

**Bestimmung der  
Doppelpolarisationsobservablen E  
in der Reaktion  $\vec{\gamma} \vec{p} \rightarrow p\eta$   
am CBELSA/TAPS-Experiment in Bonn**

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat.)  
der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von  
**Jonas H. Müller**  
aus  
Kranenburg

Bonn, 2018



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

Erstgutachter: Prof. Dr. U. Thoma  
Zweitgutachter: Prof. Dr. R. Beck  
Tag der Promotion: 29.11.2018  
Erscheinungsjahr: 2019



# Zusammenfassung

Photoproduktionsdaten beeinflussen zunehmend unser Bild der tatsächlich in der Natur existierenden Baryon-Resonanzen. Die Analyse von (Polarisations-)Observablen ist entscheidend für die Extraktion von Resonanzen aus diesen Daten und damit ein notwendiger Bestandteil der Baryonspektroskopie. Basierend auf diesen Photoproduktionsdaten sind neue Zustände entdeckt worden und die Ergebnisse bestimmen inzwischen die Eigenschaften der von der Particle Data Group aufgelisteten Resonanzen. Es ist zu erwarten, dass auch in Zukunft neue Erkenntnisse aus der Analyse von Observablen folgen werden, die zu einem vollständigeren Bild des Baryonspektrums beitragen. Derzeit noch nicht geklärt ist z.B. die Frage, ob auch das 20-plet der basierend auf der  $SU(6) \times O(3)$ -Symmetrie beschriebenen Zustände existiert oder nicht, und damit verbunden die Frage ob die QCD Zustände mit bestimmten Wellenfunktionen gegenüber anderen bevorzugt.

Die vorliegende Arbeit liefert einen wichtigen Baustein für das bessere Verständnis des Baryonspektrums, indem erstmalig die Doppelpolarisationsobservable  $E$  sowie helizitätsabhängige differentielle Wirkungsquerschnitte im Zerfallskanal  $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$  über den gesamten Winkelbereich für Energien ab der Produktionsschwelle bis  $E_\gamma = 2288 \text{ MeV}$  bestimmt wurden.

Außerdem wurden Datenanalysewerkzeuge wie die Energiekalibrierungsmethode für den Crystal-Barrel-Detektor entwickelt. Diese waren notwendig, um Analysen wie die hier vorliegende Bestimmung der Doppelpolarisationsobservable  $E$  im Kanal  $p\eta$  am CBELSA/TAPS-Experiment durchzuführen.

Die vorliegenden Daten haben maßgeblich dazu beigetragen, Verzweigungsverhältnisse sowie Helizitätsamplituden von Nukleonresonanzen genauer oder erstmalig zu bestimmen. Die Interpretation dieser Daten im Rahmen einer Partialwellenanalyse ergibt unter anderem eine signifikante Änderung im Verzweigungsverhältnis für den Zerfall  $N(1650)_{\frac{1}{2}^-} \rightarrow p\eta$ . Bisherige Erklärungen der Natur dieser Resonanz basieren auf einem zu geringen Verzweigungsverhältnis aufgrund eines unvollständigen Datensatzes. Die gewonnene Erkenntnis, dass eine Neuinterpretation der Natur der  $N(1650)_{\frac{1}{2}^-}$  notwendig ist, zeigt den Wert von Polarisationsobservablen in der Baryonspektroskopie. Eine gemeinsame Veröffentlichung der Ergebnisse der vorliegenden Analyse in Kombination mit den Ergebnissen für die Observablen  $G$  [Grü16],  $T$ ,  $P$  und  $H$  [Har17a] im Zerfallskanal  $p\eta$  ist in Vorbereitung [M<sup>+</sup>18].



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
1.1. Baryonspektroskopie . . . . .	2
1.2. Aufbau der Arbeit . . . . .	5
<b>2. Grundlagen</b>	<b>7</b>
2.1. Gebundene Quarksysteme . . . . .	7
2.1.1. Gruppentheoretische Betrachtung . . . . .	7
2.1.2. Quantenchromodynamik . . . . .	10
2.1.3. Beschreibung von Baryonen . . . . .	11
2.1.3.1. Konstituentenquarkmodelle . . . . .	11
2.1.3.2. Lattice-QCD . . . . .	13
2.2. Experimenteller Zugang . . . . .	14
2.2.1. Polarisationsobservablen . . . . .	15
2.2.1.1. Die Doppelpolarisationsobservable $E$ . . . . .	17
2.2.1.2. Das $\eta$ -Meson . . . . .	18
2.2.1.3. Bisherige Datenbasis der $\eta$ -Photoproduktion . . . . .	19
2.2.2. Extraktion von Resonanzparametern . . . . .	22
2.2.3. Ergebnisse der PWAs . . . . .	23
2.3. Motivation dieser Analyse . . . . .	25
<b>3. Das CBELSA/TAPS-Experiment</b>	<b>27</b>
3.1. Reaktionspartner . . . . .	28
3.1.1. Photonenstrahl . . . . .	28
3.1.1.1. ELSA . . . . .	28
3.1.1.2. Radiator . . . . .	34
3.1.1.3. Energiemarkierung . . . . .	37
3.1.1.4. Polarisationsbestimmung . . . . .	38
3.1.1.5. Flussbestimmung . . . . .	41
3.1.2. Target . . . . .	42
3.1.2.1. Polarisiertes Target . . . . .	42
3.1.2.2. Kohlenstoffschaumtarget . . . . .	45
3.2. Reaktionsprodukte . . . . .	46
3.2.1. Wechselwirkungen . . . . .	46
3.2.1.1. Anorganische Szintillatoren . . . . .	47
3.2.1.2. Organische Szintillatoren . . . . .	50
3.2.2. Energie- und Richtungsbestimmung . . . . .	51
3.2.2.1. Das Crystal-Barrel-Kalorimeter . . . . .	51
3.2.2.2. Vorwärtsdetektor . . . . .	53
3.2.2.3. MiniTAPS . . . . .	54
3.2.3. Ladungsbestimmung . . . . .	55
3.2.3.1. Innendetektor . . . . .	55
3.2.3.2. Organische Szintillatoren . . . . .	56
3.2.4. Zeitmessung . . . . .	58

3.3.	Datennahme . . . . .	58
3.3.1.	Trigger . . . . .	58
3.3.2.	Gas-Cerenkov-Detektor . . . . .	61
3.3.3.	Datenakquisition . . . . .	62
3.3.4.	Komponentenüberwachung . . . . .	62
3.3.5.	Datenbasis . . . . .	63
3.4.	Software . . . . .	64
3.4.1.	Simulationssoftware . . . . .	64
3.4.2.	Analysesoftware . . . . .	64
<b>4.</b>	<b>Datenrekonstruktion</b>	<b>65</b>
4.1.	Teilchenrekonstruktion . . . . .	65
4.1.1.	Kalorimeter . . . . .	66
4.1.1.1.	Mehr-PED-Cluster . . . . .	66
4.1.1.2.	Rekonstruktionsschwellen . . . . .	67
4.1.1.3.	Richtungsrekonstruktion . . . . .	68
4.1.1.4.	Energierrekonstruktion . . . . .	69
4.1.2.	Ladungssensitive Detektoren . . . . .	72
4.1.3.	Kombinieren der Informationen . . . . .	72
4.1.3.1.	Richtung und Energie . . . . .	72
4.1.3.2.	Ladungsmarkierung . . . . .	72
4.1.3.3.	Zeitzuordnung . . . . .	74
4.1.4.	Strahlphoton . . . . .	74
4.1.5.	Genauigkeit der Rekonstruktion . . . . .	75
4.1.5.1.	Winkelauflösung . . . . .	75
4.1.5.2.	Energieauflösung . . . . .	77
4.1.5.3.	Effizienz der Ladungsmarkierung . . . . .	81
4.2.	Ereignisrekonstruktion . . . . .	82
4.2.1.	Ereigniszeit . . . . .	83
4.2.2.	Polarisationsgrad . . . . .	83
4.2.3.	Mesonen . . . . .	83
<b>5.</b>	<b>Kalibrierung</b>	<b>85</b>
5.1.	Zeitkalibrierung . . . . .	85
5.2.	Energiekalibrierung . . . . .	87
5.2.1.	Hardware . . . . .	88
5.2.2.	Methode der Energiekalibrierung . . . . .	91
5.2.2.1.	Datenselektion . . . . .	92
5.2.2.2.	Bestimmung der $\pi^0$ -Masse . . . . .	92
5.2.2.3.	Berechnung des neuen Kalibrierungsfaktors . . . . .	93
5.2.3.	Genauigkeitsstudien . . . . .	95
5.2.3.1.	Statistische Betrachtungen . . . . .	96
5.2.3.2.	Systematische Abweichungen . . . . .	97
5.2.4.	Ergebnisse . . . . .	101
<b>6.</b>	<b>Datenselektion</b>	<b>103</b>
6.1.	Vorselektion . . . . .	104
6.1.1.	Ereignisklassen . . . . .	104
6.1.2.	Ladungsschnitt . . . . .	107
6.1.3.	Zeitschnitt . . . . .	109
6.2.	Kinematische Schnitte . . . . .	111
6.3.	Datenbasis . . . . .	116



<b>7. Analyse</b>	<b>119</b>
7.1. Flussnormierung . . . . .	122
7.2. Kohlenstoffabzug . . . . .	124
7.2.1. Skalierungsfaktor . . . . .	125
7.2.1.1. Berechnung . . . . .	125
7.2.1.2. Bestimmung aus Daten . . . . .	126
7.2.2. Dilutionfaktor . . . . .	131
7.3. Untergrund . . . . .	132
7.4. Fehlerbetrachtung . . . . .	138
7.4.1. Statistischer Fehler . . . . .	138
7.4.2. Systematischer Fehler . . . . .	140
7.5. Ergebnisse . . . . .	144
<b>8. Vergleich mit Vorhersagen und Interpretation der Daten</b>	<b>151</b>
8.1. Vorhersagen der Partialwellenanalysen . . . . .	151
8.2. Integration der neuen Daten in die BnGa-PWA . . . . .	155
<b>9. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>161</b>
<b>Anhang A. Datenpunkte</b>	<b>163</b>
<b>Anhang B. Helizitätsamplituden [FTS92]</b>	<b>166</b>
B.1. Wirkungsquerschnitt und Einfachpolarisationsobservablen . . . . .	166
B.2. Strahl- und Targetpolarisation . . . . .	166
B.3. Strahl- und Rückstoßpolarisation . . . . .	166
B.4. Target- und Rückstoßpolarisation . . . . .	166
<b>Anhang C. Rekonstruktion</b>	<b>167</b>
C.1. Definition der Ladungsqualität . . . . .	167
C.2. Winkelauflösung . . . . .	169
C.3. Energieauflösung . . . . .	170
<b>Anhang D. Kalibrierung</b>	<b>171</b>
D.1. Strahlzeiten . . . . .	171
D.2. Datenselektion für die Kalibrierung . . . . .	176
D.3. Genauigkeitsstudien zur Kalibrierung . . . . .	179
D.3.1. Statistische Betrachtungen . . . . .	179
D.3.2. Systematische Abweichungen . . . . .	183
D.3.2.1. Datenselektion . . . . .	183
D.3.2.2. Fitroutine . . . . .	185
D.3.2.3. Äußere Einflüsse . . . . .	186
<b>Anhang E. Selektion</b>	<b>188</b>
<b>Anhang F. Skalierungsfaktor</b>	<b>191</b>
<b>Anhang G. Untergrundbestimmung</b>	<b>193</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>200</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>204</b>
<b>Literatur</b>	<b>205</b>



# 1. Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik [Gla61; Wei67; Sal69] enthält drei Kräfte, welche die Wechselwirkung zwischen Teilchen bestimmen und über Austauschteilchen vermittelt werden.<sup>1</sup> Die schwache Kraft wirkt zwischen allen Leptonen und Quarks mittels Austausch von  $W$ - und  $Z$ -Bosonen. Die elektromagnetische Kraft beschreibt die über Photonen vermittelte Wechselwirkung zwischen elektrisch geladenen Teilchen. Für ihre Beschreibung wird die Quantenelektrodynamik (QED) verwendet. Die starke Kraft wird über Gluonen vermittelt, welche an die Farbladung koppeln und z.B. Quarks in Hadronen oder Nukleonen in Atomkernen bindet.

Während die Quantenelektrodynamik gut verstanden ist und störungstheoretische Berechnungen mit experimentellen Ergebnissen sehr gut übereinstimmen<sup>2</sup>, ist die Situation bei der Quantenchromodynamik (QCD), die die starke Kraft beschreibt, eine andere. Da Gluonen eine Farbladung besitzen, können sie miteinander wechselwirken. Aufgrund der hierdurch laufenden Kopplungskonstanten  $\alpha_s$  der starken Wechselwirkung sind störungstheoretische Berechnungen nicht in allen Energiebereichen möglich (siehe Abschnitt 2.1.2). Bindungszustände der starken Wechselwirkung wie z.B. Protonen und Neutronen werden als Hadronen bezeichnet. Eine offene Frage ist, ob Hadronen jeweils nur aus Quarks bestehen, oder zusätzlich auch gluonische Freiheitsgrade eine Rolle spielen können.

In einem elektromagnetisch gebundenen System wie z.B. dem Atom oder bei den in einem Atomkern gebundenen Nukleonen ist die Summe der Konstituentenmassen größer als die Masse des Gesamtsystems. Die Massendifferenz entspricht hier der Bindungsenergie. Im Gegensatz hierzu verleiht das Higgs-Feld mit dem im Jahr 2013 entdeckten Higgs-Boson [Aad<sup>+</sup>13; Cha<sup>+</sup>13] den Elementarteilchen ihre Masse [EB64; Hig64; GHK64], aber die Masse der drei in Nukleonen stark gebundenen Valenzquarks beträgt nur etwa 1% der Gesamtmasse dieser Nukleonen [Oli<sup>+</sup>14].<sup>3</sup> Der restliche Massenanteil ist in der Energie des QCD-Felds enthalten.

Die Motivation der Hadronenphysik ist der Wunsch, den nicht-pertubativen Bereich der QCD und damit den Bereich der QCD-Bindungszustände besser zu verstehen und in einen konsistenten theoretischen Rahmen einzubetten um die beobachteten Effekte zu erklären. Am CBELSA/TAPS-Experiment werden das Spektrum und die Eigenschaften von Baryonen untersucht um über ein besseres Verständnis der Bindungszustände der starken Wechselwirkung zu diesem Ziel beizutragen.

---

<sup>1</sup> Die Gravitation als vierte Wechselwirkung ist mehr als 20 Größenordnungen schwächer als jede andere Wechselwirkung und im Standardmodell der Teilchenphysik nicht enthalten.

<sup>2</sup> Der über das gemessene anomale magnetische Moment des Elektrons mit Hilfe der QED bestimmte Wert der Feinstrukturkonstanten  $\alpha^{-1} = 137,035999139(31)$  hat eine Genauigkeit von besser als  $1 : 10^9$ . [MTN15]

<sup>3</sup> Unter Berücksichtigung der Seequarks können ca. 10% der Gesamtmasse von Nukleonen den in ihnen enthaltenen Quarks zugeschrieben werden [Hof<sup>+</sup>15].

## 1.1. Baryonspektroskopie

Spektroskopie bezeichnet allgemein die Untersuchung der Wechselwirkung von Teilchen verschiedener Art mit einer beliebigen Sonde – z.B. elektromagnetischer Strahlung –, um die Natur dieser Teilchen zu erforschen. Zusammengesetzte Systeme erzeugen ein charakteristisches Anregungsspektrum, welches von der Wechselwirkung der beteiligten Teilchen abhängig ist und Rückschlüsse auf eben diese Wechselwirkungen zulässt. Ein bekanntes Beispiel hierfür ist die Atomspektroskopie zu Beginn des 20. Jahrhunderts. Die Kenntnis der Emissions- und Absorptionsspektren und, damit verbunden, der Anregungszustände von Atomen hat wesentlich zu einem guten Verständnis des Atoms und letztendlich zur Entwicklung der Quantenelektrodynamik beigetragen.

Mit dem Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA der Universität Bonn wird die Struktur der Nukleonen mittels Baryonspektroskopie untersucht. Die Baryonspektroskopie dient hierbei als Werkzeug um zu einem tieferen Verständnis des Aufbaus der Nukleonen und der Kräfte, die innerhalb der Nukleonen wirken, zu gelangen. Ziel des Experimentes ist es, die Anregungsstruktur der Nukleonen genauer als bislang bekannt zu bestimmen und zu verstehen.

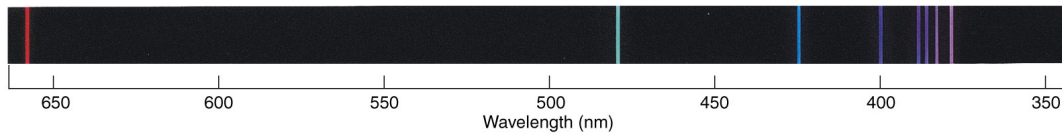


Abb. 1.1.: Emissionsspektrum von Wasserstoff. [CM04]

Während in der Atomspektroskopie – wie in Abbildung 1.1 zu sehen ist – die Energiedifferenzen der verschiedenen Anregungszustände als klare, deutlich voneinander getrennte Linien auftreten, ergibt sich in der Baryonspektroskopie ein anderes Bild. Da die angeregten Baryonzustände mit einer für die starke Wechselwirkung typischen Lebensdauer  $\tau = \mathcal{O}(10^{-24} \text{ s})$  aufgrund der Energie-Zeit-Unschärfe natürliche Linienbreiten von  $\mathcal{O}(100 \text{ MeV})$  besitzen, überlappen die verschiedenen Zustände stark.

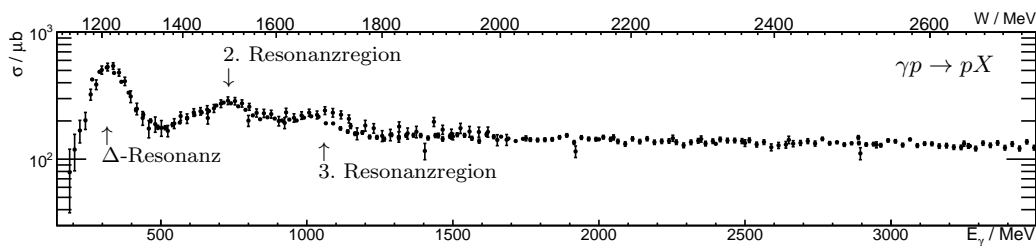


Abb. 1.2.: Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion am Proton gegen die Photonenergie  $E_\gamma$  bzw. die Schwerpunktsenergie  $W$  aufgetragen (Datenpunkte aus [Oli<sup>+</sup>14]).

In Abbildung 1.2 ist der Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion am Proton dargestellt. Es ist ein Peak bei  $W = 1232 \text{ MeV}$  zu erkennen<sup>4</sup>, welcher der  $\Delta$ -Resonanz, der ersten Anregung des Protons entspricht, sowie eine zweite und dritte Resonanzregion. Zu höheren Energien hin sind keine weiteren klaren Strukturen mehr zu erkennen.

<sup>4</sup> Wie in der Kern- und Teilchenphysik üblich wird in natürlichen Einheiten, das heißt mit  $\hbar = c = 1$  gerechnet.

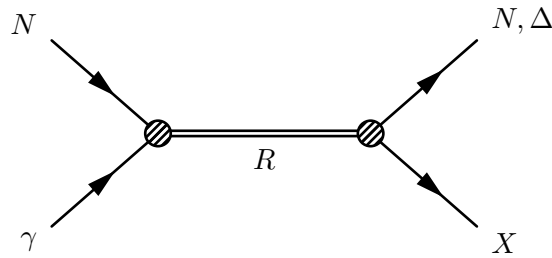
**Produktions- und Zerfallskanäle**


Abb. 1.3.: Skizze der Produktion und des Zerfalls einer Resonanz  $R$  am Beispiel von Photoproduktion am Nukleon  $N$ .  $X$  kann eine beliebige Anzahl an Mesonen sein.

Abbildung 1.3 zeigt schematisch, wie in einem Streuexperiment eine Nukleonresonanz durch Anregung eines Targets mit einem Projektil erzeugt werden kann und diese danach wieder in ein Baryon und weitere Endprodukte zerfällt.

Die bis vor Beginn intensiver Photoproduktionsexperimente vorhandene Datenbasis der Baryonspektroskopie wurde hauptsächlich von in den 1970er Jahren durchgeführten  $\pi N$ -Streuexperimenten dominiert. Die Kopplungsstärke einer Resonanz an verschiedene Produktions- und Zerfallskanäle ist in der Regel unterschiedlich. Wenn eine Resonanz an einen Kanal nicht koppelt, kann sie in diesem auch nicht beobachtet werden. Wenn die Kopplung nur sehr gering ist, wird der Nachweis entsprechend schwieriger.

Möglicherweise existieren daher Resonanzen, welche in  $\pi N$ -Streuexperimenten nicht beobachtbar sind, aber durch Photoproduktion erzeugt werden können. Diese Überlegung wird – wie in Kapitel 2 diskutiert – durch Quarkmodellrechnungen unterstützt [IK79; CI86; CR00; Lör<sup>+</sup>01] und ist daher ein weiterer interessanter Ansatz zur Extraktion von Resonanzen und deren Parameter.

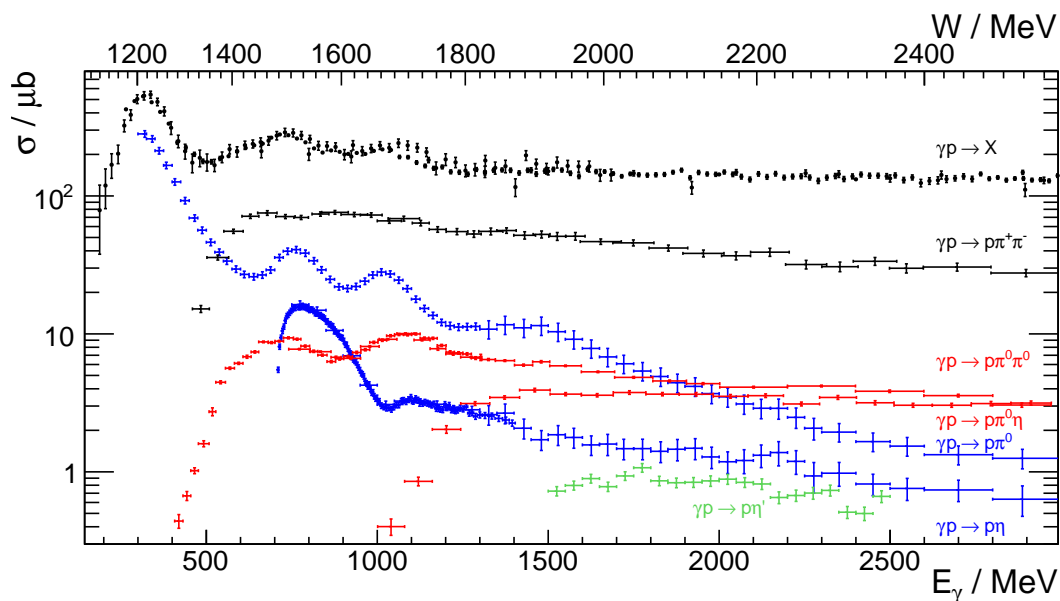


Abb. 1.4.: Energieabhängigkeit von Wirkungsquerschnitten ausgewählter Zerfallskanäle in der Photoproduktion am Proton. (Datenpunkte aus [Oli<sup>+</sup>14; Bar<sup>+</sup>05; Cre<sup>+</sup>05; McN<sup>+</sup>10; Hor<sup>+</sup>08; Sok<sup>+</sup>15; ABB+68; Cre<sup>+</sup>09])

Die Selektion verschiedener Zerfallskanäle eröffnet die Möglichkeit, Zugang zu Resonanzen zu erhalten, welche in anderen Kanälen von stärkeren Resonanzen überlagert werden. In Abbildung 1.4 ist der energieabhängige Wirkungsquerschnitt für verschiedene Zerfallskanäle in der Photoproduktion am Proton dargestellt. Es ist zu erkennen, wie die einzelnen Resonanzregionen in den verschiedenen Zerfallskanälen unterschiedliche Stärken aufweisen, aber auch leicht variierende Positionen haben. Hier tragen jeweils verschiedene Resonanzen mit unterschiedlicher Stärke zum beobachteten Wirkungsquerschnitt bei. Für die Interpretation der Daten muss eine Partialwellenanalyse durchgeführt werden (siehe 2.2.2) um die zu einem gemessenen Spektrum beitragenden Resonanzen und ihre Parameter zu identifizieren.

### Polarisationsobservablen

Die Extraktion von Resonanzen und ihrer Parameter aufgrund der reinen Betrachtung von totalen oder differentiellen Wirkungsquerschnitten ist mehrdeutig, da es immer möglich ist, unterschiedliche Kombinationen von Resonanz- und Untergrundamplituden zu finden, welche die experimentellen Wirkungsquerschnittsdaten beschreiben.<sup>5</sup> Aus diesem Grund ist es notwendig, weitere Observablen zu betrachten, welche helfen, diese Mehrdeutigkeiten zu reduzieren und im besten Fall zu beseitigen. Die eindeutige Beschreibung der Photoproduktionsdaten kann über komplexe Amplituden geschehen, wobei im Fall einzelner pseudoskalarer Mesonen acht reelle Größen über die Messung von Observablen bestimmt werden müssen (siehe Abschnitt 2.2.1).

Eine Resonanz mit einer gleichmäßig belegten Spin-Dichtematrix<sup>6</sup> zerfällt isotrop. Über die Ausrichtung von Spins der beteiligten Teilchen existiert die Möglichkeit, eine Asymmetrie in der Spin-Dichtematrix zu erzeugen. Im Fall der Baryonspektroskopie mittels Photoproduktion können im Eingangszustand die Spinausrichtung des Targets sowie die Polarisationsrichtung des Photonenstrahls verwendet werden. Bei der Betrachtung der Produktion eines einzelnen pseudoskalaren Mesons kann lediglich die Polarisation des auslaufenden Nukleons zusätzlich betrachtet werden. In diesem Fall ergeben sich inklusive des differentiellen Wirkungsquerschnitts 16 verschiedene Observablen, welche teilweise linear voneinander abhängen, sodass die (perfekte) Bestimmung eines wohldefinierten Sets von acht verschiedenen Observablen für eine – bis auf eine globale Phase – eindeutige Bestimmung der beitragenden Multipole bzw. Amplituden ausreicht. [CT97] Eine solche Beschreibung wird als 'vollständiges Experiment' bezeichnet und in Abschnitt 2.2.1 diskutiert.

Wenn zu einem System nur Partialwellen mit einem geringen Bahndrehimpuls  $L$  beitragen, ist es rechnerisch möglich die Beiträge auch durch einen kleineren Satz an Observablen hinreichend genau zu beschreiben. [Wun12]

Je nach Anzahl der betrachteten Spinausrichtungen wird von Einfach-, Doppel-, bzw. Tripelpolarisationsobservablen gesprochen. Bei der in dieser Arbeit bestimmten Doppelpolarisationsobservablen  $E$  handelt es sich um eine energie- und winkelabhängige Asymmetrie, welche sich aus parallel und antiparallel ausgerichteten Spins der Reaktionspartner ergibt. Benötigt wird hierfür ein longitudinal spinpolarisiertes Nukleontarget sowie ein zirkular polarisierter Photonenstrahl.

<sup>5</sup> Genaugenommen ist bereits die Zerlegung in Partialwellen mehrdeutig (siehe Kapitel 2).

<sup>6</sup> Eine Dichtematrix beschreibt die Wahrscheinlichkeit, mit der ein Zustand in mögliche andere Zustände übergehen kann.

## 1.2. Aufbau der Arbeit

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Auswertung der im Rahmen des Sonderforschungsbereichs Transregio 16 (SFB/TR16)<sup>7</sup> mit dem CBELSA/TAPS-Experiment gewonnenen Daten unter dem Aspekt der Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  in der Reaktion  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  bei Photonenergien von der Produktionsschwelle bei  $E_\gamma = 0,71$  GeV bis zu  $E_\gamma = 2,29$  GeV. Die hierdurch an einem ruhenden Nukleontarget maximal zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie  $W_{\max}$  beträgt

$$W_{\max} = \sqrt{(E_\gamma^{\max} + m_{\text{Proton}})^2 - (E_\gamma^{\max})^2} = 2,27 \text{ GeV}.$$

In Kapitel 2 werden zunächst die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen Grundlagen zusammengefasst, indem der bisherige Kenntnisstand des Anregungsspektrums der Nukleonen aus Quarkmodellen und Lattice-QCD-Rechnungen vorgestellt und die Relevanz der Polarisationsobservablen motiviert wird. Zusätzlich wird auf die Extraktion von Resonanzparametern mit der Hilfe von Partialwellenanalysen (PWA) eingegangen und es werden die Ergebnisse bisheriger Experimente sowie Vorhersagen aktueller Analysen präsentiert.

Der Aufbau des CBELSA/TAPS-Experiments mit der Beschreibung der Bereitstellung der Reaktionspartner – polarisierter Photonstrahl und polarisiertes Target – sowie der einzelnen Detektoren inklusive Polarisationsbestimmung und Erläuterung der Details zur Datennahme ist Inhalt von Kapitel 3. Kapitel 4 beschäftigt sich mit der Rekonstruktion der mit dem CBELSA/TAPS-Experiment genommenen Daten und Kapitel 5 mit der Energie- und Zeitkalibrierung der Detektorsysteme, insbesondere der Energiekalibrierung des Crystal-Barrel-Detektors. Kapitel 6 beschreibt die Selektionsschritte um aus allen zur Verfügung stehenden Daten die für diese Analyse relevanten Daten zu selektieren. Die eigentliche Analyse und Extraktion der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  inklusive ausführlicher Fehlerbetrachtung sowie der Vergleich mit den verschiedenen Vorhersagen wird in den Kapiteln 7 und 8 beschrieben.

<sup>7</sup> <http://sfb-tr16.physik.uni-bonn.de>





## 2. Grundlagen

Dieses Kapitel fasst die zum Verständnis dieser Arbeit notwendigen Grundlagen zusammen, indem, ausgehend von Symmetrieüberlegungen, auf die Struktur gebundener Quarksysteme geschlossen wird. Der bisherige Kenntnisstand des Anregungsspektrums der Nukleonen wird vorgestellt und mit Berechnungen aus Quarkmodellen und Lattice-QCD-Rechnungen verglichen. Des Weiteren wird die Relevanz des experimentellen Zugangs über Polarisationsobservablen motiviert. Zusätzlich werden die Ergebnisse bisheriger Experimente sowie Vorhersagen aktueller Analysen präsentiert und die vorliegende Arbeit in diesen Kontext eingebettet.

### 2.1. Gebundene Quarksysteme

Quarks als fundamentale Bausteine der Materie wurden in den 1960er Jahren von Gell-Mann [Gel64] und Zweig [Zwe64] als mögliche Erklärung für die Vielzahl neu entdeckter Teilchen ins Spiel gebracht. Zunächst wurde das Konzept als reine Gedankenstütze (Mnemonik) konzipiert. Es handelte sich um ein mathematisches Modell ohne direkten Bezug zu messbaren Teilchen. Erst die experimentelle Bestimmung der Strukturfunktionen aus tiefinelastischen Streuexperimenten und die von Bjorken vorgeschlagene Interpretation [BP69] der Skaleninvarianz – also der Unabhängigkeit vom 4er-Impulsübertrag – zeigte, dass es sich bei Quarks tatsächlich um punktförmige Konstituenten der bekannten Materie handelt.

Ein beobachtetes Phänomen ist, dass keine einzelnen freien Quarks sondern nur Bindungszustände mehrerer Quarks bzw. Antiquarks beobachtet werden, welche jeweils farbneutrale Systeme bilden. Der theoretische Erklärung dieser experimentell bestätigten Eigenschaft des Confinements wurde im Jahr 2000 vom Clay Mathematics Institute als eines der 'Millenium-Probleme' ausgeschrieben [Cla00].

#### 2.1.1. Gruppentheoretische Betrachtung

Die Konstruktion von gebundenen Zuständen aus Quarks kann als ein rein gruppentheoretisches Konzept aufgefasst werden. In diesem Fall wird eine Gruppe  $SU(N)$  mit  $N$  verschiedenen – massendegenerierten – Quarkflavours<sup>1</sup> als Basiszuständen betrachtet. Kombiniert mit der Gruppe  $SU(2)$ , welche mit den Basiszuständen  $\uparrow$  und  $\downarrow$  die möglichen Spinausrichtungen beschreibt, können tatsächlich existierende Zustände vorhergesagt werden. [Clo79]

Aus den drei leichten Quarks  $u, d, s$  lassen sich  $q\bar{q}$ -Zustände (Mesonen) sowie  $qqq$ -Zustände (Baryonen) innerhalb einer  $SU(3)$  konstruieren, welche in irreduzible Darstellungen, also zueinander orthogonale Untervektorräume mit unterschiedlichem

<sup>1</sup> Hier können z.B. mit  $N = 3$  die drei leichten Quarks  $u, d, s$  betrachten werden, oder auch mit  $N = 4$  das  $c$ -Quarks mit einbezogen werden.

Symmetrieverhalten, aufgeteilt werden können. Für Mesonen ergibt sich

$$3 \otimes \bar{3} = 8 \oplus 1,$$

also ein Singlettzustand und ein Oktett mit acht weiteren Zuständen. Für Baryonen ergibt sich

$$3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_S \oplus 8_{MA} \oplus 8_{MS} \oplus 1_A.$$

S steht hierbei für vollständig symmetrische Zustände unter Vertauschung aller Quarks, A für vollkommen antisymmetrische Zustände. MA und MS bezeichnen gemischtsymmetrische Zustände, wobei MS symmetrisch unter Vertauschung der ersten beiden Quarks ist, und antisymmetrisch unter Vertauschung des ersten und dritten Quarks. Die Spins der SU(2) teilen sich für Baryonen folgendermaßen auf:

$$2 \otimes 2 \otimes 2 = 4_S \oplus 2_{MS} \oplus 2_{MA}.$$

Wenn die Basis  $(u, d, s)$  der SU(3) mit den Spins  $(\uparrow, \downarrow)$  der SU(2) zu einer SU(6) mit der Basis  $(u \uparrow, d \uparrow, s \uparrow, u \downarrow, d \downarrow, s \downarrow)$  kombiniert wird, ergibt sich für Baryonen

$$6 \otimes 6 \otimes 6 = 56_S \oplus 70_{MA} \oplus 70_{MS} \oplus 20_A.$$

Das jeweils angegebene Symmetrieverhalten entspricht dem Symmetrieverhalten des Produkts aus Flavourwellenfunktion  $\Psi_{\text{Flavour}}$  und Spinwellenfunktion  $\Psi_{\text{Spin}}$ . Für Grundzustände mit  $L = 0$  ist die Ortswellenfunktion  $\Psi_{\text{Ort}}$  symmetrisch.

Da es sich bei Baryonen um aus drei Fermionen zusammengesetzte Objekte handelt, müssen diese dem Pauli-Prinzip gehorchen, d.h. die Gesamtwellenfunktion  $\Psi_{\text{Gesamt}}$  muss antisymmetrisch sein.

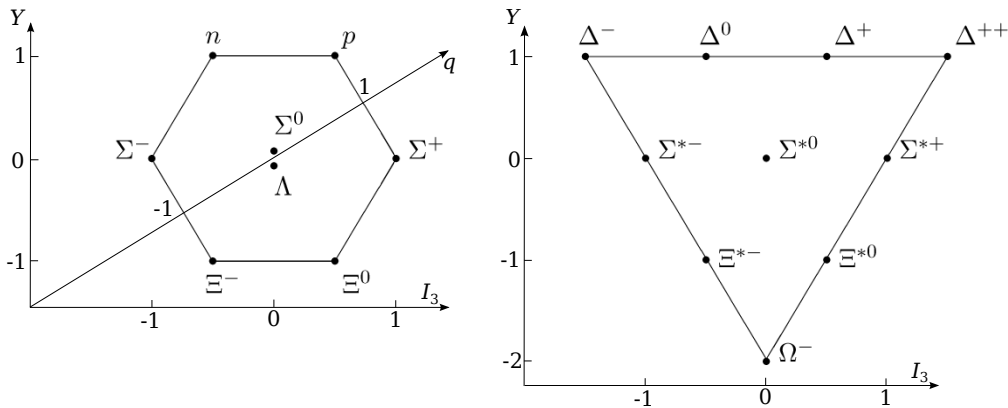


Abb. 2.1.: Oktett (links, Spin  $s = \frac{1}{2}$ ) und Dekuplett (rechts, Spin  $s = \frac{3}{2}$ ) der Baryonen mit  $L = 0$ . Als Achsen eingezeichnet sind Hyperladung  $Y = 2(q - I_3)$ , dritte Komponente des Isospins  $I_3$ , sowie Ladung  $q$ .

Tatsächlich in der Natur realisiert ist im Grundzustand als einziges das 56plet. Dieses setzt sich auf einem Flavour-Dekuplett mit Spin  $s = \frac{3}{2}$  ( ${}^4 10$ ) sowie einem Flavour-Oktett mit  $s = \frac{1}{2}$  ( ${}^2 8$ ) zusammen.<sup>2</sup> [Clo79] In Abbildung 2.1 ist zu sehen, dass die Nukleonen dem Oktett angehören, während die  $\Delta$ -Zustände im Dekuplett zu finden sind.

Bei der Betrachtung der Ecken des Baryon-Dekupletts fällt auf, dass es sich um jeweils drei identische und somit ununterscheidbare Quarks handelt<sup>3</sup>, weshalb die aus

<sup>2</sup> Die hochgestellten Zahlen bezeichnen mit  $2 \cdot s + 1$  jeweils die Multiplizität der Spineinstellungen.

<sup>3</sup> Es handelt sich um drei identische Quarkflavour mit Gesamtspin  $s = \frac{3}{2}$  im Grundzustand  $L = 0$ .

Spin-, Ort- und Flavouranteilen zusammengesetzte Wellenfunktion symmetrisch ist. Gleichzeitig ist im Grundzustand mit  $L = 0$  die Ortswellenfunktion symmetrisch, was zunächst der Erwartung einer total antisymmetrischen Wellenfunktion (Pauli-Prinzip) widerspricht. Diese Beobachtungen führten zu der Postulierung einer weiteren Größe, der Farbladung, welche als total antisymmetrischer Teil zur Gesamtwellenfunktion beiträgt. [Gre64] Diese Farbwellenfunktion  $\Psi_{\text{Farbe}}$  ist als Farbsingulett antisymmetrisch, weshalb das Produkt aus Orts-, Spin- und Flavour-Wellenfunktion total symmetrisch sein muss. Die Gesamtwellenfunktion setzt sich somit wie folgt zusammen:

$$\Psi_{\text{Gesamt}} = \Psi_{\text{Spin}} \cdot \Psi_{\text{Flavour}} \cdot \Psi_{\text{Ort}} \cdot \Psi_{\text{Farbe}}.$$

Bisher wurden ausschließlich Grundzustände von Hadronen betrachtet. Wie in der Atomphysik sind auch in einem zusammengesetzten ( $qqq$ )-System orbital ( $L > 0$ ) und radial angeregte Zustände möglich. Für Baryonen ist – wieder aus Symmetrieüberlegungen – mit  $L = 1$  ein 70plett mit negativer Parität realisiert, welches in

$$70 = {}^2 10 \oplus {}^4 8 \oplus {}^2 8 \oplus {}^2 1$$

aufgeteilt werden kann. [TW01] Zu den Oktetts mit Spins  $s = \frac{1}{2}$  bzw.  $s = \frac{3}{2}$  gehören im  $N^*$ -Sektor ( $J = \frac{1}{2}$ ) z.B. die Zustände

$$\begin{aligned} \vec{\frac{1}{2}} + \vec{1} &= N(1535), \Lambda(1670), \Sigma(1620) \text{ und} \\ \vec{\frac{3}{2}} + \vec{1} &= N(1650), \Lambda(1800), \Sigma(1750). \end{aligned}$$

Höhere Anregungen werden komplizierter und sind teilweise tabellarisch aufgelistet. [DR79]

Im Mesonsektor fällt bei der Betrachtung der möglichen  $q\bar{q}$ -Kombinationen auf, dass Zustände mit  $J^{PC} = \{0^{--}, 0^{+-}, 1^{-+}, 2^{+-}, \dots\}$  nicht erlaubt sind. Der Nachweis eines Mesons mit einer dieser als exotisch bezeichneten Quantenzahlen wäre ein direkter Hinweis auf eine über  $q\bar{q}$  hinausgehende Struktur, wie z.B. die eines Glueballs, Hybrids, Tetraquarks oder von Molekülen. Als Glueball wird ein Bindungszustand von Gluonen und als Hybrid ein Bindungszustand von Quarks mit zusätzlichen gluonischen Freiheitsgraden<sup>4</sup> bezeichnet. Entsprechende Bindungszustände sind möglich, da Gluonen als Austauschpartikel der starken Wechselwirkung selbst Ladung der von ihnen vermittelten Kraft tragen. Jedes Gluon trägt eine Farbe und eine Antifarbe. Ob gluonische Freiheitsgrade in den beobachteten Anregungsspektren von Hadronen eine Rolle spielen, ist eine noch offene Frage in der Hadronenphysik. Es existieren einige Kandidaten für Hybridstrukturen [KZ07], welche aber nicht eindeutig etabliert sind. Die Klärung dieser Frage sind Teil des wissenschaftlichen Programms des GlueX-Experiments [GlueX] sowie des PANDA-Experiments [PANDA].

Die Betrachtung gebundener Quarkzustände mit Hilfe der Gruppentheorie ermöglicht es, Aussagen über die Quantenzahlen möglicher Zustände zu treffen. Es handelt sich um ein Ordnungsschema für Hadronen. Dieses Ordnungsschema war historisch relevant, da z.B. die Vorhersage<sup>5</sup> und die kurz darauf erfolgte Entdeckung [Bar<sup>+</sup>64] des  $\Omega^-$ -Baryons zur Etablierung des Quark-Konzepts in der Teilchenphysik führte.

<sup>4</sup> Ein Hybrid kann in einem Konstituentenmodell als Bindungszustand zwischen Konstituentenquarks und einem Konstituentengluon betrachtet werden. Alternativ ist die Betrachtung eines Quark-Antiquark-Paars mit einem angeregten Fluss Schlauch möglich.

<sup>5</sup> Murray Gell-Mann postulierte die Existenz des  $\Omega^-$ -Baryons im Rahmen der '11th International Conference on High-Energy Physics at CERN' im Juli 1962.

Auch das Konzept der Farbladung als Basis für die Quantenchromodynamik wurde erst durch die scheinbare Verletzung der Pauli-Prinzips entwickelt und liefert zusammen mit Spin (SU(2)), Flavour (SU(3)) und Ort (O(3)) eine total antisymmetrische Wellenfunktion.

Die gruppentheoretische Betrachtung liefert generell keine Vorhersagen über die Massen der Zustände zwischen oder innerhalb der einzelnen Multipletts. Schon der Versuch, einen in der Natur beobachteten Massenunterschied zwischen Proton und Neutron über eine durch die elektromagnetische Kraft hervorgerufene Symmetriebrechung zu erklären, scheitert, da diese eine Verschiebung in entgegengesetzter Richtung verursacht. [GD91] Die innerhalb jedes Multipletts unterschiedlichen Massen zeugen von einer durch unterschiedliche Quarkmassen hervorgerufenen Symmetriebrechung. Daher ist es notwendig, im nächsten Abschnitt einen Blick auf die zu Grunde liegende Theorie – die Quantenchromodynamik (QCD) – zu werfen.

### 2.1.2. Quantenchromodynamik

Bei der Quantenchromodynamik handelt es sich um eine Quantenfeldtheorie, welche in Analogie zur Quantenelektrodynamik (QED) betrachtet werden kann. Im Gegensatz zur QED, wo die Kraft über elektrisch neutrale Photonen vermittelt wird, tragen in der QCD die Austauschbosonen der starken Wechselwirkung, die Gluonen, Farbladungen und können daher miteinander wechselwirken.

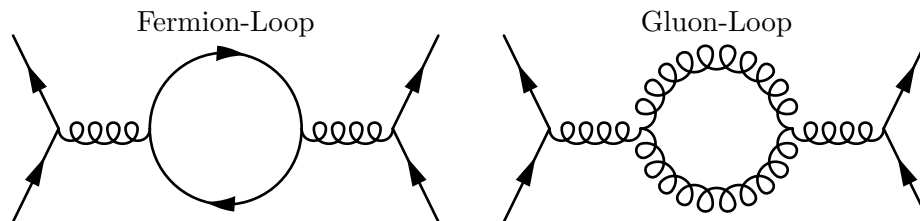


Abb. 2.2.: Feynman-Graphen zur QCD-Vakuumpolarisation. Auf der linken Seite ist das Äquivalent zur elektromagnetischen Vakuumpolarisation dargestellt, auf der rechten Seite ist die in der starken Wechselwirkung zusätzlich vorhandene Möglichkeit eines Gluon-Loops zu sehen.

Die Selbstwechselwirkung der Gluonen, welche in Abbildung 2.2 anschaulich dargestellt ist, führt zu einem grundsätzlich unterschiedlichen Verhalten der Wechselwirkung im Vergleich zu den Photonen in der QED. Der auf der linken Seite dargestellte Feynman-Graph der Vakuumpolarisation führt sowohl in der elektromagnetischen, als auch in der starken Wechselwirkung zu einem Screening-Effekt, welcher dazu führt, dass die Ladung aus großen Abständen betrachtet schwächer erscheint als sie eigentlich ist.<sup>6</sup>

Da die Austauschbosonen der starken Wechselwirkung jeweils eine Farbe und eine Antifarbe tragen, ist auch der in Abbildung 2.2 auf der rechten Seite dargestellte Fall eines Gluon-Loops möglich, welcher einen gegenteiligen Effekt verursacht.

Die Konsequenz ist eine vom Impulsübertrag  $Q^2$  abhängige Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, welche die Form

$$\alpha_S(Q^2) = \frac{12\pi}{(11 \cdot N_C - 2n_f) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

<sup>6</sup> Hierdurch ist auch die elektromagnetische Kopplungskonstante  $\alpha_{em}$  nicht konstant, sondern nimmt zu großen Abständen hin leicht ab.

annimmt, wobei  $N_C = 3$  die Anzahl der Farben,  $n_f$  die Anzahl der Flavour und  $\Lambda$  den Abschneideparameter<sup>7</sup> bezeichnet (siehe Abbildung 2.3). Da weniger als 16 unterschiedliche Flavour existieren, kann als Ergebnis festgehalten werden, dass die Kopplungskonstanten der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung in unterschiedliche Richtungen laufen.

Bei hohen Impulsüberträgen  $Q$  – also kleinen Abständen – ist die Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung  $\alpha_S$  klein. Quarks in diesem Energiebereich werden als 'asymptotisch frei' bezeichnet und es kann wie in der QED störungstheoretisch gerechnet werden. Zu kleineren Impulsüberträgen hin nimmt die Kopplung aufgrund der Interaktion der Gluonen untereinander zu, sodass im Energiebereich der Baryonen und Mesonen eine störungstheoretische Berechnung nicht mehr möglich ist.

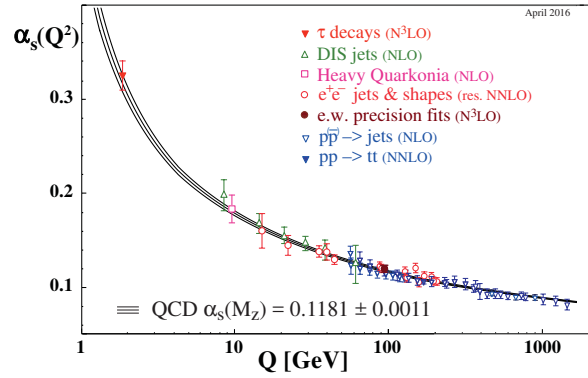


Abb. 2.3.: Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung. [Pat<sup>+</sup>16]

### 2.1.3. Beschreibung von Baryonen

Da sich die QCD im Energiebereich der Baryonen und Mesonen nicht störungstheoretisch berechnen lässt, sind für die Beschreibung von Hadronen alternative Herangehensweisen erforderlich. Eine Methode ist die Verwendung einer effektiven Feldtheorie wie der chiralen Störungstheorie um Eigenschaften von Hadronen zu bestimmen [Ber08] oder der Ansatz über die Annahme unendlich vieler Farben, der sogenannten  $1/N_C$ -Expansion. [MS15] Beispielhaft wird an dieser Stelle auf die Beschreibung mittels Konstituentenquarkmodellen und quantenmechanischer Berechnungen auf dem Gitter ('Lattice-QCD'-Berechnungen) eingegangen.

#### 2.1.3.1. Konstituentenquarkmodelle

Konstituentenquarkmodelle basieren auf der Annahme, dass Baryonen aus drei gebundenen, schweren Konstituentenquarks zusammengesetzt sind. Diese Konstituentenquarks können als effektive Valenzquarks betrachtet werden, welche von einer Wolke aus Quark-Antiquark-Paaren sowie Gluonen umgeben sind. Konstituentenquarks besitzen die gleichen Quantenzahlen wie Valenzquarks, aber eine signifikant größere Masse.<sup>8</sup>

Eine weitere, häufig verwendete Näherung ist die Annahme, dass aufgrund der relativ hohen Masse nicht-relativistisch gerechnet werden kann (wie z.B. in [IK79]). [TW01] In Konstituentenquarkmodellen wird typischerweise ein Confinementpotential  $\sim k \cdot r$

<sup>7</sup> Der Abschneideparameter  $\Lambda \approx 250$  MeV entspricht dem Impuls, bei welchem der Nenner verschwindet. Er kann als Grenze zwischen gebundenen und quasifreien Quarks interpretiert werden.

<sup>8</sup> Die Konstituentenquarks des Protons haben z.B. eine Masse von ca.  $m_{\text{Proton}}/3 \approx 300$  MeV im Gegensatz zu den Valenzquarks mit Massen von  $m_u = 2,3^{+0,7}_{-0,5}$  MeV und  $m_d = 4,8^{+0,5}_{-0,3}$  MeV.

sowie zusätzlich eine Restwechselwirkung genutzt. Für die Behandlung dieser Restwechselwirkung gibt es unterschiedliche Ansätze, wie z.B. den Ein-Gluon-Austausch (z.B. in [CI86]) oder den Austausch von Goldstone-Bosonen (z.B. in [Glo00]). Eine Übersicht über Quark-Modelle zur Beschreibung von Baryonen liefert [CR00].

### Bonn-Modell

Beim Bonn-Modell [Lör<sup>+</sup>01] handelt es sich um eine relativistisch kovariante Formulierung eines Konstituentenquarkmodells für Hadronen. Die freien Quarkpropagatoren erhalten in Analogie zu den nichtrelativistischen Konstituentenquarkmodellen eine effektive Masse aber die Restwechselwirkungen werden nicht über Ein-Gluon-Austausch sondern über kurzreichweitige, instanton-induzierte Kräfte beschrieben. Das Bonn-Modell benötigt nur sieben freie Parameter, welche sich in zwei Parameter für die Konstituentenquarkmassen, zwei Parameter für das Confinement-Potential sowie drei Parameter für die Restwechselwirkung aufteilen. Diese Parameter werden über Grundzustandsbaryonen<sup>9</sup> sowie einige gut bekannte, angeregte  $\Delta$ -Resonanzen fixiert, wodurch alle weiteren Massen Modelvorhersagen sind. [LMP01]

Im Gegensatz zu nichtrelativistischen ([IK79]) oder relativisierten ([CI86]) Quarkmodellen liefert die Lösung der im Bonn-Modell verwendeten Salpeter-Gleichungen für einen definierten Spin  $J$  simultan die Spektren für positive und negative Parität, wodurch diese Zustände gekoppelt auftreten und nicht unabhängig voneinander sind.

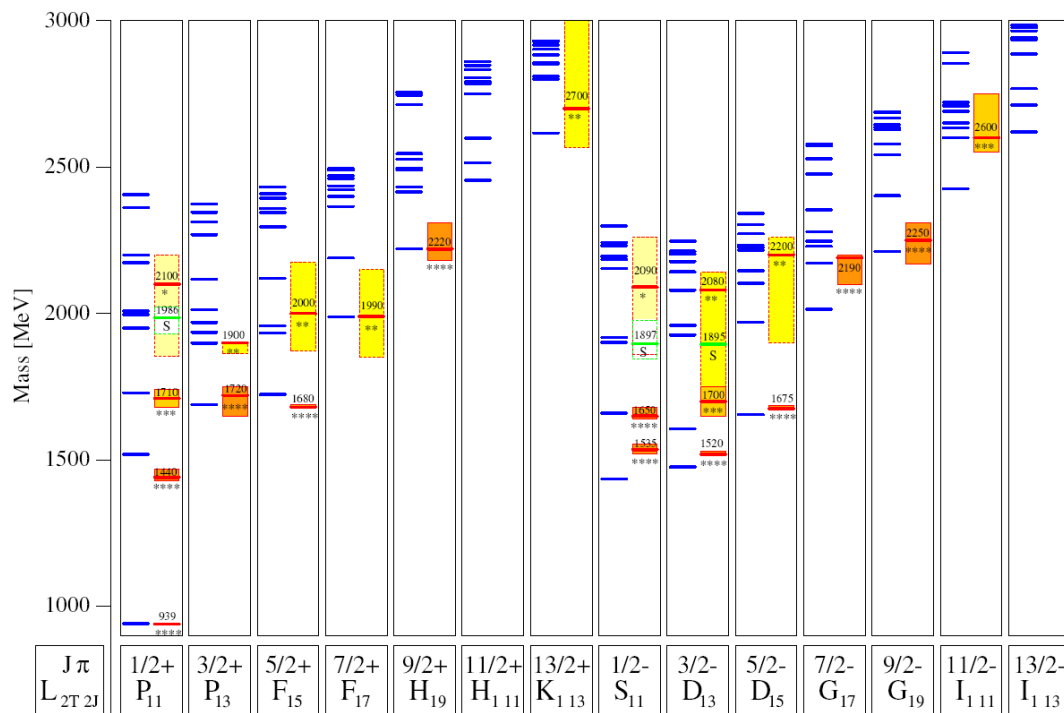


Abb. 2.4.: Nukleon-Resonanzen im Bonn-Modell. [LMP01] In den jeweils linken Spalten sind die mit dem Bonn-Modell berechneten Resonanzen sortiert nach Gesamtdrehimpuls  $J$  und Parität  $\pi$  eingezeichnet. Zusätzlich ist die über den Isospin  $T$  sowie den Bahndrehimpuls  $L$  im  $\pi N$ -System definierte spektroskopische Notation angegeben. In den jeweils rechten Spalten sind die zum damaligen Zeitpunkt (2001) gemessenen Resonanzen mit ihren experimentellen Unsicherheiten eingezeichnet.

<sup>9</sup> Baryonen aus Oktett und Dekuplett mit  $L = 0$

Abbildung 2.4 stellt die mit dem Bonn-Modell erhaltenen Resultate für Nukleonresonanzen den experimentellen Ergebnissen gegenüber. Die im Nukleonspektrum beobachteten Paritätsdubletts können über ein Zusammenspiel des Confinementpotentials, relativistischer Effekte und der Instanton-Restwechselwirkung erklärt werden.<sup>10</sup> Insgesamt können die Anzahl der Zustände mit  $m < 1,9 \text{ GeV}$  gut zugeordnet werden. Es fällt auf, dass bei Massen  $m > 1,9 \text{ GeV}$  deutlich mehr Zustände vorhergesagt werden, als bisher experimentell bestätigt sind. Hierfür werden verschiedene Erklärungen diskutiert.

- Zum Beispiel ist es möglich, dass die drei Quarks in einem Baryon nicht gleichberechtigt sind, sondern eine Quark-Diquark-Struktur vorliegt. [Ans<sup>+</sup>93] Hierdurch sind in einem Baryon nicht alle möglichen Freiheitsgrade realisiert und man erwartet demzufolge weniger Zustände.
- Eine andere Theorie besagt, dass Quarks und Gluonen nicht die relevanten Freiheitsgrade sind, und Baryonresonanzen dynamisch aus Mesonen und Baryonen mit geringerer Masse generiert werden. [BMM11; LK02]
- Eine weitere Möglichkeit ist, dass die zusätzlich vorhergesagten Zustände nur schwach an den Kanal  $\pi N$  koppeln und daher experimentell noch nicht nachgewiesen werden konnten.<sup>11</sup> [CR94]

Die offensichtliche Diskrepanz zwischen Vorhersagen und gemessenen Zuständen in Kombination mit der Vielzahl möglicher Erklärungen ist ein starker Ansporn um mit Hilfe experimenteller Daten eine fundierte Grundlage für weitergehende Überlegungen zu schaffen. Nicht nur im letztgenannten Fall sollte die Untersuchung des Baryonenspektrums mittels Photoproduktion am Nukleon zu neuen Erkenntnissen führen. Eine genauere Bestimmung des Baryonenspektrums inklusive der Zerfallseigenschaften der Baryonresonanzen ist essentiell, eine zu Grunde liegende Systematik zu verstehen.

### 2.1.3.2. Lattice-QCD

Ein weiterer Ansatz zur Vorhersage der Anregungsspektren von Nukleonen ist die Berechnung mit Hilfe von Gittereichrechnungen ('Lattice-QCD'). Hier werden Lösungen der QCD in einem System aus diskreten Raum-Zeit-Koordinaten berechnet, um statische Eigenschaften von Zuständen zu bestimmen. Dabei werden einige Näherungen gemacht, wie z.B. die Berechnung mit unphysikalisch großen Mesonmassen, um den Rechenaufwand zu reduzieren. Die physikalischen Eigenschaften können anschließend aus den Ergebnissen extrapoliert werden.

Abbildung 2.5 zeigt das Ergebnis einer Lattice-QCD-Rechnung mit einer Pionmasse von  $m_\pi = 396 \text{ MeV}$ . Hier wurde das Nukleonspektrum bis zu  $J = \frac{7}{2}$  auf einem  $a_s^3 \times a_t = 16^3 \times 128$  großen asymmetrischen Gitter mit einem räumlichen Gitterabstand von  $a_s = 0,123 \text{ fm}$  und einem um einen Faktor 3,5 unteretzten zeitlichen Abstand  $a_t$  berechnet. [Edw<sup>+</sup>11]

Es ergibt sich für die mit  $L < 2$  assoziierten Zustände ein zu nicht-relativistischen

<sup>10</sup> Dieser Ansatz funktioniert allerdings nicht für  $\Delta$ -Baryonen-Dubletts, da hier die Instanton-Kraft nicht wirkt.

<sup>11</sup> Die in Abbildung 2.4 gezeigten experimentellen Ergebnisse beruhen fast ausschließlich auf Daten aus  $\pi N$ -Streuexperimenten.

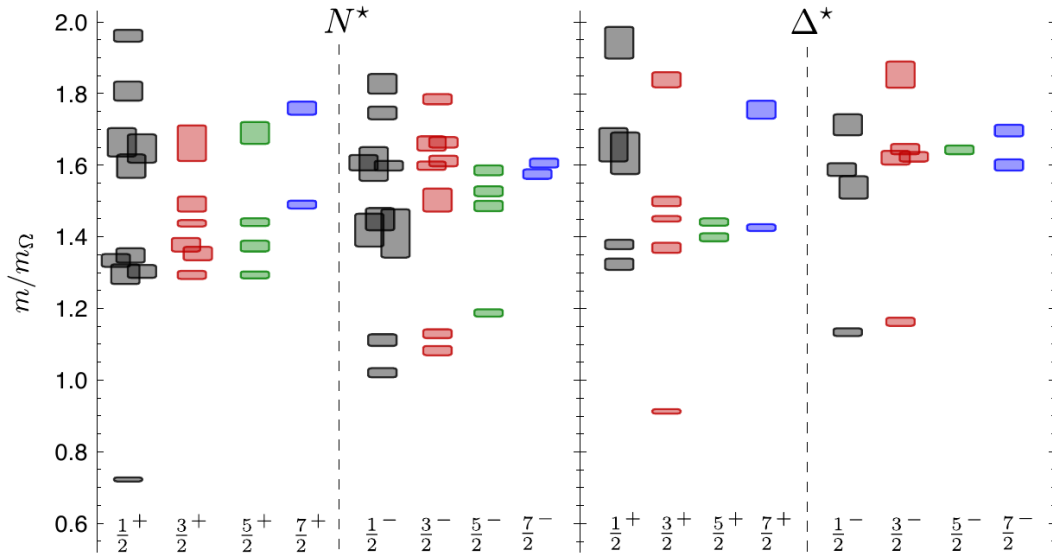


Abb. 2.5.: Baryon-Resonanzen in Lattice-QCD-Rechnung. [Edw<sup>+</sup>11] Aufgetragen sind die auf die berechnete  $\Omega^-$ -Masse normierten Massen für verschiedene Quantenzahlen  $J^P$  für eine Rechnung mit  $m_\pi = 396$  MeV.

Quarkmodellen konsistentes Levelschema mit 5 Nukleon- und 2  $\Delta$ -Resonanzen, welche  $L^P = 1^-$  zugeordnet werden können. Höhere Anregungen scheinen Mischzustände aus jeweils mehreren Multipletts zu sein. Eine weitere Beobachtung ist die Massenaufspaltung zwischen der leichtesten  $J^P = \frac{1}{2}^+$ - und der leichtesten  $\frac{1}{2}^-$ -Resonanz, welche – wie auch in den meisten Konstituentenquarkmodellen – mit einem zu den experimentellen Daten entgegengesetzten Vorzeichen vorhergesagt wird. Die Lattice-QCD-Rechnung sieht derzeit noch keine Anzeichen für Paritätsdubletts – dem gekoppelten Auftreten von massendegenerierten Zuständen unterschiedlicher Parität – und auch keine Anzeichen für eine verminderte Anzahl an Freiheitsgraden in einer Quark-Diquark-Struktur. Es werden auch hier deutlich mehr Resonanzen vorhergesagt als bisher experimentell beobachtet wurden.

## 2.2. Experimenteller Zugang

Die unterschiedlichen theoretischen Ansätze um Baryonen zu beschreiben, reproduzieren die Anzahl und Quantenzahlen  $J^P$  der Zustände mit Massen bis  $m \lesssim 1,9$  GeV. Beobachtet werden allerdings unterschiedliche Eigenschaften sowie bei höheren Massen eine unterschiedliche Anzahl der berechneten Zustände in den verschiedenen Modellen. Insbesondere die systematischen Abweichungen zu den experimentell bestimmten Zuständen – z.B. in der Massenaufspaltung der ersten orbitalen bzw. radialen Anregung des Protons – zeigen, dass die Struktur von Baryonen noch nicht hinreichend verstanden ist. An dieser Stelle sind neue Beiträge von experimenteller Seite notwendig, um die unvollständige Datenbasis zu erweitern und theoretische Modelle hinreichend genau testen zu können.

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist es nicht möglich, alleine aus der Betrachtung eines differentiellen Wirkungsquerschnitts Informationen über die zu diesem Wirkungsquerschnitt beitragenden Resonanzen zu gewinnen.

Aufgrund der kurzen Lebensdauern haben Resonanzen eine große Zerfallsbreite und



überlappen einander. Des Weiteren können Resonanzen mit gleichen Quantenzahlen  $J^P$  interferieren, sodass die reine Betrachtung von Fluktuationen im totalen Wirkungsquerschnitt ('Bumphunting') nicht weiterhilft. Es werden weitere Observablen benötigt, um Zugang zu den zur Reaktion beitragenden Resonanzen zu erhalten.

### 2.2.1. Polarisationsobservablen

Nukleonresonanzen werden in der Photoproduktion durch elektrische und magnetische Multipolanregungen ( $E_L, M_L$ ) erzeugt, wobei  $L$  für den Gesamtdrehimpuls des einlaufenden Photons steht. Bei der Wechselwirkung eines Photons mit einem Proton kann eine Resonanz mit Parität  $P_{N^*}$  und Drehimpuls  $J_{N^*}$  entstehen. Der Zerfall in einen Endzustand geschieht wieder über Multipolübergänge ( $E_{l\pm}, M_{l\pm}$ ), wobei Auswahlregeln zum Zusammenspiel zwischen den beiden Multipolübergängen und der erzeugten Nukleonresonanz existieren. [KS03] Tabelle 2.1 zeigt, welche Multipole zu welchen Resonanzen beitragen, wobei zu einer Resonanzanregung typischerweise zwei verschiedenen Multipole – ein elektrischer und ein magnetischer – beitragen.

$L$	Multipol	Resonanz $J_{N^*}^P$	Multipol	Partial- wellen
1	E1	$\frac{1}{2}^-$	$E_{0+}$	$S_{11}, S_{31}$
		$\frac{3}{2}^-$	$E_{2-}$	$D_{13}, D_{33}$
	M1	$\frac{1}{2}^+$	$M_{1-}$	$P_{11}, P_{31}$
		$\frac{3}{2}^+$	$M_{1+}$	$P_{13}, P_{33}$
2	E2	$\frac{3}{2}^+$	$E_{1+}$	$P_{13}, P_{33}$
		$\frac{5}{2}^+$	$E_{3-}$	$F_{15}, F_{35}$
		$\frac{7}{2}^+$	$E_{3+}$	$F_{13}, F_{33}$
	M2	$\frac{3}{2}^-$	$M_{2-}$	$D_{13}, D_{33}$
		$\frac{5}{2}^-$	$M_{2+}$	$D_{15}, D_{35}$
		$\frac{7}{2}^-$	$M_{2-}$	$D_{13}, D_{33}$

Tab. 2.1.: Zusammenhang zwischen Multipolen und Resonanzen.

Die Beschreibung der Multipolübergänge kann über Kugelflächenfunktionen mit entsprechenden energieabhängigen Vorfaktoren geschehen. Die Amplituden der Multipolentwicklung können als komplexe Amplituden in unterschiedlichen Basisdarstellungen geschrieben werden. Hier existieren zum Beispiel so genannte Helizitätsamplituden  $H_1, \dots, H_4$  [BDS75] oder CGLN-Amplituden [Che<sup>+</sup>57]:

$$\begin{aligned}
 F_1 &= \sum_{l=0}^{\infty} [P'_{l+1}(x) \cdot E_{l+} + P'_{l-1}(x) \cdot E_{l-} + lP'_{l+1}(x) \cdot M_{l+} + (l+1)P'_{l-1}(x) \cdot M_{l-}] \\
 F_2 &= \sum_{l=0}^{\infty} [(l+1)P'_l(x) \cdot M_{l+} + lP'_l(x) \cdot M_{l-}] \\
 F_3 &= \sum_{l=0}^{\infty} [P''_{l+1}(x) \cdot E_{l+} + P''_{l-1}(x) \cdot E_{l-} - P''_{l+1}(x) \cdot M_{l+} + P''_{l-1}(x) \cdot M_{l-}] \\
 F_4 &= \sum_{l=0}^{\infty} [-P''_l(x) \cdot E_{l+} - P''_l(x) \cdot E_{l-} + P''_l(x) \cdot M_{l+} - P''_l(x) \cdot M_{l-}]
 \end{aligned}$$

mit den Legendre-Polynomen  $P(x)$ , bzw. deren Ableitungen  $P'(x)$  und  $P''(x)$ . In der praktischen Umsetzung wird die Summierung bei einem energieabhängigen Wert  $l_{\max}$  abgebrochen.

Die Bestimmung der Multipole erfolgt über die Messung von Polarisationsobservablen, wobei unterschiedliche Observablen auf Quadrate oder auf Interferenzterme zwischen den Multipolen sensitiv sein können.

Die Anzahl der existierenden Amplituden ist ausschlaggebend für die Anzahl der über Observablen zu bestimmenden Größen. Diese ist vom Typ der betrachteten Reaktion abhängig. Während in der Photoproduktion einzelner pseudoskalarer Mesonen vier Amplituden und somit 16 Observablen existieren, sind es bei pseudoskalaren Doppelmesonen acht Amplituden und 64 Observablen [PST96]. Im Experiment sind die Observablen als Faktoren im differentiellen Wirkungsquerschnitt messbar. Formel 2.1 zeigt, wie der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt durch die Berücksichtigung polarisierter Reaktionspartner modifiziert wird.

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) \cdot & \left[ 1 - p_\gamma^{\text{lin}} \Sigma(\theta) \cos(2\phi) \right. \\ & + p_x \cdot \left( -p_\gamma^{\text{lin}} H(\theta) \sin(2\phi) + p_\gamma^{\text{zirk}} F(\theta) \right) \\ & - p_y \cdot \left( +p_\gamma^{\text{lin}} P(\theta) \cos(2\phi) - T(\theta) \right) \\ & \left. - p_z \cdot \left( -p_\gamma^{\text{lin}} G(\theta) \sin(2\phi) + p_\gamma^{\text{zirk}} E(\theta) \right) \right] \end{aligned} \quad (2.1)$$

In Tabelle 2.2 sind alle Polarisationsobservablen sowie der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt aufgeführt, die bei der Produktion einzelner pseudoskalarer Mesonen auftreten. Das verwendete Koordinatensystem  $(x, y, z)$  ist wie in Abbildung 2.6 dargestellt definiert. Die  $z$ -Achse entspricht der Richtung der einfallenden Photonen und die  $y$ -Achse steht senkrecht zur Reaktionsebene, welche vom auslaufenden Proton  $p'$  und Meson  $\eta$  aufgespannt wird. Im Koordinatensystem  $(x', y', z')$  entspricht die  $z'$ -Achse der Richtung des produzierten Mesons und  $y' = y$ ,  $x'$  steht senkrecht zu  $y'$  und  $z'$ :  $x' = y' \times z'$ .

Polarisierung des Photons		Polarisationstyp														
		Target			Rückstoß			Target-Rückstoß								
		$x$	$y$	$z$	$x'$	$y'$	$z'$	$x'$	$x'$	$x'$	$y'$	$y'$	$y'$	$z'$	$z'$	$z'$
unpolarisiert	$\sigma$	-	$T$	-	-	$P$	-	$T_{x'}$	-	$L_{x'}$	-	$\Sigma$	-	$T_{z'}$	-	$L_{z'}$
linear	$\Sigma$	$H$	$P$	$G$	$O_{x'}$	$T$	$O_{z'}$	$L_{z'}$	$C_{z'}$	$T_{z'}$	$G$	$\sigma$	$F$	$L_{x'}$	$C_{x'}$	$T_{x'}$
zirkular	-	$F$	-	$E$	$C_{x'}$	-	$C_{z'}$	-	$O_{z'}$	-	$E$	-	$H$	-	$O_{x'}$	-

Tab. 2.2.: Polarisationsobservablen in der Ein-Meson-Photoproduktion.

Es fällt auf, dass jede Observable in zwei verschiedenen Kombinationen aus Strahl-, Target- und Rückstoßpolarisation gemessen werden kann. Insbesondere kann jede Einfachpolarisationsobservable auch als Doppelpolarisationsobservable aus den anderen beiden Polarisationsstellungen und jede Doppelpolarisationsobservable zusätzlich als Tripelpolarisationsobservable bestimmt werden (siehe z.B.  $P$  in [H<sup>+</sup>14]).

Für ein sogenanntes vollständiges Experiment, also die eindeutige Beschreibung der Amplituden, ist es nicht ausreichend, eine der doppelten Anzahl an Amplituden entsprechende Anzahl von Observablen zu bestimmen, da diese teilweise linear voneinander abhängig sind. Für einzelne pseudoskalare Mesonen müssen acht sorgfältig ausgewählter Observablen exakt bestimmt werden. [CT97] Da experimentelle Daten

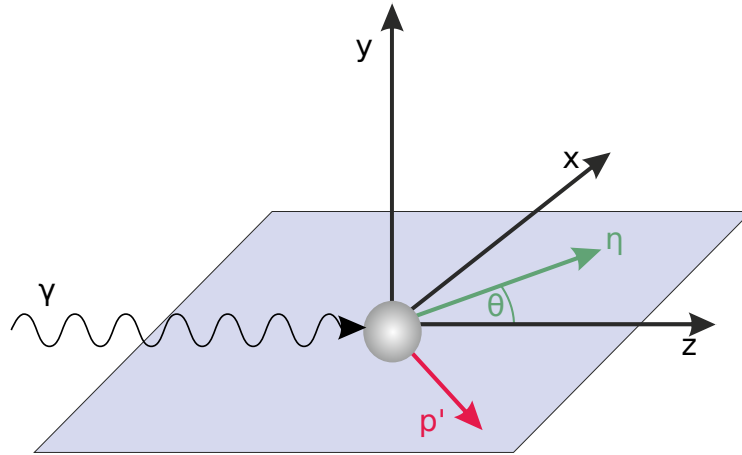


Abb. 2.6.: Das Koordinatensystem  $(x, y, z)$  ist so definiert, dass die  $z$ -Achse der Richtung der einfallenden Photonen entspricht und die  $y$ -Achse senkrecht zur Reaktionsebene – aufgespannt durch  $\gamma$  und  $p'$  – steht. Im Koordinatensystem  $(x', y', z')$  entspricht die  $z'$ -Achse der Richtung des produzierten Mesons und  $y' = y$ .  $x' = y' \times z'$

allerdings immer fehlerbehaftet sind, hilft die Bestimmung zusätzlicher Observablen diese Fehler zu minimieren. Für einen begrenzten Energiebereich in dem nur wenige Partialwellen beitragen (z.B. Nahe der Produktionsschwelle) besteht zusätzlich eventuell die Möglichkeit, dass bereits eine geringere Anzahl an Observablen eine hinreichend genaue Beschreibung der beitragenden Partialwellen liefert. [Wun12]

### 2.2.1.1. Die Doppelpolarisationsobservable $E$

Die Darstellung der verschiedenen Observablen als Helizitätsamplituden sind in Anhang B aufgelistet. Die in der vorliegenden Arbeit untersuchte Doppelpolarisationsobservable  $E$  kann in den verschiedenen Darstellungen z.B. als

$$\begin{aligned}
 E &= \Re \{ |F_1|^2 + |F_2|^2 - 2 \cdot \cos \theta F_1^* F_2 + \sin^2 \theta (F_2^* F_3 + F_1^* F_4) \} \\
 &\quad \text{(CGLN-Amplituden [San<sup>+</sup>11]), bzw.} \\
 E &= \frac{1}{2} (|H_1|^2 - |H_2|^2 + |H_3|^2 - |H_4|^2) \text{ (Helizitätsamplituden), oder} \\
 E &= \Re (b_1 b_3^* + b_2 b_4^*) \text{ (Transversity-Amplituden) [CT97]}
 \end{aligned}$$

geschrieben werden. Die Doppelpolarisationsobservable  $E$  besteht in der Darstellung über Helizitätsamplituden — ebenso wie die Observablen  $\sigma$ ,  $C_{z'}$  und  $L_{z'}$  — lediglich aus Quadraten der Amplituden  $H_1$  bis  $H_4$  und trägt daher dazu bei, in Kombination mit weiteren Observablen die Absolutwerte dieser Amplituden zu bestimmen. Zur Extraktion der zu den Multipolen beitragenden Partialwellen und anschließende Bestimmung der Resonanzen aus den Amplituden ist eine Partialwellenanalyse notwendig (siehe Abschnitt 2.2.2).

Wie Tabelle 2.2 zu entnehmen ist, wird für die Bestimmung der in dieser Arbeit untersuchten Doppelpolarisationsobservablen  $E$  sowohl ein zirkular polarisierter Photonstrahl als auch ein longitudinal polarisiertes Target benötigt. Stehen die Spins von Target und Strahl parallel, beziehungsweise antiparallel zueinander, ergeben sich die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{1/2}$  und  $\sigma_{3/2}$  (siehe Abbildung 2.7).

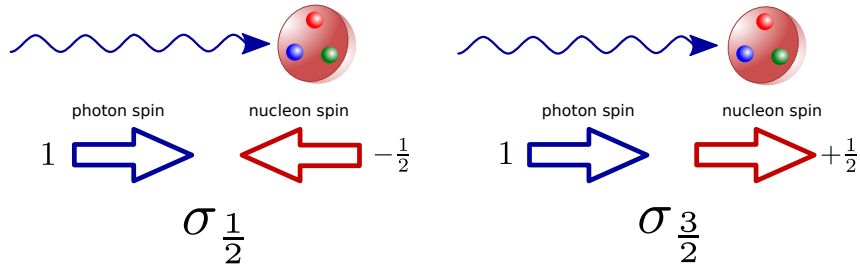


Abb. 2.7.: Definition der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{1/2}$  und  $\sigma_{3/2}$ .

Als Asymmetrie ist  $E$  über die helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{1/2}$  und  $\sigma_{3/2}$  definiert:

$$E_{(\theta, E_\gamma)} = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}}.$$

Dadurch ist die Kenntnis eines absoluten Wirkungsquerschnitts für die Bestimmung nicht notwendig, falls es gelingt  $\sigma_{1/2}$  und  $\sigma_{3/2}$  aus dem selben Experiment zu bestimmen. Wie explizit aus den genommenen Daten  $E$  mit Hilfe einer Zählratendifferenzen der verschiedenen Polarisationsstellungen extrahieren werden kann, wird in Kapitel 7 ausführlich erläutert.

### 2.2.1.2. Das $\eta$ -Meson

Eigenschaft	Wert
$I^G(J^{PC})$	$0^+(0^{-+})$
Masse $m$	$547,862 \pm 0,018 \text{ MeV}$
Zerfallsbreite $\Gamma$	$1,31 \pm 0,05 \text{ keV}$

Tab. 2.3.: Übersicht über Eigenschaften des  $\eta$ -Mesons. [Oli+14]

Bei dem in dieser Analyse untersuchten  $\eta$ -Meson handelt es sich mit  $J^{PC} = 0^{-+}$  um einen Mischzustand des Isospin-Singletts des Oktetts der pseudoskalaren Mesonen  $\eta_8$  sowie des Singletts  $\eta_1$ . Diese mischen aufgrund ihrer identischen Quantenzahlen und ergeben die experimentell beobachtbaren Teilchen  $\eta$  und  $\eta'$ .

Tabelle 2.3 fasst die wichtigsten Eigenschaften des  $\eta$ -Mesons zusammen. Für die Interpretation der im  $p\eta$ -Zerfallskanal erhaltenen Daten ist die Tatsache interessant, dass dieser Zerfallskanal als Isospinfilter wirkt. Dies liegt daran, dass  $\Delta$ -Resonanzen mit Isospin  $I_\Delta = \frac{3}{2}$  nicht in einen Endzustand mit einem Proton ( $I_p = \frac{1}{2}$ ) und einem  $\eta$ -Meson ( $I_\eta = 0$ ) zerfallen können. Es können ausschließlich  $N^*$ -Resonanzen ( $I = \frac{1}{2}$ ) zum beobachteten Wirkungsquerschnitt beitragen, wodurch die Untersuchung von  $\eta$ -Endzuständen ein wertvolles Werkzeug ist, um z.B.  $N^*$ -Resonanzen zu untersuchen, welche von anderen Resonanzen überdeckt werden und in einem  $\pi$ -Endzustand nur sehr schwer zugänglich sind. Da insgesamt weniger Resonanzen und somit weniger Amplituden zum beobachtbaren Wirkungsquerschnitt beitragen, sind diese besser bestimmbar.

Die häufigsten Zerfallskanäle mit dem jeweiligen Verzweigungsverhältnis sind in Tabelle 2.4 aufgeführt. Da das  $\eta$ -Meson mit einer Wahrscheinlichkeit von  $(72,12 \pm 0,34)\%$  in neutrale Teilchen zerfällt, bietet sich die Untersuchung mit Hilfe des auf

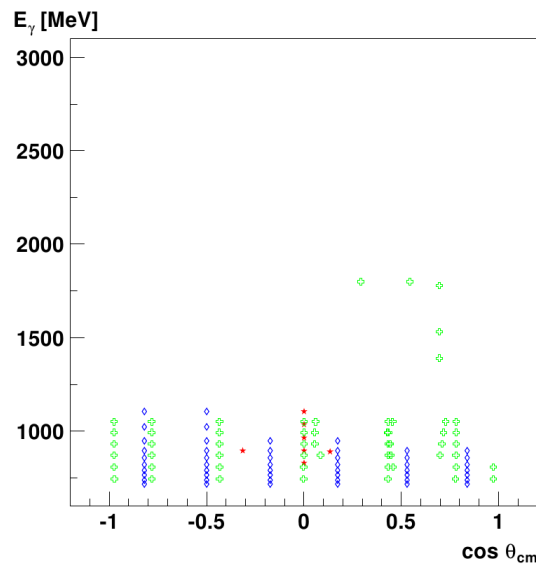
Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis
$\eta \rightarrow 2\gamma$	$(39,41 \pm 0,20)\%$
$\eta \rightarrow 3\pi^0$	$(32,68 \pm 0,23)\%$
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	$(22,92 \pm 0,28)\%$
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	$(4,22 \pm 0,08)\%$

Tab. 2.4.: Zerfallskanäle und Verzweigungsverhältnisse des  $\eta$ -Mesons. [Oli<sup>+</sup>14]

neutrale Zerfallskanäle ausgelegten CBELSA/TAPS-Experiments an. In der vorliegenden Arbeit wird der Zerfallskanal  $\eta \rightarrow 2\gamma$  untersucht.

### 2.2.1.3. Bisherige Datenbasis der $\eta$ -Photoproduktion

Erste Polarisationsobservablen wurden bereits in den 1970er Jahren aufgenommen. Vor Beginn der Messung existierten in der  $\eta$ -Photoproduktion lediglich Polarisationsdaten für die drei Einfachpolarisationsobservablen  $\Sigma$ ,  $T$  und  $P$ . Eine Übersicht über die Datenbasis liefert Abbildung 2.8.

Abb. 2.8.: Bisherige Datenbasis in der  $\eta$ -Photoproduktion für die Einfachpolarisationsobservablen  $\Sigma$  (grün),  $T$  (blau) und  $P$  (rot). [PAC05]

Die Datenpunkte der **Strahlasymmetrie**  $\Sigma$  stammen aus zwei Veröffentlichungen von 1980 und 1998. In [VP80] sind die fünf höherenergetischen Datenpunkte bei  $E_\gamma = 1,39$  GeV, 1,53 GeV, 1,8 GeV enthalten, welche am 4,7 GeV-Elektronensynchrotron in Jerewan, Armenien gemessen wurden.

Die Ergebnisse des GRAAL-Experiments [Aja<sup>+</sup>98] decken nahezu den gesamten Raumwinkel im Energiebereich von  $E_\gamma = 0,74$  GeV – 1,1 GeV mit insgesamt 51 Datenpunkten ab.

Ein neuerer Datensatz der Crystal-Barrel-Kollaboration mit 34 Datenpunkten und Energien von  $E_\gamma = 0,8$  GeV – 1,4 GeV [Els<sup>+</sup>07] ist in der Abbildung nicht enthalten und erweitert den Energiebereich bei guter Winkelabdeckung.

Für die **Targetasymmetrie**  $T$  existiert ein Datensatz, der mit dem PHOENICS-Experiment in Bonn gemessen wurde. [Boc<sup>+</sup>98] Diese Messung verwendete ein transversal polarisiertes Target, welches nach dem selben Prinzip funktioniert wie das am CBELSA/TAPS-Experiment eingesetzte Target. Es wurden 50 Datenpunkte für die Targetasymmetrie  $T$  bei sechs verschiedenen Winkeln ( $\theta_\eta = (33 \pm 12)^\circ, (58 \pm 12)^\circ, (80 \pm 10)^\circ, (100 \pm 10)^\circ, (120 \pm 10)^\circ, (145 \pm 15)^\circ$ ) für Energien von der  $\eta$ -Produktionsschwelle bis  $E_\gamma = 1,15$  GeV bestimmt.

Die Bestimmung der **Rückstoßpolarisationsobservablen**  $P$  erfolgte durch eine direkte Bestimmung der Polarisation des rückgestreuten Protons, wobei 5 Datenpunkte für Energien von  $E_\gamma = 0,8$  GeV – 1,1 GeV am California Institute of Technology gemessen wurden. [Heu<sup>+</sup>70]

Zwei weitere Datenpunkte ( $E_\gamma = 0,89$  GeV und  $\theta_\eta = 82,3^\circ$  sowie  $E_\gamma = 0,895$  GeV und  $\theta_\eta = 108,3^\circ$ ) wurden am Institute for Nuclear Study, University of Tokyo bestimmt. [Hon<sup>+</sup>71]

### Parallel laufende Experimente

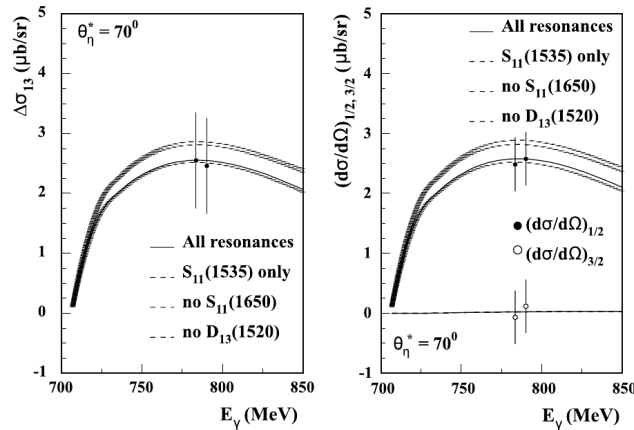


Abb. 2.9.: Datenbasis in der  $\eta$ -Photoproduktion für die Doppelpolarisationsobservablen  $E$  vor Beginn der Datennahme für diese Analyse. [Ahr<sup>+</sup>03]

Für die Bestimmung von Doppelpolarisationsobservablen mit Hilfe eines polarisierten Targets sowie eines polarisierten Photonenstrahls an einem den Raumwinkel nahezu vollständig abdeckenden Detektorsystem existierten bis zum Beginn der hier analysierten Messungen weltweit bisher drei Messplätze. An allen drei Messplätzen steht jeweils ein transversal oder longitudinal polarisiertes Butanoltarget sowie ein linear oder zirkular polarisierter Photonenstrahl zur Verfügung.

Das **CLAS<sup>12</sup>-Experiment**<sup>13</sup> am CEBAF-Beschleuniger<sup>14</sup> in Newport News, Virginia, USA ist ein auf die Bestimmung der Vierervektoren geladener Teilchen spezialisiertes Detektorsystem. Es steht ein Photonstrahl mit Energien bis zu  $E_\gamma = 6$  GeV und seit 2010 ein polarisiertes Target zur Verfügung. Ein Kalorimeter zur Messung von Photonen deckt nur für einen sehr eingeschränkten Winkelbereich ab.

Das **Crystal-Ball-Experiment**<sup>15</sup> der A2-Kollaboration am Mainzer Mikrotron MAMI ist auf die Detektion von Photonen aus dem Zerfall neutraler Mesonen spezialisiert. Der Photonenstrahl hat eine Maximalenergie von  $E_\gamma = 1,6$  GeV.

<sup>12</sup> CLAS: CEBAF Large Acceptance Spectrometer

<sup>13</sup> <https://www.jlab.org/Hall-B/clas-web/>

<sup>14</sup> CEBAF: Continuous Electron Beam Accelerator Facility

<sup>15</sup> <https://wwwa2.kph.uni-mainz.de/experiments/crystal-ball.html>

Das **CBELSA/TAPS-Experiment**<sup>16</sup> am Beschleuniger ELSA in Bonn ist ebenfalls auf die Detektion von Photonen aus dem Zerfall neutraler Mesonen spezialisiert und wird ausführlich in Kapitel 3 beschrieben. Es stehen Photonen mit einer Energie von bis zu  $E_\gamma = 3,2 \text{ GeV}$  zur Verfügung.

Vor Beginn der hier analysierten Messungen existierte lediglich eine Veröffentlichung einer Doppelpolarisationsmessung in der  $\eta$ -Photoproduktion von der A2-Kollaboration. [Ahr<sup>+</sup>03] Abbildung 2.9 zeigt das Ergebnis der Bestimmung der helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{1/2}$  und  $\sigma_{3/2}$  für zwei Datenpunkte bei  $E_\gamma = 785 \text{ MeV}$  und  $E_\gamma = 790 \text{ MeV}$  für einen Winkel des auslaufenden  $\eta$ -Mesons von  $\theta_\eta = 70^\circ$ . Eine dominierende  $N_{1/2}$ -Resonanz nahe der Produktionsschwelle würde hier zu  $E \approx 1$  und somit  $\sigma_{3/2} \approx 0$  führen. Der mit  $\sigma_{3/2} = 0$  kompatible Wert für  $\theta_\eta = 70^\circ$  bestätigt diese Möglichkeit.

Inzwischen wurden von Doppelpolarisationsexperimenten die ersten Daten veröffentlicht. Hierbei wurde unter anderem auch die Doppelpolarisationsobservable  $E$  in verschiedenen Zerfallskanälen bestimmt. In [Got<sup>+</sup>14] werden die Ergebnisse von  $E$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  für Photonenergien von  $600 \text{ MeV} < E_\gamma < 2300 \text{ MeV}$  in jeweils 15 Winkelbereichen diskutiert. Ein weiterer, ausführlicherer Artikel ist in Vorbereitung. [Got18] In [Sen<sup>+</sup>16] werden die parallel zu dieser Analyse am CLAS-Experiment erzielten Ergebnisse von  $E$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$  diskutiert. Abbildung 2.10 zeigt eine Übersicht der aktuellen Datenbasis in der  $\eta$ -Photoproduktion für verschiedene Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen.

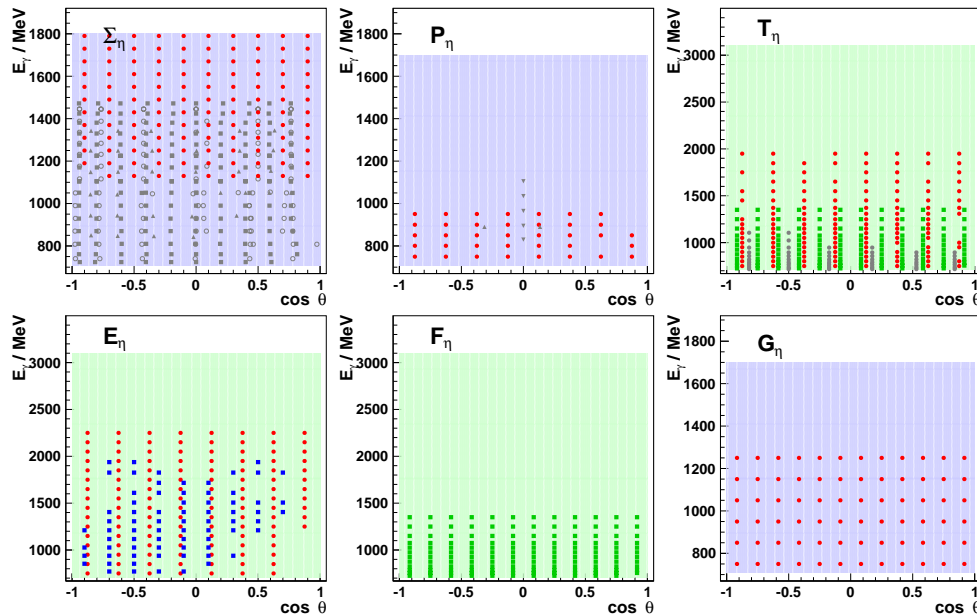


Abb. 2.10.: Aktuelle Datenbasis in der  $\eta$ -Photoproduktion für die Einfachpolarisationsobservablen  $\Sigma$ ,  $P$  und  $T$  (oben) sowie die Doppelpolarisationsobservablen  $E$ ,  $F$  und  $G$  (unten). [Afz18] Gezeigt sind Daten vor 2007 (grau), der CLAS-Kollaboration (blau, [Sen<sup>+</sup>16]), der A2-Kollaboration (grün, [Ako<sup>+</sup>14]) sowie der CB-Kollaboration (rot, [M<sup>+</sup>18; Afz<sup>+</sup>18]).

<sup>16</sup><http://www.cb.uni-bonn.de/>

### 2.2.2. Extraktion von Resonanzparametern

Um aus den in den letzten Jahrzehnten gewonnenen Daten für verschiedene Observablen und Reaktionskanäle die tatsächlichen Beiträge der entsprechenden Partialwellen – idealerweise modellunabhängig – zu extrahieren, wird eine Partialwellenanalyse (PWA) benötigt. Ziel von Partialwellenanalysen ist, letztendlich die beitragenden Resonanzen und deren Parameter zu bestimmen. Andersherum können die bestimmten Partialwellen auch verwendet werden, um Vorhersagen über noch nicht gemessene Observablen zu machen.

Die im Folgenden vorgestellten Partialwellenanalysen haben einige grundlegende Gemeinsamkeiten. So können alle Modelle - bis auf das MAID-Modell - gekoppelte Kanäle berücksichtigen und Unitarität ist zumindest näherungsweise erfüllt. Unterschiede existieren unter anderem in der jeweils zur Beschreibung von Resonanzen und Untergrund verwendete Parametrisierung sowie der zu Grunde liegende Datenbasis – teilweise durch unterschiedliche Gewichte der berücksichtigten Datensätze.

Der **SAID**<sup>17</sup>-Formalismus enthält explizit nur die  $\Delta(1232)$ -Resonanz als  $K$ -Matrix-Pol. Die Matrixelemente werden in Energiepolynomen bis zur 5. Ordnung entwickelt und die Real- und Imaginärteile der Partialwellen aus  $\pi N$ -Streudaten bestimmt. [Wor<sup>+</sup>12] Hierbei wird eine minimale Anzahl  $i$  an Polstellen in einem Fit generiert und die Massen  $M_i$ , Breiten  $\Gamma_i$  und Verzweigungsverhältnisse bestimmt. Die hier erhaltenen Amplituden werden auch als Grundlage für andere Partialwellenanalysen verwendet.

In einem zweiten Schritt werden die hadronischen Parameter fixiert und mit Hilfe von Photoproduktionsdaten die Helizitätsamplituden bestimmt. Das bedeutet insbesondere, dass über die Photoproduktionsdaten Verzweigungsverhältnisse aber keine neuen Resonanzen bestimmt werden. Neuere Doppelpolarisationsdaten werden in der SAID-Analyse mit einem Faktor 4 gewichtet und erhalten zusätzliche Bedeutung, da von sich teilweise widersprechenden Wirkungsquerschnittsdatsätzen pro Energiebereich nur ein Datensatz ausgewählt wird.

Bei dem  $\eta$ **MAID-Modell** handelt es sich um ein unitäres Isobarenmodell, bei welchem die Beschreibung von Untergrundbeiträgen des  $t$ -Kanal-Austauschs über Regge-Trajektorien geschieht. Als Ausgangspunkt werden Massen, Breiten und Kopplungsstärken der von der Particle Data Group gelisteten Resonanzen verwendet. Im Gegensatz zu den anderen hier vorgestellten Analysen wird die  $\eta$ -Photoproduktion unabhängig von anderen Produktionskanälen betrachtet. [Chi<sup>+</sup>03]

Es werden nur wenige Resonanzen benötigt um die verwendeten Datensätze zu beschreiben, was auch daran liegen kann, dass nur Datensätze bis zum Jahr 2002 untersucht werden und weitere Einschränkungen durch neuere (Doppelpolarisations-)Daten daher nicht berücksichtigt werden.

Eine überarbeitete Version des  $\eta$ MAID-Modells enthält auch aktuelle Datensätze und ist z.B. in der Lage, die Eigenschaften der  $N(1535)\frac{1}{2}^-$ -Resonanz genauer zu beschreiben. [Kas<sup>+</sup>17]

Der Schwerpunkt der **Bonn-Gatchina-Partialwellenanalyse** (BnGa-PWA) liegt in der Suche nach neuen  $N^*$  und  $\Delta^*$ -Resonanzen. Es werden die Amplituden der SAID-Lösung 'WI08' in Kombination mit Daten aus elastischer und inelastischer Pion-Nukleon-Streuung sowie Photoproduktionsdaten verwendet. Die Resonanzen

<sup>17</sup>SAID: Scattering Analysis Interactive Dial-In



einer gegebenen Partialwelle werden der entsprechenden  $K$ -Matrix hinzugefügt. Nichtresonanter Untergrund wird hauptsächlich über  $t$ - und  $u$ -Kanal-Austausch berücksichtigt. Kleinere phenomenologische Beiträge werden der  $K$ -Matrix auch direkt hinzugefügt.

Bei der BnGa-PWA handelt es sich um eine Vielkanal-Analyse, es werden alle Daten gleichzeitig in einem gemeinsamen Fit angepasst, wobei auch Dreikörper-Endzustände enthalten sind. Die verwendeten Datensätze und Gewichte sind tabellarisch aufgelistet. [Ani<sup>+</sup>12b] Als Ergebnis werden die Parameter von 19  $N^*$ - und 9  $\Delta^*$ -Resonanzen angegeben.

Das **Jülich-Bonn-Modell** [Rön<sup>+</sup>13] (JüBo) ist ein auf einem hadronischen Streupotential basierendes dynamisches Coupled-Channel-Modell. Über die Iterierung des Potentials in einer Lippmann-Schwinger-Gleichung ist Zweikörperunitarität automatisch erfüllt. Der nichtresonante Untergrund des  $t$ - und  $u$ -Kanalaustauschs von Mesonen und Baryonen wird aus dem Wechselwirkungspotential hergeleitet.

Bei dem Jülich-Bonn-Modell handelt es sich um eine sehr rechenaufwändige Prozedur. Es sind sowohl  $\pi$ -Photoproduktionsdaten [Rön<sup>+</sup>14] als auch  $\eta$ -Photoproduktionsdaten [Rön<sup>+</sup>15] enthalten. Einzelne Resonanzen werden in dem Prozess dynamisch generiert, so dass am Ende 13  $N^*$  und 11  $\Delta^*$ -Resonanzen enthalten sind.

Als weitere Analysen sind die **ANL-Osaka-Analyse** [Kam<sup>+</sup>13] und der **Gießen-Coupled-Channel-Approach** zu erwähnen. Bei letztere handelt es sich um eine phenomenologische Feldtheorie, wobei sowohl pion- als auch photoninduzierte Reaktionen gleichzeitig beschrieben werden [PM02a; PM02b]. In [SLM13a] wird die Produktion von  $\eta$ -Mesonen näher untersucht. Da in beiden Fällen keine Vorhersagen für Observablen gemacht werden, können diese Ansätze nicht mit den hier erzielten Ergebnissen verglichen werden.

### 2.2.3. Ergebnisse der PWAs

Wie bereits diskutiert, haben die verschiedenen Modelle als gemeinsames Ziel, aus den zur Verfügung stehenden Daten die tatsächlich vorhandenen Resonanzen inklusive ihrer Eigenschaften zu extrahieren. Durch die vorhandenen Modellabhängigkeiten sowie unvollständige Datenbasis kommen die verschiedenen PWAs teilweise zu unterschiedlichen Ergebnissen. So können die verschiedenen Partialwellenanalysen z.B. den differentiellen Wirkungsquerschnitt für verschiedene Reaktionen sehr gut beschreiben, obwohl teilweise stark unterschiedliche Resonanzbeiträge verwendet werden.

Abbildung 2.11 veranschaulicht diese Problematik am Beispiel der Strahlasymmetrie  $\Sigma$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$ . Hier sind Datenpunkte im Energiebereich  $E_\gamma = 1250 \pm 50$  MeV einmal mit den Ergebnissen der BnGa-PWA (links) sowie dem  $\eta$ MAID-Modell (rechts) verglichen. [Els<sup>+</sup>07] Im Gegensatz zum  $\eta$ MAID-Modell zieht die BnGa-PWA zusätzlich Daten aus  $\pi N$ -,  $K\Lambda$ - und  $K\Sigma$ -Reaktionen in Betracht. Beide Analysen scheinen sowohl die dargestellten Daten, als auch andere zu diesem Zeitpunkt verfügbare Daten wie Wirkungsquerschnitte ähnlich gut zu beschreiben. Allerdings enthalten die Analysen für diese Beschreibung unterschiedliche Resonanzen mit unterschiedlichen Resonanzparametern. Während das  $\eta$ MAID-Modell eine zusätzliche  $N(1710)_{\frac{1}{2}}^+$  benötigt um die Daten zu beschreiben, enthält die BnGa-PWA eine deutlich stärkere  $N(1720)_{\frac{3}{2}}^+$ . Auch die Beiträge der  $N(1520)_{\frac{3}{2}}^-$  sowie der  $N(1675)_{\frac{5}{2}}^-$  unterscheiden sich in beiden Analysen.

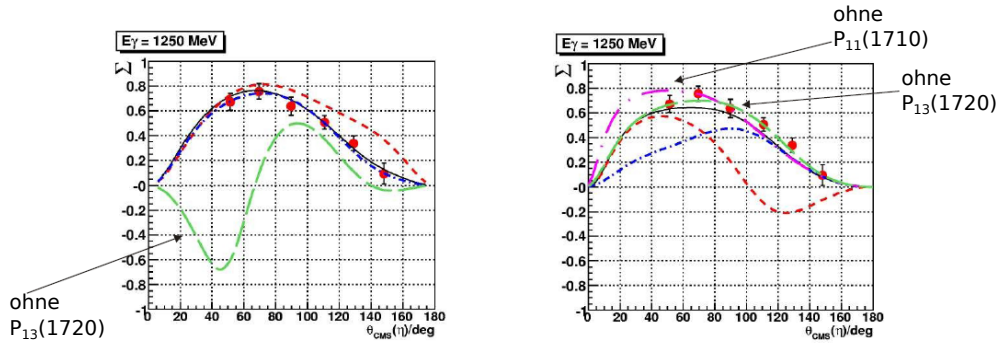


Abb. 2.11.: Sensitivität der unterschiedlichen Analysen auf verschiedene Resonanzbeiträge. [Els<sup>+</sup>07] Verglichen wird der Einfluss verschiedener Resonanzbeiträge in der BnGa-PWA (links) und im  $\eta$ MAID-Modell (rechts).

Die Auswirkung dieser unterschiedlichen Resonanzbeiträge wird deutlich, wenn die Beiträge einer Resonanz in der Analyse ausgeschaltet und der Effekt auf die Beschreibung der Daten beobachtet wird (siehe Abbildung 2.11). In dem genannten Beispiel hat das Entfernen der  $N(1710)\frac{1}{2}^+$ -Resonanz keinen Einfluss auf die BnGa-Lösung, während die Beschreibung durch das  $\eta$ MAID-Modell beeinflusst wird. Das Abschalten der in beiden Analysen vorhandenen  $N(1720)\frac{3}{2}^+$ -Resonanz hat im  $\eta$ MAID-Modell nur einen geringen Einfluss auf die Beschreibung der Strahlasymmetrie, führt in der BnGa-PWA hingegen zu einer signifikanten Veränderung.

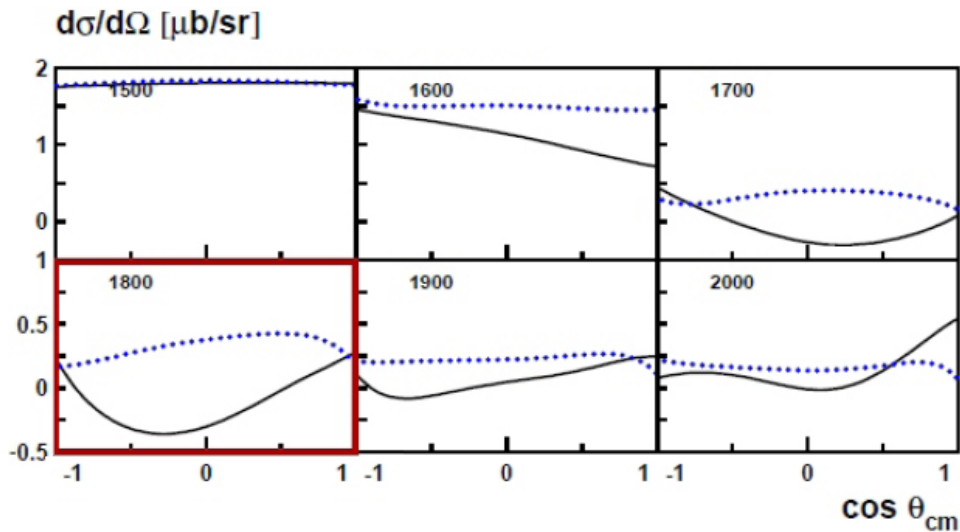


Abb. 2.12.: Vorhersagen von MAID ( $\dots$ ) und der BnGa-PWA ( $—$ ) für die Helizitätsdifferenz  $\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$  aus dem Jahr 2005. [PAC05]

Andere Observablen können basierend auf den Amplituden ausgerechnet werden. In Abbildung 2.12 ist die Helizitätsdifferenz  $\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}$  für verschiedene Schwerpunktsenergien aufgetragen. Die Sensitivität der betrachteten Größe auf die unterschiedlichen Resonanzen ist zu erkennen. Für die Schwerpunktsenergie  $W = 1800$  MeV<sup>18</sup> (rot umrandet) werden deutlich unterschiedliche Werte für die Helizitätsdifferenz vorhergesagt.

<sup>18</sup> Eine Schwerpunktsenergie von  $W = 1800$  MeV entspricht einer Strahlenergie von  $E_\gamma = 1258$  MeV.

Eine Bestimmung der Helizitätsdifferenz, beziehungsweise der mit dieser Größe gekoppelten Doppelpolarisationsobservablen  $E$ , im Reaktionskanal  $\gamma p \rightarrow p\eta$  kann dazu beitragen, diese Doppeldeutigkeit aufzulösen.

Möchte man das Spektrum und die Eigenschaften der Resonanzen verstehen, benötigt man weitere Observablen über einen großen Energiebereich bei möglichst hoher Genauigkeit. Die Auswirkung neuerer Daten in der Pion-Photoproduktion wird in einem gemeinsamen Artikel verschiedener Partialwellengruppen untersucht. [Ani<sup>+</sup>16]

	PDG 2010	BnGa PWA 2011	PDG 2012
N(1860)5/2 <sup>+</sup>		★	★★
N(1875)3/2 <sup>-</sup>		★★★	★★★
N(1880)1/2 <sup>+</sup>		★★	★★
N(1895)1/2 <sup>-</sup>		★★	★★
N(1900)3/2 <sup>+</sup>	★★	★★★	★★★
N(2060)5/2 <sup>-</sup>		★★★	★★
N(2160)3/2 <sup>-</sup>		★★	★★
$\Delta(1940)3/2^-$	★	★	★★

Tab. 2.5.: Einfluss der mit Hilfe der BnGa-PWA aus Photoproduktionsdaten gewonnenen Resonanzen auf im PDG aufgeführte Resonanzen. [Ani<sup>+</sup>12b]

Das Klassifikationsschema reicht von ★ (Schwache Evidenz für Existenz der Resonanz) bis ★★ (Existenz der Resonanz ist sicher und Eigenschaften sind hinreichend gut bekannt).

Tabelle 2.5 zeigt aber auch den Einfluss der in den letzten Jahren gewonnenen (insbesondere Photoproduktions-)Daten der Baryonspektroskopie in Kombination mit den Fortschritten der Auswertung der Daten. Für einen ausgewählten Satz an Resonanzen ist in der linken Spalte die Klassifizierung der Resonanzen der Particle Data Group aus dem Jahr 2010 [Nak<sup>+</sup>10], in der mittleren Spalte die Einschätzung der BnGa-PWA 2011 [Ani<sup>+</sup>12b] sowie in der rechten Spalte die neue Klassifizierung der Particle Data Group seit 2012 [Ber<sup>+</sup>12] zu sehen.

Die Klassifizierung bis 2010 stammte nahezu ausschließlich von Daten aus  $\pi N$ -Streuexperimenten. Dies ist das erste Mal seit 1996, dass eine Änderung an der Klassifizierung von  $N^*$ - oder  $\Delta^*$ -Resonanzen vorgenommen wurde,<sup>19</sup> die letzte Aufnahme einer neuen Resonanz liegt noch länger zurück. Die Analyse von (Polarisations-)Observablen aus Photoproduktionsdaten ist somit zu einem notwendigen Bestandteil der Baryonspektroskopie geworden.

### 2.3. Motivation dieser Analyse

Die Kenntnis sowohl von Doppelpolarisationsobservablen in der Photoproduktion im Allgemeinen, als auch insbesondere der  $\eta$ -Photoproduktion ist unzureichend (siehe Abschnitt 2.2.1.3). Während differentielle Wirkungsquerschnitte [Bar04][Thä11] sowie Einfachpolarisationsobservablen [Els<sup>+</sup>07] in der  $\eta$ -Photoproduktion untersucht wurden, fehlten Informationen über Doppelpolarisationsobservablen vor Beginn dieser Analyse vollständig.

Während die Untersuchung von Endzuständen mit mehreren Mesonen Aufschluss

<sup>19</sup>In der Ausgabe von 1996 sind die Resonanzen  $N(1900)$  und  $\Delta(2000)$  von ★ auf ★★ geändert worden

über an sequentiellen Zerfällen beteiligte Resonanzen liefern kann [Sok<sup>+</sup>15], ist der Endzustand  $p\eta$  sensitiv für angeregte Protonresonanzen ( $N^*$ ). Als Isospinfilter erlaubt die Untersuchung der  $\eta$ -Photoproduktion insbesondere das Studium angeregter Nukleonresonanzen, da Deltaresonanzen nicht zu diesem Zerfallskanal beitragen. Hier besteht die Möglichkeit, zur Konvergenz verschiedener Modelle und Analysen beizutragen (siehe Abschnitt 2.2.3). Die Eigenschaften der in den verschiedenen Analysen bestimmten Resonanzen können aufgrund der im letzten Abschnitt gezeigten Sensitivität auf die Doppelpolarisationsobservable  $E$  genauer bestimmt werden.

Bei Schwerpunktsenergien bis  $\approx 2,3$  GeV können die Daten zur Suche nach nicht gesehenen Resonanzen in einer wenig erforschten Massenregion genutzt werden. Auch nicht vollständig gesicherte Quantenzahlen (wie z.B. der  $N(2070)_{\frac{5}{2}}^-$ -Resonanz [PAC05]) können bei ausreichender Statistik bestätigt oder widerlegt und korrigiert werden.

Aufgrund der bisherigen geringen Datenbasis der  $\eta$ -Photoproduktion können insbesondere Verzweigungsverhältnisse einzelner Resonanzen entweder mit deutlich geringerem Fehler<sup>20</sup> oder zum ersten Mal überhaupt bestimmt werden. Es handelt sich um die erstmalige Messung der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  über einen großen Energie- und nahezu vollständigen Winkelbereich.

Das CBELSA/TAPS-Experiment ist ideal zur Untersuchung verschiedener Einzel- und Doppelpolarisationsobservablen in unterschiedlichen Einfach- oder Mehrfachmesonenzerfällen geeignet. Hierfür steht ein polarisierter Photonstrahl, ein polarisiertes Target sowie ein auf den Nachweis von in Photonen zerfallenden Mesonen spezialisiertes Detektorsystem zur Verfügung. Die vorliegende Analyse steht somit in engem Zusammenhang mit einer Reihe ähnlich motivierter Arbeiten. In der  $\pi^0$ -Photoproduktion ist in diesem Zusammenhang die Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen  $G$  [Thi<sup>+</sup>12],  $E$  [Got<sup>+</sup>14] und  $H$  [H<sup>+</sup>14] zu nennen. Diese Observablen wurden bereits in verschiedene Partialwellenanalysen integriert und konnten zu einer deutlichen Verbesserung der Konvergenz der Amplituden beitragen. [Har<sup>+</sup>15] Im Bereich der Produktion von Vektormesonen ist die Bestimmung von  $\Sigma$ ,  $G$  und  $E$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\omega$  [Ebe12] zu nennen. Zusätzlich werden auch Multimesonenzustände untersucht. [Sok<sup>+</sup>15; Sei18; Mah18; Gut<sup>+</sup>14; Luc16] In der  $\eta$ -Photoproduktion ergänzt die vorliegende Arbeit parallele Untersuchungen der Observablen  $G$  [Grü16],  $T$ ,  $P$  und  $H$  [Har17a] und stellt somit einen wichtigen Beitrag zur Baryonspektroskopie dar. Wie schon im Fall der  $\pi^0$ -Photoproduktion und aufgrund der gezeigten Sensitivität der PWAs auf diese Observable kann mit einem deutlichen Einfluss auf die Bestimmung von Multipolen gerechnet werden.

<sup>20</sup> Z.B. in der spannenden Frage nach dem signifikanten Unterschied der  $p\eta$ -Verzweigungsverhältnisse der beiden  $N_{\frac{1}{2}}^-$ -Resonanzen  $N(1535)_{\frac{1}{2}}^-$  und  $N(1650)_{\frac{1}{2}}^-$ .

### 3. Das CBELSA/TAPS-Experiment

Die im Rahmen dieser Arbeit analysierten Daten wurden von der CBELSA/TAPS-Kollaboration mit dem Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA<sup>1</sup> [Hil06] in Bonn gemessen.

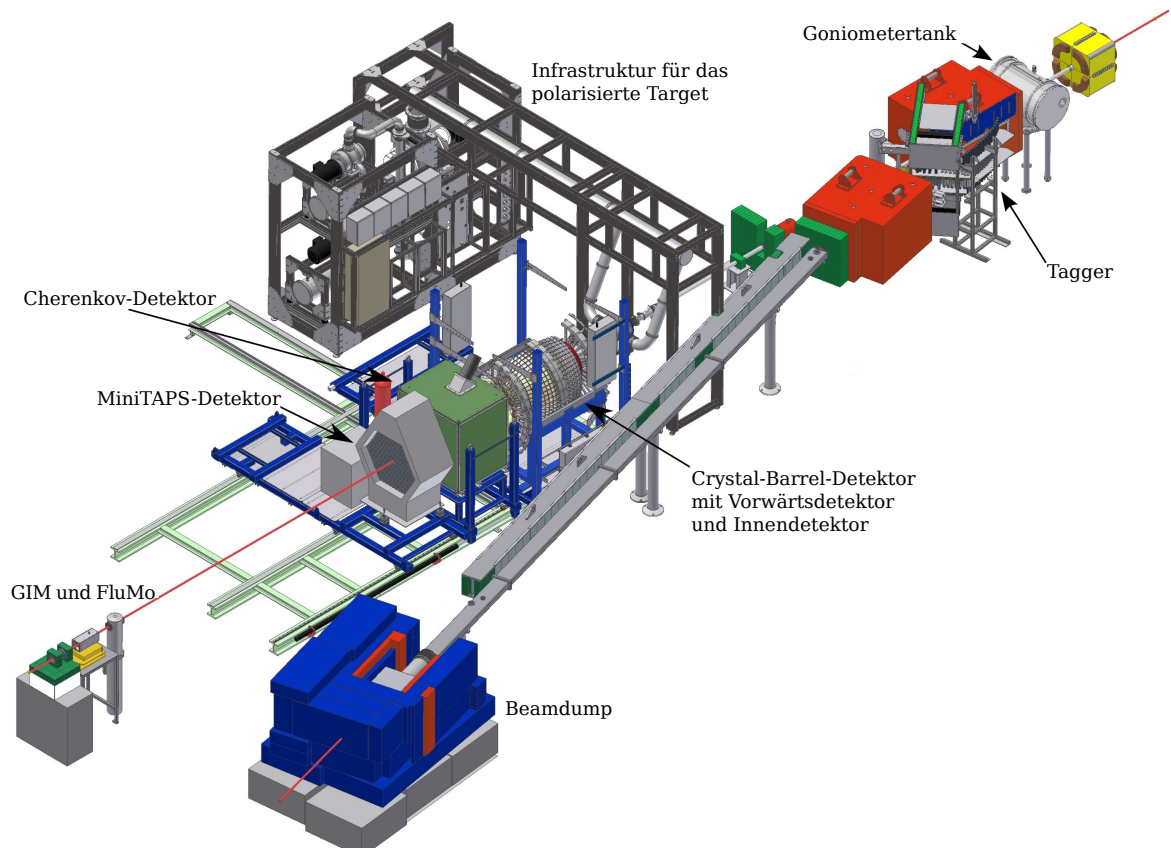


Abb. 3.1.: Übersicht über das CBELSA/TAPS-Experiment. [CB16b]

Im CBELSA/TAPS-Experiment treffen Photonen mit Energien von bis zu  $E_\gamma = 3,2 \text{ GeV}$  auf ein ruhendes Target. Die Reaktionsprodukte können im Rahmen des jeweils zur Verfügung stehenden Phasenraums über den gesamten Raumwinkel verteilt auftreten, werden aufgrund des Lorentzboosts aber mit größerer Wahrscheinlichkeit in Vorwärtsrichtung emittiert. Der Experimentaufbau deckt mit den Detektoren den vollständigen Azimutwinkelbereich  $\phi$  und den Polarwinkelbereich von  $\theta = 1^\circ$  bis  $\theta = 156^\circ$  ab, was einer Raumwinkelabdeckung von 95,7% entspricht. Eine Übersicht über das Experiment ist in Abbildung 3.1 zu sehen.

In Abschnitt 3.1 wird die für die Bereitstellung der Reaktionspartner notwendige Infrastruktur beschrieben, sowie auf für die Analyse relevante Aspekte wie die Strahl- und Targetpolarisation und deren Bestimmung eingegangen. In Abschnitt 3.2 werden

<sup>1</sup> Elektronen-Stretcher-Anlage

kurz die Anforderungen an das Detektorsystem dargelegt, bevor die einzelnen Detektoren zum Nachweis der verschiedenen Reaktionsprodukte erläutert werden. In Abschnitt 3.3 werden weitere für die Datennahme wichtige Komponenten wie der Trigger und der Gas-Čerenkov-Detektor vorgestellt, auf die Komponentenüberwachung des Experimentes eingegangen und die in dieser Arbeit verwendete Datenbasis quantifiziert. Die Programme, welche zur Simulation des Experimentes und zur Analyse der Daten verwendet werden, werden in Abschnitt 3.4 beschrieben.

## 3.1. Reaktionspartner

Wie in der Einleitung erwähnt, wird mit dem Crystal-Barrel-Experiment Baryonenspektroskopie mittels Photoproduktion am Nukleon betrieben. Zur Messung von Doppelpolarisationsobservablen werden sowohl hochenergetische, polarisierte Photonen, als auch polarisierte Nukleonen benötigt.

### 3.1.1. Photonenstrahl

Die Erzeugung linear polarisierter Photonen ist über kohärente Bremsstrahlung von unpolarisierten Elektronen an einem Diamantkristall möglich. [Els<sup>+</sup>09] Zirkular polarisierte Photonen werden über Bremsstrahlungsprozesse aus hochenergetischen, polarisierten Elektronen erzeugt, welche von der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA bereitgestellt werden (siehe Abschnitt 3.1.1.1). Bei der Bremsstrahlung übertragen die Elektronen sowohl einen Teil ihrer Energie auf die dabei entstehenden Photonen, als auch über Helizitätstransfer einen Teil ihrer Polarisation (Abschnitt 3.1.1.2). Energie (Abschnitt 3.1.1.3) und Polarisationsgrad (Abschnitt 3.1.1.4) der Photonen müssen bestimmt werden, und um verschiedene Datensätze miteinander vergleichen zu können, ist es notwendig den relativen Photonfluss durch das Target zu kennen (Abschnitt 3.1.1.5).

#### 3.1.1.1. ELSA

Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Übersicht der Beschleunigeranlage ELSA. Die polarisierten Elektronen werden über die Bestrahlung einer speziellen Photokathode mit zirkular polarisiertem Laserlicht in der polarisierten Quelle erzeugt [Hei14], in einem Linearbeschleuniger (LINAC2) auf eine Energie von 26 MeV beschleunigt und in das Synchrotron injiziert. Dort findet eine weitere Beschleunigung auf eine Energie von typischerweise 1200 MeV statt, bevor die Elektronen in den Stretcher ring eingespeist und dort auf die gewünschte Extraktionsenergie nachbeschleunigt werden. Dabei soll der Polarisationsgrad der Elektronen so gut wie möglich erhalten bleiben [Bol13]. Über quasikontinuierliche Extraktion [Gen99] kann der polarisierte Elektronenstrahl an die Experimente geleitet werden, wo über Bremsstrahlungsprozesse ein hochenergetischer, polarisierter Photonstrahl erzeugt werden kann. Eine Übersicht über den detaillierten Aufbau mit weiteren Quellenangaben findet sich in [Hil06].

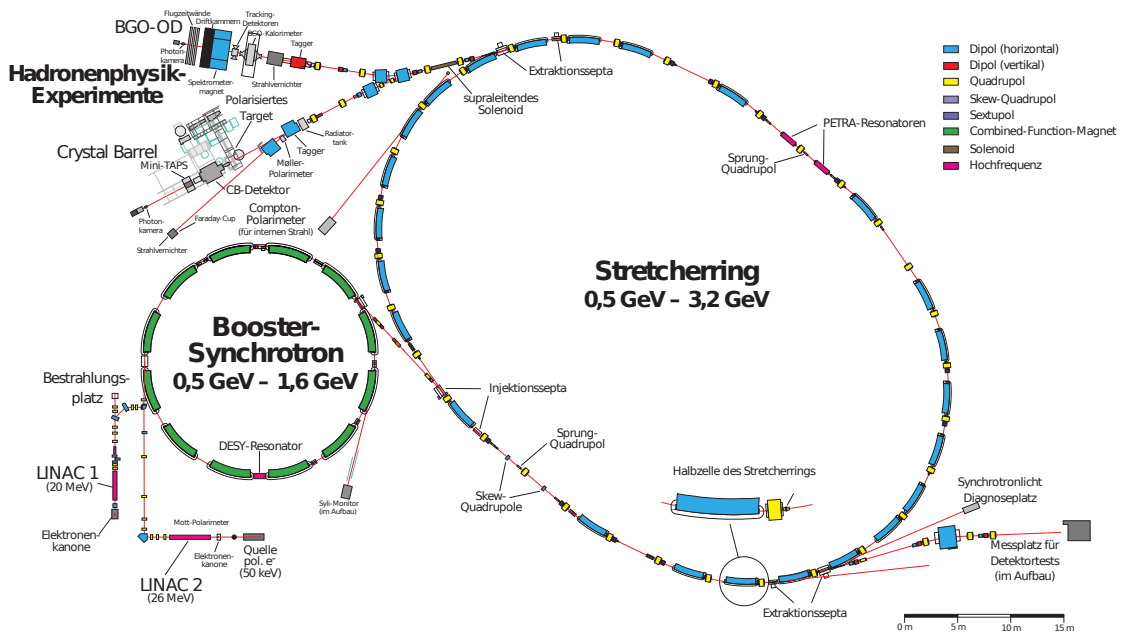


Abb. 3.2.: Überblick über die Elektronenbeschleunigeranlage ELSA [ELSA]

**Polarisierte Quelle**

Als Quelle für polarisierte Elektronen dient eine sogenannte Strained-Layer-Superlattice-Galliumarsenid-Photokathode, welche durch Bestrahlung mit zirkular polarisiertem Licht geeigneter Wellenlänge per Photoemission longitudinal polarisierte Elektronen emittiert. Bei dem für die analysierten Strahlzeiten verwendeten Kristall wurde mit Hilfe eines Mott-Polarimeters ein maximaler Polarisationsgrad von ca. 86 % bestimmt. Abbildung 3.3 zeigt Fotos des Aufbaus.

Typische Betriebsparameter sind Pulse mit einer Pulsdauer von  $1 \mu s$ , wobei Elektronen mit einer Ladungsmenge von 100 nC freigesetzt werden, was einem Strom von 100 mA entspricht. Die ausgelösten Elektronen werden auf eine Energie von 50 keV beschleunigt, da dies der benötigten Einspeiseenergie des LINAC2 entspricht. Da bei der Beschleunigung der Elektronen für einen Erhalt des Polarisationsgrads der Spin transversal zur Bewegungsrichtung stehen muss, wird dieser im Transferkanal zum LINAC2 um  $90^\circ$  in die Vertikale gedreht. [Hei14]

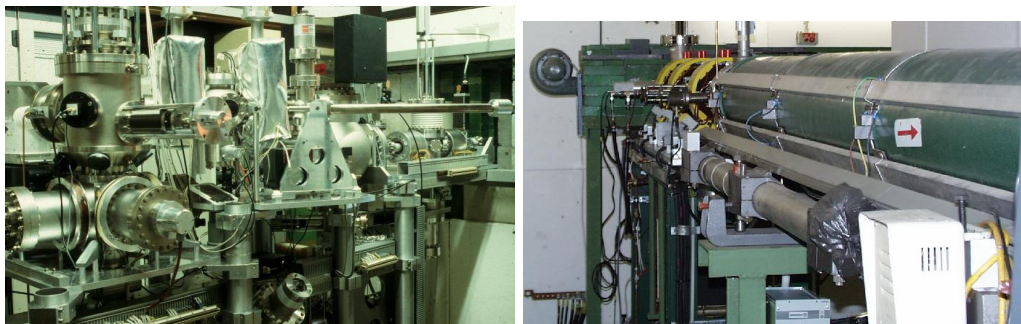


Abb. 3.3.: Foto der Quelle der polarisierten Elektronen (links) [Hei13] sowie des LINAC2 (rechts). [ELSA]

### Beschleunigung

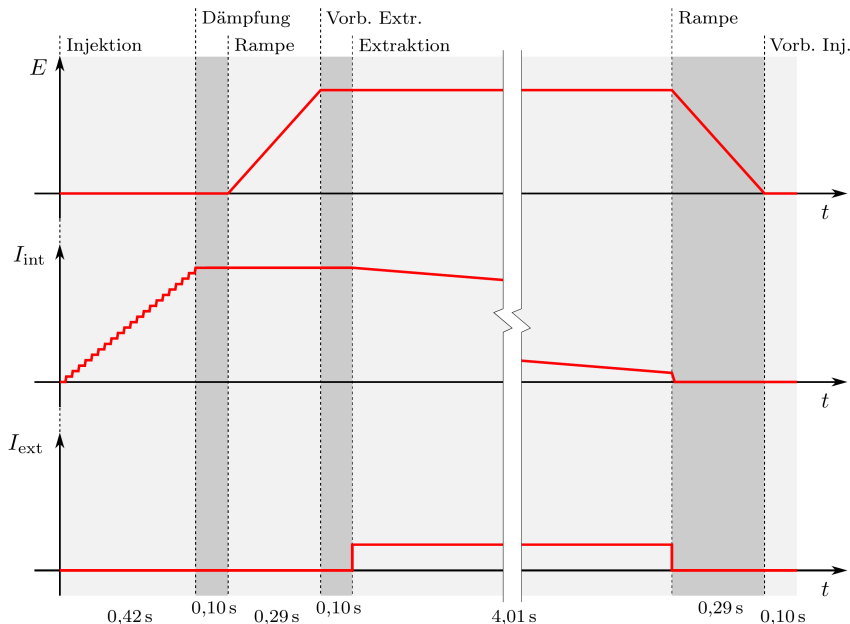


Abb. 3.4.: Typischer Verlauf von Strahlenergie  $E$ , Strom im ELSA-Stretcherring  $I_{\text{int}}$  und extrahiertem Strom  $I_{\text{ext}}$  während eines ELSA-Zyklus. [Pus11]

Die nun und während des gesamten Beschleunigungsvorgangs transversal polarisierten Elektronen werden im LINAC2 auf eine Energie von 26 MeV beschleunigt, bevor sie in das Booster-Synchrotron injiziert werden. Dieses kann die Feldstärke der Dipolmagnete mit einer Geschwindigkeit variieren, die einer mittleren Beschleunigung der Elektronen von  $120 \frac{\text{GeV}}{\text{s}}$  entspricht. Somit können bei einer Netzfrequenz von 50 Hz alle 20 ms Elektronen mit einer Energie von typischerweise 1,2 GeV in den Stretcherring injiziert werden. Aufgrund des Umfangverhältnisses von 3:7 zwischen Synchrotron und Stretcherring wird letzterer, um eine gleichmäßige Füllung zu erreichen, mit Vielfachen von sieben Schüssen mit je 78 ns Versatz - typischerweise 21 Schüsse - pro Zyklus gefüllt.

Für die Strahlextraktion zum Crystal-Barrel-Experiment wird ELSA im Nachbeschleuniger-Modus betrieben. Das bedeutet, dass der Ring gefüllt wird und die Elektronen beschleunigt und danach quasikontinuierlich extrahiert werden. Bei einer typischen, laut der internen ELSA-Datenbank auch in den analysierten Strahlzeiten verwendeten Einstellung eines Extraktionszyklus von  $t_{\text{cycle}} = 5,326 \text{ s}$  mit einer Befüllungs- und Beschleunigungsdauer von  $t_{\text{preparation}} = 1,3 \text{ s}$  bei einer Energierampe von  $4 \text{ GeV/s}$  und einer Extraktionsenergie von  $E_0 = 2,335 \text{ GeV}$  sowie einer Extraktionsdauer von  $t_{\text{extraction}} = 4,026 \text{ s}$  wird somit ein makroskopischer Duty-Faktor von

$$f_{\text{duty}} = \frac{t_{\text{extraction}}}{t_{\text{cycle}}} = 76\%$$

erreicht. Eine Übersicht über den zeitlichen Verlauf der Strahlenergie  $E$ , des internen Stroms  $I_{\text{int}}$  und des extrahierten Stroms  $I_{\text{ext}}$  während eines Zyklus zeigt Abbildung 3.4. Die Genauigkeit der erreichten Energie  $E_{\text{Ist}}$  wird in [Hof01] bei einer Sollenergie  $E_{\text{Soll}} = 2,35 \text{ GeV}$  zu  $E_{\text{Ist}} = (2,3345 \pm 0,0015) \text{ GeV}$  angegeben.

Zusätzlich ist es wichtig, den Polarisationsgrad der Elektronen während der Beschleunigung und Extraktion zu erhalten. Die hierfür erforderlichen Maßnahmen werden im folgenden Abschnitt besprochen.



### Polarisationserhaltung

Während der Beschleunigung ist der Elektronenspin in Richtung der  $z$ -Achse des Beschleunigers ausgerichtet, also senkrecht zur Bewegungsrichtung der Elektronen. Eine Depolarisierung entsteht durch eine Wechselwirkung der Präzession des Spinvektors mit periodisch auftretenden horizontalen Magnetfeldkomponenten. [Hof01] Falls die Phase des Spinvektors an einer Position im Beschleuniger regelmäßig gleich ist, addieren sich mögliche Ablenkungen auf und eine Resonanzbedingung ist erfüllt. In diesem Fall vergrößert sich der Öffnungswinkel des Präzessionskegels auf dem die Spins präzedieren und es kommt zu einer nachhaltigen Verschlechterung des Polarisationsgrads. [Bol13] Während der Erhöhung der Teilchenenergie im Stretcher-Ring werden mehrere Resonanzen gekreuzt. Bei einer Umlaufzeit eines Elektrons von  $584 \text{ ns}^2$  und einer Beschleunigung von  $4 \text{ GeV/s}$  wird eine  $1 \text{ MeV}$  breite Resonanzbedingung 428 mal durchlaufen.

Der Spinarbeitspunkt  $Q_{\text{sp}}$  ist über die Anzahl der Spin-Präzessionen pro Umlauf definiert. Er kann als  $Q_{\text{sp}} = \gamma a$  mit dem Lorentzfaktor  $\gamma = \frac{E}{m_0}$ , der Elektronenmasse  $m_0$  und der gyromagnetischen Anomalie des Elektrons  $a = \frac{g-2}{2} \approx 1,16 \cdot 10^{-3}$  geschrieben werden. Eine depolarisierende Resonanz tritt auf, wenn die Resonanzbedingung

$$Q_{\text{sp}} = k_0 + k_x Q_x + k_z Q_z + k_s Q_s$$

mit dem horizontalen Arbeitspunkt  $Q_x$ , dem vertikalen Arbeitspunkt  $Q_z$ , dem Synchrotronarbeitspunkt  $Q_s$  und  $k \in \mathbb{N}$  erfüllt ist. [Bol13]

In Abhängigkeit von der Art, wie die Resonanzbedingung erfüllt ist, kann zwischen intrinsischen, parametrischen, nichtlinearen und Imperfektionsresonanzen unterschieden werden. Für die in ELSA gegebenen Bedingungen spielen parametrische Resonanzen, welche nur durch zeitlich veränderliche Magnete hervorgerufen werden können, keine weitere Rolle. Nichtlineare Resonanzen, welche durch Multipolfelder höherer Ordnung erzeugt werden, können gezielt, z.B. zur Extraktion des Elektronenstrahls, angeregt werden. [Gen99] Imperfektions- und intrinsische Resonanzen können einen deutlichen Einfluss auf den Polarisationsgrad haben und müssen daher vermieden, bzw. abgeschwächt werden.

**Intrinsische Resonanzen** hängen ausschließlich von der Struktur eines Beschleunigers ab und beruhen nicht auf Fehlern oder Ungenauigkeiten sondern sind auch bei einer perfekten Anordnung aller Magnete vorhanden. Die Resonanzbedingung für intrinsische Resonanzen ist

$$Q_{\text{sp}} = k_0 P \pm Q_z$$

mit der Superperiodizität<sup>3</sup>  $P = 2$  für ELSA und ist für  $Q_z = 4,431$  bei Strahlenergien von  $E_{e^-} = 1,573 \text{ GeV}$  ( $8 - Q_z$ ) sowie  $E_{e^-} = 1,953 \text{ GeV}$  ( $0 + Q_z$ ) erfüllt.

Der Spin-Arbeitspunkt  $Q_{\text{sp}}$ , an welchem die Resonanzbedingung erfüllt ist, ändert sich mit der Energie, ist aber auch vom einstellbaren  $Q_z$  abhängig. Abbildung 3.5 zeigt auf der linken Seite das Prinzip der Unterdrückung intrinsischer Resonanzen durch sogenannte TuneJumps. Hierbei wird während der Beschleunigungsphase der Arbeitspunkt  $Q_z$  kurzfristig um  $\Delta Q_z \approx 0,05$  verschoben, um die Zeit, zu der die

<sup>2</sup> Die Elektronen bewegen sich nahezu mit Lichtgeschwindigkeit durch den Beschleuniger mit einem Umfang von  $164,4 \text{ m}$ .

<sup>3</sup> Als Superperiodizität wird die Anzahl der identischen Teilstrecken der magnetoptischen Struktur eines Ringbeschleunigers bezeichnet.

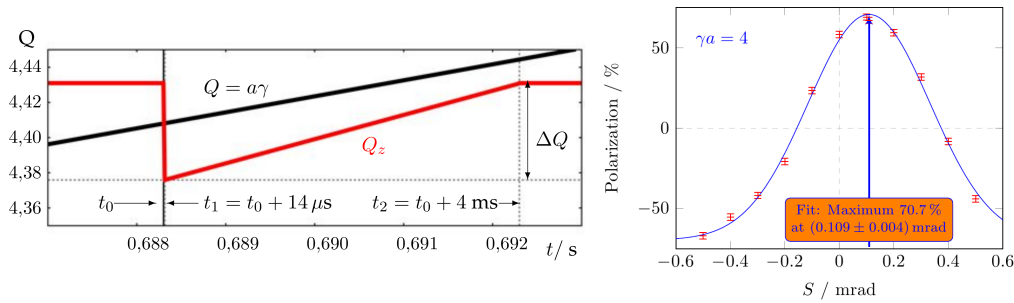


Abb. 3.5.: Methoden zur Erhaltung der Elektronenpolarisation in ELSA. Links: Kurzfristige kontrollierte Verschiebung des Arbeitspunkts  $Q_z$  (TuneJump) um eine Resonanzbedingung (schwarz) möglichst schnell zu kreuzen. [Bol13] Rechts: Verlauf der Polarisation in Abhängigkeit der eingestellten harmonischen Korrektur am Beispiel der Resonanzbedingung  $\gamma a = 4$ . [Sch<sup>+</sup>14]

Resonanzbedingung erfüllt ist, zu verkürzen, und damit die Resonanz schneller zu kreuzen. [Sch18]

**Imperfektionsresonanzen** treten auf, wenn die Resonanzbedingung

$$Q_{\text{sp}} = \gamma a \cdot k_0$$

erfüllt ist, also bei ganzzahligen Vielfachen von  $E_{e^-} = 440,65 \text{ MeV}$ . Im Gegensatz zu intrinsischen Resonanzen hängt die Stärke von Imperfektionsresonanzen von der mittleren Abweichung der Elektronen von ihrer Sollbahn – dem Closed-Orbit – ab und kann daher in einem ersten Schritt durch eine gute Closed-Orbit-Korrektur reduziert werden. Erreicht werden mittlere quadratische Abweichungen von weniger als  $50 \mu\text{m}$ .

Eine weitere Reduktion der Resonanzstärke wird durch eine kurzfristige, ca. 20 ms dauernde Änderung der Sollbahn während der Beschleunigungsphase erreicht. Abbildung 3.5 zeigt auf der rechten Seite die Auswirkung einer als harmonische Korrektur bezeichneten Beeinflussung der Sollbahn auf den Polarisationsgrad. Eine Auslenkung um  $0,109 \text{ mrad}$  in einer der beiden korrigierten Ebenen führt in diesem Beispiel zu einem deutlichen Anstieg der erreichten Polarisierung. Der in der Abbildung scheinbar mögliche vollständige (adiabatische) Spinflip ist aufgrund von Synchrotronsatelliten<sup>4</sup> nicht möglich und führt grundsätzlich zu einem schlechteren Polarisationsgrad. [Bol13]

Der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls wird über die oben beschriebenen Methoden maximiert, indem Polarisationsverluste innerhalb des Stretcherrings minimiert werden. Die Bestimmung des Polarisationsgrads geschieht hierbei nach der Extraktion mit Hilfe des Møller-Polarimeters, dessen Funktionsweise in Abschnitt 3.1.1.4 beschrieben wird.

Der Polarisationsgrad der Elektronen, welche aus der Quelle austreten, beträgt laut dem dort verwendeten Mott-Polarimeter  $P_{e^-} \approx 86\%$  [Hei14]. Eine Untersuchung der Abhängigkeit des Polarisationsgrads von der Extraktionsenergie aus dem Synchrotron hat gezeigt, dass es sinnvoll ist, vor der dritten Imperfektionsresonanz bei  $1322 \text{ MeV}$  zu extrahieren. [Bre<sup>+</sup>85] Obwohl der Polarisationsverlust innerhalb des Synchrotrons laut [Hof01] nur ca. 3% betragen soll, beträgt der maximal mit dem

<sup>4</sup> Synchrotronsatelliten sind Seitenresonanzen von Imperfektionsresonanzen, welche aufgrund von Synchrotronenschwingungen nahe der eigentlichen Imperfektionsresonanz entstehen.

Møller-Polarimeter bestimmte Polarisationsgrad  $P_{e^-} \approx 72\%$ .

Die Ursache für die fehlenden ca. 10% sind unbekannt. Neben einer unterschiedlichen Polarisationsbestimmung an Quelle und Extraktion können die Höhe des Polarisationsverlustes innerhalb des Synchrotrons sowie der Spindrehler bei der LINAC-Einspeisung als mögliche Gründe für die Abweichung genannt werden. [Fro15]

### Extraktion

Um dem Experiment einen möglichst gleichmäßigen Strahlstrom zur Verfügung zu stellen, kann nicht einfach nach der Beschleunigung der gesamte Strahl extrahiert werden. Stattdessen wird eine sogenannte Resonanzextraktion durchgeführt, bei welcher es sich um eine quasikontinuierliche Extraktion handelt, die in [Gen99] ausführlich beschrieben ist.

Hierfür wird der horizontale Arbeitspunkt  $Q_x$  in die Nähe einer drittelzahligen optischen Resonanz verschoben. In der Nähe dieser Betatronresonanz<sup>5</sup> bei  $Q_x = 14/3$  wird durch eine Variation der Magnetooptik eine kontrollierte horizontale Schwingung angeregt. Durch zusätzliche Quadrupolmagnetfelder wird der Phasenraumbereich für stabile Elektronenbahnen kontinuierlich reduziert, was dazu führt, dass die Elektronen auf die in Abbildung 3.6 schematisch dargestellte Separatrix – die Grenze dieses Phasenraumbereichs – und weiter auf die Separatrixäste gelangen. Dort springen die Elektronen bei jedem Umlauf auf den nächsten Ast und weiter nach außen, bis sie schließlich über die Schneide des Septummagneten in den magnetfeldfreien Bereich und somit in den Bereich der Extraktionsstrahlführung gelangen und zum Experiment extrahiert werden können.

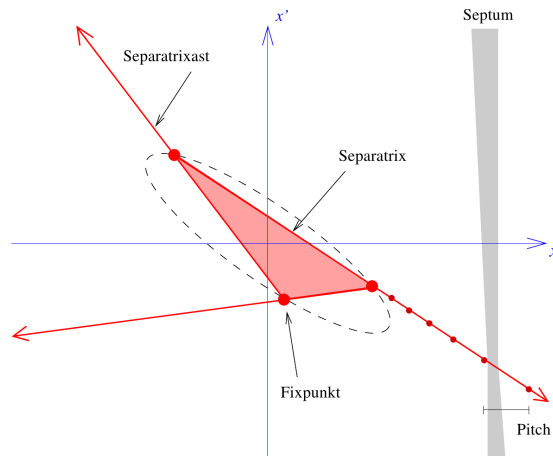


Abb. 3.6.: Schematische Skizze des Phasenraums während der Extraktion. [Gen99]

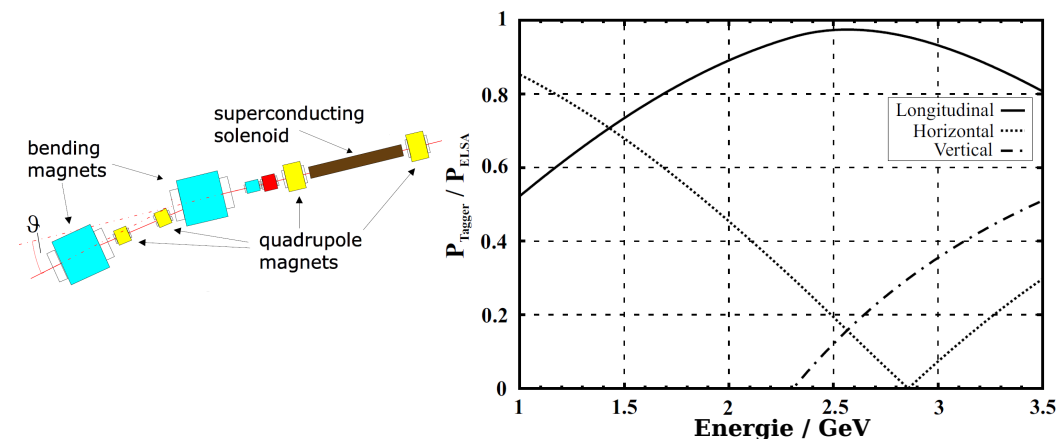


Abb. 3.7.: Links: Extraktionsstrahlführung. Der Elektronenstrahl kommt von rechts oben. Rechts: Polarisationsanteile in Abhängigkeit der Energie nach dem supraleitenden Spindrehler. [Hil06]

<sup>5</sup> Eine nichtlineare drittelzahlige optische Resonanz wird als Betatronresonanz bezeichnet. [Hof01]

In der externen Strahlführung (Abbildung 3.7 links) wird der in Richtung der  $z$ -Achse des Beschleunigers ausgerichtete Elektronenspin durch einen supraleitenden Solenoiden sowie zwei Dipolmagnete longitudinal zur Flugrichtung der Elektronen ausgerichtet. Durch die begrenzte Feldstärke des supraleitenden Solenoiden sowie den fest vorgegebenen Ablenkwinkel der Dipolmagneten, erfolgt keine vollständig longitudinale Ausrichtung der Elektronenspins. Abbildung 3.7 zeigt auf der rechten Seite, dass eine maximale longitudinale Ausrichtung bei einer Energie von  $E_{e^-} \approx 2,55 \text{ GeV}$  erreicht wird, eine transversale Komponente aber immer vorhanden ist. [Hil06] Da bei einer Energie von  $2,3501 \text{ GeV}$  mit  $k_0 = 5\frac{1}{3}$  eine weitere, drittelzahlige Imperfektionsresonanzbedingung im Stretcherring erfüllt ist, wurde eine Extraktionsenergie von  $E_0 = (2,3345 \pm 0,0015) \text{ GeV}$  gewählt, um den insgesamt erzielten Polarisationsgrad zu maximieren.

Die Positionskontrolle des Elektronenstrahls innerhalb der externen Strahlführung geschieht während der Justage an der Goniometerposition durch Drahtscans<sup>6</sup> und während der Messung zerstörungsfrei und in Echtzeit durch die in Hochfrequenzresonatoren induzierte Spannungen des Elektronenstrahls. [Pus11]

Nach der Extraktion stand für die vorliegende Analyse ein longitudinal polarisierter Elektronenstrahl mit einer Energie von  $E_0 = (2,3345 \pm 0,0015) \text{ GeV}$ , einem mittleren Polarisationsgrad von  $P_{e^-} \approx 63\%$  bei einem im Faraday-Cup gemessenen Strahlstrom von  $I_{e^-} \approx (300 - 400) \text{ pA}$  sowie einem makroskopischen Duty-Faktor von  $f_{\text{duty}} = \frac{4,03 \text{ s}}{5,33 \text{ s}} = 76\%$  zur Verfügung.

### 3.1.1.2. Radiator

Der zirkular polarisierte Photonstrahl wird durch Bremsstrahlung der longitudinal polarisierten Elektronen an einem amorphen Radiator erzeugt. Ein Teil des Polarisationsgrads der Elektronen wird dabei über Helizitätstransfer auf die erzeugten Photonen übertragen.

#### Bremsstrahlung

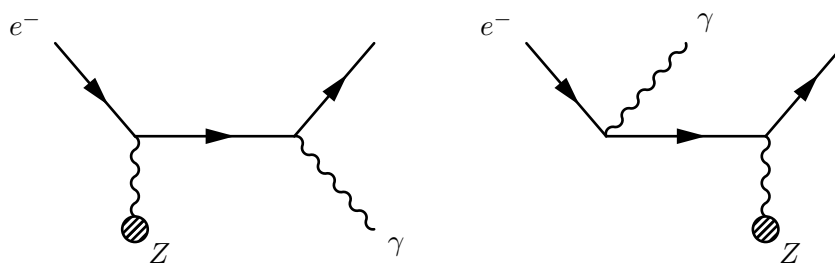


Abb. 3.8.: Feynmangraphen des Bremsstrahlungsprozesses an einem Nukleon  $Z$ .

Bei der Bremsstrahlung gibt ein energiereiches Elektron im elektrischen Feld eines Rückstoßpartners wie einem Atomkern einen Teil seiner Energie in Form eines Photons ab. Abbildung 3.8 zeigt die Feynmangraphen niedrigster Ordnung für diesen Prozess.

<sup>6</sup> Hierfür werden nacheinander zwei senkrecht zueinander angeordnete Drähte durch den Elektronenstrahl gefahren und aus dem Intensitätsspektrum im Tagger in Abhängigkeit von der Drahtposition Position und Profil des Elektronenstrahls bestimmt.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega_{E_\gamma} d\Omega_e dE_\gamma}$  der Bremsstrahlung ist nach Be-  
the und Heitler [BH34] von der Energie der Elektronen und vom Material, in wel-  
chem die Bremsstrahlung stattfindet, abhängig. Für den relativistischen Grenzfall  
und über die Winkelverteilung integriert ergibt sich nach [LL91]

$$d\sigma = 4Z^2\alpha r_e^2 \frac{dE_\gamma}{E_\gamma} \frac{E}{E_0} \left[ \frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - \frac{2}{3} \right] \left[ \ln \left( \frac{2E_0 E}{E_\gamma} \right) - \frac{1}{2} \right]$$

mit der Feinstrukturkonstanten  $\alpha \approx \frac{1}{137}$ , der Ordnungszahl  $Z$ , dem klassischen Elek-  
tronenradius  $r_e$ , der Elektronenenergie  $E_0$  im Anfangs- bzw.  $E$  im Endzustand sowie  
der abgestrahlten Photonenergie  $E_\gamma$ . Abbildung 3.9 zeigt den Intensitätsverlauf des  
Bremsstrahlungsspektrums am Beispiel einer Elektronenenergie von  $E_0 = 2,335$  GeV,  
wobei der vom im nächsten Abschnitt beschriebenen Tagger<sup>7</sup> abgedeckte Bereich in  
gelb markiert ist.

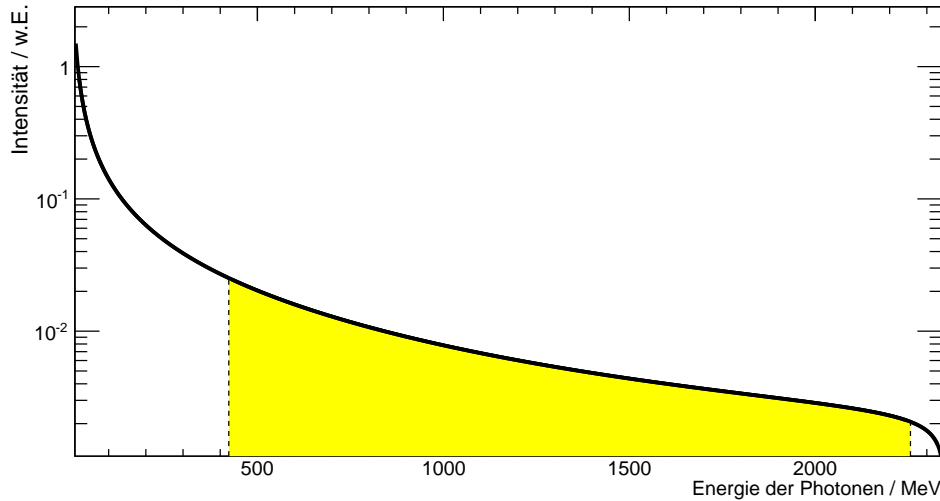


Abb. 3.9.: Bremsstrahlungsspektrum der Photonen für eine Elektronenenergie von  $E_0 = 2335$  MeV. In gelb markiert ist der Bereich, welcher vom Tagging-System abgedeckt wird.

Der Öffnungswinkel  $\theta_\gamma$  der Photonen nach dem Bremsstrahlprozess ergibt sich zu

$$\theta_\gamma \sim \sqrt{\langle \theta_\gamma^2 \rangle} \sim \frac{1}{E_0}$$

und beträgt bei den betrachteten Energien typischerweise weniger als 1 mrad. [BH34]  
Ein Kollimator gewährleistet, dass Photonen mit großen Öffnungswinkeln aussortiert  
werden und nur Photonen nahe der Strahlachse  $z$  das Target erreichen. Der im Expe-  
riment verwendete  $6 \times 4$  cm lange Wolfram-Kollimator, welcher sich 3,6 m hinter dem  
Radiator target befindet, hat einen Innendurchmesser von  $\varnothing = 4$  mm. [For09] Hin-  
ter dem Kollimator befindet sich ein 'Sweeper' genannter Permanentmagnet. Dieser  
entfernt durch sein Dipolfeld den hauptsächlich an den Wänden des Kollimators  
erzeugten elektromagnetischen Untergrund aus der Strahlachse.

Da die Winkelverteilung der Bremsstrahlungspotonen eine leichte Abhängigkeit von  
der Photonenergie aufweist (siehe Abbildung 2.4 in [Har08]), kann durch die Kollima-  
tion des Photonstrahls zusätzlich eine leichte Anreicherung höherer Photonenergien

<sup>7</sup> engl. für Photonenergiemarkierungsanlage

erzielt werden. Dies ist z.B. in der in Abschnitt 7.1 beschriebenen Bestimmung der Photondefinitions-wahrscheinlichkeit  $P_\gamma$  zu erkennen.

Bei der Wahl der Dicke des Radiatortargets muss ein Kompromiss gefunden werden zwischen einer möglichst hohen Bremsstrahlungsrate und der Vermeidung unerwünschter Vielfachstreuung. Für die in dieser Arbeit untersuchten Daten wurde als Radiator eine  $d = 20 \mu\text{m}$  starke Vacoflux-50-Folie<sup>8</sup> unter einem Winkel von  $\alpha = \pm 20^\circ$  zur Strahlachse verwendet (siehe Abschnitt 3.1.1.4), was zu einer effektiven Dicke von  $d_{\text{eff}} = \frac{d}{\sin 20^\circ} = 58,5 \mu\text{m}$  führt. Dies entspricht  $3,6 \cdot 10^{-3}$  Strahlungslängen  $X_0$ . Der Anteil an Elektronen, welche in dieser  $3,6 \cdot 10^{-3} \cdot X_0$  dicken Radiatorfolie einer Wechselwirkung und dabei höchstwahrscheinlich einem Bremsstrahlprozess unterliegen, kann zu

$$W_{e^-} \approx 1 - \frac{1}{e^{3,6 \cdot 10^{-3}}} = 0,36 \%$$

abgeschätzt werden. Eine dickere Bremsstrahltarget würde zwar die Anzahl produzierter Photonen erhöhen, aber gleichzeitig auch den Anteil mehrfach gestreuter Elektronen, welche zwei Bremsstrahlungsphotonen innerhalb des Radiatortargets erzeugt haben und hierdurch bei der Energiemarkierung eine falsche Energie  $E_\gamma$  zugewiesen bekommen. Laut [Oli<sup>+</sup>14] führt eine zusätzliche Vielfachstreuung zu einer Vergrößerung des Öffnungswinkels  $\theta_0$  von

$$\Delta\theta_0 = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{x/X_0} [1 + 0,038 \ln(x(X_0))],$$

was bei einer Strahlenergie von  $E_0 = 2,335 \text{ GeV}$  sowie der Ladung  $z = 1$  und einem Impuls  $p$  des Projektils zu  $\Delta\theta_0 = 0,27 \text{ mrad}$  führt. Photonen aus mehrfach gestreuten Elektronen werden hierdurch mit einer größeren Wahrscheinlichkeit im Kollimator absorbiert.

Es ergibt sich ein gaußförmiges Strahlprofil mit einer Ausdehnung von  $\sigma \approx 4 \text{ mm}$  im Bereich des Targets. Die Position und Ausdehnung des Photonstrahls kann während der Datennahme über eine Photonkamera überwacht werden, welche sich am Ende der Strahlführung befindet.

### Helizitätstransfer

Im Fall von Bremsstrahlung polarisierter Elektronen an einem amorphen Radiator findet – abhängig von der Energie des resultierenden Photons – ein Helizitätstransfer statt. Dieser berechnet sich wie folgt [OM59]:

$$P_\gamma = P_{e^-} \cdot x \cdot \frac{3 + (1 - x)}{3 + 3(1 - x)^2 - 2(1 - x)}, \quad (3.1)$$

wobei  $P_\gamma$  die Photonpolarisation nach dem Helizitätstransfer,  $P_{e^-}$  die Elektronenpolarisation und  $x = \frac{E_\gamma}{E_0}$  der auf das Photon übertragene Energieanteil ist. Der Verlauf ist in Abbildung 3.10 grafisch dargestellt. Es ist zu erkennen, dass bei einem vollständigen Energieübertrag auch die Polarisation vollständig übertragen wird und somit der Photonstrahl mit steigender Energie einen entsprechend größeren Polarisationsgrad aufweist.

<sup>8</sup> Vacoflux besteht zu 49% aus Eisen, 49% aus Cobalt und 2% aus Vanadium.

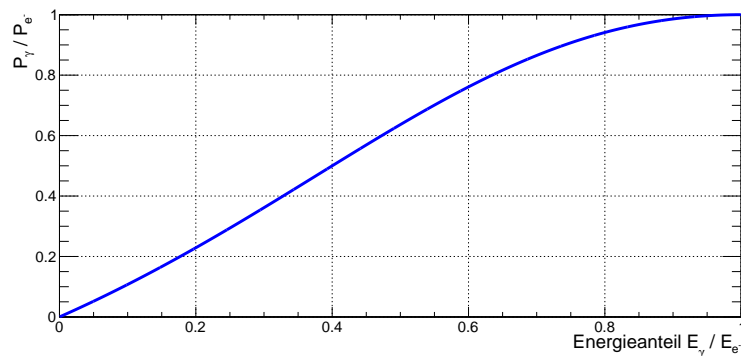


Abb. 3.10.: Energieabhängiger Helizitätstransfer bei Bremsstrahlung von polarisierten Elektronen auf die dabei abgestrahlten Photonen.

### 3.1.1.3. Energiemarkierung

Um den Eingangskanal der untersuchten Reaktionen eindeutig zu definieren, muss die Energie jedes einzelnen Photons bestimmt werden. Da die Elektronen eine wohldefinierte Energie  $E_0$  besitzen, kann das jeweils im Bremsstrahlungsprozess entstehende Photon energiemarkiert werden, indem die Energie  $E_{e^-}$  des Elektrons nach dem Prozess gemessen wird<sup>9</sup>:

$$E_\gamma = E_0 - E_{e^-}.$$

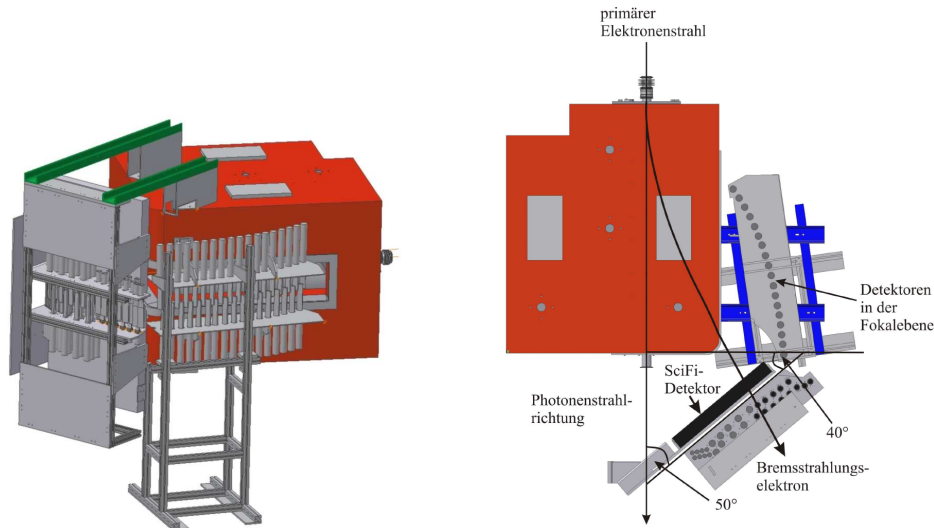


Abb. 3.11.: Die Photonenergiemarkierung (Tagger). Links: Die mit Photomultipliern ausgelesenen, senkrecht stehenden Plastikszintillatoren sowie die szintillierenden Fasern decken das Austrittsfenster des in rot dargestellten Taggermagneten ab. Das Bremsstrahltarget befindet sich auf der rechten Seite außerhalb des Bildes. [CB16b] Rechts: Schematische Anordnung der Plastikszintillatoren und des SciFi-Detektors von oben betrachtet. [For09]

In Abbildung 3.11 ist schematisch der Tagger dargestellt. Während die Photonen das im rot dargestellten Dipolmagneten erzeugte Magnetfeld ungehindert passieren, erfahren die Elektronen aufgrund der Lorentzkraft  $\vec{F} = e \cdot \vec{v} \times \vec{B}$  eine Ablenkung

<sup>9</sup> Der Energieübertrag auf den Atomkern kann vernachlässigt werden.

mit einem impulsabhängigen Radius. Die Elektronen, welche den Radiator wechselwirkungsfrei passieren, werden in dem Tagger- sowie einem weiteren Dipolmagneten insgesamt um einen Winkel  $15,2^\circ$  abgelenkt<sup>10</sup> und im Beamdump absorbiert. Die Elektronen, welche einen Teil ihrer Energie an ein oder mehrere Photonen abgegeben haben, erfahren aufgrund ihres geringeren Impulses eine stärkere Ablenkung und können im Tagger nachgewiesen werden.

Dieser besteht aus 96 Plastiksziintillatoren mit Breiten zwischen 1,4 cm und 5,0 cm sowie 480 szintillierenden Fasern mit einem Durchmesser von jeweils zwei Millimetern. Der Taggermagnet wird dabei so eingestellt, dass die Plastiksziintillatoren einen Energiebereich von 2,0% bis 85,0% der maximalen Elektronenenergie und die Fasern 16,7% bis 88,3% abdecken.<sup>11</sup> Insgesamt werden also 11,7% bis 98,0% der maximalen Photonenergie vom Taggingsystem abgedeckt. Bei der für die hier analysierten Strahlzeiten eingestellten Strahlenergie von  $E_0 = 2,3345$  GeV entspricht das einem Bereich von

$$273 \text{ MeV} < E_\gamma < 2288 \text{ MeV}$$

und in Kombination mit dem ruhenden Nukleontarget somit einer Schwerpunktenenergie von

$$1180 \text{ MeV} < W < 2275 \text{ MeV}.$$

Die Auslese der Signale erfolgt über Photomultiplier mit Hilfe von Multihit-TDCs. Diese sind so konzipiert, dass innerhalb des Auslesefensters von ca.  $1,2 \mu\text{s}$  in jedem Kanal bis zu 8 Treffer in jeder Faser und 16 Treffer in jedem Plastiksziintillator registriert werden können. Die Zeitaufösung wird in [Har08] mit  $\sigma_{\text{Bars}} < 270$  ps bzw.  $\sigma_{\text{Fasern}} < 620$  ps angegeben.<sup>12</sup> Der Aufbau und die Funktionsweise des Taggers sind im Detail in [For09] beschrieben, im Abschnitt Ereignisrekonstruktion (4.1.4) wird auf die erzielte Genauigkeit in der Rekonstruktion eingegangen.

#### 3.1.1.4. Polarisationsbestimmung

Die Berechnung der Photonpolarisation über den energieabhängigen Helizitätstransfer setzt voraus, dass die ursprüngliche Elektronenpolarisation bekannt ist. Diese ist, wie in Abschnitt 3.1.1.1 beschrieben, abhängig von der polarisierten Elektronenquelle sowie den Parametern, mit welchen der Beschleuniger betrieben wird. Da sich die Elektronenpolarisation grundsätzlich über die Zeit ändern kann, wird sie während der Datennahme kontinuierlich mit Hilfe eines Møller-Polarimeters bestimmt.

Bei der Møllerstreuung handelt es sich um eine elektromagnetische Wechselwirkung zwischen zwei Elektronen, in diesem Fall den polarisierten Strahlelektronen und den mit einem Polarisationsgrad von  $P_{\text{Møller}} = (8,163 \pm 0,067) \%$  ebenfalls polarisierten Elektronen aus der Atomhülle der Folie des Typs 'Vacoflux 50'. [Ebe06]

Bei der polarisierten Elektron-Elektron-Streuung gibt es aufgrund des Pauli-Prinzips eine spinabhängige Vorzugsrichtung, sodass aus der Asymmetrie der Zählraten bei

<sup>10</sup> Der Taggermagnet bewirkt eine Ablenkung des Primärelektronenstrahls um  $9^\circ$ , der zweite Dipolmagnet eine weitere Ablenkung um  $6,2^\circ$ .

<sup>11</sup> Die Werte sind dem für die Analyse verwendeten Taggerpolynom aus der Analyse-Datenbank entnommen.

<sup>12</sup> Die angegebene Zeitaufösung  $\sigma_X$  ist jeweils die kombinierte Zeitaufösung aus untersuchtem Subdetektor  $\sigma_{\text{Sub}}$  und einem Referenzdetektor  $\sigma_{\text{Ref}}$ , so dass die wahre Zeitaufösung besser ist:  $\sigma_X^2 = \sigma_{\text{Sub}}^2 + \sigma_{\text{Ref}}^2$ .



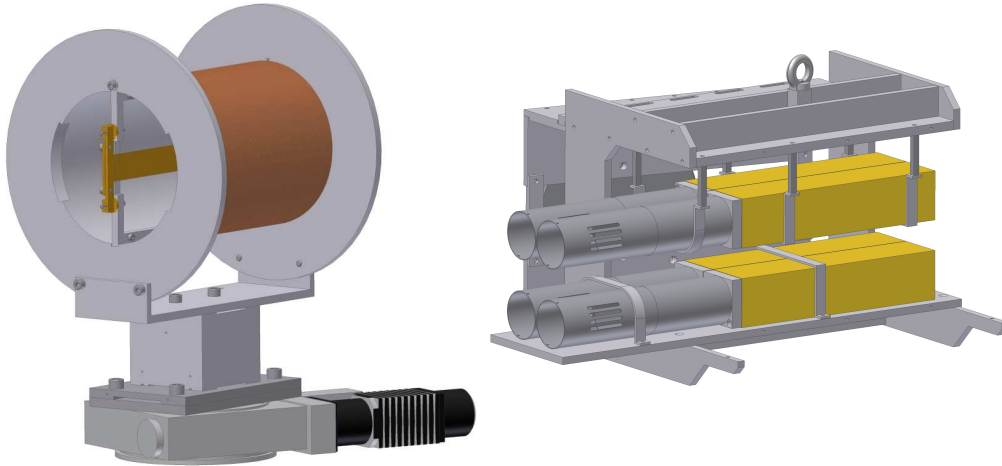


Abb. 3.12.: Zeichnung des Møller-Polarimeters. Links: Die in Braun gezeichnete Spule polarisiert die in der Mitte befindliche Møller-Folie, welche gleichzeitig als Radiatortarget dient. [CB16b] Rechts: Bleiglaszähler (in gelb) zum Nachweis der Møller-Elektronen. [For09]

parallelen und antiparallelen Spinausrichtungen auf die Polarisation des Elektronenstrahls geschlossen werden kann. Aus dieser Asymmetrie

$$A = \frac{N_{\uparrow\downarrow} - N_{\uparrow\uparrow}}{N_{\uparrow\downarrow} + N_{\uparrow\uparrow}},$$

mit den spinabhängigen Zählraten  $N$  des Møller-Polarimeters, ergibt sich bei bekannter Polarisation  $P_{\text{Møller}}$  der Vacoflux-Folie die Strahlpolarisation zu

$$P_e = \frac{A}{a_{zz} P_{\text{Møller}} \cos(\alpha)},$$

wobei  $a_{zz}$  den von der Detektorakzeptanz des Møllerpolarimeters abhängigen relativen Analysierstärkekoeffizienten bezeichnet, welcher für  $E_0 = 2,335 \text{ GeV}$  zu  $a_{zz} = (-0,7485 \pm 0,15) \%$  angegeben ist. [Kam10]

Gemessen werden die Zählraten der gestreuten Elektronen mit Hilfe von Bleiglaszählern, wie sie schematisch in Abbildung 3.12 zu sehen sind. Die Bleiglaszähler befinden sich zwischen dem Tagger und dem zweiten Dipolmagneten ober- und unterhalb der Strahlebene und werden über Photomultiplier ausgelesen. Da der Polarisationsvektor der Elektronen bei einer Energie von  $E_0 = 2,335 \text{ GeV}$  sowohl eine longitudinale als auch eine horizontale Komponente aufweist (siehe Abbildung 3.7), wird das Møller-Target sowohl unter einem Winkel  $\alpha$  als auch unter einem Winkel  $-\alpha$  zum Strahl positioniert, wodurch die horizontale Komponente durch Mittelwertbildung keinen Einfluss auf die Bestimmung des Polarisationswerts hat.<sup>13</sup>

Unter typischen Experimentbedingungen kann mehrmals pro Stunde ein durchschnittlicher Polarisationsgrad mit einem statistischen Fehler von  $\Delta P_\gamma \approx 2 \%$  bestimmt werden. Die Polarisationsbestimmung mit Hilfe des Møller-Polarimeters ist ausführlich in [Ebe06] und [Kam10] beschrieben.

Der relative systematische Fehler der Bestimmung des Polarisationsgrads der Elektronen wird in [Kam10] mit  $\Delta P_{e^-} = 0,99 \%$  angegeben. Allerdings wurde übersehen, dass die genauere Zählratenasymmetriestimmung mit Hilfe von Zeit- und Energieinformationen im Mittel systematisch höhere Werte liefert als die tatsächlich für die

<sup>13</sup> Die Ausrichtung des Møller-Targets wurde während der Datennahme mehrmals pro Stunde gedreht.

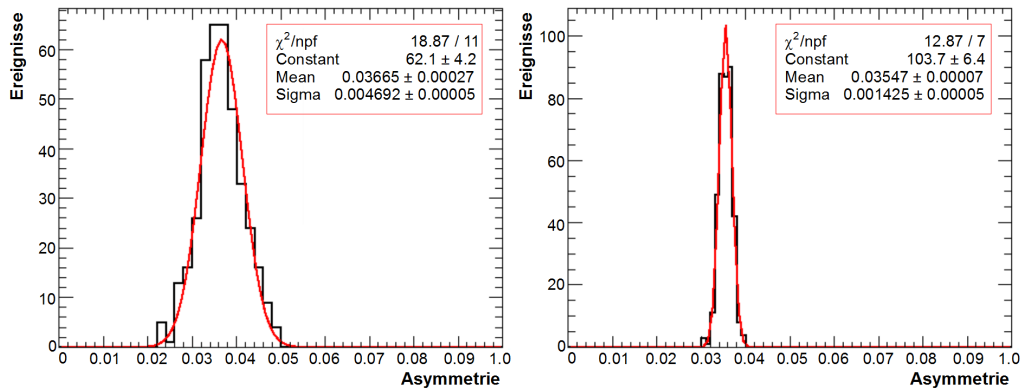


Abb. 3.13.: Systematischer Fehler des Møller-Polarimeters (Abb. 5.33 in [Kam10]). Links ist das Ergebnis der Zählratenasymmetrie mit Hilfe von Zeit- und Energieinformationen und rechts mit Hilfe der Møller-Zähler dargestellt. Die Mittelwerte weichen um  $(3,33 \pm 0,79)\%$  voneinander ab.

Polarisationsbestimmung verwendeten Møller-Zähler (siehe Abb. 5.33 in [Kam10]). Daher wurden die im Experiment bestimmten Polarisationswerte für die Strahlpolarisation um 3,33% nach oben korrigiert. Da keine Untersuchungen zu weiteren Relationen zwischen den beiden unterschiedlichen Methoden zur Bestimmung der Strahlpolarisation existieren, wird der durch korrelierten Untergrund erzeugte Anteil am systematischen Fehler ebenfalls auf 3,33% abgeschätzt. Hieraus ergibt sich der für diese Arbeit verwendete systematische Fehler der Elektronenstrahlpolarisation zu

$$\Delta P_{e^-} = 3,47\%.$$

In der Analyse wurden Datenruns berücksichtigt, welche vor der Korrektur jeweils einen Polarisationsgrad von mindestens  $P_{e^-} = 40\%$  aufweisen. Der zeitliche Verlauf des Polarisationsgrads der Elektronen ist in Abbildung 3.14 auf der linken Seite dargestellt, eine Projektion auf die y-Achse ergibt im Beispiel der Strahlzeiten im September und November 2009 einen durchschnittlichen Elektronenpolarisationsgrad von ca. 65%.

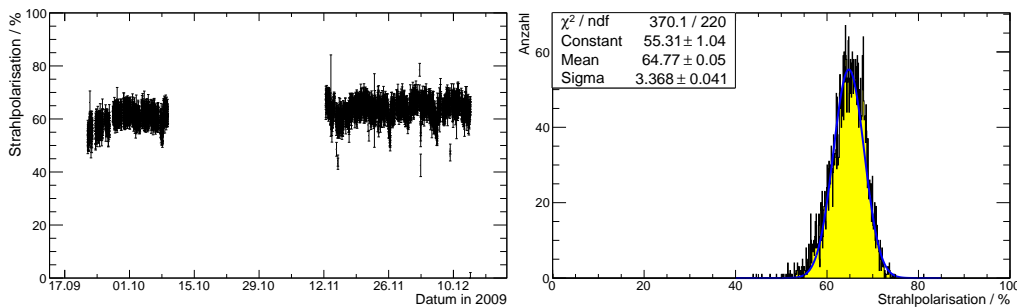


Abb. 3.14.: Gemessene Elektronenpolarisation  $P_{e^-}$ . Links ist der Zeitverlauf der Polarisation der verwendeten Datenruns in den beiden analysierten Butanol-Strahlzeiten zu sehen, rechts die Projektion, welche einen durchschnittlichen Polarisationsgrad von ca. 65% ergibt.

### 3.1.1.5. Flussbestimmung

Um verschiedene Datensätze vergleichen oder einen absoluten Wirkungsquerschnitt bestimmen zu können, muss der integrierte Photonfluss durch das Target bekannt sein. Dieser hängt von der Anzahl der im Tagger energiemarkierten Photonen sowie von der Photodefinitionswahrscheinlichkeit  $p_\gamma$  ab, welche angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein im Radiator erzeugtes und im Tagger energiemarkiertes Photon auch das Target erreicht. Sie ist über die Elektronenrate im Tagger  $\dot{N}_{e^-}$  sowie die Photonrate im Target  $\dot{N}_\gamma$  definiert:

$$p_\gamma = \frac{\dot{N}_\gamma}{\dot{N}_{e^-}}$$

Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit der Photonen innerhalb des Targets kann über

$$W \approx 1 - \frac{1}{e^{l/X}}$$

mit der Targetlänge  $l$  und der auf die Dichte normierten Strahlungslänge  $X = \frac{X_0}{\rho}$  berechnet werden. Für das Butanol-Target ( $X_0 = 42,3 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$  [ANP17],  $l = 2 \text{ cm}$  und  $\rho = 0,94 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  bei einem Füllfaktor von 62 % [Roh03]) ergibt sich  $W_{\text{Butanol}} \approx 2,7\%$  und für das Kohlenstoffschaumtarget ( $X_0 = 42,7 \frac{\text{g}}{\text{cm}^2}$  [ANP17],  $l = 2,04 \text{ cm}$  und  $\rho = 0,5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  [Grü15])  $W_{\text{K.-Schaum}} \approx 2,4\%$ . Wenn noch die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit in der Luft zwischen Target und Flussdetektor als vernachlässigbar gering abgeschätzt wird ( $X_{\text{Luft}} \approx 300 \text{ m}$ ), kann aus den am Ende der Strahlführung gemessenen Photonzählraten auf den Photonfluss innerhalb des Targets geschlossen werden.

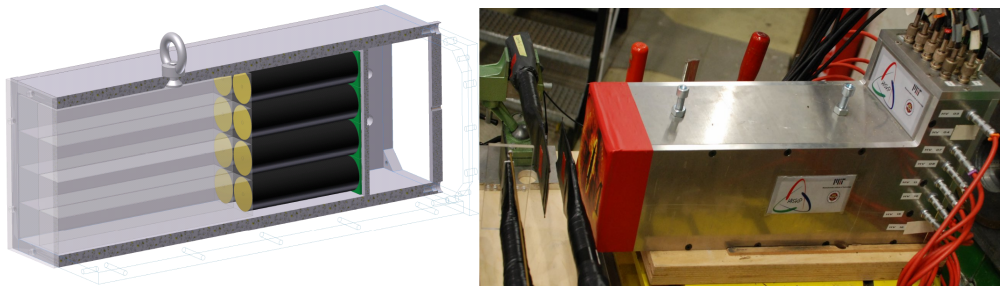


Abb. 3.15.: Links: Querschnitt durch den Gamma-Intensitätsmonitor (GIM). Acht der 16  $\text{PbF}_2$ -Kristalle mit den dazugehörigen Photomultipliern sind sichtbar. [CB16b] Rechts: Foto des GIM mit davor befindlichem Flussmonitor (FluMo) [Har08].

Als Detektor hierfür dient der Gamma-Intensitätsmonitor (GIM), welcher aus 16 in einer  $4 \times 4$ -Matrix angeordneten Blei-Fluorid-Kristallen ( $\text{PbF}_2$ ) besteht (siehe Abbildung 3.15). Der Nachweis der Photonen erfolgt über die Detektion des Čerenkov-Lichts, welches von den Elektronen und Positronen nach Paarbildung der Photonen in  $\text{PbF}_2$  erzeugt wird. Die Auslese geschieht mit Photomultipliern.

Die Zeitauflösung des GIM wird in [Har08] mit  $\sigma < (1,32 \pm 0,13) \text{ ns}$  angegeben. Allerdings führt jedes Signal zu einer Totzeit von ca. 45 ns, in welcher dieser Kristall kein weiteres Photon detektieren kann. Simulationen haben gezeigt, dass bereits ab einer Einzelkristallrate von 220 kHz etwa 1% der Ereignisse nicht mehr registriert werden. [Har08] Daher wurde mit dem Flussmonitor (FluMo) [Die08]

ein zusätzlicher Flussdetektor entwickelt, welcher eine deutlich höhere Ratenfestigkeit aufweist und in Kombination mit dem GIM eine zuverlässige Flussbestimmung ermöglicht. Die Flussbestimmung des CBELSA/TAPS-Experiments ist detailliert in [Har08] beschrieben und die Ergebnisse für die vorliegende Analyse werden in Abschnitt 7.1 auf Seite 122 zusammengefasst.

### 3.1.2. Target

Die Zielsetzung der vorliegenden Arbeit ist die Analyse von Photoproduktionsreaktionen mit zirkular polarisiertem Strahl an polarisierten Protonen. Protonen in Form von Wasserstoff verbinden sich zu  $H_2$ -Molekülen. Bei tiefen Temperaturen liegen diese Moleküle fast ausschließlich als Orthowasserstoff mit Spin 0 vor, weshalb es hier nicht sinnvoll möglich ist eine Vorzugsrichtung zu erzeugen. Daher muss eine Alternative gewählt werden, bei welcher freie Protonen vorliegen, welche polarisiert werden können.

Diese Alternative in Form eines polarisierten Butanoltargets wird – inklusive der Bestimmung der Polarisationsgrads – im folgenden Abschnitt vorgestellt. Da Butanol neben Wasserstoff auch Kohlenstoff und Sauerstoff enthält, wird danach die Messung mit einem Kohlenstoffschaumtarget für den notwendigen Untergrundabzug beschrieben.

#### 3.1.2.1. Polarisiertes Target

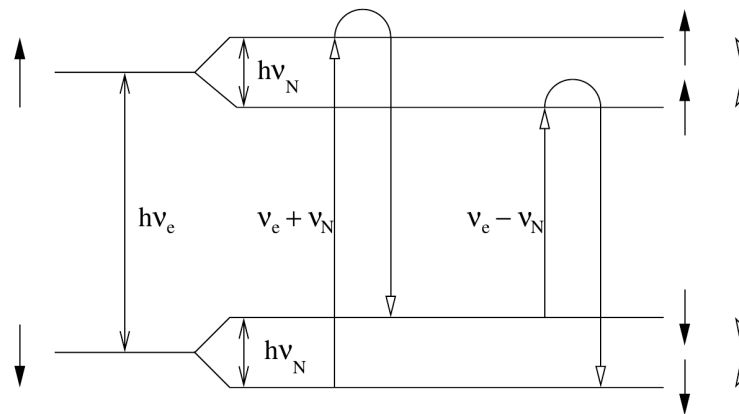


Abb. 3.16.: Prinzip der dynamischen Polarisierung: Termschema eines gekoppelten Elektron-Nukleon-Systems im Magnetfeld. [Roh03] Angegeben sind die Energieniveaus für unterschiedliche Elektron- (schwarze Pfeile) und Protonspins (weiße Pfeile).

Butanol ist ein Alkohol mit der molekularen Zusammensetzung  $C_4H_9OH$ . Insbesondere bedeutet dies, dass es pro Butanol-Molekül zehn freie Protonen mit Spin  $s_p = \frac{1}{2}$  gibt, welche mit geeigneten Methoden polarisiert werden können, während Kohlenstoff- und Sauerstoffkerne mit  $s_C = 0$  und  $s_O = 0$  unpolarisiert sind.

Das reine Anlegen eines externen homogenen Magnetfeldes erzeugt keine nennenswerte Polarisierung der Protonen.<sup>14</sup> Es führt allerdings zu einer unterschiedlichen

<sup>14</sup> Bei einem Magnetfeld von  $B = 2,5$  T und einer Temperatur von  $T = 1$  K beträgt die Polarisierung der Protonen lediglich  $P_p \approx 0,25$  %.

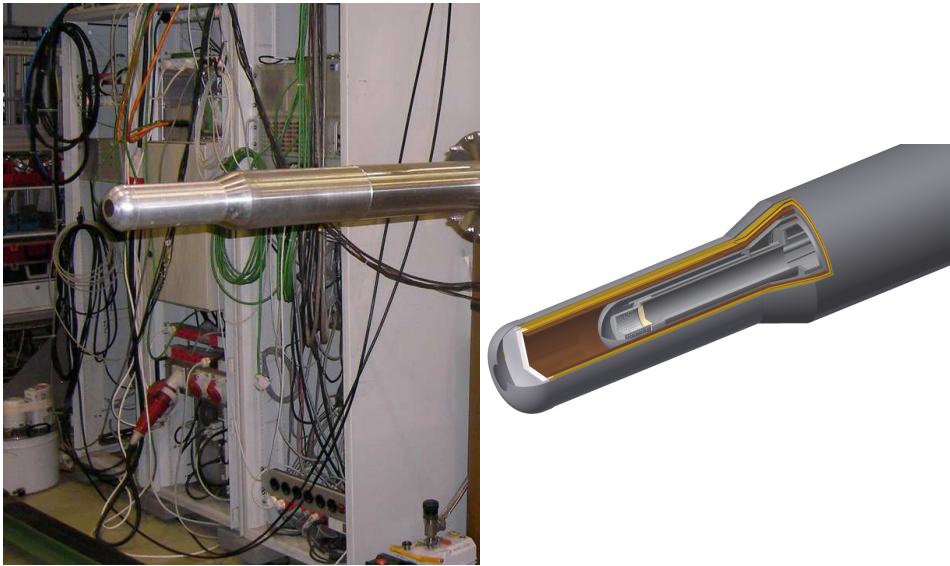


Abb. 3.17.: Links: Foto des Targetkryostaten. Die Targetzelle selber befindet sich in der Spitze des Kryostaten. Rechts: Skizze der Targetregion des Kryostaten [Run16].

Aufspaltung der Zeeman-Niveaus von Elektronen und Protonen und bei einem Magnetfeld von  $B \approx 2,5\text{ T}$  und einer Temperatur von  $T \approx 300\text{ mK}$  zu einer nahezu vollständigen Polarisierung der freien Elektronen ( $P_{e^-} \approx 99,5\%$ ) [B<sup>+</sup>99]. Das hier verwendete Prinzip der Polarisierung der Protonen ist die sogenannte dynamische Polarisierung. Das bedeutet, dass die Zeemanaufspaltung der verschiedenen Elektron- und Protonspineinstellungen ausgenutzt wird, indem durch die Einstrahlung von Mikrowellen einer geeigneten Frequenz die Polarisation der Elektronen auf die Protonen übertragen wird. Dieses Prinzip ist in Abbildung 3.16 dargestellt.

Nach Anlegen des Magnetfeldes relaxieren die Elektronen in den energetisch günstigeren Zustand (hier mit  $s_e = -1/2$ ) wobei die Protonspins sich nahezu gleichmäßig auf die beiden durch die Zeemanaufspaltung voneinander getrennten Niveaus mit  $s_p = -1/2$  und  $s_p = 1/2$  aufteilen. Die Zeemanaufspaltung  $\Delta E = \hbar\gamma B = \mu B$  hängt dabei von der Stärke des Magnetfeldes  $B$  sowie über das Bohrsche Magneton  $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_e}$  bzw. das Kernmagneton  $\mu_K$  von den Massen von Elektron bzw. Proton ab und besitzt aufgrund der entgegengesetzten Ladungen derselben auch entgegengesetzte Vorzeichen. Durch die Einstrahlung von Mikrowellen mit einer Frequenz von  $E = h(\nu_e \pm \nu_N)$  können nun Elektron- und Protonspin gleichzeitig umgeklappt werden, wobei der Elektronspin aufgrund der viel kürzeren Relaxationszeit wieder in den energetisch günstigeren Zustand übergeht, der Protonspin erfolgreich geändert wurde und das Elektron für weitere Polarisierungsvorgänge zur Verfügung steht. Durch kontinuierliche Einstrahlung der Mikrowellen werden somit Protonen mit einer gewünschten Spinausrichtung angereichert und das Target polarisiert.

Um diese dynamische Polarisierung durchführen zu können, müssen im Butanol genügend freie Elektronen vorhanden sein, weshalb die verwendete Probe durch die Einbringung freier Radikale dotiert wird. Für die im CBELSA/TAPS-Experiment verwendeten Targets wurde dem Butanol in flüssiger Form ca. 0,5 % Porphyraxide beigemischt, bevor die Probe eingefroren wurde.

Für den Messbetrieb wird das aufpolarisierte Target auf Temperaturen von  $T \lesssim 70\text{ mK}$  weiter abgekühlt [B<sup>+</sup>99], was in Kombination mit einer internen supraleitenden Spule, welche ein Magnetfeld von  $B = 620\text{ mT}$  [Geh93] liefern kann, zu

Relaxationszeiten der Protonspins in der Größenordnung von mehreren hundert Stunden führt. Durch die aus Kupferdrähten bestehende interne Haltespule werden 0,12 Strahlungslängen an zusätzlichem Material zwischen Target und Detektoren eingebracht.<sup>15</sup> Abbildung 3.17 zeigt ein Foto sowie eine Skizze des verwendeten Targetkryostaten. Der Aufbau des polarisierten Targets ist ausführlich in [B<sup>+</sup>99] beschrieben.

### Polarisationsbestimmung

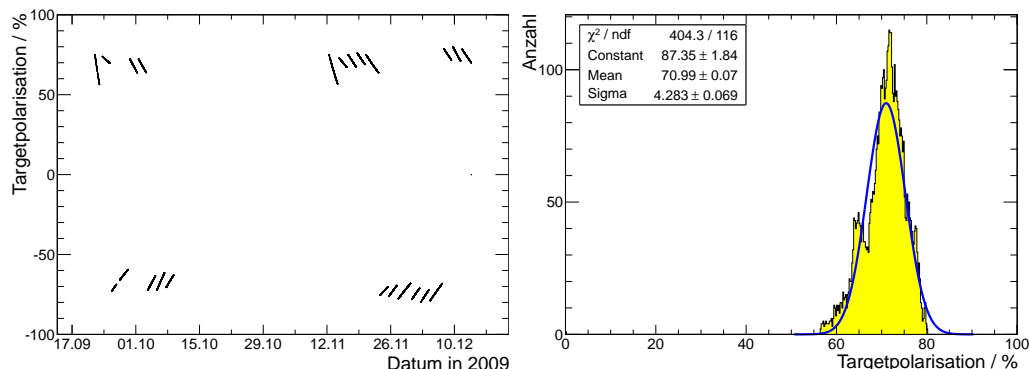


Abb. 3.18.: Gemessener Targetpolarisationsgrad  $P_T$ . Links ist der Zeitverlauf der Polarisation über die verwendeten Butanol-Strahlzeiten zu sehen, rechts die Projektion der Absolutwerte, welche einen durchschnittlichen Polarisationsgrad von  $P_T \approx 71\%$  ergibt.

Die Bestimmung des Polarisationsgrades des Butanoltargets geschieht über das Prinzip der kernmagnetischen Resonanz (NMR<sup>16</sup>), welche im Jahr 1945 von Bloch [BHP46] und Purcell [PTP46] entdeckt wurde. Hierbei wird ein abstimmbarer Schwingkreis, welcher sich im Kryostaten um das Targetmaterial herum befindet, genutzt. Wenn die Resonanzfrequenz  $\omega$  des Schwingkreises genau der Larmorfrequenz  $\omega_L$  der Protonen entspricht, können Übergänge zwischen den Kern-Zeeman-Niveaus angeregt werden, wobei die Anzahl der Übergänge proportional zur Besetzungszahldifferenz und somit zum Polarisationsgrad ist. Jeder dieser induzierten Übergänge bewirkt, dass die Energiedifferenz des Übergangs bei positiver Polarisierung dem Schwingkreis entzogen bzw., bei negativer Polarisierung, in den Schwingkreis hineingepumpt wird. Das Absorptionssignal kann gemessen werden und ist direkt proportional zum Polarisationsgrad.

Da aufgrund von zu großen Feldinhomogenitäten der Haltespule die Polarisationsbestimmung während der Datennahme nicht möglich ist, wird stattdessen der Polarisationsgrad einmal zum Abschluss der Aufpolarisierung und einmal nach jeder Messphase bestimmt. Der Polarisationsgrad für die Zeiten dazwischen wird über das Zerfallsgesetz  $P = P_0 \cdot e^{-\frac{t}{\tau}}$  interpoliert.

Für die Absolutbestimmung des Polarisationsgrades muss das NRM-Signal kalibriert werden. Dies geschieht über den bekannten Polarisationsgrad im thermischen Gleichgewicht. Der Proportionalitätsfaktor  $K$  ist dabei unter anderem von der Temperatur  $T$  und dem Magnetfeld  $B$  abhängig:

$$K \sim \tanh\left(\frac{g\mu B}{2kT}\right).$$

<sup>15</sup> Die Strahlungslänge von Kupfer beträgt  $X_0 = 1,435$  cm [Oli<sup>+</sup>14] und der Füllfaktor der 2mm dicken Spule beträgt 86%. [Run16]

<sup>16</sup> NMR: Nuclear Magnetic Resonance

Während die Homogenität des Magnetfelds deutlich besser als  $\frac{\Delta B}{B} < 10^{-4}$  ist<sup>17</sup>, [Roh03] ist die Temperaturbestimmung mit einem systematischen Fehler von  $\Delta T \approx 1\%$  behaftet. Die Bestimmung des NMR-Signals unterliegt einem statistischen Fehler von  $\Delta \text{NMR} \approx 1\%$ , wodurch sich laut [Kau10] der Gesamtfehler der Targetpolarisationsbestimmung zu  $\Delta P_T \approx 1,4\%$  ergibt. Dutz [Dut11] hält einen relativen Gesamtfehler der Targetpolarisationsbestimmung von  $\Delta P_T \approx 2,0\%$  für realistischer, weshalb in der vorliegenden Analyse mit  $\Delta P_T = 2,0\%$  gerechnet wird.

Der Verlauf der Targetpolarisation für den Zeitraum von September bis Dezember 2009 ist in Abbildung 3.18 auf der linken Seite zu sehen. Die einzelnen Messphasen von jeweils ca. zwei Tagen, in welchen die Polarisierung  $P_T$  langsam von jeweils gut 80% auf ca. 60% abnimmt, sind zu erkennen. Auch der Wechsel der Polarisierungsrichtung ist sichtbar. Auf der rechten Seite der Abbildung sind die Absolutbeträge der Polarisationswerte für jeden einzelnen Datenrun aufgetragen. Es ergibt sich ein mittlerer Polarisationswert von  $P_T \approx 71\%$ .

### 3.1.2.2. Kohlenstoffschaumtarget

In jedem Butanol-Molekül existieren zusätzlich zu den zehn polarisierbaren, freien Protonen noch 64 weitere unpolarisierte, in Kohlenstoff- und Sauerstoffatomkernen gebundene Nukleonen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon mit einer für das Experiment typischen Energie in der Größenordnung von  $E_\gamma = \mathcal{O}(1 \text{ GeV})$  mit einem freien Proton wechselwirkt, beträgt also nur ca.  $10/74 \approx 14\%$ .

Neben der fehlenden Polarisierung besteht ein weiterer Unterschied darin, dass die in Kohlenstoff und Sauerstoff gebundenen Protonen einen Fermiimpuls in der Größenordnung von  $p_{\text{fermi}} \approx \mathcal{O}(100 \text{ MeV})$  besitzen, also nicht in Ruhe sind. Dieser Umstand kann ausgenutzt werden, da sich die Verteilung von Messungen am Butanol- und Kohlenstofftarget – beispielsweise in der Koplanarität zwischen Proton und Meson nach der Reaktion – unterscheiden, und somit diese Reaktionen bis zu einem gewissen Grad voneinander separiert werden können (siehe Abschnitt 7.2). Da sich der im Butanol ebenfalls enthaltene Sauerstoff mit der Kernladungszahl  $Z = 8$  aufgrund des sehr ähnlichen Fermiimpulses in unseren Daten nicht von Kohlenstoff mit  $Z = 6$  unterscheidet [Mon<sup>+</sup>71], können an dieser Stelle Sauerstoff- und Kohlenstoffkerne für die weitere Analyse gleichgesetzt werden.

Um den Kohlenstoffabzug durchführen zu können, wurde zusätzlich zu den Daten mit dem Butanoltarget ein Datensatz an einem Kohlenstoffschaumtarget genommen. Dazu wurde die gesamte Infrastruktur des Butanoltargets beibehalten und nur die



Abb. 3.19.: Foto der mit Kohlenstoffschaum gefüllten Targetzelle. [Grü15]

<sup>17</sup>Laut [Run16] beträgt die Homogenität des Polarisierungsmagneten  $\frac{\Delta B}{B} \approx 10^{-8}$

Targetzelle durch die in Abbildung 3.19 gezeigte Zelle mit aufgeschäumtem Kohlenstoff ersetzt, was für möglichst identische Untergrund- und Reaktionsbedingungen sorgt. Die Targetflächendichte des verwendeten Kohlenstoffschaumtargets weicht dabei um nicht mehr als 10 % von der Targetflächendichte des Butanols ab. [Grü15]

## 3.2. Reaktionsprodukte

Die aus den  $\vec{\gamma}\vec{p}$ -Reaktionen stammenden Reaktionsprodukte können im Rahmen des zur Verfügung stehenden Phasenraums in den gesamten Raumwinkelbereich gestreut werden. Um eine Reaktion zu rekonstruieren, müssen sowohl Vierervektoren als auch Ladungsinformationen der aus dem Target kommenden Teilchen bestimmt werden. Zusätzliche Zeitinformationen helfen, verschiedene Teilchen einem Ereignis zuzuordnen und ein Mismatching – also z.B. die falsche Zuordnung von Teilchen, Photonstrahlenergien oder Ladungsinformation zu einem Ereignis – zu vermeiden. Grundsätzlich handelt es sich bei den zur Rekonstruktion verwendeten Detektoren um zwei verschiedene Detektortypen. Zum einen werden elektromagnetische Kalorimeter – der Crystal-Barrel-Detektor, der Vorwärtsdetektor sowie der MiniTAPS-Detektor – eingesetzt, um Energie und Richtung der Reaktionsprodukte zu bestimmen, zum anderen werden Szintillationsdetektoren – der aus szintillierenden Fasern bestehende Innendetektor, die Szintillationsplättchen des Vorwärtsdetektors sowie die Szintillationsplättchen des MiniTAPS-Detektors – benutzt, um Ladungsinformationen der Reaktionsprodukte zu erhalten.

Da verschiedene Teilchen abhängig von ihrem Impuls und ihrer Ladung auf unterschiedliche Art und Weise mit den Detektoren wechselwirken, wird in Abschnitt 3.2.1 kurz auf die Wechselwirkung von Teilchen mit Materie eingegangen, bevor die oben erwähnten Detektoren in den Abschnitten 3.2.2 und 3.2.3 detailliert beschrieben werden. In Abschnitt 3.2.4 wird die Zeitmessung der Detektoren diskutiert.

### 3.2.1. Wechselwirkungen

Bei den in der vorliegenden Analyse erwünschten Reaktionsprodukten aus hadronischen Reaktionen handelt es sich um Protonen bzw. um Photonen aus dem Zerfall von Mesonen. Aber auch Neutronen, Leptonen wie  $e^-$  oder  $e^+$  (z.B. aus elektromagnetischen Reaktionen) und geladene Mesonen (z.B.  $\pi^\pm$  oder  $K^\pm$ ) können die Detektoren erreichen. Die dort stattfindenden Wechselwirkungen, welche zu einem Signal und somit zur Detektion führen, unterscheiden sich je nach Detektormaterial bzw. Art und Energie des Teilchens.

Bei Photonen oberhalb einer kritischen Energie  $E_{\text{krit}}$  ist die dominante Wechselwirkung mit Materie die  $e^+e^-$ -Paarbildung. Für geladene Teilchen ist der Wirkungsquerschnitt für Bremsstrahlung  $\sigma_{\text{brems}}$  antiproportional zum Massenquadrat, weshalb diese hauptsächlich bei Elektronen und Positronen auftritt, während schwerere geladene Teilchen wie Protonen ihre Energie in dem an ELSA relevanten Energiebereich hauptsächlich über Ionisationsverluste abgeben. Der Energieverlust von geladenen Teilchen pro zurückgelegter Wegstrecke in Materie  $-\frac{dE}{dx}$  hängt von der Ladung  $z$  und über  $\beta = \frac{v}{c}$  und  $\gamma = \sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}}$  von der Geschwindigkeit des Teilchens sowie über die Dichte  $\rho$ , die Kernladungszahl  $Z$  und die Massenzahl  $A$  vom durchquerten Material ab und wird durch die Bethe-Bloch-Formel [BGK15] beschrieben.



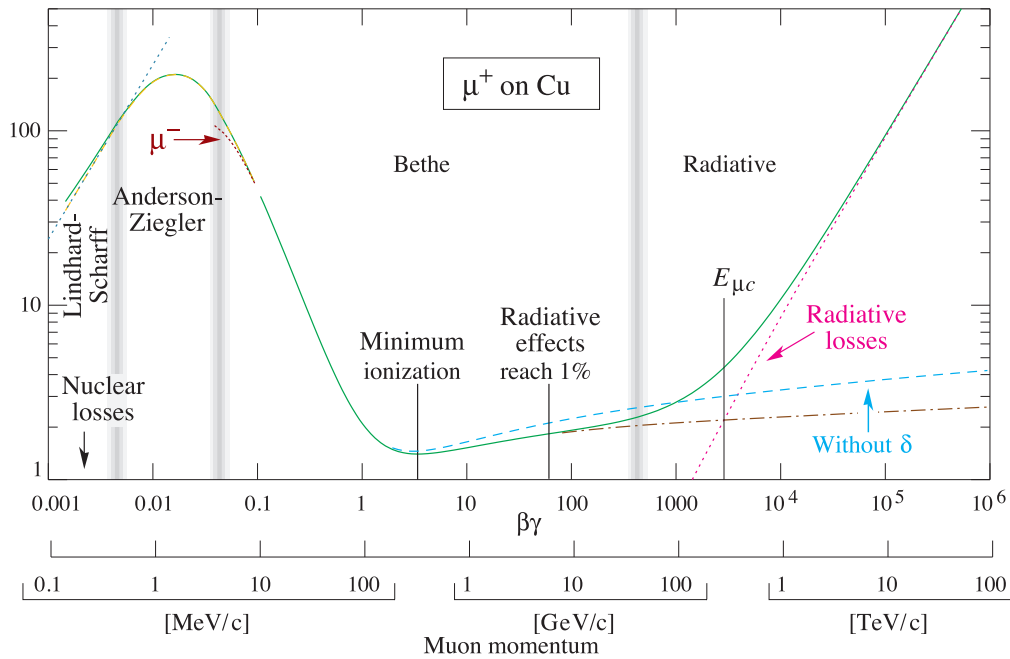


Abb. 3.20.: Verlauf der Bethe-Bloch-Formel am Beispiel eines  $\mu^+$  in Kupfer. [BGK15] Auf der Y-Achse aufgetragen ist das Bremsvermögen in  $\text{MeV} \cdot \text{cm}^2/\text{g}$ .

Für mittlere Energien ( $0,1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$ ) gilt

$$-\frac{dE}{dx} = K\rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[ \ln \left( \frac{2m_e \gamma^2 \beta^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 \right],$$

mit dem maximalen Energieübertrag

$$W_{\max} = \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{1 + 2\gamma m_e/M + (m_e/M)^2}$$

und der mittleren Anregungsenergie  $I \approx \mathcal{O}(10 \text{ eV}/Z)$ . Der Faktor  $K = 2\pi N_A r_e^2 m_e$  fasst die auftretenden Konstanten  $N_A$  (Avogadrokonstante),  $r_e$  (klassischer Elektronenradius) und  $m_e$  (Elektronenmasse) zusammen. Der Verlauf ist am Beispiel von  $\mu^+$  in Kupfer in Abbildung 3.20 dargestellt. Protonen mit einem für das CBELSA/TAPS-Experiment typischen Impuls in der Größenordnung von 100 MeV bis 1 GeV sind mit  $0,1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1$  auf der zum Minimalionisierenden Teilchen hin abfallenden Flanke der Verteilung anzutreffen.

Szintillatoren wandeln die in ihnen deponierte Energie über mehrere Zwischenschritte sequentiell in eine zu dieser Energie proportionale Anzahl an Photonen von typischerweise  $\lambda \approx \mathcal{O}(100 \text{ nm})$  um. [Joh11] Dabei wird zwischen organischen und anorganischen Szintillatoren unterschieden. Während Plastiksintillatoren als Vertreter der organischen Szintillatoren genutzt werden, um wie in Abschnitt 3.2.1.2 beschrieben zu bestimmen ob ein Teilchen geladen war, werden anorganische Kristallszintillatoren (siehe Abschnitt 3.2.1.1) als totalabsorbierende Kalorimeter zur Energiebestimmung verwendet.

### 3.2.1.1. Anorganische Szintillatoren

Anorganische Szintillatoren bestehen in der Regel aus Materialien mit einer hohen Kernladungszahl  $Z$ , wie z.B. Cäsiumjodid ( $Z_{\text{Cs}} = 53$  und  $Z_{\text{I}} = 55$ ), Barium

( $Z_{\text{Ba}} = 56$  in  $\text{BaF}_2$ ) oder Bleiwolframat ( $Z_{\text{Pb}} = 82$  und  $Z_{\text{W}} = 74$ ) und können daher als totalabsorbierende Kalorimeter für elektromagnetische Strahlung verwendet werden. Dabei wird die Tatsache ausgenutzt, dass Photonen und Elektronen elektromagnetische Schauer ausbilden und somit ihre gesamte Energie im Kalorimetermaterial eines ausreichend dimensionierten Kalorimeters deponieren.

### Elektromagnetische Schauer

Energie- und materialabhängig dominiert für Photonen entweder die Wechselwirkung über Photo- bzw. Comptoneffekt oder, oberhalb der kritischen Energie  $E_{\text{krit}}$ , die  $e^+e^-$ -Paarbildung (siehe Abbildung 3.21 links). Elektronen und Positronen wiederum geben ihre Energie hauptsächlich über Bremsstrahlung ab und erzeugen somit wieder Photonen. Daher bilden Photonen und Elektronen, die mit einer Energie oberhalb von  $E_{\text{krit}}$  auf Materie treffen, elektromagnetische Schauer.

Diese kritische Energie  $E_{\text{krit}}$  ist in der Literatur unterschiedlich definiert (siehe Abbildung 3.21 rechts).<sup>18</sup> Für die Näherung  $|\frac{dE}{dx}|_{\text{Brems}} \approx E/X_0$  sind die unterschiedlichen Definitionen identisch und die kritische Energie kann über  $E_{\text{krit}} = \frac{610 \text{ MeV}}{Z+1,24}$  abgeschätzt werden. [Oli<sup>+</sup>14]

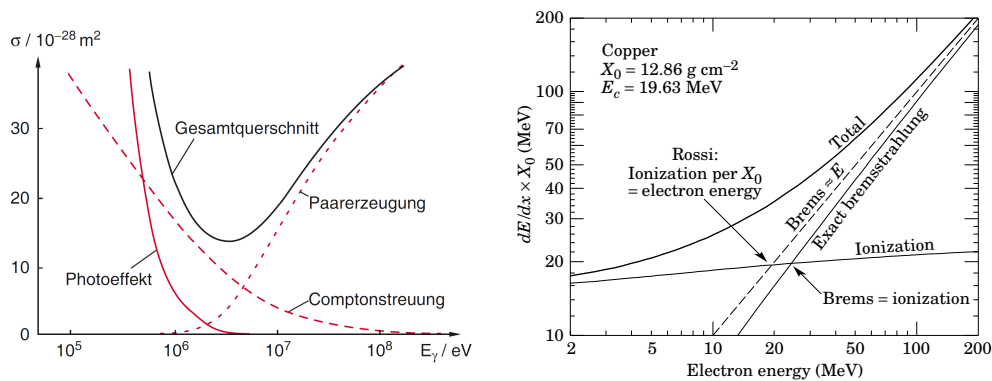


Abb. 3.21.: Links: Wechselwirkung von Photonen mit Materie am Beispiel von Blei ( $Z = 82$ ). [Dem09] Rechts: Unterschiedliche Definitionen der kritischen Energie  $E_{\text{krit}}$  am Beispiel von Kupfer. [Oli<sup>+</sup>14]

Die Strahlungslänge  $X_0$  ist eine Materialeigenschaft und definiert als die mittlere Distanz, nach der die Energie eines hochenergetischen, das Material durchlaufenden Elektrons durch Bremsstrahlungsverluste auf  $1/e$  der ursprünglichen Energie abgefallen ist. Die Strahlungslänge entspricht  $\frac{7}{9}$  der freien Weglänge eines Photons bis zur Paarproduktion. [Oli<sup>+</sup>14]

Die entstehenden elektromagnetischen Schauer sind eine Kaskade aus durch Bremsstrahlung entstehende Photonen und durch Paarbildung entstehende  $e^+e^-$ -Paare, welche sich wie in Abbildung 3.22 links dargestellt innerhalb des Materials ausbreitet. Dabei besitzt dieser Schauer von der Richtung des Ursprungsteilchens ausgehend charakteristische Eigenschaften, wie ein von Energie und Strahlungslänge  $X_0$  abhängiges Tiefenprofil der Energiedeposition (siehe Abbildung 3.22 rechts) und eine kegelförmige transversale Ausbreitung.

<sup>18</sup> Berger und Seltzer definieren kritische Energie als die Energie, bei welcher Ionisationsverluste  $(\frac{dE}{dx})_{\text{Ionisation}}$  und Bremsstrahlungsverluste  $(\frac{dE}{dx})_{\text{Brems}}$  von Elektronen identisch sind [BS64], Rossi definiert die kritische Energie als die Energie, bei welcher der Ionisationsverlust pro Strahlungslänge der Elektronenenergie entspricht [Ros52].

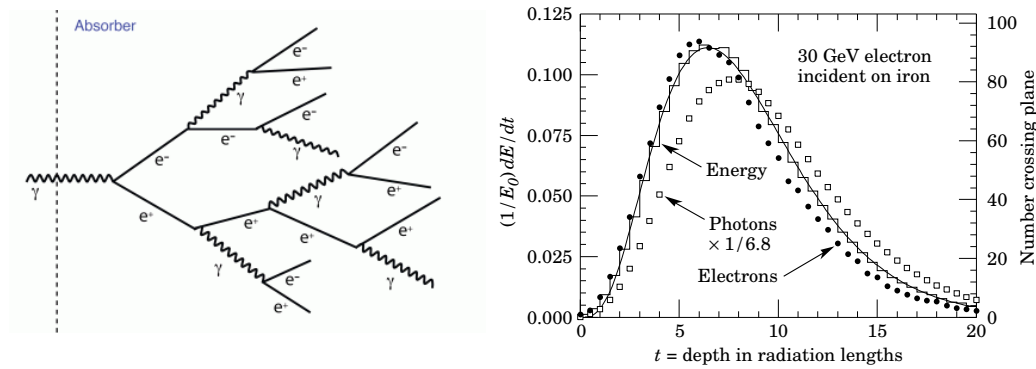


Abb. 3.22.: Links: Schematische Darstellung der Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers. Rechts: Tiefenprofil als Ergebnis einer Simulation der Energie-deposition eines elektromagnetischen Schauers am Beispiel eines 30 GeV-Elektronenstrahls in Eisen.[Oli<sup>+</sup>14]

Der Öffnungswinkel der kegelförmigen Ausbreitung des elektromagnetischen Schauers wird durch den Molière-Radius  $R_M$  charakterisiert. Dieser ist definiert als der Zylinder mit dem Radius  $R_M$  um den Auftreffpunkt der Primärteilchens, in welchem im Mittel 90 % der Energie des Schauers deponiert werden. Er kann über die Strahlungslänge  $X_0$  sowie die kritische Energie  $E_{\text{krit}}$  beschrieben werden:

$$R_M = X_0 \frac{\sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2}{E_{\text{krit}}} = X_0 \frac{E_S}{E_{\text{krit}}}.$$

Hierbei werden die auftretenden Konstanten als Skalenenergie  $E_S = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 = 21,2052 \text{ MeV}$  bezeichnet.

Die hier beschriebenen Eigenschaften eines elektromagnetischen Schauers können ausgenutzt werden, um Kalorimeter aus anorganischen Szintillatoren für die Teilchenrekonstruktion zu konzipieren.

### Kalorimeter

Unterhalb der kritischen Energie  $E_{\text{krit}}$  dominieren am Ende eines elektromagnetischen Schauers Anregungen vom Valenz- ins Leitungsband des Szintillatormaterials. Die bei der Reabsorption der Elektronen freiwerdenden Photonen haben eine der Bandlücke entsprechende Energie und können vom Szintillator wieder absorbiert werden, weshalb das Szintillatormaterial dotiert wird. Die Auswirkung dieser eingebrachten Fehlstellen ist in Abbildung 3.23 dargestellt und führt aufgrund von zusätzlichen Energieniveaus innerhalb der Bandlücke zu einer Selbstdurchsichtigkeit, wodurch Photonen den Kristall verlassen und detektiert werden können.

Die Anzahl der Photonen mit einer der Bandlücke entsprechenden spezifischen Energie  $E_{\text{Kal}}$  ist dabei proportional zu der im Kalorimetermaterial deponierten Energie, was für die Detektorkonzeption ausgenutzt werden kann, da nur die Anzahl der Photonen gezählt werden muss, um die im Material deponierte Energie zu bestimmen. Die Tatsache, dass 10 % der Schauerenergie außerhalb eines Zylinders mit Radius  $R_M$  deponiert wird, kann, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, ausgenutzt werden um mit einer ausreichend feinen Segmentierung des Detektors den Ausgangspunkt des Schauers genauer als die Größe der Detektorsegmente zu bestimmen. In Tabelle 3.1

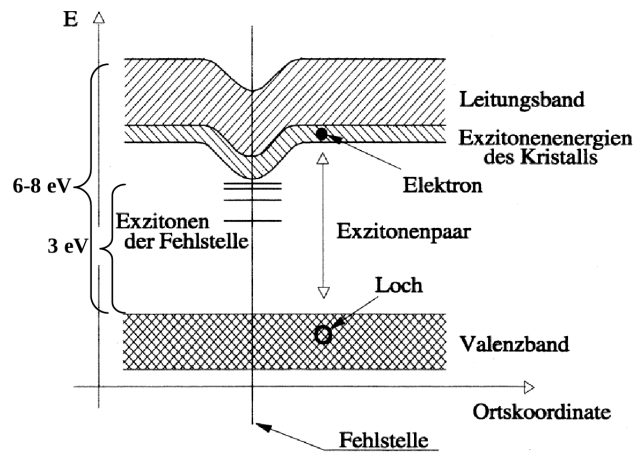


Abb. 3.23.: Bändermodell eines anorganischen Szintillators am Beispiel von mit Thallium dotiertem Natrium-Iodid. [Kot05]

sind die wesentlichen Eigenschaften der beiden im CBELSA/TAPS-Experiment verwendeten Kalorimetermaterialien CsI(Tl) und BaF<sub>2</sub> zusammengefasst.

	CsI(Tl)	BaF <sub>2</sub>
Dichte	4,51 g/cm <sup>3</sup>	4,89 g/cm <sup>3</sup>
Strahlungslänge	1,86 cm	2,03 cm
$\frac{dE}{dx}$	5,6 MeV/cm	6,5 MeV/cm
kritische Energie	11,0 MeV	13,9 MeV
Molière-Radius	3,57 cm	3,10 cm

Tab. 3.1.: Eigenschaften der verwendeten Kalorimetermaterialien. Die Werte stammen aus [Oli+14] oder wurden mit dort angegebenen Formeln berechnet.

### 3.2.1.2. Organische Szintillatoren

Im Gegensatz zu anorganischen Szintillatoren, bei welchen Materialien mit einer hohen Kernladungszahl  $Z$  verwendet werden, basieren organischen Szintillatoren auf Benzolringen aus Kohlenstoff und Wasserstoff (C<sub>6</sub>H<sub>6</sub>) mit den Kernladungszahlen  $Z_C = 6$  und  $Z_H = 1$ . Im CBELSA/TAPS-Experiment kommt als Material Polyvinyltoluol (PVT) zum Einsatz.

Für ungeladene Teilchen (insbesondere Photonen) führt die niedrige Kernladungszahl  $Z$  und die geringe Dichte der verwendeten Plastiksintillatoren ( $\approx 1 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ ) zu einer großen Strahlungslänge  $X_0$ , wodurch die Wahrscheinlichkeit, dass Photonen ein Signal hinterlassen, sehr gering ist. Geladene Teilchen, die einen organischen Szintillator durchqueren, hinterlassen eine Spur aus angeregten Molekülen, welche einen Teil ihrer Anregungsenergie als optische Photonen abgeben. Damit diese Photonen nicht sofort wieder absorbiert werden, werden dem Szintillator ein oder mehrere Fluorophore beigemischt. Diese fungieren als Wellenlängenschieber und geben Photonen einer größeren Wellenlänge ab, für die der Szintillator transparent ist.

Diese Photonen können detektiert werden und liefern Informationen über das durchquerende Teilchen. Im CBELSA/TAPS-Experiment werden Plastiksintillatoren genutzt, um den detektierten Teilchen eine Zeit-, Richtungs- und Ladungsinformation zu geben. Für die Rekonstruktion ist zu beachten, dass zum einen auch Photonen

(z.B. nach Paarbildung) Signale erzeugen können und zum anderen die Effizienz für Geladenenidentifikation  $< 100\%$  ist.

Auf Basis von Kalorimetern in Kombination mit organischen Szintillatoren können Energie, Richtung, Ladung und Zeit<sup>19</sup> der aus dem Target stammenden Reaktionsprodukte gemessen werden.

### 3.2.2. Energie- und Richtungsbestimmung

Für die Energie- und Richtungsbestimmung der einzelnen Reaktionsprodukte werden die drei Kalorimeter des CBELSA/TAPS-Experiments – der Crystal-Barrel-Detektor, der Vorwärtsdetektor und der MiniTAPS-Detektor – verwendet.<sup>20</sup> In diesem Abschnitt werden deren Aufbau sowie allgemeine Detektoreigenschaften beschrieben, die Rekonstruktionsmethoden werden in Kapitel 4 erläutert. Der Vorwärtsdetektor und der MiniTAPS-Detektor besitzen neben den Kalorimeterkristallen zusätzlich noch aus Plastiksintillatoren bestehende Plättchen zur Ladungsidentifikation. Auf diese wird in Abschnitt 3.2.3 eingegangen.

#### 3.2.2.1. Das Crystal-Barrel-Kalorimeter

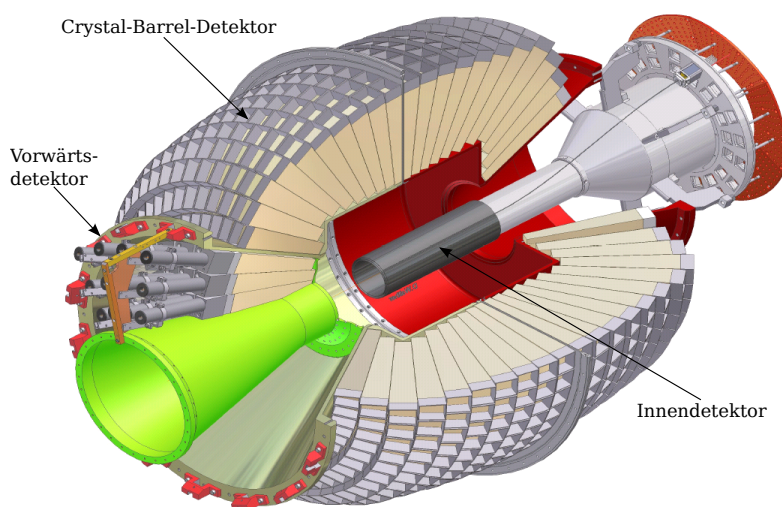


Abb. 3.24.: Schnittzeichnung durch das Crystal-Barrel-Kalorimeter mit Vorwärts- und Innendetektor. Der Photonstrahl kommt in dieser Darstellung von rechts oben. [CB16b]

Das Crystal-Barrel-Kalorimeter besteht aus 1230 thaliumdotierten Cäsium-Jodid-Kristallen, welche ringförmig in einer Fassgeometrie um das Target angeordnet sind und dabei den gesamten Azimut- und den Polarwinkelbereich von  $30^\circ$  bis  $156^\circ$  abdecken. Um eine lückenlose Abdeckung zu gewährleisten, besitzen die Kristalle je nach Abstand zum Polarwinkel von  $90^\circ$  eine leicht unterschiedliche Geometrie, so dass insgesamt elf verschiedene Kristallgeometrien zum Einsatz kommen. Bis auf den

<sup>19</sup> Bis auf das Crystal-Barrel-Kalorimeter liefern alle Subdetektoren eine Zeitinformation, weshalb nur für Photonen im Bereich des Crystal-Barrel-Kalorimeters keine Zeit gemessen werden kann.

<sup>20</sup> Ladungssensitive Detektoren werden nur dann für die Richtungsbestimmung langsamer Protonen verwendet, wenn kein Signal in einem der Kalorimeter erzeugt wurde (siehe Abschnitt 4.1.3).

rückwärtigsten Ring, welcher aus Platzgründen aus 30 Kristallen besteht und welche daher azimuthal jeweils einen doppelt so großen Raumwinkel abdecken, enthält jeder Ring 60 Kristalle, welche jeweils einen Raumwinkelbereich von  $6^\circ \times 6^\circ$  abdecken. In Abbildung 3.24 ist eine CAD-Zeichnung des Crystal-Barrel-Detektors zusammen mit dem Vorwärtsdetektor sowie dem Innendetektor zu sehen. Abbildung 3.25 zeigt einen einzelnen Kristall.

Die CsI(Tl)-Kristalle haben jeweils eine Länge von 30 cm, was bei einer Strahlungslänge von CsI(Tl) von  $X_0 = 1,86$  cm ca. 16 Strahlungslängen entspricht. Nach [Blu<sup>+</sup>86] werden somit für Photonen mit einer Energie von  $E_\gamma = 2$  GeV über 99% der longitudinalen Komponente des elektromagnetischen Schauers innerhalb des Crystal-Barrel-Detektors deponiert.



Abb. 3.25.: CsI(Tl)-Kristall des Crystal-Barrel-Kalorimeters. Auf der linken Seite ist ein Foto, auf der rechten Seite eine CAD-Zeichnung zu sehen. Auf letzterer ist die Ausleseelektronik mit Photodiode (blau) und Wellenlängenschieber (rot) vergrößert dargestellt. [CB16b]

Die Auslese des Crystal-Barrel-Detektors geschieht aus historischen Gründen über Photodioden, da das Kalorimeter ursprünglich innerhalb eines Magnetfeldes eingesetzt wurde und daher eine Auslese durch Photomultiplier nicht in Betracht kam. Das von den CsI(Tl)-Kristallen emittierte Szintillationslicht hat ein Intensitätsmaximum bei einer Wellenlänge von  $\lambda_{\text{CsI(Tl)}} = 560$  nm, welche über am Ende der Kristalls angebrachte Wellenlängenschieber auf  $\lambda = 610$  nm erhöht wird, da die für die Auslese eingesetzten Photodioden in diesem Bereich ihr Sensitivitätsmaximum haben und so auch eine homogene Lichtsammlung über die Endfläche der Kristalle gewährleistet wird. [Got07]

Da Photodioden keine intrinsische Verstärkung des Signals bieten, werden diese Signale anschließend über einen sich direkt neben der Photodiode befindlichen Vorverstärker sowie einen Shaper an einen 12bit-DualRange-Fastbus-ADC vom Typ 'LeCroy 1885F' geleitet. [Ehm00] Während die Energieinformation dabei erhalten bleibt<sup>21</sup>, geht die Möglichkeit, den Zeitpunkt des Signals genau zu bestimmen, verloren.

Die Triggerentscheidung über die Anzahl an zusammenhängenden Bereichen mit Energieeinträgen in den Kristallen wird von einem **FA**st **C**luster **E**ncoder (FACE) generiert. Da die Entscheidungszeit im Mittel  $t_{\text{FACE}} = 6 \mu\text{s}$  beträgt [Hof18], kann der Crystal-Barrel-Detektor nicht in der ersten Stufe des Triggers verwendet werden und entscheidet daher in einer zweiten Triggerstufe über die Auslese eines Ereignisses (siehe Abschnitt 3.3.1).

Zusätzlich existiert ein Lichtpulsersystem, mit welchem Lichtblitze einer definierten Intensität in die Ausleseelektronik eingespeist werden können, um z.B. den

<sup>21</sup>Das Integral über das analoge Signal ist proportional zur im Kristall deponierten Energie.

Verstärkungsfaktor der beiden Bereiche der DualRange-ADCs kristallweise zu bestimmen. [Bös06] Hierauf wird in Abschnitt 5.2.1 im Rahmen der Beschreibung der Kalibrierung näher eingegangen.

Die im Rahmen dieser Arbeit ermittelte Energie- und Winkelaufösung wird in Abschnitt 4.1.1.4 ausführlich diskutiert. Der vollständige Aufbau des Crystal-Barrel-Kalorimeters ist in [Ake<sup>+</sup>92] und [Wen09] beschrieben.

### 3.2.2.2. Vorwärtsdetektor

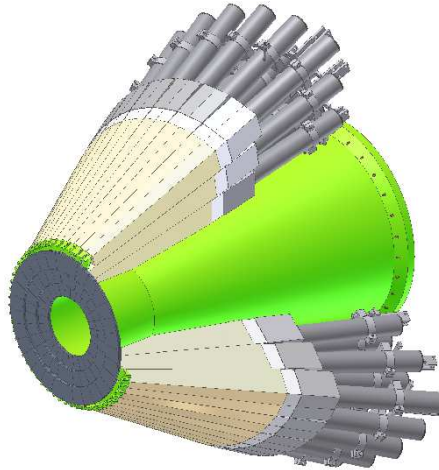


Abb. 3.26.: Vorwärtsdetektor mit Photomultiplierauslese und davor angebrachten Veto-plättchen. In Grün ist die Aluminium-Haltstruktur zu erkennen. [CB16b]

In Vorwärtsrichtung wird das Crystal-Barrel-Kalorimeter durch den Vorwärtsdetektor ergänzt, welcher den gesamten Azimut- und den Polarwinkelbereich von  $\theta = 11,2^\circ$  bis  $\theta = 27,5^\circ$  abdeckt. [Wen04] Der Vorwärtsdetektor besteht aus 90 thaliumdotierten Cäsium-Jodid-Kristallen wie sie auch im Crystal-Barrel-Kalorimeter verwendet werden, und welche in drei Ringen zu je 30 Kristallen mit einer Raumwinkelabdeckung von jeweils ca.  $\theta \times \phi = 6^\circ \times 12^\circ$  angeordnet sind (siehe Abbildung 3.26). Abbildung 3.27 zeigt den Aufbau eines einzelnen Kristalls des Vorwärtsdetektors inklusive Auslese. Diese erfolgt durch Photomultiplier, wodurch die Signale der Kristalle schneller verarbeitet werden können, Zeitinformationen zur Verfügung stehen und der Detektor im First-Level-Trigger verwendet werden kann. Der Aufbau der Trigger-Logik ist in Abschnitt 3.3.1 beschrieben.

Eine Besonderheit ist die Tatsache, dass die zentralen Mittelachsen der Kristalle nicht auf den Targetmittelpunkt zeigen, da für die Haltestruktur sowie für die Lichtleiter der in Abschnitt 3.2.3 beschriebenen Plastiksintillatoren zwischen dem Vorwärtsdetektor und dem Crystal-Barrel-Detektor zusätzlicher Platz benötigt wur-

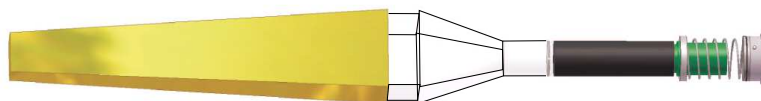


Abb. 3.27.: CAD-Zeichnung eines CsI(Tl)-Kristall des Vorwärtsdetektors mit Lichtleiter und Photomultiplier. [CB16b]

de und der Vorwärtsdetektor daher um ca. 3 cm strahlabwärts verschoben ist. [Wen08] Dieser Aspekt muss in der Rekonstruktion bei der Bestimmung des Auftreffpunktes aus der Schauerverteilung berücksichtigt werden.

### 3.2.2.3. MiniTAPS

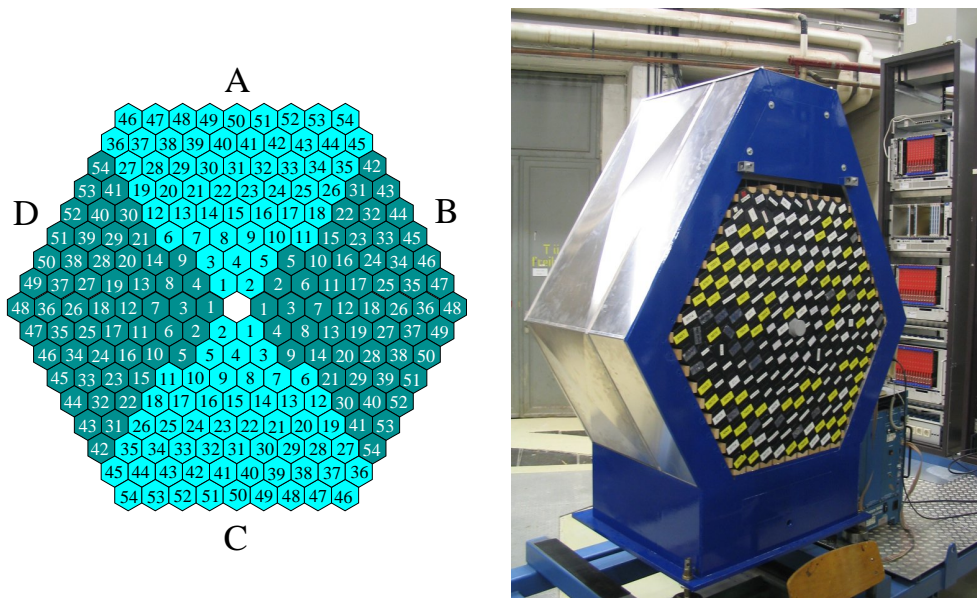


Abb. 3.28.: Schematische Übersicht (links) und Foto (rechts) des MiniTAPS-Detektors. [CB16b]

Die höchsten Teilchenraten werden in einem Fixed-Target-Experiment in Vorwärtsrichtung detektiert, weshalb hier ein ratenfester Detektor mit einer hohen Granularität benötigt wird. Aus diesem Grund wird der Winkelbereich zwischen der Öffnung des Vorwärtsdetektors ( $\theta \approx 10,5^\circ$ ) und der Strahlachse vom MiniTAPS-Detektor ausgefüllt. Dieser steht in einer Entfernung von 210 cm zum Target und besteht aus 216 BaF<sub>2</sub>-Kristallen, welche in einer hexagonalen Struktur angeordnet sind. Aufgrund des Detektorabstandes zum Target und des Innenkreisdurchmessers der hexagonalen Kristalle von jeweils 5,9 cm deckt jeder Kristall einen Polarwinkelbereich von unter  $1,5^\circ$  ab.

In Abbildung 3.28 ist auf der rechten Seite ein Foto des MiniTAPS-Detektors zu sehen, auf der linken Seite ist eine schematische Übersicht mit der Numerierung der einzelnen Kristalle und der Unterteilung in vier Blöcke gezeigt. In der Mitte befindet sich ein Loch für den Primärstrahl mit den Dimensionen eines Kristalls. Abbildung 3.29 zeigt ein Foto sowie den Aufbau eines BaF<sub>2</sub>-Kristalls inklusive Auslese über Photomultiplier.

Aufbau und Funktionsweise des MiniTAPS-Detektors sind ausführlich in [Nov91] und [Gab<sup>+</sup>94] beschrieben. Die Kristalle sind jeweils 25 cm lang, was 12,3 Strahlungslängen entspricht. Die Energieauflösung wird für Einzelkristallschwellen von 18 MeV mit

$$\frac{\sigma(E)}{E} = 1,12\% + \frac{2,54\%}{E/\text{GeV}}$$



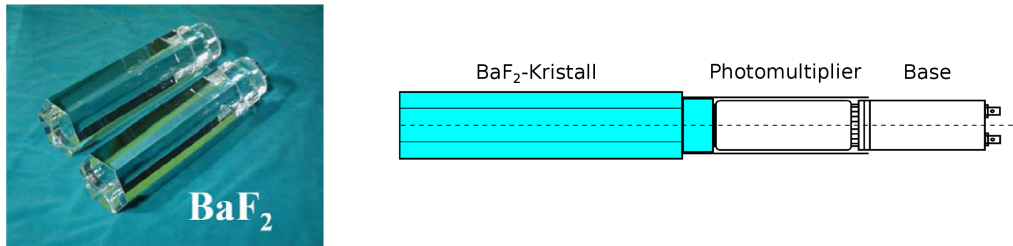


Abb. 3.29.: BaF<sub>2</sub>-Kristall des MiniTAPS-Detektors. Links: Foto [Thi10]. Rechts: Skizze mit Photomultiplier.

angegeben. [Dre04] Der Umstand, dass wie beim Vorwärtsdetektor die Kristalle nicht senkrecht auf das Target zeigen, muss ebenfalls bei der Rekonstruktion berücksichtigt werden.

Mit den drei Kalorimetern (dem Crystal-Barrel-Detektor, dem Vorwärtsdetektor und dem MiniTAPS-Detektor) wird der Winkelbereich von  $\theta = 156^\circ$  in rückwärtiger Richtung bis zu  $\theta = 1^\circ$  vollständig abgedeckt, bis auf kleine Lücken aufgrund von z.B. Haltestrukturen zwischen den Detektoren. Energie und Richtung insbesondere von Photonen können somit in diesem Winkelbereich bestimmt werden.

### 3.2.3. Ladungsbestimmung

Die Ladungsinformation einzelner Reaktionsprodukte ist eine für die Rekonstruktion hilfreiche Größe, da zum Beispiel Photonen und Elektronen im Rahmen eines elektromagnetischen Schauers in einem Kalorimeter ununterscheidbar sind. Die Anzahl der geladenen Teilchen in einem Ereignis kann als Triggerinformation verwendet werden. Zu diesem Zweck werden szintillierende Fasern und organische Plastikszintillatoren eingesetzt. Mit Hilfe dieser Detektoren kann festgestellt werden, ob ein Teilchen geladen oder ungeladen ist, Vorzeichen der Ladung oder Ladungsmenge können nicht bestimmt werden. Die Wahrscheinlichkeit, dass ungeladene Teilchen ein Signal erzeugen, hängt vom Verhältnis der Strahlungslänge  $X_0$  zur durchqueren Wegstrecke ab und kann entsprechend gering gehalten werden (siehe Abschnitt 4.1.5.3).

#### 3.2.3.1. Innendetektor

Der Innendetektor besteht aus insgesamt 513 in drei Lagen angeordneten szintillierenden Fasern mit einem Durchmesser von jeweils 2 mm und befindet sich im Inneren des Crystal-Barrel-Detektors. Wie in Abbildung 3.24 zu sehen ist, deckt er vom Target ausgehend einen ähnlichen Winkelbereich wie der Crystal-Barrel-Detektor ab und reicht mit einer unteren Grenze von  $\theta \approx 21^\circ$  bis vor den Vorwärtsdetektor<sup>22</sup>. Die aktive Länge des Detektors beträgt 400 mm. Während die äußere, aus 191 Fasern bestehende Lage parallel zur Strahlachse angeordnet ist, sind die inneren beiden aus 165, bzw. 157 Fasern bestehenden Lagen um  $+25,7^\circ$  bzw.  $-24,5^\circ$  zur Strahlachse gedreht, sodass jede dieser Fasern die Hälfte des Zylinders umspannt. Die Radien der drei Lagen (Fasermitten) betragen 58 mm, 61,44 mm und 65 mm. Abbildung 3.30 zeigt die Anordnung, durch welche der Durchstoßpunkt eines Teilchens durch den

<sup>22</sup> Ereignisse aus Zwei-Lagen-Treffern können ab einem Winkel von  $\theta \approx 23^\circ$  rekonstruiert werden.



Abb. 3.30.: Dreilagige Anordnung der Fasern im Innendetektor. [CB16b]

Innendetektor bei einer Kombination von Treffern aus bereits zwei der drei Lagen eindeutig rekonstruiert werden kann.

Minimalionisierende Teilchen deponieren etwa 400 keV auf der maximalen aktiven Strecke von 1,94 mm einer Faser, was ca. 4000 Photonen entspricht, von denen durchschnittlich etwa 60 Photonen die Kathode der für die Auslese verwendeten 16-fach-Photomultiplier erreichen. [Grü06] Der Innendetektor liefert neben Orts- auch Zeitinformationen für geladene Teilchen im Raumwinkelbereich des Crystal-Barrel-Detektors und dient, wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben, als Trigger für geladene Teilchen mit einem Polarwinkel von  $\theta > 23^\circ$ .

Der Innendetektor ist ursprünglich in Erlangen für den Einsatz am CBELSA/TAPS-Experiment gebaut [Fös01] und danach für den Einsatz mit dem polarisierten Target modifiziert worden [Grü06]. Die genaue Funktionsweise ist in [Grü06] und [Suf<sup>+</sup>05] beschrieben.

### 3.2.3.2. Organische Szintillatoren

Auch die beiden anderen Kalorimeter – der Vorwärtsdetektor und der MiniTAPS-Detektor – besitzen weitere Subdetektoren zur Ladungsdetektion. In diesem Fall handelt es sich um Plättchen aus Polyvinyltoluol, welche vor den Kristallen der Kalorimeter angebracht sind.

#### Ladungsbestimmung am Vorwärtsdetektor

Die Ladungsbestimmung für den Vorwärtsdetektor treffende Teilchen geschieht über 180 jeweils 3 mm dicke Plastikszintillatorplättchen<sup>23</sup> mit einer vom Targetpunkt aus gesehenen Ausdehnung von  $\theta \times \phi = 6^\circ \times 12^\circ$ . Diese Plättchen sind in drei Ringen zu jeweils 60 Plättchen zweilagig angeordnet, wobei die beiden Lagen um  $\phi = 6^\circ$  zueinander versetzt sind, sodass die Winkelauflösung des Subdetektors  $\theta \times \phi = 6^\circ \times 6^\circ$  beträgt. Die Anordnung der einzelnen szintillierenden Plättchen mit der Auslese über wellenlängenschiebende Fasern ist in Abbildung 3.31 zu sehen. Insgesamt decken die Szintillatoren den selben Winkelbereich  $\theta = 11,2^\circ$  bis  $\theta = 27,5^\circ$  ab wie die Kristalle des Vorwärtsdetektors.

Die Auslese der pro geladenem Teilchen durch eine Energiedeposition von 600 keV ausgelösten ca.  $10^3$  Szintillationsphotonen geschieht über 16-fach-Photomultiplier.

<sup>23</sup>BICRON BC-408

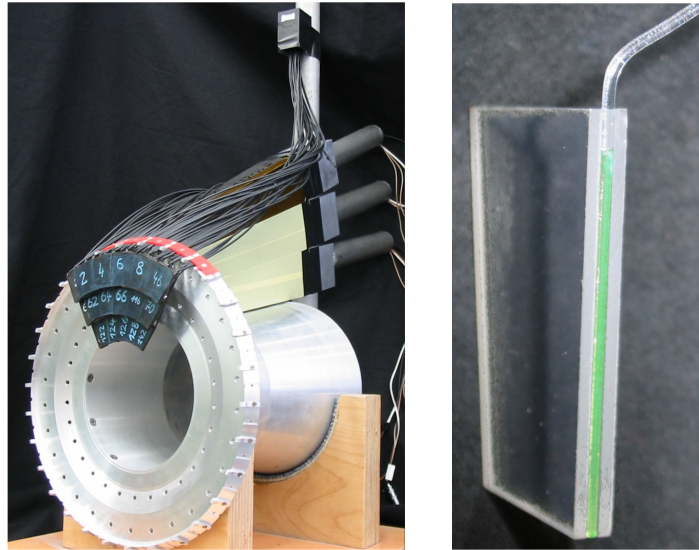


Abb. 3.31.: Foto eines Submoduls mit Haltestruktur der Plastikszintillatoren des Vorwärtsdetektors (links) sowie eines einzelnen Plastikszintillators mit wellenlängenschiebender Faser (rechts). [Wen09]

Aufbau, Funktionsweise sowie Effizienzuntersuchungen sind ausführlich in [Wen08] beschrieben.

### Ladungsbestimmung am MiniTAPS-Detektor

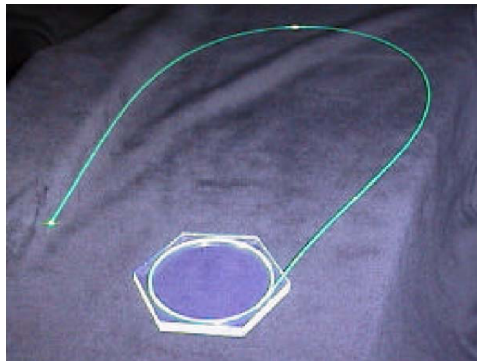


Abb. 3.32.: Foto eines Plastikszintillators des MiniTAPS-Detektors mit wellenlängenschiebender Faser. [Thi10]

Die Ladung von den MiniTAPS-Detektor treffenden Teilchen wird mit Hilfe eines vor den Kristallen angebrachten ladungssensitiven Subdetektors bestimmt. Dazu sind vor den 216 Kristallen jeweils 5 mm dicke Plastikszintillatorplättchen<sup>24</sup> in identischer Anordnung angebracht, welche über mittels wellenlängenschiebende Fasern verbundene 16-Kanal-Photomultiplier ausgelesen werden. [Thi10] Abbildung 3.32 zeigt ein solches Plättchen inklusive wellenlängenschiebender Faser.

Durch den Abstand zwischen Plastikszintillator und Kristall muss bei der Rekonstruktion berücksichtigt werden, dass Szintillatorplättchen und Kalorimeterkristalle leicht unterschiedliche Winkelbereiche abdecken, insbesondere also auch der vor einem Nachbarkristall befindliche Ladungsdetektor getroffen werden kann.

<sup>24</sup>ELJEN EJ 204

### 3.2.4. Zeitmessung

Alle Detektoren, bis auf den Crystal-Barrel-Detektor liefern Zeitinformationen, welche für die Rekonstruktion von Detektorsignalen zu zusammengehörigen Ereignissen hilfreich sind. Beim MiniTAPS-Detektor generieren Energiedepositionen oberhalb der CFD-Schwellen<sup>25</sup> von  $E \lesssim 13 \text{ MeV}$ <sup>26</sup> [Got09] in einem Kristall ein Signal, welches für die Zeitmessung auf SingleHit-TDCs geleitet wird. In allen anderen zeitsensitiven Detektoren kommen Multihit-TDCs zum Einsatz, wobei es sich mit Ausnahme des GIM-Detektors (CAEN-Module) um CATCH-Multihit-TDCs<sup>27</sup> [F<sup>+</sup>03] mit einer Kanalbreite von  $g = 0,11442 \text{ ns}$  bzw., für die in einer höheren Auflösung betriebenen CATCH-Module des Taggers,  $g = 0,05721 \text{ ns}$  handelt.

Die Zeitreferenz für jedes Ereignis wird über den Triggerzeitpunkt definiert, wobei die einzelnen Triggersignale derart verzögert werden, dass in der Regel das Signal des Taggers den Triggerzeitpunkt definiert.

Die sensitiven Detektoren zur Zeit-, Ladungs-, Energie- und Richtungsbestimmung bilden die Basis um die Vierervektoren der Zerfallsprodukte hadronischer Reaktionen rekonstruieren zu können.

## 3.3. Datennahme

Neben dem Trigger, welcher entscheidet ob eine Ereignissignatur den geforderten Bedingungen entspricht (Abschnitt 3.3.1) und die Detektordaten gespeichert werden sollen, sind die Datenakquisition (Abschnitt 3.3.3) sowie die Echtzeitüberwachung aller Komponenten (Abschnitt 3.3.4) Bestandteil des CBELSA/TAPS-Experiments. Der Čerenkov-Detektor zur Unterdrückung von elektromagnetischem Untergrund auf Triggerebene wird in Abschnitt 3.3.2 diskutiert. Die für diese Analyse verwendete Datenbasis wird in Abschnitt 3.3.5 quantifiziert.

### 3.3.1. Trigger

Die Datennahme des Crystal-Barrel-Experiments erfolgt über eine sogenannte getriggerte Auslese. Das bedeutet, dass die Auslese aller Detektoren gestartet wird, sobald eine Signatur erkannt wird, die einem gewünschten Ereignis entspricht.

Bei dem verwendeten Triggersystem handelt es sich um einen FPGA<sup>28</sup>-basierten, zweistufigen Trigger. In der ersten Triggerstufe können die Signale aller Detektoren berücksichtigt werden, welche eine Triggerentscheidung innerhalb von 265 ns [Wen08] liefern. Dabei handelt es sich um alle Detektoren außer dem Crystal-Barrel-Detektor, welcher mit dem **Fast Cluster Encoder** (FACE) bis zu 10  $\mu\text{s}$  [Hof18] für eine Antwort benötigt. Falls die erste Entscheidung positiv ausgefallen ist, kann danach in einer zweiten Entscheidungsstufe das Ergebnis des FACE abgewartet und berücksichtigt werden, bevor die Auslese gestartet oder alternativ ein Fast-Reset durchgeführt wird, um die Datennahme fortsetzen zu können. Das Trigger-System ist ausführlich in [Win06] beschrieben.

<sup>25</sup> CFD: Constant-Fraction-Diskriminator

<sup>26</sup> In den innersten beiden Ringen beträgt die Schwelle  $E \lesssim 17 \text{ MeV}$ . Die Rekonstruktionsschwellen in der Analyse betragen 13 MeV bzw. 17 MeV (siehe Abschnitt 4.1.1.2).

<sup>27</sup> CATCH: COMPASS Accumulate, Transfer & Control Hardware

<sup>28</sup> FPGA: Field Programmable Gate Array

Der **Tagger** löst ein Triggersignal aus, sobald zwei benachbarte Plastikszintillatoren koinzident ein Signal registriert haben.<sup>29</sup>

Beim **Innendetektor** müssen in zwei der drei Lagen gleichzeitig Fasern angesprochen haben.

Für den **Vorwärtsdetektor** gibt es zwei verschiedene Triggerbedingungen. [Fun08] Der CF1-Trigger<sup>30</sup> wird ausgelöst, wenn genau ein Cluster<sup>31</sup> im Vorwärtsdetektor registriert wird, bei zwei oder mehr Clustern wird der CF2-Trigger ausgelöst.

Auch für den **MiniTAPS-Detektor** gibt es zwei verschiedene Triggersignale. Der TAPS1-Trigger erwartet mindestens ein Teilchen über der LED1-Schwelle<sup>32</sup> von 80 MeV, während der TAPS2-Trigger in mindestens zwei verschiedenen Sektoren Energieeinträge oberhalb der LED2-Schwelle von ebenfalls 80 MeV verlangt.<sup>33</sup>

Name der Triggerbedingung	First-Level-Trigger						Second Level	
	Tagger	Innendetektor	Čerenkovdetektor	Vorwärtsdetektor CF1	Vorwärtsdetektor CF2	MiniTAPS 1	MiniTAPS 2	FACE
tagger	X	–	–	–	–	–	–	–
trig41	X	X	–	–	–	–	–	$\geq 2$
	X	–	–	X	–	–	–	$\geq 1$
	X	–	–	–	X	–	–	–
	X	–	–	X	–	X	–	–
	X	–	–	–	–	X	–	$\geq 1$
trig42c	X	X	!X	–	–	–	–	$\geq 2$
	X	–	!X	X	–	–	–	$\geq 1$
	X	–	!X	–	X	–	–	–
	X	–	!X	X	–	X	–	–
	X	–	!X	–	–	X	–	$\geq 1$
34	X	–	!X	–	–	–	X	–

Tab. 3.2.: Die verwendeten Triggerbedingungen sind jeweils eine ODER-Verknüpfung der aufgeführten Möglichkeiten. X bedeutet, ein Signal dieses Detektors wird verlangt, bei !X darf der Detektor kein Signal gesehen haben („Veto“).  $\geq x$  bedeutet, dass dieser Detektor mindestens  $x$  Signale registriert haben muss. [CBdoku]

Bei dem **FACE** [Fle01] handelt es sich um einen auf Zellularlogik basierenden Multiplizitätstrigger für das **Crystal-Barrel-Kalorimeter**. Dabei werden alle Kristalle mit einer Energiedeposition oberhalb einer barrelhäftig einstellbaren Diskriminatorschwelle, welche einer Energie von ca. 15 MeV entsprechen soll, in einer Logikmatrix gespeichert und parallelisiert auf die Anzahl der Cluster untersucht. Das Ergebnis wird dem Trigger übergeben, welcher in der zweiten Stufe der Triggerentscheidung

<sup>29</sup> Koinzident bedeutet in diesem Fall, dass die Signale mit einer Dauer von jeweils ca. 20 ns einen zeitlichen Überlapp haben.

<sup>30</sup> CF steht für Cluster Finder.

<sup>31</sup> Als Cluster wird ein geometrisch zusammenhängender Bereich von Kristallen mit Energieeinträgen bezeichnet.

<sup>32</sup> LED: Leading-Edge-Diskriminator

<sup>33</sup> Für die innersten beiden Ringe wurden die LED2-Schwellen auf  $\infty$  gesetzt um durch  $e^+e^-$ -Paare ausgelöste Trigger zu unterdrücken.

<sup>34</sup> Der MiniTAPS-2-Trigger kann nur in Kombination mit keinem Signal aus dem Čerenkovdetektor verwendet werden, da ansonsten Koinzidenzen aus  $e^+$  und  $e^-$  aus der Paarbildung im MiniTAPS-Detektor eine zu große Triggerrate erzeugen würden.

endgültig über die Auslese oder Verwerfung des Ereignisses entscheidet. Die Entscheidungszeit wird in [Fle01] für  $n$  Cluster mit  $t = 0,8 \mu\text{s} + n \cdot 0,8 \mu\text{s}$  angegeben und beträgt in der Praxis im Mittel  $t \approx 6 \mu\text{s}$  [Hof18]. Nach  $t = 10 \mu\text{s}$  wird der Prozess abgebrochen und das Ergebnis verworfen. Das Ansprechverhalten des FACE ist in Abbildung 3.33 für jeden einzelnen Kristall des Crystal-Barrel-Detektors dargestellt, wobei zur besseren Übersicht die  $z$ -Achse logarithmisch abgebildet wird. Die Schwelle bei ca. 15 MeV und auch ein geringer Unterschied zwischen den beiden Hälften des Crystal-Barrel-Detektors mit der Grenze bei Kristall 780 sind zu erkennen.

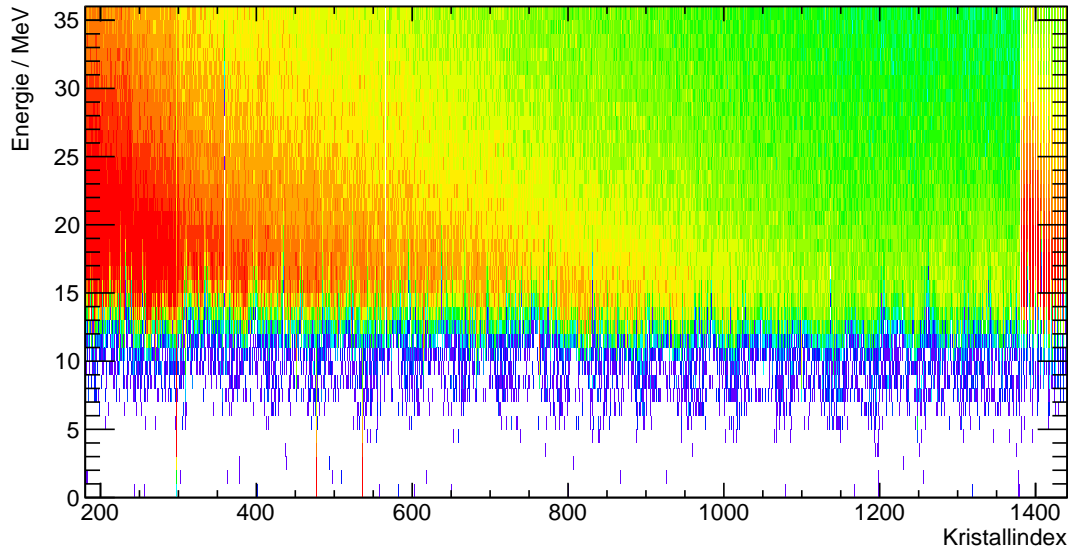


Abb. 3.33.: Ansprechverteilung des FACE für jeden einzelnen Kristall des Crystal-Barrel-Detektors. Die Kristalle des rückwärtigsten Ring 24 mit Kristallindizes  $> 1380$  decken jeweils einen doppelt so großen Winkelbereich ab, weshalb auch doppelt so viele Einträge pro Kristall registriert werden.

Die Datennahme wurde im Fall der analysierten Strahlzeiten mit einem nach oben offenen Trigger durchgeführt, was bedeutet, dass nur Minimalbedingungen gestellt und auch komplexere Ereignisse mit mehr Teilchen im Endzustand aufgezeichnet wurden. Dies hat den Vorteil, dass ein Datensatz für unterschiedliche Analysen verwendet werden kann und ist so lange sinnvoll, wie die durch die zusätzlich möglichen Bedingungen verursachte Totzeit die Statistik nicht signifikant beeinträchtigt.

Die für die analysierten Strahlzeiten verwendeten Triggerbedingungen sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst. Ein Trigger auf den Tagger alleine dient zur Flussbestimmung. Ein weiterer Trigger ('trig41') ohne den Čerenkov-Detektor wird zur Überprüfung desselbigen verwendet. Der als 'trig42c' bezeichnete Trigger ist der eigentliche Datentrigger. Dieser verlangt mindestens zwei Teilchen im Endzustand, wodurch alle in dieser Analyse verlangten Ereignisse mit zwei oder drei Teilchen im Endzustand aufgenommen wurden. Dabei wurden für die Datennahme mit dem Butanoltarget Datenraten von ca. 550 Hz bei einer Lifetime<sup>35</sup> von ca. 38 % erreicht.

<sup>35</sup> Als Lifetime wird der Anteil der Gesamtzeit bezeichnet, in welcher das Experiment bereit zur Datennahme ist und auf eine Triggerentscheidung wartet.

### 3.3.2. Gas-Čerenkov-Detektor

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, liegt der totale hadronische Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion am Proton in der Größenordnung von 0,1-0,5 Millibarn (siehe Abbildung 1.4 auf Seite 3). Elektromagnetische Beiträge treten mit sehr viel höheren Wahrscheinlichkeiten auf. Der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung bei hohen Photonenergien ( $E_\gamma \gg \frac{m_e}{\alpha Z^{1/3}}$ ) lässt sich nach [Gru96] schreiben als

$$\sigma_{\text{Paar}} \approx \frac{7}{9} \cdot 4\alpha r_e^2 Z^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}}$$

und beträgt für das im Butanol enthaltene Kohlenstoff ca. 0,3 barn. Das bedeutet, dass für jedes hadronische Ereignis ca. 1000 Elektronen und Positronen aus der Paarbildung erzeugt werden. Bei der Untersuchung von hadronischen Ereignissen in der Photoproduktion am Nukleon ist es daher sinnvoll, die Hauptuntergrundbeiträge bereits auf der Trigger-Ebene von den Daten zu trennen.

Zu diesem Zweck kommt ein Gas-Čerenkov-Detektor zum Einsatz, welcher ausnutzt, dass ein geladenes Teilchen, welches sich innerhalb eines dielektrischen Mediums mit einem Brechungsindex  $n$  mit einer größeren Geschwindigkeit als die Phasengeschwindigkeit des Lichts  $c_n = \frac{c}{n}$  innerhalb des Mediums bewegt, Čerenkov-Photonen aussendet. [Che34] Die Čerenkov-Schwelle liegt für Teilchen mit einer Masse  $m$  somit bei einer Energie von

$$E_C = \sqrt{\frac{1}{1 - \frac{1}{n^2}}} \cdot m = \gamma_C \cdot m.$$

Der Gas-Čerenkov-Detektor, dessen Aufbau in Abbildung 3.34 dargestellt ist, befindet sich im Experiment zwischen dem Crystal-Barrel-Detektor und dem MiniTAPS-Detektor, wobei das Eintrittsfenster einen Öffnungswinkel von  $12,8^\circ$  zum Targetursprung und somit die gesamte Öffnung des Crystal-Barrel-Detektors in Strahlrichtung abdeckt. Als Čerenkov-Medium wird Kohlenstoffdioxid ( $\text{CO}_2$ ) bei Normaldruck mit einem Brechungsindex von  $n_{\text{CO}_2} = 1,00043$  verwendet, was einer Čerenkov-Schwelle von  $E_C = 34,1 \cdot m$  entspricht. Für Elektronen und Positronen ergibt sich  $E_C = 17,4 \text{ MeV}$ , während die Čerenkov-Schwelle für andere geladene Teilchen höher als die im Experiment maximal zur Verfügung stehende Energie ist.

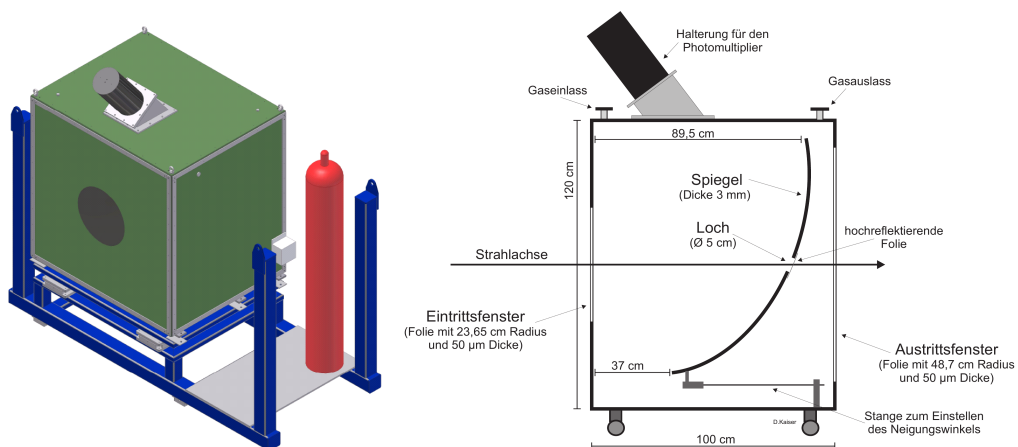


Abb. 3.34.: Skizze (rechts) bzw. CAD-Zeichnung inklusive Tragegerüst (links) des Gas-Čerenkov-Detektors. [Kai07]

In der Praxis ist diese Schwelle keine Stufenfunktion, sondern steigt zwischen 16 MeV und 19 MeV von 0% auf 90% an und nähert sich asymptotisch einem aus einer Simulation ermittelten Maximalwert von 99,97%, da mit der Anzahl der erzeugten Čerenkov-Photonen auch die Nachweiswahrscheinlichkeit ansteigt. In einer Teststrahlzeit wurde die Effizienz zu  $(99,72 \pm 0,45)\%$  ermittelt. Aufbau, Funktionsweise und Auslese des Gas-Čerenkov-Detektors sind ausführlich in [Kai07] beschrieben. Wenn der Gas-Čerenkov-Detektor während des Experimentbetriebs eine typische Rate von  $\mathcal{O}(1\text{ MHz})$  misst, bedeutet das im Umkehrschluss, dass mit ca. 3000 Hz Elektronen und Positronen aus der Paarbildung nicht detektiert werden. Daher waren die Triggerschwellen des MiniTAPS-Detektors auf 80 MeV eingestellt, um den hauptsächlich niederenergetischen elektromagnetischen Untergrund weiter auf Triggererebene zu unterdrücken.

### 3.3.3. Datenakquisition

Bei der Datenakquisition (DAQ) handelt es sich um die Software, welche die Datennahme steuert und die Daten aus dem Experiment abspeichert. Dabei werden parallel über mehrere lokale Event-Builder alle Subdetektoren synchronisiert ausgelesen. Die Auslesezeit aller Subdetektoren für ein einzelnes Ereignis beträgt  $\mathcal{O}(500\ \mu\text{s})$ . [Hof16] Ein globaler Event-Builder fungiert hierbei als Master-Modul, mit welchem alle lokalen Event-Builder kommunizieren, und welches ein Ereignis auf Vollständigkeit überprüft bevor es endgültig abgespeichert wird. Neben den sensitiven Detektordaten gehören auch Parameter wie die Goniometerposition oder der Strahlstrom zu einem Ereignis. Die Daten aus dem Experimentbetrieb werden im ZEBRA-Format gesichert.

Für den Anwender steht eine Qt-basierte grafische Benutzeroberfläche zur Steuerung der Datennahme zur Verfügung. Hier können zum Beispiel Triggerbedingungen eingestellt und Logbucheinträge generiert werden. Die Konfigurationsdateien und -werte werden in einer 'RunDatabase' genannten SQL-Datenbank gespeichert, welche über ein Web-Interface auch von außerhalb einsehbar ist. Die Struktur sowie die technischen Details der Datenakquisition sind ausführlich in [Hof18] beschrieben.

### 3.3.4. Komponentenüberwachung

Alle im Experiment verwendeten Komponenten müssen während der Datennahme fortlaufend überwacht und die wesentlichen Parameter aufgezeichnet werden, damit später während der Analyse darauf zurückgegriffen werden kann. Zusätzlich ist es hilfreich, einzelne Parameter wie Spannungsversorgungen vom Kontrollraum aus direkt steuern zu können. Für diese Zwecke kommen mehrere, teilweise miteinander verknüpfte Systeme zum Einsatz.

Die **Slow-Control** [Thi06] ist ein computergesteuertes System zur Überwachung, Steuerung und Dokumentation des Ablaufs des CBELSA/TAPS-Experiments. Es handelt sich hierbei um ein an eine PostgreSQL-Datenbank angebundenes digitales Logbuch, welches Umgebungsmesswerte wie Temperatur und anliegende Spannungen mit einem Zeitstempel versehen protokolliert. Überwacht werden dabei die Spannungen der Elektroniküberahmen ('Crates') und der im Experiment eingesetzten Hochspannungen wie z.B. der Photomultiplier, Messwerte der Hall-Sonde zur Bestimmung der Magnetfeldstärke im Tagging-Magneten, sowie Temperaturen



der Crates und einzelner Detektorkomponenten. Zusätzlich können Hochspannungen und die FACE-Diskriminatoren über ein PHP-Webinterface eingestellt werden, und es gibt ein optisches Warnsystem, falls Werte von den eingestellten Sollwerten abweichen.

Der **Onlinemonitor** [Pio07] dient der Qualitätssicherung des Experiments. Hierbei handelt es sich um ein verteilt rechnendes System, welches einen Teil der Daten direkt aus dem Datenstrom der DAQ bekommt, grafisch aufbereitet und darstellt. Es werden die Daten einiger tausend sensitiver Detektorkomponenten überwacht und sowohl Rohdaten einzelner Detektoren als auch Daten nach ersten Analyse-schritten geliefert. Eine grafische Benutzeroberfläche erlaubt die interaktive Auswahl von Spektren und Darstellungsweisen (z.B. Vergrößerungen) und eine computerunterstützte Beurteilung anhand von Vergleichsdatensätzen oder funktionalen Verläufen erleichtert das Auffinden von eventuellen Unregelmäßigkeiten oder Problemen.

### 3.3.5. Datenbasis

Die dieser Analyse zugrunde liegenden Daten basieren auf drei Datensätzen, von welchen zwei mit einem zirkular polarisierten Strahl und longitudinal polarisiertem Butanol-Target im September und November 2009 aufgenommen wurden, sowie ein Datensatz mit einem Kohlenstoffschaumtarget, welcher im November 2011 aufgenommen wurde.

Strahlzeit	Target	Datennahme		Ereignisse	
		Gesamt	Datentrigger	Anzahl	Rate ( $\emptyset$ )
Sep. 2009	Butanol	310 h	267 h	520 Mio	540 Hz
Nov. 2009	Butanol	655 h	568 h	1088 Mio	530 Hz
Nov. 2011	Kohlenstoffschaum	172 h	151 h	317 Mio	580 Hz

Tab. 3.3.: Datenbasis für die vorliegende Analyse

Die zur Verfügung stehende Statistik ist in Tabelle 3.3 aufgelistet. Die Gesamtzeit der Datennahme beinhaltet dabei auch Kontrollmessungen wie die Lichtpulserkalibrierung und reine Tagger-Trigger. Zeiten für die Aufpolarisierung des Butanol-Targets sind nicht berücksichtigt. In der Zeit für Datentrigger sind die Messungen mit dem Trigger 'trig41' enthalten, da diese in der Analyse verwendet werden, auch wenn der Gas-Čerenkov-Detektor hier nicht als Veto im Trigger berücksichtigt wird, also der Untergrundanteil deutlich höher ist.

Es existiert noch ein weiterer Butanol-Datensatz aus November 2007, welcher allerdings aufgrund des Austauschs einzelner Hardwarekomponenten (GIM) sowie Problemen in der Polarisationsbestimmung nicht ohne weiteres zu den Datensätzen aus 2009 kompatibel ist, weshalb hier zusätzliche Untersuchungen notwendig sind. Dieser Datensatz könnte die zur Verfügung stehende Butanolstatistik um ca. 33% erhöhen.

## 3.4. Software

### 3.4.1. Simulationssoftware

Um die aufgezeichneten Daten auswerten und interpretieren zu können, ist es notwendig, diese mit Ergebnissen einer Simulation zu vergleichen.

**Monte-Carlo-Simulationen** sind eine Möglichkeit komplexe Systeme numerisch zu untersuchen. Dabei werden die auf Wahrscheinlichkeiten basierenden Ergebnisse eines einzigen Ausgangszustands vielfach wiederholt generiert und somit verschiedene Wege im Phasenraum eines Prozesses simuliert. Für jedes einzelne Ereignis können, vom Generator ausgehend, Teilchenspuren und -reaktionen getrackt und Energiedepositionen in definierten Volumina bestimmt werden. Hierauf aufbauend kann eine Antwort der einzelnen sensitiven Detektoren eines Experiments simuliert werden. Zu diesem Zweck kommt das auf einer Monte-Carlo-Simulation basierende CBGeant zum Einsatz, welches simulierte Daten wie die DAQ im ZEBRA-Format erzeugt, damit diese von der gleichen Analysesoftware ausgewertet und anschließend verglichen werden können.

**CBGeant** [Cre01], welches auf dem am CERN entwickelten und in Fortran geschriebenen GEANT3 (**G**eometry **A**nd **T**racking) [Bru<sup>+</sup>87] basiert, wurde ursprünglich für CB@LEAR geschrieben und später an das CBELSA/TAPS-Experiment angepasst. Es enthält Geometrien und Materialbelegungen für alle sensitiven Detektoren sowie weitere Bauteile wie Haltestrukturen. Für die Simulation der Wechselwirkung von Teilchen mit Materie kommen die Pakete FLUKA (**F**LUktuierende **K**askade) [Bat<sup>+</sup>07] für hochenergetische Teilchenschauer sowie GHEISHA [Fes85] für hadronische Interaktionen zum Einsatz. Für die Erzeugung der in dieser Arbeit untersuchten Simulationsdaten wurde die Programmversion CBGeant 1.13.02 verwendet.

### 3.4.2. Analysesoftware

**explora** ist eine für das CBELSA/TAPS-Experiment entwickelte, auf root basierende Analysesoftware und steht für **e**xtended **p**lugable **o**bjectoriented **r**oot **a**nalysis. Das in C++ geschriebene explora setzt auf ein Plugin-Konzept, bei welchem jeder Anwender eigene Funktionalitäten einbringen kann, ohne den Quellcode der Software anpassen zu müssen. Die Steuerung geschieht über die Auszeichnungssprache XML (**E**xtensible **M**arkup **L**anguage).

**root** [BR97] ist eine seit 1994 am CERN speziell für Anforderungen in der Teilchenphysik entwickelte Datenanalysesoftware, welche darauf ausgelegt ist, große Mengen an Daten auf effiziente Art und Weise zu analysieren. Die objektorientiert ausgelegte Software bietet neben grundlegenden Algorithmen, Konstanten und Funktionen unter anderem Datentypen wie Vierervektoren sowie Klassen für die Darstellung von Daten. Die vorliegende Analyse wurde durchgehend mit der Version root 5.32 durchgeführt.

Aspekte der Daten, wie Kalibrierungskonstanten oder Polarisationsgrade, welche grundsätzlich nur einmal bestimmt werden müssen und dann von allen Analysen verwendet werden können, können in der SQL-basierten **Analysedatenbank** abgelegt und z.B. von explora während der Laufzeit abgefragt werden.

## 4. Datenrekonstruktion

Die Rekonstruktion physikalischer Ereignisse aus den Energie- und Zeitinformationen aller Subdetektoren erfolgt in zwei Schritten, der Teilchenrekonstruktion (Abschnitt 4.1) und der Ereignisrekonstruktion (Abschnitt 4.2). Bei ersterer werden aus Energiedepositionen in den Kalorimetern (PEDs<sup>1</sup>) die Vierervektoren von Photonen rekonstruiert und diesen eine Zeit  $t_{\text{particle}}$  zugewiesen.<sup>2</sup> Die Vierervektoren der über Ladungsinformation identifizierten Protonen werden mit Hilfe der Informationen der übrigen Teilchen berechnet. Bei letzterer bekommt das vollständige Ereignis zusätzlich zu den rekonstruierten Endzustandsteilchen ein Strahlphoton und ein Targetteilchen zugewiesen. Des Weiteren wird jedem Ereignis eine Strahl- und Targetpolarisation zugeordnet. Die Rekonstruktion von Mesonen im Endzustand geschieht über die Summierung der Vierervektoren von Photonen.

### 4.1. Teilchenrekonstruktion

Um die Vierervektoren des Endzustands einer Reaktion vollständig zu rekonstruieren, werden zunächst alle Teilchen möglichst vollständig rekonstruiert, welche die Detektoren erreichen. Dieser Prozess findet in zwei Schritten statt. Zunächst werden die Informationen der Detektoren unabhängig voneinander betrachtet (Abschnitte 4.1.1 und 4.1.2), und dann in einem zweiten Schritt miteinander kombiniert (Abschnitt 4.1.3), um dadurch soweit wie möglich Richtung, Energie, Ladung und Zeit aller Zerfallsprodukte zu erhalten. Die Rekonstruktion der Strahlphotonen wird in Abschnitt 4.1.4 beschrieben und die erreichte Rekonstruktionsgenauigkeit in Abschnitt 4.1.5.

Da im Rahmen dieser Arbeit nur Endzustände mit einem Proton und mehreren Photonen untersucht werden, wird im Folgenden bei der Beschreibung der Rekonstruktion eine Fallunterscheidung nur für diese beiden Teilchenarten durchgeführt. Natürlich erreichen auch andere Teilchen wie Elektronen, geladene Mesonen oder Neutronen die Detektoren. Ereignisse, die diese Teilchen beinhalten, werden aber in der Selektion verworfen und daher nur erwähnt, wenn sie für die Rekonstruktion relevant sind.

Grundsätzlich muss bei der Rekonstruktion beachtet werden, dass Photonen und Protonen unterschiedliche Signale in den Detektoren hinterlassen. So hinterlassen Protonen zusätzliche Signale in ladungssensitiven Detektoren, Photonen hingegen bilden elektromagnetische Schauer in den Kalorimetern, welche dort eine deutlich höhere Genauigkeit der Rekonstruktion ermöglichen.

---

<sup>1</sup> Particle Energy Deposit

<sup>2</sup> Die Umrechnung eines Kalorimetersignals in einen Energiewert wird in Kapitel 5 ausführlich beschrieben.

### 4.1.1. Kalorimeter

Ein geometrisch zusammenhängender Bereich von Kristallen mit Energieeinträgen wird als Cluster bezeichnet, unabhängig davon, wie viele Energiedepositionen von verschiedenen Teilchen zu diesem Cluster beitragen. Daher muss zunächst ein Cluster in PEDs aufgeteilt werden (Abschnitt 4.1.1.1), um dann mit Hilfe geeigneter Energieschwellen (Abschnitt 4.1.1.2) die Richtungs- und Energierekonstruktion (Abschnitte 4.1.1.3 und 4.1.1.4) von Teilchen vornehmen zu können.

#### 4.1.1.1. Mehr-PED-Cluster

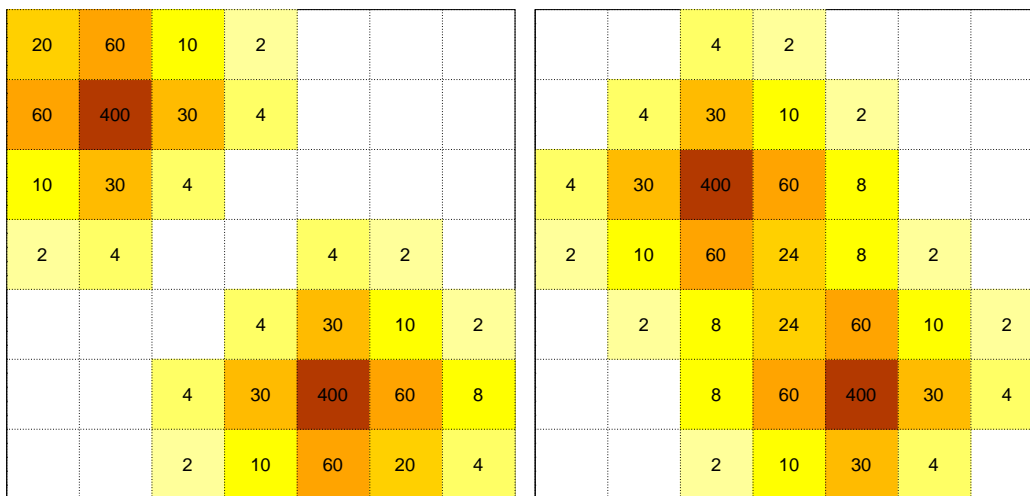


Abb. 4.1.: Beispiele für 1-PED- (links) und 2-PED-Cluster (rechts) im Crystal-Barrel-Detektor. Die Zahlen entsprechen Energieeinträgen in MeV.

Ein einzelnes Photon, welches im Kalorimeter Energie deponiert, erzeugt einen Cluster aus Kristallen mit Energieeinträgen. In diesem Fall entspricht ein Cluster genau einem PED. Es ist aber auch möglich, dass sich die Energieeinträge von mehreren Teilchen so verteilen, dass ein zusammenhängender Cluster entsteht.

Falls ein Cluster genau ein lokales Maximum (= einen Zentralkristall) besitzt, wird angenommen, dass dieser Cluster von einem Teilchen erzeugt wurde und wird daher einem PED zugeordnet (= 1-PED-Cluster). Falls mehrere lokale Maxima oberhalb einer gewählten Energieschwelle vorliegen, wird von einem Mehr-PED-Cluster ausgegangen. Abbildung 4.1 zeigt beispielhaft, wie die Energieeinträge der Einzelkristalle bei 1-PED- bzw. 2-PED-Clustern verteilt sein können. Ein Cluster kann anhand der Energieeinträge nur als aus mehreren PEDs bestehend erkannt werden, wenn es mehrere lokale Maxima gibt, also nicht zwei direkt benachbarte Kristalle getroffen wurden.

Bei Mehr-PED-Clustern wird die Energie jedes einzelnen Kristalls in Abhängigkeit der Energie der Zentralkristalle – wie ausführlich in [Sei09] beschrieben – anteilig den einzelnen PEDs zugeordnet, wobei für die Ortsbestimmung mit dem Zentralkristall sowie den direkt benachbarten Kristallen maximal neun Kristalle berücksichtigt werden. Dabei wird von einer Schauerausbreitung nach der Molière-Theorie ausgegangen und sowohl die transversale Ausdehnung als auch energieabhängige Eindringtiefen berücksichtigt.

#### 4.1.1.2. Rekonstruktionsschwellen

Ein Photon deponiert üblicherweise den größten Teil seiner Energie im direkt getroffenen Kristall – dem Zentralkristall  $E_{\max}$  – wobei durch den entstehenden elektromagnetischen Schauer auch in umliegenden Kristallen Energie deponiert wird (siehe Abschnitt 3.2.1). Wenn ein Energieeintrag in einem Kristall oberhalb der Clusterschwelle  $E_{\text{Cluster},\min}$  vorliegt, wird der geometrisch zusammenhängende Bereich von Kristallen mit Energieeinträgen oberhalb einer Einzelkristallschwelle  $E_{\text{Kristall},\min}$  als Cluster bezeichnet.

Die **Clusterschwelle**  $E_{\text{Cluster},\min}$  ist für den Crystal-Barrel-Detektor derart gewählt, dass sie oberhalb der Triggerschwelle liegt, um eventuelle Ineffizienzen und damit Akzeptanzprobleme nahe der Triggerschwelle zu verhindern. Da der FACE eine Triggerschwelle von  $E_{\text{FACE}} \approx 15 \text{ MeV}$  hat, wurden hier  $20 \text{ MeV}$  gewählt.<sup>3</sup> Für den MiniTAPS-Detektor liegt diese Rekonstruktionsschwelle mit  $25 \text{ MeV}$  aus den selben Gründen ebenfalls oberhalb der Ausleseschwelle. Allerdings ist hier zu beachten, dass aufgrund des elektromagnetischen Untergrunds eine Triggerschwelle von  $80 \text{ MeV}$  gewählt wurde (siehe Abschnitt 3.3.2).<sup>4</sup>

Die **Einzelkristallschwelle** beträgt typischerweise  $E_{\text{Kristall},\min} = 1 \text{ MeV}$  im Vorwärts- und Crystal-Barrel-Detektor, bzw.  $13 \text{ MeV}$  im MiniTAPS-Detektor<sup>5</sup> und unterdrückt Rauschen durch die elektronischen Komponenten, bzw. stellt sicher, dass die Signale auf jeden Fall oberhalb der Ausleseschwelle liegen. Diese wird im MiniTAPS-Detektor über CFD-Schwellen eingestellt welche bei ca.  $10 \text{ MeV}$  liegen<sup>6</sup>. Im MiniTAPS-Detektor wird zusätzlich eine zeitliche Koinzidenz zwischen den Kristallen eines Clusters verlangt, benachbarte Kristalle müssen ein Signal mit einem Abstand von maximal  $5 \text{ ns}$  liefern, um zu dem selben Cluster gezählt zu werden.<sup>7</sup> Um nicht durch elektronisches Rauschen oder statistische Fluktuationen mehrere niederenergetische lokale Maxima zu erhalten, obwohl nur ein elektromagnetischer Schauer einen Cluster gebildet hat, wird eine **Zentralkristallschwelle**  $E_{\text{Center},\min} = 20 \text{ MeV}$  gesetzt, oberhalb derer die lokalen Maxima eines Clusters bestimmt, und – falls die Gesamtenergie von Zentralkristall und umliegenden Kristallen oberhalb der **PED-Schwelle**  $E_{\text{PED},\min} = 20 \text{ MeV}$  liegt – als PED definiert werden. Hierdurch wird gleichzeitig die Möglichkeit der Fehlrekonstruktion sogenannter 'Split-Offs' unterdrückt, welche entstehen können, falls sich ein elektromagnetischer Schauer nicht gleichförmig ausbreitet, sondern in einem zusätzlichen Kristall ein weiteres lokales Maximum erzeugt, welches als Auftreffpunkt eines weiteren Teilchens identifiziert werden könnte.

Eine Übersicht über die beschriebenen, in der Rekonstruktion verwendeten Schwellen liefert Tabelle 4.1. Zusammenfassend bilden ein oder mehrere PEDs einen Cluster, welcher aus einer Anzahl  $i$  Kristallen mit Energieeinträgen  $E_i$ , Richtungsinformationen  $\phi_i$  und  $\theta_i$  und eventuell einer Zeitinformation  $t_i$  besteht. Aus diesen Informationen können Richtung und Energie der einzelnen Teilchen rekonstruiert werden.

<sup>3</sup> Der Vorwärtsdetektor weist eine Triggerschwelle von  $E_{\text{FP}} \approx (20 - 25) \text{ MeV}$  auf, welche somit oberhalb von  $E_{\text{Cluster},\min}$  liegt.

<sup>4</sup> Die innersten beiden Ring wurden aufgrund der hohen Untergrundbeiträge aus dem TAPS-Zwei-Teilchen-Trigger entfernt.

<sup>5</sup> Für die Kristalle der beiden innersten Ringe des MiniTAPS-Detektors beträgt die Einzelkristallschwelle  $E = 17 \text{ MeV}$ .

<sup>6</sup> Die CFD-Schwellen der Ringe 1-2 des MiniTAPS-Detektors liegen zwischen  $13 \text{ MeV}$  und  $17 \text{ MeV}$ .

<sup>7</sup> Da die Kristalle des Vorwärtsdetektors erst ab einer deponierten Energie von  $E \approx 25 \text{ MeV}$  eine Zeitinformation liefern und auch übergreifende Cluster mit dem Crystal-Barrel-Detektor gebildet werden, wird hier die Zeitinformation nicht verwendet.

	$E_{\min}$ für jeden Kristall	$E_{\min}$ für Maximalkristall	minimale Gesamtenergie
<b>Crystal-Barrel-Kalorimeter und Vorwärtsdetektor</b>			
Cluster	1 MeV	20 MeV	20 MeV
PED	1 MeV	20 MeV	20 MeV
<b>MiniTAPS-Detektor</b>			
Cluster	13 MeV	20 MeV	25 MeV
PED	13 MeV	20 MeV	25 MeV

Tab. 4.1.: Kristallschwellen in der Kalorimeter-Rekonstruktion. Die einzelnen Schwellen können prinzipiell unabhängig voneinander gesetzt werden, sind in der vorliegenden Analyse aber teilweise redundant gewählt.

#### 4.1.1.3. Richtungsrekonstruktion

Die Richtung eines Teilchens wird in Kugelkoordinaten (Azimutal-  $\phi$  und Polarwinkel  $\theta$ ) ausgehend vom Targetzentrum definiert und über die Verbindungslinie von Targetmittelpunkt sowie dem rekonstruierten Auftreffpunkt im jeweiligen Kalorimeter bestimmt. Dabei wird der Auftreffpunkt auf eines der Kalorimeter für Azimut- und Polarwinkel getrennt aus dem Schwerpunkt der Energiedeposition bestimmt:

$$\begin{aligned}\phi_{\text{PED}} &= \sum_i w_i \cdot \phi_i, \\ \theta_{\text{PED}} &= \sum_i w_i \cdot \theta_i.\end{aligned}$$

Hierbei läuft der Index  $i$  über den Zentral- sowie die direkten Nachbarkristalle des PEDs,  $\theta_i$  und  $\phi_i$  bezeichnen die Mittelpunkte der beteiligten Kristalle und der Kristallwichtungsfaktor  $w_i = \frac{\bar{w}_i}{W}$  ist über  $W = \sum_i \bar{w}_i$  normiert, wobei  $\bar{w}_i$  über eine empirisch ermittelte Formel bestimmt wird [Jun00]:

$$\bar{w}_i = \max \left\{ 0; a_{\text{cutoff}} + \ln \frac{E_i}{E_{\text{Cluster}}} \right\}.$$

Durch den Logarithmus wird der in transversale Richtung exponentiell abfallenden Energieverteilung des Schauers Rechnung getragen. Der Abschneideparameter beträgt für den Crystal-Barrel-Detektor  $a_{\text{cutoff}} = 4,25$  und für den MiniTAPS-Detektor  $a_{\text{cutoff}} = 4,0$  und sorgt dafür, dass nur Kristalle berücksichtigt werden, die mindestens einen Anteil von 1,4% bzw. 1,8% der Gesamtenergie registriert haben.

Da bei dem MiniTAPS-Detektor und dem Vorwärtsdetektor der rekonstruierte Schauerschwerpunkt nicht mit dem Auftreffpunkt auf der Oberfläche übereinstimmt, wird in diesen beiden Fällen eine zusätzliche Korrektur vorgenommen. Das Prinzip ist in Abbildung 4.2 veranschaulicht. Abhängig vom Schauerschwerpunkt und der Energie des Teilchens muss der Auftreffpunkt auf der Oberfläche mit Hilfe eines zusätzlichen Korrekturterms bestimmt werden. Die Umsetzung für den MiniTAPS-Detektor ist in [Dah08] beschrieben. Für den Vorwärtsdetektor hat sich gezeigt, dass ein konstanter Korrekturfaktor von  $\Delta\theta = 0,5^\circ$  ausreichend ist [Mül07].

Die hier beschriebene Methode der Richtungsrekonstruktion ist für Photonen optimiert. Protonen und andere schwere geladene Teilchen mit ausreichenden Lebensdauern – wie z.B.  $\pi^+$  – deponieren ihre Energie häufig nur in einem Kristall, wodurch die in diesem Fall erreichte Auflösung auf die Kristallgröße beschränkt ist. Die erreichte Genauigkeit der Ortsrekonstruktion wird in Abschnitt 4.1.5 diskutiert.

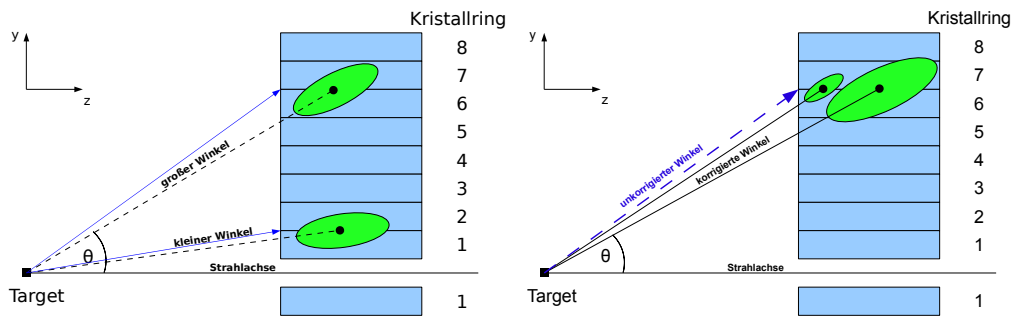


Abb. 4.2.: Erklärung der Eindringtiefekorrektur für den MiniTAPS-Detektor (blau). Abhängig vom Winkel (links) und Energie (rechts) zwischen Teilchen und Detektoroberfläche muss der Auftreffpunkt aus dem Schauerschwerpunkt bestimmt werden. [Dah08]

#### 4.1.1.4. Energierekonstruktion

Aus energiekalibrierten Detektorsignalen kann die im sensitiven Detektormaterial deponierte Energie eines Teilchen bestimmt werden. Für Photonen und Elektronen kann aus der deponierten Energie auf die Gesamtenergie des Teilchen rückgeschlossen werden, für schwerere geladene Teilchen wie Protonen ist das nicht der Fall (siehe unten).

#### Photonen

Bei Mehr-PED-Clustern wird auch hier wieder die Energie der einzelnen Kristalle auf die PEDs aufgeteilt, mit dem Unterschied zur Winkelrekonstruktion, dass hier nicht nur die den Zentralkristallen benachbarten Kristalle, sondern alle Kristalle des Clusters berücksichtigt werden. [Sei09] Die rekonstruierte Energie von Photonen  $E_\gamma$  entspricht der Summe der Kristallenergien  $\sum E_i$  des PEDs, korrigiert mit Hilfe einer Energiekorrekturfunktion  $C_{ECF}(E, \theta)$ :

$$E_\gamma = C_{ECF}(\sum E_i, \theta) \cdot \sum E_i.$$

#### Energiekorrekturfunktion

Die Summe der in den Detektorkristallen deponierten Energie  $E_{\text{dep}}$  eines Teilchenschauers entspricht in der Regel nicht der tatsächlichen Energie  $E_{\text{true}}$  des eintreffenden Photons. Zum einen ist  $E_{\text{dep}}$  von den gesetzten Einzelkristallschwellen abhängig, zum anderen kann Energie in insensitiven Bereichen zwischen Kristallen deponiert werden oder an Randbereichen aus dem Detektor austreten.

Die auf simulierten Photonen basierende Energiekorrekturfunktion ist eine energie- und winkelabhängige Funktion, welche diese Effekte auf Photonenebene kompensiert. Der Vorteil einer solchen Funktion ist, dass in ihr alle geometrischen Effekte der Photonenrekonstruktion berücksichtigt werden und die Kalibrierung nur noch tatsächliche Unterschiede zwischen den einzelnen Detektorelementen – wie z.B. einen unterschiedlichen Verstärkungsfaktor  $g$  in der Digitalisierung – betrachten muss. Insbesondere bedeutet dies, dass Daten aus der Simulation im Idealfall nicht kalibriert werden müssen. Die Energiekorrekturfunktion für den Crystal-Barrel-Detektor und den Vorwärtsdetektor ist ausführlich in [Mül07] beschrieben und [Dah08] beschreibt die Energiekorrekturfunktion des MiniTAPS-Detektors.

Abbildung 4.3 zeigt die deutlich asymmetrische Verteilung der rekonstruierten Energie  $E_{\text{rek}}$  (gelb) monoenergetisch erzeugter Photonen ( $E_{\text{gen}} = 500 \text{ MeV}$ ) mit einem Maximum der Verteilung bei ca.  $E_{\text{max}} \approx 475 \text{ MeV}$  und einem Mittelwert von  $E_{\text{mean}} \approx 450 \text{ MeV}$ . Wenn für die Berechnung einer invarianten Masse mehrere Photonen kombiniert werden, ergibt sich durch diese Asymmetrie im Mittel eine zu geringe Masse. Daher wird die Photonenergie derart überkorrigiert (grüne Verteilung in Abbildung 4.3), dass einzelne neutrale Pionen korrekt rekonstruiert werden.

Insgesamt kann eine empirisch ermittelte Formel mit drei Parametern für eine Landauverteilung und den zusätzlichen freien Parametern  $p_1$  bis  $p_4$  den Verlauf in allen Winkelbereichen beschreiben [Mül07]:

$$f(E) = f_{\text{Landau}}(E) + p_1 \cdot \left(1 - \exp^{-\frac{EP^2}{p_3}}\right) + p_4 \cdot E.$$

Diese sieben Parameter sind in der Rekonstruktion tabellarisch für jeden Polarwinkel aufgelistet, so dass der Energiekorrekturfunktion für jede Photonenergie während der Rekonstruktion berechnet werden kann.

In Abbildung 4.4 ist zu erkennen, dass eine typische Größenordnung für den Energiekorrekturfaktor  $f_{\text{ECF}}$  ca. 5% - 10% der ursprünglichen Photonenergie beträgt, die Energieabhängigkeit aber, abhängig vom rekonstruierten Winkel, durchaus unterschiedlich sein kann. Zum Beispiel steigt der benötigte Korrekturfaktor in Bereichen mit insensitiven Materialien zu höheren Energien hin an, während er in anderen Winkelbereichen eher leicht abfällt. Auf der rechten Seite ist der Verlauf der Energiekorrekturfunktion für zwei feste Photonenergien von  $E_\gamma = 100 \text{ MeV}$  und  $E_\gamma = 1000 \text{ MeV}$  gegen den Polarwinkel  $\theta$  aufgetragen dargestellt. Die Struktur des Crystal-Barrel-Detektors und des Vorwärtsdetektors mit Rand- und Übergangsbereichen sowie der Haltestruktur in der Mitte des Crystal-Barrel-Detektors bei  $\theta = 90^\circ$  ist zu

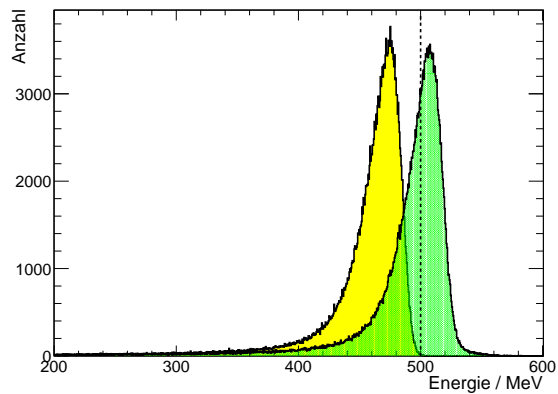


Abb. 4.3.: Vergleich generierter (Linie), unkorrigierter (gelb) und korrigierter (grün) Energie für  $E_\gamma = 500 \text{ MeV}$

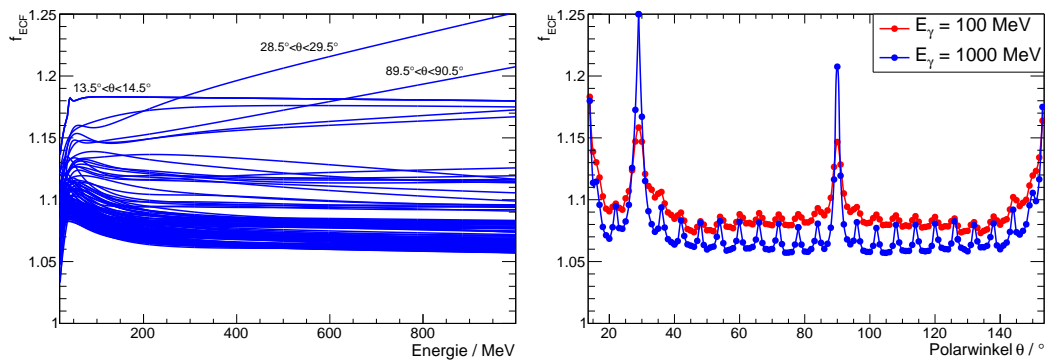


Abb. 4.4.: Verlauf der Energiekorrekturfunktion (ECF) für das Crystal-Barrel-Kalorimeter. Gegenübergestellt sind der Verlauf für einzelne Winkel gegen die Energie (links) und für feste Energien gegen den Winkel (rechts).



erkennen. Bei niedrigeren Energien ist der relative Energieverlust aufgrund der sich stärker auswirkenden Einzelkristallschwellen größer, bei höheren Energien sind die Korrekturen geringer, dafür ist die 6°-Ringstruktur des Detektors deutlich ausgeprägter.

Allerdings hat sich herausgestellt [Sch14], dass die Energiekorrekturfunktion nicht allgemeingültig ist, da die Energie, abhängig von der Reaktion, der Strahlenergie oder den verwendeten Selektionskriterien, leicht unterschiedlich korrigiert werden müsste. Aus diesem Grund ist zur Zeit eine neue Korrekturfunktion in Entwicklung, [Sta16] welche zunächst die Photonen auf das Maximum der Verteilung korrigieren, um danach in einem zweiten Schritt eine Korrektur auf Mesonenebene durchzuführen.

### Protonen

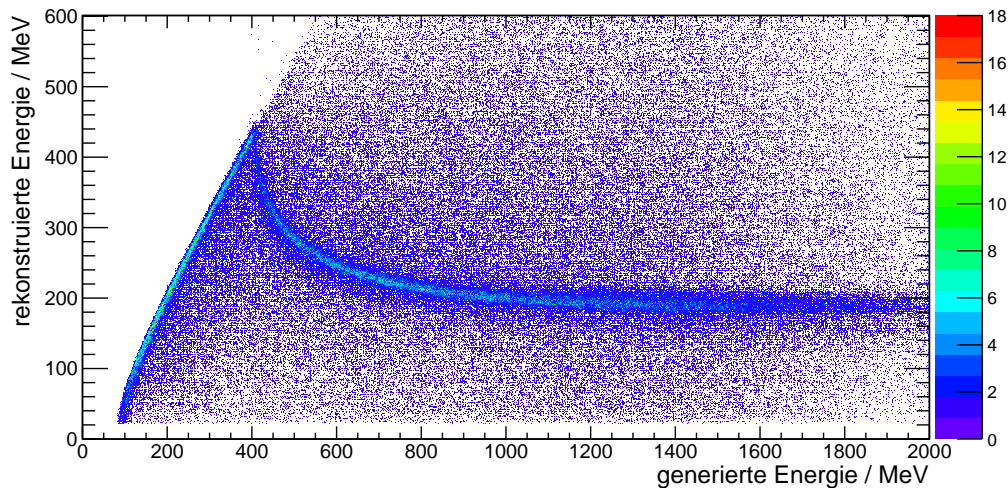


Abb. 4.5.: Monte-Carlo-simulierte Energierückführung von Protonen im Crystal-Barrel-Kalorimeter (nach Anwendung der Energiekorrekturfunktion). Ab einer kinetischen Energie von  $\approx 400$  MeV werden Protonen nicht mehr innerhalb des Detektors gestoppt.

Protonen als relativ schwere, geladene Teilchen deponieren ihre Energie nach der Bethe-Bloch-Formel [BGK15] im Detektormaterial. Dabei geben sie ihre Energie nahezu gleichmäßig entlang ihrer Flugstrecke durch den Detektor ab. Insbesondere durchstoßen sie ab einer kinetischen Energie von  $E_{\text{kin}} \approx 450$  MeV die Szintillationskristalle des Crystal-Barrel-Detektors, treten auf der Rückseite wieder aus und deponieren daher nicht ihre gesamte kinetische Energie im Kristall. Bei höheren Energien sinkt die Energiedeposition pro Wegstrecke, sodass die gesamte deponierte Energie abnimmt.

Dieses Verhalten ist in Abbildung 4.5 gut zu erkennen. Hier wurden mit einer Monte-Carlo-Simulation Protonen bei verschiedenen Energien erzeugt und im Crystal-Barrel-Detektor rekonstruiert. Es ist zu erkennen, dass eine Energie von ca. 100 MeV benötigt wird, um ein Signal oberhalb der Schwelle im Detektor zu erzeugen und bereits ab einem rekonstruierten Wert von  $< 200$  MeV keine eindeutige Aussage mehr über die ursprüngliche Energie gemacht werden kann.

Aus diesem Grund werden von den in der Rekonstruktion als Protonen identifizierten Teilchen lediglich Zeit-, Ladungs- und Richtungsinformation verwendet. Aus

den Vierervektoren  $\mathbf{p}$  der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$  kann die invariante Masse  $m_{\text{fehlend}}$  des 'fehlenden' Teilchens berechnet werden:

$$\begin{aligned} \mathbf{p}_{\text{Strahl}} + \mathbf{p}_{\text{Target}} &= \mathbf{p}_\eta + \mathbf{p}_p \rightarrow \begin{pmatrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_{\text{proton}} \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_\eta \\ \vec{p}_\eta \end{pmatrix}_\eta + \begin{pmatrix} E \\ \vec{p} \end{pmatrix}_{\text{fehlend}}, \\ m_{\text{fehlend}}^2 &= (E_{\text{fehlend}}^2 - \vec{p}_{\text{fehlend}}^2) = (E_\gamma + m_{\text{proton}} - E_\eta)^2 - (\vec{p}_\gamma - \vec{p}_\eta)^2. \end{aligned}$$

Diese berechnete 'fehlende' Masse kann mit der Protonmasse verglichen und für die Ereignis Selektion verwendet werden.

#### 4.1.2. Ladungssensitive Detektoren

Die drei ladungssensitiven Detektoren – der Innendetektor, die szintillierenden Plättchen des Vorwärtsdetektors sowie die des MiniTAPS-Detektors – sollen angeben, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein sie durchquerendes Teilchen geladen war. Dabei werden in der Rekonstruktion aus den Informationen dieser Detektoren Routen geladener Teilchen mit Zeit-, Richtungs- und Ladungsinformationen generiert. Die Ladungsinformation  $Q$  kann einen Wert zwischen 0 und 1 annehmen, je nachdem wie eindeutig die Signale waren. Eine ausführliche Erläuterung, wie diese Ladungsqualitäten zugewiesen werden, ist in Anhang C gegeben.

In dieser Arbeit wird eine Route mit einer Ladungsqualität  $Q > 0$  als geladen betrachtet, während eine Route mit  $Q = 0$  als ungeladen angenommen wird.

#### 4.1.3. Kombinieren der Informationen

##### 4.1.3.1. Richtung und Energie

Für Richtung und Energie aller Teilchen wird - wenn möglich - lediglich die Kalorimeterinformation verwendet. Wie in Abschnitt 4.1.5 gezeigt wird, ist die Winkelauflösung des Innendetektors auch für Protonen mit einer größeren Unsicherheit als die Winkelauflösung des Crystal-Barrel-Detektors behaftet. Lediglich für die szintillierenden Plättchen des Vorwärtsdetektors könnte durch die überlappende Anordnung eine bessere Richtungsauflösung für geladene Teilchen erreicht werden. Dies ist momentan nicht umgesetzt, sodass hier für die Zukunft noch Optimierungspotenzial besteht.

Für den MiniTAPS-Detektor liefern szintillierende Plättchen und das Kalorimeter geometrisch pro Modul durch die identische Oberfläche die selbe Auflösung. In der Praxis ist die Richtung durch die zusätzliche Energieinformation und die längeren Kristalle innerhalb des Kalorimeters genauer. Nur wenn langsame Protonen kein Signal in einem der Kalorimeter hinterlassen, wird die Route der ladungssensitiven Detektoren als Richtung des Protons verwendet.

##### 4.1.3.2. Ladungsmarkierung

Die rekonstruierten Routen der ladungssensitiven Detektoren werden mit den Treffern der sich geometrisch dahinter befindlichen Kalorimetern verglichen. Wenn diese zeitlich ( $\Delta t < 10$  ns) und räumlich übereinstimmen, wird die Ladungsqualität der Route  $Q_{\text{Route}}$  als Ladungsqualität des Kalorimetertreffers gesetzt.

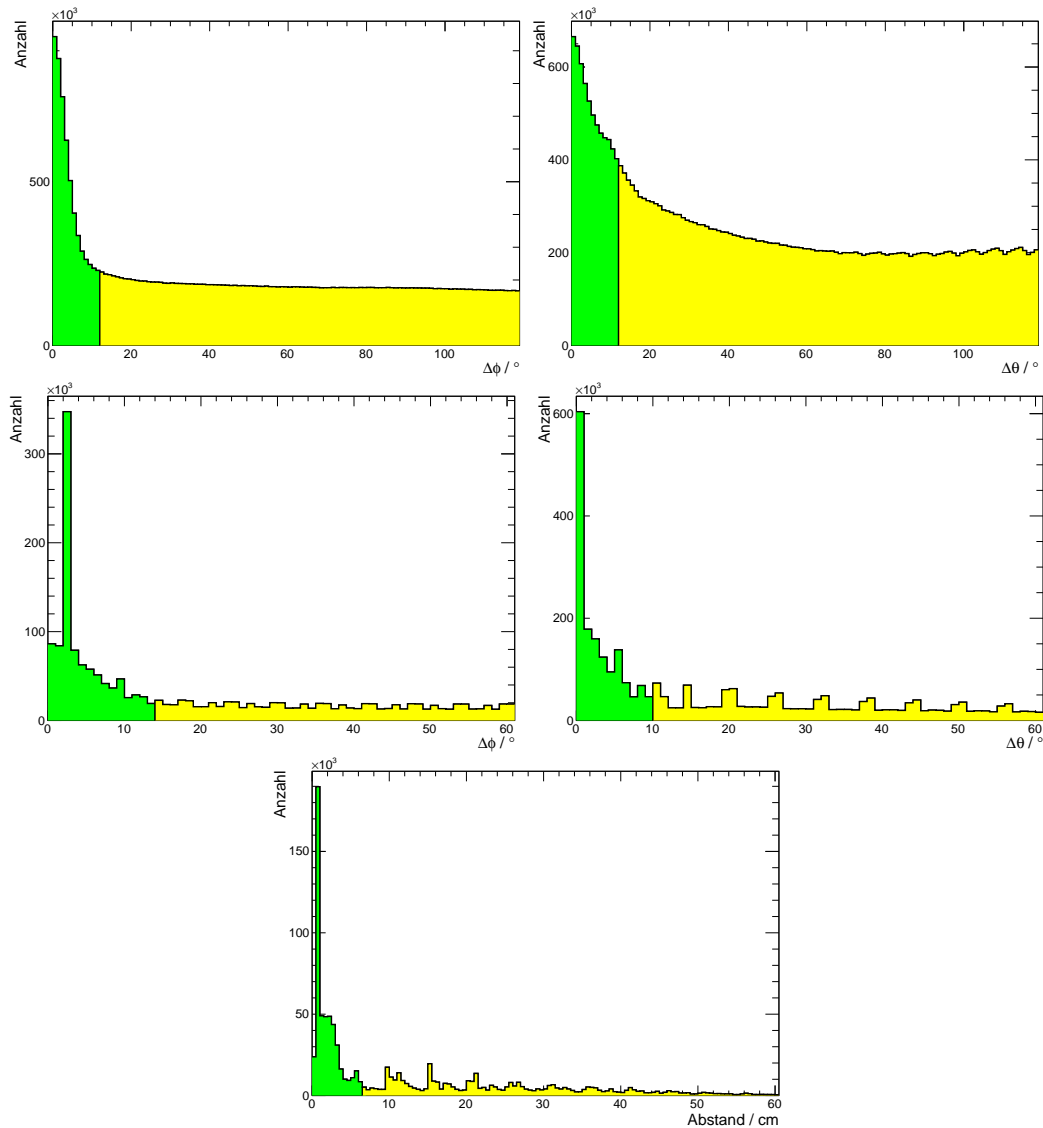


Abb. 4.6.: Ladungsmarkierung für den Innendetektor (oben), den Vorwärtsdetektor (mitte) und MiniTAPS-Detektor (unten). Im grün markierten Bereich befinden sich die als geladen akzeptierten Treffer.

In [Har17a] wurden Grenzwerte für eine räumliche Übereinstimmung anhand von Monte-Carlo-Simulationen einzelner Protonen bestimmt. Diese sind detektorabhängig und betragen in der vorliegenden Analyse

- $\Delta x < 6,51$  cm auf der Oberfläche des MiniTAPS-Detektors<sup>8</sup>,
- $\Delta\phi < 14^\circ$  und  $\Delta\theta < 10^\circ$  für den Vorwärtsdetektor sowie
- $\Delta\phi < 12^\circ$  und  $\Delta\theta < 12^\circ$  für den Innendetektor.

In Abbildung 4.6 ist die Auswirkung der Schnittgrenzen für die verschiedenen Detektoren dargestellt.

<sup>8</sup> Der Abstand zwischen benachbarten Mittelpunkten von Kristallen und szintillierenden Plättchen beträgt 6,5 cm.

### 4.1.3.3. Zeitzuordnung

Den rekonstruierten Teilchen wird zusätzlich zur Energie- und Richtungsinformation eine Zeitinformation  $t_{\text{Teilchen}}$  zugeordnet, welche sich jeweils auf den Triggerzeitpunkt mit  $t_{\text{Trigger}} = 0 \text{ ns}$  bezieht. Wie bereits in Kapitel 3 beschrieben, liefern Signale aus dem Tagger, den Szintillationsdetektoren, dem MiniTAPS-Detektor sowie dem Vorwärtsdetektor eine Zeitinformation. Die Signale aus dem Crystal-Barrel-Detektor besitzen nur eine Energie- aber keine Zeitinformation, sodass ungeladene Teilchen, welche nur den Crystal-Barrel-Detektor treffen, die Zeit  $t = 0 \text{ ns}$  zugewiesen bekommen.

Da die Zeitaufösung der anderen Kalorimeter im Allgemeinen besser ist, als die der jeweiligen ladungssensitiven Detektoren (siehe Tabelle 5.1 auf Seite 87), wird für als geladen markierte Teilchen überprüft, ob ein Kalorimetertreffer bereits eine Zeitinformation besitzt, und nur falls dies nicht der Fall ist, wird dem Teilchen die Zeitinformation der Route zugeordnet.

Die Strahlphotonen bekommen die jeweiligen Zeiten des Taggers  $t_{\text{Tagger}}$  zugeordnet. Stehen für ein aus mehreren Zerfallsprodukten zusammengesetztes Teilchen – z.B. Mesonen – mehrere Zeitinformationen  $t_i$  zur Verfügung, bekommt dieses Teilchen eine mittlere Zeit  $t_{\text{Meson}}$  aus allen beteiligten Zeiten (außer  $t = 0 \text{ s}$  aus dem Crystal-Barrel-Detektor) zugewiesen:

$$t_{\text{Meson}} = \frac{\sum_{i=1}^n t_i}{n},$$

wobei  $n$  die Anzahl der beteiligten Teilchen mit einer definierten Zeit ist.

Somit besitzt jedes für die Zusammensetzung eines Ereignisses benötigte Teilchen eine Zeitinformation, welche für weitere Selektionskriterien verwendet werden kann.

### 4.1.4. Strahlphoton

Die einzelnen Signale in den szintillierenden Fasern und Latten des Taggers werden zeitlich und räumlich kombiniert, um daraus auf Zeit und Energie der einzelnen Strahlphotonen schließen zu können. Dabei werden die Latten und Fasern zunächst unabhängig voneinander zeitlich und räumlich zusammengefasst und anschließend die Treffer der beiden Subdetektoren miteinander kombiniert.

Da der Faserdetektor eine deutlich bessere Energieauflösung aufweist, wird, sobald ein Treffer auch ein Signal im Faserdetektor beinhaltet, dieser für die Bestimmung der Elektron- und somit der Photonenergie verwendet. Die Energiebestimmung über die Latten des Tagging-systems erfolgt in dem nicht vom Faserdetektor abgedeckten Bereich oder wenn einem Treffer in den Latten kein Treffer in den Fasern zugeordnet werden kann. Die Energie wird für die jeweilige Faser- bzw. Lattennummer  $x$  über Polynome berechnet:

$$E_{\text{Faser}} = 2333,2 \text{ MeV} - \frac{1492,5 \text{ MeV}}{3,8534 - 1,060 \cdot 10^{-2}x + 1,052 \cdot 10^{-5}x^2 - 9,318 \cdot 10^{-10}x^3 - 6,807 \cdot 10^{-12}x^4},$$

$$\begin{aligned}
E_{\text{Latte}} &= 2291,4 - 6,530x + 0,1451x^2 - 1,976 \cdot 10^{-2}x^3 + 6,932 \cdot 10^{-4}x^4 - 8,014 \cdot 10^{-6}x^5 \\
&\text{in MeV für } 0,5 < x < 34,5, \\
&= 620,74 + 113,09x - 2,9704x^2 + 2,9459 \cdot 10^{-2}x^3 - 1,1494 \cdot 10^{-4}x^4 \\
&\text{in MeV für } 34,5 < x < 81,5 \text{ und} \\
&= -503742 + 23622,3x - 413,866x^2 + 3,22058x^3 - 9,40466 \cdot 10^{-3}x^4 \\
&\text{in MeV für } 81,5 < x < 96,5.
\end{aligned}$$

Als Strahlphotonzeit  $t_{\text{Strahl}}$  wird für jedes Photon die mittlere Zeit aller Einträge mit einem gültigen Zeitwert bezeichnet, wobei die beteiligten Fasern und Latten aufgrund ihrer unterschiedlichen Zeitaufösung bei der Mittelwertbildung unterschiedlich stark gewichtet werden:

$$t_{\text{Strahl}} = \frac{\sum_{i=1}^{n_{\text{Faser}}} 0,5 \cdot t_{(\text{Faser})_i} + \sum_{i=1}^{n_{\text{Latte}}} 1 \cdot t_{(\text{Latte})_i}}{0,5 \cdot n_{\text{Faser}} + 1 \cdot n_{\text{Latte}}}.$$

Bei einer typischen Photonenerate von ca. 10 MHz und einem Triggerfenster von ca.  $1 \mu\text{s}$  werden mehrere Treffer pro Ereignis im Tagger erwartet. Das zum Ereignis korrelierte Photon muss daher identifiziert und zugeordnet werden. An dieser Stelle werden zunächst allen Photonen Energien und Zeiten zugeordnet, sodass in einem abgespeicherten Ereignis mehrere Photonen vorhanden sein können und die Multiplizität in der Regel  $>1$  ist.

#### 4.1.5. Genauigkeit der Rekonstruktion

Bei der Betrachtung der Rekonstruktionsgenauigkeit sind zwei unterschiedliche Arten von Fehlern zu unterscheiden. Zum einen gibt es eine inhärente Unsicherheit zum Beispiel in der Winkelrekonstruktion durch die Targetausdehnung und damit den unbekanntem Ursprungspunkt der Reaktion. Zum anderen gibt es statistische Fluktuationen z.B. in der Ausbreitung eines elektromagnetischen Schauers oder elektronisches Rauschen der Auslesekomponenten, welche zu einer Unsicherheit der rekonstruierten Werte führen.

##### 4.1.5.1. Winkelaufösung

###### Inhärente Genauigkeit

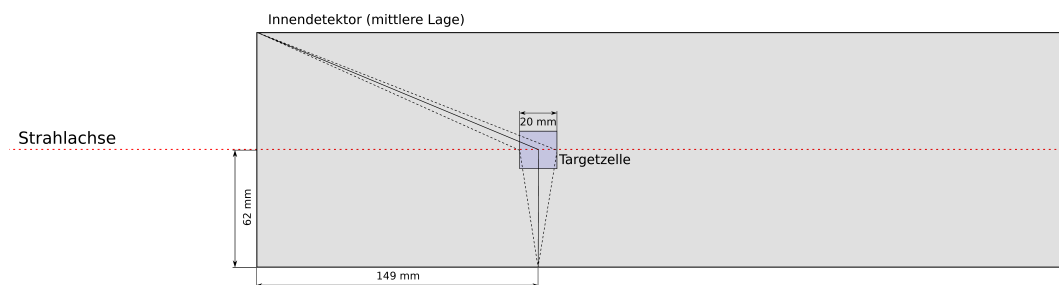


Abb. 4.7.: Inhärente Genauigkeit der Ortsrekonstruktion des Innendetektors durch ausgedehntes Target (maßstabsgetreu). Ein unter  $\theta_{\text{rek}} = 22,6^\circ$  rekonstruiertes Teilchen kann einen Winkel von  $\theta = 21,3^\circ - 24,0^\circ$  gehabt haben. Bei  $\theta_{\text{rek}} = 90,0^\circ$  beträgt der mögliche Wertebereich  $\theta = 80,8^\circ - 99,2^\circ$ .

Da die primäre Reaktion irgendwo in dem 2 cm langen und 2 cm durchmessenden Butanol- bzw. Kohlenstoffschaumtarget stattfindet, kann der Targetmittelpunkt als durchschnittlicher Ursprung unserer Reaktionen angenommen werden. Die Unsicherheit, bedingt durch die nicht exakte Berücksichtigung des eigentlichen Reaktionsvertexes, kann – wie in Abbildung 4.7 dargestellt – aufgrund der Geometrie für jeden Winkel berechnet werden. Es ergibt sich eine inhärente, richtungsabhängige Genauigkeit der Winkelrekonstruktion wie sie in Abbildung 4.8 für Innendetektor und Crystal-Barrel-Detektor gezeigt ist.

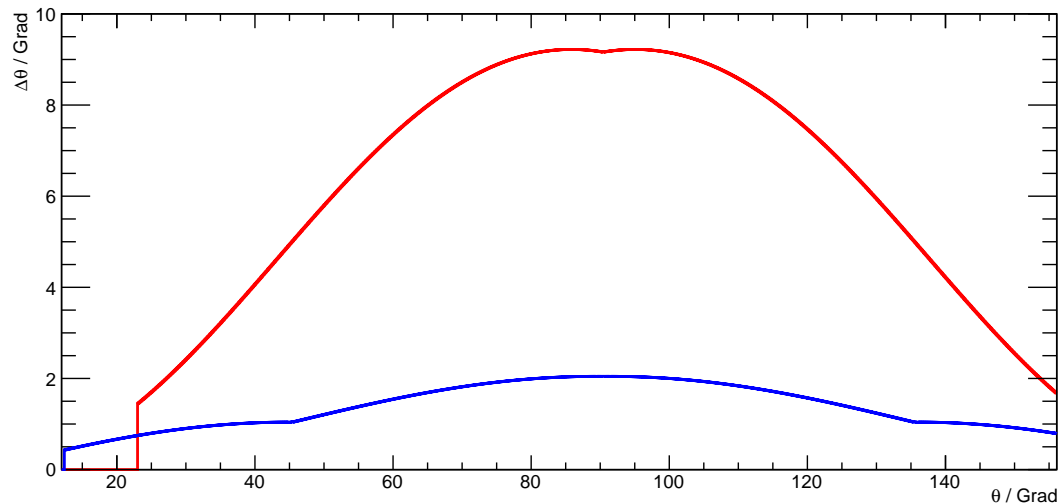


Abb. 4.8.: Inhärente Genauigkeit der Winkelrekonstruktion: Die maximale Abweichung von rekonstruiertem und tatsächlichem Winkel für den Innendetektor (rot) und den Crystal-Barrel-Detektor (blau) ist gegen den rekonstruierten Winkel aufgetragen. Angenommen wurde eine Targetlänge von 20 mm.

Es ist zu erkennen, dass der Innendetektor aufgrund seines mit ca. 62 mm viel geringeren Abstands zur Strahlachse eine deutlich größere Unsicherheit in der Winkelrekonstruktion aufweist, als der Crystal-Barrel-Detektor mit einem Abstand von ca. 280 mm zur Strahlachse für die Kristalle zwischen  $\theta = 45^\circ$  und  $\theta = 135^\circ$ . Der 'Knick' in der Winkelauflösung bei  $\theta = 45^\circ$  bzw.  $\theta = 135^\circ$  ist mit der Geometrie des Crystal-Barrel-Detektors zu erklären: Hier befinden sich die Ecken der Haltestruktur wodurch der Abstand zum Targetursprung jeweils Maximal ist und für  $\theta < 45^\circ$  bzw.  $\theta > 135^\circ$  wieder geringer wird.

Zusammenfassend lässt sich festhalten, dass die berechnete Unsicherheit durch den Targetursprung im Crystal-Barrel-Detektor maximal  $\Delta\theta \pm 2,0^\circ$  unter  $\theta = 90^\circ$  beträgt, für den Innendetektor hingegen bis zu  $\Delta\theta \pm 9,2^\circ$  und über weite Bereiche mehr als die Kristallausdehnung. Falls Ortsinformationen aus Kalorimetern und Innendetektor vorliegen, werden daher für die Richtungsrekonstruktion ausschließlich die Kalorimeter verwendet.

### Crystal-Barrel-Kalorimeter und Vorwärtsdetektor

Zusätzlich zu der inhärenten Genauigkeit durch die Detektorgeometrie fließt in die Rekonstruktionsgenauigkeit die tatsächliche Auflösung der Kalorimeter ein. Die kombinierte inhärente und statistische Winkelauflösung für Photonen wurde für das Crystal-Barrel-Kalorimeter sowie den Vorwärtsdetektor anhand von Monte-Carlo-Simulationen bestimmt, indem für ein ausgedehntes Butanoltarget die Abweichung

zwischen generiertem und rekonstruiertem Winkel für Photonen verschiedener Energien untersucht wurde.

In der Analyse gab es bisher die Fallunterscheidungen, ob das Photon einen  $\phi = 12^\circ$  breiten Kristall der ersten drei bzw. des letzten Rings getroffen hat und ob sich die Schauer mehrerer Teilchen überlagerten oder nicht. Die Funktion der Form

$$\frac{\sigma(\theta, \phi)}{\theta, \phi} = a \cdot \log E + b \cdot \sqrt{E} + c$$

hatte vier Parametersätze  $a_{1,\dots,4}, b_{1,\dots,4}, c_{1,\dots,4}$  für die Polar- und Azimutwinkelauflösung.

Inzwischen werden sowohl Azimut- als auch Polarwinkelauflösung unabhängig voneinander in  $\Delta(\theta, \phi) = 1^\circ$ -Schritten bestimmt, wobei sich für die Azimutwinkelauflösung aufgrund der  $\phi$ -Symmetrie des Detektors für einen Polarwinkelbereich nur zwölf unterschiedliche Parametersätze ergeben. Da die Azimutwinkelauflösung stark polarwinkelabhängig ist<sup>9</sup>, werden diese zwölf Parametersätze in sechs jeweils  $\theta = 30^\circ$  breiten Polarwinkelbereichen bestimmt, so dass es insgesamt 72 Parametersätze für die Azimutwinkelauflösung gibt.

In der Simulation wurden Photonen in einem Bereich von  $\Delta z = \pm 1$  cm und  $\sigma(x, y) = 0,4$  cm um den Ursprung erzeugt, was einem gaußförmigen Strahlprofil im Bereich der Targetzelle entspricht. Für Polar- und Azimutwinkel wurde für verschiedene Photonenergien die Differenz zwischen generierter und rekonstruierter Photonrichtung aufgetragen und die Standardabweichung der sich ergebenden Verteilung extrahiert. In beiden Fällen wird eine empirisch bestimmte Funktion der Form

$$\frac{\sigma(\theta, \phi)}{\theta, \phi}(E_\gamma) = \frac{1}{2} \cdot \left( 1 + \tanh \frac{\sqrt{E_\gamma} - a}{b} \right) \cdot \left( \exp^{(c+d\sqrt{E_\gamma})} + e \right)$$

verwendet, welche mit ihren fünf Parametern in der Lage ist, die Winkelauflösung in allen Fällen genauer als bisher zu beschreiben.

Das Ergebnis der Winkelauflösung ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Die deutlich ausgereifere Fallunterscheidung vor allem in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt des Photons ist zu erkennen. Wie erwartet ist die Genauigkeit der Winkelrekonstruktion energieabhängig und wird größeren Photonenergien besser, da der Auftreffpunkt aus dem Schwerpunkt der in den verschiedenen Kristallen deponierten Energie bestimmt wird. Die Auflösung beträgt  $\sigma(\theta/\phi) \approx 1,4^\circ - 2,2^\circ$  für Photonen mit  $E_\gamma = 100$  MeV bzw.  $\sigma(\theta/\phi) \approx 0,7^\circ - 1,2^\circ$  für Photonen mit  $E_\gamma = 1000$  MeV für  $\phi = 6^\circ$  breite Kristalle. Weitere Bilder zur erreichten Winkelauflösung des Crystal-Barrel-Detektors befinden sich im Anhang in Abschnitt C.2. Die so bestimmten Rekonstruktionsfehler des Crystal-Barrel-Detektors sind in der Analysesoftware *explora* implementiert und können z.B. im Rahmen eines kinematischen Fits verwendet werden.

#### 4.1.5.2. Energieauflösung

Die Genauigkeit der Energierekonstruktion ist vor allem für Photonen relevant, da die rekonstruierte Energie geladener Teilchen in der Analyse nicht verwendet und

<sup>9</sup> Für  $\theta < 30^\circ$  und  $\theta > 150^\circ$  haben die Kristalle eine Ausdehnung von  $\Delta\phi = 12^\circ$ , dazwischen von  $\Delta\phi = 6^\circ$ . Unter zusätzlicher Berücksichtigung der Schauerausbreitung ergibt sich die beobachtete Polarwinkelabhängigkeit der Azimutwinkelauflösung.

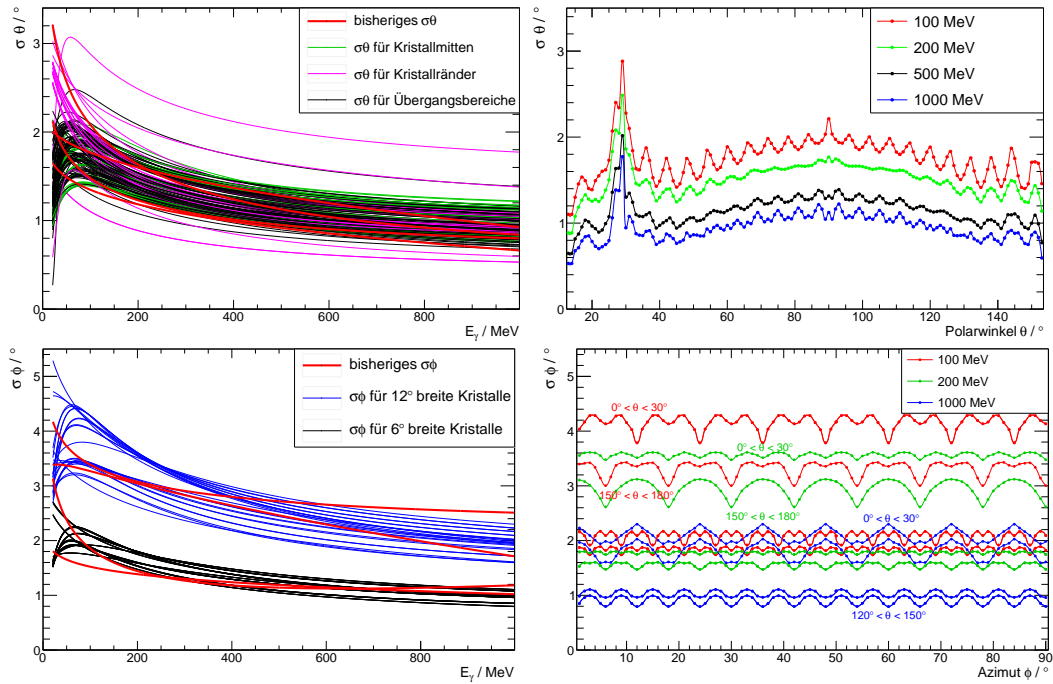


Abb. 4.9.: Winkelaufösung des Crystal-Barrel-Detektors bei einem Target mit einer Länge von 20 mm in Abhängigkeit der Energie  $E_\gamma$  (links) bzw. des Polarwinkels  $\theta$  (rechts) für den Polarwinkel  $\theta$  (oben) bzw. den Azimutwinkel  $\phi$  (unten). Unten rechts sind für jeden Azimutwinkel verschiedene Polarwinkelbereiche aufgetragen. Links: Dargestellt sind der bisher implementierte Verlauf (rot) sowie das nun verwendete Ergebnis der Simulation in verschiedenen Winkelbereichen. Getrennte Grafiken einzelner Bereiche befinden sich in Anhang C.2.

für das Proton stattdessen auf die aus den anderen Reaktionsprodukten berechnete Energie zurückgegriffen wird. Für den MiniTAPS-Detektor wurde die Energieauflösung für Photonen in [Gab<sup>+</sup>94] zu

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{0,59\%}{\sqrt{E_\gamma/\text{GeV}}} + 1,9\%$$

bestimmt.

### Crystal-Barrel-Kalorimeter und Vorwärtsdetektor

Die Energieauflösung des Crystal-Barrel-Detektors für einzelne Photonen wurde bisher winkelunabhängig mit

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{a}{\sqrt[4]{E/\text{GeV}}}$$

angegeben, wobei für  $a$  verschiedene Werte von 2,1 % (EGS-Simulationen<sup>10</sup> in [Ake<sup>+</sup>92]) über 2,5 % (z.B. [Fuc05]) bis 2,8 % (z.B. [Jun05]) im Umlauf waren. Fälschlicherweise in der Analysesoftware implementiert war der Zusammenhang

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{2,8\%}{4 \cdot \sqrt{E/\text{GeV}}}$$

<sup>10</sup> EGS: Electronic Gamma Shower [NHR85]



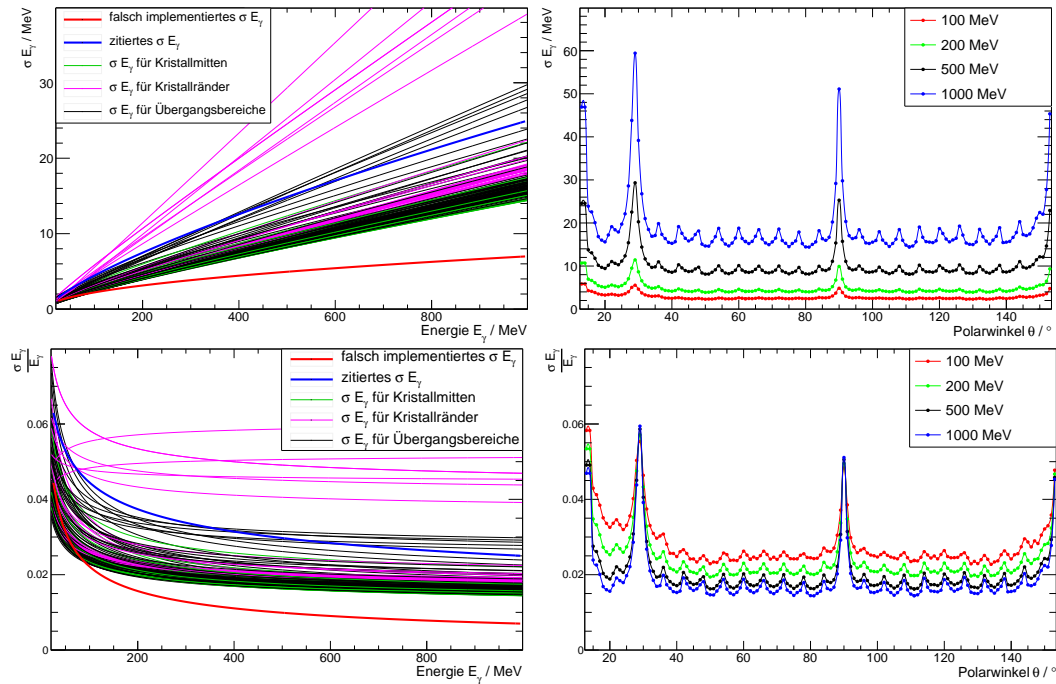


Abb. 4.10.: Aus Monte-Carlo-Simulation bestimmte Energieauflösung des Crystal-Barrel-Detektors gegen die Energie (links) und den rekonstruierten Polarwinkel  $\theta$  (rechts) aufgetragen. Oben sind absolute und unten relative Werte dargestellt. Links: Dickere Linien: Die Abhängigkeit, wie sie laut [Ake<sup>+</sup>92] für den Crystal-Barrel-Detektor sein soll (blau) und wie sie bisher fälschlicherweise implementiert war (rot). Dünnere Linien: Das nun verwendete Ergebnis der Simulation in verschiedenen Winkelbereichen. Als Übergangsbereich wird jeweils der Bereich zwischen Kristallmitten und Kristallrändern bezeichnet. Getrennte Grafiken einzelner Bereiche befinden sich in Anhang C.3.

was auch erklärt, weshalb die Energiefehler im Rahmen eines kinematischen Fits grundsätzlich nach oben skaliert werden mussten.

Die aus der Monte-Carlo-Simulation neu bestimmte Energieauflösung des Crystal-Barrel-Detektors ist eine empirisch bestimmte energie- und winkelabhängige Funktion mit zwei Parametern, welche die Form

$$\frac{\sigma(E_\gamma)}{E_\gamma}(E_\gamma, \theta) = 2 \cdot \left( \frac{a}{\sqrt{E_\gamma}} + b \right)$$

mit unterschiedlichen Parametern  $a$  und  $b$  für verschiedene  $\theta$ -Winkel besitzt. Diese Form entspricht auch der von der Particle Data Group angegebenen Parametrisierung der Energieauflösung für elektromagnetische Kalorimeter. [Zhu15] Die Breite der Energieverteilung  $\sigma(E_\gamma)$  wurde dabei über an die in Abbildung 4.3 auf Seite 70 exemplarisch gezeigten Verteilung der rekonstruierten Photonen angepasste, rechtsseitige Gaussfunktionen für 34 verschiedene Photonenergien sowie jeweils  $\Delta\theta = 1^\circ$  breite Winkelbereiche extrahiert. Die Energieauflösung beträgt ca. 2,3 – 3,5 % für Photonen mit  $E_\gamma = 100$  MeV bzw. ca. 1,5 – 2,5 % für Photonen mit  $E_\gamma = 1000$  MeV. Die Unterschiede der verschiedenen Energieauflösungen sind in Abbildung 4.10 einander gegenübergestellt. Es ist zu erkennen, dass die in Rot gezeichnete, fälschlicherweise implementierte Funktion zu kleine Fehler liefert und dass die neue Parametrisierung durch die zusätzliche  $\theta$ -Abhängigkeit eine deutlich bessere Fallunterscheidung

ung bietet, wodurch die Fehler im Mittel kleiner werden als in der ursprünglich angegebenen Form, aber vor allem auch die schlechtere Energieauflösung in Randbereichen entsprechend berücksichtigt wird. Weitere Bilder zur erreichten Energieauflösung des Crystal-Barrel-Detektors befinden sich im Anhang in Abschnitt C.3.

### Tagger

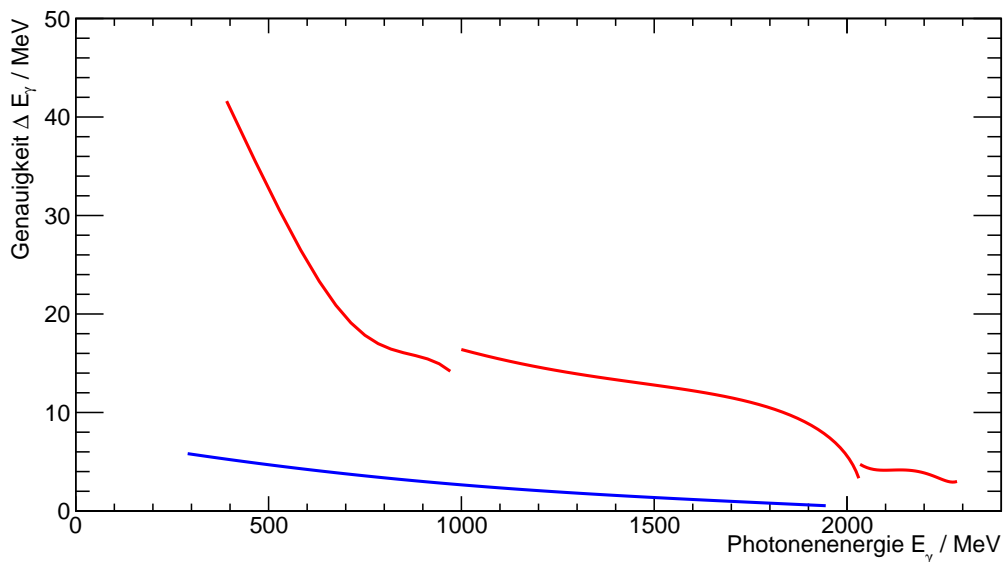


Abb. 4.11.: Rekonstruktionsgenauigkeit der Latten (rot) sowie der Fasern (blau) des Taggers in Abhängigkeit von der Photonenergie  $E_\gamma$  für einen idealen, nicht divergierenden Elektronenstrahl.

Abbildung 4.11 stellt die inhärente geometrische Auflösung des Taggingssystems für eine Elektronenenergie von  $E_{e^-} = 2335$  MeV dar. Da jeweils mehrere Latten oder Fasern für die Energierekonstruktion kombiniert werden, wurde für die Bestimmung der Energieauflösung des Taggers jeweils eine geometrische Ausdehnung von einer halben Faser bzw. Latte als Unsicherheit angenommen. Die in rot dargestellte Auflösung der für die Triggerentscheidung verwendeten szintillierenden Latten reicht von 3,0 MeV für die maximal rekonstruierte Energie von 2288,3 MeV bis zu 41,6 MeV für die minimale Photonenergie von 349,6 MeV. Die Energieauflösung wird durch die nur jeweils 2 mm durchmessenden Fasern deutlich verbessert und reicht in dem abgedeckten Bereich von  $E_\gamma = 272,6 - 1945,3$  MeV von 5,9 MeV bis 0,5 MeV.

Zusätzliche Unsicherheiten in der Rekonstruktion der Energie der einzelnen Photonen können z.B. durch mögliche Mehrfachstreuung innerhalb des Radiatortargets, einer nicht perfekt stabilen Strahlposition, dem endlichen Öffnungswinkel zwischen Photon und Elektron nach dem Bremsstrahlungsprozess, einer nicht verschwindenden Elektronenstrahldivergenz sowie eines nicht exakt bekannten Magnetfeldes entstehen. In [For09] wird diese kombinierte Unsicherheit mit  $\pm 1,5$  Faserbreiten angegeben, was bei einer Primärstrahlenergie von  $E_{e^-} = 2335$  MeV einer Unsicherheit der Photonenergien von  $\Delta E_\gamma = 2 - 17$  MeV entspricht.

### 4.1.5.3. Effizienz der Ladungsmarkierung

Grundsätzlich ist es möglich, dass geladene Teilchen kein oder ungeladene Teilchen ein Signal in einem der ladungssensitiven Detektoren hinterlassen. Das kann zum einen daran liegen, dass z.B. anstatt eines ursprünglich ungeladenen Teilchens wie dem Photon durch Paarbildung der Detektor von einem Elektron-Positron-Paar passiert wird und das rekonstruierte Teilchen als geladen markiert wird. Zum anderen ist es möglich, dass ein geladenes Teilchen im Detektor nicht genug Energie deponiert und daher nicht als solches erkannt wird. Die Effizienzen der drei Ladungsidentifikationsdetektoren des CBELSA/TAPS-Experiments sind in unterschiedlichen Arbeiten untersucht worden.

Für den **Vorwärtsdetektor** wurde in [Wil11] die Wahrscheinlichkeit ein Proton als geladen zu identifizieren anhand von Wasserstoffdaten bestimmt. Abbildung 4.12 zeigt das Ergebnis in Abhängigkeit vom Auftreffpunkt (links) sowie die Energieabhängigkeit (rechts) falls eine Koinzidenz der beiden hintereinander liegenden Lagen verlangt wird oder nicht. Bis auf wenige Ausnahmen ergibt sich eine Effizienz von über 90 %.

In [Suf<sup>+</sup>05] wurde die Effizienz des **Innendetektors** für die Identifizierung geladener Teilchen bei Treffern in zwei der drei Lagen winkelabhängig in Simulationsdaten zu  $(98,8 \pm 0,2) \%$  und in Messdaten zu  $(98,4 \pm 0,4) \%$  bestimmt.

Die Ermittlung der Effizienz der Plastikszintillatorplättchen des **MiniTAPS-Detektors** wurden in [Maq12] untersucht. Sowohl die mit Simulations- und Messdaten bestimmten Werte für die Erkennung geladener Teilchen bzw. die Fehlidentifikation von Photonen sind tabellarisch aufgelistet, wobei in der Regel Ladungsmarkierungseffizienzen von  $> 95 \%$  bzw. Fehlidentifikationen von  $< 10 \%$  ermittelt wurden.

Aus Simulationsdaten kann abgeschätzt werden, wie hoch die globale Effizienz für die Detektion geladener Teilchen, bzw. die Fehlidentifikationen ungeladener Teilchen im CBELSA/TAPS-Experiment ist. Das setzt allerdings voraus, dass das Verhalten der ladungssensitiven Detektoren korrekt in der Simulationssoftware implementiert ist. Da diese Implementierung zur Zeit überprüft und gegebenenfalls korrigiert wird, [Kal18] sind Absolutwerte für Schwellen und Effizienzen mit entsprechender Vorsicht zu betrachten, qualitative Aussagen sind aber möglich.

Abbildung 4.13 zeigt das Ergebnis einer solchen Simulation zu Bestimmung der Ladungsmarkierungseffizienz. Hierbei wurden globale Energieschwellen der ladungssensitiven Detektoren angenommen ohne experimentell bestimmte Effizienzen und

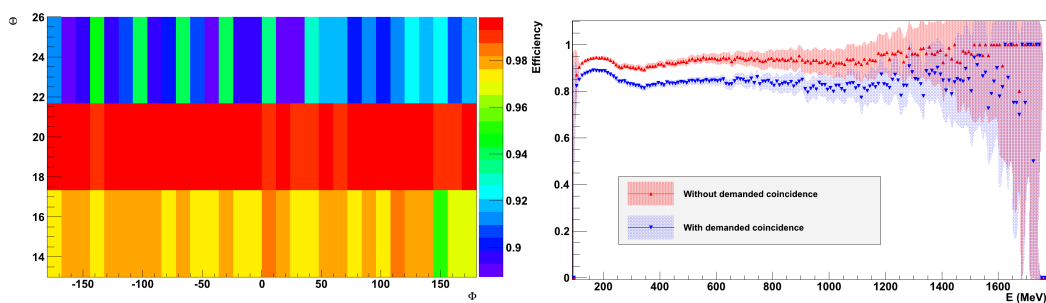


Abb. 4.12.: Links: Effizienz der Ladungsmarkierung des Vorwärtsdetektors abhängig vom getroffenen Kristall ohne dass eine Koinzidenz zwischen den Plättchen verlangt wird. Rechts: Abhängigkeit der Ladungsmarkierungseffizienz von der Protonenergie. [Wil11]

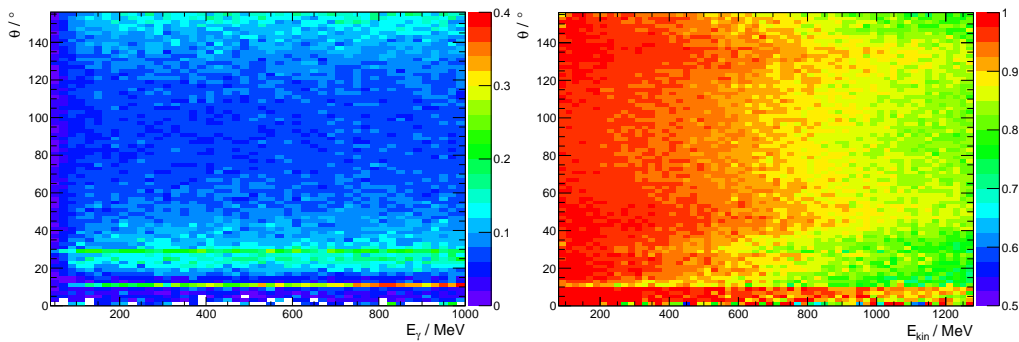


Abb. 4.13.: Simulation der Ladungsmarkierungseffizienz für globale Schwellen von  $E_{\min} = 150$  keV für eine Ladungsmarkierung durch den Innendetektor und  $E_{\min} = 700$  keV für den MiniTAPS-Detektor ohne Berücksichtigung experimentell bestimmter Effizienzen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teilchen abhängig von generierter Energie und generiertem Polarwinkel als geladen markiert wird, ist links für Photonen und rechts für Protonen dargestellt.

Effizienzschwankungen zu berücksichtigen. Auf der linken Seite ist die Wahrscheinlichkeit ein Photon als geladen zu markieren für verschiedene Energien und Detektorbereiche dargestellt. Auf der rechten Seite ist diese Wahrscheinlichkeit für Protonen zu sehen. Es ist zu erkennen, dass Photonen relativ energieunabhängig mit einer Wahrscheinlichkeit von 5-10 % als geladen markiert werden, wobei Photonen in Rückwärtsrichtung sowie in Richtung der Übergangsbereiche zwischen Crystal-Barrel-Detektor und Vorwärtsdetektor sowie zwischen Vorwärtsdetektor und MiniTAPS-Detektor eine höhere Wahrscheinlichkeit von bis zu 20 % aufweisen.

Die Ladungsmarkierungseffizienz von Protonen hingegen ist stark energieabhängig. Bis zu einer kinetischen Energie von  $E_p \approx 600$  MeV beträgt sie deutlich über 90 %, nimmt aber zu höheren Energien bis auf ca. 70 % bei kinetischen Energien von  $E_p \approx 1300$  MeV ab, da bei höheren kinetischen Energien weniger Energie pro durchquerter Weglänge im Szintillatormaterial deponiert wird.

Grundsätzlich ist auch eine Rekonstruktion ohne Verwendung der Ladungsinformationen möglich, indem aus allen Kombinationen mit drei Teilchen im Endzustand die kinematisch sinnvollste herausgefiltert wird. Allerdings wird hier das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zum einen durch kombinatorischen Untergrund und zum anderen durch Untergrund mit z.B. geladenen Pionen im Endzustand kleiner, sodass die Selektion zwar zu mehr gültigen Ereignissen führt, die Analyse aber deutlich fehleranfälliger wird. Im Rahmen dieser Arbeit werden  $p\eta$ -Ereignisse selektiert, welche genau zwei ungeladene Teilchen und maximal ein geladenes Teilchen beinhalten (siehe Abschnitt 6.1), andere Ereignisse werden verworfen.

## 4.2. Ereignisrekonstruktion

Die Gesamtheit der rekonstruierten Vierervektoren inklusive der weiteren zur Verfügung stehenden Informationen wie z.B. die Energien der verschiedenen einlaufenden Photonen und die Polarisationswerte werden als jeweils ein rekonstruiertes Ereignis bezeichnet. Jedes dieser Ereignisse kann eine physikalische – im Idealfall hadronische – Reaktion enthalten, welche aus der Vielzahl der möglichen Kombinationen

(Kombinatorik der auslaufenden Vierervektoren und Multiplizität der Strahlphotonen) selektiert werden muss.

Der Kombination der verschiedenen Vierervektoren mit jeweils einem Strahlphoton kann eine Ereigniszeit  $t_{\text{Ereignis}}$  zugewiesen werden. Für die weitere Analyse sind zudem die Polarisationsgrade der einlaufenden Photonen und Targetprotonen relevant, welche jedem Ereignis zugeordnet werden müssen. Außerdem können an dieser Stelle bereits invariante Massen aus allen sinnvollen Kombinationen der Vierervektoren berechnet werden.

### 4.2.1. Ereigniszeit

Als Ereigniszeit  $t_{\text{Ereignis}}$  wird – wie auch schon bei der Teilchenzeit – die mittlere Zeit  $t_{\text{Teilchen}}$  aller Teilchen mit einem gültigen Zeitwert betrachtet und diese wird relativ zur Strahlphotonzeit  $t_{\text{Strahl}}$  definiert:

$$t_{\text{Ereignis}} = \frac{\sum_{i=1}^n t_{(\text{Teilchen})_i}}{n} - t_{\text{Strahl}}.$$

Insbesondere ist durch die Betrachtung der Zeitdifferenz der Zeitpunkt der Triggerentscheidung nicht mehr in  $t_{\text{Ereignis}}$  enthalten und es kann dadurch eine deutlich höhere Zeitauflösung erreicht werden.

### 4.2.2. Polarisationsgrad

Der Polarisationsgrad wird für jedes Ereignis bestimmt und diesem zugeordnet. Für Targetpolarisation  $P_T$  sowie Elektronenstrahlpolarisation  $P_{e^-}$  ist für jeden Datenrun von typischerweise  $\approx 10$  Minuten Dauer jeweils ein Polarisationswert in der Datenbank abgespeichert. Da die Richtung der Elektronenstrahlpolarisation mit jedem ELSA-Zyklus gewechselt wird, wird diese Richtungsinformation jedem Ereignis separat zugewiesen und die Photonenstrahlpolarisation über die Formel 3.1 für den Helizitätstransfer ausgerechnet. Durch die verschiedenen Richtungen von Strahl- und Targetpolarisierung ergeben sich vier Kombinationsmöglichkeiten  $P_{\uparrow\uparrow}$ ,  $P_{\uparrow\downarrow}$ ,  $P_{\downarrow\uparrow}$  sowie  $P_{\downarrow\downarrow}$ .

### 4.2.3. Mesonen

In zwei Photonen zerfallende Mesonen können über die bereits erwähnte Berechnung ihrer invarianten Masse

$$m_{\text{inv}}^2 = 2 \cdot E_{\gamma_1} E_{\gamma_2} (1 - \cos \angle(\vec{\gamma}_1, \vec{\gamma}_2))$$

identifiziert werden.

In der Regel müssen dabei alle Kombinationen aus zwei Teilchen berücksichtigt werden. Im Fall der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$  bei gleichzeitiger Berücksichtigung der Ladungsinformationen - genau zwei ungeladene Teilchen - ist für das gesuchte  $\eta$ -Meson nur eine Kombination möglich, sodass bereits an dieser Stelle die invariante Masse des Zwei-Photon-Paars berechnet und für die weitere Analyse verwendet werden kann.



## 5. Kalibrierung

Grundsätzlich liefern alle Einzelkomponenten des Experiments digitale Werte, welche in eine Energie- oder Zeitinformation umgerechnet werden müssen. Das bedeutet für ADCs<sup>1</sup> und TDCs<sup>2</sup>, dass jedem einzelnen Kanal ein entsprechender Energie- bzw. Zeitwert zugeordnet werden muss. Idealerweise ist das Verhalten linear, sodass eine Funktion vom Typ

$$\text{Ergebnis} = \text{Digitalsignal} \cdot \text{Umrechnungsfaktor} + \text{Offset}$$

angeben werden kann.<sup>3</sup> Für die Kalibrierung werden also für jeden TDC oder ADC mindestens zwei Vergleichswerte mit bekannten Größen benötigt, um eine eindeutige Zuordnung zu erreichen.

Bei der in Abschnitt 5.1 beschriebenen Zeitkalibrierung wird zum einen ein Umrechnungsfaktor gebraucht, um die Zeitspanne zwischen zwei TDC-Kanälen anzugeben (= Kalibrierungsfaktor), und zum anderen muss ein Zeitnullpunkt definiert werden, welcher für alle Detektoren gültig ist (= Kalibrierungsoffset).

Für die Energiekalibrierung (Abschnitt 5.2) kann das Pedestal<sup>4</sup> als Referenzpunkt verwendet werden. Darüber hinaus werden Referenzquellen bekannter Energie benötigt und es muss bekannt sein, wie viel Energie diese jeweils in einem Detektor deponieren. Für die Kalorimeter des CBELSA/TAPS-Experiments sind Photonen mit Energien von wenigen MeV bis einigen GeV ideal. Hier wird die Energie von Photonen verwendet, welche aus dem Zerfall neutraler Pionen mit gut bekannter invarianter Masse stammen.

### 5.1. Zeitkalibrierung

Die Zeitkalibrierung erfordert zum einen einen Umrechnungsfaktor  $g$ , welcher die Breite jedes TDC-Kanals  $K_{\text{TDC}}$  als Zeit angibt, und zum anderen den Abgleich aller im Experiment vorhandenen Zeitmessungen durch einen Offset  $t_{\text{offset}}$  auf einen gemeinsamen Nullpunkt.

Als Zeitnullpunkt wird in dem ereignisbasierten Experiment der durch den Tagger definierte Triggerzeitpunkt gewählt. Eventuell muss noch eine energieabhängige Korrektur durchgeführt werden, so dass sich folgender Zusammenhang ergibt:

$$t = g \cdot K_{\text{TDC}} + t_{\text{offset}} + f(E).$$

---

<sup>1</sup> ADC: Analog to Digital Converter

<sup>2</sup> TDC: Time to Digital Converter

<sup>3</sup> Eine eventuelle Energieabhängigkeit (z.B. durch den Timewalk bei der Verwendung von Leading-Edge-Diskriminatoren) kann durch einen zusätzlichen energieabhängigen Term  $f(E)$  in der Kalibrierung berücksichtigt werden.

<sup>4</sup> Als Pedestal wird der ADC-Wert bezeichnet, welcher dem Integral über die Baseline – also dem Nullpunkt ohne Energiedeposition – entspricht.

Die Zeitkalibrierung erfolgt wie in [Har08] beschrieben in folgenden Schritten:

1. Bestimmung des Umrechnungsfaktors  $g$
2. Grobkalibrierung jedes einzelnen TDC-Kanals
3. Iterative Feinkalibrierung von Tagger und MiniTAPS-Detektor
4. Feinkalibrierung aller anderen TDC-Kanäle
5. Korrektur der Energieabhängigkeit (Timewalkkorrektur)

Der Kalibrierungsfaktor  $g$  beträgt für die in allen Detektoren außer dem MiniTAPS-Detektor eingesetzten CATCH-Multihit-TDCs  $g = 0,11442$  ns bzw. für die in einer höheren Auflösung betriebenen CATCH-Module des Taggers  $g = 0,05721$  ns.

Für die nicht synchronisierten TDCs des MiniTAPS-Detektors muss für jeden Kanal ein eigener Kalibrierungsfaktor  $g$  bestimmt werden, welcher um den Wert  $g \approx 0,101$  ns für die BaF<sub>2</sub>-Kristalle bzw.  $g \approx 0,100$  ns für die Plastiksintillatoren schwankt.

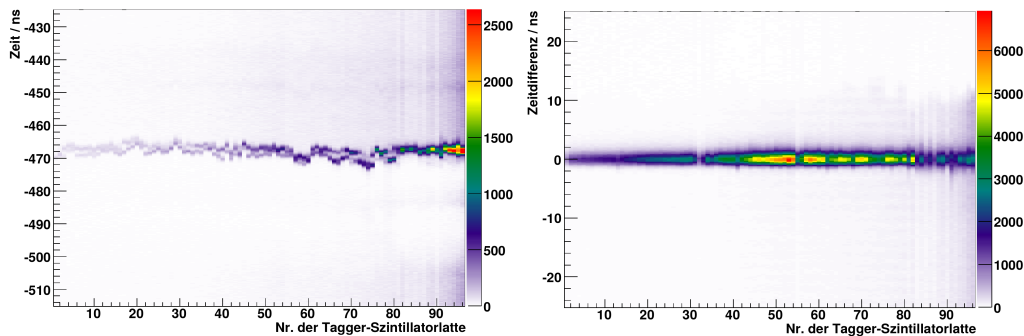


Abb. 5.1.: Auswirkung der Zeitkalibrierung am Beispiel der Szintillatorlatten des Taggers. [Har08] Links ist das unkalibrierte und rechts das kalibrierte Spektrum zu sehen.

Die Grobkalibrierung bestimmt für jeden TDC-Kanal die Position  $t_0$  des Promptpeaks und verschiebt diesen auf den gemeinsamen Nullpunkt.

Die Feinkalibrierung eliminiert die durch das Triggersignal verursachte zeitliche Unschärfe, indem Zeitdifferenzspektren zu einem Referenzdetektor betrachtet werden. Dabei wird zunächst der Čerenkov-Detektor mit nur einem TDC-Kanal als Referenzdetektor für den Tagger verwendet. Da die so erreichbare Auflösung durch die Zeitauflösung des Čerenkov-Detektors begrenzt ist, werden danach in einem iterativen Verfahren mit dem Tagger und dem MiniTAPS-Detektor die beiden Subdetektoren mit der höchsten Zeitauflösung kalibriert. Dazu werden abwechselnd der Tagger als Referenzdetektor für den MiniTAPS-Detektor und umgekehrt verwendet, bis keine weitere Verbesserung der Zeitauflösung erreicht wird. Das Ergebnis der Zeitkalibrierung für den Tagger ist in Abbildung 5.1 zu sehen.

Abschließend wird der nun feinkalibrierte Tagger als Referenzdetektor für alle anderen Detektoren verwendet.

Beim Vorwärtsdetektor kommt zusätzlich eine energieabhängige Korrekturfunktion der Form

$$t_{\text{corr}} = t - t_{\text{timewalk}} = t + b + c \cdot E^\alpha$$



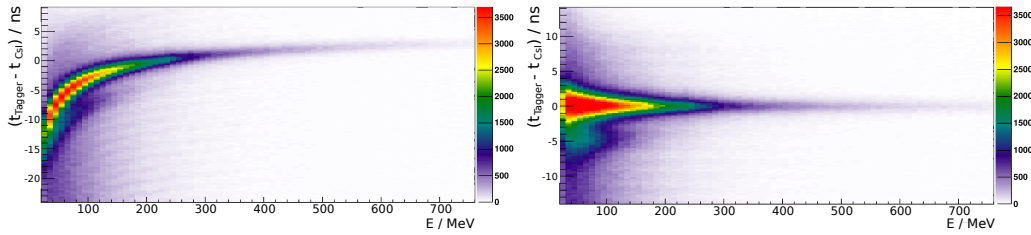


Abb. 5.2.: Auswirkung der Timewalkkorrektur für den Vorwärtsdetektor. [Har08]

mit empirisch bestimmten Parametern  $\alpha$ ,  $b$  und  $c$  zum Einsatz, um das durch die verwendeten Leading-Edge-Diskriminatoren entstehende Timewalk-Verhalten auszugleichen. Die Auswirkung dieser Korrektur ist in Abbildung 5.2 zu sehen.

Subdetektor	Zeitauflösung FWHM / ns
Tagger-Latten	$0,635 \pm 0,003$
Tagger-Fasern	$1,694 \pm 0,006$
Innendetektor	$2,092 \pm 0,013$
Vorwärtsdetektor-Kristalle	$1,861 \pm 0,016$
Vorwärtsdetektor-Szintillatoren	$4,434 \pm 0,013$
MiniTAPS-Kristalle	$0,872 \pm 0,006$
MiniTAPS-Szintillatoren	$3,06 \pm 0,05$
Čerenkov-Detektor	$1,194 \pm 0,014$
GIM	$3,1 \pm 0,3$

Tab. 5.1.: Ergebnisse der Zeitkalibrierung [Har08]. Die angegebene Zeitauflösung  $\text{FWHM}_X = 2,35 \cdot \sigma_X$  ist die kombinierte Zeitauflösung aus untersuchtem Subdetektor  $\sigma_{\text{Sub}}$  und dem jeweiligen Referenzdetektor  $\sigma_{\text{Ref}}$ .

Die Zeitkalibrierung des CBELSA/TAPS-Experiments ist vollständig anhand der gemessenen Daten möglich und wird ausführlich in [Har08] beschrieben. Die erreichte Zeitauflösung  $\text{FWHM}_X$  der einzelnen Subdetektoren ist in Tabelle 5.1 zu sehen, wobei jeweils die kombinierte Zeitauflösung aus Referenzdetektor  $\text{FWHM}_{\text{Ref}}$  und Subdetektor  $\text{FWHM}_{\text{Sub}}$  angegeben ist:

$$\text{FWHM}_X^2 = \text{FWHM}_{\text{Sub}}^2 + \text{FWHM}_{\text{Ref}}^2.$$

## 5.2. Energiekalibrierung

Im CBELSA/TAPS-Experiment werden die ADCs der drei Kalorimeter – Crystal-Barrel-Detektor, Vorwärtsdetektor und MiniTAPS-Detektor – für die Rekonstruktion von Energieinformationen verwendet. Die Dual-Range-ADCs des Crystal-Barrel-Kalorimeters und des Vorwärtsdetektors<sup>5</sup> und die Besonderheit, dass aufgrund dieser ADCs ein zusätzliches Lichtpulsersystem eingesetzt wird, wird im Abschnitt 5.2.1 diskutiert.

Für die Kalibrierung mit neutralen Pionen, welche mit einer Wahrscheinlichkeit von  $(98,82 \pm 0,03)\%$  in zwei Photonen zerfallen, wird die gesamte, rekonstruierte

<sup>5</sup> 12-Bit-DualRange-Fastbus-ADCs vom Typ LeCroy 1885F [Ehm00]

Energie beider Zerfallsphotonen benötigt. Um aus den Zerfallsphotonen auf die Ruhemasse des neutralen Pions  $m_{\pi^0} = (134,9766 \pm 0,0006) \text{ MeV}$  [Oli<sup>+</sup>14] zu schließen, wird die Beziehung für die invariante Masse  $m_{\text{inv}}$  zweier Teilchen mit Energien  $E_1$  und  $E_2$  sowie Impulsen  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_2$  benötigt:

$$m_{\text{inv}}^2 = E^2 - \vec{p}^2 = E_1 \cdot E_2 - |\vec{p}_1| \cdot |\vec{p}_2| \cdot \cos \angle(\vec{p}_1, \vec{p}_2),$$

welche sich für den Fall zweier Photonen mit Ruhemasse  $m_{\text{Photon}} = 0 \text{ MeV}$  zu

$$m_{\text{inv}}^2 = 2 \cdot E_{\gamma_1} \cdot E_{\gamma_2} \cdot (1 - \cos \angle(\vec{\gamma}_1, \vec{\gamma}_2))$$

vereinfacht. Es werden also Energie und Richtung der beiden Photonen benötigt. Die im Rahmen dieser Arbeit eingehend untersuchte, weiterentwickelte Methode der Energiekalibrierung des Crystal-Barrel-Kalorimeters in Kombination mit dem Vorwärtsdetektor, welche auf alle Datensätze seit 2007 angewendet wurde, wird in Abschnitt 5.2.2 ausführlich beschrieben. Die Kalibrierung des MiniTAPS-Detektors ist in [Got09] erläutert. Sie funktioniert prinzipiell wie die Kalibrierung des Crystal-Barrel-Detektors. Nach Anwendung einer Energiekorrekturfunktion werden neutrale Pionen rekonstruiert, von welchen ein Zerfallsphoton im MiniTAPS-Detektor und eines im Crystal-Barrel-Detektor nachgewiesen wurden. Dies ist notwendig um eine ausreichende Statistik im einen kleineren Raumwinkel abdeckenden MiniTAPS-Detektor zu gewährleisten, wodurch die Kalibrierung erst nach abgeschlossener Kalibrierung des Crystal-Barrel-Detektors durchgeführt werden kann.

### 5.2.1. Hardware

Die Kalibrierung der ADCs mit jeweils einem konstanten Kalibrierungsfaktor setzt voraus, dass das Verhalten der ADCs linear ist, dass also der Energieunterschied zwischen zwei ADC-Kanälen über den gesamten Bereich konstant ist. In diesem Abschnitt wird zunächst der für die Auslese des Crystal-Barrel-Detektors verwendete ADC charakterisiert, sowie danach auf das Lichtpulsersystem eingegangen, um mögliche Auswirkungen auf die Kalibrierung abschätzen zu können.

#### ADCs

Bei den im Crystal-Barrel-Detektor und im Vorwärtsdetektor verwendeten ADCs gibt es zwei Energiebereiche, einen niederenergetischen (= 'Lowrange') mit einer feineren Auslösung und einen hochenergetischen (= 'Highrange'), welche sich die  $2^{12} = 4096$  Kanäle teilen. Technisch ist das folgendermaßen umgesetzt: Das Eingangssignal wird auf der Hauptplatine im Verhältnis 1:8 aufgeteilt und auf Kondensatoren gespeichert. Wenn das größere Signal unterhalb einer bestimmten Schwelle liegt, wird es vom QDC digitalisiert und es handelt sich um ein Signal im Lowrange mit einer entsprechend feinen Energieauflösung. Ansonsten wird das stärker abgeschwächte Signal digitalisiert (= 'Highrange'), wodurch auch hohe Energien digitalisiert werden können. Hierbei wird zusätzlich ein Highrange-Flag als weiteres Bit für die Auswertung gesetzt.

Die Linearität der ADCs ist im Datenblatt des Herstellers LeCroy mit  $< 0,25\%$  für den Lowrange bzw.  $< 0,50\%$  für den Highrange angegeben [LeC18]. Die Vorverstärker sind so dimensioniert, dass die Kristalle des Crystal-Barrel-Detektors bei einer Energiedeposition von ca.  $1,1 \text{ GeV}$  und im Vorwärtsdetektor bei einer

Energiedeposition von ca. 2,0 GeV im Highrange den Maximalwert erreichen.<sup>6</sup> Damit ist ein guter Kompromiss zwischen einer möglichst guten Energieauflösung auf der einen Seite und der Detektion auch hochenergetischer Photonen bei einer Primärstrahlenergie von bis zu  $E_\gamma = 3,2$  GeV auf der anderen Seite erreicht.

### Lichtpulser

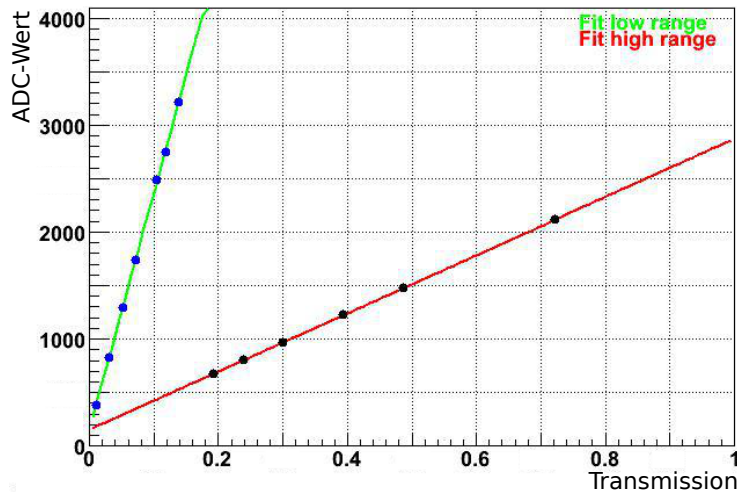


Abb. 5.3.: Geradenfit an den Lowrange- (grün) und Highrange-Bereich (rot) eines Crystal-Barrel-Kristalls während der Lichtpulserkalibrierung. Die Fehlerbalken sind eingezeichnet aber nicht zu erkennen.

Das Lichtpulsersystem ist ein System, welches Lichtpulse definierter Intensität in den vor der Photodiode angebrachten Wellenlängenschieber der Kristalle einspeist. Diese Lichtpulse durchlaufen die gesamte Ausleseelektronik der Crystal-Barrel-Kristalle und das System ist so konzipiert, dass mit Hilfe dieser Lichtpulse und dedizierter Auslese über Lowrange oder Highrange das Verstärkungsverhältnis sowie der Offset dieser beiden Bereiche zueinander bestimmt werden können.

Die Lichtpulse werden mit einer Xenon-Blitzlampe<sup>7</sup> erzeugt und über Lichtleiter an die verschiedenen Kristalle geleitet. Durch verschiedene Filterkombinationen kann die Intensität des Lichtpulses abgeschwächt und somit unterschiedlich hohe Energiedepositionen simuliert werden. Der detaillierte Aufbau, Funktionsweise und Prinzip der Auswertung sind in [Bös06] beschrieben.

Abbildung 5.3 zeigt die Bestimmung der Lichtpulserkalibrierung für einen Kristall. Für 13 verschiedene Filterkombinationen wurden jeweils 500 Lichtpulse erzeugt und die vom ADC registrierte Intensität bestimmt. Die Datenpunkte ergeben sich aus dem bekannten Transmissionswert der einzelnen Filter und dem gemessenen ADC-Wert. An diese Datenpunkte sind zwei Geraden für den Low- und den Highrange angepasst. Die  $y$ -Achsenabschnitte entsprechen den beiden Pedestalwerten  $K_{\text{Low,Pedestal}}$  und  $K_{\text{High,Pedestal}}$  und aus dem Verhältnis der Steigungen kann der Umrechnungsfaktor  $g_{\text{LP}}$  berechnet werden. Die Umrechnung eines Highrange-Wertes  $K_{\text{High}}$  in einen Lowrange-Wert  $K_{\text{Low}}$  geschieht über

$$K_{\text{Low}} = (K_{\text{High}} - K_{\text{High,Pedestal}}) \cdot g_{\text{LP}} + K_{\text{Low,Pedestal}}.$$

<sup>6</sup> Bei einem Fixed-Target-Experiment werden in Vorwärtsrichtungen höhere Energien erwartet.

<sup>7</sup> Typ L 2189 der Firma Hamamatsu

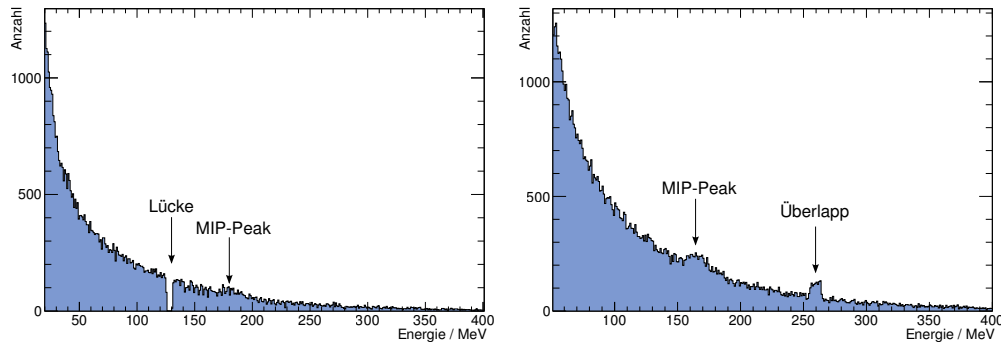


Abb. 5.4.: Auswirkung der Lichtpulserkalibrierung: Bei fehlerhafter Bestimmung von Gain oder Offset kann es im Umschaltbereich zwischen Low- und Highrange zu Lücken oder einem Überlapp kommen, alle ADC-Werte des Highranges wurden dann mit einem systematischen Fehler in eine Energie umgerechnet. Links ist eine Lücke bei ca. 125 MeV (Umschaltbereich im Crystal-Barrel-Detektor) zu erkennen, rechts ein Überlapp bei ca. 260 MeV (Umschaltbereich im Vorwärtsdetektor).

Leider funktioniert diese Umrechnung nicht immer einwandfrei. Es besteht eine gewisse Unsicherheit über die Gleichmäßigkeit der Transmissionskoeffizienten der einzelnen Filter und über mögliche Reflexionen in der Lichtpulserbox, so dass die Genauigkeit der generierten Lichtmenge trotz einer Referenzmessung nicht vollständig bekannt ist. Wenn während der Lichtpulserkalibrierung Steigung oder Achsenabschnitt fehlerhaft bestimmt wurden, werden die ADC-Werte des Highranges entsprechend fehlerbehaftet in eine Energie umgerechnet. Dieses Verhalten ist in Abbildung 5.4 zu sehen, es können Lücken oder Überlappbereiche im Energiespektrum eines einzelnen Kristalls auftreten. Die Energien oberhalb der Umschaltswelle des ADCs sind dann mit einem systematischen Fehler versehen.<sup>8</sup>

Wenn davon ausgegangen wird, dass diese fehlerhafte Lichtpulserkalibrierung einzelner Kristalle selten auftritt und sich im Mittel ausgleicht, wird die Datenqualität insofern beeinflusst, dass die Energieauflösung hochenergetischer Schauer nicht optimal ist. Der betroffene Kristall würde jedoch systematisch falsch energiekalibriert. Aus diesem Grund – und da die Photonen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall im Experiment zu ca. 50 % ausschließlich weniger als 120 MeV in jedem einzelnen Crystal-Barrel-Detektor-Kristall deponieren – wird diese mögliche Fehlerquelle in der Energiekalibrierung ausgeschlossen, indem Ereignisse mit Einträgen im Highrange für die Kalibrierung verworfen werden.

Für zukünftige Messungen wird ein neues Lichtpulsersystem verwendet, welches auf LEDs basiert. [Urb17] Diese erzeugen grünes Licht, welches dem von den Kristallen emittierten Wellenlängenbereich entspricht und können variabel einstellbar Intensitäten erzeugen, welche einer Energiedeposition zwischen 1 MeV und 2,5 GeV in einem Kristall entsprechen. Ein weiterer Vorteil ist die zusätzlich einstellbare Rate der Lichtpulse von bis zu 10 kHz, im Gegensatz zu einer Rate von  $< 10$  Hz des alten Systems. Hierdurch können dedizierte mehrstündige Lichtpulsermessungen in Zukunft entfallen.

<sup>8</sup> Dabei kann es sich um einen konstanten oder einen energieabhängigen Versatz bzw. einer Kombination aus beidem handeln.

### 5.2.2. Methode der Energiekalibrierung

Die Energiekalibrierung soll als Ergebnis für jeden Kristall einen Umrechnungsfaktor liefern, mit welchem dem jeweiligen ADC-Wert bei zusätzlicher Kenntnis des Pedestals eine Energie zugeordnet werden kann.<sup>9</sup> Diese Umrechnungsfaktoren sind korrekt bestimmt, wenn nach vollständiger Rekonstruktion – unter Anwendung der Energiekorrekturfunktion – die  $\pi^0$ -Masse richtig wiedergegeben wird. Diese Methode der Kalibrierung hat den Vorteil, dass sie – solange der Datentrigger entsprechend gewählt ist – die Experimentdaten nutzt, welche für die eigentlichen Analysen während einer Strahlzeit genommen werden und daher zum einen keine zusätzliche Strahlzeit benötigt wird und zum anderen Kalibrierungs- und Datennahmezeitraum übereinstimmen.

Da an jedem  $\pi^0$ -Ereignis jeweils mehr als ein Kristall beteiligt ist<sup>10</sup>, kann der Umrechnungsfaktor eines Kristalls auch bei einer großen Anzahl an Pionen nicht direkt bestimmt werden. Vielmehr kann davon ausgegangen werden, dass der Umrechnungsfaktor der Zentralkristalle der jeweiligen Photonen den größten Einfluss auf die Rekonstruktion der  $\pi^0$ -Masse hat. Daher wird die mittlere rekonstruierte  $\pi^0$ -Masse für einen Kristall aus allen Pionenzerfällen bestimmt, bei denen dieser Kristall der Zentralkristall eines elektromagnetischen Schauers war.

Die Kalibration wird iterativ durchgeführt, da sich alle einzelnen Kalibrierungsfaktoren gegenseitig beeinflussen (siehe Abschnitt 5.2.2.3). Sobald keine Verbesserung zwischen zwei Iterationen mehr erreicht wird, gilt die Kalibrierung als abgeschlossen.

Die Schritte für eine erfolgreiche Energiekalibrierung sind daher die folgenden:

1. Rekonstruktion eines Datensatzes (z.B. einer Strahlzeit)
2. Selektion der für die Kalibrierung verwendeten Daten
3. Erstellung des quadratischen invarianten Massenspektrums für jeden Kristall
4. Bestimmung des Untergrundes und der  $\pi^0$ -Masse
5. Berechnung und Setzen des neuen Kalibrierungsfaktors
6. Iterierung der Schritte 1-5 bis die Kalibrierung abgeschlossen ist

Zu Beginn einer jeden Iteration der Kalibrierung steht die Rekonstruktion der für die Kalibrierung verwendeten Vierervektoren aus den Rohdaten, wobei die in der letzten Iteration neu bestimmten Kalibrierungsfaktoren verwendet werden. Für die erste Kalibrierung wurden die angestrebten Designwerte verwendet (siehe auch [Jun00]), ansonsten werden für einen neu zu kalibrierenden Datensatz die zeitlich nächstliegenden Kalibrierungsfaktoren als Grundlage genommen.

In den nächsten beiden Abschnitten wird zunächst beschrieben, welche Daten für die Kalibrierung selektiert werden, und danach, wie und mit welchen Funktionen die Kalibrierung durchgeführt wird. Die erreichte Genauigkeit sowie systematische Effekte werden in Abschnitt 5.2.3 diskutiert.

<sup>9</sup> Das Pedestal wird vor jedem Datenrun für jeden Kristall bestimmt.

<sup>10</sup> Die beiden für die Kalibrierung verwendeten Photonen aus dem Pion-Zerfall bilden elektromagnetische Schauer, welche sich in der Regel jeweils über mehrere Kristalle erstrecken.

### 5.2.2.1. Datenselektion

Die Datenselektion für die Kalibrierung ist in Anhang D.2 detailliert beschrieben und beinhaltet zusammengefasst folgende Kriterien:

- Notwendige Selektionskriterien für einen optimalen  $\pi^0$ -Peak:
  - Lowrange-Selektion:  
Ereignisse mit Highrange-Einträgen in den ADCs werden verworfen (siehe Abschnitt 5.2.1).
  - Clustermultiplizität:  
Elektromagnetische Schauer dürfen sich nicht räumlich überlappen, um eine optimale Energie- und Winkelrekonstruktion zu gewährleisten.
- Hilfreiche Selektionskriterien für einen gutmütigen Untergrund:
  - Multiplizität:  
Ereignisse haben zwei oder drei Teilchen im Endzustand.
  - Ladungsselektion:  
Genau zwei der Teilchen müssen ungeladen sein.
  - minimale Strahlenergie:  
Die rekonstruierte Strahlenergie muss mindestens 300 MeV betragen.

Die Rekonstruktion von Vierervektoren aus den Rohdaten des Experiments ist rechenaufwändig und kostet ca. 30 Minuten für einen Datensatz von 300000 Ereignissen. Damit würde beispielsweise der Rechenaufwand für jede Iteration der Strahlzeit November 2009 mit ca. 3800 Datensätzen ca. 1900 Stunden Computerrechenzeit betragen. Aus diesem Grund wird eine Vorselektion durchgeführt. Der von den sich mit jeder Iteration ändernden Kalibrierungsfaktoren unabhängige Teil der Selektion wird ausgelagert, indem für einen zu kalibrierenden Datensatz Ereignislisten erstellt werden. Diese enthalten alle Ereignisnummern der Ereignisse mit genau zwei ungeladenen und maximal einem geladenen Teilchen ohne einen Eintrag im Highrange eines ADCs. Durch die Beschränkung der Rekonstruktion auf diese Ereignisse kann ca. 75 % der Rechenzeit eingespart werden.

### 5.2.2.2. Bestimmung der $\pi^0$ -Masse

Die Methode zur Bestimmung der Position des  $\pi^0$ -Massenpeaks für jeden einzelnen Kristall lässt sich anhand von Abbildung 5.5 nachvollziehen. Zunächst wird ein invariantes Massenspektrum für jeden Kristall erstellt, indem die aus den beiden rekonstruierten Photonen berechnete invariante Masse

$$m_{\text{inv}}^2 = 2 \cdot E_{\gamma_1} \cdot E_{\gamma_2} \cdot (1 - \cos \angle(\vec{\gamma}_1, \vec{\gamma}_2))$$

für jedes Ereignis in das jeweilige Spektrum der beiden Zentralkristalle, welche von den Photonen getroffen wurden, eingetragen wird.

Zur Beschreibung des Untergrunds unter dem  $\pi^0$ -Peak haben sich Chebychev-Polynome [Bro01] als sehr zuverlässig herausgestellt. Diese sind rekursiv definiert:

$$T_{n+1} = 2xT_n(x) - T_{n-1} \quad \text{mit} \quad T_0(x) = 1 \quad \text{und} \quad T_1(x) = x.$$

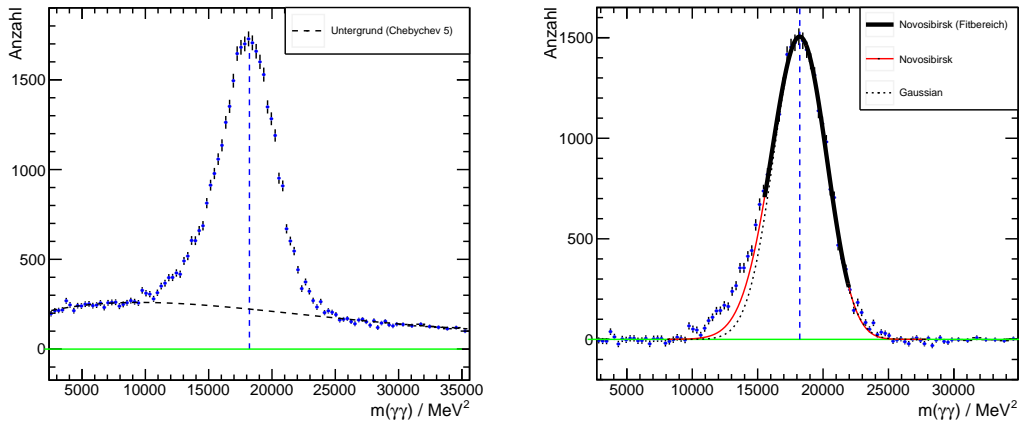


Abb. 5.5.: Methode der Energiekalibrierung: Zunächst wird der Untergrund unter dem  $\pi^0$ -Peak bestimmt (links) und die Werte dieser Funktion von den Daten abgezogen. An das verbleibende Spektrum (rechts) wird eine Novosibirsk-Funktion angepasst und das Maximum als mittlere  $\pi^0$ -Masse gewählt.

Der Untergrund unter dem  $\pi^0$ -Peak wird bestimmt, indem ein Chebyshev-Polynom 5. Ordnung an die Datenpunkte außerhalb der Peakregion angepasst wird. Die linke Seite von Abbildung 5.5 zeigt dies beispielhaft für einen Kristall. Die ermittelte Untergrundfunktion wird von den Datenpunkten abgezogen und an den verbleibenden  $\pi^0$ -Massenpeak wird eine Novosibirsk-Funktion angepasst. Hierbei handelt es sich um eine asymmetrische Gauß-Funktion, wobei der Tail-Parameter  $\tau$  die Asymmetrie der Novosibirsk-Funktion angibt und diese für  $\tau = 0$  in eine Gauß-Funktion übergeht:

$$f(x) = A \cdot \exp \left[ -\frac{1}{2} \cdot \left[ \left( \ln \left( 1 + \frac{x - \text{peak}}{\sigma} \cdot \frac{\sinh(\tau \cdot \sqrt{\ln(4)})}{\sqrt{\ln(4)}} \right) / \tau \right)^2 + \tau^2 \right] \right].$$

Die rechte Seite von Abbildung 5.5 zeigt das Ergebnis dieser  $\pi^0$ -Massenbestimmung. Mit dem Pedestal als weiteren definierten Punkt kann nun für jeden Kristall ein neuer Korrekturfaktor bestimmt werden. Erwähnenswert ist die Tatsache, dass für diese Methode der Kalibrierung ausschließlich die Informationen des Vorwärtsdetektors sowie des Crystal-Barrel-Detektors verwendet werden. Dabei wird die Annahme gemacht, dass die Reaktion im Targetursprung stattgefunden hat. Ladungsidentifizierende Detektoren werden lediglich zur Selektion verwendet und auch die Informationen des Taggers kommen in der Berechnung nicht vor, um systematische Beeinflussungen durch andere Subdetektoren auszuschließen.

### 5.2.2.3. Berechnung des neuen Kalibrierungsfaktors

Unter der validen Annahme, dass die Pedestalposition unabhängig von der Kalibrierung ist, kann der neue Kalibrierungsfaktor  $g_{\text{Neu}}$  einfach berechnet werden:

$$g_{\text{Neu}} = \frac{M_{\pi}^2(\text{Literatur})}{M_{\pi}^2(\text{bestimmt})} \cdot g_{\text{Alt}}.$$

Dies setzt allerdings voraus, dass alle anderen Kristalle im Mittel richtig kalibriert waren. Falls alle Kalibrierungsfaktoren systematisch in eine Richtung verschoben sind, führt diese Methode zu einer Überkorrektur und während zwar die Streuung

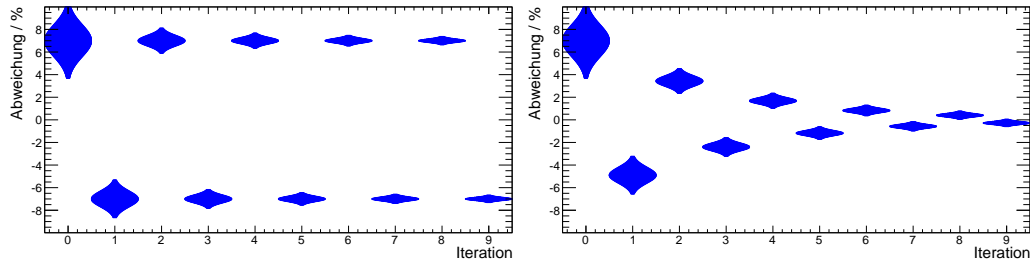


Abb. 5.6.: Anschauliche Skizze einer ungedämpften (links) bzw. gedämpften (rechts) Kalibrierung für den Fall, dass alle Kalibrierungskonstanten zu Beginn gaußförmig verteilt um einen falschen Wert schwanken.

der rekonstruierten  $\pi^0$ -Massen geringer wird, schwingt der Mittelwert über die Iterationen hinweg um den wahren Wert ohne zu konvergieren.

Abbildung 5.6 veranschaulicht diesen Fall auf der linken Seite. Daher wird, wie beispielhaft auf der rechten Seite dargestellt, eine Dämpfung eingebaut, die rekonstruierte  $\pi^0$ -Masse also nicht vollständig durch den neuen Kalibrierungsfaktor kompensiert:

$$g_{\text{Neu}} = \left( \frac{M_{\pi(\text{Literatur})}^2}{M_{\pi(\text{bestimmt})}^2} (1 - d) + d \right) \cdot g_{\text{Alt}}.$$

In der Praxis hat sich der Dämpfungsfaktor  $d = 0,3$  bewährt. Die so ermittelten Kalibrierungsfaktoren für jeden Kristall werden in der Analysedatenbank gespeichert und für die nächste Iteration als Grundlage verwendet. Dieser Prozess wird wieder-

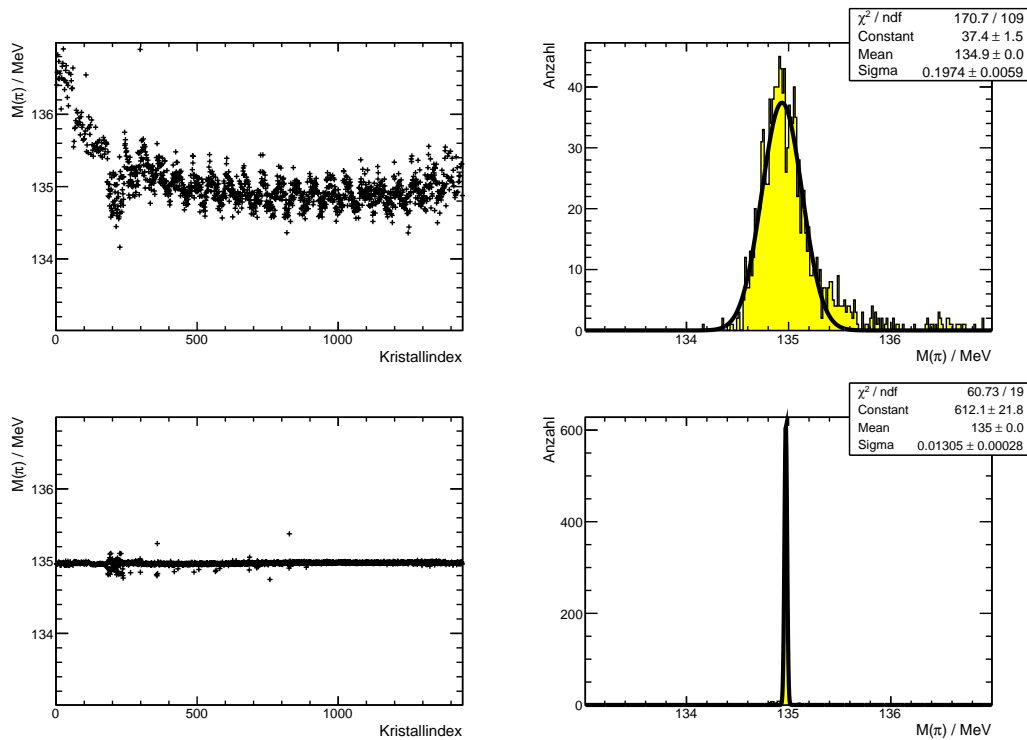


Abb. 5.7.: Vergleich der rekonstruierten  $\pi^0$ -Massen vor (oben) und nach (unten) der Kalibrierung. Links: Aus Maximum der Novosibirsk-Anpassung bestimmte  $\pi^0$ -Masse für jeden Kristall.

Rechts: Gaußanpassung an die Projektion der Bilder links auf die Y-Achse.



holt, bis sowohl der Mittelwert aller Kristalle als auch die Streuung der einzelnen Kristalle um den Mittelwert sich nicht weiter verbessert.

Abbildung 5.7 zeigt den Vergleich zwischen der ersten (oben) und der achten und letzten Iteration (unten). Die ermittelte  $\pi^0$ -Masse für jeden einzelnen Kristall ist auf der linken Seite dargestellt, auf der rechten Seite ist eine Projektion dieser Daten mit einer Gauß-Anpassung zu sehen. Die bei Kristallindizes 181-240 (Ring 4) beobachtbare Streuung wird durch ein durch die Lücke zwischen Vorwärtsdetektor und Crystal-Barrel-Detektor verursachtes schlechteres Signal-zu-Untergrund-Verhältnis hervorgerufen. Hierdurch ist die Bestimmung der  $\pi^0$ -Masse größeren statistischen Schwankungen unterworfen und bewegt sich im Bereich bis  $\pm 100$  keV.

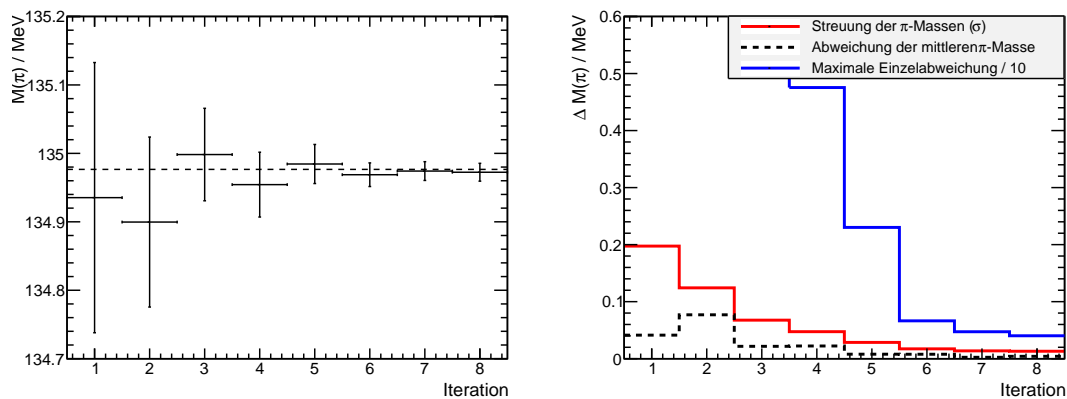


Abb. 5.8.: Genauigkeit der Kalibrierung in Abhängigkeit der durchgeführten Iterationen. Auf der linken Seite sind Schwerpunkt  $\mu$  als Y-Position und Breite  $\sigma$  als senkrechte Linie der aus Abb. 5.7 extrahierten Verteilung im Vergleich zum Literaturwert der  $\pi^0$ -Masse (gestrichelte Linie) nach jeder Iteration angegeben. Auf der rechten Seite sind der Absolutwert der Breite der Verteilung und die Abweichung vom Literaturwert dargestellt.

Die Verbesserung der Verteilung der rekonstruierten  $\pi^0$ -Masse mit jeder Iteration ist in Abbildung 5.8 dargestellt. Die aus Abbildung 5.7 rechts ermittelte mittlere  $\pi^0$ -Masse sowie die Streuung der Verteilung sind auf der linken Seite im Vergleich zum Literaturwert der  $\pi^0$ -Masse gegen die einzelnen Iterationen aufgetragen. Auf der rechten Seite sind die Absolutwerte zu sehen, anhand derer entschieden wird, ob die Kalibrierung als abgeschlossen betrachtet werden kann. Sobald die Streuung der  $\pi^0$ -Massen nach einer Iteration größer ist als vorher, sind diese Streuungen nur noch statistischer Natur und es ist keine weitere Verbesserung mehr zu erwarten. Wenn zusätzlich die mittlere Abweichung der bestimmten  $\pi^0$ -Massen vom Literaturwert weniger als 100 keV beträgt und keine signifikanten Ausreißer mehr vorhanden sind, wird die Kalibrierung als abgeschlossen betrachtet. Anhang D.1 liefert eine Übersicht über alle mit dieser Methode kalibrierten Strahlzeiten.

### 5.2.3. Genauigkeitsstudien

Im Rahmen der Studien zur Genauigkeit der Kalibrierung wurden verschiedene Aspekte betrachtet. Bei den statistischen Untersuchung (Abschnitt 5.2.3.1) wurde überprüft, welche Datenmenge für eine stabile Kalibrierung benötigt wird und diese der zeitlichen Stabilität der Verstärkungsfaktoren gegenübergestellt. Der zweite Aspekt untersucht systematische Einflüsse (Abschnitt 5.2.3.2) zum einen durch

die Selektion der für die Kalibrierung verwendeten Daten und zum anderen durch Variationen in der Beschreibung von Signal und Untergrund bei der Bestimmung der rekonstruierten  $\pi^0$ -Masse. Ebenfalls untersucht wurden weitere, über die reine Kalibrierung hinausgehende Einflüsse wie eine eventuelle Abweichung durch verschiedene Targets, Strahlenergien bzw. ein zusätzliches transversales Magnetfeld. Eine detaillierte Beschreibung der vorgenommenen Genauigkeitsstudien ist in Anhang D.3 zu finden, an dieser Stelle werden lediglich die Ergebnisse und Schlussfolgerungen präsentiert.

### 5.2.3.1. Statistische Betrachtungen

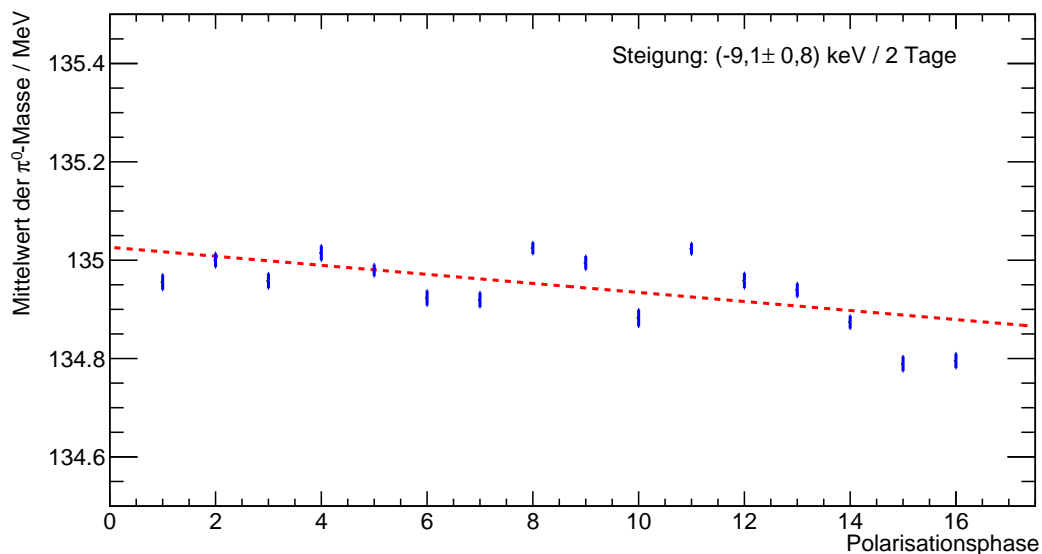


Abb. 5.9.: Zeitliche Variation der Kalibrierung am Beispiel der verschiedenen Targetpolarisierungsphasen des Butanoltargets in der Strahlzeit 'November 2009'. Eine Polarisationsphase entspricht hier etwa zwei Tagen.

In diesem Abschnitt wird die Frage untersucht, welche Datenmenge sinnvollerweise für einen einzelnen Kalibrierungsabschnitt gewählt wird. Wenn sich während einer Strahlzeit keine wesentlichen Parameter ändern, muss ein sinnvoller Kompromiss zwischen der erreichbaren statistischen Genauigkeit und der eventuellen zeitlichen Variation der einzelnen Verstärkungsfaktoren gefunden werden.

Das Ergebnis der in Anhang D.3.1 beschriebenen Abschätzung der zeitlichen Variation der Kalibrierungskonstanten ist in Abbildung 5.9 dargestellt. Zusätzlich wurde eine Gerade an die Verteilung angepasst. Eine leichte Tendenz über die Zeit ist zu erkennen, welche in diesem Fall einer zeitlichen Variation der mittleren rekonstruierten  $\pi^0$ -Masse von ca.  $-4,5$  keV/Tag entspricht. Eine mögliche Ursache ist z.B. ein leichter Temperaturdrift während der Messzeit.

Um die für eine stabile Kalibrierung benötigte Statistik abzuschätzen, wurde die selbe Strahlzeit mit unterschiedlich großen Untermengen dieser Strahlzeit erneut kalibriert und die Verteilung der sich daraus ergebenden  $\pi^0$ -Massen untersucht. Die Breite dieser Verteilungen ist für 24 verschiedene Fälle gegen die Größe der jeweiligen Untermenge in Abbildung 5.10 aufgetragen. Die Einzelspektren befinden sich in Anhang D.3.1. Zusätzlich ist die oben bestimmte zeitliche Variation der mittleren  $\pi^0$ -Masse für eine während der Strahlzeit 'November 2009' erzielte mittlere Rate

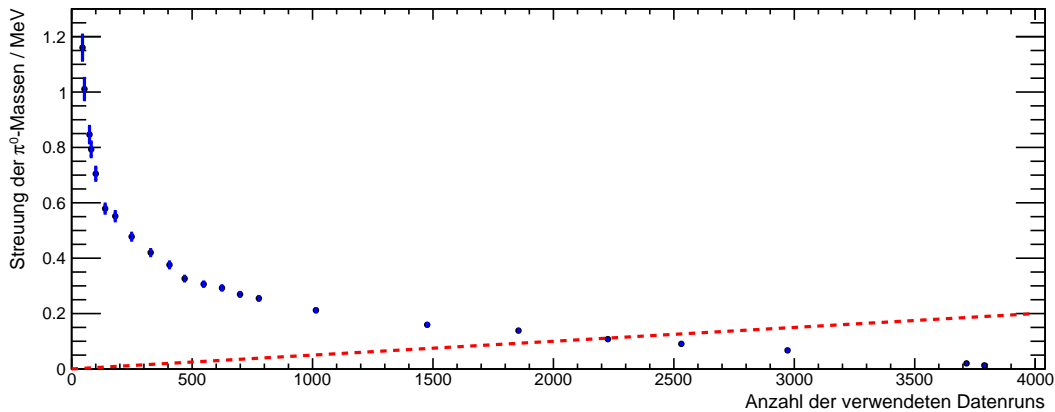


Abb. 5.10.: Auswirkung der verwendeten Statistik auf die Kalibrierung. Die Breite der Pionmassenverteilung ist gegen die Anzahl der verwendeten Datenruns aufgetragen. Zusätzlich ist die zeitliche Variation der mittleren Pionmasse (siehe Abb 5.9) als Gerade eingezeichnet.

von 100 Datenruns pro Tag als mit der Zeit ansteigende Unsicherheit eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass erst ab ca. 2000 Datenruns, also ca. 3 Wochen Strahlzeit, die zeitliche Variation größer wird als die statistische Unsicherheit. Obwohl die Kristalle des Vorwärtsdetektors und des Crystal-Barrel-Detektors unterschiedliche Ausleseelektronik besitzen, lassen sich zwischen diesen Kristallen keine für die Kalibrierung signifikanten Unterschiede feststellen.

Als Schlussfolgerung kann festgehalten werden, dass – solange sich keine für die Kalibrierung wesentlichen Parameter während der Strahlzeit ändern – es sinnvoll ist, Strahlzeiten von bis zu einem Monat nicht in mehrere Energiekalibrierungsabschnitte zu unterteilen.<sup>11</sup>

### 5.2.3.2. Systematische Abweichungen

Die mit der Energiekalibrierung erreichte Genauigkeit bezieht sich auf die in Abschnitt 5.2.2 vorgestellte Methode. Grundsätzlich können systematische Abweichungen durch unterschiedliche Selektion der für die Kalibrierung verwendeten Ereignisse und damit variierende Untergrundverhältnisse sowie unterschiedliche Anpassungen an die Daten auftreten. Zusätzlich werden die Abweichungen für verschiedene Targets, Strahlenergien oder ein zusätzliches transversales Magnetfeld einander gegenübergestellt.

Ausgehend von der Standardkalibrierung wurde jeweils ein Parameter verändert, mit diesem neuen Datensatz bzw. der neuen Fitroutine die einzelnen  $\pi^0$ -Massen für jeden Kristall bestimmt und die mittlere, per Gauß-Anpassung an die Verteilung ermittelte, Abweichung zur Standardkalibrierung dokumentiert. Die einzelnen Parameter wie z.B. Untergrundfunktion und Peakfunktion sind natürlich nicht vollständig unabhängig voneinander, werden an dieser Stelle aber unabhängig voneinander betrachtet, um die Sensitivität auf diesen Parameter einschätzen zu können. Die einzelnen Abbildungen inklusive zusätzlicher Erläuterungen zur konkreten Bestimmung der Werte befinden sich in Anhang D.3.2.

<sup>11</sup> Auch wenn die Ausleseelektronik des Vorwärtsdetektors prinzipiell temperatursensitiver ist, haben sich in den untersuchten Datensätzen keine für diese Schlussfolgerung wesentlichen Unterschiede zwischen Vorwärtsdetektor und Crystal-Barrel-Detektor ergeben.

Der erste Teil dieser Variationsstudien betrifft die Auswirkung der Datenselektion auf die Kalibrierung (siehe D.3.2.1). Konkret untersucht wurden

- die Vorauswahl von Ereignissen mit zwei und drei PEDs,
- der Ladungsschnitt auf genau zwei ungeladene Teilchen,
- die Beschränkung auf den Lowrange-Bereich der ADCs,
- die Beschränkung auf 1-PED-Cluster,
- die Auswahl eines zusätzlichen Koplanaritätsschnitts, sowie
- der Schnitt auf die aus den Vierervektoren der Endzustandsteilchen berechneten Strahlenergie.

Selektionskriterium	Auswirkung / MeV			
	Global	FP	Barrel	Ring 4
Highrange-Ereignisse	$0,62 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,02$	$0,64 \pm 0,01$	$1,28 \pm 0,03$
Mehr-PED-Cluster	$-0,04 \pm 0,01$	$-0,08 \pm 0,01$	$-0,05 \pm 0,01$	$-0,25 \pm 0,01$
kein Ladungsschnitt	$-1,15 \pm 0,01$	$-0,68 \pm 0,05$	$-1,16 \pm 0,01$	$-2,34 \pm 0,02$
Koplanaritätsschnitt	$0,01 \pm 0,01$	$-0,03 \pm 0,03$	$0,01 \pm 0,01$	$0,16 \pm 0,04$
nur 2-PED-Ereignisse	$-0,16 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$	$-0,19 \pm 0,01$	$-0,50 \pm 0,02$
nur 3-PED-Ereignisse	$0,15 \pm 0,01$	$-0,06 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,01$	$0,59 \pm 0,03$
alle PED-Zahlen	$0,15 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$	$0,17 \pm 0,01$	$0,32 \pm 0,02$
<b>Schnitt auf die berechnete Strahlenergie</b>				
0 MeV	$0,19 \pm 0,01$	$0,58 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,01$	$0,70 \pm 0,02$
100 MeV	$0,12 \pm 0,01$	$0,46 \pm 0,03$	$0,13 \pm 0,01$	$0,18 \pm 0,02$
200 MeV	$0,08 \pm 0,01$	$0,39 \pm 0,03$	$0,08 \pm 0,01$	$-0,23 \pm 0,02$
400 MeV	$0,13 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,03$	$0,10 \pm 0,01$	$-0,42 \pm 0,05$
500 MeV	$0,39 \pm 0,02$	$0,01 \pm 0,06$	$0,53 \pm 0,05$	$-0,70 \pm 0,42$

Tab. 5.2.: Auswirkung von Selektionskriterien auf die Kalibrierung.

Die Ergebnisse der Auswirkung von Selektionskriterien auf die Kalibrierung sind in Tabelle 5.2 zusammengefasst. Hierbei sind zusätzlich zu einer globalen Beeinflussung der  $\pi^0$ -Massenrekonstruktion auch die Auswirkungen auf Teilbereiche des Vorwärts- und Crystal-Barrel-Detektorsystems aufgelistet. Die globale Statistik ist durch die Anzahl der Kristalle vom Crystal-Barrel-Detektor dominiert, aber insbesondere der Vorwärtsdetektor und Ring 4 als Randbereich des Crystal-Barrel-Detektors weisen teilweise unterschiedliche Verhalten auf.

Es fällt auf, dass ein Verzicht auf einen Ladungsschnitt den größten Einfluss auf die rekonstruierte invariante Masse hat. Hier kann physikalisch argumentiert werden, dass zu Elektron-Positron-Paaren konvertierte Photonen Energie in durchquerter Materie wie den Ladungsdetektoren deponieren und daher systematisch falsch rekonstruiert werden, weshalb ein Ladungsschnitt auf jeden Fall durchgeführt werden sollte.

Ebenfalls deutlich ist der Einfluss einer Beschränkung auf den Lowrange-Bereich der ADCs. Dies führt nahezu unabhängig vom Detektorbereich zu einer systematischen Verschiebung der rekonstruierten  $\pi^0$ -Masse von ca. 0,6 MeV.<sup>12</sup>

<sup>12</sup>Hier lassen sich weder das Lichtpulsersystem noch energieabhängige Einflüsse wie unterschiedliche Untergrundverläufe ausschließen, so dass weitergehende Untersuchungen notwendig sind.

Eine Beschränkung auf 1-PED-Cluster oder die Verwendung eines zusätzlichen Koplanaritätsschnitts zeigt hingegen keinen signifikanten Einfluss auf die Kalibrierung. Bei der Untersuchung unterschiedlicher Schnittgrenzen der rekonstruierten Strahlenergie zeigt sich, dass unterschiedliche Bereiche des Detektorsystems unterschiedlich beeinflusst werden. Insbesondere Ring 4 zeigt bei höheren Schnitten von 400 MeV bzw. 500 MeV ein zum Vorwärtsdetektor und Crystal-Barrel-Kalorimeter unterschiedliches Verhalten.

Der nächste Teil der Variationsstudien betrifft die Auswirkung von Veränderungen in der Fitroutine (siehe D.3.2.2). Untersucht wurde hier

- die Verwendung einer Gauß- statt einer Novosibirsk-Funktion für den  $\pi^0$ -Peak,
- die Variation der Ordnung des Chebyshevpolynoms (3. bis 6. Ordnung),
- unterschiedliche Bereiche für die Untergrund- und Peakbeschreibung, und
- unterschiedliche Startparameter für die Anpassungsfunktionen.

Fitparameter	Auswirkung / MeV			
	Global	FP	Barrel	Ring 4
Gaußkurve	$0,29 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,01$	$0,30 \pm 0,01$	$0,41 \pm 0,02$
Chebyshev 3. Ordnung	$0,02 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$	$0,19 \pm 0,01$
Chebyshev 4. Ordnung	$0,01 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$	$-0,01 \pm 0,01$
Chebyshev 6. Ordnung	$-0,03 \pm 0,01$	$-0,01 \pm 0,01$	$-0,03 \pm 0,01$	$-0,07 \pm 0,01$
Fitbereich 1	$0,02 \pm 0,01$	$0,07 \pm 0,01$	$0,02 \pm 0,01$	$0,08 \pm 0,01$
Fitbereich 2	$0,01 \pm 0,01$	$0,10 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,01$
Fitbereich 3	$0,04 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,01$
Fitbereich 4	$-0,01 \pm 0,01$	$0,04 \pm 0,01$	$-0,02 \pm 0,01$	$-0,01 \pm 0,01$
Fitbereich 5	$-0,04 \pm 0,01$	$0,01 \pm 0,01$	$-0,04 \pm 0,01$	$-0,10 \pm 0,01$

Tab. 5.3.: Auswirkung unterschiedlicher Anpassungsfunktionen und -bereiche auf die Kalibrierung. Standardmäßig wird der Untergrund im Bereich  $(2 - 12) \cdot 10^3 \text{ MeV}^2$  und  $(24 - 80) \cdot 10^3 \text{ MeV}^2$  sowie der Peak im Bereich  $(15,5 - 22) \cdot 10^3 \text{ MeV}^2$  angefitet. Die Fitbereiche variieren die vier Grenzen für den Untergrundfit im Bereich  $(2 - 5) \cdot 10^3 \text{ MeV}^2$ ,  $(8 - 12) \cdot 10^3 \text{ MeV}^2$ ,  $(23 - 30) \cdot 10^3 \text{ MeV}^2$  und  $(40 - 80) \cdot 10^3 \text{ MeV}^2$ .

Die Ergebnisse der Auswirkungen unterschiedlicher Anpassungsfunktionen auf die Kalibrierung sind in Tabelle 5.3 zusammengefasst. Auffallend ist, dass die Kalibrierung recht stabil gegenüber Variationen von Untergrundbeschreibung und Fitbereich ist, nur die Wahl der Funktion zur Beschreibung des  $\pi^0$ -Signals (Gaußfunktion oder Novosibirskfunktion) führt zu einer nennenswerten systematischen Verschiebung. Verschiedene in einer sinnvollen Größenordnung abweichende Startparameter haben zu identischen Ergebnissen geführt, so dass die Anpassung in dieser Hinsicht als stabil betrachtet werden kann.

Als abschließender Punkt wurde für die Untersuchung der systematischen Abweichungen der Kalibrierung der Einfluss unterschiedlicher Strahlenergien, unterschiedlicher Targets sowie des transversalen Magnetfeldes betrachtet. Im Gegensatz zu den vorherigen beiden Abschnitten müssen hier unterschiedliche Datensätze miteinander verglichen werden, so dass eine Abweichung nicht direkt auf den untersuchten Parameter zurückgeführt sondern auch durch sich mit der Zeit ändernde Kalibrierungsfaktoren verursacht werden kann.

Strahlzeitparameter	Auswirkung / %			
	Global	FP	Barrel	Ring 4
Target	$0,42 \pm 0,02$	$-0,06 \pm 0,23$	$0,43 \pm 0,02$	$0,69 \pm 0,19$
Strahlenergie	$0,10 \pm 0,02$	$0,65 \pm 0,09$	$0,08 \pm 0,02$	$0,37 \pm 0,26$
Magnetfeld	$0,21 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,19$	$0,23 \pm 0,02$	$0,37 \pm 0,22$

Tab. 5.4.: Auswirkung unterschiedlicher Strahlzeitparameter auf die Kalibrierung: Target bezeichnet den Unterschied zwischen Butanol- und Kohlenstoffschaumtarget, Strahlenergie den Unterschied zwischen einer Primärstrahlenergie von 2,4 GeV und 3,2 GeV und Magnetfeld die Auswirkung wenn das transversale Magnetfeld eingeschaltet wird.

Die Ergebnisse der Auswirkungen unterschiedlicher Strahlzeitparameter (siehe Anhang D.3.2.3) sind in Tabelle 5.4 zusammengefasst. Der Einfluss des Targets beträgt im Mittel  $\approx 0,4\%$ . Der Unterschied einer Primärstrahlenergie von  $E_\gamma = 2,4$  GeV zu  $E_\gamma = 3,2$  GeV beträgt im Mittel ca.  $0,1\%$  und das Magnetfeld der Haltespule des transversal polarisierten Targets inklusive daher angepasster Schwellen im Vorwärtsdetektor macht ca.  $0,2\%$  aus.

Der Einfluss der Datenselektion, der Bestimmung der  $\pi^0$ -Masse sowie der Strahlzeitbedingungen auf die Kalibrierung können nun abschließend verglichen und zusammengefasst werden. Wenn angenommen wird, dass die untersuchten Einflüsse auf die Kalibrierung voneinander unabhängig sind, können die durch die Datenselektion verursachten Abweichung quadratisch aufaddiert werden:

$$\Delta M(\pi^0)_{\text{Selektion}} =$$

$$\sqrt{\Delta M(\pi^0)_{\text{Range}}^2 + \Delta M(\pi^0)_{\text{Cluster}}^2 + \Delta M(\pi^0)_{\text{Koplan.}}^2 + \Delta M(\pi^0)_{\text{\#PED}}^2 + \Delta M(\pi^0)_{E_\gamma}^2}.$$

Die Auswirkung des Ladungsschnitts wird hier, wie weiter vorne bereits begründet, nicht berücksichtigt und bei dem Einfluss des Schnitts auf die berechnete Strahlenergie fließt die größere der beiden Abweichungen mit  $E_\gamma = 200$  MeV oder  $E_\gamma = 400$  MeV als die beiden möglichen realistischen Alternativen zu  $E_\gamma = 300$  MeV in die Berechnung von  $\Delta M(\pi^0)_{\text{Selektion}}$  ein.

Die Berechnung des Einflusses verschiedener Fitfunktionen und -bereiche  $\Delta M(\pi^0)_{\text{Fit}}$  geschieht analog über

$$\Delta M(\pi^0)_{\text{Fit}} = \sqrt{\Delta M(\pi^0)_{\text{Peak}}^2 + \Delta M(\pi^0)_{\text{Untergrund}}^2 + \Delta M(\pi^0)_{\text{Fitbereich}}^2}.$$

Auch hier wurde für  $\Delta M(\pi^0)_{\text{Untergrund}}$  die größere der beiden Abweichungen einer Untergrundbeschreibung durch Chebychevpolynome der 4. bzw. 6. Ordnung gewählt, während für  $\Delta M(\pi^0)_{\text{Fitbereich}}$  jeweils die größte Abweichung aller fünf gleichberechtigten Alternativen berücksichtigt wurde.

Die Strahlzeitparameter werden mittels

$$\Delta M(\pi^0)_{\text{Strahlzeit}} = \sqrt{\Delta M(\pi^0)_{\text{Target}}^2 + \Delta M(\pi^0)_{\text{Strahlenergie}}^2 + \Delta M(\pi^0)_{\text{Magnetfeld}}^2}$$

zusammengefasst.

Ungenauigkeit	Auswirkung / %			
	Global	FP	Barrel	Ring 4
Selektion	$0,48 \pm 0,02$	$0,39 \pm 0,04$	$0,50 \pm 0,02$	$1,11 \pm 0,06$
Fit	$0,21 \pm 0,02$	$0,16 \pm 0,02$	$0,22 \pm 0,02$	$0,32 \pm 0,02$
Strahlzeit	$0,48 \pm 0,03$	$0,67 \pm 0,31$	$0,49 \pm 0,03$	$0,87 \pm 0,39$
Gesamt	$0,71 \pm 0,04$	$0,79 \pm 0,31$	$0,73 \pm 0,04$	$1,45 \pm 0,40$

Tab. 5.5.: Zusammenfassung der Auswirkung unterschiedlicher Parameter auf die Kalibrierung.

Insgesamt kann die systematische Unsicherheit der Kalibrierung zu

$$\Delta M(\pi^0)_{\text{Gesamt}} = \sqrt{\Delta M(\pi^0)_{\text{Selektion}}^2 + \Delta M(\pi^0)_{\text{Fit}}^2 + \Delta M(\pi^0)_{\text{Strahlzeit}}^2}$$

abgeschätzt werden.

Die in Tabelle 5.5 zusammengefassten, verschiedenen systematischen Abweichungen bei den unterschiedlichen Kalibrierungsmethoden bzw. -parametern führen zu einer systematischen globalen Unsicherheit in der Kalibrierung von ca. 0,7%. Das entspricht ca. 1 MeV für neutrale Pionen und ca. 4 MeV für  $\eta$ -Mesonen. Für einzelne Teilbereiche des Experimentaufbaus wie Ring 4 des Crystal-Barrel-Detektors ist die ermittelte systematische Unsicherheit der Kalibrierung bis zu doppelt so groß. Bemerkenswert ist die Tatsache, dass die systematische Unsicherheit von der Daten-selektion und den gewählten Strahlzeitparametern dominiert wird, eine Variation der Fitfunktion hat dagegen nur einen geringen Einfluss, was für die Stabilität der gewählten Funktion spricht.

Die Unterschiede ergeben sich durch ein verändertes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und hierbei insbesondere durch eine variierende Form des Untergrundes, wodurch die Beschreibung des  $\pi^0$ -Signals beeinflusst wird. In allen untersuchten Varianten bleibt die Beschreibung der Daten durch die Funktion ( $\chi^2/\text{NDF}$ ) ähnlich gut, wodurch keine absolute Aussage über die Gültigkeit einer bestimmten Methode im Vergleich zu einer anderen Methode getroffen werden kann. Daher wird die ermittelte Abweichung als systematische Unsicherheit in der Kalibrierung des CBELSA/TAPS-Experiments betrachtet.

#### 5.2.4. Ergebnisse

Eine tabellarische Übersicht sowie Einzelspektren der verschiedenen Strahlzeiten als Ergebnis der Kalibrierung befinden sich in Anhang D.1.

Die zeitliche Variation der Kalibrierungsfaktoren, wie sie bereits in Abbildung 5.9 für eine Strahlzeit analysiert wurde, kann auch über einen längeren Zeitraum beobachtet werden. In Abbildung 5.11 ist die Abweichung des mittleren Kalibrierungsfaktors normiert auf das Ergebnis der ersten mit dem aktuellen Aufbau durchgeführten Kalibrierung gegen die fortlaufende Datenrun-Nummer und somit die Zeit dargestellt. Es ist ein langanhaltender Trend zu erkennen, welcher über einen Zeitraum von 6 Jahren zu einer Erhöhung der Kalibrierungsfaktoren von ca. 4% geführt hat. Dies könnte z.B. auf eine schlechtere Lichtausbeute der Kristalle oder Alterungsprozesse in der Ausleselektronik zurückgeführt werden.

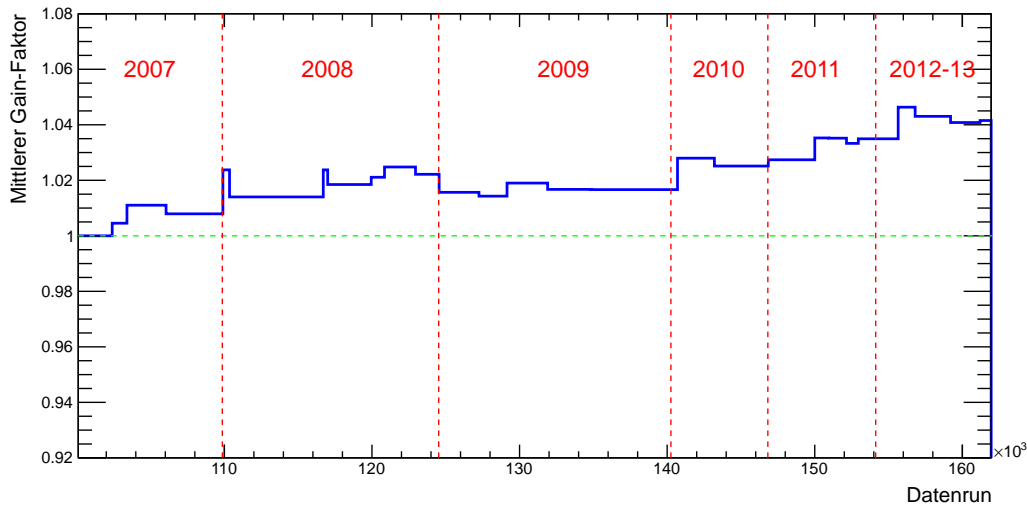


Abb. 5.11.: Zeitlicher Verlauf der Kalibrierungsfaktoren (normiert auf März 2007).

Eine weitere systematische Beeinflussung der Kalibrierung könnte über eine nicht vollständig bekannte Position des Schwerpunkts der Reaktionen – entweder durch ein verschobenes Target oder einen nicht zentralen Photonenstrahl durch das Target – verursacht werden. Da immer auf den nominellen Targetursprung rekonstruiert wird, würde hierdurch der Öffnungswinkel zweier Photonen in verschiedenen Regionen des Detektorsystems systematisch unterschiedlich rekonstruiert und die invariante Masse entsprechend verschoben werden. Dies könnte z.B. Auswirkungen auf den Vergleich zweier Strahlzeiten haben.

Als Ergebnis der Kalibrierung lässt sich festhalten, dass statistische Unsicherheiten gegenüber den systematischen Abweichungen zu vernachlässigen und hier noch tiefergehende Untersuchungen notwendig sind.

Erste Schritte in diese Richtung wurden, wie in der Beschreibung der Datenselektion (Anhang D.2) erwähnt, in einer Bachelorarbeit [Sch14] mit der Untersuchung der Kinematik rekonstruierter Pionen im CBELSA/TAPS-Experiment begonnen und werden unter anderem zur Vorbereitung von Wirkungsquerschnittbestimmungen fortgeführt [Kal18].



## 6. Datenselektion

Das  $\eta$ -Meson besitzt mehrere Zerfallskanäle [Oli<sup>+</sup>14], von denen die Zerfälle  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  mit 39,3%,  $\eta \rightarrow \pi^0\pi^0\pi^0$  mit 32,6% und  $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$  mit 22,7% die dominanten sind. Die beiden neutralen Zerfallskanäle, welche mit dem CBELSA/TAPS-Experiment gut rekonstruiert werden können, führen zu zwei bzw. sechs Photonen im Endzustand<sup>1</sup>. Da die vollständige Reaktion überbestimmt ist, muss das Proton nicht nachgewiesen werden, sodass die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$  prinzipiell zu 2, 3, 6 oder 7 rekonstruierten Teilchen führen kann.

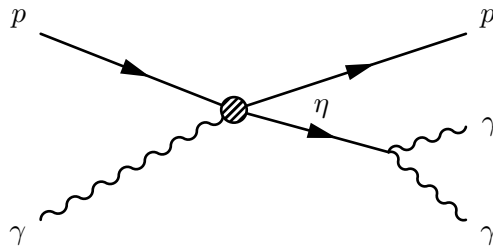


Abb. 6.1.: Skizze der untersuchten Reaktion  $\vec{\gamma} p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$ , bei der das  $\eta$ -Meson mit  $\tau \approx 5 \cdot 10^{-19}$  s in zwei Photonen zerfällt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Zerfallskanal  $\eta \rightarrow \gamma\gamma$  untersucht. Die zu rekonstruierende Reaktion ist in Abbildung 6.1 dargestellt. Hierfür werden aus den nach der Rekonstruktion vorliegenden Ereignissen die relevanten Ereignisse, welche der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$  entsprechen, selektiert. Dazu werden zunächst in einer Vorselektion (Abschnitt 6.1) Ereignisse verworfen, bei welchen nicht genau zwei ungeladene und maximal ein geladenes Teilchen rekonstruiert wurden, oder bei welchen die Reaktionszeit nicht in einem definierten Bereich liegt. Danach werden die Ereignisse kinematischen Schnitten unterzogen (Abschnitt 6.2), welche auf Energie-Impulserhaltung beruhen (Koplanarität und berechnete Protonmasse) sowie nur die Ereignisse ausgewählt, bei denen die invariante Masse der beiden Photonen der  $\eta$ -Masse entspricht.

Da nur Ereignisse an polarisierten Protonen von Interesse sind, ist es wichtig, die Untergrundbeiträge durch Reaktionen an unpolarisierten Protonen des Kohlen- und Sauerstoffs innerhalb der Butanoltargets zu kennen und diese von den gewünschten Ereignissen zu trennen. Diese Separierung der freien, polarisierbaren Protonen aus dem Datensatz ist ein mit der Bestimmung der Selektionskriterien iterativer Prozess und wird in Abschnitt 7.2 beschrieben. Die in der Analyse (Kapitel 7) zu bestimmende Größe ist dabei die Anzahl der gemessenen Ereignisse in einem bestimmten Energie- und Winkelbereich  $N(E_\gamma, \theta)$ , welche von Reaktionen an freien Protonen stammen. Das bedeutet insbesondere, dass es irrelevant ist, ob ein bestimmtes Ereignis ein gültiges oder ein Untergrundereignis ist, solange die Gesamtzahl der Ereignisse und für ein Ensemble von Ereignissen das Verhältnis der beiden Größen zueinander in jedem untersuchten Energie- und Winkelbereich bekannt sind.

<sup>1</sup> Das  $\pi^0$  zerfällt mit einer Wahrscheinlichkeit von 98,8% in zwei Photonen. [Oli<sup>+</sup>14]

## 6.1. Vorselektion

Die Vorselektion selektiert Ereignisse aufgrund von Anzahl, Ladung und Zeit der im Ereignis rekonstruierten Teilchen, ohne diese kinematisch miteinander in Beziehung zu setzen. Die Ereignisse werden in Ereignisklassen eingeteilt (Abschnitt 6.1.1) sowie ein Schnitt auf die Anzahl an als geladen bzw. ungeladen markierten Teilchen durchgeführt (Abschnitt 6.1.2). Anschließend wird überprüft, ob alle Teilchen inklusive des Strahlphotons zeitlich miteinander korreliert sind. In diesem Schritt wird auch der zeitlich unkorrelierte Untergrundanteil bestimmt und der Datensatz entsprechend bereinigt (Abschnitt 6.1.3).

### 6.1.1. Ereignisklassen

Wie in Abschnitt 3.3.1 beschrieben wurde, wird die Datennahme ausgelöst, wenn mindestens zwei Teilchen in den Detektoren registriert wurden, wobei mindestens eines dieser Teilchen entweder in einem ladungssensitiven Detektor registriert werden muss oder unter kleinem Vorwärtswinkel ( $\theta < 28^\circ$ ) emittiert wurde.

Um den Vierervektor eines in Photonen zerfallenden Mesons zu rekonstruieren, ist es unerlässlich, die Vierervektoren aller beteiligten Photonen zu bestimmen. Die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$  ist überbestimmt, wenn alle ein- und auslaufenden Vierervektoren bekannt sind. Insbesondere kann das auslaufende Proton aus der Kenntnis der anderen beteiligten Größen berechnet werden. Für eine vollständige Rekonstruktion der Reaktion ist es somit ausreichend, bei bekannten einlaufenden Reaktionspartnern die bei dem Mesonzerfall entstehenden Photonen zu messen. Andererseits gibt es Untergrundereignisse, welche zu zwei Photonen ununterscheidbare Signaturen in den Detektoren hinterlassen können, weshalb die Verwertung weiterer Informationen im Allgemeinen zu geringeren Untergrundbeiträgen führt.

Aus diesem Grund werden Ereignisse in die im Folgenden vorgestellten Ereignisklassen unterteilt, je nachdem, ob alle Teilchen des Endzustands in Kalorimetern nachgewiesen wurden, oder ob das Proton nicht oder nur in ladungssensitiven Detektoren detektiert wurde. Bei dieser Unterteilung werden nur Teilchen mit Zeiten zwischen  $-20 \text{ ns} < t < 50 \text{ ns}$  bezogen auf den Triggerzeitpunkt betrachtet, wodurch sich die Anzahl der rekonstruierten Teilchen in einem Ereignis um außerhalb dieses Fensters liegende Untergrundereignisse reduzieren kann.

#### 3-PED-Ereignisse

Wenn sowohl das Proton als auch die beiden Photonen aus dem Mesonzerfall eine rekonstruierbare Energiemenge in den Kalorimetern deponieren, und diese Energiedepositionen auch räumlich ausreichend voneinander getrennt sind, können drei verschiedene Energiedepositionen rekonstruiert werden, und es wird von einem 3-PED-Ereignis gesprochen. Ein Ereignis kann auch als 3-PED-Ereignis klassifiziert werden, wenn in Wirklichkeit mehr als drei Teilchen im Endzustand vorlagen und entweder eines dieser Teilchen nicht detektiert wurde, oder zwei Teilchen räumlich und zeitlich so nah beieinander lagen, dass diese als ein Teilchen rekonstruiert wurden. Letzteres kann z.B. in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow p\pi^0\gamma \rightarrow p\gamma\gamma\gamma$  vorkommen.

#### 2,5-PED-Ereignisse

Ein Ereignis wird als ein sogenanntes 2,5-PED-Ereignis klassifiziert, wenn zwei Treffer in den Kalorimetern detektiert wurden, es aber zusätzlich ein räumlich nicht ei-

nem dieser Treffer zuzuordnendes Signal in einem der ladungssensitiven Detektoren gab. 2,5-PED-Ereignisse können auftreten, wenn das Proton – nachdem es ein Signal in einem ladungssensitiven Detektor hinterlassen hat – entweder durch ein Akzeptanzloch wie z.B. zwischen dem Crystal-Barrel-Detektor und dem Vorwärtsdetektor entweicht, oder aber seine kinetische Energie so gering war, dass es danach im Kalorimeter kein Signal über der Nachweisschwelle erzeugt.

Um diese Ereignisklasse dennoch in der Auswertung zu berücksichtigen, existiert in der Analysesoftware eine Klasse *CBTStuckProton*, in welcher alle Ereignisse mit zwei PEDs auf einen zeitlich korrelierten und räumlich koplanaren Treffer in einem der ladungssensitiven Detektoren überprüft werden. Falls ein solcher Treffer gefunden wird, wird diese Route mit dem Proton identifiziert.

## 2-PED-Ereignisse

Wenn nur zwei Treffer in den Kalorimetern registriert wurden ohne dass es ein weiteres Signal in einem ladungssensitiven Detektor gab, handelt es sich um ein 2-PED-Ereignis. 2-PED-Ereignisse einer gewünschten Reaktion  $p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$  entstehen z.B., wenn eines der drei Teilchen in eine Richtung mit geringer Detektorakzeptanz emittiert und nicht nachgewiesen wird, oder das Proton nach der Reaktion eine so geringe Energie besitzt, dass es keinen sensitiven Detektor erreicht, da es beispielsweise bereits im Targetmaterial stecken bleibt.

Auch Untergrundereignisse wie andere hadronische Reaktionen oder die  $e^+e^-$ -Paarbildung können zu zwei Teilchen im Endzustand führen. Ein Ladungsschnitt reduziert den Untergrund, allerdings gibt es weitere Möglichkeiten, welche zu einer 2-PED-Signatur führen. Beispiele sind ein nicht detektiertes Photon und gleichzeitig ein nicht als geladen markiertes Proton oder ein Neutron, oder z.B. die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\omega \rightarrow (p\gamma)\gamma\gamma$  mit zwei nicht nachgewiesenen Teilchen. Dadurch, dass keine Informationen über das Proton nach der Reaktion vorliegen, kann die Koplanarität der Reaktion nicht überprüft werden, sodass das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis hier nicht verbessert werden kann.

## Auswahl der Ereignisklassen

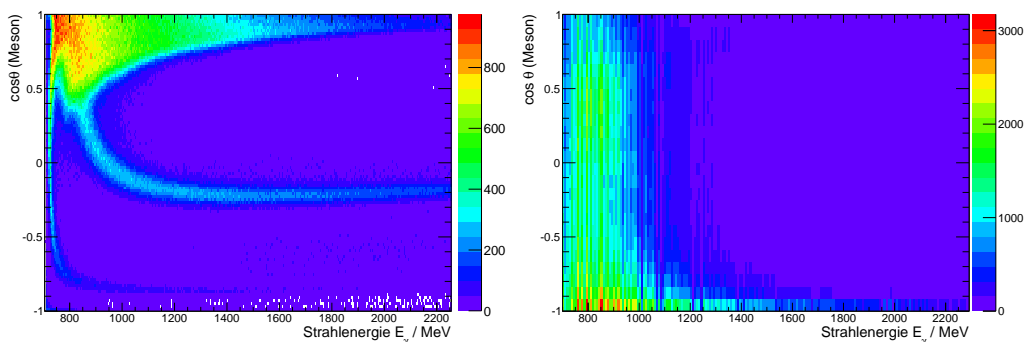


Abb. 6.2.: Verteilung von 2-PED-Ereignissen in einer Simulation (links) und einem Butanol-Datensatz (rechts). Der Winkel des Mesons ist im Schwerpunktsystem (CMS) angegeben.

Abbildung 6.2 zeigt die Verteilung von gültigen 2-PED-Ereignissen aus der Simulation  $\gamma p \rightarrow p\eta$ , und im direkten Vergleich die Verteilung aus den Butanol-Datensätzen 'September 2009' und 'November 2009'. Insbesondere bei niedrigeren Photonenergien und in Rückwärtsrichtung des Mesons dominiert der Untergrund und es ist kein

Signal über dem Untergrund zu erkennen. Vergleiche mit Simulationdaten anderer hadronischer Reaktionen haben keine eindeutige Quelle dieser Untergrundereignisse ergeben. Da der Untergrundanteil so groß ist, kann diese Ereignisklasse nicht sinnvoll in der Analyse verwendet werden kann, weshalb sie nicht weiter berücksichtigt wird und alle im Folgenden gezeigten Daten sich auf 2,5-PED- und 3-PED-Ereignisse beschränken.

	global	0,75 < $\cos \theta$ (Meson) < 1,0 im CMS und $E_\gamma$ / MeV:			
		700 – 2400	700 – 800	800 – 1100	1100 – 1200
3-PED	87,3 %	69,5 %	1,6 %	11,8 %	70,0 %
2,5-PED	11,6 %	17,6 %	68,7 %	6,7 %	0,4 %
2-PED	1,1 %	12,9 %	29,7 %	81,5 %	29,6 %

Tab. 6.1.: Simulation der Verteilung der Ereignisklassen für verschiedene Energie- und Winkelbereiche.

Da die verschiedenen Ereignisklassen teilweise unterschiedliche Energie- und Winkelbereiche abdecken, können durch den Verzicht auf 2-PED-Ereignisse Akzeptanzlöcher entstehen. In Tabelle 6.1 ist aufgeführt, dass 2-PED-Ereignisse global zwar nur 1,1% der rekonstruierten Ereignisse ausmachen, aber insbesondere in Vorwärtsrichtung der Mesonen einen größeren Anteil haben. Dies führt in den für diese Analyse gewählten Energie- und Winkelaufteilungen im vordersten Winkelbereich zu einer Lücke im Bereich zwischen einer Strahlenergie von  $900 \text{ MeV} < E_\gamma < 1200 \text{ MeV}$ , während bei benachbarten Energiebereichen lediglich die zur Verfügung stehende Statistik reduziert wird.

Aber auch die Statistik für 2,5-PED- bzw. 3-PED-Ereignisse unterscheidet sich in den gezeigten Energie- und Winkelbereichen. In einzelnen Bereichen enthält die eine oder andere Ereignisklasse kaum auswertbare Ereignisse, sondern lediglich Untergrund. Daher kann der statistische Fehler auf das Endergebnis minimiert werden, indem sinnvoll für jeden Energie- und Winkelbereich das beste Verhältnis von Signal-

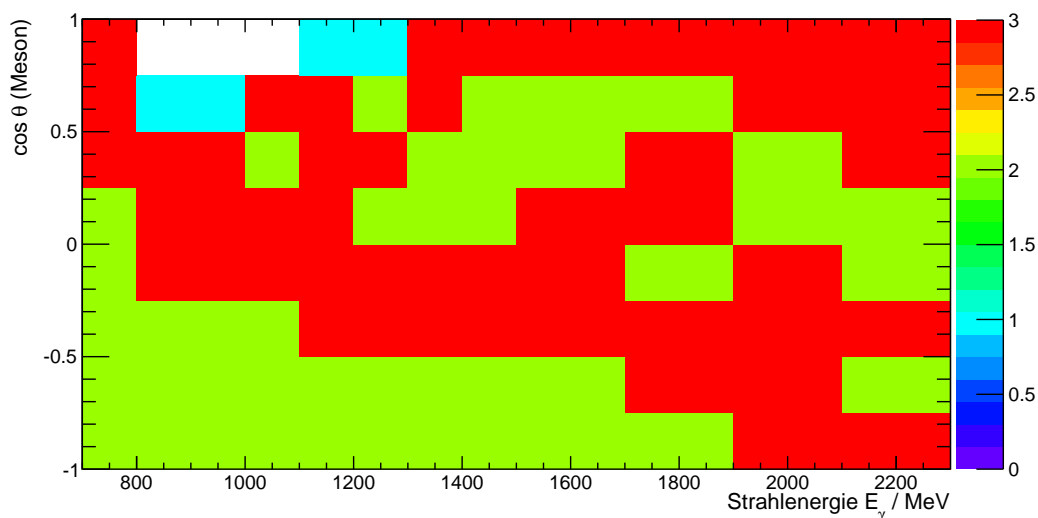


Abb. 6.3.: Maske für die energie- und winkelabhängige Ereignisklassenauswahl.

- 1: Nur 2,5-PED-Ereignisse.
- 2: Nur 3-PED-Ereignisse.
- 3: 2,5-PED- und 3-PED-Ereignisse

zu Untergründereignissen gewählt wird. Aus diesem Grund wurde die in Kapitel 7 beschriebene Analyse sowohl für 2,5-PED- und 3-PED-Ereignisse getrennt, als auch für die Summe aus 2,5-PED- und 3-PED-Ereignissen durchgeführt und für jeden einzelnen Energie- und Winkelbereich die quadratische Summe der in Abschnitt 7.4 beschriebenen statistischen und systematischen Fehler betrachtet. Abbildung 6.3 zeigt, welche Kombination aus Ereignisklassen den jeweils minimalen Fehler liefert und für die Analyse verwendet wird. Es ist zu erkennen, dass nur in Vorwärtsrichtung und bei niedrigeren Energien ausschließlich 2,5-PED-Ereignisse verwendet werden sollten, während es ansonsten Bereiche gibt, in welchen ausschließlich 3-PED-Ereignisse oder die Summe aus 2,5-PED- und 3-PED-Ereignissen das beste Ergebnis liefert. Nach der Auswahl, welche Ereignisklassen in einem Energie- und Winkelbereich berücksichtigt werden, werden in der weiteren Selektion und Analyse 2,5-PED- und 3-PED-Ereignisse gleichwertig behandelt.

### 6.1.2. Ladungsschnitt

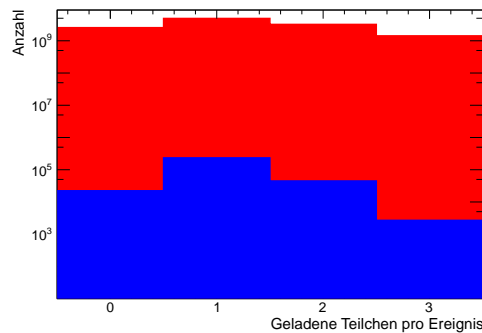


Abb. 6.4.: Anzahl der als geladen markierten Teilchen pro Ereignis für 3-PED-Ereignisse vor (rot) und nach (blau) Berücksichtigung aller kinematischen Selektionskriterien sowie nach Zeituntergrundabzug.

Der erste Schritt der Vorselektion ist ein Schnitt auf die Ladung der beteiligten Teilchen. In Abbildung 6.4 ist die Anzahl der pro Ereignis als geladen markierten Teilchen reiner 3-PED-Ereignisse vor und nach allen kinematischen Schnitten (Koplanarität, berechnete Protonmasse, invariante zwei-Photonmasse) sowie nach Zeituntergrundabzug (siehe Abschnitt 6.1.3) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass die weiteren Selektionskriterien zu einer leichten Anreicherung der Ereignisse mit genau einem geladenen Teilchen führen, die generelle Verteilung aber erhalten bleibt.

Zwar ist es prinzipiell auch möglich, auf die Ladungsinformation der Detektoren zu verzichten, und aus den verschiedenen möglichen Kombinationen eines 3-PED-Ereignisses diejenige zu wählen, welche am wahrscheinlichsten dem gesuchten Ereignis entspricht, allerdings führt diese Methode zu einem zusätzlichen kombinatorischen Untergrund. In Abbildung 6.5 wird auf der linken Seite die invariante Masse aus zwei Photonen ohne und mit Ladungsschnitt nach weiteren Schnitten auf die berechnete Protonmasse und die Koplanarität zwischen Proton und Meson miteinander verglichen. Auf der rechten Seite ist der Vergleich zwischen der Verteilung der Koplanarität nach Schnitten auf die Mesonmasse sowie die berechnete Protonmasse dargestellt. Die Verteilungen ohne Ladungsschnitt (rot) enthält deutlich mehr Untergrund, welche im Koplanaritätsspektrum zusätzliche Peakstrukturen durch Verwechslung des Protons mit einem Photon aufweist. Der Untergrund wird

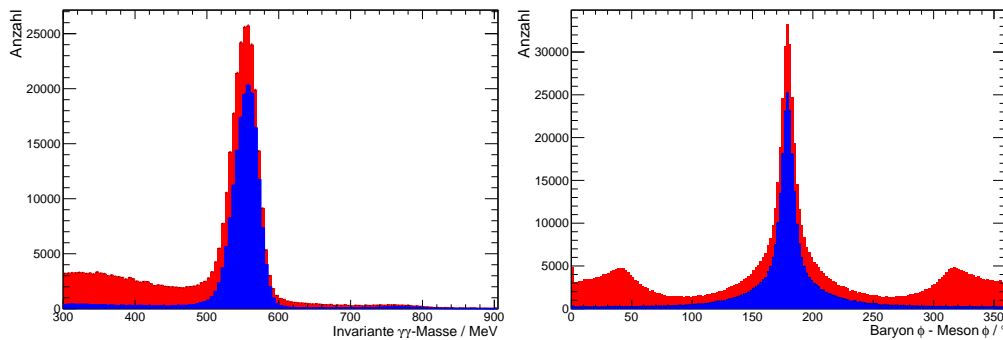


Abb. 6.5.: Vergleich der invarianten Masse aus zwei Photonen (links) und der Koplanarität zwischen Meson und Baryon (rechts) im Butanoldatensatz 'November 2009' ohne (rot) und mit (blau) Schnitt auf genau zwei ungeladene und ein geladenes Teilchen (Ladungsschnitt). In beiden Fällen wurde der Zeituntergrund abgezogen und Ereignisse nach der berechneten Protonmasse selektiert. In der Darstellung der invarianten Zwei-Photon-Masse wurde ein Schnitt auf die Koplanarität angewendet und umgekehrt.

durch einen Ladungsschnitt (blau) deutlich reduziert und verhält sich zusätzlich offensichtlich gutmütiger.

Tabelle 6.2 zeigt, dass ohne einen Ladungsschnitt 36 % mehr Ereignisse alle Schnitte überstehen, ohne dabei eine Aussage über die physikalische Relevanz dieser zusätzlichen Ereignisse zu liefern. In der Selektion ohne Ladungsschnitt befinden sich, nachdem alle anderen Kriterien angewendet wurden, ca. 11 % als Protonen identifizierte Teilchen ohne Ladungsmarkierung sowie ca. 10 % als Photonen definierte Teilchen mit einer Ladungsmarkierung.

	Anzahl geladener Teilchen pro Ereignis			
	0	1	2	3
<b>ohne Ladungsschnitt</b>				
ohne Schnitte	$2,562 \cdot 10^9$	$4,947 \cdot 10^9$	$3,232 \cdot 10^9$	$1,425 \cdot 10^9$
nach Schnitten	22 306	233 674	44 895	2 696
<b>mit Ladungsschnitt</b>				
ohne Schnitte	-	$1,405 \cdot 10^9$	-	-
nach Schnitten <sup>2</sup>	-	223 327	-	-

Tab. 6.2.: Auswirkung des Ladungsschnitts auf die Anzahl der 3-PED-Ereignisse.

Wie in Abschnitt 4.1.5.3 beschrieben, ist es durch Fehlidentifikationen möglich, durch einen Ladungsschnitt gültige Ereignisse zu verwerfen. Ein Verzicht auf einen Ladungsschnitt könnte zu einer verbesserten Statistik führen. Allerdings sind hierfür weitere ausführliche Untersuchungen erforderlich. Bei Fehlidentifikationswahrscheinlichkeiten von in der Regel weniger als 10 % bei gleichzeitig geringerem Untergrund (sowohl durch Kombinatorik als auch durch andere, geladene Zerfallskanäle) rechtfertigt der geringere Fehler bei der Bestimmung des Untergrunds einen Ladungsschnitt als erste Stufe der Vorselektion.

<sup>2</sup> Da hier das Proton als geladen markiertes Teilchen verlangt wird, ist diese Zahl kleiner, als wenn irgendeines der drei Teilchen geladen markiert ist.

### 6.1.3. Zeitschnitt

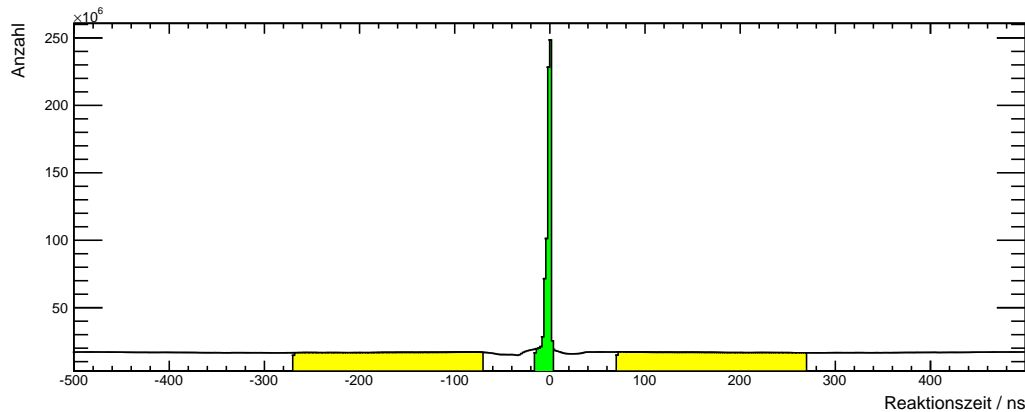


Abb. 6.6.: Spektrum der Reaktionszeit mit selektiertem Bereich (grün) sowie gewählten Seitenbändern für den Zeituntergrundabzug (gelb).

Wie in Abschnitt 4.1.4 beschrieben, ist die Ereigniszeit  $t_{\text{Ereignis}}$  als Differenz zwischen der mittleren Zeit der rekonstruierten Teilchen und der Zeit des Strahlphotons definiert. Die Verteilung dieser Zeiten ist in Abbildung 6.6 dargestellt. Auf einem nahezu konstanten Untergrund ist ein Promptpeak aus mit dem Ereignis korrelierten Strahlphotonen um die Zeit  $t = 0$  ns zu erkennen, welche dem Triggerzeitpunkt entspricht.

Die Schnittgrenzen wurden zu  $t = -16$  ns bis  $t = 4$  ns für den Promptpeak sowie  $t = \pm 70$  ns bis  $t = \pm 270$  ns für den Untergrund gewählt. Die asymmetrische Schnittgrenze um den Promptpeak sorgt dafür, dass auch Flugzeitunterschiede der unterschiedlich schnellen Protonen berücksichtigt werden und wurde so gewählt, dass auch langsame Protonen nahe der Rekonstruktionsschwelle von  $E = 25$  MeV für den MiniTAPS-Detektor laut [Har08] noch innerhalb der Zeitfensters liegen.

Die Auswirkung des Zeitschnitts ist in Abbildung 6.7 dargestellt. Der Schnitt selektiert zunächst die koinzidenten Treffer im Tagger und reduziert somit die Multiplizität der Strahlphotonen von im Mittel 13,5 Treffern auf 1,2 Treffer. Diese Reduktion der Multiplizität hat keine direkte Auswirkung auf die Verteilung der rekonstruierten Mesonmasse (Abbildung 6.7 unten links), da hier die Strahlenergie nicht in die Berechnung einfließt, sondern bei mehreren Strahlphotonen jedes Ereignis lediglich mehrmals eingetragen wird. Es ist zu erkennen, wie der Verlauf nach dem Zeitschnitt um ca. eine Größenordnung nach unten verschoben ist.

Für die Berechnung der fehlenden Protonmasse hingegen wird die Energie des Strahlphotons verwendet. Hier ist in Abbildung 6.7 unten rechts wie erwartet eine deutliche Veränderung der Struktur nach dem Schnitt auf die Reaktionszeit zu sehen. Nicht zu der Reaktion gehörende Strahlenergien und somit falsch berechnete fehlende Massen werden aussortiert und eine Überhöhung an der Position der Protonmasse  $m_p = 938$  MeV ist zu erkennen.

#### Zeituntergrundabzug

Wie eingangs dieses Kapitels erwähnt, ist für die Analyse die Anzahl der Ereignisse pro Energie- und Winkelbereich sowie Polarisations-einstellung relevant. Das bedeutet, dass die Ereigniszahl um die Anzahl an Untergrundeignissen korrigiert werden muss, damit die Gesamtzahl an ausgewählten Ereignissen die richtige ist.

Zeitlich unkorrelierter Untergrund befindet sich in gleichem Maße unterhalb des

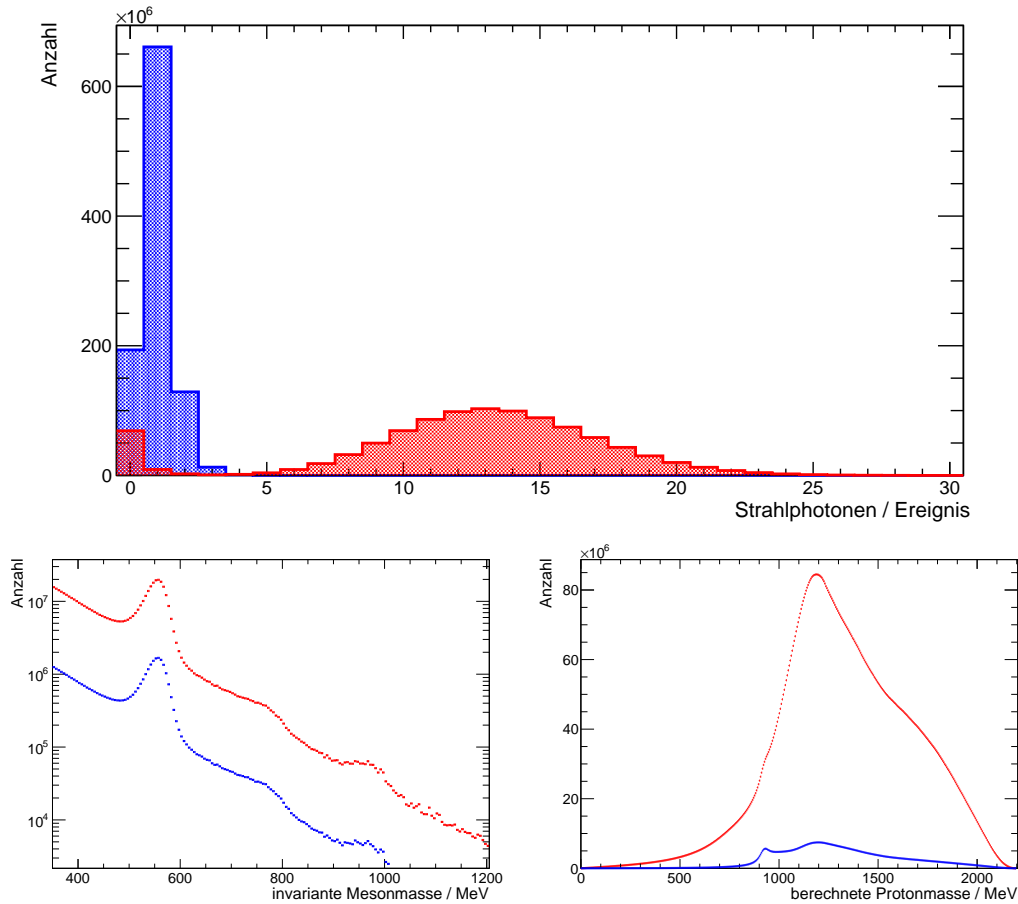


Abb. 6.7.: Auswirkungen des Schnitts auf die Reaktionszeit auf die Multiplizität (oben), die invariante Massenverteilung (links) und die berechnete Protonmasse (rechts). In Rot ist die ungeschnittene, in Blau die Verteilung nach einem Schnitt auf den Promptpeak dargestellt.

Signalpeaks und außerhalb des selektierten Zeitfensters (siehe Abbildung 6.6). Daher kann ein Seitenbandabzug durchgeführt werden, um die Zahl der Ereignisse im Promptpeak um die Untergrundeinträge zu korrigieren. Hierzu wird die Anzahl der Ereignisse in den beiden gelb gekennzeichneten, jeweils  $t = 200$  ns breiten Seitenbandbereichen gezählt und auf den insgesamt  $t = 20$  ns breiten Promptpeakbereich skaliert. Die Anzahl der gültigen Ereignisse beträgt daher

$$N = N_{\text{Prompt}} - \frac{1}{20} N_{\text{Zeituntergrund}}.$$

Da es sich bei Untergrund- und Reaktionsereignissen um unkorrelierte Größen handelt, kann der Fehler auf die Anzahl der Ereignisse eines selektierten Bereichs über Gaußsche Fehlerfortpflanzung berechnet werden:

$$\Delta N = \sqrt{(\Delta N_{\text{Prompt}})^2 + \left(\frac{1}{20} \Delta N_{\text{Zeituntergrund}}\right)^2}.$$

Die programmtechnische Umsetzung des Seitenbandabzugs erfolgt, indem die vollständige Selektion zusätzlich auch auf den Seitenbändern durchgeführt wird und die selektierten Ereignisse mit einem entsprechenden negativen Gewicht (hier -0,05) aufaddiert werden. Alle im Folgenden gezeigten Daten sind bereits um den zeitlich unkorrelierten Untergrund bereinigt.



## 6.2. Kinematische Schnitte

Nach der Vorselektion auf die Anzahl der Teilchen im Endzustand und Ladungs- und Zeitschnitte werden die interessanten Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$  an den freien, polarisierten Protonen durch weitere kinematische Schnitte selektiert. Zum einen muss die invariante Masse der beiden Photonen einem  $\eta$ -Meson entsprechen, zum anderen muss die gesamte Reaktion die Energie-Impuls-Erhaltung erfüllen. Da im Eingangszustand kein Transversalimpuls vorhanden war, muss die Summe der Transversalimpulse im Endzustand ebenfalls verschwinden (die Reaktion muss in einer Ebene – koplanar – erfolgen) und die aus den bekannten Anfangsbedingungen und dem Vierervektor des Mesons berechnete 'fehlende' Masse muss der Ruhemasse des Protons entsprechen.

### Methode

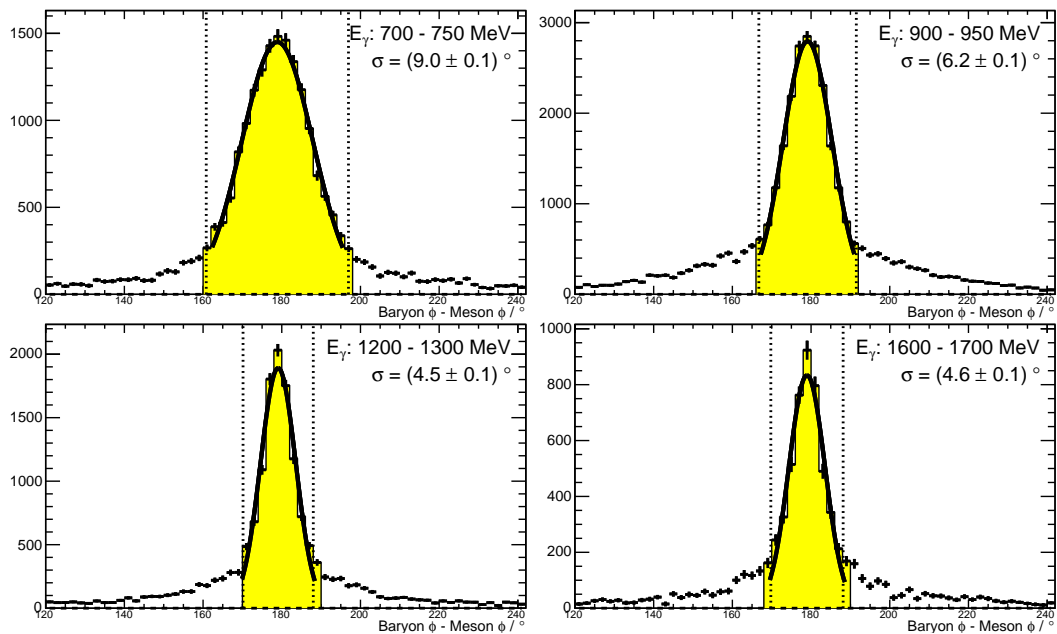


Abb. 6.8.: Bestimmung der energieabhängigen Schnittgrenzen am Beispiel der Koplanarität: Aufgetragen ist die Koplanarität zwischen Meson und Baryon nach Kohlenstoffabzug für verschiedene Energiebereiche mit einer jeweils an die Verteilung angepassten Gaußfunktion. Der selektierte Bereich ist gelb hinterlegt.

Sowohl die verschiedenen kinematischen Schnitte als auch der Kohlenstoffabzug beeinflussen sich gegenseitig, weshalb es sich bei der Wahl der kinematischen Schnitte um einen iterativen Prozess handelt. In Abschnitt 7.2 wird beschrieben, wie der Anteil an Ereignissen am Kohlenstoff innerhalb eines Datensatzes bestimmt und die Daten um diesen Anteil korrigiert werden können. Die in diesem Abschnitt gezeigten Spektren sind bereits um den Kohlenstoffanteil korrigiert, so dass die Bilder der Verteilung von freien Protonen innerhalb des Butanol-Datensatzes entsprechen.

Aufgrund der Energieabhängigkeit der Detektorauflösung empfiehlt es sich, auch die Schnittgrenzen energieabhängig zu wählen. Aus diesem Grund wird die zu betrachtende kinematische Variable in verschiedene Energieintervalle aufgeteilt, eine geeignete Funktion an diese Verteilungen angepasst und die entsprechenden Parameter aus der Funktion extrahiert. Danach wird die Energieabhängigkeit dieser Parameter

funktional beschrieben und dieser funktionale Zusammenhang für die weitere Selektion verwendet.

Abbildung 6.8 zeigt diese Methode am Beispiel der Koplanarität. Es ist deutlich zu erkennen, wie die Breite der Verteilung mit steigender Energie abnimmt. Dies liegt vor allem daran, dass Nahe der  $\eta$ -Produktionsschwelle die Protonen mit geringen Energien durch Vielfachstreuung innerhalb des Targetmaterials eine größere Ablenkung erfahren und nicht unter einem Winkel von  $\Delta\phi = 180^\circ$  detektiert werden. Aber auch die bessere Winkelauflösung für höhere Photonenergien (siehe Abschnitt 4.1.1.4) führt zu einer schmaleren Koplanaritätsverteilung bei höheren Strahlenergien.

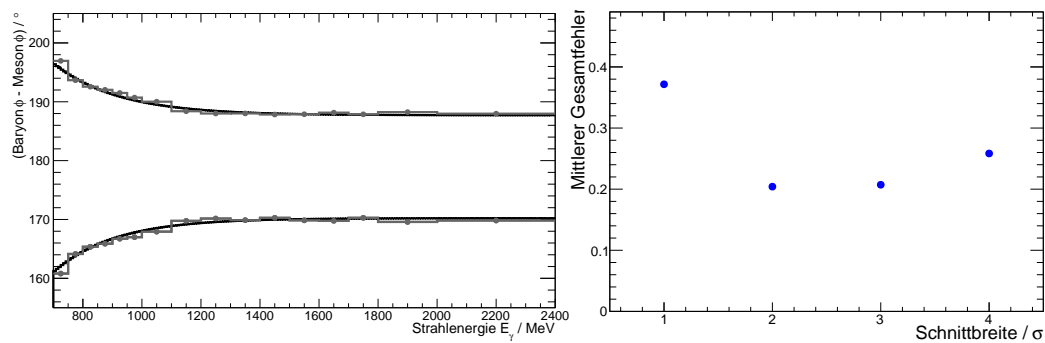


Abb. 6.9.: Links: Anpassungsfunktion für Schnittgrenzen. Aus den in Grau gezeichneten Ergebnissen der Einzelfits ist der in Schwarz gezeichnete funktionale Zusammenhang bestimmt worden.

Rechts: Vergleich verschiedener Schnittbreiten.

Dass die Verteilung in diesem Fall nicht wie naiv erwartet ein Maximum von  $\phi = 180^\circ$  sondern eher  $\phi = 179^\circ$  aufweist, kann durch das longitudinale Magnetfeld des Butanoltargets erklärt werden. An die Daten für die selektierten Energiebereiche wurde jeweils eine Gaußfunktion angepasst und das Maximum  $m$  sowie die Breite  $\sigma$  der Verteilung extrahiert. Anschließend wird  $m \pm 2\sigma$  gegen die Energie aufgetragen und der phänomenologisch ermittelte funktionale Zusammenhang  $(1 \pm \exp(a + b \cdot E_\gamma)) \cdot c$  zur Beschreibung der Energieabhängigkeit der Koplanarität verwendet (siehe Abbildung 6.9 links).

Abbildung 6.9 rechts motiviert, warum in dieser Analyse eine Schnittbreite von  $\pm 2\sigma$  für die kinematischen Variablen gewählt wurde. Die gesamte Analyse wurde mit vier verschiedenen Schnittbreiten durchgeführt und der mittlere Gesamtfehler der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  bestimmt. Dabei hat sich herausgestellt, dass die quadratische Summe aus systematischem und statistischem Fehler bei einer Schnittbreite der kinematischen Schnitte von  $\pm 2\sigma$  ein Minimum aufweist.

In einem ersten Schritt wurden die Schnittgrenzen für die kinematischen Schnitte aus den untergrundbehafteten Spektren mit bloßem Auge abgeschätzt, diese Schnitte durchgeführt und danach die Schnittgrenzen verbessert. Danach wurde mit diesen groben Schnitten, welche der Verteilung des Butanols – also auch der Reaktionen am Kohlenstoff – entsprechen, eine erste Abschätzung für den Kohlenstoffabzug bestimmt. Für die nächste Iteration der Schnittgrenzen wurde der Kohlenstoffabzug durchgeführt um möglichst nur freie Protonen zu selektieren und die hierdurch entstehenden, deutlich schmaleren Schnittgrenzen für eine erneute Bestimmung des Kohlenstoffabzugs verwendet. Dieses Verfahren wurde solange wiederholt, bis sich im Rahmen der Fehler keine Veränderungen von Schnittgrenzen oder Kohlenstoffabzug mehr ergeben haben.

## Ergebnisse

Die Ergebnisse der kinematischen Schnitte sind grafisch in den Abbildungen 6.10 bis 6.12 dargestellt. Die Projektionen der einzelnen Verteilungen für jedes Energieintervall sowie die jeweils extrahierten Fitparameter befinden sich in Anhang E.

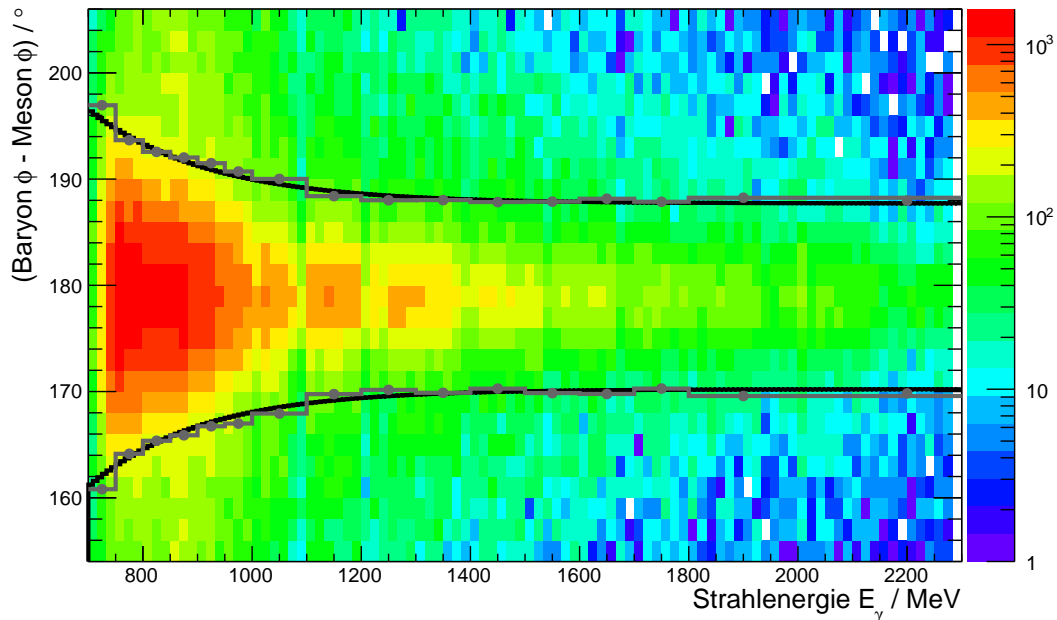


Abb. 6.10.: Energieabhängige Schnittgrenzen der Koplanarität zwischen Meson und Baryon. Die aus den Einzelfits (siehe Anhang E) stammenden Grenzen sind in Grau dargestellt, der Fit an diese Werte mit der endgültigen Schnittgrenze in Schwarz.

In Abbildung 6.10 ist die Verteilung der **Koplanarität**  $\phi$  zwischen Meson und Baryon in Abhängigkeit von der Strahlenergie  $E_\gamma$  in einer auf der  $z$ -Achse logarithmischen Skala dargestellt. Zusätzlich sind die durch die eindimensionalen Anpassungen bestimmten Schnittgrenzen in Grau und der funktional bestimmte Zusammenhang als schwarze Linie eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass die Koplanarität nahe der  $\eta$ -Produktionsschwelle von  $E_\gamma = 708$  MeV mit  $\Delta\phi \approx \pm 16^\circ$  nicht sehr scharf definiert ist, die Breite der Verteilung zu höheren Photonenergien aber stark abnimmt und ab  $E_\gamma = 1400$  MeV bei  $\Delta\phi \approx \pm 5^\circ$  nahezu konstant zu bleiben scheint.

Der angepasste funktionale Verlauf hat die Form

$$(1 \pm \exp(a + b \cdot E_\gamma)) \cdot c$$

und führt zu einer Schnittbreite von  $162^\circ < \phi < 196^\circ$  an der Produktionsschwelle sowie  $174^\circ < \phi < 184^\circ$  bei der Maximalenergie von  $E_\gamma = 2288$  MeV.

Die in Abbildung 6.11 gezeigte Abhängigkeit der Verteilung der **invarianten zwei-Photon-Masse**  $m_\eta$  von der Strahlenergie ist deutlich schwächer ausgeprägt. Hier hat es sich als ausreichend herausgestellt, einen linearen Zusammenhang zwischen Schnittgrenze und Strahlenergie anzunehmen. Die Verbreiterung des  $\eta$ -Massenpeaks zu höheren Strahlenergien hin ist dabei auf die absolut gesehen schlechter werdende Energieauflösung der Kalorimeter zurückzuführen.

Die an die Daten angepasste Gerade führt zu Schnittgrenzen von  $529,6$  MeV  $< m_\eta < 583,1$  MeV an der Produktionsschwelle bis  $517,1$  MeV  $< m_\eta < 591,6$  MeV bei der maximalen Strahlenergie. Die mittlere rekonstruierte  $\eta$ -Masse liegt dabei

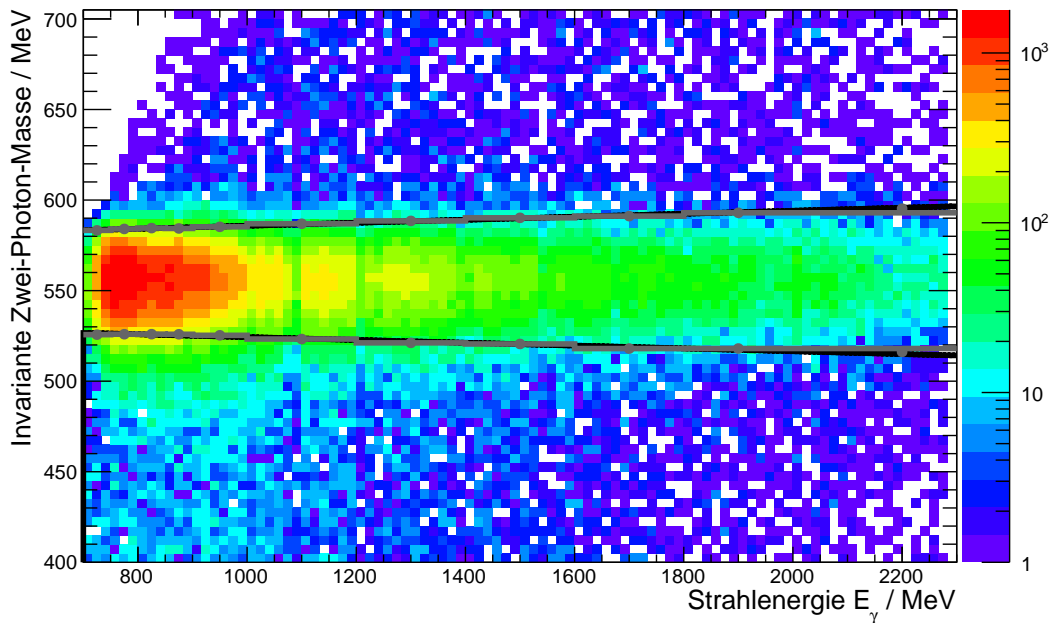


Abb. 6.11.: Energieabhängige Schnittgrenzen der aus zwei Photonen bestimmten invarianten Mesonmasse. Die aus den Einzelfits (siehe Anhang E) stammenden Grenzen sind in Grau dargestellt, der Fit an diese Werte mit der endgültigen Schnittgrenze in Schwarz.

mit  $554,4 \text{ MeV} - 556,4 \text{ MeV}$  ca.  $1,2\% - 1,6\%$  über dem Literaturwert von  $m(\eta) = 547,86 \text{ MeV}$ , was sich durch die in Kapitel 5 beschriebenen Unsicherheiten in der Energiekorrekturfunktion sowie der Kalibrierung erklären lässt. Da aber nur Ereignisse selektiert werden sollen, hat diese Abweichung keine Auswirkung auf die weitere Analyse.

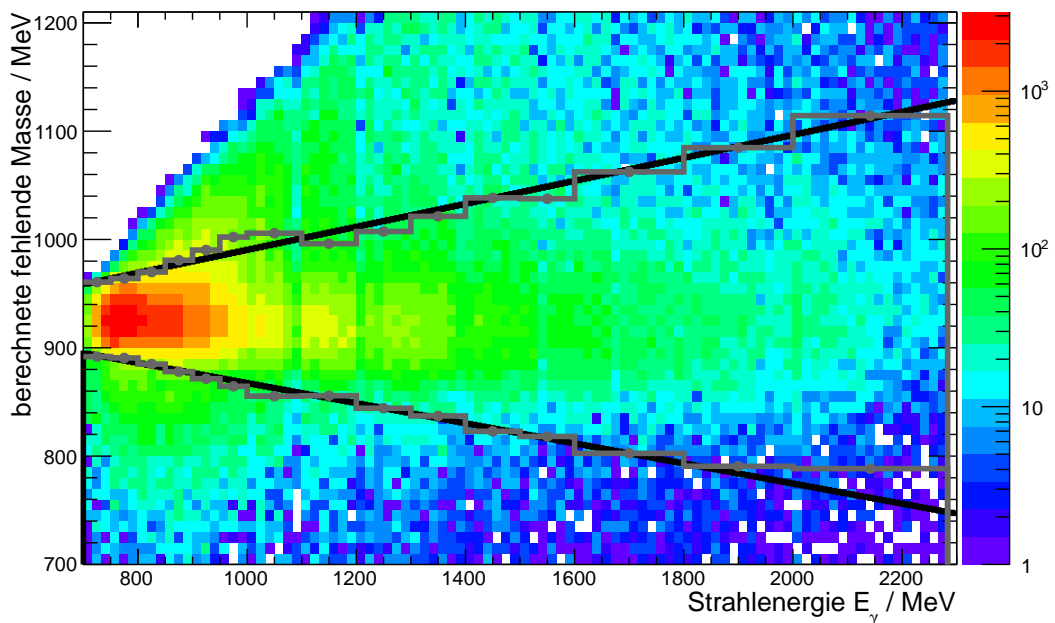


Abb. 6.12.: Energieabhängige Schnittgrenzen der berechneten Protonmasse. Die aus den Einzelfits (siehe Anhang E) stammenden Grenzen sind in Grau dargestellt, der Fit an diese Werte mit der endgültigen Schnittgrenze in Schwarz.

Auch für die Beschreibung der in Abbildung 6.12 dargestellten Abhängigkeit der **berechneten Protonmasse**  $m_p$  von der Strahlenergie bietet sich ein linearer Zusammenhang an. Allerdings ist die Abhängigkeit von der Energie deutlich stärker ausgeprägt, da bei hohen Strahlenergien  $E_\gamma$  zwar die relative Energieauflösung der Kalorimeter besser, die absolute Energieauflösung aber schlechter wird. Dieser Effekt dominiert offensichtlich die mit höherer Energie bessere Energieauflösung des Taggers (siehe Abb. 4.11).

Die an die Daten angepassten Geraden führen zu Schrittgrenzen von  $892,4 \text{ MeV} < m_p < 960,8 \text{ MeV}$  an der Produktionsschwelle bis  $817,3 \text{ MeV} < m_p < 1037,4 \text{ MeV}$  bei der maximalen Strahlenergie. Auch hier weicht der rekonstruierte Mittelwert der Protonmasse mit  $m(p)_{\text{rek}} \approx 927 \text{ MeV}$  vom Literaturwert  $m(p)_{\text{lit}} = 938,27 \text{ MeV}$  um ca. 1,2% ab, wobei die Berechnung direkt durch rekonstruierte Energie und Impuls des  $\eta$ -Mesons beeinflusst wird.

Auf einer logarithmischen Skala sind in Abbildung 6.13 die Auswirkungen der einzelnen Schnitte auf die rekonstruierte Meson- (links) bzw. die berechnete Protonmasse (rechts) dargestellt. Es ist zu erkennen, dass der Koplanaritätsschnitt in der rekonstruierten Mesonmasse nur eine geringe Auswirkung auf das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis hat, hier werden hauptsächlich Reaktionen am Kohlenstoff aussortiert. Der zusätzliche Schnitt auf die berechnete Protonmasse hingegen verringert den Untergrund deutlich ohne einen großen Einfluss auf die Anzahl der  $\eta$ -Mesonen zu haben, verbessert also das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis signifikant.

In der berechneten Protonmasse sind die Auswirkungen nicht so anschaulich zu interpretieren. Sowohl der Schnitt auf die Koplanarität als auch der Schnitt auf die  $\eta$ -Masse wirken sich auf den Proton-Peak sowie auf den Untergrund aus. Da mehr Untergrund- als Peak-Ereignisse aussortiert werden, verbessert sich insgesamt das Signal-zu-Untergrundverhältnis.

Ein unter der finalen Selektion befindlicher, geringer Untergrundanteil kann anhand der Abbildung global auf ca. 1% abgeschätzt werden. Da dieser Untergrundanteil energie- und winkelabhängig sein kann, wird er in Abschnitt 7.3 genauer quantifiziert.

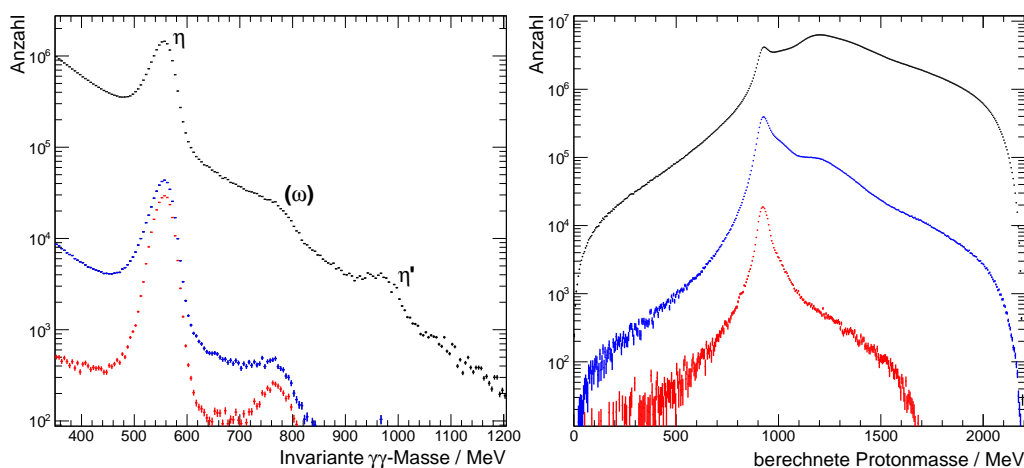


Abb. 6.13.: Auswirkungen der kinematischen Schnitte auf die invariante  $\gamma\gamma$ -Massenverteilung (links) bzw. die berechnete Protonmasse (rechts).

In Blau dargestellt ist die Verteilung nach einem Schnitt auf die Koplanarität, in Rot der zusätzliche Schnitt auf die berechnete Protonmasse, bzw. die Mesonmasse.

### 6.3. Datenbasis

Selektionskriterium	
PED-Anzahl	2,5 PEDs oder 3 PEDs
Ladung	genau zwei ungeladene und ein geladenes Teilchen
Reaktionszeit	zwischen -16 ns und +4 ns
Koplanarität	$(179 \pm 17)^\circ$ bei $E_\gamma = 708$ MeV $(179 \pm 5)^\circ$ bei $E_\gamma = 2288$ MeV
Mesonmasse	$(556,4 \pm 26,8)$ MeV bei $E_\gamma = 708$ MeV $(554,4 \pm 37,3)$ MeV bei $E_\gamma = 2288$ MeV
Protonmasse	$(926,6 \pm 34,2)$ MeV bei $E_\gamma = 708$ MeV $(927,4 \pm 110,1)$ MeV bei $E_\gamma = 2288$ MeV

Tab. 6.3.: Übersicht über die verwendeten Selektionskriterien. Für kinematische Schnitte mit funktionalem Verlauf sind die jeweiligen Extremwerte an der Produktionsschwelle sowie bei maximaler Photonenergie angegeben.

Tabelle 6.3 gibt einen Überblick über die in diesem Kapitel vorgestellten Selektionskriterien um Ereignisse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$  zuzuordnen. Die ausgewählten Ereignisse können im nächsten Kapitel der eigentlichen Analyse unterzogen werden. Für die Analyse wurden Daten aus zwei Strahlzeiten mit einem Butanoltarget ('September 2009' und 'November 2009') sowie eine Strahlzeit mit einem Kohlenstoffschaumtarget ('November 2011') verwendet, wobei die gewünschten Ereignisse in allen drei Strahlzeiten auf identische Art und Weise selektiert wurden. Die Kohlenstoffschaumdaten dienen dazu, den Kohlenstoffanteil innerhalb der Butanoldaten zu bestimmen. Ausgewertet wurden Daten aus ca. 835 Stunden Datennahme mit dem longitudinal polarisierten Butanoltarget sowie ca. 151 Stunden Datennahme mit dem Kohlenstoffschaumtarget. In Tabelle 6.4 sind die Auswirkungen der einzelnen Schnitte und somit das Ergebnis der Selektion zusammengefasst. Dies ist die Datenbasis, mit welcher im Folgenden der Kanal  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  analysiert wird.

In Abbildung 6.14 ist die Energie- und Winkelverteilung der selektierten  $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$ -Ereignisse für die Butanoldatensätze auf der linken Seite und für den Kohlenstoffschaumdatensatz auf der rechten Seite dargestellt. Bei einer um eine

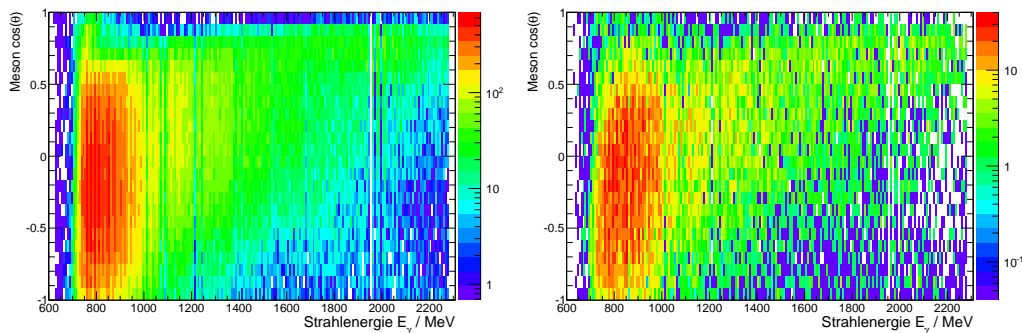


Abb. 6.14.: Verteilung der selektierten  $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$ -Ereignisse für Butanol (links) und Kohlenstoffschaum (rechts).

**Selektierte Ereignisse am Butanoltarget**

Schnitt	2,5 PEDs	3 PEDs	Gesamt
Vorselektion			
Ladung	$3,66 \cdot 10^8$	$14,05 \cdot 10^8$	$17,71 \cdot 10^8$
Ladung & Zeit	$0,25 \cdot 10^8$	$1,12 \cdot 10^8$	$1,37 \cdot 10^8$
Zeituntergrundabzug	$0,19 \cdot 10^8$	$0,88 \cdot 10^8$	$1,07 \cdot 10^8$
kinematische Schnitte			
nur Koplanarität ( $= \triangleleft$ )	$6\,305 \cdot 10^3$	$16\,277 \cdot 10^3$	$22\,582 \cdot 10^3$
nur Protonmasse ( $= m_p$ )	$2\,230 \cdot 10^3$	$7\,013 \cdot 10^3$	$9\,243 \cdot 10^3$
nur Mesonmasse ( $= m_\eta$ )	$226 \cdot 10^3$	$1\,445 \cdot 10^3$	$1\,671 \cdot 10^3$
$\triangleleft$ und $m_p$	1 440 560	4 669 560	6 110 120
$m_\eta$ und $m_p$	97 046	452 785	549 831
$\triangleleft$ und $m_\eta$	76 482	353 895	430 377
nach allen Schnitten	46 064	223 327	269 391

**Selektierte Ereignisse am Kohlenstoffschaumtarget**

Schnitt	2,5 PEDs	3 PEDs	Gesamt
Vorselektion			
Ladung	$8,13 \cdot 10^7$	$32,53 \cdot 10^7$	$40,66 \cdot 10^7$
Ladung & Zeit	$0,47 \cdot 10^7$	$2,08 \cdot 10^7$	$2,55 \cdot 10^7$
Zeituntergrundabzug	$0,33 \cdot 10^7$	$1,51 \cdot 10^7$	$1,84 \cdot 10^7$
kinematische Schnitte			
nur Koplanarität ( $= \triangleleft$ )	743 050	1 997 810	2 740 860
nur Protonmasse ( $= m_p$ )	212 300	654 320	866 620
nur Mesonmasse ( $= m_\eta$ )	39 113	247 023	286 136
$\triangleleft$ und $m_p$	91 099	254 050	345 149
$m_\eta$ und $m_p$	13 658	55 565	69 223
$\triangleleft$ und $m_\eta$	9 058	36 816	45 874
nach allen Schnitten	3 721	12 953	16 674

Tab. 6.4.: Anzahl der  $p\eta$ -Ereignisse nach jedem einzelnen Schnitt.

Größenordnung geringeren Statistik für Daten mit Kohlenstoffschaumtarget ist die grundsätzlich ähnliche Verteilung der Ereignisse zu erkennen. Diese – nach Zeituntergrundabzug – knapp 17 000 selektierten Kohlenstoffschaum- und ca. 270 000 Butanolereignisse bilden somit den Datensatz, aus welchem die Helizitätsabhängigkeit der Photoproduktion von  $\eta$ -Mesonen am Proton energie- und winkelabhängig bestimmt wird. Die einzelnen Analyseschritte werden im folgenden Kapitel beschrieben.





## 7. Analyse

Die Datenbasis aus Kapitel 6 kann nun benutzt werden, um die Analyse der Daten im Hinblick auf die Doppelpolarisationsobservable  $E$  im Kanal  $\gamma p \rightarrow p\eta$  durchzuführen. Diese Helizitätsasymmetrie  $E(\theta, E_\gamma)$  ist in der Literatur mit unterschiedlichen Vorzeichen definiert. [San<sup>+</sup>12] In der vorliegenden Analyse wird die Form

$$E(\theta, E_\gamma) = \frac{\sigma_{1/2}(\theta, E_\gamma) - \sigma_{3/2}(\theta, E_\gamma)}{\sigma_{1/2}(\theta, E_\gamma) + \sigma_{3/2}(\theta, E_\gamma)} \quad (7.1)$$

mit den Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{1/2}$  und  $\sigma_{3/2}$  für antiparallel bzw. parallel ausgerichtete Spins von Proton und Photon verwendet. Im Folgenden werden unterschiedliche Symbole für verschiedene Ereignisarten verwendet, die in Tabelle 7.1 aufgelistet sind.

Symbol	Definition
$N, N'$	Rekonstruierte flussnormierte, bzw. nicht flussnormierte Ereignisse
$N^{100\%}$	auf 100 % Polarisationsgrad normierte Ereignisse
$N_{\uparrow\downarrow}, N_{\downarrow\downarrow}, \dots$	Ereignisse für entsprechende Strahl- und Targetpolarisationseinstellungen
$N_{1/2}, N_{3/2}$	Ereignisse mit antiparallel bzw. parallel ausgerichteten Spins von Photon und Proton
$N_p, N_C, N_B$	Reaktionen an freien Protonen oder Protonen in Kohlenstoff bzw. Butanol

Tab. 7.1.: Übersicht über die verwendeten Symbole für unterschiedliche Arten von Ereignissen.

Formel 7.1 kann mit Hilfe des differentiellen Wirkungsquerschnitts

$$\frac{d\sigma(\theta, E_\gamma)}{d\Omega} = \frac{N_p^{100\%}(\theta, E_\gamma)}{A(\theta, E_\gamma)} \cdot \frac{1}{N_\gamma(E_\gamma) \cdot n_A \cdot \Delta\Omega} \cdot \frac{\Gamma_{\eta \rightarrow X}}{\Gamma_{\eta \rightarrow \gamma\gamma}}$$

umgeformt werden. Eingesetzt in Formel 7.1 heben sich die Akzeptanz  $A(\theta, E_\gamma)$ , das Verzweigungsverhältnis  $\frac{\Gamma_{\eta \rightarrow \gamma\gamma}}{\Gamma_{\eta \rightarrow X}} = (39,31 \pm 0,20) \%$ , die Targetflächendichte  $n_A$  sowie das Raumwinkelelement  $\Delta\Omega$  in Zähler und Nenner auf. Es müssen nur der Fluss  $N_\gamma(E_\gamma)$  sowie die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse  $N_p^{100\%}$  für eine normierte Ereignisanzahl  $N_p^{100\%}$  berücksichtigt werden:

$$N_p^{100\%}(\theta, E_\gamma) = \frac{N_p^{100\%}(\theta, E_\gamma)}{N_\gamma(E_\gamma)}.$$

Daraus folgt, dass

$$E(\theta, E_\gamma) = \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{\sigma_{1/2} + \sigma_{3/2}} = \frac{N_p^{100\%} - N_p^{100\%}}{N_p^{100\%} + N_p^{100\%}} \quad (7.2)$$

für Ereignisse mit vollständig polarisierten, freien Protonen und Photonen gilt.

## Polarisation

Für ein Ensemble an Ereignissen  $N_{p(\uparrow\downarrow)}$ ,  $N_{p(\downarrow\uparrow)}$ ,  $N_{p(\uparrow\uparrow)}$  und  $N_{p(\downarrow\downarrow)}$  mit unterschiedlichen Polarisationsgraden und -einstellungen  $P_{\gamma(\uparrow)}$ ,  $P_{\gamma(\downarrow)}$ ,  $P_{T(\uparrow)}$ ,  $P_{T(\downarrow)}$  müssen im Allgemeinen alle unterschiedlichen Polarisations-einstellungen berücksichtigt werden. Da die Polarisationsrichtung der Elektronen und somit die Polarisationsrichtung der Photonen mit jedem ELSA-Zyklus gewechselt wird, kann  $P_{\gamma(\uparrow)} = P_{\gamma(\downarrow)} = P_{\gamma}$  gesetzt werden. Zusätzlich werden für die beiden Helizitätseinstellungen jeweils zwei Polarisationskombinationen aufaddiert:

$$N_{p(1/2)} = N_{p(\uparrow\downarrow)} + N_{p(\downarrow\uparrow)},$$

$$N_{p(3/2)} = N_{p(\uparrow\uparrow)} + N_{p(\downarrow\downarrow)}.$$

Hierdurch ergibt sich, dass in beiden Helizitätseinstellungen die Targetpolarisationen  $P_{T(\uparrow)}$  und  $P_{T(\downarrow)}$  zu gleichen Anteilen vorhanden sind, und daher die Annahme  $P_{\gamma}P_{T(\uparrow)} = P_{\gamma}P_{T(\downarrow)} = P_{\gamma}P_T$  gemacht werden kann.

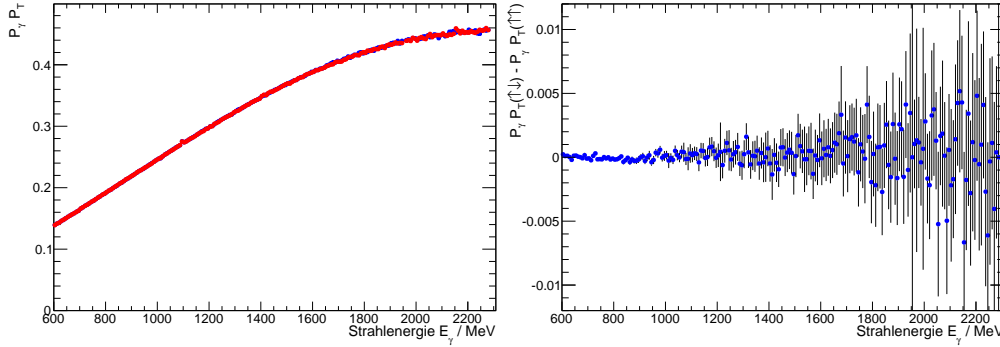


Abb. 7.1.: Links: Vergleich der Polarisationsgrade  $P_{\gamma}P_T$  gegen die Strahlenergie  $E_{\gamma}$  für  $S = 1/2$  (blau) und  $S = 3/2$  (rot).  
Rechts: Differenz  $P_{\gamma}P_T(1/2) - P_{\gamma}P_T(3/2)$ .

In Abbildung 7.1 ist auf der linken Seite das Produkt aus Target- und Strahlpolarisation für die beiden Spinkombinationen  $S = 1/2$  und  $S = 3/2$  aufgetragen. An der auf der rechten Seite dargestellten Differenz dieser beiden Größen ist zu erkennen, dass die Polarisationsgrade für die verschiedenen Spineinstellungen wie erwartet im Rahmen der Fehler identisch sind, und daher die Annahme  $P_{\gamma}P_T(1/2) = P_{\gamma}P_T(3/2) = P_{\gamma}P_T$  gerechtfertigt ist. Somit können die Zählraten wie folgt normiert werden:

$$N_{p(1/2)}^{100\%} + N_{p(3/2)}^{100\%} \hat{=} \frac{1}{P_{\gamma} \cdot P_T} (N_{p(1/2)} + N_{p(3/2)}).$$

Nun kann die Helizitätsasymmetrie (Formel 7.2) unter Berücksichtigung der Polarisationsgrade  $P_{\gamma}$  und  $P_T$  umgeschrieben werden:

$$E(\theta, E_{\gamma}) = \frac{1}{P_{\gamma} \cdot P_T} \frac{N_{p(1/2)} - N_{p(3/2)}}{N_{p(1/2)} + N_{p(3/2)}}, \quad (7.3)$$

wobei hier  $N_{p(1/2)}$  und  $N_{p(3/2)}$  die Ereigniszahlen an freien Protonen mit Polarisationsgrad  $P_{\gamma}$  bzw.  $P_T$  sind.

### Kohlenstoffabzug

Da das polarisierte Butanoltarget neben freien Protonen auch Kohlenstoff und Sauerstoff enthält, ist der Anteil der Reaktionen an ungebundenen Protonen zunächst unbekannt. Er kann aber bestimmt werden, indem Messungen mit einem Kohlenstoffschaumtarget durchgeführt werden und die Anzahl an Reaktionen an in Kohlenstoff- und Sauerstoffkernen gebundenen Protonen bestimmt und von der Anzahl an Reaktionen am Butanol abgezogen wird:

$$N_p(\theta, E_\gamma) = N_B(\theta, E_\gamma) - s \cdot N_C(\theta, E_\gamma).$$

Der Skalierungsfaktor  $s$  berücksichtigt die auch nach einer relativen Flussnormierung noch vorhandenen Unterschiede zwischen den verschiedenen Datensätzen, z.B. aufgrund einer unterschiedlichen Targetflächendichte  $n_A$  des Butanoltargets bzw. des Kohlenstoffschaumtarget.

Eingesetzt in Formel 7.3 für die Doppelpolarisationsobservable  $E$  ergibt sich

$$\begin{aligned} E(\theta, E_\gamma) &= \frac{1}{P_\gamma \cdot P_T} \frac{(N_{B(1/2)} - s \cdot N_C) - (N_{B(3/2)} - s \cdot N_C)}{(N_{B(1/2)} - s \cdot N_C) + (N_{B(3/2)} - s \cdot N_C)} \\ &= \frac{1}{P_\gamma \cdot P_T} \frac{N_{B(1/2)} - N_{B(3/2)}}{N_{B(1/2)} + N_{B(3/2)} - 2s \cdot N_C}. \end{aligned} \quad (7.4)$$

Benötigt werden für die Analyse daher neben der Anzahl an rekonstruierten und nach Spineinstellung separierten  $\gamma p \rightarrow p\eta$ -Ereignissen für jeden Energie- und Winkelbereich eine relative Flussnormierung der Butanol- und Kohlenstoffschaumdaten, sowie der Kohlenstoffskalierungsfaktor  $s$ , um die Anzahl der Reaktionen an freien Protonen für die einzelnen Energie- und Winkelbereiche zu bestimmen. Mit der zusätzlichen Kenntnis der Polarisationswerte  $P_T$  und  $P_\gamma$  kann aus dieser Anzahl anschließend die Helizitätsasymmetrie bestimmt werden.

Wenn die Anzahl der gemessenen  $\gamma p \rightarrow p\eta$ -Ereignisse für jeden Energie- und Winkelbereich sowohl im Butanol- als auch im Kohlenstoffschaumdatensatz bekannt ist, sind die folgenden Schritte zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  notwendig:

1. Relative Flussnormierung der verwendeten Datensätze
2. Bestimmung des Kohlenstoffskalierungsfaktors  $s$
3. Bestimmung eventueller Untergrundbeiträge
4. Berechnung des statistischen Fehlers
5. Untersuchung systematischer Einflüsse

## 7.1. Flussnormierung

Um Wirkungsquerschnitte hadronischer Reaktionen aus den genommenen Daten bestimmen zu können, muss der Photonenfluss durch das Target bekannt sein. Aber auch wenn, wie hier, unterschiedliche Datensätze miteinander verglichen werden sollen, ist es unerlässlich, diese vorher geeignet zu normieren, wobei in diesem Fall eine relative Normierung ausreichend ist.

In dieser Analyse werden sowohl Datensätze mit unterschiedlichen Targets (Butanol und Kohlenstoffschaum) als auch unterschiedliche Strahlzeitperioden ('September 2009' und 'November 2009') sowie innerhalb eines Datensatzes unterschiedliche Polarisierungseinstellungen betrachtet und miteinander verglichen, weshalb eine geeignete Normierungsmethode verwendet werden muss. Der Photonenfluss durch das Target ist hierfür eine geeignete Messgröße. Dieser ist aufgrund der Erzeugung durch Bremsstrahlungsprozesse energieabhängig. Die Methode zur Flussbestimmung ist ausführlich in [Har08] beschrieben.

Um den tatsächlichen Photonenfluss während der Datennahme aus den Daten bestimmen zu können, wird die Anzahl der das Target durchquerenden Photonen für jedes Ereignis bestimmt und auf die Zeit der Datennahme skaliert:

1. Da die Anzahl der Photonen im Target nicht direkt messbar ist, wird stattdessen zu jedem Ereignis die Anzahl der zusätzlich im Tagger registrierten Strahlphotonen  $N_\gamma^{\text{rek}}$  bestimmt.
2. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein im Tagger registriertes Photon das Target erreicht (Photonendefinitionswahrscheinlichkeit  $p_\gamma$ ) wird energieabhängig bestimmt.
3. Die so bestimmte Anzahl an Photonen im Target wird über einen Skalierungsfaktor  $c_{\Delta t \rightarrow t_{\text{lifc}}}$  auf die Lifetime<sup>1</sup>  $t_{\text{lifc}}$  skaliert.

Hieraus ergibt sich der energieabhängige Photonenfluss zu:

$$N_\gamma(\Delta E_\gamma, t_{\text{lifc}}) = N_\gamma^{\text{rek}}(\Delta E_\gamma, \Delta t) \cdot p_\gamma(\Delta E_\gamma) \cdot c_{\Delta t \rightarrow t_{\text{lifc}}}.$$

### Photonendefinitionswahrscheinlichkeit $p_\gamma$

Die Photonendefinitionswahrscheinlichkeit  $p_\gamma$  gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein im Tagger registriertes Photon das Target erreicht hat und nicht z.B. im Kollimator absorbiert wurde. Sie wird prinzipiell<sup>2</sup> über die Koinzidenz aus im Taggingssystem und GIM gesehene Treffern, normiert auf die Anzahl der im Tagger registrierten Treffer, bestimmt:

$$p_\gamma = \frac{N_{\text{Tagger und GIM}}}{N_{\text{Tagger}}}.$$

Die Photonendefinitionswahrscheinlichkeit ist nach der in [Har08] beschriebenen Methode für die verwendeten Datensätze bestimmt worden. In Abbildung 7.2 ist die Photonendefinitionswahrscheinlichkeit  $p_\gamma$  in Abhängigkeit der Strahlenergie  $E_\gamma$  dargestellt. Sie beträgt über weite Bereiche 50 % bis 65 % und lässt auch eine leichte

<sup>1</sup> Als Lifetime wird die Zeit bezeichnet, in der das Detektorsystem zur Datennahme bereit ist.

<sup>2</sup> In der Praxis sind einige Korrekturen notwendig. Diese beinhalten z.B. die Wechselwirkung von Photonen im Target, die GIM-Effizienz sowie zufällige Koinzidenzen zwischen Treffern im Tagger und im GIM.

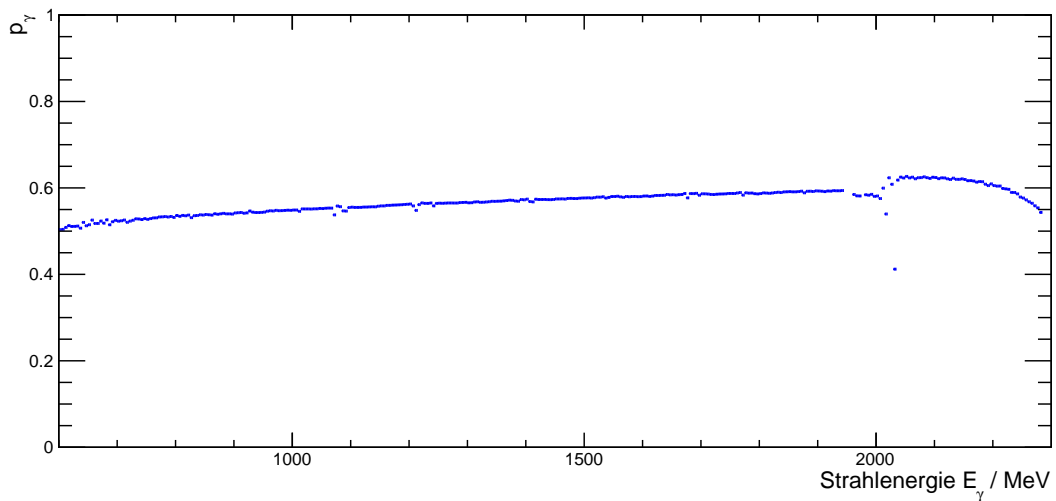


Abb. 7.2.:  $p_\gamma$  in Abhängigkeit von der Strahlenergie  $E_\gamma$ . Die Unregelmäßigkeiten um  $E_\gamma \approx 2000$  MeV sowie der Unterschied in  $p_\gamma$  ober- und unterhalb von  $E_\gamma \approx 2000$  MeV werden durch unterschiedliche Hardwarekomponenten und einen Übergang zwischen diesen verursacht.

Energieabhängigkeit erkennen, die über die in Abschnitt 3.1.1.2 erwähnte Energieabhängigkeit des Öffnungswinkels des Photonenstrahls nach dem Bremsstrahlungsprozess erklärt werden kann.

### Flussbestimmung

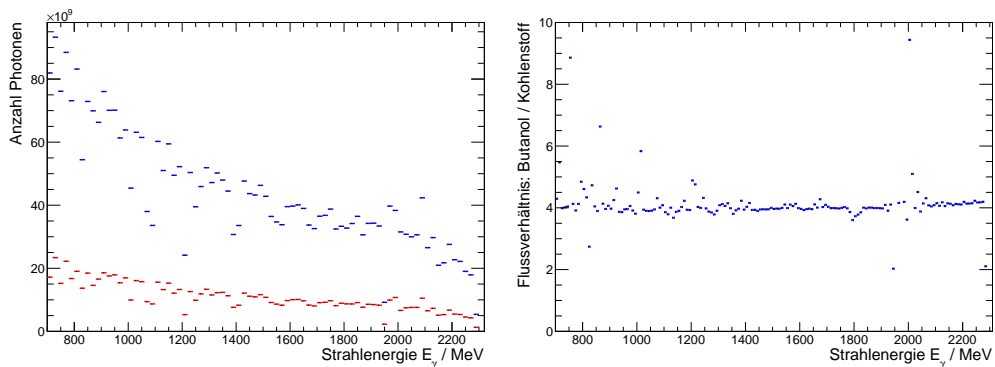


Abb. 7.3.: Integrierter Photonenfluss in Abhängigkeit von der Strahlenergie  $E_\gamma$  für Kohlenstoffschaum (rot) und Butanol (blau) sowie das Verhältnis der beiden Flüsse (rechts).

Der relative Photonenfluss für die verwendeten Datensätze ist mit Hilfe der beschriebenen Methode bestimmt worden. Abbildung 7.3 zeigt auf der linken Seite das energieabhängige Ergebnis der Photonenflussbestimmung für die mit einem Kohlenstoffschaumtarget sowie dem Butanoltarget genommenen Daten. Der generelle Verlauf eines Bremsstrahlspektrums ist zu erkennen. Dieses wird von durch die Detektorgeometrie des Taggers hervorgerufenen Sprüngen überlagert. Auf der rechten Seite ist das Verhältnis der beiden Flüsse dargestellt, welches den relativen Unterschied der beiden Datensätze zueinander beschreibt. Bei den im Folgenden gezeigten Daten ist diese relative Flussnormierung jeweils bereits durchgeführt worden.

## 7.2. Kohlenstoffabzug

Der Fermiimpuls

$$p_F = \sqrt{2mE_F} \approx \frac{\hbar}{R_0} \left( \frac{9\pi}{8} \right)^{1/3}$$

eines in einem Atomkern gebundenen Nukleons ist nahezu unabhängig von der Massenzahl und beträgt  $p_F \approx 250 \text{ MeV}$  [Pov<sup>+</sup>99], bzw. ist für leichtere Kerne etwas geringer ( $p_F = (221 \pm 5) \text{ MeV}$  für Kohlenstoff [Mon<sup>+</sup>71]). Insbesondere sind in Sauerstoff- oder Kohlenstoffkernen gebundene Protonen in dieser Hinsicht nahezu ununterscheidbar [CHM52] und können daher für die folgenden Überlegungen gleichgesetzt werden.

Während andere Analysen speziell die Auswirkung von Reaktionen an gebundenen Nukleonen untersuchen (z.B. [Nan<sup>+</sup>12]) werden in dieser Arbeit durch den nicht verschwindenden Fermiimpuls entstehende Unterschiede in der Kinematik ausgenutzt, um die im Butanoldatensatz enthaltenen Reaktionen an in Sauerstoff- oder Kohlenstoffkernen gebundenen Protonen herauszufiltern. Dazu muss dieser Anteil mittels einer separaten, dedizierten Messung bestimmt werden.

Diese Messung wurde unter möglichst ähnlichen Bedingungen wie die eigentliche Messung mit dem polarisierten Target im November 2011 durchgeführt. Insbesondere wurde der selbe Targetaufbau verwendet; lediglich die Butanol-Targetzelle wurde durch eine mit Kohlenstoffschaum ähnlicher Targetflächendichte gefüllte Zelle ersetzt. Diese wurde auch für die Kohlenstoffschaummessung mit Helium gekühlt. Auch wurden die äußeren Bedingungen wie die Elektronenstrahlenergie, die verwendete Triggerbedingung oder das die Strahlqualität beeinflussende Magnetfeld des für diese Messung ansonsten nicht benötigten spindrehenden Solenoiden möglichst exakt reproduziert.

Für die Analyse der Kohlenstoffschaumdaten wurde — analog zur Behandlung des Butanoldatensatzes — die in Kapitel 6 beschriebene Selektionsmethode angewendet. Sie liefert die in Tabelle 6.4 angegebene Statistik. Um den direkten Vergleich der beiden Datensätze durchführen zu können, wurde die in Abschnitt 7.1 beschriebene relative Flussnormierung durchgeführt. Hierdurch wird der durch ca. 151 Stunden Datennahme mit dem Kohlenstoffschaumtarget bzw. ca. 835 Stunden Datennahme mit dem polarisierten Butanoltarget sowie durch unterschiedliche Strahlströme und Totzeiten der DAQ entstehende Unterschied korrigiert.

Zusätzlich muss an dieser Stelle ein Kohlenstoffskalierungsfaktor  $s_C$  bestimmt werden, welcher die restlichen verbleibenden Unterschiede der beiden Datensätze berücksichtigt. Diese werden hauptsächlich durch unterschiedliche Targetflächendichten  $n_A$  des Butanol- und des Kohlenstoffschaumtargets verursacht, welche sowohl auf den nicht exakt bekannten Füllfaktor des Butanoltargets, als auch auf eine Unsicherheit in der Kenntnis der Targetflächendichte des Kohlenstoffschaums zurückzuführen sind.

Der geeignet skalierte Kohlenstoffdatensatz kann mit dem Butanoldatensatz verglichen werden. Hierdurch ist es möglich innerhalb eines zu untersuchenden Energie- und Winkelbereichs direkt den Anteil der Reaktionen an gebundenen und freien Protonen innerhalb des Butanoldatensatzes zu bestimmen. Damit kann auch ein effektiver Dilutionfaktor  $f_{\text{dil}}$  definiert werden, welcher für einen bestimmten Energie- und Winkelbereich die Wahrscheinlichkeit angibt, dass es sich bei einem gegebenen Ereignis um eine Reaktion an einem freien Proton gehandelt hat.

### 7.2.1. Skalierungsfaktor

Um den Kohlenstoffskalierungsfaktor  $s_C$  zu bestimmen, gibt es mehrere Möglichkeiten. Zum einen kann er berechnet werden (siehe Abschnitt 7.2.1.1), zum anderen kann  $s_C$  auf verschiedene Weisen direkt aus den Daten bestimmt werden (siehe Abschnitt 7.2.1.2). Neben der Bestimmung des Dilutionfaktors  $f_{\text{dil}}$  wird der Kohlenstoffskalierungsfaktor  $s_C$  benötigt, um nach einem Kohlenstoffabzug Reaktionen an freien Protonen zu identifizieren und die in Kapitel 6 beschriebenen Schnittgrenzen entsprechend anzupassen. Die Bestimmung des Skalierungsfaktors  $s_C$  aus den Daten erfolgt daher iterativ mit der Bestimmung der Schnittgrenzen, da sich diese gegenseitig beeinflussen.

#### 7.2.1.1. Berechnung

Das Kohlenstoffschaumtarget befindet sich in einem zum Butanoltarget identischen Targethalter, auch die die Targetzelle umgebenden Strukturen sind identisch. Wenn davon ausgegangen wird, dass sich nach einer Flussnormierung alle nicht innerhalb der Targetzelle stattfindenden Reaktionen gleich verhalten, können die verbleibenden Unterschiede auf die unterschiedlichen Targets zurückgeführt werden.

Das Butanoltarget hat eine Länge von  $l_B = 2$  cm und wird von einer  $l_T = 500$   $\mu\text{m}$  dicken Folie aus Polytetrafluorethylen (= Teflonfolie) abgeschlossen. Das Kohlenstoffschaumtarget hat eine Länge von  $l_K = (2,04 \pm 0,01)$  cm [Grü15] und kommt ohne eine zusätzliche Folie aus.

	Butanol	Teflon <sup>3</sup>	Kohlenstoff- schaum
Summenformel	$C_4H_9OH$	$C_2F_4$	$C$
molare Masse $m_{\text{mol}} / \frac{\text{g}}{\text{mol}}$	74,12	100,02	12,01
Dichte $\rho / \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$	$0,94 \pm 0,01$	$2,2 \pm 0,1$	0,5
gebundene Protonen $\#p$	32	48	6

Tab. 7.2.: Eigenschaften der Targetmaterialien. Die Dichte von Butanol ist [Roh03] entnommen.

In Tabelle 7.2 sind die Eigenschaften der verwendeten Targetmaterialien zusammengefasst. Zusätzlich aufgeführt ist die Anzahl der in Atomkernen gebundenen Protonen pro Molekül. Um nun diese Anzahl der gebundenen Protonen in beiden Targets miteinander vergleichen zu können, kann die jeweilige Targetflächendichte berechnet werden:

$$n_{\text{gebundene Protonen}} = \frac{N_A \cdot \rho \cdot l \cdot F \cdot \#p}{m_{\text{mol}}}$$

In der Formel ist neben der Avogadrokonstanten  $N_A$  zusätzlich der Füllfaktor  $F$  enthalten, welcher angibt, welcher Anteil des Volumens tatsächlich vom Targetmaterial ausgefüllt ist und für Butanol aus [Roh03] zu  $F_B = (62 \pm 6,2)$  % abgeschätzt werden kann, während er für Teflon und Kohlenstoffschaum jeweils  $F_{T,K} = 1$  ist.

<sup>3</sup> Die Dichte von Polytetrafluorethylen ist von den Verarbeitungsbedingungen abhängig und kann stark variieren (siehe z.B. <http://www.dotmar.com.au/density.html>).

Der relativ große Fehler von  $F_B$  ist abgeschätzt worden und stammt aus der Extrapolierung zweier ähnlicher Messwerte auf das aktuell verwendete Target unter Berücksichtigung zusätzlicher Unsicherheiten bezüglich eventueller inzwischen vorhandener Produktionsunterschiede.

Die einzelnen Targetflächendichten ergeben sich somit zu

$$\begin{aligned} n_{\text{Butanol}} &= \frac{6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}} \cdot 0,94 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \cdot 2 \text{ cm} \cdot 0,62 \cdot 32}{74,12 \frac{\text{g}}{\text{mol}}} = 3,03 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2} = 0,303 \text{ barn}^{-1}, \\ n_{\text{Teflon}} &= \frac{6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}} \cdot 2,2 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \cdot 0,05 \text{ cm} \cdot 1 \cdot 48}{100,02 \frac{\text{g}}{\text{mol}}} = 0,32 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2} = 0,032 \text{ barn}^{-1}, \\ n_{\text{K.-Schaum}} &= \frac{6,022 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}} \cdot 0,5 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \cdot 2,04 \text{ cm} \cdot 1 \cdot 6}{12,01 \frac{\text{g}}{\text{mol}}} = 3,07 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2} = 0,307 \text{ barn}^{-1}. \end{aligned}$$

Der Fehler der Targetflächendichte lässt sich nach Gaußscher Fehlerfortpflanzung zu

$$\Delta n_{\text{gebundene Protonen}} = \sqrt{\left(\Delta \rho \cdot \frac{\partial n}{\partial \rho}\right)^2 + \left(\Delta l \cdot \frac{\partial n}{\partial l}\right)^2 + \left(\Delta F \cdot \frac{\partial n}{\partial F}\right)^2 + \left(\Delta m_{\text{mol}} \cdot \frac{\partial n}{\partial m_{\text{mol}}}\right)^2}$$

bestimmen. Mit den angegebenen Unsicherheiten der Einzelwerte ergibt sich

$$\Delta n_{\text{Butanol}} = 0,030 \text{ barn}^{-1}, \Delta n_{\text{Teflon}} = 0,001 \text{ barn}^{-1} \text{ und } \Delta n_{\text{K.-Schaum}} = 0,002 \text{ barn}^{-1}.$$

Aus den gegebenen Targetflächendichten inklusive der Unsicherheiten lässt sich der theoretische Kohlenstoffskalierungsfaktor berechnen:

$$\begin{aligned} s_C &= \frac{n_{\text{Butanol}} + n_{\text{Teflon}}}{n_{\text{Kohlenstoffschaum}}} = \frac{0,303 \text{ barn}^{-1} + 0,032 \text{ barn}^{-1}}{0,307 \text{ barn}^{-1}} = 1,09, \\ \Delta s_C &= \sqrt{\left(\frac{\Delta n_B}{n_K}\right)^2 + \left(\frac{\Delta n_T}{n_K}\right)^2 + \left(\Delta n_K \frac{n_B + n_T}{n_K^2}\right)^2} = 0,098. \end{aligned}$$

Allerdings geht die Bestimmung eines berechneten Skalierungsfaktors  $s_C$  von ansonsten vollkommen identischen Bedingungen aus. Systematische Abweichungen können durch offensichtlichen Unsicherheiten wie der exakten Targetposition innerhalb des Crystal-Barrel-Detektors entstehen. Auch der zeitliche Unterschied von zwei Jahren zwischen den beiden Datensätzen mit eventuellen Unterschieden in einzelnen Detektorkomponenten sowie die unbekannt verteilte Helium zur Kühlung verwendeten innerhalb der beiden Targetzellen lassen einen großen Spielraum für einen schwer abzuschätzenden systematischen Fehler zu. Daher bietet es sich an, den Kohlenstoffskalierungsfaktor  $s_C$  direkt aus den gemessenen Daten zu bestimmen.

### 7.2.1.2. Bestimmung aus Daten

Die direkte Bestimmung des Kohlenstoffskalierungsfaktors  $s_C$  aus den Experimentdaten beruht auf dem Ansatz, im Butanoldatensatz einen kinematischen Bereich zu selektieren, zu welchem nur Ereignisse aus gebundenen Protonen beitragen, um dann nach einer identischen Selektion auf dem Kohlenstoffschaumdatensatz die Ereigniszahlen miteinander zu vergleichen. Als sinnvolle – durch den zusätzlichen Fermiimpuls gebundener Protonen beeinflusste – Verteilungen, bieten sich die Koplanarität  $\phi$



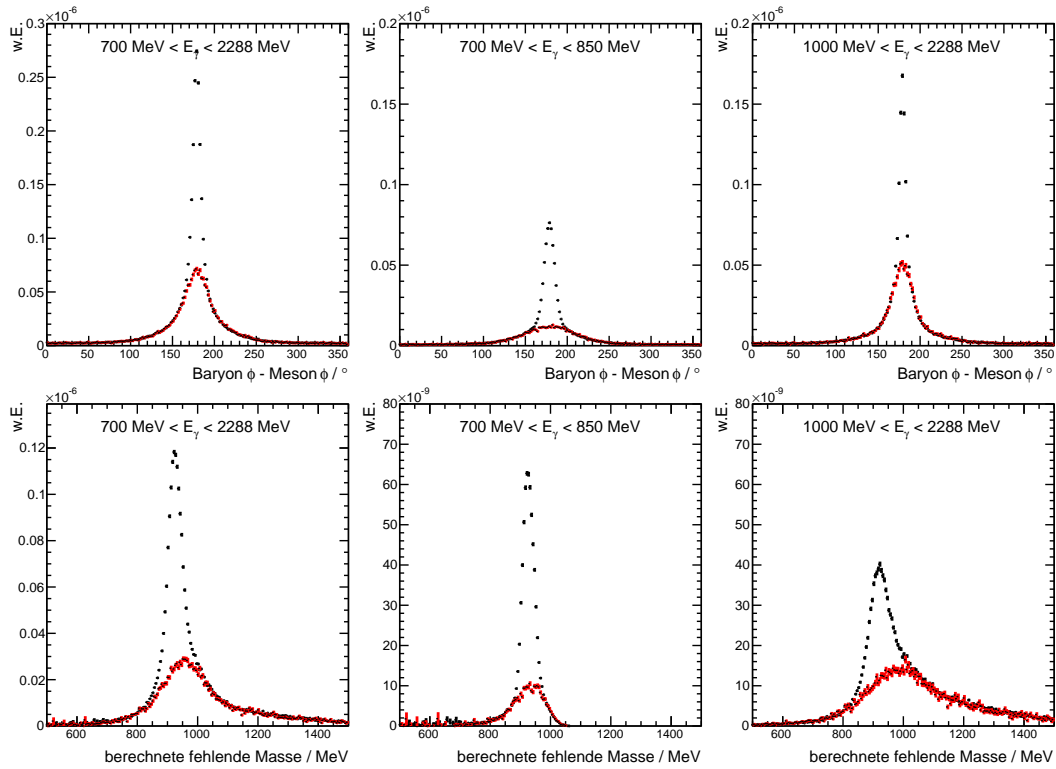


Abb. 7.4.: Verteilung von Kohlenstoff- (rot) und Butanolereignissen (schwarz). Obere Reihe: Koplanarität zwischen Proton und Meson. Untere Reihe: berechnete fehlende Masse.

zwischen Meson und Proton oder die berechnete Protonmasse  $m_p$  an. Die Koplanarität wird durch den transversalen Anteil des Fermiimpulses beeinflusst, sodass der Winkel zwischen Meson und Proton nicht mehr  $\Delta\phi = 180^\circ$  betragen muss, während in die Berechnung der Protonmasse der vollständige Fermiimpulsvektor eingeht. Abbildung 7.4 stellt diese beiden Methoden für unterschiedliche Energiebereiche einander gegenüber. Aufgetragen sind hier die Koplanaritäts- bzw. Protonmassenverteilungen der selektierten Butanol- bzw. Kohlenstoffschaumereignisse für den gesamten Energiebereich (links), nahe der  $\eta$ -Produktionsschwelle (Mitte) bzw. für höhere Strahlenergien (rechts). Der Anschaulichkeit halber sind die Kohlenstoffschaumdaten bereits mit dem am Ende bestimmten Skalierungsfaktor  $s_C = 1,26$  skaliert worden. Die Ereignisse wurden jeweils wie in Kapitel 6 beschrieben selektiert, wobei für die Darstellung der Koplanaritätsspektren auf den Koplanaritätsschnitt sowie für die Darstellung der Massenspektren auf den Protonmassenschnitt verzichtet wurde. Es ist zu erkennen, wie der Anteil der Kohlenstoffdaten unterhalb der Peakregion energieabhängig variiert, was auf eine Energieabhängigkeit des Dilutionfaktors  $f_{\text{dil}}$  schließen lässt. Da außerhalb der Peakregion die Verteilungen von Butanol- und Kohlenstoffschaumdaten ineinander laufen, kann angenommen werden, dass in diesem Bereich auch im Butanol nur Reaktionen an gebundenen Protonen beitragen. Im Koplanaritätsspektrum erstreckt sich dieser Bereich jeweils ab einer bestimmten Abweichung von der Ebene bei  $\Delta\phi = 180^\circ$  zu beiden Seiten über den gesamten Winkelbereich hinweg. Im Massenspektrum ist hingegen eine deutliche Energieabhängigkeit des für die Bestimmung des Skalierungsfaktors nutzbaren Bereichs zu erkennen. Des Weiteren ist hier der Anteil der für die Bestimmung des Skalie-

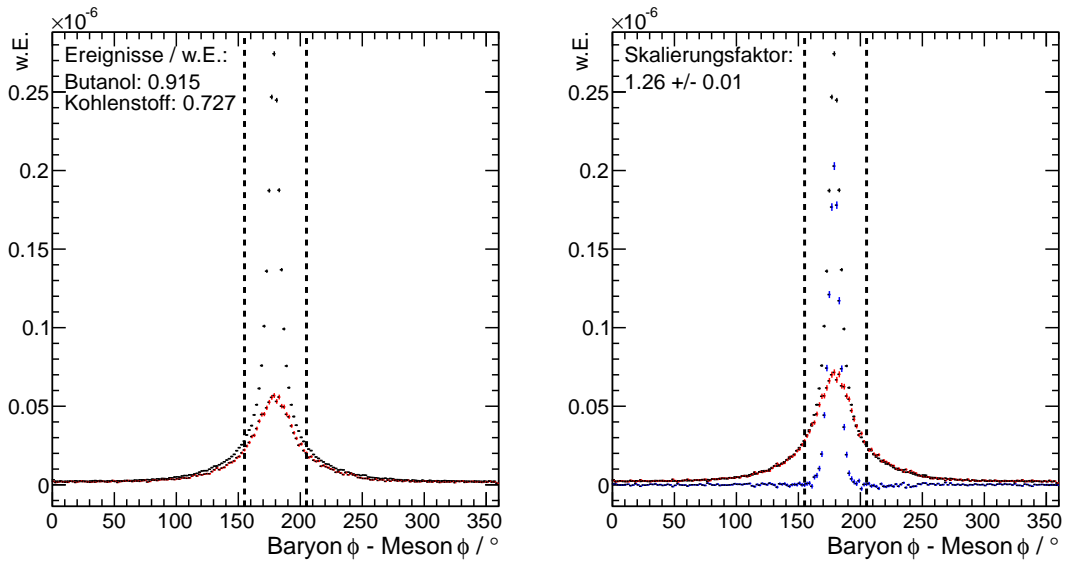


Abb. 7.5.: Methode zur Bestimmung des Kohlenstoffskalierungsfaktors. Links: Koplanaritätsverteilung von Butanoldaten (schwarz) und unskalierten Kohlenstoffschaumdaten (rot) nach Normierung auf den Photonenfluss. Rechts: Skalierte Kohlenstoffschaumdaten sowie zusätzlich die Differenz zwischen Butanol- und Kohlenstoffdaten (blau). Die Skalierung erfolgt anhand der Ereignisse in dem Bereich außerhalb der gestrichelten Linien. Die hier dargestellten Daten umfassen jeweils den gesamten Energiebereich von der  $\eta$ -Produktionsschwelle bis  $E_\gamma = 2288$  MeV.

rungsfaktors nutzbaren Kohlenstoffschaumdaten deutlich geringer<sup>4</sup> und führt somit aufgrund der geringeren Statistik zu einer größeren Unsicherheit. Aus diesem Grund wird der Kohlenstoffskalierungsfaktor  $s_C$  anhand des Koplanaritätsspektrums bestimmt. Anschließend findet eine zusätzliche Überprüfung des Kohlenstoffabzugs anhand des Massenspektrums statt.

Abbildung 7.5 zeigt die prinzipielle Methode der Skalierungsfaktorbestimmung anhand der Koplanaritätsverteilung von Butanol- und Kohlenstoffschaumdaten. Auf der linken Seite sind die flussnormierten Koplanaritätsverteilungen von Butanoldaten und von Kohlenstoffschaumdaten dargestellt. Dabei sind die Ereignisse wie in Kapitel 6 beschrieben selektiert worden, ohne auf die Koplanarität zwischen Proton und Meson zu schneiden. Die senkrechten Linien entsprechen mit  $180^\circ \pm 25^\circ$  einer Schnittgrenze von  $3\sigma$  an der  $\eta$ -Produktionsschwelle bis zu  $10\sigma$  bei  $E_\gamma = 2288$  MeV für einen Anti-Koplanaritätsschnitt.

Es wird angenommen, dass die Ereignisse außerhalb der dargestellten Grenzen ausschließlich von in Kernen gebundenen Protonen stammen und die Ereigniszahlen werden getrennt gezählt. Ein Vergleich der Ereigniszahlen  $N_C$  und  $N_B$  liefert direkt den Kohlenstoffskalierungsfaktor

$$s_C = \frac{N_B}{N_C}.$$

Bei der Wahl der Schnittgrenze für den Anti-Koplanaritätsschnitt muss einerseits darauf geachtet werden, dass der Schnittbereich so breit wie nötig gewählt wird, um

<sup>4</sup> Der Bereich in Abbildung 7.4 unten, in welchem sich Butanol- und Kohlenstoffschaumverteilung unterscheiden ist deutlich breiter und umfasst einen größeren Anteil der Kohlenstoffschaumdaten als bei der Koplanaritätsverteilung. Hierdurch ist die zur Verfügung stehende Statistik geringer.

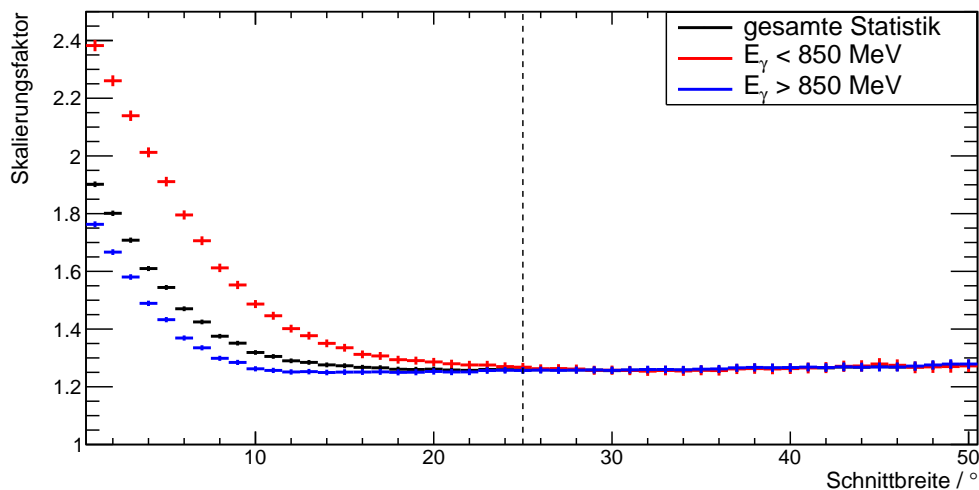


Abb. 7.6.: Abhängigkeit des Kohlenstoff-Skalierungsfaktors von der Schnittbreite des Anti-Koplanaritätsschnitts. Verglichen sind die gesamte Statistik (schwarz), nahe der Produktionsschwelle (rot) sowie der hochenergetische Anteil (blau). Die gestrichelte senkrechte Linie markiert den verwendeten Schnitt.

sicherzustellen, dass in den für die Skalierungsfaktorbestimmung selektierten Daten keine Ereignisse an freien Protonen mehr vorhanden sind, andererseits aber so schmal wie möglich, um die beste Statistik für den Kohlenstoffuntergrundabzug und somit einen geringeren Fehler zu erzielen.

Abbildung 7.6 zeigt die Abhängigkeit des bestimmten Kohlenstoffskalierungsfaktors  $s_C$  von der gewählten Schnittbreite für den Anti-Koplanaritätsschnitt. Während an der in schwarz dargestellten globalen Verteilung erst ein Einfluss bei Schnittgrenzen von  $\lesssim 14^\circ$  erkennbar sind, ändert sich dieses Bild, wenn nur Daten nahe der  $\eta$ -Produktionsschwelle betrachtet werden. Anhand dieser in Rot dargestellten Daten wurde der Anti-Koplanaritätsschnitt global auf  $25^\circ$  festgelegt.

Die Gültigkeit dieser Bestimmung des Kohlenstoffskalierungsfaktors kann anhand des Vergleichs der Koplanaritäts- bzw. Protonmassenspektren nach dem Kohlenstoffabzug verifiziert werden. Die einzelnen Spektren für verschiedene Energieintervalle sind in Anhang F jeweils einander gegenübergestellt und es ist zu erkennen, dass das Differenzspektrum, welches Reaktionen an freien Protonen entspricht, jeweils außerhalb des erwarteten Bereichs mit Null verträgliche Werte liefert.

## Ergebnisse

Anhand der vorgestellten Methode wurde der globale Kohlenstoffskalierungsfaktor zu  $s_C = 1,26 \pm 0,01$  bestimmt. Unter der Annahme gleichbleibender äußerer Bedingungen sollte der Kohlenstoffskalierungsfaktor  $s_C$  nur abhängig von den unterschiedlichen Targetflächendichten des Butanol- bzw. Kohlenstoffschaumtargets sein. Insbesondere sollte  $s_C$  unter dieser Annahme unabhängig von der Strahlenergie  $E_\gamma$ , der Richtung der auslaufenden Teilchen oder der untersuchten Reaktion sein.

Das Ergebnis der Untersuchung einer eventuellen Energie- oder Winkelabhängigkeit ist in Abbildung 7.7 zu sehen. Hier ist der Kohlenstoffskalierungsfaktor jeweils für verschiedene Energie- und Winkelintervalle bestimmt und gegen die Strahlenergie bzw. den Winkel des auslaufenden Mesons aufgetragen worden. Die beobachteten Abhängigkeiten des Kohlenstoffskalierungsfaktors  $s_C$  mit einer Tendenz zu höheren Werten im Bereich um  $E_\gamma \approx 1000$  MeV – 1300 MeV und niedrigeren Werten für

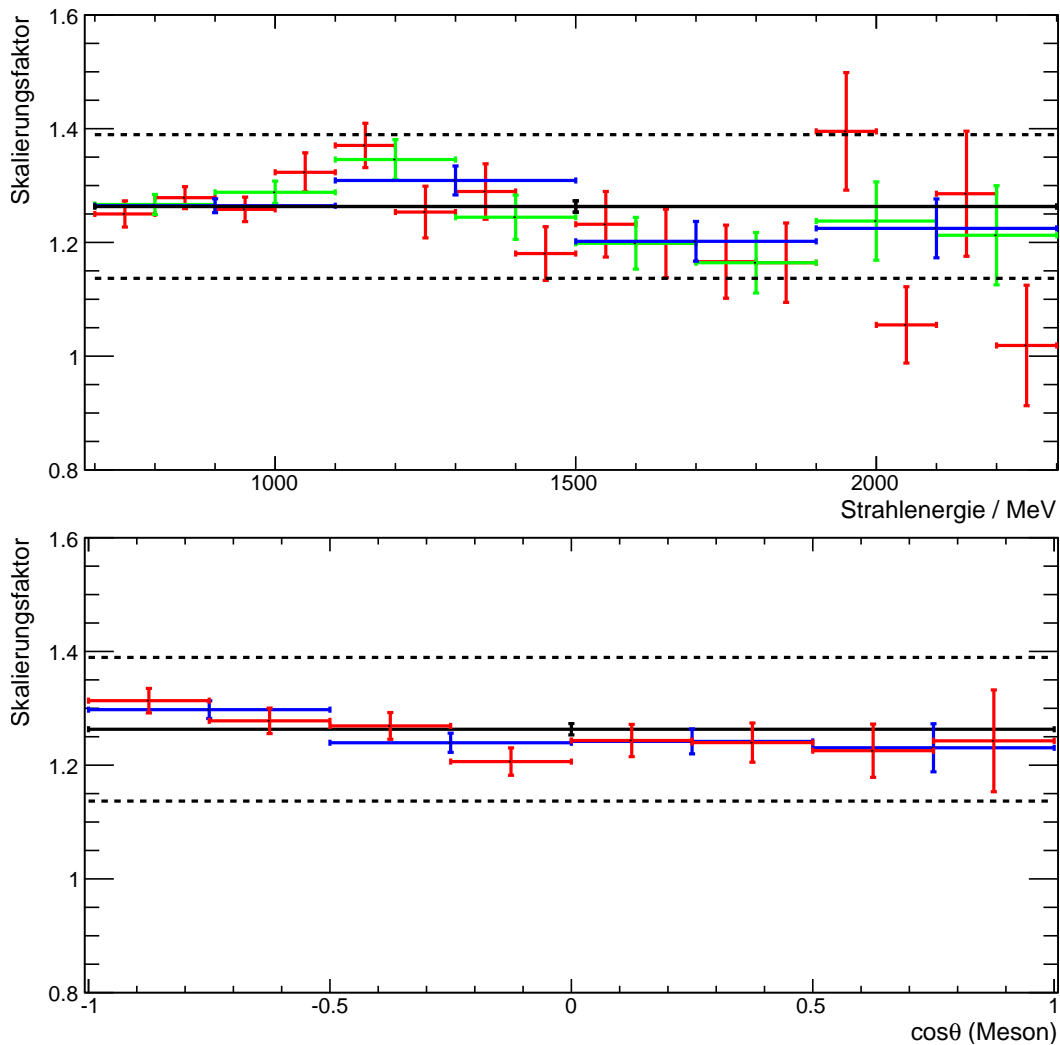


Abb. 7.7.: Energie- (oben) und Winkelabhängigkeit (unten) des Kohlenstoffskalierungsfaktors  $s_C$  für verschiedene Energie- bzw. Winkelintervalle.

höhere Strahlenergien bzw. einer generellen Tendenz zu niedrigeren Werten für kleinere Winkel ist noch nicht vollständig verstanden und Gegenstand weiterer Untersuchungen.

Als mögliche Ursachen werden zur Zeit neben einer eventuell leicht unterschiedlichen Strahlage Unterschiede im Detektoraufbau und dadurch unterschiedliche Akzeptanzen zwischen den Strahlzeiten in 2009 und 2011 in Betracht gezogen. Für diese Theorie von Akzeptanzunterschieden spricht auch die Tatsache, dass der Kohlenstoffskalierungsfaktor von Reaktionen mit neutralen Pionen im Endzustand niedriger zu sein scheint als bei Reaktionen mit  $\eta$ -Mesonen im Endzustand. [Har17b] Als Konsequenz wird ein globaler Skalierungsfaktor  $s_C$  verwendet und aus der beobachteten Energieabhängigkeit ein systematischer Fehler von

$$\Delta s_{C_{\text{sys}}} = 10\% \cdot s_C = 0,126$$

abgeschätzt, welcher in der Abbildung als gestrichelte waagerechte Linie eingetragen ist.

Der Kohlenstoffskalierungsfaktor

$$s_C = 1,26 \pm 0,01_{\text{stat}} \pm 0,13_{\text{sys}}$$

kann nun verwendet werden, um die Kohlenstoffschaumdaten mit diesem Faktor zu skalieren und von den Butanoldaten abzuziehen, um als Ergebnis für die einzelnen Energie- und Winkelbereiche die Ereigniszahlen für Reaktionen an freien Protonen zu erhalten.

### 7.2.2. Dilutionfaktor

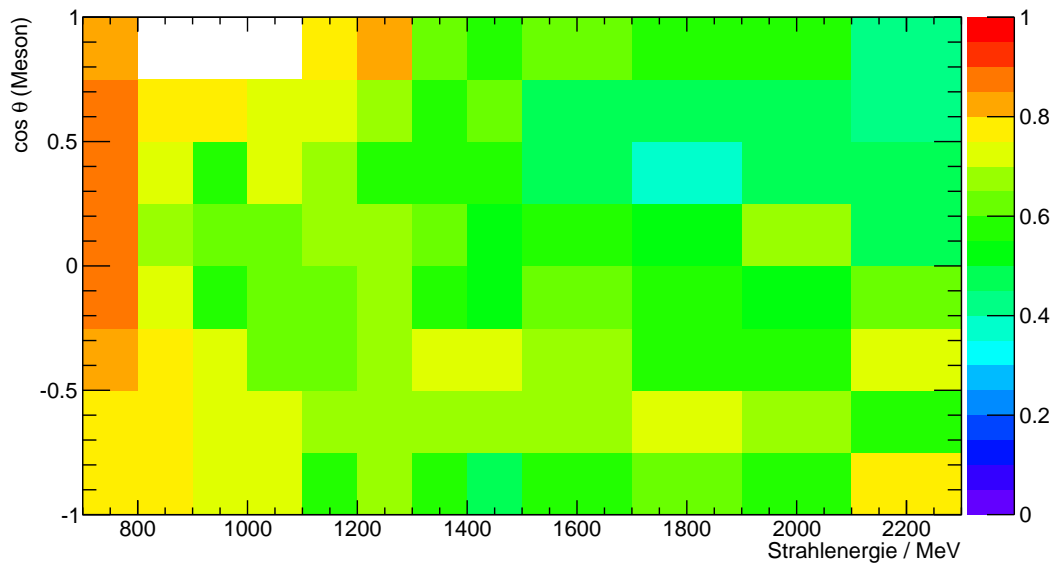


Abb. 7.8.: Dilutionfaktor  $f_{\text{dil}}$  aufgetragen gegen Strahlenergie  $E_\gamma$  und Winkel  $\cos\theta$  des auslaufenden Mesons unter Verwendung des zuvor bestimmten Skalierungsfaktors  $s_C$ .

Wenn der Kohlenstoffskalierungsfaktor  $s_C$  bekannt ist, kann aus den flussnormierten Ereigniszahlen  $N_B$  und  $N_C$  für jeden Energie- und Winkelbereich eine Wahrscheinlichkeit definiert werden, dass es sich bei einer gegebenen Reaktion um eine Reaktion an einem freien Proton gehandelt hat. Diese Wahrscheinlichkeit wird effektiver Dilutionfaktor genannt:

$$f_{\text{dil}}(\theta, E_\gamma) = \frac{N_B(\theta, E_\gamma) - s_C \cdot N_C(\theta, E_\gamma)}{N_B(\theta, E_\gamma)}.$$

Das Ergebnis der Dilutionfaktor-Bestimmung ist in Abbildung 7.8 für einzelne Energie- und Winkelbereiche zu sehen. Es ist zu erkennen, dass der Dilutionfaktor ausgehend von ca. 80 % nahe der Schwelle zu höheren Energien hin bis auf ca. 50 % langsam abnimmt. Auch eine leichte Winkelabhängigkeit ist zu erkennen. In Vorwärtsrichtung der Mesonen ist zudem bei Energien von  $800 \text{ MeV} < E_\gamma < 1100 \text{ MeV}$  das in Abschnitt 6.1 beschriebene Akzeptanzloch zu sehen. Abbildung 7.9 zeigt die fehlergewichteten Mittelwerte für die einzelnen Winkel- und Energiebereiche. Es ist zu beobachten, dass der Dilutionfaktor in Vorwärtsrichtung der Mesonen ca. 10 % geringer ist als in Rückwärtsrichtung.

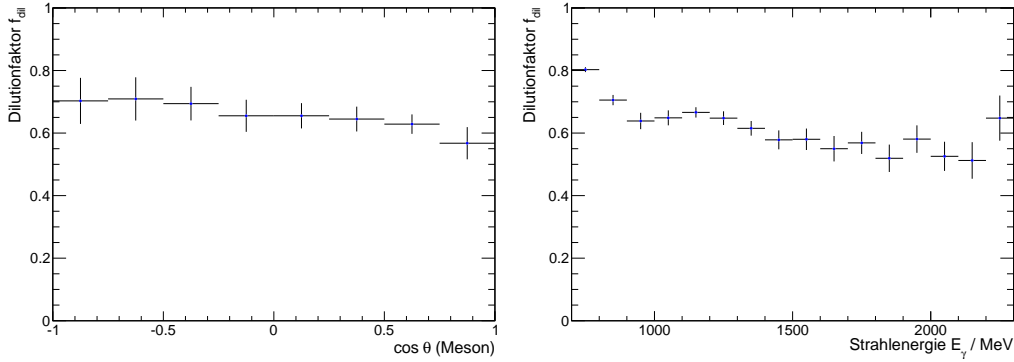


Abb. 7.9.: Winkel- (links) und Energieabhängigkeit (rechts) des Dilutionfaktors  $f_{\text{dil}}$ .

Mit der Kenntnis des Kohlenstoffskalierungsfaktors  $s_C$  bzw. des daraus berechneten Dilutionfaktors  $f_{\text{dil}}$  können im Folgenden Reaktionen an freien Protonen betrachtet werden. Für eine endgültige Aufbereitung des finalen Datensatzes zur Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  müssen noch eventuelle, bisher nicht berücksichtigte Untergrundbeiträge betrachtet werden.

### 7.3. Untergrund

Als Untergrund wird jedes Ereignis bezeichnet, welches alle Selektionskriterien erfüllt, obwohl es nicht aus der geforderten Reaktion stammt. Es ist dabei zwischen zu den gewünschten Ereignissen zeitlich korreliertem und zeitlich unkorreliertem – zufälligem – Untergrund zu unterscheiden. Als zeitlich unkorrelierter Untergrund werden zufällige Ereignisse bezeichnet, welche zum Beispiel innerhalb des Zeitfensters, in welchem die Daten nach dem Triggersignal aufgezeichnet werden, zusätzlich vorhanden sind, oder auch weitere Treffer im Tagger, welche nicht zu dem Photon gehören, welches die Reaktion ausgelöst hat. Mit dem in Abschnitt 6.1.3 erläuterten Zeituntergrundabzug durch die Seitenbandmethode wird der Anteil dieses Untergrunds aus den Daten entfernt und muss für die weitere Analyse nicht mehr weiter beachtet werden.

In einem Energie- und Winkelbereich kann sich die Gesamtzahl der Ereignisse aus  $N$  gewünschten Ereignissen und  $x$  Untergrundereignissen zusammensetzen. Für den Fall, dass die Untergrundereignisse unabhängig von der Polarisationsrichtung sind, ergibt sich  $x^{(1/2)} = x^{(3/2)} = x/2$ , was für  $x > 0$  zu einer systematischen Reduzierung des Absolutwertes der beobachteten, untergrundbehafteten Observablen  $E_x$  führt:

$$|E_x| = \left| \frac{(N^{(1/2)} + x/2) - (N^{(3/2)} + x/2)}{(N^{(1/2)} + x/2) + (N^{(3/2)} + x/2)} \right| = \left| \frac{N^{(1/2)} - N^{(3/2)}}{N^{(1/2)} + N^{(3/2)} + x} \right| < |E|.$$

Problematischer wird die Untergrundbehandlung, falls die Untergrundbeiträge ein polarisationsabhängiges Verhalten zeigen. In diesem Fall wäre keine generelle Aussage über die Auswirkung auf die Doppelpolarisationsobservable  $E$  möglich und die Untergrundbeiträge müssten für beide Polarisationsrichtungen separat bestimmt werden.

### Zeitlich korrelierter Untergrund

Zeitlich korrelierter Untergrund ist deutlich aufwändiger zu bestimmen als zeitlich unkorrelierter. Eine mögliche Ursache für zeitlich korrelierten Untergrund liegt z.B. in einer fehlerhaften Ladungsidentifikation und dadurch hervorgerufener Kombinatorik, wodurch die invariante Masse der beiden als Photonen identifizierten Teilchen arbiträr verteilt sein kann. Viel wahrscheinlicher ist allerdings, dass eine andere Reaktion zufälligerweise eine sehr ähnliche Signatur aufweist, alle Selektionskriterien erfüllt und daher im Datensatz enthalten ist.

So könnten z.B. aus der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0 \rightarrow p4\gamma$  nur drei Teilchen rekonstruiert worden sein, wobei die invariante Masse der beiden als Photonen identifizierten Teilchen zufälligerweise im Selektionsbereich der  $\eta$ -Masse liegt. Diese Reaktion weist oberhalb der  $N(1535)\frac{1}{2}^-$ -Resonanz ab  $E_\gamma \approx 1$  GeV einen ca. 3-5 mal höheren Wirkungsquerschnitt auf als  $\gamma p \rightarrow p\eta$ . Zusätzlich ist nur der Zerfallskanal  $p\eta \rightarrow \gamma\gamma$  mit einem Verzweungsverhältnis von  $\approx 40\%$  untersucht worden. Daher sind auch geringe Beiträge nicht ohne Weiteres zu vernachlässigen.

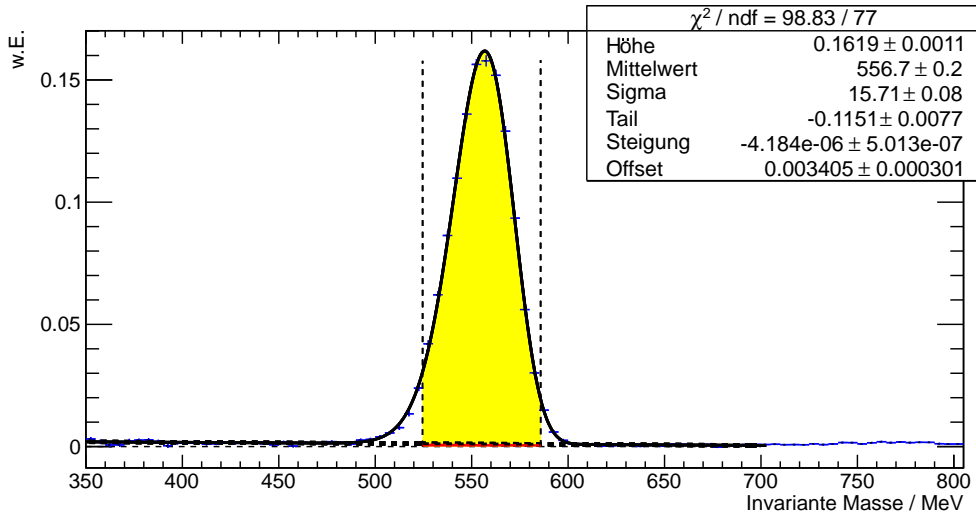


Abb. 7.10.: Methode zur Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds. Dargestellt ist die Anpassung einer Summe aus Novosibirsk-Funktion und Untergrundfunktion (schwarze Linie) an die Datenpunkte (blau). Der Selektionsbereich für die  $\eta$ -Mesonen ist durch senkrechte Linien gekennzeichnet, der bestimmte, sehr geringe, Untergrundanteil befindet sich unterhalb der gestrichelten Geraden.

Abbildung 7.10 verdeutlicht die Methode zur Untergrundbestimmung anhand des invarianten Massenspektrums. Die flussnormierte und kohlenstoffbereinigte Verteilung der invarianten Masse<sup>5</sup> wird für den zu untersuchenden Energie- und Winkelbereich aufgetragen. An diese Verteilung wird eine kombinierte Novosibirsk- und Geradenfunktion zur Beschreibung des  $\eta$ -Peaks inklusive eines linearen Untergrunds angepasst:

$$f(x) = a \cdot \exp^{-\frac{1}{2} \cdot \left[ \left( \ln \left( 1 + \frac{x - \text{peak}}{\sigma} \cdot \frac{\sinh(\tau \cdot \sqrt{\ln(4)})}{\sqrt{\ln(4)}} \right) / \tau \right)^2 + \tau^2 \right]} + b \cdot x + c.$$

<sup>5</sup> Der Kohlenstoffanteil wurde unter Verwendung des Skalierungsfaktors  $s_C$  von den Butanoldaten abgezogen.

Der Untergrund innerhalb des durch senkrechte Linien angedeuteten für die Analyse selektieren Bereichs wird bestimmt und der Untergrundanteil durch Vergleich mit der Anzahl an Ereignissen in diesem Energie- und Winkelbereich  $N(E_\gamma, \theta)$  berechnet:

$$\text{Untergrundanteil} = \frac{\int_{\min}^{\max} (b \cdot x + c)}{N(E_\gamma, \theta)}$$

Der Fehler des Untergrundanteils berechnet sich zu

$$\Delta \text{Untergrundanteil} = \frac{\Delta \left( \int_{\min}^{\max} (b \cdot x + c) \right)}{N(E_\gamma, \theta)},$$

wobei  $\Delta \left( \int_{\min}^{\max} b \cdot x + c \right)$  unter Berücksichtigung der Parameterkorrelation einer Geraden bestimmt wird. Die Anzahl der selektierten Ereignisse wird als Basis und somit als fehlerfrei angenommen.

Diese Methode zur Untergrundbestimmung ist gültig, solange sichergestellt werden kann, dass die Untergrundbeiträge in dem untersuchten invarianten Massenspektrum den angenommenen Verlauf haben, insbesondere also keine Strukturen unterhalb des  $\eta$ -Massenpeaks aufweisen. Aus diesem Grund wurden zusätzliche Untersuchungen mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt. Ziel dieser Simulationen war es, den Verlauf möglicher Untergrundreaktionen im invarianten Massenspektrum auf eventuelle Strukturen zu überprüfen und eine eventuelle Abweichung für die Abschätzung eines systematischen Fehlers zu quantifizieren.

Abbildung 7.11 zeigt die invariante Massenverteilung verschiedener hadronischer Reaktionen nach allen anderen in Kapitel 5 vorgestellten Selektionskriterien. In der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^0 \eta$  ist im selektierten  $\eta$ -Massenbereich kein eindeutiger Peak zu erkennen, der Untergrund lässt sich aber auch nicht durch eine Gerade beschreiben.

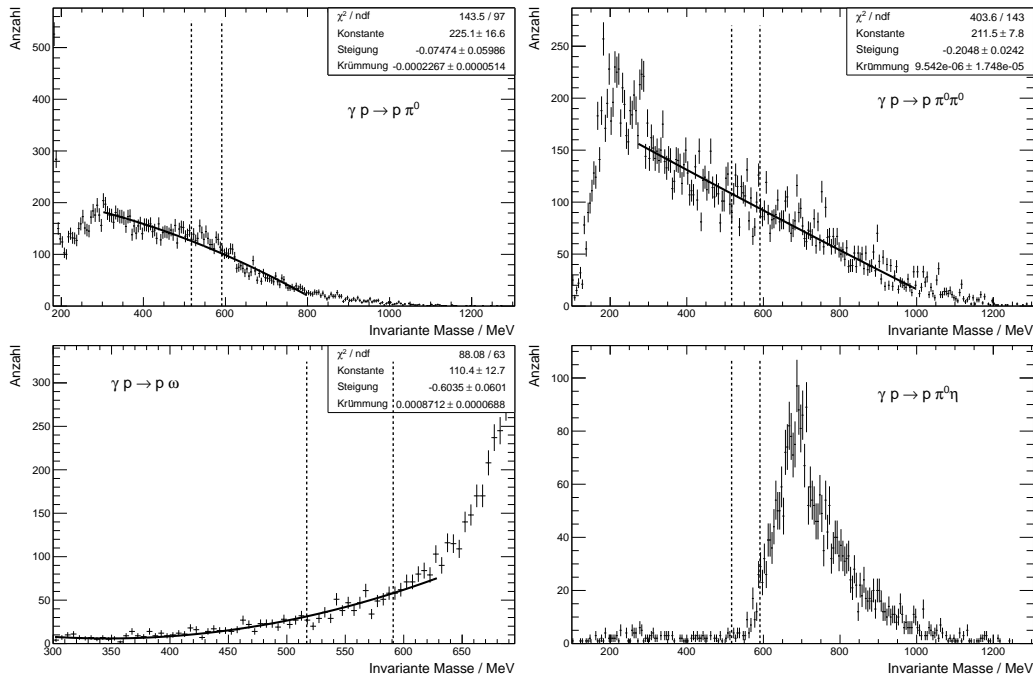


Abb. 7.11.: Bestimmung des Untergrundverlaufs durch die Endzustände  $p\pi^0$  und  $p\pi^0\pi^0$  (oben) sowie  $p\omega$  und  $p\pi^0\eta$  (unten). Die simulierten Ereignisse wurden den gleichen Selektionskriterien unterworfen, wie die  $p\eta$ -Daten.



Allerdings werden von 6 Millionen simulierten Ereignissen nur ca. 100 im selektierten Massenbereich rekonstruiert. Die Anzahl simulierter Ereignisse liegt um eine Größenordnung über der Anzahl rekonstruierter  $p\eta$ -Ereignisse und der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$  [Hor<sup>+</sup>08] ist im untersuchten Energiebereich maximal viermal so groß wie derjenige der untersuchten Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$ . Der konservativ abgeschätzte Untergrundanteil beträgt 0,4 ‰ weshalb diese Untergrundquelle für die weiteren Überlegungen vernachlässigt werden kann.

Die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\omega$  weist im selektierten  $\eta$ -Massenbereich keine Peakstrukturen auf, aber ein Fit mit einem Polynom 2. Ordnung besitzt eine von Null abweichende Krümmung. Bei einem maximal sechsmal größeren Wirkungsquerschnitt [Wil<sup>+</sup>15] und einer sehr geringen Rekonstruktionseffizienz von 0,00004 ergibt sich ein maximaler Untergrundanteil von 1,2 ‰. Ein Großteil dieses Untergrunds wird über eine Untergrundkorrektur mittels einer Geraden berücksichtigt.

Die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$  verhält sich im selektierten  $\eta$ -Massenbereich gutmütig. Ein Fit mit einem Polynom 2. Ordnung weist eine mit Null kompatible Krümmung auf, so dass der maximale Untergrundanteil von 3,5 ‰ mit der vorgestellten Methode vollständig berücksichtigt wird.

Problematischer ist der durch die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  hervorgerufene Untergrund. Hier ergibt sich nach einem Fit an die Daten eine breite Peakstruktur im selektierten  $\eta$ -Massenbereich, welche eine genauere Untersuchung erfordert.

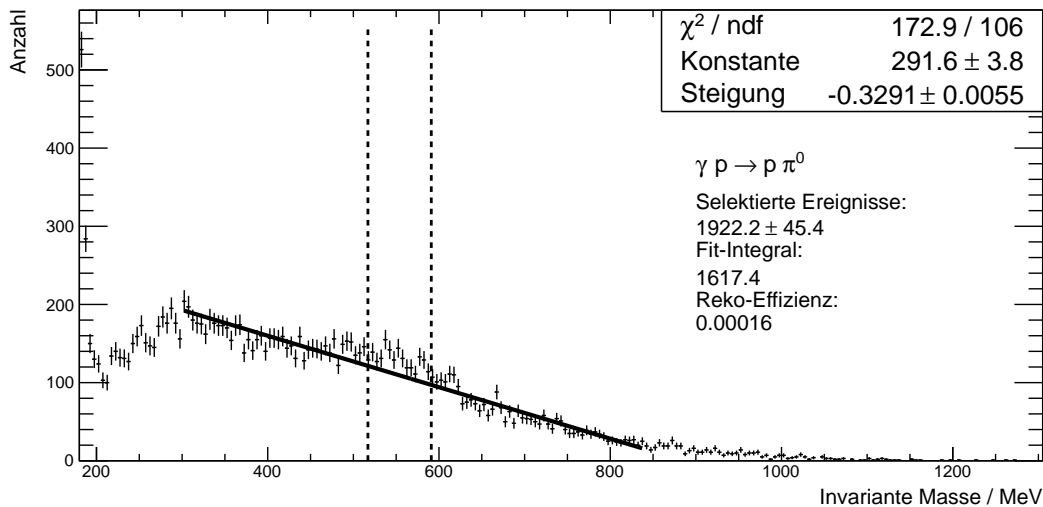


Abb. 7.12.: Bestimmung des Untergrundverlaufs der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  mit angepasster Gerade wie sie für die Untergrundbestimmung verwendet wird. Ein Anteil von  $\approx 16\%$  der Ereignisse im selektierten  $\eta$ -Massenbereich werden von dem Fit nicht berücksichtigt.

Abbildung 7.12 zeigt, dass von 12 Millionen generierten  $p\pi^0$ -Ereignissen  $1922,2 \pm 45,4$  Ereignisse im selektierten  $\eta$ -Massenbereich rekonstruiert werden. Dies entspricht einer Rekonstruktionseffizienz von 0,00016 und unter Berücksichtigung der Wirkungsquerschnitte einem maximalen Untergrundanteil von 8,1 ‰. Ein für die Untergrundbestimmung durchgeführter Geradenfit würde  $\approx 84\%$  dieser Ereignisse berücksichtigen. Der von der breiten Peakstruktur hervorgerufene nicht korrigierte Anteil kann zu 16 ‰ abgeschätzt werden und muss im systematischen Fehler der Untergrundkorrektur berücksichtigt werden.

In Tabelle 7.3 sind die Ergebnisse der Untergrundbetrachtung zusammengefasst. Für verschiedene Reaktionen wurden jeweils konservative Abschätzungen für einen maximal möglichen Untergrundanteil vorgenommen. Grundlage hierfür sind der maximale relative Wirkungsquerschnitt der jeweiligen Reaktion im Vergleich zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$  sowie die aus den in Abbildung 7.11 dargestellten Daten ermittelte Rekonstruktionseffizienz und eine zu 50% abgeschätzte Rekonstruktionseffizienz der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$ .

Reaktion	Maximum von $\frac{\sigma(\text{Untergrund})}{\sigma(\gamma p \rightarrow p\eta)}$	Rekonstruktions-effizienz	Untergrund-anteil
$\gamma p \rightarrow p\pi^0$	10	0,00016	8,1 ‰
$\gamma p \rightarrow p\omega$	6	0,00004	1,2 ‰
$\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$	5	0,00014	3,5 ‰
$\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$	4	0,00002	0,4 ‰

Tab. 7.3.: Übersicht über die untersuchten Untergrundreaktionen. Das maximale Verhältnis der Wirkungsquerschnitte im untersuchten Energiebereich wurde anhand der Werte aus Abbildung 1.4 bzw. [Wil<sup>+</sup>15] abgeschätzt. Für die Bestimmung des Untergrundanteils wurde für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$  das Verzweungsverhältnis von  $p\eta \rightarrow \gamma\gamma \approx 40\%$  berücksichtigt sowie eine Akzeptanz von 50% angenommen.

Im nächsten Schritt muss untersucht werden, ob Untergrundereignisse bevorzugt in einer der beiden Polarisationsstellungen auftreten und somit für beide Einstellungen getrennt betrachtet werden müssen, oder ob sie unpolarisiert sind und somit für die weiteren Überlegungen zusammengefasst werden können. Abbildung 7.13 zeigt die getrennte Bestimmung des Untergrundanteils für die beiden möglichen Polarisationsstellungen von Target und Photonenstrahl. Während sich der Untergrundanteil aufgrund der unterschiedlichen Statistik der beiden Datensätze – dominiert durch die nur zu einer Einstellung beitragende  $N(1535)\frac{1}{2}^-$ -Resonanz – deutlich unterscheidet, ist die Anzahl der Untergrundereignisse im Rahmen der Fehler unabhängig von der Polarisationsstellung. Daher kann für die Bestimmung der Anzahl der Untergrundereignisse pro Energie- und Winkelbereich die Summe beider Datensätze verwendet werden, um statistische Fehler zu reduzieren.

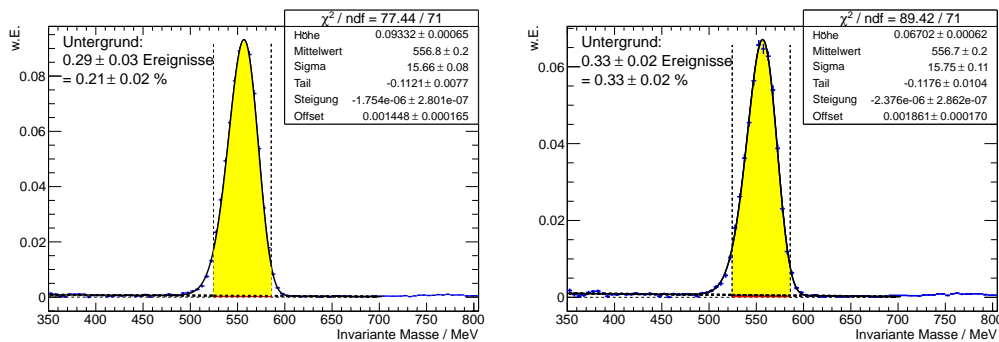


Abb. 7.13.: Bestimmung der Polarisation des zeitlich korrelierten Untergrunds: Links für antiparallel ausgerichtete Spins von Target und Strahl, rechts für parallel ausgerichtete Spins.

### Ergebnis der Untergrundbestimmung

Die vorgestellte Methode zur Bestimmung des Untergrundes wurde für jeden einzelnen in der Analyse verwendeten Energie- und Winkelbereich durchgeführt. Für den für die Analyse verwendeten Datensatz ergibt sich ein globaler Untergrundbeitrag von

$$\text{Untergrundanteil} = (0,27 \pm 0,04) \%$$

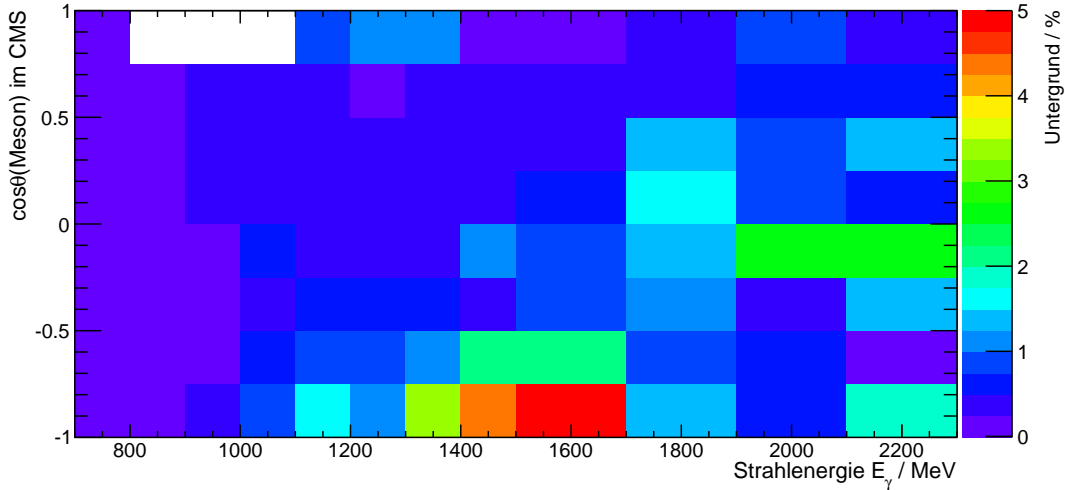


Abb. 7.14.: Prozentualer, zeitlich korrelierter Untergrund in Abhängigkeit der Strahlenergie und des Mesonwinkels im Schwerpunktsystem der Reaktion.

Die einzelnen Anpassungen befinden sich in Anhang G. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.14 zu sehen. Aufgetragen ist hier der jeweils bestimmte prozentuale Untergrundanteil, welcher nahe der Schwelle mit Null kompatibel ist, und ein Maximum von ca. 5% bei mittleren Strahlenergien in Rückwärtsrichtung des Mesons aufweist. Die Ereigniszahlen in jedem Energie- und Winkelbereich können um den jeweiligen Untergrundanteil  $U(\theta, E_\gamma)$  korrigiert werden:

$$N(\theta, E_\gamma)_{\text{korrigiert}} = N(\theta, E_\gamma)_{\text{unkorrigiert}} \cdot (1 - U(\theta, E_\gamma)).$$

Der Untergrundanteil  $U(\theta, E_\gamma)$  ist jeweils für die Summe aus  $N_{B(1/2)}$  und  $N_{B(3/2)}$  definiert. Für die Berechnung der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  heben sich die Anzahl der Untergründereignisse in der Differenz auf, müssen aber im Summanden im Nenner berücksichtigt werden:

$$\begin{aligned} E(\theta, E_\gamma) &= \frac{1}{P_\gamma \cdot P_T} \cdot \frac{N_{B(1/2)}(\text{korrigiert}) - N_{B(3/2)}(\text{korrigiert})}{N_{B(1/2)}(\text{korrigiert}) + N_{B(3/2)}(\text{korrigiert}) - s \cdot N_C} \\ &= \frac{1}{P_\gamma \cdot P_T} \cdot \frac{N_{B(1/2)} - N_{B(3/2)}}{(N_{B(1/2)} + N_{B(3/2)}) \cdot (1 - U) - s \cdot N_C}. \end{aligned}$$

Gerade bei höheren Strahlenergien ist die Statistik zur Untergrundbestimmung sehr gering (siehe Einzelspektren in Anhang G), sodass der Fehler in der Untergrundbestimmung nicht zu vernachlässigen ist. Auch ist die Annahme eines linearen Untergrundverlaufs innerhalb des selektierten Bereichs nicht zwangsläufig erfüllt (siehe Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ). Aus diesem Grund wird für die Untergrundbestimmung ein systematischer Fehler von 20% angenommen und für die weitere Fehlerberechnung berücksichtigt.

Mit Kenntnis des Untergrundanteils für jeden Energie- und Winkelbereich im um Reaktionen an gebundenen Protonen bereinigten Butanoldatensatz ist die Bestimmung der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  möglich. Um eine Aussage über die Signifikanz eines Wertes treffen zu können, müssen vorher statistische und systematische Fehler dieser Werte betrachtet werden.

## 7.4. Fehlerbetrachtung

### 7.4.1. Statistischer Fehler

Allgemein gilt

$$\Delta E(\theta, E_\gamma) = \sqrt{\sum \left( \Delta x_i \cdot \frac{\partial E}{\partial x_i} \right)^2}$$

für alle unkorrelierten, fehlerbehafteten Größen  $x_i$ .

Der statistische Fehler der Doppelpolarisationsobservablen

$$E(\theta, E_\gamma) = \frac{1}{P_\gamma \cdot P_T} \cdot \frac{N_{B(1/2)} - N_{B(3/2)}}{(N_{B(1/2)} + N_{B(3/2)}) \cdot (1 - U) - s \cdot N_C}$$

kann auf diese Art und Weise berechnet werden, da alle auf Ereigniszahlen basierenden Größen ( $N_{B(1/2)}$ ,  $N_{B(3/2)}$ ,  $N_C$ ,  $s$ ,  $U$ ) aus vollständig unabhängigen Datensamples der Datensätze stammen und somit kein einzelnes Ereignis in zwei verschiedene Größen einfließt.

Die statistische Unsicherheit der Kalibrierung der Targetpolarisationsbestimmung wirkt sich auf alle Targepolarisationswerte  $P_T$  gleich aus und wird daher als systematischer Fehler berücksichtigt. Die Strahlpolarisation  $P_\gamma$  wird für jeden Datenrun bestimmt (siehe Abschnitt 3.1.1.4) weshalb ein statistische Fehler berücksichtigt werden kann. Wenn die fehlerbehafteten Größen  $P_\gamma$ ,  $s$ ,  $U$ ,  $N_C$ ,  $N_{B(1/2)}$  und  $N_{B(3/2)}$  eingesetzt werden, ergibt sich

$$\Delta E(\theta, E_\gamma) = \sqrt{\left( \Delta P_\gamma \frac{\partial E}{\partial P_\gamma} \right)^2 + \left( \Delta s \frac{\partial E}{\partial s} \right)^2 + \left( \Delta U \frac{\partial E}{\partial U} \right)^2 + \left( \Delta N_C \frac{\partial E}{\partial N_C} \right)^2 + \left( \Delta N_{B(1/2)} \frac{\partial E}{\partial N_{B(1/2)}} \right)^2 + \left( \Delta N_{B(3/2)} \frac{\partial E}{\partial N_{B(3/2)}} \right)^2}$$

Die partiellen Ableitungen können einzeln bestimmt werden:

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial P_\gamma} &= -\frac{E}{P_\gamma}, \\ \frac{\partial E}{\partial s} &= -\frac{E \cdot N_C}{(N_{B(1/2)} + N_{B(3/2)}) \cdot (1 - U) - s \cdot N_C}, \\ \frac{\partial E}{\partial N_C} &= -\frac{E \cdot s}{(N_{B(1/2)} + N_{B(3/2)}) \cdot (1 - U) - s \cdot N_C}, \\ \frac{\partial E}{\partial U} &= -\frac{E \cdot (N_{B(1/2)} + N_{B(3/2)})}{(N_{B(1/2)} + N_{B(3/2)}) \cdot (1 - U) - s \cdot N_C}, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial E}{\partial N_{B(1/2)}} = \frac{1}{P_\gamma \cdot P_T} \frac{2N_{(3/2)}(1-U) - s \cdot N_C}{((N_{(1/2)} + N_{(3/2)}) \cdot (1-U) - s \cdot N_C)^2},$$

$$\frac{\partial E}{\partial N_{B(3/2)}} = \frac{1}{P_\gamma \cdot P_T} \frac{-2N_{(1/2)}(1-U) + s \cdot N_C}{((N_{(1/2)} + N_{(3/2)}) (1-U) - s \cdot N_C)^2}.$$

Eingesetzt ergibt sich daraus für den statistischen Fehler der Doppelpolarisationsobservablen  $E$

$$\Delta E(\theta, E_\gamma) = \frac{1}{P_\gamma \cdot P_T} \cdot \frac{1}{((N_{B(1/2)} + N_{B(3/2)}) (1-U) - s \cdot N_C)^2} \cdot \sqrt{\left( \Delta P_\gamma \cdot \frac{1}{P_\gamma} \cdot ((N_{B(1/2)} + N_{B(3/2)}) (1-U) - s \cdot N_C) \cdot (N_{B(1/2)} - N_{B(3/2)}) \right)^2 + (\Delta s (N_{B(1/2)} - N_{B(3/2)}) N_C)^2 + (\Delta N_C (N_{B(1/2)} - N_{B(3/2)}) s)^2 + (\Delta U \cdot (N_{B(1/2)} - N_{B(3/2)}) (N_{B(1/2)} + N_{B(3/2)}))^2 + (\Delta N_{B(1/2)} (2N_{B(3/2)}(1-U) - s \cdot N_C))^2 + (\Delta N_{B(3/2)} (2N_{B(1/2)}(1-U) + s \cdot N_C))^2}.$$

Das Ergebnis einer Untersuchung der Energieabhängigkeit der jeweiligen Anteile der einzelnen statistischen Fehler ist in Abbildung 7.15 zu sehen. Der statistische Fehler wird zu über 90 % von der zur Verfügung stehenden Butanolstatistik dominiert, während die statistischen Fehler der Skalierungsfaktorbestimmung sowie des Untergrundes mit jeweils weniger als  $\approx 1\%$  des gesamten statistischen Fehlers nahezu vernachlässigbar sind. Lediglich die Fehler in der Polarisationsbestimmung sowie der Kohlenstoffstatistik können bei niedrigeren Strahlenergien bis zu 8 % des Gesamtfehlers ausmachen. Dass der statistische Fehler in Energiebereich von 1700-1900 MeV ausschließlich von der Butanolstatistik bestimmt wird, liegt daran, dass alle anderen Fehler mit  $N_{B(1/2)} - N_{B(3/2)}$  skalieren und  $N_{B(1/2)}$  und  $N_{B(3/2)}$  im genannten Energiebereich nahezu gleich groß sind.

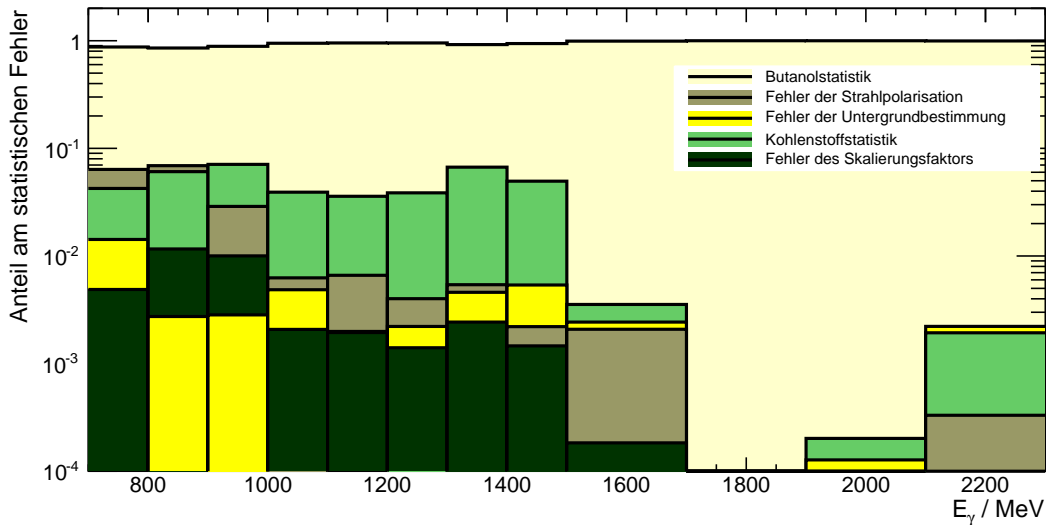


Abb. 7.15.: Energieabhängigkeit der Anteile der verschiedenen statistischen Fehlerkomponenten.

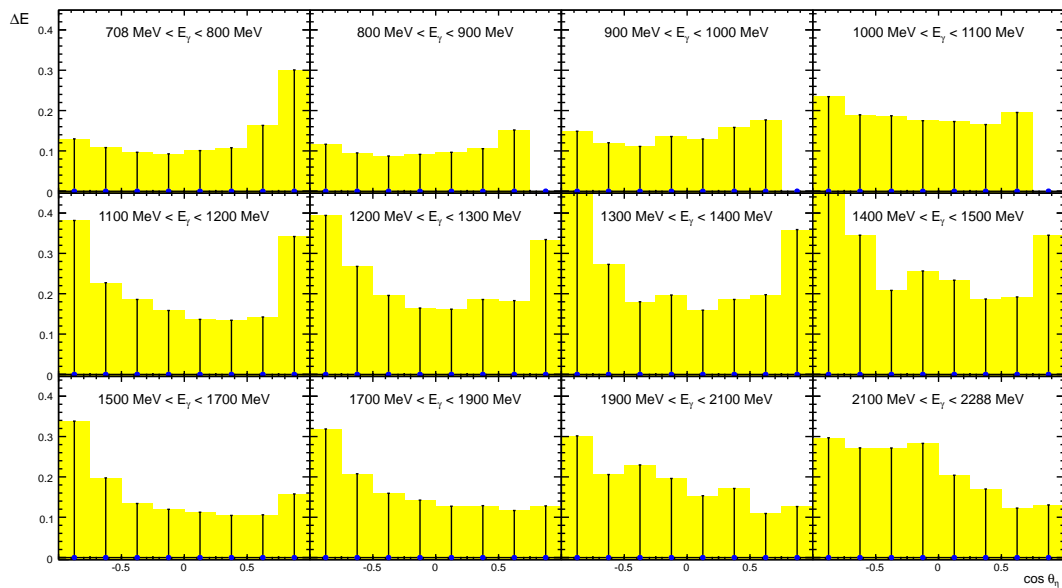


Abb. 7.16.: Absolutwert des statistischen Fehlers der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  für die einzelnen Energie- und Winkelbereiche.

Das Ergebnis der Berechnung des statistischen Fehlers für jeden einzelnen Energie- und Winkelbereich ist in Abbildung 7.16 zu sehen und beträgt für zentrale Winkelbereiche  $\Delta E \approx 0,1$ , steigt aber in Randbereichen aufgrund der niedrigeren Statistik auf bis zu  $\Delta E \approx 0,4$  an.

#### 7.4.2. Systematischer Fehler

Neben den direkt zu berechnenden statistischen Fehlern können auch systematische Einflüsse die bestimmten Werte verfälschen. Als mögliche Ursachen für systematische Fehler wurden bereits die Bestimmung der Werte von Strahl- und Targetpolarisation (Abschnitte 3.1.1.4 bzw. 3.1.2.1), die Bestimmung des Kohlenstoffskalierungsfaktors (Abschnitt 7.2.1) sowie verbleibender unpolarisierter Untergrund im Datensatz (Abschnitt 7.3) diskutiert. Die dort angegebenen Größen der verschiedenen systematischen Fehler sind in Tabelle 7.4 zusammengefasst.

Fehler aus Bestimmung von	Wert
Skalierungsfaktor	10 % auf den globalen Wert
Strahlpolarisierung	3,47 % für jedes einzelne Ereignis
Targetpolarisierung	2,0 % für jedes einzelne Ereignis
Untergrund	20 % auf jeden Energie- und Winkelbereich

Tab. 7.4.: Übersicht über die Werte der einzelnen systematischen Fehler.

Um die Auswirkung der verschiedenen systematischen Fehleranteile auf die Doppelpolarisationsobservable  $E$  zu bestimmen, wurde die gesamte Analyse zweimal für jede Fehlerkomponente mit systematisch nach oben bzw. nach unten verschobenen Werten durchgeführt. Die Hälfte der Differenz dieser beiden Werte für  $E$  ergibt den jeweiligen systematischen Fehler für jeden einzelnen Energie- und Winkelbereich.

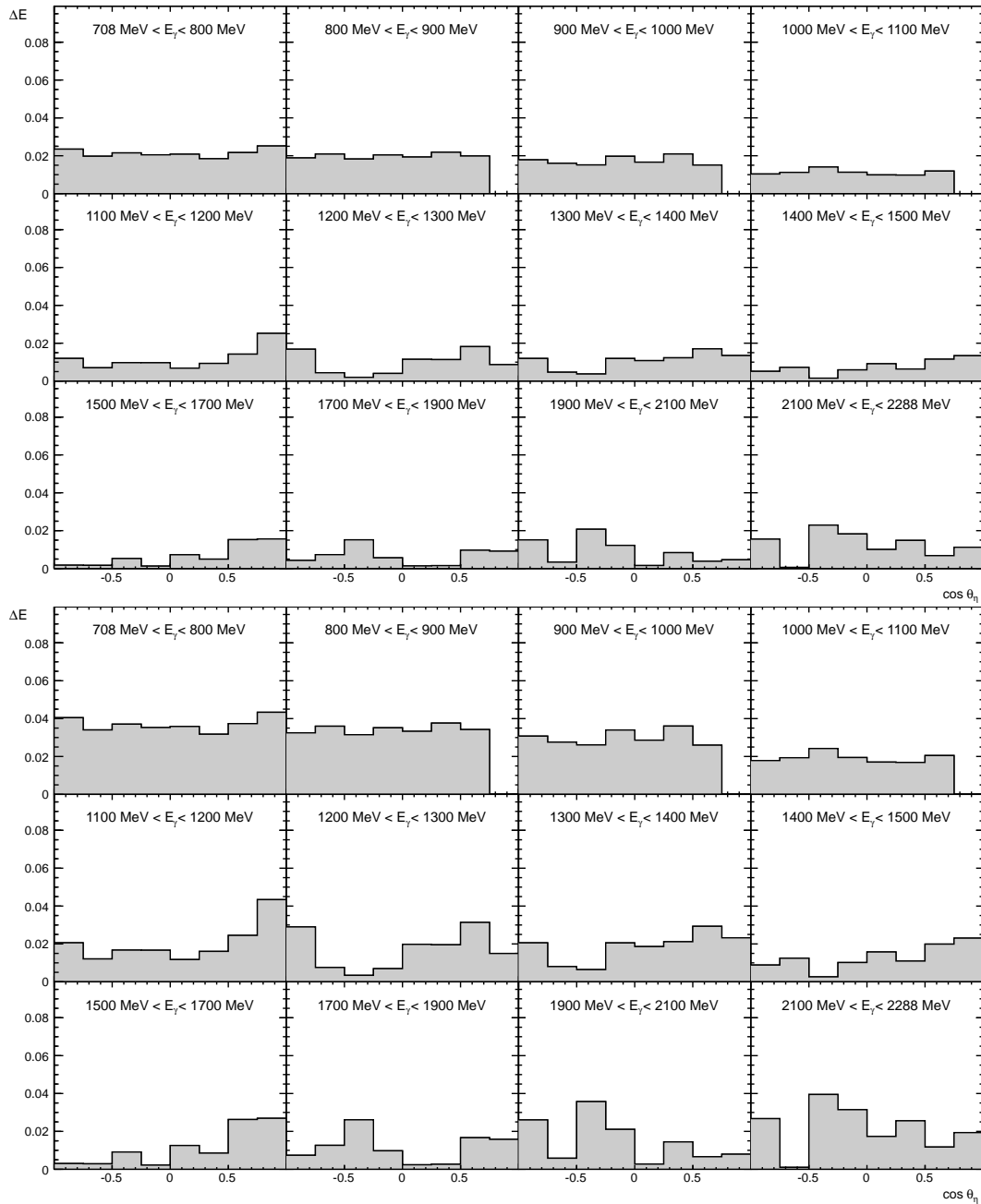


Abb. 7.17.: Durch die Bestimmung der Target- (oben) bzw. Strahlpolarisation (unten) verursachter systematischer Fehler der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  für die einzelnen Energie- und Winkelbereiche.

Als größte Beiträge zum systematischen Fehler haben sich hierbei die Unsicherheiten in der **Polarisationsbestimmung** herausgestellt. In Abbildung 7.17 ist die Abweichung bei einer systematischen Verschiebung der Polarisationswerte für jeden einzelnen Energie- und Winkelbereich für die Target- (oben) bzw. die Strahlpolarisation (unten) dargestellt. Da  $E$  mit dem jeweiligen Polarisationswert skaliert wird, ist der Wert des systematischen Fehlers direkt vom Absolutwert von  $E$  abhängig und beträgt für die Targetpolarisation maximal  $\Delta E \approx 0,025$ .

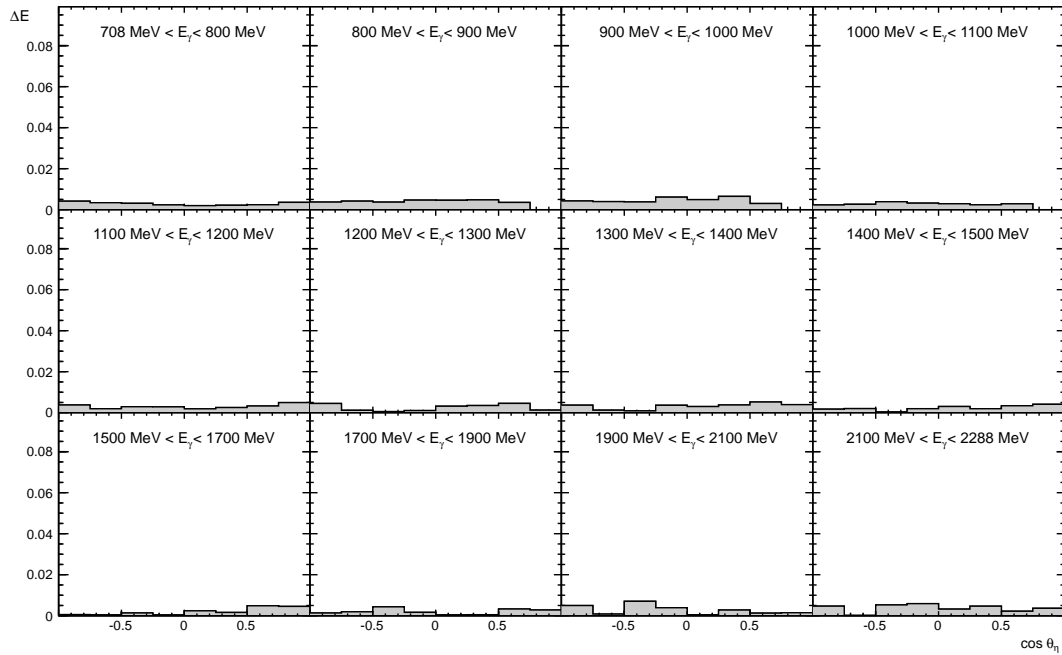


Abb. 7.18.: Durch die Skalierungsfaktorbestimmung verursachter systematischer Fehler der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  für die einzelnen Energie- und Winkelbereiche.

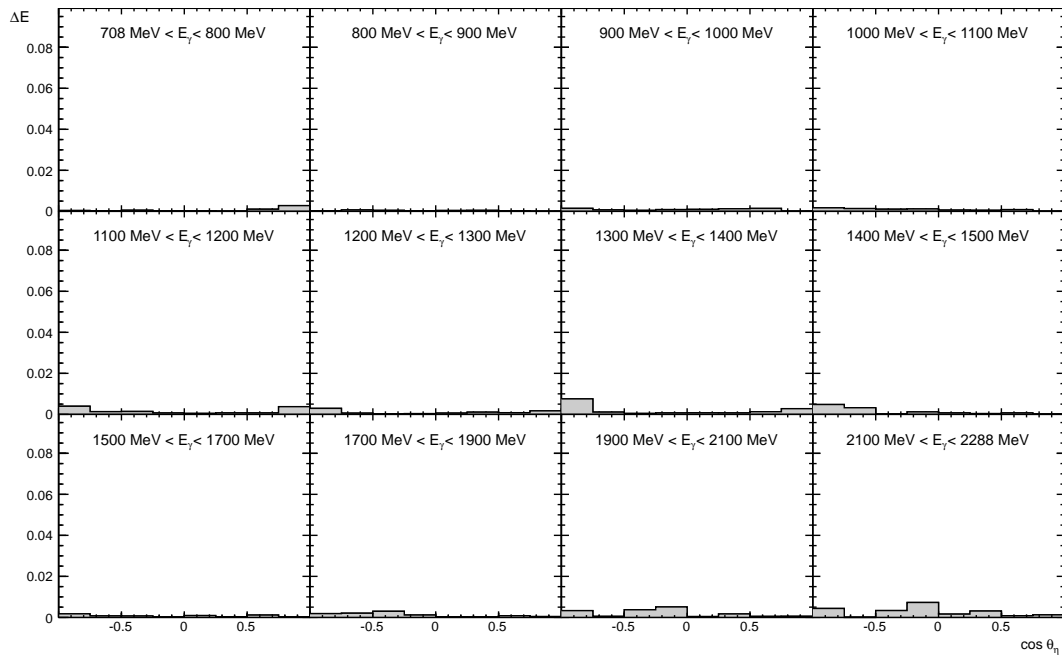


Abb. 7.19.: Durch die Untergrundbestimmung verursachter systematischer Fehler der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  für die einzelnen Energie- und Winkelbereiche.

Die Strahlpolarisation ist zusätzlich energieabhängig (siehe Formel 3.1 in Abschnitt 3.1.1.2), weshalb der größte Effekt bei niedrigeren Polarisationswerten, also geringeren Energien zu erwarten ist. Nahe der  $\eta$ -Produktionsschwelle beträgt der durch die Bestimmung der Strahlpolarisation hervorgerufene maximale systematische Fehler  $\Delta E \approx 0,04$ .



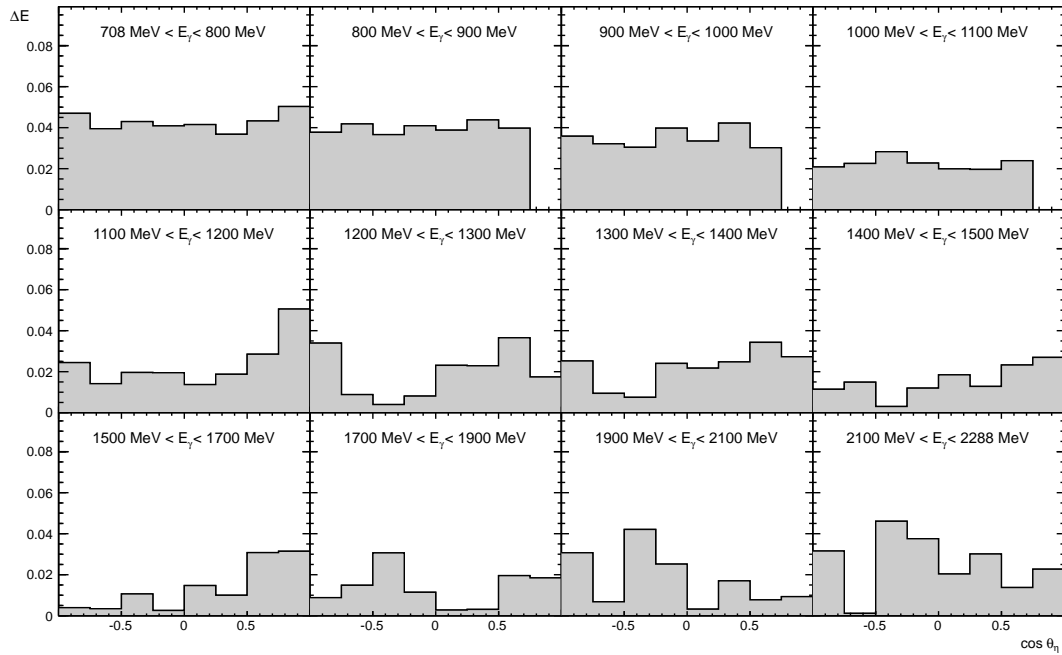


Abb. 7.20.: Systematischer Gesamtfehler der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  für die einzelnen Energie- und Winkelbereiche.

Der systematische Fehler in der Bestimmung des **Kohlenstoffskalierungsfaktors**  $s$  wurde in Abschnitt 7.2.1 recht konservativ zu  $\Delta s_{\text{sys}} = 10\% \cdot s = 0,126$  abgeschätzt. In Abbildung 7.18 ist zu erkennen, dass diese Abschätzung keine weiteren Probleme bereitet, da der dadurch verursachte Fehler aufgrund des relativ hohen Dilutionfaktors kaum Auswirkung auf das Ergebnis hat und in keinem einzelnen Energie- und Winkelbereich größer als  $\Delta E = 0,01$  wird.

Noch geringer als der durch die Bestimmung des Kohlenstoffskalierungsfaktors  $s$  hervorgerufene systematische Fehler ist der Anteil, welcher durch eine eventuell unvollständige **Untergrundbestimmung** verursacht wird. In Abschnitt 7.3 wurde der systematische Fehler in der Untergrundbestimmung anhand der Energie- und Winkelbereiche mit der niedrigsten Statistik bestimmt, wodurch es sich ebenfalls um eine sehr konservative Abschätzung handelt. Abbildung 7.19 zeigt, dass eine genauere Betrachtung des Untergrunds für eine energie- und winkelabhängige Fehlerbestimmung nicht notwendig ist, da eine systematische Variation des Untergrundanteils mit  $\Delta E < 0,01$  keine nennenswerte Auswirkung auf das Endergebnis hat. Nicht betrachtet wurde die in der **Flussnormierung** (Abschnitt 7.1) auftretende statistische Abweichung bei der Betrachtung der unterschiedlichen Polarisationsstellungen bzw. der Kohlenstoffschäumdaten. Diese statistische Unsicherheit führt für die Bestimmung von  $E$  zu einer systematischen Verschiebung. Bei Ereigniszahlen von  $\mathcal{O}(10^{10})$  pro Energiebereich kann diese Unsicherheit mit

$$\frac{\sqrt{\mathcal{O}(10^{10})}}{\mathcal{O}(10^{10})} = 10^{-5}$$

vernachlässigt werden.

Die hier betrachteten möglichen Fehlerquellen, welche das Ergebnis der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  systematisch beeinflussen können, sind jeweils unabhängig voneinander. Daher können die einzelnen Anteile für die Angabe eines gesamten systematischen Fehlers der Analyse quadratisch addiert werden. Das Ergebnis

ist in Abbildung 7.20 dargestellt. Der Wert des kombinierten systematischen Fehlers liegt bei maximal  $\Delta E \approx 0,05$  und ist somit fast eine Größenordnung kleiner als der entsprechende statistische Fehler. In den folgenden Ergebnisdarstellungen wird der systematische Fehler jeweils als graues Band um die X-Achse eingezeichnet.

## 7.5. Ergebnisse

Die Doppelpolarisationsobservablen  $E$  wurde im Kanal  $\gamma p \rightarrow p\eta$  für 93 Datenpunkte inklusive der statistischen und systematischen Fehler bestimmt. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 7.21 und 7.22 in zwei verschiedenen Darstellungen aufgetragen.

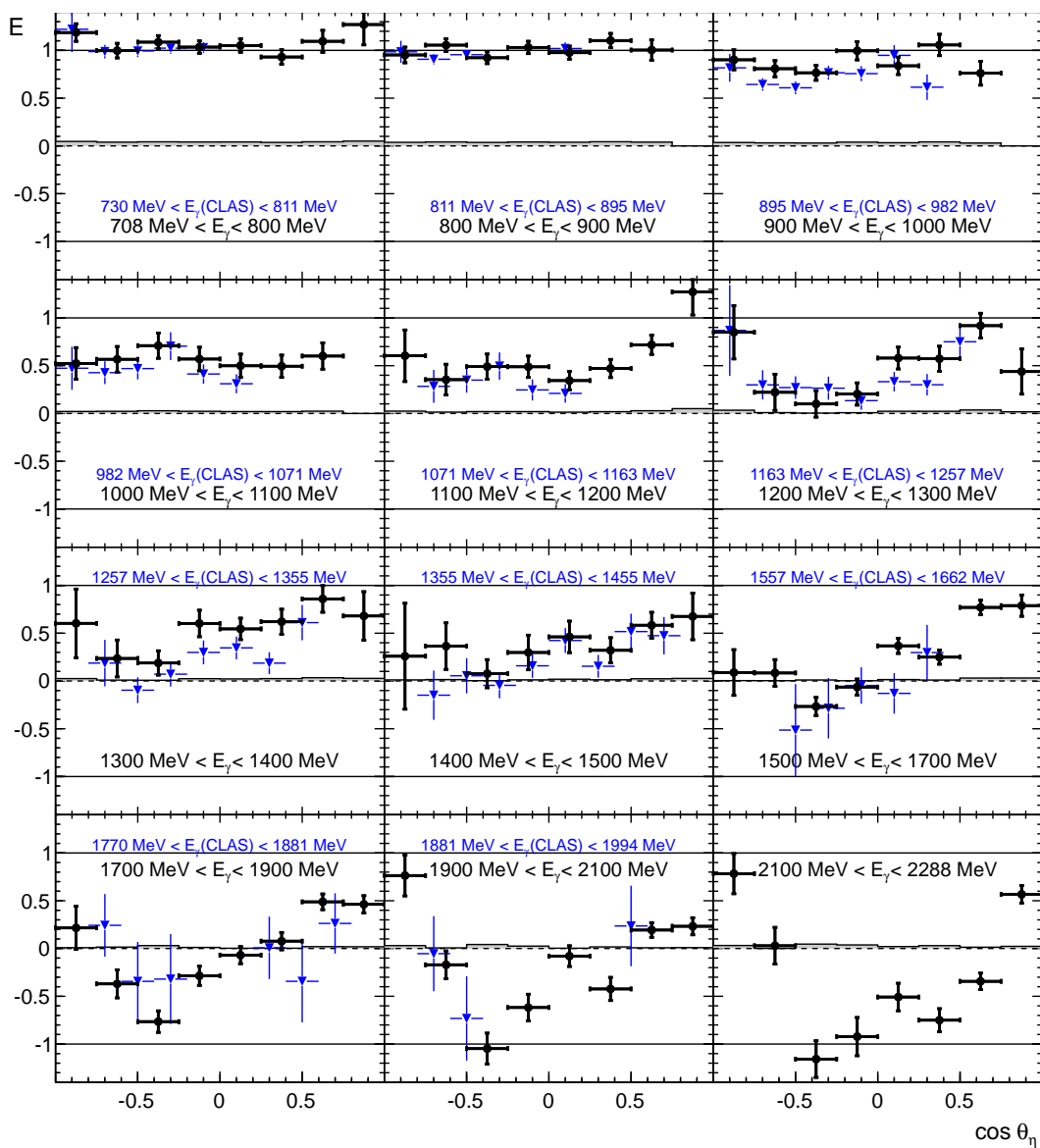


Abb. 7.21.: Winkelverteilung der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  für verschiedene Energiebereiche. Die Datenpunkte sind mit ihren statistischen Fehlern dargestellt, der systematische Fehler ist jeweils in Grau an der X-Achse zu sehen. Zusätzlich sind die Ergebnisse der CLAS-Kollaboration [Sen<sup>+</sup>16] in Blau eingezeichnet. Zu beachten ist hierbei, dass die Energiebereiche nicht exakt übereinstimmen.

Abbildung 7.21 zeigt die Doppelpolarisationsobservable  $E$  für verschiedene Energiebereiche jeweils gegen den Winkel des Mesons im Schwerpunktsystem. Zum Vergleich sind die Datenpunkte der CLAS-Kollaboration [Sen<sup>+</sup>16] in Blau eingezeichnet. Es ist zu erkennen, dass die Werte nahe der  $\eta$ -Produktionsschwelle bei  $E_\gamma = 708$  MeV wie erwartet mit  $E = 1$  kompatibel sind. Hier dominiert die  $S_{11}(1535)$ -Resonanz, welche nur zu  $\sigma_{1/2}$  beitragen kann, den Wirkungsquerschnitt der  $\eta$ -Photoproduktion. Eine leichte Abweichung zu größeren Werten hin wird im Folgenden quantifiziert und diskutiert. Bei höheren Energien werden Strukturen in der Winkelverteilung sichtbar, die ab  $E_\gamma \approx 1,5$  GeV teilweise zu Vorzeichenwechseln führen. Insbesondere bei Strahlenergien oberhalb von  $E_\gamma \approx 2$  GeV wird die Doppelpolarisationsobservable  $E$  in zentralen Winkelbereichen maximal negativ. Während die Datenpunkte der CLAS-Kollaboration jeweils eine leicht bessere Winkelauflösung und bei niedrigeren Energien einen geringeren statistischen Fehler aufweisen, umfassen die hier vorgestellten Daten einen größeren Energiebereich und decken unabhängig vom betrachteten Energiebereich nahezu den vollständigen Raumwinkel ab. Insbesondere können auch bei hohen Energien  $E_\gamma > 1700$  MeV die vorhandene Strukturen gut aufgelöst werden. Eine vollständige Liste der Datenpunkte inklusive ihrer statistischen und systematischen Fehler befindet sich in Anhang A.

In Abbildung 7.22 sind die selben Datenpunkte für verschiedene Winkelbereiche für verschiedene Winkelbereiche jeweils gegen die Strahlenergie aufgetragen. Es ist zu erkennen, wie jeder Winkelbereich bei  $E = 1$  an der  $\eta$ -Produktionsschwelle startend ein unterschiedliches ener-

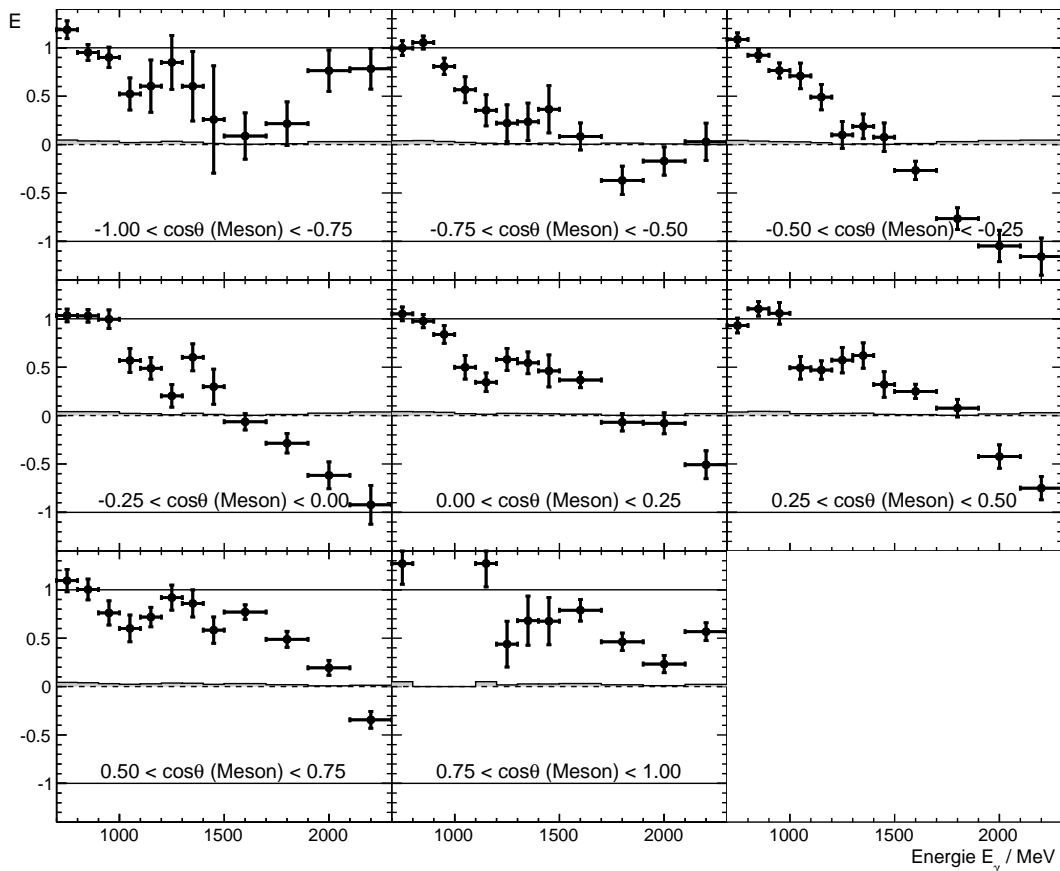


Abb. 7.22.: Energieabhängigkeit der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  für ausgewählte Winkelbereiche.

gieabhängiges Verhalten aufweist, wobei die Andeutung eines lokalen Maximums von  $E$  bei Energien um ca.  $E_\gamma = (1200 - 1400) \text{ MeV}$  in allen Winkelbereichen zu beobachten ist. Ein von  $E = 1$  abweichendes Ergebnis im kleinsten und größten  $\cos \theta$ -Winkelbereich spricht für eine starke Änderung von  $E$  in einem schmalen Winkelbereich, da für  $\cos \theta = \pm 1$  aufgrund von Drehimpulserhaltung  $E = 1$  gilt. Da sich die Doppelpolarisationsobservable  $E$  über

$$E = \frac{\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}}$$

aus den polarisationsabhängigen Wirkungsquerschnitten  $\sigma_{\frac{1}{2}}$  und  $\sigma_{\frac{3}{2}}$  zusammensetzt, können umgekehrt nach der Bestimmung von  $E$  bei zusätzlicher Kenntnis des dif-

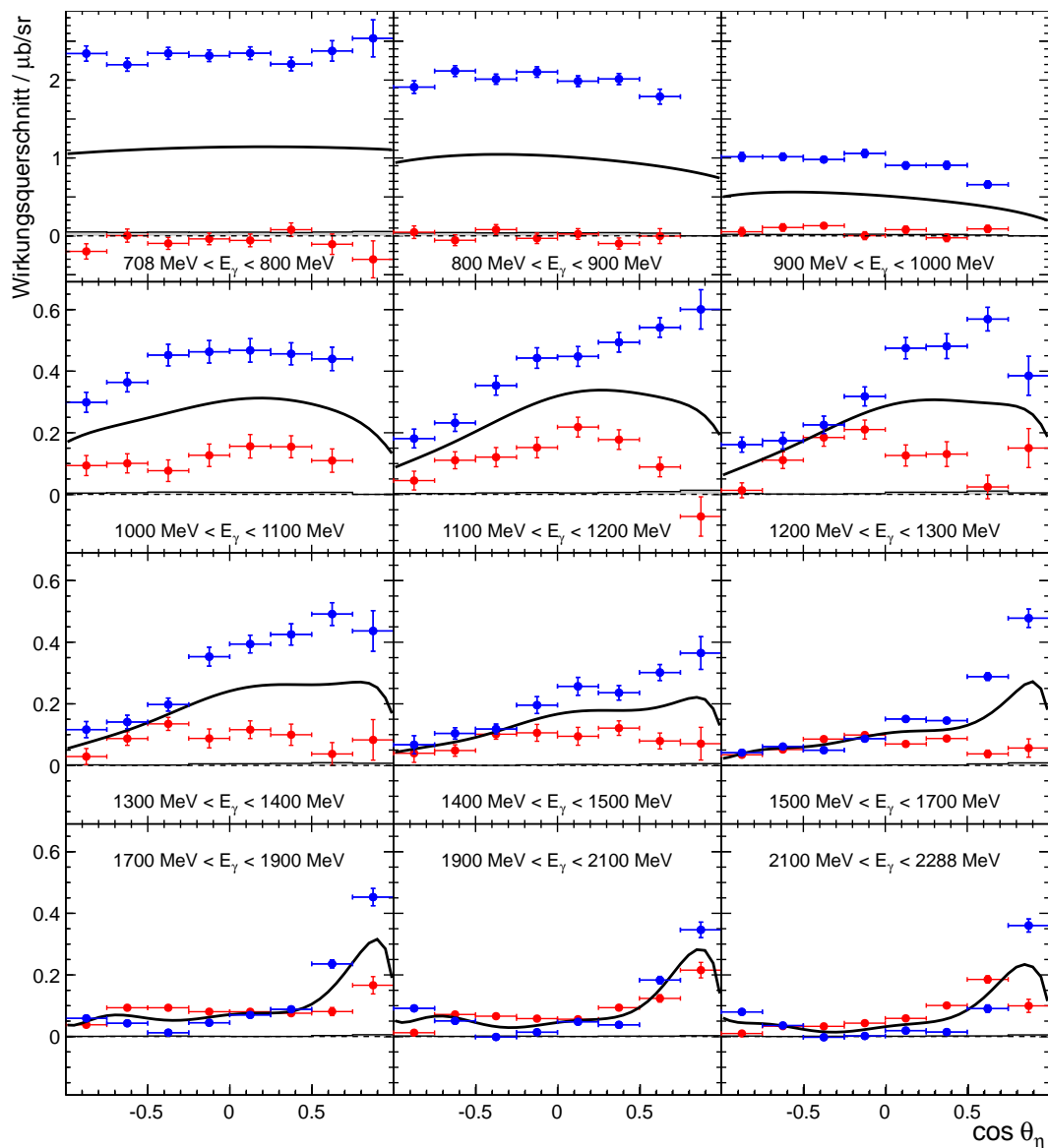


Abb. 7.23.: Anteile von  $\sigma_{1/2}$  (rot) und  $\sigma_{3/2}$  (blau) am totalen Wirkungsquerschnitt (schwarz) der mit Hilfe dieser Daten neu erstellten BnGa-Lösung. Der eingezeichnete systematische Fehler (grauer Balken) ist für beide Anteile gleich groß, aber maximal antikorreliert.

ferentiellen Wirkungsquerschnitts  $2 \cdot \sigma = \sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}$  diese polarisationsabhängigen Wirkungsquerschnittanteile einzeln bestimmt werden:

$$\begin{aligned}\sigma_{\frac{1}{2}}(E_\gamma, \cos \theta) &= \sigma(E_\gamma, \cos \theta) \cdot (1 + E(E_\gamma, \cos \theta)), \\ \sigma_{\frac{3}{2}}(E_\gamma, \cos \theta) &= \sigma(E_\gamma, \cos \theta) \cdot (1 - E(E_\gamma, \cos \theta)).\end{aligned}$$

Das Ergebnis dieser Umrechnung ist für die einzelnen Energie- und Winkelbereiche in Abbildung 7.23 dargestellt. Die Werte für den für die Berechnung verwendeten und als schwarze Linie eingezeichneten differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\sigma(E_\gamma, \cos \theta)$  stammen aus der mit Hilfe dieser Daten neu erstellten Lösung der BnGa-PWA. Der für Energien bis  $E_\gamma = 1000$  MeV aufgrund der Dominanz der  $N(1535)1/2^-$ -Resonanz nahe bei  $E = 1$  liegende Wert der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  führt in der Aufteilung auf  $\sigma_{\frac{1}{2}}$  und  $\sigma_{\frac{3}{2}}$  zu dem zu beobachtenden Verhalten, dass in diesem Bereich  $\sigma_{\frac{3}{2}} \approx 0 \mu\text{b}$  beträgt und erst bei höheren Energien zum Wirkungsquerschnitt beiträgt.

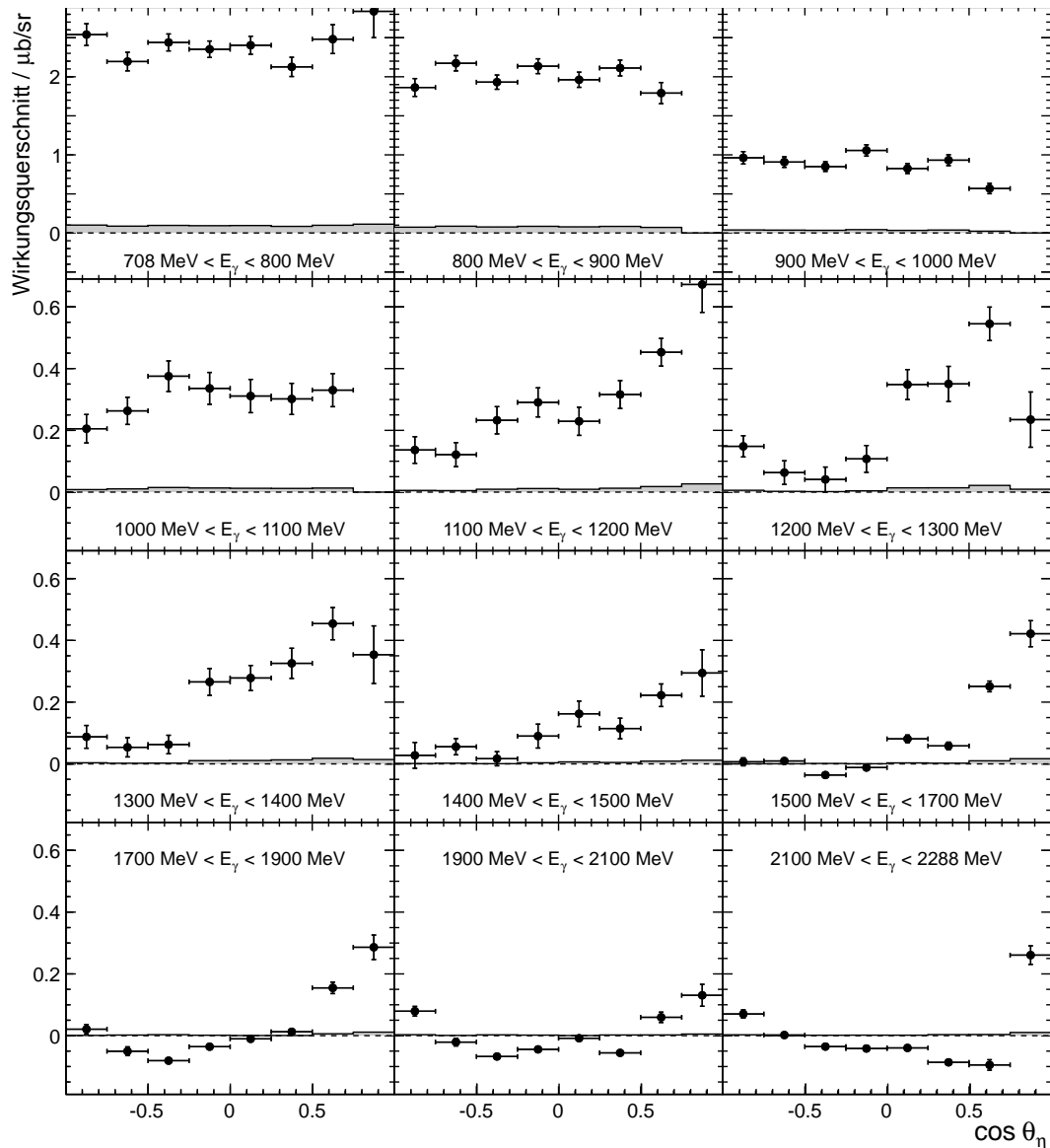


Abb. 7.24.: Differenz  $\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$ .

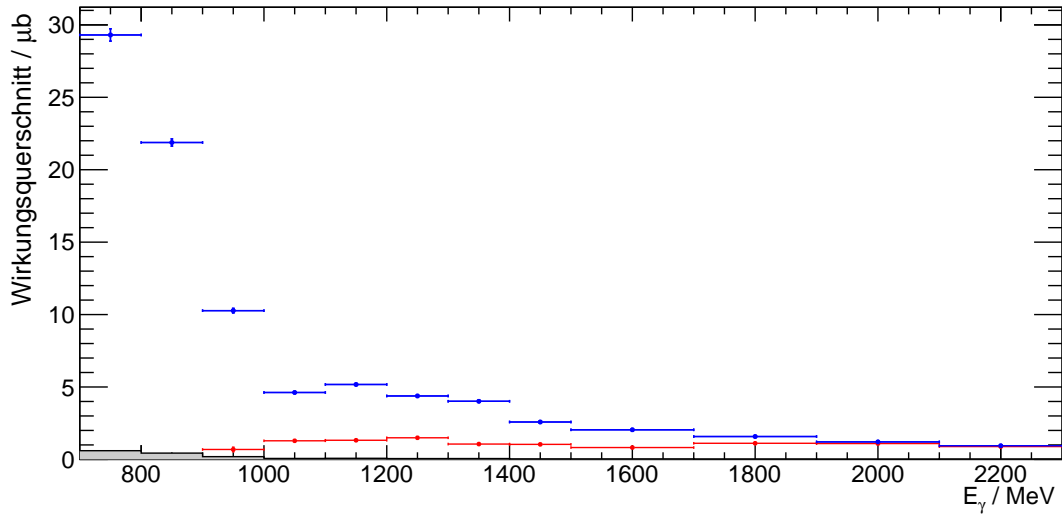


Abb. 7.25.: Polarisationsabhängige Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{1/2}$  (rot) und  $\sigma_{3/2}$  (blau) in Abhängigkeit der Strahlenergie  $E_\gamma$ .

Abbildung 7.24 zeigt die Differenz der beiden in Abbildung 7.23 dargestellt Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\frac{1}{2}}$  und  $\sigma_{\frac{3}{2}}$ .

Die reine Energieabhängigkeit der polarisationsabhängigen Wirkungsquerschnittsanteile  $\sigma_{\frac{1}{2}}(E_\gamma)$  und  $\sigma_{\frac{3}{2}}(E_\gamma)$  kann betrachtet werden, indem über den Winkel integriert wird. Für äquidistante Bereiche in  $\cos\theta$  kann die Integration durch eine auf die Anzahl der Bins normierte Summe ersetzt werden:

$$\sigma_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}(E_\gamma) = 4\pi \cdot \frac{1}{N} \sum_{\cos\theta} \sigma_{\frac{1}{2},\frac{3}{2}}(E_\gamma, \theta).$$

Die Werte für die vorhandenen Akzeptanzlöcher werden geeignet extrapoliert, indem hier in die Berechnung für  $\sigma_{\frac{1}{2}}$  und  $\sigma_{\frac{3}{2}}$  die fehlenden Werte für  $E$  aus der mit Hilfe dieser Daten neu erstellten BnGa-PWA (siehe Abschnitt 8.2) verwendet werden. Das Ergebnis ist in Abbildung 7.25 zu sehen. Es ist zu erkennen, wie  $\sigma_{\frac{1}{2}}$  nahe der  $\eta$ -Produktionsschwelle dominiert und dann mit zunehmender Energie bis auf eine Ausnahme bei  $E_\gamma = (1100 - 1200)$  MeV kontinuierlich abnimmt, während der Beitrag von  $\sigma_{\frac{3}{2}}$  von der Schwelle an zunimmt, um ab  $E_\gamma \approx 1000$  MeV nahezu konstant zu bleiben.

Aus den integrierten Wirkungsquerschnittanteilen kann wiederum der energieabhängige Verlauf der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  bestimmt werden. Abbildung 7.26 zeigt diese über den Winkel integrierte Energieabhängigkeit der Doppelpolarisationsobservablen  $E$ .

Die über den Winkel integrierte Doppelpolarisationsobservable  $E$  wird in dem untersuchten Energiebereich nicht negativ, was damit zu erklären ist, dass der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\sigma(E_\gamma, \theta)$  für Energien  $E_\gamma > 1300$  MeV jeweils bei  $\cos\theta \approx 1$  maximal wird (siehe Abbildung 7.23), wodurch dieser Bereich, in welchem auch  $E$  gegen Eins geht, im Integral stärker gewichtet wird. Es ist zu erkennen, wie  $E$  im niedrigsten Energiebereich  $700 \text{ MeV} < E_\gamma < 800 \text{ MeV}$  oberhalb von  $E = 1$  liegt. Der Wert an der  $\eta$ -Produktionsschwelle beträgt

$$E = 1,080 \pm 0,032_{\text{stat}} \pm 0,046_{\text{sys}}.$$

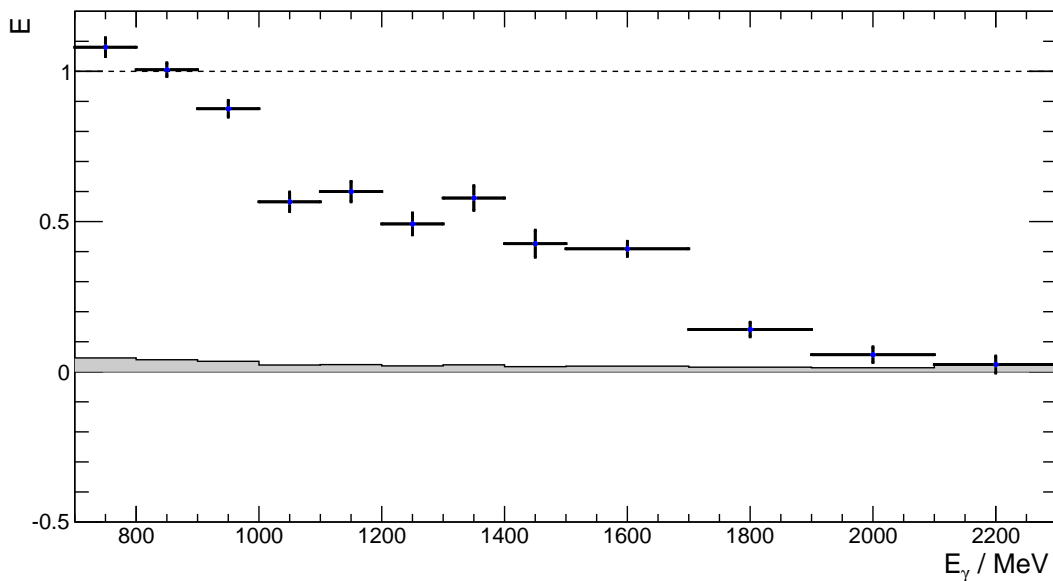


Abb. 7.26.: Die Doppelpolarisationsobservable  $E$  in Abhängigkeit von der Strahlenergie  $E_\gamma$ .

Wenn statistischer und systematischer Fehler quadratisch addiert werden, ergibt sich

$$E = 1,080 \pm 0,056$$

und die Abweichung von  $E = 1$  beträgt ca.  $1,4\sigma$ .

Diese Abweichung kann verwendet werden, um weitere Aussagen über den systematischen Fehler zu treffen. Da wie in Abschnitt 7.4.2 gezeigt, die durch die Untergrundbestimmung sowie den Kohlenstoffskalierungsfaktor hervorgerufene systematische Unsicherheit gegenüber der Unsicherheit in der Polarisationsbestimmung nahezu vernachlässigt werden kann, kann aus der beobachteten Abweichung zu einem zu großen Absolutwert von  $E$  auf ein systematisch zu gering angenommenes Produkt aus Strahl- und Targetpolarisation geschlossen werden. Der Anteil der Polarisationsunsicherheit am systematischen Fehler beträgt ca. 94%. Wenn man Strahl- und Targetpolarisation um den jeweiligen Wert des systematischen Fehlers vergrößern würde, ergäbe sich

$$E = 1,037 \pm 0,033$$

und die Abweichung von  $E = 1$  würde noch ca.  $1,1\sigma$  betragen. Um diese Abweichung von  $E = 1$  auf  $< 1\sigma$  zu reduzieren, müsste der Fehler der Polarisationsbestimmung um ca. 10% z.B. von  $\Delta P_\gamma \approx 3,5\%$  auf  $\Delta P_\gamma \approx 3,9\%$  oder von  $\Delta P_T \approx 2,0\%$  auf  $\Delta P_T \approx 2,2\%$  erhöht werden. Auch eine kombinierte Unterschätzung beider Fehler ist möglich. Diese erhöhten Werte sind größer als in den entsprechenden Quellen (siehe Abschnitt 3.1.1.4 bzw. [Dut11] in Abschnitt 3.1.2.1) angegeben, aber nicht vollkommen unrealistisch.





## 8. Vergleich mit Vorhersagen der verschiedenen Partialwellenanalysen und Interpretation der Daten

### 8.1. Vorhersagen der Partialwellenanalysen

Um die Auswirkung der erhaltenen Daten der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  im  $\eta$ -Zerfallskanal (siehe Abbildung 7.21 bzw. Tabelle A.1) auf die Baryonenspektroskopie interpretieren zu können, ist eine Untersuchung mit Hilfe einer Partialwellenanalyse notwendig.

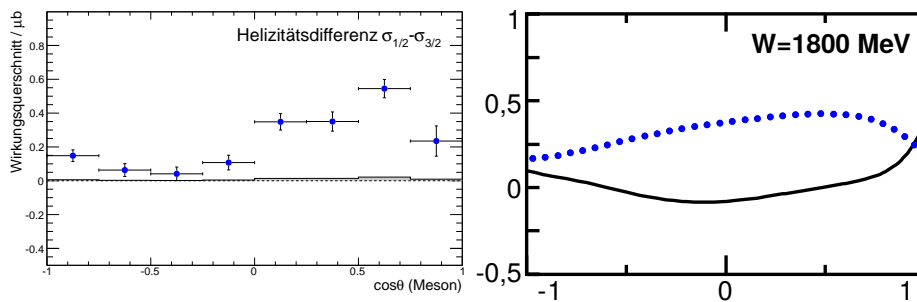


Abb. 8.1.: Helizitätsdifferenz im Energiebereich  $E_\gamma = 1200 - 1300 \text{ MeV}$  bzw.  $W \approx 1770 - 1820 \text{ MeV}$  (links) im Vergleich mit der Vorhersage der BnGa-PWA von 2007 (—) sowie des  $\eta$ -MAID-Modells von 2003 ( $\cdots$ ) (rechts) [PAC05].

Abbildung 8.1 zeigt auf der linken Seite die aus den in Abbildung 7.23 dargestellten helizitätsabhängigen Wirkungsquerschnitten berechnete Helizitätsdifferenz

$$\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}$$

im bereits in Abschnitt 2.2.3 auf Seite 23 erwähnten Energiebereich von

$$1200 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}.$$

Auf der rechten Seite sind die Vorhersagen der BnGa-Partialwellenanalyse von 2007 sowie des  $\eta$ -MAID-Modells von 2003 für den selben Energiebereich dargestellt. Diese unterscheiden sich unter anderem durch ihren unterschiedlichen Beiträgen der Resonanzen  $P_{11}(1710)$  sowie  $P_{13}(1720)$  (siehe Abbildung 2.12 auf Seite 24). Anhand eines optischen Vergleichs lässt sich bereits erkennen, dass die Lösung der BnGa-Partialwellenanalyse von 2007 ohne Beiträge einer  $P_{13}(1720)$ -Resonanz nicht in der Lage ist, die Daten zu beschreiben, aber auch die alternative Beschreibung durch das  $\eta$ -MAID-Modell keine ausreichende Übereinstimmung liefert.

Auf Basis der bis zum Jahr 2011 publizierten Daten<sup>1</sup> in der Baryonenspektroskopie ergaben sich im Rahmen der BnGa-PWA 2011 zwei Klassen von Lösungen. Die Anpassung an alle Daten ergibt kein wohldefiniertes Minimum, sondern konvergiert jeweils in der Nähe einer der beiden 2011-01 sowie 2011-02 genannten Lösungsklassen. [Ani<sup>+</sup>11; Ani<sup>+</sup>12a; Ani<sup>+</sup>12b] Der signifikanteste Unterschied dieser beiden Lösungen besteht in der Anzahl der gefundenen  $J^P = 3/2^+$ -Nukleonresonanzen. Während die Lösung BnGa2011-01 neben der  $N(1720)3/2^+$  mit der  $N(1900)3/2^+$  nur eine weitere  $J^P = 3/2^+$ -Resonanz enthält, findet die BnGa2011-02-Lösung mit  $N(1975)3/2^+$  eine dritte  $J^P = 3/2^+$ -Resonanz. Auch die Massen an der Polstelle der niedrigst liegenden  $J^P = 7/2^+$ -Nukleonresonanz unterscheiden sich mit  $(1975 \pm 15)$  MeV in der BnGa2011-01-Lösung bzw.  $(2100 \pm 15)$  MeV in der BnGa2011-02-Lösung deutlich voneinander. Weitere Unterschiede bestehen u.a. in der Breite der  $N(1700)3/2^-$ -Resonanz (an der Polstelle  $\Gamma \approx 250$  MeV in BnGa2011-01 bzw.  $\Gamma = (420 \pm 180)$  MeV in BnGa2011-02) sowie der Helizitätsamplitude der  $N(1880)1/2^+$  ( $A_{1/2} = (0,014 \pm 0,003)$  GeV<sup>-1</sup> bzw.  $A_{1/2} = (0,036 \pm 0,012)$  GeV<sup>-1</sup>).

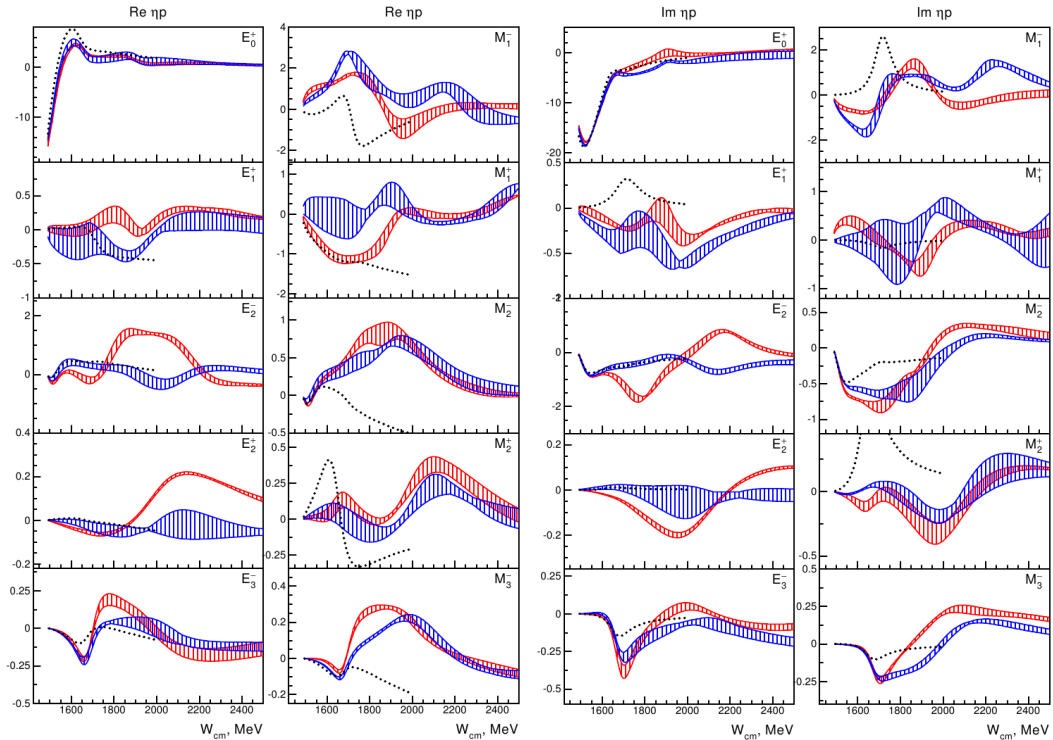


Abb. 8.2.: Multipole der BnGa-PWA-Lösungen 2011 im Kanal  $\gamma p \rightarrow p\eta$ . [Ani<sup>+</sup>12a] Dargestellt sind die Lösungen 2011-01 (rot) und 2011-02 (blau) mit den entsprechenden Fehlerbändern sowie des  $\eta$ MAID-Modells aus dem Jahr 2003 (gepunktet). Die  $y$ -Achsen umfassen jeweils unterschiedliche Bereiche und haben die Einheit  $\text{mf} = 10^{-18}$  m.

Die Multipole der beiden Lösungsklassen 2011-01 und 2011-02 sind in Abbildung 8.2 dargestellt. Die Fehlerbänder ergeben sich aus den Abweichungen der verschiedenen Lösungen innerhalb einer Lösungsklasse. Während die beiden Lösungsklassen für einzelne Multipole sehr ähnlich sind (z.B.  $E_{0+}$ ), ergeben sich für andere Multipole deutliche Unterschiede (z.B.  $E_{2-}$ ) oder breite Fehlerbänder (z.B.  $M_{1+}$ ). Das  $\eta$ MAID-

<sup>1</sup> Die für die BnGa-Partialwellenanalyse verwendete Datenbasis ist unter [https://pwa.hiskp.uni-bonn.de/Reaction\\_list.php](https://pwa.hiskp.uni-bonn.de/Reaction_list.php) aufgelistet.

Modell aus dem Jahr 2003 liefert nur Daten für Energien bis zu  $W \approx 2 \text{ GeV}$ , weicht aber insbesondere bei den magnetischen Multipolen deutlich von den Lösungen der BnGa-Partialwellenanalyse ab. Aus den Multipolen können die physikalisch beobachtbaren Observablen berechnet werden.

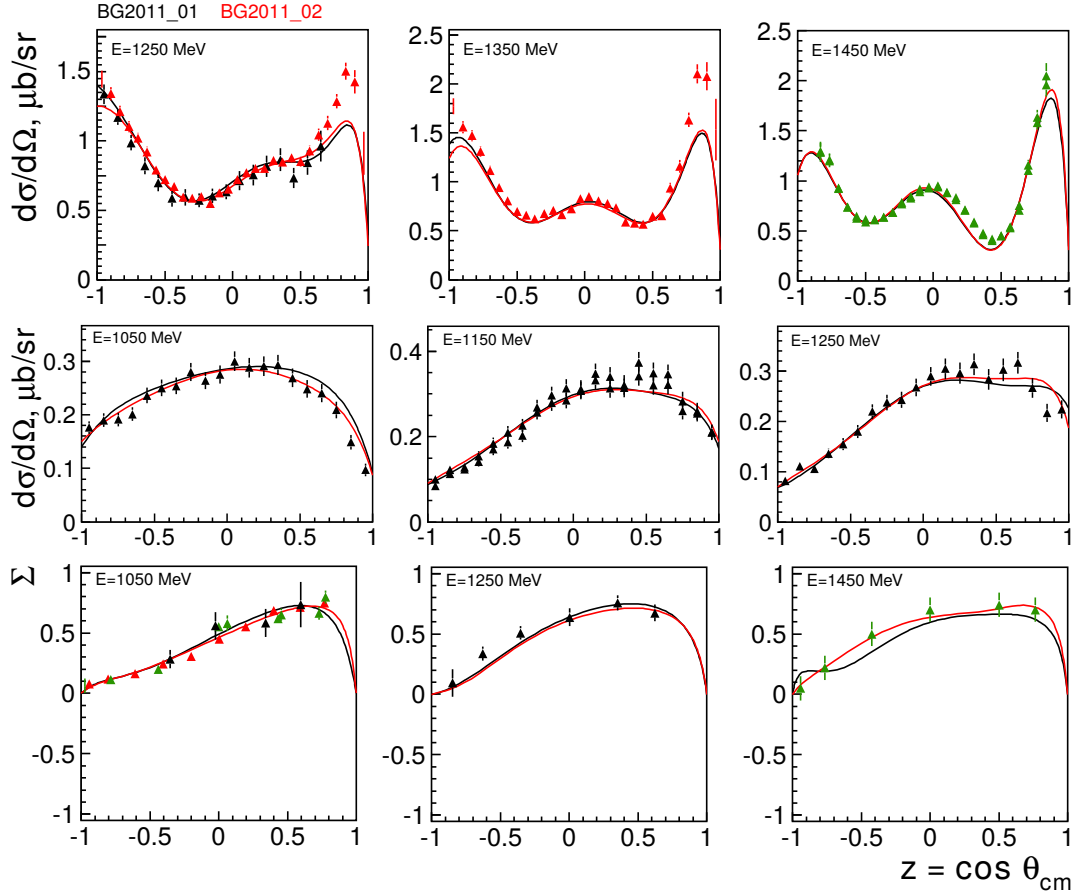


Abb. 8.3.: Vergleich von Observablen mit den BnGa-PWA-Lösungen 2011. Dargestellt sind die Lösungen 2011-01 (—) sowie 2011-02 (—) für verschiedene Observablen und Energien im Vergleich mit den Daten.<sup>2</sup>

Oben: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$

Mitte: Differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$

Unten: Strahlasymmetrie  $\Sigma$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$

Abbildung 8.3 zeigt einen Vergleich für die Beschreibung des differentiellen Wirkungsquerschnitts in den Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow p\eta$  sowie der Strahlasymmetrie  $\Sigma$  in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$  mit den beiden BnGa-PWA-Lösungen 2011-01 und 2011-02. Es ist zu erkennen, wie beide Lösungen trotz der unterschiedlichen Multipole in der Lage sind, die verschiedenen Datensätze zu beschreiben.

Die Sensitivität der verschiedenen Lösungen der BnGa-PWA auf die Doppelpolarisationsobservable  $E$  wird anhand von Abbildung 8.4 gezeigt. Hier sind für ausgewählte Energiebereiche zusätzlich zu den Daten der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  die Vorhersagen der beiden BnGa-PWA-Lösungen 2011-01 und 2011-02 eingezeichnet. Es ist deutlich zu erkennen, wie unterschiedlich hier die beiden Lösungsklassen ausfallen und dass die neuen Daten zur Konvergenz verschiedener Lösungen

<sup>2</sup> Die Abbildungen stammen von der Webseite der BnGa-PWA-Gruppe. Werte und Referenzen sind ebenfalls dort zu finden.

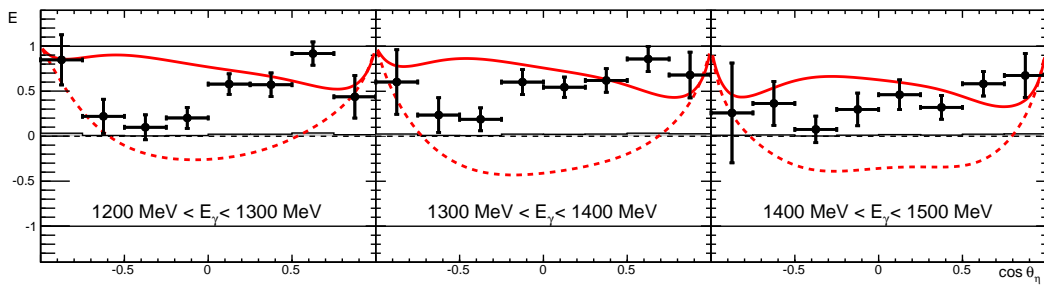


Abb. 8.4.: Sensitivität der BnGa-PWA auf die Doppelpolarisationsobservable  $E$ . Dargestellt sind die Lösungen 2011-01 (---) sowie 2011-02 (—) im Vergleich mit den Daten.

einer Partialwellenanalyse beitragen können.

Interessant ist, dass nicht eine der beiden Lösungsklassen eindeutig bevorzugt wird. Durch das Hinzufügen weiterer Observablen wird der mögliche Lösungsraum weiter eingeschränkt und führt zu einer neuen Lösung. Die Berücksichtigung der Polarisationsdaten ist somit ein weiterer Schritt in Richtung eines vollständigen Experimentes.

### Vergleich der Vorhersagen mit den $\gamma p \rightarrow p\eta$ -Daten für $E$

Abbildung 8.5 stellt alle in dieser Analyse erhaltenen und im vorhergehenden Kapitel gezeigten Datenpunkte den verschiedenen aktuellen Partialwellenvorhersagen gegenüber. Da für die neue  $\eta$ Maid-Lösung 2017 [Kas<sup>+</sup>17] noch keine Daten auf der Webseite veröffentlicht wurden, kann für diese Vorhersage kein Vergleich mit den Daten durchgeführt werden. Es ist zu erkennen, wie Werte und Vorhersagen nahe der  $\eta$ -Produktionsschwelle sehr gut mit  $E = 1$  sowie miteinander übereinstimmen. Sobald höhere Energien betrachtet werden, weichen die verschiedenen Vorhersagen voneinander ab, und keine Partialwellenanalyse ist in der Lage, die Daten zu beschreiben.

In verschiedenen Energie- und Winkelbereichen scheinen jeweils unterschiedliche Vorhersagen die beste Beschreibung zu liefern. Z.B. ist das Modell  $\eta$ MAID 2003 in der Lage im Bereich  $1000 \text{ MeV} < E_\gamma < 1100 \text{ MeV}$  die Datenpunkte zu reproduzieren. Im Bereich  $1700 \text{ MeV} < E_\gamma < 1900 \text{ MeV}$  hingegen weicht das  $\eta$ MAID-Modell deutlich von den Daten ab und die BnGa-Lösung 2011-01 beschreibt die Daten am besten, obwohl diese Lösung bei niedrigeren Energien deutliche Abweichungen aufweist. Insbesondere bei den höchsten erreichten Energien, bei welchen  $E$  im zentralen Winkelbereich maximal negativ wird, sagen die verschiedenen Partialwellenanalysen positive oder um  $E = 0$  schwankende Werte vorher.

Es ist deutlich zu erkennen, wie sensitiv die verschiedenen Partialwellenanalysen auf die Doppelpolarisationsobservable  $E$  sind und dass der Datensatz einen signifikanten Einfluss auf die extrahierten Werte für die Eigenschaften der beitragenden Resonanzen haben kann.

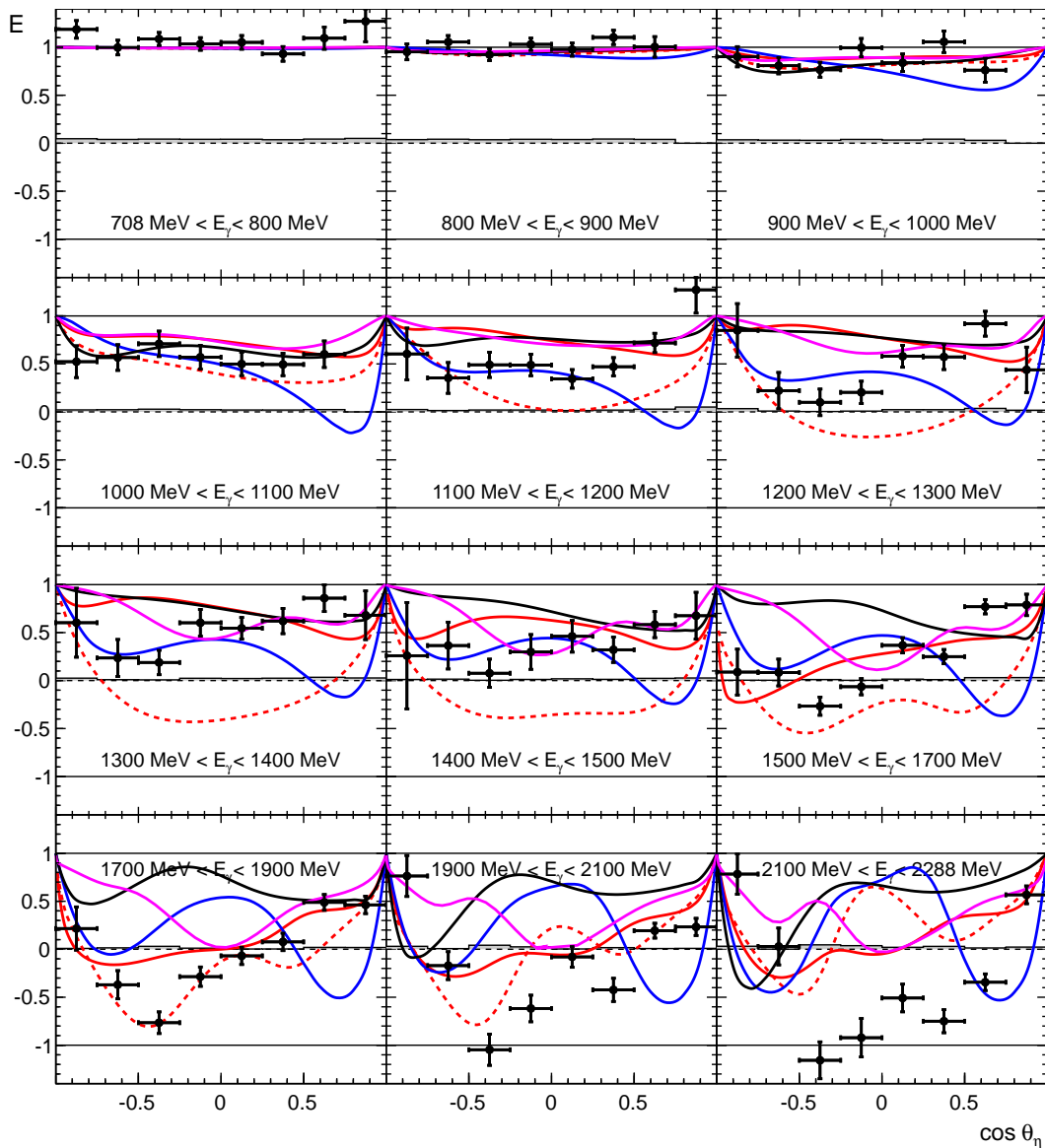


Abb. 8.5.: Vergleich der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  mit verschiedenen PWA-Vorhersagen. Dargestellt sind die Vorhersagen der BnGa-PWA (2011-01: rot gestrichelt, 2011-02: rot),  $\eta$ MAID 2003 (schwarz), SAID GE09 (blau) sowie JüBo 2015 (magenta).

## 8.2. Integration der neuen Daten in die BnGa-PWA

Um die konkrete Auswirkung der neuen Doppelpolarisationsdaten auf die Multipole sowie die extrahierten Resonanzen zu untersuchen, wurde der in der vorliegenden Arbeit analysierte Datensatz mit weiteren Datensätzen der  $\eta$ -Photoproduktion zu den Observablen  $\Sigma$  [Col<sup>+</sup>17],  $T$  [Ako<sup>+</sup>14; Har17a],  $P$ ,  $H$  [Har17a],  $G$  [Grü16] und  $F$  [Ako<sup>+</sup>14] zusammengefasst. Zusätzlich wurden neue Daten für den differentiellen Wirkungsquerschnitt in der  $\pi^0$ -Photoproduktion [Adl<sup>+</sup>15] berücksichtigt, um eine noch größere Sensitivität zu erreichen und dann eine neue Anpassung der BnGa-PWA auf Basis der 2011-02-Lösung inklusive dieser neuen Daten durchgeführt.

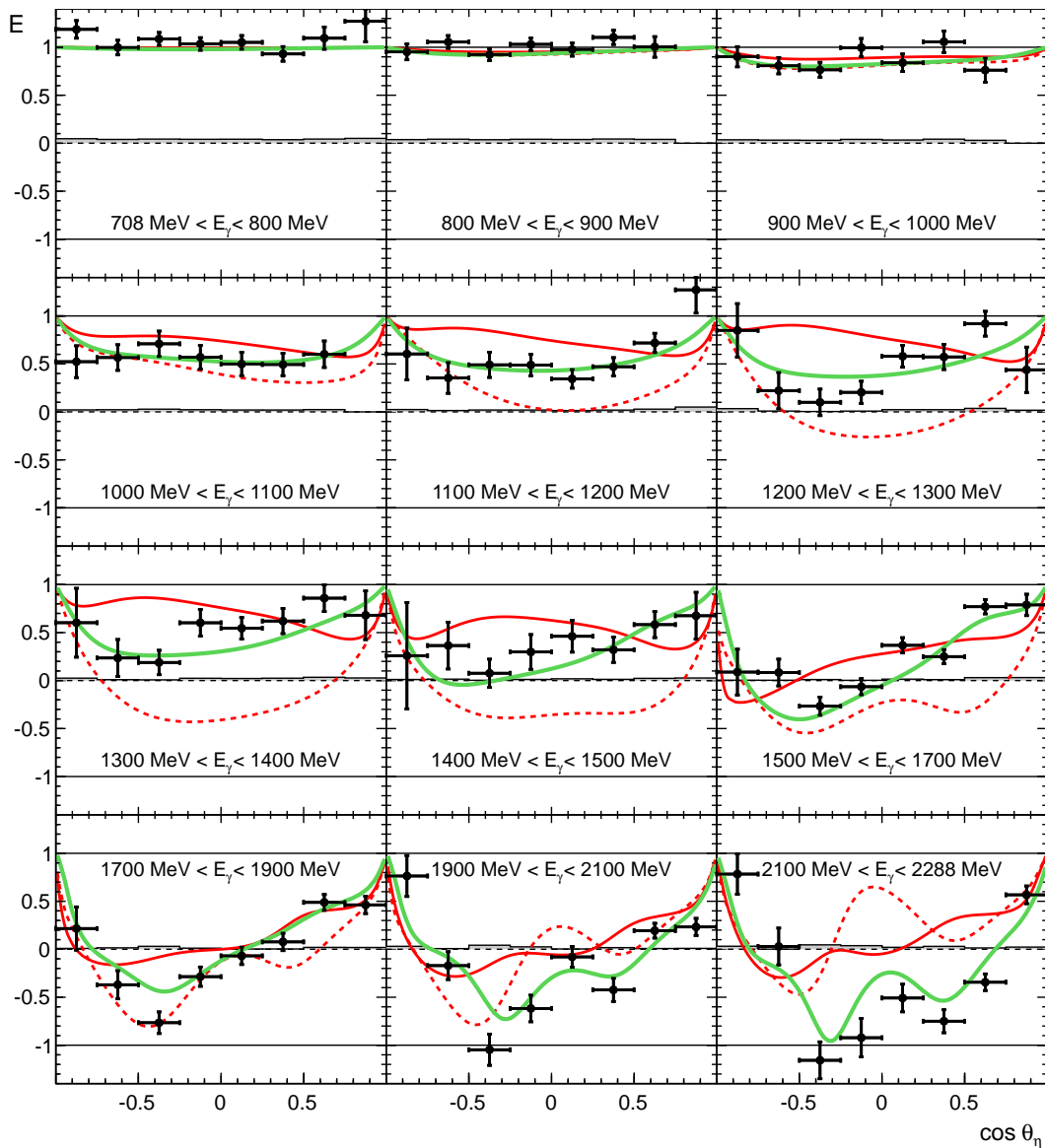


Abb. 8.6.: Auswirkung der Analyse auf PWA-Kurven. Zusätzlich zu den Datenpunkten sind die alten BnGa-PWA-Lösungen 2011-01 (---) und 2011-02 (—) sowie die neue Lösung (—) eingezeichnet.

In Kombination mit den anderen Datensätzen ergibt sich eine neue BnGa-PWA-Lösung, wobei als Konvergenzkriterium ein globales  $\chi^2$ -Minimum des simultanen Fits aller Observablen und Zerfallskanäle gesucht wird. Das Ergebnis dieser neuen BnGa-PWA-Lösung ist zusammen mit den Lösungen 2011-01 und 2011-02 sowie den Datenpunkten zu  $E$  in Abbildung 8.6 dargestellt. Es ist zu erkennen, wie die neue Lösung die Daten – wie zu erwarten – insgesamt deutlich besser beschreibt. In einigen Energiebereichen – z.B.  $1200 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$  –, weichen PWA und Daten signifikant voneinander ab. Dies ist bedingt durch den Einfluss anderer Datensätze auf den Fit, welcher eine optimale globale Beschreibung aller Observablen anstrebt.

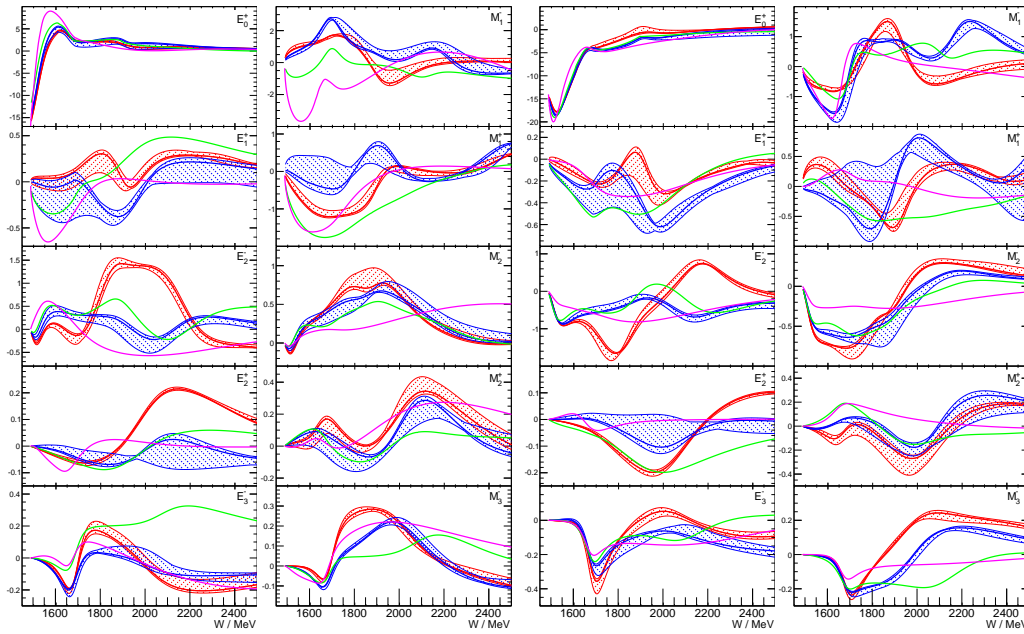


Abb. 8.7.: Multipole der neuen BnGa-PWA-Lösung im Kanal  $\gamma p \rightarrow p\eta$ . Dargestellt sind die Realteile (links) sowie Imaginärteile (rechts) der Lösungen 2011-01 (in Rot) und 2011-02 (in Blau) mit ihren jeweiligen Fehlerbändern sowie der neuen Lösung (in Grün). Zusätzlich ist die Lösung JüBo 2015 in Magenta eingezeichnet. Die  $y$ -Achsen umfassen jeweils einen unterschiedlichen Bereich und haben die Einheit  $\text{mf} = 10^{-18} \text{ m}$ .

Aus der Anpassung der BnGa-PWA an die neuen Observablen wurden die elektrischen und magnetischen Multipole bestimmt. Die Multipole im Kanal  $\gamma p \rightarrow p\eta$  der neuen Lösung sind als grüne Kurve zusammen mit den Multipolen der Lösungen 2011-01 (rote Kurve) und 2011-02 (blaue Kurve) in Abbildung 8.7 dargestellt. Zusätzlich sind die Multipole der Lösung JüBo 2015 in Magenta eingezeichnet. Im Gegensatz zu den beiden BnGa-Lösungen aus 2011 ist die neue BnGa-Lösung sehr viel stabiler und der Fit konvergiert in ein wohldefiniertes Minimum. Daher werden für die Multipole dieser Lösung keine Fehlerbänder angegeben [Nik18].

Die Beschreibung des elektrischen Monopols  $E_0^+$  hatte schon in den beiden Lösungen 2011-01 und 2011-02 schmale Fehlerbänder und eine geringe Abweichung zueinander. Die die neuen Daten beinhaltende Lösung bestätigt das bisherige Ergebnis. Im Gegensatz dazu ergeben sich für sämtliche dargestellten Multipole höherer Ordnungen deutliche Änderungen. Während diese Abweichungen bei einigen Multipolen (z.B.  $E_2^+$  oder  $M_3^-$ ) erst ab Energien größer  $W \approx 1800 \text{ MeV}$  sichtbar werden, sind sie bei anderen Multipolen (z.B.  $M_1^-$  oder  $M_1^+$ ) bereits ab der  $\eta$ -Produktionsschwelle und über den gesamten dargestellten Energiebereich deutlich sichtbar.

Es ist anzumerken, dass die JüBo-2015-Lösung zwar die in Abbildung 7.21 dargestellten  $E$ -Daten der CLAS-Kollaboration enthält, aber weder die einen größeren Energie- und Winkelbereich abdeckenden  $E$ -Daten der Crystal-Barrel-Kollaboration noch weitere Datensätze für die Observablen  $T$ ,  $P$ ,  $H$  und  $G$  im  $p\eta$ -Zerfallskanal. Es ist zu erwarten, dass die beobachteten Abweichungen zwischen der neuen BnGa-Lösung und der JüBo-2015-Lösung durch die Berücksichtigung einer vollständigeren Datenbasis geringer werden, wie es auch schon bei den Multipolen im Kanal  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  der Fall war [Ani+16].

### Auswirkung auf Resonanzparameter

Im Rahmen der – die neuen Photoproduktionsdaten beinhaltenden – Analyse der BnGa-Gruppe wurden die Polstellen der zu den Daten beitragenden Resonanzen extrahiert. Da nur Nukleonresonanzen in einen  $p\eta$ -Endzustand zerfallen, werden im Folgenden nur die Auswirkungen der neuen Beschreibung auf Nukleonresonanzen betrachtet.

Die Quantenzahlen der einzelnen Nukleonresonanzen erfahren durch den Einfluss der neuen Daten keinerlei Änderungen, auch die Massen bewegen sich jeweils nur im Rahmen der Fehler. Der signifikanteste Einfluss der  $\eta$ -Photoproduktionsdaten auf die Beschreibung der Resonanzen liegt in der deutlich genaueren Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen sowie von Helizitätsamplituden an der Polstelle. Aufgrund fehlender Daten waren diese häufig mit großen Fehlern behaftet und für einzelne Zerfallskanäle unbekannt. Ein Vergleich der bisher bekannten Verzweigungsverhältnisse und Helizitätsamplituden mit den neu bestimmten Werten ist in Tabelle 8.1 gegeben.

Resonanz $J^P$ $A_{1/2}$	BR	Resonanz $J^P$ $A_{1/2}$	BR $A_{3/2}$	Resonanz $J^P$ $A_{1/2}$	BR $A_{3/2}$
$N(1535)$ $1/2^-$ $0,093 \pm 0,009$ $0,114 \pm 0,008$	$0,42 \pm 0,04$ $0,42 \pm 0,10$	$N(1520)$ $3/2^-$ $-0,024 \pm 0,004$ $-0,023 \pm 0,004$	$< 0,001$ $< 0,01$ $0,130 \pm 0,006$ $0,131 \pm 0,006$	$N(1675)$ $5/2^-$ $0,020 \pm 0,004$ $0,022 \pm 0,003$	$0,005 \pm 0,005$ $< 0,01$ $0,027 \pm 0,006$ $0,028 \pm 0,006$
$N(1650)$ $1/2^-$ $0,032 \pm 0,006$ $0,032 \pm 0,006$	$0,32 \pm 0,04$ $0,14 - 0,22$	$N(1700)$ $3/2^-$ $0,042 \pm 0,014$ $0,047 \pm 0,016$	$0,01 \pm 0,01$ - $-0,050 \pm 0,015$ $-0,041 \pm 0,014$	$N(2060)$ $5/2^-$ $0,062 \pm 0,010$ $0,064 \pm 0,010$	$0,06 \pm 0,02$ $(0,04 \pm 0,02)^*$ $0,070 \pm 0,020$ $0,060 \pm 0,020$
$N(1895)$ $1/2^-$ $-0,028 \pm 0,010$ $-0,015 \pm 0,006$	$0,10 \pm 0,05$ $(0,21 \pm 0,06)^*$	$N(1875)$ $3/2^-$ $0,010 \pm 0,010$ $0,017 \pm 0,009$	$0,12 \pm 0,08$ $< 0,01$ $-0,007 \pm 0,004$ $-0,008 \pm 0,004$	$N(1680)$ $5/2^+$ $-0,015 \pm 0,002$ $-0,013 \pm 0,003$	$0,002 \pm 0,001$ $< 0,01$ $0,136 \pm 0,005$ $0,135 \pm 0,005$
$N(1710)$ $1/2^+$ $0,040 \pm 0,020$ -	$0,25 \pm 0,09$ $0,10 - 0,50$	$N(2120)$ $3/2^-$ $0,130 \pm 0,050$ $0,130 \pm 0,045$	$\leq 0,01$ - $0,160 \pm 0,065$ $0,160 \pm 0,060$	$N(2000)$ $5/2^+$ $0,015 \pm 0,006$ $0,033 \pm 0,010$	$0,01 \pm 0,01$ $< 0,04$ $-0,043 \pm 0,008$ $-0,045 \pm 0,008$
$N(1880)$ $1/2^+$ $0,050 \pm 0,020$ -	$0,19 \pm 0,07$ $(0,25^{+0,30}_{-0,20})^*$	$N(1720)$ $3/2^+$ $0,115 \pm 0,045$ $0,115 \pm 0,045$	$0,03 \pm 0,02$ $0,01 - 0,05$ $0,135 \pm 0,040$ $0,140 \pm 0,040$	$N(2190)$ $7/2^-$ $-0,071 \pm 0,010$ $-0,068 \pm 0,005$	$0,04 \pm 0,02$ - $0,037 \pm 0,008$ $0,025 \pm 0,010$
$N(2100)$ $1/2^+$ $0,010 \pm 0,004$ $0,011 \pm 0,004$	$0,30 \pm 0,15$ -	$N(1900)$ $3/2^+$ $0,026 \pm 0,014$ $0,026 \pm 0,014$	$0,03 \pm 0,01$ $0,02 - 0,14$ $-0,090 \pm 0,025$ $-0,070 \pm 0,030$	$N(1990)$ $7/2^+$ $0,065 \pm 0,025$ -	$\leq 0,01$ - $0,047 \pm 0,008$ -

Tab. 8.1.: Vergleich der Werte der neuen BnGa-PWA mit den bisher bekannten Werten für die Verzweigungsverhältnisse (BR) von  $N^* \rightarrow \eta p$ -Zerfällen sowie Helizitätsamplituden  $A_{1/2}$  und  $A_{3/2}$  der Resonanzen an ihren Polstellen. Die Helizitätsamplituden haben die Einheit  $\text{GeV}^{-1}$ .

Die kleingedruckten Zahlen sind für die Verzweigungsverhältnisse die im aktuellen PDG [Pat<sup>+</sup>16] bzw. in [Ani<sup>+</sup>12b] (\*) angegebenen Werte. Für die Helizitätsamplituden stammen die kleingedruckten Zahlen aus [Sok<sup>+</sup>15], da für diese keine PDG-Mittelwerte angegeben sind.



Ein Großteil der Helizitätsamplituden bestätigt die in [Sok<sup>+</sup>15] erhaltenen Ergebnisse. Für die Resonanzen  $N(1710)1/2^+$ ,  $N(1880)1/2^+$  und  $N(1990)7/2^+$  konnten im Rahmen der BnGa-Partialwellenanalyse erstmalig Helizitätsamplituden an der Polstelle bestimmt werden.

Die neuen Verzweigungsverhältnisse einiger Nukleonresonanzen weisen deutlich kleinere Unsicherheiten auf als die bisher bekannten Verzweigungsverhältnisse. Für die dominante Resonanz in der  $\eta$ -Photoproduktion, die  $N(1535)1/2^-$ , welche als gut verstanden gilt, konnte der Wert des Verzweigungsverhältnisses bestätigt, und die Unsicherheit um einen Faktor 2,5 reduziert werden. Auch die beiden Orbitalanregungen des Protons  $N(1880)1/2^+$  sowie  $N(2100)1/2^+$  weisen mit ihren kleineren Unsicherheiten erstmalig signifikant von Null verschiedene Werte auf. Die beiden Resonanzen konnten im Zerfallskanal  $p\eta$  mit einer Signifikanz von  $2,7\sigma$  ( $N(1880)1/2^+$ ) bzw.  $2\sigma$  ( $N(2100)1/2^+$ ) nachgewiesen werden.

Für mehrere Resonanzen unterschiedlicher Quantenzahlen ( $N(1700)3/2^-$ ,  $N(2120)3/2^-$ ,  $N(2190)7/2^-$  und  $N(1990)7/2^+$ ) konnten Verzweigungsverhältnisse in den Zerfallskanal  $p\eta$  von teilweise bereits beobachteten Zerfällen erstmalig bestimmt werden.

Bemerkenswert sind einige Änderungen in den Verzweigungsverhältnissen, welche teilweise den bisherigen Annahmen widersprechen. Während sich für das Verzweigungsverhältnis der  $N(1875)3/2^-$  mit  $0,12 \pm 0,08$  ein größerer als der bisher bekannte Wert  $< 0,01$  ergibt, weicht das Ergebnis für die  $N(1895)1/2^-$ -Resonanz mit  $0,10 \pm 0,05$  vom bisher angegebenen Wert  $0,21 \pm 0,06$  signifikant nach unten ab.

Die deutlichste Auswirkung der neuen Daten ergibt sich für den Zustand  $N(1650)1/2^-$ . In [Oli<sup>+</sup>14] wurde das Verzweigungsverhältnis in den Kanal  $p\eta$  noch mit  $0,05 - 0,15$  angegeben, bevor der Wert in [Pat<sup>+</sup>16] auf  $0,14 - 0,22$  geändert wurde, nachdem ältere Ergebnisse von Penner [PM02b] und Vrana [VDL00] nicht mehr berücksichtigt wurden und nur noch die Ergebnisse von Shklyar [SLM13b] und Anisovich [Ani<sup>+</sup>12b] in die PDG-Angabe einfließen. Um den großen Unterschied in der Kopplung an  $p\eta$  der beiden Spin- und Paritätspartner  $N(1535)1/2^-$  und  $N(1650)1/2^-$  zu erklären, wurden in der Literatur verschiedene Erklärungen angegeben.

Isgur und Karl [IK77] diskutieren die Möglichkeit, dass die durch den Eingluonenaustausch verursachte Wechselwirkung zwischen Quarks die Struktur und Größenordnung der beobachteten Aufspaltung erklären können. Sie stellen ein Wechselwirkungsmodell vor und berechnen, dass dieses einen Mischungswinkel  $\theta \approx 32^\circ$  zur Folge hat, bei welchem die  $N(1650)1/2^-$ -Resonanz nahezu vollständig vom  $p\eta$ -Zerfallskanal entkoppelt.

Glozman und Riska [GR96] hingegen gehen von einer Wechselwirkung über den Austausch von Goldstone-Bosonen aus. Sie argumentieren, dass dies zu einer Quark-Diquark-Struktur der Baryonen führt, welche eine qualitative Erklärung für die Selektivität der Verzweigungsverhältnisse für  $\eta$ -Zerfälle von Baryonen liefert.

Zou [Zou08] argumentiert, dass für angeregte Baryon-Resonanzen die benötigte Energie für eine räumliche Anregung größer sei, als jene für die Erzeugung ein Quark-Antiquark-Paars aus dem Gluonfeld. Da weiterhin bereits Protonen eine signifikante 5-Quark-Komponente beinhalten, besitze die  $N(1535)1/2^-$ -Resonanz einen großen  $[[ud][us\bar{s}]$ -Pentaquark-Anteil. Dieser Pentaquark-Anteil würde aufgrund der enthaltenen Strange-Quarks erklären, warum die orbital angeregte  $N(1535)1/2^-$ -Resonanz schwerer ist als die radial angeregte  $N(1440)1/2^+$ -Resonanz ("Roper-Resonanz"),

welche eine  $[[ud][ud]\bar{d}]$ -Konfiguration haben soll. Weiterhin würde dies die große Kopplung der  $N(1535)1/2^-$ -Resonanz an den  $p\eta$ -Kanal bei gleichzeitig kleiner Kopplung an den  $p\pi$ -Kanal erklären.

Kaiser, Siegel und Weise [KSW95] merken an, dass der Ansatz über den Eingluonaustausch in [IK77] nicht in der Lage ist, die beobachteten Zerfallsbreiten zu erklären. Sie führen eine Coupled-Channel-Berechnung durch und kommen zu dem Ergebnis, dass es sich bei der  $N(1535)1/2^-$ -Resonanz mit einem  $K\Sigma$ - $K\Lambda$ -Quasibindungszustand um eine dynamisch generierte Resonanz handeln könnte.

Mai, Bruns und Meißner [MBM12] führen die Untersuchungen weiter, und können mit Hilfe ihres eichinvarianten Coupled-Channel-Ansatzes sowohl die  $N(1535)1/2^-$ -Resonanz als auch die  $N(1650)1/2^-$ -Resonanz als dynamisch generiert erklären.

Diese Arbeit ist in diesem Zusammenhang relevant, da diese vermeintlich stark unterschiedlichen Verzweungsverhältnisse der Spin- und Paritätspartner  $N(1535)1/2^-$  und  $N(1650)1/2^-$  seit langem diskutiert werden. Die vorliegende Analyse ergibt mit einem Verzweungsverhältnis der  $N(1650)1/2^-$ -Resonanz in  $p\eta$  von  $0,32 \pm 0,04$  einen Wert, welcher deutlich näher an dem Verzweungsverhältnis der  $N(1535)1/2^-$ -Resonanz von  $0,42 \pm 0,04$  liegt. Dieses Ergebnis kann die Grundlage verschiedener Erklärungen in Frage stellen und eine neue Interpretation im Rahmen von Quarkmodellen erfordern.

## 9. Zusammenfassung und Ausblick

Photoproduktionsdaten beeinflussen zunehmend unser Bild der tatsächlich in der Natur existierenden Baryon-Resonanzen. Die Analyse von (Polarisations-)Observablen ist entscheidend für die Extraktion von Resonanzen aus diesen Daten und damit ein notwendiger Bestandteil der Baryonspektroskopie. Basierend auf diesen Photoproduktionsdaten sind neue Zustände entdeckt worden und die Ergebnisse bestimmen inzwischen die Eigenschaften der von der Particle Data Group aufgelisteten Resonanzen. Es ist zu erwarten, dass auch in Zukunft neue Erkenntnisse aus der Analyse von Observablen folgen werden, die zu einem vollständigeren Bild des Baryonspektrums beitragen. Derzeit noch nicht geklärt ist z.B. die Frage, ob auch das 20-plet der basierend auf der  $SU(6) \times O(3)$ -Symmetrie beschriebenen Zustände existiert oder nicht, und damit verbunden die Frage ob die QCD Zustände mit bestimmten Wellenfunktionen gegenüber anderen bevorzugt.

Die vorliegende Arbeit liefert einen wichtigen Baustein für das bessere Verständnis des Baryonspektrums, indem erstmalig die Doppelpolarisationsobservable  $E$  sowie helizitätsabhängige differentielle Wirkungsquerschnitte im Zerfallskanal  $\gamma p \rightarrow p\eta \rightarrow p\gamma\gamma$  über den gesamten Winkelbereich für Energien ab der Produktionsschwelle bis  $E_\gamma = 2288 \text{ MeV}$  bestimmt wurden.

Außerdem wurden Datenanalysewerkzeuge wie die Energiekalibrationsmethode für den Crystal-Barrel-Detektor entwickelt. Diese waren notwendig, um Analysen wie die hier vorliegende Bestimmung der Doppelpolarisationsobservable  $E$  im Kanal  $p\eta$  am CBELSA/TAPS-Experiment durchzuführen.

Die vorliegenden Daten haben maßgeblich dazu beigetragen, Verzweungsverhältnisse sowie Helizitätsamplituden von Nukleonresonanzen genauer oder erstmalig zu bestimmen. Die Interpretation dieser Daten im Rahmen einer Partialwellenanalyse ergibt unter anderem eine signifikante Änderung im Verzweungsverhältnis für den Zerfall  $N(1650) \frac{1}{2}^- \rightarrow p\eta$ . Bisherige Erklärungen der Natur dieser Resonanz basieren auf einem zu geringen Verzweungsverhältnis aufgrund eines unvollständigen Datensatzes. Die gewonnene Erkenntnis, dass eine Neuinterpretation der Natur der  $N(1650) \frac{1}{2}^-$  notwendig ist, zeigt den Wert von Polarisationsobservablen in der Baryonspektroskopie. Eine gemeinsame Veröffentlichung der Ergebnisse der vorliegenden Analyse in Kombination mit den Ergebnissen für die Observablen  $G$  [Grü16],  $T$ ,  $P$  und  $H$  [Har17a] im Zerfallskanal  $p\eta$  ist in Vorbereitung [M<sup>+</sup>18].

Das CBELSA/TAPS-Experiment wird auch in Zukunft weitere Beiträge zur Baryon-spektroskopie liefern. Nach einer längeren Umbauphase ist der Crystal-Barrel-Detektor nun u.a. mit einer verbesserten Auslese sowie verbesserten Triggerfähigkeiten ausgestattet, wodurch z.B. auch auf Reaktionen von Photonen an Neutronen getriggert werden kann. Hierdurch kann z.B. eine in der Reaktion  $\gamma n \rightarrow n\eta$  beobachtete schmale Peakstruktur bei einer Masse von  $\approx 1685 \text{ MeV}$  näher untersucht werden, welche in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\eta$  nicht zu sehen ist [Ani<sup>+</sup>15]. Nicht zuletzt auf Grund der im Rahmen der vorliegenden Arbeit gewonnenen Erkenntnisse umfasst das geplante Messprogramm die erneute Messung der Observablen  $E, T, P, H$  und  $G$  sowie die erstmalige Messung der Observablen  $F$  bei höheren Energien sowie einer deutlich erhöhten Statistik. Diese neuen Daten sollen dazu beitragen, den Lösungsraum für Partialwellenanalysen weiter einzuschränken um dadurch zu einem tieferliegenden Verständnis des Baryonspektrums und somit den Bindungszuständen der starken Wechselwirkung zu gelangen.

## A. Datenpunkte

Winkel im CMS	Wert	statis- tischer Fehler	systema- tischer Fehler	Dilution- Faktor	Unter- grund / %
Strahlenergie: (750 ± 50) MeV bzw. Schwerpunktsenergie: (1481 – 1543) MeV					
-0,875 ± 0,125	1,186	0,092	0,047	0,780±0,018	0,1±1,1
-0,625 ± 0,125	0,997	0,076	0,039	0,786±0,015	-0,0±1,1
-0,375 ± 0,125	1,086	0,068	0,043	0,826±0,012	-0,1±1,2
-0,125 ± 0,125	1,034	0,066	0,041	0,866±0,011	-0,1±1,0
0,125 ± 0,125	1,051	0,071	0,042	0,891±0,012	-0,1±0,3
0,375 ± 0,125	0,931	0,076	0,037	0,862±0,014	-0,0±0,6
0,625 ± 0,125	1,095	0,115	0,043	0,870±0,022	0,2±0,8
0,875 ± 0,125	1,270	0,213	0,050	0,829±0,047	-0,4±0,9
Strahlenergie: (850 ± 50) MeV bzw. Schwerpunktsenergie: (1543 – 1603) MeV					
-0,875 ± 0,125	0,952	0,082	0,038	0,760±0,018	0,1±0,6
-0,625 ± 0,125	1,055	0,067	0,042	0,755±0,014	0,2±0,2
-0,375 ± 0,125	0,923	0,062	0,037	0,752±0,013	0,1±0,6
-0,125 ± 0,125	1,031	0,065	0,041	0,708±0,014	0,1±0,2
0,125 ± 0,125	0,976	0,068	0,039	0,691±0,015	0,1±0,3
0,375 ± 0,125	1,103	0,075	0,044	0,725±0,016	0,1±0,2
0,625 ± 0,125	1,003	0,107	0,040	0,788±0,021	0,1±0,2
0,875 ± 0,125	–	–	–	–	–
Strahlenergie: (950 ± 50) MeV bzw. Schwerpunktsenergie: (1603 – 1660) MeV					
-0,875 ± 0,125	0,901	0,105	0,036	0,721±0,026	0,4±0,3
-0,625 ± 0,125	0,808	0,085	0,032	0,708±0,021	0,2±0,2
-0,375 ± 0,125	0,765	0,079	0,030	0,703±0,019	0,2±0,3
-0,125 ± 0,125	0,996	0,096	0,040	0,584±0,022	0,2±0,2
0,125 ± 0,125	0,839	0,092	0,033	0,619±0,022	0,3±0,3
0,375 ± 0,125	1,057	0,112	0,042	0,585±0,025	0,3±0,3
0,625 ± 0,125	0,761	0,125	0,030	0,776±0,027	0,5±0,3
0,875 ± 0,125	–	–	–	–	–
Strahlenergie: (1050 ± 50) MeV bzw. Schwerpunktsenergie: (1660 – 1716) MeV					
-0,875 ± 0,125	0,523	0,166	0,021	0,735±0,047	0,8±0,3
-0,625 ± 0,125	0,567	0,134	0,023	0,717±0,038	0,6±0,4
-0,375 ± 0,125	0,710	0,132	0,028	0,644±0,036	0,4±0,3
-0,125 ± 0,125	0,570	0,124	0,023	0,630±0,034	0,5±0,2
0,125 ± 0,125	0,499	0,122	0,020	0,609±0,033	0,3±0,3
0,375 ± 0,125	0,494	0,117	0,020	0,704±0,033	0,3±0,2
0,625 ± 0,125	0,601	0,138	0,024	0,707±0,039	0,4±0,2
0,875 ± 0,125	–	–	–	–	–

Winkel im CMS	Wert	statis- tischer Fehler	systema- tischer Fehler	Dilution- Faktor	Unter- grund / %
Strahlenergie: (1150 ± 50) MeV bzw. Schwerpunktsenergie: (1716 – 1769) MeV					
-0,875 ± 0,125	0,604	0,270	0,024	0,582±0,077	1,6±0,2
-0,625 ± 0,125	0,354	0,161	0,014	0,662±0,049	0,9±0,2
-0,375 ± 0,125	0,491	0,131	0,020	0,615±0,039	0,7±0,2
-0,125 ± 0,125	0,489	0,112	0,019	0,626±0,033	0,4±0,2
0,125 ± 0,125	0,344	0,096	0,014	0,660±0,029	0,4±0,2
0,375 ± 0,125	0,471	0,095	0,019	0,673±0,029	0,4±0,3
0,625 ± 0,125	0,718	0,101	0,029	0,737±0,030	0,2±0,2
0,875 ± 0,125	1,272	0,242	0,051	0,784±0,063	0,7±0,2
Strahlenergie: (1250 ± 50) MeV bzw. Schwerpunktsenergie: (1769 – 1822) MeV					
-0,875 ± 0,125	0,849	0,279	0,034	0,666±0,098	1,0±0,3
-0,625 ± 0,125	0,222	0,189	0,009	0,666±0,066	0,8±0,3
-0,375 ± 0,125	0,100	0,138	0,004	0,655±0,047	0,7±0,2
-0,125 ± 0,125	0,204	0,116	0,008	0,680±0,039	0,5±0,3
0,125 ± 0,125	0,580	0,114	0,023	0,651±0,038	0,3±0,2
0,375 ± 0,125	0,573	0,131	0,023	0,576±0,041	0,5±0,2
0,625 ± 0,125	0,919	0,129	0,037	0,697±0,043	0,2±0,2
0,875 ± 0,125	0,438	0,236	0,017	0,842±0,065	1,0±0,3
Strahlenergie: (1350 ± 50) MeV bzw. Schwerpunktsenergie: (1822 – 1872) MeV					
-0,875 ± 0,125	0,603	0,359	0,025	0,577±0,114	3,3±0,3
-0,625 ± 0,125	0,236	0,193	0,009	0,668±0,071	1,2±0,2
-0,375 ± 0,125	0,189	0,127	0,008	0,711±0,046	0,6±0,3
-0,125 ± 0,125	0,602	0,139	0,024	0,586±0,047	0,3±0,3
0,125 ± 0,125	0,545	0,113	0,022	0,644±0,040	0,3±0,2
0,375 ± 0,125	0,620	0,131	0,025	0,578±0,044	0,3±0,2
0,625 ± 0,125	0,859	0,140	0,034	0,580±0,045	0,4±0,3
0,875 ± 0,125	0,681	0,254	0,027	0,617±0,087	1,1±0,2
Strahlenergie: (1450 ± 50) MeV bzw. Schwerpunktsenergie: (1872 – 1922) MeV					
-0,875 ± 0,125	0,259	0,554	0,011	0,484±0,166	4,3±0,3
-0,625 ± 0,125	0,365	0,244	0,015	0,652±0,089	2,2±0,2
-0,375 ± 0,125	0,076	0,147	0,003	0,713±0,058	0,5±0,3
-0,125 ± 0,125	0,298	0,181	0,012	0,507±0,061	1,0±0,2
0,125 ± 0,125	0,462	0,165	0,018	0,512±0,057	0,5±0,2
0,375 ± 0,125	0,321	0,132	0,013	0,590±0,050	0,3±0,2
0,625 ± 0,125	0,583	0,136	0,023	0,622±0,051	0,3±0,2
0,875 ± 0,125	0,676	0,244	0,027	0,591±0,088	-0,0±0,3
Strahlenergie: (1600 ± 100) MeV bzw. Schwerpunktsenergie: (1922 – 2017) MeV					
-0,875 ± 0,125	0,088	0,239	0,004	0,570±0,149	4,9±0,4
-0,625 ± 0,125	0,084	0,140	0,003	0,673±0,083	2,1±0,4
-0,375 ± 0,125	-0,267	0,095	0,011	0,653±0,058	1,0±0,4
-0,125 ± 0,125	-0,064	0,085	0,003	0,621±0,049	0,9±0,3
0,125 ± 0,125	0,367	0,080	0,015	0,553±0,046	0,7±0,4
0,375 ± 0,125	0,250	0,074	0,010	0,486±0,049	0,4±0,4
0,625 ± 0,125	0,770	0,075	0,031	0,464±0,047	0,4±0,4
0,875 ± 0,125	0,789	0,112	0,031	0,625±0,055	0,2±0,5

Winkel im CMS	Wert	statis- tischer Fehler	systema- tischer Fehler	Dilution- Faktor	Unter- grund / %
Strahlenergie: $(1800 \pm 100)$ MeV bzw. Schwerpunktsenergie: $(2017 - 2108)$ MeV					
$-0,875 \pm 0,125$	0,216	0,225	0,009	$0,605 \pm 0,138$	$1,4 \pm 0,4$
$-0,625 \pm 0,125$	-0,370	0,147	0,015	$0,728 \pm 0,079$	$1,0 \pm 0,3$
$-0,375 \pm 0,125$	-0,765	0,113	0,031	$0,586 \pm 0,076$	$1,1 \pm 0,3$
$-0,125 \pm 0,125$	-0,286	0,101	0,011	$0,564 \pm 0,070$	$1,4 \pm 0,3$
$0,125 \pm 0,125$	-0,069	0,090	0,003	$0,542 \pm 0,060$	$1,6 \pm 0,2$
$0,375 \pm 0,125$	0,077	0,091	0,003	$0,376 \pm 0,065$	$1,4 \pm 0,3$
$0,625 \pm 0,125$	0,488	0,082	0,020	$0,498 \pm 0,050$	$0,4 \pm 0,4$
$0,875 \pm 0,125$	0,462	0,091	0,018	$0,561 \pm 0,053$	$0,3 \pm 0,5$
Strahlenergie: $(2000 \pm 100)$ MeV bzw. Schwerpunktsenergie: $(2108 - 2195)$ MeV					
$-0,875 \pm 0,125$	0,764	0,213	0,031	$0,557 \pm 0,132$	$0,5 \pm 0,4$
$-0,625 \pm 0,125$	-0,170	0,146	0,007	$0,659 \pm 0,103$	$0,5 \pm 0,3$
$-0,375 \pm 0,125$	-1,047	0,162	0,042	$0,571 \pm 0,110$	$0,5 \pm 0,8$
$-0,125 \pm 0,125$	-0,617	0,139	0,025	$0,502 \pm 0,100$	$2,6 \pm 0,3$
$0,125 \pm 0,125$	-0,080	0,108	0,003	$0,653 \pm 0,071$	$0,9 \pm 0,4$
$0,375 \pm 0,125$	-0,423	0,121	0,017	$0,458 \pm 0,075$	$0,9 \pm 0,4$
$0,625 \pm 0,125$	0,194	0,077	0,008	$0,464 \pm 0,052$	$0,6 \pm 0,4$
$0,875 \pm 0,125$	0,233	0,089	0,009	$0,580 \pm 0,053$	$0,9 \pm 0,5$
Strahlenergie: $(2200 \pm 100)$ MeV bzw. Schwerpunktsenergie: $(2195 - 2279)$ MeV					
$-0,875 \pm 0,125$	0,783	0,210	0,032	$0,777 \pm 0,126$	$1,9 \pm 0,5$
$-0,625 \pm 0,125$	0,029	0,192	0,001	$0,584 \pm 0,184$	$-0,4 \pm 0,5$
$-0,375 \pm 0,125$	-1,157	0,192	0,046	$0,740 \pm 0,147$	$1,3 \pm 0,6$
$-0,125 \pm 0,125$	-0,922	0,200	0,038	$0,610 \pm 0,152$	$2,7 \pm 0,2$
$0,125 \pm 0,125$	-0,508	0,144	0,020	$0,481 \pm 0,122$	$0,6 \pm 0,3$
$0,375 \pm 0,125$	-0,750	0,120	0,030	$0,497 \pm 0,095$	$1,4 \pm 0,4$
$0,625 \pm 0,125$	-0,344	0,087	0,014	$0,422 \pm 0,072$	$0,6 \pm 0,5$
$0,875 \pm 0,125$	0,567	0,092	0,023	$0,423 \pm 0,077$	$0,3 \pm 0,7$

Tab. A.1.: Datenpunkte der Doppelpolarisationsobservablen  $E$  im Kanal  $\gamma p \rightarrow p\eta$  inklusive statistischer und systematischer Fehler. Für die Strahlenergie sind bis  $E_{\text{Strahl}} = 1500$  MeV Verteilungen mit einer Breite von  $\Delta E \pm 50$  MeV, danach mit  $\Delta E \pm 100$  MeV angegeben, die Winkelbereiche haben eine Breite von jeweils  $\Delta\theta \pm 0,125$ .

## B. Helizitätsamplituden [FTS92]

### B.1. Wirkungsquerschnitt und Einfachpolarisationsobservablen

$$d\sigma = \frac{1}{2} (|H_1|^2 + |H_2|^2 + |H_3|^2 + |H_4|^2) \quad (\text{B.1})$$

$$P = -\Im(H_2H_4^* + H_1H_3^*) \quad (\text{B.2})$$

$$\Sigma = -\Re(H_1H_4^* - H_2H_3^*) \quad (\text{B.3})$$

$$T = -\Im(H_1H_2^* + H_3H_4^*) \quad (\text{B.4})$$

### B.2. Strahl- und Targetpolarisation

$$E = \frac{1}{2} (|H_1|^2 - |H_2|^2 + |H_3|^2 - |H_4|^2) \quad (\text{B.5})$$

$$G = -\Im(-H_1H_4^* + H_3H_2^*) \quad (\text{B.6})$$

$$H = -\Im(H_2H_4^* - H_1H_3^*) \quad (\text{B.7})$$

$$F = -\Re(H_2H_1^* + H_4H_3^*) \quad (\text{B.8})$$

### B.3. Strahl- und Rückstoßpolarisation

$$C_{x'} = -\Re(H_2H_4^* + H_1H_3^*) \quad (\text{B.9})$$

$$C_{z'} = -\frac{1}{2} (|H_1|^2 + |H_2|^2 - |H_3|^2 - |H_4|^2) \quad (\text{B.10})$$

$$O_{x'} = -\Im(H_2H_1^* - H_4H_3^*) \quad (\text{B.11})$$

$$O_{z'} = -\Im(H_1H_4^* - H_2H_3^*) \quad (\text{B.12})$$

### B.4. Target- und Rückstoßpolarisation

$$T_{x'} = \Re(H_1H_4^* + H_2H_3^*) \quad (\text{B.13})$$

$$T_{z'} = -\Re(-H_1H_2^* + H_4H_3^*) \quad (\text{B.14})$$

$$L_{x'} = \Re(H_2H_4^* - H_1H_3^*) \quad (\text{B.15})$$

$$L_{z'} = \frac{1}{2} (|H_1|^2 - |H_2|^2 - |H_3|^2 + |H_4|^2) \quad (\text{B.16})$$



# C. Rekonstruktion

## C.1. Definition der Ladungsqualität

### Innendetektor

Im Innendetektor wird zunächst in jeder der drei Lagen unabhängig voneinander nach Treffern gesucht, um diese in einem zweiten Schritt zu Durchstoßpunkten mit einer Ladungsqualität  $Q_{\text{Innen}}$  und einer Zeit  $t_{\text{Innen}}$  zu kombinieren.

Die Rekonstruktion des Innendetektors ist ausführlich in [Har17a] beschrieben und funktioniert im Wesentlichen folgendermaßen: In jeder Lage werden zunächst alle räumlich beieinander liegenden Signale mit einer Lücke von maximal einer nicht angesprochenen Faser zu Clustern zusammengefasst. Diese Cluster werden danach auf ihre zeitliche Zusammengehörigkeit überprüft, wobei die Zeitdifferenz zwischen zwei Treffern in einem Cluster maximal  $t = 14$  ns betragen darf und der Cluster bei größeren Zeitdifferenzen in mehrere Cluster aufgeteilt wird. In einem letzten Schritt werden alle Cluster nochmal auf ihre räumliche Zusammengehörigkeit überprüft und eventuell entsprechend aufgeteilt.

Diesen so entstandenen Clustern wird eine mittlere Zeit aller beteiligten Fasern

$$t_{\text{Cluster}} = \frac{\sum_{i=1}^{n=\#(\text{Fasern})} t_i}{n}$$

sowie eine entsprechende mittlere Faser zugewiesen.

Um aus den einzelnen Lagentreffern Durchstoßpunkte und somit Routen zu rekonstruieren, werden zunächst alle Treffer aus zwei unterschiedlichen Lagen innerhalb einer Zeitdifferenz  $t < 10$  ns zu Zwei-Lagen-Treffern mit einem eindeutigen Durchstoßpunkt kombiniert. Jeweils drei Zwei-Lagen-Treffer aus unterschiedlichen Lagen können zu einem Drei-Lagen-Treffer kombiniert werden, falls die aufgespannte Fläche der drei Durchstoßpunkte einen entsprechenden Schwellenwert nicht überschreitet. Zuletzt müssen noch Fehlkombinationen (so genannte 'Ghost Hits') entfernt werden, welche dadurch auftreten, dass ein Cluster mehreren Kombinationen zugeordnet werden kann. Dazu werden aus der Liste aller übrig gebliebenen Zwei-Lagen-Treffer diejenigen entfernt, bei welchen einer der Cluster zusätzlich zu einem Drei-Lagen-Treffer gehört.

Aus den rekonstruierten Zwei- und Drei-Lagen-Treffer werden nun Routen mit einer Richtungs- und Zeitinformation konstruiert, welchen eine Ladungsqualität

$$Q_{\text{Innen}} = \frac{1}{3} \cdot \#(\text{Lagen}),$$

also  $Q_{\text{Innen}} = 2/3$  oder  $Q_{\text{Innen}} = 1$  zugewiesen wird.

## Szintillierende Plättchen

Die vor dem Vorwärtsdetektor und dem MiniTAPS-Detektor angebrachten szintillierenden Plättchen erfordern keine so aufwändige Rekonstruktion wie der Innendetektor. Aber auch hier werden die einzelnen Signale zuerst räumlich, dann zeitlich und anschließend noch einmal räumlich zusammengefasst, um die zu einem einzelnen Teilchen gehörenden Treffer zu rekonstruieren. Als Trefferzeit wird wieder die mittlere Zeit aller beteiligten Signale definiert.

Es gibt lediglich kleinere Besonderheiten zu beachten:

### Vorwärtsdetektor

Die szintillierenden Plättchen vor dem Vorwärtsdetektor sind in zwei Lagen und jeweils um eine halbe Plättchenbreite versetzt angeordnet. Idealerweise hinterlässt ein geladenes Teilchen daher in genau zwei szintillierenden Plättchen ein Signal. Es kann aber vorkommen, dass aufgrund von Ineffizienzen (siehe Abschnitt 4.1.5.3) nur in einem der Plättchen ein Signal generiert wird, oder aber durch Übersprecher oder Rückschauer aus den Kristallen in zusätzlichen Plättchen Energie deponiert wird. In allen Fällen wird der geometrische Schwerpunkt der angesprochenen Plättchen für die Bestimmung der Richtungsinformation verwendet und die Ladungsqualität über die Anzahl der getroffenen Plättchen bestimmt:

$$Q_{\text{FP}} = \begin{cases} 0,45 & \text{für } \#(\text{Signale}) = 1 \\ 1 & \text{für } \#(\text{Signale}) = 2 \\ 0,75 & \text{für } \#(\text{Signale}) = 3 \\ 0,5 & \text{für } \#(\text{Signale}) > 3 \end{cases}$$

Diese Aufteilung ist noch nicht optimal, da z.B. keine Unterscheidung zwischen Signalen in der vorderen oder der hinteren Lage gemacht werden und daher momentan auch zwei nebeneinander liegende Signale in einer Lage ohne einen dazugehörigen Treffer in der anderen Lage die Ladungsqualität  $Q_{\text{FP}} = 1$  zugewiesen bekommen. Daher soll die Rekonstruktion demnächst überarbeitet werden.

### MiniTAPS

Nachdem die Signale zusammengefasst sind, enthält ein Cluster die Informationen eines oder mehrerer szintillierender Plättchen. Ein Treffer wird als eindeutig identifiziert, wenn genau ein Plättchen angesprochen hat. Da es sich bei mehreren Ansprechern z.B. um Übersprecher oder Rückschauer aus den Kristallen handeln könnte, wird die Ladungsqualität als

$$Q_{\text{MiniTAPS}} = \frac{1}{\#(\text{Signale})}$$

definiert.

Bei der späteren Zuordnung zu den Treffern im Kalorimeter ist zu beachten, dass sich die szintillierenden Plättchen in einem Abstand von  $d = 6$  cm vor den Kristallen befinden, wodurch z.B. ein Proton nicht Kristall und Plättchen mit dem selben Index treffen muss.

## C.2. Winkelauflösung

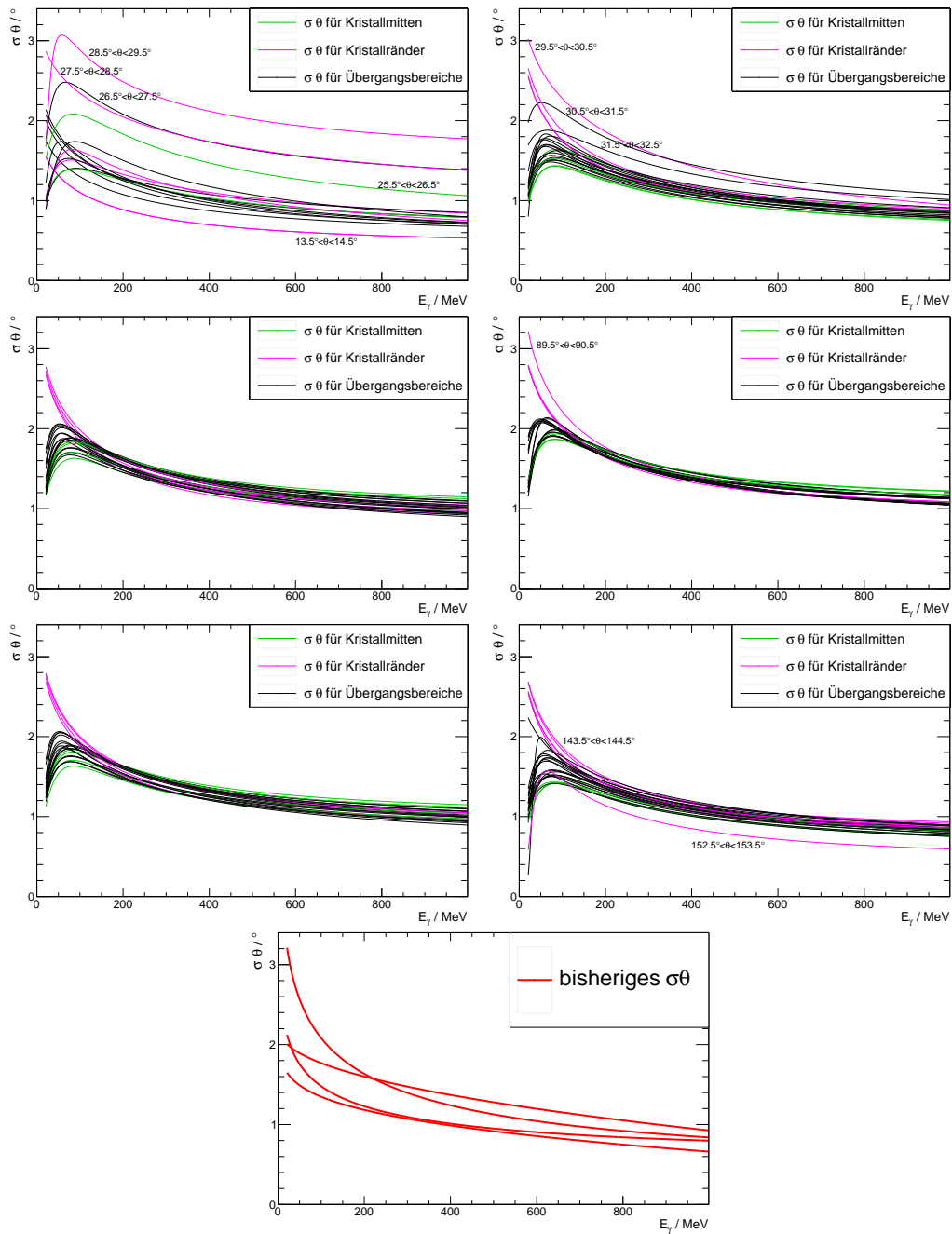


Abb. C.1.: Polarwinkelauflösung des Crystal-Barrel-Detektors gegen die Energie für verschiedene Polarwinkelbereiche bei einem Target mit einer Länge von 20 mm. Jede Kurve entspricht einem  $1^\circ$  breiten Winkelintervall.

1. Reihe links:  $\theta < 30^\circ$ , rechts:  $30^\circ < \theta < 54^\circ$ .
2. Reihe links:  $54^\circ < \theta < 78^\circ$ , rechts:  $78^\circ < \theta < 102^\circ$ .
3. Reihe links:  $102^\circ < \theta < 126^\circ$ , rechts:  $126^\circ < \theta$ .

Unten ist die alte Polarwinkelauflösung zum Vergleich dargestellt.

### C.3. Energieauflösung

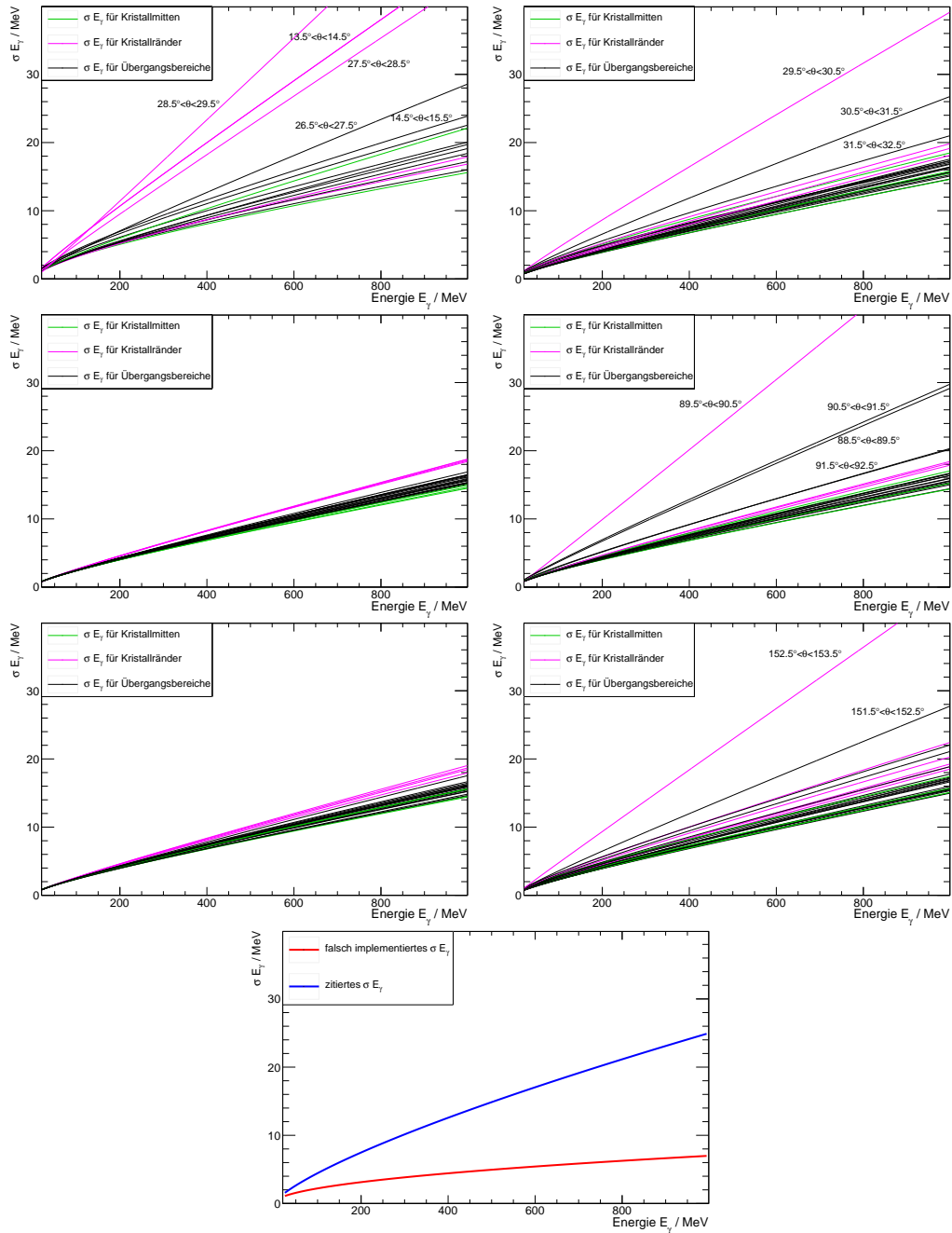


Abb. C.2.: Energieauflösung des Crystal-Barrel-Detektors gegen die Energie für verschiedene Polarwinkelbereiche. Jede Kurve entspricht einem  $1^\circ$  breiten Winkelintervall.

1. Reihe links:  $\theta < 30^\circ$ , rechts:  $30^\circ < \theta < 54^\circ$ .
2. Reihe links:  $54^\circ < \theta < 78^\circ$ , rechts:  $78^\circ < \theta < 102^\circ$ .
3. Reihe links:  $102^\circ < \theta < 126^\circ$ , rechts:  $126^\circ < \theta$ .

Unten ist die alte Energieauflösung zum Vergleich dargestellt.

# D. Kalibrierung

## D.1. Strahlzeiten

Tabelle D.1 zeigt eine Übersicht über das Ergebnis der Kalibrierung der verschiedenen Strahlzeiten. Es ist anzumerken, dass jede Strahlzeit auf die mittlere Pionmasse kalibriert wurde und diese daher aufgrund der Methode sehr ähnlich sind. Eine Aussage über eventuelle Unterschiede zwischen den Strahlzeiten kann eher über den Vergleich der mittleren Gainfaktoren – insbesondere für den Vorwärtsdetektor – getroffen werden.

Strahlzeit	Target	mittlere	Streuung / MeV	maximale	mittlerer	
		$\pi^0$ -Masse / MeV		Abweichung / MeV	Gainfaktor FP	CB
Sep. 2007	Butanol	134,95	0,054	0,459	0,0680	0,0328
Nov. 2007	Butanol	134,99	0,017	1,684	0,0681	0,0327
Apr. 2008	Butanol	134,97	0,034	1,017	0,0707	0,0327
Aug. 2008	Butanol	134,98	0,040	0,495	0,0719	0,0328
Nov. 2008	Wasserstoff	134,96	0,042	0,476	0,0742	0,0328
Jan. 2009	Kohlenstoff	134,94	0,031	0,215	0,0720	0,0326
Aug. 2009	Butanol	134,99	0,040	0,357	0,0730	0,0327
Sep. 2009	Butanol	134,96	0,026	0,673	0,0731	0,0326
Nov. 2009	Butanol	134,97	0,014	0,472	0,0732	0,0326
Jul. 2010	Butanol	134,99	0,041	0,456	0,0747	0,0329
Okt. 2010	Butanol	134,98	0,031	0,174	0,0748	0,0328
Jan. 2011	Butanol	134,99	0,024	0,643	0,0771	0,0327
Jun. 2011	Butanol	134,90	0,050	0,356	0,0786	0,0329
Nov. 2011	Kohlenstoff	134,99	0,024	0,451	0,0801	0,0328
Jul. 2013	Wasserstoff	134,97	0,012	0,111	0,0835	0,0330
Aug. 2013	Wasserstoff	134,97	0,010	0,126	0,0821	0,0330
Okt. 2013	Wasserstoff	134,98	0,008	0,149	0,0822	0,0329

Tab. D.1.: Ergebnisse der Kalibrierung

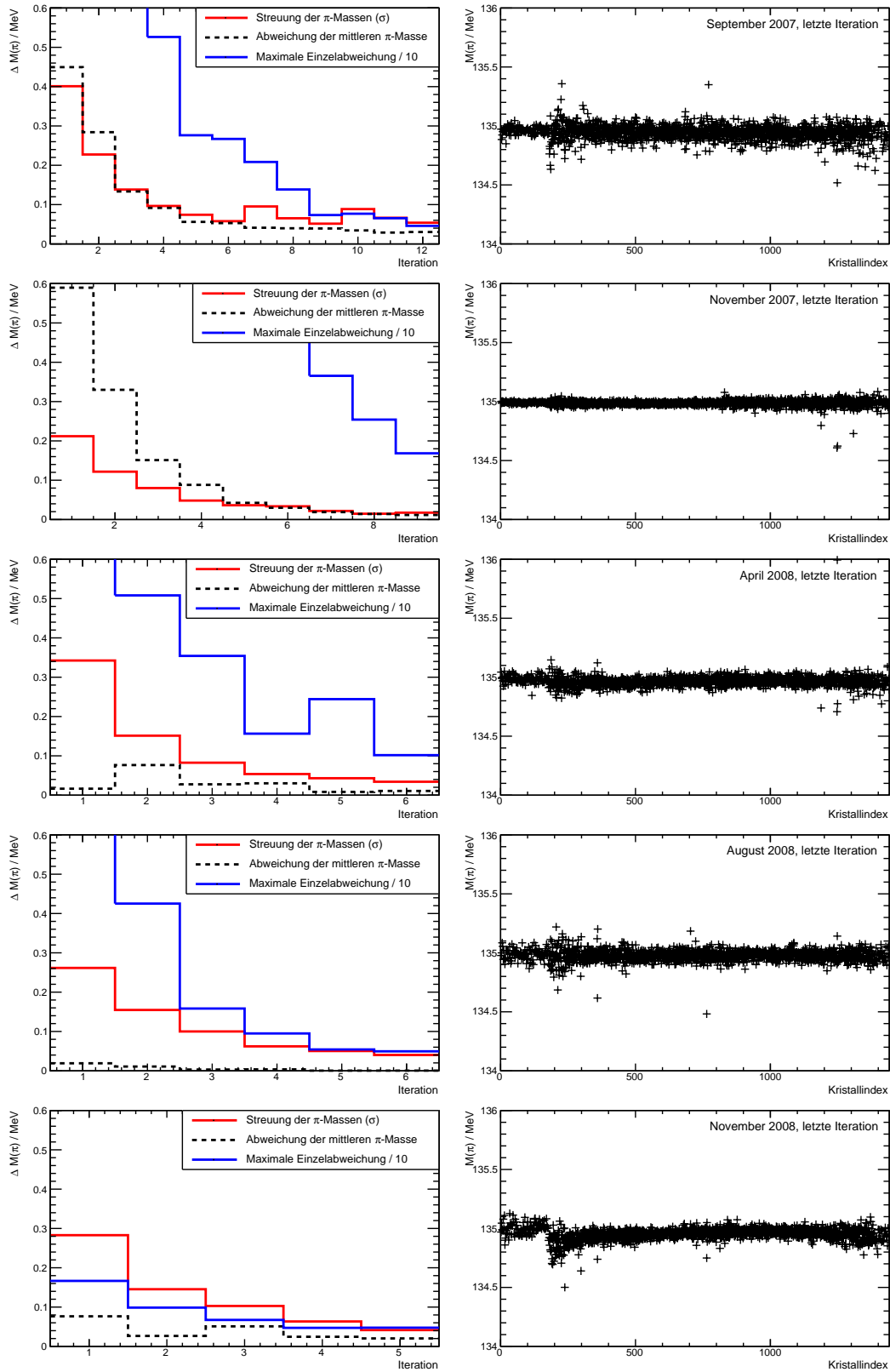


Abb. D.1.: Kalibrierung der Strahlzeiten 2007 und 2008. Für die verschiedenen Strahlzeiten sind rechts die rekonstruierten Pionmassen für jeden einzelnen Kristall und links die Konvergenz der Iterationen dargestellt.

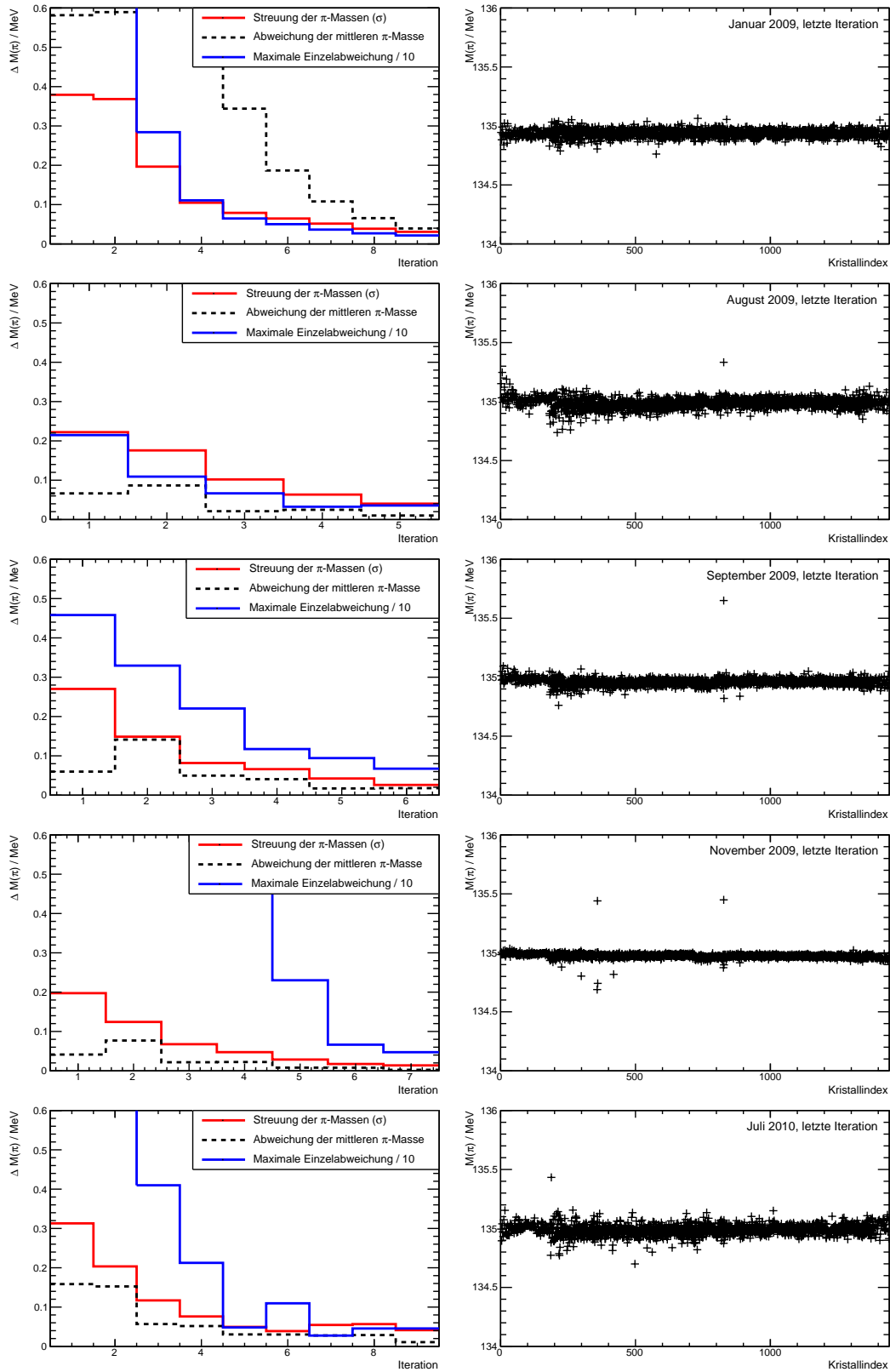


Abb. D.2.: Kalibrierung der Strahlzeiten 2009 bis Juli 2010. Für die verschiedenen Strahlzeiten sind rechts die rekonstruierten Pionmassen für jeden einzelnen Kristall und links die Konvergenz der Iterationen dargestellt.

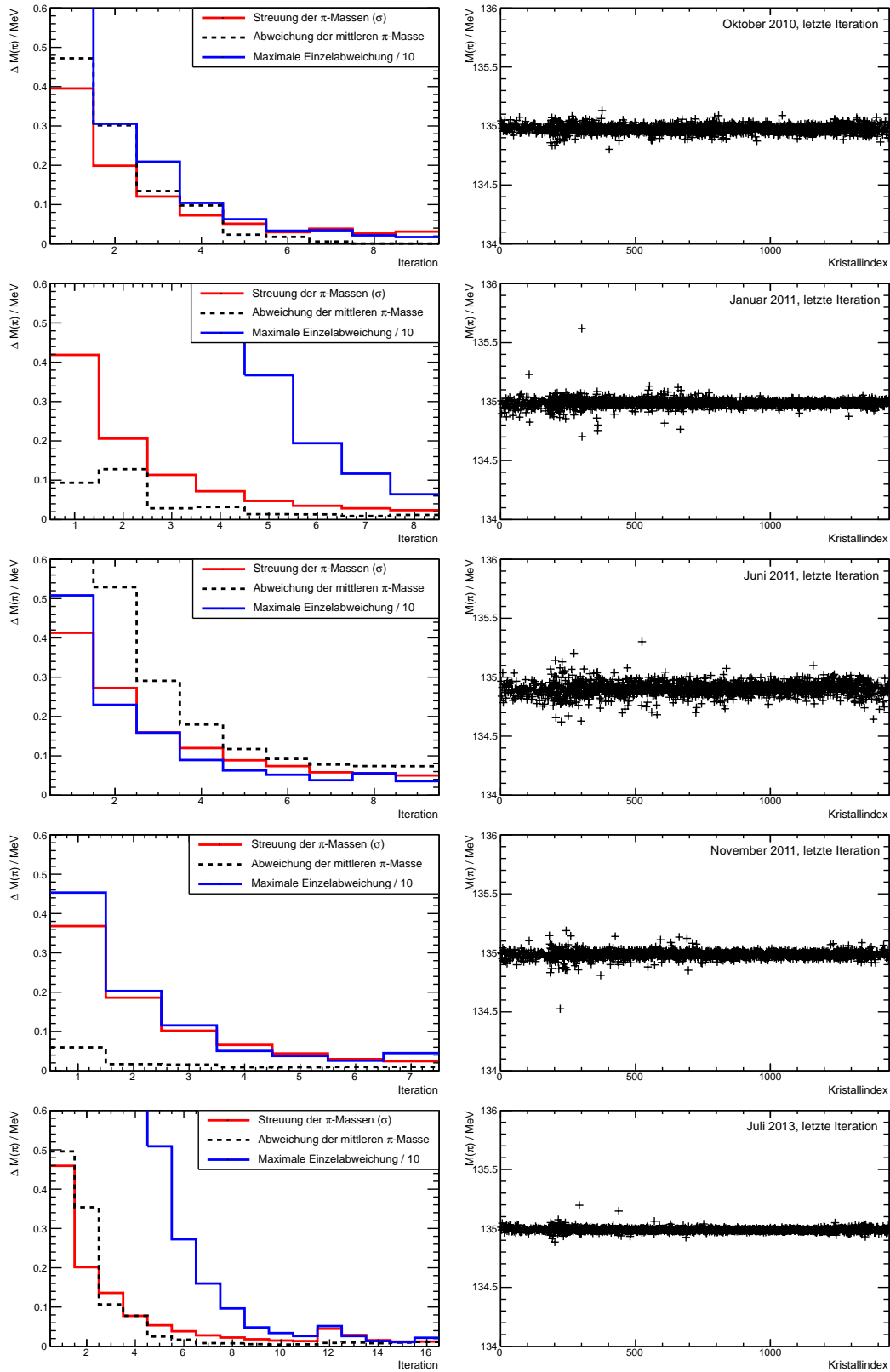


Abb. D.3.: Kalibrierung der Strahlzeiten Oktober 2010 bis Juli 2013. Für die verschiedenen Strahlzeiten sind rechts die rekonstruierten Pionmassen für jeden einzelnen Kristall und links die Konvergenz der Iterationen dargestellt.



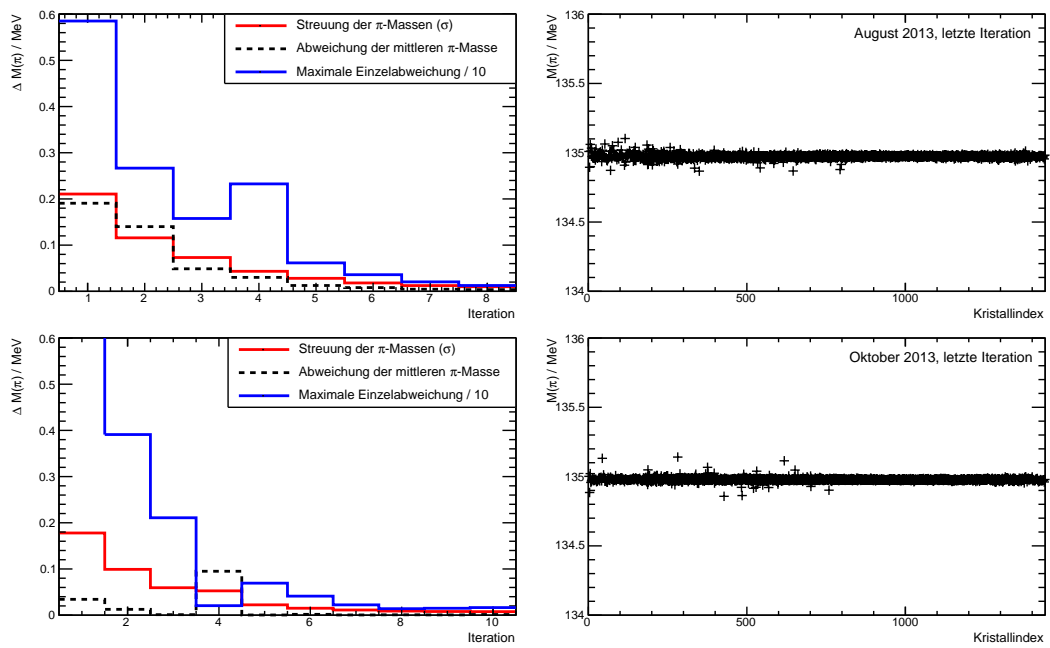


Abb. D.4.: Kalibrierung der Strahlzeiten August 2013 und Oktober 2013. Für beide Strahlzeiten sind rechts die rekonstruierten Pionmassen für jeden einzelnen Kristall und links die Konvergenz der Iterationen dargestellt.

## D.2. Datenselektion für die Kalibrierung

Die Ereignisse mit neutralen Pionen im Endzustand müssen für die Kalibrierung aus den genommenen Daten selektiert werden. Bei der Kalibrierung ist die  $\pi^0$ -Masse der Parameter, welcher möglichst exakt bestimmt werden muss. Das bedeutet insbesondere, dass der Untergrund nicht vollständig unterdrückt werden muss, solange er gut beschrieben werden kann und sich im Bereich der  $\pi^0$ -Masse gutmütig verhält.

### Notwendige Selektionskriterien

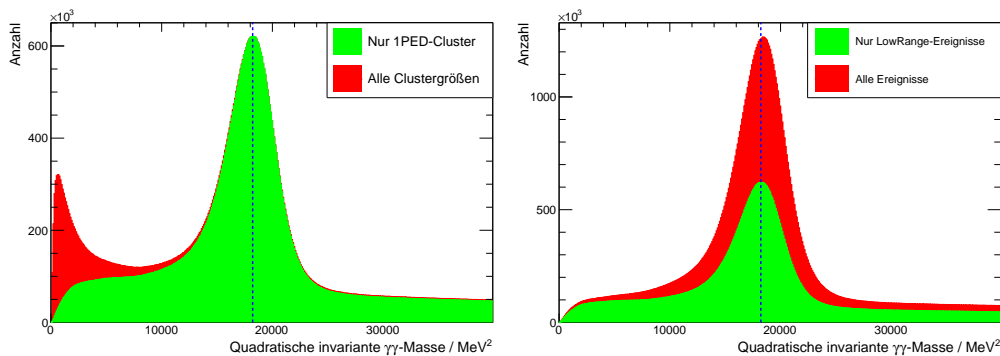


Abb. D.5.: Auswirkung eines Schnitts auf 1-PED-Cluster (links) sowie den ADC-Bereich (rechts) auf die Kalibrierung.

Alle Faktoren, welche Probleme bei der Rekonstruktion bereiten könnten, sollten so gut wie möglich eliminiert werden. Hier werden zwei Arten von Ereignissen aussortiert:

In Abschnitt 4.1.1 wird erwähnt, dass sich überlappende Energiedepositionen (sogenannte Mehr-PED-Cluster) zweier elektromagnetischer Schauer nur mit größerem Aufwand, verminderter Genauigkeit und eventuellen systematischen Unsicherheiten rekonstruieren lassen. Aus diesem Grund wird auch auf diese Ereignisse mit entsprechend kleinen Öffnungswinkeln der beiden Photonen des  $\pi^0$ -Zerfalls verzichtet. Der Schnitt auf Ereignisse mit nur einem Teilchen pro Cluster (Abbildung D.5 links) eliminiert hauptsächlich Rekonstruktionsartefakte, so genannte 'Split Offs'. Diese entstehen, wenn ein von einem einzelnen Teilchen ausgelöster elektromagnetischer Schauer durch statistische Fluktuationen mehr als ein lokales Maximum oberhalb der Rekonstruktionsschwelle aufweist und daher fälschlicherweise zwei Teilchen rekonstruiert werden. Diese unphysikalischen Ereignisse weisen in der Regel eine sehr geringe invariante Masse auf und sollten für die Kalibrierung nicht berücksichtigt werden.

Wie in Abschnitt 5.2.1 beschrieben, könnte eine fehlerhafte Lichtpulserkalibrierung einen Einfluss auf die rekonstruierte Energie im Highrange der ADCs haben. Aus diesem Grund werden alle Ereignisse, bei welchen auch nur ein ADC-Kanal im Highrange-Bereich ausgelesen wurde, verworfen. In diesem Fall (Abbildung D.5 rechts) sind die Auswirkungen deutlicher zu sehen. Zum einen reduziert sich die zur Verfügung stehende Statistik um ca. 50 %, zum anderen kann man einen Unterschied in der Position des  $\pi^0$ -Massenpeaks erkennen. Mögliche Ursachen für diese systematische Verschiebung umfassen z.B. eine fehlerhafte Lichtpulserkalibrierung mit einem systematischen Offset der Highrange-Daten zu höheren Energien hin oder auch eine fehlerhafte Energiekorrekturfunktion, welche entweder niederenergetische Photonen

nicht stark genug oder höherenergetische Photonen überkorrigiert. Diese systematischen Unterschiede zwischen der  $\pi^0$ -Masse für Daten aus verschiedenen Energiebereichen des Crystal-Barrel-Detektors sind noch nicht verstanden und Gegenstand weiterer Untersuchungen, welche z.B. in [Sch14] begonnen wurden. Bis neue Ergebnisse vorliegen, wird für die Kalibrierung auf Daten aus dem Highrange-Zweig der ADCs verzichtet und der Unterschied in einem systematischen Fehler (siehe Abschnitt 5.2.3) berücksichtigt.

### Hilfreiche Selektionskriterien

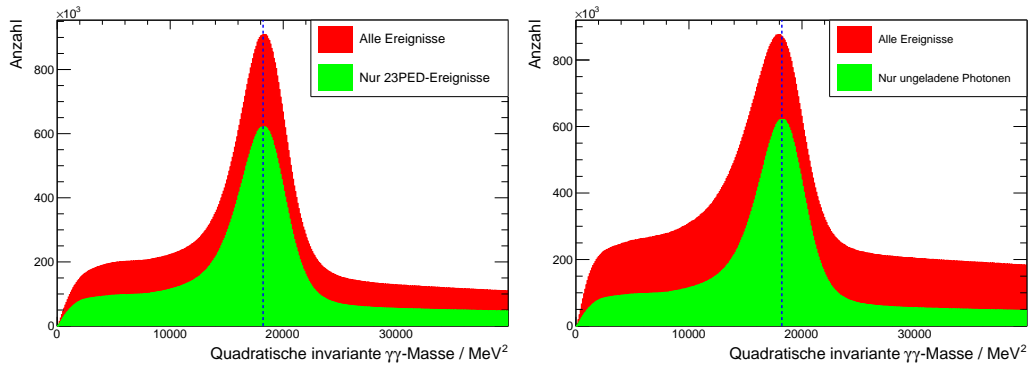


Abb. D.6.: Auswirkung eines Schnitts auf die PED-Anzahl (links) sowie eines Ladungsschnitts (rechts) auf die Kalibrierung.

Die andere Kategorie von Selektionskriterien betrifft Kriterien, welche das Verhalten von Untergrund und  $\pi^0$ -Massenverteilung gutmütiger machen:

Zerfallende  $\pi^0$ -Mesonen werden hauptsächlich in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p\pi^0 \rightarrow p\gamma\gamma$  erzeugt und nachgewiesen. Idealerweise werden also drei Teilchen in den Detektorsystemen rekonstruiert. Falls das Proton nicht detektiert wurde, kann das Meson dennoch rekonstruiert und für die Kalibrierung verwendet werden. Für die Kalibrierung werden daher Ereignisse mit zwei oder drei Teilchen im Endzustand berücksichtigt, Ereignisse mit höherer Multiplizität werden verworfen. Dadurch werden zwar keine Pionen aus der Multimesonproduktion oder dem Zerfall schwererer Mesonen in der Kalibrierung berücksichtigt, aber es gibt auch keinen kombinatorischen Untergrund, welcher die Extraktion der rekonstruierten  $\pi^0$ -Masse beeinflussen könnte. Abbildung D.6 zeigt auf der linken Seite die Auswirkung dieses Selektionskriteriums.

Wenn von vornherein die Ladung der beteiligten Teilchen überprüft wird, reduziert dies deutlich den Untergrund, verbessert also das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis. Während die Kalibrierung des Crystal-Barrel-Detektors sowohl mit als auch ohne Ladungsschnitt durchführbar wäre, aufgrund des kleinen Öffnungswinkels elektromagnetischen Untergrunds ein Ladungsschnitt für die Kalibrierung des MiniTAPS-Detektors aber essentiell ist, wird, um eine einheitliche Methode zu verwenden, der Ladungsschnitt auch für die Kalibrierung des Crystal-Barrel-Detektors durchgeführt. Eine leichte systematische Änderung der Position des  $\pi^0$ -Massenpeaks wird beobachtet (siehe Abbildung D.6 rechts), der Effekt wird in Abschnitt 5.2.3 diskutiert.

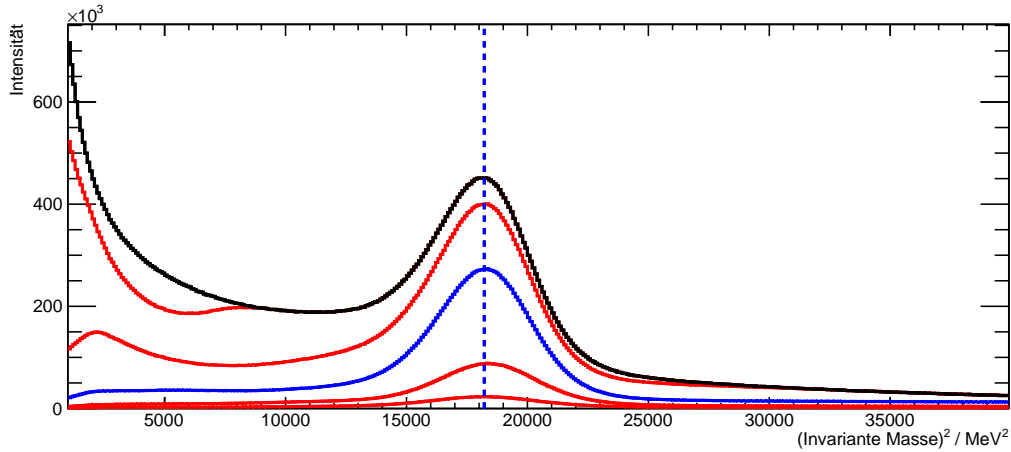


Abb. D.7.: Auswirkung eines Schnitts auf die minimale Strahlenergie auf die Kalibrierung am Beispiel von Wasserstoffdaten. In Schwarz ist die quadratische invariante Massenverteilung ohne Schnitt auf die Strahlenergie zu sehen, farbig sind verschiedene Schnitte von 100 MeV bis 500 MeV dargestellt. Die blaue Kurve entspricht dem in der Kalibrierung verwendeten Schnitt von 300 MeV, der Literaturwert der  $\pi^0$ -Masse ist als senkrechte Linie eingezeichnet.

Die dritte Möglichkeit, den Untergrund unterhalb des  $\pi^0$ -Peaks zu einem gleichförmigeren Verhalten zu beeinflussen, ist ein Schnitt auf die rekonstruierte Strahlenergie  $E_\gamma$ . Die Reaktionsgleichung  $\gamma p \rightarrow p' \pi^0$  lässt sich in Vierervektoren als

$$\begin{pmatrix} E_\gamma \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} m_p \\ \vec{0} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E_{\pi^0} \\ \vec{p}_{\pi^0} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} E_{p'} \\ \vec{p}_{p'} \end{pmatrix}$$

schreiben. Unter Berücksichtigung der quadratischen invarianten Masse  $m_p^2 = m_p^2 = E_p^2 - \vec{p}_p^2$  sowie  $\vec{p}_\gamma \cdot \vec{p}_{\pi^0} = E_\gamma \cdot p_{\pi^0}^z$  folgt daraus für die Strahlenergie

$$E_\gamma = \frac{2 \cdot E_\pi \cdot m_p - m_\pi^2}{2 \cdot (m_p - E_\pi + p_{\pi^0}^z)}.$$

Abbildung D.7 zeigt das invariante Massenspektrum ohne einen Schnitt auf die Strahlenergie (schwarze Kurve) sowie mit Schnitten auf eine aus den Reaktionsprodukten berechnete minimale Strahlenergie  $E_\gamma$  von 100 MeV, 200 MeV, 300 MeV, 400 MeV bzw. 500 MeV. Man erkennt, wie der Schnitt auf  $E_\gamma > 100$  MeV keinen Einfluss auf den Pionpeak hat, da die  $\pi^0$ -Produktionsschwelle bei ca. 145 MeV liegt. Bei höheren Schnitten werden sowohl der Pionpeak, aber vor allem auch der Untergrund deutlich reduziert und letzterer deutlich gleichförmiger. Für die Kalibrierung hat sich ein Schnitt auf  $E_\gamma > 300$  MeV (blaue Kurve) als sinnvoller Kompromiss zwischen einem gutmütigen Untergrundverhalten sowie ausreichender Statistik erwiesen.

Bei allen vorgenommenen Selektionskriterien muss berücksichtigt werden, dass anschließend die Statistik für jeden einzelnen Kristall – auch in Rückwärtsrichtung – groß genug ist, um die Position des  $\pi^0$ -Peaks mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen. Dies ist für typische Kalibrierungsintervalle von ein bis vier Wochen der Fall und wird in Abschnitt 5.2.3 bzw. in Anhang D.3 quantifiziert.

## D.3. Genauigkeitsstudien zur Kalibrierung

### D.3.1. Statistische Betrachtungen

Die Untersuchungen wurden beispielhaft an den Daten der vollständig kalibrierten, ca. sechs Wochen langen Strahlzeit 'November 2009' (longitudinal polarisiertes Butanoltarget) durchgeführt. Abbildung D.8 zeigt die Anzahl der durchschnittlich pro Kristall rekonstruierten Pionen nach der in Abschnitt 5.2.2.1 beschriebenen Methode der Datenselektion mit einem Minimum in Ring 23, auf welchen daher bei der Überlegung ausreichender Statistik für die Kalibrierung geachtet werden muss. Die Verteilung der Pionen pro Kristall ergibt sich aus einer Kombination der Raumwinkelabdeckung der einzelnen Kristalle sowie des Lorentzboosts in Vorwärtsrichtung.

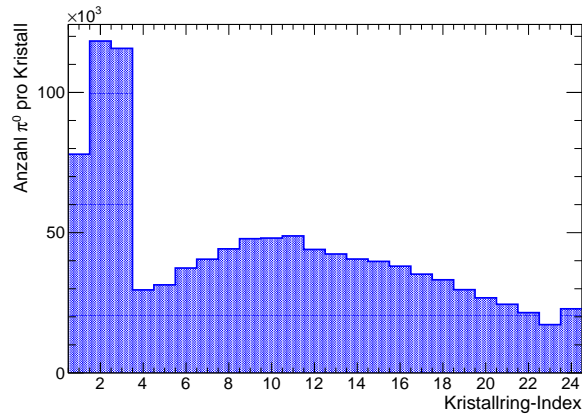


Abb. D.8.: Anzahl der für die Kalibrierung rekonstruierten Pionen pro Kristall

#### Zeitliche Variation

Um die **zeitliche Variation** der Kalibrierungskonstanten abzuschätzen, wurden die Daten in 16 Blöcke von jeweils ca. zwei Tagen – jeweils einer Targetpolarisierungsphase – aufgeteilt und die mittlere  $\pi^0$ -Masse mit den für die gesamte Strahlzeit ermittelten Kalibrierungsfaktoren bestimmt. Die Einzelspektren für die Bestimmung der jeweiligen mittleren rekonstruierten  $\pi^0$ -Masse sind in Abbildung D.9 dargestellt. Es wurde jeweils eine Gaußfunktion angepasst und der Mittelwert inklusive Fehler des Mittelwerts extrahiert.

#### Benötigte Statistik

Um die für eine stabile Kalibrierung **benötigte Statistik** abzuschätzen, wurde die selbe Strahlzeit mit unterschiedlich großen Untermengen dieser Strahlzeit erneut kalibriert und die Verteilung der sich daraus ergebenden  $\pi^0$ -Massen untersucht. Abbildungen D.10 und D.11 zeigen die Verteilung der  $\pi^0$ -Massen für 24 verschiedene Untermengen der Strahlzeit. Man erkennt deutlich, wie eine größere Datenmenge zu einer geringeren statistischen Streuung der einzelnen Kalibrierungskonstanten führt.

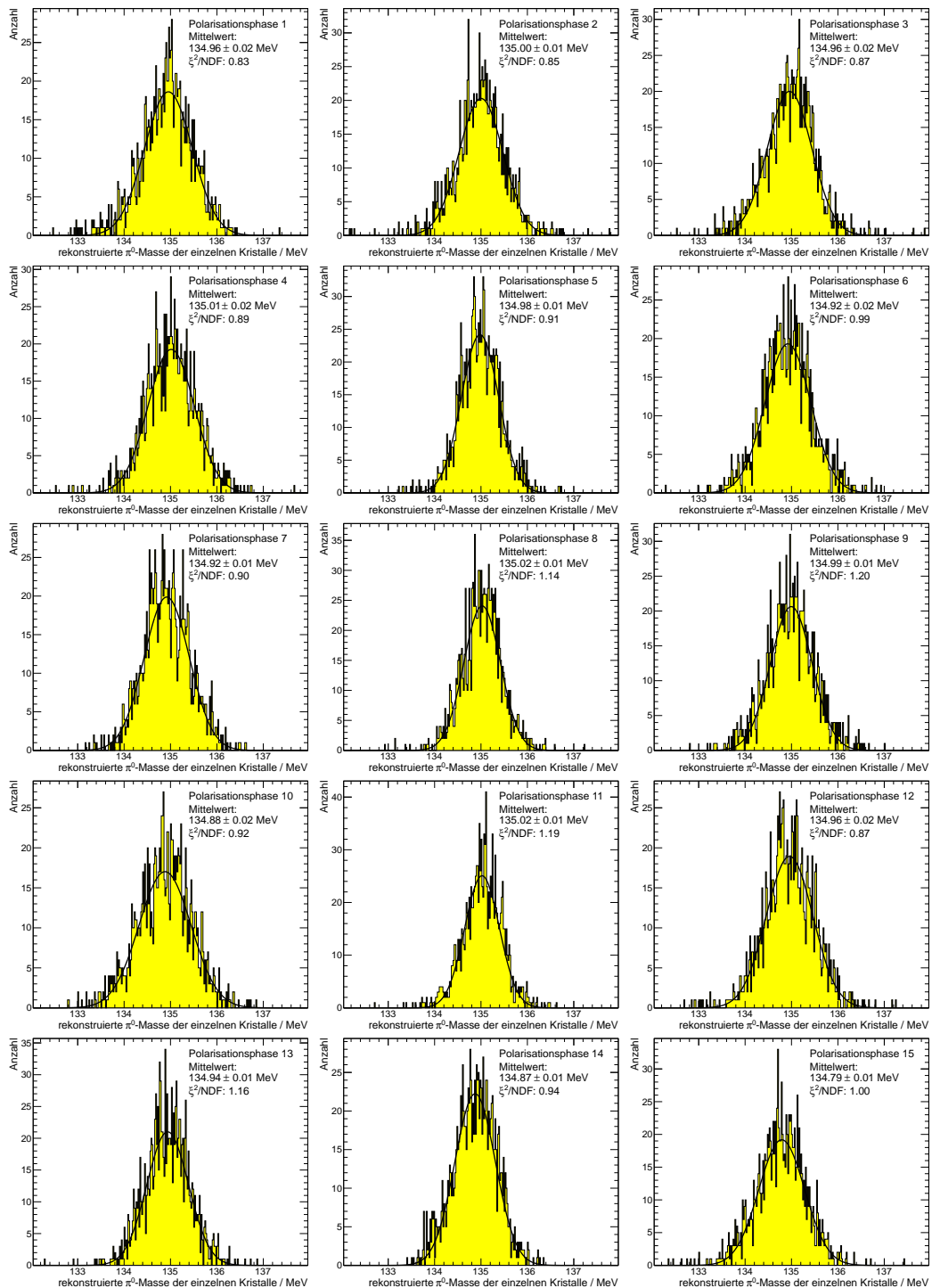


Abb. D.9.: Zeitliche Variation der Kalibrierung am Beispiel der verschiedenen Targetpolarisierungsphasen des Butanoltargets in der Strahlzeit 'November 2009'. Eine Polarisationsphase entspricht hier etwa zwei Tagen.

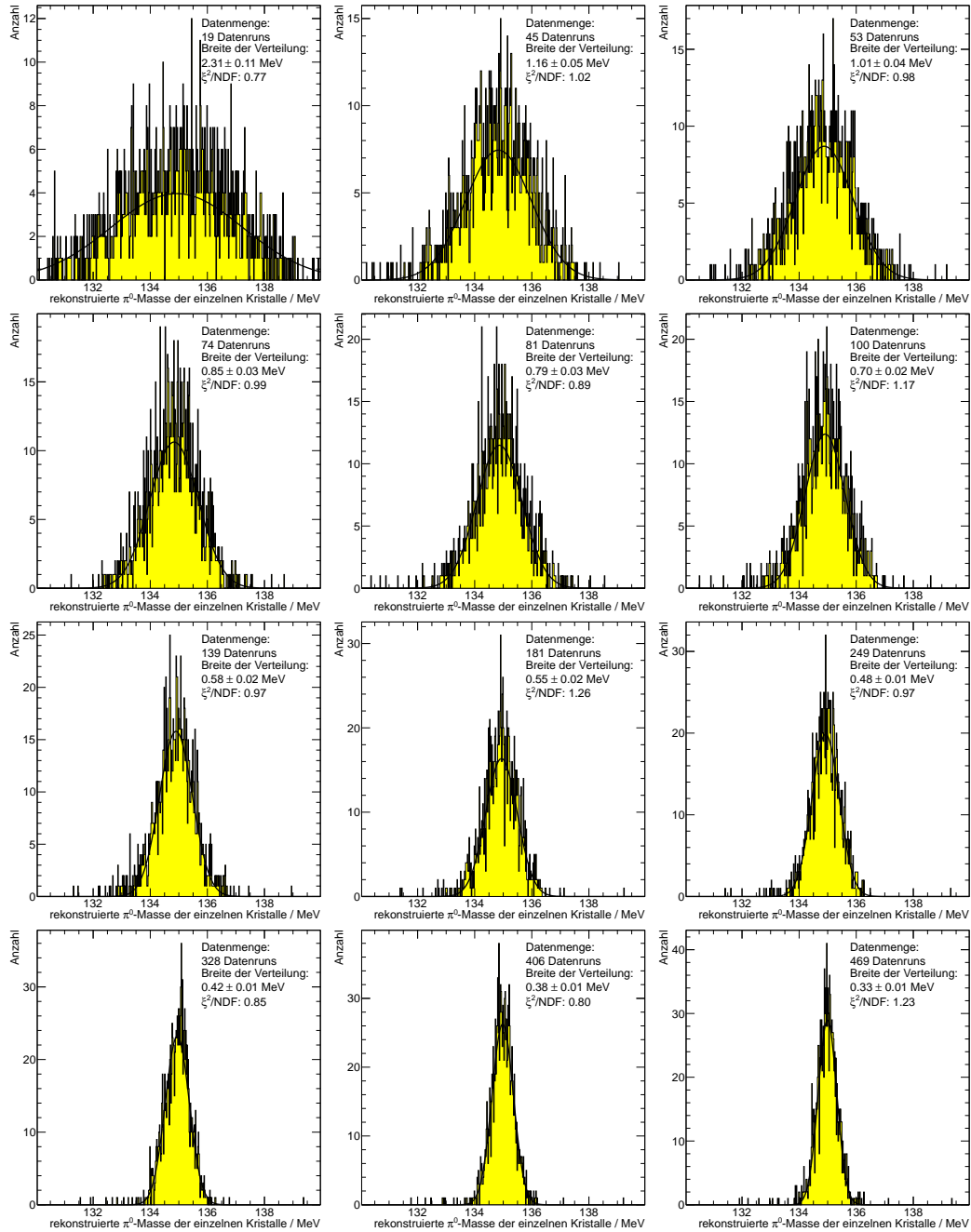


Abb. D.10.: Verteilung der  $\pi^0$ -Massen bei der Verwendung einer unterschiedlichen Anzahl Datenruns für die Kalibrierung mit angepassten Gaußkurven um die Breite der Verteilung zu bestimmen.

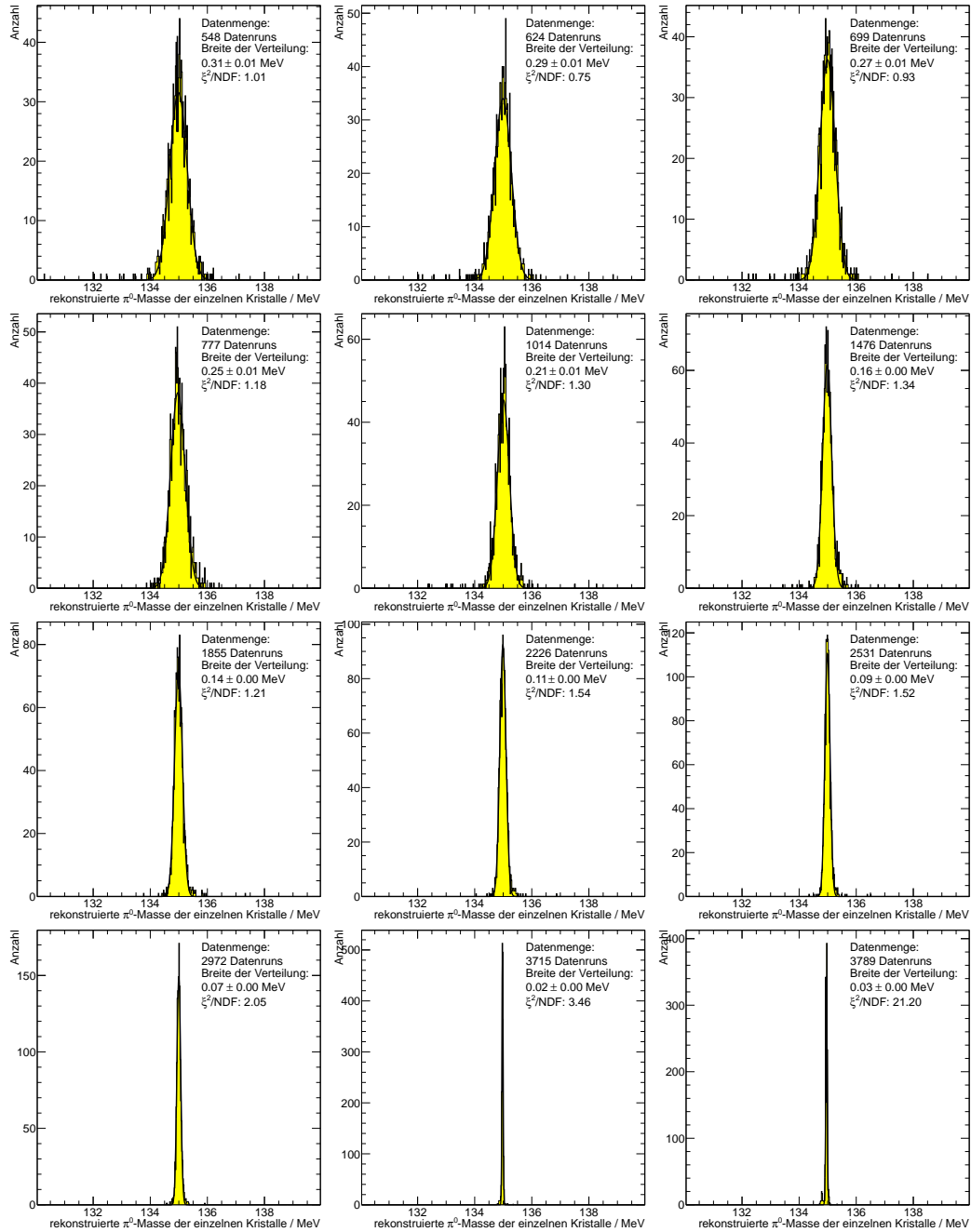


Abb. D.11.: Verteilung der  $\pi^0$ -Massen bei der Verwendung einer unterschiedlichen Anzahl Datenruns für die Kalibrierung mit angepassten Gaußkurven um die Breite der Verteilung zu bestimmen.



## D.3.2. Systematische Abweichungen

### D.3.2.1. Datenselektion

Der erste Teil dieser Variationsstudien betrifft die Auswirkung der **Datenselektion** auf die Kalibrierung. Konkret untersucht werden

- eine Vorauswahl von Ereignissen mit zwei und drei PEDs,
- ein Ladungsschnitt auf genau zwei ungeladene Teilchen,
- eine Beschränkung auf den Lowrange der ADCs,
- eine Beschränkung auf 1-PED-Cluster,
- eine Auswahl eines zusätzlichen Koplanaritätsschnitts, sowie
- ein Schnitt auf die berechnete Strahlenergie.

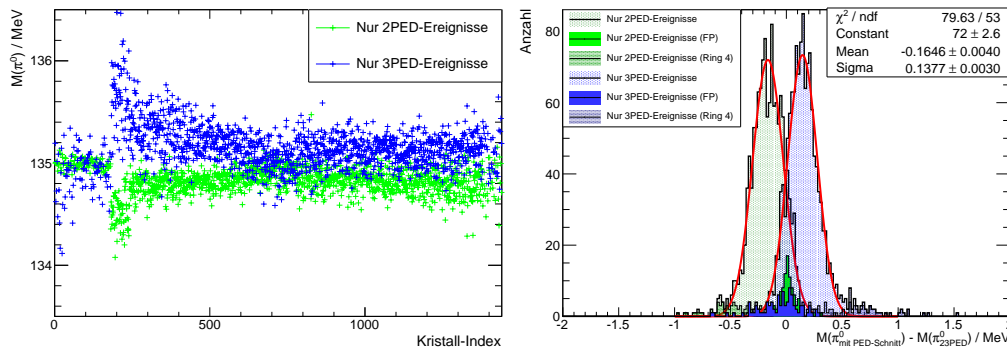


Abb. D.12.: Auswirkung eines Schnitts auf die PED-Anzahl auf die Kalibrierung.

Abbildung D.12 zeigt am Beispiel einer Vorauswahl von Ereignissen mit nur zwei oder drei PEDs, wie die Auswirkung quantifiziert wurde. Auf der linken Seite ist die rekonstruierte  $\pi^0$ -Masse für jeden einzelnen Kristall nach der Vorselektion dargestellt. Auf der rechten Seite ist die Projektion der Abweichung von der Standardkalibrierung  $M(\pi^0_{23PED})$  für die beiden Ereignisklassen aufgetragen. Die Kristalle des Vorwärtsdetektors sowie der in der Kalibrierung auf Änderungen sensitivsten Kristalle des vierten Rings sind farbig hervorgehoben. An die Verteilungen wird jeweils eine Gaußkurve angepasst. Während die Breite der Verteilung von der zur Verfügung stehenden Statistik abhängt, lässt sich der Mittelwert als systematische Beeinflussung der Kalibrierung interpretieren. Die Betrachtung von nur 2-PED- oder nur 3-PED-Ereignissen führt um ein jeweils ca. 0,2 MeV in unterschiedliche Richtungen verschobenes Ergebnis.

Das Ergebnis der nächsten beiden Punkte hat immense Auswirkungen auf die Kalibrierung und ist in Abbildung D.13 gezeigt. Ein Verzicht auf den Ladungsschnitt verschiebt die rekonstruierte  $\pi^0$ -Masse systematisch um ca. 1,2 MeV. Hier kann physikalisch argumentiert werden, dass zu Elektron-Positron-Paaren konvertierte Photonen Energie in durchquerter Materie wie den Ladungsdetektoren deponieren und daher systematisch falsch rekonstruiert werden, weshalb ein Ladungsschnitt auf jeden Fall durchgeführt werden sollte.

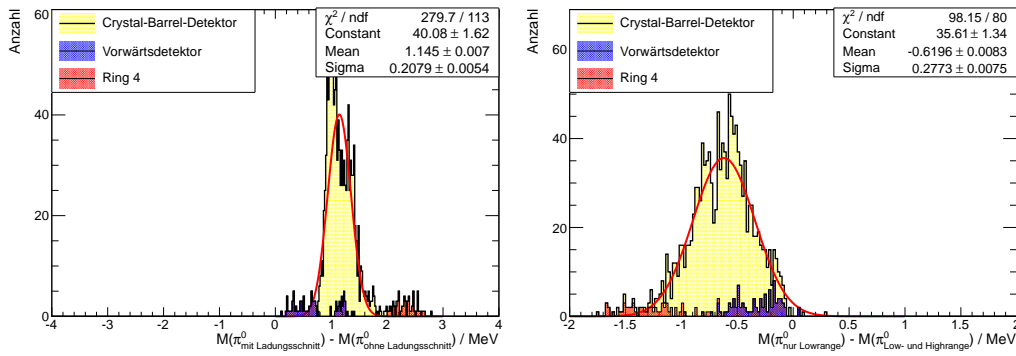


Abb. D.13.: Auswirkung eines Schnitts auf die Ladung (links) sowie den ADC-Bereich (rechts) auf die Kalibrierung.

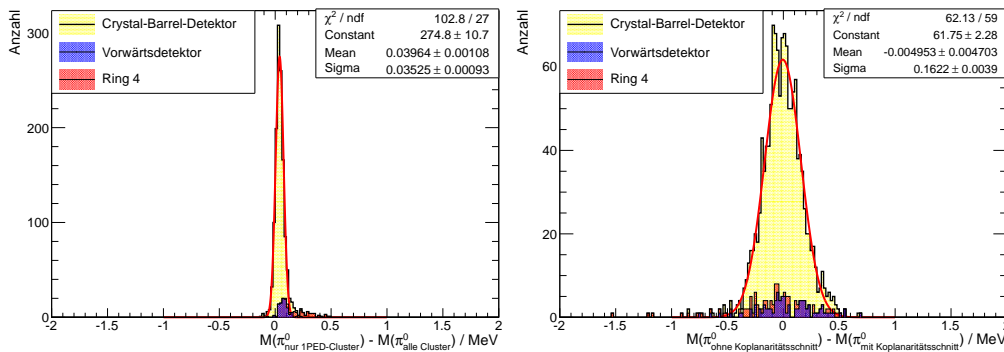


Abb. D.14.: Auswirkung eines Schnitts auf 1-PED-Cluster (links) sowie auf die Koplanarität (rechts) auf die Kalibrierung.

Ebenfalls deutlich ist der Einfluss einer Beschränkung auf den Lowrange-Bereich der ADCs. Dies führt nahezu unabhängig vom Detektorbereich zu einer systematischen Verschiebung der rekonstruierten  $\pi^0$ -Masse von ca. 0,6 MeV.

Die Beschränkung auf 1-PED-Cluster hat wie in Abbildung D.14 gezeigt keine signifikante Auswirkung auf die Kalibrierung, lediglich der Vorwärtsdetektor, in welchem aufgrund des Lorentzboosts mehr 2-PED-Cluster zu erwarten sind, zeigt eine leichte Abhängigkeit von diesem Selektionskriterium.

Ein zusätzlicher Schnitt auf die Koplanarität zwischen Proton und Pion ist ebenfalls überprüft worden. Dieser wurde nicht mit der Standardkalibrierung, sondern mit dem auf 3-PED-Ereignisse eingeschränkten Datensatz verglichen und hat außer einer geringeren Statistik keinen weiteren Einfluss auf die Rekonstruktion und sollte daher auch nicht durchgeführt werden.

Zu guter Letzt zeigt Abbildung D.15 die Auswirkung verschiedener Schnittgrenzen von 0 MeV bis 500 MeV auf die rekonstruierte Strahlenergie. Hier zeigt sich, dass ein unterschiedlicher Schnitt unterschiedliche Bereiche des Detektorsystems beeinflusst. Insbesondere verschiebt sich die rekonstruierte  $\pi^0$ -Masse bei einem höheren Schnitt von 400 MeV bzw. 500 MeV für den Vorwärtsdetektor und den Crystal-Barrel-Detektor in unterschiedliche Richtungen (siehe Tabelle 5.2 auf Seite 98).

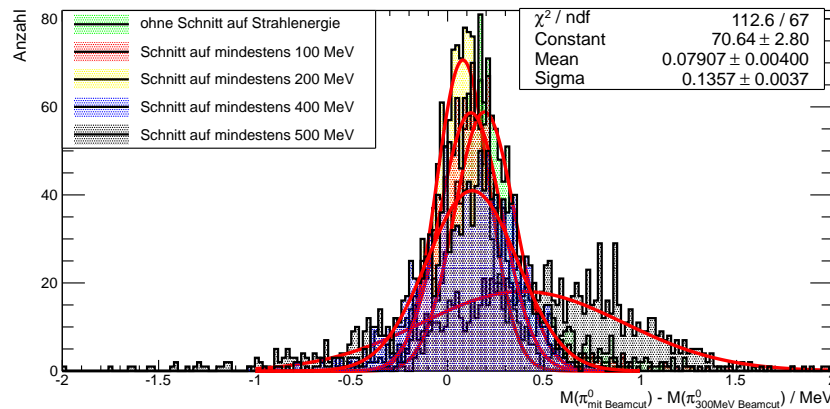


Abb. D.15.: Auswirkung eines Schnitts auf eine minimale Strahlenergie auf die Kalibrierung.

### D.3.2.2. Fitroutine

Der nächste Teil der Variationsstudien betrifft die Auswirkung von Veränderungen in der **Fitroutine** selbst. Untersucht wurde hier

- die Verwendung einer Gauß- statt einer Novosibirskfunktion für den  $\pi^0$ -Peak,
- die Variation der Ordnung des Chebyshevpolynoms (3. bis 6. Ordnung),
- unterschiedliche Bereiche für die Untergrund- und Peakbeschreibung, und
- unterschiedliche Startparameter für die Anpassungsfunktionen.

Abbildung D.16 zeigt die Auswirkung des ersten Punktes. Bei dem Versuch, den  $\pi^0$ -Massenpeak mit einer Gaußfunktion anstatt einer Novosibirskfunktion zu beschreiben, erhält man ein systematisch um ca 0,3 MeV verschobenes Ergebnis.

Unterschiedlich komplexe Untergrundfunktionen sowie alternative Bereiche für die Anpassungsfunktionen haben hingegen nur marginale Auswirkungen auf die rekonstruierte  $\pi^0$ -Masse (siehe Abbildung D.17) weshalb hier mit dem Chebyshev-Polynom 5. Ordnung die Version gewählt werden kann, welche am stabilsten gegenüber Veränderungen der Startparameter oder Fitbereiche ist.

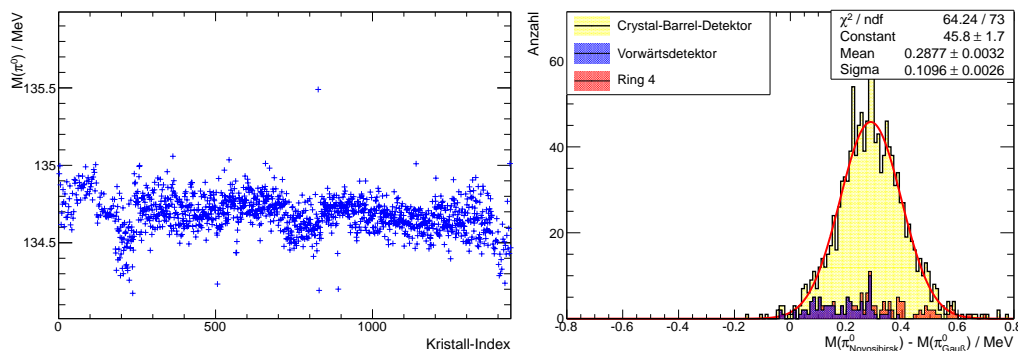


Abb. D.16.: Auswirkung verschiedener Signalanpassungen auf die Kalibrierung.

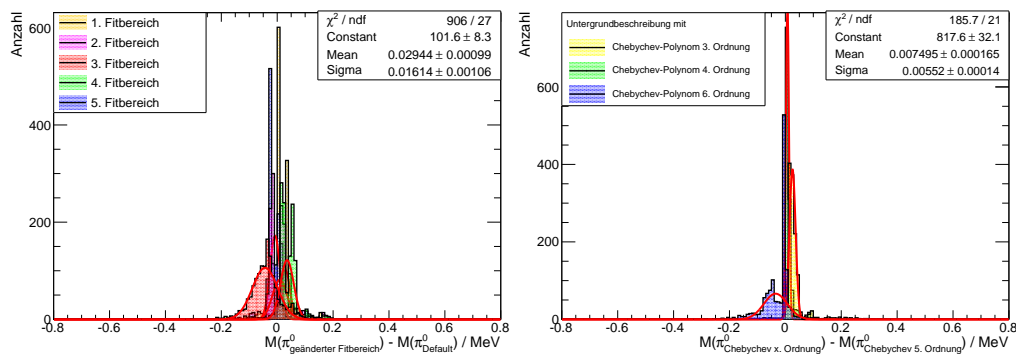


Abb. D.17.: Auswirkung verschiedener Fitbereiche (links) sowie unterschiedlicher Untergrundfunktionen (rechts) auf die Kalibrierung

Eine Variation der Startparameter kann dazu führen, dass die Anpassung nicht konvergiert und keine sinnvollen Ergebnisse erzielt werden. Verschiedene in einer sinnvollen Größenordnung abweichenden Startparameter haben zu identischen Ergebnissen geführt, so dass die Anpassung in dieser Hinsicht als stabil betrachtet werden kann.

### D.3.2.3. Äußere Einflüsse

Als abschließender Punkt wurde für die Untersuchung der systematischen Abweichungen der Kalibrierung der Einfluss unterschiedlicher **Strahlenergien**, unterschiedlicher **Targets** sowie des **transversalen Magnetfelds** betrachtet. Im Gegensatz zu den vorherigen beiden Abschnitten müssen hier unterschiedliche Datensätze miteinander verglichen werden, so dass eine Abweichung nicht direkt auf den untersuchten Parameter zurückgeführt sondern auch durch sich mit der Zeit ändernde Kalibrierungsfaktoren verursacht werden kann.

Daher wurden für die in Abbildung D.18 gezeigten Ergebnisse der Untersuchung die Kalibrierungsfaktoren der drei Strahlzeiten 'August 2008', 'August 2009' (Butanol-Target) und 'Januar 2009' (Kohlenstofftarget) miteinander verglichen. Auf der linken Seite ist die prozentuale Abweichung der Kalibrierungsfaktoren beider Butanol-Strahlzeiten zu der Kohlenstoff-Strahlzeit für jeden Kristall aufgetragen. Man er-

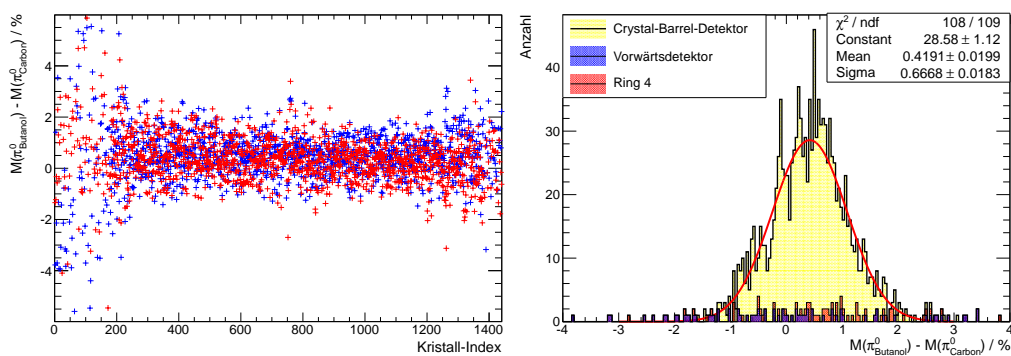


Abb. D.18.: Auswirkung verschiedener Targets auf die Kalibrierung. Gezeigt ist die prozentuale Abweichung der Kalibrierungsfaktoren bei Verwendung eines Butanoltargets gegenüber einem reinen Kohlenstofftarget.

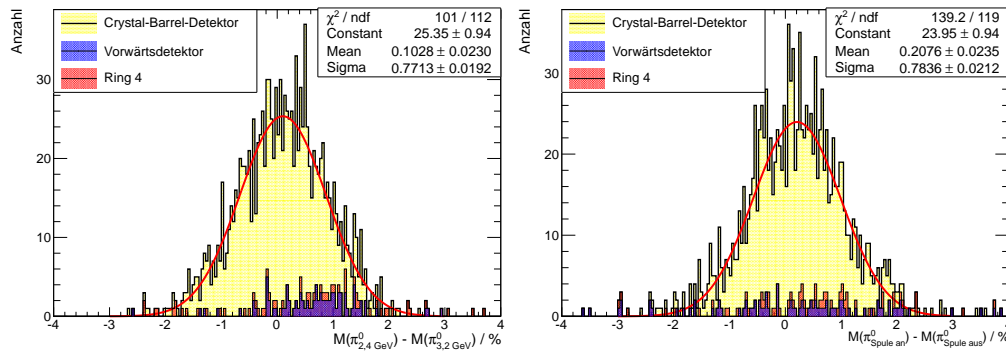


Abb. D.19.: Auswirkung unterschiedlicher Primärstrahlenergien (links) bzw. eines transversalen Magnetfeldes (rechts) auf die Kalibrierung.

kennt, dass in beiden Fällen die Werte systematisch in die gleiche Richtung verschoben sind, was für einen Einfluss des Targets und gegen eine zeitliche Variation spricht. Auf der rechten Seite ist eine Projektion der Mittelwerte jedes Kristalls zu sehen, wobei das Maximum der Gaußfunktion bei  $\approx 0,4\%$  liegt.

Bei der Untersuchung der Auswirkung des Magnetfeldes eines transversal polarisierten Targets sowie unterschiedlichen Primärstrahlenergie wurden jeweils zwei direkt aufeinanderfolgende Datenblöcke innerhalb der Strahlzeit 'November 2011' betrachtet, wodurch eine eventuelle zeitliche Abhängigkeit minimiert wird.

Abbildung D.19 zeigt auf der linken Seite den Unterschied einer Primärstrahlenergie von  $E_\gamma = 2,4 \text{ GeV}$  zu  $E_\gamma = 3,2 \text{ GeV}$  von im Mittel ca.  $0,1\%$  sowie auf der rechten Seite des Magnetfeldes der Haltespule des transversal polarisierten Targets inklusive daher angepasster Schwellen im Vorwärtsdetektor von ca.  $0,2\%$ .

## E. Selektion

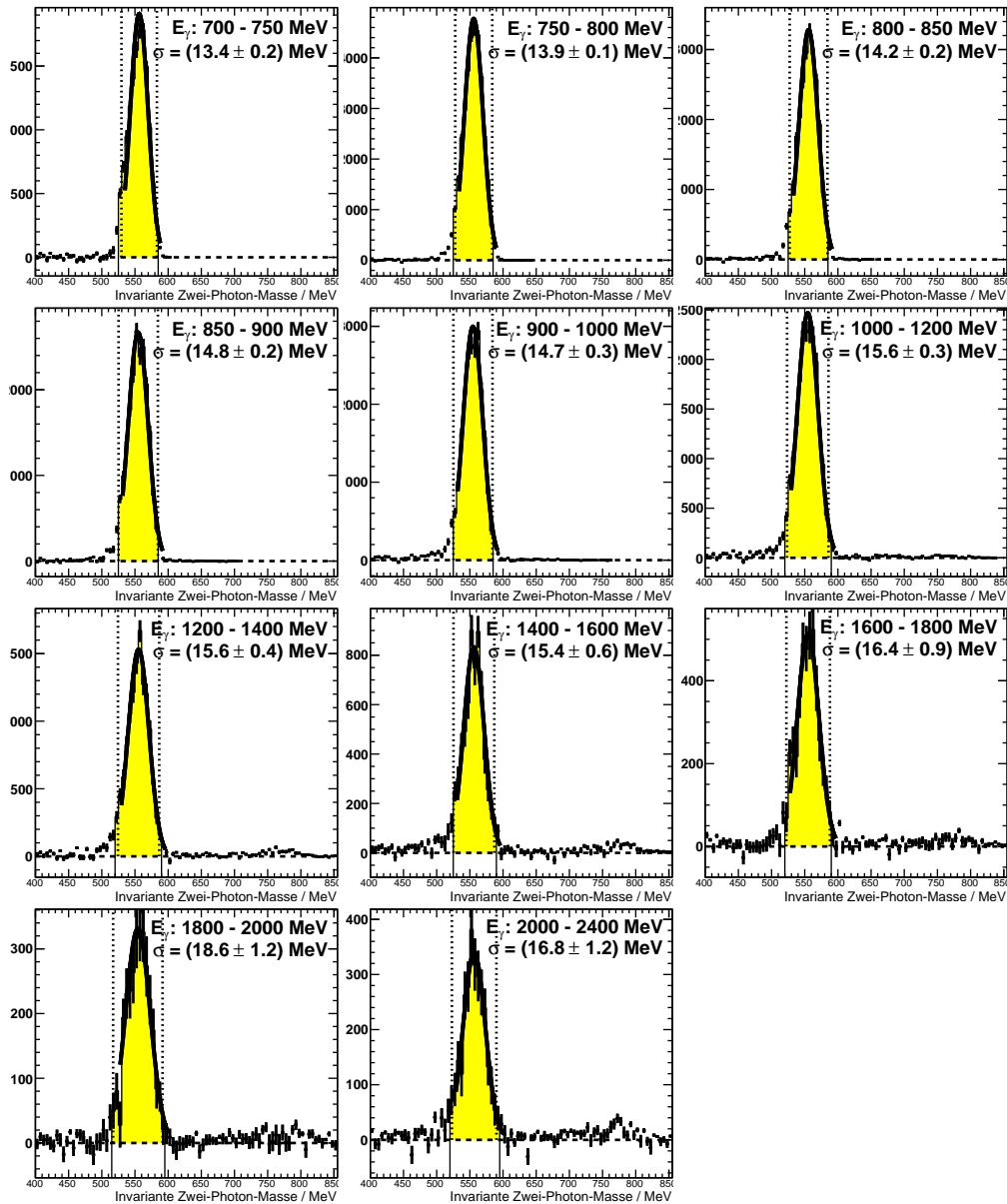


Abb. E.1.: Bestimmung der energieabhängigen Schrittzgrenzen für die invariante Zwei-Photon-Masse (siehe Abbildung 6.11 auf Seite 114). Aufgetragen ist die invariante Zwei-Photon-Masse nach Kohlenstoffabzug für verschiedene Energiebereiche mit einer jeweils an die Verteilung angepassten Gaußfunktion. Der selektierte Bereich ist gelb hinterlegt.

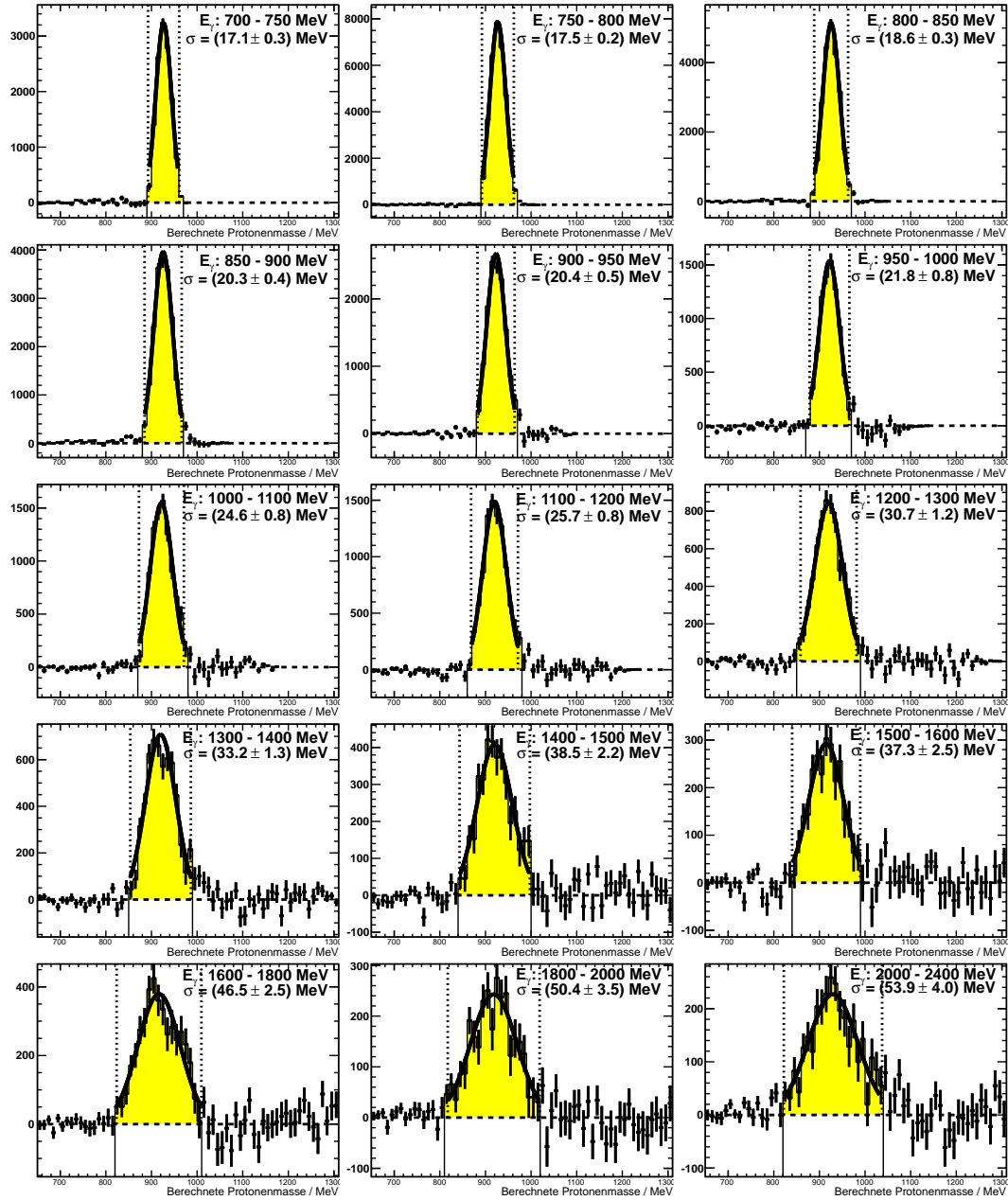


Abb. E.2.: Bestimmung der energieabhängigen Schnittgrenzen für die berechnete Protonenmasse (siehe Abbildung 6.12 auf Seite 114). Aufgetragen ist die berechnete Protonenmasse nach Kohlenstoffabzug für verschiedene Energiebereiche mit einer jeweils an die Verteilung angepassten Gaußfunktion. Der selektierte Bereich ist gelb hinterlegt.

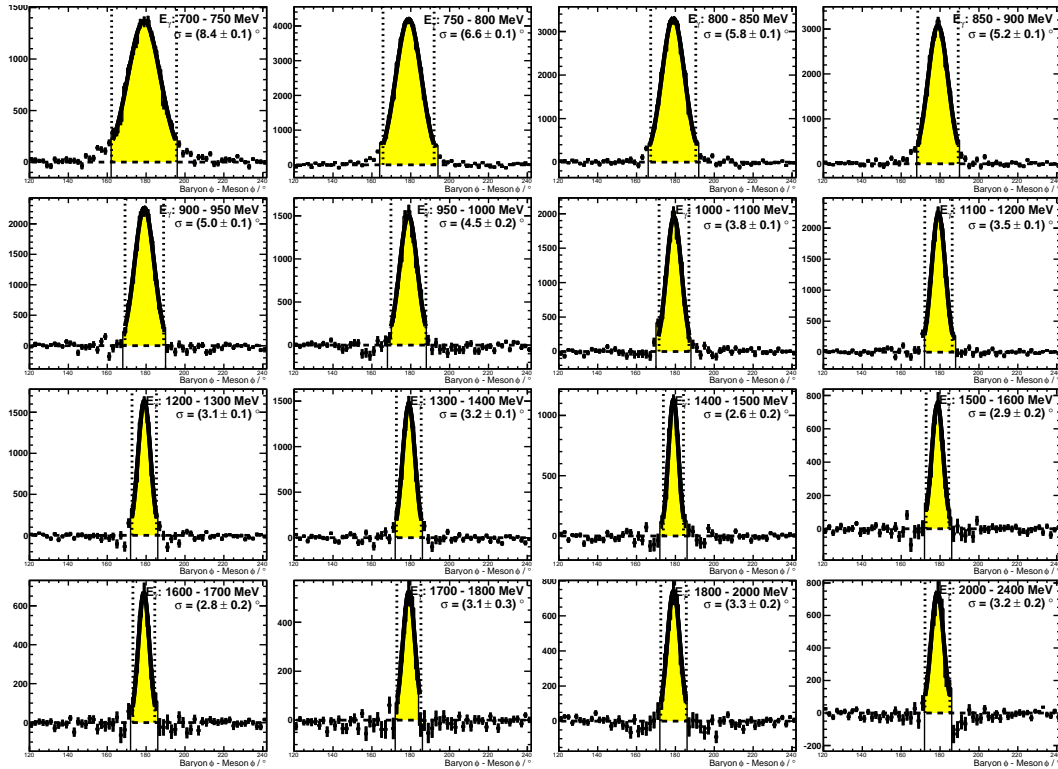


Abb. E.3.: Bestimmung der energieabhängigen Schnittgrenzen für die Koplanarität (siehe Abbildung 6.10 auf Seite 113). Aufgetragen ist die Koplanarität zwischen Meson und Baryon nach Kohlenstoffabzug für verschiedene Energiebereiche mit einer jeweils an die Verteilung angepassten Gaußfunktion. Der selektierte Bereich ist gelb hinterlegt.

Parameter	untere Grenze	obere Grenze
Koplanarität		
a	$(173,3 \pm 0,2)^\circ$	$(184,5 \pm 0,2)^\circ$
b	$0,62 \pm 0,25$	$0,03 \pm 0,24$
c	$(-4,83 \pm 0,37) \cdot 10^{-3}$	$(-4,17 \pm 0,32) \cdot 10^{-3}$
Mesonenmasse		
a	$(532,2 \pm 0,8) \text{ MeV}$	$(579,9 \pm 0,8) \text{ MeV}$
b	$(-6,50 \pm 0,83) \cdot 10^{-3}$	$(5,03 \pm 0,83) \cdot 10^{-3}$
Protonenmasse		
a	$(940,9 \pm 1,5) \text{ MeV}$	$(931,9 \pm 1,5) \text{ MeV}$
b	$(-6,39 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$	$(3,85 \pm 0,18) \cdot 10^{-2}$

Tab. E.1.: Fitparameter der in Abschnitt 6.2 definierten kinematischen Selektionskriterien



## F. Skalierungsfaktor

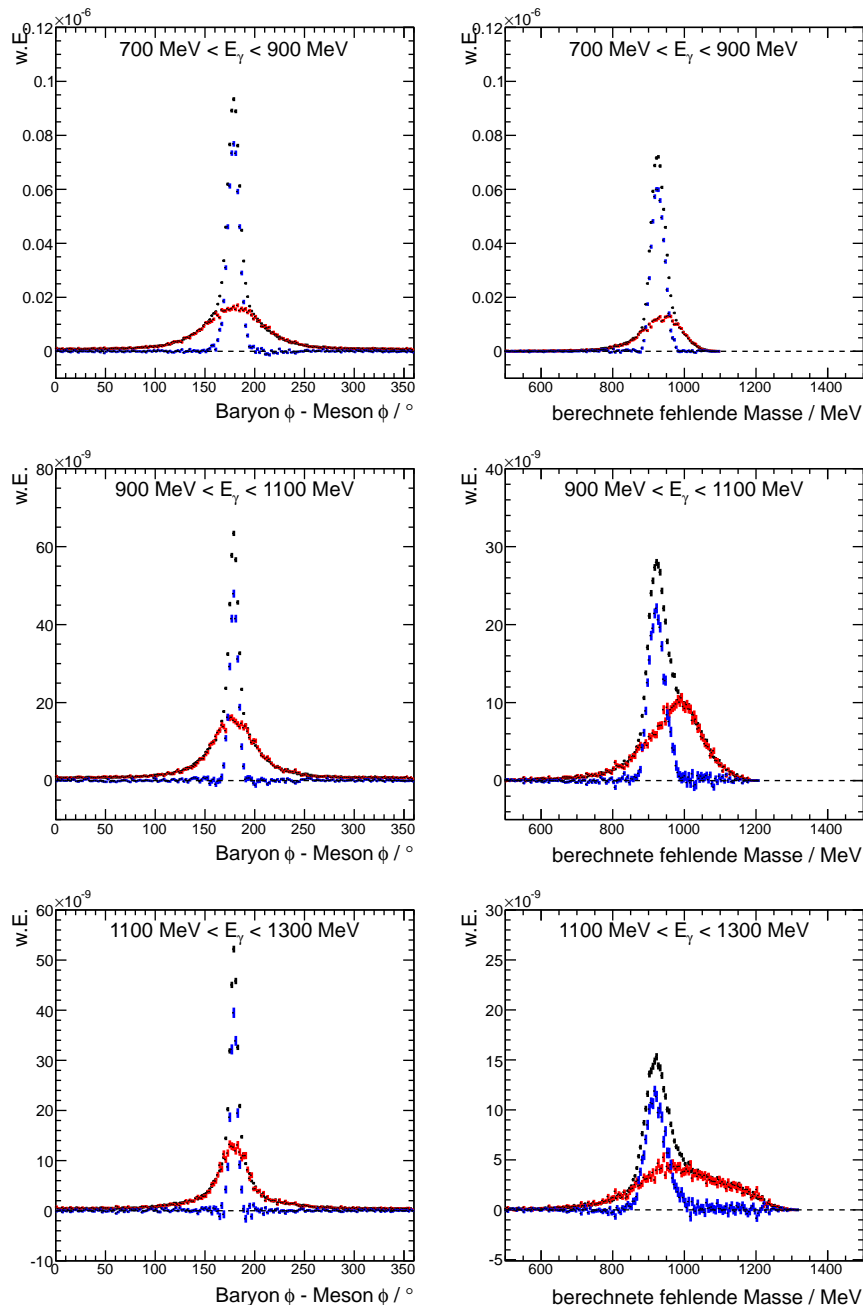


Abb. F.1.: Anhang zu Abschnitt 7.2.1: Überprüfung des Kohlenstoffabzugs für verschiedene Strahlenergien  $E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$  mittels der Koplanaritätsmethode (links) sowie der Protonenmassenmethode (rechts).

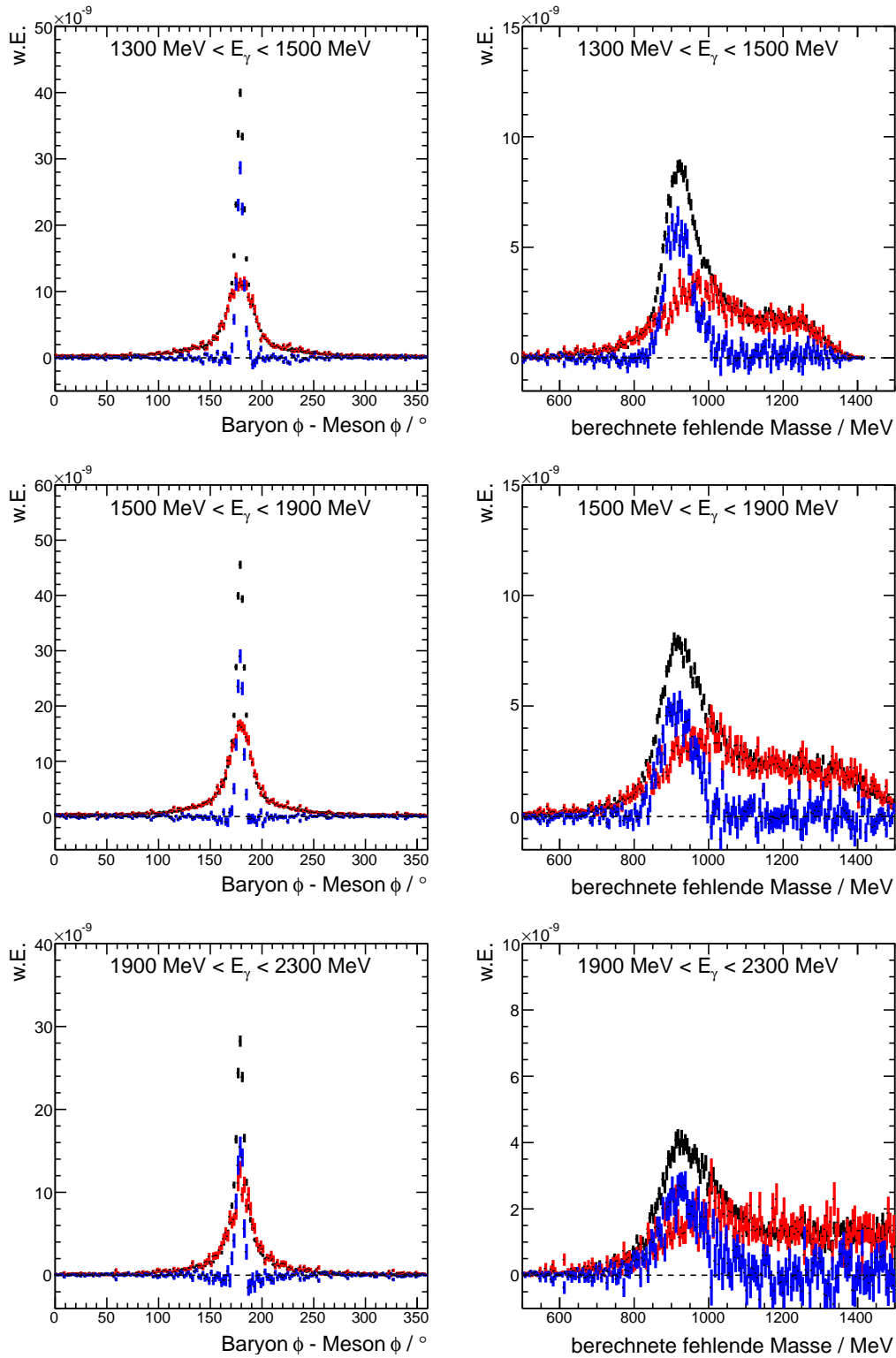


Abb. F.2.: Anhang zu Abschnitt 7.2.1: Überprüfung des Kohlenstoffabzugs für verschiedene Strahlenergien  $E_\gamma > 1300 \text{ MeV}$  mittels der Koplanaritätsmethode (links) sowie der Protonenmassenmethode (rechts).

## G. Untergrundbestimmung

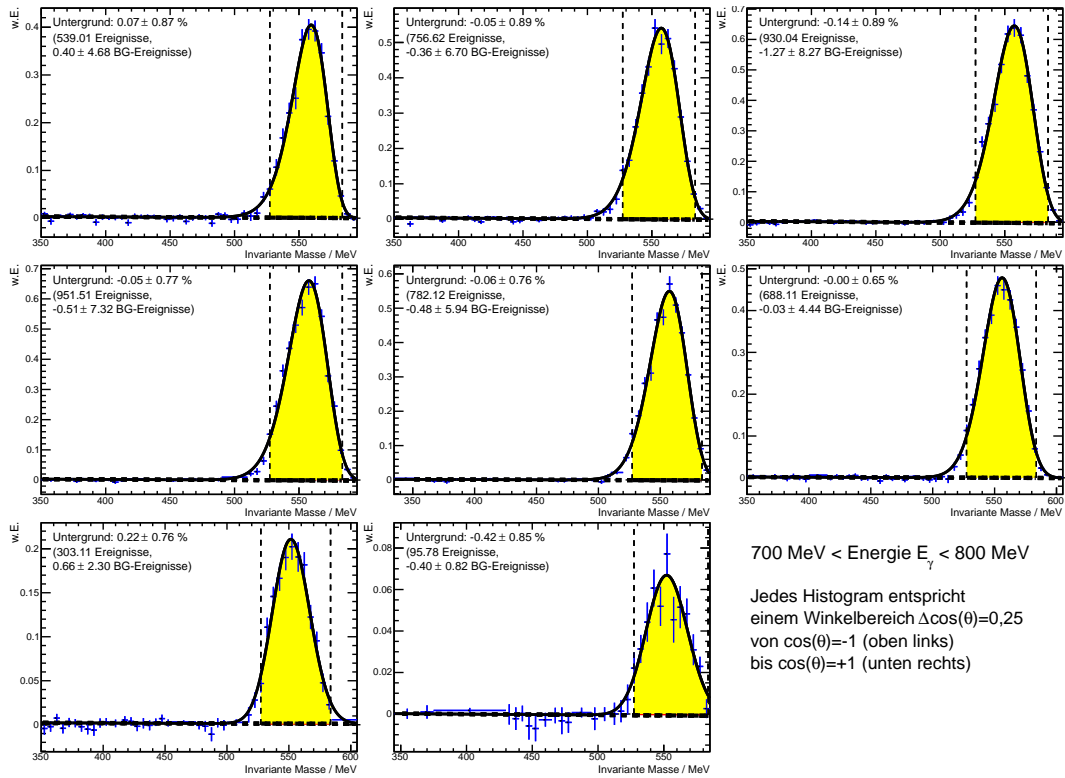


Abb. G.1.: Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds. Zu sehen sind die invarianten Zwei-Photon-Massen nahe der  $\eta$ -Produktionsschwelle für verschiedene Winkelbereiche, an welche jeweils die Summe aus einer Untergrund- und einer Peakfunktion angefitet wurde.

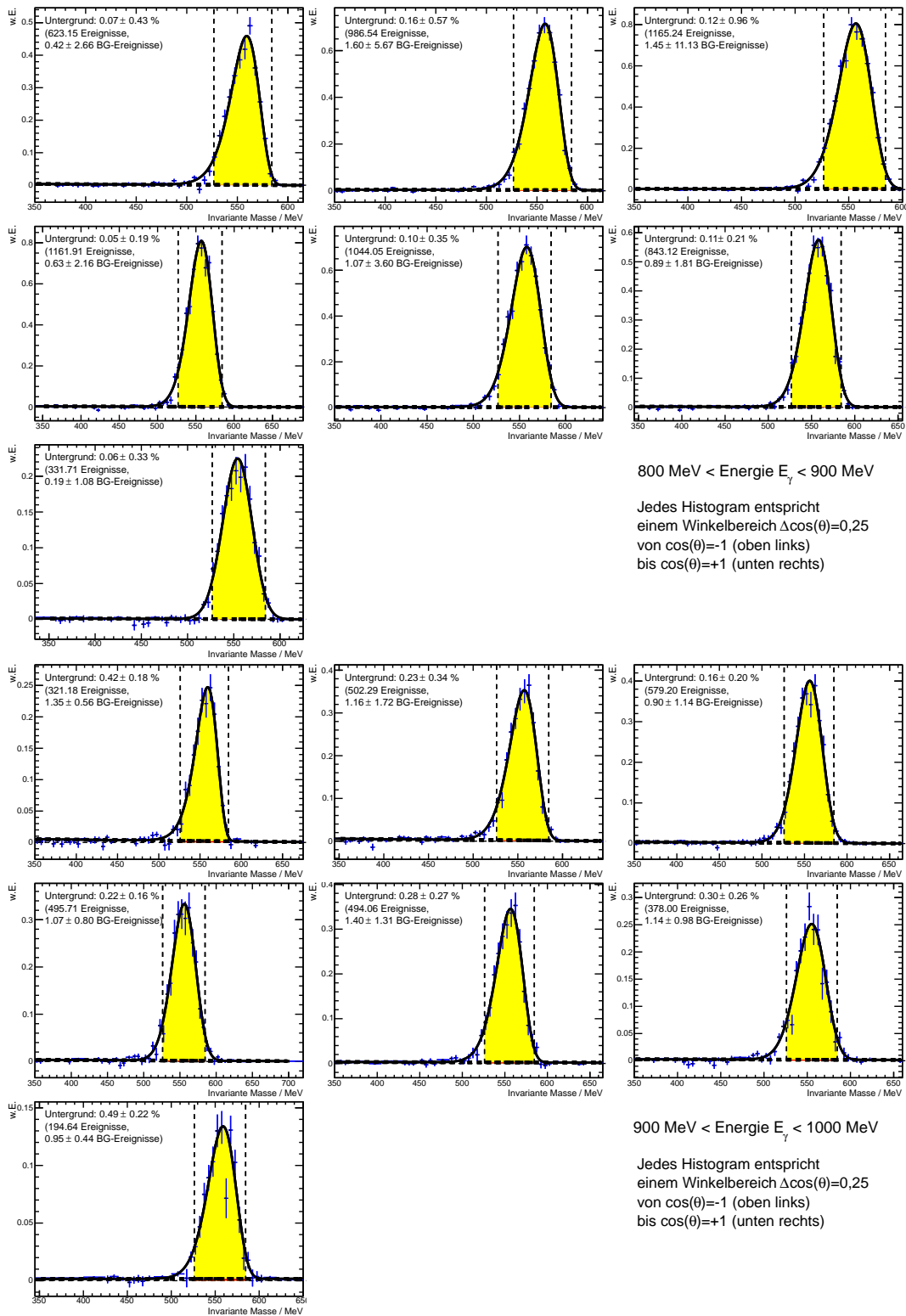


Abb. G.2.: Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds. Zu sehen sind die invarianten Zwei-Photon-Massen für verschiedene Energie- und Winkelbereiche, an welche jeweils die Summe aus einer Untergrund- und einer Peakfunktion angefitet wurde. Im Bereich  $0,75 < \cos\theta < 1$  befindet sich für  $800\text{ MeV} < E_\gamma < 1100\text{ MeV}$  ein Akzeptanzloch.

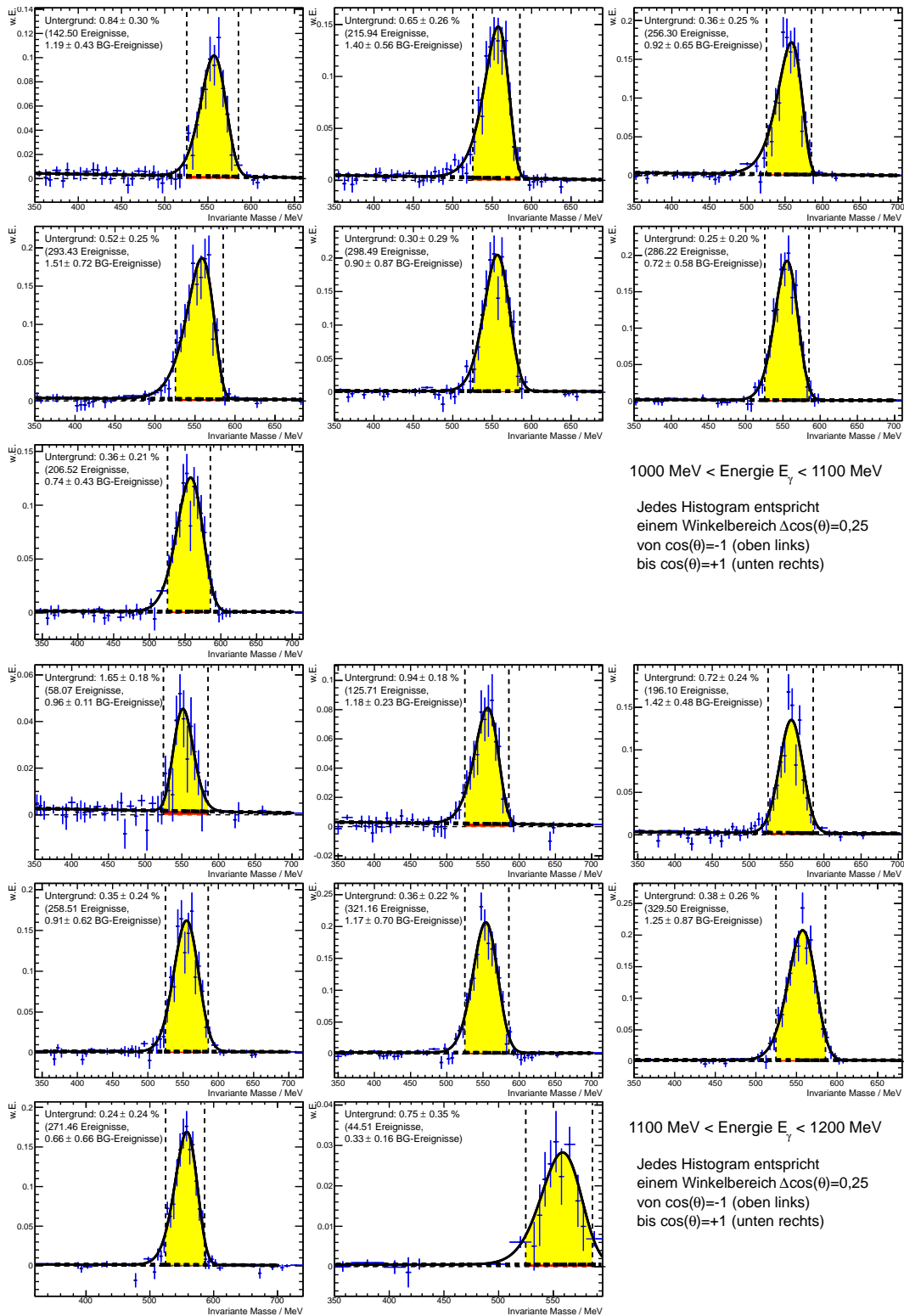


Abb. G.3.: Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds. Zu sehen sind die invarianten Zwei-Photon-Massen für verschiedene Energie- und Winkelbereiche, an welche jeweils die Summe aus einer Untergrund- und einer Peakfunktion angefitet wurde. Im Bereich  $0,75 < \cos \theta < 1$  befindet sich für  $800 \text{ MeV} < E_\gamma < 1100 \text{ MeV}$  ein Akzeptanzloch.

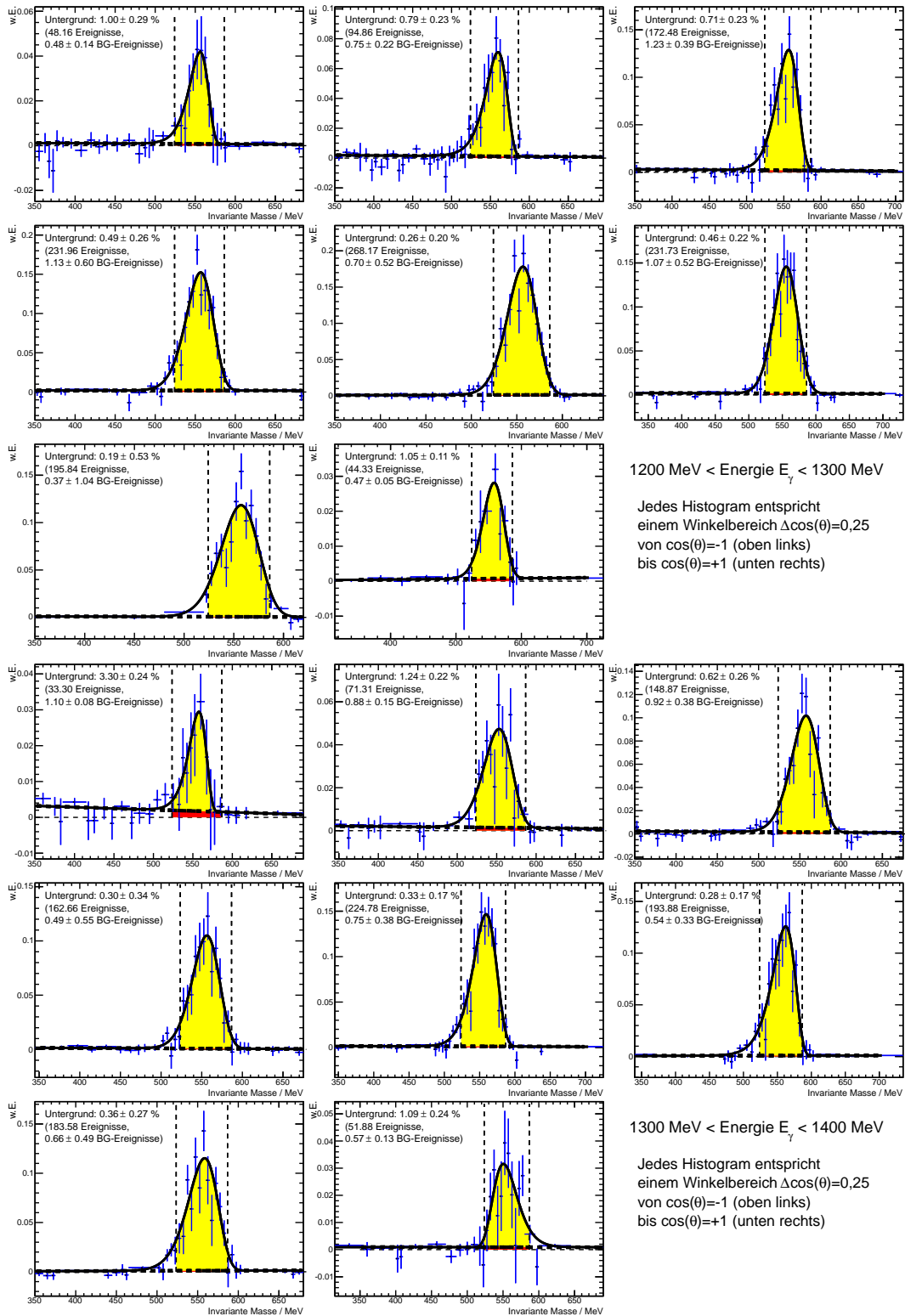


Abb. G.4.: Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds. Zu sehen sind die invarianten Zwei-Photon-Massen für verschiedene Energie- und Winkelbereiche, an welche jeweils die Summe aus einer Untergrund- und einer Peakfunktion angefitet wurde.

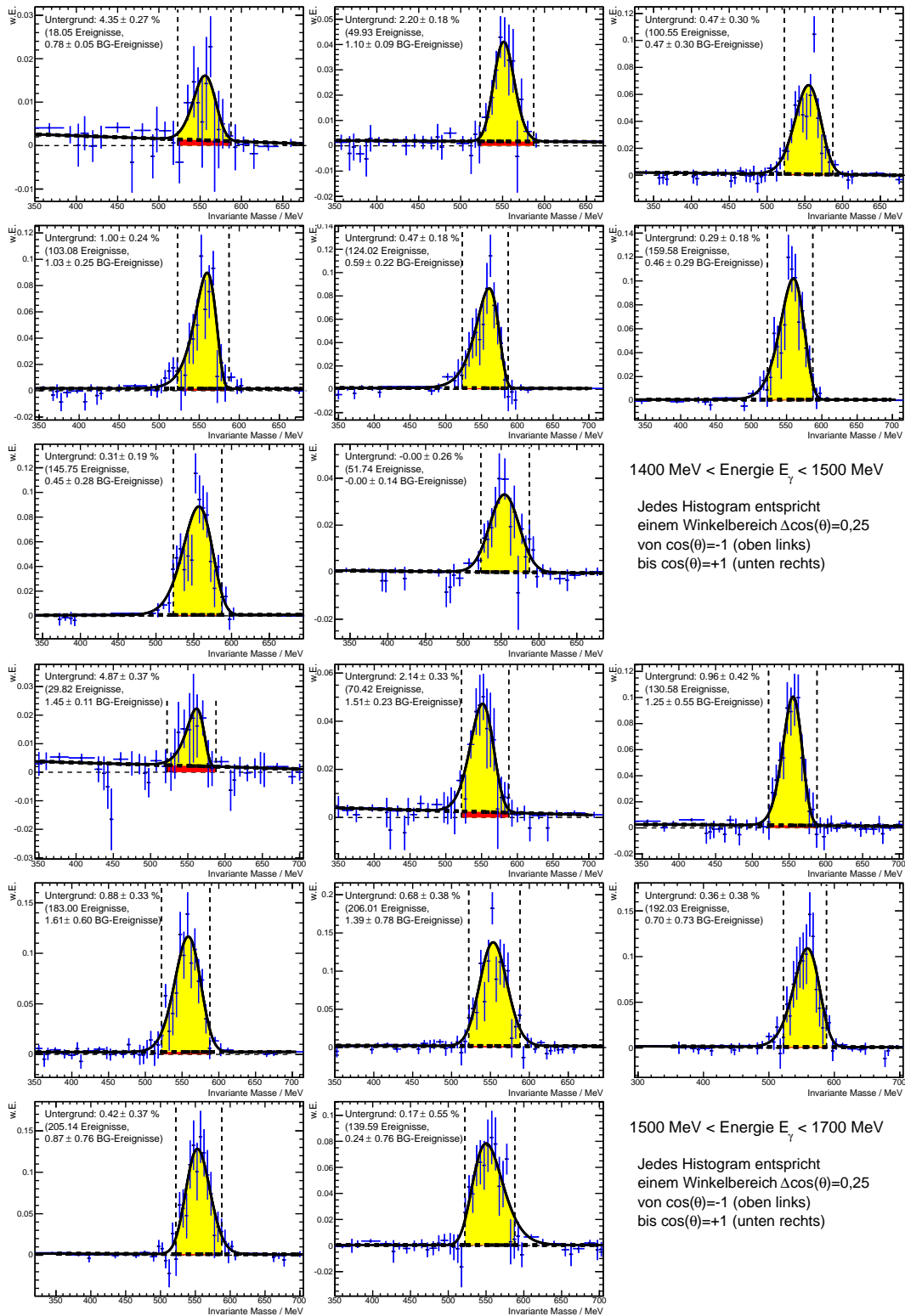


Abb. G.5.: Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds. Zu sehen sind die invarianten Zwei-Photon-Massen für verschiedene Energie- und Winkelbereiche, an welche jeweils die Summe aus einer Untergrund- und einer Peakfunktion angefitzt wurde.

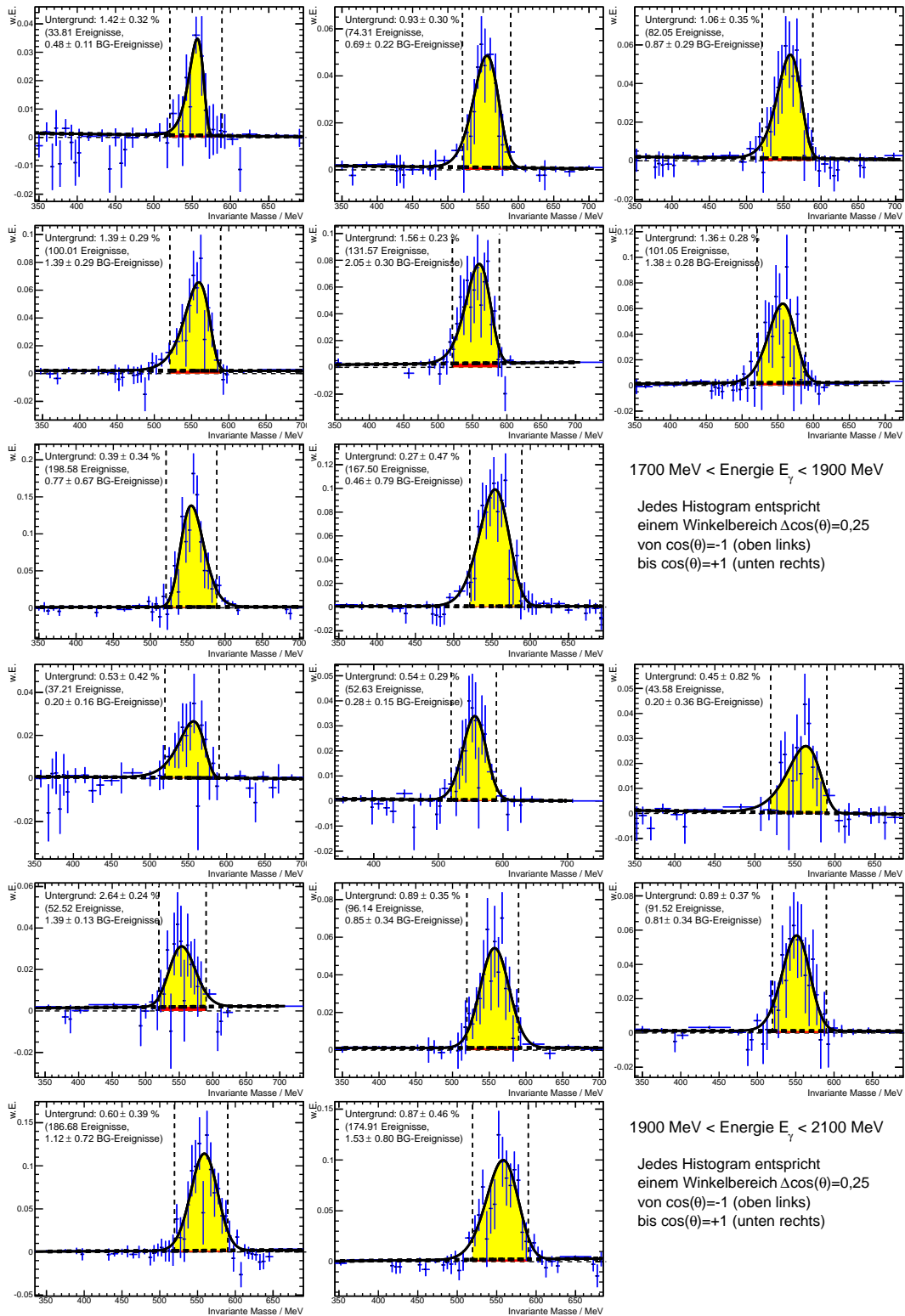


Abb. G.6.: Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds. Zu sehen sind die invarianten Zwei-Photon-Massen für verschiedene Energie- und Winkelbereiche, an welche jeweils die Summe aus einer Untergrund- und einer Peakfunktion angefitet wurde.



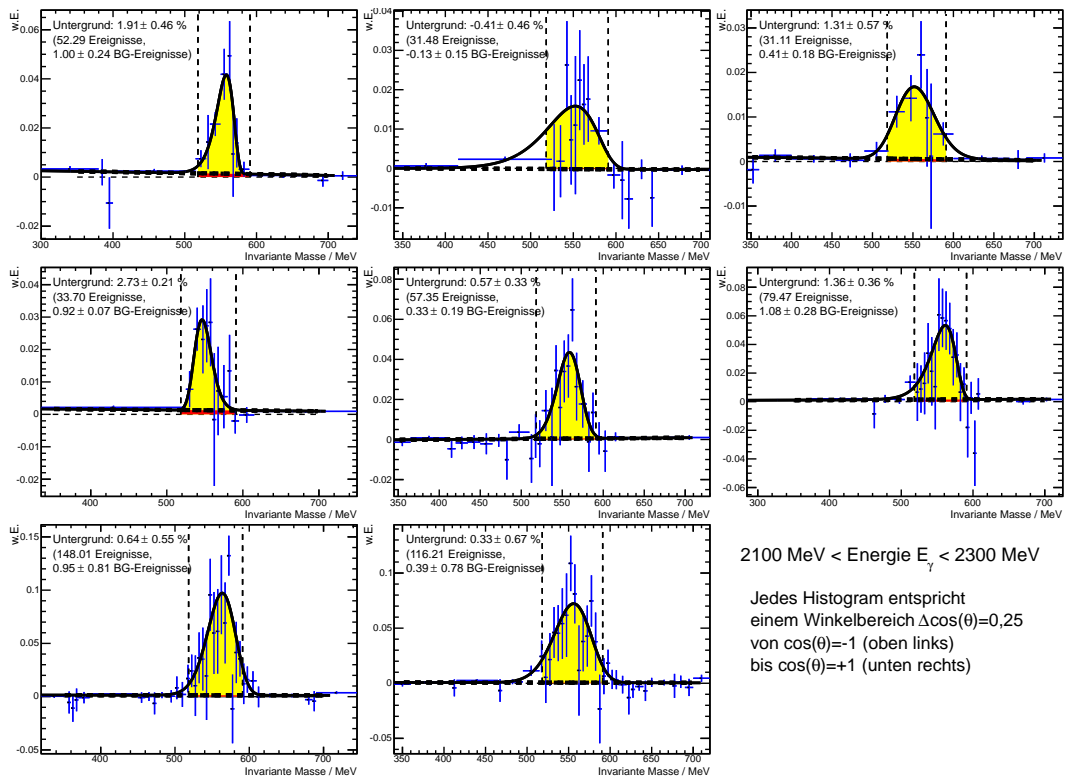


Abb. G.7.: Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds. Zu sehen sind die invarianten Zwei-Photon-Massen für verschiedene Winkelbereiche im Bereich  $2100 \text{ MeV} < E_\gamma < 2300 \text{ MeV}$ , an welche jeweils die Summe aus einer Untergrund- und einer Peakfunktion angefitet wurde.

# Abbildungsverzeichnis

1.1.	Emissionsspektrum von Wasserstoff . . . . .	2
1.2.	Wirkungsquerschnitt in der Baryonspektroskopie . . . . .	2
1.3.	Resonanzproduktion . . . . .	3
1.4.	Energieabhängigkeit von Wirkungsquerschnitten ausgewählter Zerfallskanäle in der Photoproduktion am Proton . . . . .	3
2.1.	Baryon-Multipletts . . . . .	8
2.2.	Feynman-Graphen zur QCD-Vakuum polarisation . . . . .	10
2.3.	Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung . . . . .	11
2.4.	Nukleon-Resonanzen im Bonn-Modell . . . . .	12
2.5.	Baryon-Resonanzen in Lattice-QCD-Rechnung . . . . .	14
2.6.	Definition des Koordinatensystems . . . . .	17
2.7.	Definition von $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ . . . . .	18
2.8.	Bisherige Datenbasis in der $\eta$ -Photoproduktion für Einfachpolarisationsobservablen . . . . .	19
2.9.	Bisherige Datenbasis in der $\eta$ -Photoproduktion für Doppelpolarisationsobservablen. . . . .	20
2.10.	Aktuelle Datenbasis in der $\eta$ -Photoproduktion . . . . .	21
2.11.	Sensitivität unterschiedlicher Analysen auf verschiedene Resonanzbeiträge . . . . .	24
2.12.	Vorhersagen für die Helizitätsdifferenz $\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}$ . . . . .	24
3.1.	Übersicht über das CBELSA/TAPS-Experiment . . . . .	27
3.2.	Überblick über die Elektronenbeschleunigeranlage ELSA . . . . .	29
3.3.	Die polarisierte Quelle und LINAC2 . . . . .	29
3.4.	ELSA-Zyklus . . . . .	30
3.5.	Methoden zur Erhaltung der Elektronenpolarisation in ELSA . . . . .	32
3.6.	Phasenraum während der Extraktion . . . . .	33
3.7.	Polarisationsgrad nach dem supraleitenden Spindrehler . . . . .	33
3.8.	Feynmangraphen des Bremsstrahlungsprozesses . . . . .	34
3.9.	Bremsstrahlspektrum der Photonen . . . . .	35
3.10.	Energieabhängiger Helizitätstransfer bei Bremsstrahlung. . . . .	37
3.11.	Photonenenergiemarkierung (Tagger) . . . . .	37
3.12.	Møller-Polarimeter . . . . .	39
3.13.	Systematischer Fehler des Møller-Polarimeters . . . . .	40
3.14.	Gemessene Elektronenpolarisation $P_{e^-}$ . . . . .	40
3.15.	Gamma-Intensitätsmonitor . . . . .	41
3.16.	Prinzip der dynamischen Polarisierung . . . . .	42
3.17.	Foto und Skizze des Targetkryostaten . . . . .	43
3.18.	Gemessener Targetpolarisationsgrad $P_T$ . . . . .	44
3.19.	Foto der mit Kohlenstoffschaum gefüllten Targetzelle . . . . .	45
3.20.	Verlauf der Bethe-Bloch-Formel . . . . .	47

3.21. Wechselwirkungen und Definition der kritischen Energie . . . . .	48
3.22. Elektromagnetischer Schauer . . . . .	49
3.23. Bändermodell eines anorganischen Szintillators . . . . .	50
3.24. Das Crystal-Barrel-Kalorimeter . . . . .	51
3.25. CsI(Tl)-Kristall des Crystal-Barrel-Kalorimeters mit Ausleseelektronik. . . . .	52
3.26. Vorwärtsdetektor mit Vetoplättchen . . . . .	53
3.27. CsI(Tl)-Kristall des Vorwärtsdetektors . . . . .	53
3.28. Schematische Übersicht und Photo des MiniTAPS-Detektors . . . . .	54
3.29. BaF <sub>2</sub> -Kristall des MiniTAPS-Detektors . . . . .	55
3.30. Anordnung der Fasern im Innendetektor . . . . .	56
3.31. Foto der Plastiksintillatoren des Vorwärtsdetektors . . . . .	57
3.32. Foto eines Plastiksintillators des MiniTAPS-Detektors . . . . .	57
3.33. FACE-Schwellen . . . . .	60
3.34. Gas-Čerenkov-Detektor . . . . .	61
4.1. Beispiele für 1-PED- und 2-PED-Cluster . . . . .	66
4.2. Eindringtiepenkorrektur . . . . .	69
4.3. Vergleich generierter, rekonstruierter und korrigierter Energie . . . . .	70
4.4. Verlauf der Energiekorrekturfunktion für das Crystal-Barrel-Kalorimeter . . . . .	70
4.5. Generierte und rekonstruierte Protonenergie . . . . .	71
4.6. Ladungsmarkierung für Innendetektor, Vorwärtsdetektor und MiniTAPS-Detektor . . . . .	73
4.7. Erklärung der inhärenten Genauigkeit der Ortsrekonstruktion . . . . .	75
4.8. Inhärente Genauigkeit der Winkelrekonstruktion . . . . .	76
4.9. Winkelauflösung des Crystal-Barrel-Detektors . . . . .	78
4.10. Energieauflösung des Crystal-Barrel-Detektors . . . . .	79
4.11. Rekonstruktionsgenauigkeit des Taggers . . . . .	80
4.12. Effizienz der Plastiksintillatorplättchen des Vorwärtsdetektors . . . . .	81
4.13. Simulation der Ladungsmarkierungseffizienz . . . . .	82
5.1. Ergebnis der Zeitkalibrierung am Beispiel der Tagger-Szintillatorlatten . . . . .	86
5.2. Auswirkung der Timewalk-Korrektur in der Zeitkalibrierung . . . . .	87
5.3. Lowrange und Highrange eines Crystal-Barrel-Kristalls . . . . .	89
5.4. Auswirkung der Lichtpulserkalibrierung . . . . .	90
5.5. Methode der Energiekalibrierung . . . . .	93
5.6. Auswirkung der Dämpfung in der Kalibrierung . . . . .	94
5.7. Vergleich der Pionmassen vor und nach der Kalibrierung . . . . .	94
5.8. Genauigkeit der Kalibrierung in Abhängigkeit der durchgeführten Iterationen. . . . .	95
5.9. Zeitliche Variation der Kalibrierung . . . . .	96
5.10. Auswirkung der verwendeten Statistik auf die Kalibrierung . . . . .	97
5.11. Zeitlicher Verlauf der Kalibrierungsfaktoren . . . . .	102
6.1. Skizze der Reaktion $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$ . . . . .	103
6.2. Verteilung von 2-PED-Ereignissen . . . . .	105
6.3. Maske für Ereignisklassenauswahl . . . . .	106
6.4. Rekonstruierte Ladungsqualität und -anzahl . . . . .	107
6.5. Auswirkung des Ladungsschnitts . . . . .	108
6.6. Schnitt auf Promptpeak . . . . .	109
6.7. Auswirkungen des Schnitts auf die Reaktionszeit . . . . .	110

6.8. Bestimmung der energieabhängigen Schnittgrenzen . . . . .	111
6.9. Anpassungsfunktion für energieabhängige Schnittgrenzen . . . . .	112
6.10. Energieabhängige Schnittgrenzen der Koplanarität . . . . .	113
6.11. Energieabhängige Schnittgrenzen der invarianten Mesonmasse . . . . .	114
6.12. Energieabhängige Schnittgrenzen der berechneten Protonmasse . . . . .	114
6.13. Auswirkungen der kinematischen Schnitte . . . . .	115
6.14. Verteilung der selektierten Ereignisse . . . . .	116
7.1. Vergleich der Polarisationsgrade . . . . .	120
7.2. $p_\gamma$ in Abhängigkeit von der Strahlenergie . . . . .	123
7.3. Photonenfluss in Abhängigkeit von der Strahlenergie . . . . .	123
7.4. Methoden der Skalierungsfaktorbestimmung . . . . .	127
7.5. Methode zur Bestimmung des Kohlenstoffskalierungsfaktors anhand der Koplanaritätsverteilung . . . . .	128
7.6. Abhängigkeit des Kohlenstoffskalierungsfaktors von der Schnittbreite	129
7.7. Energie- und Winkelabhängigkeit des Kohlenstoffskalierungsfaktors .	130
7.8. Dilutionfaktor . . . . .	131
7.9. Energie- und Winkelabhängigkeit des Dilutionfaktors . . . . .	132
7.10. Methode zur Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds . . . . .	133
7.11. Bestimmung des Untergrundverlaufs anderer Reaktionen . . . . .	134
7.12. Bestimmung des Untergrundverlaufs der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ . . . . .	135
7.13. Bestimmung der Polarisation des zeitlich korrelierten Untergrunds .	136
7.14. Zeitlich korrelierter Untergrund . . . . .	137
7.15. Anteile der verschiedenen statistischen Fehlerkomponenten . . . . .	139
7.16. Statistischer Fehler der Doppelpolarisationsobservablen $E$ . . . . .	140
7.17. Systematischer Fehler durch Polarisationsbestimmung . . . . .	141
7.18. Systematischer Fehler durch Skalierungsfaktorbestimmung . . . . .	142
7.19. Systematischer Fehler durch Untergrundbestimmung . . . . .	142
7.20. Systematischer Gesamtfehler der Doppelpolarisationsobservablen $E$ .	143
7.21. Winkelverteilung der Doppelpolarisationsobservablen $E$ . . . . .	144
7.22. Energieabhängigkeit von $E$ für ausgewählte Winkelbereiche . . . . .	145
7.23. Anteile von $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ . . . . .	146
7.24. Differenz von $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ . . . . .	147
7.25. $\sigma_{1/2}$ und $\sigma_{3/2}$ in Abhängigkeit von der Strahlenergie . . . . .	148
7.26. $E$ in Abhängigkeit von der Strahlenergie . . . . .	149
8.1. Helizitätsdifferenz im Energiebereich 1200-1300 MeV. . . . .	151
8.2. Multipole der BnGa-PWA-Lösungen 2011 . . . . .	152
8.3. Vergleich von Observablen mit den BnGa-PWA-Lösungen 2011 . . . . .	153
8.4. Sensitivität der BnGa-PWA auf $E$ . . . . .	154
8.5. Vergleich der Ergebnisse mit PWA-Vorhersagen . . . . .	155
8.6. Auswirkung der Analyse auf PWA-Kurven . . . . .	156
8.7. Multipole der neuen BnGa-PWA-Lösung . . . . .	157
C.1. Winkelauflösung des Crystal-Barrel-Detektors für verschiedene Polar- winkelbereiche . . . . .	169
C.2. Energieauflösung des Crystal-Barrel-Detektors für verschiedene Po- larwinkelbereiche . . . . .	170
D.1. Kalibrierung der Strahlzeiten 2007 und 2008 . . . . .	172

D.2. Kalibrierung der Strahlzeiten 2009 bis Juli 2010 . . . . .	173
D.3. Kalibrierung der Strahlzeiten Oktober 2010 bis Juli 2013 . . . . .	174
D.4. Kalibrierung der Strahlzeiten August 2013 und Oktober 2013 . . . . .	175
D.5. Auswirkung eines Schnitts auf ADC-Bereich sowie 1-PED-Cluster auf die Kalibrierung . . . . .	176
D.6. Auswirkung eines PED-Anzahl- sowie Ladungsschnitts auf die Kalibrierung . . . . .	177
D.7. Auswirkung eines Schnitts auf die minimale Strahlenergie auf die Kalibrierung . . . . .	178
D.8. Anzahl der Pionen pro Kristall . . . . .	179
D.9. Einzelspektren der zeitlichen Variation der Kalibrierung . . . . .	180
D.10. Auswirkung der verwendeten Statistik auf die Kalibrierung . . . . .	181
D.11. Auswirkung der verwendeten Statistik auf die Kalibrierung . . . . .	182
D.12. Auswirkung eines Schnitts auf PED-Anzahl auf die Kalibrierung . . . . .	183
D.13. Auswirkung eines Schnitts auf Ladung sowie ADC-Bereich auf die Kalibrierung . . . . .	184
D.14. Auswirkung eines Schnitts auf 1-PED-Cluster sowie Koplanarität auf die Kalibrierung . . . . .	184
D.15. Auswirkung eines Schnitts auf Strahlenergie auf die Kalibrierung . . . . .	185
D.16. Auswirkung verschiedener Signalanpassungen . . . . .	185
D.17. Auswirkung verschiedener Fitbereiche und Untergrundanpassungen . . . . .	186
D.18. Auswirkung verschiedener Targets auf die Kalibrierung . . . . .	186
D.19. Auswirkung unterschiedlicher Strahlenergien und Magnetfelder . . . . .	187
E.1. Bestimmung der Schnittgrenzen für die invariante Zwei-Photon-Masse . . . . .	188
E.2. Bestimmung der Schnittgrenzen für die berechnete Protonenmasse . . . . .	189
E.3. Bestimmung der Schnittgrenzen für die Koplanarität . . . . .	190
F.1. Überprüfung des Kohlenstoffabzugs ( $700 \text{ MeV} < E_\gamma < 1300 \text{ MeV}$ ). . . . .	191
F.2. Überprüfung des Kohlenstoffabzugs ( $1300 \text{ MeV} < E_\gamma < 2300 \text{ MeV}$ ) . . . . .	192
G.1. Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds . . . . .	193
G.2. Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds . . . . .	194
G.3. Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds . . . . .	195
G.4. Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds . . . . .	196
G.5. Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds . . . . .	197
G.6. Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds . . . . .	198
G.7. Bestimmung des zeitlich korrelierten Untergrunds . . . . .	199

# Tabellenverzeichnis

2.1. Multipole und Resonanzen . . . . .	15
2.2. Polarisationsobservablen in der Ein-Meson-Photoproduktion. . . . .	16
2.3. Eigenschaften des $\eta$ -Mesons . . . . .	18
2.4. Zerfallskanäle des $\eta$ -Mesons . . . . .	19
2.5. Einfluss der BnGa-PWA auf im PDG aufgeführte Resonanzen . . . . .	25
3.1. Eigenschaften der verwendeten Kalorimetermaterialien . . . . .	50
3.2. Übersicht über Triggerbedingungen . . . . .	59
3.3. Datenbasis . . . . .	63
4.1. Kristallschwellen in Kalorimeter-Rekonstruktion . . . . .	68
5.1. Ergebnisse der Zeitkalibrierung . . . . .	87
5.2. Auswirkung von Selektionskriterien auf die Kalibrierung . . . . .	98
5.3. Auswirkung unterschiedlicher Anpassungsfunktionen auf die Kalibrierung . . . . .	99
5.4. Auswirkung unterschiedlicher Strahlzeitparameter auf die Kalibrierung	100
5.5. Zusammenfassung der Auswirkung unterschiedlicher Parameter auf die Kalibrierung . . . . .	101
6.1. Verteilung der Ereignisklassen . . . . .	106
6.2. Auswirkung des Ladungsschnitts . . . . .	108
6.3. Übersicht über die Selektionskriterien . . . . .	116
6.4. Anzahl der $p\eta$ -Ereignisse nach jedem einzelnen Schnitt . . . . .	117
7.1. Definition verwendeter Ereigniszahlsymbole . . . . .	119
7.2. Eigenschaften der Targetmaterialien . . . . .	125
7.3. Übersicht über Untergrundreaktionen . . . . .	136
7.4. Übersicht über systematische Fehler . . . . .	140
8.1. Vergleich von Verzweigungsverhältnisse von $N^* \rightarrow \eta p$ -Zerfällen aus PDF und aus PWA-Analyse. . . . .	158
A.1. Datenpunkte für $E$ in $\gamma p \rightarrow p\eta$ . . . . .	165
D.1. Ergebnisse der Kalibrierung . . . . .	171
E.1. Fitparameter der Selektionskriterien . . . . .	190

# Literatur

- [Aad<sup>+</sup>13] G. Aad u. a. „Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC“. In: *Phys.Lett. B726* (2013), S. 88–119. arXiv: 1307.1427.
- [ABB<sup>+</sup>68] „Photoproduction of meson and baryon resonances at energies up to 5.8 GeV“. In: *Phys. Rev.* 175 (1968), S. 1669–1696.
- [Adl<sup>+</sup>15] P. Adlarson u. a. „Measurement of  $\pi^0$  photoproduction on the proton at MAMI C“. In: *Phys. Rev. C92.2* (2015), S. 024617. arXiv: 1506.08849.
- [Afz<sup>+</sup>18] F. Afzal u. a. Artikel in Vorbereitung. 2018.
- [Afz18] F. Afzal. Dissertation in Vorbereitung. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.
- [Ahr<sup>+</sup>03] J. Ahrens u. a. „First measurement of the helicity-dependent  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  differential cross-section“. In: *Eur. Phys. J. A17* (2003), S. 241–244.
- [Aja<sup>+</sup>98] J. Ajaka u. a. „New measurement of Sigma beam asymmetry for eta meson photoproduction on the proton“. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), S. 1797–1800.
- [Ake<sup>+</sup>92] E. Aker u. a. „The Crystal Barrel spectrometer at LEAR“. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A321 (1992), S. 69–108.
- [Ako<sup>+</sup>14] C. S. Akondi u. a. „Measurement of the Transverse Target and Beam-Target Asymmetries in  $\eta$  Meson Photoproduction at MAMI“. In: *Phys. Rev. Lett.* 113.10 (2014), S. 102001. arXiv: 1408.3274.
- [Ani<sup>+</sup>11] A. V. Anisovich u. a. „Nucleon resonances in the fourth resonance region“. In: *Eur. Phys. J. A47* (2011), S. 153. arXiv: 1109.0970.
- [Ani<sup>+</sup>12a] A. V. Anisovich u. a. „Pion- and photo-induced transition amplitudes to  $\Lambda K$ ,  $\Sigma K$ , and  $N\eta$ “. In: *Eur. Phys. J. A48* (2012), S. 88. arXiv: 1205.2255.
- [Ani<sup>+</sup>12b] A. V. Anisovich u. a. „Properties of baryon resonances from a multichannel partial wave analysis“. In: *Eur. Phys. J. A48* (2012), S. 15. arXiv: 1112.4937.
- [Ani<sup>+</sup>15] A. V. Anisovich u. a. „Interference phenomena in the  $J^P = 1/2^-$  wave in  $\eta$  photoproduction“. In: *Eur. Phys. J. A51.6* (2015), S. 72. arXiv: 1501.02093.
- [Ani<sup>+</sup>16] A. V. Anisovich u. a. „The impact of new polarization data from Bonn, Mainz and Jefferson Laboratory on  $\gamma p \rightarrow \pi N$  multipoles“. In: *Eur. Phys. J. A52.9* (2016), S. 284. arXiv: 1604.05704.

- [ANP17] 'Atomic and Nuclear Properties' auf der Webseite der Particle Data Group. 2017. URL:  
<http://pdg.lbl.gov/2017/AtomicNuclearProperties/index.html>.
- [Ans<sup>+</sup>93] M. Anselmino u. a. „Diquarks“. In: *Rev. Mod. Phys.* 65 (4 1993), S. 1199–1233.
- [B<sup>+</sup>99] C. Bradtke, H. Dutz u. a. „A new frozen-spin target for  $4\pi$  particle detection“. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A436 (1999), S. 430–442.
- [Bar<sup>+</sup>05] O. Bartholomy u. a. „Neutral pion photoproduction off protons in the energy range  $0.3 \text{ GeV} < E(\gamma) < 3 \text{ GeV}$ “. In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 012003. arXiv: hep-ex/0407022.
- [Bar<sup>+</sup>64] V. Barnes u. a. „Observation of a Hyperon with Strangeness -3“. In: *Phys. Rev. Lett.* 12 (1964), S. 204–206.
- [Bar04] O. Bartholomy. „Photoproduktion einzelner Mesonen am Proton bei CB-ELSA: Untersuchung der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\eta$ ,  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow p\eta'$  bei Photonenenergien zwischen 0.3 und 3 GeV.“ Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2004.
- [Bat<sup>+</sup>07] G. Battistoni u. a. „The FLUKA code: Description and benchmarking“. In: *AIP Conf. Proc.* 896 (2007), S. 31–49.
- [BDS75] I. S. Barker, A. Donnachie und J. K. Storrow. „Complete Experiments in Pseudoscalar Photoproduction“. In: *Nucl. Phys.* B95 (1975), S. 347–356.
- [Ber<sup>+</sup>12] J. Beringer u. a. „Review of Particle Physics (RPP)“. In: *Phys.Rev.* D86 (2012), S. 010001.
- [Ber08] V. Bernard. „Chiral Perturbation Theory and Baryon Properties“. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 60 (2008), S. 82–160. arXiv: 0706.0312.
- [BGK15] H. Bichsel, D. E. Groom und S. R. Klein. „Passage of particles through matter“. In: *Review of Particle Physics*. Bd. C40. 10. 2015, S. 441–455.
- [BH34] H. Bethe und W. Heitler. „On the Stopping of Fast Particles and on the Creation of Positive Electrons“. In: *Proceedings of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences* 146.856 (1934), S. 83–112. ISSN: 0950-1207.
- [BHP46] F. Bloch, W. Hansen und M. Packard. „Nuclear Induction“. In: *Phys.Rev.* 69 (1946), S. 127.
- [Blu<sup>+</sup>86] E. Blucher u. a. „Tests of Cesium Iodide Crystals for an Electromagnetic Calorimeter“. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A249 (1986), S. 201–227.
- [BMM11] P. C. Bruns, M. Mai und U. G. Meissner. „Chiral dynamics of the S11(1535) and S11(1650) resonances revisited“. In: *Phys. Lett.* B697 (2011), S. 254–259. arXiv: 1012.2233.



- [Boc<sup>+</sup>98] A. Bock u. a. „Measurement of the target asymmetry of eta and pi0 photoproduction on the proton“.  
In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), S. 534–537.
- [Bol13] O. Boldt.  
„Spindynamik von Elektronenstrahlen in Kreisbeschleunigern“.  
Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2013.
- [Bös06] S. Böse. „Modifikation und Test des Lichtpulsersystems für den Crystal Barrel Aufbau an ELSA“.  
Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.
- [BP69] J. Bjorken und E. Paschos. „Inelastic Electron Proton and gamma Proton Scattering, and the Structure of the Nucleon“.  
In: *Phys.Rev.* 185 (1969), S. 1975–1982.
- [BR97] R. Brun und F. Rademakers.  
„ROOT: An object oriented data analysis framework“.  
In: *Nucl. Instrum. Meth.* A389 (1997), S. 81–86.  
URL: <http://root.cern.ch/>.
- [Bre<sup>+</sup>85] W. Brefeld u. a. „Measurement of the Polarization Degree of Accelerated Polarized Electrons at the 2.5 GeV Synchrotron in Bonn for Energies Between 0.85 GeV and 2 GeV“.  
In: *Nucl. Instrum. Meth.* A228 (1985), S. 228–235.
- [Bro01] Bronstein, I. N. and Semendjajew, K. A. and Musiol, G. and Mühlig, H. *Taschenbuch der Mathematik*.  
5. überarbeitete und erweiterte Auflage.  
Frankfurt am Main: Verlag Harri Deutsch, 2001.  
ISBN: 978-3-8171-2005-5.
- [Bru<sup>+</sup>87] R. Brun u. a.  
*GEANT 3: user's guide Geant 3.10, Geant 3.11; rev. version*.  
Geneva: CERN, 1987.
- [BS64] M. Berger und S. Seltzer.  
„Table of Energy Losses and Ranges of Electrons and Positrons“.  
In: *National Aeronautics and Space Administration Report* NASA-SP-3012 (1964).
- [CB16b] *Webseite der CB-Kollaboration*. 2018.  
URL: <http://www.cb.uni-bonn.de/>.
- [CBdoku] *CBELSA/TAPS Hardware DokuWiki*.  
URL: <https://doku.cb.uni-bonn.de/hardware>.
- [Cha<sup>+</sup>13] S. Chatrchyan u. a. „Study of the Mass and Spin-Parity of the Higgs Boson Candidate Via Its Decays to Z Boson Pairs“.  
In: *Phys.Rev.Lett.* 110.8 (2013), S. 081803. arXiv: 1212.6639.
- [Che<sup>+</sup>57] G. F. Chew u. a. „Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production“.  
In: *Phys. Rev.* 106 (6 1957), S. 1345–1355.
- [Che34] P. A. Cherenkov.  
„Visible emission of clean liquids by action of  $\gamma$  radiation“.  
In: *Doklady Akademii Nauk SSSR* 2 (1934), S. 451+.

- [Chi<sup>+</sup>03] W.-T. Chiang u. a.  
„A Reggeized model for eta and eta-prime photoproduction“.  
In: *Phys. Rev.* C68 (2003), S. 045202. arXiv: nucl-th/0212106.
- [CHM52] J. B. Cladis, W. N. Hess und B. J. Moyer.  
„Nucleon Momentum Distributions in Deuterium and Carbon Inferred from Proton Scattering“. In: *Phys. Rev.* 87 (3 Aug. 1952), S. 425–433.
- [CI86] S. Capstick und N. Isgur.  
„Baryons in a Relativized Quark Model with Chromodynamics“.  
In: *Phys. Rev.* D34 (1986), S. 2809–2835.
- [Cla00] *Millenium-Probleme*. 2000.  
URL: <http://www.claymath.org/millennium-problems>.
- [Clo79] F. Close. *An introduction to quarks and partons*.  
Academic Press, 1979. ISBN: 978-0-12-175150-0.
- [CM04] E. Chaisson und S. McMillan.  
*Astronomy: a beginner's guide to the universe*.  
Pearson/Prentice Hall, 2004. ISBN: 9780131417427.
- [Col<sup>+</sup>17] P. Collins u. a. „Photon beam asymmetry  $\Sigma$  for  $\eta$  and  $\eta'$  photoproduction from the proton“.  
In: *Phys. Lett.* B771 (2017), S. 213–221. arXiv: 1703.00433.
- [CR00] S. Capstick und W. Roberts.  
„Quark models of baryon masses and decays“.  
In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 45 (2000), S241–S331.  
arXiv: nucl-th/0008028.
- [CR94] S. Capstick und W. Roberts.  
„Quasi two-body decays of nonstrange baryons“.  
In: *Phys. Rev.* D49 (1994), S. 4570–4586. arXiv: nucl-th/9310030.
- [Cre<sup>+</sup>05] V. Crede u. a. „Photoproduction of eta mesons off protons for  $0.75 \text{ GeV} < E(\gamma) < 3 \text{ GeV}$ “.  
In: *Phys. Rev. Lett.* 94 (2005), S. 012004.  
arXiv: hep-ex/0311045.
- [Cre<sup>+</sup>09] V. Crede u. a.  
„Photoproduction of eta and eta-prime mesons off protons“.  
In: *Phys. Rev.* C80 (2009), S. 055202. arXiv: 0909.1248.
- [Cre01] V. Credé. *CBGeant 1.08/01*. CB-Note. 2001.
- [CT97] W.-T. Chiang und F. Tabakin. „Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction“.  
In: *Phys. Rev.* C55 (1997), S. 2054–2066. arXiv: nucl-th/9611053.
- [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.
- [Dem09] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4*.  
Experimentalphysik / Wolfgang Demtröder.  
Springer Berlin Heidelberg, 2009. ISBN: 978-364201598-4.

- [Die08] J. Dielmann.  
„Entwicklung, Aufbau und Test eines Detektors zur Bestimmung des Photonenflusses an der Bonner Photonenmarkierungsanlage“.  
Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [DR79] R. Dalitz und L. Reinders. „Hadron Structure as Known from Electromagnetic and Strong Interactions“.  
In: *Proceedings of the Hadron 77 Conference*. 1979, S. 11.
- [Dre04] P. Drexler. „Entwicklung und Aufbau der neuen TAPS-Elektronik“.  
Dissertation. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2004.
- [Dut11] H. Dutz. *Persönliche Kommunikation*. 2011.
- [EB64] F. Englert und R. Brout.  
„Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons“.  
In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), S. 321–323.
- [Ebe06] H. Eberhardt. „Messung der Targetpolarisation und Detektorstudie für das Møllerpolarimeter des Crystal-Barrel-Aufbaus an ELSA“.  
Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.
- [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.
- [Edw<sup>+</sup>11] R. Edwards u. a.  
„Excited state baryon spectroscopy from lattice QCD“.  
In: *Phys.Rev.* D84 (2011), S. 074508. arXiv: 1104.5152.
- [Ehm00] A. Ehmans. „Entwicklung, Aufbau und Test eines neuen Auslesesystems für den Crystal-Barrel-Detektor zur Messung photoinduzierter Reaktionen an ELSA“.  
Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2000.
- [Els<sup>+</sup>07] D. Elsner u. a. „Measurement of the beam asymmetry in  $\eta$  photoproduction off the proton“.  
In: *Eur. Phys. J.* A33 (2007), S. 147–155. arXiv: nucl-ex/0702032.
- [Els<sup>+</sup>09] D. Elsner u. a.  
„Linearly polarised photon beams at ELSA and measurement of the beam asymmetry in  $\pi^0$  photoproduction off the proton“.  
In: *Eur. Phys. J.* A39 (2009), S. 373–381. arXiv: 0810.1849.
- [ELSA] *Elektronen-Stretcher Anlage ELSA-Facility*.  
URL: <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/>.
- [ELSA<sub>b</sub>] *LINAC2.jpg*. URL: <http://www-elsa.physik.uni-bonn.de/Beschleuniger/Map/photos/LINAC2.jpg>.
- [F<sup>+</sup>03] H. Fischer, J. Franz u. a. *Catch Users Manual*. COMPASS Note. 2003.
- [Fes85] H. S. Fesefeldt.  
*The simulation of hadronic showers: physics and applications*.  
Techn. Ber. PITHA-85-02. Aachen, 1985.
- [Fle01] H. Flemming. „Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA“.  
Dissertation. Ruhr-Universität Bochum, 2001.

- [For09] K. Fornet-Ponse. „Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA“. Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Fös01] A. Fösel. „Entwicklung und Bau des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment an ELSA/Bonn“. Dissertation. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2001.
- [Fro15] F. Frommberger. *Persönliche Kommunikation*. 2015.
- [FTS92] C. G. Fasano, F. Tabakin und B. Saghai. „Spin observables at threshold for meson photoproduction“. In: *Phys. Rev. C* 46 (1992), S. 2430–2455.
- [Fuc05] M. Fuchs. „Photoproduktion neutraler Pionpaare mit dem Crystal Barrel Detektor an ELSA“. Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2005.
- [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.
- [Gab<sup>+</sup>94] A. R. Gabler u. a. „Response of TAPS to monochromatic photons with energies between 45 and 790 MeV“. In: *Nucl. Instrum. Meth. A* 346 (1994), S. 168–176.
- [GD91] H. Genz und R. Decker. *Symmetrie und Symmetriebrechung in der Physik*. Braunschweig: Vieweg, 1991, 376 S. ISBN: 978-352808558-2.
- [Geh93] R. Gehring. „Bau und Test einer supraleitenden Haltespule für ein Frozen Spin Target“. Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1993.
- [Gel64] M. Gell-Mann. „A Schematic Model of Baryons and Mesons“. In: *Phys. Lett.* 8 (1964), S. 214–215.
- [Gen99] M. Gentner. „Präparation von Teilchenstrahlen für Experimente der Hadronenphysik: langsame Extraktion an ELFE@DESY und ELSA, sowie Strahlkühlung an HERA“. Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1999.
- [GHK64] G. S. Guralnik, C. R. Hagen und T. W. B. Kibble. „Global Conservation Laws and Massless Particles“. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), S. 585–587.
- [Gla61] S. Glashow. „Partial Symmetries of Weak Interactions“. In: *Nucl. Phys.* 22 (1961), S. 579–588.
- [Glo00] L. Y. Glozman. „Origins of the baryon spectrum“. In: *Nuclear Physics A* 663–664 (2000), S. 103c–112c. ISSN: 0375-9474.
- [GlueX] *Wissenschaftliches Programm der GlueX-Kollaboration*. 2018. URL: <http://gluex.org/GlueX/Physics.html>.
- [Got<sup>+</sup>14] M. Gottschall u. a. „First measurement of the helicity asymmetry for  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  in the resonance region“. In: *Phys. Rev. Lett.* 112.1 (2014), S. 012003. arXiv: 1312.2187.

- [Got07] M. Gottschall.  
„Verbesserung der Triggereigenschaften des Crystal-Barrel-Detektors an ELSA mit einer Silizium-Photomultiplier-Auslese der Kristalle“. Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [Got09] M. Gottschall. *Documentation of the TAPS Energy Calibration*. CB-Note. 2009.
- [Got18] M. Gottschall. Artikel in Vorbereitung. 2018.
- [GR96] L. Ya. Glozman und D. O. Riska.  
„Quark model explanation of the  $N^* \rightarrow N\eta$  branching ratios“. In: *Phys. Lett.* B366 (1996), S. 305–310. arXiv: hep-ph/9508327.
- [Gre64] O. Greenberg. „Spin and Unitary Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons“. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), S. 598–602.
- [Grü06] M. Grüner. „Modifikation und Test des Innendetektors für das Crystal Barrel Experiment“. Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.
- [Grü15] M. Grüner. *Persönliche Kommunikation*. 2015.
- [Grü16] M. Grüner.  
„Messung der Doppelpolarisationsobservable G in der Reaktion  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow p\eta$  mit dem Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA“. Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2016.
- [Gru96] C. Grupen. *Particle Detectors*. Cambridge Monographs on Particle Physics, Nuclear Physics and Cosmology (Book 5). Cambridge University Press, 1996. ISBN: 978-052155216-5.
- [Gut<sup>+</sup>14] E. Gutz u. a. „High statistics study of the reaction  $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$ “. In: *Eur. Phys. J.* A50 (2014), S. 74. arXiv: 1402.4125.
- [H<sup>+</sup>14] J. Hartmann, H. Dutz, A. Anisovich u. a. „The N(1520) 3/2- helicity amplitudes from an energy-independent multipole analysis based on new polarization data on photoproduction of neutral pions“. In: *Phys. Rev. Lett.* 113 (2014), S. 062001. arXiv: 1407.2163.
- [Har<sup>+</sup>15] J. Hartmann u. a. „The polarization observables T, P, and H and their impact on  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  multipoles“. In: *Phys. Lett.* B748 (2015), S. 212–220. arXiv: 1506.06226.
- [Har08] J. Hartmann. „Zeitkalibrierung und Photonenflussbestimmung für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA“. Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [Har17a] J. Hartmann. „Measurement of Double Polarization Observables in the Reactions  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  and  $\gamma p \rightarrow p\eta$  with the Crystal Barrel/TAPS Experiment at ELSA“. Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2017.
- [Har17b] J. Hartmann. *Persönliche Kommunikation*. 2017.
- [Hei13] D. Heiliger. „A new load lock system for the source of polarized electrons at ELSA“. In: *Proceedings of IPAC2013*. 2013, S. 294–296.

- [Hei14] D. Heiliger. „Erzeugung intensiver spinpolarisierter Elektronenstrahlen an der Beschleunigeranlage ELSA“. Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.
- [Heu<sup>+</sup>70] C. A. Heusch u. a. „Recoil proton polarization in eta photoproduction“. In: *Phys. Rev. Lett.* 25 (1970), S. 1381.
- [Hig64] P. Higgs. „Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons“. In: *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964), S. 508–509.
- [Hil06] W. Hillert. „The Bonn electron stretcher accelerator ELSA: Past and future“. In: *Eur. Phys. J. A* 28S1 (2006), S. 139–148.
- [Hof<sup>+</sup>15] M. Hoferichter u. a. „High-Precision Determination of the Pion-Nucleon  $\sigma$  Term from Roy-Steiner Equations“. In: *Phys. Rev. Lett.* 115 (2015), S. 092301. arXiv: 1506.04142.
- [Hof01] M. Hoffmann. „Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA“. Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2001.
- [Hof16] P. Hoffmeister. *Persönliche Kommunikation*. 2016.
- [Hof18] P. Hoffmeister. „Entwicklung und Implementierung eines Datenakquisitionssystems für das CBELSA/TAPS-Experiment“. Dissertation in Vorbereitung. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.
- [Hon<sup>+</sup>71] M. Hongoh u. a. „Differential cross-section and recoil proton polarization of eta-meson photoproduction at 890 MeV“. In: *Lett. Nuovo Cim.* 2S2 (1971), S. 317–320.
- [Hor<sup>+</sup>08] I. Horn u. a. „Study of the reaction  $\gamma p \rightarrow p\pi^0\eta$ “. In: *Eur. Phys. J. A* 38 (2008), S. 173–186. arXiv: 0806.4251.
- [IK77] N. Isgur und G. Karl. „Hyperfine Interactions in Negative Parity Baryons“. In: *Phys. Lett.* B72 (1977), S. 109.
- [IK79] N. Isgur und G. Karl. „Ground state baryons in a quark model with hyperfine interactions“. In: *Physical Review D* 20 (1979), S. 1191–1194.
- [Joh11] K. F. Johnson. „Organic scintillators“. In: *Review of Particle Physics*. Bd. C40. 10. 2011, S. 459–461.
- [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.
- [Jun05] J. Junkersfeld. „Photoproduktion von  $\pi^0\omega$  am Proton bei Energien bis zu 3 GeV“. Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2005.
- [Kai07] D. Kaiser. „Aufbau und Test des Gas-Cerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA“. Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.

- [Kal18] F. Kalischewski. Dissertation in Vorbereitung. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.
- [Kam<sup>+</sup>13] H. Kamano u. a. „Nucleon resonances within a dynamical coupled-channels model of  $\pi N$  and  $\gamma N$  reactions“. In: *Phys. Rev. C* 88.3 (2013), S. 035209. arXiv: 1305.4351.
- [Kam10] S. Kammer. „Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment“. Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2010.
- [Kas<sup>+</sup>17] V. L. Kashevarov u. a. „Study of  $\eta$  and  $\eta'$  Photoproduction at MAMI“. In: *Phys. Rev. Lett.* 118.21 (2017), S. 212001. arXiv: 1701.04809.
- [Kau10] T. Kaufmann. „Aufbau eines modularen NMR-Systems zur Polarisationsmessung an polarisierten Festkörpertargets“. Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2010.
- [Kot05] T. Kotyk. „Versuche zur Radioaktivität im Physikalischen Fortgeschrittenen Praktikum an der Albert-Ludwigs-Universität Freiburg“. Staatsexamensarbeit. Albert-Ludwigs-Universität Freiburg, 2005.
- [KS03] B. Krusche und S. Schadmand. „Study of nonstrange baryon resonances with meson photoproduction“. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 51 (2003), S. 399–485. arXiv: nucl-ex/0306023.
- [KSW95] N. Kaiser, P. Siegel und W. Weise. „Chiral dynamics and the  $S_{11}(1535)$  nucleon resonance“. In: *Phys. Lett.* B362 (1995), S. 23–28. arXiv: nucl-th/9507036.
- [KZ07] E. Klempt und A. Zaitsev. „Glueballs, Hybrids, Multiquarks. Experimental facts versus QCD inspired concepts“. In: *Phys. Rept.* 454 (2007), S. 1–202. arXiv: 0708.4016.
- [LeC18] *Datenblatt für Fastbus-ADC 1885F*. 2018. URL: <http://teledynelecroy.com/lrs/dsheets/1885f.htm>.
- [LK02] M. F. M. Lutz und E. E. Kolomeitsev. „Relativistic chiral SU(3) symmetry, large N(c) sum rules and meson baryon scattering“. In: *Nucl. Phys.* A700 (2002), S. 193–308. arXiv: nucl-th/0105042.
- [LL91] L. D. Landau und E. M. Lifschitz. *Lehrbuch der Theoretischen Physik, Band 4: Quantenelektrodynamik*. 7. überarbeitete Auflage. Verlag Harri Deutsch, 1991. ISBN: 978-381711329-3.
- [LMP01] U. Löring, B. C. Metsch und H. R. Petry. „The Light baryon spectrum in a relativistic quark model with instanton induced quark forces: The Nonstrange baryon spectrum and ground states“. In: *Eur. Phys. J.* A10 (2001), S. 395–446. arXiv: hep-ph/0103289.
- [Lör<sup>+</sup>01] U. Löring u. a. „Relativistic quark models of baryons with instantaneous forces: Theoretical background“. In: *Eur. Phys. J.* A10 (2001), S. 309–346. arXiv: hep-ph/0103287.
- [Luc16] K. Luckas. „Untersuchung der Photoproduktion von  $\eta$ -Paaren am Crystal-Barrel-Experiment“. Bachelorarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2016.

- [M<sup>+</sup>18] J. Müller, J. Hartmann, M. Grüner u. a. *New data on  $\vec{\gamma}\vec{p} \rightarrow \eta p$  with polarized photons and protons,  $N^* \rightarrow N\eta$  decays revisited*. Artikel in Vorbereitung. 2018.
- [Mah18] P. Mahlberg. Dissertation in Vorbereitung. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.
- [Maq12] T. Maqua.  
„Bestimmung der TAPS-Szintillator-Effizienz für Protonen“.  
Bachelorarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [MBM12] M. Mai, P. Bruns und U.-G. Meissner. „Pion photoproduction off the proton in a gauge-invariant chiral unitary framework“.  
In: *Phys. Rev. D* 86 (2012), S. 094033. arXiv: 1207.4923.
- [McN<sup>+</sup>10] E. F. McNicoll u. a. „Study of the  $\gamma p \rightarrow \eta p$  reaction with the Crystal Ball detector at the Mainz Microtron(MAMI-C)“.  
In: *Phys. Rev. C* 82 (2010). [Erratum: *Phys. Rev. C* 84,029901(2011)], S. 035208.  
arXiv: 1007.0777.
- [Mon<sup>+</sup>71] E. J. Moniz u. a.  
„Nuclear Fermi Momenta from Quasielastic Electron Scattering“.  
In: *Phys. Rev. Lett.* 26 (8 1971), S. 445–448.
- [MS15] N. Matagne und F. Stancu. „Baryon resonances in large  $N_c$  QCD“.  
In: *Rev. Mod. Phys.* 87 (2015), S. 211–245. arXiv: 1406.1791.
- [MTN15] P. Mohr, B. Taylor und D. Newell. *The 2014 CODATA Recommended Values of the Fundamental Physics Constants*. 2015.
- [Mül07] J. Müller. „Bestimmung einer Energiekorrekturfunktion für das Kalorimeter des Crystal-Barrel-Experiments an ELSA“.  
Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [Nak<sup>+</sup>10] K. Nakamura u. a. „Review of particle physics“.  
In: *J. Phys.* G37 (2010), S. 075021.
- [Nan<sup>+</sup>12] M. Nanova u. a.  
„Transparency ratio in  $\gamma A \rightarrow \eta' A'$  and the in-medium  $\eta'$  width“.  
In: *Phys. Lett.* B710 (2012), S. 600–606. arXiv: 1204.2914.
- [NHR85] W. R. Nelson, H. Hirayama und D. W. Rogers. *EGS4 code system*.  
Techn. Ber.  
Stanford Linear Accelerator Center, Menlo Park, CA (USA), 1985.
- [Nik18] V. Nikonov. *Persönliche Kommunikation*. 2018.
- [Nov91] R. Novotny. „The BaF-2 photon spectrometer TAPS“.  
In: *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 38 (1991), S. 379–385.
- [Oli<sup>+</sup>14] K. Olive u. a. „Review of Particle Physics“.  
In: *Chin. Phys.* C38 (2014), S. 090001.
- [OM59] H. Olsen und L. C. Maximon. „Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening“.  
In: *Phys. Rev.* 114 (3 1959), S. 887–904.
- [PAC05] *Measurement of the helicity dependence of  $\eta$  and  $\pi^0$  photoproduction*.  
The Crystal Barrel Collaboration @ ELSA, 2005.



- [PANDA] *Wissenschaftliches Programm der PANDA-Kollaboration*. 2018.  
URL: <https://panda.gsi.de/article/panda-physics>.
- [Pat<sup>+</sup>16] C. Patrignani u. a. „Review of Particle Physics“.  
In: *Chin. Phys.* C40.10 (2016), S. 100001.
- [Pio07] D. Piontek. „Entwicklung eines Online-Monitors für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA“.  
Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [PM02a] G. Penner und U. Mosel.  
„Vector meson production and nucleon resonance analysis in a coupled channel approach for energies  $m_N < \sqrt{s} < 2$  GeV. 1. Pion induced results and hadronic parameters“.  
In: *Phys. Rev.* C66 (2002), S. 055211. arXiv: [nucl-th/0207066](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0207066).
- [PM02b] G. Penner und U. Mosel. „Vector meson production and nucleon resonance analysis in a coupled channel approach for energies  $m_N < \sqrt{s} < 2$  GeV. 2. Photon induced results“.  
In: *Phys. Rev.* C66 (2002), S. 055212. arXiv: [nucl-th/0207069](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0207069).
- [Pov<sup>+</sup>99] B. Povh u. a. *Teilchen und Kerne*. 6. Auflage. Springer, 1999.  
ISBN: 978-354065928-0.
- [PST96] M. Pichowsky, C. Savkli und F. Tabakin.  
„Polarization observables in vector meson photoproduction“.  
In: *Phys. Rev.* C53 (1996), S. 593–610. arXiv: [nucl-th/9509022](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/9509022).
- [PTP46] E. M. Purcell, H. C. Torrey und R. V. Pound.  
„Resonance Absorption by Nuclear Magnetic Moments in a Solid“.  
In: *Phys. Rev.* 69 (1946), S. 37–38.
- [Pus11] T. Pusch. „Bestimmung von Intensität und Position des extrahierten Elektronenstrahls an ELSA mittels Hochfrequenzresonatoren“.  
Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [Roh03] C. Rohlof. „Entwicklung polarisierter Targets zur Messung der Gerasimov-Drell-Hearn-Summenregel an ELSA“.  
Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2003.
- [Rön<sup>+</sup>13] D. Rönchen u. a.  
„Coupled-channel dynamics in the reactions  $\pi N \rightarrow \pi N, \eta N, K\Lambda, K\Sigma$ “.  
In: *Eur. Phys. J. A* 49.4 (2013), S. 44.
- [Rön<sup>+</sup>14] D. Rönchen u. a.  
„Photocouplings at the pole from pion photoproduction“.  
In: *Eur. Phys. J. A* 50.6 (2014). [Erratum: *Eur. Phys. J. A* 51, 63 (2015)], S. 101.
- [Rön<sup>+</sup>15] D. Rönchen u. a. „Eta photoproduction in a combined analysis of pion- and photon-induced reactions“.  
In: *Eur. Phys. J. A* 51.6 (2015), S. 70.
- [Ros52] B. Rossi. *High-energy particles*. New York, NY: Prentice-Hall, 1952.  
ISBN: 978-013387324-5.
- [Run16] S. Runkel. *Persönliche Kommunikation*. 2016.

- [Sal69] A. Salam. „Weak and electromagnetic interactions“. In: (1969). Proc. of the 8th Nobel Symposium on ‘Elementary Particle Theory, Relativistic Groups and Analyticity’, Stockholm, Sweden, 1968, edited by N. Svartholm, p. 367-377.
- [San<sup>+</sup>11] A. M. Sandorfi u. a. „Determining pseudoscalar meson photo-production amplitudes from complete experiments“. In: *J. Phys.* G38 (2011), S. 053001. arXiv: 1010.4555.
- [San<sup>+</sup>12] A. M. Sandorfi u. a. „A Rosetta Stone Relating Conventions In Photo-Meson Partial Wave Analyses“. In: *AIP Conf. Proc.* 1432 (2012), S. 219–222. arXiv: 1108.5411.
- [Sch<sup>+</sup>14] J. F. Schmidt u. a. „Optimizing polarization with an improved integer resonance correction scheme at ELSA“. In: *Proceedings of IPAC2014*. 2014, S. 1108–1110.
- [Sch14] J. Schultes. „Energie- und winkelabhängige Untersuchung von rekonstruierten Mesonenmassen im CBELSA/TAPS-Experiment“. Bachelorarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2014.
- [Sch18] M. Schedler. Artikel in Vorbereitung. 2018.
- [Sei09] T. Seifen. „Verbesserung der Rekonstruktion und Entwicklung eines First-Level-Triggerschemas für das Crystal-Barrel-Kalorimeter“. Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Sei18] T. Seifen. Dissertation in Vorbereitung. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2018.
- [Sen<sup>+</sup>16] I. Senderovich u. a. „First measurement of the helicity asymmetry  $E$  in  $\eta$  photoproduction on the proton“. In: *Phys. Lett.* B755 (2016), S. 64–69. arXiv: 1507.00325.
- [SLM13a] V. Shklyar, H. Lenske und U. Mosel. „ $\eta$ -meson production in the resonance-energy region“. In: *Phys. Rev. C* 87 (1 2013), S. 015201.
- [SLM13b] V. Shklyar, H. Lenske und U. Mosel. „ $\eta$ -meson production in the resonance-energy region“. In: *Phys. Rev.* C87.1 (2013), S. 015201. arXiv: 1206.5414.
- [Sok<sup>+</sup>15] V. Sokhoyan u. a. „High-statistics study of the reaction  $\gamma p \rightarrow p 2\pi^0$ “. In: *Eur. Phys. J.* A51.8 (2015). [Erratum: *Eur. Phys. J.* A51,no.12,187(2015)], S. 95. arXiv: 1507.02488.
- [Sta16] N. Stausberg. „Entwicklung einer Mesonenmassenkorrekturfunktion für das Crystal-Barrel-Kalorimeter“. Bachelorarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2016.
- [Suf<sup>+</sup>05] G. Suft u. a. „A scintillating fibre detector for the Crystal Barrel experiment at ELSA“. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A538 (2005), S. 416–424.
- [Thä11] P. Thämer. „Untersuchung der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$  und  $\gamma p \rightarrow p\eta$  mit dem CBELSA/TAPS-Experiment“. Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.

- [Thi<sup>+</sup>12] A. Thiel u. a. „Well-established nucleon resonances revisited by double-polarization measurements“.  
In: *Phys. Rev. Lett.* 109 (2012), S. 102001. arXiv: 1207.2686.
- [Thi06] A. Thiel. „Aufbau einer computergesteuerten Experimentüberwachung für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA“.  
Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.
- [Thi10] M. Thiel. „In-medium properties of the  $\omega$ -meson studied in photonuclear reactions near the production threshold“.  
Dissertation. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2010.
- [TW01] A. Thomas und W. Weise. *The Structure of the Nucleon*.  
Wiley-VCH, 2001. ISBN: 978-352740297-7.
- [Urb17] M. Urban. „Design eines neuen Lichtpulsersystems sowie Aufbau und Inbetriebnahme der neuen APD Auslese für das Crystal-Barrel-Kalorimeter“.  
Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2017.
- [VDL00] T. P. Vrana, S. A. Dytman und T. S. H. Lee. „Baryon resonance extraction from pi N data using a unitary multichannel model“.  
In: *Phys. Rept.* 328 (2000), S. 181–236. arXiv: nucl-th/9910012.
- [VP80] G. A. Vartapetian und S. E. Piliposian. „Measurements of Cross-section Asymmetry by Polarized Photons and Models of Eta0 Meson Photoproduction in the Energy Range  $E_\gamma = 1$  GeV to 2 GeV“.  
In: *Sov. J. Nucl. Phys.* 32 (1980), S. 804.
- [Wei67] S. Weinberg. „A Model of Leptons“.  
In: *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967), S. 1264–1266.
- [Wen04] C. Wendel.  
„Entwicklung eines Szintillations-Detektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel Vorwärtsdetektor“.  
Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2004.
- [Wen08] C. Wendel.  
„Design und Aufbau eines Szintillationsdetektors zur Identifizierung geladener Teilchen im Crystal-Barrel-Vorwärtsdetektor“.  
Dissertation. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [Wen09] C. Wendel. „The Crystal-Barrel/TAPS experiment at ELSA: Current status of the CsI(Tl) calorimeters“.  
In: *J. Phys. Conf. Ser.* 160 (2009), S. 012006.
- [Wil<sup>+</sup>15] A. Wilson u. a. „Photoproduction of  $\omega$  mesons off the proton“.  
In: *Phys. Lett.* B749 (2015), S. 407–413. arXiv: 1508.01483.
- [Wil11] J. Wilting. „Determination of the energy and angle dependent proton identification efficiency for the Crystal-Barrel forward detector“.  
Bachelorarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2011.
- [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.

- [Wor<sup>+</sup>12] R. L. Workman u. a. „Parameterization dependence of T matrix poles and eigenphases from a fit to  $\pi$ N elastic scattering data“. In: *Phys. Rev. C* 86 (2012), S. 035202. arXiv: 1204.2277.
- [Wun12] Y. Wunderlich. „Studies on a complete experiment for pseudoscalar meson photoproduction“. Diplomarbeit. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.
- [Zhu15] R.-Y. Zhu. „Electromagnetic calorimeters“. In: *Review of Particle Physics*. Bd. C40. 10. 2015, S. 479.
- [Zou08] B. Zou.  
„On the nature of the lowest 1/2- baryon nonet and decuplet“. In: *Eur. Phys. J.* A35 (2008), S. 325–328. arXiv: 0711.4860.
- [Zwe64] G. Zweig. „An  $SU_3$  model for strong interaction symmetry and its breaking; Version 2“. In: CERN-TH-412 (1964). Version 1 is CERN preprint 8182/TH.401, Jan. 17, 1964, 80 p.  
URL: <http://cds.cern.ch/record/570209>.