden Anteile des Targets sollten auch bei der Simulation der Messdaten berücksichtigt werden. Hierfür wurden einerseits Simulationen durchgeführt, bei denen das Targetproton vor dem Stoß ruht, sowie solche, bei denen ein Fermi-Impuls (siehe Abschnitt 3.4.1) eingerechnet wurde. Der dabei verwendete Impuls wird anhand der in Abbildung 3.22 dargestellten Verteilung bei jedem Ereignis zufällig vergeben.

Im Butanolkemolkül sind 10 Wasserstoffkerne und 32 gebundene Protonen enthalten. Um dies abzubilden, mussten die Datensätze mit Statistiken im Verhältnis 10 : 32 erzeugt werden. Somit wurden von der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$  circa 400 Tausend Ereignisse ohne Fermi-Impuls und circa 1,25 Millionen mit Fermi-Impuls generiert. Durch Addition der beiden Simulationsdatensätze konnten auf diese Weise Spektren erzeugt werden, die sowohl die Reaktionen am freien Proton abbilden, als auch den zu erwartenden Untergrund der Streuungen an gebundenen Protonen zeigen. Diese Spektren kamen in erster Linie bei der in Kapitel 5.2 vorgestellten Datenselektion zur Optimierung der Schnitte zum Einsatz.

## 4. Kalibration und Rekonstruktion

Ziel dieses Kapitels ist es, die verschiedenen Schritte der Datenanalyse darzustellen, die von den im Crystal-Barrel/TAPS-Experiment gemessenen Rohdaten über kalibrierte Detektortreffer und deren Korrekturen bis hin zu den Lorentzvektoren der an der jeweiligen Reaktion beteiligten Teilchen führen. Des Weiteren sollen Untersuchungen zur Bestimmung der Strahlage und Targetposition vorgestellt werden, die im Rahmen dieser Arbeit vorgenommen wurden.

### 4.1. Kalibration der Rohdaten

Die im Crystal-Barrel/TAPS-Experiment verwendeten Detektortypen sind im Wesentlichen elektromagnetische Kalorimeter und anorganische Szintillationszähler. Das bedeutet, dass während der Datennahme sowohl Zeit- als auch Energieinformationen elektronisch aufbereitet und gespeichert werden. Um die Messwerte der verschiedenen Detektorsysteme miteinander in Beziehung zu setzen und, wie in Kapitel 5 beschrieben, über Schnitte auf diese Daten eine bestimmte Reaktion extrahieren zu können, muss zunächst eine Kalibration der in digitaler Form gespeicherten Daten erfolgen.

#### 4.1.1. Energiekalibration

Die Szintillationskristalle der im Aufbau verwendeten Kalorimeter werden mit Photosensoren, wie Photodioden oder Photomultipliern, ausgelesen. Die Photosensoren liefern elektrische Signale deren Ladung zu der im Kristall deponierten Energie proportional ist. Durch pulsförmige Verstärker werden diese Signale so aufbereitet, dass sich die einzelnen Detektortreffer zeitlich trennen lassen und es nicht zu Überlagerungen kommt. Die Digitalisierung dieser elektrischen Impulse wird mit speziellen ADCs<sup>1</sup> erreicht. Hierbei wird ein eintreffender Impuls integriert und der so ermittelten Ladungsmenge eine Kanalzahl zugeordnet, die dann in digitaler Form gespeichert werden kann. Über die Beziehung 4.1 können diese dimensionslosen Kanalzahlen  $A$  in Energien  $E$  umgerechnet werden [Jun00].

$$E = c(A - A_p) \quad (4.1)$$

---

<sup>1</sup>ADC (Analog to Digital Converter): Elektronik, die eine analoge Information digitalisiert.

$A_p$  bezeichnet die Kanalnummer des sogenannten Pedestals, dem charakteristischen Eintrag im Spektrum eines ADCs, welcher durch die Digitalisierung des Signalpegels im Ruhezustand des Detektors entsteht. Ziel der Kalibration ist somit die Bestimmung des Faktors  $c$ . Im Falle des Crystal-Barrel-Detektors wurde im ersten Schritt eine Grobkalibration mit  $c = 0,033 \text{ MeV/Kanal}$  für alle Kristalle angewandt [Mül07]. Die Kristalle des Vorwärtsdetektors wurden mit  $c = 0,061 \text{ MeV/Kanal}$  vorkalibriert. Die für das Hauptkalorimeter verwendeten ADCs verfügen über zwei Energiebereiche, von denen der sogenannte Low-Range, um den Faktor 1:8 untersetzt ist, um das Auflösungsvermögen zur Aufzeichnung kleiner Energien zu erhöhen. Der High-Range des ADCs deckt Energien bis zu 2 GeV ab, um den gesamten Dynamikbereich der Szintillationskristalle zu erfassen. Diese Besonderheit führt dazu, dass die Kalibrationsgleichung 4.1 wie folgt geschrieben werden muss [Jun00]:

$$E^{low} = c \left( A^{low} - A_p^{low} \right) \quad (4.2)$$

$$E^{high} = c \left( A^{high} - A_p^{high} \right) g^{LP} \quad (4.3)$$

Der Untersetzungsfaktor  $g^{LP}$  zwischen High- und Low-Range muss separat bestimmt werden. Hierzu ist das Crystal-Barrel-Kalorimeter mit einem Lichtpulsersystem ausgestattet, mit dem es möglich ist, die Lichtsignale einer Xenon-Blitzlampe mit Hilfe von Lichtwellenleitern auf die Wellenlängenschieber der Szintillationskristalle einzukoppeln. Die Intensität der Lichtpulse ist über eine Kombination von sechs optischen Filtern wählbar, sodass der gesamte aktive Bereich der ADCs abgetastet werden kann. Da die Transmission der verwendeten Filter bekannt ist, lässt sich so die Anschlussbedingung  $g^{LP}$  bestimmen und die Grobeichung des Crystal-Barrel-Detektors abschließen [Bös06].

Die Ausleseelektronik des Mini-TAPS-Kalorimeters verfügt über einen sogenannten Pedestal-Pulser, welcher während der Datennahme in regelmäßigen Abständen von einer Sekunde die Auslese der ADCs startet, um ein künstlich verstärktes Pedestal-Signal zu generieren. Die Grobeichung wird hier anhand von Messungen mit kosmischer Höhenstrahlung vorgenommen. Die minimalionisierenden Myonen der Höhenstrahlung durchdringen den Detektor nahezu ungehindert und durch die in 3 vorgestellte Geometrie deponieren sie dabei eine Energie von 37.7 MeV [Got09].

Nachdem die Detektoren durch diese Verfahren in erster Näherung kalibriert worden sind, wurde eine Feinkalibrierung der einzelnen Detektorkanäle vorgenommen. Hierzu wird das Spektrum der invarianten Masse der Zerfallsphotonen aus der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \gamma \gamma$  betrachtet, wie es in Abbildung 4.2 rechts oben gezeigt ist. Die durch den

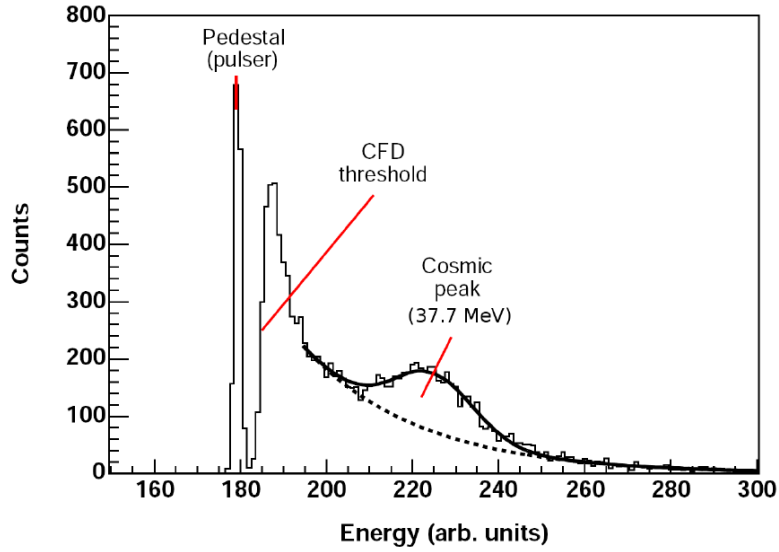


Abbildung 4.1.: Die minimalionisierenden Myonen der kosmischen Strahlung ergeben ein klares Signal, welches zu Kalibration der BaF<sub>2</sub>-Kristalle herangezogen wurde [Got09]. Zusätzlich sind die Ereignisse des sogenannten Pedestal-Pulsers auf der linken Seite des Spektrums zu erkennen.

Zerfall des  $\pi^0$ -Mesons hervorgerufene Überhöhung ist gut zu erkennen und liegt vor der Feinkalibration verschoben vom Literaturwert von 134,98 MeV [PDG12] und ist stark verbreitert. Wie im linken Teil der Abbildung zu erkennen, liegt diese Verbreiterung an der Verschiebung der einzelnen Detektorkanäle vom physikalischen Wert. In einem iterativen Prozess wird eine Verbesserung der Kalibration erreicht, indem mit Hilfe von

$$c_k^0 = c_k \cdot \frac{m_{\pi^0}^2}{m_{k,rek}^2} \quad (4.4)$$

über das Verhältnis von rekonstruierter Masse  $m_{k,rek}$  zur wahren Masse  $m_{\pi^0}$  bei jedem Kalibrationsschritt eine bessere Kalibrationskonstante  $c_k^0$  für jeden Detektorkanal gefunden werden kann. Mit dieser Prozedur war es möglich, die Masse des  $\pi^0$ -Mesons bis auf eine Abweichung von unter 1% vom Literaturwert zu rekonstruieren [Mül16]. Das Ergebnis des Verfahrens ist in Abbildung 4.2 unten dargestellt. Als unabhängiges Kriterium für die Präzision der Kalibration kann die Masse des  $\eta$ -Mesons von 547,85 MeV herangezogen werden, die bis auf eine Abweichung von circa 1% reproduziert werden konnte.

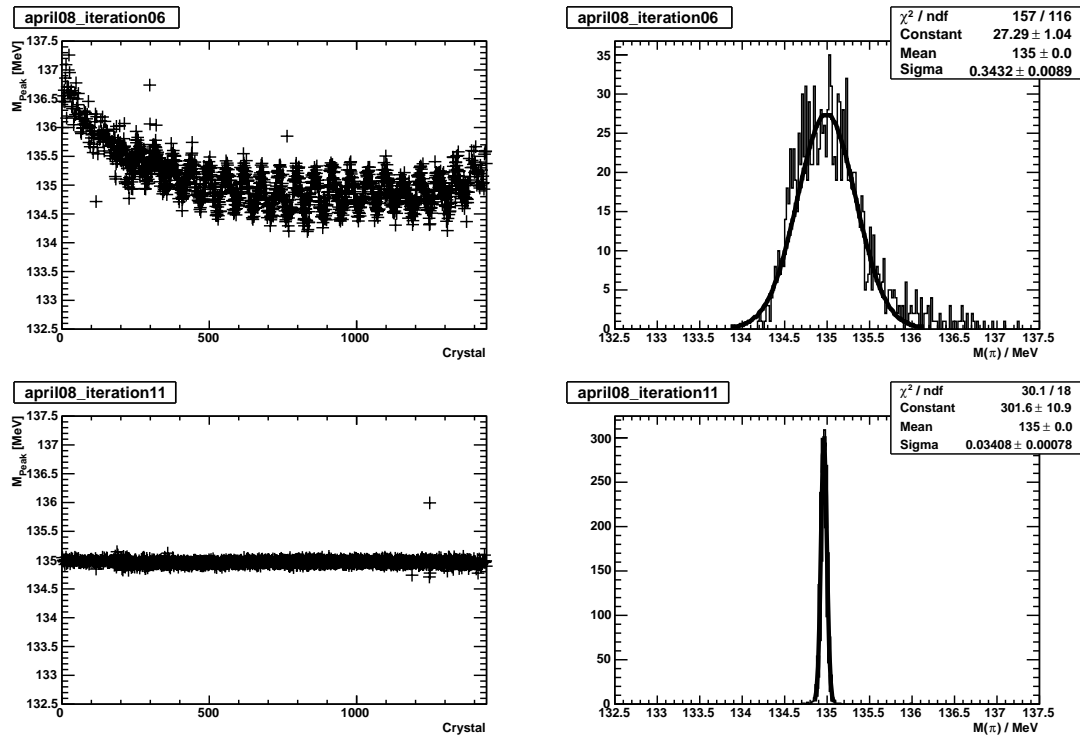


Abbildung 4.2.: Vergleich der sechsten Iteration der Kalibration (oben) mit der elften (unten) [Mül14]. An den Spektren der invarianten Masse der Zerfallspalten der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\gamma\gamma$  (rechts) ist die Verbesserung der Kalibration zu erkennen. Die linken Spektren zeigen die Maxima der Massenspektren für jeden Kalorimeterkristall und deren durch die Kalibration optimierte Lage bei der  $\pi^0$ -Masse.

#### 4.1.2. Zeitkalibration

Die Zeitmessung stellt eine wesentliche Aufgabe bei der Untersuchung von Streuprozessen dar. Bei den hohen Ereignisraten, die während der Datennahme vorherrschen, ist es nur durch Koinzidenztechniken möglich, die Einträge in den verschiedenen Detektorkomponenten einer einzelnen Reaktion zuzuordnen. So wird beispielsweise bei der Rekonstruktion von Teilchenspuren im Innendetektor (4.2.2) ausgenutzt, dass Faseransprecher nur dann zu einem Treffer gezählt werden, wenn sie neben einem räumlichen auch einen zeitlichen Bezug haben. Die Zeitkalibration der Datensätze ist in [Har08] ausführlich dokumentiert. Im Folgenden soll ein Abriss der wesentlichen Schritte gegeben werden, wobei sämtliche Informationen der genannten Arbeit entnommen sind.

Die Digitalisierung der Zeiten der Detektortreffer wird durch Single- bzw. Multi-



Hit-TDCs<sup>2</sup> realisiert. Sie beruhen darauf, dass die Pulse eines Hochfrequenzoszillators gezählt werden und bei Eintreffen eines Detektortreffers der Zählerstand dieses Kanals in einem internen Speicher abgelegt wird. Wird die Datennahme durch ein Triggersignal ausgelöst, so werden alle Zählerstände inklusive dem des Triggersignals ausgelesen. Über Differenzbildung erhält man den zu dem jeweiligen Treffer gehörenden TDC-Wert  $T$ , welcher proportional zur Zeitspanne  $t$  zwischen Trigger- und Detektorsignal ist. Um diese TDC-Werte in Zeiten umzurechnen, benötigt man die Kalibrationsbeziehung:

$$t = a + g \cdot T + f(E), \quad (4.5)$$

wobei  $g$  die Breite eines TDC-Kanals in Nanosekunden,  $a$  eine konstante zeitliche Verschiebung eines Detektorkanals und  $f$  den sogenannten Timewalk-Effekt berücksichtigt. Der Kalibrationsfaktor  $g$  lässt sich bei den vorwiegend verwendeten Multi-Hit-TDCs direkt aus dem Zählmechanismus herleiten und beträgt bei einfacher Auflösung<sup>3</sup>  $g = 0,11442$  ns. Im Falle des Mini-TAPS-Detektors werden Single-Hit-TDCs verwendet, bei denen zunächst eine Grobkalibration mit  $g = 0,1$  ns vorgenommen wurde. Eine genauere Bestimmung konnte erst nach vorheriger Kalibration der übrigen Detektoren durchgeführt werden. Variierende Längen von Signalleitungen führen zu konstanten zeitlichen Verschiebungen  $a$ , sowohl zwischen den Kanälen innerhalb eines Detektorsystems als auch verschiedenen Detektoren untereinander. Um diese Verschiebungen zu eliminieren, werden in erster Näherung die TDC-Einträge eines Detektorkanals so verschoben, dass das Selbststop-Signal des Kanals bei  $t = 0$  ns liegt. Die Genauigkeit der Zeitmessung ist in den reinen TDC-Spektren durch die Zeitauflösung des Triggersignals begrenzt, sodass eine Feinkalibration nur durch die Analyse von Zeitdifferenz-Spektren zu einem anderen Detektor als Zeitreferenz möglich ist. Wie in 3.7 vorgestellt, ist die Triggerlogik des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments so ausgelegt, dass eine Datenauslese nur dann gestartet wird, wenn ein koinzidentes Ereignis im Tagging-Spektrometer gemessen wurde. Dabei sind die Signale der Detektoren so verschaltet, dass der Zeitpunkt des Triggersignals ausschließlich von den Szintillationsstreifen des Taggers definiert wird, wodurch sichergestellt ist, dass diese als feste Zeitreferenz dienen können. Der erste Schritt der Feinkalibration besteht somit in der Kalibration der Streifenzähler des Tagging-Systems selbst. Hierfür wurde als Zeitreferenz der CO<sub>2</sub>-Čerenkov-Detektor gewählt, wobei spezielle Datensätze analysiert wurden, bei deren Datennahme dieser nicht als Veto, sondern in Koinzidenz in die Triggerentscheidung einfluss. Dieser Detektor bietet sich hier be-

<sup>2</sup>TDC (Time to Digital Converter): Elektronisches Bauteil, welches den zeitlichen Abstand von einem oder mehreren(Multi-Hit) Ereignissen zu einer Zeitreferenz digitalisiert.

<sup>3</sup>Die hier verwendeten TDCs bieten die Möglichkeit, durch Kopplung zweier Kanäle die Zeitauflösung zu verdoppeln. Dabei halbiert sich der Kalibrationsfaktor zu  $g = 0,05721$  ns.

sonders an, da er über einen einzelnen Detektorkanal verfügt, der als feste Zeitreferenz herangezogen werden kann. Diese Datensätze sind in regelmäßigen Abständen während der Messperioden aufgenommen worden, um etwaige Langzeitschwankungen der Signalverarbeitungszeiten zu berücksichtigen.

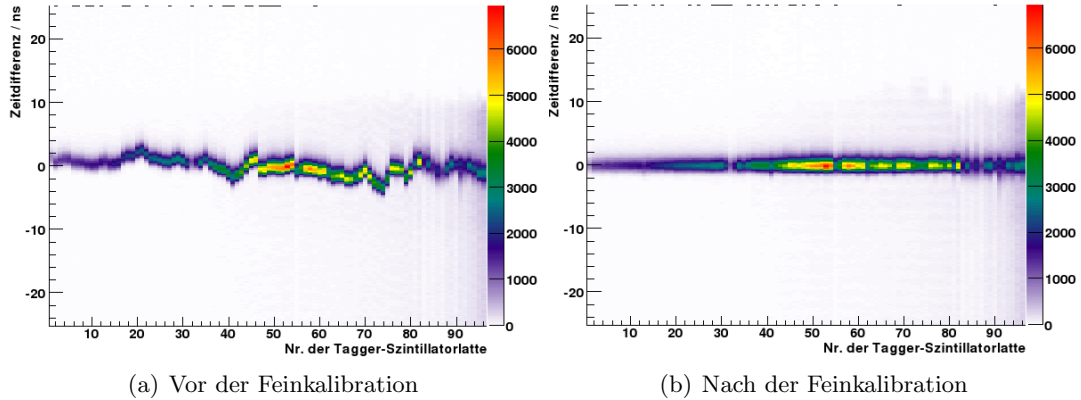


Abbildung 4.3.: Spektrum der Zeitdifferenzen zwischen den 96 Szintillationsstreifen des Tagging-Spektrometers und dem  $\text{CO}_2$ -Čerenkov-Detektor als Zeitreferenz [Har08]. Die Zeitspektren der einzelnen Streifen werden so verschoben, dass die Koinzidenzspitzen bei  $t = 0$  ns liegen.

Abbildung 4.3 links zeigt die Zeitdifferenzspektren der 96 Szintillationsstreifen des Taggers vor der Feinkalibration. Die unterschiedlichen Positionen der koinzidenten Spitzen relativ zum Čerenkov-Detektor werden ersichtlich. Um die Lage der koinzidenten Ereignisse zu korrigieren, wurde an jede Spitze eine Gauß-Funktion angepasst. Die Mittelwerte dieser Verteilungen werden als Zeitkorrektur für den jeweiligen Kanal verwendet. Das Ergebnis ist in der rechten Abbildung zu sehen. Die Koinzidenzspitzen liegen nun bei  $t = 0$  ns. Als Maß für die so erreichte Zeitauflösung dient die Breite der Koinzidenzspitze in der Summe aller Zeitspektren, welche bei einem  $\text{FWHM}^4$  von  $1,438 \pm 0,005$  ns liegt.

Nachdem die Streifenzähler kalibriert wurden, konnten sie als Referenz für die Zeitkalibration aller anderen zeitmessenden Detektoren verwendet werden. Dabei wurden analog zu dem oben beschriebenen Verfahren für jeden Detektor Zeitdifferenz-Spektren relativ zum Tagger erstellt und die Detektor-Zeiten so geschoben, dass die koinzidenten Ereignisse bei  $t = 0$  ns liegen. Die erreichbare Zeitauflösung ist hierbei durch die Genauigkeit der Kalibration des Taggers limitiert. Da insbesondere für die  $\text{BaF}_2$ -Kristalle des Mini-TAPS-Kalorimeters deutlich bessere Werte erwartet werden konnten, wurde das Verfahren in mehreren Iterationen durchgeführt. Dabei wurde so lange zwischen Tagger

<sup>4</sup>FWHM (Full Width at Half Maximum): Breite einer Verteilung bei halbem Maximalwert.

und Mini-TAPS-Detektor als Zeitreferenz gewechselt, bis sich keine Verbesserung zum vorherigen Kalibrationsschritt mehr einstellte.

Detektor	FWHM [ns]
Tagger-Streifen	$0,830 \pm 0,006$
Tagger-Fasern	$1,45 \pm 0,03$
Innendetektor	$2,093 \pm 0,013$
Vorwärtsdetektor-Kristalle	$1,861 \pm 0,016$
Vorwärtsdetektor-Plastikszintillatoren	$4,434 \pm 0,013$
Mini-TAPS-Kristalle	$0,872 \pm 0,006$
Mini-TAPS-Plastikszintillatoren	$3,06 \pm 0,05$
$CO_2$ -Čerenkov-Detektor	$1,194 \pm 0,014$
GIM-Kristalle	$3,1 \pm 0,3$

Tabelle 4.1.: Die mit der Feinkalibration erreichten Zeitauflösungen der einzelnen Detektorsysteme. Dabei beziehen sich die Angaben des Tagging-Spektrometers auf die Zeitspektren bei denen die Mini-TAPS-Kristalle als Zeitreferenz herangezogen wurden [Har08].

In Tabelle 4.1 sind die erreichten Zeitauflösungen der verschiedenen Detektorsysteme aufgelistet. Insbesondere die Verbesserung des zeitlichen Auflösungsvermögens des Tagging-Spektrometers auf  $0,830 \pm 0,006$  ns wirkt sich positiv auf die Kalibration aller anderen Komponenten aus.

## 4.2. Teilchen-Rekonstruktion

In diesem Schritt der Datenanalyse fließen die Geometrien der einzelnen Detektorkomponenten in die Ereignisrekonstruktion ein. Dies ist notwendig, um die in den einzelnen Detektoren gemessenen physikalischen Größen, wie Energie oder Zeit, in einen räumlichen Bezug zum globalen Koordinatensystem des Experiments zu setzen. Ziel ist es, die von einem ionisierenden Teilchen erzeugten Detektoreinträge so zu kombinieren, dass es im Idealfall möglich ist, den gesamten Lorentzimpuls des Teilchens zu rekonstruieren. Des Weiteren werden beispielsweise die ladungssensitiven Detektoren dazu genutzt, um zusätzliche Teilcheneigenschaften, wie in diesem Fall die Ladung, zu messen, um eine spätere Teilchenidentifizierung zu ermöglichen. In Abbildung 4.4 ist das globale Koordinatensystem des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments schematisch dargestellt. Die Trajektorien der im Target erzeugten Reaktionsprodukte legen die Verwendung eines sphärischen Koordinatensystems nahe. Der Photonenstrahl definiert dabei die Z-Achse des Systems. Die Trajektorie eines emittierten Teilchens bildet mit der Z-Achse den

Polarwinkel  $\theta$ . Der Azimutalwinkel  $\varphi$  ist in Strahlrichtung im Uhrzeigersinn definiert, wobei  $\varphi = 0^\circ$  in Strahlrichtung links liegt.

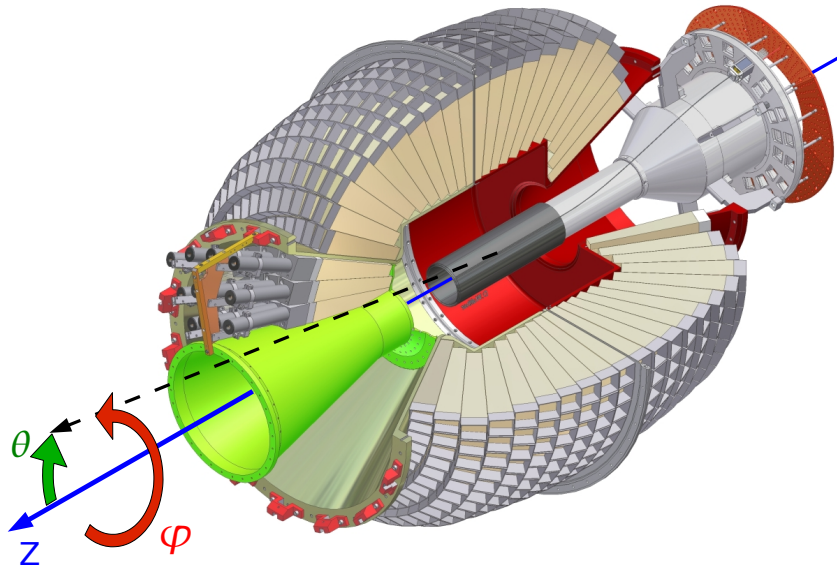


Abbildung 4.4.: Schematische Darstellung des globalen Koordinatensystems des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments. Der Photonenstrahl verläuft entlang der Z-Achse. Der Polarwinkel zwischen der Trajektorie eines Teilchens (gestrichelt) und der Z-Achse wird mit  $\theta$  bezeichnet. Der Azimutalwinkel, im Folgenden  $\varphi$  genannt, ist in Strahlrichtung im Uhrzeigersinn definiert.

In den folgenden Abschnitten soll zunächst die geometrische Treffer-Rekonstruktion der einzelnen Detektoren beschrieben werden. Danach folgen Korrekturen dieser Treffer-Informationen, die dazu dienen, systematische Fehler der jeweiligen Komponenten zu minimieren. Hierbei spielen insbesondere verschiedene Methoden des sogenannten Clustering eine zentrale Rolle, bei denen mehrere Detektoreinträge, die unmittelbar nebeneinander liegen, zu einem Treffer zusammengefügt werden. So können sowohl Mehrfach-Treffer eliminiert werden, die durch Übersprechen zwischen Detektorkanälen hervorgerufen werden, als auch die jeweiligen Detektorauflösungen über die Genauigkeit einzelner Detektorkanäle hinaus gesteigert werden.

### 4.2.1. Energiedepositionen im Crystal-Barrel-Kalorimeter

Die Fokussierung der Kristalle des Hauptkalorimeters auf das Target im Ursprung lässt sich mit dem oben beschriebenen Koordinatensystem leicht beschreiben. Jeder Kristall kann mit einer Kombination aus Polar- und Azimutalwinkel eindeutig abgebildet werden. Hat bei einem Ereignis ein einzelner Kristall isoliert angesprochen, so kann dem gemessenen Energieeintrag diese Richtung direkt zugewiesen werden. Die so erreichte Ortsauflösung ist durch den vom Kristall abgedeckten Raumwinkel limitiert. Zur Verbes-

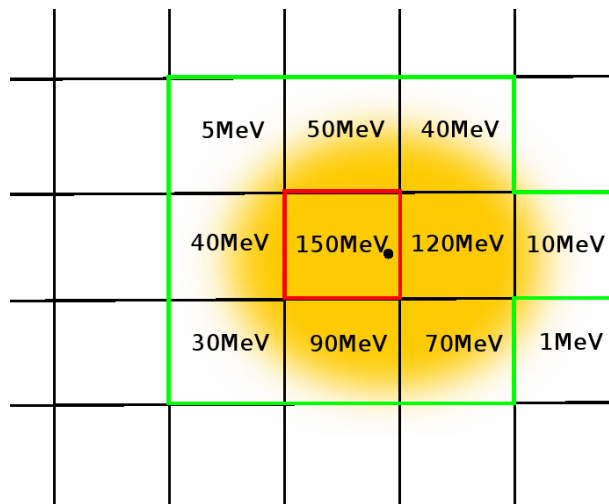


Abbildung 4.5.: Ein Photon (Auftritt mit einem schwarzen Punkt gekennzeichnet), erzeugt im Crystal-Barrel-Kalorimeter einen elektromagnetischen Schauer (gelb), welcher sich über Kristallgrenzen hinweg erstreckt. Alle Kristalle über 1 MeV Energieeintrag werden in einem Cluster (grün umrandet) zusammengefasst [Thi12].

serung des Ortsauflösungsvermögens wird die in 3.6.1 beschriebene Schauerausbreitung innerhalb der CsI(Tl)-Kristalle genutzt. Hierbei deponieren die im Streuprozess erzeugten Photonen ihre Energie, wie in Abbildung 4.5 verdeutlicht, über die Kristallgrenzen hinweg in mehreren Detektorkanälen. Der Kristall mit dem höchsten Energieeintrag wird als Zentralkristall bezeichnet. Zu einem Cluster werden alle Kristalle hinzugezählt, deren Energieeinträge den Minimalwert von 1 MeV überschreiten. Diese Schwelle verhindert, dass elektronisches Rauschen fälschlicherweise als Signatur mit eingerechnet wird. Unter Zuhilfenahme der Molière-Theorie, welche die Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers beschreibt, kann aus der Verteilung der Energie auf die Kristalle des Clusters auf den ursprünglichen Auftreffort zurückgerechnet werden [Sei09].

In diesem Zusammenhang müssen solche Ereignisse gesondert behandelt werden, bei denen zwei oder mehrere Photonen so nah nebeneinander aufgetroffen sind, dass sich

ihre Schauer überlappen und sie somit einen gemeinsamen Cluster bilden (siehe Abbildung 4.6). Um diese Mehrdeutigkeit aufzulösen, wird jedes Cluster auf Nebenmaxima

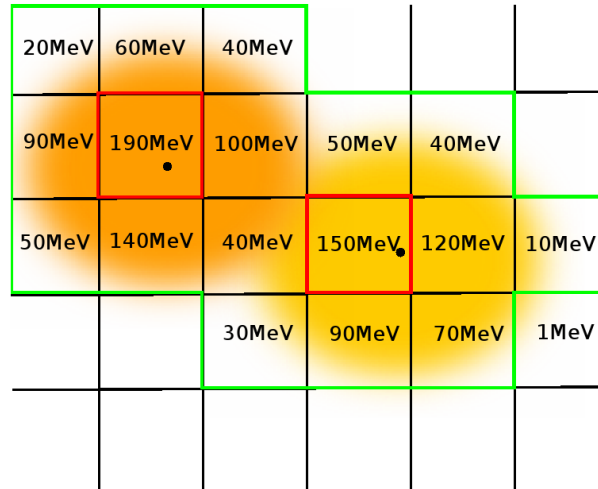


Abbildung 4.6.: Die Schauer zweier Photonen überlappen sich, sodass sie ein gemeinsames Cluster bilden. Durch die Erkennung von Nebenmaxima lässt sich diese Mehrdeutigkeit eliminieren [Thi12].

untersucht. Sobald sich ein Nebenmaximum mit einem Energieeintrag größer als 20 MeV findet, wird es als Zentralkristall eines sogenannten PEDs<sup>5</sup> gezählt. Die in den Kristallen des Clusters gemessene Energiedeposition wird entsprechend der Molière-Theorie auf die PEDs verteilt und die Auftrefforte der Teilchen für jedes PED entsprechend errechnet.

Eine weitere Konsequenz des Schauerverhaltens ist, dass Teile eines Schauers in insensitiven Materialien, wie z.B. der Haltestruktur der Kristalle, eindringen und so dem Nachweis entgehen. Um dies zu korrigieren, wurde eine vom Raumwinkel abhängige Korrekturfunktion verwendet [Mül07]. Sie ist mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen erstellt worden, indem für jedes Raumwinkelelement das Verhältnis von der im Kristall deponierten bzw. generierten und der dazugehörigen rekonstruierten Energie untersucht wurde. Mit ihr können die gemessenen PED-Energien so angepasst werden, dass sie zur ursprünglich im gesamten Material deponierten Energie passen.

#### 4.2.2. Identifikation von Spuren geladener Teilchen im Innendetektor

Den im letzten Abschnitt beschriebenen Energiesignaturen des Hauptkalorimeters oder PEDs, konnte keine Information über die Ladung des gemessenen Teilchens zugewiesen werden, da das verwendete CsI(Tl) als Szintillationsmaterial, wie in 3.6.1 erwähnt,

<sup>5</sup>PED (Particle Energy Deposit): Energiedeposition eines einzelnen ionisierenden Teilchens.

keinen Ladungsnachweis erlaubt. Dies kann durch die Auswertung der Ereignisse im Innendetektor realisiert werden, indem die in 3.6.2 beschriebene Anordnung der szintillierenden Fasern die Rekonstruktion des Durchstoßpunkts eines geladenen Teilchens ermöglicht. In Zusammenarbeit mit D.-M. Piontek wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Methode für die Rekonstruktion geladener Spuren aus den Faseransprechern des Innendetektors entwickelt, deren wesentliche Bestandteile im Folgenden vorgestellt werden sollen. Für eine detaillierte Beschreibung sei auf [Pio08] verwiesen. Um die zylindrische

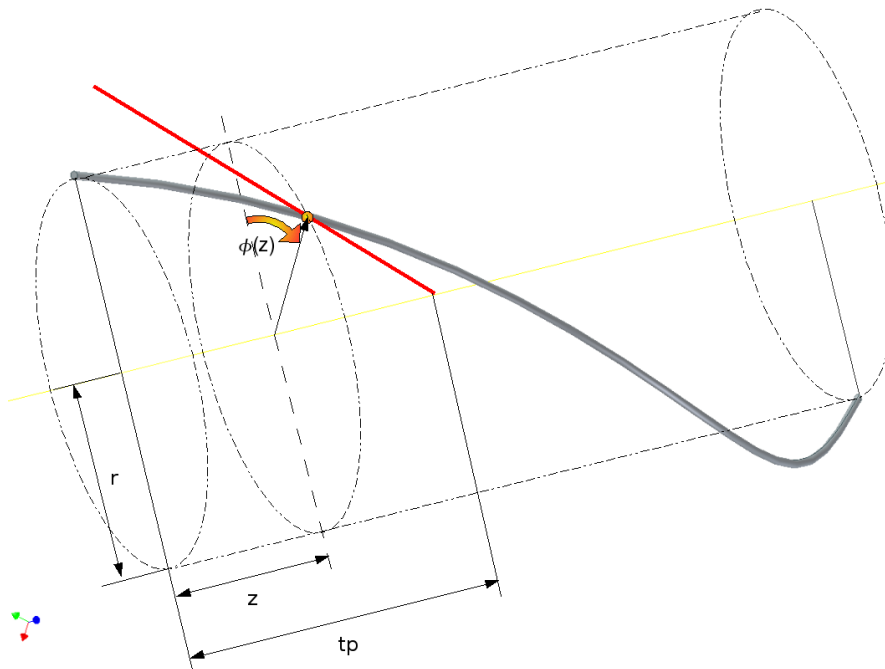


Abbildung 4.7.: Im zylindrischen Koordinatensystem des Innendetektors lässt sich eine Faser mit einer Funktion  $\phi(z)$  räumlich parametrisieren.

drische Geometrie des Detektors möglichst einfach abzubilden, wurde das in Abbildung 4.7 dargestellte detektoreigene zylindrische Koordinatensystem  $(z, \phi)$  eingeführt. Die Schraubenspirale der Fasern der inneren und mittleren Lage ist so konzipiert, dass eine Faser auf der Länge des Detektors genau eine halbe Umdrehung um die Strahlachse beschreibt. So ist gewährleistet, dass zwei beliebige Fasern aus unterschiedlichen Lagen höchstens einen Schnittpunkt besitzen und es keine Mehrdeutigkeiten gibt. Eine Faser, mit dem Index  $i$ , lässt sich in Zylinderkoordinaten direkt mit einer Funktion  $\phi_i(z_i)$  räumlich parametrisieren, da die Lage der Faser am vorderen Detektorende, der Radius der Detektorlage sowie deren Schraubensinn bekannt sind. Damit ein Teilchen, welches im Targetmittelpunkt erzeugt wurde, zwei Fasern in unterschiedlichen Lagen mit Indizes  $i$  und  $j$  trifft, müssen die Spurpunkte dieser beiden Fasern bei gleichem globalen

Polarwinkel  $\theta$  liegen. Hieraus ergibt sich für die Innendetektor-Koordinaten einerseits:

$$\tan(\theta_i) = \tan(\theta_j) \quad (4.6)$$

$$\Rightarrow \frac{r_i}{z_i - tp} = \frac{r_j}{z_j - tp} \quad (4.7)$$

$$\Rightarrow z_i = \frac{z_j - tp}{r_j} r_i + tp \quad (4.8)$$

Andererseits müssen auch die Azimutalkomponenten, unabhängig vom gewählten System, übereinstimmen,

$$\varphi_i = \varphi_j \quad (4.9)$$

$$\phi_i(z_i) = \phi_j(z_j) \quad (4.10)$$

wobei  $tp$  die Position des Targets relativ zum Ursprung des Innendetektor-Systems berücksichtigt. Setzt man 4.8 in 4.10 ein, so lassen sich die Koordinaten  $\varphi_{ij}$  und  $\theta_{ij}$  des Spurpunkts einer Faserkombination  $(i, j)$  errechnen.

Sprechen mehrere Fasern einer Lage an, so werden diese zunächst auf direkte Nachbarschaft untersucht und ähnlich wie oben beschrieben, in einem Cluster zusammengefasst. Dabei wird sichergestellt, dass nur Ansprechere zu einem Cluster gezählt werden, die eine maximale Zeitdifferenz von 14 ns besitzen. Einem Cluster wird dabei der Index seines Schwerpunkts zugeordnet. Aus diesen Cluster-Indizes verschiedener Lagen kann dann mit der obigen Technik ein geladener Spurpunkt, im Weiteren Route genannt, rekonstruiert werden. Da der Detektor aus drei Lagen aufgebaut ist, existieren sowohl Routen, die aus Treffern in drei Lagen erstellt wurden, als auch solche, die aus einem Zwei-Lagen-Treffer resultieren. Diese zusätzliche Information wird in Form einer Ladungsqualität  $Q$  berücksichtigt, indem Drei-Lagen-Treffer die Qualität  $Q = 1.0$  und Zwei-Lagen-Treffer  $Q = 0.66$  erhalten. Lässt sich eine Route mit einem der PEDs im Crystal-Barrel-Kalorimeter in Deckung bringen, so wird dieses PED mit der entsprechenden Ladungsinformation markiert. Andernfalls erhält es die Ladung  $Q = 0$ .

### 4.2.3. Die Zeit- und Energiesignaturen des Vorwärtsdetektors

Die Rekonstruktion der Treffer im Vorwärtsdetektor ist in die des Hauptkalorimeters mit eingebunden, da die verwendeten Kristalle, wie in 3.6.3 beschrieben, ursprünglich zum Crystal-Barrel-Kalorimeter selbst gehörten. Somit können Cluster auch über die Grenze der Detektoren hinweg gebildet und auf diese Weise auch solche Energieeinträge rekonstruiert werden, die in beiden Detektoren einen Teil ihres Schauers deponieren. Hierbei muss allerdings die Verschiebung des Vorwärtsdetektor um 3 cm berücksichtigt wer-



den, da die Kristalle hier nicht mehr exakt auf den Targetmittelpunkt fokussiert liegen. Durch die separate Auslese der Kristalle des Vorwärtsdetektors mit Photomultipliern ist es möglich, auch die Zeiten der gemessenen Treffer auszuwerten. So ist gewährleistet, dass trotz der hohen Ereignisrate im Vorwärtsbereich eine Trennung der gewünschten Reaktionen von Untergründereignissen erreicht werden kann. Eine Identifikation geladener Teilchen erfolgt in diesem Detektorbereich mittels ladungssensitiver Szintillatorplättchen, die den Kristallen vorgelagert sind. Analog zum Verfahren im Hauptkalorimeter werden auch hier geladene Teilchen nachgewiesen und über räumliche Schnitte einem PED des Vorwärtsdetektors zugeordnet.

#### 4.2.4. Rekonstruktion der Vorwärtstreffer im Mini-TAPS-Kalorimeter

Die Reaktionsprodukte, die unter kleinen Polarwinkeln emittiert werden, können mit Hilfe des Mini-TAPS-Kalorimeters registriert werden. Dabei erfolgt die Rekonstruktion der Energiedeposition und des Auftrefforts der Teilchen in gleicher Weise wie beim Crystal-Barrel-Detektor. Es werden alle Kristalle, deren Energieeinträge über 13 MeV liegen, zu einem Cluster zusammengefasst, wobei der Zentralkristall eine Energie von mindestens 20 MeV nachgewiesen haben muss. Besitzt das Cluster insgesamt eine Mindestenergie von 25 MeV, so folgen die weiteren Rekonstruktionsschritte. Die unmittelbare Nähe des Detektors zum auslaufenden Photonenstrahl, führt zu einer hohen Untergrundrate durch konvertierte Photonen in den beiden inneren Kristallringen. Um diese niederenergetischen Ereignisse vom Clustering auszuschließen, wurde die Minimalenergie für diese Kristalle auf 17 MeV erhöht. Wie im Vorwärtsdetektor ermöglicht die Photomultiplierauslese der Kristalle eine Zeitmessung. So können die Kristalle eines Clusters sowohl auf räumliche als auch auf eine zeitliche Koinzidenz überprüft werden, wobei ein maximaler Zeitversatz von 5 ns toleriert wird. Zum Abschluss wird durch erneutes räumliches Clustern berücksichtigt, dass durch den Zeitschnitt Lücken entstehen können, die eine Aufspaltung in mehrere räumlich getrennte Cluster erforderlich machen. Die Identifikation geladener Reaktionsprodukte erfolgt hier ebenfalls durch die, den Kristallen vorgelagerten, Szintillationsdetektoren.

**Polarwinkel- und Energiekorrektur** Besondere Anforderungen an die Rekonstruktion des Mini-TAPS-Detektors stellt seine planare Anordnung der Kristalle dar. Sie sind nicht wie die anderen Kalorimeter auf das Target ausgerichtet, sondern liegen, wie in 3.6.5 gezeigt, parallel zum Photonenstrahl. Die energieabhängige Eindringtiefe der nachzuweisenden Teilchen sorgt dafür, dass der Polarwinkel der elektromagnetischen Schauer, wie in Abbildung 4.8 veranschaulicht, bei dieser Detektoranordnung falsch rekonstruiert wird. Um diesen Effekt zu berücksichtigen, wird eine von der Energie und damit der

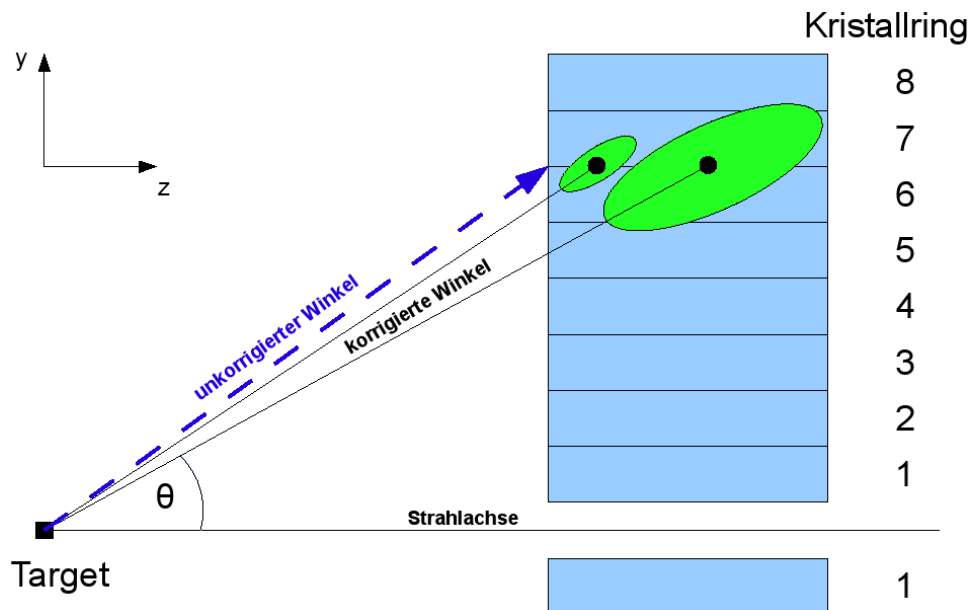


Abbildung 4.8.: Der Polarwinkel eines elektromagnetischen Schauers wird durch die horizontale Anordnung der Kristalle des Mini-TAPS-Kalorimeters falsch rekonstruiert [Dah08]. Dieser Effekt kann durch eine energieabhängige Eindringtiefenkorrektur berücksichtigt werden.

Eindringtiefe des Schauers abhängige Korrektur des Polarwinkels der Cluster vorgenommen [Dah08]. Sie basiert auf Monte-Carlo-Simulationen von Reaktionen mit mehreren Photonen im Endzustand und ist somit auf die spätere Datenauswertung zugeschnitten. Die Polarwinkelabweichungen zwischen den in der Simulation generierten und den rekonstruierten Photonen liegen nach der Korrektur bei weniger als  $0,05^\circ$ .

Des Weiteren muss auch im Fall des Mini-TAPS-Detektors berücksichtigt werden, dass Teile eines elektromagnetischen Schauers in insensitiven Bereichen, wie beispielsweise der Haltestruktur der Kristalle, deponiert werden und so der Auswertung verloren gehen. In Analogie zur Energiekorrekturfunktion des Crystal-Barrel-Kalorimeters werden auch die Mini-TAPS-Cluster einer simulationsbasierten Energiekorrektur unterzogen. Durch die Verwendung eines speziellen, detektoreigenen Koordinatensystems gelingt es dabei, die hexagonale Oberflächenstruktur zu berücksichtigen. Mit dieser Korrektur lässt sich die Masse des  $\eta$ -Mesons mit einer Genauigkeit von 0,9% aus den gemessenen Zerfallsphotonen ermitteln.

Eine Konsequenz der Optimierung der Kalorimeter auf den Nachweis von Photonen ist die, dass es nicht möglich ist, hochenergetische Protonen im Szintillator zu stoppen. Das führt dazu, dass man zwar die Richtung eines Protons rekonstruieren, aber nur einen

Teil seiner Energie auswerten kann. Diese fehlende Information muss in der Analyse der Ereignisse über die Methode des „Missing Particle“<sup>6</sup> indirekt bestimmt werden. Siehe dazu Abschnitt 5.1.

#### 4.2.5. Rekonstruktion der Strahlphotonen

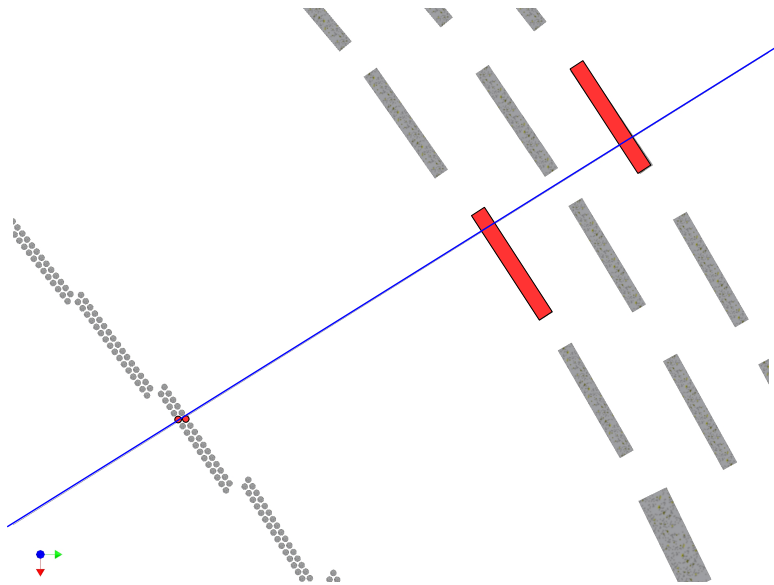


Abbildung 4.9.: Überlappende Anordnung der Szintillationsstreifen des Tagging-Spektrometers. Mit der hohen Ortsauflösung des Faser-Hodoskops werden die für die Untersuchungen benötigten Energieauflösungen erreicht.

Die Bestimmung der Energie des einlaufenden primären Photons wird mit der in 3.3 vorgestellten Photonenmarkierungsanlage erreicht. Experimentell beruht sie darauf, den Impuls eines am Radiator gestreuten Elektrons mit einem magnetischen Spektrometer zu messen. Bei bekannter Endenergie des Beschleunigers lässt sich so auf die Energie des erzeugten Photons zurückrechnen. Die im Spektromettermagneten abgelenkten Elektronen werden von Szintillationsstreifen-Detektoren nachgewiesen, deren überlappende Anordnung sicherstellt, dass stets mindestens zwei Streifen getroffen werden. So kann durch Koinzidenz zweier benachbarter Streifen zum Einen elektronisches Rauschen unterdrückt und zum Anderen eine gleichmäßige Trigger-Akzeptanz erreicht werden. Wie in Abbildung 4.9 dargestellt, lässt sich durch die hohe Ortsauflösung der 2 mm Szintillationsfasern des Faser-Hodoskops eine Energieauflösung des Spektrometers im Bereich niedriger Photonenenergien von unter 0,4 % erreichen. Auch hier werden die Zeitinforma-

<sup>6</sup>Missing (englisch für fehlend): Man betrachtet die Energie des Protons als nicht gemessen, also als fehlend.

tionen der Fasertreffer genutzt, um sie den Ereignissen in den Streifenzählern eindeutig zuzuordnen.

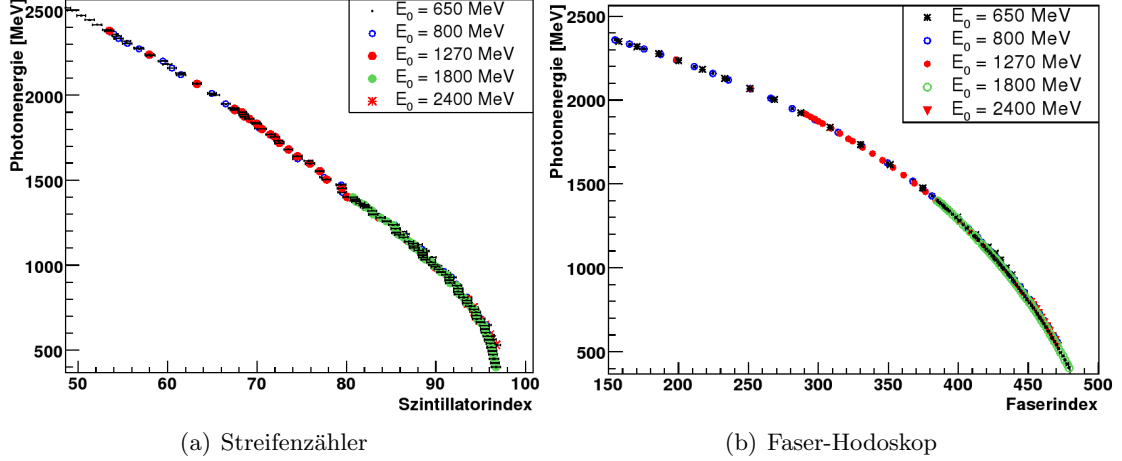


Abbildung 4.10.: Einschusseichungen der Photonenmarkierungsanlage. Mit Messungen bei verschiedenen Strahlenergien und Variation des Stroms im Ablenkmagneten ist ein Abtasten der Detektoren des Systems möglich [FoP09].

Die eigentliche Bestimmung der Energie der produzierten Photonen wird durch Polynome erreicht, die einem Faser- bzw. Streifenzählerindex  $x$  die zugehörige Energie in MeV zuordnen [FoP09]. Diese Polynome sind mit Hilfe von Eichmessungen erstellt worden, bei denen mit verschiedenen Elektronenstrahlenergien und abgesenkter Strahlintensität in das System eingeschossen und durch Variation des Magnetstroms die Detektoren des Spektrometers abgetastet wurden (siehe Abbildung 4.10). Entsprechend der geometrischen Anordnung der Szintillationsstreifen in drei Bereichen ist es notwendig, den Messbereich der Streifen mit drei getrennten Polynomen abzubilden:

- Streifen 0 bis 34

$$E_\gamma = \frac{3176.1}{2383.98} (2340 - 6.383x + 0.1418x^2 - 0.01932x^3 + 0.0006776x^4 - 7.834 \cdot 10^{-6}x^5) \quad (4.11)$$

- Streifen 35 bis 81

$$E_\gamma = \frac{3176.1}{2383.98} (178.4 + 168.1x - 5.318x^2 + 0.07679x^3 - 0.0005674x^4 + 1.637 \cdot 10^{-6}x^5) \quad (4.12)$$

- Streifen 82 bis 96

$$E_\gamma = \frac{3176.1}{2383.98} (-2859 + 121.2x - 0.907x^2). \quad (4.13)$$

Die Messwerte des Faser-Hodoskops hingegen lassen sich, aufgrund der homogenen Detektorgeometrie, mit einem Polynom beschreiben:

$$E_\gamma = (2651.61 - 1.57935x + 0.00247967x^2 - 4.60888 \cdot 10^{-5}x^3 + 1.39496 \cdot 10^{-7}x^4 - 1.71282 \cdot 10^{-10}x^5). \quad (4.14)$$

Auf diese Weise lässt sich aus den Einträgen in den Detektoren der Photonenmarkierungsanlage die Energie des erzeugten Photons ermitteln und über Zeitschnitte den Zerfallsprodukten einer Reaktion zuordnen, die im Detektoraufbau nachgewiesen wurden.

### 4.3. Rekonstruktion von Strahlage und Targetposition

Für die Untersuchung eines Streuprozesses ist es wichtig zu wissen, wo die Reaktionsprodukte entstanden sind. Idealerweise liegt sowohl der Photonenstrahl als auch das Target zentriert im Koordinatenursprung des Detektorsystems. In der Realität kommt es aber zu Abweichungen, die durch Fertigungstoleranzen der Komponenten sowie durch die limitierte Genauigkeit bei deren Positionierung und Justage zustande kommen. Hierzu tragen statische Abweichungen bei, wie die Position der Detektoren zueinander, die sich während einer Strahlperiode nicht ändern, und dynamische, wie die Position des Strahls relativ zum Detektorsystem. Eine Besonderheit im aktuellen Aufbau stellt die variable Position eines Teils der Detektoren auf dem Schienensystem dar, welches in Abschnitt 3.4 beschrieben wurde. Hierbei ist die Reproduzierbarkeit der Position des Detektorwagens durch das Spiel des Positionierungssystems beschränkt, sodass sich bei jedem Polarisationszyklus eine verschobene Z-Position des Targets relativ zu den Detektoren ergeben kann.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sowohl die Verschiebung des Photonenstrahls von der Sollachse, sowie die Verschiebung des Targets entlang der Strahlachse aus den gemessenen Daten bestimmt. Die so gewonnenen Informationen wurden in einer Datenbank hinterlegt, sodass sie bei allen folgenden Analysen bei der Rekonstruktion der Teilchenvertizes berücksichtigt werden können. Die Methoden zur Bestimmung der Strahl- und Targetposition wurden im Rahmen der Diplomarbeit [Bog01] für die Messungen in den Jahren 2001 bis 2003 entwickelt und angewandt. Sie mussten in das neue Auswertungs-

system eingefügt und gemäß den geänderten Anforderungen, insbesondere im Hinblick auf das neue polarisierte Targetsystem, angepasst werden.

Die grundlegende Idee besteht darin, die Spuren von geladenen Teilchen zu benutzen, um auf den Reaktionsort im Target zurückzurechnen. Somit bieten Reaktionen des Typs  $\gamma p \rightarrow p x \rightarrow p\gamma\gamma$  ideale Voraussetzungen für diese Untersuchung. Hierfür wurden Ereignisse mit zwei neutralen und einem geladenen Teilchen im Endzustand selektiert und die Daten des geladenen Eintrags für die Analyse genutzt. Wie in Abschnitt 4.2.2 beschrieben, wird bei der Ladungsidentifikation die Richtung des Treffers im ladungssensitiven Detektor gespeichert, sodass im Überlappbereich des Crystal-Barrel-Kalorimeters mit dem Innendetektor beide Informationen zur Verfügung stehen.

### 4.3.1. Bestimmung der Position des Strahlflecks

Wird ein geladenes Teilchen zentral, d.h. auf der Strahlachse erzeugt, so liefern Crystal-Barrel-Kalorimeter und Innendetektor den gleichen Azimutalwinkel. Ist der Photonenstrahl jedoch, wie in Abbildung.4.11 dargestellt, von seiner Sollachse verschoben, so wird ein geladenes Teilchen von beiden Detektoren bei unterschiedlichen Winkeln registriert. Hierbei ist die Winkeldifferenz abhängig von der Richtung des Teilchens relativ zur Verschiebungsrichtung des Strahls. Wird es parallel zur Strahlverschiebung emittiert (Abbildung.4.11 oben), so ist die Winkeldifferenz nach wie vor null. Wird es jedoch senkrecht zur Strahlverschiebung emittiert (Abbildung.4.11 unten), so ergibt sich eine maximale Winkeldifferenz  $\Delta\phi$  zwischen Crystal-Barrel-Kalorimeter und Innendetektor. Wird die Azimutalwinkeldifferenz gegen den Azimutalwinkel des Innendetektors aufgetragen, so ergibt sich ein Spektrum wie es in Abbildung 4.12 dargestellt ist. Es ist ein sinusförmiger Zusammenhang zwischen dem Schwerpunkt der Winkeldifferenz und dem Azimutalwinkel zu erkennen. Für die Bestimmung der Strahlverschiebung aus den rekonstruierten Ereignissen muss aus dem Spektrum der Wert und die Lage der maximalen Winkeldifferenz beider Detektoren bestimmt werden. Das Spektrum wurde in 36 Abszissenintervalle eingeteilt und an die jeweilige Projektion des Intervalls auf die Ordinate eine Gaußsche Glockenfunktion angepasst. Nun ließen sich die Mittelwerte der Anpassungen gegen den Azimutalwinkel auftragen, woran eine Sinusfunktion der Form 4.15 angepasst wurde.

$$\Delta\phi = A + B \sin(\phi + C) \quad (4.15)$$

Aus den Parametern dieser Anpassung lassen sich nun die relevanten Größen ableiten. Ist Parameter  $A$  verschieden von Null, besteht eine globale von  $\phi$  unabhängige Azimutalwinkeldifferenz zwischen den Detektoren, was auf eine Verdrehung des Innendetektors bei

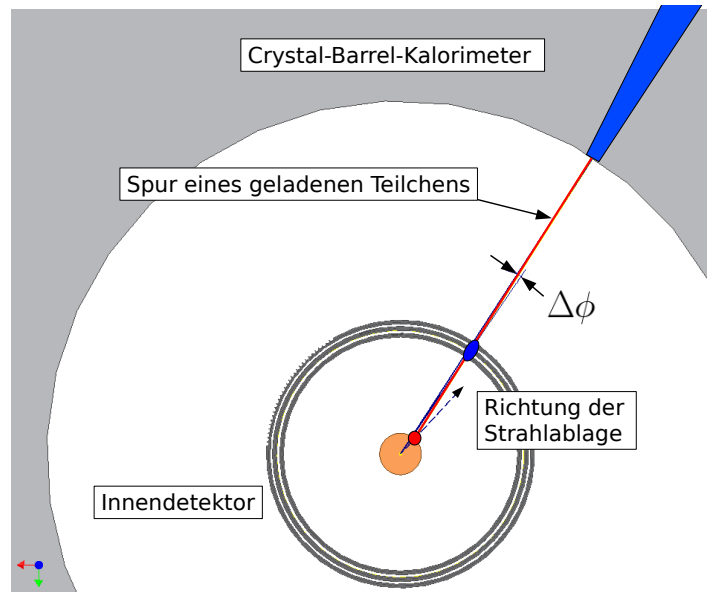
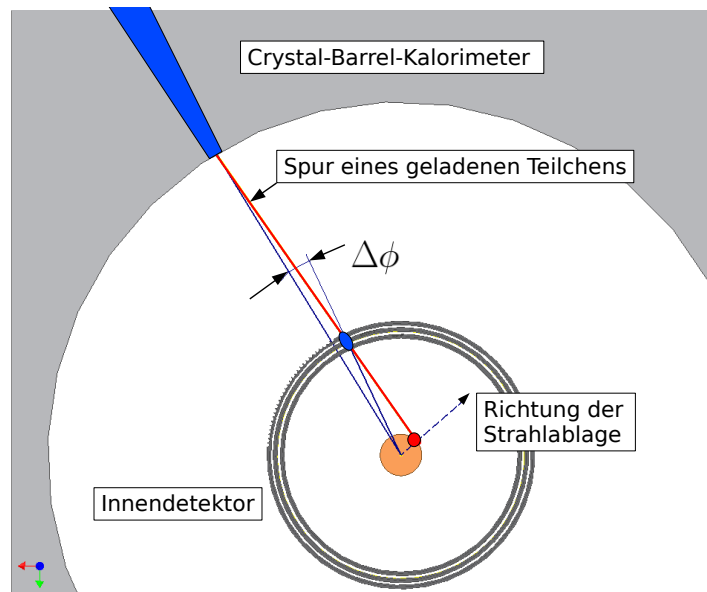
(a)  $\Delta\phi \approx 0$  bei nahezu paralleler Emission zur Strahlverschiebung(b)  $\Delta\phi$  ist maximal bei Emission senkrecht zur Strahlverschiebung

Abbildung 4.11.: Die durch eine Strahlverschiebung (roter Punkt) hervorgerufene Azimutalwinkeldifferenz der Treffer in Crystal-Barrel-Kalorimeter und Innendetektor. Dabei hängt die Größe der Winkeldifferenz davon ab, in welchem Winkel zur Verschiebungsrichtung des Strahls das Teilchen emittiert wird. Zur besseren Anschauung ist die Abbildung nicht maßstabsgetreu.

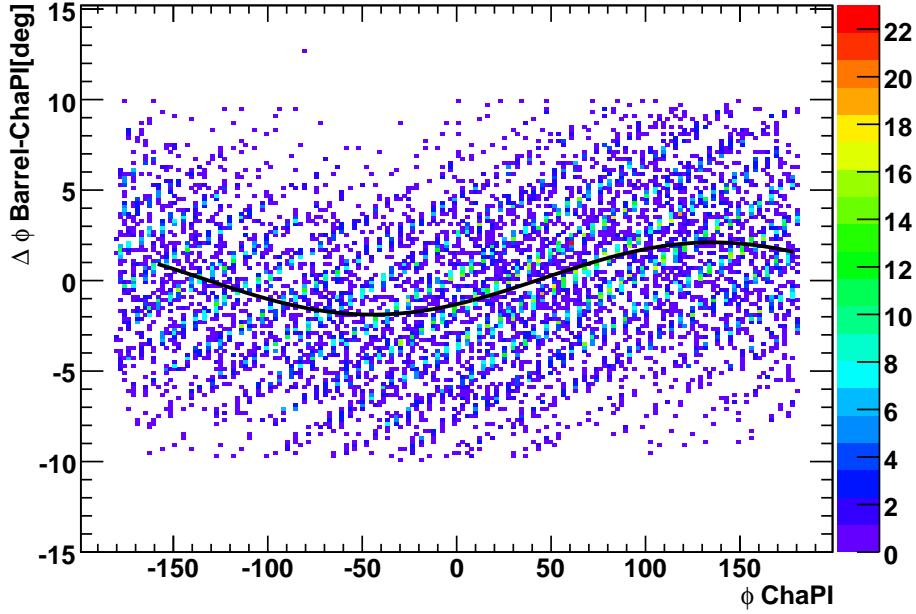


Abbildung 4.12.: Differenz der Azimutalwinkel von Crystal-Barrel-Kalorimeter und Innendetektor (ChaPI: Charged Particle Identifier) bei einer Monte-Carlo-Simulation einer Strahlverschiebung von 2.8 mm in  $\phi = 45^\circ$  Richtung. Die schwarze Kurve zeigt das Ergebnis der Anpassung einer Sinusfunktion an die Mittelwerte der Gauß-Verteilungen entlang der Ordinate.

dessen Einbau zurückzuführen ist. Als statische Größe lässt sich diese Verdrehung leicht in der Trefferrekonstruktion des Detektors berücksichtigen. Der Amplitudenparameter  $B$  gibt die maximale Winkeldifferenz an und steht mit dem radialen Abstand  $R$  des Strahls von seiner Sollachse in folgendem Zusammenhang:

$$R = \frac{r_{CB} r_{ID} \sin(\Delta\phi)}{\sqrt{r_{CB}^2 + r_{ID}^2 - 2r_{CB} r_{ID} \cos(\Delta\phi)}} \quad (4.16)$$

Mit  $r_{CB}$  und  $r_{ID}$  sind die Radien des Crystal-Barrel-Kalorimeters und des Innendetektors im betrachteten Polarwinkelbereich<sup>7</sup> gegeben. Aus der Phase  $C$  kann schließlich die azimutale Richtung der Strahlverschiebung ermittelt werden, da wie oben beschrieben das Maximum der Verteilung um  $90^\circ$  phasenverschoben zur Strahlverschiebungsrichtung liegt [Bog01].

<sup>7</sup>Für diese Untersuchung wurde der Polarwinkel auf 45 bis  $135^\circ$  eingeschränkt, da in diesem Bereich alle Kristalle des Crystal-Barrel-Kalorimeters einen festen Abstand von 270 mm zur Strahlachse besitzen.



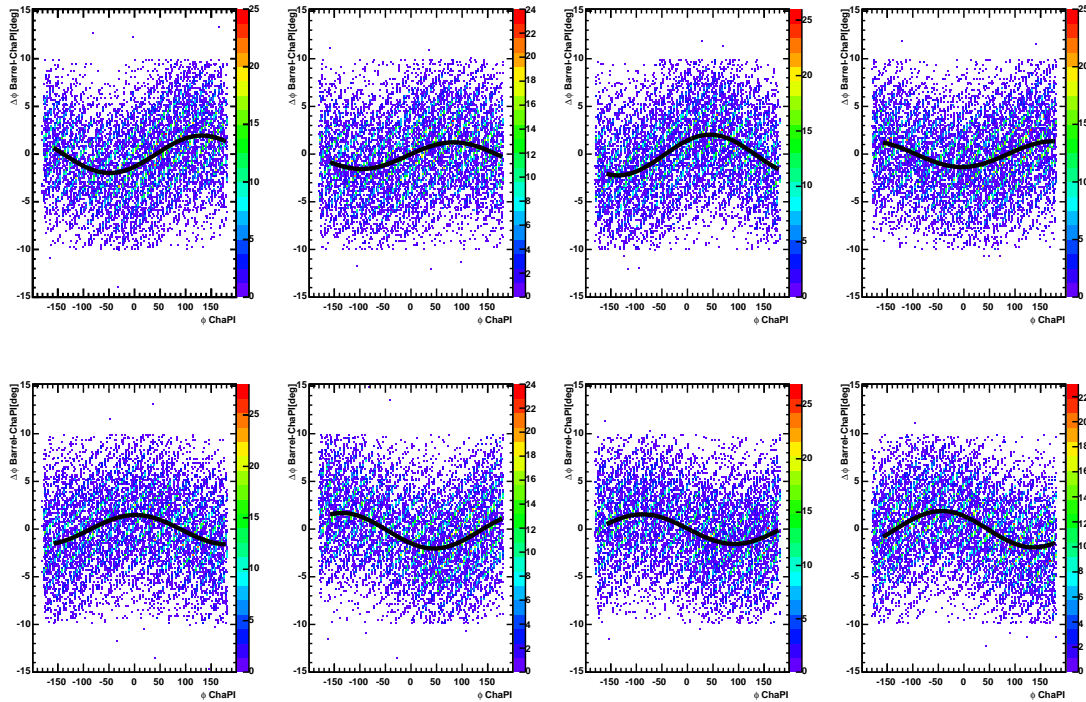


Abbildung 4.13.: Spektren der Azimutalwinkeldifferenz analog zu Abbildung 4.12 für simulierte Strahlverschiebungen von  $(x, y) = (2, 0); (2, 2); (0, 2); (-2, 2); (-2, 0); (-2, -2); (0, -2); (2, -2)$  mm.

Es wurden zunächst Monte-Carlo-Simulationen mit verschiedenen Strahlverschiebungen durchgeführt, um die Messmethode zu kalibrieren. Es wurden acht Datensätze simuliert bei denen der Photonenstrahl schachbrettartig jeweils im 2 mm Abstand verschoben generiert wurde. Diese Datensätze wurden dann mit der oben beschriebenen Methode untersucht. Abbildung 4.13 zeigt die Azimutalwinkelverteilungen für die verschiedenen Datensätze, inklusive der angepassten Sinusfunktionen. Gut zu erkennen ist die Veränderung der Phase, abhängig von der Richtung der Strahlverschiebung. In Abbildung 4.14 ist dargestellt, dass sich die generierten Strahlverschiebungen (rote Kreuze) im Rahmen der Fehler rekonstruieren lassen.

Nachdem die Messmethode an Simulationen getestet wurde, konnte sie auf die Daten aller Strahlzeiten angewendet werden. Zunächst wurden die Messdaten in Blöcke zusammengefasst, die durch die Repolarisationszyklen des Targetsystems vorgegeben waren. Dies bot sich einerseits an, da die Teilung der Daten in Blöcke von durchschnittlich drei Tagen genügend Statistik für das obige Verfahren bereitstellt, und es andererseits sinnvoll ist, nach jeder Repolarisation und der damit verbundenen Verschiebung des

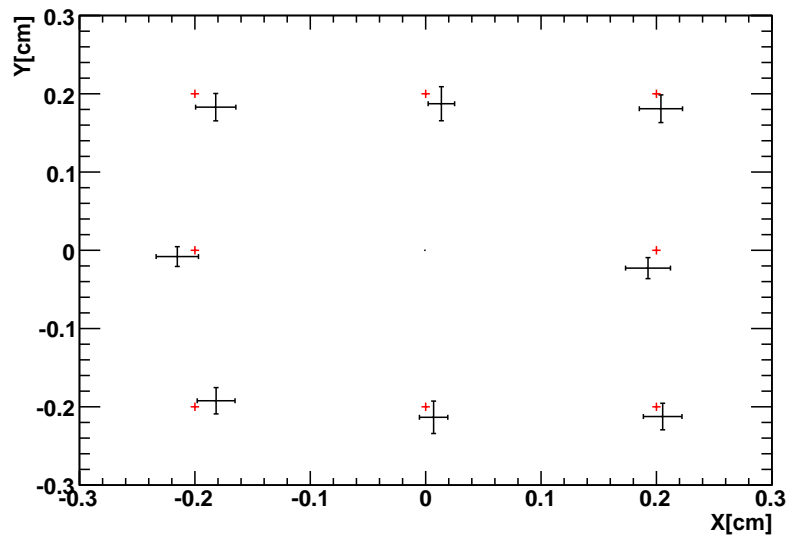


Abbildung 4.14.: X-Y-Darstellung der rekonstruierten Strahlpositionen in Schwarz. Die generierten Strahlverschiebungen sind in Rot dargestellt.

Detektorsystems, eine Bestimmung der Targetposition durchzuführen. Abbildung 4.15 zeigt beispielsweise die rekonstruierten Positionen des Strahlflecks für die acht Polarisationsphasen der Strahlzeit August 2009. Die auf diese Weise gewonnenen Informationen sind in einer Datenbank abgelegt worden, sodass sie bei der weiteren Datenanalyse als Parameter der Detektorrekonstruktion abgefragt werden können.

#### 4.3.2. Bestimmung der Targetposition

Wie bereits erwähnt, birgt die variable Positionierung eines Teils der Detektorkomponenten auf dem Schienensystem eine Quelle für systematische Fehler. Aus der Spur geladener Teilchen lässt sich die Position des Targets entlang der Strahlachse ermitteln und so eine etwaige Fehlstellung korrigieren. Hierfür wird analog zur Bestimmung der Strahlverschiebung ein geladenes Teilchen selektiert, und die Spurinformatoren des Crystal-Barrel-Kalorimeters und des Innendetektors genutzt. Da die Radien beider Detektoren bekannt sind, sind durch die gemessenen Polarwinkel zwei Punkte gegeben, durch die sich eine Spurgerade definieren lässt. Wird diese bis zur Strahlachse extrapoliert, kann die Z-Koordinate des Schnittpunkts von Spurgerade und Strahlachse als wahrscheinlichster Entstehungsort des geladenen Teilchens interpretiert werden. Eine solche rekonstruierte Vertexverteilung ist in Abbildung 4.16 links dargestellt. Es handelt sich dabei um eine Monte-Carlo-Simulation, bei der eine flache Verteilung der Pro-

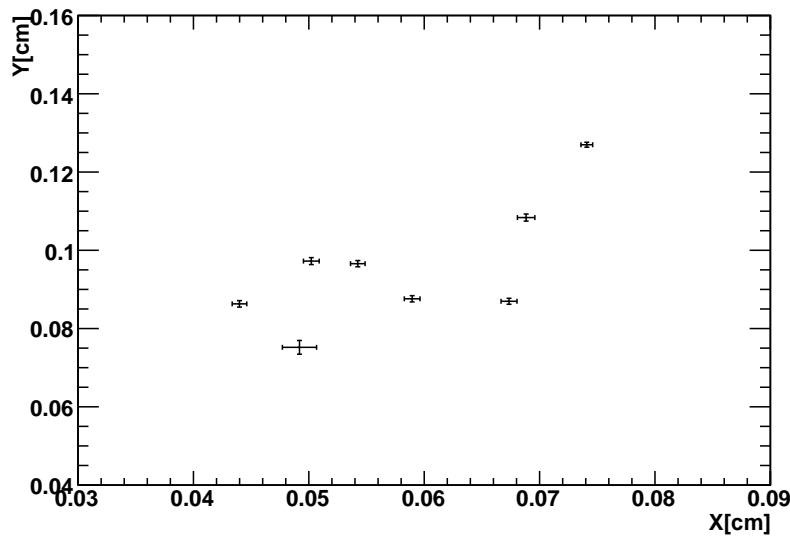


Abbildung 4.15.: Rekonstruierte Position des Strahlflecks für die acht Polarisationsphasen der Strahlzeit August 2009.

duktionsvertizes in den Grenzen von -1 bis 1 cm generiert wurde, um die Entstehung der geladenen Teilchen im aktuellen Targetsystem zu simulieren. Es zeigt sich, dass die flach generierte Verteilung als nahezu glockenförmig rekonstruiert wird. Das heißt scharfe Strukturen werden bedingt durch das begrenzte Ortsauflösungsvermögen des Detektorsystems verschmiert. Der Schwerpunkt der Verteilung liegt wie erwartet im Ursprung. Bei der Betrachtung der rechts dargestellten Abbildung einer am polarisierten Target gemessenen Verteilung zeigen sich Unterschiede zur Simulation. Im Vorwärtsbereich von ca. 1 bis 2 cm ist ein Beitrag zu erkennen, der nicht aus dem eigentlichen Probenhalter des Kryostaten stammt, sondern an einem unmittelbar davor liegenden Medium erzeugt wird. Des Weiteren ist zu erkennen, dass das Maximum der gemessenen Verteilung bei negativem Z liegt, was einer Verschiebung des Probenhalters entgegen der Strahlrichtung entspricht. Um eine Erklärung hierfür zu finden, wurde die in Abbildung 3.9 gezeigte CAD-Darstellung des inneren Aufbaus des Targetsystems betrachtet. Die in 3.4 beschriebenen Butanolkügelchen werden von einem zylindrischen Probenhalter aus Kunststoff an ihrem Platz mittig vor dem evakuierten Strahlrohr gehalten. Diese Anordnung befindet sich innerhalb einer Mischkammer, welche mit einem Gemisch aus  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$  gefüllt ist. Das bedeutet, dass der Photonenstrahl sowohl die eigentlichen 20 mm Targetmaterial sowie weitere 16 mm Heliumgemisch durchstrahlt, und dass damit auch in diesem Bereich hadronische Reaktionen hervorgerufen werden. Diese Reaktionen unterscheiden sich kinematisch nicht von den hier untersuchten, sodass sie bei der Selektion

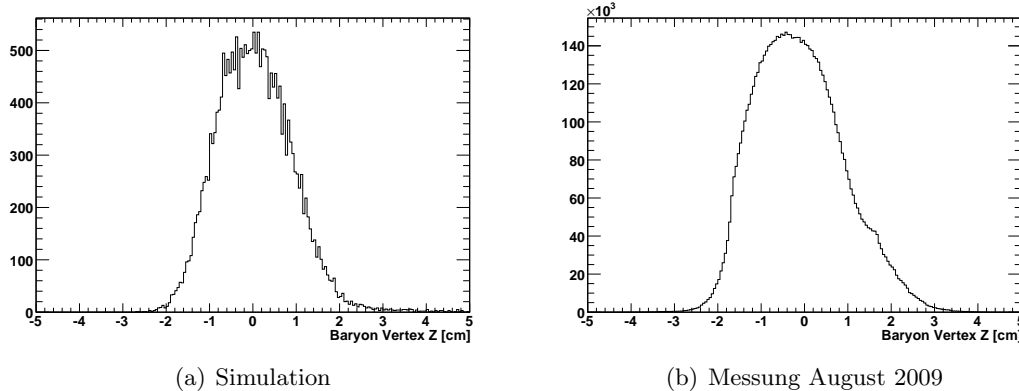


Abbildung 4.16.: Vergleich zwischen gemessener und simulierter Vertexverteilung geladener Reaktionsprodukte.

der Messdaten ebenfalls in die Vertexverteilung einfließen. Zusätzliche Beiträge liefern ein Titaneintrittsfenster mit 0,1 mm Stärke zwischen Strahlrohr und Probenbehälter, der Probenbehälter selbst mit einer Wandstärke von 0,5 mm und eine 0,3 mm starke Kalotte aus Aluminium als Begrenzung der Mischkammer zum äußeren Vakuum hin. Um die gemessene Vertexverteilung zu verstehen, wurden das Ti-Eintrittsfenster, das vor dem Probenbehälter gelegene Heliumgemisch sowie die Aluminiumkalotte getrennt simuliert. Hierfür wurden Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^0$  im vom jeweiligen Bauteil belegten Bereich generiert, und nach obigem Verfahren analysiert. Diese Anteile wurden dann, wie in Abbildung 4.17 dargestellt, so skaliert und verschoben, dass sie der gemessenen Verteilung möglichst nahe kommen. Auf diese Weise lässt sich die Position des Probenbehälters mit einer Genauigkeit von ca. 0,5 mm bestimmen.

Die Verschiebung des Probenbehälters gegenüber der Simulation ist mit der thermischen Schrumpfung zu erklären, der alle Bauteile des Kryostaten unterliegen, die auf niedrigem Temperaturniveau liegen. Sämtliche Geometrien der Monte-Carlo-Simulation sind aus technischen Zeichnungen entnommen, welche die Maße der Bauteile bei Raumtemperatur vorgeben. Somit kommt es bei Bauteilen wie der Strahlführung innerhalb des Targets, mit Längen von bis zu 2 m, zu erheblichen Längenänderungen von mehreren Millimetern. Um diesen Effekt eindeutig nachzuweisen, wurden im Rahmen der Kohlenstoff-Untergrundmessungen im November 2011 Untersuchungen durchgeführt, bei denen kein Helium in die Mischkammer des Kryostaten eingefüllt war. Dies war hier möglich, da das Butanol-Targetmaterial in dieser Zeit durch einen Zylinder aus aufgeschäumtem Kohlenstoff ersetzt wurde, welcher Messungen bei Raumtemperatur erlaubt. Die Auswirkungen der Heliumfüllung des Targets auf die Vertexverteilung ist in Abbildung 4.18

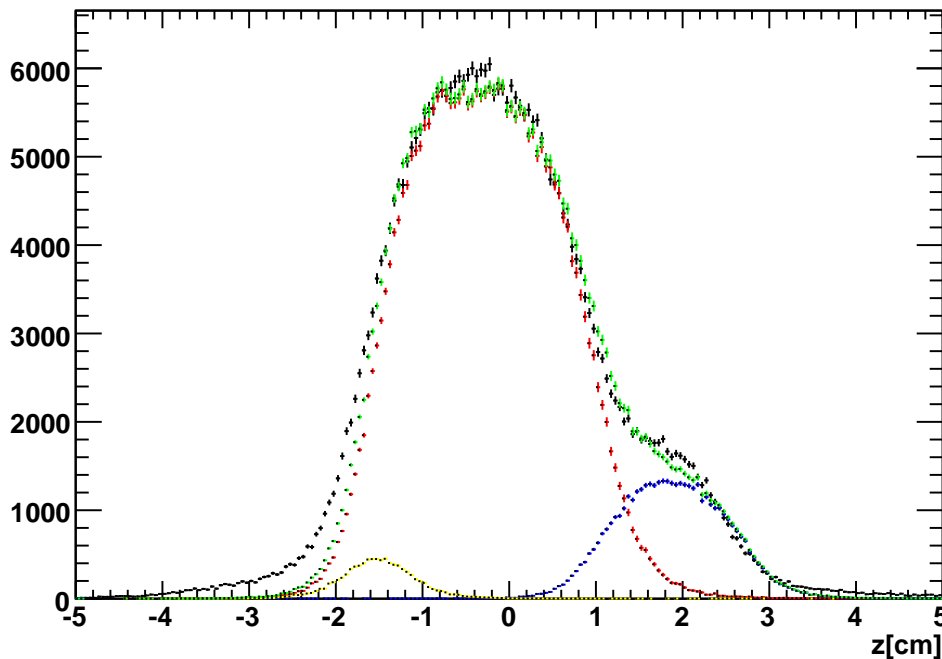


Abbildung 4.17.: Simulation der Beiträge zur Vertexverteilung. In Rot dargestellt ist der Hauptanteil der Reaktionen am eigentlichen Butanol-Targetmaterial, der Beitrag der  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Füllung der Mischkammer und deren Aluminium-Wandung in Blau und in Gelb das Titan-Eintrittsfenster. Die Summe der simulierten Beiträge (grün) kann nun mit den Messdaten (schwarz) verglichen werden.

zu sehen. Die Verschiebung der in rot dargestellten Messung mit eingefülltem Helium gegenüber der Leermessung in schwarz ist deutlich zu erkennen. Somit lassen sich alle wesentlichen Effekte der gemessenen Verteilung durch eine Simulation abbilden, was die Voraussetzung dafür ist, Aussagen über die Lage des Probenhalters während der Messung machen zu können.

Dieses Verfahren ist für alle Strahlzeiten, jeweils auf die oben erwähnten Polarisationsphasenblöcke, angewendet worden. In Kombination mit der ermittelten Position des Strahlflecks, ist somit die Lage des Ursprungs der im Experiment untersuchten Reaktionen festgelegt, und kann in den nächsten Iterationen der Datenanalyse zur Verbesserung der Ereignisrekonstruktion beitragen.

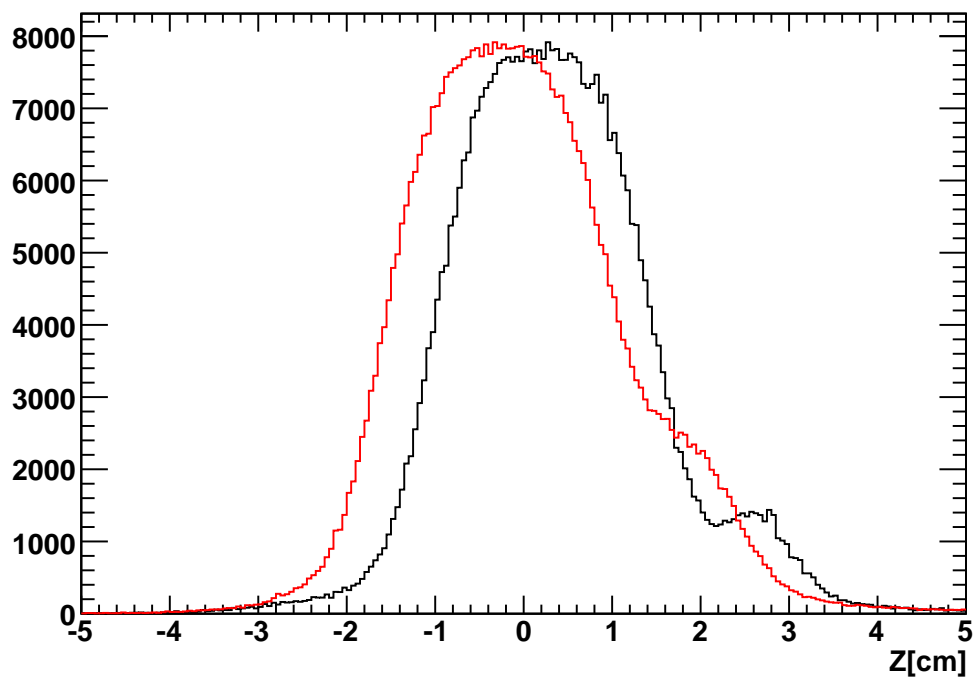


Abbildung 4.18.: Einfluss der Heliumfüllung des Kryostaten auf die Vertexverteilung. Deutlich zu erkennen ist eine Verschiebung der Vertexverteilung von einer Testmessung ohne Heliumfüllung (schwarz) im Vergleich zum Spektrum während des Produktionsbetriebs (rot) der Kohlenstoffstrahlzeit im November 2011. Dies ist vermutlich auf das thermische Schrumpfen der Bauteile des Kryostaten zurückzuführen. Des Weiteren ist das erwartete Absinken der Produktionsrate im Vorwärtsbereich bei unbefüllter Mischkammer erkennbar.

## 5. Selektion der Reaktion $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$

In der im letzten Kapitel beschriebenen Teilchen-Rekonstruktion sind die Rohdaten soweit aufbereitet worden, dass die Lorentzvektoren der gemessenen Teilchen, sowie weitere Teilcheneigenschaften wie Ladung und Polarisationsgrad zur weiteren Analyse zur Verfügung stehen. In diesem Kapitel wird erläutert, wie die registrierten Teilchen anhand ihrer Eigenschaften zu einer Reaktion der Topologie  $\gamma p \rightarrow p \gamma \gamma$  kombiniert werden. Darauf folgend werden die Schnitte vorgestellt, die es ermöglichen, aus der Vielzahl an Produktionskanälen die gewünschte Reaktion zu selektieren.

### 5.1. Kombination der gemessenen Teilchen zu Reaktionen

Die für den Streuprozess relevanten kinematischen Größen lassen sich in einer Reaktionsgleichung bündeln. Für die Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$  gilt:

$$\begin{pmatrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_p \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_p \\ \vec{p}_p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_\eta \\ \vec{p}_\eta \end{pmatrix} \quad (5.1)$$

Der entlang der Z-Achse einfallende Photonenstrahl  $P_\gamma = (E_\gamma, \vec{p}_\gamma)$  trifft auf das im Ursprung ruhende Targetproton  $P_T = (m_p, 0)$ . Der Endzustand setzt sich aus dem Proton, welches durch den Prozess einen Rückstoßimpuls  $P_p = (E_p, \vec{p}_p)$  erfährt und dem produzierten  $\eta$ -Meson  $P_\eta = (E_\eta, \vec{p}_\eta)$  zusammen. Das  $\eta$ -Meson kann seinerseits im Wesentlichen in folgende Endzustände zerfallen [PDG12]:

- neutrale Endzustände
  - $2\gamma$  (39, 31  $\pm$  0, 20)%
  - $3\pi^0$  (32, 57  $\pm$  0, 23)%
- geladene Endzustände
  - $\pi^+\pi^-\pi^0$  (22, 74  $\pm$  0, 28)%
  - $\pi^+\pi^-\gamma$  (4, 6  $\pm$  0, 16)%

Hierbei sind nur Zerfallskanäle aufgelistet, deren Verzweungsverhältnis über 1 % liegt. In dieser Arbeit wird der Zerfall des  $\eta$  in zwei Photonen untersucht, sodass aus den gemessenen Daten zunächst alle Ereignisse ausgewählt werden müssen, die zum folgenden

Prozess passen:

$$\begin{pmatrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_p \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_p \\ \vec{p}_p \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_1 \\ \vec{p}_1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_2 \\ \vec{p}_2 \end{pmatrix} \quad (5.2)$$

wobei  $E_{1,2}$  die Energien und  $\vec{p}_{1,2}$  die Impulse der gemessenen Zerfallsphotonen sind. Der erste Schritt der Selektion besteht somit darin, die Ereignisse aus den Datensätzen auszuwählen, bei denen in den Kalorimetern drei PEDs rekonstruiert wurden. Diese Ereignisse werden im Folgenden als 3PED Ereigniskategorie bezeichnet und sind in Abbildung 5.1 schematisch dargestellt. In der weiteren Datenanalyse ist es dann möglich,

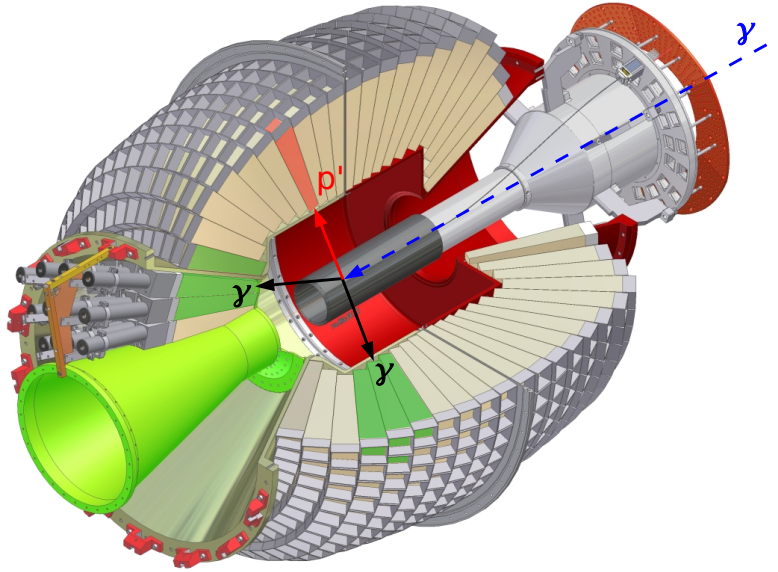


Abbildung 5.1.: Schematische Darstellung eines 3PED Ereignisses. Der Photonenstrahl (blau) trifft das Target innerhalb des Innendetektors. In den Kalorimetern werden drei PEDs rekonstruiert: Eines davon ist der Einzelkristall-Treffer des Rückstoßprotons (rot) und zwei Kristall-Cluster, welche durch die elektromagnetischen Schauer der zwei Zerfallsphotonen hervorgerufen werden (grün).

über Ladungsschnitte die beiden Zerfallsphotonen vom Rückstoßproton zu unterscheiden.

Es kann vorkommen, dass das Proton nicht in einem Kalorimeter nachgewiesen wird, wenn es insensitives Material trifft, da durch die ihm fehlende Schauerausbreitung kein Signal in den umliegenden Kristallen erzeugt wird. Im Vorwärtsbereich machen sich insbesondere die Lücken zwischen Crystal-Barrel-Detektor und Vorwärtsdetektor sowie zwischen Vorwärtsdetektor und Mini-TAPS-Detektor bemerkbar. An dieser Stelle kann man sich die ladungssensitiven Detektoren zu Nutze machen, die den jeweiligen Kalo-



rimeterkristallen vorgelagert sind: Man selektiert alle Ereignisse mit zwei PEDs in den Kalorimetern und einem zusätzlichen Treffer bzw. einer Route in einem ladungssensitiven Detektor. Hinzu kommen jene Protonen, welche unter großen Polarwinkeln von  $\Theta \geq 60^\circ$  emittiert und somit aufgrund ihrer Kinematik nicht genügend Energie besitzen um die Kristalle zu erreichen. In diesem Bereich können, wie in Abbildung 5.2 veranschaulicht, die Routen des Innendetektors herangezogen werden, um das Proton zu identifizieren. Diese Ereignisse, mit zwei PEDs in den Kalorimetern und einer Route, werden im Folgenden als 2.5 PED Ereignisse bezeichnet. Kann kein Eintrag in einem

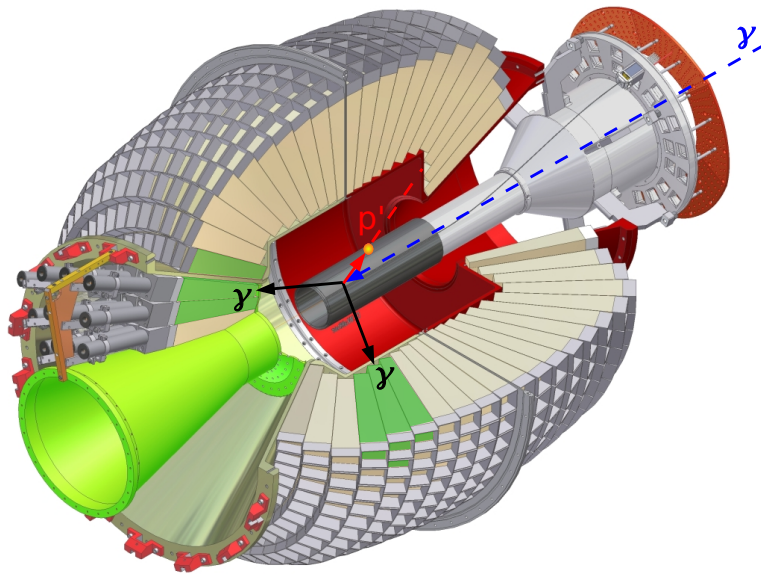


Abbildung 5.2.: Schematische Darstellung eines 2.5 PED Ereignisses. Im dargestellten Fall hat das Proton nicht ausreichend Energie, um die Kristalle des Crystal-Barrel-Detektors zu erreichen. Es kann jedoch sein Nachweis im Innendetektor genutzt werden, um das Proton zu identifizieren.

ladungssensitiven Detektor gefunden werden, werden diese Ereignisse in die 2 PED Kategorie einsortiert.

Da die Energie der Protonen, wie in Abschnitt 4.2 erläutert, nicht wohldefiniert gemessen werden kann, betrachtet man zur Überprüfung obiger Zuordnung zu den Ereigniskategorien den sogenannten „fehlenden Impuls“  $P_{Missing}$  der Reaktion. Für den allgemeinen Fall der Photoproduktion eines Mesons  $M$  definiert man:

$$P_{Missing} := P_M - P_\gamma - P_T \quad (5.3)$$

Dabei lässt sich der Lorentzvektor des Mesons  $P_M = (E_M, \vec{p}_M)$  vollständig aus den Zerfallsphotonen bestimmen. Durch die im Tagging-Spektrometer gemessene Strahlenergie ergibt sich für den Lorentzimpuls des Strahlphotons  $P_\gamma = (E_\gamma, \frac{E_\gamma}{c}, 0, 0)$ . Somit lässt sich unter der Annahme, dass das Targetproton  $P_T$  ruht, also  $P_T = (m_p, 0, 0, 0)$  gilt, der Lorentzvektor des gestreuten Protons  $P_{Missing}$  berechnen. Abbildung 5.3 veranschaulicht die Zuordnung der Ereigniskategorien anhand des fehlenden Impulses, sowohl für Messdaten als auch für simulierte Ereignisse. Man kann erkennen, dass Protonen erst ab

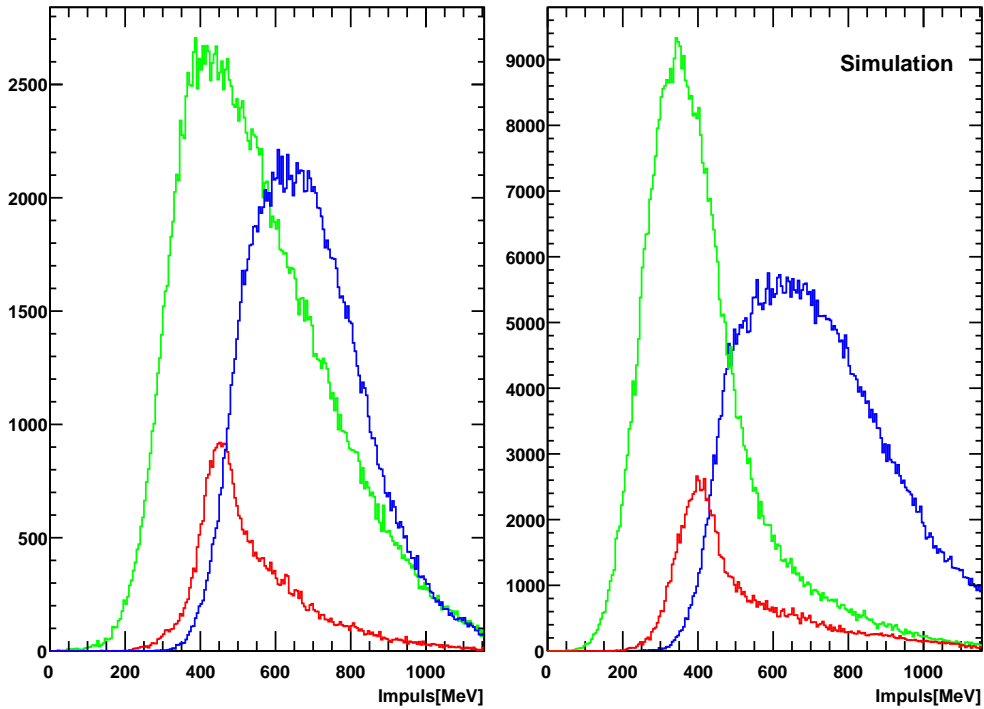


Abbildung 5.3.: Verteilung des fehlenden Impulses der Reaktion für die verschiedenen Ereigniskategorien. 3 PED Ereignisse sind in Blau, 2.5 PED in Rot und 2 PED Ereignisse in Grün dargestellt.

einem Impuls von ca. 350 MeV in den Kalorimetern nachgewiesen und somit als 3 PED Ereignisse gezählt werden können. Die niedrigere Nachweisschwelle der ladungssensitiven Detektoren ermöglicht ein Erfassen von Protonen mit Impulsen ab 200 MeV in der 2.5 PED Kategorie. Liegen die Protonen unter der Nachweisschwelle, werden diese als 2 PED Ereignisse registriert. Beim Vergleich der Messdaten mit der Simulation fällt auf, dass insbesondere Ereignisse der 2 PED Kategorie mit höheren Protonenimpulsen gemessen werden als in der Simulation. Hierfür muss man sich vor Augen führen, dass das verwendete Butanol-Target, wie in 3.4 erläutert, auch Kohlenstoff- und Sauerstoff-

kerne enthält. Somit ist auch die  $\eta$ -Produktion am Neutron,  $\gamma n \rightarrow n\eta$ , mit in den Datensätzen enthalten und kann im Fall der fehlenden Identifikation des Protons bei den 2PED Ereignissen nicht von der Produktion am Proton unterschieden werden. Diese Ereignisse liefern keine Ladung und werden somit nicht zur 2.5 PED Kategorie gezählt. Des Weiteren ist zu vermuten, dass die Nachweisschwelle für Neutronen in den Kalorimeterkristallen höher liegt als die für Protonen, sodass es für diese Reaktionen nicht möglich ist, das Neutron direkt nachzuweisen.

Nachdem die Ereignisse einer PED-Kategorie aus den Datensätzen ausgewählt wurden, müssen die Treffer der verschiedenen Detektorsysteme miteinander zu Reaktionen zusammengesetzt werden. Das bedeutet im Fall der 3PED Ereignisse, dass man die drei PEDs als gleichwertig betrachtet und sie zu drei Reaktionen kombiniert, bei denen jeweils eines der drei Teilchen mit dem Proton identifiziert wird. Bei den 2 und 2.5 PED Ereignissen tritt diese Mehrdeutigkeit nicht auf, da hier die zwei PEDs nur den Photonen aus dem Zerfall des Mesons zugewiesen werden können. Eine weitere Vervielfachung geht durch die im Tagging-Spektrometer gemessenen Ereignisse ein. Es werden im Schnitt ca. 8 Strahlphotonen rekonstruiert, sodass aus einem gemessenen Trigger-Ereignis im Mittel etwa 21 Reaktionen kombiniert werden können. Diese künstliche Vervielfachung der Datenmenge muss in dem hierauf folgenden Analyseschritt über Schnitte an diese Reaktionen eliminiert werden.

## 5.2. Schnitte

Ziel dieses Abschnitts der Datenauswertung ist es, die Datensätze auf die gewünschte Reaktion einzugrenzen. Dies wird erreicht, indem sukzessive Schnitte an den Daten vorgenommen werden. Hierbei werden zunächst die Informationen der ladungssensitiven Detektoren verwendet, um sicherzustellen, dass ein Ereignis nur dann im Datensatz verbleibt, wenn die gemessene Ladung eines Teilchens zu seiner Teilchensorte passt. Um die hohe Zahl zufälliger Ereignisse zu eliminieren, werden Zeitschnitte eingesetzt, die eine zeitliche Korrelation zwischen den Strahlphotonen und den im Detektorsystem gemessenen Teilchen sicherstellen. Ein Schnitt auf die zurückgerechnete Strahlenergie wird verwendet, um Untergrundreaktionen zu eliminieren, die außerhalb des Messbereichs des Tagging-Spektrometers liegen. Darauf folgen Schnitte, welche die Kinematik der Reaktion berücksichtigen, um die Ereignisse auszusortieren, bei denen die Energie-Impulserhaltung verletzt wird. Zuletzt werden die Schnitte auf die Massen der gewünschten Ejektile, Proton und  $\eta$ , vorgestellt, die zur eigentlichen Auswahl des Reaktionskanals führen. Um den Einfluss eines Schnitts bestmöglich darstellen und die jeweilige Schnittbreite festlegen zu können, werden im Folgenden, falls nicht anders be-

nannt, Spektren ausgewertet bei denen der jeweilige Schnitt nicht angewendet wurde, während alle anderen durchgeführt wurden.

### 5.2.1. Ladungsschnitte

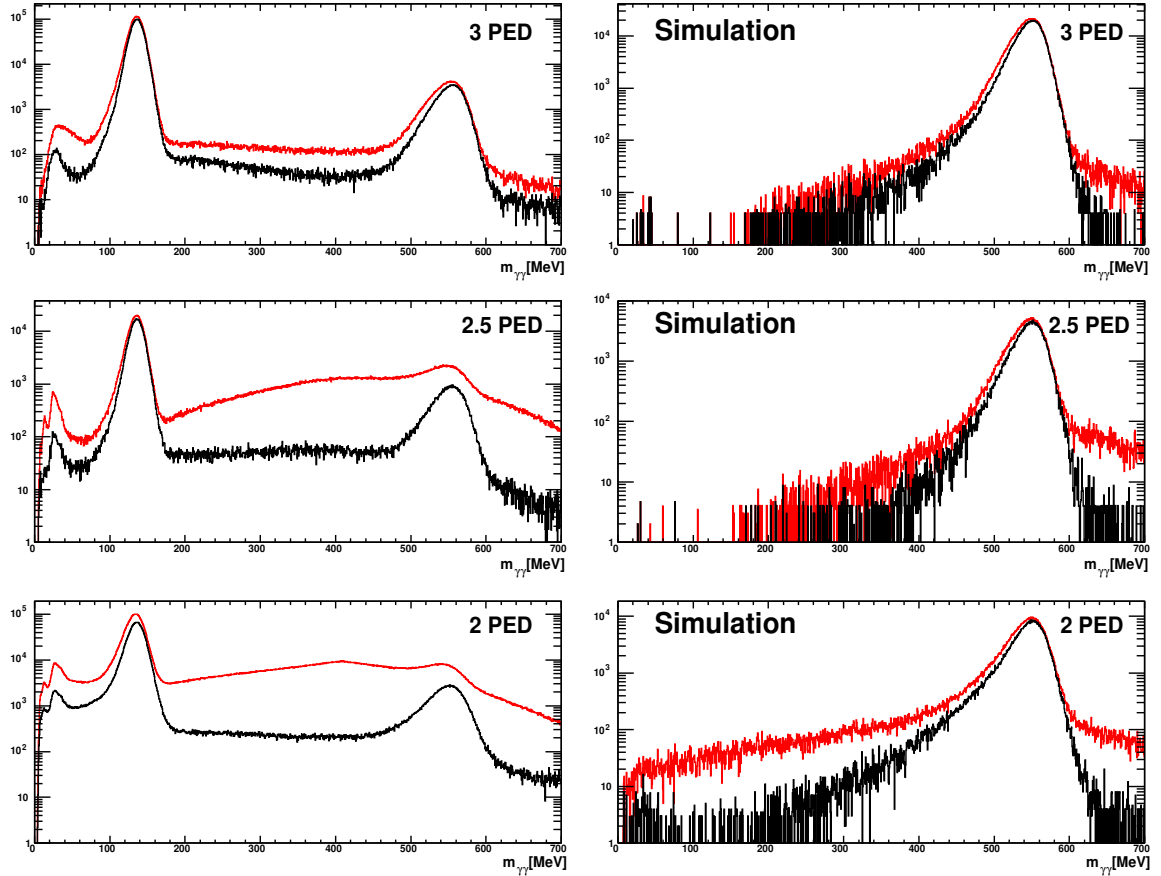


Abbildung 5.4.: Einfluss der Ladungsschnitte auf die invariante Masse der zwei Zerfallsphotonen für die drei Ereigniskategorien ohne Massenschnitt. Für Messdaten (links) und Simulation (rechts) werden die Ereignisse jeweils in Rot ohne und in Schwarz mit Ladungsidentifikation dargestellt. Die Überhöhung im Bereich der Masse des  $\eta$ -Mesons wird durch die Ladungsschnitte prominent.

Die Identifikation geladener Reaktionsprodukte wird durch die Szintillationsdetektoren erreicht, die den Kalorimetern vorgelagert sind. Im Messbereich des Crystal-Barrel-Kalorimeters werden geladene Teilchen im Innendetektor nachgewiesen. Der Vorwärtsdetektor verfügt über Szintillatorplättchen zur Ladungsidentifikation und die Kristalle des Mini-TAPS-Detektors sind jeweils durch hexagonale Szintillationszähler abgedeckt.

Ein in einem Kalorimeter rekonstruiertes PED wird als geladen „markiert“, wenn eine Route in einem der ladungssensitiven Detektoren gefunden werden kann, die im gleichen Raumwinkel liegt und, falls eine Zeitmessung im Kalorimeter erfolgt ist, auch zeitlich zum Kalorimereintrag passt. Das bedeutet im Fall des Crystal-Barrel-Detektors, dass eine Innendetektor-Route sowohl azimuthal als auch polar maximal  $12^\circ$  von der Richtung des PEDs abweichen darf, um es als geladen zu markieren. Beim Vorwärtsdetektor liegen die Grenzen bei  $14^\circ$  im Azimut- und  $10^\circ$  im Polarwinkel, sowie 20 ns Zeitdifferenz. Aufgrund seiner planaren Struktur wird beim Mini-TAPS-Detektor auf eine Distanz von 6,51 cm auf dessen Oberfläche geschnitten. Die maximale Zeitdifferenz liegt hier bei 15 ns.

Diese Informationen werden benutzt, um alle Ereignisse zu verwerfen, bei denen die gemessene Ladung eines Teilchens nicht zu der ihm zugewiesenen Teilchensorte passt. Konkret bedeutet das, dass ein Ereignis verworfen wird, wenn entweder dem Proton keine oder sobald einem der Zerfallsphotonen eine Ladung zugewiesen werden kann. Bei den 2.5 und 2 PED Ereignissen entfällt das Ausschlusskriterium bezüglich des Protons. Abbildung 5.4 verdeutlicht den Einfluss der Ladungsschnitte anhand des Spektrums der invarianten Masse der gemessenen Photonen:

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{(E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2})^2 - (\vec{p}_{\gamma 1} + \vec{p}_{\gamma 2})^2} \quad (5.4)$$

Es ist zu erkennen, dass insbesondere bei den 2- und 2.5 PED Ereignissen eine deutliche Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses erreicht werden kann. In der Simulation ist die Überhöhung im Bereich der  $\pi^0$ -Masse nicht sichtbar, da hier die reine  $\eta$ -Photoproduktion generiert wurde.

### 5.2.2. Zeitschnitte

Wie bereits im letzten Kapitel motiviert, spielt die Zeitmessung eine wesentliche Rolle in der Datenselektion. Nur durch die zeitliche Trennung der Detektoreinträge ist eine Zuordnung der physikalisch relevanten Ereignisse zu einer Reaktion und die Abspaltung von zufälligem Untergrund möglich. Im Folgenden soll zunächst erläutert werden, wie die im Experiment registrierten Zeitinformationen kombiniert werden, um den an der Reaktion beteiligten Teilchen eine möglichst präzise Zeit zuzuordnen. Danach wird der Schnitt an diese Reaktionszeit diskutiert, der eine Selektion der gewünschten Ereignisse ermöglicht.

### Reaktionszeit

Die Szintillationskristalle der Kalorimeter im Experiment sind zur Messung neutraler Teilchen optimiert worden. Daher liefern die Photonen, die durch Zerfall der produzierten Mesonen entstehen, die präziseste Zeitinformation. Sie wird im Folgenden als Mesonenzeit  $t_M$  bezeichnet. Da das Crystal-Barrel-Kalorimeter nicht mit einer Einrichtung zur Zeitmessung ausgerüstet ist, werden die Photonenzeiten ausschließlich in den Kristallen des Mini-TAPS-Detektors und des Vorwärtsdetektors gemessen. Sobald ein Photon in einer der Vorwärtskomponenten registriert wurde, wird dem Meson diese Zeit zugewiesen. Liegen für beide Photonen Zeitinformationen vor, wird die Mesonenzeit aus beiden gemittelt.

Falls beide Zerfallsphotonen im Crystal-Barrel-Kalorimeter registriert wurden, kann

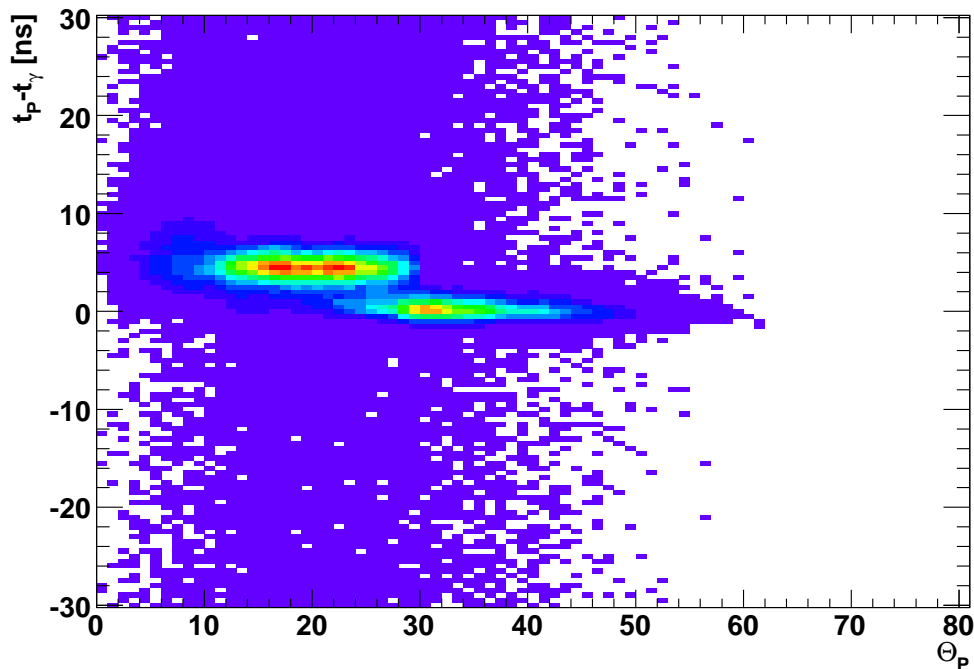


Abbildung 5.5.: Protonenzeit der 3 PED Ereigniskategorie in Abhängigkeit vom Streuwinkel der Protonen im Laborsystem. Im Vorwärtsbereich liegen die prompten Ereignisse aufgrund von Flugzeitverzögerungen und elektronischen Effekten zu späteren Zeiten hin verschoben.

keine Mesonenzeit rekonstruiert werden. Ist jedoch das Proton der Reaktion in einer zeitgebenden Komponente gemessen worden, wird die Reaktionszeit hierdurch festgelegt. Außer dem Crystal-Barrel-Kalorimeter selbst liefern alle Detektorkomponenten des Aufbaus Zeitinformationen für geladene Teilchen. So ist es möglich, dass für ein Proton, welches beispielsweise in den Kristallen des Vorwärtsdetektors nachgewiesen

wurde, sowohl eine Zeit aus dem Kristalltreffer  $t_K$ , als auch die Routenzeit  $t_C$  aus den vorgelagerten Szintillatorplättchen zur Verfügung steht. Gleiches gilt für die Treffer im Mini-TAPS-Kalorimeter. Es zeigt sich, dass in den Kalorimeterkristallen weniger zufällige Treffer rekonstruiert werden als in den Szintillationsdetektoren zur Ladungsidentifikation, sodass in diesen Fällen die Kristallzeiten verwendet werden. Hierbei treten Verzögerungseffekte auf, die davon abhängen in welchen Detektoren das Proton gemessen wurde. Abbildung 5.5 zeigt das Spektrum der Protonenzeit  $t_P$ <sup>1</sup> in Abhängigkeit vom Streuwinkel des Protons im Laborsystem. Es ist zu erkennen, dass der Schwerpunkt der koinzidenten Ereignisse, abhängig vom Streuwinkel, zu späteren Zeiten hin verschoben liegt. Diese Effekte lassen sich dadurch erklären, dass die Zeitkalibration der Kalorimeterkristalle anhand der Signale von Photonen vorgenommen wurde, sodass beim Nachweis von Protonen Abweichungen auftreten. Zum Einen führt insbesondere der beim Mini-TAPS-Detektor große Abstand von 210 cm zum Target dazu, dass Protonen, bedingt durch ihre Flugzeiten, später registriert werden und so nicht im Bereich der Prompt-Linie liegen. Zum Anderen sprechen die Kristalle des Vorwärtsdetektors unterschiedlich auf Protonen und Photonen an, sodass Protonen zu einem späteren Zeitpunkt registriert werden [Fun08]. Dies zeigt sich als Verschiebung um ca. 4,5 ns im Polarwinkelbereich von 7° bis 30°. Die Verzögerungen müssen bei einem Zeitschnitt berücksichtigt werden.

Im Fall der 3 PED Ereignisse werden den Protonen, welche im Crystal-Barrel-Detektor nachgewiesen werden, die Zeiten der Innendetektor-Routen zugewiesen, die nach dem oben erläuterten Ladungsschnitt jedem Proton zugeordnet sind. Gleiches gilt generell für die Protonen der 2.5 PED Ereigniskategorie. Da die Protonen hier ausschließlich in den ladungssensitiven Detektoren registriert wurden, findet die zugehörige Routenzeit Verwendung. Der geringe Abstand des Innendetektors vom Target von ca. 6 cm und dessen Zeitkalibration mittels Protonen, führen zu den in Abbildung 5.5 unverschobenen prompten Ereignissen ab einem Polarwinkel von ca. 24°, dem Messbereich des Innendetektors.

Die Reaktionszeit wird, wie in Tabelle 5.1 zusammengefasst, abhängig von der Ereigniskategorie aus den Zeitdifferenzen zwischen dem Strahlphoton und den Mesonenzeiten, den Kristallzeiten oder den Routenzeiten zusammengesetzt. Hieraus ergibt sich das in Abbildung 5.6 dargestellte Zeitspektrum. Wie in Abschnitt 4.1.2 erläutert, liegen die zur Reaktion koinzidenten Ereignisse in der Prompt-Linie, während die zufälligen Untergrundereignisse gleichmäßig im Zeitspektrum verteilt liegen. Der Untergrund wird im Wesentlichen von der hohen Ereignisrate im Taggingssystem bestimmt. Es werden in wie

<sup>1</sup>Zeitdifferenzspektrum zwischen Protonenzeit  $t_P$  und Strahlphotonenzeit  $t_\gamma$

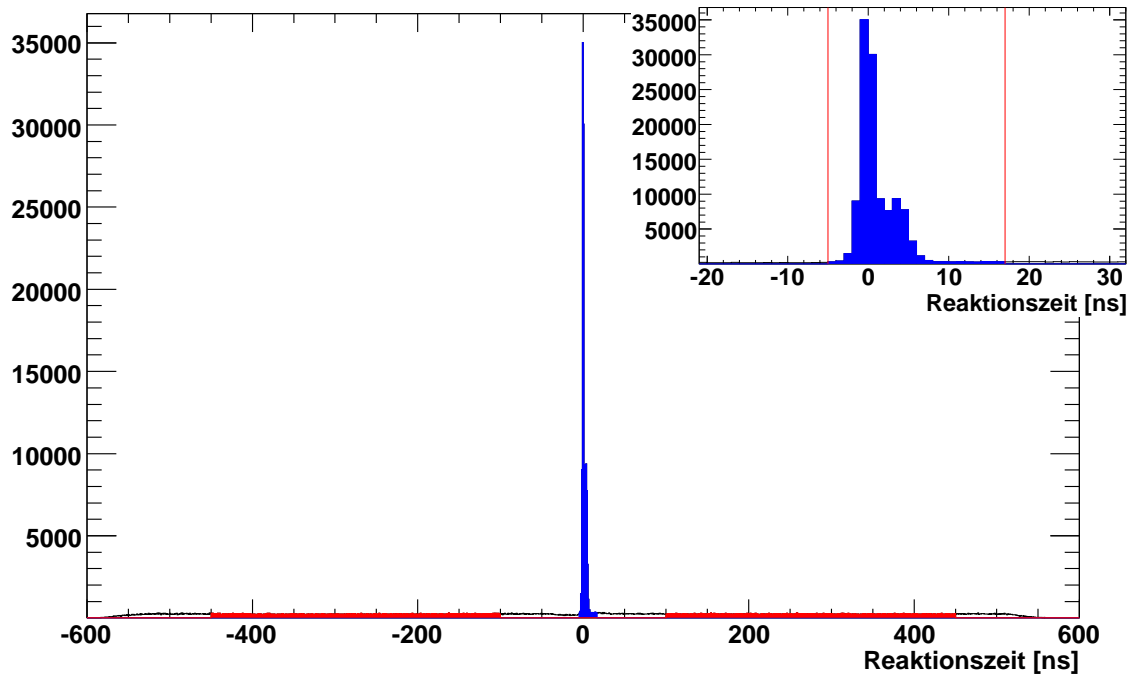


Abbildung 5.6.: Spektrum der Reaktionszeit. Die zur gewünschten Reaktion gehörenden Ereignisse liegen in Bereich der Prompt-Linie. Zufällige Ereignisse liegen als gleichmäßig verteilter Untergrund im Spektrum. In der vergrößerten Darstellung wird der Prompt-Schnitt gezeigt. Die Überhöhung auf der rechten Seite der Prompt-Linie wird durch Protonen hervorgerufen, die durch die oben beschriebenen Verzögerungseffekte verspätet gemessen werden.

	2 PED	2.5 PED	3 PED
Mesonenzeit vorhanden	$t_R = t_\gamma - t_M$		
Mesonenzeit nicht vorhanden	-	$t_R = t_\gamma - t_C$	$t_R = t_\gamma - t_K$

Tabelle 5.1.: Übersicht darüber, wie die Reaktionszeit  $t_R$  abhängig von der Ereigniskategorie aus der Zeitdifferenz zwischen der Zeit des Strahlphotons  $t_\gamma$  und den Mesonenzeiten  $t_M$ , den Kristallzeiten  $t_K$  oder den Routenzeiten  $t_C$  errechnet wird.

bereits erwähnt, alle aus den Einträgen im Taggingssystem rekonstruierten Strahlphotonen zu Reaktionen kombiniert. Hiervon kann jedoch nur das zeitlich passende die Reaktion ausgelöst haben.



### Prompt-Schnitt und Seitenbandabzug

Um die Datensätze von zufälligem Zeituntergrund zu bereinigen, wird zunächst der in Abbildung 5.6 ebenfalls dargestellte Schnitt auf die Reaktionszeit durchgeführt. Hierbei müssen wie im letzten Abschnitt erläutert, die Verzögerungseffekte bei der Zeitmessung der Protonen berücksichtigt werden. Die Flugzeit  $t_{tof}$  eines Teilchens lässt sich mit

$$t_{tof} = \frac{A}{V} - t_{tof}^{photon} \quad (5.5)$$

über seine Geschwindigkeit  $V$  sowie über den Abstand  $A$ , zwischen Target und Detektor bestimmen. Die größte Flugstrecke, von 2.1 m, müssen die Teilchen zum Mini-TAPS-Kalorimeter zurücklegen. Die Flugzeit eines Photons  $t_{tof}^{photon} \simeq 7$  ns muss abgezogen werden, da den vorliegenden Spektren eine Zeitkalibration mittels Photonen zugrunde liegt, siehe Kapitel 4.1.2. Die Geschwindigkeit eines relativistischen Teilchens ist abhängig von seinem Impuls  $p$  und seiner Ruhemasse  $m$ .

$$\frac{V}{c} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (5.6)$$

Wie aus Abbildung 5.3 zu entnehmen ist, werden Protonen ab einem Minimalimpuls von ca. 300 MeV registriert. Diese stellen somit die obere Grenze für die vorliegenden Flugzeiten, von  $t_{tof} \leq$  ca. 16,3 ns dar. Die elektronisch bedingten Verzögerungen im Vorwärtsdetektor sind kleiner. In der vergrößerten Darstellung der prompten Ereignisse in Abbildung 5.6 ist der in der Datenselektion angewendete Zeitschnitt von

$$t_R = [-5, 17] \text{ ns} \quad (5.7)$$

mit eingezeichnet.

Der unkorrelierte Untergrund ist im gesamten Zeitfenster des TDCs gleichverteilt, also auch unter den prompten Ereignissen vorhanden. Um diesen Zeituntergrund zu eliminieren, wird ein sogenannter Seitenbandabzug vorgenommen. Dabei werden in den Seitenbändern neben der Prompt-Linie breite Schnitte ausgeführt, um den Anteil an zufälligen Ereignissen mitteln und unter die Prompt-Linie extrapolieren zu können. Liegt ein Ereignis in einem dieser Seitenbänder, so werden für alle in der späteren Analyse verwendeten Spektren zusätzlich die entsprechenden Zeituntergrundspektren gefüllt. Diese Untergrundspektren werden von den jeweiligen prompten Spektren abgezogen, nachdem sie den Prompt- bzw. Untergrundschnittbreiten entsprechend normiert wurden.

### 5.2.3. Schnitt auf den Erfassungsbereich des Tagging-Systems

Wie in Abschnitt 4.2.5 erläutert, sind die Detektoren des Tagging-Systems so angebracht, dass bei einer Elektronenstrahlenergie von 3,5 GeV Strahlphotonen ab einer Energie von 408 MeV markiert werden können. Diese minimal mögliche Photonenenergie ist durch die unmittelbare Nähe der entsprechenden Szintillationszähler des Tagging-Spektrometers zum primären Elektronenstrahl und der damit verbundenen Ereignisrate limitiert. Das bedeutet, dass es Ereignisse gibt, bei denen zwar ein Bremsstrahlphoton erzeugt wurde, welches eine hadronische Reaktion im Target hervorgerufen hat, aber dass es nicht möglich war, das zugehörige Sekundärelektron im Tagging-Spektrometer zu erfassen. Stattdessen wurde die Datennahme durch ein zeitlich-koinzidentes Ereignis in einem Zähler des Spektrometers ausgelöst, welches jedoch in keinem physikalischen Zusammenhang zur erzeugten Reaktion steht. Dadurch liegen diese Ereignisse im Prompt-Bereich, und können nicht durch einen Zeituntergrundabzug eliminiert werden. In einem solchen Fall ist es nicht möglich, die Energie des Strahlphotons zu bestimmen und eine Auswertung ist nicht sinnvoll. Um solche Ereignisse zu untersuchen, berechnet man die Strahlenergie aus der Reaktion selbst.

Der Reaktionsgleichung 5.1 entsprechend, wird dabei von einem ruhenden Proton im Anfangs- und einem rückgestreuten Proton im Endzustand ausgegangen, sodass sich sowohl die Energie als auch der Impuls des Protons durch die übrigen Reaktionspartner ausdrücken lassen<sup>2</sup>:

$$\begin{aligned} p_p^2 + m_p^2 &= E_p^2 \\ \Leftrightarrow (\vec{p}_\gamma - \vec{p}_M)^2 + m_p^2 &= (E_\gamma + m_p - E_M)^2 \\ \Leftrightarrow p_\gamma^2 + p_M^2 - 2\vec{p}_\gamma \vec{p}_M + m_p^2 &= E_\gamma^2 + m_p^2 + E_M^2 + 2E_\gamma m_p - 2E_\gamma E_M - 2E_M m_p \end{aligned}$$

Mit  $E_\gamma^2 = p_\gamma^2$  und  $\vec{p}_\gamma \vec{p}_M = E_\gamma p_M^z$  sowie  $p_M^2 - E_M^2 = -m_M^2$  folgt:

$$\begin{aligned} 2E_M m_p - m_M^2 &= 2E_\gamma m_p - 2E_\gamma E_M + 2E_\gamma p_M^z \\ \Leftrightarrow E_M m_p - \frac{1}{2} m_M^2 &= E_\gamma (m_p - E_M + p_M^z) \end{aligned}$$

Somit ergibt sich für die errechnete Strahlenergie  $E_\gamma^{calc}$ :

$$E_\gamma^{calc} = \frac{E_M m_p - \frac{1}{2} m_M^2}{m_p - E_M + p_M^z} \quad (5.8)$$

<sup>2</sup>Als Schreibweise für den Lorentzvektor eines Teilchens A gelte:  $P_A = (E_A, p_A^x, p_A^y, p_A^z)$  und  $|\vec{p}_A| = p_A$

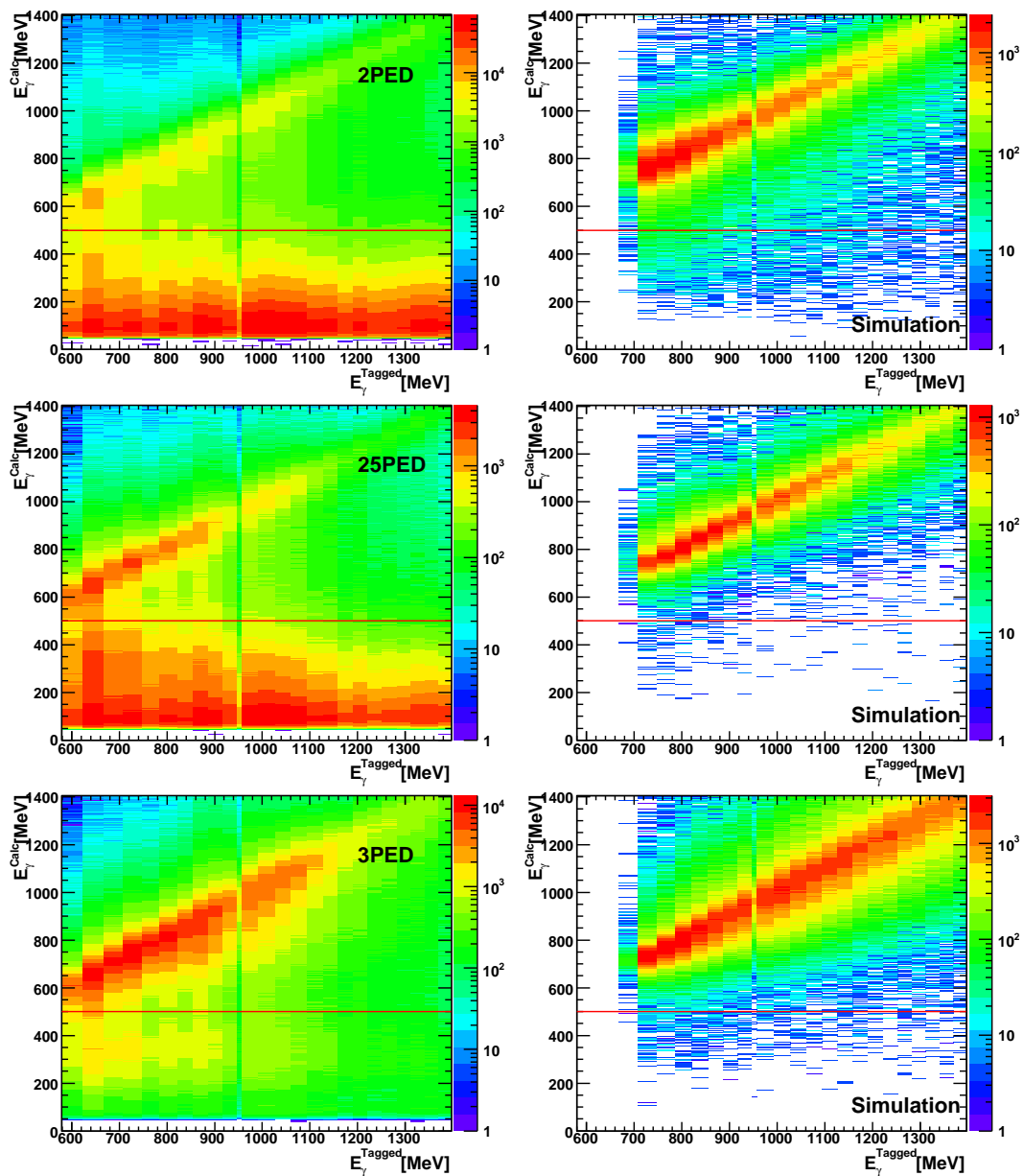


Abbildung 5.7.: Die aus der Reaktion errechnete Strahlenergie, aufgetragen gegen die im Tagging-Spektrometer gemessene. Ereignisse, bei denen die errechnete Strahlenergie weniger als 500 MeV beträgt, liegen unter der Nachschwelle des Tagging-Systems und werden durch einen Minimalenergieschnitt (rote Linie) eliminiert. Für diese Spektren wurden lediglich die kinematischen Schnitte sowie die Ladungsidentifikation ausgeführt.

Wird diese gegen die im Tagging-System gemessene Photonenenergie aufgetragen, ergeben sich die in Abbildung 5.7 gezeigten Spektren. Es ist zu erkennen, dass neben den erwarteten Ereignissen auf der Diagonalen in den Messdaten noch ein prominentes Band bei errechneten Energien unterhalb von 400 MeV vorhanden ist, das nicht von der gemessenen Strahlenergie abhängt. Diese Anhäufung entsteht durch den Prozess  $\gamma p \rightarrow \Delta \rightarrow p\pi^0$ . Die Schwelle dieser Reaktion liegt bei  $E_\gamma = 144$  MeV und sie erreicht ihren maximalen Wirkungsquerschnitt von  $280 \mu\text{b}$  bei einer Strahlenergie von  $E_\gamma = 320$  MeV [Bar05]. Da Reaktionen dieses Typs unter der Nachweisschwelle des Tagging-Systems liegen, werden alle Ereignisse aus dem Datensatz entfernt, deren errechnete Strahlenergie unterhalb von 500 MeV liegt. Auf die untersuchte  $\eta$ -Produktion wird dieser Schnitt keinen direkten Einfluss haben, da die Produktionsschwelle des  $\eta$ -Mesons bei ca.  $E_\gamma = 707$  MeV liegt, siehe Abbildung 5.19. Sobald jedoch Untersuchungen durchgeführt werden, bei denen der in Abschnitt 5.2.5 beschriebene Schnitt auf die invariante Masse der Zerfallsphotonen nicht ausgeführt wird, ist die Einschränkung auf den Erfassungsbereich des Tagging-Systems für die Auswertung unumgänglich.

#### 5.2.4. Kinematische Schnitte

Eine weitere Möglichkeit, Untergrundereignisse aus dem Datensatz zu entfernen, stellen Schnitte dar, welche die Kinematik der Reaktion berücksichtigen. Das bedeutet, dass Reaktionen verworfen werden, bei denen die Energie-Impuls-Erhaltung verletzt ist.

In Abbildung 5.8 ist die Kinematik der Reaktion schematisch dargestellt. Das Strahlpho-

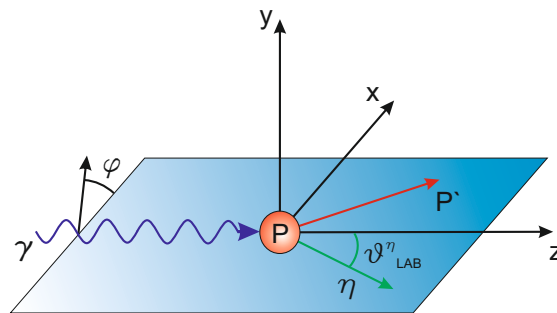


Abbildung 5.8.: Schematische Darstellung der Kinematik der Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$  im Laborsystem. Das Strahlphoton  $\gamma$  trifft im Ursprung auf das ruhende Target-Proton  $P$ . Nach dem Stoß muss sich das erzeugte  $\eta$ -Meson in der Reaktionsebene bewegen.

ton trifft mit der im Tagging-Spektrometer bestimmten Energie auf das ruhende Proton im Ursprung. Aus den Impulsen des einlaufenden Photons und des auslaufenden Protons lässt sich die Reaktionsebene definieren. Aufgrund der Impulserhaltung muss sich das  $\eta$  nach dem Stoß ebenfalls in der Reaktionsebene bewegen. Zwischen der Reaktionsebene und der Polarisationssebene des einlaufenden Photonenstrahls lässt sich der Azimutalwinkel  $\varphi$  definieren. Die Datensätze wurden in sechs Energieintervalle von 100 MeV Breite unterteilt, um die Abhängigkeit der kinematischen Variablen von der Strahlenergie untersuchen zu können. Die Einschränkung der Azimutalkomponenten auf die Reaktionsebene wird im Folgenden Koplanarität genannt und kann in Form eines Winkelschnitts als Zwangsbedingung verwendet werden.

### Koplanarität

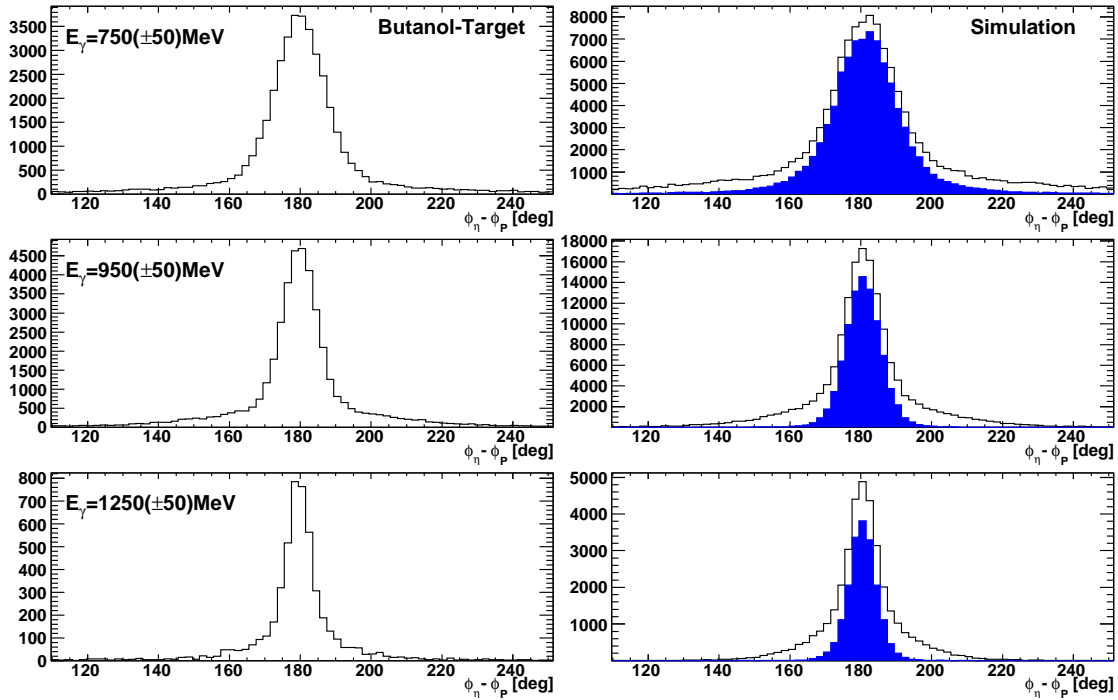


Abbildung 5.9.: Azimutalwinkeldifferenz der 3 PED Ereignisse zwischen  $\eta$ -Meson und Proton für verschiedene Strahlenergien. In der Simulation (rechts) lässt sich der Anteil der Reaktionen an ungebundenen Protonen (blau) separat darstellen.

In Abbildung 5.9 ist die Azimutalwinkeldifferenz zwischen  $\eta$ -Meson und Proton für verschiedene Energieintervalle aufgetragen. Die Verteilungen besitzen, wie erwartet, eine Überhöhung bei einer Winkeldifferenz von  $180^\circ$ . Des Weiteren ist zu erkennen, dass un-

ter den erwarteten koplanaren Ereignissen ein breiter Untergrund vorhanden ist. Diese Ereignisse sind nicht zufällig, liegen also nicht gleichverteilt im Spektrum, sondern haben ebenfalls ein Maximum bei  $180^\circ$ . Um dies zu verstehen, muss beachtet werden, dass bei der oben eingeführten Koplanarität vorausgesetzt wurde, dass sich das Target-Proton vor der Streuung in Ruhe befindet. Diese Bedingung ist jedoch bei dem verwendeten Butanol-Target nur für die Protonen des Wasserstoffanteils erfüllt. Bei den in schwereren Kernen, wie Kohlenstoff oder Sauerstoff, gebundenen Protonen muss deren Fermi-Impuls berücksichtigt werden. Besitzen die gebundenen Protonen ausreichende Impulskomponenten in lateraler Richtung, so ergibt das eine Abweichung des Protons aus der Reaktionsebene, und damit eine Verletzung der Koplanarität. Da sowohl Kohlenstoff- als auch Sauerstoffkerne einen Kernspin  $I = 0$  tragen sind sie nicht polarisierbar. Sie tragen somit nicht zur untersuchten Doppelpolarisationsobservable  $G$  bei, sondern stellen einen unpolarisierten Untergrund dar, der sich durch die kinematischen Schnitte vermindern lässt. In der Simulation lassen sich die Reaktionen an gebundenen und freien Protonen getrennt voneinander betrachten. Der Anteil der ungebundenen und damit ruhenden Targetprotonen ist im rechten Teil von Abbildung 5.9 in Blau dargestellt, und zeigt die erwartete Normalverteilung der gewünschten polarisierten Ereignisse. Des Weiteren zeigt sich, dass die Verteilungen mit zunehmender Strahlenergie schmaler werden, so dass der Koplanaritätsschnitt mit steigender Energie enger werden muss, um den Anteil von Untergrundereignissen gleich zu halten.

Um unter diesen Bedingungen eine adäquate Schnittbreite für die Azimutalwinkeldifferenz zu bestimmen, muss der unpolarisierte Untergrund zunächst aus dem Spektrum entfernt werden. Hierzu werden zusätzlich Kohlenstoff-Messdaten herangezogen, die, wie in 3.8 erläutert, in einer separaten Messreihe erhoben wurden. Die Verteilungen der Messungen an Kohlenstoff sind in Abbildung 5.10 im Vergleich zur Messung am reinen Wasserstoff dargestellt. Die Kohlenstoffspektren zeigen die erwartete breite Verteilung, während die Messdaten am freien Proton eine schmale Linie ergeben. Das bedeutet, dass im Außenbereich der Butanolspektren lediglich die Ereignisse der gebundenen Protonen liegen und sich die Kohlenstoffverteilung daran anpassen lässt.

In Abbildung 5.11 sind die Azimutalwinkeldifferenzen der Butanol- und der Kohlenstoffmessung für alle Energieintervalle gezeigt. Die Kohlenstoffspektren sind so skaliert worden, dass sie im Außenbereich mit der am Butanol gemessenen Verteilung übereinstimmen. Für eine detaillierte Beschreibung der Bestimmung dieser Skalierungsfaktoren sei auf Kapitel 6.2.2 verwiesen. Wird daraufhin die Verteilung der Kohlenstoffmessung von den Butanolmessdaten abgezogen, ergeben sich die Ereignisse an ruhenden Protonen, an deren prominente Spitze eine Gaußsche-Glockenfunktion angepasst werden kann.

Aus den Mittelwerten und den Standardabweichungen dieser Anpassungen werden die

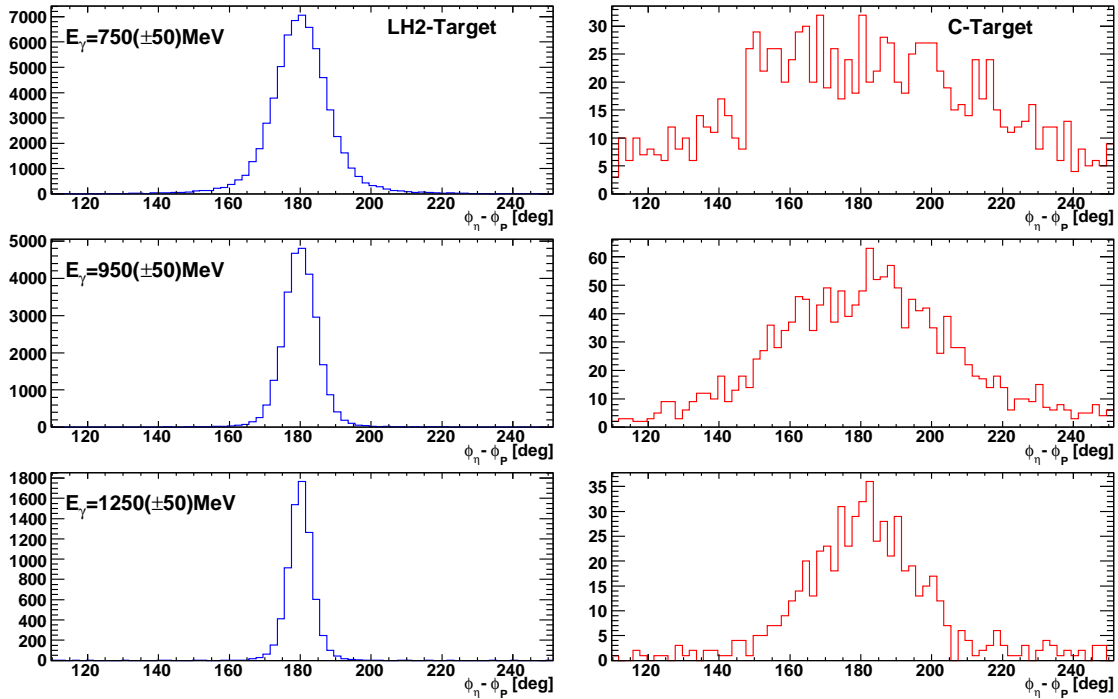


Abbildung 5.10.: Vergleich der Koplanaritätsspektren der Messungen am Wasserstofftarget links und am Kohlenstofftarget rechts.

Schnittgrenzen, wie in dem gezeigten Fall mit einer Breite von  $2\sigma$ , für jedes Energieintervall separat festgelegt. Auf die gleiche Weise werden die Koplanaritätsschnitte für die 2.5 PED Ereignisse festgelegt, siehe Abbildung B.1 in Anhang B. Da das Proton im Fall der 2 PED Ereignisse nicht gemessen wurde, kann hier kein Koplanaritätsschnitt ausgeführt werden. Ein Übersicht über die ermittelten Schnittbreiten wird in Tabelle B.1 aufgelistet.

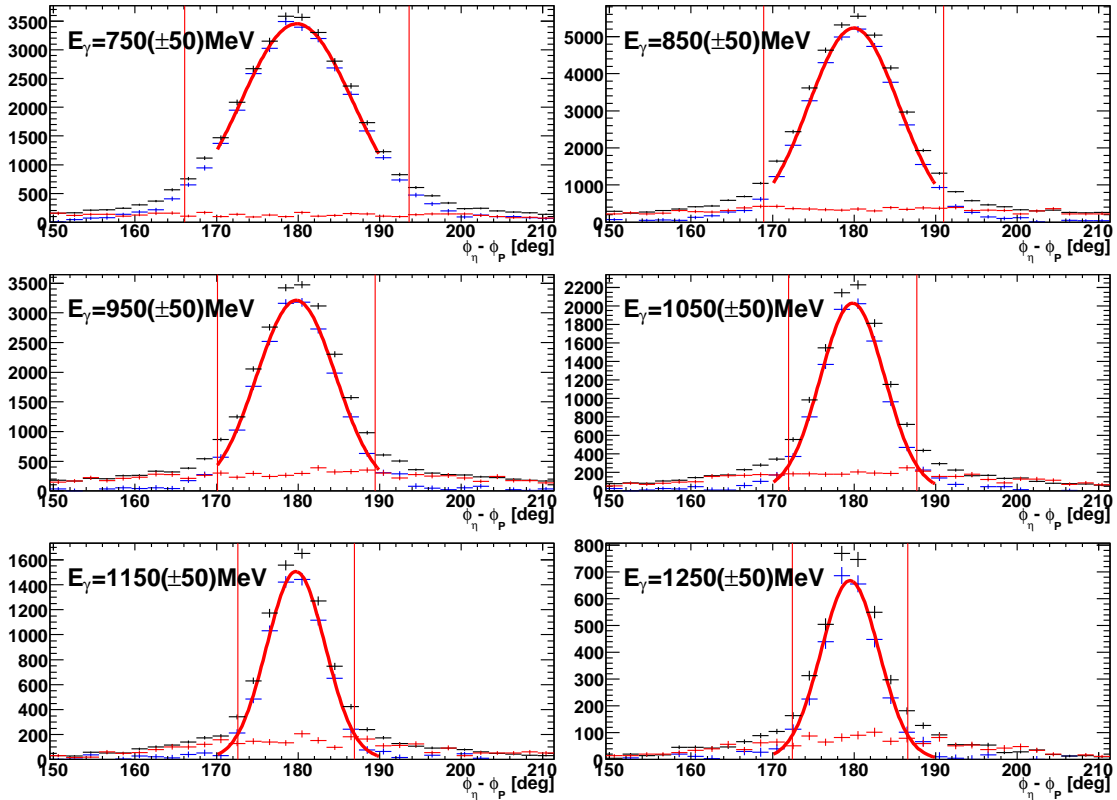


Abbildung 5.11.: Die Azimutalwinkeldifferenzen der 3 PED Ereignisse der Butanolmessung in schwarz sowie der Kohlenstoffmessung in rot. Zur Bestimmung der Breite des Koplanaritätsschnitts, werden Anpassungen an die untergrundkorrigierten Spektren (blau) vorgenommen. Die roten Linien zeigen die ermittelte  $2\sigma$ -Schnittbreite an.

### Kollinearität

Ähnlich wie die Azimutalkomponenten unterliegen auch die Polarkomponenten der auslaufenden Teilchen einer kinematischen Einschränkung. Um dies zu verstehen, ist es von Vorteil, die Reaktion im Schwerpunktsystem<sup>3</sup> von Strahlphoton und Targetproton zu betrachten. Wie in Abbildung 5.12 gezeigt, stellt sich die Reaktion im CMS folgendermaßen dar:

Vor dem Stoß sind die Impulse von Strahlphoton und Targetproton entgegengesetzt und haben den gleichen Betrag. Durch die Streuung wird das Proton abgelenkt, sodass sich seine Polarkoordinate und der Betrag des Impulses ändert. Der Impuls des im Prozess erzeugten Mesons muss, zur Erhaltung des Gesamtimpulses, wiederum betragsgleich und dem des gestreuten Protons entgegengesetzt sein. Diese Kollinearität lässt

<sup>3</sup>Das Schwerpunktsystem wird im Folgenden mit CMS(engl. Center of Mass System) abgekürzt.



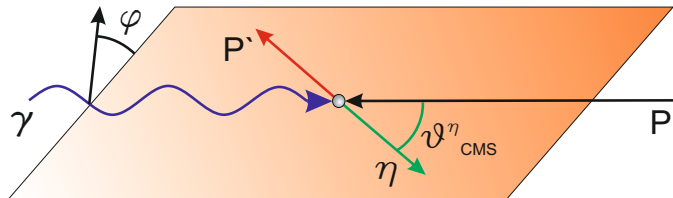


Abbildung 5.12.: Darstellung der Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$  im Schwerpunktsystem. In diesem System werden das gestreute Proton und das erzeugte  $\eta$ -Meson mit betragsgleichen Impulsen in entgegengesetzten Richtung emittiert.

sich im Schwerpunktsystem allerdings nicht als Schnitt an die Messdaten anwenden. Der Grund hierfür ist, dass für die Transformation eines Lorentzvektors in ein anderes System alle Komponenten bekannt sein müssen. Dies ist aber bei der Energie des gemessenen Protons, wie bereits erwähnt, nicht vollständig erfüllt, da eine große Zahl von Protonen nicht ihre gesamte Energie in den Kalorimeterkristallen deponieren. Um den Schnitt auf die Kollinearität dennoch ausführen zu können, wird der Impuls des Mesons im CMS invertiert und in das Laborsystem transformiert. Auf diese Weise ergibt sich der in Gleichung 5.3 definierte fehlende Impuls. Anstatt die Kollinearität von Proton und Meson im Schwerpunktsystem zu testen, wird die in Abbildung 5.13 dargestellte Polarwinkeldifferenz zwischen dem fehlenden Impuls und dem gemessenen Proton im Laborsystem betrachtet. Auch hier zeigt sich der Einfluss der in Kohlenstoff- und Sauerstoffkernen gebundenen Protonen. Die kollinearen Ereignisse ergeben eine schmale Linie, während die Untergrundereignisse unter der Einwirkung der Fermibewegung der gebundenen Protonen einen breiten Beitrag zum Spektrum liefern. Die Energieabhängigkeit der polarisierten Ereignisse ist in diesem Fall nicht so ausgeprägt wie beim Koplanaritätsschnitt, jedoch ist die Form des unpolarisierten Untergrundes in den verschiedenen Energieintervallen unterschiedlich. An den in Abbildung 5.14 dargestellten Wasserstoff- und Kohlenstoffspektren ist zu erkennen, dass der Untergrund bei niedrigen Energien asymmetrisch unter den polarisierten Ereignissen liegt. Der Schnitt wird somit analog zum Azimutalschnitt über eine Anpassung an die untergrundkorrigierten

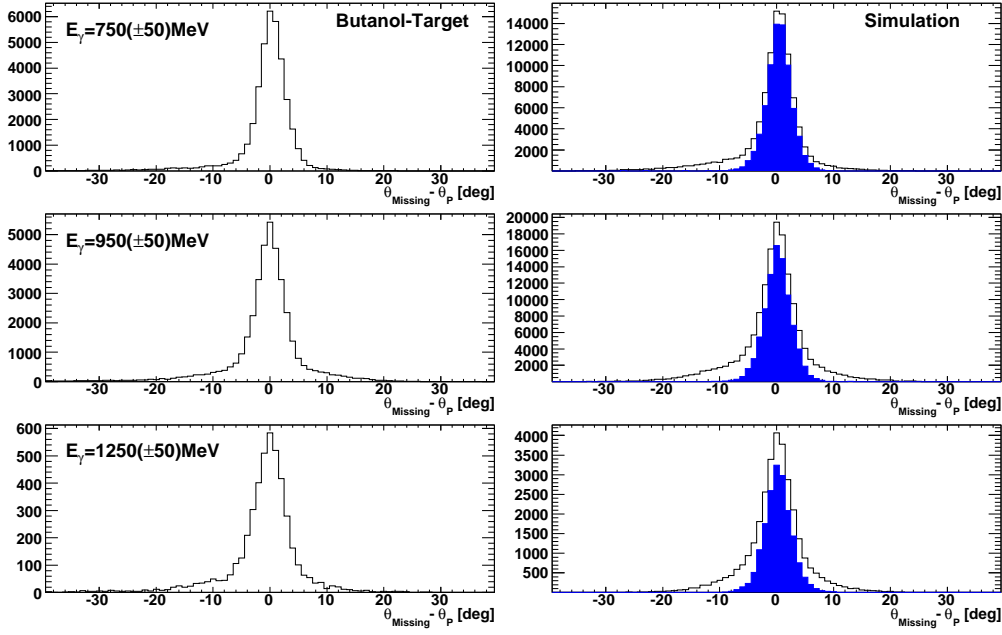


Abbildung 5.13.: Die Polarwinkeldifferenzen zwischen errechnetem und gemessenem Proton im Laborsystem für 3 PED Ereignisse bei verschiedenen Strahlenergien. Auf der rechten Seite sind die Ergebnisse der Simulation gezeigt, wobei die simulierten Spektren an ungebundenen Protonen separat in Blau dargestellt sind.

Spektren für jedes Energieintervall separat bestimmt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.15 für die 2.5- und die 3 PED Ereigniskategorien dargestellt. In Tabelle B.2 sind die Schnittgrenzen eines  $2\sigma$ -Schnitts in den jeweiligen Energieintervallen für beide Ereigniskategorien aufgelistet.

### 5.2.5. Massenschnitte

Im letzten Abschnitt der Datenselektion werden Schnitte auf die Massen der Teilchen im Endzustand ausgeführt. Hierdurch lässt sich aus der Vielzahl an möglichen Endzuständen der gewünschte Reaktionskanal auswählen.

#### Fehlende Masse des Systems

Für den ersten Massenschnitt wird die fehlende Masse des Systems:

$$m_{Missing} = \sqrt{(E_\gamma + m_p - E_\eta)^2 - (\vec{p}_\gamma - \vec{p}_\eta)^2} \quad (5.9)$$

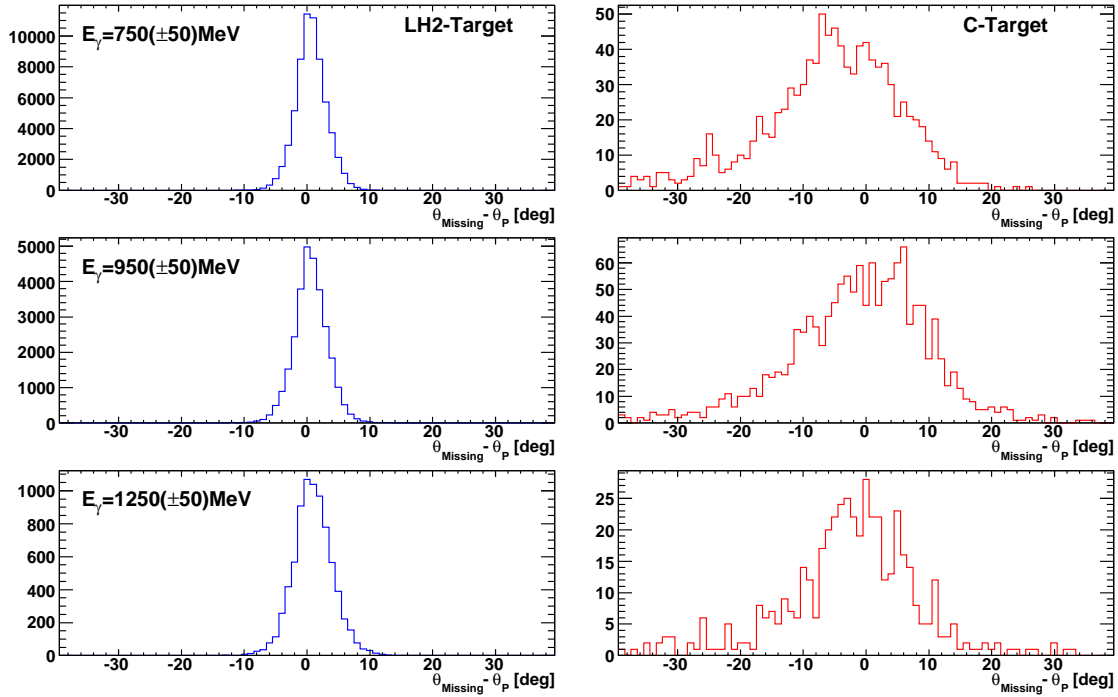
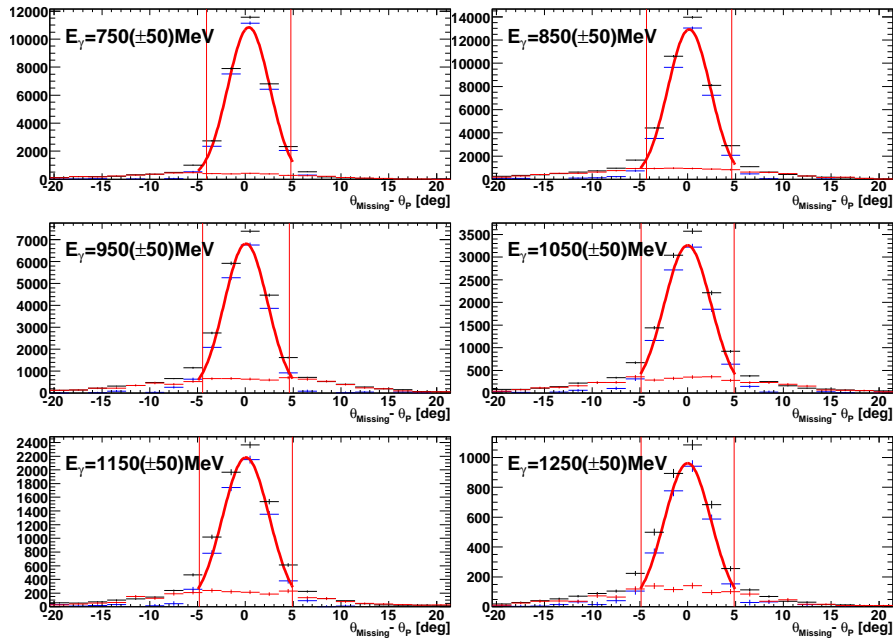
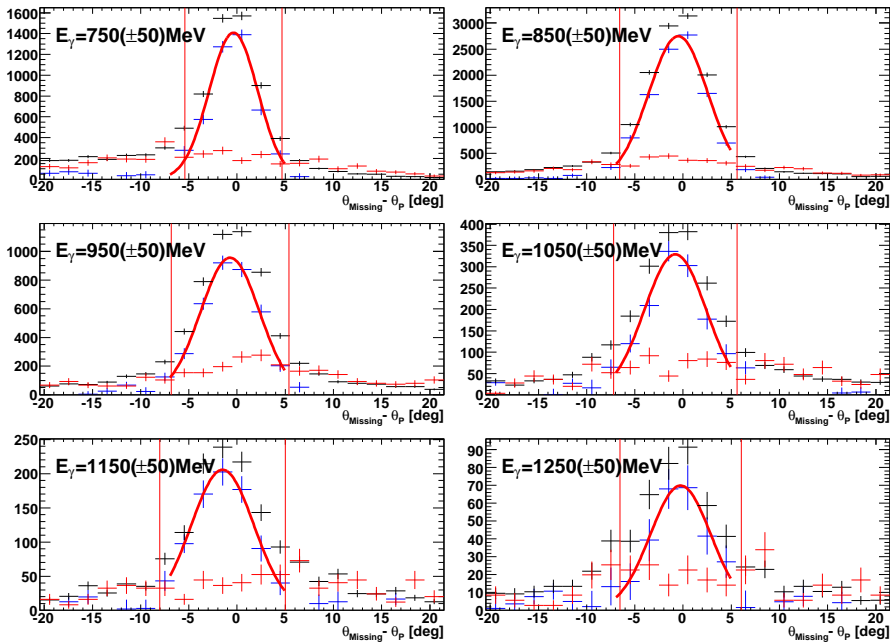


Abbildung 5.14.: Die Polarwinkeldifferenzen der 2.5 PED Ereignisse bei niedrigen Strahlenergien zeigen einen asymmetrischen Untergrund.

aus den Lorentzvektoren des Photonenstrahls  $P_\gamma = (E_\gamma, \vec{p}_\gamma)$ , des  $\eta$ -Mesons  $P_\eta = (E_\eta, \vec{p}_\eta)$  und dem des ruhenden Targetprotons  $P_T = (m_p, 0)$  berechnet. Erfüllt eine Reaktion die Energie-Impuls-Erhaltung, so muss die fehlende Masse des Systems der Ruhemasse des Protons entsprechen. In Abbildung 5.16 sind die Verteilungen der fehlenden Masse für die 2.5 und die 3 PED Ereignisse gezeigt. Es ist eine deutliche Überhöhung in den Spektren bei der Masse des Protons von  $m_P = 938.272 \text{ MeV}$  [PDG12] zu erkennen. Die Form des unpolarisierten Untergrundes ändert sich abhängig von der Strahlenergie stark. Die Bestimmung der Schnittbreite wird dementsprechend auch hier in jedem Energiebereich separat durchgeführt. Hierzu werden wiederum die Kohlenstoffspektren skaliert, von den Butanoldaten abgezogen und eine Normalverteilung angepasst. Der Schnitt wird für die 2.5- und die 3 PED Ereignisse gemeinsam festgelegt, da der Impuls des gestreuten Protons nicht in deren Berechnung einfließt und somit kein Unterschied zwischen diesen Ereigniskategorien besteht. In Abbildung 5.17 sind die entsprechenden Spektren der fehlenden Masse der Wasserstoff- und Kohlenstoffdatensätze dargestellt. Sie belegen, dass der Untergrund durch die gebundenen Protonen sein Form energieabhängig stark ändert, während sich die Verteilung der ruhenden Protonen im Wasserstofftarget lediglich leicht verbreitert. Diese Verbreiterung wird durch den energieabhängigen  $2\sigma$ -



(a) 3 PED



(b) 2.5 PED

Abbildung 5.15.: Anpassung der untergrundkorrigierten Verteilungen (blau) der Polarwinkeldifferenzen der 3 PED Ereignisse oben und der 2.5 PED Ereignisse unten. Farbgebung wie in Abbildung 5.11.

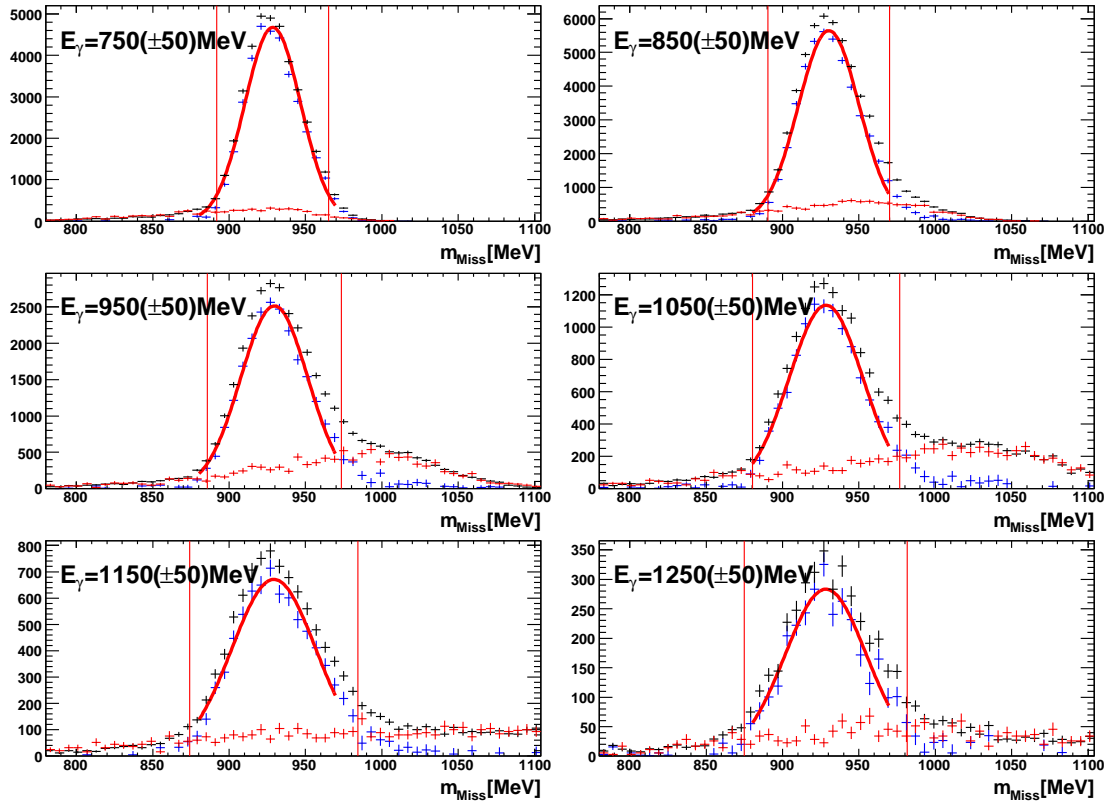


Abbildung 5.16.: Die Verteilungen der Fehlende Masse der 2.5 und 3 PED Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \eta$ .

Schnitt berücksichtigt und es werden die gewünschten Ereignisse selektiert.

Fügt man die 2 PED Ereignisse, wie in Abbildung 5.18 gezeigt, zu den Spektren hinzu, so erhöht sich der Anteil des Untergrunds deutlich. Dies liegt daran, dass die 2 PED Ereigniskategorie, wie in 5.1 erläutert, von Reaktionen am Neutron dominiert ist, diese ausschließlich in Kernen gebunden auftreten und dadurch ein durch ihre Fermibewegung verbreitertes Massenspektrum zeigen. Der anhand dieser Spektren bestimmte Schnitt wird in der Datenselektion auf die 2 PED Ereignisse angewandt, um den besonderen Untergrundverhältnissen Rechnung zu tragen. In Tabelle B.3 in Anhang B sind die Schnittbreiten für die verschiedenen Ereigniskategorien aufgelistet.

### Selektion des $\eta$ -Mesons

Bevor im letzten Schritt, durch den Schnitt auf die Masse des erzeugten Mesons, die Festlegung der Datenanalyse auf die  $\eta$ -Photoproduktion erfolgt, soll der Einfluss der vorherigen Schnitte anhand des  $\gamma\gamma$ -Massenspektrums beurteilt werden. Die invariante Masse der Photonen aus dem Zerfall eines Mesons lässt sich mit Formel 5.4 berechnen

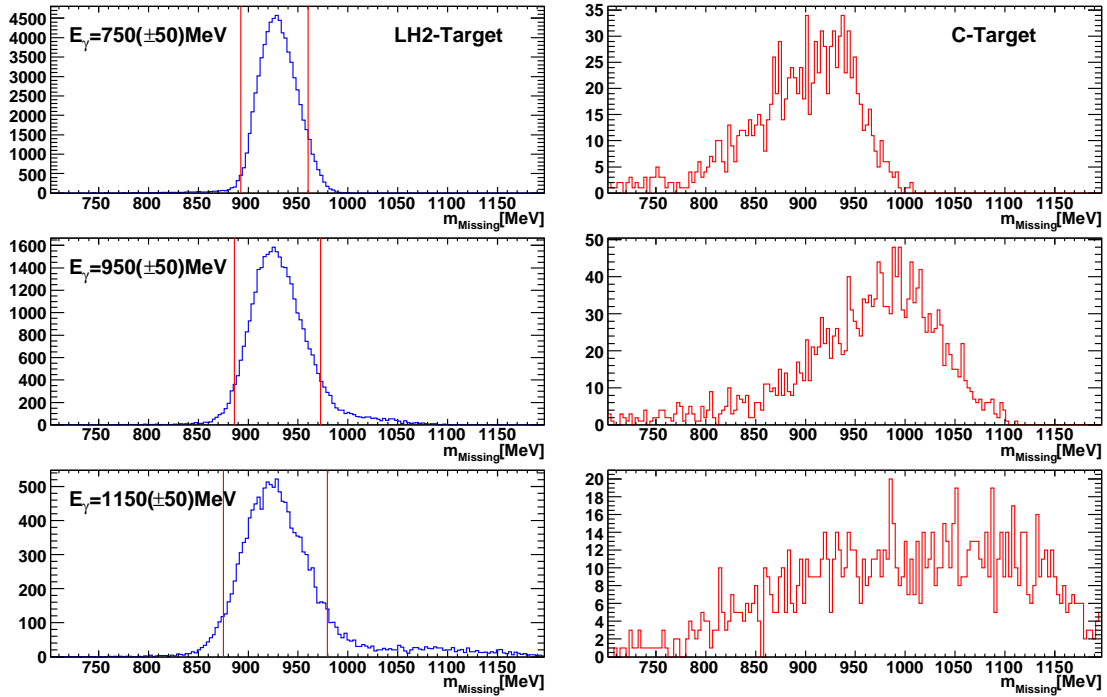


Abbildung 5.17.: Fehlende Masse bei Messung am Wasserstoff- und Kohlenstofftarget. Die Form des Kohlenstoffspektrums ändert seine Form abhängig von der Strahlenergie deutlich. Die Wasserstoffereignisse bilden hingegen eine Linie, die sich mit dem Schnitt (rot) auswählen lässt.

und ist in Abbildung 5.19 unter Anwendung der vorgestellten Schnittkriterien für die 3 PED-Ereignisse dargestellt. Durch die sukzessive Anwendung der oben beschriebenen Schnitte ist es möglich, echte Reaktionen von Untergrundeffekten zu trennen, sodass die Signale von  $\pi^0$ - und  $\eta$ -Meson deutlich hervortreten. In diesem Spektrum ist gut zu erkennen, dass der Schnitt auf den Erfassungsbereich des Tagging-Systems für kleine Mesonenmassen unverzichtbar ist, während er im Bereich der  $\eta$ -Masse keinen Einfluss hat.

An den so aufbereiteten Ereignissen kann nun der Schnitt auf die Masse des  $\eta$ -Mesons vorgenommen werden. In Abbildung 5.20 ist das Spektrum der invarianten Masse der Zerfallsphotonen für verschiedene Ereigniskategorien im Strahlenergiebereich von  $700 \leq E_\gamma \leq 800$  MeV gezeigt. Es fällt auf, dass das Massenspektrum nicht die Form einer reinen Gaußschen-Glockenfunktion hat, sondern einen Ausläufer zu kleineren Massen hin besitzt. Anhand der simulierten Verteilungen, kann gezeigt werden, dass diese Form in diesem Fall nicht durch die Untergrundeignisse hervorgerufen wird. Auch die Simulation der Reaktionen an ruhenden Protonen (blau) zeigt dieselbe asymmetrische Form. Um diese Asymmetrie der  $\eta$ -Massenspektren bei der Definition eines Schnitt zu

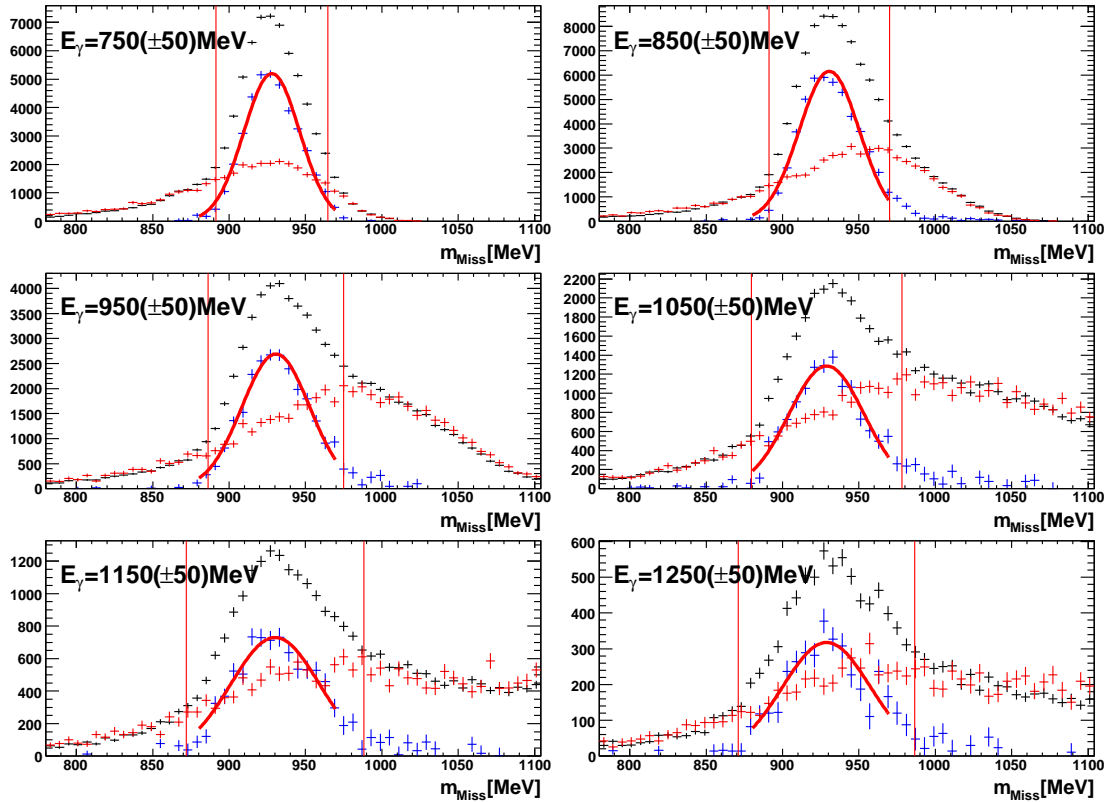


Abbildung 5.18.: Bestimmung des Schnitts auf die fehlende Masse bei Hinzunahme der 2 PED Ereignisse. Hier ist der Kohlenstoffanteil deutlich größer, da auch Reaktionen an den in Sauerstoff- und Kohlenstoffkernen gebundenen Neutronen beitragen.

berücksichtigen, wurde eine Novosibirskfunktion  $N(x)$

$$N(x) = A \exp \left\{ -\frac{1}{2t^2} \ln^2 \left[ 1 + t\alpha \frac{x - \mu}{\sigma} \right] - \frac{t^2}{2} \right\} \quad (5.10)$$

wobei

$$\alpha = \frac{\sinh \left( t\sqrt{\ln(4)} \right)}{t\sqrt{\ln(4)}}$$

zur Anpassung verwendet. Dabei stellt  $\mu$  den Mittelwert,  $\sigma$  die Standardabweichung und  $A$  einen Parameter zu Anpassung der Maximalamplitude dar. Über den Parameter  $t$  lässt sich die Asymmetrie der Verteilung beeinflussen, indem man Werte zwischen  $-1$  und  $1$  einsetzt. Für  $t = 0$  beschreibt die Funktion eine Normalverteilung, während für negative Werte ein Ausläufer nach links und für positive Werte nach rechts entsteht. In Abbildung 5.21 sind die Ergebnisse der Anpassungen für alle Energien dargestellt. Die

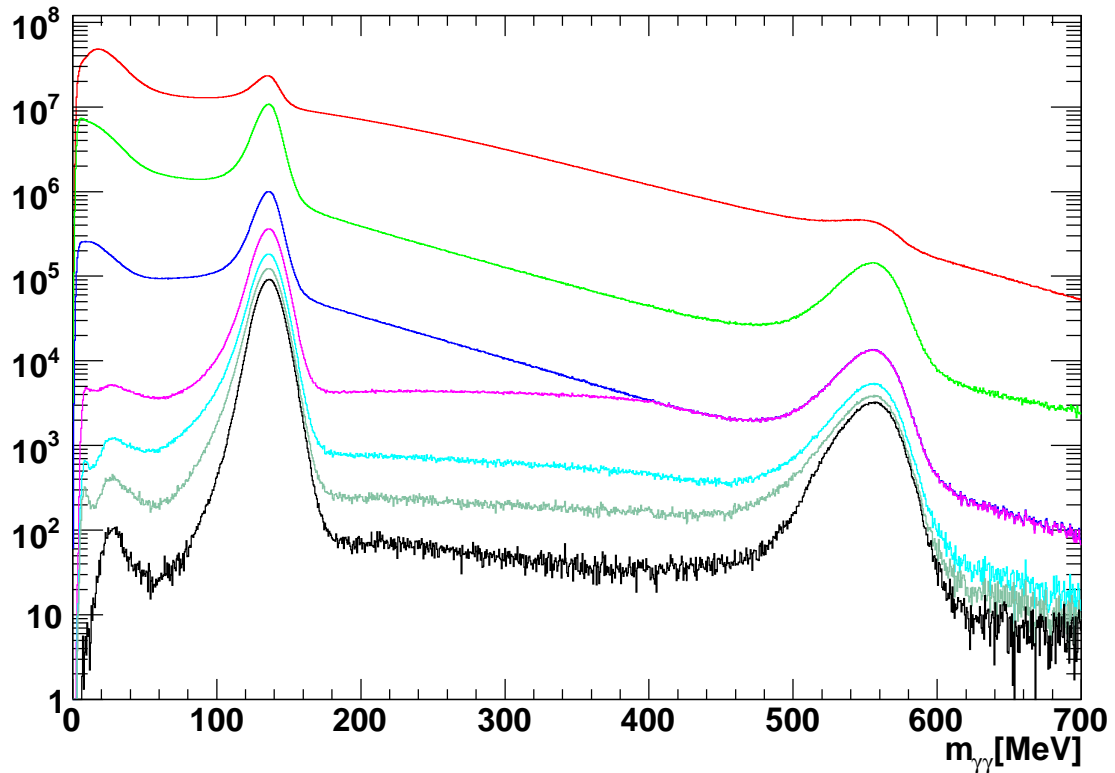


Abbildung 5.19.: Einfluss der bisherigen Schnitte auf das Spektrum der invarianten Masse der 3 PED-Zerfallsphotonen: ohne Schnitte (rot), mit Identifikation der Ladung (grün), mit Zeitschnitt (blau), geschnitten auf den Erfassungsbereich des Tagging-Systems (rosa), Schnitt auf die Koplanarität (türkis), Schnitt auf Kollinearität (dunkelgrün), und mit Schnitt auf die berechnete Protonenmasse (schwarz).

am Butanoltarget gemessenen Spektren sind hierfür wiederum mit Hilfe der Kohlenstoffmessdaten korrigiert worden. Der nächste Schritt bestand darin, aus den Parametern der Anpassung geeignete Grenzen für den Massenschnitt zu erstellen. Es wurden dabei zwei Bedingungen gefordert: Zum Einen sollten die Schnittgrenzen die Funktion auf beiden Seiten in gleicher Höhe schneiden. Durch Gleichsetzen der Funktionswerte der Schnittgrenzen  $\mu - w\sigma$  und  $\mu + v\sigma$  erhält man die Beziehung

$$v = \frac{w}{1 + t\alpha w}. \quad (5.11)$$

Somit ist bei der Wahl einer von beiden Grenzen die andere festgelegt.

Zum Anderen sollte die Breite des Schnitts so angesetzt werden, dass bei dessen Anwendung der gleiche Anteil der Ereignisse selektiert wird, wie bei einer gaußschen Verteilung. Wird eine Normalverteilung mit einem Abstand von einer Standardabweichung



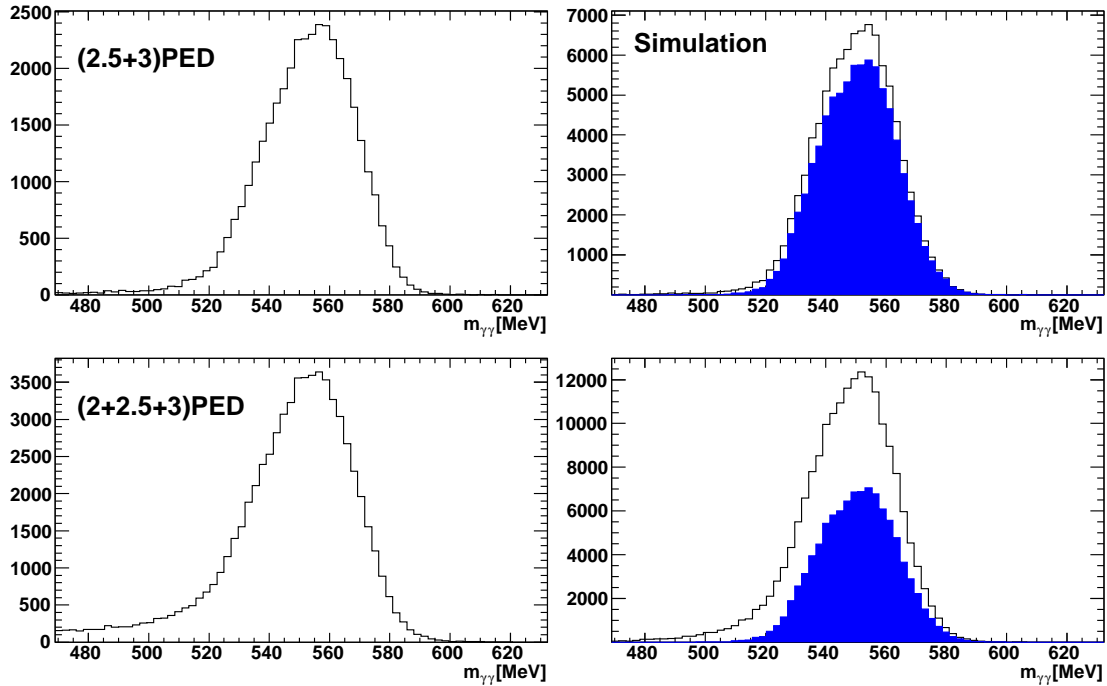


Abbildung 5.20.:  $\eta$ -Massenspektrum der 2.5- und 3 PED Ereignisse (oben) sowie unter Hinzunahme der 2 PED Ereignisse (unten) im Strahlenergiebereich von  $700 \leq E_\gamma \leq 800$  MeV. Auf der rechten Seite sind die simulierten Verteilungen für das Butanoltarget (schwarz) sowie für ungebundene Protonen (blau) gezeigt.

um den Mittelwert geschnitten, verbleiben 68,3% der Ereignisse im Datensatz. Wird die Schnittbreite auf zwei bzw. drei Standardabweichungen vergrößert, erhöht sich der Anteil an selektierten Ereignissen auf 95,5% bzw. 99,7% [Leo]. Um dies auch bei der Novosibirskfunktion zu erreichen, wurde ein iteratives Verfahren angewendet, welches die Schnittbreite so lange verändert, bis der Anteil der selektierten Ereignisse bis auf 1% an die oben genannten Werte angenähert werden konnte. Der für die Datenselektion gewählte Schnitt ist in Abbildung 5.21 eingezeichnet, und selektiert 95,5% der Ereignisse.

### Zusammenfassung der ausgeführten Schnitte

Die in den letzten Abschnitten vorgestellte Bestimmung der Winkel- und Massenschnitte erfolgte in drei Iterationen, wobei in jedem Iterationsschritt für jedes Schnittkriterium eine Datenselektion durchgeführt wurde, ohne den jeweiligen Schnitt auszuführen, um eine Anpassung zu ermöglichen. Dabei sind die Anpassungen zunächst separat für

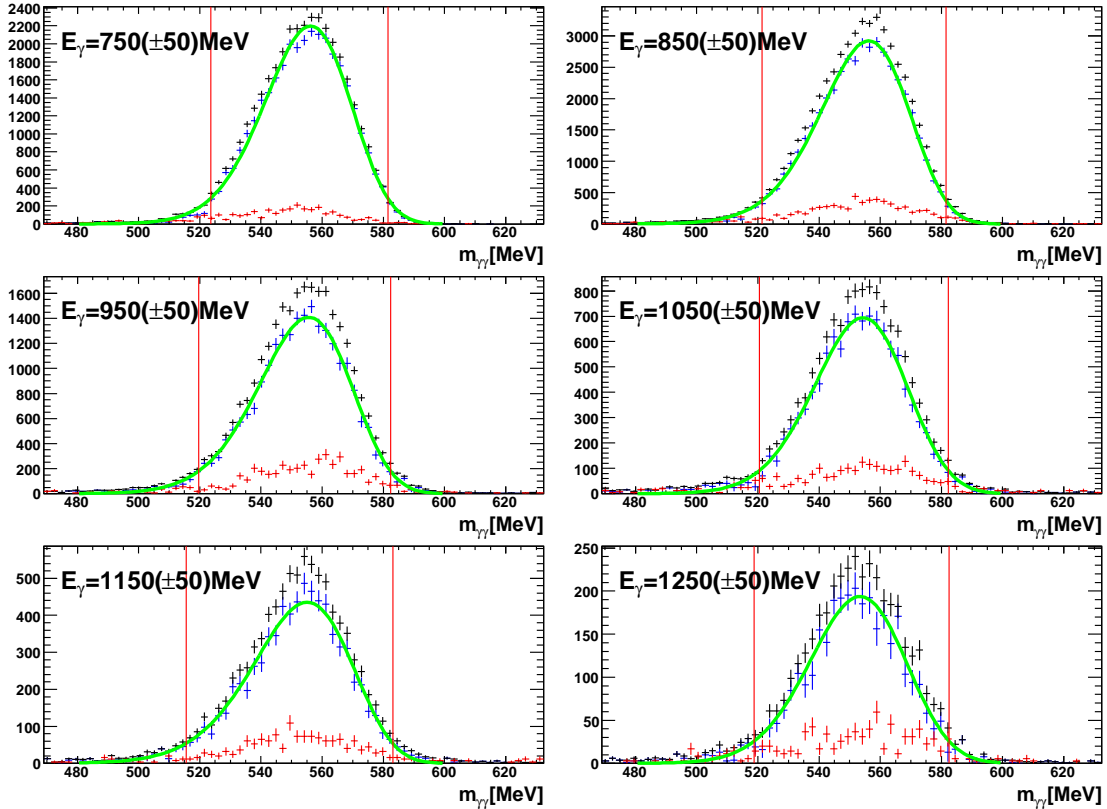


Abbildung 5.21.: Schnitt auf die Masse des  $\eta$ -Mesons im Spektrum der invarianten Masse der gemessenen Photonen. Gezeigt sind 2.5- und 3 PED Ereignisse. Zur Bestimmung der Schnittbreite wurde das untergrundkorrigierte Spektrum mit einer Novosibirskfunktion (grün) angepasst.

alle vier polarisierten Datensätze durchgeführt worden, um etwaige systematische Unterschiede zwischen den Datensätzen sichtbar zu machen. In Abbildung 5.22 sind die Grenzen der Massenschnitte der unterschiedlichen Strahlzeiten dargestellt. Die Schnittgrenzen stimmen in den meisten Fällen innerhalb ihrer Fehler überein. Abweichungen treten lediglich in Bereichen auf in denen die statistische Unsicherheit groß ist. Es ist somit zulässig, die Schnittgrenzen anhand der Summe aller Datensätze zu ermitteln. Die Grenzen dieser Summen-Anpassung ist in der Abbildung ebenfalls dargestellt. Auch die in Abbildung 5.23 gezeigten Grenzen der Winkelschnitte bestätigen, dass die Festlegung der Schnittgrenzen anhand der Summe der Datensätze erfolgen kann. Die endgültig zur Selektion ausgeführten Schnitte sind in Anhang B aufgelistet.

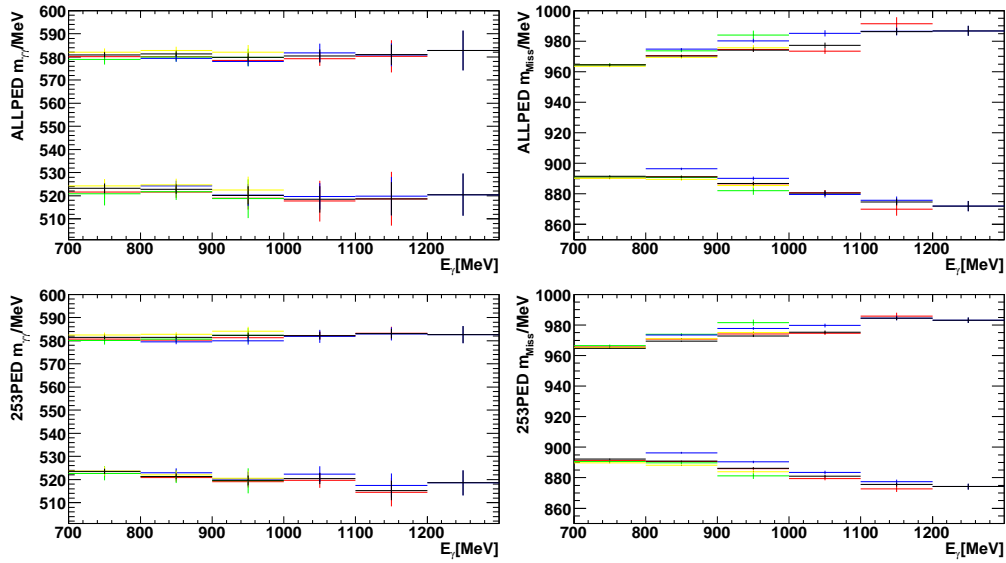


Abbildung 5.22.: Vergleich der Massenschnitte der vier polarisierten Strahlzeiten für 2.5 PED und 3 PED Ereignisse (unten) und für alle Ereigniskategorien (oben). Farbgebung der Datensätze: April 2008 bei 1150 MeV (rot), April 2008 bei 950 MeV (grün), August 2008 bei 1350 MeV (blau), August 2009 bei 950 MeV (gelb). Zusätzlich sind die anhand der Summe aller Datensätze ermittelten Grenzen in schwarz dargestellt.

### Bestimmung von Untergrundreaktionen

Neben den Ereignissen der  $\eta$ -Photoproduktion kann es auch andere Ereignisse geben, welche die Datenselektion passieren. Da es bei der Messung von Mehrteilchen-Endzuständen beispielsweise dazu kommen kann, dass ein Teil der Ejektile insensitives Material trifft, können Ereignisse anderer Reaktionskanäle zufällig in den angewendeten Schnitten liegen. Im Fall der  $\eta$ -Produktion kommen insbesondere die nächst höhergelegenen Mesonen wie das  $\omega$  und das  $\eta'$  hierfür in Frage [Bar04]. Geht zum Beispiel eines der Zerfallsphotonen des Pions der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow \pi^0\gamma$  verloren, können diese Ereignisse bei zufällig geringeren invarianten Massen rekonstruiert werden und somit den  $\eta$ -Massenschnitt passieren.

Um den Anteil solcher Untergrundereignisse an den selektierten Daten zu bestimmen, wurden die Spektren der invarianten Masse der Zerfallsphotonen analysiert. Hierbei sollte für jedes Phasenraumelement aus dem ein Wert für eine Observable extrahiert wurde, der Untergrundbeitrag ermittelt werden, um ihn als systematischen Fehler behandeln zu können. In Abbildung 5.24 sind die Verteilungen der invarianten Masse im Streuwinkelbereich  $-0.56 \leq \cos(\theta_{\eta}) < -0.33$  für verschiedene Strahlenergien dargestellt. Auf beiden Seiten der  $\eta$ -Massenlinien liegt ein flacher Untergrund, wobei das Niveau auf

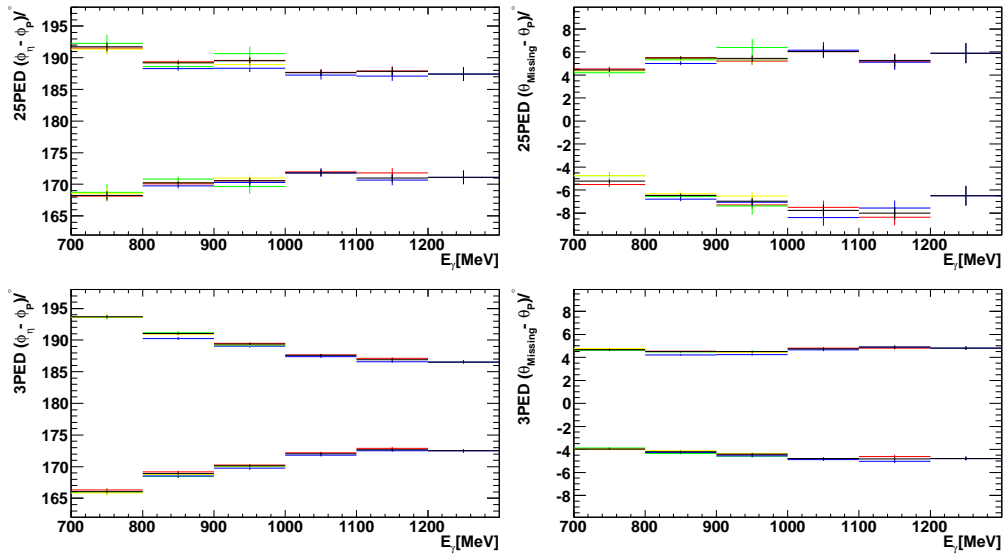


Abbildung 5.23.: Vergleich der Massenschnitte der vier polarisierten Strahlzeiten für 2.5 PED und 3 PED Ereignisse (unten) und für alle Ereigniskategorien (oben). Farbgebung der Datensätze: April 2008 bei 1150 MeV (rot), April 2008 bei 950 MeV (grün), August 2008 bei 1350 MeV (blau), August 2009 bei 950 MeV (gelb). Zusätzlich sind die anhand der Summe aller Datensätze ermittelten Grenzen in schwarz dargestellt.

der niederenergetischen Seite jeweils höher ist als für Energien oberhalb der  $\eta$ -Masse. Die Aufgabe bestand darin, diese Untergrundniveaus auf beiden Seiten zu bestimmen und unter die Massenspitze zu interpolieren. Die geringe Statistik ließ jedoch keine Anpassung des Untergrundes in separaten Phasenraumelementen zu. Es zeigte sich, dass die Form des Untergrundes in erster Linie vom Streuwinkel abhängt. Daher wurde der Verlauf des Untergrundes zunächst für alle Energien in einem Streuwinkelintervall bestimmt.

Abbildung 5.25 zeigt die Verteilung der Untergrundes für alle Strahlenergien im obigen Streuwinkelbereich. Um den Verlauf des Untergrundes zu interpolieren, wurde angenommen, dass dieser vom hohen Niveau linear zum niedrigen verläuft. Um die Endpunkte der flachen Bereiche definieren zu können, wurde zunächst eine Novosibirskfunktion (5.10) an die Massenspitze angepasst, siehe verkleinerte Darstellung. Sie wurden mit drei Standardabweichungen Entfernung zum Mittelwert abgeschätzt. Anschließend wurde die Summe einer Novosibirskfunktion und der Untergrundverteilung an die Messdaten angepasst. Die resultierende Untergrundverteilung ist in Abbildung 5.25 separat in rot dargestellt.

Über das Integral der Untergrundverteilung in den Grenzen des Massenschnitts lässt

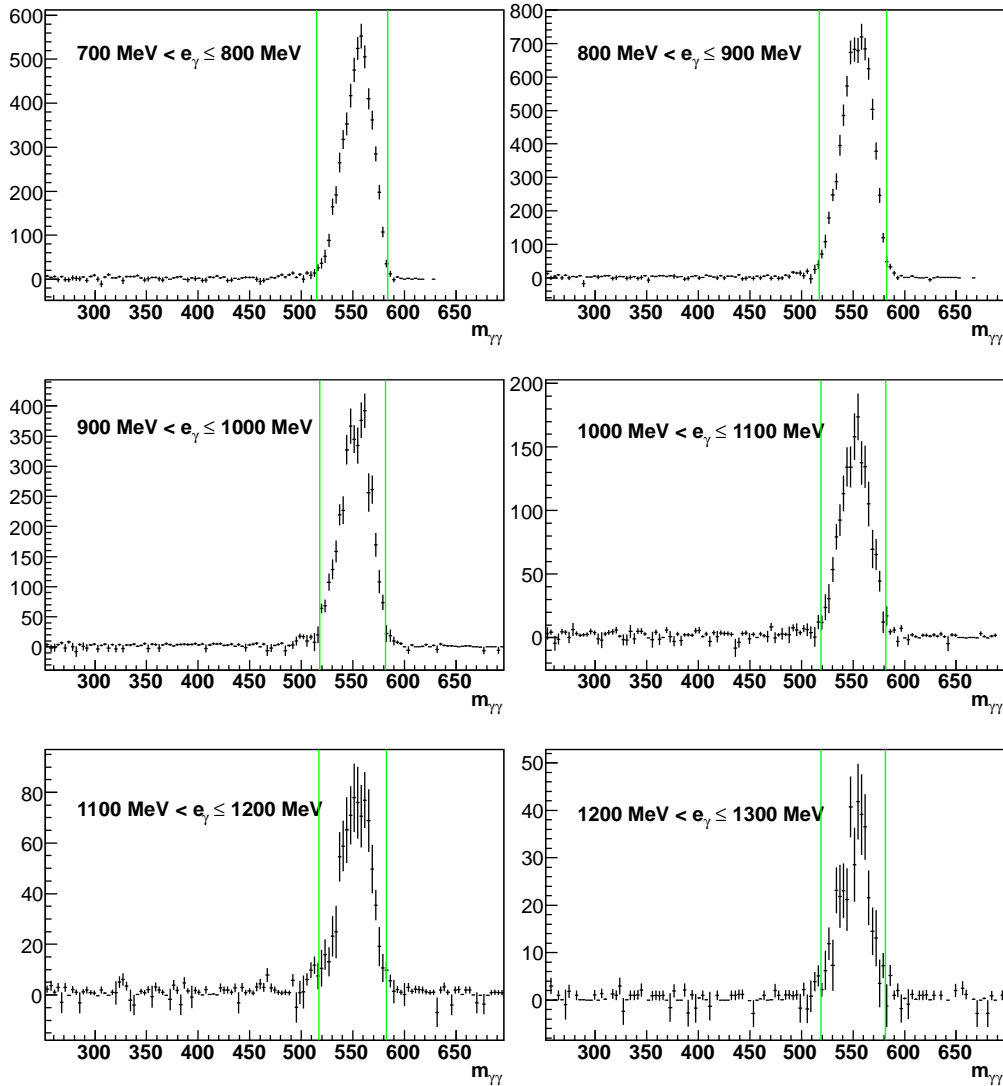


Abbildung 5.24.: Verteilung der Untergrundereignisse in den Massenspektren bei verschiedenen Strahlenergien für Streuwinkel von  $-0.56 \leq \cos(\theta_\eta) < -0.33$ . Der jeweilige Massenschnitt ist mit grünen Linien angedeutet.

sich die Zahl der Untergrundereignisse im Schnitt bestimmen. Um die Untergrundbeiträge in den einzelnen Energieintervallen  $N_{BG}(E_\gamma, \theta)$  zu berechnen, wurde das obige Integral entsprechend der jeweiligen linken Untergrundniveaus skaliert.

Das Untergrundverhältnis im einzelnen Phasenraumelement

$$R_{BG}(E_\gamma, \theta) = \frac{N_{BG}(E_\gamma, \theta)}{N_{Integral}(E_\gamma, \theta)} \quad (5.12)$$

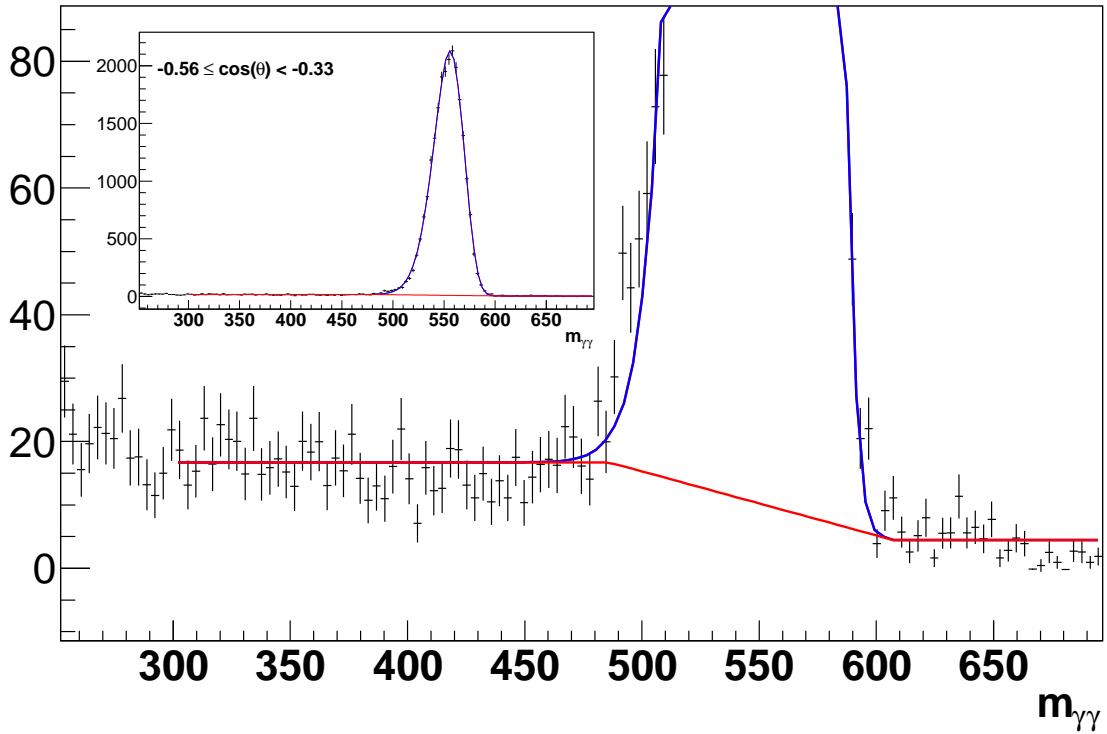


Abbildung 5.25.: Das Spektrum der invarianten Masse für Streuwinkel von  $-0.56 \leq \cos(\theta_\eta) < -0.33$  und alle Strahlenergien. In Blau ist die Summe aus Untergrund- und Novosibirskfunktionen gezeigt, mit der die Messdaten angenähert wurden. Die hieraus resultierende Verteilung des Untergrundes ist zusätzlich in Rot hervorgehoben.

lässt sich daraufhin mit Hilfe der Integrale  $N_{Integral}(E_\gamma, \theta)$  der verschiedenen Verteilungen in den jeweiligen Schnittgrenzen berechnen. Die Ergebnisse sind in Abbildung 5.26 farblich dargestellt. Der höchste Untergrundbeitrag tritt bei mittleren Energien im rückwärtigen Bereich auf und liegt bei ca. 3 %.

Abschließend kann damit festgehalten werden, das nach allen Schnitten insgesamt circa 145 Tausend Reaktionen im Datensatz verblieben sind, die zu mindestens 97% der Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$  angehören. Um systematische Effekte der Ereigniseselektion untersuchen zu können, wurde zusätzlich eine Datenselektion mit  $3\sigma$  breiten Schnitten durchgeführt. Die Interpretation der Winkelverteilungen der produzierten  $\eta$ -Mesonen und die Untersuchung der Asymmetrien des Wirkungsquerschnitts wird Inhalt des folgenden Kapitels sein.

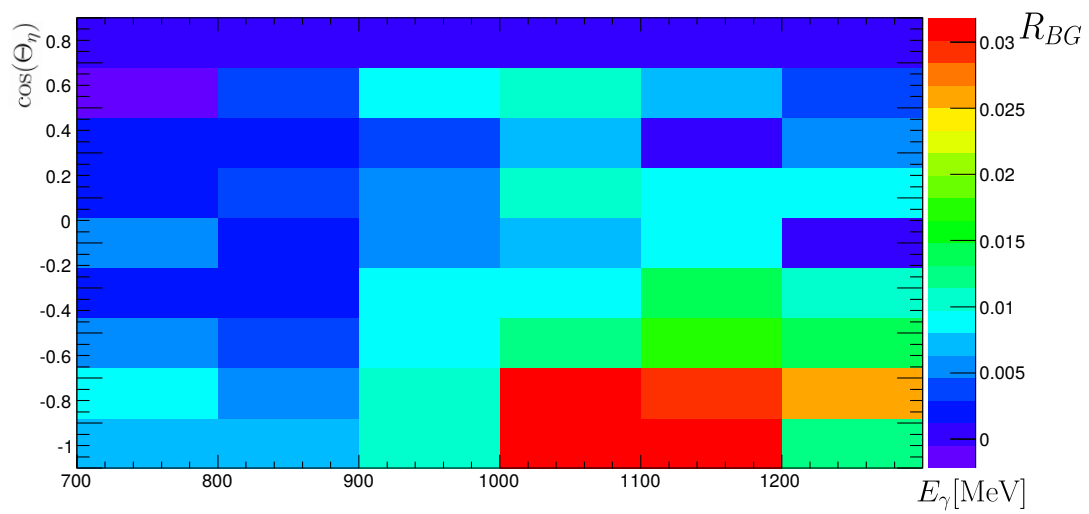


Abbildung 5.26.: Anteil an Untergrundereignissen in Abhängigkeit von Strahlenergie und Streuwinkel. Dabei wurde  $N_{BG}(E_\gamma, \theta)$  durch das Integral der jeweiligen Untergrundverteilung in den Grenzen des Massenschnitts ermittelt.





## 6. Bestimmung der Polarisationsobservablen

Nachdem in Kapitel 5 beschrieben wurde, wie die Reaktion  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  aus den Datensätzen selektiert werden konnte, soll in diesem Kapitel erläutert werden, wie aus den gemessenen Winkelverteilungen der  $\eta$ -Mesonen die gewünschten Polarisationsobservablen extrahiert werden können. In Abschnitt 6.1 wird zunächst gezeigt, wie sich die Verwendung von Butanol als Targetmaterial auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt auswirkt und anschließend, in Kapitel 6.2, wie sich der Anteil von Reaktionen an gebundenen Protonen mit Hilfe der separaten Messungen an Wasserstoff- und Kohlenstofftargets ermitteln lässt. Schließlich werden zwei unterschiedliche Auswertungsmethoden vorgestellt, die sich aus den verschiedenen Kombinationsmöglichkeiten der Strahl- und Targetpolarisationsrichtungen ergeben.

### 6.1. Wirkungsquerschnitt am Butanoltarget

Die für die Messung der G-Asymmetrie geforderten longitudinal polarisierten Protonen werden durch das in 3.4 beschriebene „Frozen-Spin-Target“ zur Verfügung gestellt. Als Targetmaterial kommt dabei Butanol ( $C_4H_9OH$ ) zum Einsatz, welches neben den spinbehafteten Wasserstoffkernen zusätzlich unpolarisierte Kohlen- und Sauerstoffkerne enthält. Diese Materialzusammensetzung führt dazu, dass ein Teil der Reaktionen an den in schwereren Kernen gebundenen Protonen stattfindet, sodass sich der Wirkungsquerschnitt aus mehreren Teilen zusammensetzt.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für Reaktionen an freien Protonen lautet gemäß Gleichung 2.14:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^H(\theta, \phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H(\theta) \{ 1 - \Sigma^H(\theta)\epsilon_L \cos(2\phi_\gamma) + G^H(\theta)P_z^T \epsilon_L \sin(2\phi_\gamma) \}, \quad (6.1)$$

wobei der Index  $H$  die Reaktionen bezeichnet, die an freien Protonen stattgefunden haben. Um den Einfluss der Reaktionen an gebundenen Protonen zu beschreiben wird zunächst angenommen, dass sich die Wirkungsquerschnitte von Sauer- und Kohlenstoff ähnlich verhalten. Diese Näherung ist zulässig, da die Wirkungsquerschnitte mit steigender Massenzahl einen einheitlichen Verlauf zeigen [Mac97]. Durch den verschwindenden Kernspin der schwereren Kerne sind diese nicht polarisierbar, sodass hier der Sinusterm

entfällt. Somit kann der Beitrag der unpolarisierten gebundenen Protonen mit

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^C(\theta, \phi) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C(\theta) \{ 1 - \Sigma^C(\theta)\epsilon_L \cos(2\phi_\gamma) \} \quad (6.2)$$

beschrieben werden. Damit ergibt sich der Wirkungsquerschnitt am Butanoltarget aus der Summe beider Anteile mit:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{Butanol} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^C \\ &= \left[ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C \right] \left\{ 1 - \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H \Sigma^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C \Sigma^C}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C} \epsilon_L \cos(2\phi_\gamma) \right. \\ &\quad \left. + \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C} G^H \epsilon_L P_z^T \sin(2\phi_\gamma) \right\} \\ &= \left[ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C \right] \{ 1 - \Sigma^B \epsilon_L \cos(2\phi_\gamma) \\ &\quad + D G^H \epsilon_L P_z^T \sin(2\phi_\gamma) \} \end{aligned} \quad (6.3)$$

Aus dem doppelt-polarisierten Wirkungsquerschnitt am Butanoltarget lassen sich somit neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt zwei Polarisationsobservablen extrahieren. Zum Einen kann mit

$$\Sigma^B = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H \Sigma^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C \Sigma^C}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C} \quad (6.4)$$

eine Strahlasymmetrie  $\Sigma^B$  für das Butanol-Target definiert werden.  $\Sigma^B$  enthält neben der Strahlasymmetrie der freien auch stets einen Beitrag der gebundenen Protonen, der sich nicht eliminieren lässt. Dieser Untergrund muss, wie in Abschnitt 6.3.2 beschrieben wird, bei der Interpretation der Ergebnisse berücksichtigt werden. Des Weiteren ist es durch Betrachtung des Terms

$$\frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C} G^H =: D G^H \quad (6.5)$$

möglich, die Doppelpolarisationsobservable  $G^H$  am freien Proton zu bestimmen, was das Ziel dieser Arbeit ist.

Die besondere Zusammensetzung des Targetmaterials führt dazu, dass hierfür der sogenannte Verdünnungsfaktor  $D$  separat bestimmt werden muss. Im Folgenden soll zunächst

die Bestimmung des Verdünnungsfaktors beschrieben werden, bevor in den darauf folgenden Abschnitten die eigentliche Extraktion der Polarisationsobservablen erfolgen kann.

## 6.2. Bestimmung des Verdünnungsfaktors $D$

Wie im letzten Abschnitt erläutert, erfordert die Verwendung des Butanoltargets eine Bestimmung des Anteils der Reaktionen, die an gebundenen Protonen stattgefunden haben. Dieser Untergrund wirkt sich in Form des in Gleichung 6.5 definierten Verdünnungsfaktors  $D$  auf die extrahierten Observablen aus. Um ihn bestimmen zu können, sind Untergrundmessungen an einem Flüssigwasserstoff- sowie einem Kohlenstofftarget durchgeführt worden, siehe 3.8. Diese Messungen wurden, wie in Kapitel 5.2 beschrieben, der selben Datenselektion unterzogen, wie die Butanoldatensätze, um sie direkt zur Untergrundbestimmung heranziehen zu können.

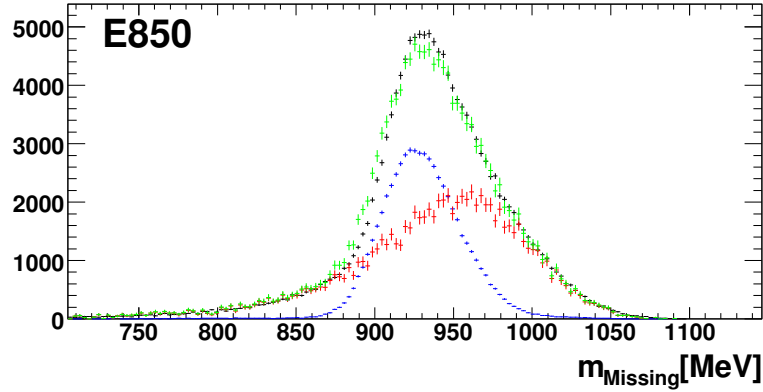
Zunächst müssen Skalierungsfaktoren bestimmt werden, welche die unterschiedliche Statistik der Wasserstoff- und Kohlenstoffdatensätze im Vergleich zur Butanolmessung berücksichtigen. Hierzu wird ausgenutzt, dass die im letzten Kapitel vorgestellten kinematischen Größen sensitiv auf die Fermibewegung der gebundenen Targetprotonen sind, und sich auf diese Weise Unterschiede in den Verteilungen ergeben, die eine Bestimmung der Skalierungsfaktoren ermöglichen. Hierbei wurden, zur Eingrenzung systematischer Effekte, zwei unterschiedliche Verfahren angewendet, die im Folgenden vorgestellt werden. Dabei werden jeweils Beispielspektren gezeigt. Eine vollständige Auflistung aller verwendeten Verteilungen befindet sich in Anhang C.

### 6.2.1. Anpassungsmethode

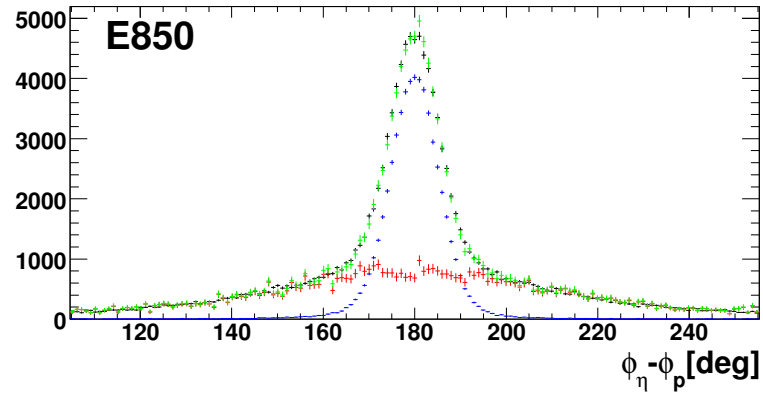
In Abbildung 6.1 oben sind die Spektren der fehlenden Masse bei einer Strahlenergie von  $850 \pm 50$  MeV für die verschiedenen Targetmaterialien dargestellt. Hierfür wurden bei allen anderen kinematischen Variablen Schnitte mit einer Breite von  $3\sigma$  angewandt und die Verteilungen aller drei Ereigniskategorien, 3- 2.5- und 2 PED, aufsummiert. Eine Betrachtung aller Ereigniskategorien gemeinsam ist in diesem Fall sinnvoll, da hier die globale Statistik gesucht ist, die in den verschiedenen Strahlzeiten in einem bestimmten Energieintervall akkumuliert wurde. Unterschiede zwischen den Ereigniskategorien werden erst sichtbar, wenn Streuwinkelverteilungen untersucht werden [Har16].

Die Unterschiede in der Massenverteilung in Abhängigkeit vom verwendeten Target sind in Abbildung 6.1 gut erkennbar. Mit Hilfe eines Anpassungsalgorithmus lassen sich Skalierungsfaktoren für die Wasserstoff- und Kohlenstoffspektren bestimmen, sodass deren

Summe das Butanolspektrum annähernd reproduziert. Dabei sind gerade im Bereich



(a) Anpassung der Massenverteilungen



(b) Anpassung der Koplanaritätsverteilungen

Abbildung 6.1.: Zur Bestimmung der Skalierungsfaktoren wird eine Anpassung der Summe (grün) der Verteilungen der fehlenden Masse beziehungsweise der Koplanarität von Wasserstoff- (blau) und Kohlenstofftarget (rot) an die Butanoldaten (schwarz) vorgenommen. Hierfür wurde eine Datenselektion mit einer Schnittbreite von  $3\sigma$  verwendet und die Verteilungen der Ereigniskategorien aufsummiert.

des Maximums an der berechneten Masse des Protons Abweichungen zu erkennen. Die Summenverteilung ist im Vergleich zum Butanolspektrum breiter und zu niedrigen Energien hin verschoben. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, dass die Wasserstofftargetzelle mit ihrer Länge von 5 cm deutlich länger ist, als die Zelle des Butanoltargets mit 2 cm. In der Ereignisrekonstruktion wird von einem Target im Ursprung ausgegangen, sodass Teilchen die bis zu 2,5 cm entfernt vom Ursprung erzeugt werden systematisch abweichend rekonstruiert werden. Zusätzlich fließen bei der Berechnung der fehlenden Masse die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Energie der Strahlphotonen im Tagging-

system mit ein.

Ein besseres Ergebnis lässt sich mit den Koplanaritätsspektren erzielen, wie sie in Abbildung 6.1 unten dargestellt sind. Weder die Strahlenergie noch die verschiedenen Targetlängen haben hier einen Einfluss, da die Koplanarität lediglich durch die lateralen Impulskomponenten des  $\eta$ -Mesons und des Protons bestimmt ist. Die Verteilung am Butanoltarget lässt sich dadurch besser reproduzieren. Dies gilt für sämtliche Energiebereiche, was die Abbildungen C.4 und C.3 in Anhang C belegen. Somit ist die Verwendung der Koplanaritätsspektren für die Bestimmung der Skalierungsfaktoren vorzuziehen.

Um den Anteil der Reaktionen an gebundenen Protonen für verschiedene Streuwinkel

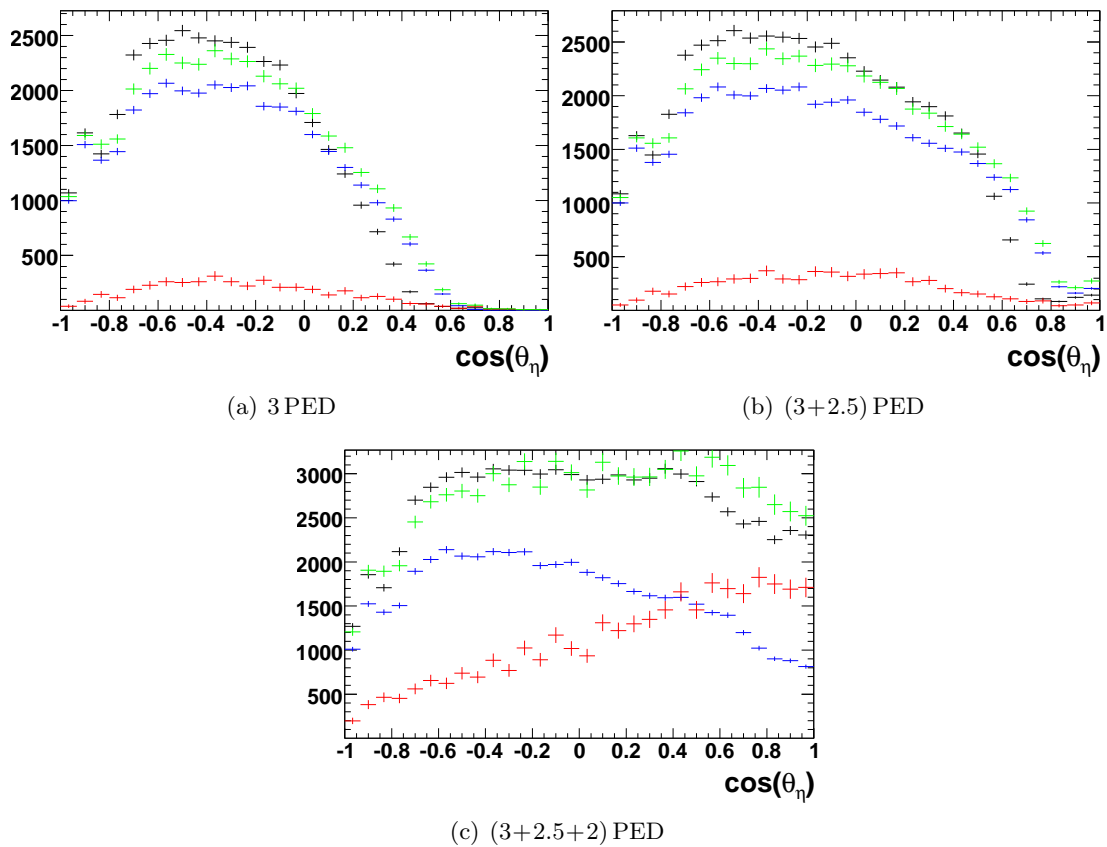


Abbildung 6.2.: Streuwinkelverteilungen der  $\eta$ -Mesonen im Energieintervall  $850 \pm 50$  MeV für die unterschiedlichen Targetmaterialien. Farbgebung wie in Abbildung 6.1.

ermitteln zu können, werden die Streuwinkelverteilungen der  $\eta$ -Mesonen herangezogen. Wird vorausgesetzt, dass die korrekten Skalierungsfaktoren gefunden wurden, lässt sich mit

$$N_0^B = N_0^H + N_0^C \quad (6.6)$$

die Zählrate am Butanoltarget  $N_0^B$  aus den Wasserstoff- und Kohlenstoffzählraten  $N_0^H$  bzw.  $N_0^C$  zusammensetzen. In Abbildung 6.2 sind die mit Hilfe der Skalierungsfaktoren korrigierten Streuwinkelverteilungen am Kohlenstoff- und Wasserstofftarget, sowie deren Summe gemeinsam mit dem am Butanoltarget gemessenen Spektrum für Strahlenergien von  $850 \pm 50$  MeV gezeigt. Es wird zwar die grobe Form der Butanolverteilung wiedergegeben, jedoch treten in verschiedenen Bereichen Unterschiede auf die sich nicht durch statistische Unsicherheiten begründen lassen. Betrachtet man die Winkelverteilungen der übrigen Energien in Anhang C, so ist zu erkennen, dass diese Diskrepanzen insbesondere bei niedrigen Energien auftreten. Bei Energien oberhalb von 1 GeV werden die Butanolspektren innerhalb der statistischen Schwankungen reproduziert. Ein möglicher Grund für diesen Effekt könnte wiederum die abweichende Geometrie des Wasserstofftargets sein. Die Länge und der Durchmesser des Wasserstofftargets weichen von denen der anderen Messdaten ab, was dazu führen kann, dass in bestimmten Streuwinkelbereichen mehr Ejektile absorbiert werden. In anderen Winkelbereichen kann eine höhere Materialbelegung des Butanol-Kryostats zu erhöhter Absorption führen, als die dünnwandig ausgeführte Hülle des Wasserstofftargets. Diese Unterschiede sind als Nachteil der Anpassungsmethode zu sehen, da sie systematisch in den Verdünnungsfaktor und darüber in die extrahierte G-Asymmetrie eingehen. Aus diesem Grund wird in Abschnitt 6.2.2 eine verbesserte Methode vorgestellt, die eine Verwendung der Wasserstoffdaten überflüssig macht.

Aus den korrigierten Streuwinkelverteilungen lässt sich mit

$$D = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C} = \frac{N_0^H}{N_0^H + N_0^C} = \frac{N_0^H}{N_0^B} \quad (6.7)$$

der Verdünnungsfaktor berechnen. In [Thi12] wird mit Hilfe von simulierten Daten gezeigt, dass die Detektorakzeptanz unabhängig vom verwendeten Target ist. Auf diese Weise ergeben sich zwei Normierungsmöglichkeiten. Entweder die Normierung der Polarwinkelverteilung am Wasserstoff erfolgt mit der Summe aus der Wasserstoff- und der Kohlenstoffverteilung oder mit dem Butanolspektrum.

In Abbildung 6.3 ist der Verdünnungsfaktor des Energieintervalls  $950 \pm 50$  MeV für beide Normierungsmethoden und für die verschiedenen Ereigniskategorien gezeigt. Beide Methoden liefern bei den 3 PED Ereignissen bis zu einem Streuwinkel von  $\cos(\theta) \approx 0.2$  übereinstimmend Werte von ca. 90 %. Im Vorwärtsbereich kommt es jedoch zu systematischen Unterschieden. Die mit dem Butanolspektrum normierten Verteilungen liefern sehr große Werte, die teilweise über 100 % liegen, was darauf hindeutet, dass Gleichung 6.6 in diesem Bereich nicht erfüllt ist. Die mit der Summe aus Wasser- und Kohlenstoff

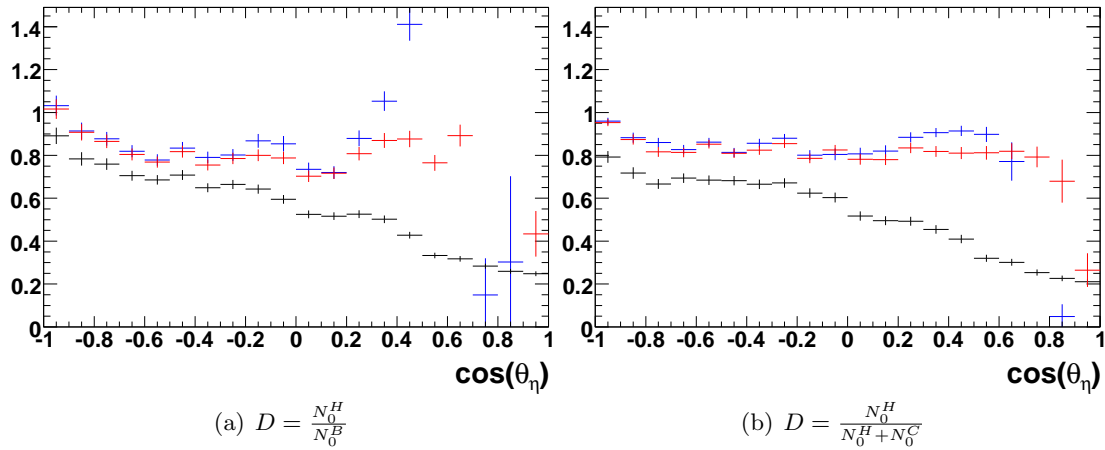


Abbildung 6.3.: Polarwinkelverteilung des Verdünnungsfaktors mit verschiedenen Normierungsmethoden im Energiereich  $E_\gamma = 950 \pm 50$  MeV. In Blau dargestellt, die 3 PED Ereigniskategorie, 3 und 2.5 PED in Rot sowie für alle Kategorien in Schwarz, jeweils mit  $2\sigma$ -Schnitten.

normierten Verteilungen zeigen keinen solchen Anstieg bei Vorwärtswinkeln, jedoch ist dabei zu bedenken, dass diese Normierung Gleichung 6.6 voraussetzt, und somit nicht sensitiv auf etwaige Abweichungen ist.

Des Weiteren wird der Einfluss der von der Ereigniskategorie abhängigen Detektorakzeptanz sichtbar. Die 3 PED Ereignisse ergeben einen nahezu konstanten Verdünnungsfaktor bis zu einem Streuwinkel von ca.  $\cos(\theta) \approx 0.5$ , der dann für kleinere Streuwinkel stark abnimmt, und damit den Messbereich nach vorne hin stark einschränkt. Werden die 2.5 PED Ereignisse hinzugenommen, lässt sich der Messbereich in den Vorwärtsbereich erweitern, sodass es sinnvoll ist, sie bei der Extraktion der Polarisationsobservablen im Vorwärtsbereich zu verwenden. Eine Verwendung der 2 PED Ereigniskategorie muss abgewogen werden, da sie zwar, wie in den Winkelverteilungen erkennbar, die Akzeptanz im Vorwärtsbereich erhöht, jedoch im gesamten Winkelbereich zu kleinen Verdünnungsfaktoren führt. Das bedeutet, dass der Anteil der gewünschten Reaktionen am freien Proton klein wird und sich damit große systematische Fehler ergeben können. Der Einfluss dieser Effekte auf die Doppelpolarisationsobservable  $G$  wird in Abschnitt 6.3.2 behandelt.

### 6.2.2. Kohlenstoff-Abzugsmethode

Wie in 3.4.2 beschrieben, wurden die Wasserstoffdatensätze an einem separaten Targetsystem gemessen, bei dem sowohl die Geometrie der Targetzelle als auch die umgebende Geometrie von der am polarisierten Target abweichen. Um bei der Extraktion

der Polarisationsobservablen unabhängig von diesen systematischen Unterschieden zu sein, wurde der Verdünnungsfaktor mit einer abgeänderten Methode bestimmt, bei der die Wasserstoffmessdaten nicht in dessen Berechnung einfließen. Die Idee ist, von einem Butanolspektrum das entsprechende Kohlenstoffspektrum abzuziehen, denn für D gilt auch:

$$D = \frac{N_0^H}{N_0^B} = \frac{N_0^B - N_0^C}{N_0^B} \quad (6.8)$$

Um den Kohlenstoff-Skalierungsfaktor unabhängig von den Wasserstoffmessungen zu

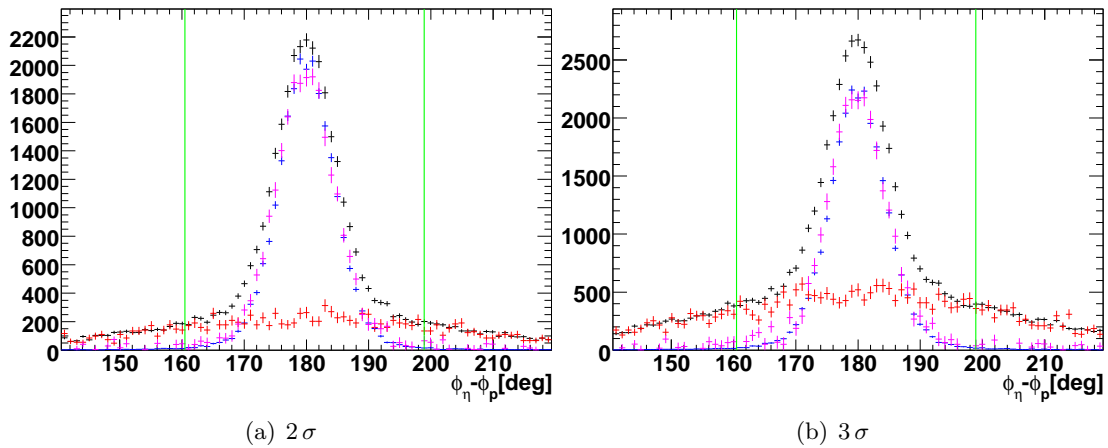


Abbildung 6.4.: Die Abzugsmethode für 2- und 3 $\sigma$  Schnitte im Energieintervall  $950 \pm 50$  MeV. Das Kohlenstoffspektrum (rot) wird so skaliert, dass dessen Integral außerhalb der in Grün gezeigten Grenzen mit dem des Butanolspektrums (schwarz) übereinstimmt. In Rosa ist die resultierende Differenz der Verteilungen von Butanol- und Kohlenstoff im Vergleich zur Wasserstoffmessung in Blau dargestellt.

bestimmen, werden die in Abbildung 6.4 gezeigten Koplanaritätsspektren herangezogen. In Kapitel 5.2.4 ist bereits erläutert worden, dass die Butanolspektren in den Außenbereichen durch die Reaktionen an gebundenen Nukleonen dominiert sind, sodass sich diese dort allein durch das Kohlenstoffspektrum reproduzieren lassen. Hierfür wurden die Integrale der Verteilungen außerhalb der in grün dargestellten Grenzen berechnet und das Kohlenstoffspektrum dementsprechend skaliert. Die Integralgrenzen sind dabei durch eine Anpassung an die prominente Spitze der koplanaren Butanolereignisse mit einem Abstand von vier  $\sigma$  vom Mittelwert festgelegt worden. Der Vergleich zu den Wasserstoffspektren zeigt eine gute Übereinstimmung. Dies entspricht der Erwartung, da die Unterschiede der Targetsysteme bei der Betrachtung von Azimutalkomponenten lediglich geringen Einfluss haben. Des Weiteren ist zu erkennen, wie sich durch die Wahl einer größeren Schnittbreite in den Winkelschnitten und der fehlenden Masse, der un-



polarisierte Untergrund erhöht.

Werden die so ermittelten Skalierungsfaktoren auf die Winkelverteilungen angewendet,

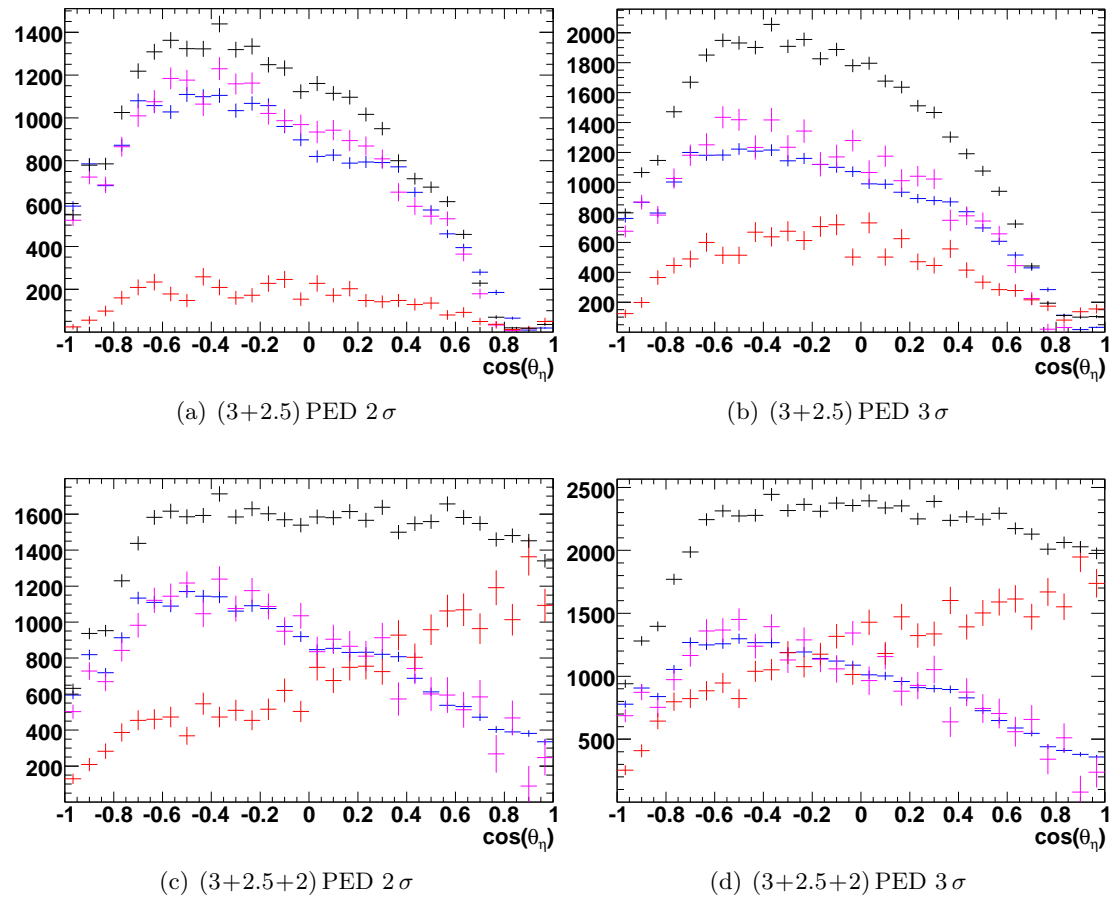


Abbildung 6.5.: Streuwinkelverteilungen im Energieintervall  $950 \pm 50$  MeV bei Verwendung der Kohlenstoffabzugsmethode. Farbgebung wie in Abbildung 6.4.

ergibt sich das in Abbildung 6.5 gezeigte Bild. Hier sind die Abweichungen der untergrundkorrigierten Butanolverteilungen vom den Wasserstoffspektren wiederum sichtbar. In diesem Fall dienen die Wasserstoffdaten aber lediglich als Vergleich, und fließen entsprechend Gleichung 6.8 nicht in die Berechnung ein.

In Abbildung 6.6 sind die Winkelverteilungen des Verdünnungsfaktors im Energiebereich von  $950 \pm 50$  MeV unter Verwendung der verschiedenen Bestimmungsmethoden dargestellt. In weiten Bereichen bestätigen die Methoden einander. Systematische Unterschiede treten insbesondere im Vorwärtsbereich hervor, wo die Methoden unterschiedlich sensitiv auf die Inakzeptanzen der verschiedenen Ereigniskategorien sind. Die Auswirkungen dieser systematischen Unterschiede auf die extrahierten Observablen werden in

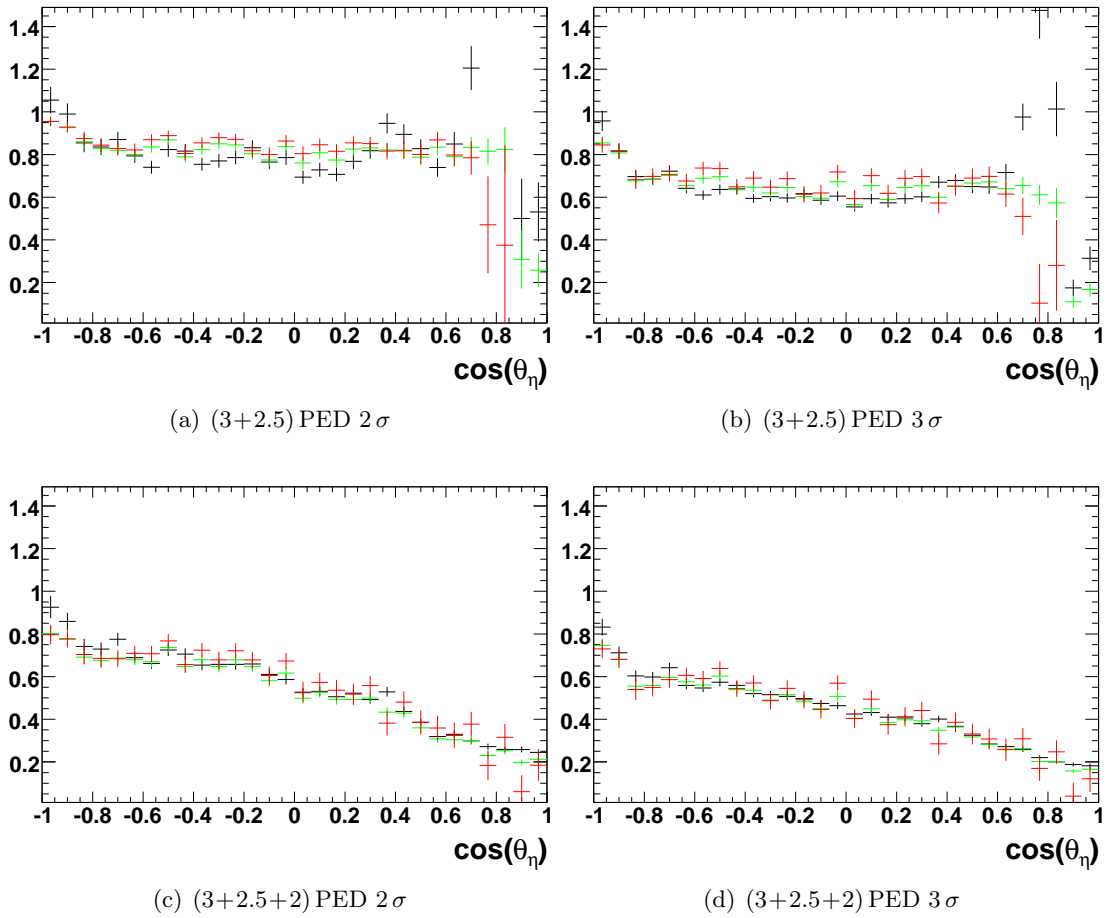


Abbildung 6.6.: Der mit der Kohlenstoff-Abzugsmethode gewonnene Verdünnungsfaktor (rot) für verschiedene Ereigniskategorien und Schnittbreiten bei Strahlenergien von  $950 \pm 50$  MeV. Zum Vergleich, sind die Resultate bei Verwendung der Anpassungsmethode mit Butanol-Normierung (schwarz) und mit Summen-Normierung (grün) mit eingezeichnet.

Abschnitt 6.3.2 genauer untersucht und in 6.5 bei der Berechnung des systematischen Fehlers berücksichtigt.

Zur Korrektur des differentiellen Wirkungsquerschnitts und damit der extrahierten G-Asymmetrie, entsprechend Gleichung 6.5, wird der Verdünnungsfaktor verwendet, der mit Hilfe der Kohlenstoff-Abzugsmethode bestimmt wurde. Dadurch ergeben sich im Vorwärtsbereich zwar größere statistische Unsicherheiten, dafür ist jedoch sichergestellt, dass die systematischen Unterschiede der Targetsysteme keinen Einfluss auf die Messergebnisse haben.

## 6.3. Analyse der Azimutalwinkelverteilungen

### 6.3.1. Inhärente Symmetrieeigenschaften

Wie in Abschnitt 3.8 beschrieben, sind die Datensätze mit unterschiedlichen Polarisations-einstellungen gemessen worden. Während der Messphasen wurde die Ebene des polarisierten Photonenstrahls alternierend zwischen  $-45^\circ$  und  $+45^\circ$ , bzw.  $+45^\circ$  und  $+135^\circ$  gewechselt. Des Weiteren sind Messblöcke mit zum Strahl paralleler und antiparalleler Polarisation des Targets gemessen worden. In Abbildung 6.7 ist der Einfluss von der Strahl- und der Targetpolarisation auf die Winkelverteilung der  $\eta$ -Mesonen verdeutlicht. Falls nur der Photonenstrahl polarisiert ist, ergibt sich entsprechend Gleichung 6.3

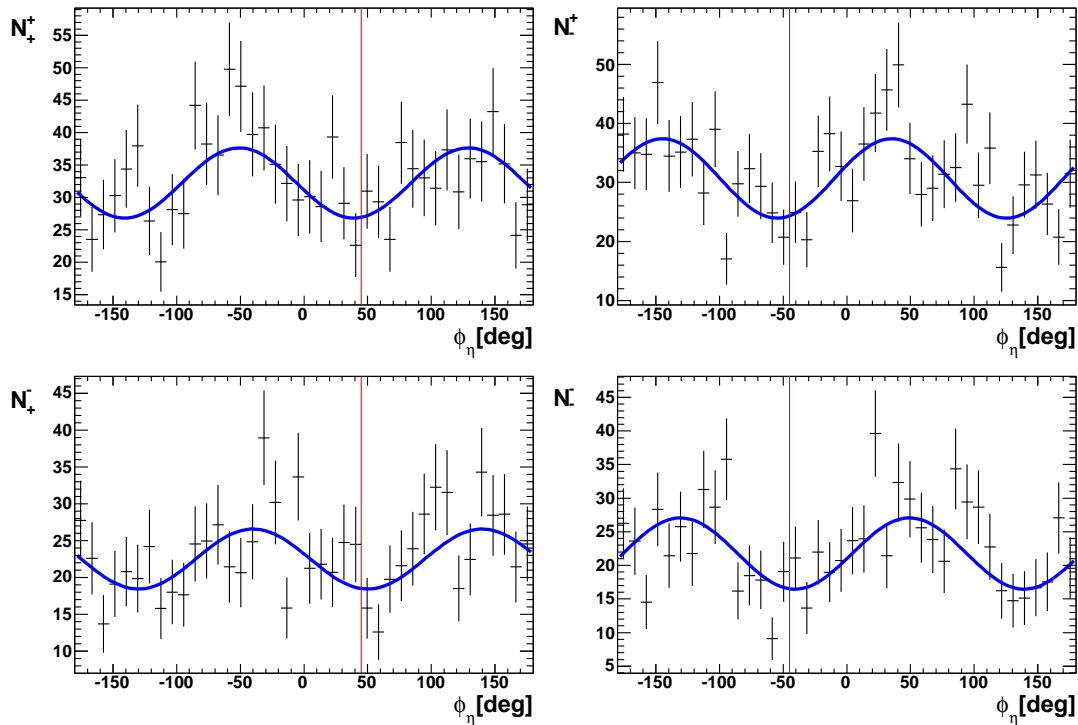


Abbildung 6.7.: Einfluss der Target- und Strahlpolarisation auf die Azimutalwinkelverteilungen der  $\eta$ -Mesonen.  $N_D^T$  gibt die unterschiedlichen Kombinationen der Polarisation des Targets ( $T$ ) in paralleler (+) oder antiparalleler (–) Strahlrichtung sowie den Winkel der Ebene des polarisierten Photonenstrahls ( $D$ ) mit  $+45^\circ$  (+) oder  $-45^\circ$  (–) an (rote Linie). Die blaue Kurve dient lediglich der Verdeutlichung der Asymmetrien und findet keine weitere Verwendung.

eine um die Polarisationsebene des Photonenstrahls, also der  $+45^\circ$ - bzw.  $-45^\circ$ -Achse, symmetrische Winkelverteilung, die vom Grad der Polarisation des Strahls und von  $\Sigma_B$

abhängt. Die G-Asymmetrie wird durch eine zusätzliche Phasenverschiebung sichtbar, deren Vorzeichen von der Richtung der Targetpolarisation abhängt. Diese Symmetrieeigenschaften müssen berücksichtigt werden, wenn Raumwinkelverteilungen zu deren Auswertung zusammengefasst werden sollen. Dabei gibt es unterschiedliche Kombinationsmöglichkeiten. Zum Einen können die Verteilungen ihrer Symmetrie entsprechend so transformiert werden, dass sie aufaddiert werden können. Diese Additionsmethode wird in Abschnitt 6.3.2 vorgestellt, und kommt einer absoluten Bestimmung der Observablen gleich. Bei der zweiten im Rahmen dieser Arbeit angewandten Extraktionsmethode werden die Symmetrieeigenschaften der unterschiedlichen Diamanteinstellungen genutzt um künstliche Effekte, wie Ineffizienzen des Detektorsystems, zu eliminieren bevor eine Anpassung an die Winkelverteilungen vorgenommen wird.

**Künstliche Asymmetrien** Durch die Differenz der Strahleinstellungen von  $90^\circ$ , ergibt sich die Möglichkeit, die gemessenen Winkelverteilungen so aufzuaddieren, dass sich die physikalisch erwarteten Asymmetrien in Gleichung 6.3 gerade aufheben. Treten weiterhin Asymmetrien auf, so müssen diese künstlichen Ursprungs sein, und können zur Untersuchung von Defekten am experimentellen Aufbau und Optimierung der Rekonstruktion genutzt werden. Eine Untersuchung von künstlichen Asymmetrien und deren Einfluss auf die Extraktion von Polarisationsobservablen ist in [Thi12] behandelt worden. Die Erkenntnisse aus diesen Untersuchungen sind bei der Rekonstruktion der gemessenen Verteilungen in dieser Arbeit entsprechend berücksichtigt worden.

### 6.3.2. Die Additionsmethode

Um bei der Auswertung der Winkelverteilungen die volle Statistik nutzen zu können, müssen die mit unterschiedlichen Polarisations-einstellungen gemessene Datensätze aufsummiert werden. Hierbei sind, wie im letzten Abschnitt erläutert, deren inhärente Symmetrien zu berücksichtigen. Das bedeutet, dass die Spektren zunächst azimuthal so verschoben werden, dass die Polarisations-ebenen des Photonenstrahls immer bei  $\phi = 0^\circ$  liegen. Um das Vorzeichen der Targetpolarisation zu kompensieren, werden die Verteilungen, die bei antiparalleler Polarisationsrichtung gemessen wurden, an der  $\phi = 0^\circ$ -Achse gespiegelt. Nachdem die Winkelverteilungen auf diese Weise transformiert wurden, werden sie aufsummiert und können ausgewertet werden.

Die untersuchten Observablen sind Funktionen der Energie und des Streuwinkels. Dementsprechend werden sechs Raumwinkelverteilungen betrachtet, die jeweils einen Strahlenergiebereich von 100 MeV abdecken. Um die Streuwinkelabhängigkeit zu untersuchen, werden diese Raumwinkelverteilungen in neun Polarwinkelintervalle, bzw. Intervalle von  $\cos(\theta)$  unterteilt. Wie in Abbildung 6.8 für das Energieintervall  $(950 \pm 50)$  MeV

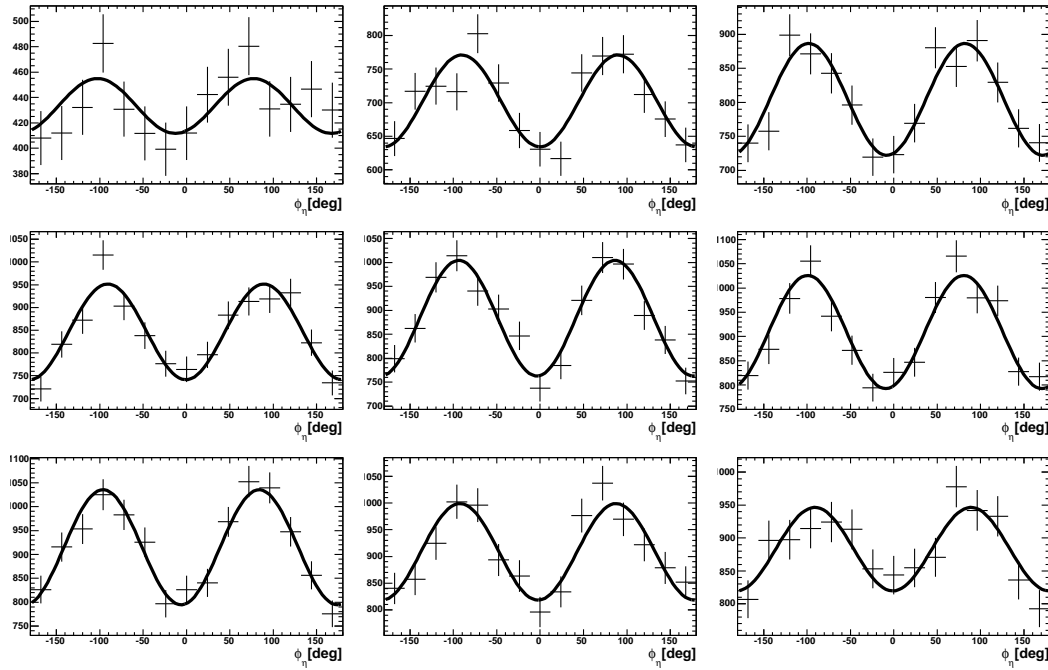


Abbildung 6.8.: Anpassung an die neun Azimutalwinkelverteilungen des Energieintervalls ( $E_\gamma = 950 \pm 50$ ) MeV.

dargestellt ist, zeigen die azimutalen Projektionen dieser Polarwinkelintervalle die erwarteten Asymmetrien.

Entsprechend Gleichung 6.3 wird die Funktion

$$f(\phi) = A \{1 - B\epsilon_L \cos(2\phi_\gamma) + C\epsilon_L P_z^T \sin(2\phi_\gamma)\} \quad (6.9)$$

gewählt, um eine Anpassung an die  $\phi$ -Verteilungen vorzunehmen. Ein Beispiel einer solchen Anpassung ist in Abbildung 6.8 als Linie eingezeichnet. Anhand der dabei ermittelten Parameter  $A$ ,  $B$  und  $C$  lassen sich die gewünschten Observablen bestimmen.  $A$  erlaubt den Zugang zum unpolarisierten Wirkungsquerschnitt am Butanoltarget:

$$A = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C \quad (6.10)$$

Anhand der Parameter  $B$  und  $C$  lassen sich mit

$$B = \Sigma^B \quad \text{und} \quad C = D G^H \quad (6.11)$$

die Strahlasymmetrie am Butanoltarget  $\Sigma^B$  und die G-Asymmetrie am freien Proton bestimmen. Diese Anpassung wurde für alle Polarwinkel- und Energieintervalle durch-

geführt. Auf diese Weise ist es möglich, die Energie- und Streuwinkelabhängigkeiten der extrahierten Observablen zu untersuchen.

### Die Strahlasymmetrie $\Sigma$ mit der Additionsmethode

Wie in Kapitel 6.1 hergeleitet, enthält die am Butanoltarget gemessene Strahlasymmetrie einen Beitrag der gebundenen Protonen. Diese Zusammensetzung aus zwei Anteilen wird nach der Umstellung von Gleichung 6.4 besonders deutlich:

$$\begin{aligned}
 \Sigma^B &= \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H \Sigma^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C \Sigma^C}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C} \\
 &= \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C} \Sigma^H + \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^H + \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_0^C} \Sigma^C \\
 &= D\Sigma^H + (1 - D)\Sigma^C
 \end{aligned} \tag{6.12}$$

Der Einfluss der Strahlasymmetrie der gebundenen Protonen ist demnach durch den Verdünnungsfaktor bestimmt. Die Zahl der Ereignisse an gebundenen Protonen lässt sich durch die Wahl der Schnittbreite in der Datenselektion variieren. Wird die Schnittbreite erhöht, steigt, wie in Kapitel 5.2 erläutert, der Anteil der Reaktionen an Kohlenstoffkernen. Dies führt zu einem kleineren Verdünnungsfaktor und der Einfluss der Strahlasymmetrie am Kohlenstoff  $\Sigma^C$  verstärkt sich. Somit sollte eine Verbreiterung der Schnittbreite nur dann erfolgen, wenn sich dadurch eine wesentliche Verkleinerung der statistischen Unsicherheiten erreichen lässt.

In Abbildung 6.9 sind die Energieverteilungen der Strahlasymmetrie im Streuwinkelbereich von  $0,11 \leq \cos(\theta_\eta) \leq 0,33$  für  $2\sigma$  und  $3\sigma$  breite Schnitte gezeigt. Eine wesentliche Verkleinerung der statistischen Unsicherheiten konnte durch die Verwendung von  $3\sigma$  Schnitten nicht erreicht werden. Bei höheren Energien zeigen sich jedoch leichte systematische Unterschiede zwischen beiden Varianten, die auf einen Beitrag der Strahlasymmetrie an gebundenen Protonen hinweisen. Die Messung der GRAAL-Kollaboration [GRA07] am freien Proton ist zum Vergleich mit eingezeichnet. Beim Vergleich der in dieser Arbeit ermittelten Werte mit bereits veröffentlichten Daten muss der Beitrag des Kohlenstoff-Untergrundes berücksichtigt werden, da diese an reinen Wasserstoff-Targets gemessen wurden. Der Einfluss der gewählten Schnittbreite wird bei der Bestimmung des systematischen Fehlers in Abschnitt 6.5 mit berücksichtigt werden.

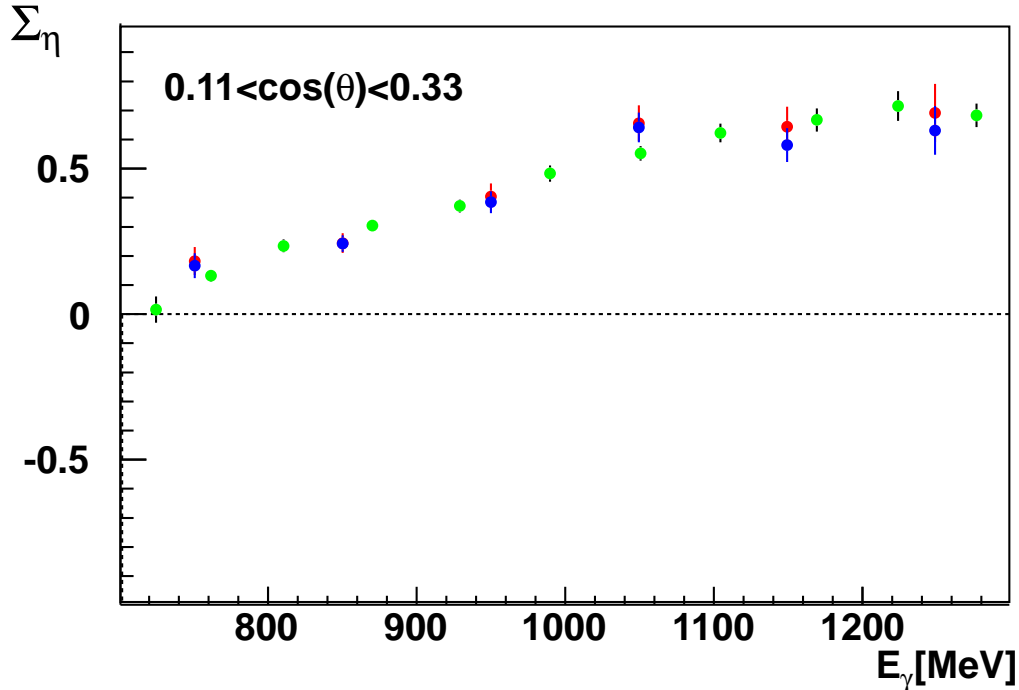


Abbildung 6.9.: Einfluss der Schnittbreiten auf die Energieverteilung der Strahlasymmetrie am Butanoltarget. In Rot sind die Ergebnisse mit  $2\sigma$  Schnitten und in Blau mit  $3\sigma$  Schnitten dargestellt. Zum Vergleich dient die Messung an freien Protonen der GRAAL-Kollaboration [GRA07] in Grün.

### Die G-Asymmetrie mit der Additionsmethode

Die Doppelpolarisationsobservable  $G$  lässt sich anhand Gleichung 6.11 aus dem Anpassungsparameter  $C$  bestimmen. In Abbildung 6.10 ist die Winkelverteilung der G-Asymmetrie im Energieintervall  $E_\gamma = 950 \pm 50$  MeV für verschiedene Ereigniskategorien unter Verwendung von 2 und  $3\sigma$  Schnittbreiten dargestellt. Werden ausschließlich Ereignisse der 3 PED Kategorie analysiert, können bis zu einem Winkel von  $\cos(\theta_\eta) \leq 0.56$  Werte mit ausreichend kleinem statistischen Fehler extrahiert werden. Im Vorwärtsbereich offenbart sich die geringe Akzeptanz der 3 PED Ereignisse für kleine Streuwinkel, sodass der Fehler rasch ansteigt und die Anpassungen an die Azimutalwinkelverteilungen im vordersten Winkelbereich keine sinnvollen Werte liefern. Durch Veränderung der Schnittbreite lässt sich die statistische Unsicherheit im Vorwärtsbereich verkleinern, sie ist jedoch immer noch doppelt so groß wie im übrigen Winkelbereich. Werden die 2.5 PED

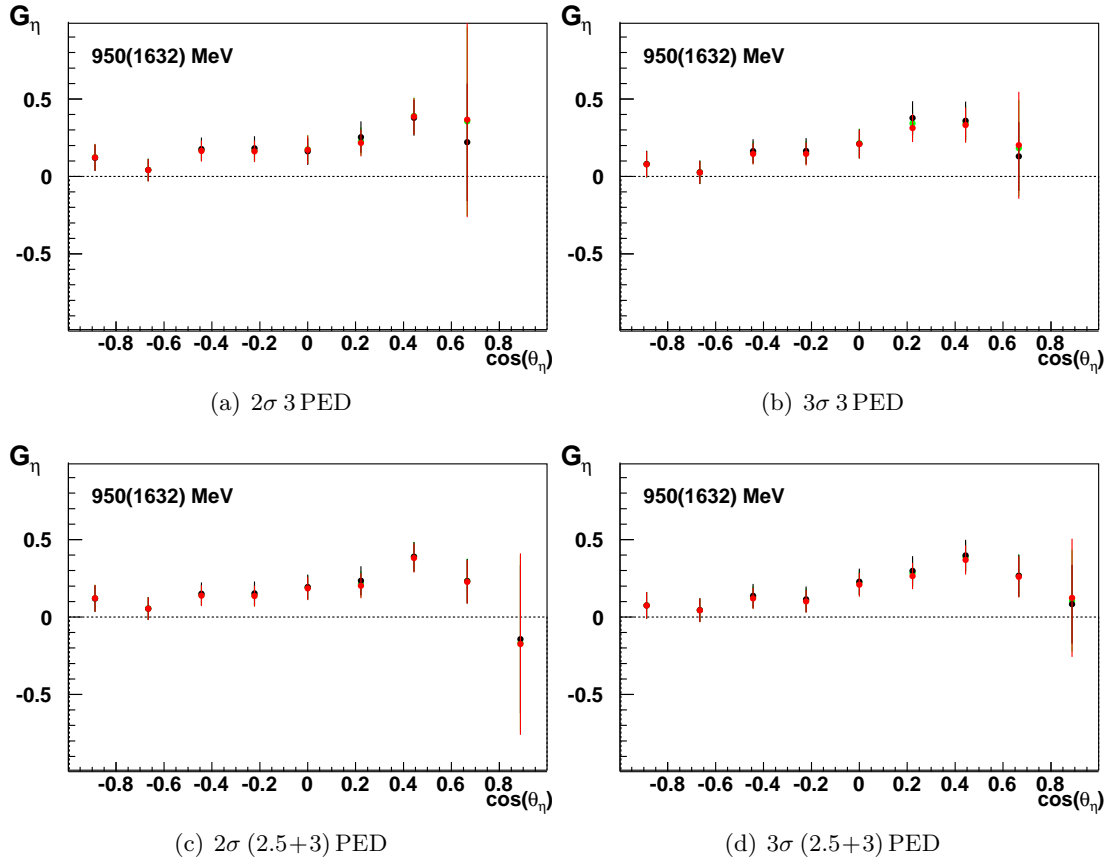


Abbildung 6.10.: Winkelverteilung der G-Asymmetrie für Energien von  $E_\gamma = 950 \pm 50$  MeV bei Verwendung verschiedener Schnittbreiten und Ereigniskategorien. Die Farben kennzeichnen die drei Methoden zur Verdünnungsfaktorbestimmung: Kohlenstoff-Abzugsmethode (rot), Anpassungsmethode mit Butanol-Normierung (schwarz) und mit Summen-Normierung (grün).

Ereignisse hinzugezogen, verbessert sich die Abdeckung bis hin zu ca.  $\cos(\theta_\eta) \leq 0.78$ . Eine Anpassung für kleinere Streuwinkel ist nun möglich. Im vordersten Streuwinkelbereich ist die statistische Unsicherheit nach wie vor sehr hoch, sodass sich keine sinnvollen Anpassungen durchführen lassen.

Eine Möglichkeit die Statistik im vordersten Streuwinkelbereich zu verbessern, besteht darin, wie in Abbildung 6.11 gezeigt, die 2PED Ereignisse mit hinzuzuziehen. Die Folge sind Ergebnisse mit vergleichbarem statistischem Fehler bis in den vordersten Winkelbereich. Jedoch ist auffällig, dass die Datenpunkte im gesamten Winkelbereich zu kleineren Werten verschoben sind. Zusätzlich ergeben sich Unterschiede bei der Wahl verschiedener Schnittbreiten. Die Schnittbreite, und damit der unpolarisierte Untergrund, sollte



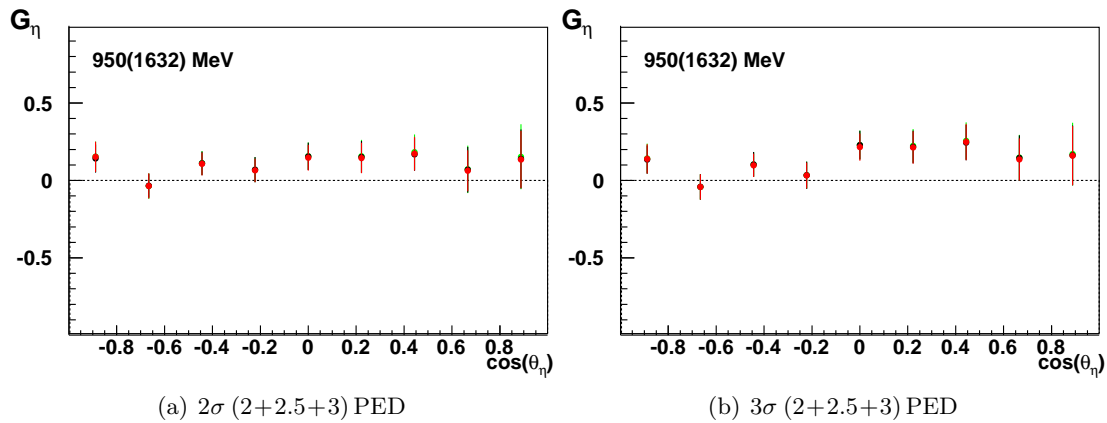


Abbildung 6.11.: Einfluss der 2 PED Ereigniskategorie auf die G-Asymmetrie für Energien von  $E_\gamma = 950 \pm 50$  MeV.

jedoch keinen Einfluss auf die G-Asymmetrie haben. Es zeigen sich somit systematische Unterschiede zu den anderen Ereigniskategorien, was gegen die Verwendung der 2 PED Ereignisse spricht. Da außer im vordersten Streuwinkelintervall keine wesentliche Verbesserung der Statistik erkennbar ist, wird von einer Benutzung der 2 PED Ereigniskategorie in der weiteren Analyse abgesehen.

### 6.3.3. Die Asymmetriemethode

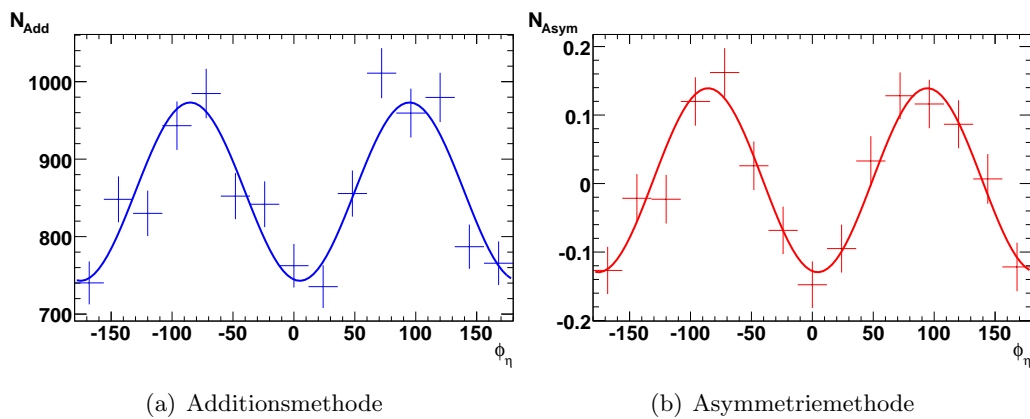


Abbildung 6.12.: Vergleich der Zusammenfassungsmethoden anhand der Azimutalwinkelverteilung für  $E_\gamma = 850 \pm 50$  MeV und  $-0,11 \leq \cos(\theta_\eta) \leq 0,11$ . Nach der asymmetrischen Zusammenfassung (rechts) liegen die Messwerte auf der Y-Achse um Null verteilt, da sich der unpolarisierte Anteil der Verteilung heraushebt.

Die in Kapitel 6.3.1 beschriebenen Symmetrieeigenschaften der Azimutalwinkelverteilungen legen es nahe, die mit den unterschiedlichen PolarisationsEinstellungen gemessenen Spektren so aufzuaddieren, dass sich künstliche Asymmetrien herausheben. Die Zählrate  $N_{\phi_0}^T$  für eine Ausrichtung der Targetpolarisation T und dem Winkel  $\phi_0$  der PolarisationsEbene des Photonenstrahls ist durch

$$N_{\phi_0}^T = N_0^B [1 - \Sigma^B \epsilon_L \cos(2(\phi - \phi_0)) + G^H D \epsilon_L (\pm P_z^T) \sin(2(\phi - \phi_0))] \quad (6.13)$$

gegeben. Die PolarisationsEbene des Photonenstrahls ist während der Messungen alternierend um  $\pm 90^\circ$  gedreht worden, sodass sich in den Winkelfunktionen eine Phasendifferenz von  $\pi$  zwischen den beiden Strahleinstellungen ergibt. Damit kann die Asymmetrie zweier Strahleinstellungen berechnet werden, indem die Differenz der Verteilungen durch ihre Summe geteilt wird. Mit  $\cos(x + \pi) = -\cos(x)$  und  $\sin(x + \pi) = -\sin(x)$  folgt:

$$\frac{N_{+45}^T - N_{-45}^T}{N_{+45}^T + N_{-45}^T} = -\Sigma^B \epsilon_L \cos(2(\phi - 45)) + G^H D \epsilon_L (\pm P_z^T) \sin(2(\phi - 45)) \quad (6.14)$$

Unter der Annahme, dass der Detektor-Aufbau eine azimutal asymmetrische Akzeptanz  $A(\phi)$  aufweist, beispielsweise durch eine azimutalwinkelabhängige Detektoreffizienz, so liegt diese Ineffizienz unabhängig von den Polarisationsparametern stets bei dem gleichen Azimutalwinkel. Da  $A(\phi)$  faktoriell in die gemessene Zählrate  $N_{\phi_0, Akz}^T$  eingeht,

$$N_{\phi_0, Akz}^T = N_{\phi_0}^T \cdot A(\phi) \quad (6.15)$$

hebt sie sich aus der Asymmetrie 6.14 heraus. Auf diese Weise lassen sich lokale Ineffizienzen des Detektorsystems, durch die Kombination zweier Messungen eliminieren. Abbildung 6.12 verdeutlicht die Auswirkung der asymmetrischen Zusammenfassung auf die Winkelverteilungen. Die Werte liegen auf der Y-Achse um Null verteilt und die Amplitude der Asymmetrie ist jetzt kleiner eins. Der Grund dafür liegt in der Normierung 6.14, durch die sich der konstante Anteil  $N_0^B$  heraushebt und die Amplituden entsprechen skaliert werden. Die relativen Fehler der Messwerte bleiben dabei im wesentlichen unverändert.

Die Extraktion der Polarisationsobservablen erfolgt in Analogie zur Additionsmethode mittels Anpassung der Funktion

$$f(\phi) = -B \epsilon_L \cos(2\phi_\gamma) + C \epsilon_L P_z^T \sin(2\phi_\gamma) \quad (6.16)$$

an die Azimutalwinkelverteilungen, mit dem Unterschied, dass der Parameter A entfällt. In dem hier gezeigten Phasenraumbereich sind die Messwerte durch die asymmetrische

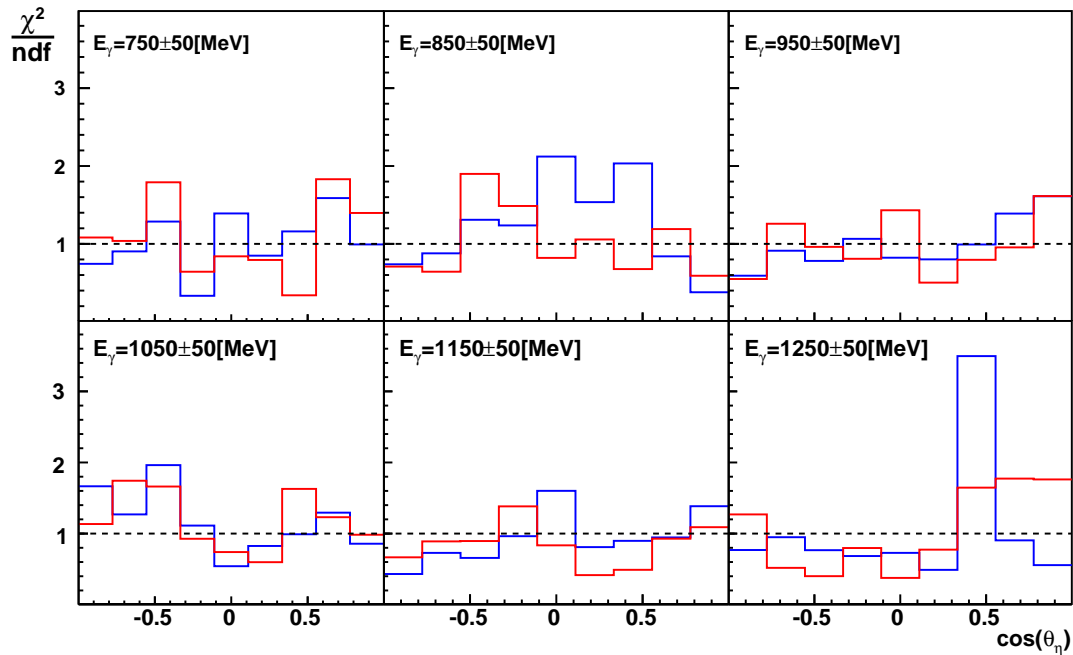


Abbildung 6.13.: Reduzierte  $\chi^2$ -Werte der Anpassungen an die Azimutalwinkelverteilungen, aufgetragen gegen den Polarwinkel für alle Energieintervalle mit der Additionsmethode in Blau und der Asymmetriemethode in Rot.

Zusammenfassung so verschoben worden, dass sie näher an der erwarteten Asymmetrie 6.16 liegen. Jedoch gibt es andere Messbereiche, in denen sich die Situation verschlechtert.

Um eine globale Aussage über die Qualität der zwei Methoden treffen zu können, werden die Werte des reduzierten  $\chi^2$  der beiden Anpassungsmethoden herangezogen, die in Abbildung 6.13 für alle Energie- und Streuwinkelintervalle gezeigt werden. Es wird deutlich, dass beide Methoden Abweichungen vom Idealfall  $\chi^2 = 1$  liefern und keine in allen Bereichen vorzuziehen ist. Daraus ist ersichtlich, dass die Unsicherheiten der Anpassungen im Wesentlichen statistischer Natur sind und sich systematische Effekte wie eine asymmetrische Detektorakzeptanz nicht erkennbar systematisch auswirken.

Für die Varianz zum Idealwert 1, beziehungsweise die Summe der Abstandsquadrate aller  $\chi^2$ -Werte einer Methode vom Wert 1, ergibt sich für die Additionsmethode  $Var_{add} = 15,09$  und bei Verwendung der asymmetrischen Zusammenfassung  $Var_{asym} = 10,23$ . Somit liefert die Asymmetriemethode Anpassungen, deren  $\chi^2$  global näher an 1 liegt und somit stabilere Ergebnisse. Aus diesem Grund wird sie im Weiteren als Analyse-methode verwendet.

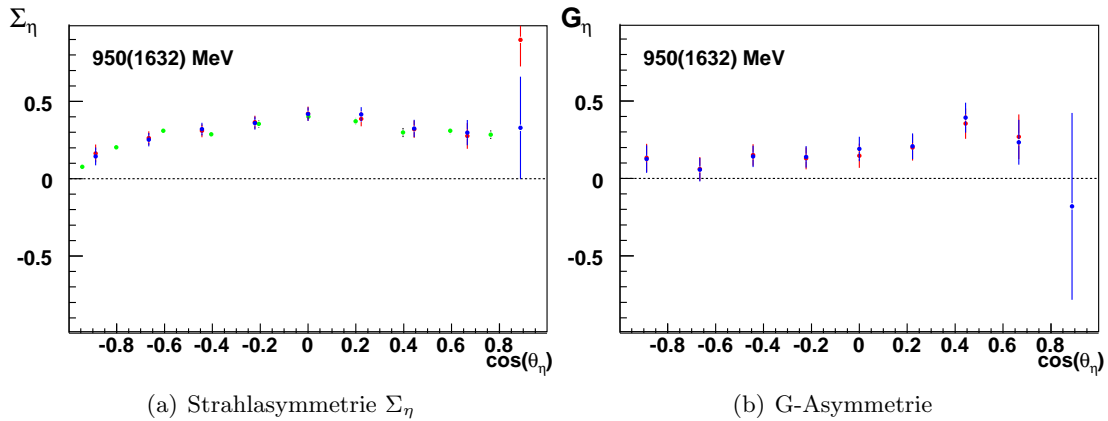


Abbildung 6.14.: Auswirkung der unterschiedlichen Analysemethoden auf die Winkelverteilungen der extrahierten Observablen. Die mit Hilfe der Additionsmethode extrahierten Werte sind in blau, die mit der Asymmetriemethode gewonnenen in rot dargestellt.

Die Unterschiede die sich für die extrahierten Observablen ergeben, sind in den Abbildung 6.14 für Strahlenergien von  $950 \pm 50$  MeV dargestellt. Über weite Bereiche sind die Abweichungen kleiner als die statistischen Unsicherheiten und haben somit einen geringen Einfluss auf die Messergebnisse. Im Vorwärtsbereich bestätigt sich, dass die statistischen Unsicherheiten zu groß werden, um eine Anpassung vorzunehmen. Hier liefern die unterschiedlichen Methoden stark verschiedene Werte. In den übrigen Phasenraumbereichen können die Unterschiede der beiden Methoden dazu genutzt werden, den systematischen Fehler abzuschätzen, der bei der Anpassung von Azimutalwinkelverteilungen eingeht. Siehe dazu Abschnitt 6.5.

## 6.4. Zusammenfassung der Strahlzeiten

Die in dieser Arbeit untersuchten Messdaten sind, wie in Kapitel 3.8 beschrieben, in vier getrennten Strahlperioden aufgenommen worden. Um die Statistik in den jeweiligen Phasenraumelementen zu erhöhen ist es sinnvoll, diese getrennten Datensätze zusammenzufassen. Hierfür wurden sie zunächst separat mit den in den letzten Abschnitten behandelten Methoden analysiert, um etwaige systematische Unterschiede zwischen den verschiedenen Strahlzeiten festzustellen. Darauf basierend konnte festgelegt werden, in welchen Energiebereichen die einzelnen Datensätze zur Analyse hinzugezogen werden sollten. Hierbei ist insbesondere der energieabhängige Verlauf des Polarisationsgrades der Strahlphotonen entscheidend. Die Energieintervalle der Strahlzeiten sind in Tabelle 6.1 aufgelistet. Sie wurden so gewählt, dass dieser nicht unter 22% absinkt. In

$E_{Koh}$	$E_{min}$	$E_{max}$
950	700	1000
1150	700	1200
1350	1000	1300

Tabelle 6.1.: Energieintervalle der drei verschiedenen Diamanteinstellungen mit kohärenter Kante bei  $E_{Koh} = 950, 1150$  und  $1350$  MeV.

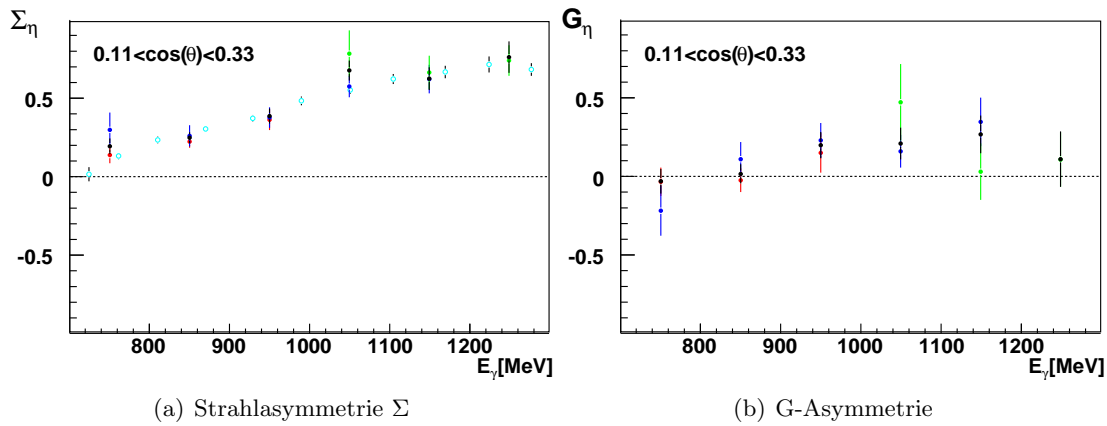


Abbildung 6.15.: Energieverteilungen der Observablen im Streuwinkelintervall  $0,11 \leq \cos(\theta_\eta) < 0,33$  für die drei Diamanteinstellungen, mit der kohärenten Kante bei  $950$  MeV (rot), bei  $1150$  MeV (blau) und bei  $1350$  MeV (grün). Zusätzlich sind die Punkte für die Zusammenfassung aller drei Einstellungen in schwarz gezeigt. Die Messungen der Strahlasymmetrie durch die GRAAL-Kollaboration sind als offene Kreise dargestellt.

Abbildung 6.15 sind die Energieverteilungen der Observablen im Streuwinkelintervall  $0,11 \leq \cos(\theta_\eta) < 0,33$  für die drei unterschiedlichen Einstellungen der kohärenten Kante dargestellt. Zum Vergleich ist das Ergebnis der Zusammenfassung der Datensätze (schwarz) mit eingezeichnet. Die übrigen Spektren befinden sich in Anhang D. Die Unterschiede zwischen den Ergebnissen der unterschiedlichen Datensätzen ist statistisch dominiert. Systematische Unterschiede konnten, abgesehen vom vordersten Winkelintervall, nicht festgestellt werden, sodass die Ergebnisse zu einem Datensatz über den gesamten Energiebereich zusammengefasst werden konnten. Der Streuwinkelbereich  $\cos(\theta) \geq 0,78$  wird im Folgenden von der Diskussion ausgeschlossen, da die hier Unsicherheiten keine eindeutige Zusammenfassung erlauben.

## 6.5. Systematische Fehlereinflüsse

Nachdem in den letzten Abschnitten die Extraktion der Polarisationsobservablen vorgestellt wurde, soll nun die Bestimmung des sich dabei ergebenden systematischen Fehlers erläutert werden. Es tragen unterschiedliche systematische Effekte bei, die getrennt untersucht und schließlich aufsummiert wurden.

Zunächst lässt sich der Einfluss der Methodik dadurch bestimmen, dass die Observablen, wie in Kapitel 6.3 erläutert, sowohl mit Hilfe der Additionsmethode als auch mit der Asymmetriemethode aus den Azimutalwinkelverteilungen extrahiert wurden. Der systematische Fehler ergibt sich aus der halben Differenz der mit den unterschiedlichen Methoden erhaltenen Ergebnisse. Des Weiteren hat auch die in der Datenselektion verwendete Schnittbreite, wie in Abschnitt 6.3.2 gezeigt, einen systematischen Einfluss, der in erster Linie durch die Reaktionen an gebundenen Protonen im Butanoltarget gegeben ist. Um diesen Effekt im systematischen Fehler zu berücksichtigen, wurde jeweils eine Datenselektion mit  $2\sigma$  und eine mit  $3\sigma$  Schnitten durchgeführt und ebenfalls die halbe Differenz der Ergebnisse bestimmt. Zusätzlich wird der nach der Datenselektion verbleibende Untergrundanteil als Absolutwert in den systematischen Fehler eingerechnet. Bei der Extraktion der G-Asymmetrie kommt durch den Verdünnungsfaktor eine weitere systematische Unsicherheit hinzu. Um diese abzuschätzen, wurde G, wie in Abschnitt 6.3.2 beschrieben, unter Verwendung der drei verschiedenen Methoden zur Verdünnungsfaktorbestimmung extrahiert. Als Beitrag zum systematischen Fehler wird hier die jeweils größte Differenz der Ergebnisse gewählt.

Schließlich tragen die Unsicherheiten der Bestimmung der Polarisationsgrade der Strahlpolarisation mit einer relativen Unsicherheit von 5% [Ebe12] und der Targetpolarisation mit einer absoluten Unsicherheit von 2% [Dut11] zum systematischen Fehler bei. Um alle Einflüsse in einem systematischen Fehler zu vereinen, wurden die einzelnen Beiträge quadratisch addiert und werden in den im folgenden Kapitel gezeigten Ergebnisspektren mit dargestellt.

## 7. Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel sollen die Messergebnisse vorgestellt und mit den theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Dabei lassen sich die ermittelten Werte für die Strahlasymmetrie  $\Sigma_\eta$  am Butanoltarget mit Messungen an Wasserstofftargets vergleichen, die von der CBELSA-Kollaboration [Els07] und der GRAAL-Kollaboration [GRA07] durchgeführt wurden. Für die in dieser Arbeit erstmalig analysierten Messdaten der Doppelpolarisationsobservable  $G_\eta$  in der Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$  liegen keine veröffentlichten Vergleichsdaten vor.

Sofern nicht anders benannt, werden im Folgenden Resultate für die Observablen  $\Sigma_\eta$  und  $G_\eta$  gezeigt, die durch Analyse der (2,5 + 3) PED Ereignisse mit der Asymmetriemethode (siehe Kapitel 6.3) unter Verwendung von  $2\sigma$ -Schnitten ermittelt wurden. Der Messpunkt im vordersten Streuwinkelintervall  $\cos(\theta) \geq 0.78$  wird nicht zur Diskussion herangezogen, da die Statistik, wie im letzten Kapitel erläutert, in diesem Bereich nicht ausreicht. Der Verdünnungsfaktor ist mit Hilfe, der in Kapitel 6.2 vorgestellten Kohlenstoff-Abzugsmethode bestimmt worden. Des Weiteren sind die Datensätze der verschiedenen Strahlperioden, wie in 6.4 beschrieben, zusammengefasst worden.

### 7.1. Vergleich mit den bestehenden Partialwellenanalysen

In Abbildung 7.1 sind die Winkelverteilungen der Strahlasymmetrie  $\Sigma$  am Butanoltarget für alle sechs Energieintervalle zusammen mit den bereits veröffentlichten Messungen an reinem Wasserstoff dargestellt. Zusätzlich sind die Lösungen  $\eta$ -MAID [CYTD02], SAID-GE09 [SAID], JüBo2016-1 [AnBe16] und BnGa-2014-a [Gut14], der in Kapitel 2.3 vorgestellten Partialwellenanalysen mit eingezeichnet.

Die Übereinstimmung der Partialwellenanalysen mit den existierenden  $\Sigma_\eta$ -Daten ist erwartungsgemäß gut, da sie bei deren Anpassungen bereits mit berücksichtigt wurden. Die in dieser Arbeit ermittelten Strahlasymmetrien stimmen in weiten Bereichen ebenfalls mit den Messungen an freien Protonen überein. Signifikante Abweichungen treten in erster Linie in den Bereichen auf, in denen ein großer systematischer Fehler ermittelt wurde. Dies deutet darauf hin, dass es durch die Wahl geeigneter enger Schnitte möglich ist, den Untergrund der gebundenen Protonen soweit zu minimieren, dass die Strahla-

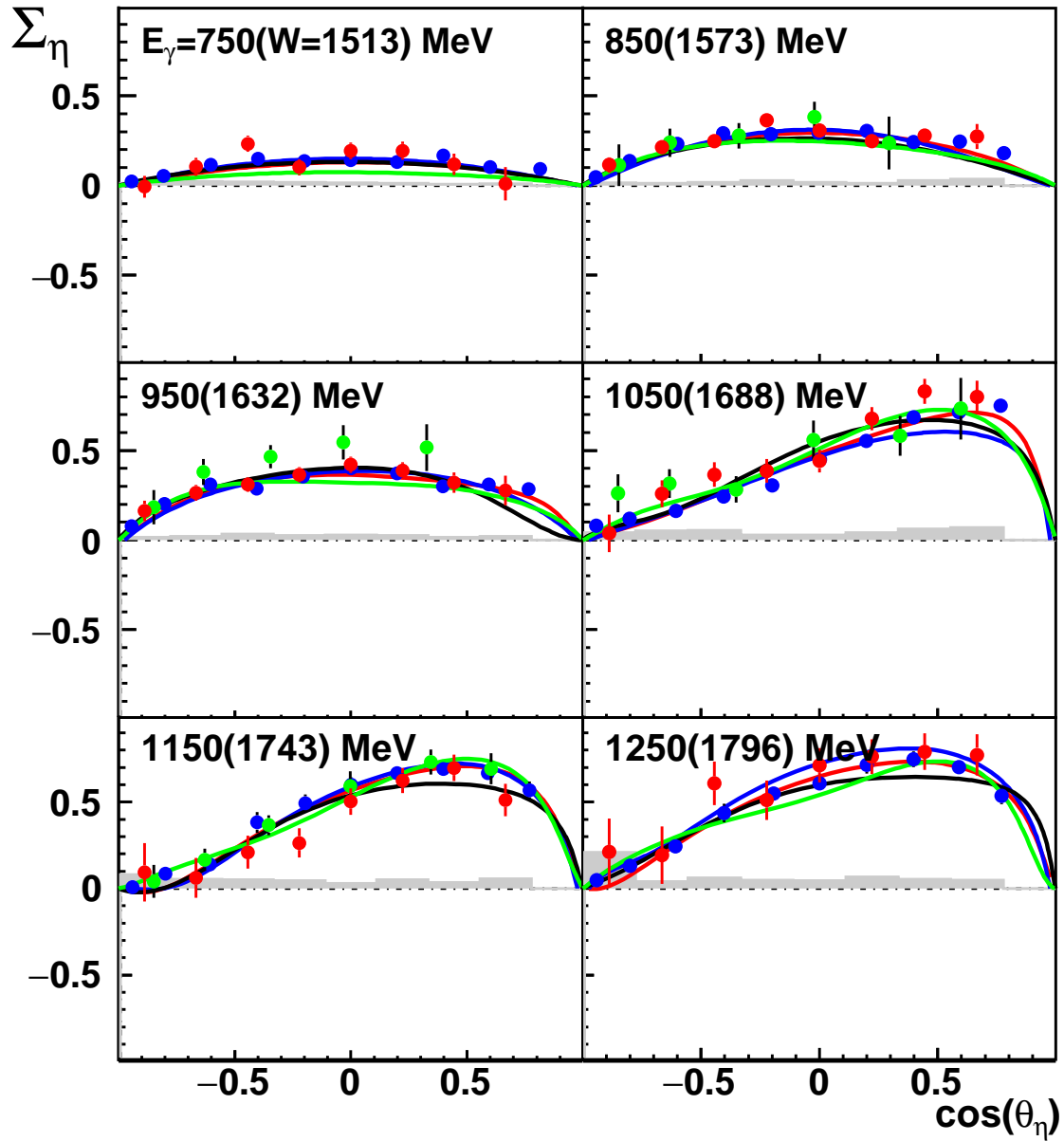


Abbildung 7.1.: Die Winkelverteilungen der Strahlasymmetrie  $\Sigma_\eta$  am Butanoltarget für Energieintervalle mit einer Breite von  $\Delta E_\gamma = 100$  MeV in Rot. Die Messpunkte der GRAAL-Kollaboration [GRA07] sind in Blau und die Werte der CBELSA-Kollaboration [Els07] in Grün dargestellt. Die eingezeichneten Kurven zeigen die Ergebnisse der Partialwellenanalysen:  $\eta$ -MAID [CYTD02] in Schwarz, SAID-GE09 [SAID] in Blau, JüBo2016-1 [AnBe16] in Grün und BnGa-2014-a [Gut14] in Rot. Der systematische Fehler ist als grauer Balken mit eingetragen.



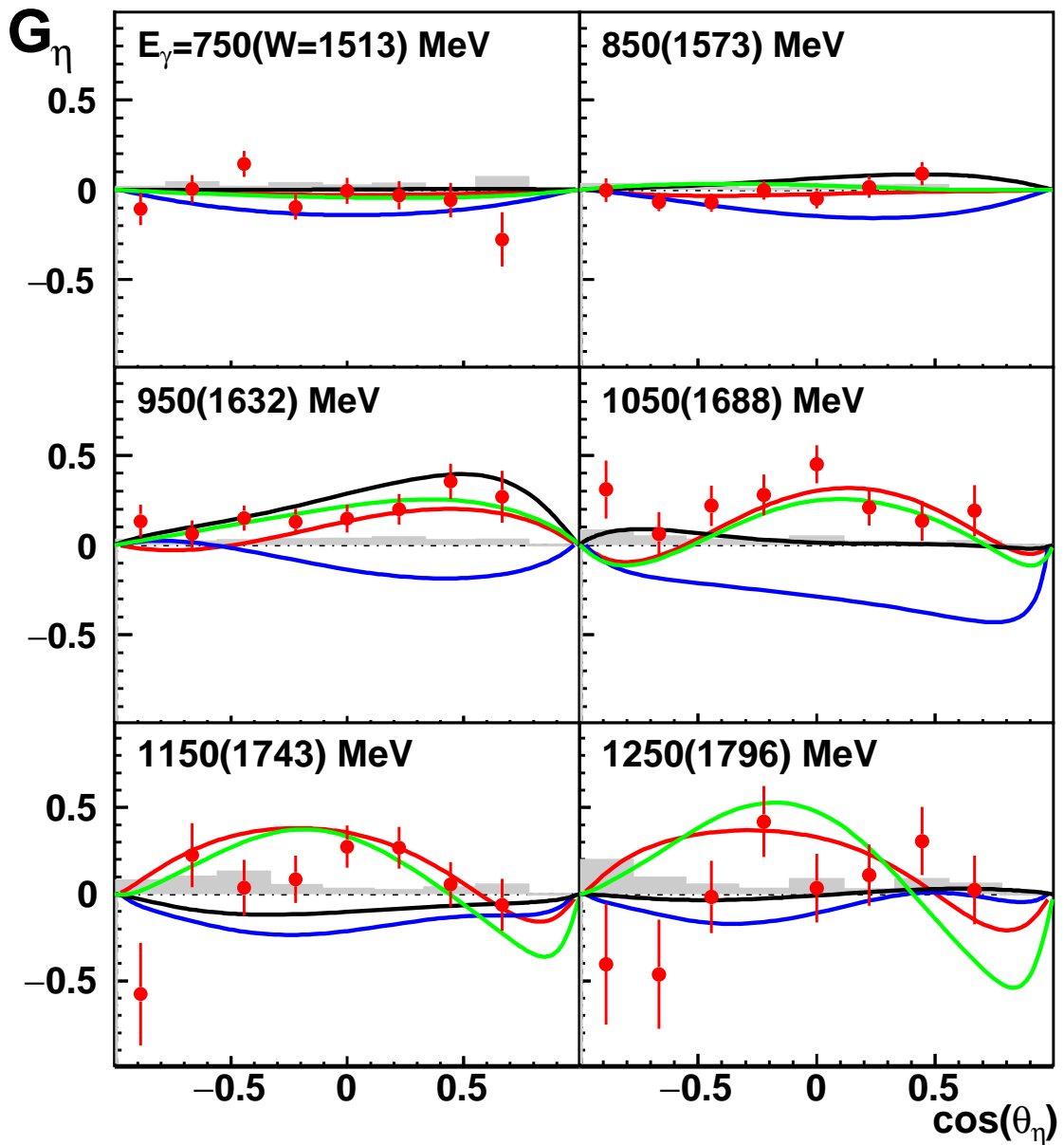


Abbildung 7.2.: Die Winkelverteilungen der Doppelpolarisationsobservable  $G_\eta$  für die Reaktion  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  in den sechs untersuchten Energieintervallen. Die dargestellten Kurven (Farbgebung analog zu Abbildung 7.1) stellen hier reine Vorhersagen dar, da bis zu diesem Zeitpunkt keine Messdaten für diese Observable vorhanden waren.

symmetrie des freien Protons am Butanoltarget nahezu unverfälscht gemessen werden kann.

Die neuen Messergebnisse der G-Asymmetrie sind in den Abbildungen 7.2 und 7.3 dargestellt. Da dies die erste Messung dieser Observable im  $\eta$ -Kanal darstellt, sind hier keine Vergleichsdaten vorhanden. Die dargestellten Lösungen der Partialwellenanalysen stellen in diesem Fall reine Vorhersagen dar, die teilweise drastisch voneinander abweichen. Während die SAID-Lösung durchweg negative Werte vorhersagt, prognostizieren die BnGa-Analyse und das Jülich-Bonn-Modell überwiegend positive Ergebnisse. Die MAID-Vorhersage wechselt das Vorzeichen über den betrachteten Energiebereich.

Im Energieintervall  $E_\gamma = 950 \pm 50$  MeV ergeben sich von Null verschiedene Werte, die einen über den Streuwinkel stetigen Verlauf aufweisen. Dieser stetige Anstieg der Werte von Null im rückwärtigen Bereich bis hin zu einem Maximum der G-Asymmetrie von ca. 0.4 bei einem Streuwinkel von  $\cos(\theta_\eta) \simeq 0.45$  wird sowohl von der Vorhersage der MAID-Analyse, dem Jülich-Bonn-Modell als auch durch die Kurve der BnGa-Vorhersage wiedergegeben. Die SAID-Analyse prognostiziert negative Werte, die mit den Messdaten nicht übereinstimmen. Die Messergebnisse in den höheren Energiebereichen zeigen größere statistische Unsicherheiten, da die Datensätze mit kohärenter Kante bei 950 MeV oberhalb von 1 GeV nicht zur Analyse hinzugezogen werden. Die größten statistischen Fehler sind oberhalb 1200 MeV zu beobachten, da hier lediglich der Datensatz mit kohärenter Kante bei 1350 MeV eingeht. Der Verlauf der G-Asymmetrie bei höheren Energien lässt sich anhand der in Abbildung 7.3 dargestellten Energieverteilungen verdeutlichen. Während unter Rückwärtswinkeln über den gesamten Energiebereich kleine Asymmetrien gemessen wurden, zeigt die Observable bei Streuwinkeln ab ca.  $\cos \theta = 0$  ein Maximum bei einer Energie von ca. 1000 MeV und kleinere Werte für die hohen Energieintervalle. Dieses Verhalten wird durch die BnGa-Vorhersage wiedergegeben. Die SAID-Analyse liefert negative Zahlen und MAID einen Nulldurchgang im mittleren Energiebereich. Unter kleineren Streuwinkeln ( $\cos \theta \approx 0,4$ ) hingegen verschiebt sich das Maximum der Asymmetrie zu kleineren Energien und schon ab einer Photonenergie von 1 GeV liegen die Werte um Null. Hier ist die Übereinstimmung mit der MAID-Prognose besser als mit den Übrigen.

Wie in Kapitel 2.4 vorgestellt, bestand im Vorfeld der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Messungen Unklarheit darüber, ob eine stark energieabhängige Phase zwischen dem  $E_{0+}$ -Multipol der  $S_{11}(1535)$ -Resonanz und den  $E_{2-}$ - und  $M_{2-}$ -Multipolen der Resonanz  $D_{13}(1520)$  vorliegt [TDKB99]. Diese sogenannte Phasenrotation wäre eine Erklärung für die Form der Winkelverteilungen der seiner Zeit veröffentlichten Messung der Targetasymmetrie T [Boc98] gewesen. Aus Abbildung 7.4 wird ersichtlich, dass diese

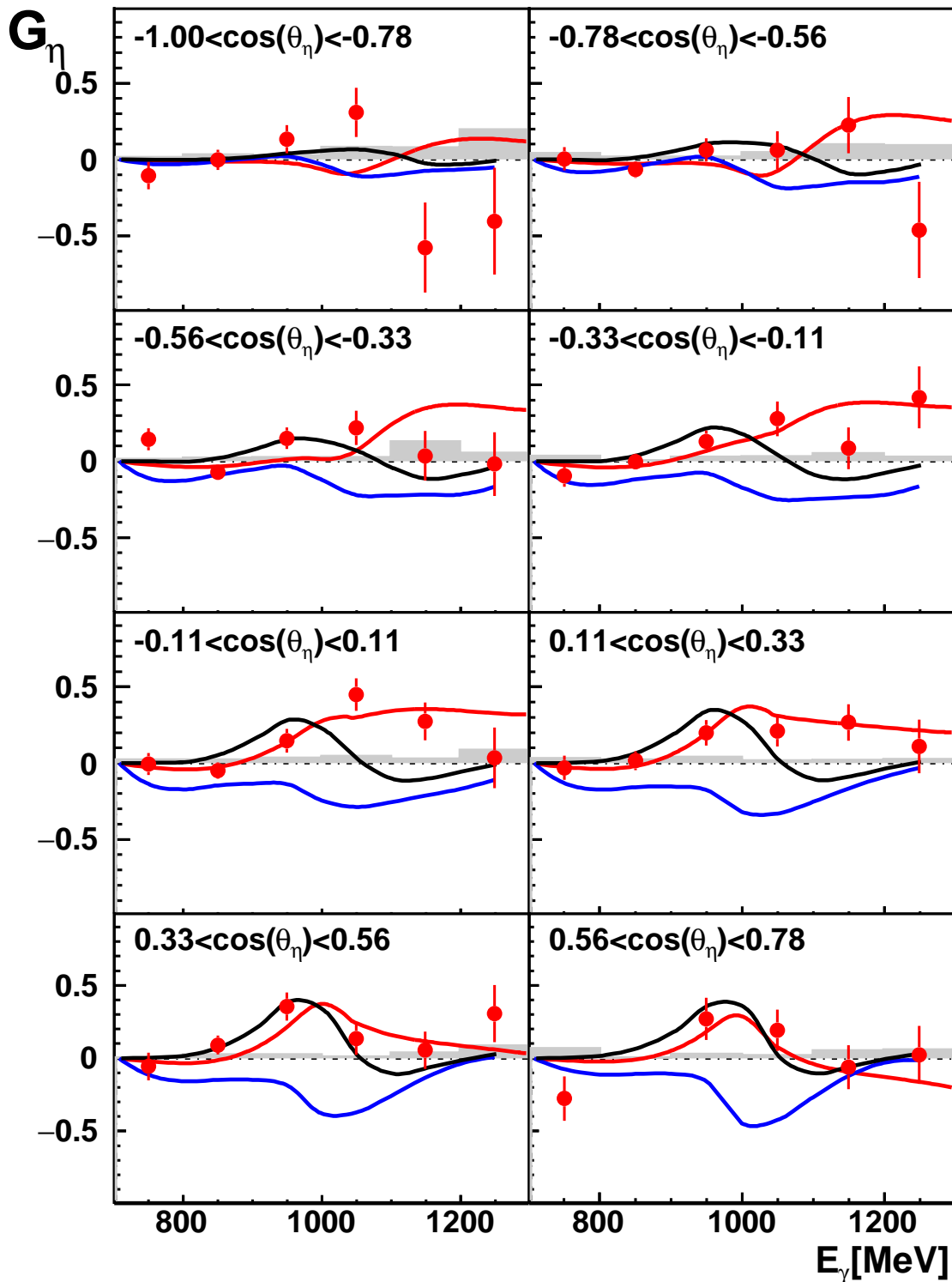


Abbildung 7.3.: Die Energieverteilungen der Doppelpolarisationsobservable  $G$  für die Reaktion  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  im Vergleich zu den Vorhersagen von  $\eta$ -MAID [CYTD02] in Schwarz, SAID-GE09 [SAID] in Blau und BnGa-2014-a [Gut14] in Rot.

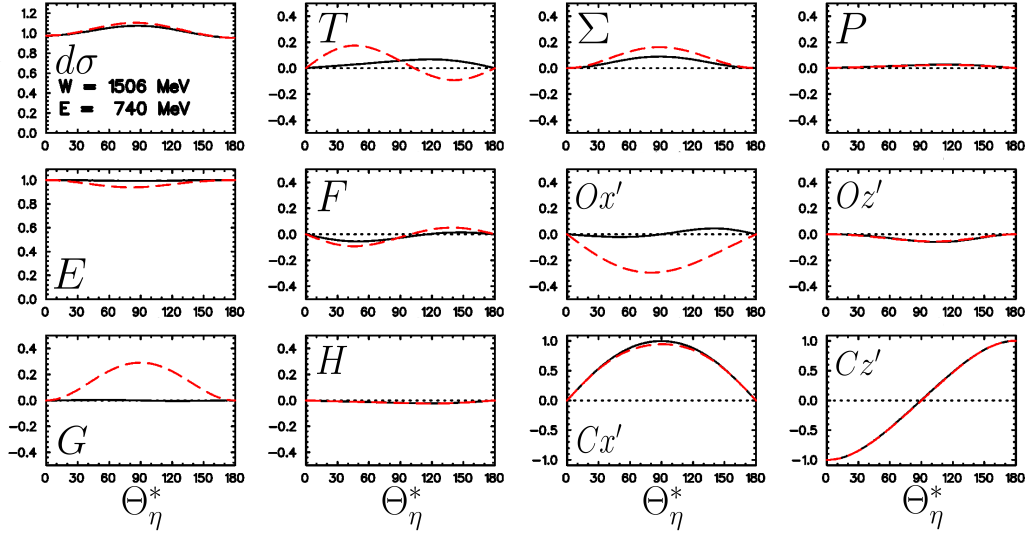


Abbildung 7.4.: Vorhersagen von  $\eta$ -MAID für eine Phasenrotation zwischen den Resonanzen  $S_{11}(1535)$  und  $D_{13}(1520)$  (rot) im differentiellen Wirkungsquerschnitt und den Polarisationsobservablen. Zusätzlich ist die  $\eta$ -MAID-Lösung ohne Phasenrotation (schwarz) eingetragen [TDKB99][Tia15]. Einzelheiten siehe Kapitel 2.4.

Phasendrehung für die G-Asymmetrie in der Nähe der  $\eta$ -Produktionsschwelle Werte von bis zu  $G \approx 0.3$  zufolge hätte. Die oben gezeigten neuen Daten für  $G_\eta$  belegen jedoch, dass die G-Asymmetrie von der  $\eta$ -Schwelle bis hin zu Energien von 900 MeV über den gesamten Streuwinkel sehr kleine, im Rahmen der Statistik mit Null verträgliche, Werte annimmt. Diese neuen Messdaten sprechen somit gegen die Hypothese, dass eine Phasendrehung die Erklärung für die Form der seiner Zeit gemessenen Targetasymmetrie ist. Dieses Ergebnis wird durch die neuen Messungen der Targetasymmetrie gestützt, die sowohl mit dem aktuellen Crystal-Barrel-Aufbau [Har16], sowie von der Crystal-Ball/TAPS-Experiment [Ako14] an transversal polarisierten Targets gemessen wurden.

Um einen ersten Eindruck davon zu erhalten, welche zusätzlichen Randbedingungen die neuen Daten der G-Asymmetrie für eine Partialwellenanalyse liefern können, soll im Folgenden eine vereinfachte Interpretation der Messdaten erfolgen.

## 7.2. Beschreibung der neuen Ergebnisse mit einer einfachen Partialwellenanalyse

Zur vollständigen Beschreibung eines Streuprozesses in der Photoproduktion pseudo-skalärer Mesonen sind, wie in Kapitel 2.1.1 erläutert, vier komplexe Streuamplituden  $F_i$  notwendig. Diese lassen sich entsprechend der Gleichungen 2.4 bis 2.7 in Multipolen zu bestimmten Bahndrehimpulsen  $l$  entwickeln. Da die Observablen ihrerseits durch die Amplituden definiert sind, lassen sie sich ebenfalls in diesen Multipolen entwickeln [Wun12]. Eine wesentliche Problemstellung dabei ist, dass die Entwicklung Drehimpulse unendlich hoher Ordnung zulässt und sich die vier Amplituden auch mit einer vollständigen Datenbasis nur bis auf eine globale Phase festlegen lassen.

Ein möglicher Ausweg besteht darin, die Entwicklung bei einem bestimmten Drehimpuls abzubrechen und diese Näherung mit den gemessenen Daten zu vergleichen. Dabei wird angenommen, dass im Energiebereich knapp oberhalb der Produktionsschwelle nur niedrige Drehimpulswerte beitragen. Die Fragestellung ist, bis zu welcher Energie ein bestimmter Maximaldrehimpuls zur Beschreibung der Messwerte ausreicht und in welchen Bereichen höhere Komponenten hinzugenommen werden müssen. Auf diese Weise könnte es möglich sein, eine auf einen bestimmten Energiebereich beschränkte eindeutige Lösung einer sogenannten abgeschnittenen Partialwellenanalyse zu finden [Wun15] und so die vier Streuamplituden eindeutig festzulegen.

Um diese Überlegungen näher zu untersuchen, wurden für die beiden gemessenen Observablen  $\Sigma_\eta$  und  $G_\eta$  die Multipole der BnGa-Partialwellenanalyse BnGa-2014-a herangezogen, um die Näherungen bis zur P-Welle ( $l \leq 1$ ), bis zur D-Welle ( $l \leq 2$ ) sowie bis zur F-Welle ( $l \leq 3$ ) zu berechnen.

In der folgenden Gleichung ist die D-Wellen-Näherung für die Strahlasymmetrie angegeben:

$$\begin{aligned}
\frac{\hat{\Sigma}}{\sin^2(\theta)} = \operatorname{Re} & \left[ -\frac{3}{8} \left( 12|E_{1+}|^2 + 8M_{1-}^* E_{1+} - 8M_{1+}^* E_{1+} - 8M_{1-}^* M_{1+} - 4|M_{1+}|^2 \right. \right. \\
& + 4|E_{2-}|^2 - 8E_{0+}^* E_{2-} + 28E_{2+}^* E_{2-} - 8M_{2-}^* E_{2-} + 8M_{2+}^* E_{2-} \\
& - 8E_{0+}^* E_{2+} + 24|E_{2+}|^2 + 12M_{2-}^* E_{2+} - 12M_{2+}^* E_{2+} - 8E_{0+}^* M_{2-} \\
& \left. \left. - 12|M_{2-}|^2 + 24M_{2+}^* M_{2-} + 8E_{0+}^* M_{2+} - 12|M_{2+}|^2 \right) \right. \\
& - \frac{3}{8} \left( -48E_{1+}^* E_{2-} + 72E_{2+}^* E_{1+} + 40M_{1-}^* E_{2+} - 40M_{1+}^* E_{2+} \right. \\
& \left. - 48M_{2-}^* M_{1+} - 32M_{2+}^* M_{1+} - 40M_{1-}^* M_{2+} \right) \cos(\theta) \\
& \left. - \frac{3}{8} \left( -180E_{2+}^* E_{2-} + 120|E_{2+}|^2 + 60M_{2-}^* E_{2+} - 60M_{2+}^* E_{2+} \right. \right. \\
& \left. \left. - 240M_{2-}^* M_{2+} - 60|M_{2+}|^2 \right) \cos^2(\theta) \right]
\end{aligned} \tag{7.1}$$

Dabei sind die Terme einer Näherung bis zur Ordnung  $l \leq 1$  grün gezeit und alle Terme die sich ergeben, wenn die D-Welle mit betrachtet wird, sind in Rot hervorgehoben. Die Gleichung für die F-Wellen-Näherung befindet sich in Anhang E.

Die Ergebnisse der verschiedenen Näherungen sind in Abbildung 7.5 in die Winkelverteilungen der gemessenen Strahlasymmetrie  $\Sigma_\eta$  mit eingezeichnet. Es lässt sich able sen, dass eine P-Wellen-Näherung nicht dazu geeignet ist, die Messdaten von der  $\eta$ -Schwelle bei 707 MeV bis zu einer Strahlenergie von 1300 MeV wiederzugeben, da der zur dominanten  $S_{11}(1535)$ -Nukleonresonanz korrespondierende  $E_{0+}$ -Multipol in dieser Naherungsordnung noch nicht eingeht. Werden Multipole der nächst höheren Ordnung  $l = 2$  hinzugenommen, treten Interferenzterme mit dem  $E_{0+}$ -Multipol auf, sodass sich die gemessenen Verteilungen der Strahlasymmetrie hiermit bis zu einer Strahlenergie von 1 GeV gut beschreiben lassen.

Bei Energien oberhalb von 1 GeV zeigt die D-Wellen-Näherung große Abweichungen zur Messung. Wird die Ordnung bis zum Drehimpuls  $l \leq 3$  erhöhet, ist die Übereinstimmung bis in den höchsten, in dieser Arbeit untersuchten, Energiebereich wiederhergestellt.

Bei der Betrachtung der Energieverteilungen in Abbildung 7.6 fällt auf, dass im Streuwinkelbereich um  $90^\circ$  ( $\cos \theta = 0$ ) schon die D-Wellen-Näherung ausreicht, um die Messdaten über den kompletten Energiebereich zufriedenstellend wiederzugeben. Dies wird bei Betrachtung der Struktur der Näherungsgleichung E.2 plausibel. Die verschiedenen

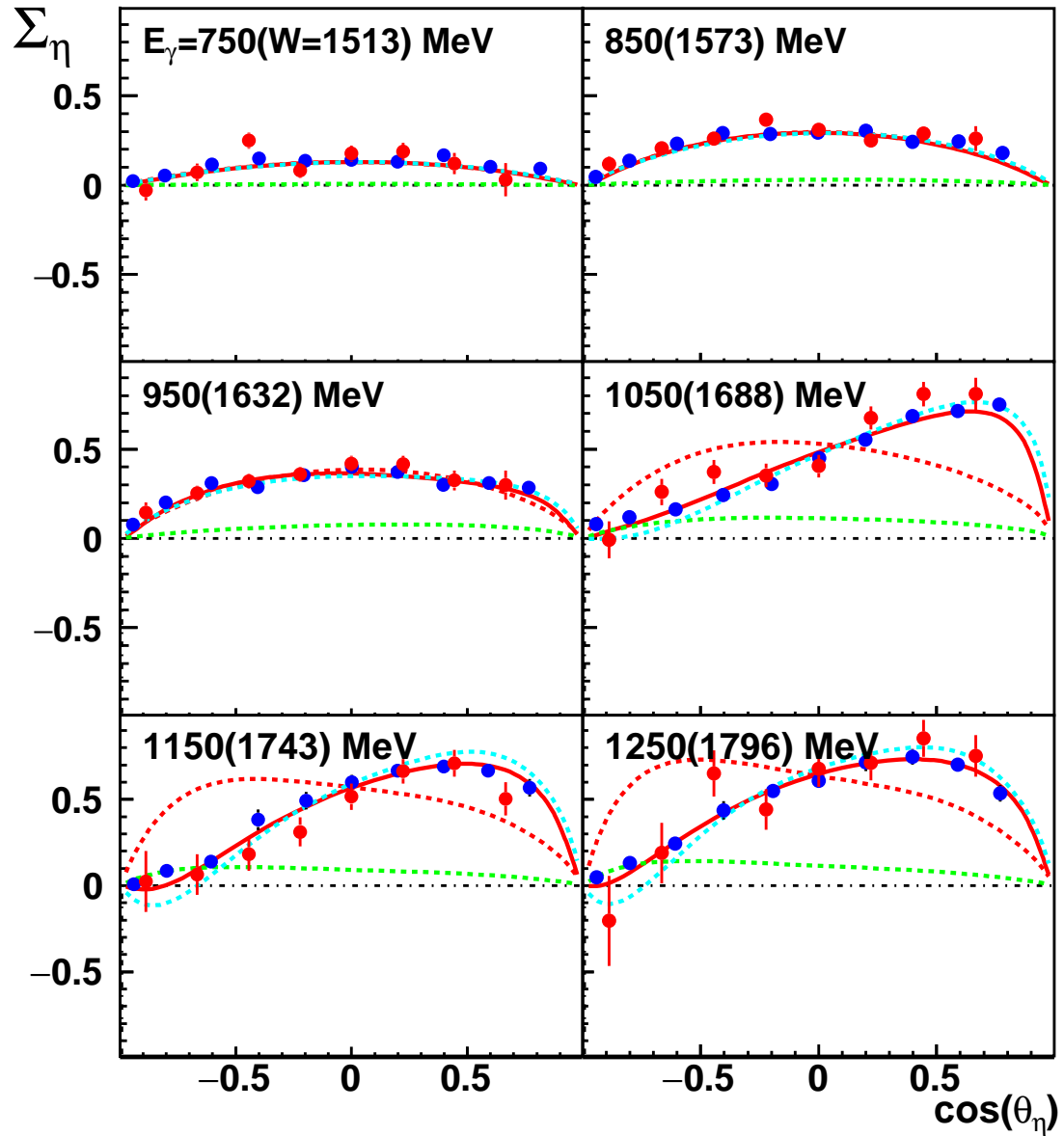


Abbildung 7.5.: Beiträge der verschiedenen Partialwellen  $l = 0, 1, 2$  und  $3$  in den Winkelverteilungen der Strahlasymmetrie  $\Sigma_\eta$ . Die Näherungen sind gestrichelt dargestellt:  $l \leq 1$  in Grün,  $l \leq 2$  in Rot und  $l \leq 3$  in Blau. Die vollständige Lösung BnGa-2014-a ist als rote durchgezogene Linie eingezeichnet.

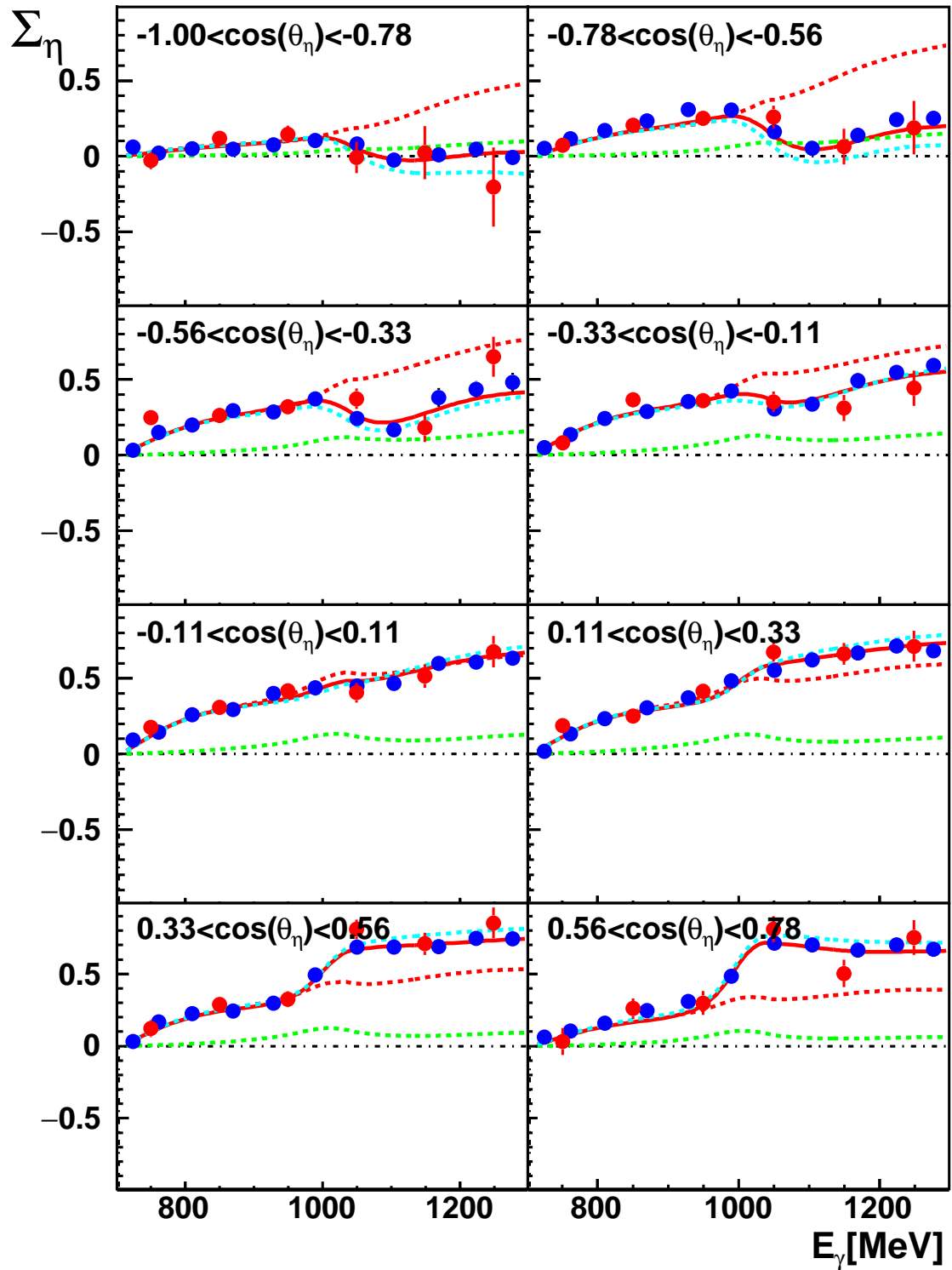


Abbildung 7.6.: Näherungsrechnungen zu verschiedenen Drehimpulsen  $l = 0, 1, 2$  und  $3$  im Vergleich zu den Energieverteilungen der Strahlasymmetrie  $\Sigma_\eta$ . Die Farbgebung ist analog zu Abbildung 7.5:  $l \leq 1$  in Grün,  $l \leq 2$  in Rot und  $l \leq 3$  in Blau. Die vollständige Lösung BnGa-2014-a ist als rote durchgezogene Linie eingezeichnet.



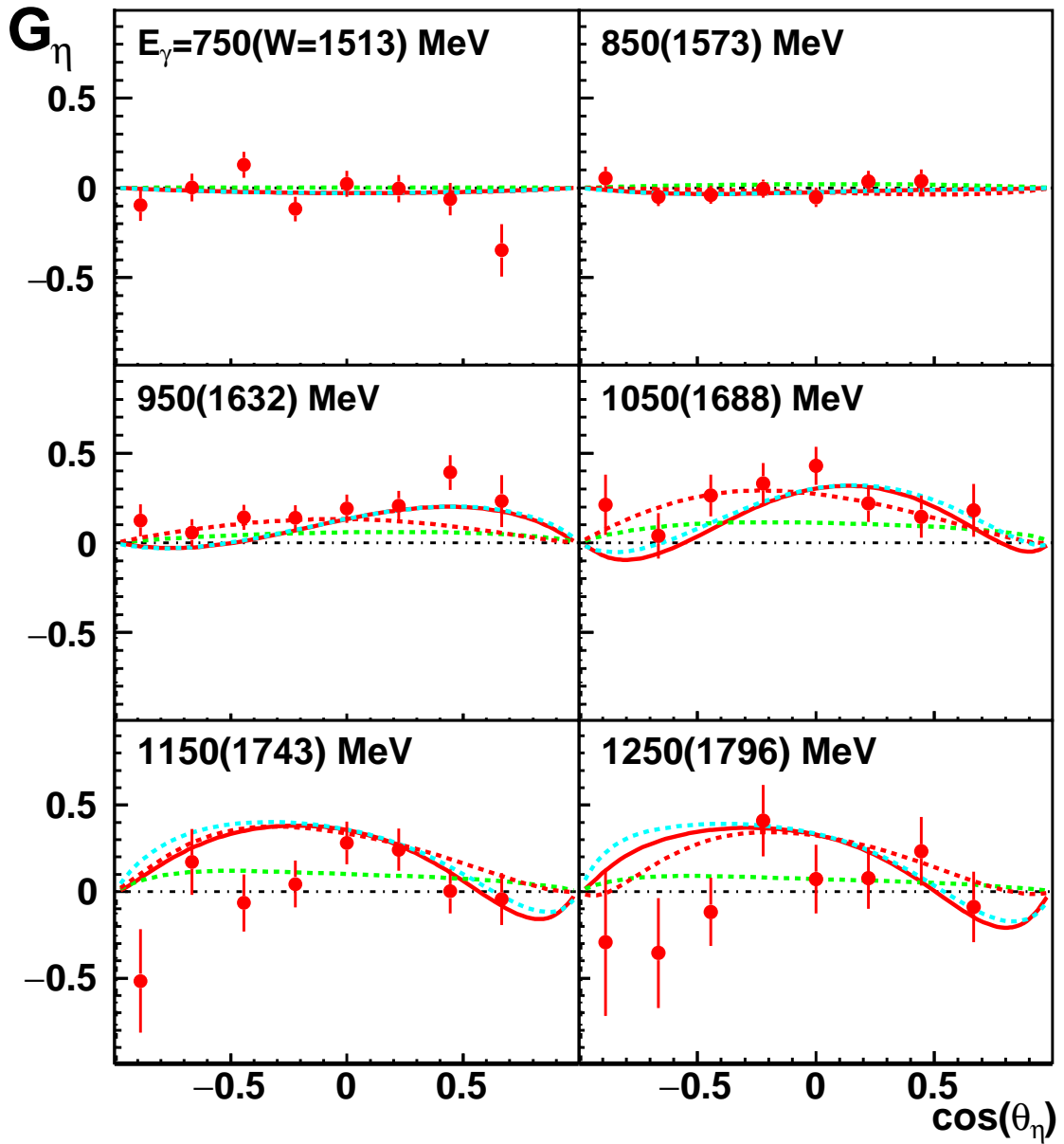


Abbildung 7.7.: Die Beiträge verschiedener Näherungen der Vorhersage BnGa-2014-a mit  $l = 0, 1, 2$  und  $3$  zu den Winkelverteilungen der Asymmetrie  $G_\eta$ . Die Farbgebung ist analog zu den Abbildungen 7.5 und 7.6.

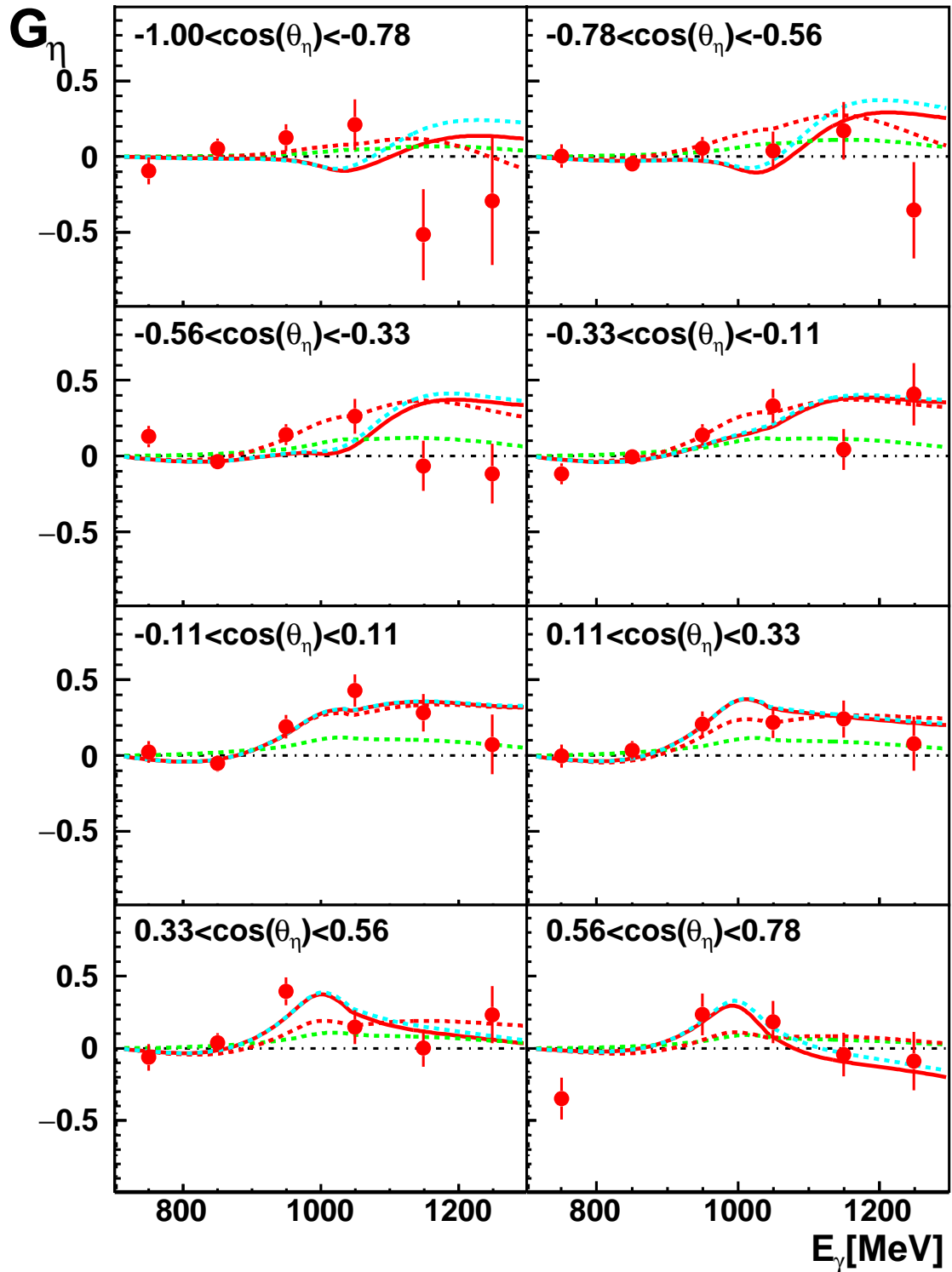


Abbildung 7.8.: Die Näherungen zu verschiedenen Drehimpulsen in den Energieverteilungen der G-Asymmetrie. Die Näherungen sind gestrichelt dargestellt:  $l \leq 1$  in Grün,  $l \leq 2$  in Rot und  $l \leq 3$  in Blau. Die vollständige Lösung BnGa-2014-a ist als rote durchgezogene Linie eingezeichnet.

Multipole sind bestimmten Potenzen von  $\cos(\theta)$  zugeordnet, aus denen sich unterschiedlichen Formen der Winkelverteilungen ergeben. Dabei tragen lediglich die Multipole der höchsten Ordnung zu dem Term mit der höchsten Potenz bei, sodass sich die höchste vorkommende Ordnung in  $l$  bereits an der Symmetrie der Winkelverteilung erkennen lässt. Bei einem Streuwinkel um  $90^\circ$  ( $\cos \theta = 0$ ) fallen durch den verschwindenden Cosinus alle bis auf den konstanten Term weg, sodass sich hier nur die Multipole auswirken, die im ersten Glied der Näherungsgleichung liegen. Im Fall der Strahlasymmetrie kommt der dominierende  $E_{0+}$ -Multipol im ersten Glied ausschließlich in Interferenz mit Multipolen zweiter Ordnung vor. Somit sind in diesem Fall die Änderungen, die sich aus der dritten Ordnung ergeben, verschwindend klein.

Die gleiche Untersuchung ist auch mit der Doppelpolarisationsobservable  $G_\eta$  durchgeführt worden. Die Näherungsformel für die G-Asymmetrie für Drehimpulse bis zur Ordnung  $l \leq 2$  lautet:

$$\begin{aligned} \frac{\hat{G}}{\sin^2(\theta)} = \text{Im} & \left[ \frac{3}{4} \left( -4E_{1+}^* M_{1-} + 4M_{1+}^* M_{1-} - 8E_{1+}^* M_{1+} \right. \right. \\ & + 10E_{2+}^* E_{2-} - 8M_{2-}^* E_{2-} + 8M_{2+}^* E_{2-} + 4E_{2-}^* E_{0+} + 4E_{2+}^* E_{0+} \\ & \left. \left. + 4M_{2-}^* E_{0+} - 4M_{2+}^* E_{0+} - 18M_{2-}^* E_{2+} + 18M_{2+}^* E_{2+} \right) \right. \\ & + \frac{3}{4} \left( 36M_{2-}^* E_{1+} + 24M_{2+}^* E_{1+} + 20M_{2+}^* M_{1-} + 12M_{1+}^* M_{2-} - 8M_{2+}^* M_{1+} \right. \\ & \left. \left. + 12E_{2-}^* E_{1+} + 12E_{2-}^* M_{1+} + 12E_{2+}^* E_{1+} - 20E_{2+}^* M_{1-} - 28E_{2+}^* M_{1+} \right) \cos(\theta) \right. \\ & \left. + \frac{3}{4} \left( +150M_{2-}^* E_{2+} + 90M_{2+}^* E_{2+} + 60M_{2+}^* M_{2-} \right. \right. \\ & \left. \left. + 30E_{2-}^* E_{2+} + 60E_{2-}^* M_{2+} \right) \cos^2(\theta) \right] \end{aligned} \quad (7.2)$$

Auch im Fall der G-Asymmetrie kommt der dominierende  $E_{0+}$ -Multipol in Interferenzen mit Multipolen ab der Ordnung  $l = 2$  vor, sodass sich die gemessenen Verteilungen in Abbildung 7.7 ebenfalls erst mit einer D-Wellen-Näherung beschreiben lassen. Ob zur Beschreibung des untersuchten Energiebereichs höhere Drehimpulsbeiträge gemäß Gleichung E.2 in Anhang E notwendig sind, ist im Rahmen der vorhandenen statistischen Unsicherheiten nicht eindeutig nachzuweisen. Verlässliche Aussagen lassen sich nur durch eine neue Partialwellenanalyse unter Berücksichtigung dieser neuen Messergebnisse treffen.

Zusammen mit den Verteilungen der G-Asymmetrie in der  $\pi^0$ -Photoproduktion [Thi12] und den laufenden Datenanalysen [Har16] und [Mül16] weisen diese Ergebnisse darauf hin, dass es in Zukunft möglich sein könnte in ausgewählten Energieintervallen eine aus-

reichende Zahl an Randbedingungen für eine eindeutige Lösung einer abgeschnittenen PWA zu bekommen [Wun15].

### 7.3. Einfluss einzelner Partialwellen

Um aus der aktuell bestehenden Datenbasis Schlüsse auf das Anregungsspektrum der Nukleonen ziehen und sowohl die Massen als auch die Breiten der Resonanzzustände extrahieren zu können, bedarf es einer vollständigen Partialwellenanalyse. Hierbei werden die neu gemessenen Verteilungen neue Randbedingungen liefern und so die Zahl der möglichen Lösungen einschränken können. Um den Einfluss zu verdeutlichen, den die im Rahmen dieser Arbeit gemessenen Observablen bei einer neuen Partialwellenanalyse haben werden, wird im Folgenden eine vereinfachte Betrachtung des Einflusses einzelner Partialwellen auf die gemessenen Spektren vorgenommen. Um die Sensitivität der untersuchten Observablen auf eine einzelne Partialwelle sichtbar zu machen, wurden in der oben beschriebenen F-Wellen-Näherung alle Terme eliminiert, die Multipole enthalten, welche zu dieser Partialwelle gehören.

In Abbildung 7.9 sind diese Modifikationen der F-Wellen-Näherung in die Winkelverteilungen der Strahlasymmetrie eingezeichnet. Zunächst fällt auf, dass die Strahlasymmetrie eine hohe Sensitivität auf die  $S_{11}$  Partialwelle besitzt, da bei Entfernen des zugehörigen  $E_{0+}$  Multipols die Werte der Observable in nahezu allen Energieintervallen mit Null verträglich werden und die Messdaten nicht mehr beschrieben werden. Diese Sensitivität konnte erwartet werden, da die in der  $\eta$ -Photoproduktion dominierende Nukleonresonanz bei 1535 MeV in der  $S_{11}$  Partialwelle liegt. Diese Dominanz war bereits im Wirkungsquerschnitt in Abbildung 2.2 deutlich zu erkennen.

Auch an den Winkelverteilungen der G-Asymmetrie in Abbildung 7.10 lässt sich diese hohe Sensitivität zu den  $S_{11}$  Resonanzen bestätigen. Der entscheidende Benefit den die Messung der vorgestellten Polarisationsobservablen erbringt, wird deutlich, wenn deren Sensitivität bezüglich kleiner Beiträge, wie der  $D_{13}$  Partialwelle betrachtet wird. Im totalen Wirkungsquerschnitt ist ihr Beitrag verschwindend gering, sodass sich mit ausschließlich dieser Information deren Resonanzbeiträge nicht bestimmen lassen. In den Spektren der Strahl- und der G-Asymmetrie hingegen ergeben sich durch Entfernen der zur  $D_{13}$ -Welle korrespondierenden Multipole  $E_{2-}$  und  $M_{2-}$  große Änderungen. Die Erklärung für die unterschiedliche Sensitivität zu bestimmten Partialwellen kann wiederum anhand der Multipolzerlegungen der Observablen erläutert werden. Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich ausschließlich aus den Betragsquadraten der beteiligten Multipole, was dazu führt, dass kleine Beiträge wie die der  $D_{13}$ - und  $F_{15}$ -Partialwelle na-

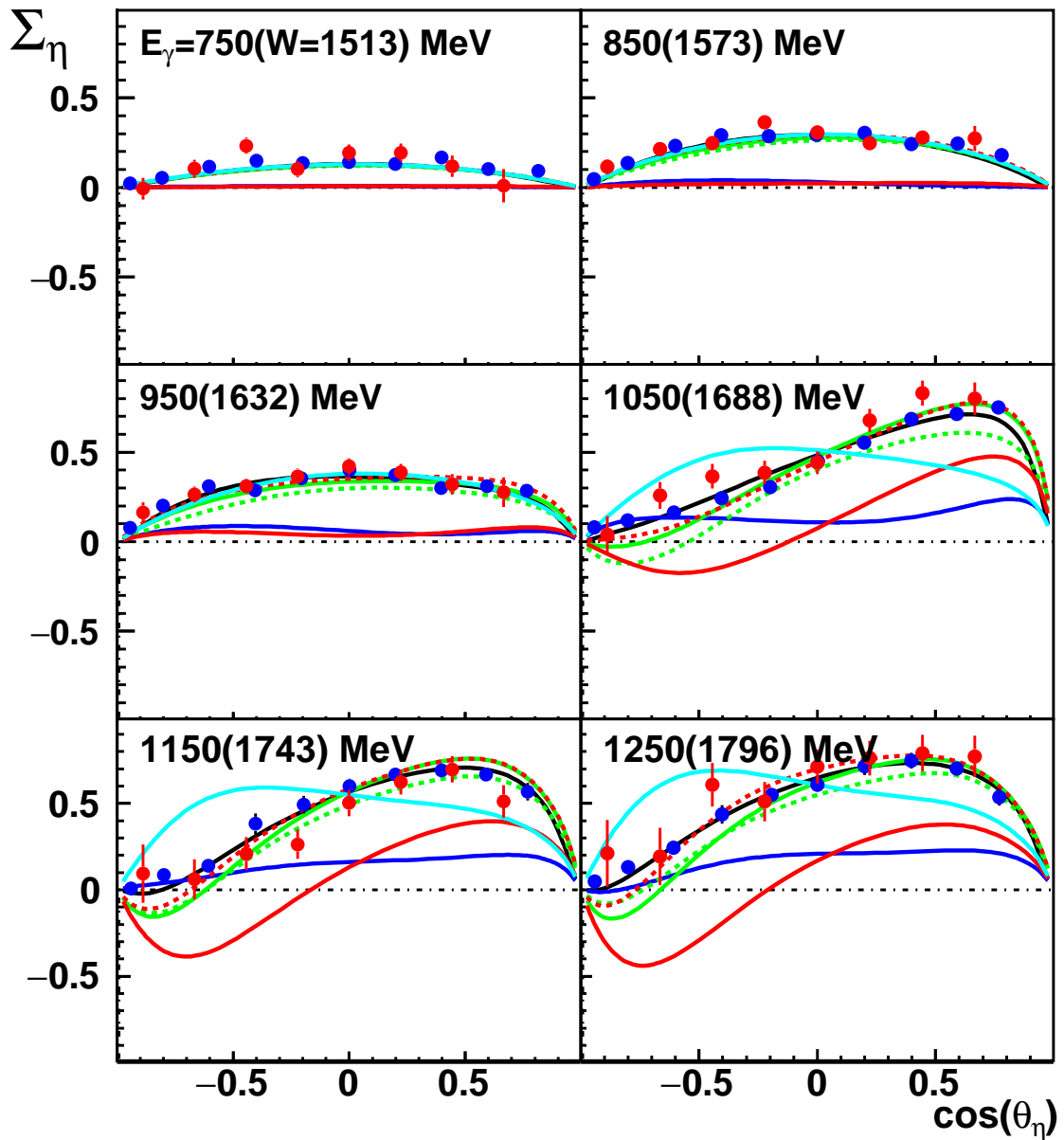


Abbildung 7.9.: Einfluss einzelner Partialwellen auf die Winkelverteilungen der Strahl-  
asymmetrie  $\Sigma_\eta$ . Die farbigen Kurven zeigen die F-Wellen-Näherung  
der Lösung BnGa-2014-a jeweils mit „abgeschalteter“ Partialwelle:  $S_{11}$   
(blau),  $P_{11}$  (grün),  $P_{13}$  (grün gestrichelt),  $D_{13}$  (rot),  $D_{15}$  (rot gestrichelt)  
und  $F_{15}$  (hellblau). Die schwarze Kurve zeigt die vollständige Lösung.

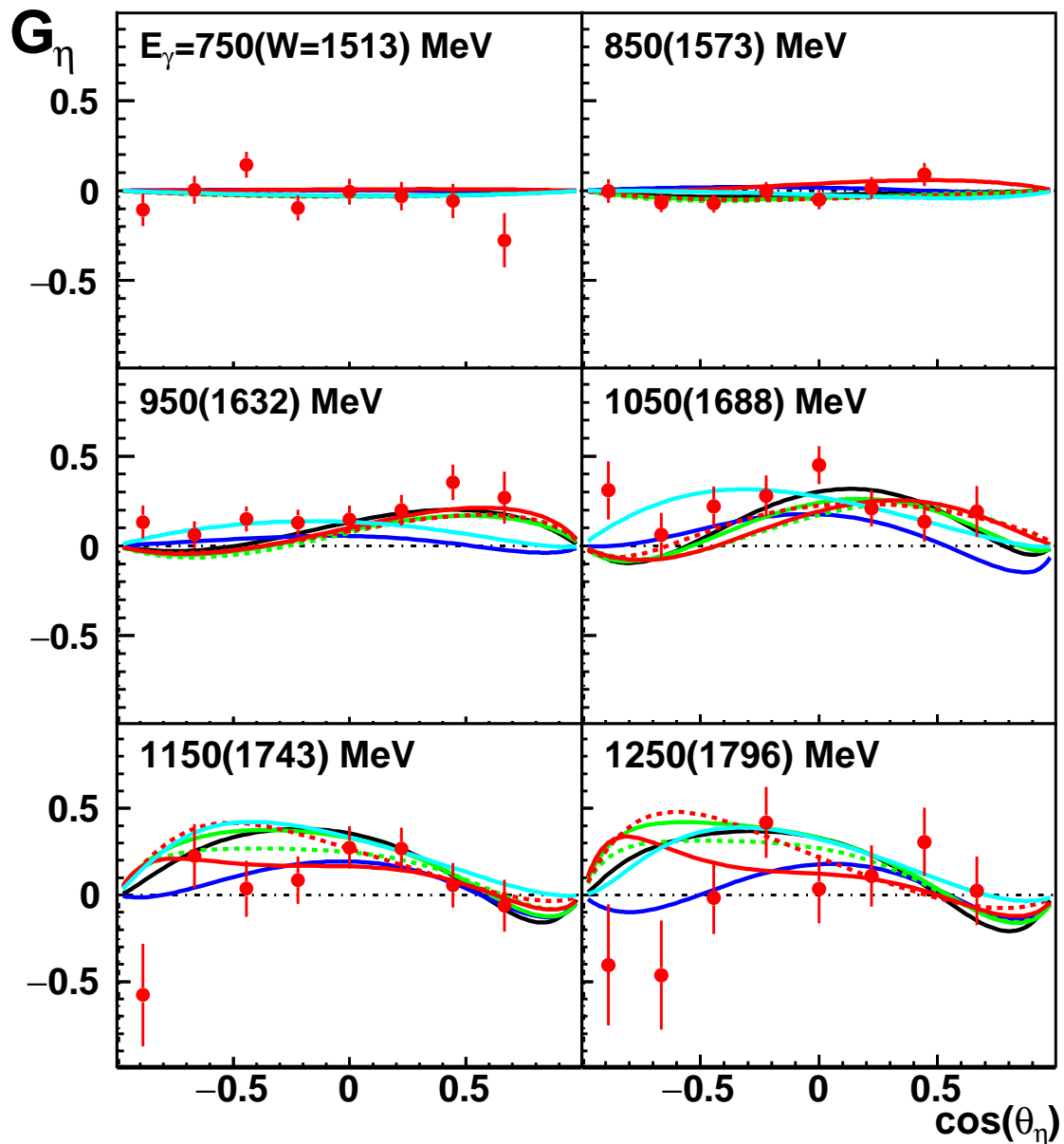


Abbildung 7.10.: Untersuchung der Beiträge einzelner Partialwellen in den Winkelverteilungen der G-Asymmetrie. Die farbigen Kurven kennzeichnen erneut die F-Wellen-Näherung der Lösung BnGa-2014-a jeweils mit „abgeschalteter“ Partialwelle:  $S_{11}$  (blau),  $P_{11}$  (grün),  $P_{13}$  (grün gestrichelt),  $D_{13}$  (rot),  $D_{15}$  (rot gestrichelt) und  $F_{15}$  (hellblau). Die schwarze Kurve zeigt die vollständige Lösung.

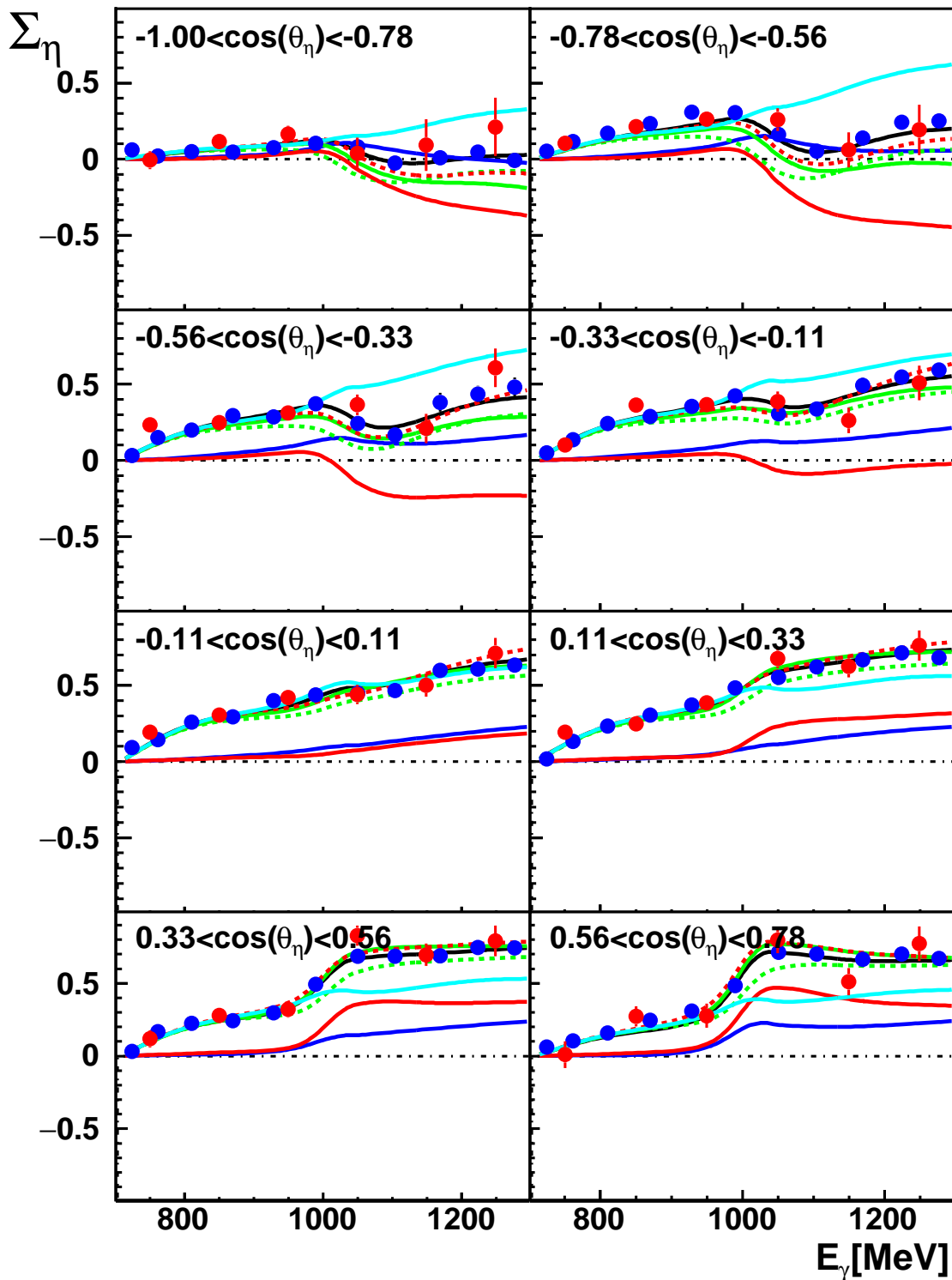


Abbildung 7.11.: Einfluss einzelner Partialwellen auf die Energieverteilungen der Strahlasymmetrie  $\Sigma_\eta$ . Die Farbgebung ist analog zu den Abbildungen 7.9 und 7.10 gewählt.

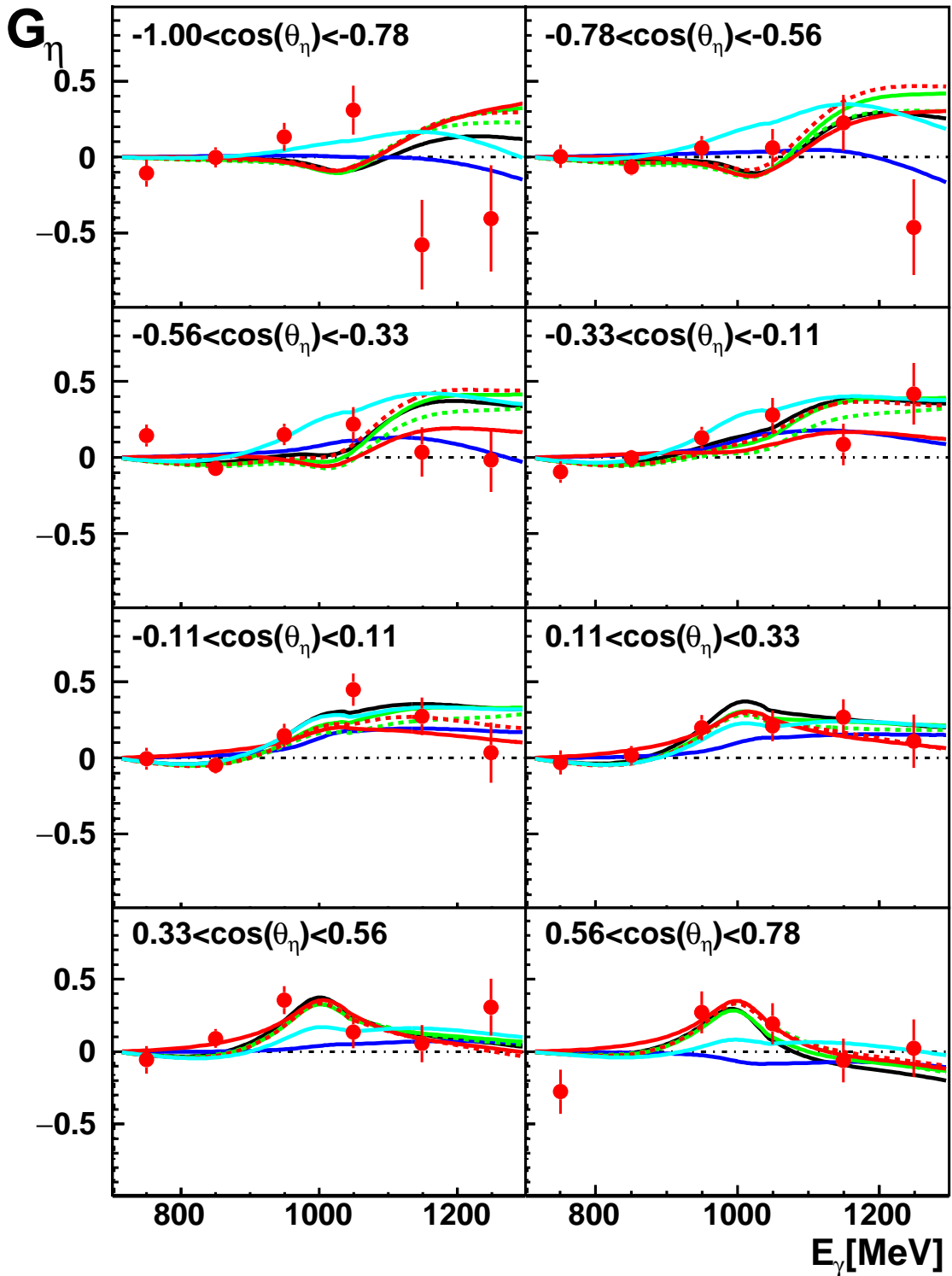


Abbildung 7.12.: Der Einfluss einzelner Partialwellen auf die Energieverteilungen der G-Asymmetrie. Analog zu den vorherigen Abbildungen kennzeichnen die farbigen Kurven die F-Wellen-Näherung der Lösung BnGa-2014-a jeweils mit „abgeschalteter“ Partialwelle:  $S_{11}$  (blau),  $P_{11}$  (grün),  $P_{13}$  (grün gestrichelt),  $D_{13}$  (rot),  $D_{15}$  (rot gestrichelt) und  $F_{15}$  (hellblau). Die schwarze Kurve zeigt wiederum die vollständige Lösung.



hezu vollständig unterdrückt werden. Im Fall der untersuchten Polarisationsobservablen kommen diese kleinen Amplituden in Interferenzen mit der dominierenden  $S_{11}$ -Welle vor (siehe Näherungsgleichungen E.1 und E.2), sodass diese soweit verstärkt werden, dass sie einen wesentlichen Einfluss auf die gemessenen Verteilungen bekommen. Der geringe Einfluss der P-Wellen ist darauf zurückzuführen, dass diese nicht in Interferenz mit der  $S_{11}$ -Partialwelle auftreten. Die Observablen können im hier betrachteten Energiebereich somit keine hohe Sensitivität auf diese Partialwellen besitzen. Die im letzten Abschnitt diskutierte Existenz von F-Wellen-Beiträgen oberhalb von 1 GeV lässt sich anhand dieser Untersuchung ebenfalls auf eine bestimmte Partialwelle eingrenzen. So zeigen die Energieverteilungen in den Abbildungen 7.11 und 7.12, dass die  $F_{15}$ -Partialwelle in der bestehenden Lösung der BnGa-Partialwellenanalyse ab dieser Strahlenergie zur Beschreibung der Messdaten hinzugenommen werden muss.

Auf diese Weise wird deutlich, dass durch die Messung der G-Asymmetrie ein weiterer Zugang zu den Resonanzbeiträgen der  $D_{13}$  und  $F_{15}$  Partialwelle ermöglicht wird und diese Informationen neue Randbedingungen für die kommenden Untersuchungen im Rahmen einer Partialwellenanalyse liefern.

## 7.4. Partialwellenanalyse der neuen Daten

In den Abbildungen 7.13 und 7.14 sind verschiedene Vorhersagen der BnGa-Partialwellenanalyse aus den Jahren 2011 und 2014 in die Winkelverteilungen der analysierten Observablen eingetragen [Ani11][Gut14]. Wie in Abschnitt 2.3 erläutert, liefert eine Anpassung verschiedene Lösungen (Typ a und b), welche die bestehenden Daten, wie die dargestellte Strahlasymmetrie  $\Sigma_\eta$ , gut beschreiben. Es ist offensichtlich, dass sich diese Mehrdeutigkeit durch die Strahlasymmetrie nicht auflösen lässt, da alle Lösungen diese Verteilungen gut beschreiben. Bei der Vorhersage der G-Asymmetrie werden hingegen Diskrepanzen sichtbar, die belegen, dass diese Messpunkte neue wertvolle Informationen liefern.

Zusätzlich ist hier eine Anpassung der BnGa-Analyse eingezeichnet, bei der die jüngst gemessenen Polarisationsobservablen der  $\eta$ -Photoproduktion mit hinzugenommen wurden [MHG16]. Dies sind neben den Messungen der Asymmetrien T und F der A2-Kollaboration [Ako14], die neuen Messdaten des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments der Observablen T, P und H [Har16], die Zählraten-Asymmetrie E [Mül16], sowie die in dieser Arbeit bestimmte G-Asymmetrie.

Die Änderungen der PWA, die sich durch die neue Anpassung ergeben, sind in den hier gezeigten Spektren nicht groß. Dies liegt daran, dass in der BnGa-PWA viele Reaktions-

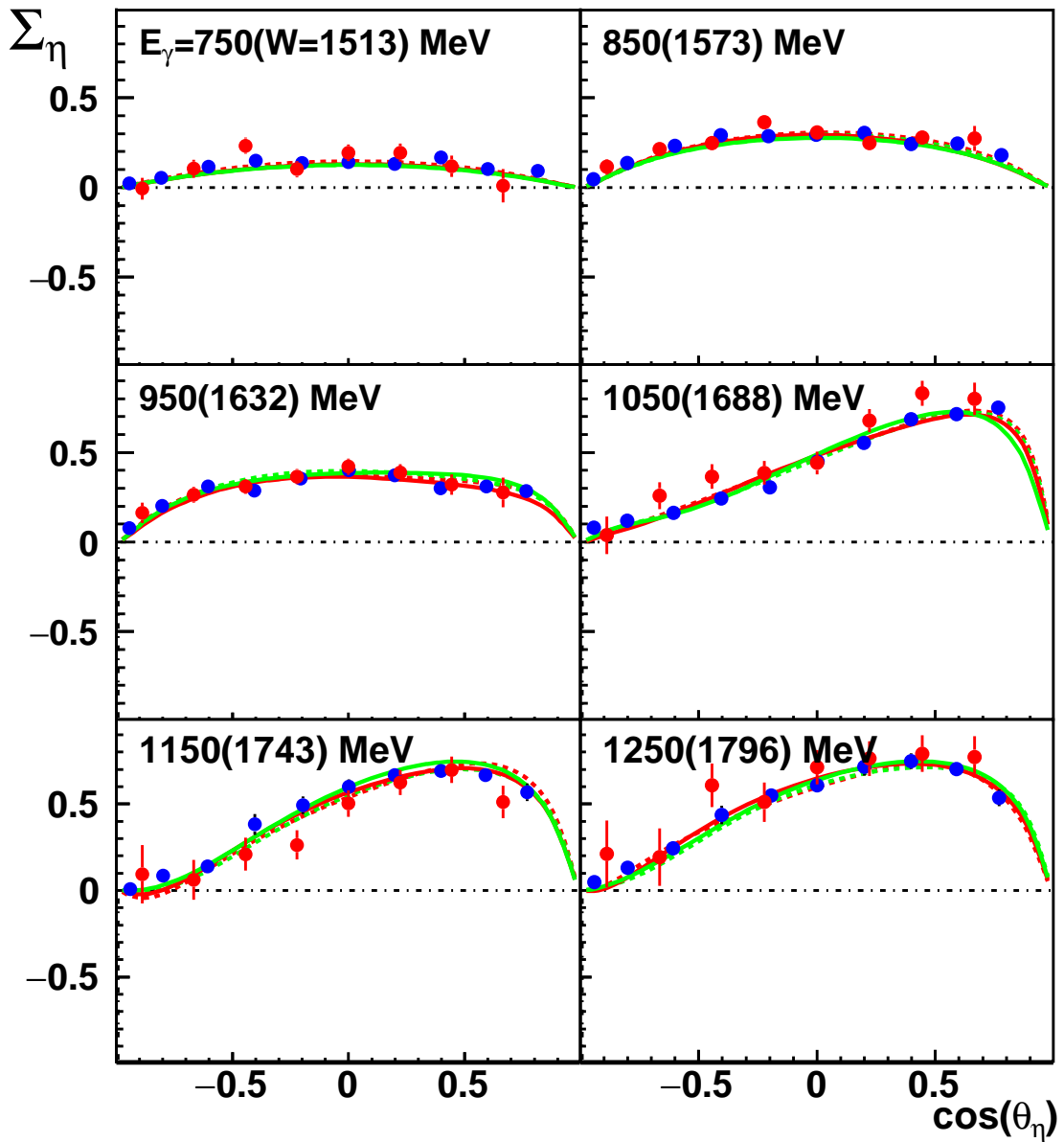


Abbildung 7.13.: Die Strahlasymmetrie am Butanoltarget (rot) und die GRAAL-Messung am Wasserstofftarget (blau) im Vergleich zu verschiedenen Lösungen der BnGa-Partialwellenanalyse BnGa-2014-a (rot durchgezogen) sowie zu den älteren Lösungen BnGa-2011-a (rot gestrichelt) sowie BnGa-2011-b (grün gestrichelt). Zusätzlich ist hier eine neue Anpassung (grün durchgezogen) gezeigt, bei der die neuen Daten der Observablen T,P,H,E und G in der Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$  mit berücksichtigt wurden [MHG16].

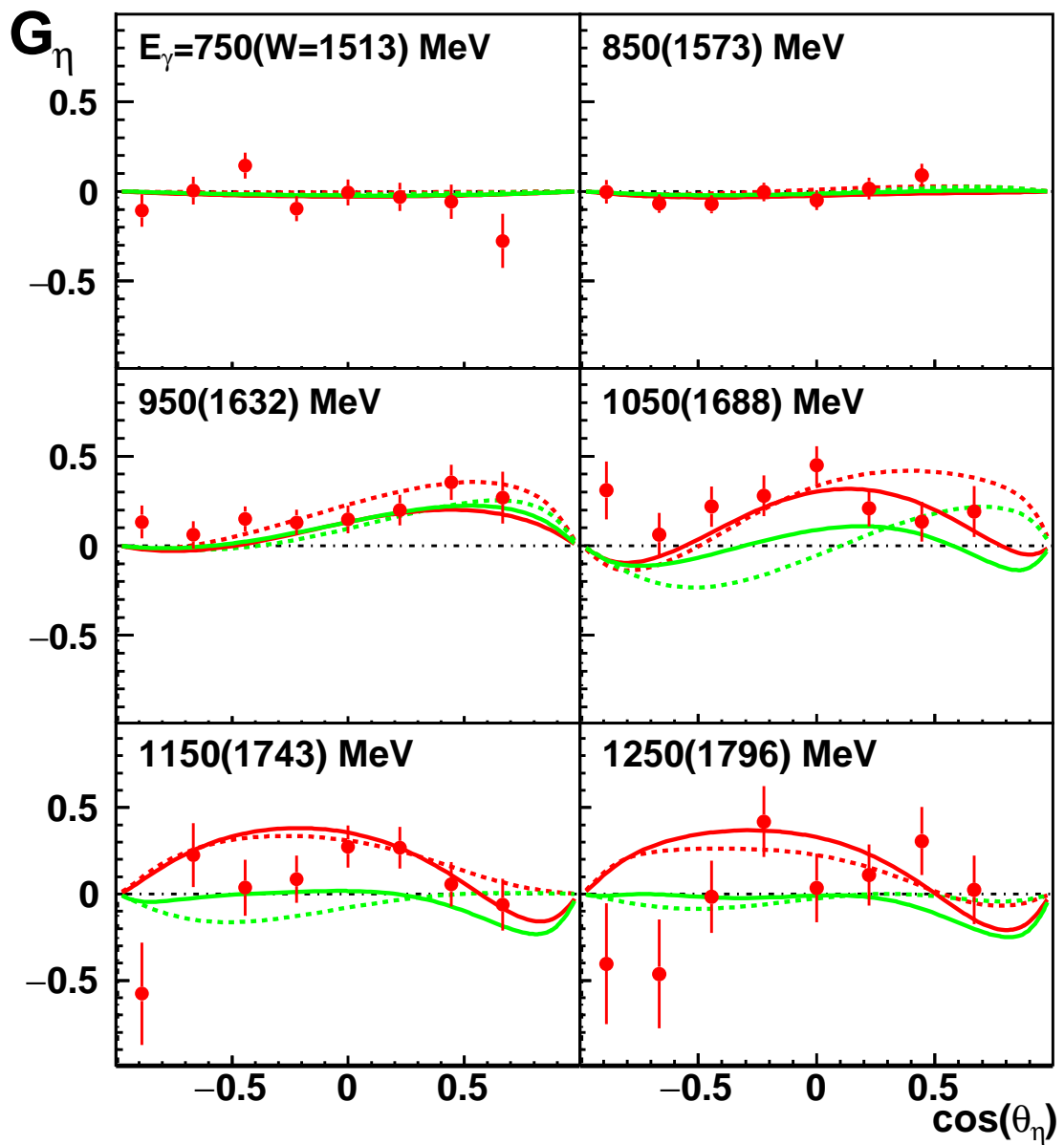


Abbildung 7.14.: Die in dieser Arbeit ermittelte G-Asymmetrie am Butanoltarget (rot) im Vergleich zu den verschiedenen Lösungen der BnGa-Partialwellenanalyse (Farbgebung analog zu Abbildung 7.13)

kanäle und Observablen simultan angepasst werden, sodass in einzelnen Spektren keine deutlichen Änderungen zu erwarten sind. Die Verbesserungen offenbaren sich bei der Extraktion der Resonanzzustände. So führen die neuen Observablen zu kleineren Fehlern bei der Bestimmung der Resonanzparameter. Beispielsweise beim Verzweigungsverhältnis von  $S_{11}(1535) \rightarrow N\eta$ , welches nun bei  $0,42 \pm 0,04$  liegt, gegenüber dem früheren Wert von  $0,42 \pm 0,10$ . Des Weiteren ergeben sich signifikante Änderungen der Verzweigungsverhältnisse der Zerfälle  $S_{11}(1650) \rightarrow N\eta$  von  $0,05 - 0,15$  auf  $0,32 \pm 0,04$  und bei  $P_{13}(1900) \rightarrow N\eta$  von  $\approx 0,12$  auf  $0,03 \pm 0,01$ . Das Verzweigungsverhältnis von  $P_{11}(1710) \rightarrow N\eta$  liegt durch die neue Anpassung bei  $0,24 \pm 0,06$  (vormals  $0,1 - 0,3$ ). Im Gegensatz zu früheren Partialwellenanalysen, in denen ein großer Beitrag der  $P_{13}(1720)$  vorausgesagt wurde, ist dieser unter Berücksichtigung der neuen Observablen gering.

Die neuen Erkenntnisse belegen, welche entscheidende Rolle Polarisationsobservablen bei der Identifikation der Anregungszustände der Nukleonen spielen. Welche Messungen künftig durchgeführt werden müssen, um das Ziel eines vollständigen Experiments zu erreichen, wird zur Zeit in [Wun15] geprüft. Dabei gilt es insbesondere die Frage zu beantworten, ob bestehende Messungen mit besserer Statistik zu wiederholen sind, oder Messungen neuer Observablen wie beispielsweise die der Gruppe Target-Rückstoß mehr Erfolg versprechen.

## 8. Zusammenfassung

Die Untersuchung des Anregungsspektrums der Nukleonen stellt einen unverzichtbaren Baustein für das Verständnis der starken Wechselwirkung dar. Über Massen und Quantenzahlen der auftretenden Resonanzzustände können Rückschlüsse auf die Freiheitsgrade der Quarks und deren Wechselwirkung getroffen werden. Aufgrund der kurzen Lebensdauer der angeregten Zustände haben diese große Breiten von teilweise über 100 MeV, sodass sie einander stark überlappen. Eine Identifikation kleiner Resonanzbeiträge ist durch die Messung von totalen Wirkungsquerschnitten allein nicht möglich, da diese durch die Betragsquadrate einzelner Partialwellen dominiert werden. In Photoproduktionsexperimenten können Polarisationsobservablen gemessen werden, die Interferenzterme verschiedener Partialwellen beinhalten, und so den Zugang zu kleinen Resonanzbeiträgen erlauben. Um alle Partialwellen modellunabhängig bestimmen zu können, muss ein sogenanntes „vollständiges Experiment“ durchgeführt werden. Im Fall der Photoproduktion eines pseudoskalaren Mesons müssen hierfür neben dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt mindestens sieben wohl gewählte Polarisationsobservablen gemessen werden. Darunter drei Einfachpolarisationsobservablen und bestimmte Kombinationen von Doppelpolarisationsobservablen.

In dieser Arbeit wurde die Einfachpolarisationsobservable  $\Sigma_\eta$  sowie erstmalig die Doppelpolarisationsobservable  $G_\eta$  in der Reaktion  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  bestimmt. Hierfür wurden im Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an der Beschleunigeranlage ELSA in Bonn longitudinal polarisierte Protonen mit linear polarisierten Photonen angeregt. Die polarisierten Photonen wurden mittels kohärenter Elektronenstreuung an einem Diamantkristall erzeugt. Die polarisierten Protonen wurden mithilfe eines Butanoltargets in einem  ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Mischkryostaten bereitgestellt. Während den Messungen wurde in regelmäßigen Abständen die Polarisationssebene des Strahls um  $90^\circ$  gedreht, sowie verschiedene Targetpolarisationsrichtungen gewählt, um detektorbedingte Asymmetrien eliminieren zu können. Um den unpolarisierten Untergrund des Butanoltargets korrigieren zu können, sind zusätzliche Messungen an reinem Wasserstoff sowie an Kohlenstofftargets durchgeführt worden.

Der zur Identifikation geladener Reaktionsprodukte eingesetzte Faserdetektor im Inneren des Hauptkalorimeters wurde im Rahmen dieser Arbeit mit einer neuen Trigge-

relektronik, sowie einer neuen Rekonstruktionsroutine versehen. Aus den Spuren der geladenen Teilchen, die in diesem Faserdetektor registriert wurden, sind für die gemessenen Strahlperioden die laterale Position des Photonenstrahls und die longitudinale Position der verschiedenen Targets bestimmt worden.

Durch Ladungs-, Zeit- und kinematische Schnitte konnte die Reaktion  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  mit einem Untergrundanteil von unter 3% aus den gemessenen Datensätzen selektiert werden. Durch Variation der Schnittbreiten wurde der Einfluss des unpolarisierten Untergrundes auf die Messergebnisse abgeschätzt. Zur Erhöhung der Statistik im vorderen Winkelbereich wurden zusätzlich zu Ereignissen mit drei Kalorimereinträgen auch Reaktionen rekonstruiert, bei denen das Proton lediglich in einem ladungssensitiven Detektor nachgewiesen wurde. Die Unterschiede, die sich aus der Kombination dieser verschiedenen Ereigniskategorien ergeben, wurden untersucht. Über Anpassungen von  $\cos(2\phi)$ - und  $\sin(2\phi)$ -Verteilungen an die Asymmetrien der Azimutalwinkelverteilungen der  $\eta$ -Mesonen wurden die Observablen  $\Sigma_\eta$  und  $G_\eta$  in einem Energiebereich von der  $\eta$ -Schwelle bis hin zu  $E_\gamma = 1300$  MeV bestimmt. Hierbei kamen zwei verschiedene Extraktionsmethoden zum Einsatz, welche konsistente Ergebnisse lieferten. Die Korrektur der G-Asymmetrie um den unpolarisierten Untergrund wurde mithilfe des Verdünnungsfaktors vorgenommen. Zu dessen Berechnung wurden die Messdaten der Wasserstoff- und Kohlenstoffstrahlzeiten herangezogen und verschiedene Bestimmungsverfahren verglichen. Dabei wurde deutlich, dass die Messungen am flüssig Wasserstofftarget größere Differenzen zu den Verteilungen am Butanoltarget aufwiesen. Somit wurde ein Verfahren gewählt, bei dem sich der Verdünnungsfaktor ausschließlich aus dem Verhältnis der Butanol- zu den Kohlenstoffmessungen ermitteln ließ.

Die ermittelten Werte für die Strahlasymmetrie  $\Sigma_\eta$  konnten mit vorherigen Messungen an reinem Wasserstoff verglichen werden, und zeigten gute Übereinstimmungen. Die Winkelverteilungen der Doppelpolarisationsobservable  $G_\eta$  sind im Bereich der  $\eta$ -Schwelle mit Null verträglich. Damit sprechen sie gegen die, durch frühere Messungen der Targetasymmetrie motivierte, Phasenrotation zwischen dem  $E_{0+}$ -Multipol der Resonanz  $S_{11}(1535)$  und den  $E_{2-}$ - und  $M_{2-}$ -Multipolen der Resonanz  $D_{13}(1520)$ . Eine solche energieabhängige Phase würde sich ausschließlich in der Targetasymmetrie, in der Rückstoßpolarisationsobservable  $O_{x'}$  und in der G-Asymmetrie zeigen. Dieser Ansatz konnte weder von den in dieser Arbeit ermittelten Messwerten, noch durch neue Messungen der Targetasymmetrie an MAMI (Mainz) [Ako14] und ELSA (Bonn) [Har16] bestätigt werden.

## 8.1. Ausblick

Die verschiedenen Partialwellenanalysen sagen sehr unterschiedliche Verteilungen der G-Asymmetrie voraus. Die hier erstmalig gezeigten Messwerte liefern somit einen wertvollen Beitrag zur Bestimmung einer eindeutigen Lösung der Partialwellenanalyse. Hierbei spielt insbesondere die, durch das Ausschalten bestimmter Multipole verdeutlichte, Sensitivität der Observable zu einzelnen Partialwellen, wie der  $D_{13}$ - und  $F_{15}$ -Welle eine entscheidende Rolle.

Der Vergleich der Messwerte zu Näherungen der G-Asymmetrie mithilfe vereinfachter abgeschnittener PWA zeigt, dass im betrachteten Energiebereich eine Näherung zur Drehimpulsordnung  $l \leq 3$  gute Übereinstimmung liefert. Das Ziel der abgeschnittenen PWA ist es, die Zahl der beitragenden Resonanzen und damit die Zahl der zur Bestimmung einer eindeutigen Lösung notwendigen Observablen zu minimieren. Die Hoffnung ist, dass sich in einem eingeschränkten Energiebereich ein vollständiges Experiment auch mit weniger als acht Observablen realisieren lässt.

Durch die Einbeziehung der neuen Observablen T,P,H,E und G in der Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$  im Rahmen einer neuen Anpassung der BnGa-Partialwellenanalyse [MHG16], konnten neue Randbedingungen bei der Identifikation der Nukleonanregungszustände ausgenutzt werden.





## A. Abschätzung der Flächenbelegung unpolarisierter Nukleonen im Butanoltarget

Um eine Aussage darüber treffen zu können, wie gut der Kohlenstoff-Einsatz den unpolarisierten Untergrund des Butanoltargets beschreibt, kann die Flächenbelegungen der verschiedenen Targets verglichen werden. In [Roh03] wird die Flächenbelegung  $A_{pol}$  der polarisierbaren Nukleonen in einem Butanoltarget mit

$$A_{pol} = \rho l N_A D f \quad (\text{A.1})$$

berechnet. Dabei ist  $\rho = 0,94 \frac{g}{cm^3}$  die Dichte des Targetmaterials,  $l$  die Länge der Targetzelle und  $N_A$  die Avogadro-Konstante. Der Verdünnungsfaktor  $D$  entspricht dem Quotienten der Anzahl polarisierbarer Nukleonen und der molaren Masse der Verbindung und wird mit  $0,1334 \text{ mol/g}$  angegeben. Der Füllfaktor  $f$  berücksichtigt den Volumenanteil<sup>1</sup>, den das Targetmaterial in der Targetzelle einnimmt und wird mit  $61\%$  angegeben. Setzt man die Länge der Targetzelle des Crystal-Barrel-Experiments von  $20 \text{ mm}$  [Dut11] ein, erhält man  $A_{pol}^{But} = 9,21 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-2}$ .

Für die Berechnung des unpolarisierten Anteils wurde das Komplement des Verdünnungsfaktors  $1 - D$  in Gleichung A.1 eingesetzt. Daraus ergibt sich die Flächenbelegung  $A_{unpol}^{But}$  unpolarisierter Nukleonen im Targetmaterial zu

$$A_{unpol}^{But} = \rho l N_A (1 - D) f = 5,98 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}. \quad (\text{A.2})$$

Zusätzlich muss beachtet werden, dass der Raum, welcher nicht mit Targetmaterial gefüllt ist, mit der  $^3He/^4He$ -Mischung aufgefüllt wird. Prinzipiell lässt sich die Flächenbelegung der Heliummischung  $A_{unpol}^{He}$  analog zu Gleichung A.1 über

$$A_{unpol}^{He} = \rho^{He} l N_A (1 - f) \quad (\text{A.3})$$

berechnen. Wobei der Volumenanteil, welcher mit der Heliummischung aufgefüllt wird, mit  $(1 - f)$  angesetzt wurde. Die Dichte der Heliummischung  $\rho^{He}$  konnte lediglich grob mit der des flüssigen  $^4He$  von  $0,145 \frac{g}{cm^3}$  abgeschätzt werden, da nicht bekannt ist, wo

<sup>1</sup>Das Butanol-Targetmaterial wird in Form gefrorener Kugeln in die Targetzelle eingefüllt, sodass Hohlräume entstehen und der Füllfaktor unter  $100\%$  liegt.

die Grenze der zwei Phasen im Mischkryostat liegt. Fügt man den Heliumanteil hinzu ergibt sich eine gesamte Flächenbelegung unpolarisierter Nukleonen in der Targetzelle von circa  $A_{unpol} = 6,67 \cdot 10^{23} \text{cm}^{-2}$ .

## B. Auflistung der zur Datenselektion ausgeführten Schritte

$E_\gamma [MeV]$	2.5 PED	3 PED
$750 \pm 50$	168,70 – 191,42	166,9 – 193,53
$850 \pm 50$	170,8 – 189,20	168,83 – 190,90
$950 \pm 50$	170,86 – 188,61	170,8 – 189,31
$1050 \pm 50$	171,78 – 187,48	171,97 – 187,63
$1150 \pm 50$	171,2 – 188,11	172,63 – 186,95
$1250 \pm 50$	170,77 – 187,65	172,37 – 186,56

Tabelle B.1.: Grenzen des  $2\sigma$ -Koplanaritätsschnitts (in Grad) für die untersuchten Energieintervalle.

$E_\gamma [MeV]$	2.5 PED	3 PED
$750 \pm 50$	-5,73 – 4,83	-4,5 – 4,74
$850 \pm 50$	-6,88 – 5,47	-4,33 – 4,48
$950 \pm 50$	-7,29 – 5,15	-4,54 – 4,42
$1050 \pm 50$	-7,86 – 5,52	-4,78 – 4,78
$1150 \pm 50$	-8,66 – 5,36	-4,89 – 4,97
$1250 \pm 50$	-7,95 – 6,35	-4,85 – 4,81

Tabelle B.2.:  $2\sigma$ -Schnittgrenzen der Polarwinkeldifferenzen (in Grad).

$E_\gamma [MeV]$	2 PED	2.5 PED 3 PED
$750 \pm 50$	891,56 – 960,46	892,57 – 960,4
$850 \pm 50$	891,49 – 970,90	891,62 – 969,21
$950 \pm 50$	886,23 – 975,37	886,21 – 972,66
$1050 \pm 50$	878,91 – 978,62	880,83 – 974,55
$1150 \pm 50$	871,78 – 984,96	875,31 – 979,54
$1250 \pm 50$	867,58 – 990,18	872,29 – 982,54

Tabelle B.3.:  $2\sigma$ -Schnittgrenzen des Schnitts auf die fehlende Masse (in MeV).

$E_\gamma$ [MeV]	2 PED	2.5 PED 3 PED
$750 \pm 50$	513,78 – 581,91	514,56 – 583,52
$850 \pm 50$	517,39 – 581,76	516,82 – 582,26
$950 \pm 50$	518,25 – 578,96	517,61 – 581,54
$1050 \pm 50$	515,17 – 579,90	518,48 – 581,33
$1150 \pm 50$	516,86 – 581,11	516,63 – 582,23
$1250 \pm 50$	518,97 – 583,2	518,77 – 580,89

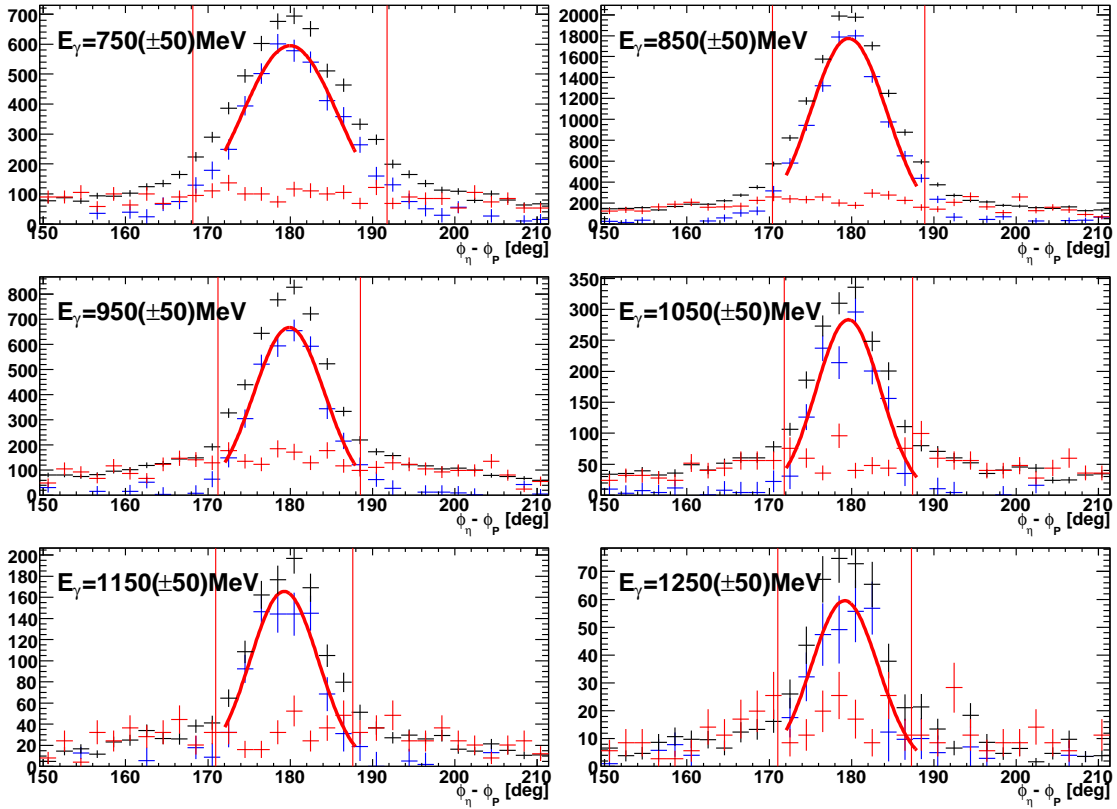
Tabelle B.4.:  $2\sigma$ -Schnitt auf die Masse des  $\eta$ -Mesons (in MeV).

Abbildung B.1.: Die Azimutalwinkeldifferenzen der 2.5 PED Ereignisse der Butanolmessung (schwarz) sowie der Kohlenstoffmessung (rot). Zur Bestimmung der Breite des Koplanaritätsschnitts der 2.5 PED Ereignisse, werden Anpassungen an die untergrundkorrigierten Spektren (blau) vorgenommen. Die roten Linien zeigen die ermittelte  $2\sigma$ -Schnittbreite an.

## C. Spektren zur Bestimmung des Verdünnungsfaktors

Im den folgenden Abbildungen C.1 bis C.4 sind zunächst die Spektren aufgeführt, die zur Berechnung der Skalierungsfaktoren der Wasserstoff- und Kohlenstoffmessdaten herangezogen wurden. Es sind jeweils die Verteilungen der fehlenden Masse sowie die der Koplanarität gezeigt, wobei lediglich letztere in die Berechnungen eingingen. Anschließend sind in den Abbildungen C.5 bis C.7 die Winkelverteilungen der  $\eta$ -Mesonen dargestellt. Hierbei sind die Spektren des Wasserstoff- und des Kohlenstofftargets mit den entsprechenden Skalierungsfaktoren korrigiert worden. In den Abbildungen C.9 bis C.11 sind schließlich die Winkelverteilungen des Verdünnungsfaktors gezeigt, die sich für die unterschiedlichen Ereigniskategorien und bei Verwendung der verschiedenen Bestimmungsmethoden ergeben.

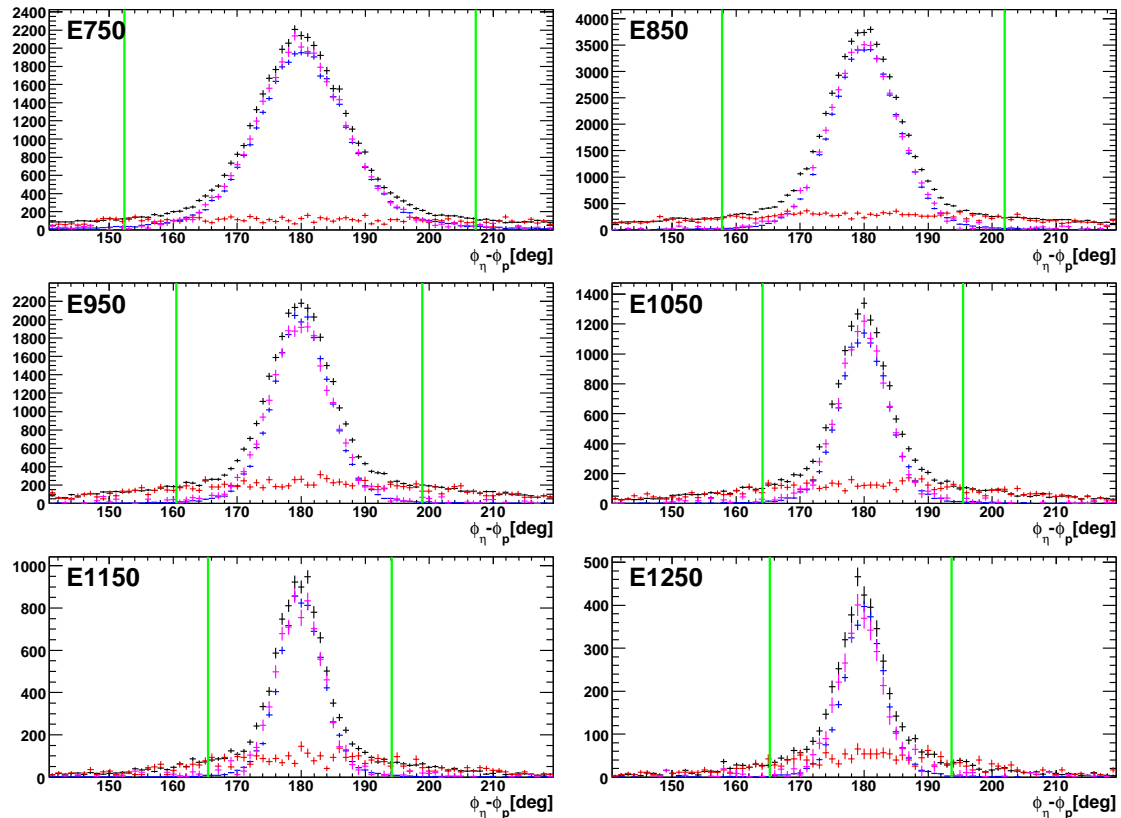


Abbildung C.1.: Bestimmung der Skalierungsfaktoren mit der Kohlenstoffabzugsmethode. Die Koplanaritätsspektren des Kohlenstofftargets (rot) werden so skaliert, dass sie im Bereich außerhalb der grünen Linien mit dem Butanolspektrum (schwarz) übereinstimmen. Die Differenz von Butanol- und Kohlenstoffspektren (rosa) kann dann mit dem Wasserstoffspektrum (blau) verglichen werden.

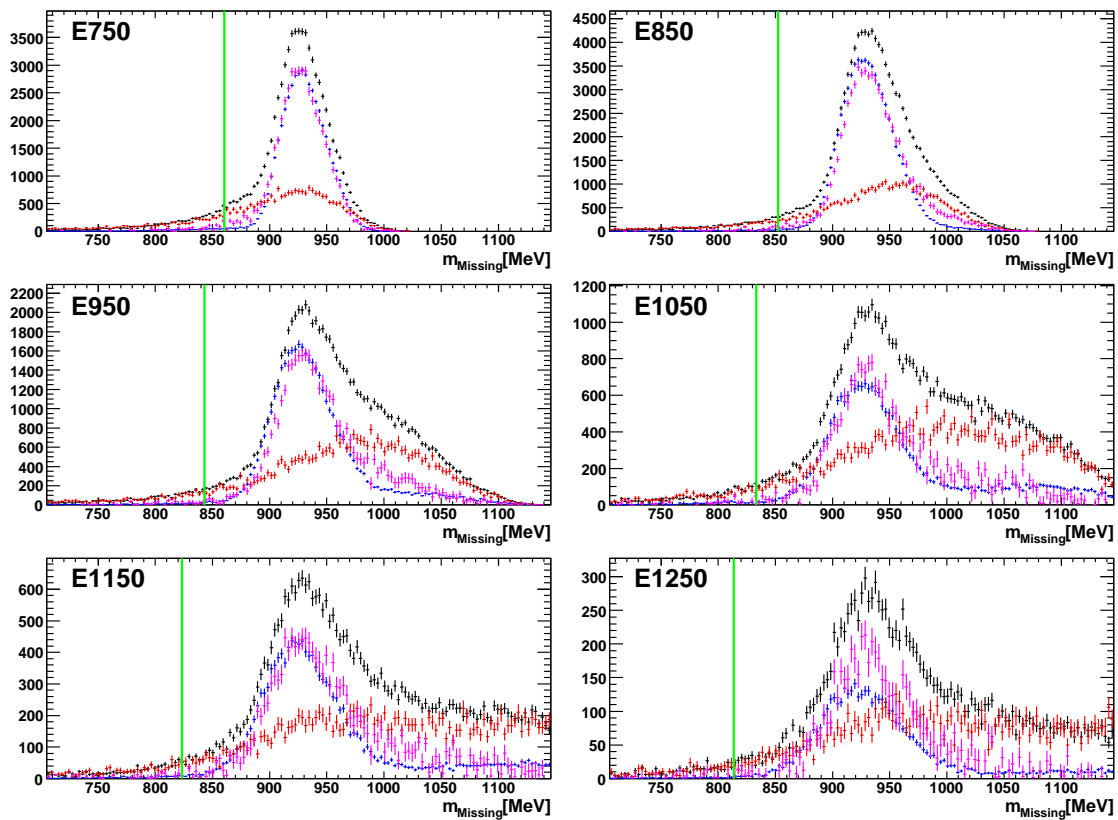


Abbildung C.2.: Alternative Bestimmung der Skalierungsfaktoren mit der Kohlenstoff-abzugsmethode anhand der Verteilungen der fehlenden Masse. Farbgebung wie in Abbildung C.1.

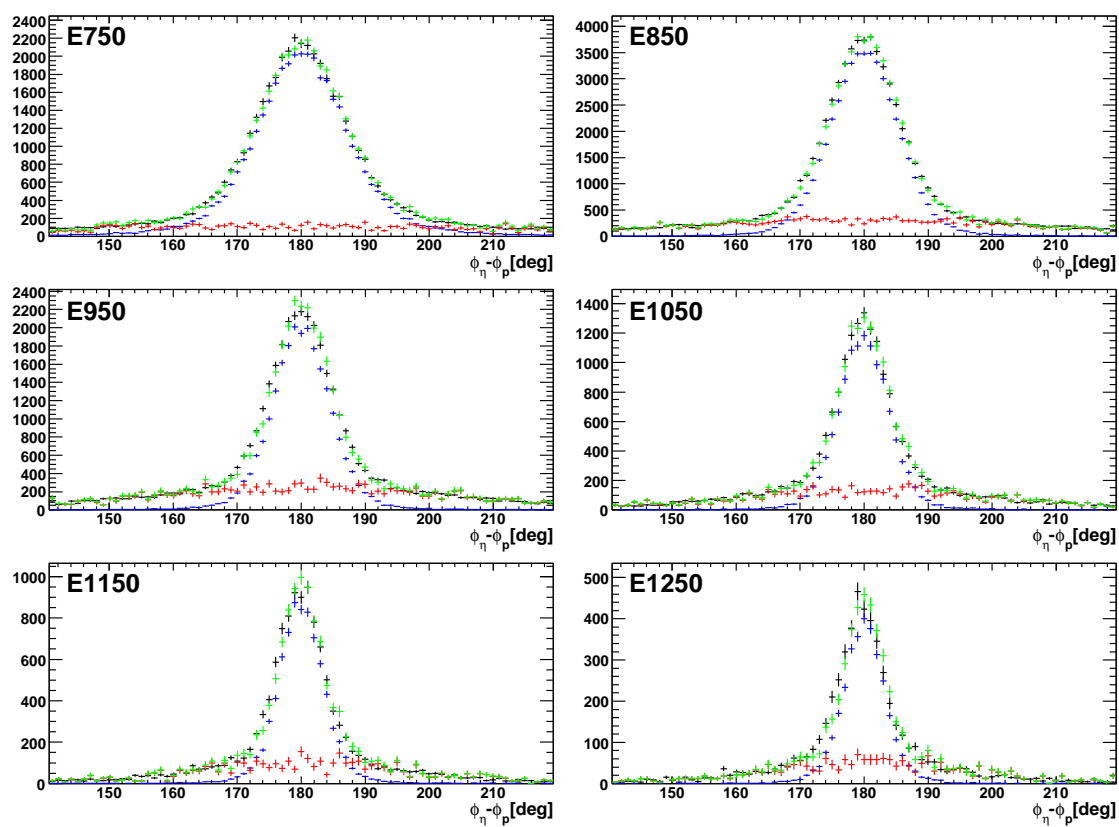


Abbildung C.3.: Alternative Bestimmung der Skalierungsfaktoren durch Anpassung der Summe (grün) der Koplanaritätsspektren von Kohlenstoff (rot) und Wasserstoff (blau) an die Verteilungen des Butanols (schwarz).



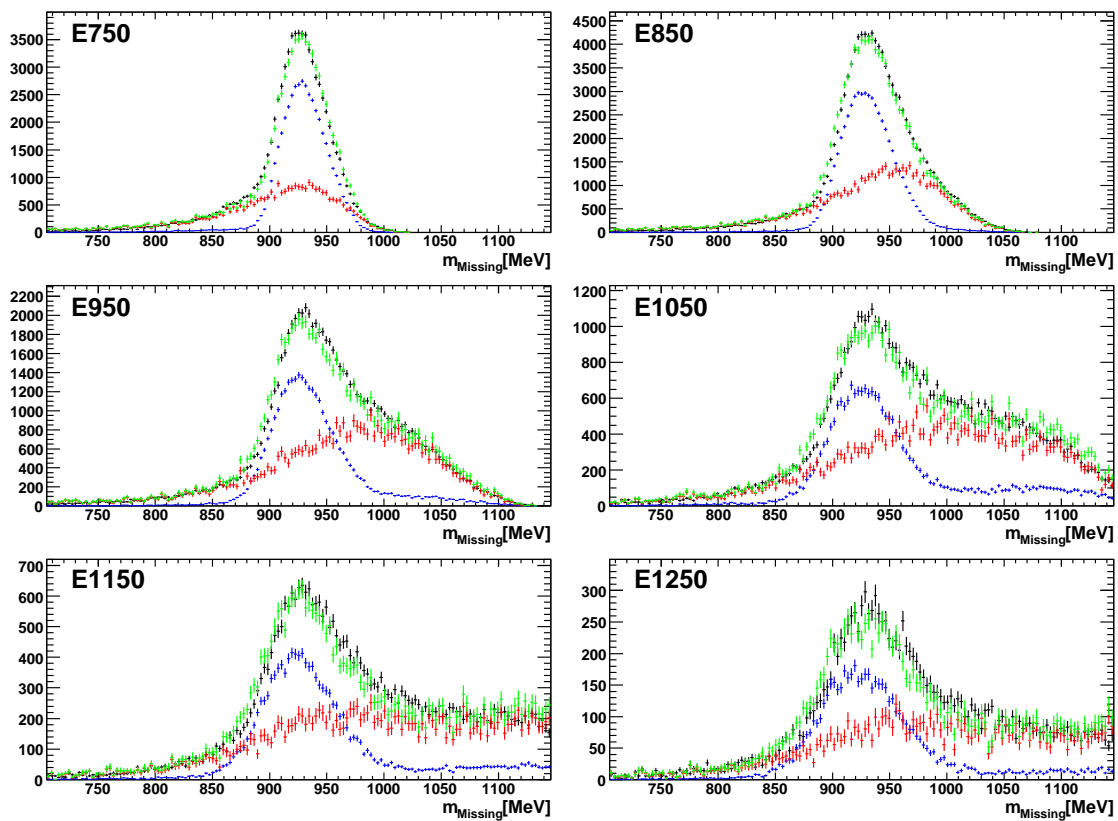


Abbildung C.4.: Alternative Bestimmung der Skalierungsfaktoren durch Anpassung der Spektren der fehlenden Masse. Farbgebung wie in Abbildung C.3

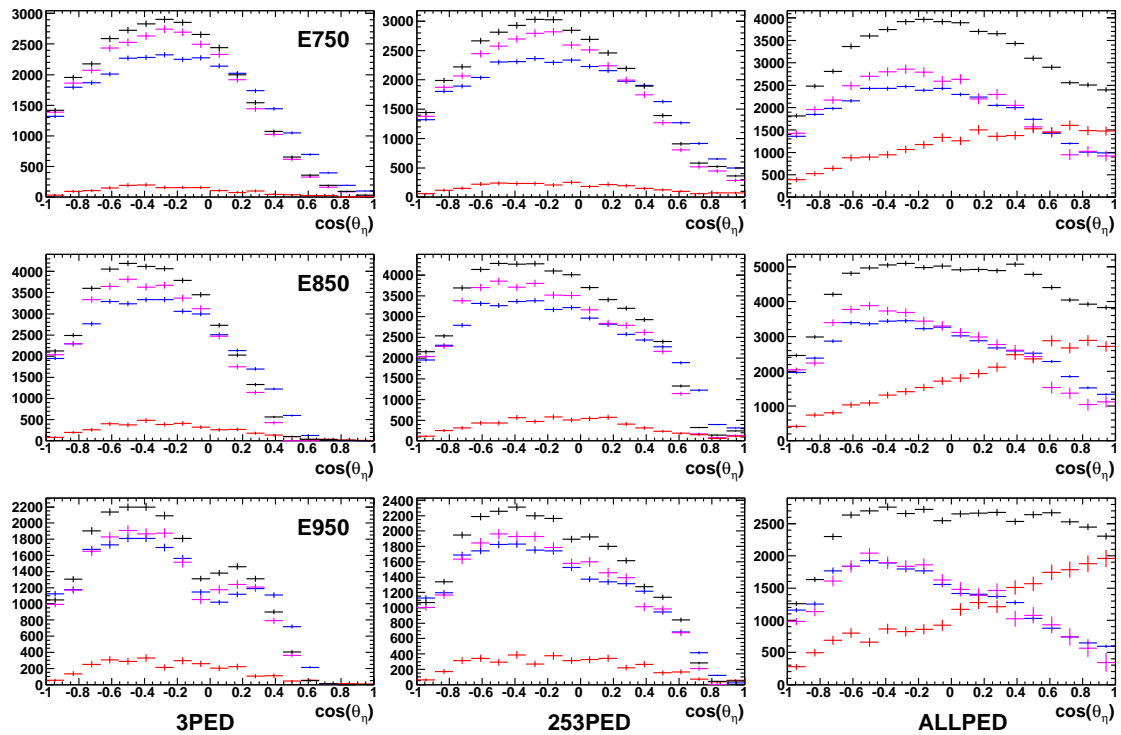


Abbildung C.5.: Winkelverteilungen des Butanoltargets (schwarz) im Vergleich zu den, mit den Skalierungsfaktoren korrigierten, Verteilungen am Kohlenstofftarget (rot) und dem untergrundbereinigten Butanolspektrum (rosa). Die Winkelverteilung am Wasserstofftarget (blau) sind zum Vergleich mit eingezeichnet. Gezeigt sind die Verteilungen der ersten drei Energieintervalle (zeilenweise) unter Verwendung verschiedener Ereigniskategorien (spaltenweise).

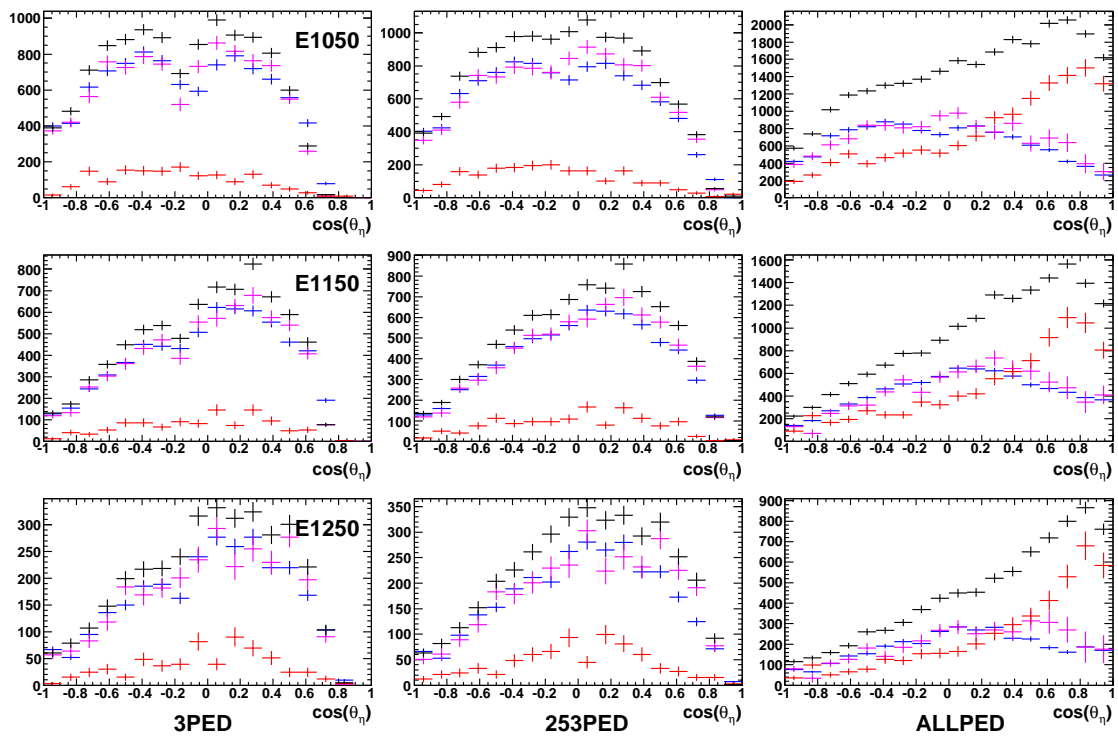


Abbildung C.6.: Die Winkelverteilungen des hohen Energiebereichs. Darstellung analog zu Abbildung C.5

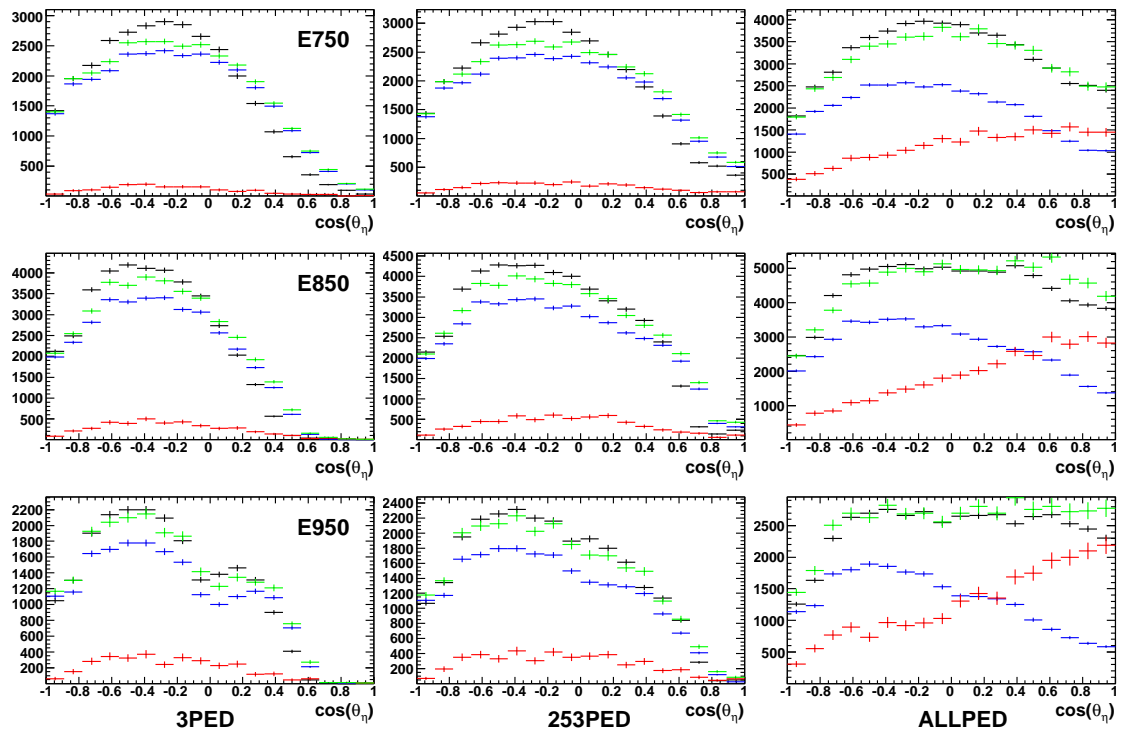


Abbildung C.7.: Die Winkelverteilungen des niedrigen Energiebereichs unter Verwendung der mit der Anpassungsmethode bestimmten Skalierungsfaktoren. Die Spektren von Kohlenstoff (rot) und Wasserstoff (blau), sowie deren Summen (grün) sind im Vergleich zu Verteilungen des Butanols (schwarz) gezeigt.

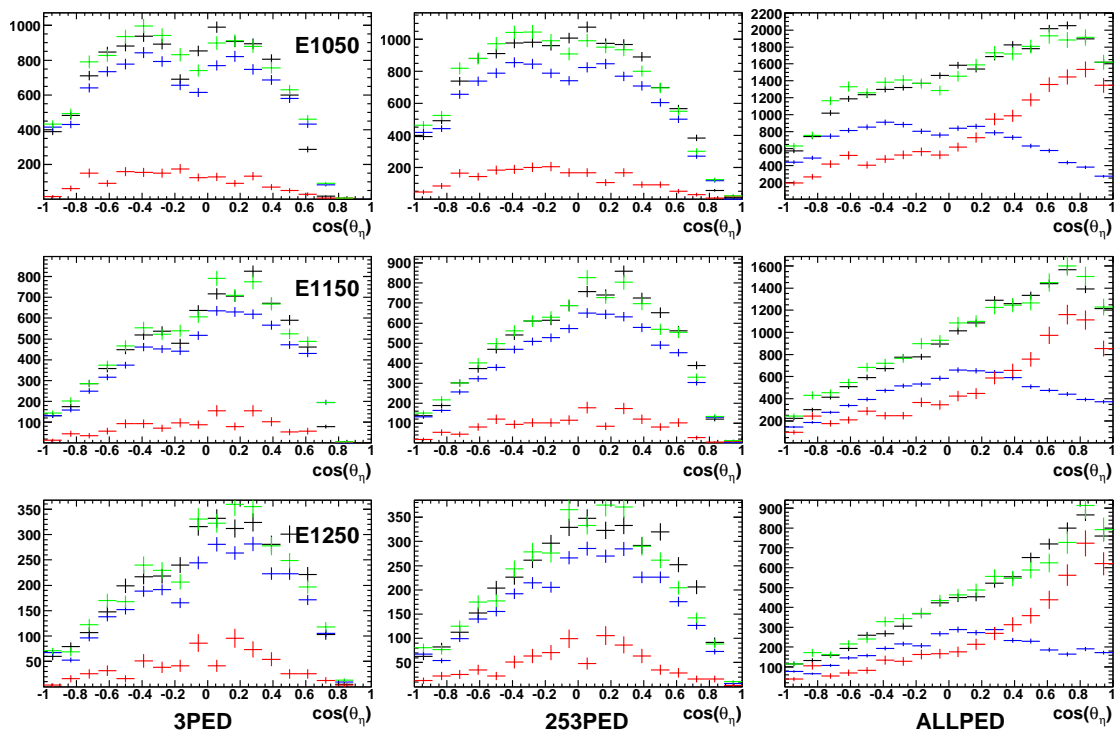


Abbildung C.8.: Die Winkelverteilungen des hohen Energiebereichs. Darstellung analog zu Abbildung C.7

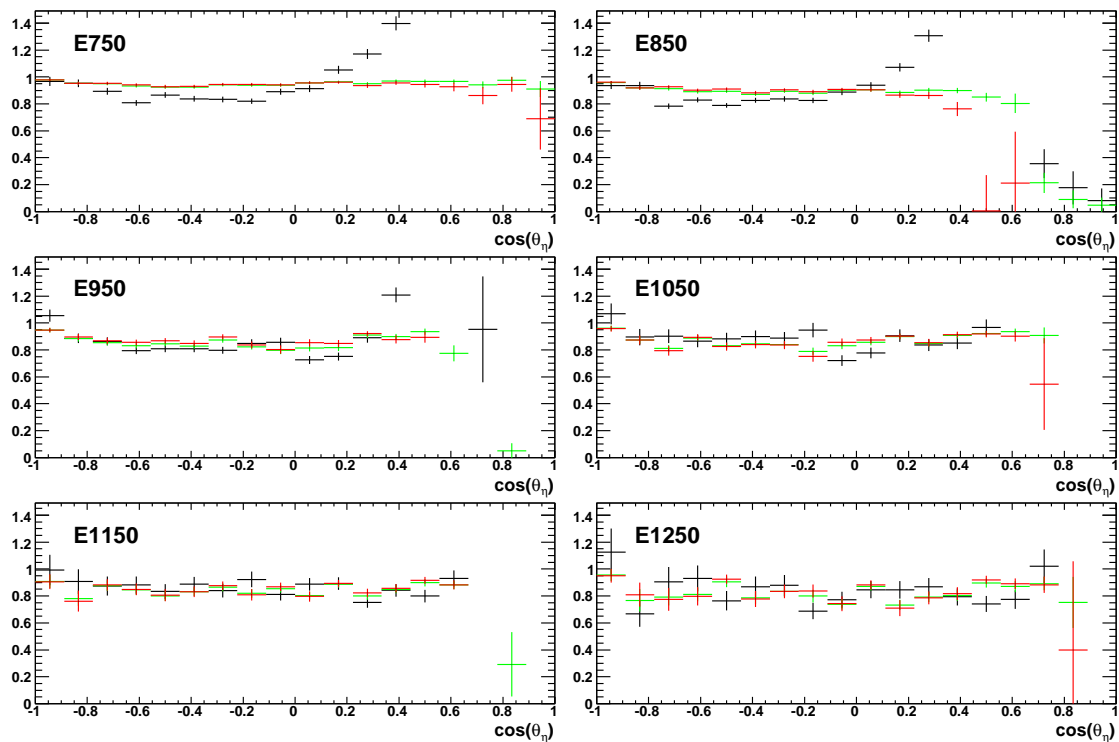


Abbildung C.9.: Winkelverteilungen des Verdünnungsfaktors für 3 PED-Ereignisse bei Verwendung der Kohlenstoffabzugsmethode (rot). Zum Vergleich sind die Verteilungen eingezeichnet, die durch die Anpassungsmethode und Normierung durch das Butanolspektrum (schwarz) sowie durch die Summe aus Kohlen- und Wasserstoff (grün) erstellt wurden.

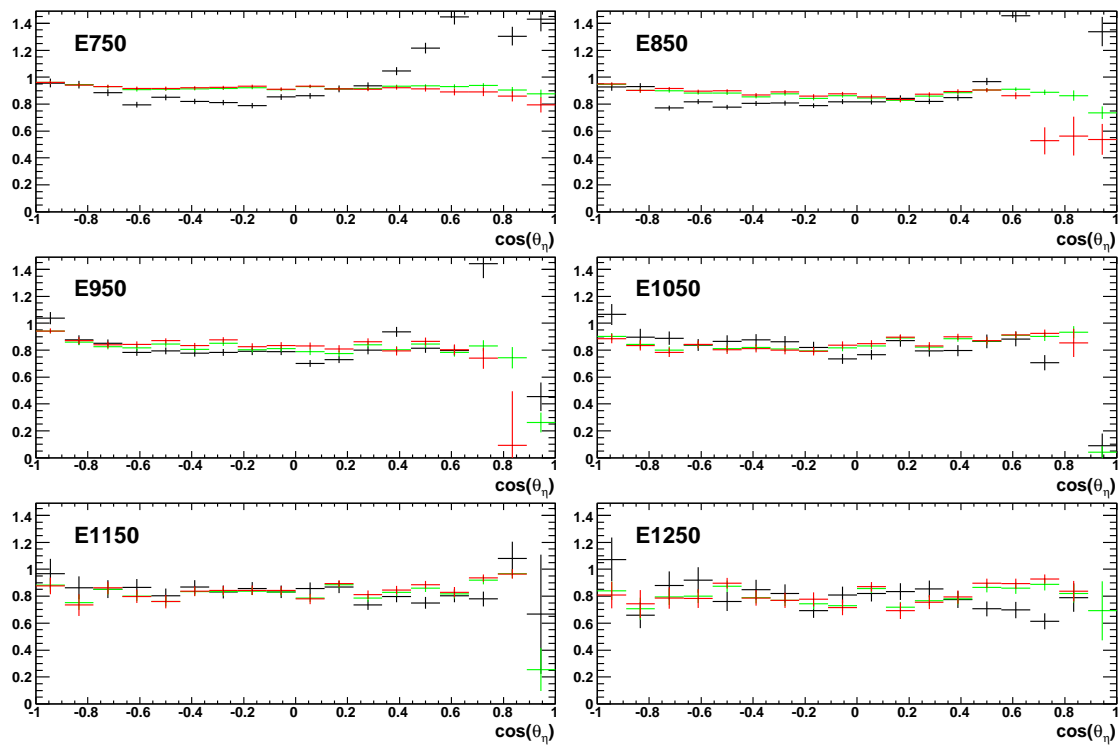


Abbildung C.10.: Winkelverteilungen des Verdünnungsfaktors für 2,5 und 3-PED-Ereignisse. Darstellung analog zu Abbildung C.9

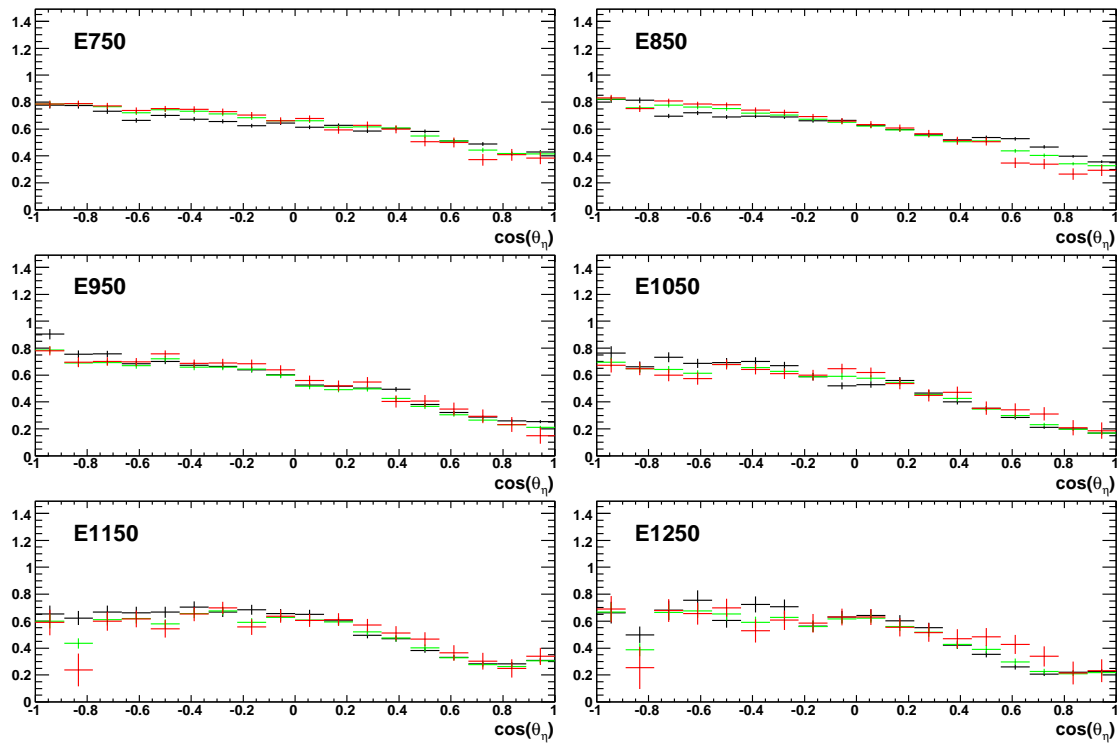


Abbildung C.11.: Winkelverteilungen des Verdünnungsfaktors für 2, 2,5 und 3 PED-Ereignisse. Darstellung analog zu Abbildung C.9



## D. Zusammenfassung der Strahlzeiten

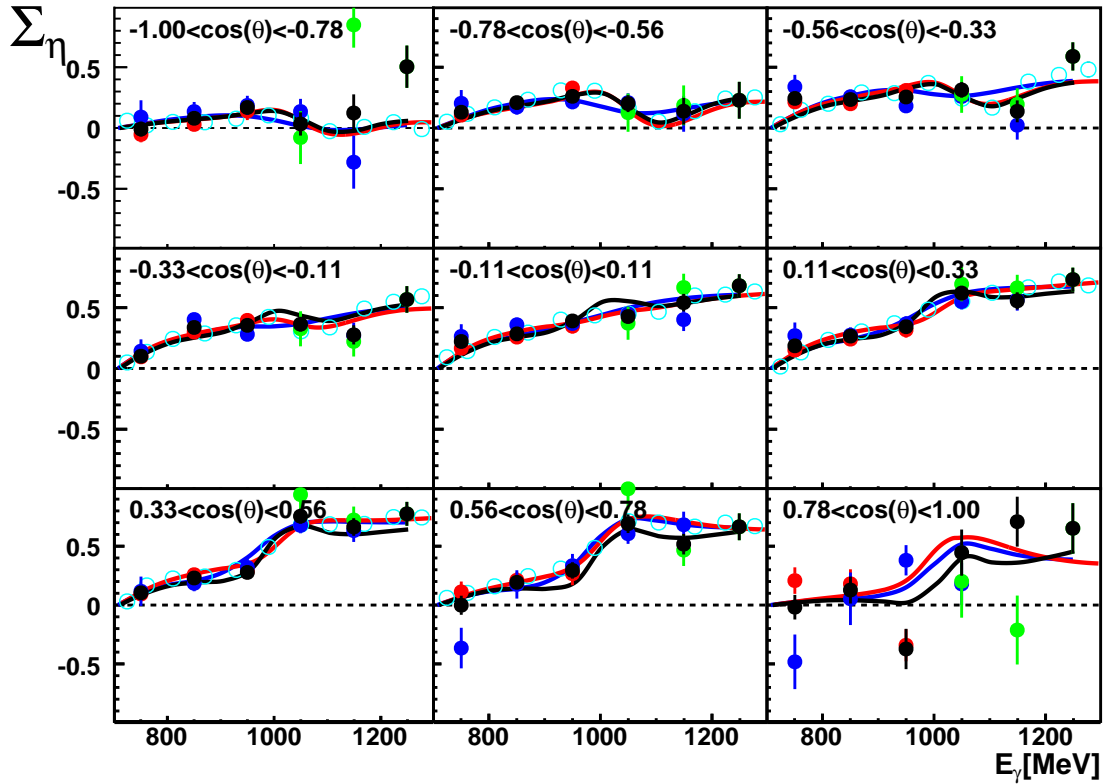


Abbildung D.1.: Energieverteilungen der Strahlasymmetrie für die drei Diamanteinstellungen: Mit kohärenter Kante bei 950 MeV (rot), bei 1150 MeV (blau) und bei 1350 MeV (grün). Zusätzlich sind die Punkte der zusammengefassten Auswertung aller drei Einstellungen (schwarz) gezeigt.

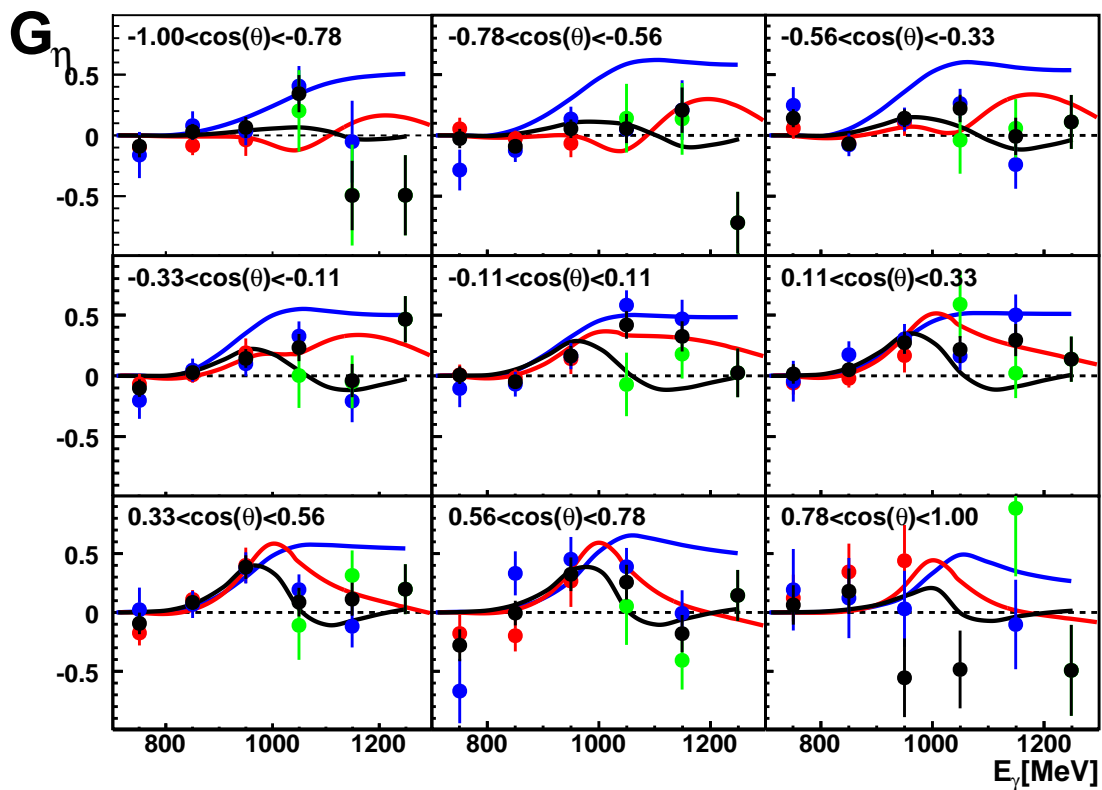


Abbildung D.2.: Energieverteilungen der G-Asymmetrie für die drei Diamanteinstellungen: Mit kohärenter Kante bei 950 MeV (rot), bei 1150 MeV (blau) und bei 1350 MeV (grün). Zusätzlich sind die Punkte der zusammengefassten Auswertung aller drei Einstellungen (schwarz) gezeigt.

## **E. Näherungsformeln**

Im Folgenden sind die Näherungsformeln angegeben, mit deren Hilfe die in Kapitel 7.2 gezeigten Näherungen der Observablen zu verschiedenen Drehimpulsordnungen durchgeführt wurden.

### E.1. Die Strahlasymmetrie $\Sigma$ für $l \leq 3$

$$\begin{aligned}
\frac{\hat{\Sigma}}{\sin^2(\theta)} = \operatorname{Re} & \left[ -\frac{3}{8} \left( 12|E_{1+}|^2 + 8M_{1-}^*E_{1+} - 8M_{1+}^*E_{1+} - 8M_{1-}^*M_{1+} - 4|M_{1+}|^2 \right. \right. \\
& + 4|E_{2-}|^2 - 8E_{0+}^*E_{2-} + 28E_{2+}^*E_{2-} - 8M_{2-}^*E_{2-} + 8M_{2+}^*E_{2-} - 8E_{0+}^*E_{2+} \\
& + 24|E_{2+}|^2 + 12M_{2-}^*E_{2+} - 12M_{2+}^*E_{2+} - 8E_{0+}^*M_{2-} - 12|M_{2-}|^2 \\
& + 24M_{2+}^*M_{2-} + 8E_{0+}^*M_{2+} - 12|M_{2+}|^2 + 12|E_{3-}|^2 + 24E_{1+}^*E_{3-} - 60E_{3+}^*E_{3-} \\
& + 8M_{1-}^*E_{3-} - 12M_{3-}^*E_{3-} - 8M_{1+}^*E_{3-} + 12M_{3+}^*E_{3-} - 60E_{3+}^*E_{1+} \\
& - 12M_{3-}^*E_{1+} + 12M_{3+}^*E_{1+} + 75|E_{3+}|^2 - 20M_{1-}^*E_{3+} + 30M_{3-}^*E_{3+} \\
& - 30M_{3+}^*E_{3+} + 8M_{1-}^*M_{3-} - 24|M_{3-}|^2 + 28M_{1+}^*M_{3-} - 78M_{3+}^*E_{3-} \\
& \left. + 20M_{1+}^*E_{3-} + 28M_{3+}^*M_{1+} + 20M_{1-}^*M_{3+} - 45|M_{3+}|^2 \right) \\
& - \frac{3}{8} \left( -48E_{1+}^*E_{2-} + 72E_{2+}^*E_{1+} + 40M_{1-}^*E_{2+} - 40M_{1+}^*E_{2+} - 48M_{2-}^*M_{1+} \right. \\
& - 32M_{2+}^*M_{1+} - 40M_{1-}^*M_{2+} + 32E_{3-}^*E_{2-} + 200E_{3+}^*E_{2-} - 40M_{3-}^*E_{2-} \\
& + 40M_{3+}^*E_{2-} + 252E_{2+}^*E_{3-} - 72M_{3-}^*M_{2-} + 240M_{3+}^*M_{2-} + 252M_{2+}^*M_{3-} \\
& \left. - 40E_{0+}^*E_{3-} - 40E_{0+}^*E_{3+} - 40E_{0+}^*M_{3-} - 40E_{0+}^*M_{3+} \right) \cos(\theta) \\
& - \frac{3}{8} \left( -180E_{2+}^*E_{2-} + 120|E_{2+}|^2 + 60M_{2-}^*E_{2+} - 60M_{2+}^*E_{2+} - 240M_{2-}^*M_{2+} \right. \\
& - 60|M_{2+}|^2 + 60|E_{3-}|^2 - 240E_{1+}^*E_{3-} + 1380E_{3+}^*E_{3-} - 60M_{3-}^*E_{3-} \\
& + 60M_{3+}^*E_{3-} + 180E_{3+}^*E_{1+} - 60M_{3-}^*E_{1+} + 60M_{3+}^*E_{1+} - 150|E_{3+}|^2 \\
& + 140M_{1-}^*E_{3+} - 60M_{3-}^*E_{3+} - 140M_{1+}^*E_{3+} + 60M_{3+}^*E_{3+} - 120|M_{3-}|^2 \\
& + 1500M_{3+}^*M_{3-} - 180M_{3-}^*M_{1+} - 100M_{3+}^*M_{1+} - 140M_{1-}^*M_{3+} \\
& \left. + 90|M_{3+}|^2 \right) \cos^2(\theta) \\
& - \frac{3}{8} \left( -560E_{3+}^*E_{2-} - 900E_{2+}^*E_{3-} + 640E_{3+}^*E_{2+} + 280M_{2-}^*E_{3+} \right. \\
& \left. - 280M_{2+}^*E_{3+} - 900M_{3-}^*M_{2+} - 360M_{3+}^*M_{2+} - 840M_{2-}^*M_{3+} \right) \cos^3(\theta) \\
& - \frac{3}{8} \left( -2800E_{3+}^*E_{3-} + 875|E_{3+}|^2 + 350M_{3-}^*E_{3+} - 350M_{3+}^*E_{3+} \right. \\
& \left. - 3150M_{3-}^*M_{3+} - 525|M_{3+}|^2 \right) \cos^4(\theta) \Big]
\end{aligned} \tag{E.1}$$

Berechnung der Strahlasymmetrie mit Hilfe einer F-Wellen-Näherung aus [Thi12]. Dabei sind Terme mit Multipolen der Ordnung  $l \leq 1$  in Grün,  $l \leq 2$  in Rot und die Terme bis einschließlich  $l \leq 3$  in Blau dargestellt.

## E.2. Die G-Asymmetrie für $l \leq 3$

$$\begin{aligned}
\frac{\hat{G}}{\sin^2(\theta)} = & \operatorname{Im} \left[ \frac{3}{4} \left( -4E_{1+}^* M_{1-} + 4M_{1+}^* M_{1-} - 8E_{1+}^* M_{1+} \right. \right. \\
& + 10E_{2+}^* E_{2-} - 8M_{2-}^* E_{2-} + 8M_{2+}^* E_{2-} + 4E_{2-}^* E_{0+} + 4E_{2+}^* E_{0+} \\
& + 4M_{2-}^* E_{0+} - 4M_{2+}^* E_{0+} - 18M_{2-}^* E_{2+} + 18M_{2+}^* E_{2+} \\
& - 4E_{3-}^* M_{1-} + 10E_{3+}^* M_{1-} - 4M_{3-}^* M_{1-} - 10M_{3+}^* M_{1-} + 18E_{3-}^* M_{3-} \\
& + 18E_{1+}^* M_{3-} - 45E_{3+}^* M_{3-} - 10M_{1+}^* M_{3-} + 21M_{3+}^* M_{3-} - 8E_{3-}^* M_{1+} \\
& + 20E_{3+}^* M_{1+} + 4M_{3+}^* M_{1+} + 24E_{3-}^* M_{3+} + 24E_{1+}^* M_{3+} \\
& \left. - 60E_{3+}^* M_{3+} \right) \\
& + \frac{3}{4} \left( 36M_{2-}^* E_{1+} + 24M_{2+}^* E_{1+} + 20M_{2+}^* M_{1-} + 12M_{1+}^* M_{2-} - 8M_{2+}^* M_{1+} \right. \\
& + 12E_{2-}^* E_{1+} + 12E_{2-}^* M_{1+} + 12E_{2+}^* E_{1+} - 20E_{2+}^* M_{1-} - 28E_{2+}^* M_{1+} \\
& + 8E_{3-}^* E_{2-} + 50E_{3+}^* E_{2-} - 28M_{3-}^* E_{2-} + 70M_{3+}^* E_{2-} - 24M_{2-}^* E_{3-} \\
& + 84M_{2+}^* E_{3-} + 20E_{3-}^* E_{0+} + 20E_{3+}^* E_{0+} + 20M_{3-}^* E_{0+} - 20M_{3+}^* E_{0+} \\
& - 42E_{3-}^* E_{2+} - 168M_{3-}^* E_{2+} - 150M_{2-}^* E_{3+} - 12M_{3-}^* M_{2-} - 30M_{3+}^* M_{2-} \\
& \left. - 42M_{2+}^* M_{3-} \right) \cos(\theta) \\
& + \frac{3}{4} \left( +150M_{2-}^* E_{2+} + 90M_{2+}^* E_{2+} + 60M_{2+}^* M_{2-} + 30E_{2-}^* E_{2+} + 60E_{2-}^* M_{2+} \right. \\
& + 210E_{3+}^* E_{3-} - 90M_{3-}^* E_{3-} + 510M_{3+}^* E_{3-} - 60E_{3-}^* E_{1+} + 60E_{3+}^* E_{1+} \\
& + 150M_{3-}^* E_{1+} + 60M_{3+}^* E_{1+} - 930M_{3-}^* E_{3+} - 120M_{3+}^* E_{3+} - 70E_{3+}^* M_{1-} \\
& + 70M_{3+}^* M_{1-} + 30M_{1+}^* M_{3-} - 210M_{3+}^* M_{3-} + 60E_{3-}^* M_{1+} - 80E_{3+}^* M_{1+} \\
& \left. - 40M_{3+}^* M_{1+} \right) \cos^2(\theta) \\
& + \frac{3}{4} \left( +150E_{3-}^* E_{2+} + 80E_{3+}^* E_{2+} + 600M_{3-}^* E_{2+} + 240M_{3+}^* E_{2+} + 490M_{2-}^* E_{3+} \right. \\
& + 260M_{2+}^* E_{3+} + 210M_{3+}^* M_{2-} + 150M_{2+}^* M_{3-} + 300E_{3-}^* M_{2+} - 60M_{3+}^* M_{2+} \\
& \left. + 70E_{2-}^* E_{3+} + 210E_{2-}^* M_{3+} \right) \cos^3(\theta) \\
& + \frac{3}{4} \left( +350E_{3-}^* E_{3+} + 1950M_{3-}^* E_{3+} + 700M_{3+}^* E_{3+} + 525M_{3+}^* M_{3-} \right. \\
& \left. + 1050E_{3-}^* M_{3+} \right) \cos^4(\theta) \Big] \tag{E.2}
\end{aligned}$$

Berechnung der G-Asymmetrie mit Hilfe einer F-Wellen-Näherung aus [Thi12]. Farbgebung analog zu Gleichung E.1.



# Abbildungsverzeichnis

1.1. Impulsabhängigkeiten der Kopplungskonstanten $\alpha_{EM}$ und $\alpha_S$ . . . . .	3
1.2. Anregungszustände des Nukleons . . . . .	5
1.3. Nukleon- und $\Delta$ -Anregungen mit Gitter-QCD . . . . .	6
2.1. Der Absorptionsquerschnitt für die Photoproduktion am Proton . . . . .	9
2.2. Der totale Wirkungsquerschnitt der $\eta$ -Photoproduktion . . . . .	10
2.3. Schematische Darstellung der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$ . . . . .	13
2.4. Koordinatensysteme zur Beschreibung der $\eta$ -Photoproduktion . . . . .	15
2.5. Die von verschiedenen Experimenten gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte der $\eta$ -Photoproduktion . . . . .	22
2.6. Targetasymmetrie T der Reaktion $\gamma\vec{p} \rightarrow p\eta$ . . . . .	24
2.7. Auswirkung einer Phasenrotation auf verschiedene Polarisationsobservablen	25
2.8. Die Strahlasymmetrie $\Sigma$ bei einer Strahlenergie von ca. 1250 MeV im Vergleich zu den Partialwellenanalysen BnGa und $\eta$ -MAID . . . . .	25
3.1. Der Aufbau des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments . . . . .	27
3.2. Die <b>Elektronen-Stretcher-Anlage</b> ELSA . . . . .	28
3.3. Die Radiatortargets . . . . .	30
3.4. Intensitätsverteilung der Bremsstrahlphotonen . . . . .	31
3.5. Helizitätstransfer der polarisierten Strahlelektronen . . . . .	32
3.6. Der kinematisch erlaubte Bereich für kohärente Bremsstrahlung . . . . .	33
3.7. Intensitätsspektrum am Diamantkristall . . . . .	34
3.8. Die Photonenmarkierungsanlage des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments	35
3.9. Schnittdarstellung des polarisierten Targets . . . . .	37
3.10. ${}^3He/{}^4He$ -Mischkühlung des polarisierten Targets . . . . .	38
3.11. Der Kohlenstofftarget-Einsatz . . . . .	39
3.12. Die Targetzelle des Flüssig-Wasserstofftargets . . . . .	41
3.13. Die Flussdetektoren . . . . .	42
3.14. Schnittdarstellung des Crystal-Barrel-Kalorimeters . . . . .	43
3.15. Der Innendetektor des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments . . . . .	45
3.16. Multiplizitätssignale der SIS-3500 Diskriminatoren . . . . .	46

3.17. Schematische Darstellung der neuen Triggerelektronik des Innendetektors	47
3.18. Vergleich der Triggersignale des Innendetektors . . . . .	48
3.19. Aufnahme des MiniTAPS-Kalorimeters während der Einbauphase . . . . .	50
3.20. Strahlpolarisation der Datensätze . . . . .	53
3.21. Targetpolarisation der Datensätze . . . . .	54
3.22. Der simulierte Fermi-Impuls . . . . .	56
4.1. Kalibration des Mini-TAPS-Spektrometers . . . . .	59
4.2. Pion-Kalibration des Crystal-Barrel-Kalorimeters . . . . .	60
4.3. Zeitkalibration der Streifenzähler des Tagging-Spektrometers . . . . .	62
4.4. Koordinatensystem des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments . . . . .	64
4.5. Rekonstruktion eines 1-PED Clusters . . . . .	65
4.6. Rekonstruktion eines 2-PED Clusters . . . . .	66
4.7. Das Koordinatensystem des Innendetektors . . . . .	67
4.8. Polarwinkel-Korrektur für das Mini-TAPS-Kalorimeter . . . . .	70
4.9. Die Hodoskope des Taggingspektrometers . . . . .	71
4.10. Eichung des Taggingsystems . . . . .	72
4.11. Rekonstruktion eines geladenen Teilchens . . . . .	75
4.12. Simulation einer Strahlverschiebung . . . . .	76
4.13. Simulation verschiedener Strahlverschiebungen . . . . .	77
4.14. Vergleich generierte und rekonstruierte Strahlpositionen . . . . .	78
4.15. Strahlpositionen der August 2009 Strahlzeit . . . . .	79
4.16. Vertexverteilung des Butanoltargets . . . . .	80
4.17. Simulation der Beiträge zur Vertexverteilung . . . . .	81
4.18. Einfluss der Heliumfüllung des Kryostaten auf die Vertexverteilung . . . . .	82
5.1. Schematische Darstellung eines 3 PED Ereignisses . . . . .	84
5.2. Schematische Darstellung eines 2.5 PED Ereignisses . . . . .	85
5.3. Verteilung des fehlenden Impulses . . . . .	86
5.4. Einfluss der Ladungsschnitte . . . . .	88
5.5. Die Protonenzeit in Abhängigkeit vom Streuwinkel . . . . .	90
5.6. Reaktionszeit . . . . .	92
5.7. Die aus der Reaktion errechnete Strahlenergie . . . . .	95
5.8. Schematische Darstellung der Reaktion $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p \eta$ . . . . .	96
5.9. Azimutalwinkeldifferenz zwischen $\eta$ -Meson und Proton . . . . .	97
5.10. Koplanarität bei Wasser- und Kohlenstoff . . . . .	99
5.11. Bestimmung des Koplanaritätsschnitts . . . . .	100
5.12. Darstellung der Reaktion im Schwerpunktsystem . . . . .	101



5.13. Polarwinkeldifferenzen der 3 PED Ereignisse . . . . .	102
5.14. Polarwinkeldifferenzen der 2.5 PED Ereignisse . . . . .	103
5.15. Schnittbreite des Kollinearitätsschnitts . . . . .	104
5.16. Verteilung der fehlenden Masse . . . . .	105
5.17. Fehlende Masse am Wasserstoff- und Kohlenstofftarget . . . . .	106
5.18. Schnitt auf die fehlende Masse mit 2 PED Ereignissen . . . . .	107
5.19. Einfluss der Schnitte die invariante Masse der Photonen . . . . .	108
5.20. Massenspektrum des $\eta$ -Mesons . . . . .	109
5.21. Schnitt auf die Masse des $\eta$ -Mesons . . . . .	110
5.22. Massenschnitte für alle Strahlzeiten . . . . .	111
5.23. Winkelschnitte für alle Strahlzeiten . . . . .	112
5.24. Verteilung des Untergrunds . . . . .	113
5.25. Anpassung der Untergrundverteilung . . . . .	114
5.26. Anteil der Untergrundreaktionen . . . . .	115
6.1. Bestimmung der Skalierungsfaktoren . . . . .	120
6.2. Streuwinkelverteilungen der $\eta$ -Mesonen . . . . .	121
6.3. Polarwinkelverteilung des Verdünnungsfaktors . . . . .	123
6.4. Skalierungsfaktoren bei Kohlenstoffabzug . . . . .	124
6.5. $\theta$ -Verteilungen bei Kohlenstoffabzug . . . . .	125
6.6. Verdünnungsfaktor mit Kohlenstoff-Abzugsmethode . . . . .	126
6.7. Einfluss der Polarisierungseinstellungen auf die Azimutalwinkelverteilungen	127
6.8. Anpassung der Azimutalwinkelverteilungen . . . . .	129
6.9. Einfluss der Schnittbreiten auf die Strahlasymmetrie . . . . .	131
6.10. Winkelverteilung der G-Asymmetrie unter Verwendung der drei Methoden	132
6.11. Einfluss der 2 PED Ereignisse auf die G-Asymmetrie . . . . .	133
6.12. Vergleich der Zusammenfassungsmethoden . . . . .	133
6.13. Reduzierte $\chi^2$ -Werte der Anpassungen . . . . .	135
6.14. Auswirkung der Analysemethoden auf die Observablen . . . . .	136
6.15. Zusammenfassen der Strahlzeiten . . . . .	137
7.1. Winkelverteilungen der Strahlasymmetrie $\Sigma$ . . . . .	140
7.2. Winkelverteilungen der G-Asymmetrie . . . . .	141
7.3. Energieverteilungen der G-Asymmetrie . . . . .	143
7.4. Vorhersage einer Phasenrotation . . . . .	144
7.5. $\Sigma_\eta$ -Winkelverteilungen mit abgeschnittener PWA . . . . .	147
7.6. $\Sigma_\eta$ -Energieverteilungen mit abgeschnittener PWA . . . . .	148
7.7. $G_\eta$ -Winkelverteilungen mit abgeschnittener PWA . . . . .	149

7.8. $G_\eta$ -Energieverteilungen mit abgeschnittener PWA . . . . .	150
7.9. $\Sigma_\eta$ -Winkelverteilungen mit einzelnen Partialwellen . . . . .	153
7.10. $G_\eta$ -Winkelverteilungen mit einzelnen Partialwellen . . . . .	154
7.11. $\Sigma_\eta$ -Energieverteilungen mit einzelnen Partialwellen . . . . .	155
7.12. $G_\eta$ -Energieverteilungen mit einzelnen Partialwellen . . . . .	156
7.13. Vergleich verschiedener BnGa-Lösungen . . . . .	158
7.14. Anpassung an die neuen Observablen . . . . .	159
B.1. Koplanaritätsschnitt bei 2.5 PED Ereignissen . . . . .	168
C.1. Bestimmung der Skalierungsfaktoren mit der Kohlenstoffabzugsmethode bei Koplanaritätsspektren . . . . .	170
C.2. Alternative Bestimmung der Skalierungsfaktoren durch Kohlenstoffabzug der Massenspektren . . . . .	171
C.3. Alternative Bestimmung der Skalierungsfaktoren durch Anpassung der Koplanaritätsspektren . . . . .	172
C.4. Alternative Bestimmung der Skalierungsfaktoren durch Anpassung der Spektren der fehlenden Masse . . . . .	173
C.5. Winkelverteilungen bei Kohlenstoffabzug, niedriger Energiebereich . . .	174
C.6. Winkelverteilungen bei Kohlenstoffabzug, hoher Energiebereich . . . . .	175
C.7. Winkelverteilungen bei Verwendung der Anpassungsmethode, niedriger Energiebereich . . . . .	176
C.8. Winkelverteilungen bei Verwendung der Anpassungsmethode, hoher Ener- giebereich . . . . .	177
C.9. Winkelverteilungen des Verdünnungsfaktors für 3 PED-Ereignisse . . . . .	178
C.10. Winkelverteilungen des Verdünnungsfaktors für 2,5 und 3 PED-Ereignisse	179
C.11. Winkelverteilungen des Verdünnungsfaktors für 2, 2,5 und 3 PED-Ereignisse	180
D.1. Energieverteilung der Strahlasymmetrie für die verschiedenen Strahlzeiten	181
D.2. Energieverteilung der G-Asymmetrie für die verschiedenen Strahlzeiten .	182

## Literaturverzeichnis

- [Ach05] P. Achard et al., *Measurement of the running of the electromagnetic coupling at large momentum-transfer at LEP*, Physics Letters B, 623 (2005).
- [Ake92] E. Aker et al., *The Crystal Barrel spectrometer at LEAR*, Nucl. Instr. Meth. A **321**, 69 (1992).
- [Ako14] C. S. Akondi et al., *Measurement of the Transverse Target and Beam-Target Asymmetries in  $\eta$  Meson Photoproduction at MAMI*, Phys. Rev. Lett. **113**, 102001 (2014).
- [AnBe16] A. V. Anisovich, R. Beck et al., *The Impact of New Polarization Data from Bonn, Mainz and Jefferson Laboratory on  $\gamma p \rightarrow \pi N$  Multipoles*, arXiv:1604.05704, (2016).
- [Ani11] A. V. Anisovich et al., *Nucleon resonances in the fourth resonance region*, Eur. Phys. J. A **47**, 153 (2011).
- [Ani12] A. V. Anisovich et al., *Properties of baryon resonances from a multichannel partial wave analysis*, Eur. Phys. J. A **48**, 15 (2012).
- [Bar04] O. Bartolomy, *Photoproduktion einzelner Mesonen am Proton bei CB-ELSA: Untersuchung der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\eta$ ,  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow p\eta'$* , Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2004).
- [Bar05] O. Bartolomy et al., *Neutral-pion photoproduction off protons in the energy range  $0.3 \text{ GeV} < E_\gamma < 3 \text{ GeV}$* , Phys. Rev. Lett. **94**, 012004 (2005).
- [Bar07] O. Bartolomy et al., *Photoproduction of  $\eta$ -Mesons off protons*, Eur. Phys. J. A **33**, 133 (2007).
- [Boc98] A. Bock et al., *Measurement of the Target Asymmetry of  $\eta$  and  $\pi^0$  Photoproduction on the Proton*, Eur. Phys. Lett. **81**, 534 (1998).
- [Bog01] R. Bogendörfer, *Effizienzbestimmung für den Innendetektor des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments an ELSA*, Diplomarbeit, Universität Erlangen (2001).

- [Bös06] S. Böse, *Modifikation und Test des Lichtpulsersystems für den Crystal Barrel Aufbau an ELSA*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2006).
- [Bra99] C. Bradtke et al., *A new frozen-spin target for  $4\pi$  particle detection*, Nucl. Instr. Meth. A **436**, 430 (1999).
- [CGLN57] G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low und Y. Nambu, *Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production*, Phys. Rev. **106**, 1345 (1957).
- [Cre01] V. Crede, *CBGEANT 1.08/01*, CBELSA/TAPS-Note **002** (2001).
- [Cre05] V. Crede et al., *Photoproduction of  $\eta$  mesons off protons for  $0.75 \text{ GeV} < E_\gamma < 3 \text{ GeV}$* , Phys. Rev. Lett. **94**, 012004 (2005).
- [Cre09] V. Crede et al., *Photoproduction of  $\eta$  and  $\eta'$  Mesons off Protons*, Phys. Rev. C **80**, 055202 (2009).
- [CT97] W.-T. Chiang und F. Tabakin, *Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction*, Phys. Rev. C **55**, 2054 (1997).
- [CYTD02] W. Chiang, S. N. Yang, L. Tiator and D. Drechsel, *An isobar model for  $\eta$  photo- and electroproduction on the nucleon*, Nucl. Phys. A **700**, 429 (2002).
- [Dah08] T. Dahlke, *Bestimmung einer winkelabhängigen Energiekorrekturfunktion für das TAPS-Kalorimeter des Crystal-Barrel/TAPS-Experimentes an ELSA*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2008).
- [Die08] J. Dielmann, *Entwicklung, Aufbau und Test eines Detektors zur Bestimmung des Photonenflusses an der Bonner Photonenmarkierungsanlage*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2008).
- [Dug02] M. Dugger et al.,  *$\eta$  Photoproduction on the Proton for Photon Energies from 0.75 to 1.95 GeV*, Phys. Rev. Lett. **89**, 222002 (2002).
- [Dut11] H. Dutz, Private Kommunikation (2011).
- [Ebe12] H. Eberhardt, *Bestimmung von Polarisationsobservablen in der  $\pi^0$  und  $\omega$  Photoproduktion am Proton mit dem CBELSA/TAPS-Experiment*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2012).
- [EDRW11] R. G. Edwards, J. J. Dudek, D. G. Richards und S. J. Wallace, *Excited state baryon spectroscopy from lattice QCD*, Phys. Rev. D **84**, 074508 (2011).

- [EID07] D. Elsner, *Untersuchung kleiner Partialwellenbeiträge in der Nähe dominierender Resonanzzustände des Protons mit linear polarisierten Photonen*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2007).
- [Els07] D. Elsner et al., *Measurement of the beam asymmetry in  $\eta$  photoproduction off the proton*, Eur. Phys. J. A **33**, 147 (2007).
- [Fle01] H. Flemming, *Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA*, Dissertation, Ruhr-Universität Bochum (2001).
- [FoP09] K. Fornet-Ponse, *Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2009).
- [Fro12] F. Frommberger, <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de> (2012).
- [FTS92] C. G. Fasano, F. Tabakin und B. Saghai, *Spin observables at threshold for meson photoproduction*, Phys. Rev. C **46**, 2430 (1992).
- [Fun08] C. Funke, *Analyse der Triggerfähigkeiten zur Selektion hadronischer Ereignisse und Entwicklung eines Hochgeschwindigkeits-Triggers für den Vorwärtskonus des Crystal-Barrel-Detektors*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2008).
- [GRA98] J. Ajaka et al., *New Measurement of  $\Sigma$  Beam Asymmetry for  $\eta$  Meson Photoproduction on the Proton*, Eur. Phys. Lett. **81**, 1797 (1998).
- [GRA07] O. Bartalini et al., *Measurement of eta photoproduction on the proton from threshold to 1500 MeV*, Eur. Phys. J. A **33**, 169 (2007).
- [Grü06] M. Grüner, *Modifikationen und Test des Innendetektors für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2006).
- [Got09] M. Gottschall, *Documentation of the TAPS Energy Calibration for the CB-ELSA/TAPS Experiment*, CBELSA/TAPS-Note (2009).
- [Got12] M. Gottschall, *Bestimmung der Doppelpolarisationsobservable  $E$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  am CBELSA/TAPS-Experiment*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2012).

- [Gut14] E. Gutz et al., *High statistics study of the reaction  $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$* , Eur. Phys. J. A **50**, 74 (2014).
- [Ham09] C. Hammann, *Aufbau eines Flüssigwasserstofftargets zur Durchführung von Kalibrationsmessungen am Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2009).
- [Har08] J. Hartmann, *Zeitkalibrierung und Photonenflussbestimmung für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2008).
- [Har16] J. Hartmann, *Messung der Doppelpolarisationsobservablen  $T$  und  $H$* , Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2015).
- [Hil06] W. Hillert, *The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA: Past and future*, Eur. Phys. J. A **28**, 139 (2006).
- [Hon09] C. Honisch, *Untersuchungen zu einer neuen Avalanche-Photodioden-Auslese für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2009).
- [IK78] N. Isgur und G. Karl,  *$P$ -wave baryons in the quark model*, Phys. Rev. D **18**, 4178-4205 (1978).
- [Jun00] J. Junkersfeld, *Kalibration des Crystal-Barrel-ELSA Detektors mit Hilfe der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$* , Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2000).
- [Kai07] D. Kaiser, *Aufbau und Test des Gas-Čerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2007).
- [Kam09] S. Kammer, *Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS-Experiment*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2009).
- [KR10] E. Klempt und J.-M. Richard, *Baryon spectroscopy*, Rev. Mod. Phys. **82**, 1095 (2010).
- [Kru95] B. Krusche et al., *New threshold photoproduction of  $\eta$  mesons off the proton*, Phys. Rev. Lett. **74**, 3736 (1995).
- [KW14] B. Krusche und C. Wilkin, *Production of  $\eta$  and  $\eta'$  mesons on nucleons and nuclei*, Prog. Part. Nucl. Phys. **80**, 43 (2014).

- [Leo] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Lehrbuch der Detektorphysik, Springer-Verlag (1987).
- [LKMP01] U. Löring, K. Kretzschmar, B.C. Metsch, H.R. Petry, Eur. Phys. J. A **10**, 309 (2001); U. Löring, B.C. Metsch, H.R. Petry, Eur. Phys. J. A **10**, 395 (2001).
- [Mac97] M. MacCormick, J. Habermann, J. Ahrens, G. Audit, R. Beck, A. Braghieri, G. Galler, N. d'Hose, V. Isbert, P. Pedroni, T. Pinelli, G. Tamas, S. Wartenberg und A. Zabrodin, *Total photoabsorption cross section for  ${}^4\text{He}$  from 200 to 800 MeV*, Phys. Rev. C **55**, 1033 (1997).
- [Mec03] B. A. Mecking et al., *The CEBAF Large Acceptance Spectrometer (CLAS)*, Nucl. Instr. Meth. A **503**, 513 (2003).
- [MHG16] J. Müller, J. Hartmann, M. Grüner et al., *New data on  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  with polarized photons and protons,  $N^* \rightarrow N\eta$  decays revisited*, Publikation in Vorbereitung (2016).
- [Mon71] E. J. Moniz et al., *Nuclear fermi momenta from quasielastic electron scattering*, Phys. Rev. Lett. **26**, 445 (1971).
- [MPS10] E. F. McNicoll, S. Prakhov, I. I. Strakovsky et al., *Study of the  $\gamma p \rightarrow \eta p$  reaction with the Crystal Ball detector at the Mainz Microtron (MAMI-C)*, Phys. Rev. C **82**, 035208 (2010).
- [Mül07] J. Müller, *Bestimmung der Energiekorrekturfunktion für das Kalorimeter des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments an ELSA*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2007).
- [Mül14] J. Müller, Private Kommunikation, (2014).
- [Mül16] J. Müller, *Messung der Doppelpolarisationsobservable  $E$  in der  $\eta$ -Photoproduktion*, Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2015).
- [Nat03] F. A. Natter, P. Grabmayr, T. Hehl, R. O. Owens, und S. Wunderlich, *Monte carlo simulation and analytical calculation of coherent bremsstrahlung and its polarisation*, Nucl. Instr. Meth. B **211**, 465 (2003).
- [Ols59] H. Olsen, L. C. Maximon, *Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening*, Phys. Rev. **114**, 887 (1959).

- [PDG10] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Journal of Physics G **37**, 075021 (2010).
- [PDG12] J. Beringer et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **86**, 010001 (2012).
- [Pee07] H. van Pee et al., *Photoproduction of  $\pi^0$ -mesons off protons from the  $\Delta(1232)$  region to  $E(\gamma) = 3 \text{ GeV}$* , Eur. Phys. J. A **31**, 61 (2007).
- [Pio08] D-M. Piontek und M. Grüner, *Hit-Reconstruction in ChaPI*, CBELSA/TAPS-Note (2008).
- [PRSZ09] B. Povh, K. Rith, C. Scholz und F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer-Lehrbuch ISSN 0937-7433 (2009).
- [Rön15] D. Rönchen et al., *Eta photoproduction in a combined analysis of pion- and photon-induced reactions*, Eur. Phys. J. A **51**, 70 (2015).
- [Rön16] D. Rönchen, Private Kommunikation, (2016).
- [Roh03] C. Rohlof, *Entwicklung polarisierter Targets zur Messung der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel an ELSA*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2003).
- [SAID] R. A. Arndt, W. J. Briscoe, M. W. Paris, I. I. Strakowsky and R. L. Workman (unveröffentlicht), [http://gwdac.phys.gwu.edu/analysis/pre\\_analysis.html](http://gwdac.phys.gwu.edu/analysis/pre_analysis.html) (2015).
- [Sei09] T. Seifen, *Verbesserung der Rekonstruktion und Entwicklung eines First-Level-Triggerschemas für das Crystal-Barrel-Kalorimeter*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2009).
- [SHKL11] A. M. Sandorfi, S. Hoblit, H. Kamano und T.-S. H. Lee, *Determining pseudoscalar meson photo-production amplitudes from complete experiments*, Journal of Physics G **38**, 053001 (2011).
- [SIS98] SIS GmbH, *SIS3500 VME Discriminator*, Handbuch, (1998).
- [Sta01] A. Starostin et al., *Measurement of  $K^- p \rightarrow \eta \Lambda$  near threshold*, Phys. Rev. C **64**, 055205 (2001).
- [Suf02] G. Suft et al., *A scintillating fibre detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA*, Nucl. Instr. Meth. A **538**, 416 (2005).



- [TDKB99] L. Tiator, D. Drechsel, G. Knoechlein, C. Bennhold, *Analysis of resonance multipoles from polarization observables in  $\eta$  photoproduction*, Phys. Rev. C **60**, 035210 (1999).
- [Thi12] A. Thiel, *Bestimmung der Doppelpolarisationsobservable  $G$  in  $\pi^0$ -Photoproduktion*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2012).
- [Tia15] L. Tiator, Private Kommunikation, (2015).
- [Tim69] U. Timm, *Coherent Bremsstrahlung of Electrons in Crystals*, Fortschritte der Physik **17**, 765 (1969).
- [Wal12] D. Walther, *Technische Konstruktionszeichnung (CAD) des Crystal-Barrel/TAPS-Experiments*, (2012).
- [WBT14] Y. Wunderlich, R. Beck und L. Tiator, *The complete-experiment problem of photoproduction of pseudoscalar mesons in a truncated partial-wave analysis*, Phys. Rev. C **89**, 055203 (2014).
- [Wen08] C. Wendel, *Design und Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor*, Dissertation, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2008).
- [Wil09] M. Williams et al., *Differential cross sections for the reactions  $\gamma p \rightarrow p\eta$  and  $\gamma p \rightarrow p\eta'$* , Phys. Rev. C **80**, 045213 (2009).
- [Win06] A. Winnebeck, *Entwicklung und Implementierung eines universellen, FPGA basierten Triggermoduls für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2006).
- [Wun12] Y. Wunderlich, *Studies on a complete experiment for pseudoscalar meson photoproduction*, Diplomarbeit, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2012).
- [Wun15] Y. Wunderlich, Dissertation in Vorbereitung, Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn (2015).



## Danksagung

In erster Linie möchte ich mich bei Herrn Prof. R. Beck bedanken, der mir mit der Übertragung dieser Doktorarbeit die Möglichkeit gegeben hat, meine Fähigkeiten auf vielen Gebieten zu erweitern und zu festigen. Dank seiner vielen Erklärungen, wurde es mir möglich, meine experimentellen Ergebnisse zu deuten und in die aktuelle Physik einzuordnen.

Ich bedanke mich bei Herrn PD Dr. P.-D. Eversheim, Herrn Prof. U.-G. Meißner und Herrn Prof. M. Frentzen für die Teilnahme an der Prüfungskommission.

Den Arbeitsgruppen Beck und Thoma danke ich für die angenehme Zusammenarbeit und Unterstützung. Besonderer Dank gilt meinen langjährigen Bürokolleginnen und Bürokollegen, Frau Dr. Sabine Böse, Damian-Maria Piontek und Yannick Wunderlich sowie Dr. Eric Gutz, Dr. Michael Lang und Dr. Annika Thiel.

Auch möchte ich allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern der Arbeitsgruppen des polarisierten Targets, der Beschleunigeranlage ELSA sowie der Arbeitsgruppe Schmieden für die gute Zusammenarbeit danken.

Ganz besonders bedanke ich mich bei meiner Frau Ulrike und meinen Söhnen Joshua und Lukas, die mit viel Verständnis mit mir gemeinsam durch alle Höhen und Tiefen der Doktorarbeit gegangen sind. Meinen Eltern und Schwiegereltern gilt besonders großer Dank für die wunderbare Unterstützung in den vergangenen Jahren.