



ERSTE MESSUNG DER  $\pi^0$ -PHOTOPRODUKTION AN  
TRANSVERSAL POLARISIERTEN PROTONEN NAHE DER  
SCHWELLE

DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DES GRADES  
„DOKTOR DER NATURWISSENSCHAFTEN“  
AM FACHBEREICH PHYSIK, MATHEMATIK UND INFORMATIK  
DER JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT IN MAINZ

Peter-Bernd Otte

Mainz – Januar 2015









# ABSTRACT

---

Quantum chromodynamics (QCD) is a well-established theory describing strongly interacting particles. When describing hadrons in the low energy regime, at about 1 GeV, it is not possible to perform direct perturbation theoretical calculations due to the large coupling constant  $\alpha \approx 1$ . In this energy range, effective field theories like chiral perturbation theory and phenomenological models are used.

This thesis addresses the photo induced production of neutral pions,  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ , very close to the threshold energy ( $E_\gamma = 145..190$  MeV). There are two objectives: Firstly, to test predictions made by these effective theories and models and secondly to determine all relevant partial wave amplitudes model independently from measured observables. In the future, this method shall also be applied to higher energies in the region of nucleon resonances.

In the thesis, the execution and analysis of an experiment is presented which had been carried out at the Mainzer Mikrotron (MAMI) in the years 2010 to 2013. A circularly polarised, real photon beam was produced via tagged bremsstrahlung technique from the MAMI electron beam. For the first time in such experiments a transversely polarised proton target was utilised. For that purpose, butanol was dynamically polarised within a special apparatus. Butanol is used as the para configuration of molecular hydrogen makes hydrogen non-polarisable. Because of using butanol as a target material – which resulted in less than 5 % of the pions produced on polarised protons – the background subtraction treatment is an essential task. The target was surrounded by an almost  $4\pi$ -covering combined CB/TAPS detector setup.

Two different background subtraction methods are being described, whereof the better had been applied in the analysis. In conclusion a detailed estimation of systematic errors are presented.

For the first time transversely polarised protons provide access to previously not measured spin degrees of freedom. Using the measured data in combination with a previous experiment from the year 2008 with linearly polarised photon beam it was possible for the first time to determine model independently all complex s- and p-partial wave amplitudes.

Furthermore, substantial improvements to the experimental apparatus were achieved. Examples are an electron beam polarimeter, a cellular multiplicity trigger for CB, as well as significant improvements to the data acquisition and trigger electronics. Parts of these developments are presented in this thesis.



# ZUSAMMENFASSUNG

---

Zur Beschreibung stark wechselwirkender Teilchen stellt die Quantenchromodynamik (QCD) eine allgemein etablierte Theorie dar. Im niederenergetischen Bereich bei der Beschreibung von Hadronen um 1 GeV kann sie jedoch aufgrund der großen Kopplungskonstante  $\alpha \approx 1$  nicht direkt in störungstheoretischer Form angewendet werden. Daher werden in diesem Energiebereich effektive Feldtheorien wie die chirale Störungstheorie und phänomenologische Modelle eingesetzt.

Diese Arbeit befasst sich mit der photoinduzierten Erzeugung neutraler Pionen,  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ , sehr nahe an der Schwellenenergie ( $E_\gamma = 145..190$  MeV). Dabei werden zwei Ziele verfolgt: Zum einen die Überprüfung von Vorhersagen dieser effektiven Theorien und Modelle, zum anderen werden hier erstmals alle relevanten Partialwellenamplituden modellunabhängig aus gemessenen Observablen bestimmt. Diese Methode soll in Zukunft auch bei höheren Energien im Bereich der Nukleonresonanzen Anwendung finden.

Konkret wird die Durchführung und Analyse eines Experiments vorgestellt, welches am Mainzer Mikrotron (MAMI) in den Jahren 2010 bis 2013 mit zirkular polarisiertem Photonenstrahl stattfand. Der Photonenstrahl wurde an einer Anlage zur Erzeugung energiemarkierter Bremsstrahlung aus dem Elektronenstrahl von MAMI gewonnen. Zum Nachweis der Reaktionsprodukte diente das hermetische  $4\pi$  CB/TAPS-Detektorsystem. Erstmals standen bei derartigen Messungen auch transversal polarisierte Protonen zur Verfügung. Dazu wird Butanol in einer speziellen Apparatur dynamisch polarisiert. Molekularer Wasserstoff lässt sich aufgrund der para-Konfiguration nicht polarisieren. Wegen der Verwendung von Butanol als Targetmaterial, bei dem weniger als 5% aller erzeugten Pionen an polarisierten Protonen produziert wurden, ist die Behandlung des Untergrunds eine zentrale Aufgabe.

Es werden zwei Methoden der Untergrundseparation vorgestellt, wovon die bessere in der Analyse angewendet wurde. Abschließend findet eine ausführliche Bewertung systematischer Fehler statt.

Die erstmalige Verwendung transversal polarisierter Protonen ermöglicht den Zugang zu bisher nicht gemessenen Spin-Freiheitsgraden. In Kombination mit einem Vorläufer-Experiment aus dem Jahr 2008 mit linear polarisiertem Photonenstrahl konnten aus den gewonnenen Daten erstmals alle komplexen s- und p-Partialwellenamplituden modellunabhängig bestimmt werden.

Darüber hinaus wurden im Rahmen dieser Arbeit wesentliche Verbesserungen am apparativen Aufbau erzielt. Beispiele sind ein Elektronenstrahl-Polarimeter, ein zellularer CB-Multiplizitätstrigger, sowie signifikante Verbesserungen der Datennahmeelektronik und des Triggersystems, die teilweise in dieser Arbeit vorgestellt werden.



# INHALTSVERZEICHNIS

---

1	EINLEITUNG	1
2	THEORETISCHE BESCHREIBUNGEN	7
2.1	Einleitung	7
2.2	Vorstellung der Reaktion $\gamma N \rightarrow N\pi^{(0)}$	7
2.2.1	Koordinatensysteme	8
2.2.2	Drehimpulsbetrachtungen	9
2.2.3	Das Streumatrix-Element	11
2.2.4	CGLN-Amplituden und Entwicklungen	12
2.2.5	Differentieller Wirkungsquerschnitt	15
2.3	Polarisations-Observablen	16
2.4	Polarisations-Wirkungsquerschnitte	18
2.4.1	Exakte Lösung	18
2.4.2	Lösung in S-P-Näherung	19
2.5	Isospin-Amplituden	20
2.6	Der zweistufige Prozess bei $E_{0+}$	21
2.7	Komplettes Experiment	23
2.7.1	Der allgemeine Fall	23
2.7.2	Beschränktes komplettes Experiment (TPWA)	23
2.8	Streuung an schweren Kernen	24
2.9	Experimenteller Stand	26
2.10	Zusammenfassung	30
3	EXPERIMENTELLER AUFBAU	31
3.1	Experimentelles Umfeld	31
3.2	Experimenteller Überblick	31
3.3	Elektronenbeschleuniger MAMI	32
3.3.1	Der Beschleuniger	32
3.3.2	Elektronenquellen	37
3.4	Eingangsseitige Detektoren und Apparaturen	42
3.4.1	Streukammer und Bremsstrahlung	42
3.4.2	Strahlpolarisation	45
3.4.3	Photonenmarkierungsanlage	47
3.4.4	Strahlpolarimetrie mit Möller-Streuung	50
3.4.5	Paarspektrometer	51
3.5	Targets	55
3.5.1	Flüssigwasserstoff-Target	55
3.5.2	Dynamisch polarisiertes Festkörpertarget	58
3.6	Experimentaufbau	71
3.7	Detektoren	73
3.7.1	Crystal Ball	73
3.7.2	Teilchenidentifikationsdetektor	77
3.7.3	Vieldrahtproportionalenkammern	78

3.7.4	TAPS	80
3.7.5	TAPS Veto	83
3.7.6	Čherenkov-Detektor	83
3.7.7	Reststrahl-Detektoren	85
3.8	Detektoren-Elektronik und Datenerfassung	86
3.9	Weitere Beiträge im Rahmen dieser Arbeit	90
4	DATENANALYSE	93
4.1	Analysesoftware	93
4.1.1	Multikern-Funktionalität	93
4.1.2	Analyseprogramm-Ablauf	94
4.1.3	Rekonstruktionsablauf	95
4.1.4	Clusterrekonstruktion im CB	95
4.1.5	Teilchenidentifizierung	98
4.2	Beteiligte Detektoren	101
4.3	Kalibrierungen	102
4.3.1	Kalibrierung des Taggers	103
4.3.2	Kalibrierungen des Crystal Balls	108
4.3.3	Teilchenidentifikationsdetektor	114
4.3.4	Targetposition	115
4.3.5	Praktische Anmerkungen	119
4.4	Stabilität der Kalibration und Detektoren	121
4.4.1	Crystal Ball	121
4.4.2	Teilchenidentifikationsdetektor	122
4.4.3	Kombination CB und Teilchen-ID	123
4.4.4	Tagger	124
4.4.5	Energiesummentrigger	128
4.5	Bestimmung der Markierungseffizienz	131
4.5.1	Einzelne Markierungseffizienz-Messung	132
4.5.2	Mittlung mehrerer Messungen	133
4.5.3	Probleme der Markierungs-Effizienzbestimmung	135
4.6	Datennahmefehler	135
4.7	Systematische Unsicherheiten	140
4.7.1	Elektronen-Strahlflussasymmetrie	140
4.7.2	Vergleichende Betrachtungen der Strahlzeiten	142
4.7.3	Unterschiedlicher Targetaufbau	143
4.7.4	Zusammenfassung	147
5	REKONSTRUKTION PHYSIKALISCHER REAKTIONEN	149
5.1	Pion-Rekonstruktion	150
5.1.1	Kombinatorik	150
5.1.2	Kinematische Anpassung	151
5.1.3	Bezugssysteme	154
5.1.4	Wirkungsquerschnitt und Effizienzen	155
5.2	Fehlende-Masse-Analyse	156
5.3	Zuordnung der energiemarkierten Photonen	156
5.4	Bestimmung von T und F	157
5.4.1	Grundlagen	159

5.4.2	Bestimmung aus der $\varphi$ -Asymmetrie	159
5.4.3	Wirkungsquerschnitt-Differenz-Methode	164
5.5	Analyse-Tests	170
5.5.1	Die gewählte Analysemethode	170
5.5.2	Korrekturen auf kumulierte Photonenflüsse	171
5.5.3	Systematische und statistische Unsicherheiten	174
6	ERGEBNISSE	177
6.1	Qualitative Betrachtung	177
6.2	Gesamtbetrachtungen	178
6.2.1	Entwicklung in eine Legendrereihe	178
6.2.2	Betrachtung der Observable $\sigma_0 T$	185
6.2.3	Betrachtung der Observable $\sigma_0 F$	188
6.2.4	Betrachtung der Observable $\sigma_0 T'$	188
6.2.5	Test verschiedener Strahlasymmetrien	191
6.2.6	Abschließende Anmerkung zu $T'$ und $F'$	193
6.3	Weiterführende Vergleiche und Tests	193
6.3.1	Unterschiedliche Untergrundabzugsmethoden	193
6.3.2	Unterschiedliche Analyseschritte	200
6.3.3	Über die Qualität der Fits	200
6.4	Statistischer Vergleich der Analysen	206
6.5	Bestimmung der finalen Messdaten	209
6.5.1	Globaler systematischer Fehler	209
6.5.2	Individueller systematischer Fehler	210
6.5.3	Systematischer Gesamtfehler	210
6.6	Multipol-Analyse	210
6.6.1	Der Algorithmus	211
6.6.2	Anpassung mit einem Parameter	212
6.6.3	Anpassung mit fünf Parametern	215
6.6.4	Weitere systematische Untersuchungen	217
6.6.5	Diskussion der Ergebnisse	218
7	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	219
A	ERGEBNISSE	221
A.1	Asymmetrien T und F	221
A.2	Ergebnisse als Legendre-Reihe	221
A.3	Anforderungen an eine erneute Messdurchführung	223
B	THEORETISCHE ERGÄNZUNGEN	229
B.1	Watson-Theorem	229
B.2	Der Cusp-Effekt in der $\chi$ PT	230
C	ELEKTRONIKDETAILS	231
C.1	Neuer Experimenttrigger	231
D	ALLGEMEINE ANALYSE EINES TRIGGERS	235
D.1	Anforderungen und Definitionen eines Triggers	235
D.2	Ein- und mehrstufige Trigger	238
D.2.1	Verschaltung zum Gesamtsystem	239
D.2.2	Mehrstufige Triggersysteme	241
E	BEURTEILUNG DER TAGGER-DETEKTORELEMENTE	245

E.1	Total-Ausfälle	245
E.2	Zeitliche Schwankungen	245
E.2.1	Beurteilungs-Algorithmus	246
E.2.2	Beurteilung	247
	Literaturverzeichnis	257
	Danksagung	269



# EINLEITUNG

---

Unsere heutige Beschreibung der Natur basiert auf vier fundamentalen Wechselwirkungen, den Grundkräften der Physik, mittels derer physikalische Objekte sich gegenseitig beeinflussen können. Dabei handelt es sich um die elektromagnetischen, schwachen und starken Kräfte sowie die Gravitation. Sie sind verantwortlich für sämtliche bekannte physikalische Prozesse, unabhängig von Ort und Zeit.

Die Reihenfolge der Entdeckung dieser Kräfte hing wesentlich von ihrer Zugänglichkeit ab. So wurde die langreichweitige Gravitation bereits 1687 durch I. Newton beschrieben und durch A. Einstein 1915 mit der Allgemeinen Relativitätstheorie konkretisiert. Im Jahre 1865 stellte J.C. Maxwell erstmals mittels klassischer Feldgleichungen sowohl die elektrischen als auch die magnetischen Kräfte auf eine gemeinsame Grundlage. Später wurde diese u.a. durch Feynman, Schwinger und Tomonaga in den 40er Jahren des letzten Jahrhunderts auf eine quantenfeldtheoretische Formulierung – die Quantenelektrodynamik (QED) – erweitert.

Die beiden kurzreichweitigen Wechselwirkungen, die schwache und die starken Kräfte, wurden erst im 20. Jahrhundert formuliert und erforscht. Sie sind nur bei Abständen in der Größenordnung eines Atomkerns und kleiner, d.h. für Distanzen von ca.  $10^{-15}$  m, von Relevanz.

Obgleich sie im Alltag nicht direkt sichtbar sind, ist ihre Wirkung jedoch entscheidend: Die starke Wechselwirkung bindet die Quarks aneinander und bewirkt damit den inneren Zusammenhalt von Hadronen (wie dem Proton und dem Neutron) und ermöglicht stabile Atomkerne. Sie wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben.

Die schwache Wechselwirkung, welche 1934 erstmals von E. Fermi beschrieben wurde, erklärt z.B. radioaktive Zerfälle und bewirkt unverzichtbare Zwischenschritte bei der Kernfusion von Wasserstoff zu Helium – eine der Grundvoraussetzungen für das Licht unsere Sonne. Die Vereinheitlichung der elektromagnetischen mit der schwachen Wechselwirkung wurde 1967 von Glashow, Salam und Weinberg formuliert.

Zur Beschreibung dieser gequantelten Wechselwirkungen verwendet die Physik Eichtheorien. Sie geben eine Erklärung für die Wechselwirkung zweier Teilchen: Durch den Austausch eines Eichbosons werden Kräfte zwischen den Teilchen vermittelt.

Dieses Konzept konnte auf drei der vier Grundkräfte, der elektromagnetischen, starken und schwachen Kraft, angewendet werden.

Diese Kräfte werden durch Eichbosonen ( $\gamma$ , Gluonen,  $Z^0$ ,  $W^\pm$ ) übermittelt und bilden zusammen mit den grundlegenden Bausteinen, den Elementarteilchen, das Standardmodell der Elementarteilchenphysik. Zu den Elementarteilchen zählen die sechs Quarks (u, d, c, s, t, b) und sechs Leptonen (e,  $\mu$ ,  $\tau$  und deren Neutrinos).

Zusätzlich bedarf das Standardmodell des Higgs-Bosons, um die elektroschwache Symmetrie zu brechen und damit sowohl dem Z als auch den W-Bosonen Masse zu verleihen. Das 1964 postulierte und erst kürzlich (2012) bestätigte Boson ist keine direkte Folge einer Eichsymmetrie. Es vermittelt daher auch keine Wechselwirkung und wird ferner nicht als Austauscheteilchen angesehen.

Viele Voraussagen des Standardmodells wurden eindrucksvoll in Experimenten bestätigt, wie z.B. der g-Faktor des Elektrons mit einer relativen Genauigkeit von  $10^{-10}$ . Allerdings ist das Modell auch unvollständig – die Gravitation bleibt außen vor – und kann bspw. die Vereinigung aller Grundkräfte nicht beschreiben. Alternative Modelle wie die Supersymmetrie und umfassendere Vereinigungen befinden sich derzeit in der Diskussion.

Eine andere Grenze befindet sich bei geringen Energien: Der Aufbau der kleinsten komplexen Systeme, wie Mesonen und Baryonen, aus den Bausteinen des Standardmodells sind – mit den heute zur Verfügung stehenden Methoden – aus der QCD heraus nicht vorhersehbar.

Darüber hinaus gibt es Untersuchungen aus der Kosmologie, die darauf hinweisen, dass das Universum nur zu 5% aus Materie des eben beschriebenen Standardmodells besteht und der Rest auf Dunkle Energie und Materie zurückzuführen ist. Da es bislang noch keinen direkten Nachweis von Dunkler Materie gibt, belassen wir es bei diesem Hinweis auf die nicht Vollständigkeit des derzeitigen Modells.

Es zeigt sich, dass abhängig vom betrachteten Energiebereich, das Lösen der Gleichungen im Standardmodell im Allgemeinen nicht exakt möglich ist, so dass ein störungstheoretischer Ansatz mit kleinem Entwicklungsparameter gewählt wird. Hierbei ist die jeweilige Kopplungskonstante  $\alpha$  der Wechselwirkung dafür maßgeblich, bis zu welcher Ordnung Terme berücksichtigt werden müssen. Kopplungen mit  $\alpha \ll 1$  begünstigen eine schnelle Konvergenz und exakte Ergebnisse. Dies funktioniert im Falle der QED mit  $\alpha_{\text{QED}} \approx 1/137$  recht gut, in der Quantenchromodynamik sind Berechnungen mit  $\alpha_{\text{QCD}} \approx 0,1..0,5$  schwieriger oder unmöglich. Zusätzlich erschwert die der QCD zugrundeliegende nichtabelsche Eichgruppe die Berechnung, da sie zu einer Selbstwechselwirkung der Gluonen führt.

Die energieabhängige Kopplungskonstante  $\alpha_{\text{QCD}} \approx 1/\ln(E)$  ermöglicht dabei sowohl eine „asymptotische Freiheit“ von Quarks bei hohen Energien ( $E \gg 10\text{ GeV}$ ) als auch deren Einschluss in Mesonen und Hadronen für kleine Energien  $E < 1\text{ GeV}$  und  $\alpha_{\text{QCD}} \approx 0,5$ .

In letzterem Bereich, auf dem der Schwerpunkt der vorliegenden Arbeit liegt, stammen erfolgreiche quantitative Berechnungen meist aus effektiven Theorien oder aus Computersimulationen von Gittereichtheorien mit typischen Genauigkeiten im Prozentbereich. Wir gehen im Folgenden näher auf die effektiven Theorien im niedrigen Energiebereich ein, da diese bereits über viele Jahre hinweg erfolgreich entwickelt wurden.

Trotz  $\alpha_{\text{QCD}} \approx 1$  ermöglichen effektive Theorien die Berechnungen starker Kräfte, im speziellen im Schwellenbereich. Hierbei wird die fundamentale Theorie (QCD) durch eine allgemeine effektive Lagrangedichte, unter Berücksichtigung der ursprünglichen Symmetrien, ersetzt. Anstatt der fundamentalen Freiheitsgraden (wie Quarks und Gluonen) werden effektive Freiheitsgrade eingesetzt. Die chirale Störungstheorie ( $\chi\text{PT}$ ), entwickelt von Weinberg et. al., verwendet dabei Goldstonebosonen als Freiheitsgrade und beschreibt die Wechselwirkung für Hadronen, die nur aus leichten Quarks (u, d und ggf. s) aufgebaut sind. Im chiralen Grenzfall werden diese Quarks gar als masselos angenommen.

Goldstonebosonen entstehen durch die spontane Brechung einer Symmetrie und sind masselose Skarteilchen ( $J = 0$ ). Im Fall der QCD entstehen durch die chirale Symmetriebrechung Pseudo-Goldstonebosonen (Pion, Kaon, Eta), welche jedoch aufgrund der endlichen Quark-Massen selbst eine Masse tragen. Die Mesonmasse, die im Vergleich zur Nukleonmasse klein ist, und externe Impulse werden als Entwicklungsparameter einer chiralen Störungstheorie verwendet. In weiteren Entwicklungsschritten wurde die chirale Störungstheorie um Baryonen ( $\chi\text{EFT}$ ,  $\text{HB}\chi\text{PT}$ ) erweitert.

Der energetische Bereich, innerhalb derer die Vorhersage der  $\chi\text{PT}$  stimmt, ist abhängig von der Anzahl berechneter Ordnungen und der berücksichtigten Freiheitsgraden (Mesonen, Resonanzen). Daher ist der Konvergenzradius einer Theorie beim Vergleich mit Messdaten ebenfalls von Interesse.

Darüber hinaus gibt es phänomenologische Modelle, die die Photopionproduktion gut beschreiben. Dazu zählen das unitäre Modell MAID sowie das dynamische Modell DMT. Wir werden im Rahmen dieser Arbeit die gewonnen Messdaten mit allen erwähnten Vorhersagen und Modellen vergleichen.

Die vorliegende Arbeit untersucht hadronische Reaktionen am Proton im niedrigen Energiebereich ( $E_\gamma \approx 145..190 \text{ MeV}$ ), bei der die effektiven Freiheitsgrade der QCD durch Bosonen, wie den ungeladenen und geladenen Pionen, auftreten.

Aufgrund der besonderen Bedeutung der Pionen für unsere Arbeit geben wir im Folgenden einen kurzen geschichtlichen Abriss über ihre Entdeckungsgeschichte.

	Aufbau	Masse (MeV)	$I$	$J^{PC}$	$\tau$ (sec)	Zerfallskanäle (%)
$\pi^0$	$ u\bar{u}\rangle -  d\bar{d}\rangle$	134,98	1	$0^{-+}$	$8,52 \cdot 10^{-17}$	$\gamma\gamma$ (98,8) $\gamma e^+e^-$ (1,2)
$\pi^\pm$	$ u\bar{d}\rangle,  d\bar{u}\rangle$	139,57	1	$0^-$	$2,60 \cdot 10^{-8}$	$\mu\nu_\mu$ (100)

Tabelle 1: Grundlegende Eigenschaften von Pion-Mesonen: Masse, Isospin, Spin, Parität und Ladungskonjugation, Lebensdauer und typischen Zerfällen.[Ber12]

Um die kurzreichweitigen Kräfte zwischen Nukleonen zu erklären, postulierte Yukawa 1935 ein massebehaftetes Austauscheteilchen, das Pion[Yuk35]. Das dahinter stehende Prinzip ist analog zur Quantenelektrodynamik, bei der ein masseloses Photon zwischen zwei elektrisch geladenen Teilchen Kräfte vermittelt. Im Gegensatz zum Photon wurde für das Pion als Vermittler der Kernkräfte jedoch eine Ruhemasse von etwa 100 MeV vorhergesagt, aus der sich die begrenzte Lebensdauer und damit Reichweite ergibt. Kurz darauf formulierte Kemmer (1938) eine Theorie starker Wechselwirkung, welche auf dem Nukleon (Isospin-Dublett  $p, n$ ) und dem Pion (Isospin-Triplett  $\pi^+, \pi^0, \pi^-$ ) aufbaut.

Experimentell nachgewiesen wurden geladene Pionen erst 1947 durch Powell et. al. und Lattes et. al. und neutrale Pionen durch Panofsky et. al. 1950. Die Vergabe der Nobelpreise 1949 und 1950 an Yukawa und Powell bestätigen die Wichtigkeit dieser Entdeckungen sowie der verwendeten Nachweistechiken.

Unser heutiges Wissen über die Eigenschaften und den Aufbau von Pionen sind in Tabelle 1 zusammengefasst.

Diese Arbeit strebt eine genauere Bestimmung der Wechselwirkung von Protonen und Pionen an und ermöglicht insbesondere den stringenten Test effektiver Theorien. Dazu eignet sich insbesondere die Verwendung eines Photons als Sondenteilchen, da somit der Eingangskanal der Reaktion durch die QED sehr genau bekannt und Korrekturen höherer Ordnung unterdrückt sind. Erstmals kommt dabei ein Target zum Einsatz, bei dem der Protonenspin transversal zum Photonenstrahl ausgerichtet ist.

Die Erzeugung ungeladener Pionen an polarisierten Protonen mittels polarisierten Photonen ermöglicht erstmalig die Durchführung eines vollständigen Experiments im Energiebereich von der Produktionsschwelle ( $E_\gamma = 144,7 \text{ MeV}$ ) bis hin zu etwa  $E_\gamma = 190 \text{ MeV}$ . Ein solches vollständiges Experiment bestimmt alle dem differentiellen Wirkungsquerschnitt zugrundeliegenden Amplituden aus den gemessenen Daten ohne die Notwendigkeit der Hinzunahme von theoretischen Annahmen oder Modellen. Bis auf eine frei wählbare globale

Phase ist damit der Produktionsprozess vollständig bestimmt. Theoretische Modelle und Vorhersagen können somit auf ideale Weise getestet werden.

Der gewählte Energiebereich hat dabei zwei Vorteile: Zum einen reicht die Berücksichtigung weniger Amplituden (S, P, teilweise D-Wellen) aus. Die erst bei höheren Energien wichtig werdenden Resonanzen sind ebenfalls nicht relevant. Zum anderen tritt im Spektrum der hadronischen Reaktionen lediglich die einfache Pionproduktion auf. Schwerere Mesonen, wie  $\eta$  und K werden erst oberhalb  $\approx 500$  MeV relevant.

Die Herausforderungen bei der Durchführung des Experiments lagen vor allem in der Verwendung von Butanol als Targetmaterial, so dass weniger als 5% aller erzeugten Pionen an polarisierten Protonen entstanden. Warum Butanol trotzdem das bestmögliche polarisierbare Targetmaterial darstellt, wird im entsprechenden Experimentaufbau-Kapitel beschrieben. Zusätzlich erschwerte der im Schwellenbereich geringe Wirkungsquerschnitt ( $0,07 \mu\text{b}$  bei 145 MeV bzw.  $1,1 \mu\text{b}$  bei 155 MeV) und Probleme mit der verwendeten Datenaufzeichnungs-Elektronik die Messung. In Folge dessen wurde im Rahmen dieser Doktorarbeit das Datenerfassungssystem für zukünftige Messungen verbessert und sämtliche bekannten Fehler behoben.

Diese Arbeit führt erstmalig eine modellunabhängige Bestimmung der Pion-Photoproduktion-Multipolamplituden durch. Dazu wurde ein Experiment zur Bestimmung der Observablen  $T$  und  $F$  durchgeführt und zusammen mit den Messdaten eines komplementären Experiments aus 2008 [Hor13] analysiert.

Die Arbeit ist wie folgt aufgeteilt: Im Kapitel 2 erläutern wir zuerst den theoretischen Hintergrund und den allgemeinen Formalismus der Pionproduktion; beschreiben den experimentellen Aufbau in Kapitel 3 und gehen auf die Schritte zur Rekonstruktion von Teilchen aus den Messdaten in Kapitel 4 ein. Deren Analyse zu physikalischen Reaktionen und die Gewinnung der Observablen zeigen wir in Kapitel 5. Im 6. und wichtigsten Kapitel der Arbeit werden alle Ergebnisse (zusammen mit den Auswirkungen von Messfehlern) zur Bestimmung der Pion-Photoproduktions-Multipolamplituden zusammengetragen. In der anschließenden Zusammenfassung beleuchten wir Erreichtes und geben einen Ausblick auf zukünftige experimentelle Fortsetzungen in diesem Forschungsgebiet.

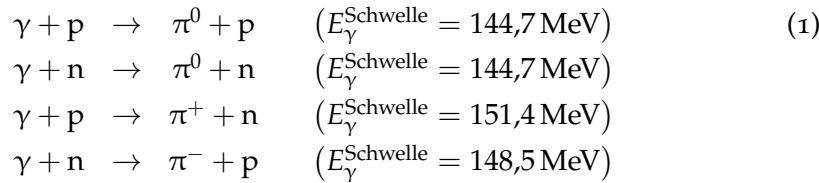


# THEORETISCHE BESCHREIBUNGEN

---

## 2.1 EINLEITUNG

Unter der Photopionproduktion versteht man die Erzeugung von Pionen ( $\pi^0$ ,  $\pi^\pm$ ), welche durch Absorption eines reellen Photons ( $\gamma$ ) durch das Nukleon (p, n) entstehen. Wir betrachten den häufigsten Fall mit einem einzigen Pion im Endzustand:



mit den jeweiligen Produktionsschwellen (basierend auf Teilchenmassen aus [Ber12]).

Die Photopionproduktion ist ein Spezialfall der Elektropionproduktion bei dem das Austauschphoton mit Viererimpuls  $k^\mu$  reell wird ( $k^2 \rightarrow 0$ ). Aufgrund der experimentellen Fragestellung dieser Arbeit beleuchten wir im Weiteren vornehmlich die Photoproduktion eines ungeladenen Pions am Proton im Schwellenbereich (144,7 bis  $\sim 190$  MeV). Phänomene wie Resonanzen oder das Auftreten höher-energetischer Teilchen (z.B.:  $K$ ,  $\eta$ ,  $\rho$ ) werden nur am Rande besprochen.

## 2.2 VORSTELLUNG DER REAKTION $\gamma N \rightarrow N\pi^{(0)}$

Die bei der Photopionproduktion auftretenden Größen sind in Abbildung 1 verdeutlicht. Die Viererimpulse des einlaufenden Photons  $k^\mu = (E_\gamma, \vec{k})$  und des Nukleons  $p_i^\mu = (E_i, \vec{p}_i)$  sowie die des auslaufenden Pions  $q^\mu = (E_\pi, \vec{q})$  und des gestreuten Nukleons  $p_f^\mu = (E_f, \vec{p}_f)$  müssen dabei der Energie-Impuls-Erhaltung genügen. Dadurch stellen nur drei der vier Impulse Freiheitsgrade da.

Die Gesamtenergie des Prozesses  $W$  und der Impulsübertrag  $Q$  lauten:

$$\begin{aligned} W^2 &= (k^\mu + p_i^\mu)^2 = (q^\mu + p_f^\mu)^2 = s \\ Q^2 &= (q^\mu - k^\mu)^2 = (p_f^\mu - p_i^\mu)^2 = t \end{aligned}$$

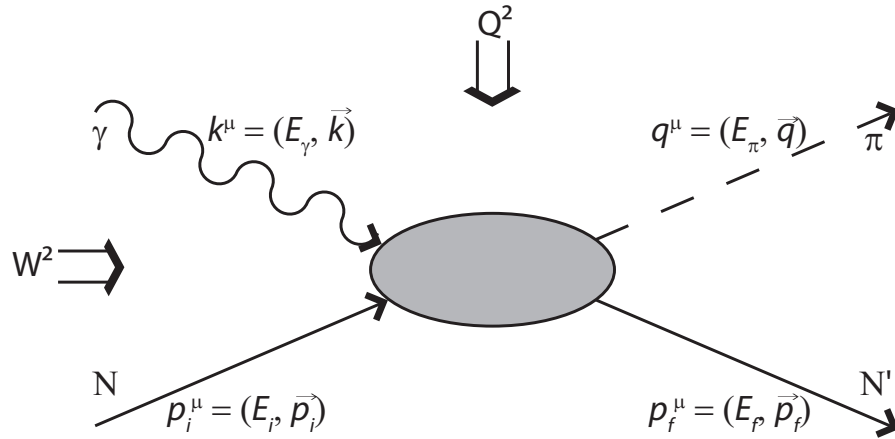


Abbildung 1: Kinematische Größen bei der einfachen Photopionproduktion. Neben den vier Teilchenimpulsen sind auch die beiden Mandelstam-Variablen  $s = W^2$  und  $t = Q^2$  eingetragen.

Sie werden bei allgemeinen Streuprozessen auch als  $s$ - und  $t$ -Term der Mandelstam-Variablen bezeichnet. Zusammen mit dem Austausch-term  $u = (p_i^\mu - q^\mu)^2 = (p_f^\mu - k^\mu)^2$  sind diese voneinander abhängig:

$$s + t + u = 2m_N^2 + m_\pi^2$$

mit der Ruhemasse des Nukleons  $m_N$  und des Pions  $m_\pi$ .

Folglich reichen zwei der drei Mandelstam-Größen aus, um den Streuprozess zu beschreiben. Eine Wahl stellen hierbei die Variablen  $W(E_\gamma)$  und  $Q(\theta)$  dar, mit der Photonenergie  $E_\gamma$  und dem Streuwinkel  $\theta$ , welcher im Kapitel 2.2.1 eingeführt wird. Alternativ kann direkt mittels  $E_\gamma$  und  $\theta$  die Reaktion beschrieben werden.

Wir geben an dieser Stelle einige nützliche Relationen im Schwerpunktsystem an:

$$E_i = \frac{W^2 + m_N^2}{2W}, \quad E_f = \frac{W^2 - m_\pi^2 + m_N^2}{2W}$$

$$E_\gamma = \frac{W^2 - m_N^2}{2W}, \quad E_\pi = \frac{W^2 + m_\pi^2 - m_N^2}{2W}$$

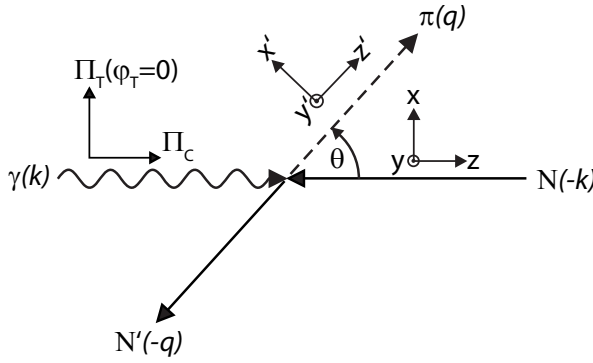
### 2.2.1 Koordinatensysteme

Für die theoretischen Betrachtungen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  führen wir das folgende Schwerpunktsystem ein. Im späteren Kapitel 5.1.3 werden für die Messungen noch zwei weitere Bezugssysteme vorgestellt, die für die Analyse der Messdaten Anwendung finden.

Da alle vier beteiligten Teilchen polarisiert sein können, lohnt sich die Einführung unterschiedlicher Bezugssysteme, die von der berücksichtigten Polarisation abhängen. Für Strahl- und Target-Polarisations-Experimente verwenden wir daher das Schwerpunkt-System



Schwerpunktsysteme:



Bei lin.  $\gamma$ -Polarisation:

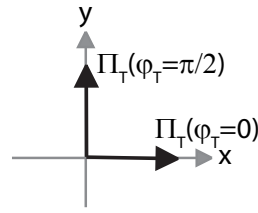


Abbildung 2: Koordinatensysteme für Strahl-, Target- und Rückstreu-Experimente.

$\{x, y, z\}$  und für Rückstreu-Polarisations-Experimente das gestrichelte System  $\{x', y', z'\}$ . Diese sind in Abbildung 2 dargestellt und wie folgt definiert: Die  $z$ -Achse zeigt in Richtung des Photon-Impulses  $\hat{k}$ ,  $\hat{y} = \hat{k} \times \hat{q} / \sin \theta$  und die  $x$ -Achse ist durch  $\hat{x} = \hat{y} \times \hat{z}$  festgelegt. Das System  $\{x', y', z'\}$  unterscheidet sich von  $\{x, y, z\}$  lediglich durch die geänderte Definition der  $z'$ -Achse (und impliziert damit eine Anpassung der  $x'$ -Achse), welche in Richtung des auslaufenden Mesons  $\vec{q}$  zeigt. Der Streuwinkel  $\theta = \angle(N, \pi)$  befindet sich zwischen dem Nukleon und dem Pion.

Ebenfalls ist in Abbildung 2 die Photon-Polarisation eingetragen: Sie kann linear oder zirkular sein. Für lineare Photonen-Polarisation ( $\Pi_T = 1$ ) in der Reaktionsebene ( $\hat{x}, \varphi_T = 0$ ) und senkrecht dazu ( $\hat{y}, \varphi_T = \frac{\pi}{2}$ ). Für rechtshändig (linkshändig) polarisierte zirkulare Polarisation ist  $\Pi_C = +1$  ( $-1$ ).

Im weiteren Verlauf dieser Arbeit werden lediglich Betrachtungen mit polarisiertem Target und Photonenstrahl von Relevanz sein, die Rückstoßpolarisation wird der Vollständigkeit halber vorgestellt.

### 2.2.2 Drehimpulsbetrachtungen

Neben der Betrachtung der Multipole der auslaufenden Teilchen (dem Meson-Nukleon-System)

$$\mathcal{M}_{l\pm}(W) = \{E_{l\pm}(W), M_{l\pm}(W)\}$$

kann man ebenso die einlaufenden Teilchen (Photon-Nukleon-System) in Multipolen zerlegt betrachten

$$\mathcal{ML} = \{EL, ML\} \quad .$$

Letztere enthalten Informationen über die elektrische oder magnetische Natur der Photons sowie seines Drehimpulses  $L$ , vgl. auch Abbildung 3. Die Bahndrehimpulse  $l_\gamma$  und  $l_\pi$  (im Weiteren schreiben wir

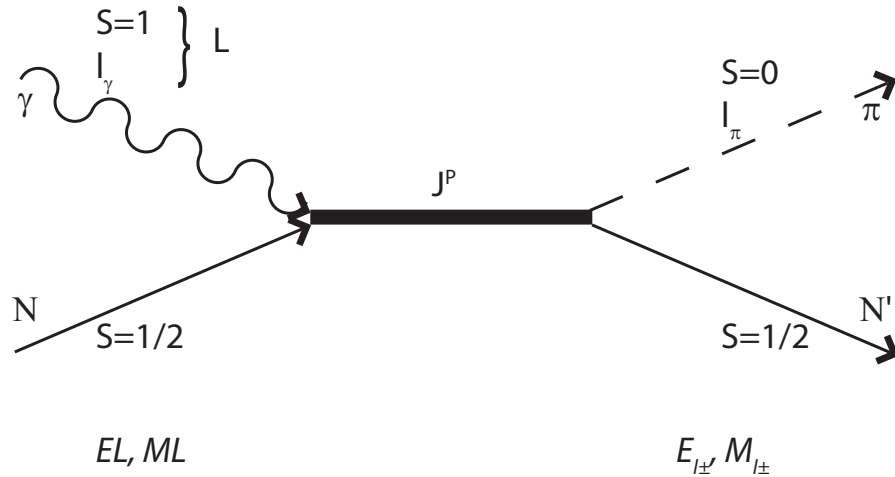


Abbildung 3: Eine schematische Darstellung eines einzelnen Kanals bei der Pion-Photoproduktion mit allen Quantenzahlen der ein- und ausgehenden Teilchen. Sie dient vor allem der Illustration der Drehimpuls- und Paritätserhaltung.

kurz  $l = l_{\pi}$ ) sind immer relativ zum einlaufenden bzw. auslaufenden Nukleon zu betrachten.

Durch die Berücksichtigung der beiden Erhaltungssätze für den Gesamtdrehimpuls  $J$  und die Parität  $P$  kann eine Verknüpfung zwischen  $M_{l_{\pm}}$  und  $ML$  gefunden werden, wie im Folgenden gezeigt wird. Für die Drehimpulserhaltung gilt:

$$\left| L \pm \frac{1}{2} \right| = J = \left| l \pm \frac{1}{2} \right|$$

da das Nukleon jeweils den Spin  $1/2$  und das Pion den Drehimpuls  $l$  einbringt. Damit kann auch die Konvention für die Wahl des Vorzeichens „ $\pm$ “ im Index von  $M_{l_{\pm}}$  eingeführt werden: Es gilt  $\pm$  falls  $J = l \pm \frac{1}{2}$ .

Für die Paritätserhaltung gilt, je nach Art des Photons (elektrisch oder magnetisch):

$$\begin{aligned} EL : & \quad (-1)^L = P = (-1)^{l+1} \quad \rightarrow |L - l| = 1 \\ ML : & \quad (-1)^{L+1} = P = (-1)^{l+1} \quad \rightarrow L = l \end{aligned}$$

Die bisher gewonnenen Ergebnisse fassen wir in der Tabelle 2 zusammen. Elektrische und magnetische Dipol- bzw. Quadrupol-Anregungen sind den konkreten Multipolen  $M_{l_{\pm}}$  des Pion-Nukleon-Systems zugeordnet. Dabei enthält die Kennzeichnung in  $M_{l_{\pm}}$  den elektrischen ( $E$ ) oder magnetischen ( $M$ ) Ursprung der Anregung durch das Photon.

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

Tabelle 2: Zusammenhänge der Multipole  $ML$  und  $\mathcal{M}_{l\pm}$  unter Anwendung der Erhaltungssätze für Drehimpuls und Parität. Alle gemäß der Drehimpulserhaltung möglichen Zusammenhängen sind in der Tabelle aufgeführt. Leere Zeilen in  $\mathcal{M}_{l\pm}$  sind aufgrund der Paritätserhaltung verboten.

### 2.2.3 Das Streumatrix-Element

Der hadronische Vertex wird im Folgenden im Rahmen der Störungstheorie untersucht. Das Matrixelement für die Elektropionproduktion lässt sich somit schreiben als [Hil11]

$$\mathcal{M} = -ie\epsilon_\mu \underbrace{\langle N' \pi | J^\mu(0) | N \rangle}_{\mathcal{M}^\mu} .$$

Für die Photoproduktion ist für  $\epsilon^\mu$  der Polarisationsvektor eines realen Photons einzusetzen (mit  $\epsilon^\mu = (\epsilon_0, \vec{\epsilon})$  und  $\vec{\epsilon} \cdot \vec{k} = 0$ ). Für die Elektropionproduktion gilt

$$\epsilon^\mu = \frac{e\bar{u}(k_f, s_f) \gamma^\mu u(k_i, s_i)}{k^2}$$

mit den Impulsen  $k$  und den Dirac-Spinoren  $u(k, s)$  des ein- und auslaufenden Elektrons.

Der hadronische Vertex lässt sich auf verschiedene Arten parametrisieren. Eine häufig in der Literatur verwendete Darstellung, unter Verwendung der Ball-Amplituden  $B_i$  [Bal61], lautet:

$$\mathcal{M}^\mu = \bar{u}(p_f) \left( \sum_{i=1}^8 B_i V_i^\mu \right) u(p_i) \quad (2)$$

mit dem Diracspinor  $u(p, s)$  des Nukleons, der Normierung  $\bar{u}u = 1$  und den Lorentz-Strukturen  $V_i^\mu$ . Durch die Forderung der elektromagnetischen Stromerhaltung als Eigenschaft des Matrixelements

$$\partial_\mu J^\mu(x) = 0, \quad J^\mu(x) = e^{iP \cdot x} J^\mu(x) e^{-iP \cdot x}, \quad P^\mu = (p_i^\mu + p_f^\mu) / 2$$

gilt

$$k_\mu \mathcal{M}^\mu = 0 \quad .$$

Als Konsequenz lassen sich zwei der acht Ball-Amplituden eliminieren [Hil11]. Damit kann das Matrixelement auch als

$$\mathcal{M}^\mu = \bar{u}(p_f) \left( \sum_{i=1}^6 A_i M_i^\mu \right) u(p_i) \quad (3)$$

mit den „invarianten Amplituden“  $A_i$  geschrieben werden. Hier bei kommt für die Vektoren  $M_i^\mu$  oft die Standardparametrisierung aus [Den61] zur Anwendung. Bei Experimenten mit reellen Photonen tragen  $A_5$  und  $A_6$  aufgrund  $\vec{k} \cdot \vec{\epsilon} = 0$  und  $k^2 = 0$  nicht bei. Mittels Koeffizientenvergleich zwischen Formel 2 und 3 lässt sich eine Umwandlung zwischen den beiden Darstellungen finden.

#### 2.2.4 CGLN-Amplituden und Multipol-Entwicklungen

Die am häufigsten eingesetzte Parametrisierung des hadronischen Matrixelements  $\mathcal{M}^\mu$  stellen die CGLN-Amplituden  $\mathcal{F}$  dar [Che57, Den61], welche im Pion-Nukleon-Schwerpunktsystem definiert sind:

$$\epsilon_\mu \mathcal{M}^\mu = \frac{4\pi W}{m_N} \chi_f^\dagger \mathcal{F} \chi_i$$

mit dem Pauli-Spinor des Nukleons  $\chi$  und

$$\begin{aligned} \mathcal{F} = & -i (\vec{\sigma} \cdot \vec{b}) \mathcal{F}_1 - (\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) \vec{b} \cdot (\vec{\sigma} \times \hat{k}) \mathcal{F}_2 - i (\vec{b} \cdot \hat{q}) (\vec{\sigma} \cdot \hat{k}) \mathcal{F}_3 \\ & - i (\vec{b} \cdot \hat{q}) (\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) \mathcal{F}_4 + \vec{\sigma} \cdot \hat{k} b_0 \frac{|\vec{k}|}{k_0} \mathcal{F}_5 + i (\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) b_0 \frac{|\vec{k}|}{k_0} \mathcal{F}_6 \end{aligned}$$

mit

$$b^\mu = \epsilon^\mu - \left( \vec{\epsilon} \cdot \vec{k} \right) \frac{k^\mu}{|\vec{k}|} \quad .$$

Die Komponenten des Vektors  $\vec{\sigma}$  sind die Pauli-Matrizen. Auch hier kann eine Beziehung zwischen den invarianten Amplituden und den CGLN-Amplituden gefunden werden, siehe [Hil11].

Im allgemeinen Fall der Elektropionproduktion hängen die Funktionen  $\mathcal{F}_i$  von  $W$ ,  $\theta$  und  $Q^2$  ab. Im Falle der Photoproduktion ( $Q^2 = 0$ ) vereinfachen sich  $b^\mu$  aufgrund von  $\vec{\epsilon} \cdot \vec{k} = 0$  und  $\epsilon^\mu = (\epsilon_0, \vec{\epsilon})$  sowie  $\mathcal{F}_5 = 0$  und  $\mathcal{F}_6 = 0$ .

Die CGLN-Amplituden sind vorteilhaft, da eine recht einfache Darstellung als Multipolreihe vorliegt (d.h. eine Entwicklung nach Drehimpuls- und Paritätseigenzuständen des Pion-Nukleon-Systems):

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_1 &= \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ (lM_{l+} + E_{l+}) P'_{l+1} + [(l+1)M_{l-} + E_{l-}] P'_{l-1} \right\} \\
\mathcal{F}_2 &= \sum_{l=1}^{\infty} \{ (l+1)M_{l+} + lM_{l-} \} P'_l \\
\mathcal{F}_3 &= \sum_{l=1}^{\infty} \left\{ (E_{l+} - M_{l+}) P''_{l+1} + (E_{l-} + M_{l-}) P''_{l-1} \right\} \\
\mathcal{F}_4 &= \sum_{l=2}^{\infty} \{ M_{l+} - E_{l+} - M_{l-} - E_{l-} \} P''_l \\
\mathcal{F}_5 &= \sum_{l=0}^{\infty} \left\{ (l+1)L_{l+} P'_{l+1} - lL_{l-} P'_l \right\} \\
\mathcal{F}_6 &= \sum_{l=1}^{\infty} \{ lL_{l-} - (l+1)L_{l+} \} P'_l \tag{4}
\end{aligned}$$

wobei  $P_l(\cos\theta)$  die Legendre-Polynome mit ihren Ableitungen  $P'$  und  $P''$ ,  $\theta$  der Streuwinkel und  $E_{l\pm}(W, Q^2)$ ,  $M_{l\pm}(W, Q^2)$  die elektrischen und magnetischen Multipole sind. Als Besonderheit erscheinen die longitudinalen Multipole  $L$  bei der Elektroproduktion. Ferner ist  $l$  der Bahndrehimpuls des Pion-Nukleon-Systems und das jeweilige Vorzeichen ( $\pm$ ) gibt an, wie der Spin des Nukleons zum Gesamtspin beiträgt:  $J = l \pm 1/2$ . Die Winkelabhängigkeit ist folglich ausschließlich in den Legendrepolynomen enthalten.

Multipole besitzen ein wohldefiniertes Verhalten bezüglich des Spins und der Parität, auf das im Abschnitt 2.2.2 bereits näher eingegangen wurde.

### *Anmerkungen*

Darüber hinaus gibt es neben den CGLN-Amplituden weitere Darstellungen wie die Helizitäts-Amplituden ( $H_i$ ,  $i = 1..6$ ) und die Transversalitäts-Amplituden ( $b_i$ ,  $i = 1..6$ ), welche ineinander überführt werden können und je nach konkretem Anwendungsfall ihre Vorteile haben können. Wir verweisen an dieser Stelle auf [Tia11, San11].

### *Multipol-Umkehrfunktionen und Beschränkungen*

Im Falle der Photoproduktion vereinfachen sich die CGLN-Amplituden, da nur noch die  $\mathcal{F}_i$ ,  $i = 1..4$  von Relevanz sind. Ferner hängen die Multipole für diesen Fall nur noch von einem Parameter,  $W$ , ab.

Aus den Relationen  $\mathcal{F}_i(W, \theta, Q^2)$  lassen sich auch deren Umkehrfunktionen bestimmen [Dav95], so dass bei gegebenen Amplituden

die Multipole berechnet werden können (wir beschränken uns auf die Photoproduktions-Multipole):

$$\begin{aligned}
E_{l+} &= \int_{-1}^{+1} \frac{dx}{2(l+1)} [P_l \mathcal{F}_1 - P_{l+1} \mathcal{F}_2 \\
&\quad + \frac{l}{2l+1} (P_{l-1} - P_{l+1}) \mathcal{F}_3 + \frac{l+1}{2l+3} (P_l - P_{l+2}) \mathcal{F}_4] \\
E_{l-} &= \int_{-1}^{+1} \frac{dx}{2l} [P_l \mathcal{F}_1 - P_{l-1} \mathcal{F}_2 \\
&\quad - \frac{l+1}{2l+1} (P_{l-1} - P_{l+1}) \mathcal{F}_3 + \frac{l}{2l-1} (P_l - P_{l-2}) \mathcal{F}_4] \\
M_{l+} &= \int_{-1}^{+1} \frac{dx}{2(l+1)} \left[ P_l \mathcal{F}_1 - P_{l+1} \mathcal{F}_2 - \frac{1}{2l+1} (P_{l-1} - P_{l+1}) \mathcal{F}_3 \right] \\
M_{l-} &= \int_{-1}^{+1} \frac{dx}{2l} \left[ -P_l \mathcal{F}_1 + P_{l-1} \mathcal{F}_2 + \frac{1}{2l+1} (P_{l-1} - P_{l+1}) \mathcal{F}_3 \right]
\end{aligned}$$

Die Umkehrungen zeigen, dass höhere Ordnungen der Multipole durch einen Faktor  $\propto 1/l$  unterdrückt werden. Bei Energien nahe der Produktionsschwelle,  $W \geq E_\gamma^{\text{Schwelle}}$  sind daher aufgrund der Reihenentwicklung nur einige wenige Multipole von Relevanz. Eine solche Analyse wird bei der „(truncated) Partial Wave Analysis“ (siehe Kapitel 2.7) wichtig.

Ferner wird im Kapitel 2.7 gezeigt, dass für unsere Anwendungen (siehe Kapitel 6) die Betrachtung bis hin zu  $l = 2$ , also die Berücksichtigung von S-Wellen ( $l = 0$ , Multipol:  $E_{0+}$ ), P-Wellen ( $l = 1$ , Multipole:  $E_{1+}$ ,  $M_{1+}$ ,  $M_{1-}$ ) und D-Wellen ( $l = 2$ , Multipole:  $E_{2+}$ ,  $M_{2+}$ ,  $E_{2-}$ ,  $M_{2-}$ ) genügt. Folglich vereinfachen sich die  $\mathcal{F}_i$  zu:

$$\begin{aligned}
\mathcal{F}_1 &= \underline{E_{0+}} + 3 \cos \theta (E_{1+} + M_{1+}) \\
&\quad + E_{2-} + 3M_{2-} - 3M_{2+} - \frac{3}{2} E_{2+} + \frac{15}{2} \cos^2 \theta (E_{2+} + 2M_{2+}) \\
\mathcal{F}_2 &= \underline{2M_{1+}} + \underline{M_{1-}} + \cos \theta (6M_{2-} + 9M_{2+}) \\
\mathcal{F}_3 &= 3 \left[ \underline{E_{1+}} - \underline{M_{1+}} + 5 \cos \theta (E_{2+} - M_{2+}) \right] \\
\mathcal{F}_4 &= \underline{0} + 3 (M_{2+} - E_{2-} - E_{2+} - M_{2-}) \tag{5}
\end{aligned}$$

wobei lediglich die unterstrichenen Terme in einer S-P-Näherung auftreten.

Durch die Berücksichtigung der Wellen ausschließlich bis  $l = 2$  werden die Berechnungen zwar übersichtlicher (insbesondere für die testweise Betrachtung mit  $l = 1$ ), bleiben jedoch noch immer länglich und unübersichtlich. Wir verzichten aufgrund dessen im weiteren Verlauf dieser Arbeit (insbesondere im Kapitel 6) auf das Ausschreiben ihrer vollen Form.

## 2.2.5 Differentieller Wirkungsquerschnitt

### Allgemeiner Fall

Der differentielle Wirkungsquerschnitt kann bei der Photoproduktion angegeben werden zu [Ber67]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{q}{k} |\langle \chi_f | \mathcal{F} | \chi_i \rangle|^2 \quad (6)$$

mit dem Operator  $\mathcal{F}$ , welcher in die CGLN Amplituden für den Fall der reellen Photoproduktion ( $\vec{\epsilon} \cdot \vec{k} = 0$ ) zerlegt werden kann:

$$\begin{aligned} \mathcal{F} = & i(\vec{\sigma} \cdot \hat{\epsilon}) F_1 + (\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) \vec{\sigma} \cdot (\hat{k} \times \hat{\epsilon}) F_2 \\ & + i(\hat{\epsilon} \cdot \hat{q}) (\vec{\sigma} \cdot \hat{k}) F_3 + i(\hat{\epsilon} \cdot \hat{q}) (\vec{\sigma} \cdot \hat{q}) F_4 \end{aligned}$$

mit  $\epsilon^\mu = (\epsilon_0, \vec{\epsilon})$ .

Für den Wirkungsquerschnitt, bei dem die Polarisation des auslaufenden Nukleons nicht nachgewiesen wird, muss noch über alle Spin-Zustände summiert werden:

$$\sum_f \langle \chi_f | \mathcal{F} | \chi_i \rangle^\dagger \langle \chi_f | \mathcal{F} | \chi_i \rangle = \langle \chi_i | \mathcal{F}^\dagger \mathcal{F} | \chi_i \rangle \quad .$$

Mit dem in Kapitel 2.2.1 eingeführten Koordinatensystem, bei dem die Streuebene in der x-z-Ebene liegt, führen wir nun rechts (links) zirkular polarisierte Photonen mit Helizität +1 (-1) ein:

$$\vec{\epsilon} \equiv \vec{\epsilon}_\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} (\hat{e}_x \pm i\hat{e}_y) \quad ,$$

ebenso können auch linear polarisierte Photonen mittels

$$\vec{\epsilon} = \hat{e}_x \cos \phi_\gamma + \hat{e}_y \sin \phi_\gamma \quad ,$$

deren Polarisationsausrichtung unter dem Winkel  $\phi_\gamma$  erfolgt, eingeführt wurden. Damit sind wir für alle Möglichkeiten an vorliegender Polarisationen von Strahl und Target vorbereitet. Wir stellen zuerst den einfachsten Fall mit verschwindender Nukleonpolarisation ( $P^T = 0$ ) vor und betrachten dann die Ausgestaltung des differentiellen Wirkungsquerschnitts mit Polarisationsfreiheitsgraden.

### Unpolarisierter Wirkungsquerschnitt

Ist das Nukleon und der Strahl unpolarisiert, so gilt:

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{unpol.}} = \frac{q}{k} (\alpha + \beta) \equiv \sigma_0$$

mit

$$\begin{aligned}\alpha &= |\mathcal{F}_1|^2 + |\mathcal{F}_2|^2 - 2 \cos \theta \Re(\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_2) + \sin^2 \theta \Re(\mathcal{F}_1^* \mathcal{F}_4 + \mathcal{F}_2^* \mathcal{F}_3) \\ \beta &= \frac{1}{2} \sin^2 \theta \left( |\mathcal{F}_3|^2 + |\mathcal{F}_4|^2 + 2 \cos \theta \Re(\mathcal{F}_3^* \mathcal{F}_4) \right)\end{aligned}$$

Dieses Ergebnis trifft auch dann zu, wenn der Photonenstrahl zirkular polarisiert ist und  $P^T = 0$ .

## 2.3 POLARISATIONS-OBSERVABLEN

Die drei möglichen Polarisations-Einstellungen von Strahl  $\epsilon$ , Target  $P^T$  und Rückstoß  $P^R$  erlauben die Messung von 16 Polarisations-Observablen. Zur Bestimmung dieser Observablen definieren den allgemeinen Wirkungsquerschnitt zu

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

Eine allgemeine Polarisations-Observable  $\Omega$  ist in der Literatur [San11] definiert als eine Asymmetrie zwischen zwei differentiellen Wirkungsquerschnitten

$$\Omega = \frac{\beta \left( \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{(B_1, T_1, R_1)} - \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{(B_2, T_2, R_2)} \right)}{\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0}$$

mit dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt in dieser Schreibweise als

$$\left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 = \beta \left( \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{(B_1, T_1, R_1)} + \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{(B_2, T_2, R_2)} \right)$$

und dem Faktor  $\beta = 1/2$  für Einstellungen, bei denen lediglich Strahl- und/oder Target-Polarisationen vorliegen, andernfalls  $\beta = 1$ . Observablen sind folglich dimensionslose Größen. Aufgrund ihrer je nach Anwendungsfall einfacheren Berechnung werden zusätzlich die Profilkfunktionen  $\check{\Omega}$  eingeführt:

$$\check{\Omega} = \left( \frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \cdot \Omega ,$$

welche die Einheit eines differentiellen Wirkungsquerschnitts [b/sr] tragen. Der Vergleich bspw. mit Formel 8 zeigt, dass die Gleichungen für  $\check{\Omega}$  vorteilhafterweise kompakter ausfallen.

Alle 16 Observablen sind in Tabelle 3 sortiert nach ihrer so genannte „Klasse“ gelistet. Generell ordnet man die möglichen Polarisationsfreiheitsgrade von Photon, Targetnukleon und Rückstoß-Nukleon in vier Klassen:



	Target $P^T$				Rückstoß $P^R$		
Strahl	-	$x$	$y$	$z$	$x'$	$y'$	$z'$
unpol.	$\sigma_0$		$T$			$P$	
linear $\Pi_{\text{lin}}^\gamma$	$\Sigma$	$H$	$P$	$G$	$O_{x'}$	$T$	$O_{z'}$
zirkular $\Pi_C^\gamma$		$F$		$E$	$C_{x'}$		$C_{z'}$
<b>Target <math>P^T</math></b>							
$x$					$T_{x'}$		$T_{z'}$
$y$						$\Sigma$	
$z$					$L_{x'}$		$L_{z'}$

Tabelle 3: Die 16 Polarisations-Observablen der pseudoskalaren Meson-Photoproduktion in Abhängigkeit von Photonenstrahl- und Targetpolarisation. Weitere 12 Doppel-Polarisations-Observablen ( $C_{x',z'}, E, F, G, H, L_{x',z'}, T_{x',z'}$ ) sind in Dreifach-Polarisations-Experimenten zugänglich. Sie sind durch einfachere Experimente zugänglich und geben daher keinen weiteren Erkenntnisgewinn, weshalb sie hier nicht aufgelistet sind. In Anlehnung an [San11], es wurden jedoch ggf. vorhandene Vorzeichen unterdrückt.

- Den einfach polarisierten Experimenten (S) zur Messung von  $T, P, \Sigma$  (wobei diesen üblicherweise auch  $\sigma_0$  hinzugezählt wird) und
- den Doppelpolarisations-Experimenten mit Strahl-Target-Polarisation (BT, zur Messung von  $E, F, G, H$ ),
- Strahl-Rückstoß-Polarisation (BR, mit  $C_{x'}, C_{z'}, O_{x'}, O_{z'}$ ) und
- Target-Rückstoß-Polarisation (TR, mit  $T_{x'}, T_{z'}, L_{x'}, L_{z'}$ ).

Darüber hinaus gibt es Experimente mit polarisierten Photonen und Rückstoß-Polarisation, in der die Observablen  $\Sigma, O_{x'}, C_{x'}, T, O_{z'}$  und  $C_{z'}$  zugänglich sind. Experimente mit Target und Rückstoß-Polarisation ermöglichen die Messung von  $T, P, T_{x'}, L_{x'}, \Sigma, T_{z'}$  und  $L_{z'}$ . Folglich lässt sich jede S-Observable auch als Doppelpolarisationsobservable messen.

Im Gegensatz zur Elektroproduktion treten keine weiteren Observablen bei dreifach polarisierten Experimenten (gleichzeitiger Strahl-, Target- und Rückstoß-Polarisation) auf, weshalb diese Konstellationen in unserer Tabelle nicht enthalten sind. Sie sind experimentell besonders schwierig durchzuführen, haben jedoch den Vorteil, dass jede Observable auf zwei Arten bestimmt werden kann.

## 2.4 POLARISATIONS-WIRKUNGSQUERSCHNITTE

Wir betrachten im Folgenden zwei Fälle, die für unser Experiment und die spätere Multipol-Analyse von Bedeutung sind:

1. linear polarisierte Photonen auf unpolarisiertes Target und
2. ein transversal (in der  $x$ - $y$ -Ebene) polarisiertes Target mit einem zirkular polarisierten Photonenstrahl.

Experimente mit Rückstoß-Polarisation werden hier, in Hinblick auf unsere Arbeit, nicht vorgestellt.

### 2.4.1 Exakte Lösung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt mit polarisiertem Target und Strahl lautet: [San11]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_{\text{pol.}} = \frac{d\sigma}{d\Omega}\Big|_{\text{unpol.}} \cdot \left\{ \begin{aligned} &1 - \Pi_{\text{lin}}^{\gamma} \Sigma \cos(2\phi_{\gamma}) \\ &+ P_x^T (\Pi_C^{\gamma} F - \Pi_{\text{lin}}^{\gamma} H \sin(2\phi_{\gamma})) \\ &+ P_y^T (T - \Pi_{\text{lin}}^{\gamma} P \cos(2\phi_{\gamma})) \\ &+ P_z^T (\Pi_C^{\gamma} E - \Pi_{\text{lin}}^{\gamma} G \sin(2\phi_{\gamma})) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Die für unsere Anwendung wichtigen Spin-Observablen  $\Sigma$ ,  $T$  und  $F$ , ausgedrückt in CGLN-Amplituden lauten:

$$\begin{aligned} \sigma_0 \Sigma &= -\frac{1}{2} \sin^2 \theta \Re \left( |F_3|^2 + |F_4|^2 \right. \\ &\quad \left. + 2(F_2^* F_3 + F_1^* F_4 + \cos \theta F_3^* F_4) \right) \cdot \varrho \\ \sigma_0 T &= \sin \theta \Im \left( F_1^* F_3 - F_2^* F_4 + \cos \theta (F_1^* F_4 - F_2^* F_3) \right. \\ &\quad \left. - \sin^2 \theta F_3^* F_4 \right) \cdot \varrho \\ \sigma_0 F &= \sin \theta \Re (F_1^* F_3 - F_2^* F_4 - \cos \theta (F_2^* F_3 - F_1^* F_4)) \cdot \varrho \end{aligned} \quad (8)$$

mit dem Phasenraumfaktor  $\varrho = q/k$ . Für ähnliche Ausdrücke der anderen Observablen bspw.  $\sigma_0 E$ ,  $\sigma_0 G$ ,  $\sigma_0 H$ ,  $\sigma_0 P$  verweisen wir auf [Tia11].

### 2.4.2 Lösung in S-P-Näherung

Wir führen eine Entwicklung Polarisations-Wirkungsquerschnitte in der S-P-Wellen Näherung nach  $\cos \theta$  durch, so wie sie bei einer TPWA (siehe Kapitel 2.7) mit ( $l_{\max} = 1$ ) Anwendung findet. Dies erlaubt uns die Zusammenhänge zwischen den Observablen und den dominierenden Multipolen mit ihren jeweiligen Real- und Imaginärteilen zu erkennen.

Dazu werden nur die Summenteile bis inklusive  $l_{\max}$  für die  $\mathcal{F}_i$  aus Formel 4 verwendet, so wie dies in Formel 5 für eine S-P-D-Näherung beispielhaft gezeigt ist.

Wir erhalten für den unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitt insgesamt  $2l_{\max} + 1 = 3$  Koeffizienten:

$$\sigma_0/\varrho = a_0 + a_1 \cos \theta + a_2 \cos^2 \theta \quad (9)$$

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{2} \{ 2|E_{0+}|^2 + 9|E_{1+}|^2 + 2|M_{1-}|^2 + 5|M_{1+}|^2 \\ &\quad + 6\Re(M_{1-}E_{1+}^*) - 6\Re(M_{1+}E_{1+}^*) + 2\Re(M_{1-}M_{1+}^*) \} \\ a_1 &= 2 \{ \Re(E_{0+}(3E_{1+} - M_{1-} + M_{1+})^*) \} \\ a_2 &= \frac{3}{2} \{ 3|E_{1+}|^2 - |M_{1+}|^2 - 6\Re(M_{1-}E_{1+}^*) + 6\Re(M_{1+}E_{1+}^*) \\ &\quad - 2\Re(M_{1-}M_{1+}^*) \} \end{aligned}$$

Für die Photonasymmetrie  $\Sigma$  gilt (mit  $2l_{\max} - 1 = 1$  Koeffizient):

$$\sigma_0\Sigma = \varrho \sin^2 \theta b_0 \quad (10)$$

$$b_0 = -\frac{9|E_{1+}|^2}{2} + \frac{3|M_{1+}|^2}{2} - 3M_{1-}E_{1+}^* + 3M_{1+}E_{1+}^* + 3M_{1-}M_{1+}^*$$

und für die Asymmetrie  $T$  gilt (mit  $2l_{\max} = 2$  Koeffizienten):

$$\sigma_0T = \varrho \sin \theta (c_0 + c_1 \cos \theta) \quad (11)$$

$$\begin{aligned} c_0 &= 3\Im(E_{0+}^*(E_{1+} - M_{1+})) \\ c_1 &= 3 \{ \Im(M_{1-}E_{1+}^*) - 4\Im(M_{1+}E_{1+}^*) - \Im(M_{1-}M_{1+}^*) \} \end{aligned}$$

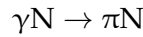
was über  $c_0 \propto \Im(E_{0+}^*(...))$  eine direkte Messung des Imaginärteils von  $E_{0+}$  erlaubt.

Für Entwicklungen bis  $l_{\max} = 2$  kommen Korrekturen höherer Ordnung hinzu und die Ausdrücke werden sehr länglich. Wir verzichten aus Gründen der Übersichtlichkeit auf deren explizite Darstellung, verweisen jedoch darauf, dass im Kapitel 6.6 die ausführliche Form ( $l_{\max} = 2$ ) in den Berechnungen Anwendung findet.

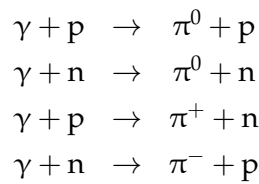
## 2.5 ISOSPIN-AMPLITUDEN

Wir wollen im Weiteren unsere Vorhersagen für den Streuoperator bzw. den Wirkungsquerschnitt auf den ganzen Isospin-Raum ausdehnen.

Die Photopionproduktion



ist ein Spezialfall der Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen an Nukleonen, mit einem Pion ( $\pi^0, \pi^\pm$ ) und einem Nukleon (p, n) im Endzustand. Aufgrund der Ladungserhaltung kommen die im Eingangskapitel 2.1 vorgestellten vier Reaktionen in Frage:



Das einlaufende Photon kann sowohl den Isospin  $I_\gamma = 0$  als auch  $I_\gamma = 1$  einbringen, die Pionen tragen den Isospin  $I_\pi = 1$  (siehe Tabelle 1) und Nukleonen den Isospin  $I_N = 1/2$ . Abhängig vom Photon ist somit ein gekoppeltes System mit  $I_f = 1/2$  oder  $I_f = 3/2$  im Endzustand möglich, da im hadronischen Vertex der Isospin erhalten ist.

Wir stellen im Folgenden verschiedene Parametrisierungen der Dekomposition der physikalischen Amplituden  $A_i$  im Isospin-Raum vor, welche aus [Tia11, Ber67] entnommen sind.

*Isospin-Amplituden*  $A_i^{(+)}, A_i^{(0)}, A_i^{(-)}$

Wir beginnen mit den Isospin-Amplituden  $A_i^{(+)}, A_i^{(0)}, A_i^{(-)}$ : Die Isoskalar-Übergänge  $A_i^{(0)}$  lassen den Isospin konstant,  $\Delta I = 0$ . Die Isovektor-Amplituden  $A_i^{(+)}, A_i^{(-)}$ , können sowohl zu  $\Delta I = 0$  als auch  $\Delta I = 1$  Reaktionen gehören. Der Zusammenhang zwischen den physikalischen und den Isospin-Amplituden lautet:

$$\begin{aligned} A_i(\gamma p \rightarrow n\pi^+) &= \sqrt{2} \left( A_i^{(-)} + A_i^{(0)} \right) \\ A_i(\gamma n \rightarrow p\pi^-) &= -\sqrt{2} \left( A_i^{(-)} - A_i^{(0)} \right) \\ A_i(\gamma p \rightarrow p\pi^0) &= A_i^{(+)} + A_i^{(0)} \\ A_i(\gamma n \rightarrow n\pi^0) &= A_i^{(+)} - A_i^{(0)} \end{aligned}$$

d.h. die vier aufgeführten Reaktionen können mit nur drei Amplituden beschrieben werden.

Isospin-Amplituden  $A_i^{(0)}$ ,  $A_i^{1/2}$  und  $A_i^{3/2}$

Für Analysen mit definiertem Isospin  $I_f$  führen wir die Isospin-Amplituden  $A_i^{1/2}$  und  $A_i^{3/2}$  ein:

$$\begin{aligned} A_i^{1/2} &= A_i^{(+)} + 2A_i^{(-)} & (I = \frac{1}{2}) \\ A_i^{3/2} &= A_i^{(+)} - A_i^{(-)} & (I = \frac{3}{2}) \\ A_i^{(0)} & & (I = \frac{1}{2}) \end{aligned}$$

wobei  $I_f = 1/2$  bei  $A_i^{1/2}$  respektive  $I_f = 3/2$  bei  $A_i^{3/2}$  gilt.

Isospin-Amplituden  $A_{p,i}^{1/2}$ ,  $A_{n,i}^{1/2}$  und  $A_i^{3/2}$

Zuletzt führen wir die Isospin-Amplituden  $A_{p,i}^{1/2}$ ,  $A_{n,i}^{1/2}$  und  $A_i^{3/2}$  ein, so dass damit eine alternative Darstellung gefunden werden kann:

$$\begin{aligned} A_i(\gamma p \rightarrow n\pi^+) &= \sqrt{2} \left( A_{p,i}^{1/2} - \frac{1}{3} A_i^{3/2} \right) \\ A_i(\gamma n \rightarrow p\pi^-) &= \sqrt{2} \left( A_{n,i}^{1/2} + \frac{1}{3} A_i^{3/2} \right) \\ A_i(\gamma p \rightarrow p\pi^0) &= A_{p,i}^{1/2} + \frac{2}{3} A_i^{3/2} \\ A_i(\gamma n \rightarrow n\pi^0) &= -A_{n,i}^{1/2} + \frac{1}{3} A_i^{3/2} \end{aligned}$$

Vernachlässigt man Isospin brechende Effekte, so können die Gleichungen auch mit der Ersetzung  $A_{(N),i}^I \mapsto {}_{(N)}\mathcal{M}_{I\pm}^{(I)}$  zur Bestimmung von Multipol-Amplituden eingesetzt werden [Wun12, Dre92]. Dabei gilt  $\mathcal{M}_{I\pm}^{(I)}$ ,  $I \in \{1/2, 3/2\}$  und  $i \hat{=} l \pm$ . Durch die geschickte Wahl mindestens zweier Reaktionen gelingt die Bestimmung einzelner Isospin-Amplituden. Ein Beispiel ist Messung von  $\pi^0 p$  und  $\pi^+ n$  im Endzustand zur Bestimmung der Isospin-Amplituden  $M_{I+}^{1/2}$  und  $M_{I+}^{3/2}$ .

## 2.6 DER ZWEISTUFIGE PROZESS BEI $E_{0+}$

Bei der Photoproduktion neutraler Pionen an Protonen  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  spielt ab der Produktionsschwelle die Erzeugung geladener Pionen  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  ( $E_\gamma = 151,4 \text{ MeV}$ ) innerhalb eines zweistufigen Prozesses eine wichtige Rolle. Ursache hierfür ist die Brechung der Isospin-Symmetrie aufgrund der unterschiedlichen Massen von up und down Quark. Sie bewirkt im Schwellenbereich eine ca. 40%ige Änderung der Reaktionsamplitude [Fäl80].

Wie in Abbildung 4 illustriert, findet hierbei die Erzeugung über einen virtuellen  $n\pi^+$ -Zwischenzustand

$$\gamma p \rightarrow n\pi^+ \rightarrow p\pi^0$$

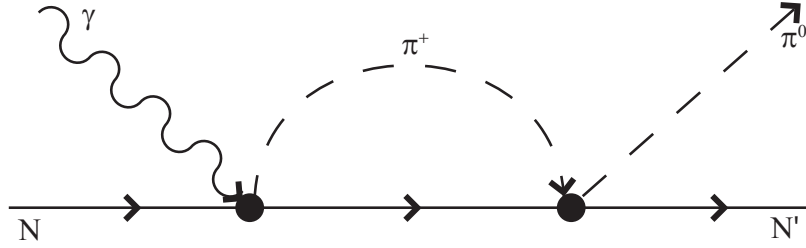


Abbildung 4: Der Rückstoß-Term der Pion-Photoproduktion, welcher für den Cusp Effect der Amplitude  $E_{0+}$  verantwortlich ist. Durch die größere Masse des geladenen Pions im Vergleich zum ungeladenen wird dieser Prozess ab  $E_\gamma = 151,2 \text{ MeV}$  möglich. Die Produktionsschwelle in der Pion-Photoproduktion liegt bei  $144,7 \text{ MeV}$ .

statt. Folglich lautet die  $E_{0+}$ -Amplitude (in erster Ordnung in  $q_\pi$ ) [Fäl80]

$$\begin{aligned}
 E_{0+}(\gamma p \rightarrow \pi^0 p) &= A(\gamma p \rightarrow \pi^0 p) \\
 &\quad + i q_{\pi^+} E_{0+}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) a(\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p) \\
 &\quad + \mathcal{O}(q_\pi^2)
 \end{aligned}$$

mit dem direkten Reaktionsanteil  $A$ ,  $q_{\pi^+}$  dem Impuls des  $\pi^+$ , der  $E_{0+}$ -Amplitude für  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  und der Streulänge  $a$  der Reaktion  $\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p$ . Für  $E_\gamma$  unterhalb der Produktionsschwelle von  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  ist  $q_{\pi^+}$  imaginär, sonst reell. Aufgrund dessen fällt auf, dass der Wert von  $E_{0+}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) a(\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p)$  abhängig von  $E_\gamma$  dem Realteil oder dem Imaginärteil von  $E_{0+}(\gamma p \rightarrow \pi^0 p)$  zufällt und damit an der  $\pi^+$ -Schwelle eine Unstetigkeit in  $E_{0+}$  (Real- wie auch Imaginärteil) hervorruft. Dieser Kurvenkehrpunkt oder auch „zweite Schwelle“ wird in der Literatur als „Unitarity Cusp Effect“ bezeichnet.

Unter der Annahme der Isospinsymmetrie gilt die Verknüpfung zwischen den beiden Streulängen

$$a_{\text{cex}}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = -a_{\text{cex}}(\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p)$$

welche bei der Berechnung des Cusp-Parameters [Ber98, Hor13]

$$\beta = m_{\pi^+} \Re(E_{0+}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)) a_{\text{cex}}(\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p)$$

in Kapitel 6 von Relevanz sein werden.

Im Rahmen dieser Arbeit ist es erstmals gelungen, sowohl den Real- als auch den Imaginärteil von  $E_{0+}(\gamma p \rightarrow \pi^0 p)$  direkt zu messen (siehe Kapitel 6.6). Dies erlaubt den Test des bisher vorgestellten Sachverhalts und zusätzlich eine Bestimmung der Streulänge  $a(\pi^+ n \rightarrow \pi^0 p)$ . Reicht die Genauigkeit der Messung aus, so erlaubt diese den Vergleich mit anderen Messungen für  $a(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)$  [Sch99], wobei die Isospinsymmetrie zu Grunde gelegt oder getestet wird.

## 2.7 KOMPLETTES EXPERIMENT

### 2.7.1 *Der allgemeine Fall*

Unser Ziel ist die Bestimmung der 4 komplexen Größen der CGLN-Amplituden  $\mathcal{F}_i$  in Abhängigkeit ihrer Argumente. Dazu sind mindestens 8 reelle Werte aus einem oder mehreren Experimenten zu bestimmen. Es stellt sich daher die Frage, wie viele der 16 Observablen  $\Omega$  gemessen werden müssen, um dieses Ziel – ohne die Hinzunahme theoretischer Annahmen – zu erreichen.

Durch Berücksichtigung von Ambiguitäten [Ger69] stellte sich schließlich in den 90er Jahren heraus, dass dafür mindestens 8 wohl ausgewählte Observablen notwendig sind zu bestimmen [Tia12]. Nach [Chi97] müssen sowohl der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt als auch alle  $S$ -Gruppen Observablen ( $\Sigma, T, P$ ) enthalten sein. Die verbleibenden 4 Observablen dürfen aus den Klassen BT, BR oder TR gewählt werden, wobei jedoch nicht mehr als zwei aus der gleichen Klasse stammen dürfen. Als ein Beispiel sei  $\{\sigma_0, \Sigma, T, P, G, H, O_{x'}, C_{x'}\}$  aufgelistet – welches aus experimenteller Sicht sicherlich schwierig zu messen ist [Tia12].

Die volle Lösung wird alle Amplituden, mit Ausnahme einer globalen Phase, bestimmen (aufgrund des bilinearen Auftretens der Terme im Wirkungsquerschnitt). Diese Phase hängt jetzt jedoch nur noch von der Energie ab und kann mit Hilfe der Forderung nach Unitarität und dem Watson-Theorem (siehe Abschnitt B.1), festgelegt werden [Wun13].

Das bisher Vorgestellte ist vor allem mathematischer Natur, denn mit realen Experimentdaten, die nur mit einer endlichen Messgenauigkeit vorliegen können, bedarf es jeweils mindestens einer zusätzlichen Observable, ggf. mehr.

### 2.7.2 *Beschränktes komplettes Experiment (TPWA)*

Bei der Berücksichtigung von Experimentdaten entstehen Probleme insbesondere aus der begrenzten Auflösung der Daten aufgrund von Messungenauigkeiten und statistischer Fehler. Zusätzlich sind manche Observablen experimentell einfacher zugänglich als andere. Zu den schwierig durchzuführenden Experimenten zählen solche mit Targetrückstoß-Polarisation.

Es lohnt sich daher eine Untersuchung, welche zusätzlichen Herausforderungen und Voraussetzungen an ein komplettes Experiment gestellt werden, wenn Experimentdaten analysiert werden. Darauf wird insbesondere durch die „Truncated Partial Wave Analysis“ (TPWA) eingegangen.

In der TPWA wird die Entwicklung der CGLN-Amplituden nach Partialwellen (siehe Kapitel 2.2.3) ab einem gewissen Maximaldreh-

impuls  $l_{\max}$  abgebrochen. Folglich werden die Terme für die Observablen endlich und können mittels weniger Legendrepolynome dargestellt werden (bspw. durch Einsetzen von  $\mathcal{F}_i^{\text{TPWA}}$  in die Observablen-Gleichungen aus Kapitel 2.4).

Als Konsequenz ergibt sich eine reduzierte Anzahl an notwendigen Observablen für die Durchführung eines (beschränkten) kompletten Experiments im Rahmen der TPWA. In Simulationen zeigte sich eine große Übereinstimmung zwischen TPWA und PWA in unserem Energiebereich, der relativer Unterschied war kleiner 1% [Wun13]. Ein weiteres Ziel ist die vornehmliche Nutzung der einfach zugänglichen Observablen ( $\sigma_0$  und S-Klasse, keine BR-, BT- oder TR-Klasse).

Untersuchungen der Ambiguitäten von Observablen aus der S-Klasse ( $\sigma_0, \Sigma, P, T$ ) durch [Ome81, Wun13] für  $l_{\max} \leq 4$  zeigen, dass durch die Hinzunahme einer weiteren Observable ( $F, G$ ) aus der BT-Klasse Probleme aufgrund einer energieunabhängigen Ambiguität behoben werden können. Zufällige (in Bezug auf die Energie) Ambiguität können jedoch weiterhin (vereinzelt) auftreten und werden durch die Hinzunahme weiterer Observablen unwahrscheinlicher.

Gezeigt wurde, dass die TPWA die Durchführung eines kompletten Experiments bis  $l_{\max} = 4$  mit nur 5 Observablen ermöglicht. Wir verweisen an dieser Stelle auf die Multipol-Analyse unserer Messdaten in Kapitel 6.6 mit Ergebnissen einer solchen TPWA.

Je nach Funktionenverlauf können in begrenzten Energiebereichen auch weniger Observablen zur Bestimmung ausreichen – einen Sachverhalt, den wir uns später bei unserer Bestimmung der Multipole zu Nutze machen.

## 2.8 STREUUNG AN SCHWEREN KERNEN

Wir untersuchten bisher ausschließlich die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ . Aufgrund der speziellen Targetwahl (siehe Kapitel 3.5.2) müssen wir jedoch auch die Reaktion

$$\gamma + A \rightarrow \pi + X \quad ,$$

betrachten, bei der das Meson an einem großen Kern  $A$  (in unserem Fall oft ein Kohlenstoff- oder Sauerstoff-Kern) erzeugt wird.

Dabei treten drei unterschiedliche Endzustände auf, je nach Produktionsmechanismus. Die Beobachtung der drei Prozesse erlaubt u.a. die Untersuchung von Neutronen (bei der quasifreien Streuung) und die Messung von In-Medium Eigenschaften von Hadronen. Illustriert sind diese Prozesse in Abbildung 5, wir werden sie im Folgenden vorstellen:



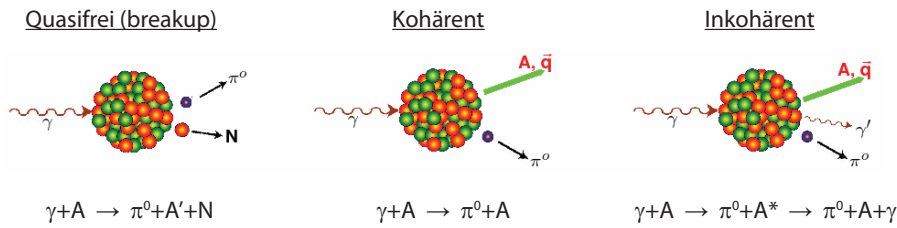


Abbildung 5: Streuung an schweren Kernen. Teilweise entnommen aus [Kru11].

### Quasifreie Erzeugung $\gamma + A \rightarrow \pi + A' + N$

Im Falle der quasifreien Erzeugung wird das Pion an einem der Target-Nukleonen  $N$  erzeugt. Aufgrund des Impulsübertrags wird dieses Nukleon aus dem Kern herausgelöst. Während dessen sind die verbleibenden Nukleonen nur „Zuschauer“ und nehmen am Prozess nicht teil. Aufgrund der Fermi-Bewegung im Kern hat das Nukleon  $N$  keine feste Energie und folglich auch das erzeugte Meson nicht. In guter Näherung kann die Verteilung des Fermi-Impulses in Kohlenstoff durch eine Rechteckfunktion von 0 bis 221 MeV beschrieben werden, bei der die Kante um etwa  $\sigma \approx 19$  MeV verschmiert ist. [Ehr59, Hej98, Sch15]

Eine weitere Konsequenz der Impuls-Unschärfe von  $N$  ist die, im Vergleich zur Erzeugung am freien Proton, niedrige Schwellenenergie. Zusätzlich muss für diesen Prozess noch die Energie für das Aufbrechen des Kerns aufgebracht werden, so dass die Schwellenenergie bei  $E_\gamma \approx 144$  MeV [Mag11] liegt.

### Kohärente Erzeugung $\gamma + A \rightarrow \pi + A$

Bei dieser Art der Erzeugung bleibt der Kern als solches erhalten und verbleibt in seinem Grundzustand. Die Produktionsamplituden aller Nukleonen addieren sich kohärent. Die Schwerpunktenenergie beträgt folglich

$$W = \sqrt{(\vec{k} + \vec{p}_A)^2} = \sqrt{2E_\gamma m_A + m_A^2}$$

mit dem Impuls  $\vec{p}_A$  und Masse  $m_A$  des Kerns. Die Produktionsschwelle dieser Reaktion liegt bei

$$E_\gamma = m_\pi + \frac{m_\pi^2}{2m_A} \quad ,$$

was für Kohlenstoff eine Schwelle von  $E_\gamma = 135,8$  MeV und für Sauerstoff  $E_\gamma = 135,6$  MeV ergibt.

### Inkohärente Erzeugung $\gamma + A \rightarrow \pi + A^* \rightarrow \pi + A + \gamma$

In dieser Reaktion bleibt der Kern intakt und wird in einen angeregten Zustand überführt, welcher wenig später unter der Aussendung

eines Photons zerfällt. Aufgrund der Berücksichtigung vieler möglicher Anregungszustände des Kerns und des kleinen Wirkungsquerschnitts ist dieser Prozess schwierig theoretisch zu beschreiben und experimentell zu messen. Weitere Details und eine der wenigen weltweiten Messungen dazu sind in [Kru04] zu finden.

## 2.9 EXPERIMENTELLER STAND

Untersuchungen der Pion-Nukleon-Streuung mittels Pion-Strahlen sind aufgrund der geringen Halbwertszeit der Pionen nur oberhalb einer kinetischen Pion-Energie von etwa 20 MeV möglich [Hor11]. Eine Ausnahme davon stellen Untersuchungen an pionischen Atomen dar [Sch99, Goto8]. Deshalb findet diese Methode und die Verwendung von Photonen als Sondenteilchen Anwendung bei der Messung der niederenergetischen  $\pi$ N-Streuung im Endzustand.

Für beide Methoden werden hochenergetische Beschleuniger im  $> 100$  MeV-Bereich benötigt. Hierbei wurden vor allem in den 80er Jahren große Fortschritte (speziell für solche mit hohem Tastverhältnis) erzielt, so dass in einem ersten Schritt erstmals Vorhersagen aufgrund klassischer Niederenergiethoremen (LET) experimentell überprüft werden konnten.

Wir stellen im Weiteren die Entwicklung und den aktuellen Stand der Methode mit Photonen als Sondenteilchen vor, welche auch in unserer Arbeit Anwendung fand. Durch die Experimente in Saclay (Frankreich) [Maz86], Mainz [Bec90] und [Fuc96] sowie in Saskatoon (Kanada) [Ber96] wurden erfolgreich der totale und der differentielle Wirkungsquerschnitt ( $d\sigma_0/d\Omega$ ) der Photopionproduktion im Schwellenbereich bestimmt. Damit ist die u.a. die Bestimmung von  $\Re(E_{0+})$  möglich (mittels  $a_1$  aus Formel 9). Einige dieser Daten sind in Abbildung 6 dargestellt.

In einer weiteren Entwicklungsstufe wurde die Photopionproduktion mit linear polarisiertem Photonenstrahl durchgeführt [Scho1b, Sch13a]. Nunmehr war es erstmals möglich, neben ( $d\sigma_0/d\Omega$ ) auch die Photonasymmetrie  $\Sigma$  zu bestimmen. Aufgrund der geringen Raumwinkelabdeckung des TAPS-Detektors von  $\approx 30\%$  des gesamten Raums (vgl. den Experimentaufbau in Abbildung 7) ergab sich eine Detektionseffizienz von nur 10%. In Folge dessen konnte aufgrund der geringen statistischen Aussagekraft nur ein  $\Sigma$ -Messpunkt für den Bereich  $E_\gamma = 144,7..166$  MeV bestimmt werden.

Mit dem Experiment von Hornidge [Hor13] konnte mit hoher Auflösung sowohl ( $d\sigma_0/d\Omega$ ) auch die Photonasymmetrie  $\Sigma$  im Schwellenbereich bestimmt werden (vgl. die Ergebnisse in Abbildung 8). Der Experimentaufbau war ähnlich zu dem, wie er in dieser Arbeit verwendet wurde und in Kapitel 3 beschrieben wird. In einer Analyse von der Schwelle bis  $E_\gamma = 180$  MeV konnten erstmals die Realteile der S- und P-Wellen bestimmt werden (vgl. Abbildung 9), wobei an-

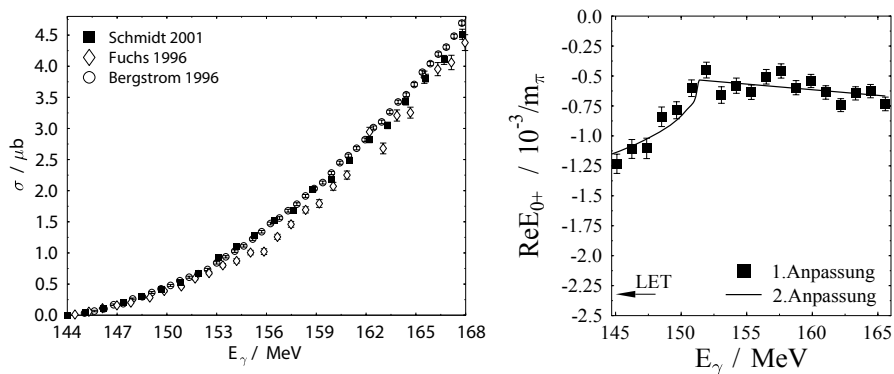


Abbildung 6: Links: Der totale Wirkungsquerschnitt für die  $\pi^0$ -Photoproduktion im Schwellenbereich mit statistischen Fehlern gegen die Photonenergie  $E_\gamma$ . Deutlich sind die Unterschiede zwischen den Messpunkten zu erkennen, die größer als die systematischen Fehler sind. Diese Diskrepanzen stellten einen Grund dar, weshalb die Messungen durch unterschiedliche Gruppen wiederholt wurden. Rechts: Die aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt gewonnenen Ergebnisse für den Realteil von  $E_{0+}$ . Entnommen aus [Schoib, Schoia].

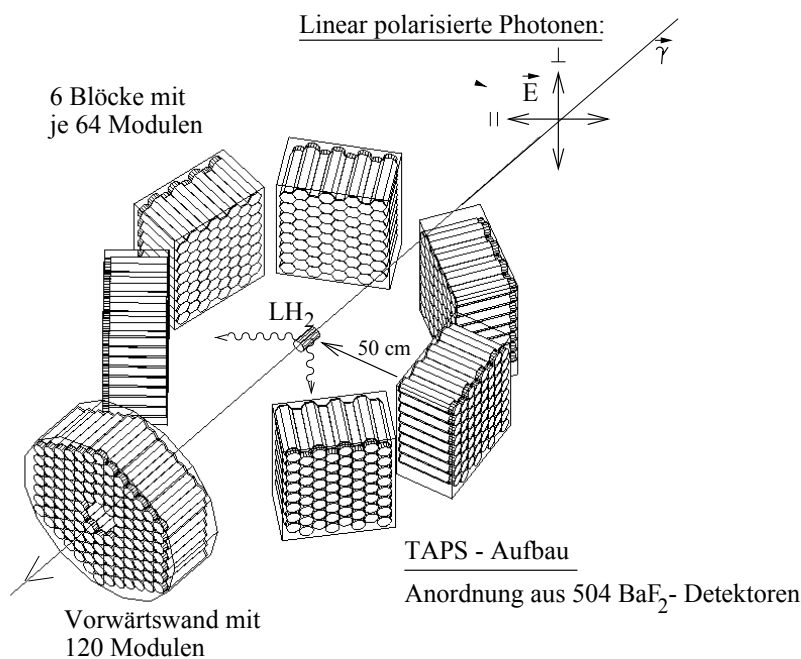


Abbildung 7: Experimenteller Aufbau der TAPS-Detektoren im Schmidt-Experiment 2001. Der abgedeckte Raumwinkel betrug ca. 30% was eine geringe Detektionseffizienz zur Folge hatte.

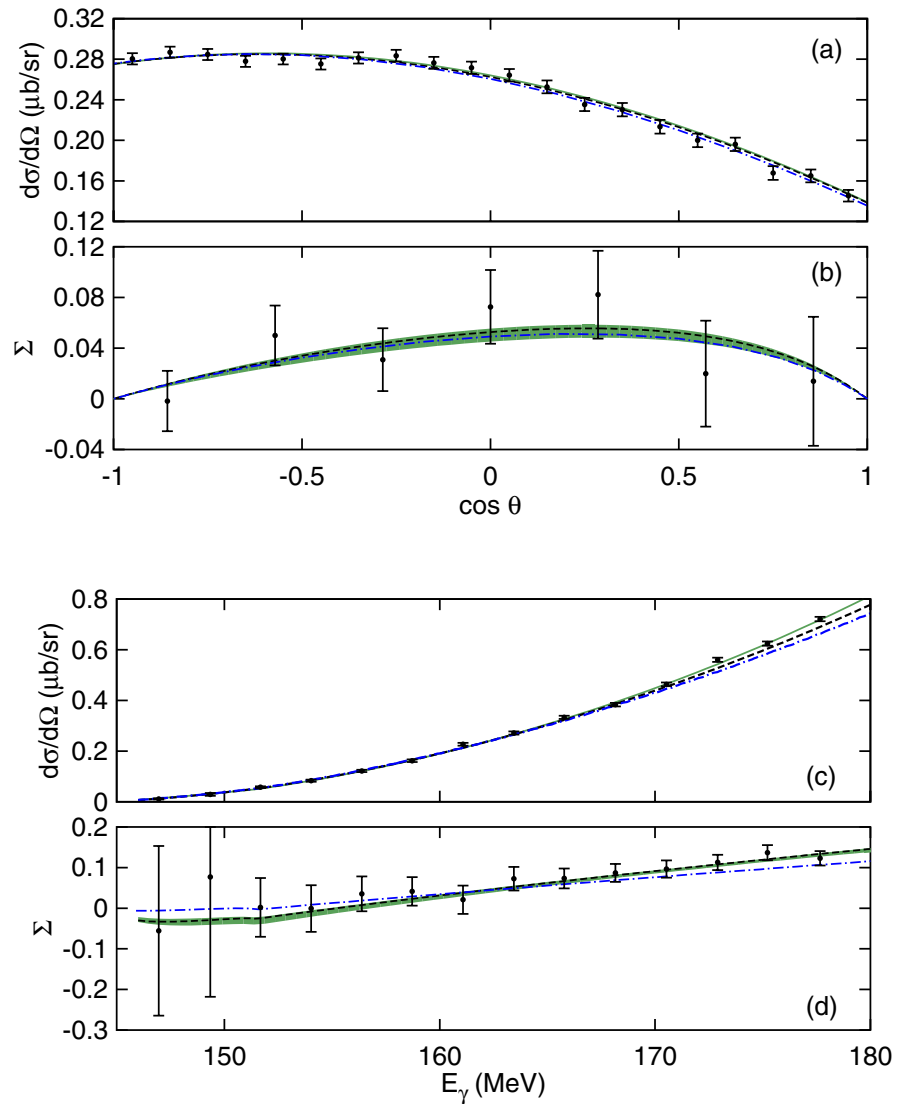


Abbildung 8:  $\pi^0$ -Photoproduktion: Differentieller Wirkungsquerschnitt (a) und Photon-Asymmetrie  $\Sigma$  (b) gegen den Streuwinkel  $\theta$  für  $E_\gamma = (163,4 \pm 1,2)$  MeV. Die Energieabhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts (c) und Photon-Asymmetrie  $\Sigma$  bei  $\theta = (90 \pm 3)^\circ$ . Zusätzlich sind theoretische Kurven eingetragen: HB $\chi$ PT (schwarz) [FR13], relativistische  $\chi$ PT (blau) [Hil13] und ein empirischer Fit (grün). Werte unterhalb der  $\pi^+$ -Schwelle sind aufgrund deren großen Fehlerbalken ausgeblendet.

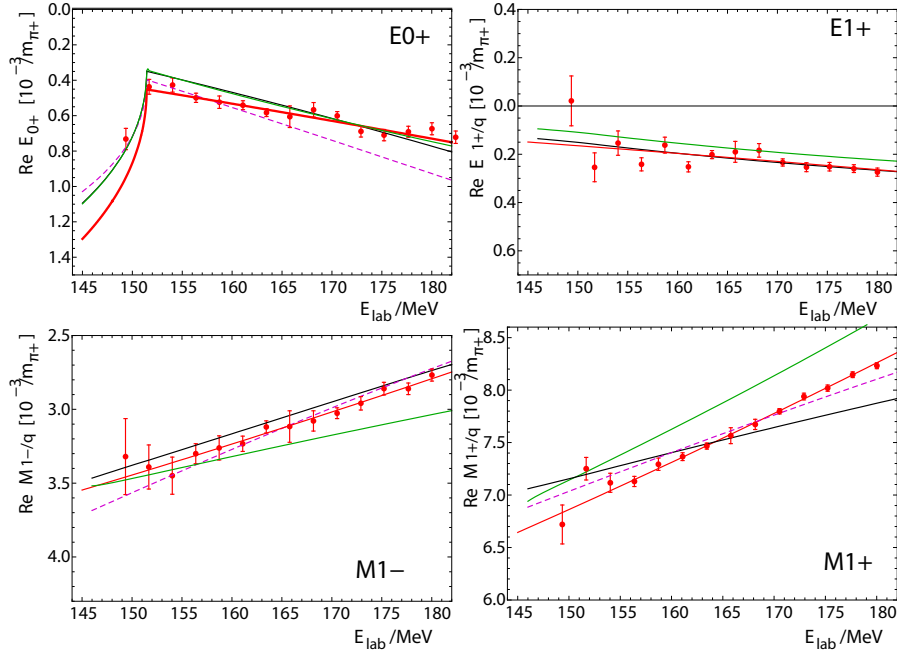


Abbildung 9: Erstmalige Bestimmung aller Realteile aus  $d\sigma_0/d\Omega$  und  $\Sigma$  im Schwellenbereich bis  $E_\gamma = 180$  MeV durch Hornidge [Hor13]. Zusätzlich sind verschiedene Vorhersagen und Anpassungen eingetragen: Ein Fit an die Daten (rot), Lutz-Gasparyan-EFT (Vorhersage, grün) [Lut10], relativistischer  $\chi$ PT-Fit (schwarz) [Hil13] und ein HB $\chi$ PT-Fit in Pink [FR13].

genommen wurde, dass die Imaginärteile der P-Wellen identisch 0 sind. Dies ist eine sehr gute Näherung im Schwellenbereich, da hier keine Resonanzen angeregt werden.

Es bestand keine Möglichkeit, den Imaginärteil der S-Welle direkt zu messen (vgl. dazu Formel 10, welche  $E_{0+}$  nicht enthält). Ferner konnte gezeigt werden, dass bereits im Schwellenbereich die nächsthöheren D-Wellenbeträge relevante Beträge liefern. Da die Auflösung zu deren Bestimmung aus den Experimentdaten nicht ausreichte, wurden sie von theoretischen Berechnungen aus Born-Term-Beiträge hinzugenommen.

Wir werden in unserer Analyse (Kapitel 6.6) auf diese  $\Sigma$ -Messdaten zurückgreifen und die Berücksichtigung der D-Wellenbeiträge in gleicher Form durchführen. Ferner wird uns durch die Messung von  $T$  Zugriff auf den Imaginärteil von  $E_{0+}$  gegeben (siehe Formel 11).

Aus den Messungen an pionischem Wasserstoff kann die auch für unser Experiment wichtige Streulänge  $a_{\text{cex}} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) = 0,122(2) / m_{\pi^+}$  [Goto8, Hor13] bestimmt werden. Dazu wird bei pionischem Wasserstoff die Breite des  $1s$  Grundzustands und seine Verschiebung in pionischem Deuterium gemessen. Die Streulänge kann also nicht direkt gemessen werden, sondern es sind noch theoretische Annahmen über die Brechung des Isospins im pionischem Deuterium

nötig, welche hauptsächlich durch die elektromagnetisch Wechselwirkung herrühren.

## 2.10 ZUSAMMENFASSUNG

Mit der in diesem Kapitel vorgestellten theoretischen Formalismus (ergänzende Kapitel im Anhang B) sind wir bereit, dem Ziel dieser Arbeit nachzukommen und ein Experiment zur Bestimmung aller Multipole der neutralen Photopionproduktion im Schwellenbereich zu analysieren und zu bewerten. Nach der Vorstellung des Experimentaufbaus und seine Durchführung wird eine solche Analyse an den gewonnen Messdaten im Kapitel 6 ausgeführt.

## EXPERIMENTELLER AUFBAU

### 3.1 EXPERIMENTELLES UMFELD

Der MAMI-Beschleunigerkomplex mit den angeschlossenen Experimentierhallen ist in Abbildung 10 dargestellt. Etwa 10 m unterhalb der Erdoberfläche befinden sich mehrere Hallen, in denen die Elektronenquellen, die verschiedenen Stufen des Beschleunigers und die A2-Halle für Experimente mit reellen Photonen Platz finden. Lediglich angedeutet in dem Plan sind die Hallen der anderen institutseigenen Experimentiergruppen „A1“ und „X1“ sowie der neu aufzubauende Beschleuniger und Experiment „MESA“ (Mainz Energy-Recovering Superconducting Accelerator).

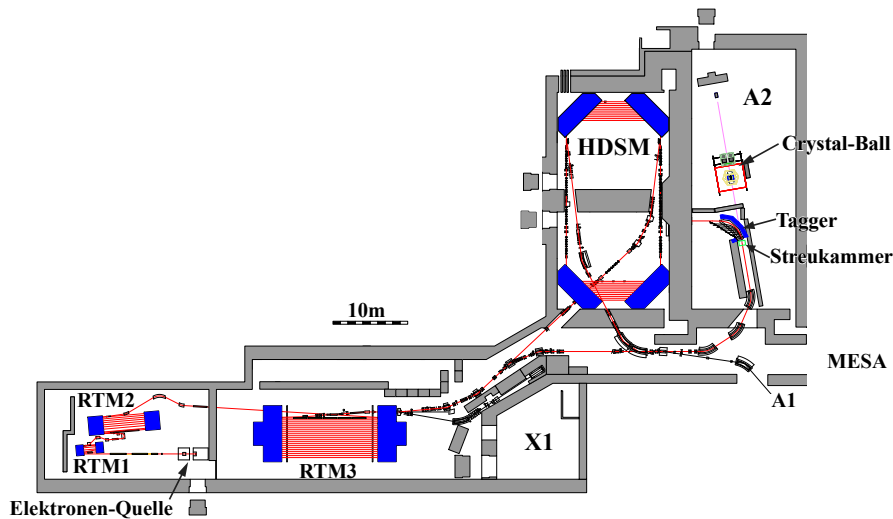


Abbildung 10: Plan der Experimentierhallen des Instituts für Kernphysik, mit dem Fokus auf die A2-Kollaboration. Die verschiedenen Stufen des Beschleunigers wurden mit den Namen „RTM1“, „RTM2“, „RTM3“ und „HDSM“ abgekürzt.

### 3.2 EXPERIMENTELLER ÜBERBLICK

Die im Experiment verwendeten reellen und polarisierten Photonen werden durch den Bremsstrahlungsprozess hochenergetischer Elektronen aus dem Beschleuniger (Kapitel 3.3) an einem Radiator gewonnen (Kap. 3.4.1). Aufgrund des Nachweises des gestreuten Elektrons in einem Spektrometer (der „Glasgow-Mainz-Markierungsanlage“) sind die Photonen energiemarkiert (Abschnitt 3.4.3). Diese tref-

fen anschließend auf das eigentliche Targetmaterial: Je nach Anwendung auf polarisiertes Butanol bzw. unpolarisierten Wasserstoff (Kapitel 3.5). Die entstandenen Reaktionen werden mittels zweier Kalorimeter (dem „Crystal Ball“- und dem „TAPS“-Kalorimeter) sowie verschiedener Teilchenidentifikationsdetektoren aufgezeichnet (Kapitel 3.7). Der Trigger trifft die Entscheidung darüber, ob es sich um ein interessantes Ereignis handelt und löst für diesen Fall die Datenaufzeichnungselektronik aus (Kap. 3.8). Darüber hinaus gehende, zusätzliche Detektoren bestimmen während eines Experiments den Strahlfluss, die Markierungseffizienz und die Polarisierungen von Strahl und Target.

Im Rahmen der vorgelegten Arbeit wurden auch hardwareseitige Beiträge eingebracht, von denen einige in dieser Arbeit näher beschrieben werden. Dazu zählen: Der Aufbau eines Elektronenstrahl-Polarimeters (siehe Kapitel 3.4.4), die Neuentwicklung mehrerer Trigger (Experiment-Trigger, zellulärer Crystal-Ball-Multiplizitäts-Trigger, Komplanaritäts-Trigger) [A2E15], die Entwicklung einer Elektronik für das Paar-Spektrometer (siehe Kapitel 3.4.5) und die Erneuerung der Datenerfassung (u.a. Steigerung der Auslesegeschwindigkeit um den Faktor 4).

Im Folgenden werden wir alle wesentlichen Komponenten für das durchgeführte Experiment vom Beschleuniger bis zu den Detektoren und dem Target vorstellen, in teilweiser Anlehnung an [Otto8].

### 3.3 ELEKTRONENBESCHLEUNIGER MAMI

#### 3.3.1 *Der Beschleuniger*

Der Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger MAMI (MAInzer MIKrotron) besteht aus mehreren Beschleunigungsstufen, die sich grob wie folgt einteilen lassen: Die Vorbeschleunigungsstufe in Form eines Linearbeschleunigers (engl. LINear ACcelerator, kurz „LINAC“), drei hintereinander geschaltete „Race Track Mikrotrons“ (RTM) sowie ein „Harmonic Double Sided Mikrotron“ (HSDM) als letzte Stufe. Zwischen den einzelnen Beschleunigungsstufen sorgen kleine LINACs für ggf. notwendige Phasen- und Energieanpassungen. Ein Überblick über die Anordnung der oben besprochenen Bestandteile von MAMI findet sich in Abbildung 10. Es stehen sowohl eine Quelle für polarisierte und für unpolarisierte Elektronen zur Verfügung, welche im Abschnitt 3.3.2 weiter besprochen werden.

In diesem Abschnitt besprechen wir zuerst die Funktionsweise eines RTMs und später die des HSDM.

Da beide Mikrotron-Arten ebenso wie der Vorbeschleuniger auf dem Prinzip des Linearbeschleunigers aufbauen, stellen wir diesen als erstes kurz vor. Ein Linearbeschleuniger (vgl. Abbildung 11) besteht aus mehreren hintereinander aufgebauten Beschleunigungsroh-



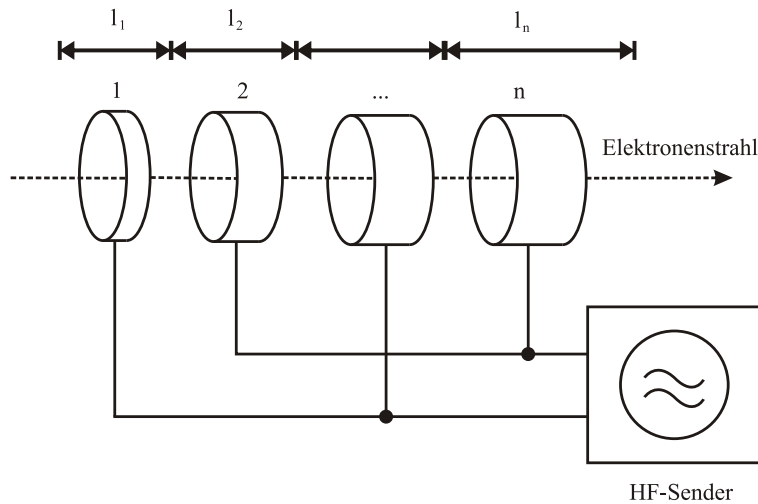


Abbildung 11: Prinzip der Funktionsweise eines Linearbeschleunigers nach Ising und Widerøe.

ren, auf deren Mittelachse sich die Elektronen bewegen. Zwischen je zwei benachbarten Röhren befindet sich ein elektrisches Feld, derart, dass eine Beschleunigung der Elektronen stattfindet (Prinzip nach Ising und Widerøe [Isi24, Wid28]). Ein Hochfrequenzgenerator (HF-Generator) sorgt für eine periodische Änderung der Potentiale, so dass die Elektronen auch in den folgenden Röhren immer eine Beschleunigung erfahren. Ein LINAC eignet sich lediglich für die Beschleunigung von Teilchenpaketen, welche relativ zur Hochfrequenz phasenrichtig eingeschossen werden.

Da die Frequenz des Generators fest ist, bedarf es einer Anpassung der einzelnen Röhrenlängen je nach Geschwindigkeit der Elektronen im durchflogenen Bereich. Eine solche Variation der Länge ist jedoch nur beim Vorbeschleuniger von MAMI nötig: Anschließend erreichen die Elektronen annähernd Lichtgeschwindigkeit. Daher ist bei allen anderen eingesetzten LINACs dieser Effekt nicht weiter zu berücksichtigen.

Die bei MAMI eingesetzte Generatorfrequenz beträgt  $f_{\text{rf}} = 2,45 \text{ GHz}$  mit Ausnahme des LINAC 1 im HDSM, bei der sie  $4,9 \text{ GHz}$  beträgt. Bei einer eingespeisten Hochfrequenz-Leistung von  $15 \text{ kW/m}$  [Jan07] erhalten die Elektronen einen mittleren Energiegewinn von  $\approx 1 \text{ MeV/m}$  in den Linearbeschleunigern. Die typische Länge eines einzelnen LINACs beträgt 1 bis 2 m.

Auch MAMI arbeitet mit kleinen Paketen (longitudinale Kollimation) von Elektronen um deren Beschleunigung mittels hochfrequenten elektromagnetischen Feldern zu ermöglichen. Im Beschleuniger ist damit der zeitliche Abstand etwa  $1/f = 1/2,45 \text{ GHz} \approx 400 \text{ ps}$ , was einem räumlichen Abstand der Teilchenpakete von  $\lambda_{\text{rf}} = c/f_{\text{rf}} \approx 12 \text{ cm}$  (mit der Lichtgeschwindigkeit  $c$ ) entspricht. Dies hat üblicherweise keinen Einfluss auf die Experimente, da dies immer noch – inner-

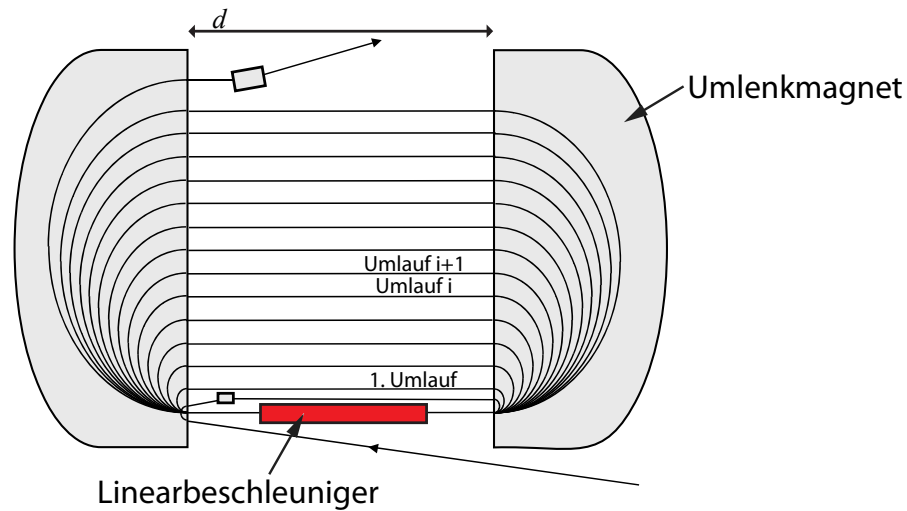


Abbildung 12: Prinzipelle Funktionsweise eines Race-Track-Mikrotrons.

halb der typischen Zeitauflösung von Experimenten – dem Ideal eines Dauerstrichbetriebs sehr nahe kommt.

#### *Funktionsweise eines Race-Track-Mikrotrons bei MAMI*

Das Ziel einer quasiperiodischen Beschleunigung erreicht dieses Mikrotron durch die mehrfache Nutzung einer HF-Linearbeschleuniger-Sektion zwischen zwei normalleitenden  $180^\circ$  Dipolmagneten, wie in Abbildung 12 dargestellt. Diese Mehrfachnutzung einer Beschleunigungstrecke erhöht die Energie-Effizienz im Vergleich zu einem Linearbeschleuniger. Die Anzahl der Umläufe variiert dabei je nach RTM zwischen 18 und 90, sie ist zusammen mit anderen relevanten Parametern der drei RTMs in Tabelle 4 aufgeführt.

Ein RTM verlangt zwei Kohärenz-Bedingungen, die die Phasenrichtigkeit des Strahls bei der Injektion und nach jedem Umlauf sicherstellen. Folgende Relation benötigen wir bei deren Betrachtung: Der Radius  $R$ , welcher ein Elektron (Ladung  $e$ , Geschwindigkeit  $\beta = v/c$ ) auf einer Kreisbahn im homogenen Magnetfeld der Stärke  $B$  beschreibt, beläuft sich auf

$$R(E) = \frac{\beta \cdot E}{e c B} \quad (12)$$

Zusätzlich ist der Abstand  $d$  zwischen den beiden Magneten eines RTM definiert (vgl. Abb. 12).

#### **Die statische Bedingung eines RTMs**

$$L_1 = n_1 \cdot \lambda_{\text{rf}}, \quad n_1 \in \mathbb{N}, \quad L_1 = 2\pi \cdot R(E_{\text{Inj}} + \Delta E) + 2 \cdot d \quad (13)$$

trifft eine Aussage über die notwendige Energie, mit der ein Elektronenstrahl der Energie  $E_{\text{Inj}}$  eingebracht wird.  $L_1$  ist die Länge der ersten vollständigen Bahn,  $\Delta E$  steht für den Energiegewinn beim einmaligen Durchlaufen der Linearbeschleuniger-Sektion und  $\lambda_{\text{rf}} = c/f_{\text{rf}}$  für die HF-Wellenlänge.

	RTM <sub>1</sub>	RTM <sub>2</sub>	RTM <sub>3</sub>	HDSM
$E_{\text{inj}}$ in MeV (nominal)	4,0	15,0	180,2	854,9
$E_{\text{out}}$ in MeV(nominal)	14,9	180,0	855,3	1508,5
$\Delta E$ pro Umlauf in MeV	0,60	3,24	7,50	16,7-14,0
Umläufe	18	51	90	43
Magnetfeldstärke in T	0,10	0,55	1,28	0,94-1,54
Energieungenauigkeit $\sigma_E$ in keV	1,2	2,8	13	110
Masse eines Umlenkmagnets in t	2	45	450	250
Leistungsaufnahme (elektr.) in kW	92	220	650	1500

Tabelle 4: Eigenschaften der Race-Track-Mikrotrons und des HDSMs[Jano8, Jano7, Kaio8]

### Die dynamische K oh renz-Bedingung

$$L_{i+1} - L_i = n_2 \cdot \lambda_{\text{rf}}, \quad n_2 \in \mathbb{N}, \quad L_{i+1} - L_i = 2\pi \cdot \Delta R \quad (14)$$

verknüpft die Längendifferenz zweier aufeinanderfolgender Bahnen mit einem Vielfachen der Beschleunigerfrequenz (der Index  $i$  steht für die Umlaufnummer). Damit ist der Energiegewinn pro Umlauf  $\Delta E$  gequantelt zu

$$\Delta E = \frac{e c B}{2\pi} \cdot n_2 \cdot \lambda_{\text{rf}} \quad . \quad (15)$$

Es sei angemerkt, dass ein Mikrotron mit dem oben beschriebenen Aufbau nur für Teilchen mit annähernd gleicher Geschwindigkeit  $\beta \approx 1$  funktioniert. Daher rührt auch die Notwendigkeit des besprochenen Vorbeschleunigers vor dem ersten RTM.

Die longitudinale Fokussierung des Strahls wird mittels eines Phasenwinkels  $\Psi_S$  innerhalb der Linearbeschleunigersektion und des Gradienten der HF-Strahlung realisiert [Gor12, Otto8]. Dabei hilft, dass die Optik von der Beschleunigungseinheit zurück zum nächsten Beschleunigungsdurchlauf achromat aber nicht isochron ist. Verfr uh eintreffende Teilchen verspüren folglich eine geringfügig stärke Beschleunigung, durchlaufen eine – gegenüber der Sollbahn – längere Strecke und starten damit die nächste Beschleunigungsrunde wieder in der Sollzeit bzw. Sollphase. Dies ist anschaulich in Abbildung 13 dargestellt. Darüber hinaus besteht durch Quadrupole auf der Beschleunigungsstrecke vor und nach den  $180^\circ$  Dipolmagneten eine Fokussierung senkrecht zum Impuls.

Unter Verwendung aller drei RTMs kann die den Experimentiergruppen zur Verfügung stehende Strahlenergie zwischen 180–855 MeV in Schritten von 15 MeV (durch geeignete Extraktion im drit-

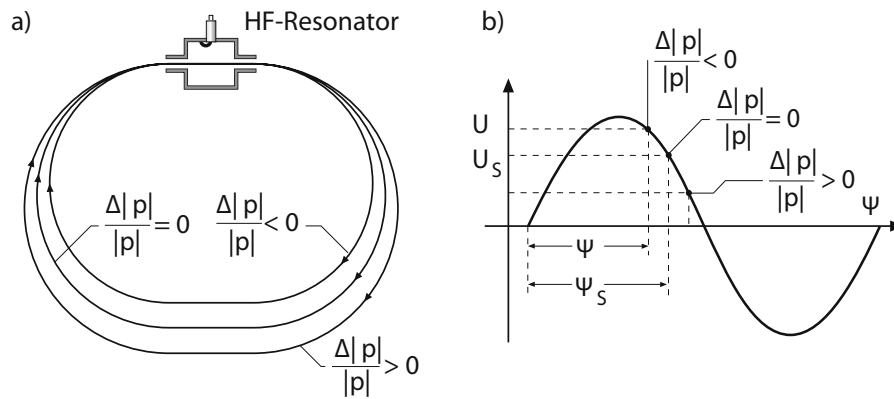


Abbildung 13: Zur longitudinalen Fokussierung (Phasenfokussierung) des Elektronenstrahls bei MAMI. Teil (a) zeigt eine schematisierte Bahn der Elektronen im Synchrotron, Teil (b) zeigt die Lage der Elektronen bezüglich der Phase der Spannung im Resonator. Entnommen aus [Bero6].

ten RTM nach entsprechend weniger Umläufen) gewählt werden. Außerdem besteht die Möglichkeit einer Energieerhöhung oder -reduzierung um den Faktor  $\delta$ , der durch die Skalierung aller RTM-Magnetfelder ( $B_i \rightarrow \delta \cdot B_i$ ) und LINACs ( $\Delta E_i \rightarrow \delta \cdot \Delta E_i$ ) erreicht werden kann. Somit stehen bis zu  $\approx 883$  MeV in Schritten von 15 MeV nach der dritten Beschleunigungsstufe zur Verfügung aber auch beliebige Zwischenstufen.

#### Funktionsweise des Harmonic Double Sided Microtron

Mit der vierten und letzten Ausbaustufe MAMI-C, dem „Harmonic Double Sided Mikrotron“ (HDSM), werden Endenergien von bis zu 1604 MeV erreicht. Das Grundprinzip des HDSM unterscheidet sich von dem der RTMs: Es basiert auf vier Magneten, welche den Strahl um jeweils  $90^\circ$  umlenken (siehe Abbildung 14). Jeweils zwei Magnete bilden einen Achromaten.

Ein „Double Sided Mikrotron“ (DSM), zu dessen Klasse auch das HDSM gehört, besteht neben den Umlenkmagneten aus zwei identischen linearen Beschleunigungsstrecken. Im Unterschied zu Formel 15 lautet die Kohärenz-Bedingung

$$\Delta E = \frac{e c B}{2(\pi - 2)} \cdot \lambda \quad . \quad (16)$$

Zur Reduktion der nötigen HF-Leistung ist es vorteilhaft, die Wellenlänge im DSM  $\lambda_{\text{DSM}} = \frac{1}{2} \lambda_{\text{rf}}$  auf die Hälfte der Standard-MAMI-Wellenlänge ( $\nu_{\text{rf}} = 2,45$  GHz) zu senken, was als Konsequenz die Halbierung des Energiezugewinns pro Umlauf  $\Delta E$  bei gleichzeitiger Reduktion der Leistungsaufnahme auf ein Viertel (Ohmsches Gesetz) hat.

Da die Herstellung entsprechend großer  $180^\circ$  Umlenkmagnete aus Kosten- und Platzgründen nicht möglich war, entschied man sich die

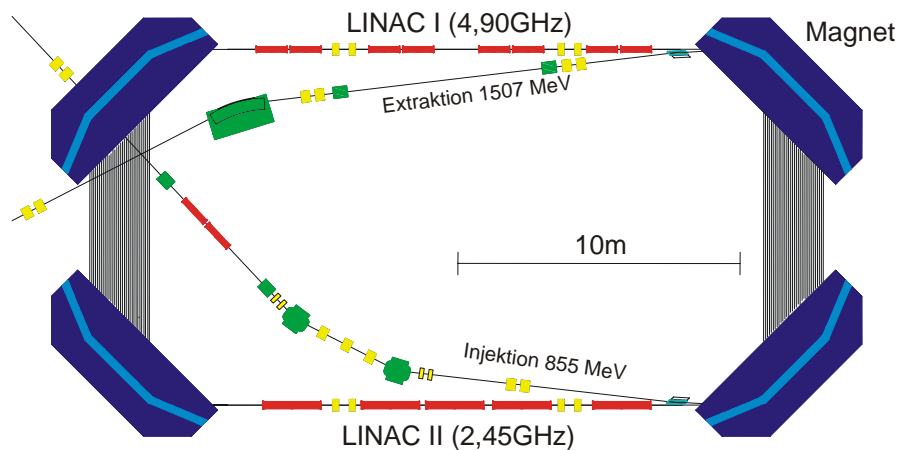


Abbildung 14: Aufbau des Harmonic Double Sided Microtrons: Zu sehen sind neben den vier  $90^\circ$  Magneten, die beiden LINACs, vor und hinter diesen einige Quadropolmagnete zur Fokussierung und Dipolmagnete zur Injektion und Extraktion des Strahls. Bild entnommen aus [Jano7].

Rückführung auf vier jeweils  $90^\circ$  Magnete zu verteilen. Die schwierigen optischen Eigenschaften der  $90^\circ$  Dipolmagnete verlangen einen speziellen Feldverlauf (Abbildung 15) und aufgrund dessen ist eine Anpassung des Energiegewinns pro Umlauf notwendig. Es zeigt sich, dass nur mit unterschiedlichen Wellenlängen der beiden Beschleunigungsstrecken ( $\lambda_{\text{DSM}}$  und  $\lambda_{\text{rf}}$ ) eine stabile longitudinale Fokussierung erreicht werden kann (daher rührt auch die Namensgebung des Mikrotrons).

Dabei wurde beim HDSM die Länge  $L_1$  des ersten vollen Umlaufs so gewählt, dass dieser gleich einer ungeraden Anzahl von  $\lambda_{\text{DSM}}$  entspricht (durch eine entsprechende Geometrie des Aufbaus). Dies hat zur Folge, dass sich die Teilchenpakete, wie in Abbildung 16 schematisch gezeigt, im zweiten LINAC derart anordnen, dass dieser mit der Standard-MAMI-Frequenz von 2,45 GHz betrieben werden kann.

Einige Eckdaten des HSDM sind in Tabelle 4 aufgelistet. Auch für dieses Mikrotron ist eine variable Extraktion zur Gewinnung unterschiedlicher Strahlenergien möglich. Für vertiefende Details sei auf [Kai08, Deh11, Otto8] verwiesen.

Ohne die Erwähnung der Strahlführung wäre die Beschreibung nicht vollständig: Mit ihr wird der beschleunigte Elektronenstrahl zu den einzelnen Experimentierhallen geführt und ist in Abbildung 10 eingezeichnet.

### 3.3.2 Elektronenquellen

Am Beschleuniger MAMI steht sowohl eine Quelle für unpolarisierte als auch eine für polarisierte Elektronen zur Auswahl. Beide Quellen genügen der Eigenschaft, dass sie einen kontinuierlichen Strahl (Tast-

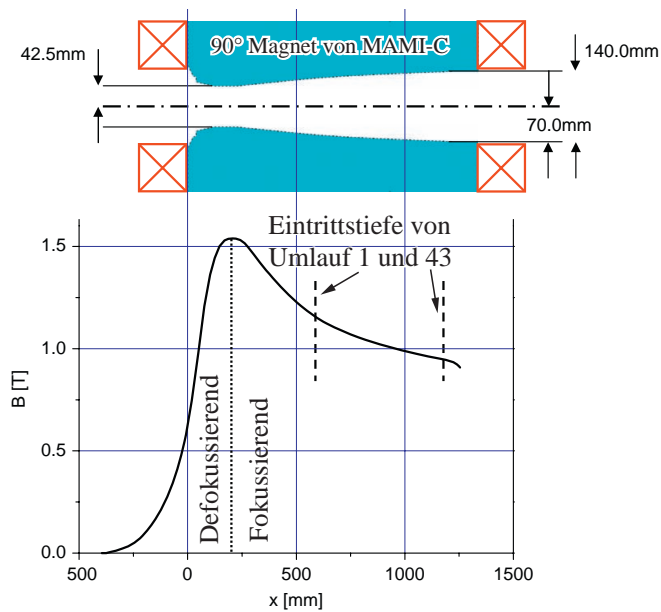


Abbildung 15: Magnetfeld in der Mitte eines DSM-Magneten. Die  $x$ -Achse verläuft senkrecht zur Magnetforderseite. Die Austrittskanten defokussieren in der Vertikalen, was durch ein inhomogenes inneres Magnetfeld kompensiert wird.

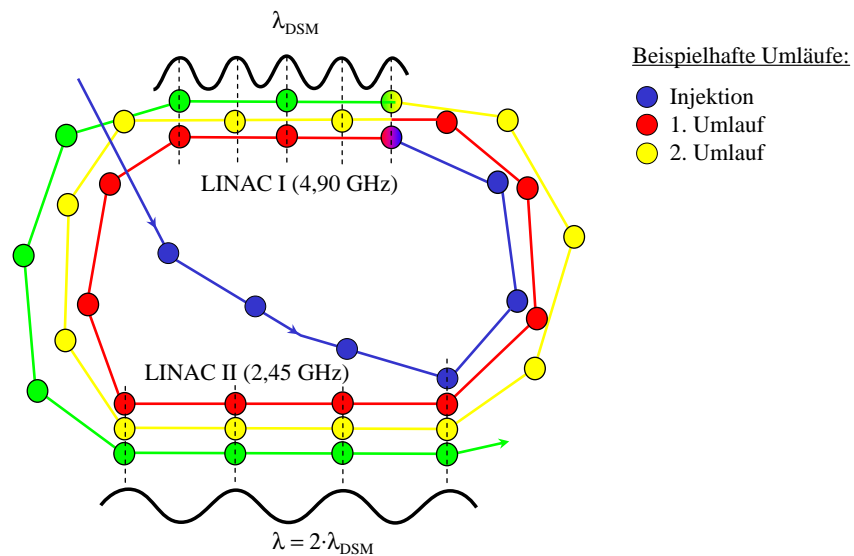


Abbildung 16: Schematische Anordnung der Teilchenpakete für die gewählte Geometrie beim HSDM.

verhältnis von 1) von Elektronen über die gesamte Experimentdauer (einige Wochen) mit gleichbleibender Qualität bereitstellen können und eignen sich damit für kontinuierliche Koinzidenz-Experimente. Im Speziellen ermöglicht die Quelle für polarisierte Elektronen bspw. die Messung von Asymmetrien.

#### *Quelle für unpolarisierte Elektronen*

Das Grundprinzip der unpolarisierten thermischen Quelle beruht auf dem Austritt freier Elektronen aus einem Metall, welches auf eine genügend hohe Temperatur mittels einer Heizspannung erhitzt wurde ( $> 1000^\circ\text{C}$ ). Mittels eines umgebenden statischen elektrischen Feldes (Wehnelt-Zylinder) lässt sich der Strahlstrom variieren. Im Falle der unpolarisierten Quelle kann nach der Beschleunigung in den Experimenten eine Intensität zwischen einigen pA und bis zu  $100\ \mu\text{A}$  verwendet werden.

#### *Quelle für polarisierte Elektronen*

Das Funktionsprinzip ist wie folgt: Zirkular polarisiertes Laserlicht regt selektiv Elektronen der gewünschten Spineinstellung in einem Halbleiter (= „Photokathode“) an und hebt diese energetisch ins Leitungsband. Durch die spezielle Präparation des Halbleiters können manche Elektronen aus dem Halbleiter austreten und durch ein statisches elektrisches Feld (Größenordnung  $100\ \text{kV}$ ) weiter beschleunigt werden. Nach durchfliegen einiger fokussierender Magnetfelder kann der polarisierte Elektronenstrahl in die erste Beschleunigungsstufe von MAMI injiziert werden.

Die besonderen Eigenschaften des eingesetzten „strained“-GaAs Halbleiters werden ansprechend in [Otto8] diskutiert. Die Anregung geschieht mittels zirkular polarisierten Laserlichts, dessen Helizität ( $\Delta m = \pm 1$ ) gesteuert werden kann und aus Sicht des Experiments die Elektronenstrahl-Polarisationsrichtung effektiv um  $180^\circ$  „dreht“. Die Drehrichtung wird durch eine „Pockels“-Zelle (eine steuerbare  $\pm\lambda/4$ -Platte) gesteuert, deren Platz in der Strahlenoptik in Abbildung 17 gezeigt ist.

Zur Senkung der nötigen Austrittsarbeit der Elektronen werden zwei Modifikationen unternommen: Durch die Dotierung des s-GaAs mit Zink und zum Zweiten durch Aufdampfen von Cäsium liegt das Vakuumpotential geringfügig unterhalb des Leitungsbandes des Halbleiters was ein einfaches Herauslösen der polarisierten Elektronen ermöglicht.

Die Quelle für polarisierte Elektronen erzeugt einen Strom von bis zu  $20\ \mu\text{A}$  mit einem typischen Polarisationsgrad von 84%. Die Polarisation gibt die Vorzugsrichtung des Elektronenspins eines Ensembles an und kann prinzipiell in beliebige Raumrichtungen zeigen. Aufgrund der Spinpräzession in elektromagnetischen Feldern

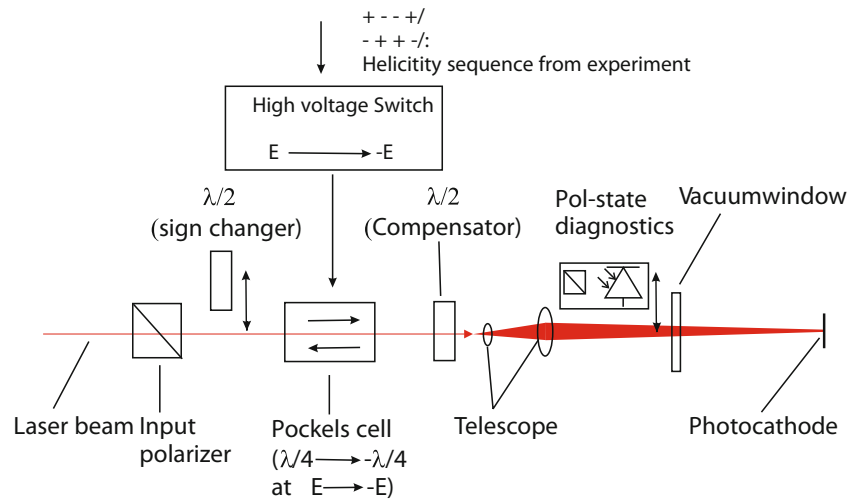


Abbildung 17: Schematischer Aufbau des Lasersystems zur Auslösung polarisierter Elektronen. [Aul11]

des Beschleunigers und der Strahlführung (gemäß der BMT-Formel [BVL59], nach Bargmann, Michel und Telegdi) ist die Ausrichtung des Polarisationsvektors innerhalb der Beschleunigerebene vorteilhaft. Ebenso muss die Ausrichtung des Polarisationsvektors so gewählt werden, dass am Ort des Radiators (siehe Abschnitt 3.4.2) eine maximale longitudinale Polarisation erreicht wird.

Nachfolgende Anforderungen werden von der Apparatur erfüllt: Eine möglichst hohe, nicht gepulste Elektronenemission, bei gleichzeitig hohem Polarisationsgrad. Außerdem ist eine ausreichend lange Lebensdauer notwendig, um über die Dauer eines Experiments mit gleichbleibenden Strahleigenschaften und ohne zusätzlichen Unterbrechungen messen zu können.

Im Weiteren wird die Funktionsweise der PKA<sub>1</sub> kurz besprochen (vgl. auch Abbildung 18), weitere Informationen finden sich in [Aul07, Steg98] wobei der aktuellste Stand [Aul11] widerspiegelt.

In unserem Experiment wurde zur Reduktion systematischer Fehler ausschließlich auf die polarisierte Quelle („Polarisierte Elektronen KAnone-1“, kurz: „PKA1“) zurückgegriffen – auch für die Messungen an unpolarisiertem Wasserstoff.

Während unserer Experimente wurde das Vorzeichen der Elektronenstrahlpolarisation zur Reduktion systematischer Effekte ständig zufällig, aber gleichverteilt, mit etwa 0,5 Hz gewechselt. Das Umschalten der Quelle selbst dauert 100  $\mu$ s [Aul12] um wieder einen stabilen Zustand zu erreichen, unser Experiment selbst stoppt bei einem Wechsel für 10 ms die Datenaufnahme um Probleme durch Laufzeiten zuverlässig auszuschließen. In Anbetracht der Dauer einer Datendatei von länger als etwa 30 Minuten, geschieht das Umschalten ausreichend häufig, es ist von den Starts und Stopps der Datennahme entkoppelt.



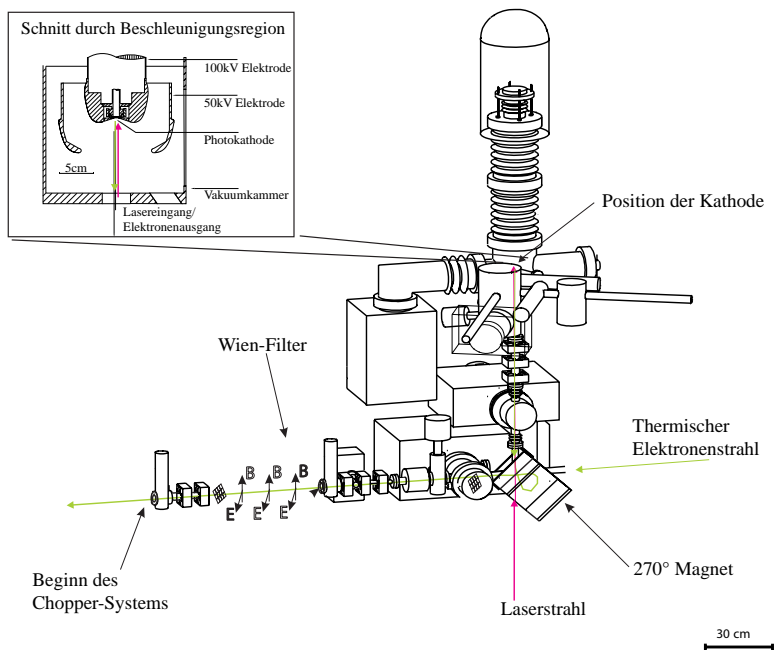


Abbildung 18: Aufbau der Quelle für polarisierte Elektronen. Weiterhin ist die Position des Wien-Filters und des Choppers zu entnehmen. Entnommen aus [Aulo7].

Weiterhin ist wichtig anzumerken, dass sich bei einer Umschaltung der Strahlpolarisationsrichtung der Polarisationsgrad ändern kann ebenso wie die Ausrichtung und die Strahlintensität. Auf die Auswirkung dieser drei Effekte wird im Kapitel 4.7.1 eingegangen. Sie gehen wesentlich in die Genauigkeit des Experiments mit ein.

### Übergang zum Beschleuniger

Zwei weitere wichtige Komponenten neben der polarisierten Quelle sind in Abbildung 18 zu erkennen: Ein Wien-Filter zur Manipulation der Polarisationsrichtung und in Strahlrichtung daran anschließend ein Zerhacker (engl. „Chopper“, „to chop sth.“, etwas abhacken), welcher für eine angemessene longitudinale Kollimation sorgt, die für den Betrieb von MAMI Voraussetzung ist (siehe Abschnitt 3.3.1). Weitere Details finden sich u.a. in [Aulo7].

### Übergang in die A2-Experimentierhalle

Nach der Beschleunigung gelangen die Elektronen von MAMI durch die Strahlführung in die A2-Halle. Im Unterschied zu allen anderen Experimentplätzen wird dazu auf der letzten Biegung vor der A2-Halle der Elektronenstrahl  $3,3^\circ$  aus der Beschleunigerebene herausgekippt [Ste98] und später wieder zurückgeführt, um einen Höhenversatz des Hallenbodens auszugleichen. Durch diese Schikane weist die Strahlpolarisation eine senkrechte Komponente auf, deren Stär-

ke je nach Strahlenergie und Wien-Filter-Einstellung zwischen 0 und  $12,5^\circ$  [Tio11b] liegt, vgl. Tabelle 5.

### 3.4 EINGANGSSEITIGE DETEKTOREN UND APPARATUREN

Innerhalb der A2-Halle – wenn nicht anderweitig beschrieben – werden alle Detektoren bei Raumtemperatur betrieben. Da dies einen merklichen Einfluss<sup>1</sup> auf deren Akzeptanz hat, ist die Halle bei  $22,0(3)^\circ\text{C}$  ganzjährig klimatisiert und zeigt keine Tag-Nacht- oder Sommer-Winter-Abhängigkeit.[Ben09]

#### 3.4.1 Streukammer und Bremsstrahlung

Zur Erzeugung der reellen Photonen als Sondenteilchen für die Experimente der A2-Gruppe, treffen die Elektronen auf eine dünne Metallfolie als Radiator, in der sie Bremsstrahlung

$$e^-N \rightarrow e^-N\gamma$$

emittieren. Diese Folie besteht üblicherweise aus  $10\ \mu\text{m}$  Kupfer oder  $10\ \mu\text{m}$  Vacuflux<sup>2</sup> bei Möllermessungen (siehe Kapitel 3.4.4). Für andere Experimente können auch linear polarisierte Photonen mittels kohärenter Bremsstrahlung erzeugt werden.[Livo8] Der dazu notwendige Kristall wird mittels eines sechsachsigen Goniometers[Sch95] im richtigen Winkel relativ zum Elektronenstrahl ausgerichtet. Die Folien stehen zusammen mit dem Goniometer in der Streukammer und bilden damit den Beginn des A2-Experiment-Aufbaus.

Die Anwesenheit des Nukleons ist zur gleichzeitigen Erfüllung der Energie- und Impulserhaltung beim Bremsstrahlungsprozess wichtig. Nur zusammen mit einem Stoßpartner kann das Elektron ein Photon emittieren. Aufgrund des großen Massenunterschiedes zwischen Elektron und Kern ist lediglich der Impulsübertrag von Relevanz, der Energieübertrag im Bereich von einigen keV ist vernachlässigbar klein. Es gilt:

$$\begin{aligned} E_\gamma &= E_e - E'_e \\ \vec{p}_e &= \vec{p}'_e + \vec{k} + \vec{q} \end{aligned} \quad (17)$$

mit dem ruhenden Nukleon  $\vec{p}_N = 0$  vor dem Stoß, dem Impuls  $\vec{k}$  des Photons und dem Impulsübertrag auf den Kern  $\vec{q}$ . Größen nach dem Stoß sind gestrichen (') markiert.

<sup>1</sup> Ein Beispiel sei aufgeführt: Die Lichtausbeute des verwendeten  $\text{PbWO}_4$ -Materials im Kalorimeter „TAPS“ verhält sich mit etwa  $3\ \%/K$  bei Raumtemperatur.[Ben09]

<sup>2</sup> Weichmagnetische Kobalt-Eisen-Legierung, welche im Vergleich zu einer Folie aus reinen Eisen eine höhere Sättigungsmagnetisierung besitzt.

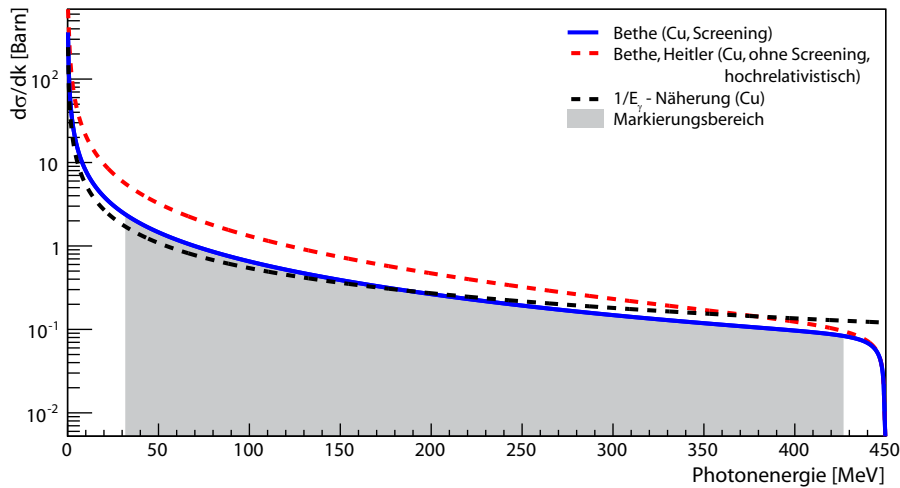


Abbildung 19: Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den Bremsstrahlungsprozess für Cu bei 450 MeV Elektronenstrahlenergie in der Berechnung von [Bet34] mit Berücksichtigung des Screening-Effekts. Im Vergleich dazu die einfache  $1/E_\gamma$ -Näherung und eine hochrelativistische Näherung ohne Screening-Effekt (Formel 3BN(b) aus [Koc59]).

Die Bremsstrahlung erfüllt in einfacher Näherung folgende Winkel- und Energieabhängigkeiten [Koc59]:

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} \propto \frac{\Phi(E_\gamma)}{E_\gamma}, \quad \frac{d\sigma}{d\theta_\gamma} \propto \frac{\theta_\gamma}{(\theta_\gamma^2 + \theta_c^2)^2}, \quad \theta_c = \sqrt{\langle \theta_\gamma^2 \rangle} \propto \frac{m_e}{E_e} \quad (18)$$

mit einer nur schwach von  $E_\gamma$  abhängigen Funktion  $\Phi$ , dem Austrittswinkel  $\theta_\gamma$  des Photons und dem charakteristischen Winkel  $\theta_c$ . Etwa die Hälfte aller Photonen wird innerhalb eines Konus mit einem Öffnungswinkel von  $\theta_c$  emittiert.

Eine genauere Berechnung des differentiellen Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt ist in Abbildung 19 zusammen mit dem zugänglichen Markierungsbereich des Detektors dargestellt. Sie berücksichtigt u.a. die Abschirmung des Kernfeldes durch Rumpfelektronen (engl. „Screening Effect“) und die Beschleunigung des Elektrons beim Durchflug durch das Coulomb-Feld („Coulomb Correction“).

### Markierungseffizienz

Die Markierungseffizienz

$$\bar{\eta} = \frac{\dot{N}_\gamma}{\dot{N}_{e^-}}, \quad 0 \leq \bar{\eta} \leq 1$$

gibt – bei bekannter Rate der gestreuten Elektronen  $\dot{N}_{e^-}$  – Auskunft über die Rate der auf das Target auftreffenden Photonen  $\dot{N}_\gamma$ .

Wir schätzen im Folgenden die erwartete Markierungseffizienz ab und nutzen dazu die Formeln 18. Durch eine Kollimation wird nur

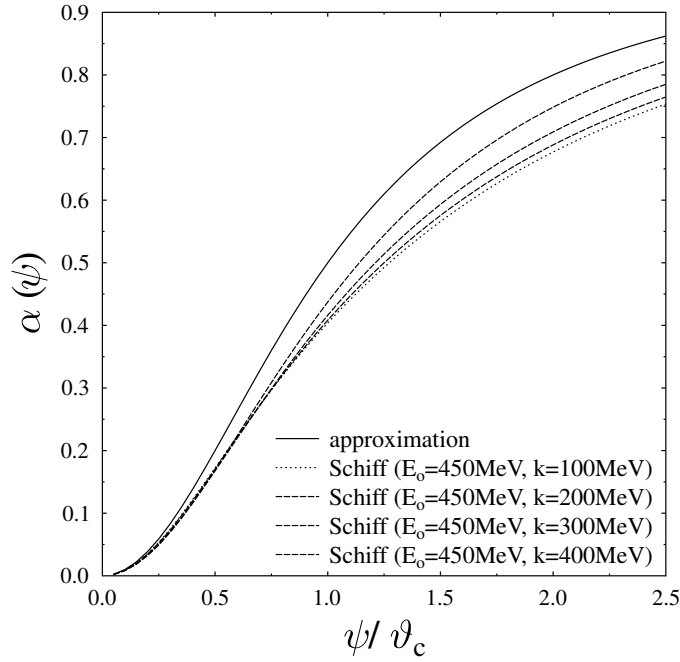


Abbildung 20: Berechnete Markierungseffizienz unter alleiniger Annahme der Photonenkollimation für die beiden unterschiedlichen Modelle gemäß Formel 18 und Schiff [Koc59]. Die Elektronenstrahlenergie beträgt 450 MeV, ferner wurden unterschiedliche Photonenenergien betrachtet. Die Berechnung wurde von [Ahr14] zur Verfügung gestellt.

der Anteil  $\alpha(\Psi)$  zwischen dem Winkel bei  $0^\circ$  (in Strahlrichtung) und  $\Psi$  durchgelassen:

$$\alpha(\Psi) = \frac{\int_0^\Psi \frac{d\sigma}{d\theta} d\theta}{\int_0^\pi \frac{d\sigma}{d\theta} d\theta} = \frac{1}{1 + (\theta_c/\Psi)^2}$$

Findet keine weitere Kollimation der Elektronen statt, so gilt:  $\bar{\eta} = \alpha$ . Als Vorgriff auf spätere Kapitel setzen wir typische Werte unseres Experiments ein:  $\Psi = \frac{2,5 \text{ mm}}{2} / 2,5 \text{ m} = 0,5 \text{ mrad}$ , dies entspricht bei einer Strahlenergie von  $E_0 = 450 \text{ MeV}$  folglich  $\Psi = 0,45 \cdot \theta_c$ . Als Ergebnis erhalten wir  $\alpha = 0,168$ .

Wie im obigen Abschnitt bereits vorgestellt, ergeben genauere Berechnungen der Winkelverteilung des emittierten Photons [Koc59] ein reduziertes  $\alpha$ , wie in Abbildung 20 gezeigt. Für unsere Berechnung verringert sich  $\alpha$  um  $\sim 10\%$  ( $E_\gamma$  abhängig) auf  $\alpha \approx 13,9\%$  und nähert sich damit dem gemessenen experimentellen Wert von  $9 - 11\%$  (siehe Kapitel 4.5 und insbesondere Abbildung 82).

Wird ferner Vielfachstreuung im Radiator aufgrund einer endlichen Radiatordicke und eine MAMI-typische Elektronstrahl-Emitanz ( $\sigma_x = 0,3 \text{ mm}$  und  $\sigma_\theta = 30 \mu\text{rad}$ ) in die Berechnung mit aufgenommen, so reduziert dies ferner die Markierungseffizienz, vgl. die Berechnungen in Abbildung 21. Darüber hinaus verringern strah-

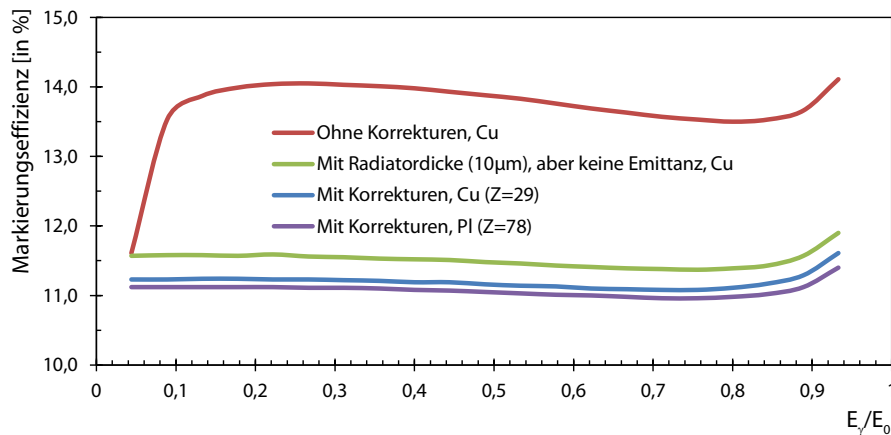


Abbildung 21: Markierungseffizienz in Abhängigkeit von der Photonenergie  $E_\gamma$  für  $E_0 = 450 \text{ MeV}$  unter Berücksichtigung der Effekte durch eine endliche Radiatordicke und einer MAMItypischen Elektronenstrahl-Emittanz. Zusätzlich wurde zur Verdeutlichung der Abhängigkeit von der Kernladungszahl auch ein Radiator gleicher Dicke ( $10 \mu\text{m}$ ) aus Platin berechnet. Die Berechnung wurde von [Ahr14] zur Verfügung gestellt.

lunglose Prozesse die Markierungseffizienz, welche die Ergebnisse noch näher an die Messung rücken würden.

Aufgrund von vielfältigen experimentellen Variationsmöglichkeiten ist es notwendig, eine energieabhängige Messung der Markierungseffizienz durchzuführen, siehe Kapitel 4.5. Während einer solchen Messung wird das eigentliche Experiment unterbrochen und ein Bleiglas-Čerenkov-Detektor mit 100% Ansprechwahrscheinlichkeit auf Photonen in den Gamma-Strahl gefahren. Die Dimensionierung des aktiven kubusförmigen Detektormaterials wurde mit einer Kantenlänge von  $\approx 20 \text{ cm}$  ausreichend groß (der übliche Strahlfleck-Durchmesser beträgt  $2 \text{ cm}$ ) gewählt. Bei niedriger Rate (vorgegeben durch die Forderung nach einer ausreichend langen Haltbarkeit des Bleiglas-Detektors: Einige tausend Photonen pro Sekunde über den gesamten Energiebereich) wird so kanalweise das Verhältnis von markierten Photonen auf dem Target zu Elektronen  $\bar{\eta}(E)$  bestimmt.

Während des Experiments wird der integrale Energiefluss im Photonenstrahl mit einer Ionisationskammer (Kurzname: „P2-Ion“, siehe Kapitel 3.7.7) kurz vor dem Photonenstrahlfänger gemessen und erlaubt damit dessen kontinuierliche relative Überprüfung.

### 3.4.2 Strahlpolarisation

Zur Erzeugung zirkular polarisierter Photonen werden die Elektronen aus dem Beschleuniger auf einen Radiator gelenkt. Wichtig dabei ist die bestmögliche Ausrichtung der Elektronen-Polarisation in longi-

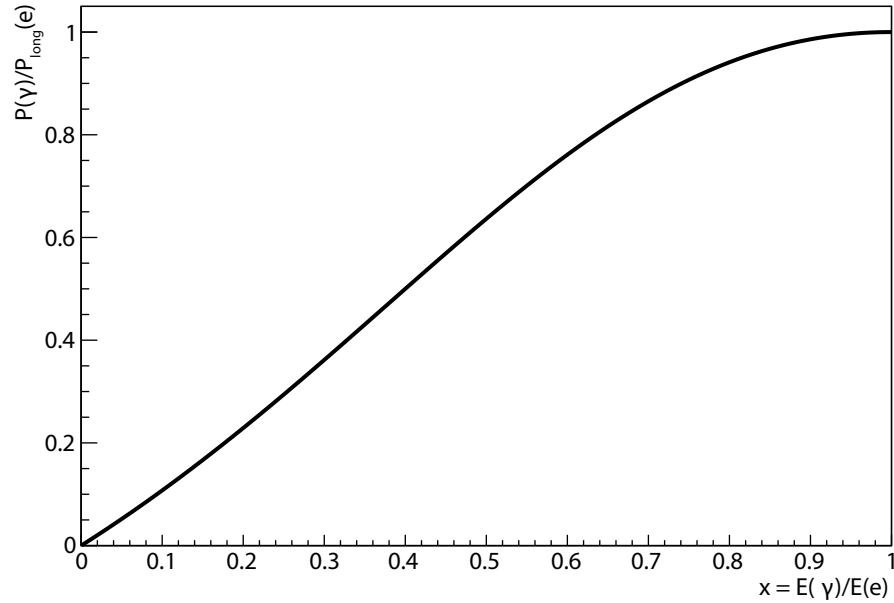


Abbildung 22: Helizitätsübertrag vom Elektron auf das Photon gemäß Formel 19.

tudinaler Richtung um einen großen Helizitätübertrag auf die Bremsstrahlungs-Photonen zu erzielen. Der Helizitätsübertrag [Ols59] ist gegeben durch

$$\Pi_C = P_{\text{long}}^{e^-} \cdot \frac{4x - x^2}{4 - 4x + 3x^2}, \quad x = \frac{E_\gamma}{E_0} \quad (19)$$

mit  $E_0$  der Elektronenstrahlenergie,  $P_{\text{long}}^{e^-}$  dem longitudinalen Elektronpolarisationsgrad und der Photonenenergie  $E_\gamma$ , vgl. Abbildung 22.

Die Elektron-Strahlpolarisation wurde mittels Mott-Streuung (im Mott-Polarimeter der B2-Kollaboration [Tio11a]) bei Strahlenergien von 3,5 MeV (3,65 MeV bei 1557 MeV Strahlenergie) sowie mittels eines Möller-Polarimeters [Otto8, A2E15] am Ort des Radiators in der A2-Halle gemessen. Da der Polarisationsgrad im Beschleuniger und der Strahlführung erhalten ist, kann der Wert des Mott-Polarimeters am Ort des Möller-Polarimeters berechnet werden.

Mittels der Möller-Messungen wurde überprüft, ob der longitudinale Elektronenspin innerhalb der Beschleunigerebene maximal ist. Aufgrund begrenzter Strahlzeit war keine Variation des Elektronenspinwinkels senkrecht zur Beschleunigerebene möglich, dies sollte jedoch zu einem späteren Zeitpunkt nachgeholt werden. Nach Berechnungen der Beschleunigergruppe beträgt der senkrechte Anteil bis zu  $12^\circ$  (vergleiche Tabelle 5). Für unser Experiment bei 450,17(1) MeV Strahlenergie ist glücklicherweise lediglich ein Winkel von  $0,1^\circ$  zu erwarten.

$E_0$ /MeV	$P_{\text{long}}/P$	$\delta\theta$ /°
180	1,000	0,83
450	1,000	0,10
855	0,992	7,08
1556	0,979	11,78

Tabelle 5: Senkrechter Polarisationsanteil des Elektronenstrahls am Ort des Radiators, Berechnungen von [Tio11b].

Bei der Messung des Elektronenpolarisationsgrads am Ort des Radiators in der A2-Halle treten folgende Fehler auf (Zusammenfassung aus [A2E15]):

- 1,1 % aufgrund der notwendigen Ablenkung des Strahls um  $3,1^\circ$  aus der Beschleunigerebene heraus kurz vor der A2-Halle,
- 2,2 % aufgrund des ggf. vorhandenen senkrechten Polarisationsanteils,
- 1,0 % bei der Mott-Messung selbst (aufgrund der endlichen Dicke des Mott-Radiators),
- 0,2 % statistischer Fehler.

In Summe ergibt sich damit ein Polarisationsfehler von  $2,2\% \oplus 1,1\% \oplus 1,0\% \oplus 0,2\% = 2,7\%$ . Hinzuzufügen ist, dass Mott-Messungen üblicherweise bei  $1\ \mu\text{A}$  Strahlstrom durchgeführt werden, wohingegen Möller-Messungen meist parallel zum eigentlichen Experiment im Bereich einiger nA laufen. Wir nehmen an, dass der Polarisationsgrad der Quelle unabhängig vom Strahlstrom ist. Weiterhin finden die Mott- und Möllermessungen bei unterschiedlichen Wien-Filter-Einstellungen (dem s.g. „MAMI“-Winkel) statt.

Für das Experiment betrug  $E_0 = 450,17(1)$  MeV (inkl. Ruheenergie, mit einer Unsicherheit von lediglich 13 keV) und  $P_{\text{long}}^{e^-}$  im Mittel in der September 2010 Strahlzeit 84,1(7) % sowie in der Februar 2011 Strahlzeit 81,4(2,1) %. Für die weitere Analyse wurde im Rahmen dieser Arbeit für jeden Experimentzeitpunkt eine Elektronenstrahlpolarisationsstärke mittels der Mott- und Möllerpolarimeter-Messungen sowie einer Interpolation berechnet [Ott12].

### 3.4.3 Photonenmarkierungsanlage

#### Der Glasgow-Mainz-Tagger

Nach der Streukammer folgt die Photonenmarkierungsanlage, im Folgenden kurz „Tagger“ genannt. Dieses impulsauflösende Magnet-spektrometer für Elektronen dient im A2-Experimentaufbau der Energiemarkierung von Photonen, deren Flussbestimmung sowie der

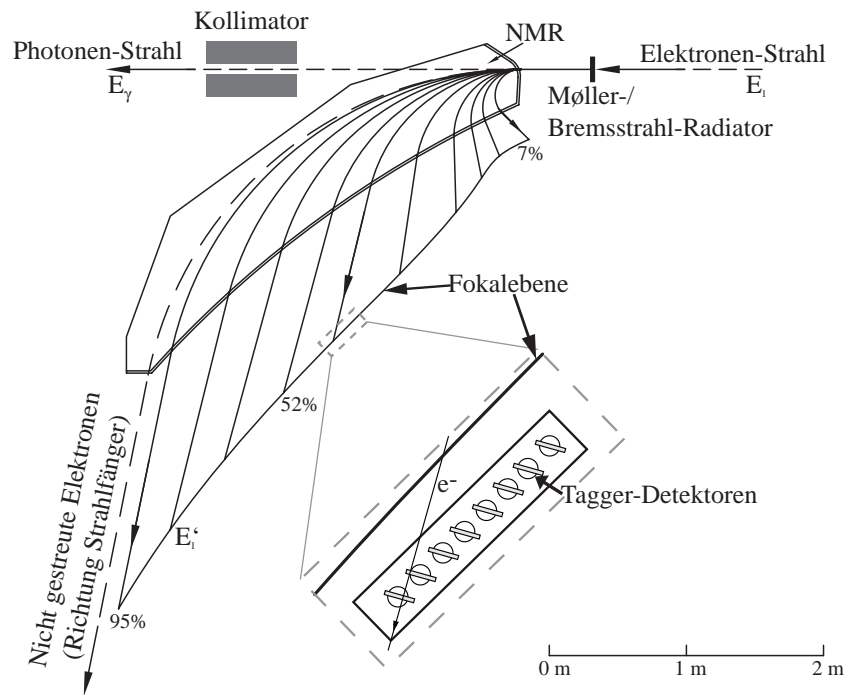


Abbildung 23: Aufbau der Photonenmarkierungsanlage (Tagger)

Ablenkung des Elektronenstrahls in den Strahlfänger, siehe auch Abbildung 23. Gebaut wurde es 1990, mit einer Erweiterung für MAMI-C im Jahre 2006, durch die Universitäten Glasgow und Mainz. [Ant90, Hal95, McGo8]

Die im Bremsstrahlungsprozess entstandenen Photonen gelangen ungehindert durch das Tagger-Magnetfeld. Nach etwa 250 cm werden diese durch den Hauptkollimator auf einen Durchmesser von 4 mm (in anderen Experimenten auch 1 bis 6 mm) begrenzt, so dass nach einer Flugstrecke von insgesamt 11,32 m und einem Öffnungswinkel von 1,4 mrad der Strahlfleck auf dem Target 1,6 cm im Durchmesser beträgt.<sup>3</sup> Damit ist eine wichtige Experiment-Voraussetzung erfüllt: Der Durchmesser des Strahlflecks ist kleiner als der des Targetmaterials.

Der etwa 100 t schwere Taggermagnet hat ein Magnetfeld von bis zu 1,9 T (bei 440 A) und lenkt den Elektronen-Hauptstrahl um 79° in den Strahlfänger ab. Ein dort eingebauter Faraday-Becher („Faraday Cup“) dient der Überwachung der Elektronenstrahlintensität. Gleichzeitig dient das Magnetfeld dem impulsselektiven Nachweis

<sup>3</sup> Angemerkt sei, dass bei der Kollimation hochenergetischer Photonen kein scharf umrissener Rand entsteht, da es immer eine nicht verschwindende Wahrscheinlichkeit für die Photonen gibt durch das Kollimatormaterial hindurch zu gelangen. Man kann diesen Effekt durch eine geschickte Kollimatorgeometrie (konusförmige Blende und Vorkollimation) minimieren, ein gewisser Strahl-Halo wird jedoch immer bleiben. Darüber hinaus liefert die nicht verschwindende Emittanz, das Produkt aus Winkeldivergenz und Querschnittsfläche, der Strahlungsquelle einen weiteren Beitrag.



der gestreuten Elektronen. Die Messung des Magnetfeldes findet mittels zweier NMR-Sonden<sup>4</sup> statt.

Der Nachweis der Elektronen nach dem Bremsstrahlprozess geschieht mittels 353 Einzeldetektoren im Bereich von 7 % bis 95 % der Elektronenstrahlenergie, die Detektoren sind dabei etwa 4 cm hinter Fokalebene des Magneten platziert. Da das intrinsische Auflösungsvermögen des Magneten ( $\sigma/E = 1,8 \cdot 10^{-4}$ ) wesentlich höher als die Breite der Einzeldetektoren ist ( $\Delta E/E = 2,4 \cdot 10^{-3}$ ), besteht die Möglichkeit in die Fokalebene das feiner granularige „Tagger Mikroskop“ [Reio6] zu installieren. Es verbessert über einen Energiebereich von 7 % die Auflösung etwa um den Faktor 6. Aufgrund des schnellen Ansprechverhaltens bestehen die Detektorelemente aus dem EJ-200 Szintillator. Die Dicke der Szintillatoren beträgt durchgehend 2 mm, zur Sicherstellung einer etwa gleichen Energieabdeckung variiert die Breite zwischen 9 und 52 mm. Jeder 80 mm lange Szintillator wird durch einen eigenen PMT mit Mu-Metall-Abschirmung ausgelesen.

Um Rauschen (und im geringen Maße auch Zufallstreffer) zu unterdrücken werden jeweils zwei benachbarte Detektoren in Koinzidenz geschaltet. Dadurch entstehen 352 logische Detektorkanäle mit einer Auflösung von etwa 1,1 MeV bei 450 MeV Strahlenergie. Zur Verbesserung der Haltbarkeit der PMTs, Szintillatormaterial und Elektronik wurde die maximale Zählrate pro logischen Kanal auf 1 MHz festgelegt. Sollte dies zu einem Experimentlimit führen, kann der entsprechende Teil des Taggers ausgeschaltet werden.

Der Tagger wird kalibriert, in dem man den Primär-Elektronenstrahl bei erhöhtem Magnetfeld direkt durch das Spektrometer gelenkt wird. Somit kann jedem logischen Taggerkanal einer Elektronenenergie zugeordnet werden. Unter Anwendung von Formel 17 erlangt man damit die Energie des emittierten Photons.

Mit einem Magnetpohlschuhabstand von 25 mm ist sichergestellt, dass keine Bremsstrahlungselektronen an dem Eisenjoch gestreut werden – für diesen Anwendungsfall wurde der Tagger auch angepasst. Nicht optimal ist dieser Abstand jedoch zum Nachweis von Elektronen mit einem größeren Einfallswinkel, beispielsweise solche die dem Möllerprozess entspringen. Bis zu 94 % der Möllerelektronen können – abhängig von der Energie – die Pohlschuhe treffen, dieser Effekt musste bspw. beim Bau des Möllerpolarimeters berücksichtigt werden, mehr in [Otto8].

Zusammen mit einem dem Tagger nachgeordneten Reinigungsmagneten und dem Paarspektrometer (siehe Kapitel 3.4.5) stellt der Tagger somit sicher, dass ausschließlich Photonen das eigentliche Experiment erreichen. Des Weiteren erlaubt die Ionisationskammer („P2-Ion“, siehe Kapitel 3.7.7) als Relativmonitor in Kombination mit ei-

---

<sup>4</sup> NMR = (engl.) nuclear magnetic resonance, Messmethode basierend auf der Kernspinresonanz.

nem Oder ausgewählter Tagger-Kanäle die fortwährende relative Bestimmung der mittleren Markierungseffizienz  $\bar{\eta}$ .

#### 3.4.4 Strahlpolarimetrie mit Möller-Streuung

Zum Zweck der Bestimmung des longitudinalen Polarisationsgrades der MAMI-Elektronen am Ort des Radiators befindet sich das Möller-Spektrometer im Experiment-Aufbau. Das Polarimeter besteht aus einer magnetisierten Vacuflux-Folie in der Streukammer, dem Tagger und einer eigens dafür, im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Datenerfassung- und Verarbeitungselektronik.

Die in einem FPGA (engl., „Field Programmable Gate Array“, Spezialfall eines integrierten Schaltkreises) erzeugten TDCs besitzen eine Zeitauflösung von 50 ps (mit  $\sigma_t = 29$  ps) und die ebenfalls enthaltene Datenerfassung histogrammiert direkt die Ereignisse mit bis zu 50 MHz (dies entspricht einer Totzeit pro Ereignis von  $\tau = 20$  ns – ein Vergleich zur restlichen Experiment-Datenerfassung,  $\tau \approx 125$   $\mu$ s, zeigt die enorme Geschwindigkeit). Bei der eingesetzten universellen Elektronikarte handelt es sich um das Modell „VUPROM 3“ der GSI (Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung, Darmstadt). Nach dem Ende der Messung werden die Histogramme aus den Elektronikarten ausgelesen und zur Berechnung des Polarisationsgrades weiter analysiert.

Im Folgenden wird kurz das Messprinzip vorgestellt, viele Details finden sich in [Otto8, A2E15, Ott11a].

Zur Polarisationsgradbestimmung wird die Spinabhängigkeit der Möller-Streuung (Elektron-Elektron-Streuung) ausgenutzt. Der Möllerwirkungsquerschnitt für den doppelpolarisierten Fall kann in guter Näherung geschrieben werden als

$$\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\text{pol}} = \left. \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \right|_{\text{unpol}} \left( 1 + \sum_{ij} a_{ij} P_i^B P_j^T \right), \quad i, j = x, y, z$$

mit  $a_{ij}$  dem Analysierstärken-Tensor und  $P^B, P^T$  dem Polarisationsvektor von Strahl und Radiator. In guter Näherung gilt für die Polarisationsmessung

$$P_{\text{long}}^B = \frac{1}{a_{zz} P^T} \frac{A}{\cos \alpha}, \quad A = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}}$$

wobei mit der Folie unter dem spitzen Winkel von  $\alpha = 25^\circ$  zur Strahlachse eine Zählratenasymmetrie  $A$  (meist im Bereich einiger Prozent) bestimmt wird. Die beiden Zustände der Asymmetrie beziehen sich auf die Ausrichtung des Elektronenspins im Radiator und der MAMI-Elektronen relativ zueinander.

Das Vorgehen einer Messung läuft wie folgt ab: Periodisch wird die Helizität der MAMI-Elektronen über ein Signal an die Quelle gewechselt. Für jede Spinausrichtung (parallel und antiparallel zu den

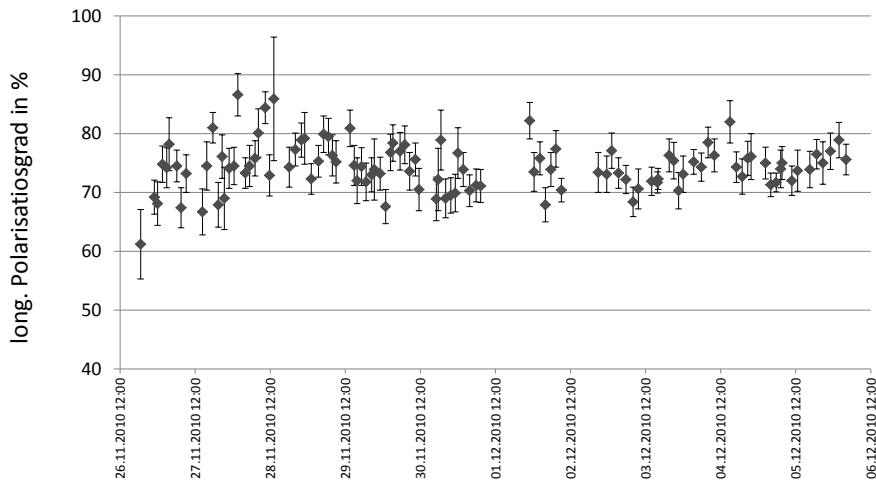


Abbildung 24: Beispielhafte Messungen der Strahlpolarisation mit dem Möllerpolarimeter im November/Dezember 2010.

Elektronen im Radiator) werden die beiden koinzidenten Möllerelektronen im Tagger nachgewiesen und gezählt. Nach etwa 30 Minuten und 3 nA Strahlstrom liegt der statistische Fehler bei etwa 1 %. Eine Messreihe kontinuierlicher Messungen mit dem Möller-Polarimeter ist beispielhaft für eine Strahlzeit aus November/Dezember 2010 in Abbildung 24 zu sehen.

Der systematische Fehler wurde in Summe zu 6,4 % bestimmt:

- 5 % aufgrund elektronischen Brummens und instabiler Effizienzen in den Tagger-Diskriminatoren,
- 2,2 % aufgrund der A2-Elektron-Strahlführung,
- 1,3 % Folienpolarisation,
- 3 % Unsicherheit in  $g'$  für die Vacufluxfolie,
- 1 % weitere Effekte.

Im Vergleich zu den Mott-Messungen liegt dieser systematische Fehler höher, es muss jedoch berücksichtigt werden, dass der Ort der Messungen innerhalb der Strahlführung unterschiedlich ist.

Ebenfalls wird mit Hilfe der Möller-Elektronik eine Elektronenstrahlstromasymmetrie bestimmt, welche für das Experiment sehr entscheidend ist und deren Ergebnisse im Kapitel 4.7.1 vorgestellt werden.

### 3.4.5 Paarspektrometer

Das Paarspektrometer ist ein in den Photonenstrahl nach dem Hauptkollimator eingebautes Gerät zum Nachweis einzelner Photonen

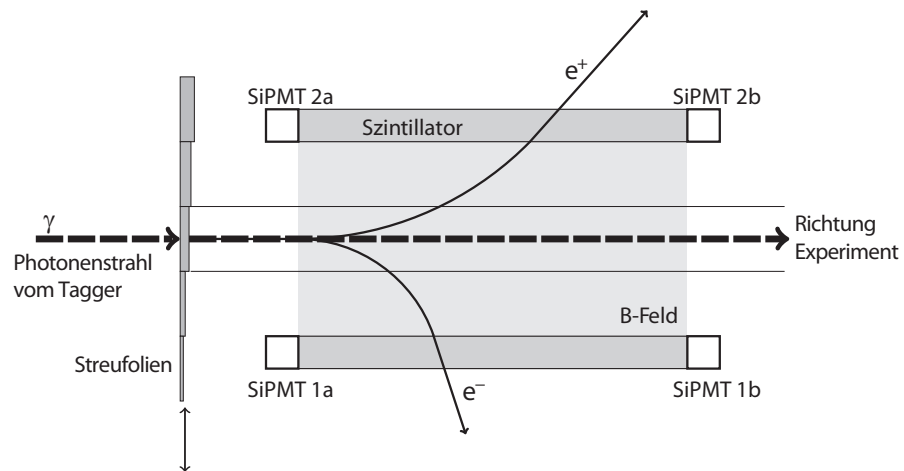


Abbildung 25: Skizze des Paarspektrometers.

durch Konversion in ein Elektron-Positron-Paar und deren koinzidentem Nachweis. Das Spektrometer selbst wurde u.a. in [Haa13] aufgebaut, die Auswerte-Elektronik ist im Rahmen dieser Arbeit entstanden.

Durch das Einbringen einer der vier unterschiedlichen Streufolien in den Photonenstrahl vor dem Spektrometer (vgl. Abbildung 25), konvertiert etwa jedes  $10^3$ -te<sup>5</sup> Photon dessen Reaktionsprodukte im Permanentmagnetfeld mittels zweier Szintillatoren und vier in Koinzidenz geschalteter Silizium-Photomultiplier nachgewiesen werden.

Aufgrund der Detektorgeometrie liegt der Nachweisbereich für Elektronen zwischen 2 und 900 MeV. Trotzdem können Photonen größer 900 MeV – aufgrund der unterschiedlicher Energieverteilung auf die beiden Leptonen – nachgewiesen werden, jedoch nur noch mit einer Effizienz von bis zu 12 % (bei 1,6 GeV Photonenenergie).

Unter Berücksichtigung dieses Ansprechverhaltens eignet sich das Spektrometer für:

- Markierungseffizienz-Bestimmung, parallel zum Hauptexperiment.

5 Beispielhaft schätzen wir den Einfluss des Paar-Spektrometers für ein 100 MeV Photon ab. In Molybdän ( $Z = 42$ ) beträgt der dominierende Effekt, die Paarbildung, etwa 12 barn (gemäß Formel 2.121, [Leo94]). Beim Durchlaufen der Strecke  $x$  der Photonen durch Materie beträgt der aktuelle Strahlstrom  $I$  vom ursprünglichen  $I_0$ :  $I/I_0 = \exp(-\mu x)$  mit  $\mu = \sigma_{\text{ges}} (N_A \rho / A)$ , der Avogadrokonstanten  $N_A$ , der Dichte  $\rho = 10,28 \text{ g/cm}^3$ , der Molekülmasse  $A = 95,95 \text{ g/mol}$  und des Wirkungsquerschnitts für Photonen in Materie  $\sigma_{\text{ges}} = \sigma_{\text{paar}}$  (andere Effekte, wie Compton- und Photoeffekt, sind bei diesen Energien  $< 1\%$ ). Setzt man die Werte ein, so erhält man  $\mu = 75 \text{ m}^{-1}$  und damit für die dickste Folie (Dicke  $20 \mu\text{m}$ ): 1,5‰ aller 100 MeV-Photonen gehen dem Hauptstrahl verloren – dieser Effekt ist sehr gering und kann durch die Messung der Markierungseffizienz vollständig korrigiert werden. Ähnliches gilt auch für die weiteren Folien, die in der Photonenstrahlführung (z.B. Vakuumfenster) eingebaut sind.

- Messung des Spektrums der kollimierten Photonen und damit die Bestimmung des linearen Photonenpolarisationsgrades, deren Intensität und Lage.
- Überwachung der Photonenstrahlintensität.

#### *Einsatz bei der linearen Polarisationsmessung*

Das Paarspektrometer kann für die Messung der linearen Polarisationsstärke eingesetzt werden. Da die Winkelverteilung linear polarisierter Photonen sich von der unpolarisierter unterscheidet, hängt der Polarisationsgrad von der Kollimation ab. Notwendig ist daher eine Messung nach der Kollimation.

Dies kann mit dem Paarspektrometer in Kombination mit dem Tagger durchgeführt werden. Eine eigens dafür entwickelte Elektronik unterstützt die Datennahme mittels drei unabhängiger Zähler pro Taggerkanal [A2E15]. Diese werden wie folgt genutzt: Einen frei laufenden Zähler  $N_i^{\text{frei}}$  und zwei weitere, die mit dem Paarspektrometer koinzidente Signale  $N_i^{\text{Koinz}}$  sowie dessen zufälligen Untergrund  $N_i^{\text{Unterg}}$ , erfassen. Zur späteren Normalisierung wird vor den Messungen mit Diamant eine Messung mit einem amorphen Radiator durchgeführt. Anschließend erhält man eine relative Markierungseffizienz:

$$\eta_i^{\text{PaarSpek}} = \frac{\text{Diam } N_i^{\text{Koinz}} - \text{Diam } N_i^{\text{Unterg}}}{\text{Amorph } N_i^{\text{frei}}}$$

welche für verschiedene Kollimatordicken in Abbildung 26 beispielhaft aufgetragen ist. Die weitere Analyse einer solchen Effizienzmessung erlaubt die kanalweise Bestimmung des linearen Polarisationsgrades der Photonen nach der Kollimation. Aufgrund geringer Schwankungen während des Experiments, bspw. Variationen der Beschleuniger-Strahllage, sollte eine solche Messung kontinuierlich durchgeführt werden. Da eine Einzelmessung nur etwa eine Minute in Anspruch nimmt und parallel zum Hauptexperiment stattfinden kann, stellen die hierdurch gewonnenen Informationen eine deutliche Verbesserung zukünftiger Experimente dar.

Wie in Kapitel 4.5 gezeigt wird, stellt die größte Unsicherheit bei der Bestimmung der Markierungseffizienz jedoch die derzeit instabile und rauschende Taggerelektronik dar. Bis zu deren Reparatur muss in Abständen von einigen Stunden regelmäßig ein erneutes Normierungsspektrum mit amorphen Radiator aufgezeichnet werden.

Viel stärker wiegt jedoch, dass während der für unsere Analyse relevanten Datennahme noch keine Informationen aus der – wie oben beschriebenen kombinierten Anwendung des Paarspektrometers mit dem Tagger – zur Verfügung standen. Damit ist eine Korrektur auf die instabilen Taggerinformationen nur schwer bzw. nicht möglich.

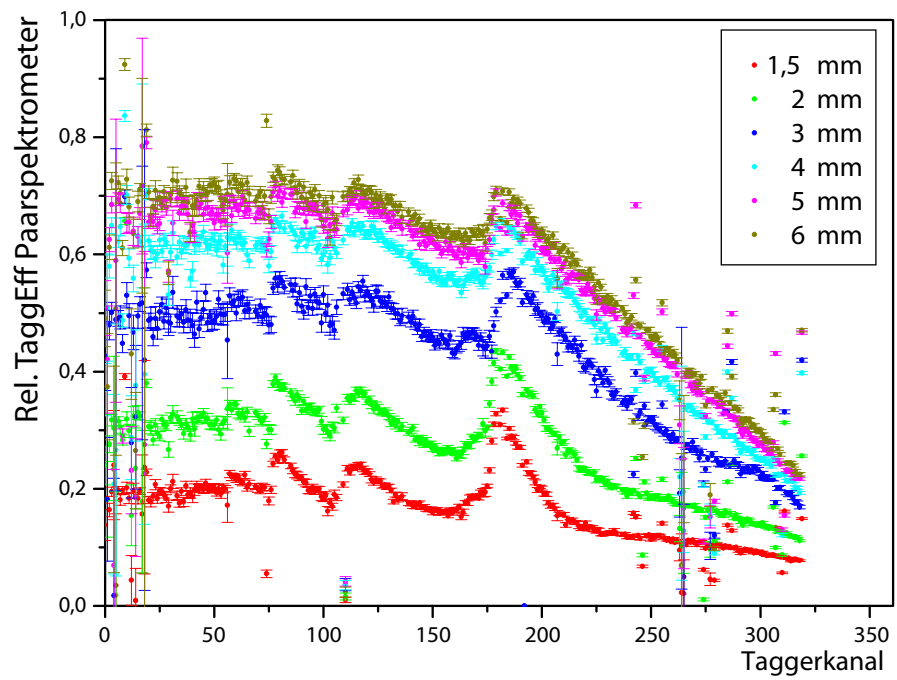


Abbildung 26: Relative Markierung-Effizienz  $\eta$  gemessen mit dem Paarspektrometer und dem Tagger mit verschiedenen Kollimatoren. Deutlich zu erkennen sind die Überhöhungen durch die kohärente Bremsstrahlung. Für die Berechnung einer absoluten Markierungseffizienzmessung muss zusätzlich das Ansprechverhalten des Paarspektrometers bekannt sein.

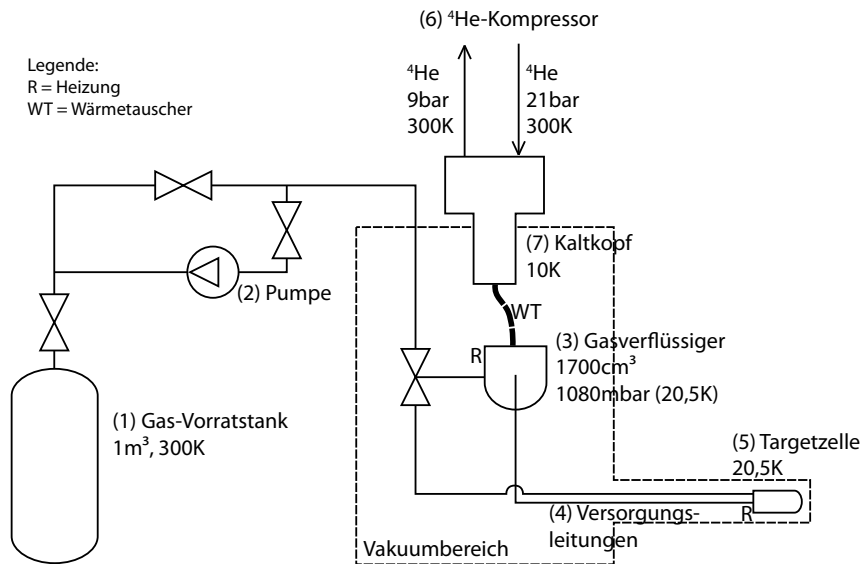


Abbildung 27: Flüssigwasserstoff-Target Systemübersicht.

### 3.5 TARGETS

Unser Experiment benötigte polarisierte und unpolarisierte Protonen als Target, welche durch zwei unterschiedliche Targets bereitgestellt wurden.

#### 3.5.1 Flüssigwasserstoff-Target

Als unpolarisiertes Protonen-Target kam das Flüssigwasserstoff-Target ( $\text{LH}_2$ ) zum Einsatz. Der bei 1080 mbar und 20,5 K zum Einsatz kommende flüssige Wasserstoff ( $\rho_l = 70,548 \text{ kg/m}^3$ ) erlaubt eine 50fach höhere Flächenbelegungsdichte im Vergleich zum Betrieb im gasförmigen Aggregatzustand ( $\rho_g = 1,419 \text{ kg/m}^3$  [Lem14, Zha11]). Wahlweise kann das Target auch mit Deuterium betrieben werden.

Das Target besteht aus den folgenden Komponenten, vgl. auch Abbildung 27: Dem Gas-Vorratstank (1) mit  $1 \text{ m}^3$  Volumen, dem  $^4\text{He}$ -Gas-Kompressor (6) mit dem Kaltkopf (7), dem Gas-Verflüssiger mit dem Reservoir (3) für das verflüssigte Gas, die Versorgungsleitungen (4) vom Flüssig-Reservoir zur Targetzelle, der Targetzelle (5) im Zentrum des Crystal Balls und der Wasserstoffgaspumpe (2) für Leermessungen. Nur die Targetzelle selbst – umgeben von Isolationsfolien und der Vakuumkammer – ragt in den Crystal Ball und ist damit für Materiebudget-Betrachtungen (siehe Kapitel 4.7.3) von Bedeutung. Viele Target-Komponenten konnten aus dem Vorgängerexperiment DAPHNE übernommen werden, so dass lediglich die Targetzelle für die Experimente mit dem Crystal Ball neu entworfen werden musste. Daher finden sich viele Details in [Mah99], die Neuerungen in [Tho13a].

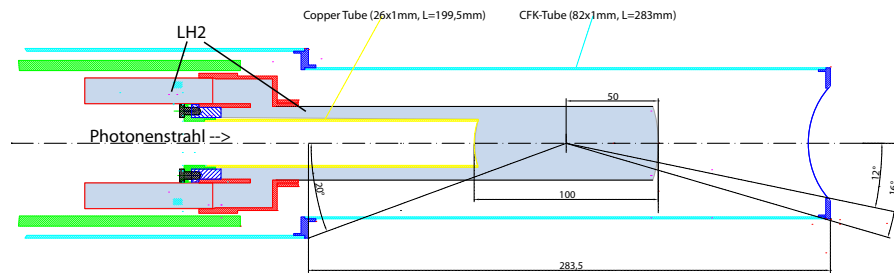


Abbildung 28: Flüssigwasserstoff Targetzelle.[Th013a]

Im warmen Zustand ist der gesamte Wasserstoff gasförmig bei 1400 mbar im Vorratstank gespeichert. Durch Einschalten des Verflüssigers, der nach dem Gifford-McMahon-Prinzip arbeitet, wird eine konstante Kühlleistung erbracht. Das Kühlgas  $^4\text{He}$  wird dabei von 21 bar adiabatisch auf 9 bar entspannt und kühlt somit über Wärmetauscher das Targetgas in zwei Stufen erst auf 40 K und dann auf 20,5 K ab. Der verflüssigte Wasserstoff gelangt erst in ein Reservoir, um von dort weiter in die Targetzelle geleitet zu werden.

Nach etwa 18 bis 24 h ist das Target „kaltgefahren“, genug Flüssigkeit vorhanden und der Betriebsdruck von 1080 mbar ( $\pm 2$  mbar) bei 20,5(5) K erreicht. Etwa 25 % des Wasserstoffs sind dann verflüssigt ( $\approx 319 \text{ cm}^3$ ). Auch im Normalbetrieb während des Experiments bleibt der Verflüssiger – und damit die Kühlleistung – konstant eingeschaltet. Ein Regelkreis hält mittels dreier 4 W Heizelemente (je einer in der Targetzelle, Reservoir und Kühkopf) den Betriebsdruck aufrecht – woraufhin die Temperatur entsprechend folgt.

Bei Bedarf kann die Targetzelle innerhalb weniger als einer Minute „entleert“ werden, indem lediglich die dortige, dazu vorgesehene, Heizung eingeschaltet wird.<sup>6</sup> Bei dieser Methode verbleibt gasförmiger Wasserstoff relativ hoher Dichte („Restgas“) bei einer Temperatur von ca. 25 K in der Targetzelle. Für eine Leer-Targetmessung ohne das verbleibende Restgas, kann dieses zusätzlich mittels einer Pumpe abgesaugt werden, was jedoch einige Stunden Wartezeit bedingt.

Die Targetzelle selbst besteht aus den beiden Strahlfenstern und der zylindrischen Umhüllung aus 125  $\mu\text{m}$  dicker Kaptonfolie. Der Durchmesser ist mit 40 mm hinreichend größer als der Photonenstrahlfleck ( $\approx 10 \text{ mm}$ , je nach Kollimation) und hat eine Länge von 10,0(1) cm. Die Zeichnung 28 verdeutlicht den Aufbau. Alle Längenangaben wurden bei tiefen Temperaturen gemessen, wobei die Hauptfehlerquelle für die Längenmessung das nur extrapolierte Wissen über die Krümmung des inneren Strahlfensters ist. Alternativ kann für andere Experimente auch eine kürzere Targetzelle (3 oder

<sup>6</sup> Außerdem muss noch ein Ventil geschlossen werden, so dass mittels des Heber-Prinzips die Flüssigkeit über das erwärmte Gas zurück in das Reservoir gedrückt wird.



5 cm Länge) für eine bessere Vertexrekonstruktion bei geringerer Luminosität gewählt werden.

Zur thermischen Isolation sind acht Lagen Superisulationsfolie (8  $\mu\text{m}$  Mylar und 2  $\mu\text{m}$  Aluminium) zur Reduktion des Strahlungseintrags und ein Kaptonzylinder mit 25  $\mu\text{m}$  Dicke zur Verhinderung von Vereisung um die Zelle angebracht. Als mechanischer Schutz sowie Vakuumabschluss dient ein 1 mm dickes kohlefaserverstärktes Kunststoffrohr mit 82 mm Durchmesser, wobei strahlabwärts eine Kaptonfolie (100  $\mu\text{m}$ ) diese Funktion übernimmt. Zur Reduktion der Wärmeleitung und Konvektion sowie der Streuung einlaufender Photonen besteht ein Vakuum von  $1 \cdot 10^{-6}$  mbar um die Targetzelle und die Versorgungsleitungen.

Tritt aufgrund eines Defektes Wasserstoff aus und vermischt sich mit der Luft, so besteht die Gefahr der Entstehung von Knallgas, welches auch in kleinen Mengen bereits explosiv ist.<sup>7</sup> Des Weiteren ist allein die Umwandlung von flüssigen Wasserstoff in seine Gasform aufgrund des dabei entstehenden Druckes von Gefahr. Durch verschiedene und redundante Sicherheitsvorkehrungen wird versucht, möglichen Fehlfunktionen vorzubeugen. Ein wichtiger Aspekt dabei ist, eine Blockade der Zuleitungen durch Vereisung zu vermeiden, um einen Überdruck aufgrund der reduzierten Kühlung zu verhindern. Dazu sind Leitungen (bspw. die doppelten Versorgungsleitungen zur Zelle) und Heizungen redundant ausgelegt, ebenso wird auf die Reinheit der verwendeten Gase geachtet. Drücke und Temperaturen werden mittels verschiedener Verfahren an unterschiedlichen Stellen mittels eines Kontrollcomputers überwacht.

Fällt das Vakuum innerhalb des Targets unter den Normwert, so bedeutet dies nicht nur eine Verschlechterung der Wärmeisolation, sondern deutet auf ein Leck hin. Etwaiger austretender Wasserstoff wird durch den Vakuumbehälter aufgefangen und über einen Schornstein aus der Halle gepumpt.

Reiner Wasserstoff liegt bei niedrigen Temperaturen ausschließlich in der energetisch günstigeren Konfiguration als para-Wasserstoff vor, bei dem die beiden Kernspins des  $H_2$ -Moleküls entgegengesetzt parallel ausgerichtet sind und aufgrund des nach außen verschwindenden Kernspins sich keine Polarisation realisieren lässt. An Speicherringen – nicht jedoch am Fixed-Target-Experiment der A2 – bestünde die Möglichkeit des Einsatzes eines Atomstrahl-Targets (engl. „atomic beam targets“).

Ein reines polarisiertes Protonentarget ist demnach nicht möglich zu realisieren, was die Entwicklung des Dynamisch-Polarisierten-Festkörpertargets (siehe nächstes Kapitel) motivierte.

---

<sup>7</sup> Man denke nur an den Absturz des Zeppelins Hindenburg (1937) oder die Wasserstoff-Explosionen in den Atomkraftwerken Tschernobyl (1986) und Fukushima (2011) die jeweils weiteren Schaden zur Folge hatten.



Abbildung 29: Kryostat des dynamisch polarisierten Festkörpertargets ohne äußere Hülle in Warteposition (linkes Bild): Man sieht an der Spitze die longitudinale Haltespule, im Hintergrund den Pumpenstand [Tho11]. Das rechte Bild zeigt die longitudinale Haltespule vor ihrer Montage [Orto9].

### Targetmassenbelegung

Wir bestimmen die Anzahl der Wasserstoffatome pro bestrahlter Fläche  $A$ , gleichbedeutend einer Streuzentren-Flächendichte zur späteren Verwendung in der Analyse. Es gilt

$$\frac{N_T}{A} \Big|_{p,H} = \frac{l \varrho_H N_A}{M_H^{mol}} = 4,215(60) \cdot 10^{22} \frac{1}{\text{cm}^2}$$

mit einer Targetlänge  $l = 10,0(1)$  cm, Dichte von Wasserstoff bei der Target-Betriebsbedingungen  $\varrho_H = 0,070548(705)$  g/cm<sup>3</sup> (der Fehler hier ergibt sich aus den Unsicherheiten bei der Temperatur und Druckmessung, etwa 1 % [Tho13a]), und  $M_H^{mol} = 1,0080(2)$  g/mol. Der gesamte relative Fehler beträgt 1,4 % und geht in den systematischen Fehler ein.

### 3.5.2 Dynamisch polarisiertes Festkörpertarget

Das dynamisch polarisierte Festkörpertarget (in den Anfangsjahren aufgrund seines Hauptbetriebsmodus auch „Frozen-Spin-Target“) wurde gebaut [Tho11], um Experimente mit polarisierten Protonen und Deuteronen durchzuführen, deren Polarisationsrichtung wahlweise longitudinal oder transversal zum Photonenstrahl ausgerichtet ist. Da unser Experiment lediglich polarisierte Protonen verwendet, legen wir auf dieses Targetmaterial in der folgenden Beschreibung den Schwerpunkt.

Das Targetsystem ist in Abbildung 29 zu sehen. Die einzelnen Bestandteile des Targets sind das Targetmaterial, der Kryostat, die Mi-

krowellenapparatur, die Polarisations- und Haltemagnete und die Polarisationsgradmessung.

### *Targetmaterial*

Da molekularer Wasserstoff ( $H_2$ ) bei tiefen Temperaturen ausschließlich im para-Zustand mit einem verschwindenden Gesamtkernspin vorliegt, fällt dieser als polarisiertes Protonentargetmaterial aus. Es stehen daher alternative Materialien zur Auswahl, die folgende Eigenschaften erfüllen sollten:

- Hoher maximaler Polarisationsgrad,  $P_{\max}$ , der schnell erreicht werden kann (kleines  $\tau_{\text{aufpol.}}$ )
- Langsamer Polarisationsgradverlust bzw. große Relaxationszeit ( $\tau_{\text{relax}}$ )
- Geringer Verdünnungsfaktor  $d$ : Der Anteil unpolarisierter Nukleonen sollte möglichst gering sein. Ebenso sollten die polarisierten Protonen ausschließlich chemisch gebunden vorliegen.
- Gute Strahlenhärte.

Die Abwägung aller Punkte führte schließlich auf die Wahl von Butanol ( $C_4H_9OH$ ) welches mit dem Radikal TEMPO ( $C_9H_{18}NO$ ) im Anteil von  $10^{-4}$  dotiert ist. Durch die quasifreien Elektronen im Radikal ist das Material mittels der „dynamischen Kern-Polarisation“ (DNP, engl.: Dynamic Nuclear Polarisation) gut polarisierbar. Das fertige Targetmaterial wird von der Arbeitsgruppe „Polarisiertes Target“ von Prof. Meyer an der Ruhr-Universität Bochum zur Verfügung gestellt.

Um eine gute und gleichmäßige Kühlung zu ermöglichen wird das bei Raumtemperatur flüssige Butanol zu kleinen Kügelchen mit einem mittleren Durchmesser von 1,87 mm [Roho4] eingefroren, siehe Abbildung 30. Die Kügelchen befinden sich in einem Teflonbehälter von 2 cm Durchmesser und 2 cm Länge und werden während des Experiments von  $^3He/^4He$  durchströmt. Weitere Details dazu in [Orto9, Fröo9].

Es ist notwendig eine Art effektive Butanoldichte des vom Photonenstrahl beleuchteten Bereichs zu bestimmen. Relevant ist dafür der **Füllfaktor**  $f = V_{\text{Butanol}}/V_{\text{ges}}$ , welcher mittels verschiedener Methoden bestimmt wurde. Die Schwierigkeiten bei dieser Messung sind:

- Die Abweichungen von der idealen Kugelform der Butanolkügelchen und der damit einhergehenden unterschiedlichen Packungsdichten, stellt die Einschmelzmethode die größte Zuverlässigkeit aller Methoden dar, bei der das Material jedoch unumkehrbar zerstört wird.

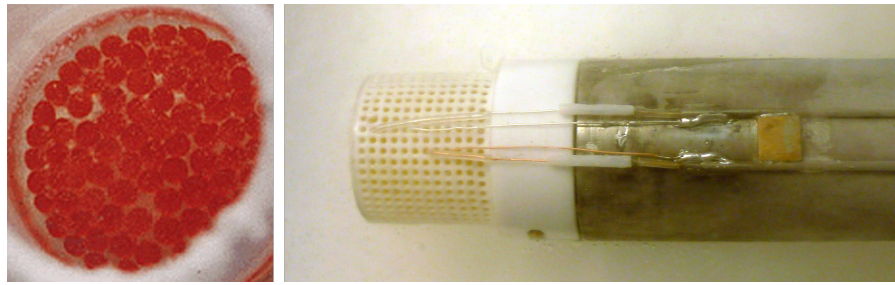


Abbildung 30: Links: Das Targetmaterial Butanol in Form vieler kleiner Kügelchen zur besseren Kühlung. Rechts: Der Butanol-Behälter mit der NMR-Spule.

- Ein unterschiedlicher Füllfaktor am Rand des Containers verglichen mit dem zentralen Bereich aufgrund von Oberflächeneffekten. Relevant für die Analyse ist jedoch ausschließlich der zentrale Bereich was sich bei der Bestimmung entsprechend berücksichtigt werden muss.
- Die temperaturabhängigen Dichten von Butanol sowie die Containerdimensionen.
- Der komplizierte Lade- und Entladevorgang in die Spitze des Dynamisch-Polarisierten-Festkörpertargets bei dem auch Targetmaterial unbemerkt verloren gehen kann (so geschehen gegen Ende der Strahlzeit 2011 [Tho14]).
- Keine Füllfaktor-Messung unter den exakten Experimentbedingungen oder während des Experiments.

Nach einigen vorbereitenden Messungen<sup>8</sup> [Ort12] und einer missglückten Messung im Jahre 2014 mit dem im Experiment verwendeten Butanol kommt in unserer Analyse der Füllfaktor aus [Roho4] von

$$f = (60,7 \pm 2,0) \%$$

zum Einsatz. Er wurde mittels der Einschmelzmethode und weiteren Korrekturmessungen zur Kompensation von Oberflächeneffekten bestimmt und ist beispielsweise mit [Mey09] in Übereinstimmung. Weiterhin ist anzumerken, dass die aktuellen Targetbehälterabmessungen mit dem in [Roho4] getesteten sowie die Targetmaterialproduktion übereinstimmen und somit nur ein geringfügig größerer Fehler in unseren Messungen für  $f$  angenommen wird.

Eine weitere Eigenschaft des Target-Materials ist der **Verdünnungsfaktor**  $d$  (engl., dilution factor), welcher den Anteil der polarisierten

<sup>8</sup> Diese ergaben 56,5(3)% (Methode: „Anzahl der Butanolkügelchen“) und 62,8(9)% (Methode „Butanol einschmelzen“), wobei die Fehlerangaben nur vorläufig sind und eine untere Fehlergrenze darstellen. Es wurde nicht das im Experiment verwendete Material untersucht.

Nukleonen an der Gesamtzahl angibt. Im statischen Fall lässt sich dieser bei Butanol zu

$$d = \frac{N(\text{H})}{N(\text{H}) + N(\text{geb. Nukleonen})} = \frac{10}{10 + 64}$$

bestimmen. Er hängt jedoch stark von der jeweiligen Reaktion  $(\theta, E)$  ab, so dass es sinnvoll ist, einen effektiven Verdünnungsfaktor  $d_{\text{eff.}}(\theta, E)$  zu bestimmen. Darauf wird im Kapitel 5.4.2 näher eingegangen.

#### *Methode der dynamischen Polarisierung*

Zum Einstieg rekapitulieren wir die Eigenschaft eines Systems aus Fermionen, das sich gemäß der Fermi-Dirac-Statistik verhält. In dem von uns betrachteten Temperaturbereich gilt

$$T \gg E_F/k_B$$

d.h. die betrachtete Temperatur  $T$  ist größer als die Fermi-Temperatur  $T_F = E_F/k_B$  mit der Fermi-Energie  $E_F$  und der Boltzmann-Konstanten  $k_B$ .<sup>9</sup> Damit können wir die Boltzmann-Verteilung

$$W(E) = \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) \quad (20)$$

als praktische Näherung verwenden.  $W$  gibt hierbei die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustands der Energie  $E$  an.

Bringen wir nun eine solche Teilchenmenge in ein magnetisches Feld  $B$ , stellt sich nach genügend langer Zeit (zur thermischen Anpassung) ein Besetzungsunterschied  $N_2/N_1$  der beiden um  $\Delta E = E_2 - E_1$  voneinander getrennten Zustände von

$$N_2 = N_1 \exp\left(-\frac{\Delta E}{k_B T}\right) \quad (21)$$

<sup>9</sup> Für die Anwendbarkeit der Quantenstatistik ist eine große Anzahl an Teilchen Voraussetzung. Dies ist für die Protonen des Wasserstoffs in Butanol nicht gegeben, da sie „einzeln“ in ihrem Potentialtopf liegen und nicht mit Nachbarn in Kontakt stehen (keine Überlappung der Wellenfunktionen). Für Protonen kann also die Behauptung  $T \gg E_F/k_B$  als gegeben angenommen werden. Für die Elektronen in Butanol liegen andere Gegebenheiten vor: Die einzigen ungebundenen Elektronen sind die des Radikals TEMPO, daher ist es auch so wichtig im Targetmaterial. Sie können als Elektronengas niedriger Dichte (da schwach dotiert, ähnlich einem p- oder n-Halbleiter) angesehen werden. Die Fermi-Energie für ein solches Gas innerhalb eines Kubus der Seitenlänge  $L$  beträgt

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_e} (3\pi^2 n)^{\frac{2}{3}}$$

mit der Teilchendichte  $n = N/V$ ,  $V = L^3$ . Die Fermi-Energie beträgt in üblichen Metallen  $E_F = \mathcal{O}(1 \text{ eV})$ . In unserem Fall reduziert sich diese aufgrund der niedrigen Dotierung,  $\mathcal{O}(10^{-4})$ , des Radikals und des geringen Anteils freier Elektronen ( $= 1$  pro Molekül).

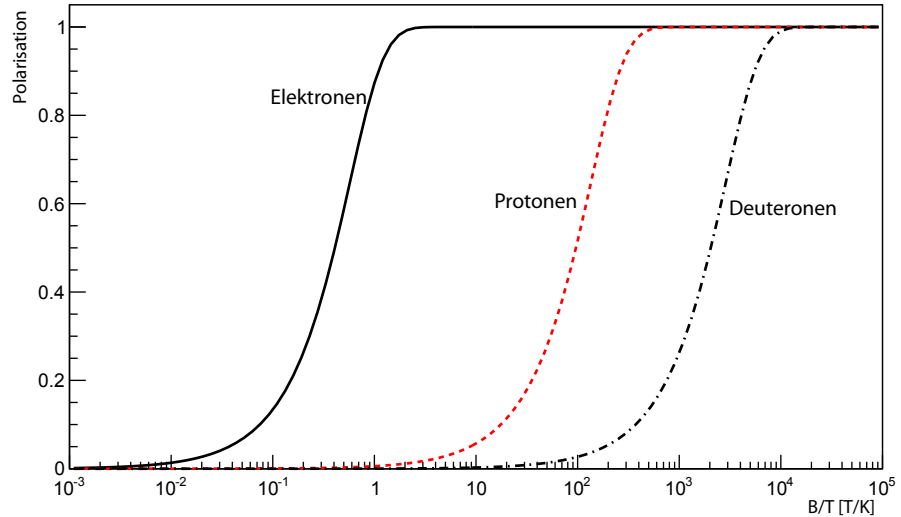


Abbildung 31: Polarisationsgrad von Elektronen, Protonen ( $I = 1/2$ ) und Deuteronen ( $I = 1$ ) in Abhängigkeit des applizierten Magnetfelds bei gegebener Temperatur.

ein. Die Energiedifferenz entspringt dem Zeemann-Effekt beim Elektron bzw. seinem Äquivalent beim Proton:  $\Delta E = g_I \mu_I B \Delta m$  mit dem  $g$ -Faktor des Teilchens,  $\mu_I$  dem Bohrschen- bzw. Kernmagneton,  $m_i$  der magnetischen Quantenzahl sowie  $\Delta m = m_2 - m_1$ . In Abbildung 31 ist dieser Polarisationsgrad im thermischen Gleichgewicht gemäß

$$P = \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = \tanh \left( \frac{g_I \mu_I B}{2k_B T} \right) \quad (22)$$

aufgetragen, die man durch Einsetzen von Gleichung 20 und  $\Delta m = 1$  erhält.

Bei im Labor erreichbaren Magnetfeldstärken und Temperaturen stellt sich heraus, dass nur Elektronen mit dieser Methode gut polarisierbar und bei Protonen nicht mehr als einige Prozent erreichbar sind. Dies begründet die Anwendung der dynamischen Kern-Polarisation.

Die grundlegende Idee dieser Methode ist die Übertragung einer hohen Elektronenpolarisation auf Kerne durch Einstrahlung von Mikrowellen. Diese Mikrowellen induzieren einen gleichzeitigen Wechsel des Elektronen- und Protonenspins und können damit auch für die im thermischen Verfahren schwer zu polarisierenden Protonen einen Polarisationsgrad erreichen, der im Idealfall annähernd identisch dem der Elektronen ist. Effektiv macht man sich den großen gyromagnetischen Faktor  $\gamma_S = g\mu/\hbar$  ungepaarter Elektronen zu Nutze, welcher im Vergleich zum Proton etwa 660 mal größer ist.

Nachfolgend wird ein Überblick über dieses Verfahren gegeben, welches sehr ausführlich in [Go02] beschrieben ist. Zum Polarisieren wird das Targetmaterial bei  $T = 200 - 300$  mK einem starken Magnetfeld (2,5 T) ausgesetzt, das eine Homogenität  $\Delta B/B$  besser  $10^{-4}$



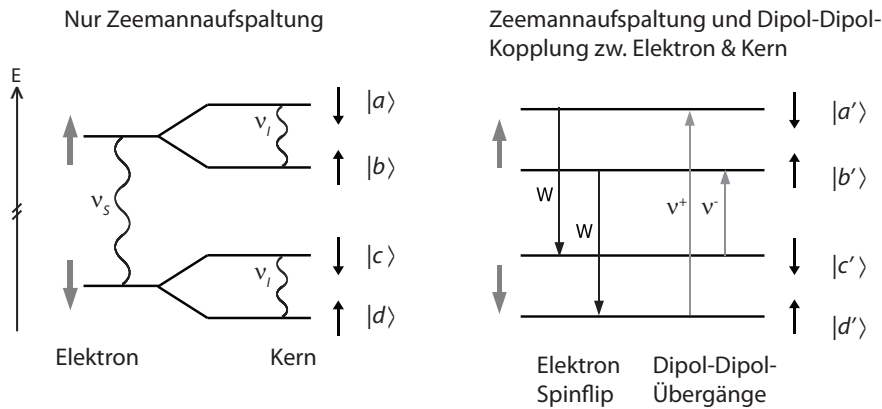


Abbildung 32: Übergänge in den Energieniveaus des Elektron-Kern-Systems. Links: Alleinige Berücksichtigung der Zeemannaufspaltung für den Hamiltonoperator, es sind nur einzelne, aber keine gekoppelten, Spinflips der Energie  $\nu_S h$  und  $\nu_I h$  erlaubt. Rechts: Der Hamiltonoperator berücksichtigt jetzt zusätzlich eine Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen Elektron und Kern und ermöglicht damit gekoppelte Spinflips mit den Energien  $\nu^\pm h$ .

aufweisen sollte. Diese Umgebungseigenschaften werden durch einen heliumgekühlten Polarisationsmagneten erfüllt, der, wie durch Tests bestätigt, bis zu 5 T liefern kann und dem Kryostaten, der im nächsten Abschnitt vorgestellt wird.

Gemäß des Zeemanneffekts spalten die einzelnen Teilchen nun in vier Niveaus auf (vgl. linke Abb. in 32)

$$\begin{aligned}
 |a\rangle &= |\uparrow\downarrow\rangle \\
 |b\rangle &= |\uparrow\uparrow\rangle \\
 |c\rangle &= |\downarrow\downarrow\rangle \\
 |d\rangle &= |\downarrow\uparrow\rangle
 \end{aligned}$$

wobei  $|\uparrow\downarrow\rangle$  für eine zum Magnetfeld antiparallele Ausrichtung des Elektronenspins (linker Pfeil) und eine parallele Ausrichtung des Kernspins steht, analoges gilt für die anderen Zustände. Da es jedoch zusätzlich einen kleinen Beitrag von Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen den Elektron- und Kernspin gibt, müssen die reinen Zustände erweitert werden:

$$\begin{aligned}
 |a'\rangle &= |a\rangle + q|b\rangle \\
 |b'\rangle &= |b\rangle + q|a\rangle \\
 |c'\rangle &= |c\rangle + q|d\rangle \\
 |d'\rangle &= |d\rangle + q|c\rangle
 \end{aligned}$$

mit  $q \approx 1\%$ . Der Übersichtlichkeit halber wurde bei den neuen Zuständen auf eine Normierung verzichtet. Damit sind auch die Doppel-

spinflip-Übergänge möglich mit Energien  $h\nu^\pm = h\nu_S \pm h\nu_I$ , vergleiche auch das rechte Termschema in 32.

Kurze Zeit nach Einbringen des dotierten Butanols in das Magnetfeld (die Relaxationszeit der Elektronen beträgt nur  $\tau_{e^-} \approx 10^{-3}$  s) befindet sich das Elektron-Kern-System in den niederenergetischen Zuständen  $|c'\rangle$  oder  $|d'\rangle$  (bei diesem Wert von  $B/T \approx 12,5$  T/K gemäß Formel 22 noch annähernd gleich besetzt).

Wir strahlen nun die nötige Energie in Form von Mikrowellen der Frequenz  $\nu^\pm = \nu_S \pm \nu_I$  mit  $\nu_S = \mu_B B / \pi \hbar = 70,04$  GHz und  $\nu_I = 106,4$  MHz ein. Zum Erhalt der Zahlenwerte wurde das Bohrsche Magneton  $\mu_B = 9,274 \cdot 10^{-24}$  J/T und sein Äquivalent beim Proton  $\mu_p = 1,410 \cdot 10^{-26}$  J/T eingesetzt. Mikrowellen der Frequenz  $\nu^+$  ( $\nu^-$ ) ermöglichen Übergänge von  $|d'\rangle \rightarrow |a'\rangle$  ( $|c'\rangle \rightarrow |b'\rangle$ ) welche dann nach kurzer Zeit,  $\tau_{e^-}$ , nach  $|c'\rangle$  ( $|d'\rangle$ ) fallen. Damit reichert sich der Zustand  $|c'\rangle$  ( $|d'\rangle$ ) zu Lasten des Zustands  $|d'\rangle$  ( $|c'\rangle$ ) an. Der Protonenspin richtet sich demnach parallel (antiparallel) zum Magnetfeld aus.

Um während des Polarisationsvorgangs den hohen Polarisationsgrad von bis zu 95 % bei Butanol zu erreichen, muss gewährleistet sein, dass der Aufbau verglichen mit dem Zerfall der Polarisation wesentlich schneller ist. Durch die Anwendung von 80 mW Mikrowellenleistung ist dies in unserem Aufbau gegeben, mehr Leistung würde die Temperatur unnötigerweise zusätzlich erhöhen. Das Mikrowellensystem und dessen Aufbau wird in [Maro3] beschrieben.

Im Allgemeinen bezieht sich der Polarisationsgrad nur auf die ausschließlich chemisch gebundenen Nukleonen im Butanol.

### *Polarisations- und Haltemagnete*

Zur Polarisation werden die Detektoren so verschoben, dass die Targetspitze (siehe Abbildung 29) frei zugänglich ist. Anschließend wird der Polarisationsmagnet über die Spitze gefahren, so dass sich das Targetmaterial im Zentrum des Magneten befindet. Die Bohrung (10 cm Durchmesser) hierfür ist warm (d.h. in ihrem Inneren herrscht Umgebungstemperatur), wobei sich die supraleitende Magnetspule (Material: NbTi-Draht) in einem Heliumbad befindet. Der Spulenstrom von 48,5 A erzeugt die benötigten 2,5 T bei geforderter Homogenität  $\Delta B/B = 10^{-4}$ . Die gesamte Höhe des zylindrischen Magnetes beträgt 145 cm bei 71,5 cm Durchmesser. Nach dem Aufpolarisieren wird die Anordnung wieder in den Experimentbetrieb zurück gefahren.

Für zukünftige Experimente wird zur Erlangung höherer Polarisationsgrade der Einsatz von 5 T als Magnetfeldstärke überlegt. Parallel dazu wäre jedoch eine Anpassung des Mikrowellensystems zur Polarisation und des NMR-Messsystems (siehe folgendes Kapitel) notwendig.



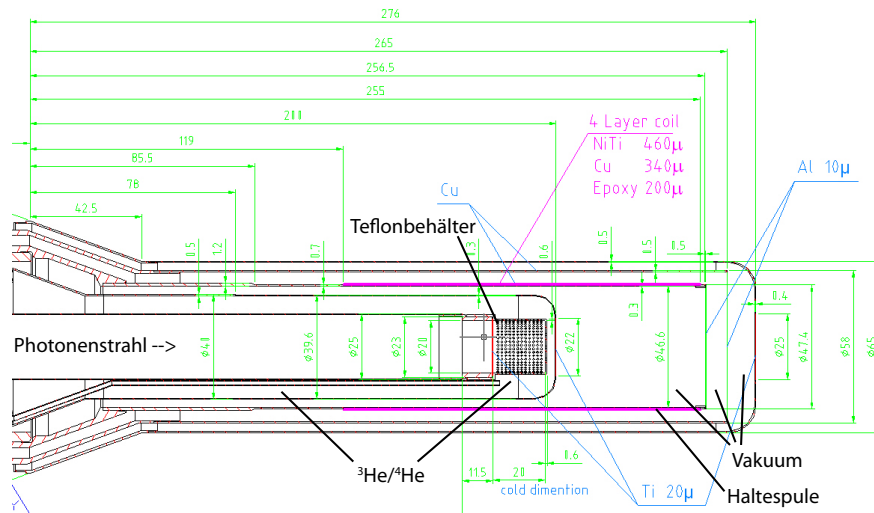


Abbildung 33: Targetspitze des Dynamisch-Polarisierten-Festkörpertargets mit dem Targetbehälter und der Haltespule.[Orto9] Nicht eingetragen ist die Verwendung von Superisulationsfolie. Soweit nicht anders angegeben, ist die Einheit mm.

Während des Experimentbetriebs befindet sich die Targetspitze im Zentrum des Kalorimeters Crystal Ball (der Detektor wird in Kapitel 3.7.1 vorgestellt) und grenzt mit nur wenigen Millimetern Abstand an den Teilchenidentifikationsdetektor (siehe Kapitel 3.7.2). Zusätzlich zum begrenzten Platzangebot soll zwischen Targetmaterial und sensitivem Detektorbereich so wenig Materie wie möglich eingebracht sein.

Aus diesen Gründen übernimmt eine kompakte Spule (eingezeichnet in Abbildung 33) die Bereitstellung eines magnetischen Haltefeldes. Da nun die Mikrowellen ausgeschaltet sind sinkt die Temperatur in der Mischkammer auf konstant 25 mK ab (der Energieeintrag durch den Strahl ist vernachlässigbar). Der Protonenspin wird förmlich „eingefroren“, man spricht in diesem Betriebszustand vom „Frozen Spin Mode“ mit einer hohen Relaxationszeit (Depolarisationszeit) von  $\tau_{\text{relax}} > 1000$  h.

Zwei unterschiedliche Haltespulen stehen zur Auswahl (Abb. 29): eine longitudinale (0,90 T bei 46 A [Frö09]) und eine transversale (1 T bei 46A [Orto9]), deren Konstruktion in [Orto9] beschrieben ist. Beide supraleitenden Haltespulen arbeiten bei 1,5 K. Sie wurden zwecks Kühlung auf einen Kupferträger aufgebracht. Relevante Informationen für Materiebudgetrechnungen können der Abbildung 33 entnommen werden. In diesem Experiment kam ausschließlich die transversale Spule beim Dynamisch-Polarisierten-Festkörpertarget zum Einsatz.

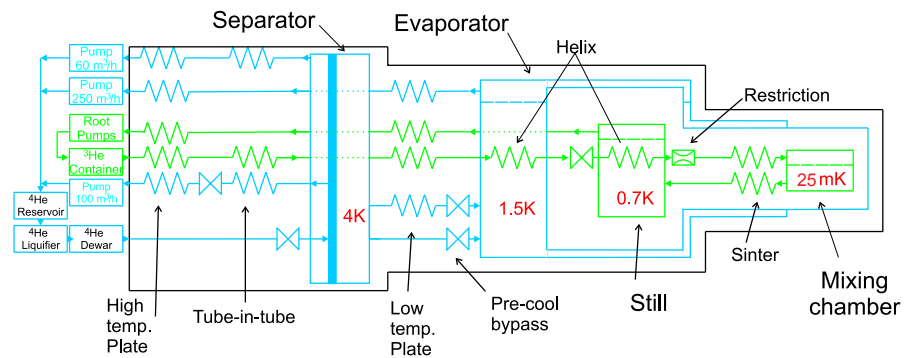


Abbildung 34: Schematischer Aufbau des Dubna-Mainz Verdünnungskryostaten mit seinem mehrstufigem Kühlsystem und Pumpenstand. [Mar07]

### Verdünnungskryostat

Zur Erlangung der tiefen Temperaturen von 25 mK sind mehrere Kühlstufen notwendig, die eine hohe Fertigungsqualität aufweisen müssen. Man rufe sich nur in Erinnerung, dass als Ziele kompakte Abmessungen (um den Platzzwängen des innersten Detektors zu genügen) und ein geringes Materialbudget zu erfüllen waren. Die Lösung ist skizzenhaft in Abbildung 34, ihre Abmessungen in 33 dargestellt.

Das System besteht aus folgenden vier, thermisch voneinander isolierten, Bereichen:

- Separator,
- Evaporator (Verdampfer),
- Destillationskammer und
- Mischungskammer.

Aufgrund dessen die Kühlleistungen der verschiedenen Methoden unterschiedliche Abhängigkeiten von der Temperatur aufweisen (bspw.  $\dot{Q}_{\text{Verdampfer}} \propto e^{-1/T}$  aber  $\dot{Q}_{\text{Mischung}} \propto T^2$ ) und in unterschiedlichen Temperaturbereichen optimal funktionieren, bedarf es dieser Vielzahl an Kühlstufen.

Der Separator trennt gasförmiges Helium vom flüssigen bei einer Temperatur von 4 K. Weiter herunter auf 1,5 K kühlt der nachgeschaltete Evaporator mittels des Prinzips der Verdampfungskühlung. Im Destillierer wird bereits 0,7 K erreicht, um schließlich mittels einer  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Mischung in der Mischkammer 25 mK zu erreichen. In dieser befindet sich das Targetmaterial (in unserm Fall Butanol) in einem Teflonbehälter. Erwärmtes Heliumgas wird abgesaugt und zur Vorkühlung einströmender Gase und Flüssigkeiten benutzt.

Wir wollen den Prozess der  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Kühlung kurz erläutern, welcher erstmals 1962 [Das65] realisiert wurde: Ein  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Gemisch

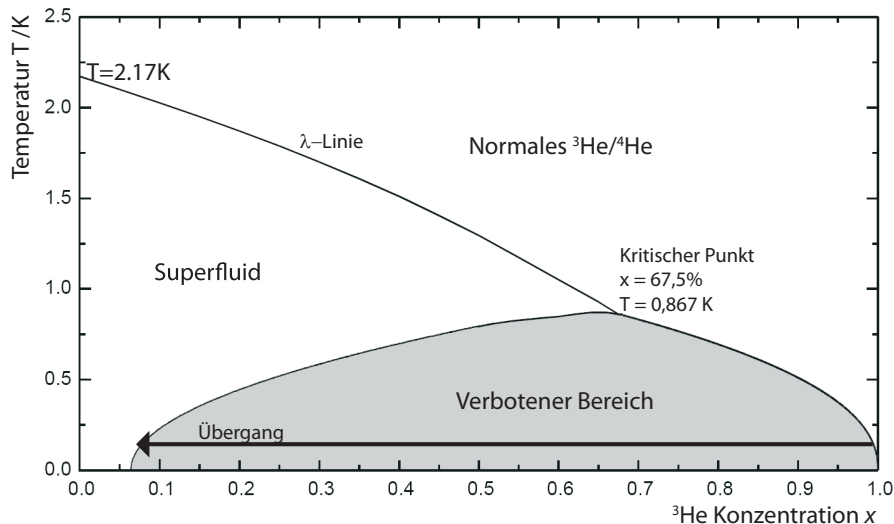


Abbildung 35: Phasendiagramm für eine Mischung der Helium-Isotope  $^3\text{He}$  und  $^4\text{He}$ . Reines  $^4\text{He}$  ( $x = 0$ ) tritt bei  $2,17\text{ K}$  in die superfluide Phase über – das Vorhandensein von  $^3\text{He}$  verschiebt diesen Übergang entlang der  $\lambda$ -Linie zu niedrigeren Temperaturen. Reines  $^3\text{He}$  geht erst bei  $2,5\text{ mK}$  in die superfluide Phase über. Bei Temperaturen unterhalb des Kritischen Punkts ( $T = 0,867\text{ K}$ ) werden bestimmte Mischungsverhältnisse verboten. Nahe des Nullpunkts enthält die  $^4\text{He}$ -reiche Phase maximal  $6\%$   $^3\text{He}$  (linke untere Ecke), die andere Phase enthält annähernd reines  $^3\text{He}$  (rechte untere Ecke). Alle Angaben gelten im Zustand des gesättigten Dampfdrucks.

wird in die Mischkammer eingebracht. Wir betrachten im Folgenden den stationären Fall bei Temperaturen im „Frozen Spin Mode“, also bei etwa  $25\text{ mK}$ . Aufgrund der unterschiedlichen Dichten und quantenmechanischen Eigenschaften ( $^4\text{He}$  ist mit  $I = 0$  ein Boson,  $^3\text{He}$  ist hingegen mit  $I = \frac{1}{2}$  ein Fermion) schwimmt eine  $^3\text{He}$ -reiche Schicht oberhalb einer  $^4\text{He}$ -reichen Schicht in der Mischkammer. Durch Absaugen des  $^3\text{He}$  aus der unteren  $^4\text{He}$ -reichen Schicht entsteht ein Ungleichgewicht, welches einen Phasenübergang zweiter Ordnung von  $^3\text{He}$ -Atomen aus der oberen Schicht hervorruft, vgl. das Phasendiagramm in [Abbildung 35](#). Aufgrund des Enthalpie-Unterschieds entzieht dieser Übergang dem Gemisch Wärme.

Die mit einem  $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verdünnungs-Kryostaten erreichbare Temperatur hängt hauptsächlich von der Temperatur des einströmenden  $^3\text{He}$  (d.h. die Güte des letzten Wärmetauschers, dem Sinter, ist relevant) sowie vom Grad der thermischen Isolation ab.

Die Funktionsweise des gesamten Kryostaten wird in [\[Mar07\]](#) ausführlich beschrieben.

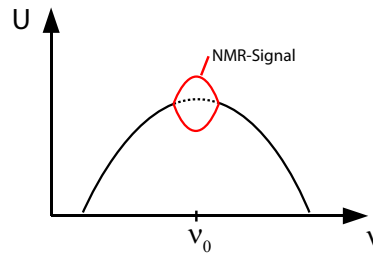


Abbildung 36: Dargestellt ist exemplarisch das Ergebnis eines Frequenzscans zur Polarisationsbestimmung. Die schwarze Kurve zeigt das Signal des LC-Schwingkreises im Bereich des Maximums, auch „Q-Kurve“ genannt. Um die Mittenfrequenz  $\nu_0$  sitzt zusätzlich das Signal der NMR-Messung (rot) auf der Q-Kurve. Abhängig von der Polarisationsrichtung erhält man ein positives oder negatives Signal.

### *Polarisationsgradbestimmung*

Die Messung des Polarisationsgrads des Targetmaterials basiert auf dem Prinzip der magnetischen Kernresonanz (NMR). Die dazu notwendigen Komponenten sind: (1) ein starkes, homogenes und statisches Magnetfeld, (2) ein Resonanzschwingkreis nahe am oder im Targetmaterial und eine (3) Auswerteelektronik.

Das statische Magnetfeld wird in z-Richtung durch den Polarisationsmagneten mit  $B_z = 2,5 \text{ T}$  bereitgestellt und erzeugt eine Zeemann-Aufspaltung. Mit der Spule des Resonanzschwingkreises (in Abbildung 30 zu sehen) wird nun ein Hochfrequenzfeld  $\vec{B}_R$  senkrecht auf z erzeugt, welches Übergänge zwischen den aufgespaltenen Niveaus ermöglicht. Die Steuerung und Auswerteelektronik führt dazu einen Frequenzscan mit der Larmorfrequenz  $\nu_{\text{Lamor}}$  (mit dem gyromagnetischen Faktor  $g$ , der Ladung  $q$  und Masse  $m$  des Protons)

$$\nu_{\text{Lamor}} = g \frac{q}{2m} \cdot B \approx 106,3 \text{ MHz}$$

als Mittenfrequenz  $\nu_0$  durch, wobei ein Absorptionsspektrum entsteht, vergleiche auch Abbildung 36. Die Fläche unter dem gemessenen Signal  $A_{\text{gemessen}}$  ist proportional zur Besetzungszahldifferenz der Energieniveaus und daher auch proportional zum Polarisationsgrad  $P_{\text{gemessen}}$ .

Für eine Kalibrierung nutzt man das Wissen über den Polarisationsgrad im thermischen Gleichgewicht aus Formel 22: Hierbei entspricht die gemessene Fläche  $A_{\text{TE}}$  einer Polarisation  $P_{\text{TE}}$ . Die so gewonnene Zuordnung des Flächeninhalts zur Polarisation ermöglicht die Messung beliebiger Polarisationsgrade mittels

$$P_{\text{gemessen}} = A_{\text{gemessen}} \cdot \frac{P_{\text{TE}}}{A_{\text{TE}}}$$

Damit die Larmorfrequenz über das Targetvolumen genügend homogen ist, muss die magnetisierende Spule eine Homogenität des

erzeugten magnetischen Feldes von mindestens  $\Delta B/B = 10^{-4}$  gewährleisten. Daher scheiden die Haltespulen mit  $\Delta B/B = 10^{-3}$  für die NMR-Messung aus – eine Messung ist also nicht parallel zum Experimentbetrieb möglich und die Werte müssen interpoliert werden. [Tho14] Um dies zu erreichen, wird vor und nach jedem Aufpolarisieren eine Messung durchgeführt. Mittels eines Zeitabgleichs wurden die Polarisationswerte den einzelnen Datendateien in [Sch11a] zugeordnet. Zugleich stellte eine Temperaturüberwachung an der Targetzelle sicher (Temperaturschwankungen im Bereich  $\leq 1$  mK/Tag), dass die Annahme eines exponentiellen Abfalls gut anwendbar ist. Weitere Informationen zur implementierten Messmethode „cw-NMR“ (engl., continuous wave-NMR) finden sich in [Frö09].

Der systematische Fehler der Target-Polarisationswerte wurde mit ca. 2 % abgeschätzt. Die primäre Fehlerquelle ist die Temperaturmessung im thermischen Gleichgewicht.

### Targetmassenbelegung

Die Massenbelegung für Butanol ergibt sich aus

$$N_T|_{p, \text{But}} = N_{p\text{-in-But}} \frac{V_{\text{But}}}{V_{1\text{Teilchen}}} = N_{p\text{-in-But}} \frac{f A l \rho N_A}{M_{\text{But}}^{\text{mol}}} \quad (23)$$

mit  $V_{\text{But}} = f \cdot A \cdot l$ ,  $N_{p\text{-in-But}} = 10$  (Anzahl der Wasserstoff-Atome im Butanol-Molekül) und  $V_{1\text{Teilchen}} = V_{\text{mol}}/N_A = M_{\text{But}}^{\text{mol}}/(\rho N_A)$ .  $f = 0,607(20)$  ist hierbei der Füllfaktor, der den Anteil der Butanolkugeln im gesamten Targetvolumen angibt. Daraus erhalten wir

$$\left. \frac{N_T}{A} \right|_{p, \text{But}} = 9,271(564) \cdot 10^{21} \frac{1}{\text{cm}^2}$$

mit einer Targetlänge  $l = 2,0(1)$  cm, Dichte von Butanol bei 4 K:  $\rho_{\text{But}} = 0,94(1)$  g/cm<sup>3</sup> [Rob90], Avogadro-Konstante  $N_A = 6,0221 \cdot 10^{23}$ /mol und  $M_{\text{But}}^{\text{mol}} = 74,1216$  g/mol. Der relative Fehler beträgt 6,1 % und geht in den systematischen Fehler ein.

Das Verhältnis der Belegungsdichten zwischen den beiden in dieser Arbeit verwendeten Targetmaterialien ist damit

$$\left. \frac{A}{N_T} \right|_{\text{But}} / \left. \frac{A}{N_T} \right|_{\text{H}} = 4,546$$

### Diskussion des systematischen Fehlers durch das Targetmaterial und -container

Im Folgenden wird diskutiert, wie die Materialien, die vom Photonenstrahl getroffen werden, von der bisher betrachteten idealen Weise abweichen und so ggf. zusätzliche polarisierte Untergrundbeiträge liefern.

Jedes Teilchen mit Kernspin  $I \neq 0$  wird sich thermisch im vorhandenen Magnetfeld polarisieren, der Polarisationsgrad ist von  $g$  und  $\mu$  des Materials abhängig ist (vgl. Abbildung 31 für eine Abschätzung). Wir untersuchen daher Isotope und weitere Materialien im Bereich der Targetzelle.

Die Hauptunsicherheit besteht in möglichen polarisierten Beiträgen durch das Kohlenstoff-Isotop  $^{13}\text{C}$  mit  $I = 1/2$  (1,1%,  $^{12}\text{C}$  mit  $I = 0$  hat eine Häufigkeit von 98,9%). Es befindet sich im Targetmaterial Butanol selbst und im ihn umgebenden Teflonbehälter. Beiträge durch das Isotop  $^{17}\text{O}$  mit  $I = 5/2$  sind aufgrund der geringen Häufigkeit von lediglich 0,038% vernachlässigbar. Teflon (PTFE) besteht aus Fluor ( $I = 1/2$ ) und Kohlenstoff (Strukturformel für ein Monomer:  $\text{C}_2\text{F}_4$ ). Die Motivation zur Nutzung von Teflon als Material wurde durch dessen Aufbau ohne Wasserstoffatome gegeben. Weiterhin kann sich das Helium-3 im thermischen Gleichgewicht bei den im Mischbehälter vorherrschenden geringen Temperaturen zusammen mit dem vorhandenen Magnetfeld polarisieren.

Wir geben den aktuellen Stand der Untersuchungen zu den einzelnen Punkten:

- Der Beitrag durch die Diffusion des Spins vom Butanol auf eigentlich unpolarisierte Materialien ist in Zukunft zu untersuchen.
- Eine weitere Frage ist die nach Verunreinigungen durch fremde Materialien. Wir gehen im Weiteren davon aus, dass solche Beiträge vernachlässigbar sind.
- Das Helium-3 und Helium-4 im Mischbehälter des Targets ist in Bewegung und wirkt einem möglich Polarisations-Effekt entgegen [Tho13b]. Wir gehen daher von einem Verschwinden der Polarisation aus.
- Ebenso wird auch die Polarisationsstärke des Teflon trotz  $I \neq 0$  aufgrund fehlender Radikale vernachlässigbar klein sein [Tho13b].
- Materialien, welche eine von Butanol unterschiedliche Larmourfrequenz aufweisen, werden durch die DNP nicht polarisiert. Darüberhinaus müssten Radikale im Material zum erfolgreichen Polarisieren vorhanden sein.

Die Stärke all dieser ggf. zusätzlichen Polarisationsbeiträge ist derzeit unbekannt, sie sind Gegenstand zukünftiger Untersuchungen. Es gibt bislang jedoch keine Hinweise, dass diese Effekte die Polarisation jenseits des angegebenen systematischen Fehlers beeinflussen. Sie gehen deshalb nur teilweise in den systematischen Fehler unserer Analyse mit ein.

### 3.6 EXPERIMENTAUFBAU

Die Position entlang der Strahlachse der für den Photonen-Strahl relevanten Experimentbestandteile sind aus Abbildung 37 zu entnehmen. Die Position senkrecht dazu wurde jeweils so gewählt, dass die Zentren der Detektoren, des Targets und anderer Elementen auf der Strahlachse liegen sowie deren Ausrichtung entlang dieser verlaufen.

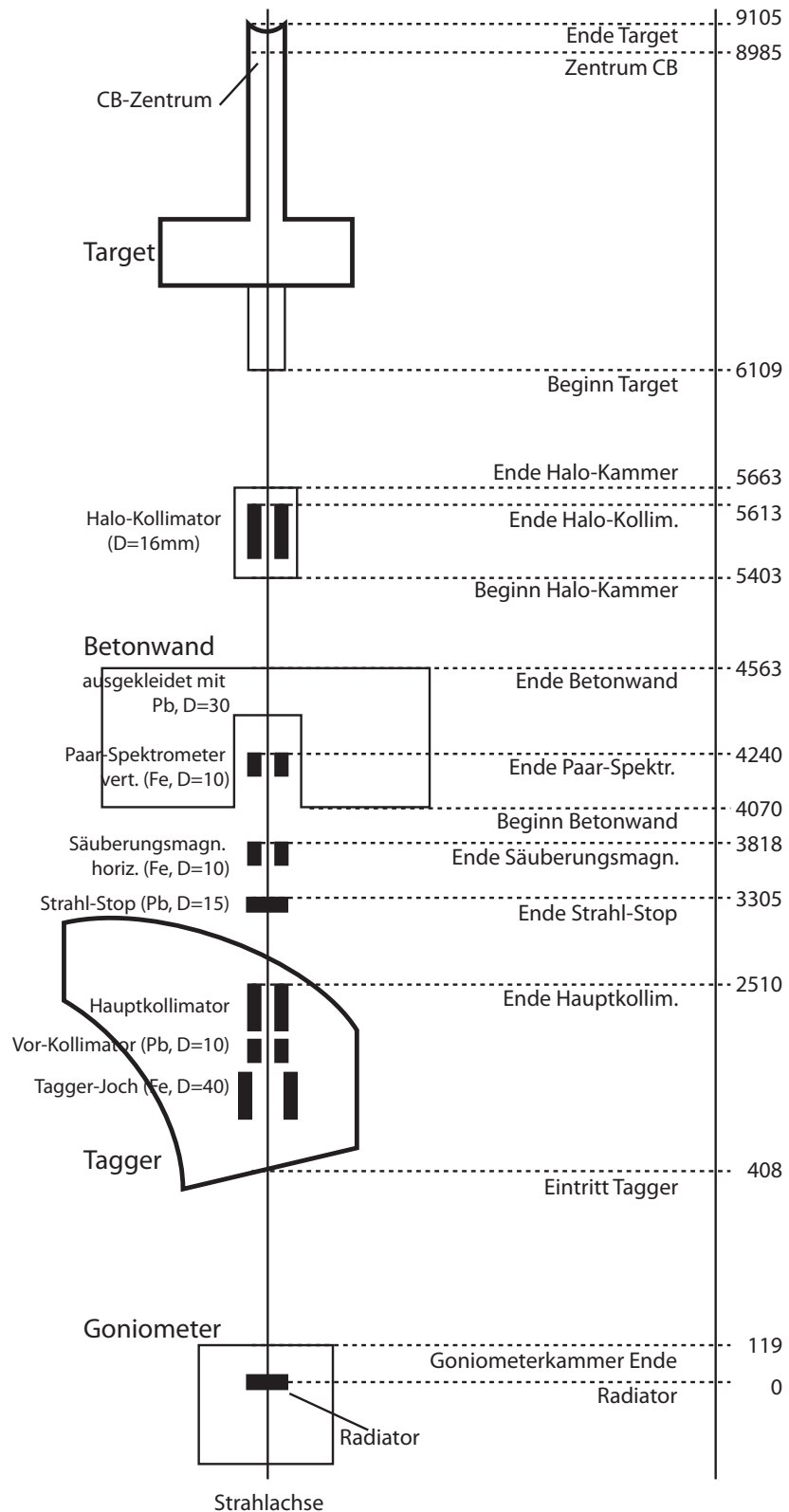


Abbildung 37: Abstände der einzelnen Experiment-Bestandteile, Angaben in Millimetern.



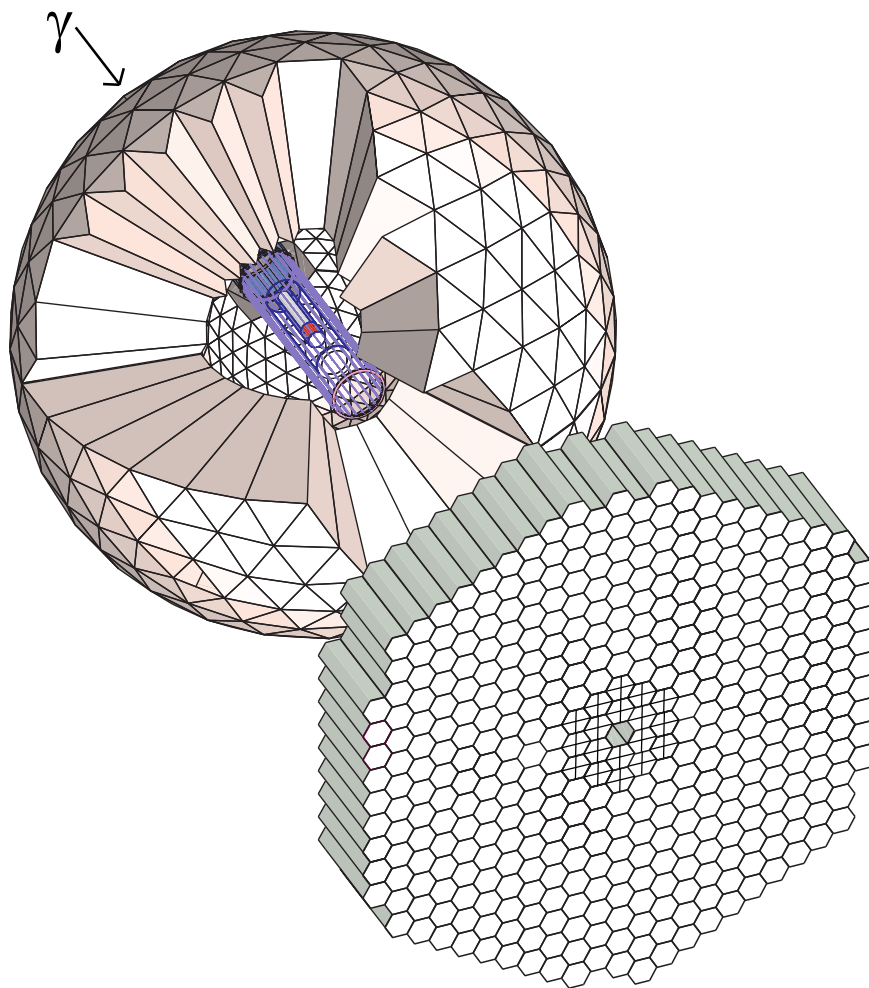


Abbildung 38: Übersicht über die Reaktionsprodukte-Detektoren: Crystal Ball, Teilchen-ID, Drahtkammer und TAPS. [Bar14]

### 3.7 DETEKTOREN

Ein Überblick über die verwendeten Detektoren und deren relative Anordnung zueinander ist in Abbildung 38 gegeben. Sie sind um das Target herum angeordnet und dienen dem Nachweis der Reaktionsprodukte. Wir stellen sie im Folgenden zusammen mit ihren Eigenschaften vor.

#### 3.7.1 *Crystal Ball*

Das annähernd den ganzen Raumwinkel abdeckende Kalorimeter Crystal Ball (CB) ist eines der wichtigsten Komponenten im Experimentaufbau der A2-Kollaboration. Gebaut in den 70er Jahren am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) nahm er von 1974 bis 1982 an den ersten  $J/\Psi$ -Messungen (und damit der Bestätigung des Charm-Quarks 1974) teil, welche 1976 mit einem Nobelpreis aner-

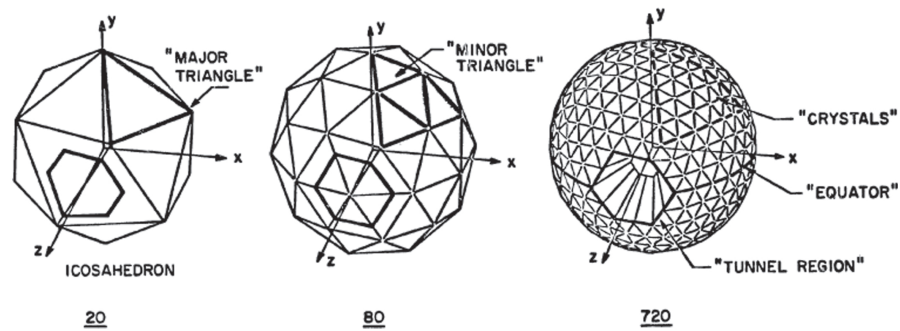


Abbildung 39: Aufbau und Ordnung des Crystal Balls, angepasst von [Ore80].

kannt wurden [Gai82, Ore80]. Der Einsatz in einem Colliding-Beam-Experiment begründet auch die charakteristische Geometrie: Eine Kugel mit zwei Strahleinschussöffnungen.

Nach der Entdeckung des Bottom-Quarks 1977 am Fermilab kam der Detektor am Deutschen Elektronen-Synchrotron (DESY) u.a. bei den Durchführung von  $b\bar{b}$ -Spektroskopie zum Einsatz [Skw86]. Nach einigen Jahren der Pause ging er im Zeitraum von 1998-2002 zurück nach Amerika zur Untersuchung von Baryon-Resonanzen mit Pion-Strahlen am Brookhaven National Laboratory (BNL) [Arno6]. Seitdem befindet sich der Crystal Ball am Beschleuniger MAMI. Viele der Informationen über den Aufbau und Wirkungsweise sind [Ore80, Kön86, Povo4] entnommen.

**GEOMETRIE DES CRYSTAL BALL** Die Grundstruktur für die Geometrie des Gesamtdetektors ist ein Icosaeder, dessen Oberfläche aus 20 gleichseitigen Dreiecken besteht, den sogenannten Haupt-Dreiecken („Major Triangles“, siehe linke Abbildung in 39). Zur besseren Annäherung der Struktur an eine Kugel wurde jedes dieser Dreiecke in vier kleinere unterteilt, den Unter-Dreiecken („Minor Triangles“, mittleres Bild). Schließlich werden jedem Unter-Dreieck neun dreieckige Kristalle zugeordnet, die eigentlichen Detektorelementen.

Damit besteht die Oberfläche des CB aus 720 Elementen, von denen die jeweils 24 zur positiven und negativen Strahlachse nächsten Elemente für den Zweck des Strahlein- und -Ausgangs, entfernt wurden (siehe rechtes Bild in 39). Dieser Bereich wird auch als „Tunnelregion“ bezeichnet, dessen Radius an der engsten Stelle 11,3 cm beträgt. Der Gesamtdetektor besteht somit aus 672 Kristallen, die auf zwei Hemisphären aufgeteilt sind. Diese Hemisphären sind geometrisch getrennt und justierbar, so dass das Targetzentrum mit dem Zentrum des CB übereinstimmt.

Zu Wartungszwecken wird die obere Halbkugel nach oben gefahren, so dass der Zugriff auf innere Detektoren (MWPC, PID) möglich wird. Die innere Kugelschalenwand der Hemisphären (Radius: 25,4 cm) besteht aus 1,6 mm ( $1/16''$ ) dickem Edelstahl und entspricht

damit 0,09 Strahlungslängen, die äußere Wand (Radius: 66 cm) besteht aus 22,2 cm (0,875") dickem Aluminium. Der Innenraum ist hermetisch versiegelt und ausgepumpt, so dass der niedrigere Druck, zusammen mit sechs internen Stahlseilen pro Haupt-Dreieck zwischen der Innen- und Außenseite, das Tragen der Kristalle (in Summe etwa 1,9 Tonnen) unterstützt.

Selbst im zusammengefahrenen Zustand besteht ein Luftspalt von 5 mm zwischen den Hemisphären. Zusammen mit den 48 fehlenden Kristallen der Tunnelregion und dem 1,6 mm dicken Edelstahl der Äquatorregion ergibt sich somit eine Raumwinkelabdeckung von 92,3%.

**AUFBAU EINZELNER KRISTALLE** Die Grundform eines Detektorelements besteht aus einem Pyramidenstumpf mit dreieckiger Grundfläche. Die Kantenlänge beträgt etwa 5,1 cm (innen) und 12,7 cm (außen) bei einer Länge von 40,6 cm (16"). Um eine bessere Kugelförmigkeit des Detektors zu erreichen, gibt es insgesamt 11 leicht unterschiedliche Elementgeometrien.

Als Szintillatormaterial wird das anorganische Natriumiodid verwendet, wobei einige Natrium-Positionen mit Thallium als Aktivatorzentren dotiert sind, NaI(Tl). Mit einer Abklingkonstanten von  $\tau = 230$  ns erzeugt dieser Szintillatortyp das meiste Licht, im Vergleich mit anderen Szintillatormaterialien, bei gleichzeitig guter Linearität. Die Länge eines Kristalls entspricht 15,7 Strahlungslängen. Für eine dauerhafte Haltbarkeit des hygroskopischen<sup>10</sup> Materials sorgt der einzelne Einschluss in Aluminiumfolie (Diffusionswiderstandszahl  $\mu > 10^6$ , somit wasserdampfundurchlässig) und der reduzierte Druck in den Halbkammern als zweite Sicherheit.

Zur optischen Isolierung, Verbesserung der Lichtreflexionen und als Schutz sind die Kristalle neben den 50  $\mu$ m Aluminium auch in 150  $\mu$ m Papier eingewickelt. Lediglich diese dünnen Folien sind inaktives Material im Detektorvolumen zwischen den Kristallen, die aufeinander geschichtet sind.

Jeder Kristall wird durch einen eigenen Photomultiplier (PMT) ausgelesen. Das seit dem Bau des CB verwendete Modell „SRC L50B01“ mit 10 Dynoden hat ein 5,1 cm (2") großes Eintrittsfenster mit einer Bialkali-Kathode. Zum Anpassen des Verstärkungsfaktors dient ein Potentiometer zwischen der 3 und 4 Dynode – dieses war bis zum Einbau der neuen Hochspannungsversorgung in 2013 die einzige Möglichkeit der Hardware-Kalibration. In Abbildung 40 sind weitere Details eines Detektorelements aufgezeichnet: So dient Schaumstoff (0,06") und Teflon (kristallabhängig, aber  $< 0,5$ ") zur radialen Höhenkorrektur, wobei diese Unterlegscheiben weniger als 0,03 Strahlungslängen

<sup>10</sup> Stoffeigenschaft, Feuchtigkeit aus der Umgebung (meist Wasserdampf aus Luft) zu binden. Viele aufnehmende Feststoffe zerfließen oder verklumpen durch die Wasseraufnahme, zerstören damit die Kristallstruktur und machen den Szintillator blind.

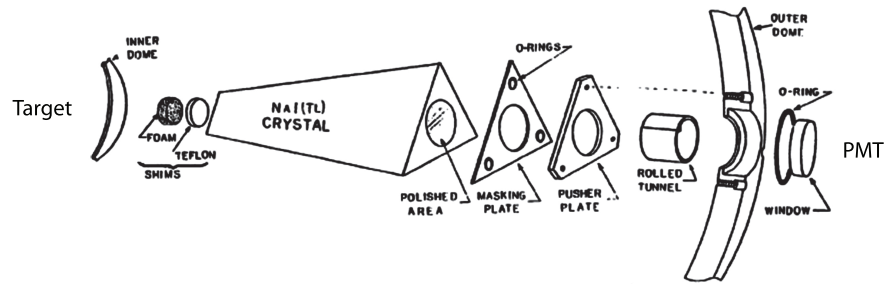


Abbildung 40: Explosionszeichnung eines CB-Detektorelements: Links befindet sich in 25,4 cm Entfernung von der inneren Halbkugel der Targetmittelpunkt, rechts der Photomultiplier. Zeichnung aus [Ore80].

Abdeckung	azimutal	komplett, außer Äquatorregion (3,4°)
	polar	20°..160°
Auflösung [Wer14, S. 68]	azimutal	$\sigma(\phi) = 1,75^\circ / \sin(\theta)$
	polar	$\sigma(\theta) = 1,75^\circ - 2,25^\circ$
	Energie	$2\% \cdot (E/\text{GeV})^{-1/4}$
	Zeit	$\sigma \approx 4,7 \text{ ns}$

Tabelle 6: Eigenschaften der CB-Elemente

längen entsprechen. Zwischen PMT und dem polierten Austrittsbereich des Kristalls besteht ein Abstand von etwa 5,1 cm (~2“) mit einem 1,3 cm (0,5“) dickem Glasfenster auf halber Strecke. Verglichen mit einem Aufbau ohne diese Luftlichtleiter hat man einen Lichtverlust von 60% aufgrund der mehrfachen Medienübergänge.

**WIRKUNGSWEISE DES GESAMTDETEKTORS** Typischerweise wird 98% der Gesamtenergie eines Teilchens in einen zentralen Kristall und seine 12 Nachbarn deponiert. Geladene Pionen bis zu einer Energie von 240 MeV sowie Protonen bis 425 MeV können gestoppt werden. Für Photonen beträgt der dynamische Bereich 4 MeV bis 1 GeV. In Tabelle 6 sind die wichtigsten Eigenschaften kompakt dargestellt.

Durch die gute relative Energie- und Winkelauflösung ergeben sich direkte Vorteile z.B. in der Massenrekonstruktion. Diese Auflösungen gehen direkt in die Berechnung der in unserer Analyse oft verwendeten invarianten 2-Gamma-Masse

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\phi)}$$

mit den Energien der beiden Photonen  $E_i$  und deren Öffnungswinkel  $\phi$ , ein. Weitere Details zur Teilchenanalyse im CB werden in Kapitel 4.1 besprochen.

### 3.7.2 Teilchenidentifikationsdetektor

Der in seiner jetzigen Version von der Universität Glasgow und Edinburgh im Jahre 2008 gebaute Teilchenidentifikationsdetektor (Particle ID, PID) erlaubt in Kombination mit dem CB die Unterscheidung von Teilchen nach der  $dE/dx$ -Methode. Der aus 24 Einzeldetektoren bestehende zylinderförmige Detektor (Innendurchmesser: 11,3 cm) ist parallel zum Target angeordnet und umschließt dieses. Danach folgen die Drahtkammern zur Teilchenspurrekonstruktion: Diese nicht optimale Anordnung der Detektoren ist historisch bedingt, da hierdurch die Drahtkammern aus dem Vorgänger-Experiment DAPHNE übernommen werden konnten. Einher geht damit die Maßgabe, das Materialbudget des PIDs so gering wie möglich zu halten.

Ein PID-Detektorelement besteht aus einem Szintillatorstreifen (4 mm dick, 15,3 mm breit und 50 cm lang) der zur optischen Isolation in Mylar- und schwarzer Kunststoffolie eingewickelt ist. Das gewählte Szintillatormaterial „EJ-204“ vom Hersteller Eljen Technology wurde u.a. aufgrund seiner Schnelligkeit (Anstiegszeit: 0,7 ns, Abfallzeit: 1,8 ns) und hohen Lichtausbeute bei gleichzeitig geringer Dichte von 1,02 g/cm<sup>3</sup> gewählt. Jedes Element wird durch einen in seiner Bauform sehr kompakten Hamamatsu H3164-10 PMT mit Bialkali-Kathode ausgelesen. Die PMTs befinden sich strahlaufwärts im Bereich  $\theta > 160^\circ$  und bringen damit kein zusätzliches Material zwischen Target und CB oder TAPS, wie dies noch beim Vorgängermodell (2002-2004) der Fall war. Zusammengehalten wird der Detektor lediglich an seinen Enden durch einen Aluminium- (im Bereich der PMT) und einen Plastikring.

Jeweils eine Seitenkante zum benachbarten Element ist abgeschragt, so dass in azimuthaler Richtung eine möglichst unterbrechungsfreie Abdeckung vorliegt. Abgesehen von diesen schmalen Unterbrechungen aufgrund der optischen Isolierung können in  $\phi$  geladene Teilchen in alle Richtungen und in  $\theta$  von  $15^\circ$  bis  $159^\circ$  nachgewiesen werden. Zur Verdeutlichung: Ein Detektorelement deckt dabei  $15^\circ$  in  $\phi$  und den gesamten polaren Bereich ab.

Damit übertrifft die Raumwinkelabdeckung des PIDs die des dahinterliegenden CBs und ermöglicht die Identifikation von Teilchen nach folgender Methode: Ein geladenes Teilchen durchfliegt ein Element des PIDs und wird anschließend im CB gestoppt. Dabei wird der Energieverlust durch Ionisation zwei mal gemessen,  $\Delta E$  im PID und  $E$  im CB. Die Einsortierung des Wertepaares in passend gewählten Bereichen erlaubt die Teilchenidentifikation – im gewählten Aufbau gelingt die Unterscheidung von Protonen, geladenen Pionen und Elektronen. Die Methode ist in [Abbildung 41](#) verdeutlicht. Die Hauptanwendung des PIDs in unserem Fall besteht jedoch aus der Diskriminierung geladener von ungeladenen Teilchen, was so später im CB nicht mehr zweifelsfrei möglich ist.

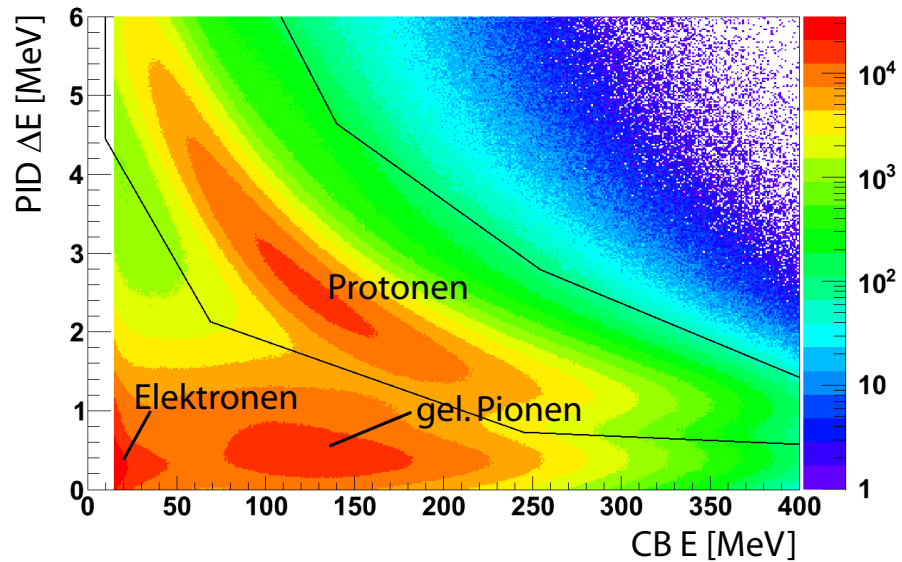


Abbildung 41: Zur Verdeutlichung der  $dE/dx$ -Methode zur Teilchenidentifikation mittels der Energieinformation  $\Delta E$  und  $E$  des PID und des CB. Der PID alleine ermöglicht lediglich die Unterscheidung zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen – was für unsere Analyse zur Identifikation von Photonen ausreicht. Das Bild wurde [Mar13] entnommen.

Weitere Informationen finden sich in [A2E15].

### 3.7.3 Vieldrahtproportionalkammern

Die beiden derzeit im Experiment eingesetzten Multi Wire Proportional Chambers (MWPC) wurden in ihrer jetzigen Form 2008 eingebaut [Pedo8]. Die Kammern sind inklusive der Anodendrähte parallel zur Strahlachse angeordnet. Allerdings sind sie erst seit 2012 zuverlässig mit normalen Strahlströmen nutzbar [Ped13]. Da diese Detektoren in unserem Experiment nicht einsatzbereit waren, werden sie an dieser Stelle in kompakter Form vorgestellt. Zu vertiefenden Informationen sei auf [Gru93, A2E15] verwiesen.

Die beiden von der Universität Pavia gebauten MWPCs stellen zwei typgleiche Kammern dar, die ineinander angeordnet sind und sich daher lediglich um einige Zahlenwerte – die in Tabelle 7 aufgeführt sind – unterscheiden. Die gewählten Dimensionen ergeben sich aus dem Platzangebot bei gegebenen CB-, Target- und PID-Abmessungen. Jede Kammer ist dafür ausgelegt, den Durchstoßpunkt eines oder mehrerer geladenen Teilchen zu bestimmen. Im Verbund beider Kammern und dem CB kann so eine hohe Ortsauflösung ( $\sigma(\theta) = 2,4^\circ \cdot \sin(\theta)$  und  $\sigma(\phi) = 2^\circ$ ) bei der Spurrekonstruktion erreicht werden. Es wird der gleiche Raumbereich abgedeckt wie vom CB, von  $21^\circ$  bis  $159^\circ$  in  $\theta$  und dem gesamten  $\phi$ -Bereich. Die für viele Experimente relevante Rekonstruktionseffizienz kann zusammen mit



	Kammer 1	Kammer 2
Länge [mm]	560	560
Radius innen [mm]	70	90
Radius außen [mm]	78	98
Anzahl Drähte	232	296
Anzahl Streifen innen	69	89
Anzahl Streifen außen	77	97
Spannung [V]	2500	2550

Tabelle 7: Eigenschaften der beiden MWPCs [Bar10, Ped13]

den Detektoren CB und PID experimentell bestimmt werden, welche typischerweise bei 90 % für Protonen und 80% für geladene Pionen (mindestens eine der beiden Kammer hat das Teilchen detektiert) liegt.

Eine Kammer besteht aus zwei 1 mm dicken Röhren aus Rohacell deren Radien sich um 8 mm unterscheiden. Zwischen den Kammerwänden befindet sich das Arbeitsgas, eine Mischung<sup>11</sup> aus Argon und diversen Zusätzen die einerseits den dauerhaften Einsatz ermöglichen aber auch einen Kompromiss zwischen Ladungsvervielfachung und Ortsauflösung darstellen. Auf den Kammerwänden befindet sich eine 25 µm dicke Kaptonschiicht sowie auf der Außenseite eine 0,1 µm dicke Aluminiumschicht zur Abschirmung elektromagnetischer Felder. Die Kathode wird durch 4 mm breite und 0,1 µm dicke Aluminium Bahnen gebildet, welche mit einem Abstand von 0,5 mm auf den Innenseiten aufgebracht sind. Mittig zwischen den beiden Kammerwänden befinden sich die Anodendrähte aus 20 µm Wolfram, welche in einem Abstand von 2 mm montiert sind. Das in Summe eingebrachte Materialbudget ist sehr gering: Im Vergleich zum 4 mm dicken Szintillatormaterial des PIDs tragen die beiden Drahtkammern lediglich ein Plastikäquivalent von zusätzlichen 0,8 mm [Ped11] bei.

Die Kathodenstreifen sind helixförmig in einem 45° Winkel aufgebracht (vgl. Abbildung 42), wobei die inneren und äußeren Streifen einen entgegengesetzten Drehsinn haben und sich deshalb jeder innere Streifen mit jedem äußeren genau zwei Mal kreuzt.

<sup>11</sup> Die Gasmischung: 67,1% Argon (Ionisationsenergie 15,7 eV) als Arbeitsgas, 29,0% Ethan als Röntgenstrahlen-Absorber, 0,5% Freon als Elektronen-Absorber, 3,5% Methylal-Alkohol zur Verhinderung der Bildung von Polymerketten aus aufgebrochenen Ethan. Diese Polymere sind der Hauptgrund, weshalb die Kammern lange Jahre so oft ausfielen und nicht bei hohen Strahlströmen betrieben werden konnten. Sie bilden eine Isolationschiicht auf der Kathode und verhindern hierdurch die Neutralisation der positiven Ionen, ein elektrisches Feld baut sich oberhalb der Kathode auf. Aus diesem können sich Elektronen aus der Kathode herauslösen und erhöhen damit den Stromfluss innerhalb der Kammer (Malter Effekt). All dies führt zu einer Zerstörung der Kammer.

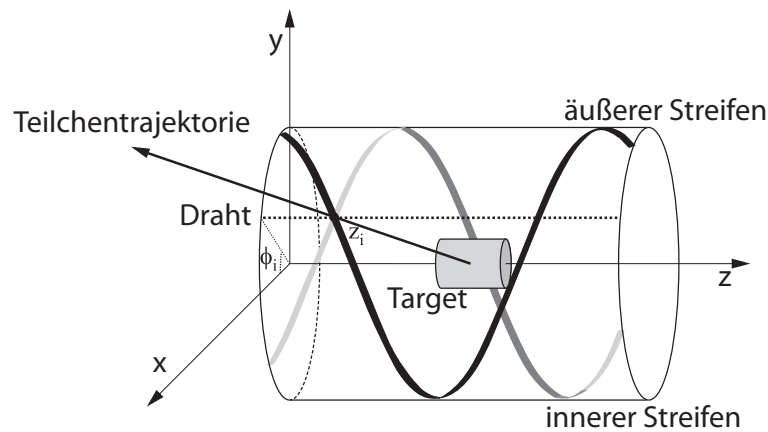


Abbildung 42: Prinzip der Teilchenspur-Rekonstruktion mit einer der beiden Vieldrahtproportionalkammern. In diesem Beispiel liegt der Vertexpunkt im Targetzentrum, im Allgemeinen ist dieser jedoch beliebig und wird durch die Kombination mit der zweiten Drahtkammer oder dem CB bestimmt.

Der Verstärkungsfaktor der im Proportionalbereich betriebenen Kammern liegt bei der gewählten Geometrie und Gas bei etwa  $10^5$ , was eine große Signalverstärkung und gute Abschirmung bedingt. Die zur Anfangsionisation proportionale, gemessene Ladung verteilt sich auf mehrere Kathodenstreifen und kann durch die analoge Auslese mittels einer Schwerpunktbildung zur genaueren Ortsbestimmung herangezogen werden. Demgegenüber löst meist nur ein Anodendraht aus, so dass hier auf einfachere Auslesetechnik mittels TDC gesetzt wurde. Mit den Informationen aus den Streifen und dem ausgelösten Draht ist nun kammerweise die Bestimmung eines Durchstoßpunktes  $(\phi, z)_i, i = 1, 2$  möglich. Die Kombination beider Kammerinformationen ermöglicht die Berechnung des 3-dimensionalen Vertexpunktes – zusätzlich zu der Flugrichtung des Teilchens.

#### 3.7.4 TAPS

Das elektromagnetische Kalorimeter TAPS (Two/Three Arm Photon Spectrometer) besteht bereits seit 1990 [Nov91] und wird jetzt – mit einigen Modifikationen – erfolgreich im A2-Experiment als Vorwärtsdetektor eingesetzt. Mit seiner kompletten  $\phi$ -Abdeckung wurde der Abstand zum Target so gewählt ( $146,3 \pm 1,0$  cm), dass der Detektor genau die Akzeptanzlücke des CBs in Vorwärtsrichtung unter kleinen Winkeln füllt (abgedeckter Polarwinkel<sup>12</sup> von  $1^\circ$  bis  $21^\circ$ ). Dieser

<sup>12</sup> Für den Fall mit zwischen Target und TAPS eingebautem Čerenkov-Detektor vergrößert sich der Abstand um 32 cm, so dass die  $\theta$ -Abdeckung auf  $17,5^\circ$  reduziert wird und damit eine kleine Akzeptanzlücke von etwa  $2,5^\circ$  entsteht. Überlegungen diese zu schließen gibt es: Entweder den Bau neuer TAPS-Kristalle oder eine Veränderung des Čerenkov-Detektors.



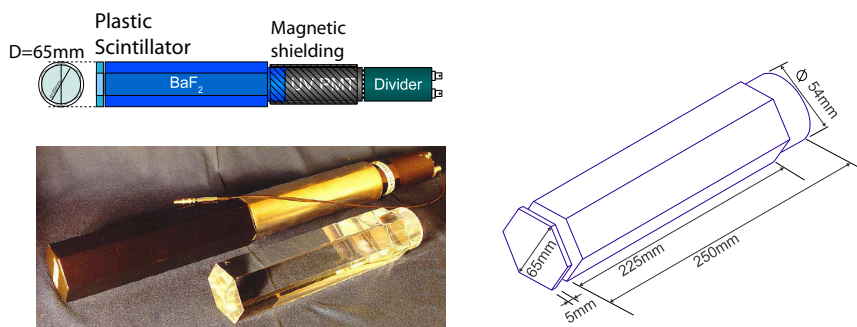


Abbildung 43: Aufbau eines TAPS-Detektorelements: BaF<sub>2</sub>-Kristall, PMT und Spannungsteiler. Vor dem Kristall sitzt der Plastikszintillator zur Ladungsdiskriminierung. Angepasst aus [A2E15].

Detektor wird in der später vorgestellten Analyse nicht verwendet, aber der Vollständigkeit halber in seiner Konfiguration, die seit 2009 unverändert ist, vorgestellt.

Die Grundstruktur eines Detektorelements besitzt eine hexagonale Form mit einem Innenkreisradius von 5,9 cm. Diese Elemente sind in 11 Ringen und 6 Sektoren angeordnet, siehe dazu auch Abbildungen 43 und 44. In den beiden inneren Ringen kommt als Szintillatormaterial Bleiwolframat (PbWO<sub>4</sub>) zum Einsatz, sonst Bariumfluorid (BaF<sub>2</sub>). Im Folgenden wollen wir zuerst die Elemente aus BaF<sub>2</sub> näher beschreiben um anschließend die Beweggründe zum teilweisen Wechsel auf PbWO<sub>4</sub> zu begründen.

Die 366 BaF<sub>2</sub>-Kristalle haben eine Länge von 25 cm (etwa 12 Strahlungslängen). Die hinteren 2,5 cm sind zu einem runden Zylinder geformt. Von dort wird das Licht direkt mit einem PMT umgewandelt. Die optische Isolation wird durch eine reflektierende Teflon und Alufolie sichergestellt. Zusätzlich bringt ein schwarzer Schrumpfschlauch mechanische Stabilität und zusätzliche Umgebungslicht-Unabhängigkeit. Mit diesem Aufbau lassen sich geladene Pionen bis zu einer kinetischen Energie von 185 MeV und Protonen bis zu 380 MeV stoppen. Das Szintillationslicht besteht aus zwei Komponenten: Einer schnellen (Abklingzeit  $\tau = 0,6 - 0,8 \mu\text{s}$ ) im Bereich um 220 nm und einer intensiveren um 310 nm ( $\tau = 620 \text{ ns}$ ) [Lav82]. Dabei ist die gewonnene Lichtmenge etwa 20% der von NaI(Tl). Aufgrund unterschiedlicher Szintillationsmechanismen unterscheidet sich das Verhältnis der beiden Komponenten für minimal ionisierende und hadronische Teilchen. Im A2-Aufbau wird dieses Verhältnis mittels zweier unterschiedlicher Licht-Integrationszeitfenster ereignisweise gemessen und erlaubt damit eine Pulsformanalyse. Eine weitere Form der Teilchenbestimmung stellt die Flugzeitmessung dar, hierbei werden mit der schnellen Lichtkomponente  $\sigma_t = 85 \text{ ps}$  erreicht, was eine gute Unterscheidung der Hadronen von Teilchen mit  $c \approx 1$  ermöglicht. Für die Energieauflösung von  $\sigma(E) / E = 0,59\% / \sqrt{E_\gamma / \text{GeV}} + 1,91\%$  wird die lichtintensive lange Komponente verwendet.[Novo2, Novo98]

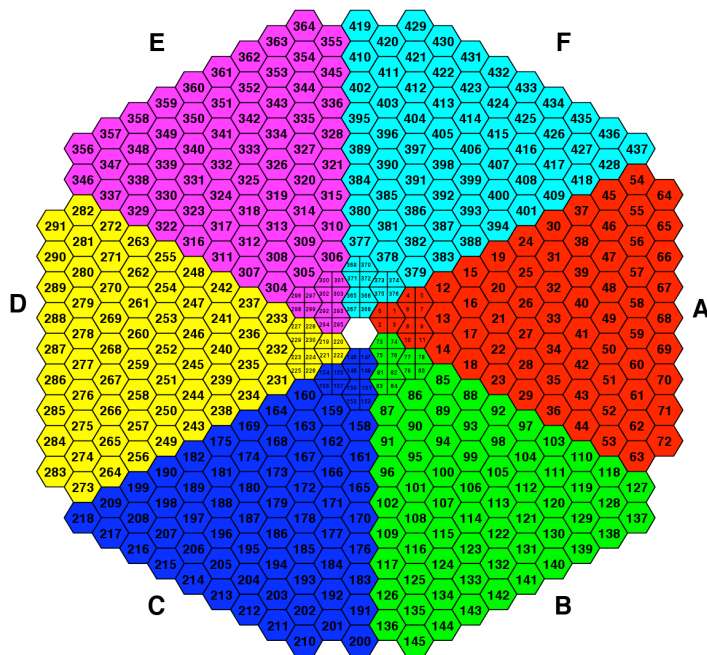


Abbildung 44: Anordnung der TAPS Detektorelemente, in der Konfiguration seit 2009. Ansicht vom Target in Richtung TAPS. Entnommen aus [Wer14]

Im Vergleich mit der Charakteristik vom Crystal Ball für ein 100 MeV Photon zeigt sich eine gleich gute Auflösung:  $\sigma/E = 3,8\%$  für TAPS und  $3,6\%$  für den CB – was einmal mehr zeigt, dass das Gesamtsystem (Szintillator, Auslese, Aufbau) eines Detektor-Apparats als Ganzes entscheidend ist.

Verglichen mit  $\text{BaF}_2$  unterscheidet sich  $\text{PbWO}_4$  in vielerlei Hinsicht: Die Abklingzeit ist bedeutend kürzer (zwei Komponenten, dominante  $\tau = 6,5 \text{ ns}$  und schwache  $\tau = 30,4 \text{ ns}$  [Colo8]) und die Strahlungslänge mit  $0,89 \text{ cm}$  ( $\text{BaF}_2$ :  $2,03 \text{ cm}$ ) kürzer sind. Dies ermöglicht die Ersetzung eines hexagonalen Detektorelements durch vier einzelne  $\text{PbWO}_4$ -Elemente, siehe Abbildung 45, zur Erlangung einer höheren Ereignisrate. Als Nachteile sind die geringere Lichtausbeute von  $0,6\%$  (bei  $20^\circ\text{C}$ , bezogen auf  $\text{NaI(Tl)}$ ,  $\text{BaF}_2$ :  $21\%$ ) und die fehlende Möglichkeit der Pulsformanalyse zu nennen.

Eine Interessensabwägung zwischen den beiden Szintillatormaterialien und -formen ist ausführlich in [Ben09] beschrieben und führte zum Austausch der inneren beiden Ringe (also 18  $\text{BaF}_2$ -Kristalle) durch insgesamt 72  $\text{PbWO}_4$ -Kristalle (welche erstmalig bei Raumtemperatur betrieben werden). Deren Länge beträgt  $20 \text{ cm}$ , was  $22,5$  Strahlungslängen entspricht. Ebenso sorgt auch hier eine reflektierende Folie und ein Schrumpfschlauch für optische Isolation, Verbesserung der Lichtsammlung und mechanische Stabilität. Ein eigener PMT übernimmt die Umwandlung in elektrische Signale.

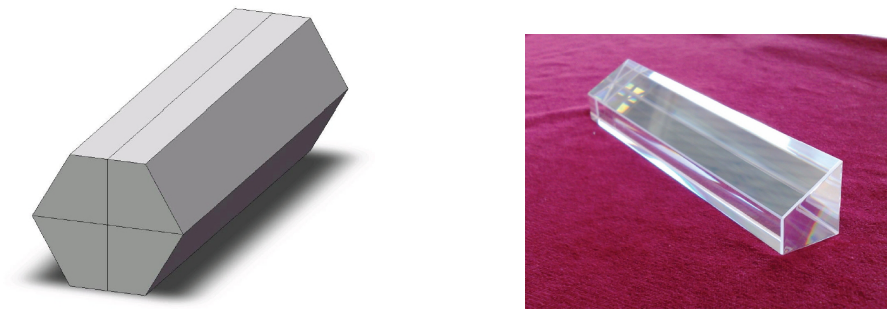


Abbildung 45: Schematische Darstellung eines Detektormodules bestehend aus vier PbWO<sub>4</sub>-Szintillatoren (links). Ein einzelner PbWO<sub>4</sub>-Szintillator (rechts). Entnommen aus [Ben09]

Die Energieauflösung für die Bleiwolframat-Kristalle von TAPS beträgt:  $\sigma/E = 2,31\% + 0,49\%/\sqrt{E_\gamma} + 0,46\%/E_\gamma$  mit  $E_\gamma$  in GeV. Für das bereits diskutierte 100 MeV Photon ergibt sich somit: 8,45%, wobei der letzte Term (elektronisches Rauschen der Datennahmelektronik) die Ungenauigkeit dominiert. Ein Schauer eines Photons verliert typischerweise 98% seiner Energie in 9 PbWO<sub>4</sub>-Kristallen.[Ben09]

### 3.7.5 TAPS Veto

Ähnlich wie der PID für den Crystal Ball gibt es auch vor dem TAPS Kalorimeter einen dünnen Detektor, genannt TAPS Veto. Aufgrund seiner Beschaffenheit dient er hauptsächlich der Ladungsdiskriminierung und eignet sich nur bedingt für eine genauere Auswertung der Energieinformation. Im Zusammenspiel mit der Analyse der BaF<sub>2</sub>-Pulsform oder der Flugzeit kann so bspw. eine Unterscheidung zwischen  $\gamma$ , p, n oder  $e^-$  gelingen.

Der Detektor besteht aus 384 Einzelementen, die aus 5 mm dickem Plastikszintillatormaterial (EJ-204) bestehen. Die Größe entspricht der hexagonalen Front eines BaF<sub>2</sub>-Kristalls (vergleiche Abbildung 43). Jedes Element ist exakt vor einem BaF<sub>2</sub> oder einer Vierergruppe von PbWO<sub>4</sub> platziert, bei der Analyse muss jedoch ein nicht senkrechter Einfallswinkel berücksichtigt werden.

Die Auskopplung des Szintillationslichtes geschieht mittels einer etwa 1 m langen Faser (zwei BCF-92 bei 1 mm Durchmesser) in einen 16fach PMT. Die elementweise und globale Lichtdichtigkeit wird durch Reflexionsfolie und schwarze Folie erreicht. Durch die Analyse kinematisch vollständig erfasster Reaktionen (wie z.B.  $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ ) wurde die Nachweeffizienz zu 95% bestimmt (beim Proton).

### 3.7.6 Čerenkov-Detektor

Zur Unterdrückung der elektromagnetischen Untergrundereignisse (Paarbildung und Comptonstreuung) welche im Target entstehen und

hauptsächlich unter Vorwärtswinkeln ausgestrahlt werden, befindet sich im A2-Experimentaufbau zwischen Crystal Ball und TAPS der Gas-Schwellen-Čerenkov-Detektor. Der einkanalige Detektor kann in den Trigger auf niedrigster Ebene einfließen und filtert Ereignisse heraus, die keinen hadronischen Ursprung haben.

Der 2007 fertig gestellte Detektor [Bar10] deckt den Polarwinkel<sup>13</sup> von  $0^\circ$  bis  $18^\circ$  und den gesamten Azimutbereich ab. Damit überdeckt er den ganzen TAPS-Detektor, der in dem Experimentaufbau mit Čerenkov-Detektor bis zu  $17,5^\circ$  abdeckt, siehe Kapitel 3.7.4. Für unterschiedliche Experimentansprüche (größere TAPS-Polarwinkelabdeckung und damit keine Akzeptanzlücke zwischen TAPS und CB, weniger Material vor TAPS) kann der Detektor auch ausgebaut werden – in unserem Experiment war er zu allen Strahlzeiten jedoch eingebaut, um ein parallel stattfindendes Experiment zu ermöglichen.

Ein geladenes Teilchen mit Gruppenschwindigkeit größer der Lichtgeschwindigkeit im Medium  $c_n = c/n$  (Brechungsindex  $n(\lambda) > 1$ ), emittiert beim Durchfliegen des Materials charakteristische Photonen der Wellenlänge  $\lambda$ . Diese Photonen sind hauptsächlich im sichtbaren und UV-Bereich detektierbar, da deren Anzahl gemäß  $N \propto 1/\lambda^2$  und ihre Erzeugung unter einem bestimmten Winkel  $\theta_C = \arccos(1/n\beta)$  verläuft [Gru93]. Der Energieverlust ist dabei gegenüber Ionisation und Anregung für praktische Betrachtungen vernachlässigbar klein: Für Gase mit  $Z \geq 7$  beträgt er weniger als 1%. Wird der Rückstoß durch die Photonenemission – welcher aufgrund der geringen Photonenenergie relativ zum Teilchenimpuls sehr klein ist ( $h/\lambda \ll p$ ) – vernachlässigt, so wird ab einer Teilchenenergie von  $E_S$  (mit  $v = c/n$ )

$$E_S = m_0 c^2 \gamma_S, \quad \gamma_S = \frac{1}{\sqrt{1 - n^{-2}}}$$

Čerenkov-Licht produziert und zeigt damit nur noch eine Abhängigkeit von der Ruhemasse des Teilchens.

Für das A2-Experiment bestand die Anforderung die Elektronen von den leichtesten hadronischen Teilchen, den Pionen mit bis zu  $E \approx 1,5 \text{ GeV}$ , zu separieren. Hierfür kommt als Radiatorgas  $\text{C}_4\text{F}_8$  mit  $n = 1,0013$  aufgrund der niedrigen Schwelle von  $10 \text{ MeV}$  für Elektronen und  $2,7 \text{ GeV}$  für geladene Pionen zum Einsatz. Für die Separation reicht es also aus, auf das Vorhandensein von Čerenkov-Licht zu diskriminieren, es ist keine Messung des Lichtöffnungswinkels notwendig (Schwellen-Čerenkov-Detektor).

Das erzeugte Licht wird über zwei Spiegel auf einen Photomultiplier fokussiert, der besonders im UV-Bereich sensitiv ist. Das Radiatorgas wird ständig gesäubert, es steht unter einem Druck von  $1 \text{ bar}$  und wird durch einen Aluminium/Folien-Kasten begrenzt. Das

<sup>13</sup> Um die Akzeptanz bei  $0^\circ$  beginnen zu lassen, musste das Loch ( $5 \text{ cm}$  Durchmesser) für den Photonenstrahl durch eine gut reflektierende Mylarfolie ersetzt werden.

Materialbudget [Ros14] in Flugrichtung Target-TAPS besteht, neben dem Gas, lediglich aus zwei Folien (je  $38\ \mu\text{m}$  Tedlar und  $40\ \mu\text{m}$  Mylar) und dem  $3\ \text{mm}$  dicken Spiegel (aus Pyrex,  $X_0 = 12,7\ \text{cm}$ ), womit sich für Photonen eine Wahrscheinlichkeit von  $2\%$  für Paarproduktion ergibt. Viel problematischer als das zusätzliche Material ist jedoch der Akzeptanzverlust zwischen TAPS und CB, wenn der Čerenkov-Detektor eingebaut ist.

Mit dem gewählten Aufbau erreicht der Detektor eine Nachweiseffizienz von annähernd  $100,0\%$ , welche jedoch, abhängig von der Radiatorgasgüte, bei hohen Raten um bis zu  $2\%$  sinken kann [Bar10].

### 3.7.7 Reststrahl-Detektoren

#### *Photonenkamera*

Nach durchlaufen des Targets und ggf. des Čerenkov-Detektors trifft der Photonenstrahl auf einen Konverter. Die darin entstandenen Elektronen und Positronen bringen eine schräg ausgerichtete fluoreszierende Folie zum Leuchten, deren Lichtfleck eine Kamera im sichtbaren Bereich aufzeichnet. Ebenso dient auch das Folienmaterial selbst als Konverter. Hauptsächlich treten Reaktionen aus dem Photoelektrischen-Effekt auf, weshalb man hauptsächlich die nichtmarkierten niederenergetischen Photonen sieht.

Durch die gesamte Apparatur ist eine Vermessung des Strahlflecks und Überprüfung der Ausrichtung möglich. Insbesondere deuten Abweichungen von der Kreisform oder einer nicht gaußförmigen Intensitätsverteilung auf Probleme in der Strahlführung hin. Der Photonenkamera schließt sich die Ionisationskammer (P<sub>2</sub>) an.

#### *Ionisationskammer (P<sub>2</sub>)*

Die Ionisationskammer übernimmt die Funktion der relativen Energiefluss-Messung. Sie befindet sich im Photonenhauptstrahl direkt vor dem Strahlfänger, vgl. auch Abbildung 46. Mit ihrem Durchmesser von etwa  $29\ \text{cm}$  im aktiven Bereich detektiert sie sicher auch dann noch den Photonenstrahl, wenn dieser stark fehlplatziert ist. In Kombination mit einer Rate gestreuter Elektronen vom Tagger (das s.g. „Tagger über P<sub>2</sub>“-Verhältnis) ergibt sich die Möglichkeit der kontinuierlichen, integrierten und relativen Markierungseffizienz-Bestimmung.

Das Funktionsprinzip basiert auf der Wandlung der Photonen in den Konverterplatten mittels elektromagnetischer Schauerbildung zu geladenen Teilchen, die dann die Luft zwischen den Sammelplatten ionisieren. Die über eine Spannung (etwa  $40\ \text{V}$ ) gesammelte Ladungsmenge fließt über einen Messwiderstand ab, dessen Strom gemessen wird. Eine Abschätzung des Photonenflusses von rund  $10^8 - 10^9$  markierten Photonen/s und die große Anzahl nicht markierter nieder-

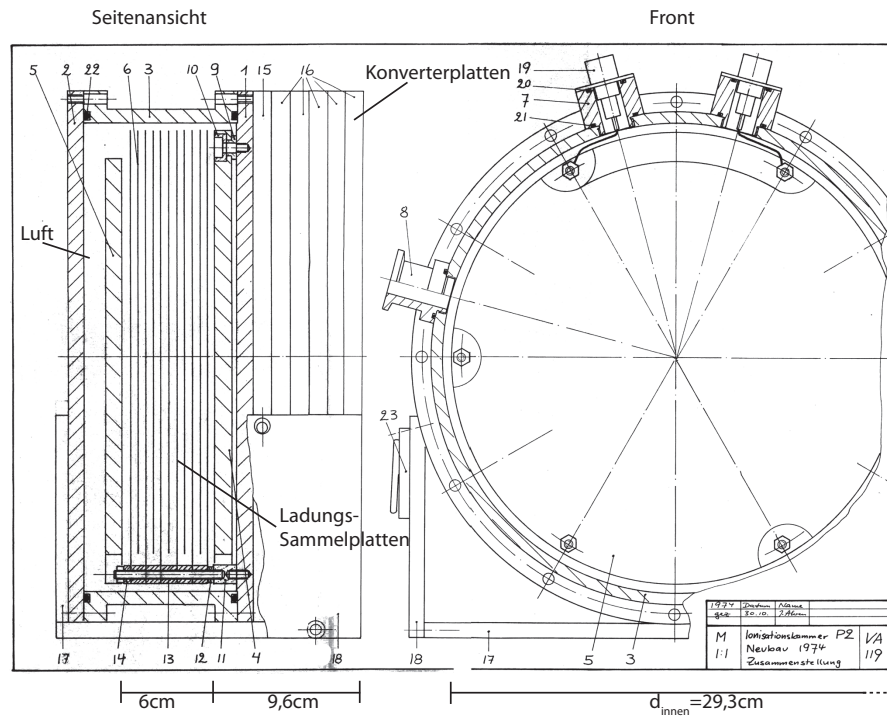


Abbildung 46: Ionisationskammer zur relativen Energiefluss-Messung kurz vor dem Strahlfänger.

energetischer Photonen (etwa der gleichen Größenordnung) macht klar, dass nur eine integrierende Bestimmung des Flusses und keine Auflösung einzelner Photonen möglich ist.

Unter der Annahme, dass ein linearer Zusammenhang zwischen der Energie des einfallenden Photons und der Anzahl der erzeugten und gesammelten Ladung besteht, entspricht die gemessene Spannung des Detektors der einfallenden Energiemenge – sie zählt also nicht bloß die Photonenzahl. Der genaue Energieverlust und die Anzahl der Schauerteilchen entspricht dem eines Elektron-Photon-Kalorimeters mit einer Sampling-Stufe.

### 3.8 DETEKTOREN-ELEKTRONIK UND DATENERFASSUNG

Die von den Detektoren gelieferten Analogsignale werden durch eine Datenerfassung digitalisiert und zur späteren Analyse auf einem Datenträger abgelegt. Je nach Detektor geschieht diese Digitalisierung mittels eines TDC (Zeitinformation), eines ADC (Energieinformation) oder eines Zählers und wird, wo nötig, zuvor vervielfältigt und ggf. diskriminiert. Eine Kombination aller Digitalisierungsformen erlaubt die größtmögliche Informationsgewinnung – welche im vollen Umfang aber nicht immer notwendig ist. Welche Digitalisierungsformen



Detektor	Kanäle	Informationstyp
Tagger	352	TDC, Scaler, (ADC)
Integraler Photonenzähler („Bleiglas“)	1	TDC, ADC
Photonenfluss („P2 Ionisationskammer“)	1	(Spannung zu Frequenz, Scaler)
Elektronenflusszähler („Faraday-Cup“)	1	(Strommessung, Scaler)
Crystal Ball (NaI)	672	TDC, ADC, (Scaler, Treffermuster)
PID	24	TDC, ADC, (Scaler)
MWPC 1, 2 (Drähte)	232, 296	TDC
MWPC 1, 2 (Streifen)	146, 186	ADC
TAPS (BaF <sub>2</sub> )	366	TDC, ADC, Treffermuster, (Scaler)
TAPS (Veto)	384	TDC, ADC (4×), Treffermuster, (Scaler)
TAPS (PbWO <sub>4</sub> )	72	TDC, ADC, (Scaler)
Paarspektrometer	4	Scaler, (TDC, ADC)
Čerenkov-Detektor	1	TDC, ADC, (Scaler)
Trigger-Überwachung	256	Scaler, (TDC)

Tabelle 8: Übersicht der ausgelesenen Informationen aus den unterschiedlichen Detektoren. In Klammern gesetzte Angaben stehen in der Standard-Auslese nicht zur Verfügung.

beim jeweiligen Detektor zur Verfügung standen, ist in Tabelle 8 aufgeführt.

Wann und welches Ereignis aufgezeichnet wird, entscheidet der *Trigger* (engl. Auslöser). Er bestand in unserem Experiment ausschließlich aus dem Fordern einer Mindestenergie im Crystal Ball. Dazu werden alle Analogsignale der NaI-Photomultiplier kaskadenartig aufsummiert (mittels LeCroy 428F Modulen und Eigenbauten) und das Gesamtsignal diskriminiert. Die so erzielte Sensibilität auf die Amplitudenhöhe zeigt – im gewählten Energiebereich – eine gute Korrelation mit der Gesamtenergie. Die Schwelle wurde unter der Vorgabe gewählt (um 100 MeV), dass im interessanten Bereich (ab der Pionschwelle) die Effizienz 100 % beträgt, vergleiche auch Kapitel D im Anhang. Die weiteren zur Auswahl stehenden Trigger, bspw. der neue zellulare Multiplizitätstrigger, sind in [A2E15] beschrieben.

Die verschiedenen Triggersignale (Energiesumme, Multiplizität, etc.) gehen in den mehrstufigen Experimenttrigger, welcher diese Signale kombinieren kann und nach einer festen Zeit das Auslesesi-

gnal an die Elektronikkomponenten gibt oder das Ereignis verwirft. Er ist auch für die Bestimmung der Totzeiten der einzelnen Auslese-Computer und des Gesamtsystems zuständig. Eine von sämtlichen Triggersignalen unabhängig arbeitende Elektronik steuerte die MAMI-Quelle an, so dass für beide Helizitätszustände die gleiche Messzeit aufgewendet wurde. Nicht aufgezeichnet wurde jedoch für die beiden Helizitätseinstellungen separat der Elektronenfluss. Der damit einhergehende Fehler wird in Kapitel 4.7.1 diskutiert.

Während der Strahlzeiten mit Butanol (September 2010 bis Februar 2011) wurde die Datennahmeelektronik so verwendet, wie sie sehr anschaulich in [Scho7, Unvo8] beschrieben ist. Sie erreichte eine aufgezeichnete Ereignisrate von etwa 1,0 kHz bei einer Totzeit von 35 % und einer Datenmenge von 1,1 MB pro Sekunde.

Als eine Vorbereitung der Experimente mit dem Dynamisch-Polarisierten-Festkörpertarget wurde der CB mitsamt seines Halterahmens auf ein Schienensystem umgesetzt, um eine Repolarisierung des fest montierten Targets zu ermöglichen. Im Rahmen dieses Umbaus zogen ebenfalls die Elektronikkomponenten von CB, MWPC, PID und Experimenttrigger auf den beweglichen Halterahmen des Crystal Balls um. Sämtliche Logik und Elektronikkomponenten blieben unangetastet.

Bis zur Strahlzeit mit flüssigen Wasserstoff im Mai 2013 hatten sich kleine Änderungen am Energiesummentrigger ergeben: Anstatt eines Proportionaldiskriminators (CFD, engl. constant fraction discriminator) fand jetzt ein doppelter Schwellendiskriminator (LED, engl. leading edge discriminator) Einsatz, bei dem eine niedrige Schwelle das zeitliche Signal bereitstellt und die hohe Schwelle eine Mindestenergie erfordert. Der Grund für diesen Wechsel lag in der nur geringen internen Verzögerung des invertierten Signals innerhalb des alten Proportionaldiskriminators und der damit einhergehenden ungenauen Diskriminierung. Es wurde sichergestellt, dass die Effizienz des alten und neuen Triggers ab der Pionschwelle gleich ist.

Eine weitere wichtige Änderung zwischen den Butanol- und Wasserstoffstrahlzeiten ergab sich im Oktober 2012, als die fehleranfällige Experimenttrigger-Elektronik im Rahmen dieser Arbeit erneuert wurde. Alle Komponenten (Level 1/2-Entscheidungsstufen, Verwaltung der beteiligten Auslese-CPU's, MAMI-Quellen-Ansteuerung) des neuen Experiment-Triggers wurde innerhalb eines FPGAs realisiert. Damit konnten mehrere Crates voller fehleranfälliger CAMAC- und NIM-Elektronik ersetzt werden.

In Abbildung 47 ist ein für das Experimentergebnis wesentlicher Fehler der alten Experimenttrigger-Elektronik (bis Oktober 2012) dargestellt: Für etwa 1 % der Ereignisse ist die Durchlaufzeit vom Energiesummentrigger bis zur Experimenttrigger-Entscheidung nicht konstant, was jedoch notwendig ist. Ereignisse aus dem Zeitbereich B (zur Definition siehe Abbildung) werden später durch verschiede-



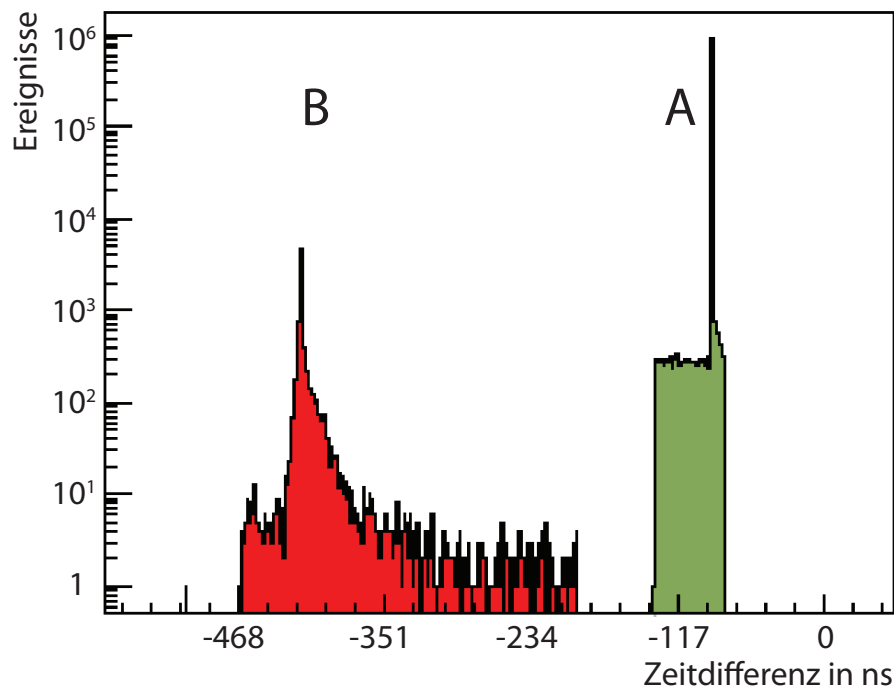


Abbildung 47: Verdeutlichung eines Fehlers des alten Experimenttriggers, welcher während der Butanol-Messungen eingesetzt wurde. Dargestellt ist der zeitliche Unterschied zwischen einlaufendem Energiesummentrigger- und dem Experimenttriggersignal, der eine feste zeitliche Korrelation aufweisen muss. Solche Ereignisse sind zusammen mit einem flachen Untergrund im Bereich A zu sehen und machen etwa 99% aller Ereignisse aus. Etwa 1% fehlerhafte Ereignisse sind im Bereich B verteilt und deuten auf eine nicht konstante Latenz innerhalb des Experimenttriggers hin. Damit einher geht die falsche Bestimmung des Teilchenflusses und Lebenszeiten.

ne Schnitte aus der Analyse fallen, die Fluss- und Lebenszeitähler enthalten jedoch weiterhin auch diese Ereignisse. Aufgrund der in den aufgezeichneten Messdaten fehlenden Informationen darüber lässt sich die Zugehörigkeit zum Zeitbereich A oder B in der Analyse nicht bestimmen – der Effekt trägt damit zum systematischen Fehler bei. Die in [Abbildung 47](#) gezeigten Messdaten wurden nur stichprobenartig während der Butanol-Messperiode genommen und ließen darauf deuten, dass dieser Effekt über die Dauer des Experiments in unterschiedlicher Stärke auftrat.

### 3.9 WEITERE BEITRÄGE IM RAHMEN DIESER ARBEIT

Weitere grundlegende Änderungen wurden erst nach der Durchführung des Experiments im Oktober 2013 im Rahmen dieser Arbeit eingeführt. Die neue und aktuell im Einsatz befindliche Elektronik ist im [Kapitel C](#) und [\[A2E15\]](#) beschrieben. Neben vielen anderen Verbesserungen für den Experimentbetrieb, ermöglicht die erneuerte Datenerfassung die Aufzeichnung von Messdaten mit einer etwa vierfach höheren Geschwindigkeit (nunmehr  $\tau \approx 125 \mu\text{s}$ ) im Vergleich zu September 2010. Dazu wurde die Anzahl der auslesenden CPUs verdoppelt, die Verteilung der Ereignis-Nummer neu entwickelt und bessere Strategien beim Auslesen der Elektroniken eingesetzt.

Ebenfalls neu seit 2013 ist eine Dokumentation über den vergangenen sowie aktuellen Stand der Datennahme-Elektronik unter [\[AM14\]](#). Ferner wurde eine Experiment-Überwachung entworfen und installiert, welche alle wichtigen Parameter (z.B. den Strahlstrom, das Verhältnis „Tagger über P2“) elektronisch speichert.

Einige herausragenden Eigenschaften der neu entwickelten und getesteten Trigger für andere A2-Experimente werden im Folgenden kurz aufgezählt:

**CB-MULTIPLIZITÄTS-TRIGGER:** Basierend auf einer zellularen Logik im FPGA was in einer schnellen Berechnungszeit von durchschnittlich 80 ns resultiert. Enthalten in dem Ergebnis der Multiplizität ist auch TAPS (mit sechs logischen Sektoren). Weitere Details in [\[A2E15\]](#).

**KOMPLANARITÄTS-TRIGGER:** Bestimmt den Winkel im  $\varphi$ -Raum zwischen zwei Clustern in CB und TAPS, Berechnungszeit 20 ns. Beträgt dieser Winkel  $180^\circ$  (mit einem einstellbaren Toleranzbereich) so wird ausgelöst. Ferner sind die Detektoren PID und TAPS-Veto inkludiert, so dass optional eine Ladungsdiskrimination durchgeführt werden kann. Als Anwendungsbeispiel sei die Detektion einer Compton-Streuung-Signatur erwähnt: Hierbei wird auf ein geladenes Teilchen (Proton) und ein ungeladenes (Photon) getriggert.

TAPS-TRIGGER: In den Jahren 2011 und 2013 wurden wesentliche Veränderungen an der Ausleseelektronik des TAPS-Kalorimeters vorgenommen. Die Trigger-Elektronik wurde auf FPGAs umgestellt und ersetzte somit fehleranfällige VME-Karten. Ferner wurden mehrere Erweiterungen erzielt: Zähler bestimmen nun die kristallindividuelle Totzeit (wichtig bei Experimenten mit hohem Strahlstrom) und durch das neue Ausleseverfahren „SpeedTAPS“ wurde die Auslese um den Faktor 3 gesteigert. Bei dem Verfahren simuliert der Trigger die Logik der ADC-Karte und teilt der auslesenden CPU auf einem schnellen Übertragungsweg mit, falls diese Messdaten enthält. Andernfalls findet keine Kommunikation mit der ADC-Karte statt, was die Geschwindigkeitsteigerung ermöglicht. Darüberhinaus konnte gezeigt werden, dass die Realisation eines TAPS-Energiesummentriggers, basierend allein auf der Messung der Anstiegszeit der BaF<sub>2</sub>-Kristalle im FPGA, möglich ist.

Weitere Details finden sich in [Ott11b, A2E15]. Alle im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Elektroniken wurden getestet und befinden sich im produktiven Einsatz im Experimentbetrieb.



# DATENANALYSE

---

Zur Extraktion der Observablen  $T$  und  $F$  der Reaktion (vgl. Kapitel 2)

$$\vec{\gamma} + \vec{p} \rightarrow \pi^0 + p$$

bedarf es einer Vorgehensweise, welche die gewonnenen Messdaten zu physikalischen Reaktionen rekonstruiert und anschließend geschickt zusammenfasst, so dass die gewünschten Asymmetrien bestimmt werden können.

Dazu ist der erste Schritt in der Analyse der Messdaten die Kalibration der Detektoren. Parallel dazu findet eine Überwachung wichtiger Parameter über die gesamte Messperiode, die sich auf über sechs Wochen verteilt, statt. All diese Schritte werden zusammen mit der darauf aufbauenden Selektion der Datendateien in diesem Kapitel diskutiert.

Die eigentliche Rekonstruktion physikalischer Reaktionen mit der Extraktion von Asymmetrien findet anschließend im Kapitel 5 statt.

## 4.1 ANALYSESOFTWARE

Die verwendete Software wurde im Rahmen dieser Arbeit entwickelt und übernahm sämtliche eingangs erwähnten Analyseaufgaben. Eine Neuentwicklung wurde notwendig, da die bestehende Analysesoftware „AcquRoot“ es nicht ermöglicht, fehlerhafte Messdaten (wie in Kapitel 4.6 aufgelistet) zu erkennen und zu korrigieren.

Der Quellcode des Programms ist zusammen mit allen Konfigurationsdaten als quelloffenes Projekt unter [Ott14] verfügbar. Als einzige externe Quellen wurden das ROOT-Framework [Bru14] und die kinematische Anpassung von [Gla06] eingebunden.

### 4.1.1 Multikern-Funktionalität

Die Analyse der aufgezeichneten Messdaten läuft gleichzeitig auf mehreren Prozessorkernen parallel ab. Dazu startet ein Hilfsprogramm die eigentliche Analyse mehrfach, so dass auf jedem CPU-Kern genau eine einzelne Messdatei bearbeitet wird. Die Ergebnisse jeder einzelnen Messdatei werden gespeichert und am Ende zusammengefasst.

Die Parallelisierung funktionierte dabei sehr gut: Da die Analyse rechenlastig ist und nur mit geringer Rate neue Daten vom Speicherme-

dium benötigt, lässt sich das Problem gut auf einem Standard-Mehrprozessorsystem mit normal ausgelegtem Festplattensystem bearbeiten. In unserem Fall verwendeten wir einen Rechner mit 16 Kernen und 32 GB RAM. In der Praxis zeigte sich – im Vergleich zur Verwendung nur eines CPU-Kernes – eine Beschleunigung der Analyse um etwa den Faktor 15,5.

Mit dieser Multikern-Unterstützung ist es möglich, eine komplette Analyse ausgehend von den Rohdaten bis zu den fertigen Asymmetrien innerhalb ca. eines Tages auf der zuvor erwähnten Maschine zu berechnen.

#### 4.1.2 *Analyseprogramm-Ablauf*

Zu Beginn wird eine Tabelle geladen, die einen Eintrag über jede Messdatei enthält. Darin sind neben dem Datennahmezeitpunkt weitere Informationen vermerkt: Die Polarisationsgrade (von Strahl und Target), die Targetausrichtung, die Markierungseffizienz (siehe Kapitel 4.5), eine Angabe über die zu verwendenden Kalibrationen (siehe Kapitel 4.3) und ob diese Messdatei in die Analyse mit einbezogen werden soll oder nicht.

Eine Datei wird dann verworfen, wenn bspw. keine konstanten Experimentbedingungen während der Datennahme vorherrschten (Störung im Detektor, Target oder Beschleuniger) oder Unstimmigkeiten im Logbuch festgestellt wurden. Die Polarisationsgrade wurden in der Analyse als konstant über die Zeitdauer einer Datendatei angenommen.

Im nächsten Schritt wird die zu dieser Messdatei vermerkte Kalibration geladen und mit der Analyse der Ereignisse begonnen. Dazu werden immer im Wechsel Daten vom Speichermedium gelesen (62,5 MB pro Durchgang) und anschließend analysiert.

Während der Analyse werden alle Einzelereignisse zuerst zwischengespeichert, bis die dazugehörige Information über Teilchenflüsse und Totzeiten aus Zählern ausgelesen wird. Nur wenn beide Informationstypen (Einzelereignisse und Zählerinformationen) einer solchen Ausleseperiode vorhanden sind, werden die Messdaten weiter verarbeitet, andernfalls verworfen. Anschließend werden weitere, an dieser Stelle bereits mögliche Konsistenztests, welche im Kapitel 4.6 aufgeführt sind, durchgeführt. Je nach Test kann dies zum Verwerfen eines Einzelereignisses (mit entsprechender Korrektur der Flüsse und Totzeiten) oder der gesamten Daten der Ausleseperiode führen.

Auf die (verbleibenden) zwischengespeicherten Daten einer Ausleseperiode werden im nächsten Schritt die Kalibrierungen angewendet. Dabei werden die zur Verfügung stehenden und validen Informationen über Treffermuster, Zeit und Energie der Detektoren und Logiken in physikalische Einheiten umgewandelt. In unsere Analyse sind eingeflossen:

- Zeit und Energie der einlaufenden Photonen (aus der Tagger-Kanalnummer und deren TDCs),
- Zeit und Energie der auslaufenden Teilchen im CB (aus TDCs und ADCs) und
- die Energiedeposition dieser Teilchen im Teilchenidentifikationsdetektor (aus ADCs).

Die Details der Kalibration und deren Bestimmung werden in Kapitel 4.3 besprochen.

Nach Rekonstruktion der Ereignisse werden die gewonnenen Informationen in entsprechenden Histogrammen gesammelt und messdateiweise gespeichert.

#### 4.1.3 Rekonstruktionsablauf

Die Rekonstruktion eines physikalischen Ereignisses aus den aufgezeichneten Messdaten besteht aus den beiden Teilproblemen der ein- und auslaufenden Teilchen. Der einfachere Teil ist der Eingangskanal: Hierbei muss lediglich das reelle Photon durch die Zeit- und Impulsinformation des Taggers bestimmt werden. Aufgrund der hohen Rate müssen mehrere mögliche Photonen pro Ereignis in Betracht gezogen werden, wobei in der weiteren Analyse die Aufgabe besteht, hier das Signal vom Untergrund zu trennen (siehe Kapitel 5.3). Der Impuls und die Energie der Targetnukleonen verschwinden in guter Näherung, da es sich um ein im Laborsystem feststehendes Target handelt.

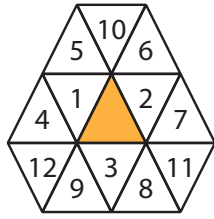
Der Ausgangskanal wird mit den Detektoren CB und PID vermessen, die Beschränkung auf diese Detektorauswahl wird in Kapitel 4.2 begründet. Es werden nur solche Teilchen rekonstruiert, welche genug Energie hatten, um das Target zu verlassen und ein Signal im CB zu erzeugen. Handelt es sich dabei um ein geladenes Teilchen, so hinterlässt es ebenso eine Spur im PID. Demzufolge wird ein einzelnes PID-Signal ohne eine entsprechende Informationen im CB jedoch nicht als „Teilchen“ interpretiert.

Durch die Geometrie der einzelnen Detektorelemente löst ein Teilchen immer nur einen PID-Kanal aus, aber möglicherweise mehrere Kristalle des Crystal Balls. Diese getroffenen benachbarten Kanäle werden durch die Clusterrekonstruktion zu einem Teilchen zusammengefasst, wie im folgenden Abschnitt beschrieben.

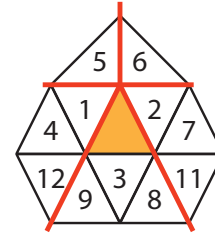
#### 4.1.4 Clusterrekonstruktion im CB

Der Cluster-Algorithmus erfüllt die nachfolgenden Eigenschaften:

**CB-DETEKTORGEOMETRIE:** Durch die dreieckige Grundfläche der Detektorelemente (wie in Kapitel 3.7.1 beschrieben) ergibt sich



Die 12 nächsten Nachbarn eines normalen Kristalls



Die 11 nächste Nachbarn eines Ecken-Kristalls

Abbildung 48: Die direkten Nachbarn eines CB-Kristalls: Links der Normalfall und rechts der besondere Fall für Kristalle an den Ecken des Icosaeders (siehe Aufbau des CB in Abbildung 39). Die roten Linien stehend für die Kanten des Icosaeders, die Nummerierung folgt der Logik des zellularen Multiplizitäts-Triggers.

eine komplizierte Topologie, im Besonderen an den Ecken des Icosaeders, welche in Abbildung 48 illustriert ist.

NACHBARKRISTALLE: Bis zu 12 (11 bei Icosaederecken) direkte Nachbarn zusammen mit dem mittleren Kristall werden zu einem Cluster zusammengefasst. Das Zentrum stellt dabei immer der Kristall mit der höchsten Energiedeposition dar. Jeder Cluster besteht im Durchschnitt aus etwa 3,3 Kristallen (siehe Abbildung 49, weitere Details in Abschnitt 4.1.5). Die Energien der an einem Cluster beteiligten Kristalle werden summiert und werden im weiteren Analyseschritt als die Teilchenenergie angesehen. Der Mittelpunkt des Treffers  $\vec{x}$  wird über eine Schwerpunktbildung gemäß

$$\vec{x} = \frac{\sum_i \vec{x}_i E_i}{\sum_i E_i}$$

mit den jeweiligen Kristall-Einzelenergien  $E_i$  gebildet. Dieser Schritt trägt wesentlich zur Erhöhung der Ortsauflösung (und damit der Impulsrichtung) bei. Der Zeitpunkt wird als arithmetisches Mittel der einzelnen Zeiten berechnet.

Vergleicht man diese Annahmen mit der Materialkonstanten „Moière-Radius“  $R_M$  welche für hochenergetische Elektronen und Photonen die transversale Schauerausbreitung angibt, so ergibt sich für NaI des CBs<sup>1</sup>

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_C} X_0 = 3,13 \text{ cm}, \quad E_C = \frac{800 \text{ MeV}}{Z + 1,2}$$

<sup>1</sup> Die Strahlungslänge von festem Natriumjodid beträgt  $X_0 = 2,59 \text{ cm}$  [Ber12] und die kritische Energie  $E_C = 17,4 \text{ MeV}$  [Leo94]. Die kritische Energie  $E_C$  ist die, bei der der Energieverlust durch Bremsstrahlung und Ionisation gleich groß ist.



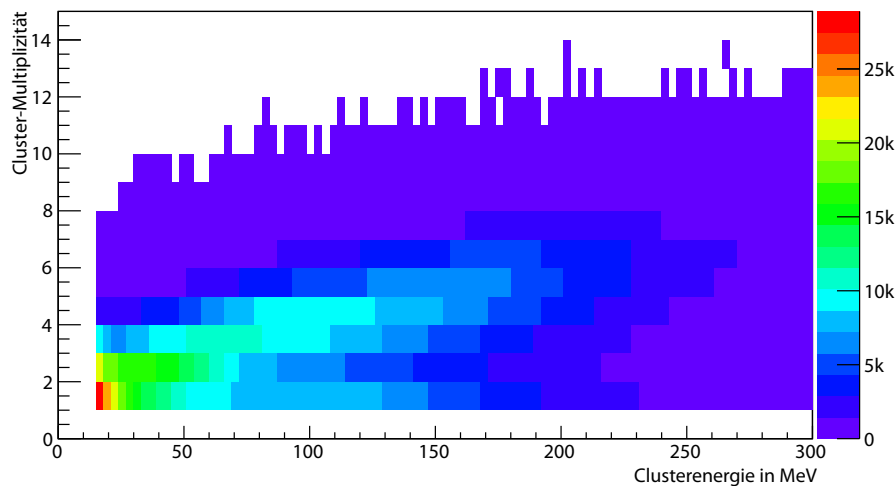


Abbildung 49: Clusterenergie gegen die Clustergröße (in Anzahl der getroffenen Kristalle) im CB.

d.h. 90 % (95 %) der Schauerenergie wird innerhalb eines Zylinders mit dem Radius  $R_M$  ( $2R_M$ ) deponiert. Dies entspricht im Mittel etwa 2,4 (9,5) Kristallen. Der Vergleich zeigt, dass sowohl die Einbeziehung der 12 nächsten Nachbarn, als auch die Schwellenenergie (unterhalb der die Energieinformation eines Kristalls verworfen wird, etwa 1 MeV, kristallabhängig) gut gewählt sind.

Würde man zur Verbesserung der Auflösung anstreben noch mehr Nachbarn in die Bestimmung der Clusterenergie mit einfließen zu lassen, so wäre der Gewinn gering: 99 % der Schauerenergie befinden sich in  $3,5 R_M$  und würden damit die Einbeziehung 20 weiterer Nachbarkristalle erfordern – was in Anbetracht der Nachteile (Rauschen bei kleinen Signalen, Überlappung verschiedener Cluster) nicht gemacht wird.

**DETEKTOR-MULTIPLIZITÄT:** Wie in Abbildung 50 aufgezeigt, enthalten über 99 % aller Ereignisse weniger als 10 Cluster. Setzt man dies ins Verhältnis zu den 672 Detektorelementen des CBs, so kann man davon ausgehen, dass Cluster nur sehr selten überlappen. Grundsätzlich kann unser Algorithmus eine beliebige Clusteranzahl rekonstruieren.

**SPLIT-OFFS:** Sporadisch werden Ableger eines Clusters in der Nachbarschaft erzeugt, bspw. durch hochenergetische Photonen des elektromagnetischen Schauers oder beim Nachweis eines Neutrons. Dargestellt ist dieser Zusammenhang in Abbildung 51: Man erkennt, dass Ableger getrennt vom eigentlichen Cluster entstehen. Der mittlere Öffnungswinkel von  $20^\circ$  entspricht dabei einer Distanz von etwa 3 bis 4 Kristallen.

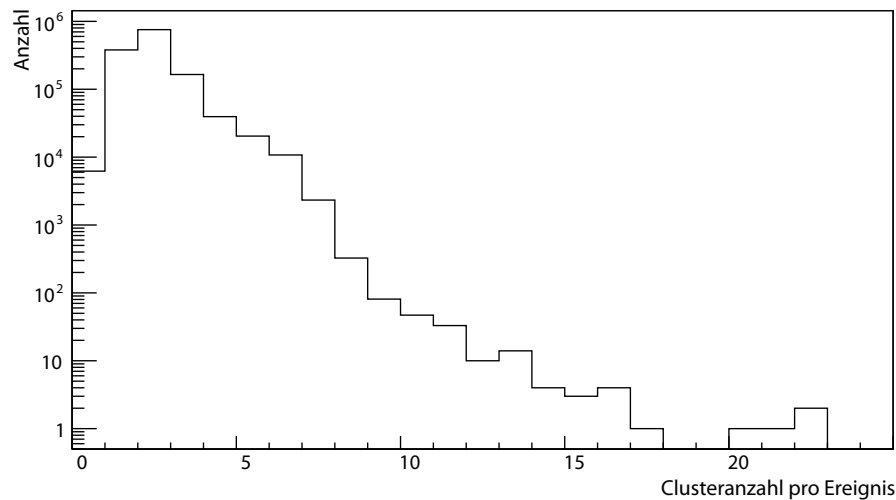


Abbildung 50: Logarithmische Darstellung der Cluster-Multiplizität im Crystal Ball.

Hierbei wird auch ersichtlich, dass es für unsere Analyse ausreichend ist bei der Cluster-Bestimmung maximal 12 direkte Nachbarn zu betrachten.

**ENERGIEBEREICH** Die Messdaten zeigen, dass bei unserer Analyse ein effektiv abzudeckender Energiebereich zwischen 20 und 350 MeV ausreicht. Nach oben besteht keine Schranke, wohl aber zu kleinen Energien: Cluster mit Energien kleiner 20 MeV werden verworfen. Dieser Schnitt ist notwendig, um Rauschen zu unterdrücken und schneidet nur im geringen Maße in das Signal, vgl. Abbildung 52.

Im Allgemeinen kann man davon ausgehen, dass sich jegliche Abweichung des verwendeten vom des eines idealen Cluster-Algorithmus in der Rekonstruktionseffizienz  $\varepsilon$  niederschlägt. Da der Algorithmus jedoch für alle Messdaten in der gleichen Form angewendet wurde und damit  $\varepsilon$  konstant ist, wird sich dieser Faktor bei der Bestimmung der Asymmetrien heraus kürzen (siehe Kapitel 5.4). Wichtiger als eine Effizienz gleich 1 zu erreichen ist daher, dass diese konstant ist. Gleiches gilt für weitere Faktoren bei der Teilchenrekonstruktion.

#### 4.1.5 Teilchenidentifizierung

Für die weiteren Betrachtungen ist es vorteilhaft zu wissen, welche Teilchen im Rahmen unseres Experimentes im Detektor vornehmlich, aufgrund des gewählten Energiebereiches, auftreten. Dies sind: Protonen, Neutronen, Elektronen, Photonen und geladene Pionen. Speziell für unsere Analyse (siehe Kapitel 5) ist es entscheidend, Photonen zuverlässig von den anderen Teilchen sowie vom Rauschen zu unterscheiden.

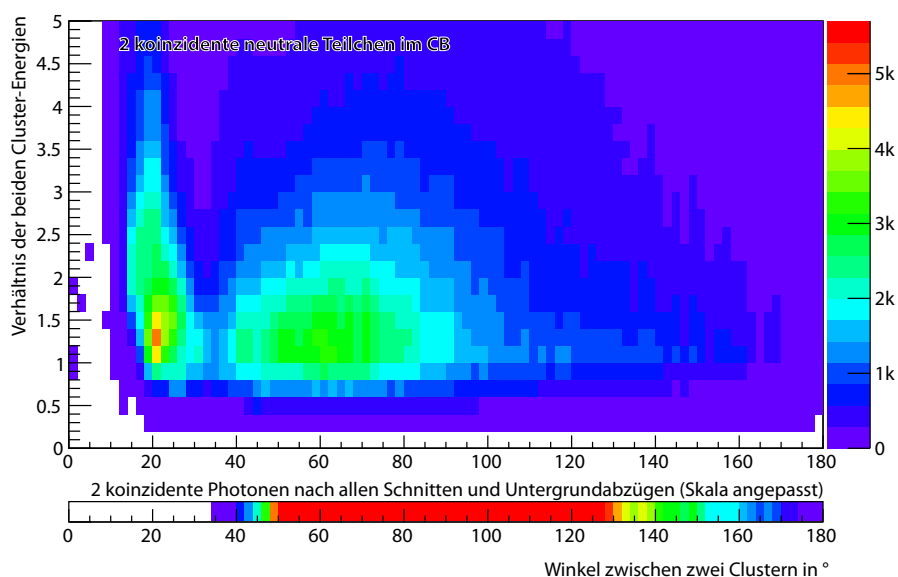


Abbildung 51: Winkel zwischen zwei koinzidenten Clustern von ungeladenen Teilchen im CB. Zu sehen sind die beiden Regionen: Im Bereich kleiner  $30^\circ$  befinden sich die Ableger. Im Bereich größer  $30^\circ$  die Photonen, welche im weiteren zu Pionen rekonstruiert werden können. Das Ergebnis der Verteilung nach allen Schnitten ist im abgesetzten unteren Diagramm dargestellt.

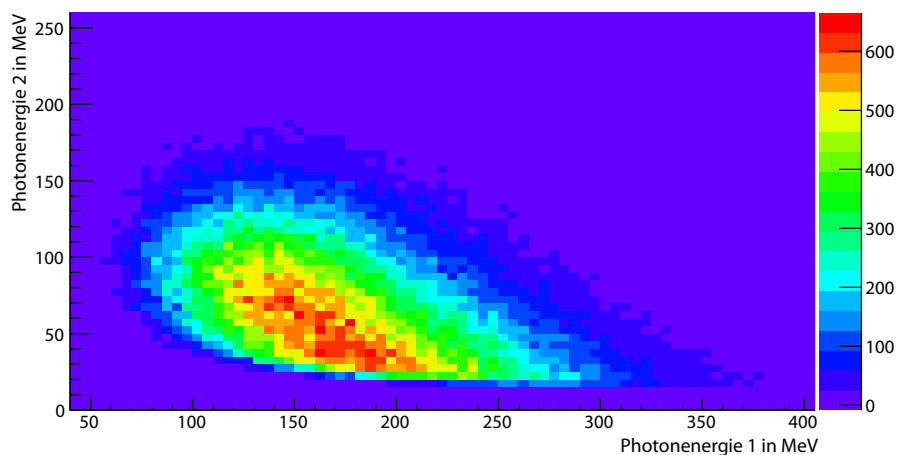


Abbildung 52: Verteilung der Photonenergie für Ereignisse, die alle Analyseschritte (siehe Kapitel 5) inkl. eines Untergrundabzugs, passiert haben. Die spezielle Form ergibt sich aus der Tatsache, dass die Photonen innerhalb eines Events nach der Energie sortiert wurden.

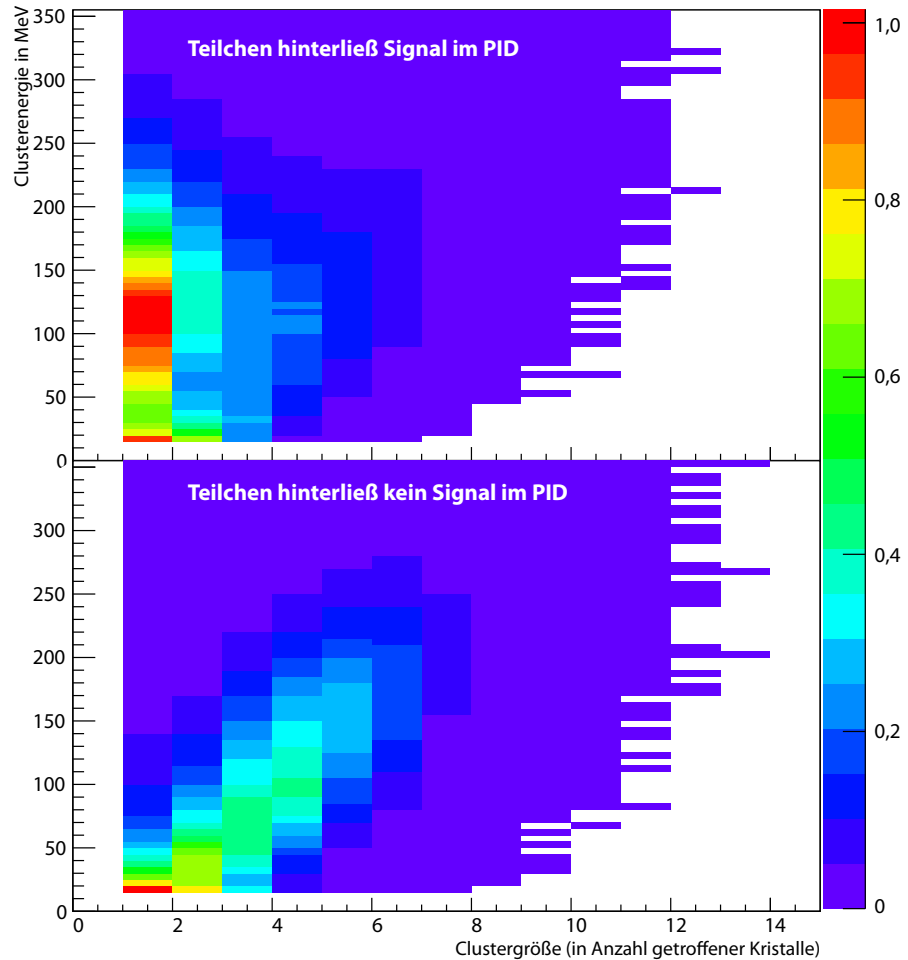


Abbildung 53: Clustergröße gegen Clusterenergie für geladene und ungeladene Teilchen im CB.

Durch die Kombination der Informationen im Crystal Ball und der im PID lässt sich entscheiden, ob das detektierte Teilchen geladen oder ungeladen ist. Dabei ist wichtig, die genaue geometrische Ausrichtung der beiden Detektoren relativ zu einander zu bestimmen, was im Kapitel 4.3.3 gezeigt wird. In der Standard-Analyse wird im ersten Schritt jedes ungeladene Teilchen als Photon aufgefasst.

Zusätzlich wäre mit der Beurteilung des charakteristischen Strahlungsverlustes im PID (auch als  $dE/dx$ -Methode bekannt) eine Unterscheidung zwischen den geladenen Teilchen möglich, für unsere Analyse aber nicht von Wichtigkeit.

Nimmt man an, dass der PID fehlerfrei funktioniert und seine Effizienz ausreichend gut ist, so lässt sich nachfolgend vorgestellte, alternative Methode zur Teilchenidentifizierung unter Exklusion des PID, testen. In Abbildung 53 ist zu sehen, wie die Clustergröße (d.h. Anzahl der an einem Cluster beteiligten Kristalle) mit der Clusterenergie zusammenhängt, aufgeteilt für die beiden Fälle ob das Teilchen im PID eine Ladungsinformation hinterließ oder nicht. Man sieht,

Mindest-Clustergröße	Anteil ungeladener Teilchen	Verworfen ungel. Teilchen
$\geq 1$	73,5 %	0 %
$\geq 2$	81,5 %	12 %
$\geq 3$	84,8 %	30 %
$\geq 4$	86,2 %	50 %
$\geq 5$	86,4 %	69 %
$\geq 6$	86,1 %	84 %

Tabelle 9: Anteil ungeladener Teilchen bei unterschiedlichen Mindest-Clustergrößen im Crystal Ball an allen registrierten.

dass geladene Teilchen dazu tendieren, kompakte Cluster (1 bis 2 Kristalle) zu bilden, während ungeladene zu größeren transversalen Ausbreitungen tendieren. Diesen Sachverhalt kann man sich zu Nutze machen und bei einer Analyse alle Teilchen, welche eine gewisse Mindest-Clustergröße besitzen, als ungeladene Photonen zu betrachten. Teilchen mit kleinerer Clustergröße werden ganz verworfen, da man sie nicht unterscheiden kann. In Tabelle 9 ist aufgezeigt, wie gut dieser Schnitt das gewünschte Ergebnis, einen möglichst hohen Anteil ungeladener Teilchen, verbessert. Das Verlangen einer Mindest-Clustergröße von 3 ist demnach von Vorteil, jedoch bei gleichzeitigem Verlust von 30 % der Anzahl ungeladener Teilchen.

Als Photon miss-identifizierte Neutronen werden – wie auch bei der Methode unter Inklusion des PIDs – in späteren Analyseschritten erkannt und aussortiert. Zusätzlich unterdrückt diesen Beitrag die geringen Nachweiswahrscheinlichkeit von etwa 25 % für Neutronen im CB. Dies zeigt sich auch in der unteren Abbildung 53: Im Bereich kleiner Clustergrößen (1 bis 2) findet sich nur ein stark untergesetzter Bereich durch gestoppte Nukleonen im CB.

Zusammenfassend betrachtet lohnt sich die Einbindung der PID-Informationen zur verbesserten Teilchenidentifikation. Sind seine Informationen nicht, oder nur unzuverlässig vorhanden, so bietet die Methode unter Ausnutzung einer Mindest-Clustergröße eine Möglichkeit der Verifikation von Ergebnissen. Im Rahmen dieser Arbeit wird von beiden Methoden Gebrauch gemacht.

## 4.2 BETEILIGTE DETEKTOREN

In die Analyse sind Messdaten des Taggers, Crystal Balls und des Teilchenidentifikationsdetektors (PID) eingegangen. Grundsätzlich stünden auch noch Informationen aus dem TAPS Kalorimeter und seinen vorgeschalteten dünnen Szintillationszählern zur Verfügung. Im Fol-

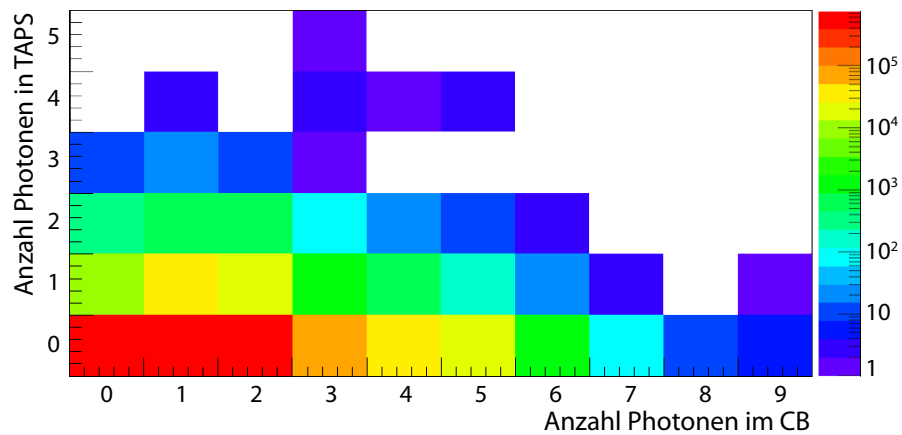


Abbildung 54: Anzahl der rekonstruierten Photonen im Crystal Ball und TAPS pro Ereignis.

genden wird erläutert, weshalb diese Detektoren nicht in die Analyse mit aufgenommen werden sollten.

Zwar steigt mit jedem weiteren Detektor der abgedeckte Raumwinkel, doch gleichfalls steigt damit auch der systematische Fehler. Daher ist es wichtig, dass die einhergehende Verbesserung der Statistik auch gegenüber dem größeren systematischen Fehler berechtigt ist.

Für die nachfolgende Untersuchung betrachten wir Messdaten aus einer typischen Datendatei<sup>2</sup> welche testweise zusammen mit dem Detektor TAPS analysiert wurde. Die Gesamtzahl der aufgezeichneten Ereignisse beträgt  $1,87 \cdot 10^6$ , wovon lediglich in 5,5 % der Ereignisse ( $1,09 \cdot 10^5$ ) mindestens ein Cluster in TAPS rekonstruiert wurde. Führt man die gleiche Betrachtung mit rekonstruierten Photonen durch (vgl. Abbildung 54), so liegt das Verhältnis bei 4,9 %.

Schätzt man den systematischen Fehler durch die Inklusion von TAPS in die Analyse zu einigen Prozent ab, so lohnt sich diese geringe Verbesserung der Statistik nicht. Die Analyse beschränkt sich daher auf die beiden Detektoren CB und PID.

### 4.3 KALIBRIERUNGEN

Im Rahmen dieses Kapitels wird besprochen, wie für die in unserer Analyse eingesetzten Detektoren aus den aufgezeichneten digitalen Daten wieder die ursprünglichen Informationen über Energie und Zeit rekonstruiert werden. Dabei ist der Ansatz für jeden Detektor – Crystal Ball, PID und Tagger – verschieden. Anschließend werden wir die Stabilität der Kalibrierungen über die gesamte Messperiode hin überprüfen. Ein Test auf die korrekte Annahme der Targetposition rundet den Abschnitt ab.

<sup>2</sup> Verwendet wurde die Datei 26639 aus der September-Strahlzeit mit Butanol.

Bei allen an der Analyse beteiligten Detektoren kommen TDCs zum Einsatz, die detektorübergreifend mit dem gleichen Taktgeber synchronisiert sind. Dies hat zur Folge, dass es lediglich einer kanalweisen Offset-Korrektur bedarf. Der Umrechnungsfaktor vom aufgezeichneten TDC-Wert zur physikalischen Zeit ist vom Hersteller mit 117,71 ps/Tick angegeben – für unsere Analyse ist dies jedoch zweitrangig. Wichtig ist eine hohe Stabilität und Linearität, welche gegeben sind [Bra99].

Wir beschreiben im Folgenden die Kalibration der Daten nach Datennahme (s.g. „offline“-Kalibration). Dem zuvor gegangen ist eine hardwareseitige Anpassung der Zeit- als auch der Energiesignale im Vorfeld der Messperiode. Kurz lässt sich diese Anpassung dadurch zusammenfassen, dass auf vielen Ebenen (Detektormaterialien, Spannungsversorgung, Verstärkung, Kabeltypen- und -längen, verwendete Elektronik, etc.) darauf geachtet wurde, dass die Unterschiede zwischen den Kanälen möglichst gering ausfallen. Die Beschreibung dieser Anpassungen übersteigt den Rahmen dieser Arbeit und wir verweisen daher auf die entsprechende Literatur zu den einzelnen Detektoren in den Abschnitten 3.4, 3.7 und 3.8.

Sämtliche im Rahmen dieser Analyse angewandten Zuordnungen von Energie- (ADC) oder Zeitinformationen (TDC) in ihre physikalischen Entsprechungen passierten mittels einer linearen Vorschrift,  $f(x) = k \cdot x + c$ , wobei die Aufgabe der Kalibration in der Ermittlung des Skalierungsfaktors  $k$  und des Offsets  $c$  bestand. Je nach Detektor schlossen sich daran noch weitere Schritte an. Quadratische Korrekturterme waren aufgrund der guten Linearität im Verhältnis zum Energie- bzw. Zeitbereich nicht notwendig.

Jede der nun folgenden Kalibrationen wurde für jede der drei einzelnen Teilmessungen (Sep 2010, Feb 2011 und Mai 2013) separat erstellt und kommt jeweils für die gesamte Periode zur Anwendung. Dass dieses Vorgehen berechtigt ist, wird im letzten Abschnitt des Kapitels 4.4 gezeigt.

#### 4.3.1 Kalibrierung des Taggers

Als einzige der eingangsseitigen Apparaturen muss das impulsauflösende Magnetspektrometer „Tagger“ in seinen Zeit und Energieinformationen kalibriert werden. Es wird angenommen, dass der sehr geringe Einfluss durch Instabilitäten des Elektronenstrahls auf die Kalibration zu vernachlässigen ist.

Die Zähler wurden während der Auslese eines Ereignisses blockiert. Daher sind ihre Informationen um den relativen Anteil der Totzeit an der Gesamtexperimentdauer zu korrigieren. Beispielhaft ist in Abbildung 55 ein Spektrum der Taggerzähler dargestellt.

Um ferner einen Eindruck über die Anzahl der während eines Ereignisses aufgezeichneten Elektronen im Tagger zu erlangen, ist in

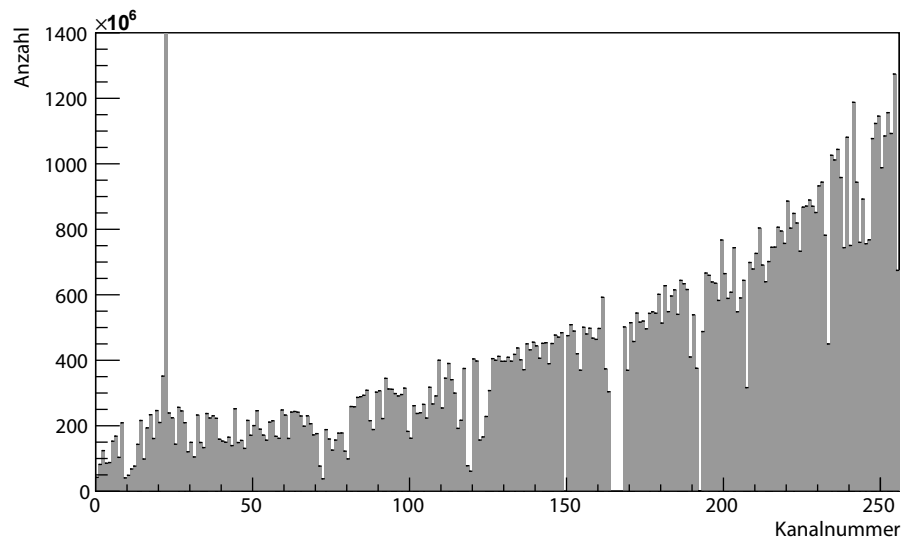


Abbildung 55: Taggerzähler während der Datennahme. Neben dem charakteristischen  $1/E$ -Verlauf der Bremsstrahlung, sind deutlich die vielen Kanäle welche eine reduzierte Effizienz aufweisen, rauschen oder komplett defekt sind, zu erkennen.

Abbildung 56 die Multiplizität pro Ereignis aufgetragen. Alle Elektronen werden später in der Analyse berücksichtigt, insbesondere auch dann, wenn mehrere Elektronen innerhalb eines Ereignisses (definiert durch die sensitive Zeit vor und nach dem Triggersignal) den gleichen Kanal trafen.

Untersucht man die Abhängigkeit der Multiplizität vom Taggerkanal, vergleiche Abbildung 57, so zeigt sich, dass die verwendete Elektronik mit ihrer Mehrfachtreffer-Funktionalität (engl. „Multihit“: Möglichkeit der Registrierung mehrerer Treffer pro Ereignis) von bis zu 8 Treffern pro Ereignis ausreichend ist.

### *Zeitkalibration*

Die kanalweisen Offset-Korrektur ist beim Tagger hauptsächlich durch die unterschiedlichen Fluglängen vom Radiator bis zum Ort des Nachweises der Elektronen bedingt. Ein Zeitspektrum des Taggers in Abbildung 58 zeigt die Qualität der Daten und der Kalibration.

In die Analyse geht der Zeitbereich von -200 bis 200 ns ein. Maßgebend bei der Wahl dieses Bereiches war die Sicherstellung, jederzeit genug Signal und Untergrund in den weiteren Analyseschritten zur Verfügung zu haben.

### *Energiekalibration*

Die Energiekalibration hängt maßgeblich von der gewählten Beschleuniger-Energie und der Stärke des Magnetfeldes ab. Da das



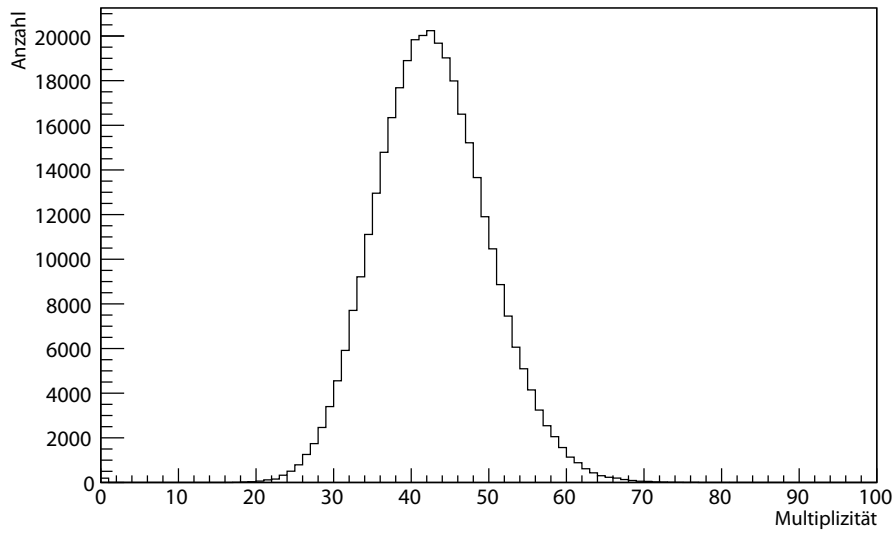


Abbildung 56: Multiplizitätsverteilung (Zahl der angesprochenen Kanäle) im Tagger pro Ereignis. Betrachtet ist der Zeitbereich von  $-200$  bis  $200$  ns um den Experimenttrigger.

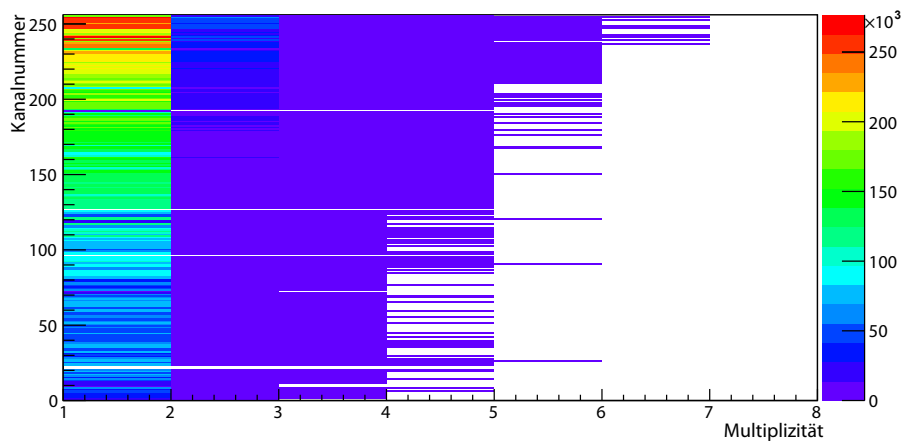


Abbildung 57: Multiplizität im Tagger pro Ereignis, einzeln aufgetragen pro Kanal.

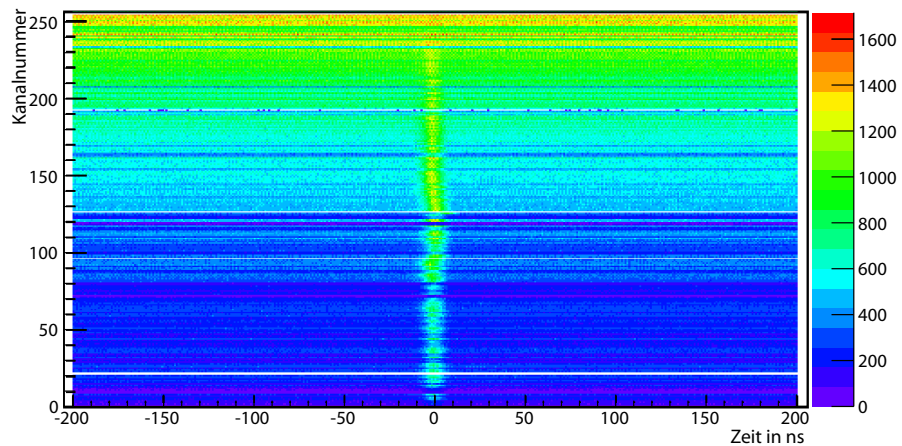


Abbildung 58: Zeitunterschied eines Taggerkanals relativ zum Experimenttrigger, aufgetragen für alle Kanäle. Dargestellt sind nur die Kanäle, welche später für die Analyse von Relevanz sind. Auffallend ist der annähernd verschwindende Anteil des ko-zidenten Signals relativ zum Untergrund für Ereignisse nahe der Pion-Produktionsschwelle beim Taggerkanal von etwa 250.

Magnetfeld des Taggers auch Bestandteil der Strahlführung ist, müssen unter Normalbetrieb die Parameter immer so gewählt werden, dass die Sollbahn Richtung Strahlfänger getroffen wird. Das Verhältnis der Teilchenenergie zu Magnetfeldstärke (vgl. Formel 12) eines Taggerkanals ist somit in guter Näherung unabhängig von der gewählten Beschleunigerenergie. Eine Taggerkalibrierung wäre damit einmal durchzuführen und anschließend für alle späteren Experimente gültig.

Genauere Untersuchungen ergaben, dass diese Näherung Energieabweichungen von einigen Prozent, je nach gewählter Beschleunigerenergie, zur Folge hat. Der Grund hierfür sind Nicht-Linearitäten des Magnetfeldes, verursacht durch Sättigungseffekte und nicht gleichmäßigen Pohlschuhen (bspw. durch Schrauben, die während des MAMI-C Upgrades hinzugefügt wurden).

Daher wurden bei verschiedenen Magnetfeldeinstellungen, wie in Kapitel 3.4.3 beschrieben, Kalibrationsmessungen durchgeführt. Deren phänomenologische Korrekturen flossen in das Kalibrationsprogramm „ugcalv2ua“ ein, welches von der Universität Glasgow bereitgestellt wird. Nach Eingabe der Energie des Primärstrahls und des mittels NMR-Sonde gemessenen Magnetfeldes erhält man eine Zuordnungsvorschrift eines jeden Detektorkanals zur erwarteten Elektronenergie (siehe Abbildung 59), inkl. dessen Energiebreite (siehe Abbildung 60).

Im Jahr 2011 fand eine Überprüfung der Kalibration einzelner Taggerkanäle statt [Mid12]. Das Ergebnis (vgl. auch Abbildung 61) ergab,

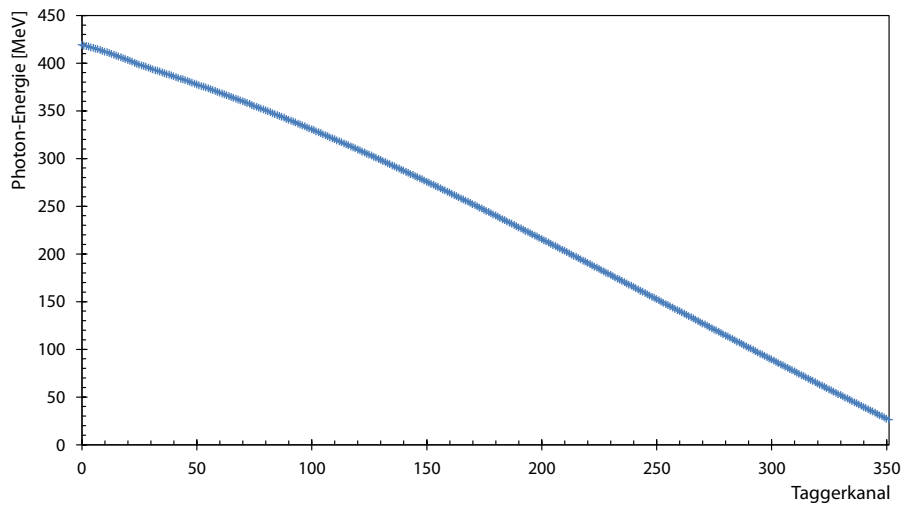


Abbildung 59: Energiekalibration des Taggers bei einer Elektron-Strahlenergie von 450 MeV für alle 352 Taggerkanäle. Zu erkennen ist der annähernd lineare Verlauf (vgl. die Energiebreite in Abbildung 60) und die nicht abgedeckten Bereiche an den energetischen Randbereichen.

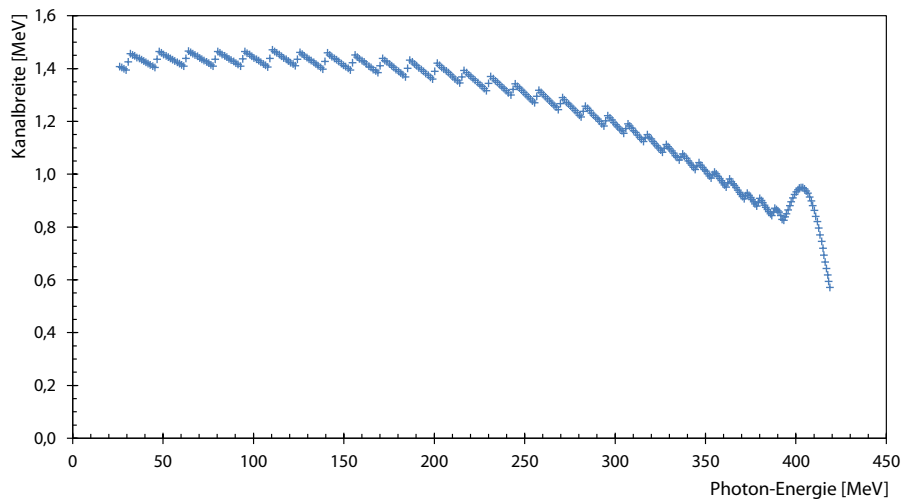


Abbildung 60: Energiebreite der einzelnen Taggerkanäle bei einer Elektron-Strahlenergie von 450 MeV. Durch angepasste Detektorpositionen und einer Variation der geometrischen Breite wurde bei der Konstruktion versucht, den Verlauf gleichmäßig zu gestalten.

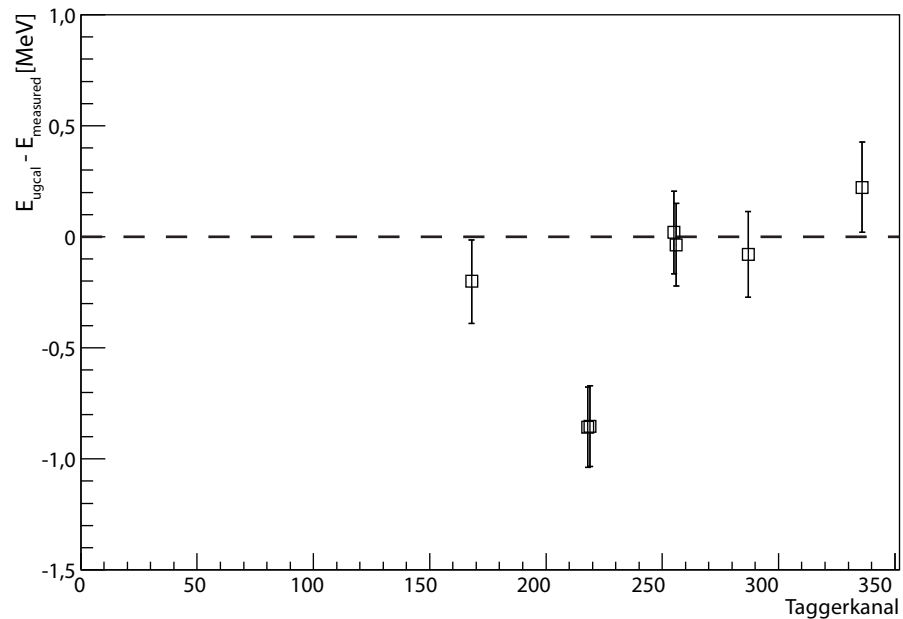


Abbildung 61: Ergebnis der Tagger-Energiekalibration für einzelne Kanäle [Mid12] bei 450 MeV Strahlenergie: Aufgetragen ist die absolute Abweichung der gemessenen Elektronenergie zur Vorhersage des Kalibrationsprogramms.

Im Bereich der Pion-Schwelle (um Taggerkanal 255) ist die Abweichung innerhalb ihrer Fehler mit 0 verträglich, zu höheren Photonenergien (kleinere Taggerkanäle) beträgt diese Abweichung nie mehr als 1 MeV. Damit liegt die Genauigkeit des Energiekalibrierungsprogramms innerhalb der geforderten Grenzen für unser Experiment.

dass die Ergebnisse des Kalibrationsprogramms verwendet werden können.

Die intrinsische Auflösung des Detektors wird durch die Breite der Szintillatoren dominiert und nicht durch die optischen Eigenschaften des Magnetfeldes, siehe dazu auch das Kapitel 3.4.3.

#### 4.3.2 Kalibrierungen des Crystal Balls

Der wichtigste Detektor für die Reaktionsprodukte ist das Crystal Ball-Kalorimeter. In diesem Abschnitt besprechen wir seine Kalibration.

##### *Zeitabgleich*

Neben der kanalweisen Bestimmung des Offsets ist auch eine „time walk“-Korrektur notwendig. Nach Betrachtung der Abbildung 62, bei der die unkorrigierte Zeitinformation gegen die Energie eines Kanals aufgetragen ist, wird die Notwendigkeit einer Korrektur offensichtlich.

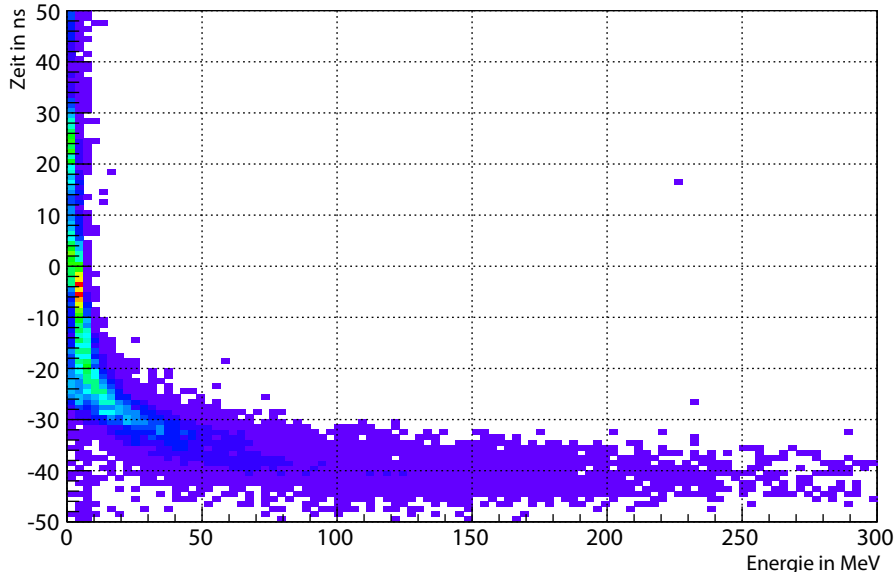


Abbildung 62: Dargestellt ist der unterschiedliche zeitliche Abstand zwischen Experimenttrigger und dem Signal des Diskriminators des entsprechenden CB-Kanals in Abhängigkeit der deponierten Energie. Deutlich zu sehen ist dabei der „time walk-Effekt“, welcher aufgrund der unterschiedlichen Steilheit der Anstiegsflanke zu Stande kommt. In der Analyse wird versucht diesen Effekt zu minimieren. Die Häufigkeitsfarbskala verläuft in dieser Abbildung linear.

Es zeigt sich, dass aufgrund der Verwendung eines Schwellendiskriminators als dem TDC vorgeschaltetem Element, die Anstiegsflanke nicht steil genug ist. Unkorrigiert ergibt sich damit eine Auflösung von  $\sigma \approx 28$  ns, siehe auch Abbildung 63. Wendet man die nachfolgend beschriebene Kompensation an, so verringert sich die zeitliche Breite auf  $\sigma \approx 4,7$  ns.

Die Korrektur funktioniert wie folgt: Für jeden der Crystal Ball-Kanäle wird ein Histogramm gemäß Abbildung 62 erstellt. Anschließend wird die Funktion

$$t_{\text{korrigiert}}(t_{\text{unkor.}}, E) = t_{\text{unkor.}} - t_0 - k \cdot \left( \frac{E}{\text{MeV}} \right)^P$$

mit dem Offset  $t_0$ , der Skalierung  $k$  (ca. 100) und der Potenz  $P$  (ca. -0,5) angepasst.<sup>3</sup>

Das abschließende Ergebnis nach beiden Kalibrationsschritten ist für jeden Kanal einzeln in Abbildung 64 aufgetragen. Verwendet wurden die in [Sch11b] ermittelten Parameter.

<sup>3</sup> Als „technischer“ Aspekt sei angemerkt, dass es zur Durchführung der Anpassung notwendig ist, das zuvor zweidimensionale Histogramm in eindimensionale Messwerte,  $t_{\text{Korrektur}} \propto E^P$ , mit Messfehlern umzuwandeln.

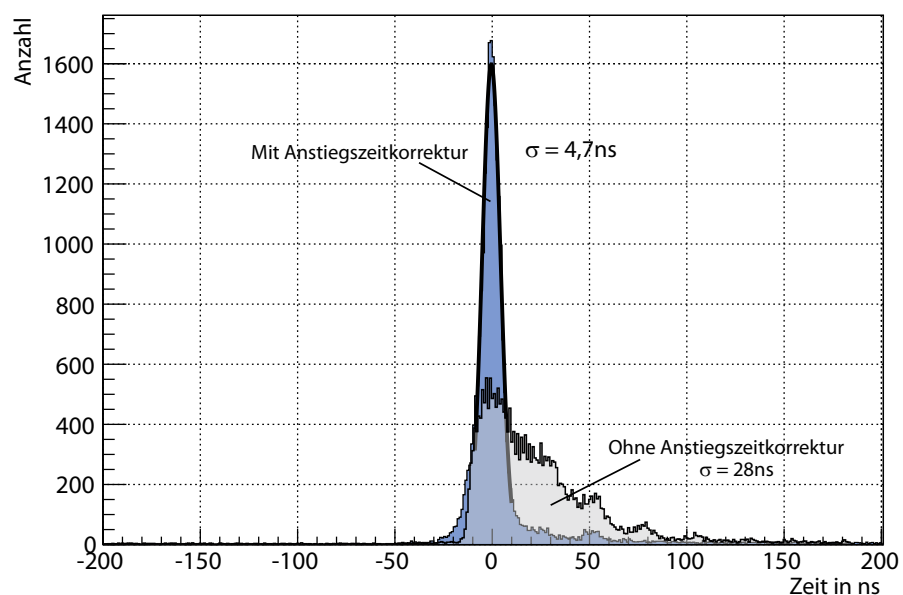


Abbildung 63: Gezeigt ist der zeitliche Abstand zwischen dem Experimenttriggersignal und dem Signal eines CB-Kristalls. Deutlich wird durch den Vergleich das Ausmaß der Korrektur auf den „time walk-Effekt“, wodurch sich die Breite von  $\sigma = 28 \text{ ns}$  auf  $\sigma = 4,7 \text{ ns}$  reduziert.

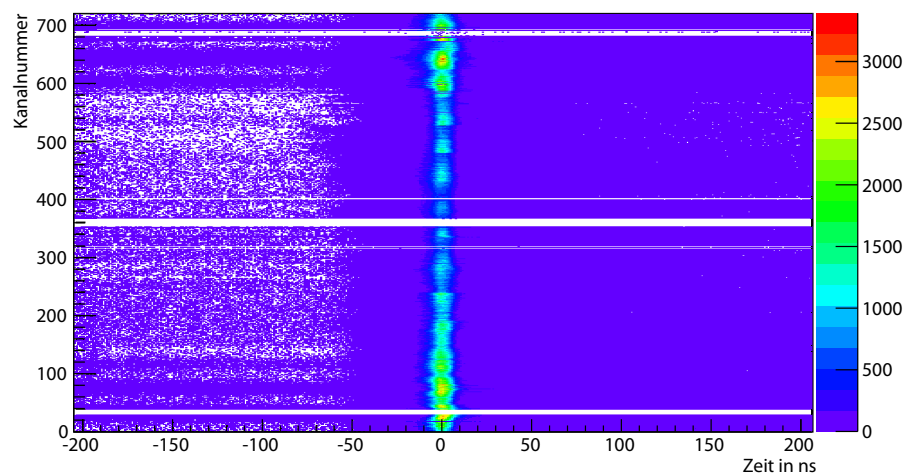
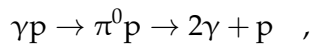


Abbildung 64: Dargestellt ist die time-walk korrigierte Zeit zwischen dem Experimenttriggersignal und den Diskriminatorsignalen für alle CB-Kristalle. Eine Korrektur auf den „time walk-Effekt“ fand zuvor statt. Gut zu sehen ist die gelungene Ausrichtung aller Kanäle um 0 ns, die annähernd gleiche Breite ( $\sigma$ ), sowie dass der Untergrund gleichverteilt und gering ist.

## Energiekalibration

Die Energiekalibration strebt als oberstes Ziel eine bestmögliche Energieauflösung, d.h. minimales  $\sigma/E$ , für jeden Detektorkanal an. Um die absoluten Werte korrekt zu treffen wird anschließend eine einfache Skalierung vorgenommen. Angestrebt ist, dass die rekonstruierte Pion-Masse dem Literaturwert entspricht. Mehr zur Stabilität der Kalibrierungen im Kapitel 4.4.

Das Verfahren musste sowohl für ein reines Protonentarget, als auch für Butanol, ein im Vergleich komplizierteres Nukleonentarget, angewendet werden. Als Reaktion wurde die unpolarisierte Photopionproduktion mit dem Zerfall in zwei Photonen,



gewählt, da sie bei hoher Statistik gut zu bestimmen ist. Der Peak der invarianten Zwei-Gamma-Masse wird als Referenzpunkt ausgewählt.

Das iterative Vorgehen der Energiekalibration läuft nach folgenden Algorithmus ab: Ereignisweise wird für alle neutralen Cluster im Crystal Ball eine Zwei-Gamma-Masse berechnet. Sollten mehr als zwei Cluster entstanden sein, so werden alle möglichen Kombinationen berechnet. Für jeden Kristall wird ein Histogramm geführt, in das der jeweils berechnete Wert eingetragen wird, sofern er als zentraler Kristall eines Clusters beteiligt war. Nach Durchlaufen aller aufgezeichneten Ereignisse werden die linearen Skalierungsfaktoren der einzelnen Kristalle in der Form angepasst, dass die invariante Masse der gewünschten entspricht.

Da nach der Anpassung auch immer Nachbarkristalle von einer Änderung betroffen sind, muss dieser Prozess mehrfach durchlaufen werden, bis sich die Kalibrationsparameter nicht mehr signifikant ändern.

Für die Energiekalibration unserer Analyse verwendeten wir die in [Pra11] ermittelten Parameter. Das Ergebnis kann in Abbildung 65 sowohl für den gesamten CB als auch beispielhaft für einen einzelnen Kristall beurteilt werden.

Bemerkenswert ist die Tatsache, dass erst durch den Clusteralgorithmus Teilchen mit definierter Energie in den Energiespektren sichtbar werden. Betrachten wir uns die untere Abbildung 65 so fällt der lange ausschweifende Bereich zu hohen Energien auf, jedoch kein Peak bei einer charakteristischen Energie. Grob lässt sich die Energieverteilung eines Detektorelements wie folgt einteilen: Ist der Kristall zentral getroffen worden, so steuert er einen hohen Energiebetrag zum Gesamtcluster bei. Die (vielen) Einträge bei niedrigen Energien (ca. 0 bis 30 MeV) stammen von den Fällen, bei denen der Kristall am Randbereich eines Clusters liegt.

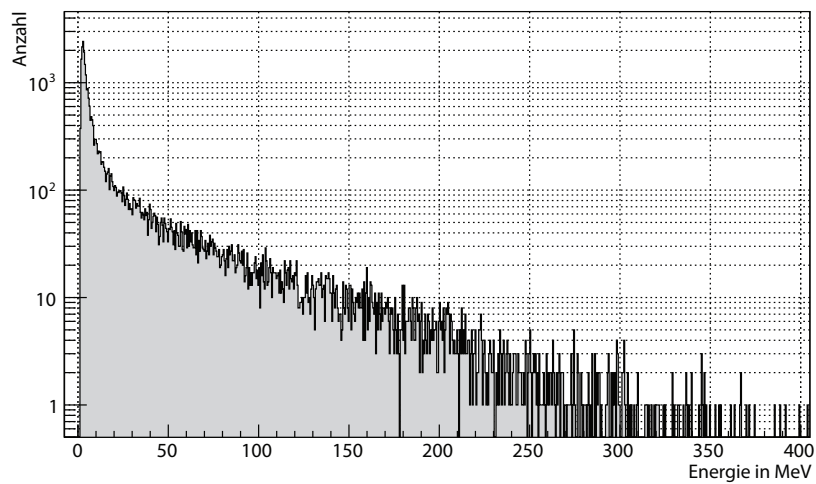
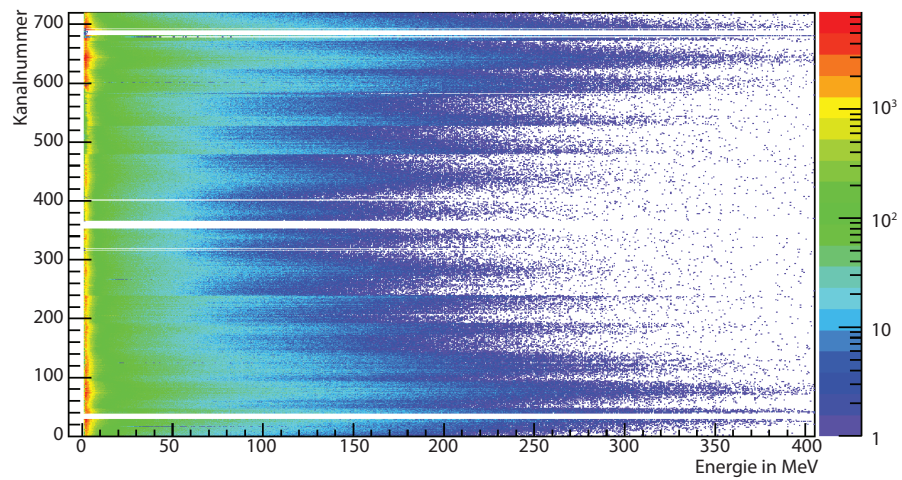


Abbildung 65: Oben: Die Verteilung der Energieeinträge in allen CB-Kristallen in logarithmischer Darstellung. Gut zu sehen ist die Tendenz zu höheren Raten für Kristalle in Vorwärtswinkeln im Bereich um Kristallnummer 0 bis  $\approx 100$  und  $\approx 600$  bis 719. Kristalle unter Rückwärtswinkeln befinden sich im Bereich des Kanals 360.  
 Unten: Beispielhafte Projektion des Kanals 120 aus obigem Diagramm.  
 Das Pedestal wurde bereits abgezogen und ist nicht in der Darstellung enthalten.



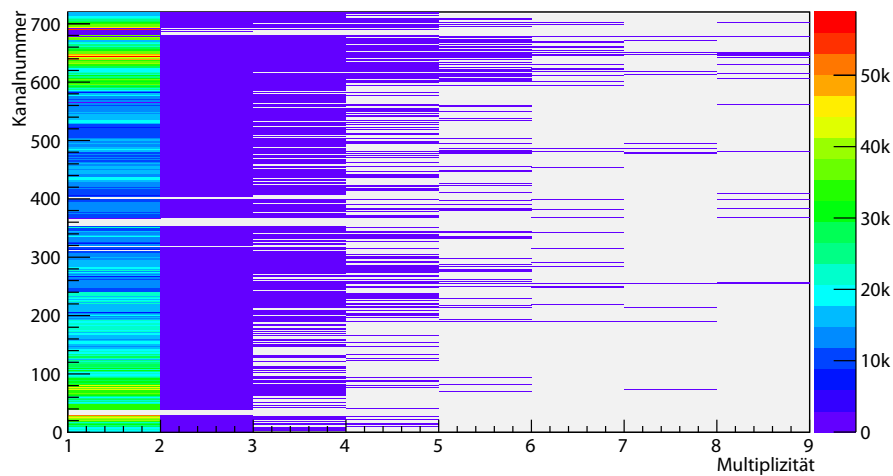
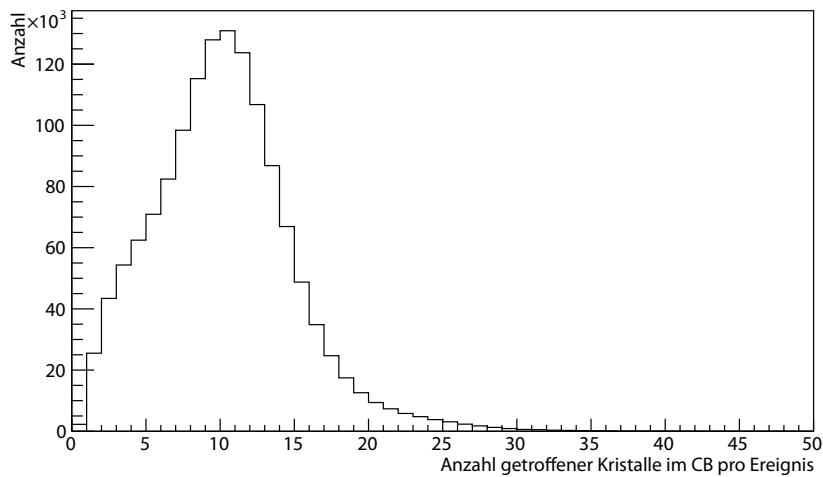


Abbildung 66: Oben: Häufigkeitsverteilung der Anzahl der im Crystal Ball getroffenen Kristalle pro Ereignis.  
Unten: Multiplizitätsverteilung kanalweise aufgelöst.

### *Konstruktion eines Treffers*

Die Mehrfachtreffer-Funktionalität der eingesetzten TDCs erlaubt auch beim Crystal Ball zu beurteilen, ob eine relevante Menge an Mehrfachtreffern pro Kanal vorliegt. Diese ist summiert für den gesamten Detektor und kanalweise in Abbildung 66 dargestellt. Daraus wird klar, dass im Mittel etwa 10 Kristalle pro Ereignis getroffen werden, jedoch pro Kanal ein Zweittreffer (oder mehr) praktisch vernachlässigbar ist. Die eingesetzten ADCs unterstützen im gewählten Aufbau keine Mehrfachtreffer-Funktionalität.

Um einem möglichen Fehler vorzubeugen (bspw. für den Fall dass ein Kanal rauscht) werden mehrere TDC-Informationen mit der einen ADC-Information zu mehreren Treffern verknüpft und alle so erzeugten Teilchen in die Analyse mitgenommen.

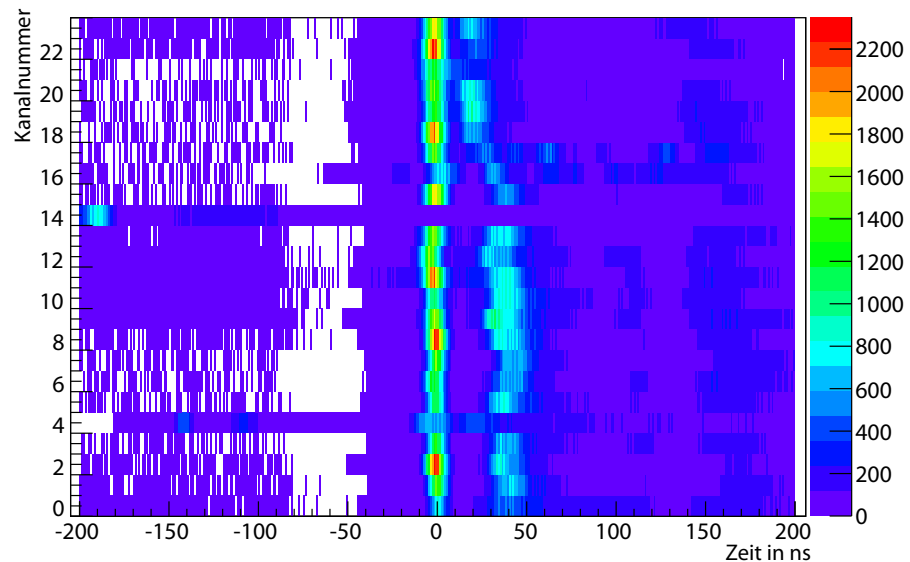


Abbildung 67: Zeitinformationen des PID relativ zum Experimenttrigger, aufgetragen für jeden Kanal. Leicht erkennbar ist der Koinzidenzpeak bei  $\approx 0$  ns welcher von einem dominanten Doppelpeak etwa 20 bis 40 ns später begleitet wird. Die Informationen der Kanäle 4 und 14 sind gänzlich unbrauchbar.

#### 4.3.3 Teilchenidentifikationsdetektor

Beim Teilchenidentifikationsdetektor (PID) müssen neben Energie und Zeit auch seine relative Ausrichtung kalibriert werden.

##### *Zeitabgleich*

Der Zeitabgleich gestaltet sich wie auch schon bei den beiden zuvor besprochenen Detektoren. Das Ergebnis für alle 24 Kanäle ist in Abbildung 67 zu sehen. Hiermit sind auch die Gründe ersichtlich, warum auf die Zeitinformation verzichtet werden musste: Zum einen fehlt bei mindestens zwei Kanälen der Koinzidenz-Peak gänzlich und zum anderen zeigt jeder der Kanäle einen Doppelpeak. Vom PID wurde daher nur die Energieinformation verwendet.

##### *Energiebetrachtung*

In unserer Analyse ist lediglich die Trennung geladener von ungeladenen Teilchen von Relevanz. Daher fällt auch die Energiekalibration recht einfach aus: Die Skalierungsfaktoren wurden von vorherigen Experimenten verwendet und mit neu angepassten Offsets versehen, so dass das Tal zwischen den Nullliniensignalen (engl. „Pedestal“) und den eigentlichen Teilchensignalen zuverlässig erkannt werden konnte. Signale des Pedestals wurden verworfen — das Ergebnis kann in Abbildung 68 betrachtet werden.

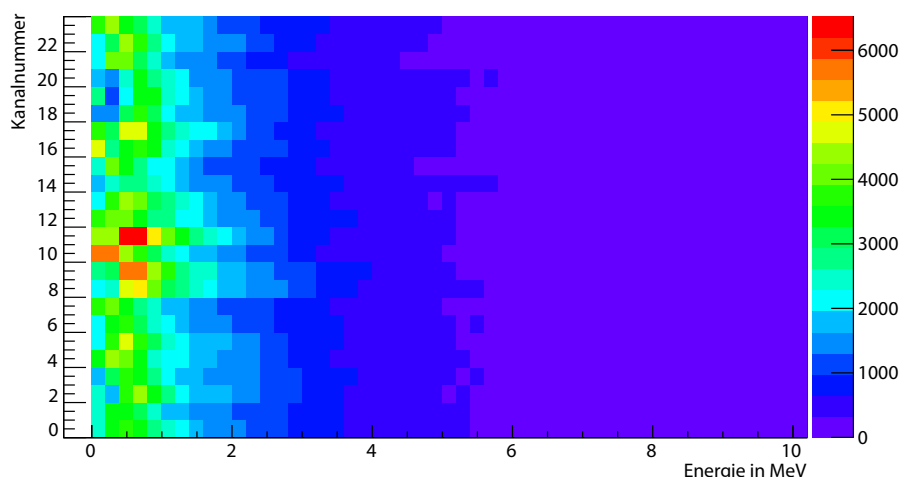


Abbildung 68: Ereignisweise Verteilung der Energie im PID pro Detektorelement. Das Pedestal befindet sich bei negativen Energien und wurde bereits weggeschnitten. Deutlich zu erkennen ist die Trennung zwischen Signal und Rauschen (Bereich 0-0,5 MeV), sowie die Signalbeiträge auch zu hohen-Energien hin (ab ca. 0,5 MeV). Die Energieverteilung wird durch die geringe Detektordicke, den unterschiedlichen Teilchenarten und deren breitem Spektrum an verschiedenen Durchtrittswinkeln dominiert.

Die ausschließliche Verwendung der Energiesignale des PIDs stellt eine Einschränkung dar, die sich erst während der Analyse offenbart. Wahrscheinlich ist sie u.a. auf eine Fehleinstellung aller Diskriminatorschwellen während der Datennahme zurückzuführen.

#### *Relativer Azimutwinkel-Abgleich*

Der PID kann zu Wartungszwecken aus dem CB entnommen werden. Er wird anschließend wieder per Hand und Augenmaß eingebracht. Daher ist es notwendig, die relative Ausrichtung im Azimutwinkel zum CB bei jeder Messperiode zu überprüfen. Das Vorgehen und ein beispielhaftes Ergebnis kann in Abbildung 69 betrachtet werden.

#### 4.3.4 *Targetposition*

In der Analyse von Daten des Crystal Balls wird implizit angenommen, dass der Teilchen-Vertex im Zentrum des Targets liegt. Optimalerweise liegt dieses Zentrum auch im Mittelpunkt des Kalorimeters. Im Folgenden wollen wir diesen angedachten Experimentaufbau überprüfen. Aufgrund dessen kein weiterer funktionierender Detektor zur Verfügung stand – die Drahtkammern wären hier das Mittel der Wahl gewesen – wählen wir eine Analyse der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ , wobei nur die beiden Zerfallsphotonen des Pions und das einlaufende Photon im CB bzw. Tagger nachgewiesen werden. Diese Über-

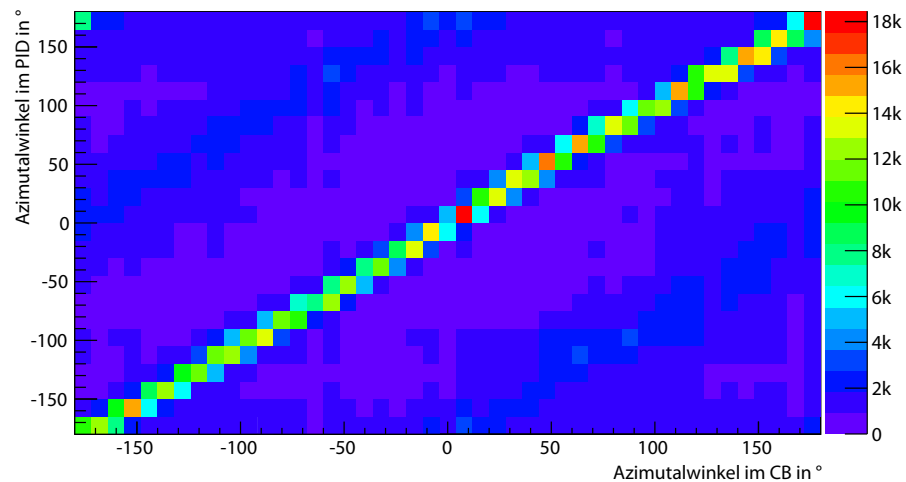


Abbildung 69: Überprüfung der Ausrichtung des Azimutwinkels jedes PID-Elements relativ zum Crystal Ball. Erkennbar ist der korrekte Abgleich durch die Kalibration zwischen den beiden Detektoren. Gleichfalls ist die Breite der PID-Elemente regelmäßig.

prüfung soll nur stichprobenartig zeigen, dass die Angaben über den Aufbau korrekt sind und auch in der Analyse reproduzierbar sind. Es wird daher eine Methode angewendet, welche die bestehende Analysesoftware mit ihrer Funktionalität verwendet.

Die Überprüfungsanalyse nimmt das eingehende Proton an unterschiedlichen Stellen entlang der  $z$ -Achse als Eingangsparameter an. Da das auslaufende Proton nicht verlangt wird, ist die Messung nicht überbestimmt. Im Falle von Wasserstoff als Targetmaterial kann das einlaufende Proton als ruhend angenommen werden, für Butanol als Targetmaterial kommen noch Beiträge durch die gebundenen Nukleonen (im Kohlenstoff und Sauerstoff) hinzu. Hierbei treten quasi-freien Reaktionen (Fermi-Impuls innerhalb des Kerns) und kohärenten Reaktionen (Streuung an mehreren Nukleonen gleichzeitig) auf, siehe Kapitel 2. Daher werden für beide Materialien unterschiedliche Auswertungen eingesetzt, beides mal dient jedoch eine zweidimensionale Auftragung der fehlenden Masse gegen den rekonstruierten Polarwinkel des Pions, vgl. Abbildungen 70 und 71, als Grundlage.

Im Fall des Wasserstoffs als Targetmaterial darf bei richtiger Ausrichtung des Targets der Mittelwert der fehlenden Masse nicht vom Polarwinkel abhängen – wie dies für den Fall  $z = 0$  cm annähernd der Fall ist. Praktikabler für die Untersuchung ist jedoch das Auftragen der Breite der Fehlenden-Masse-Verteilung bei verschiedenen Targetpositionen, vgl. Abbildung 72. Nach Anpassung einer Parabel ergibt sich die Position zu  $z = (-4,5 \pm 1,0)$  mm.

Da der systematische Fehler bei dieser Analyse nicht weiter untersucht wurde und die gefundene Abweichung gering ist, nehmen wir in der weiteren Analyse an, dass eine Targetposition bei  $z = 0$  cm, wie von der Targetgruppe angegeben, vorliegt. Aufgrund der mecha-

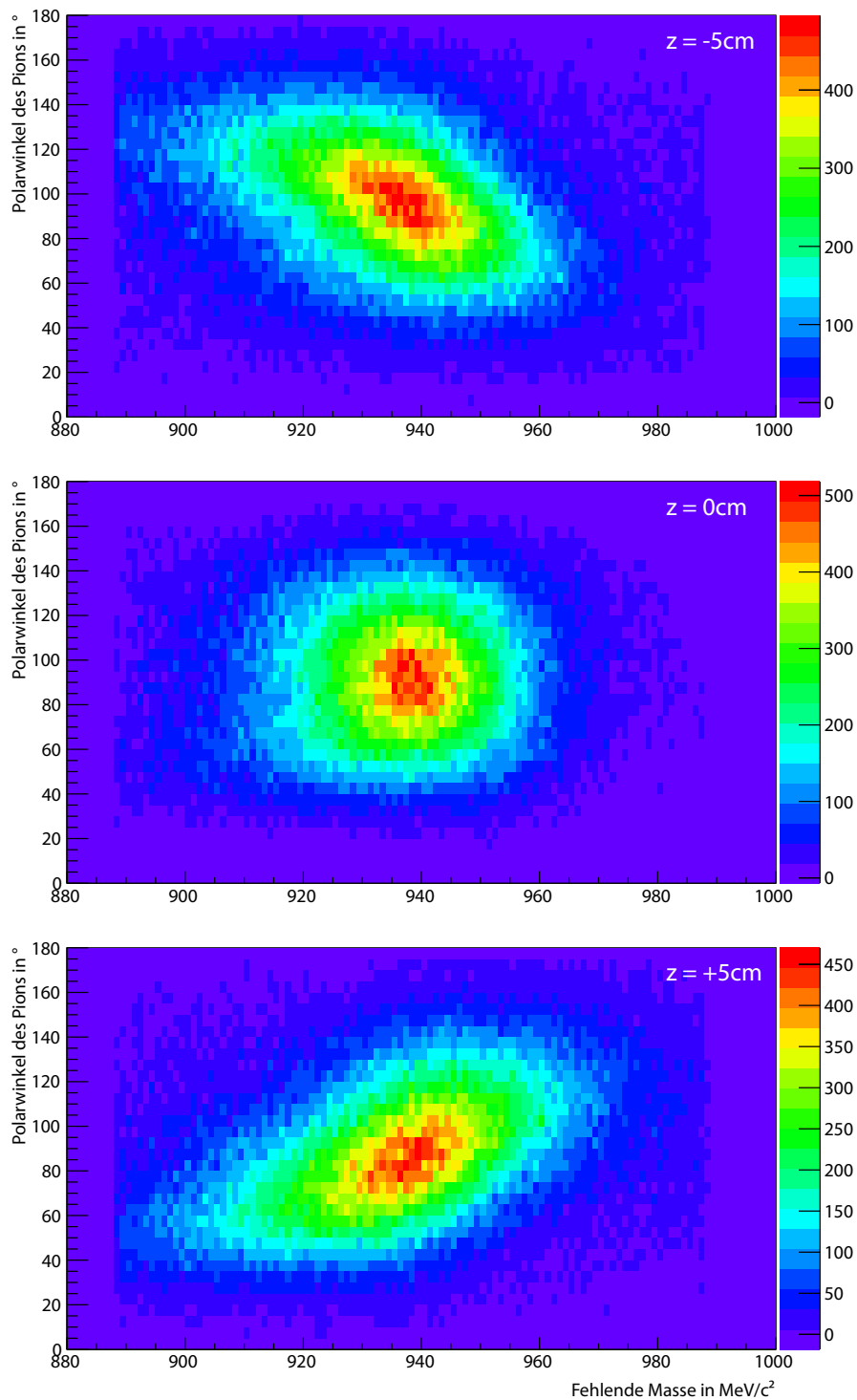


Abbildung 70: Tests verschiedener Target-Positionen bei  $z = -5, 0$  und  $+5$  cm mit Wasserstoff als Targetmaterial.

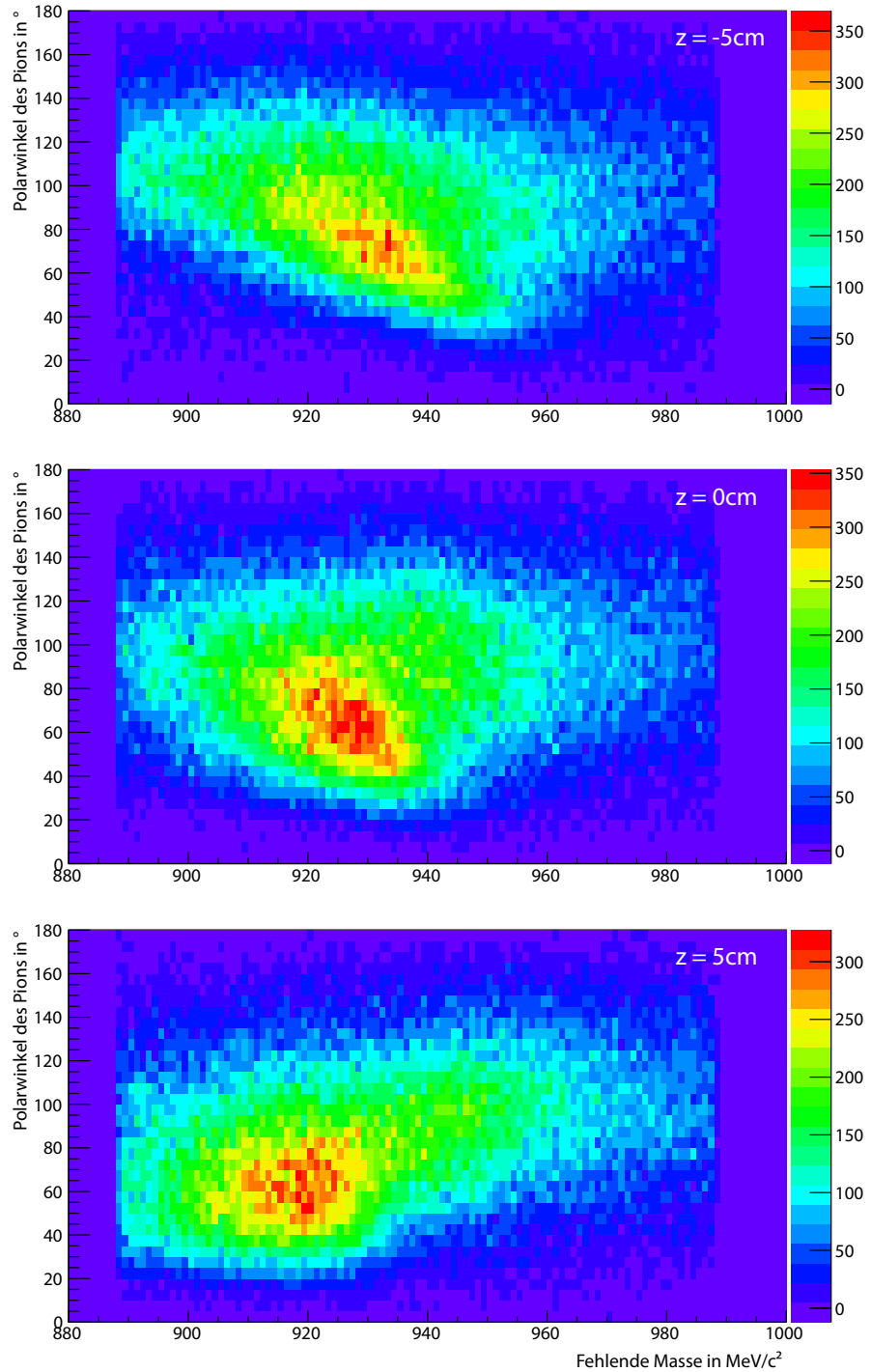


Abbildung 71: Tests verschiedener Target-Positionen bei  $z = -5, 0$  und  $+5\text{ cm}$  mit Butanol als Targetmaterial. Im Vergleich mit Wasserstoff als Targetmaterial ist der kohärente Beitrag dominant und im Bereich von  $\theta \approx 60^\circ$  und  $m_{\text{fehlend}} \approx 920\text{ MeV}$  deutlich zu erkennen. Dieser überlagert die Reaktionen am Wasserstoff bei  $\theta \approx 90^\circ$  und  $m_{\text{fehlend}} \approx 938\text{ MeV}$ , welche durch die quasi-freien Reaktionen mit einer größeren Breite (aufgrund des zusätzlichen Fermi-Impulses) verbreitert wird.

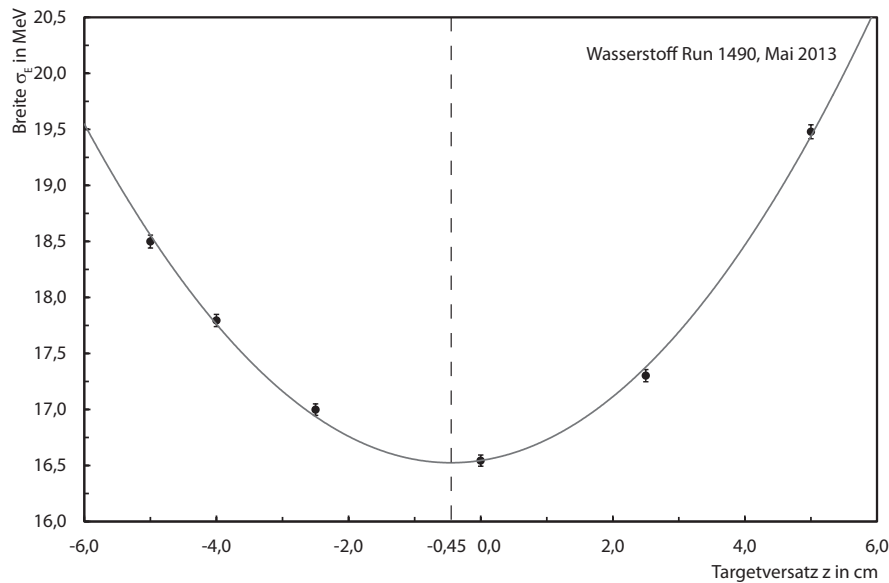


Abbildung 72: Bestimmung der Targetposition: Breite der Polarwinkel-Verteilung (nach Projektion von Abbildung 70 auf die x-Achse) bei verschiedenen Targetpositionen relativ zum nominalen Zentrum des Crystal Balls.

nischen Vorrichtungen ist von einer größeren Abweichung nicht auszugehen, ebenso sollte nach dem Kaltfahren des Targets keine Veränderung zu erwarten sein.

Für Butanol als Targetmaterial gilt grundsätzlich das gleiche wie für Wasserstoff, doch aufgrund der zusätzlichen Beiträge durch quasi-freie und kohärente Prozesse (vgl. Kapitel 2.8 und Abbildung 71) ist eine andere Größe zu betrachten. Wir bestimmen den Mittelwert und die Breite der beiden Beiträge (der freien und der gebundenen Protonen) durch eine Anpassung im Energiebereich um das erwartete Proton (von 936 bis 941 MeV). Die Differenz der Mittelwerte sollte im Fall der korrekten Targetposition maximal sein und ist für verschiedene Targetpositionen in Abbildung 73 dargestellt.

Als Ergebnis dieser Bestimmung erhalten wir  $(-4,4 \pm 4,0)$  mm was wiederum gut mit der erwarteten Einstellung übereinstimmt. Daher nehmen wir auch bei den Butanoldmessungen den Targetort im Mittelpunkt des CB-Kalorimeters an.

#### 4.3.5 Praktische Anmerkungen

Nachdem die Rohdaten durch die Anwendung einer Kalibrationsvorschrift in physikalische Messdatengrößen umgewandelt wurden, werden in der weiteren Analyse nur eine Auswahl derer herangezogen. Dies geschieht durch die Forderung, dass Messgrößen dabei innerhalb bestimmter Grenzen liegen müssen, da andernfalls das Ereignis verworfen wird. Dabei ist es wichtig zu beachten, dass die Detektoren

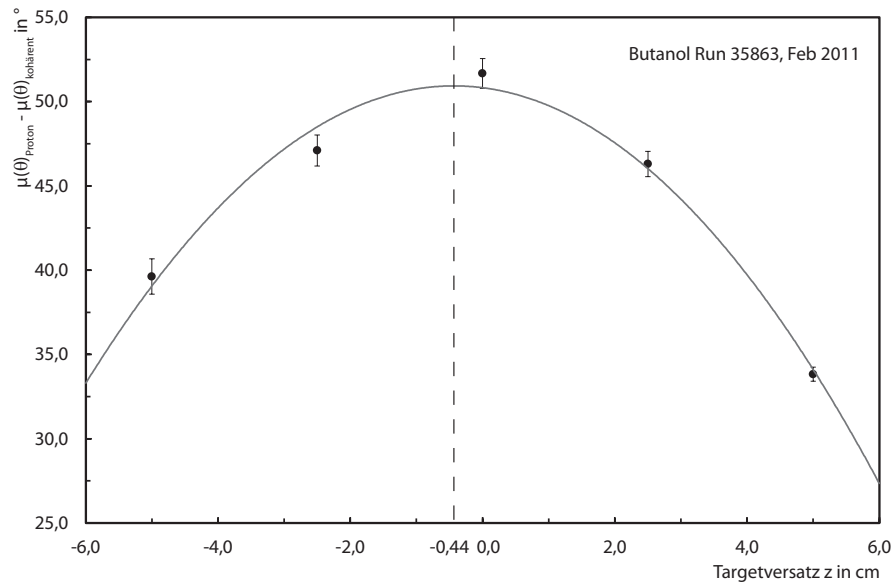


Abbildung 73: Bestimmung der Targetposition mit Butanol: Aufgetragen ist der Abstand zwischen den beiden Bereichen für freie Protonen und gebundene Nukleonen in Grad für verschiedene Targetpositionen relativ zum nominalen Zentrum des Crystal Balls.

während der Messperiode sowohl kurzfristige als auch langfristige Variationen ihrer Eigenschaften durchlaufen. Davon können sowohl die Zeit, als auch die Energieinformationen betroffen sein. Langfristige Veränderungen auf der Basis von Stunden werden durch eine Anpassung der Kalibration kompensiert, dies gelingt jedoch nicht für alle Effekte auf einer kurzfristigen Skala. Eine Untersuchung dieser langfristigen Effekte findet in Kapitel 4.4 statt.

#### *Wahl der Analysebedingungen*

Wählt man – soweit möglich – in der Analyse die Schnitte auf Messdaten nicht zu eng (idealerweise sollte die Steigung der Messdaten an der Schnittgrenze gering sein, am besten verschwinden), so entscheidet eine kleine Variation der Parameter nicht gleich darüber, ob die Daten aufgrund einer Bedingung aus der Analyse herausfallen. Vorgehend aufgeführte Hinweise wurden bei unserer Analyse beachtet.

#### *Übersicht über Messdaten*

Die Messdateien wurden in Gruppen eingeteilt, siehe Tabelle 10, welche in den weiteren Kalibrations- und Analyseschritten angewendet werden. Hauptsächliche Bedingung für die Wahl der Gruppenzugehörigkeit stellten dabei die Target-Repolarisationen dar, mit der auch immer eine Experiment-Unterbrechung von einigen Stunden einher



Gruppe	Zeitpunkt	Messdateien	Target-Polarisation
Butanol A	Sep. 2010	0-47	+
Butanol B	Sep. 2010	48-167	-
Butanol C	Sep. 2010	168-438	-
Butanol D	Sep. 2010	439-679	+
Butanol E	Feb. 2011	680-916	+
Butanol F	Feb. 2011	917-1021	+
Butanol G	Feb. 2011	1022-1156	-
Butanol H	Feb. 2011	1157-1420	-
Wasserstoff	Mai 2013	1421-1436, 1445-1467	0
Wasserstoff Leertarget	Mai 2013	1437-1444	0

Tabelle 10: Einteilung der Messdateien in Gruppen.

ging. In der weiteren Arbeit wird auch synonym das Wort „Abschnitt“ für die Messdatenzuordnung verwendet.

#### 4.4 STABILITÄT DER KALIBRATION UND DETEKTOREN

Eine wichtige Voraussetzung für die Durchführung einer erfolgreichen Analyse ist die Tatsache, dass sich die Detektoren in einem guten Zustand über die gesamte Experimentdauer befinden. Neben der möglichst vollständigen Anzahl funktionstüchtiger Detektorelemente ist die wichtigste Eigenschaft, dass ihre Ansprechwahrscheinlichkeit möglichst konstant bleibt. In der Konsequenz heißt dies, dass es besser ist, wenn ein ineffizientes Detektorelement seine nicht optimale Charakteristik konstant beibehält, als in unbekanntem und zufälligen Zeitabständen zu einem guten Ansprechverhalten zu wechseln.

Nach dem Abschluss der Datennahme des Experiments lässt sich das Verhalten der Detektoren nur noch beurteilen und ggf. begrenzt korrigieren. Dies wurde für alle in die Analyse eingehenden Messwerte, wie nachfolgend beschrieben, über die komplette Messperiode hin durchgeführt und überprüft.

##### 4.4.1 *Crystal Ball*

Beim CB reicht es aus, eine Energie- und Zeitkalibration für alle drei Messperioden zu verwenden. Zusammen mit kleinen globalen Energieskalierungen pro Messdatei (im Bereich weniger Prozent) wird

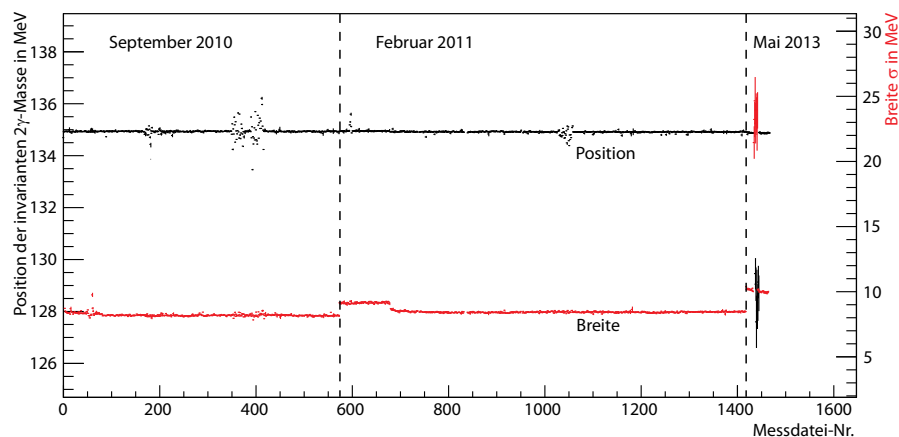


Abbildung 74: Stabilität der CB-Energie-Kalibration über die gesamte Experimentdauer. Dargestellt ist die Position und die Breite der invarianten Zwei-Gamma-Masse. Im Mai 2013 fällt die Leer-Target-Messung (Messdatei Nr 1437 bis 1444) aus dem ansonsten sehr gleichmäßigen Verhalten auf.

ein zufriedenstellendes Ergebnis erzielt, vgl. die Abbildung 74. Zwar funktionierten vereinzelt einige der 672 Detektorkanäle nicht über die gesamte Zeit, doch Aufgrund des Detektoraufbaus kann dies gut ausgeglichen werden (siehe Clusterrekonstruktion im Kapitel 4.1.4). Ebenso war die Verstärkung und das Zeitverhalten ausreichend gleichmäßig. Ein elektrisches Brummen von  $\approx 40$  MHz auf allen Kabeln des Crystal Balls wirkte sich während der Analyse nicht negativ aus.

#### 4.4.2 Teilchenidentifikationsdetektor

Aufgrund der während der Strahlzeit nicht eingestellten Diskriminatorschwellen der PID-Elektronik mussten die Zeitinformationen komplett verworfen werden, siehe Abschnitt 4.3.3. Auch die Energieinformationen einzelner Kanäle machten nicht behebbare Probleme.

Zu deren Quantifizierung wurde für jede Messdatei die Positionen des Rausch-Pedestals, des Detektorsignals sowie des Minimums dazwischen bestimmt. Dieses Minimum werden wir im Folgenden kurz als „Schwellenwert“ bezeichnen, da dies eine korrekte Wahl der Diskriminatorschwelle darstellt. Der ermittelte Schwellenwert ist für alle Messdateien in Abbildung 75 aufgetragen.

Stellenweise zeigten bis zu drei der 24 PID-Kanäle ein nachträglich nicht korrigierbares Ansprechverhalten: Das Signal ist aufgrund unterschiedlicher Ursachen nicht mehr vom Rauschen zu unterscheiden. Als Konsequenz daraus untersuchen wir mittels einer alternativen Analysemethode ohne PID (siehe Kapitel 4.1.5) deren Einfluss und zeigen Ergebnisse im Kapitel 6.3.2.

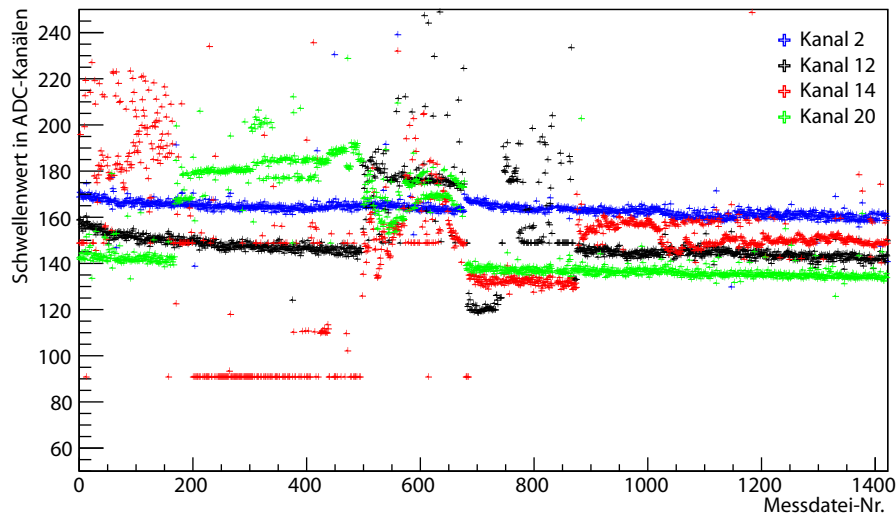


Abbildung 75: Der Schwellenwert ausgewählter PID-Kanäle für alle Messdateien. Dargestellt sind die drei (teilweise) defekten Kanäle Nr 12, 14 und 20. Im Vergleich dazu ist repräsentativ für alle anderen 21 Kanäle der Kanal 2 mit seinem recht gleichmäßigen Ansprechverhalten aufgetragen. Werte kleiner 100 und größer 200 deuten darauf hin, dass die Anpassung nicht konvergierte – der Kanal hatte kein (oder ein schlechtes) Signal-zu-Rauschverhältnis.

#### 4.4.3 Kombination CB und Teilchen-ID

In der Kombination aus beiden Detektoren entstehen die rekonstruierten Photonen und daraus die ungeladenen Pionen. Deren Winkelverteilung wurde im Polar- ( $\theta$ , siehe Abbildung 76) und Azimutwinkel ( $\varphi$ , 77) über die Zeitdauer des Experiments untersucht.

Im Fall der polaren Verteilung ist innerhalb der Messfehler kein Unterschied zwischen den Strahlzeiten mit gleichem Targetmaterial festzustellen. Der zum Wasserstoff unterschiedliche Verlauf in den Butanol -Strahlzeiten ist aufgrund der Beiträge durch Reaktionen am Kern zu erwarten.

Durch die Diagramme der Azimutverteilungen zeigt sich im Allgemeinen die Abhängigkeit von der gewählten Targetpolarisation sowie zu welchem Grad der Teilchidentifikationsdetektor gerade funktioniert. Durch die beiden unterschiedlichen Ausrichtungen der Targetpolarisation in der Analyse wird versucht, diese Schwankungen herauszumitteln.

Zusammenfassend kann von einer ausreichenden Stabilität des Detektorsystems ausgegangen werden.

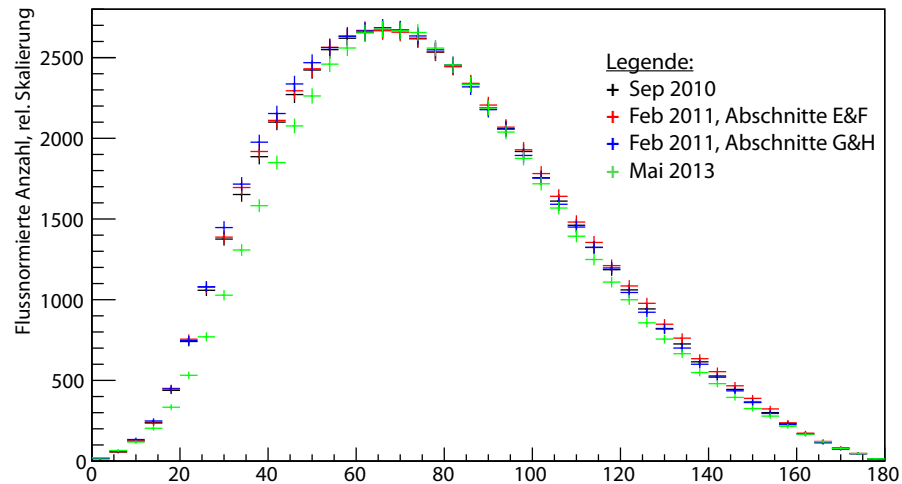


Abbildung 76: Polarwinkelverteilung des Mesons zu verschiedenen Messzeitpunkten, jeweils gemittelt über drei Messdateien. Zu sehen ist allein das Ansprechverhalten des Detektorsystems CB mit PID und Target. Jede Einzelverteilung ist auf ihren Strahlfluss normiert.

#### 4.4.4 *Tagger*

Der in der Kalibration zu bestimmende Offset der Zeitinformation bedurfte keiner Anpassung über die Zeit.

Generell machte jedoch das starke Brummen und die Instabilität der Signalverstärkung auf den Frontend-Elektronikkarten große Probleme über die ganze Experimentdauer hinweg. Diese wirkten sich sowohl auf die Zeit- als auch auf die Zählerinformationen – und damit auf die sehr wichtige Photonenflussbestimmung – aus. Nur einzelne Detektorkanäle waren von diesem Problem im geringen Maße betroffen, der Rest stark. Dieses Problem wird in Abbildung 78 gezeigt und lässt sich im Nachhinein nicht ohne systematische Fehler korrigieren. Weiterhin tritt dieser Fehler bei der Bestimmung der Markierungseffizienz (siehe Abschnitt 4.5.1) und beim Vergleich mehrerer Effizienzbestimmungen untereinander (siehe Abbildung 82) auf.

Der maßgebliche Effekt ist dabei eine schwankende Effizienz der Kanäle, für einzelne kommt zusätzlich noch Rauschen oberhalb der Detektorschwellen hinzu.

#### *Zuverlässigkeitstests während der Markierungseffizienzmessungen*

Während der drei Strahlzeiten fielen unterschiedliche Taggerkanäle komplett aus, so auch während der Bestimmungen der Markierungseffizienz. Kanäle, für die keine Markierungseffizienz bestimmt werden konnte, sind im Anhang E.1 aufgeführt. War dieser Ausfall in der Wasserstoff-Strahlzeit oder in beiden Butanol-Strahlzeiten, so wird der Kanal der Kategorie „auszuschließender Kanal“ zugeordnet (41 Kanäle) – andernfalls der Kategorie „unzuverlässig“ (28 Kanäle).

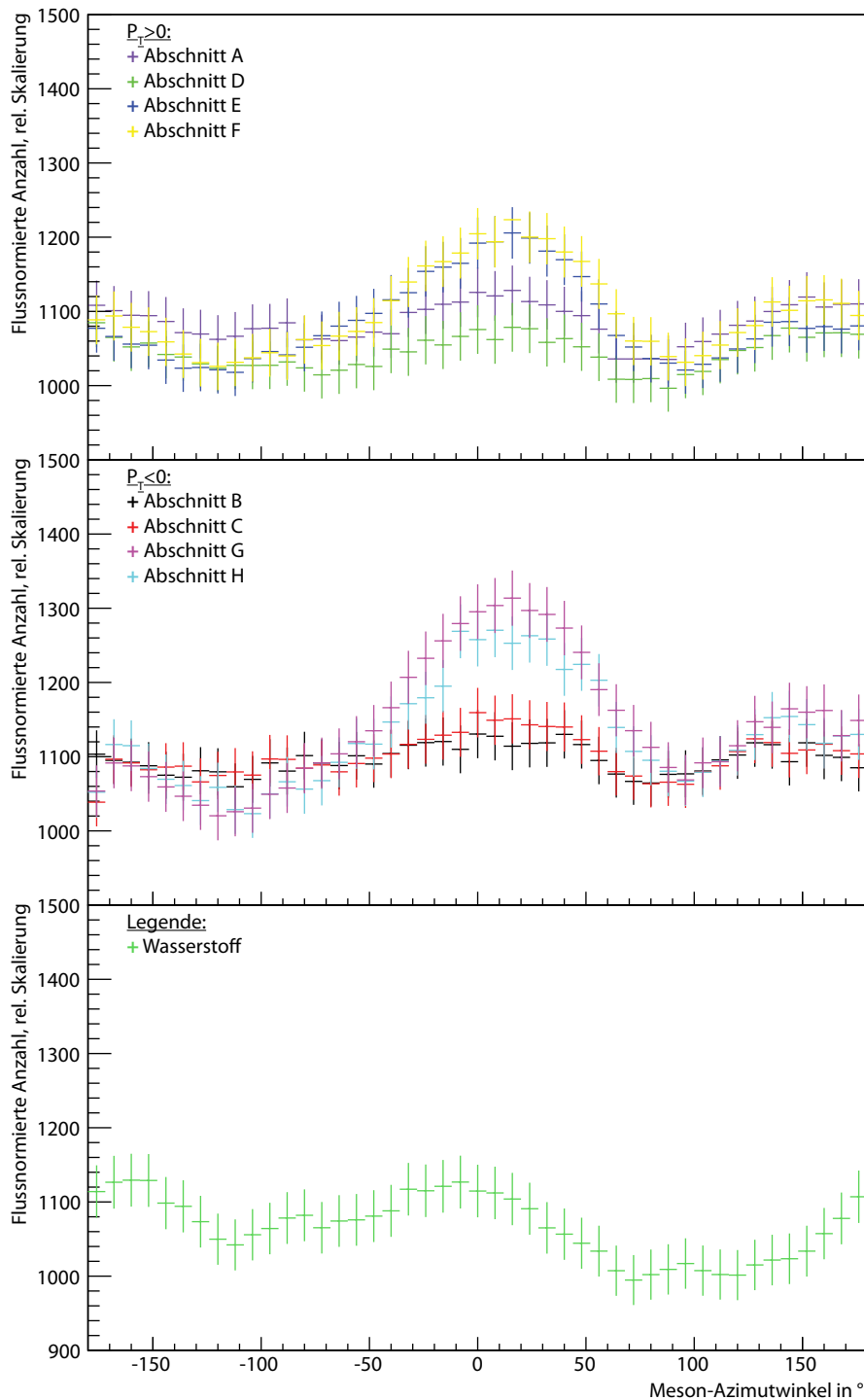


Abbildung 77: Azimutwinkelverteilung des Mesons zu verschiedenen Messzeitpunkten, jeweils gemittelt über drei Messdateien. Zu sehen ist neben dem Ansprechverhalten des Detektorsystems CB mit PID und Target auch der Einfluss des polarisierten Wirkungsquerschnitts (im Prozentbereich). Jede Einzelverteilung ist auf ihren Strahlfluss normiert. Aufteilung in Abschnitte gemäß Tabelle 10.

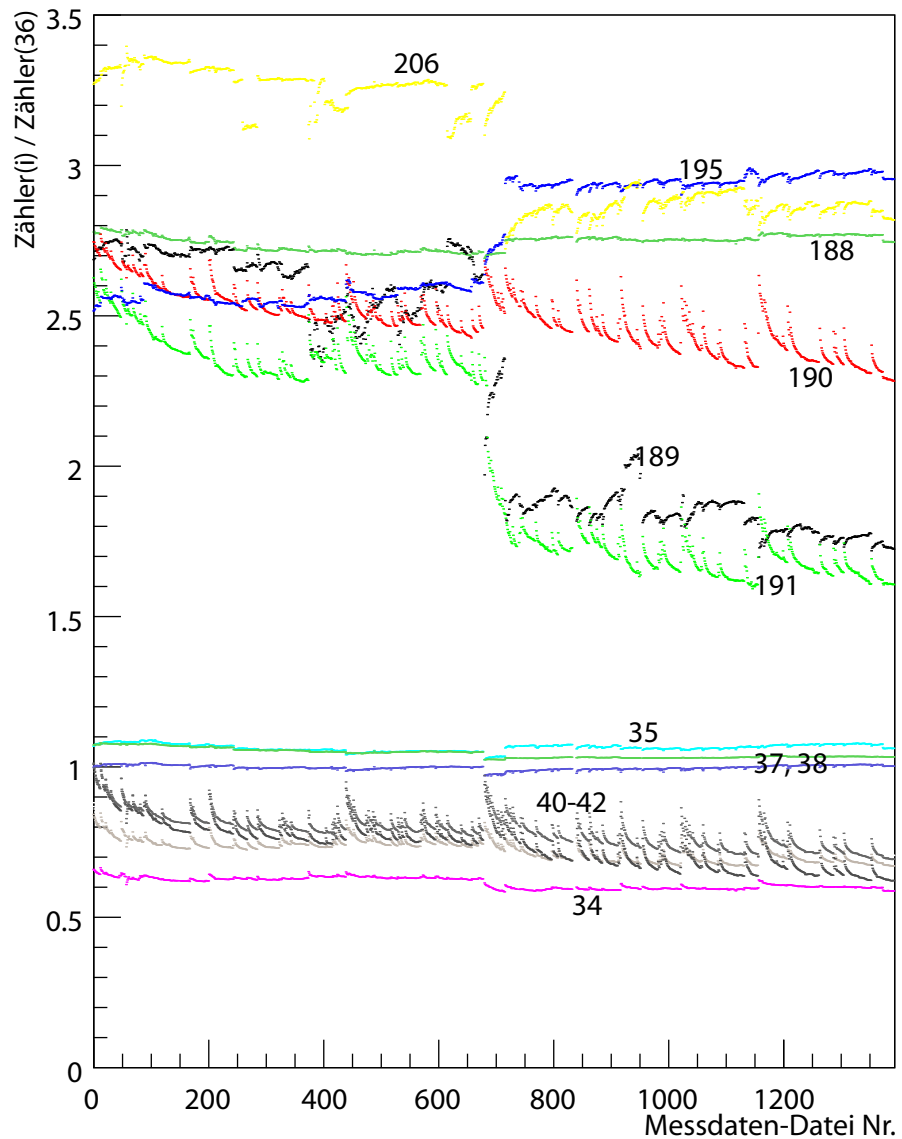


Abbildung 78: Zur Untersuchung der Zuverlässigkeit der Tagger-Zähler: Kummulierte Zählereinträge einer Messdatei sind beispielhaft für einige Kanäle (zwischen 34 und 42 sowie im Bereich von 188 bis 206) normiert auf den Zähler 36 aufgetragen. Der Zähler 36 wurde aufgrund seines bekannten stabilen Verhaltens gewählt, siehe Anhang E.2. Dargestellt sind alle Butanol-Strahlzeiten aus 2010 und 2011.

Deutlich zu sehen sind die unterschiedlichen Verläufe einzelner Zähler, der zwischen Nachbarkanälen teils ähnlich (Kanäle 40-42) und teils entgegengesetzt (Kanäle 189, 190) verlaufen. Manche Kanäle haben ein stabiles Ansprechverhalten (Kanäle 34-38, 188), andere nicht. Zur korrekten Bestimmung der Markierungseffizienz sind aufgrund dieses instabilen Detektorverhaltens nicht genügend Messungen vorhanden.

### *Zuverlässigkeitstests während der Butanol-Messperiode*

Im Anhang E.2 wird eine systematische Beurteilung aller Taggerkanäle vorgenommen, in der für jeden Kanal ein Maß für seine Sprunghaftigkeit  $B$ , und einen zeitlichen Trend  $\bar{E}$ , ermittelt wird. Überschreitet einer der beiden Parameter einen Schwellenwert, so gilt der Detektor kanal als unzuverlässig während der Messung und sollte in der Analyse nicht betrachtet werden.

### *Abschließende Beurteilung*

Zusammengenommen muss ein Kanal beiden Tests genügen: Es muss eine Markierungseffizienz messbar gewesen sein und die Effizienz muss einigermaßen stabil gewesen sein.

Bezogen auf die Gesamtzahl von 272 eingeschalteten Kanälen sind allein aufgrund von Totalausfällen somit 41 (15%) auszuschließen und insgesamt (69) 25% sicherheitshalber nicht zu verwenden. Fordert man ferner eine geringe Sprunghaftigkeit ( $B < 0,1$ ) und einen vernachlässigbaren Trend in den Daten ( $|\bar{E}| < 5 \cdot 10^{-5}$ ) so bleiben 54 nutzbare Kanäle (20%) in der Analyse übrig.

Weitere Details zu diesem Fehler befinden sich im Anhang E. In Zukunft wird dieser Effekt durch die kontinuierliche Paar-Spektrometer-Messung im Nachhinein behebbar sein. Nichtsdestotrotz ist die Reparatur des ursächlichen Problems die beste Lösung.

Wie in Kapitel 5.4.3 vorgestellt wird, basiert unsere Analyse methode auf dem Unterschied zweier Wirkungsquerschnitten. Es wird gezeigt, dass die Analyse sehr sensitiv auf Fehler in der Photonenflussbestimmung ist. Somit ist eine genaue Bestimmung des Flusses mittels der Markierungsanlage bei einer stabilen Markierungseffizienz essentiell.

### *Taggerkanal-Effizienz*

Betrachtet man die Effizienz der einzelnen Taggerkanäle über große Zeitabschnitte, so fällt auf, dass im Zeitraum 2005 bis 2014 eine deutliche Verschlechterung stattgefunden hat. Wir zeigen in Abbildung 79 nur exemplarisch die Verteilung der einzelnen Effizienzen und motivieren damit die Notwendigkeit einer umfassenden Reparatur.

Grundsätzlich reduziert eine von 1 verschiedene Kanaleffizienz  $\varepsilon_i$  die gewonnene Statistik im Experiment, beeinflusst jedoch nicht weiter das Messergebnis, da sich der Faktor  $\varepsilon_i$  herauskürzt. Dies gilt jedoch nur unter der Voraussetzung, dass die Effizienz und das Rauschen stabil sind – was, wie in diesem Kapitel gezeigt, nicht zutreffend ist.

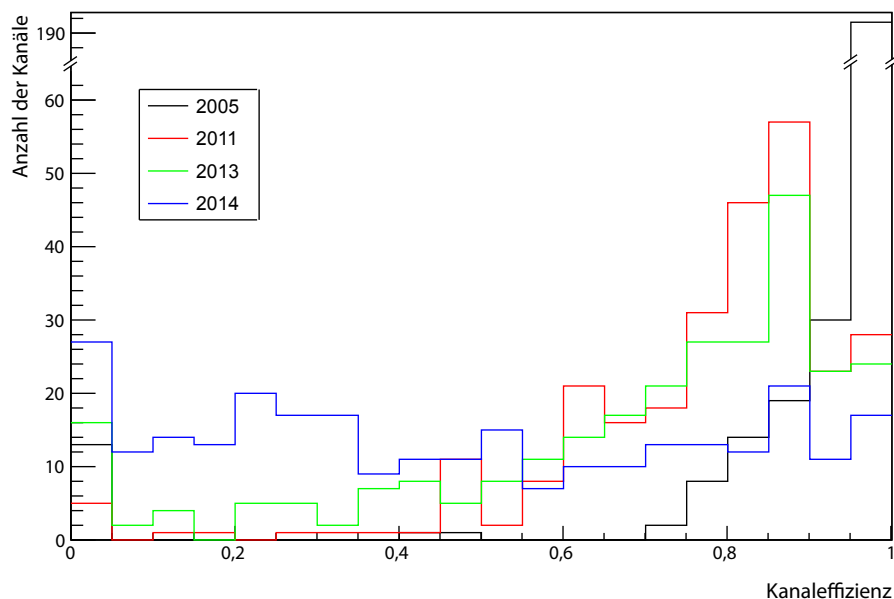


Abbildung 79: Histogrammierte Effizienzen der einzelnen Taggerkanäle über den Zeitraum 2005 bis 2014

#### 4.4.5 Energiesummentrigger

Wir wollen im Folgenden das Verhalten des in Hardware realisierten Energiesummentriggers in den unterschiedlichen Strahlzeiten und Abschnitten untersuchen. Bei allen Strahlzeiten wurde versucht, den gleichen Schwellenwert von 100 MeV einzustellen. Das Ergebnis dieser Einstellung ist in Abbildung 80 zu sehen: Die aufgetragene Energiesumme wurde dazu in der Analyse aus allen im CB rekonstruierten geladenen wie ungeladenen Teilchen bestimmt.

Dieses Vorgehen musste gewählt werden, da das originale analoge Signal nicht mit den Messdaten aufgezeichnet wurde. Wünschenswert wären spezielle Messungen zur Bestimmung der Triggereigenschaften gewesen.

Solch eine Messung könnte wie folgt aussehen: Man wählt eine komplett offene Bedingung, bei der die Datenerfassung neben den normalen Messdaten auch die Entscheidung des zu testenden Triggers aufschreibt. Dabei gilt es keine Korrelation zwischen dem zu testenden Trigger und dem Start der Datenauslese entstehen zu lassen.

Idealerweise findet in diesem Testaufbau ein Zufallsgenerator Einsatz als Trigger, wobei anschließend solche Ereignisse analysiert werden, bei denen sichergestellt ist, dass die ADC-Zeitfenster das gesamte Analogsignal erfasst haben. Wie eingangs erwähnt, fanden solche Messungen jedoch nicht statt, weshalb wir nachfolgend beschriebene Beurteilung des Triggers vornehmen.

In Abbildung 80 sind deutliche Unterschiede aufgrund unterschiedlicher CB-Hardware-Kalibrationen und der unscharfen Schwel-



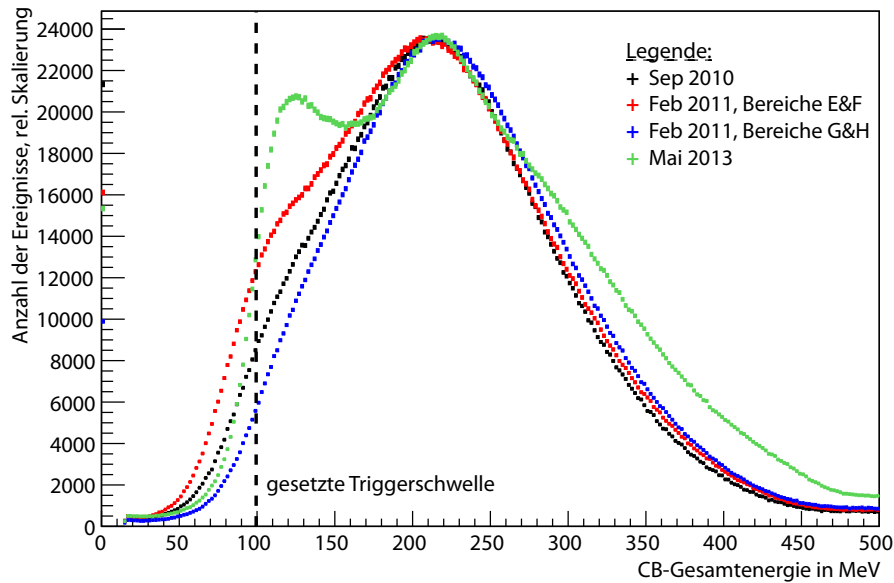


Abbildung 80: Die Energiesumme aller (aus der Analyse rekonstruierte geladener wie ungeladener) Teilchen im Crystal Ball. Jede Einzelverteilung ist auf ihren Strahlfluss normiert. Die Triggerschwelle war dabei auf etwa 100 MeV eingestellt. Für die Einteilung der Strahlzeiten vergleiche Tabelle 10.

le des Energiesummentriggers zu erkennen. Wichtig bei dieser Betrachtung ist jedoch herauszufinden, wie sich die Effizienz des Triggers (zur Definition der Triggereffizienz siehe Anhang D) in den verschiedenen Abschnitten für die betrachtete Reaktion entwickelte, denn solche Effekte können auch durch eine sich ändernde Reinheit des Triggers auftreten.

Dazu betrachten wir ausschließlich Ereignisse, deren Rekonstruktion die photoinduzierte Produktion eines  $\pi^0$  und dessen Zerfall in zwei Photonen ergab. Die Gesamtenergie solcher Ereignisse wurde für die unterschiedlichen Strahlzeiten in Abbildung 81 aufgetragen.

Als Untersuchungsergebnis halten wir fest:

1. Es stellt sich heraus, dass die Form innerhalb der Butanol-Strahlzeiten in ausreichender Übereinstimmung ist. Die gesetzte Energieschwelle des Triggers war sowohl für die Wasserstoff- als auch für die Butanolstrahlzeiten mit 100 MeV weit genug vom ersten Auftreten der gewünschten Ereignisse entfernt.
2. Ferner wurde in davon unabhängigen Tests die Steilheit der Triggerschwelle untersucht: Dazu wurden bei verschiedenen CB-Energiesummenschwellen das Spektrum innerhalb kurzer Zeitabstände aufgenommen und verglichen. Als Ergebnis lässt sich festhalten, dass für Triggerschwellen zwischen 40 bis 150 MeV ab  $\approx 30$  MeV oberhalb der Triggerschwelle die Form des aufgezeichneten Spektrums nicht mehr vom gewählten Schwellenwert abhängig ist.

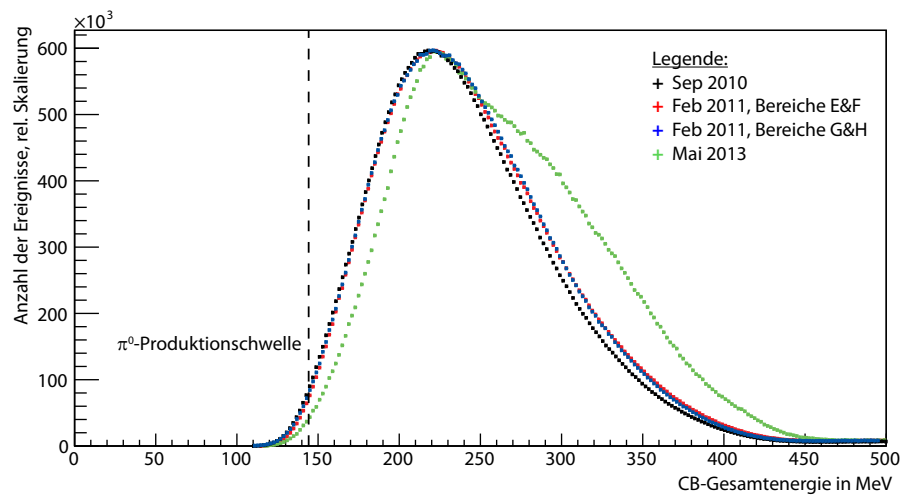


Abbildung 81: Aus der Analyse rekonstruierte Gesamtenergie (ohne kinematische Anpassungen) eines Ereignisses für den Fall, dass aus den Daten eine photoinduzierte Pion-Produktion rekonstruiert werden konnte (ohne den Abzug zufälliger Ereignisse). Jede Einzelverteilung ist auf ihren Strahlfluss normiert. Die  $\pi^0$ -Produktionsschwelle liegt bei  $\approx 145$  MeV. Ersichtlich ist, dass die Effizienz des Triggers über die verschiedenen Butanol-Strahlzeiten verteilt energieunabhängig war und damit für unsere Analyse ausreichend stabil. Die unterschiedliche Form zwischen den beiden Targetmaterialien bedingt sich auch aus dem Beitrag zusätzlicher kohärenter und quasi-freier Reaktionen beim Butanol und erschwert deren direkten Vergleich.

3. Als letztes Argument sei erwähnt, dass der Energiesummentrigger durch eine einfache Analogsummierung mittels bewährter, auf ihre Linearität optimierte, Analogelektronik realisiert ist. Er basiert auf keinen komplizierten Algorithmen – bspw. durch den Einsatz von FPGAs – die überprüft werden müssten.

Als Gesamtergebnis dieser Überprüfungen kann auf eine konstante Effizienz während der Butanol-Strahlzeiten geschlossen werden. Wie im Kapitel 5 gezeigt wird, spielt der genaue Wert der Effizienz – welcher nahe 1 liegt – keine große Rolle, solange er über alle Strahlzeiten ausreichend konstant ist. Im Schwellenbereich der Pion-Produktion (150-180 MeV) ist eine leicht geänderte Effizienz nicht auszuschließen, deren Bestimmung eine eingehendere Untersuchung bedürfte. Aufgrund der großen zeitlichen Abständen zwischen den Strahlzeiten mit einhergehenden hardwarenahen Modifikationen wäre dies nicht ungewöhnlich.

Die in diesem Kapitel aufgezeigten Unterschiede werden in ihrer Relevanz für die Analyse im Abschnitt 4.7 über systematische Fehler aufgegriffen und bewertet.

#### 4.5 BESTIMMUNG DER MARKIERUNGSEFFIZIENZ

Die Kenntnis der Photon-Markierungseffizienz  $\eta$  ist essentiell zur Flussbestimmung der auf das Target auftreffenden Projektilen. Der Photonenfluss  $N_\gamma$  kann nur indirekt über die Anzahl der im Tagger nachgewiesenen Elektronen  $N_e$  erfolgen.

Aufgrund von strahlungslosen Reaktionen im Radiatormaterial, Photonenstrahl-Kollimatoren, eines endlichen Abstands der Tagger-Magnetpolschuhabstände, der ggf. schwankenden Strahllage und -Richtung, überlappenden Abdeckung zwischen benachbarten Kanälen sowie weiterer spezifischen Eigenschaften der verwendeten Detektoren, ist es notwendig, eine Photonenenergie-abhängige Messung der Markierungseffizienz durchzuführen.

Idealerweise ist  $\eta_i$  kanalweise und für jeden Experimentierzeitpunkt  $t$  bekannt:

$$N_{\gamma,i}(t) = \eta_i(t) N_{e,i}(t)$$

Da zum Zeitpunkt der Messung das Paarspektrometer (siehe Kapitel 3.4.5) noch nicht einsatzbereit war und damit die Möglichkeit der kontinuierlichen kanalweisen Markierungseffizienzmessung nicht vorhanden war, basiert die Bestimmung der Markierungseffizienz auf folgenden beiden Messungen:

1. Den dedizierten Effizienzbestimmungen (auf etwa täglicher bis wöchentlicher Basis) und
2. den kontinuierlichen Messungen des Verhältnisses „gesamter Photonenfluss über Tagger-Gesamtrate“ (siehe Kapitel 3.4.3).

Letztere Messung ist eine relative Messung über viele Taggerkanäle gemittelt und dient hauptsächlich als eine Stabilitätskontrolle zwischen zwei Markierungseffizienzmessungen.

#### 4.5.1 Einzelne Markierungseffizienz-Messung

Das Ziel einer einzelnen Effizienzmessung ist die untergrundfreie Bestimmung der kanalweisen Markierungseffizienz zu einem Zeitpunkt, zu dem das eigentliche Experiment unterbrochen werden muss. Um den Untergrundabzug zu bewerkstelligen, werden dazu vor und nach der eigentlichen Messung für jeweils etwa 10 Minuten die Dunkelraten in den einzelnen Taggerdetektoren ( $\dot{N}_{e,i}^{\text{Bg}1}, \dot{N}_{e,i}^{\text{Bg}2}$ ) bestimmt. Dadurch können die durch das vorherige Experiment entstandenen Aktivierungen in der Analyse durch den Mittelwert<sup>4</sup>

$$\bar{N}_{e,i}^{\text{Bg}} = \left( \dot{N}_{e,i}^{\text{Bg}1} + \dot{N}_{e,i}^{\text{Bg}2} \right) / 2$$

herausgerechnet werden. Da keine der Messungen zeitlich exakt gleich verläuft, sind in der gesamte Berechnung unbedingt Raten  $\dot{N} = N/\Delta t$ , welche auch eine Totzeitkorrektur enthält, zu verwenden.

Die eigentliche Markierungseffizienzmessung läuft etwa 45 Minuten bei geringem Strahlstrom ab; üblicherweise im Bereich einiger pA Elektronenstrom. Somit ist sichergestellt, dass mit hoher Wahrscheinlichkeit immer einzelne<sup>5</sup> Photonen nachgewiesen werden. Zum Nachweis der Photonen wird ein Bleiglas-Detektor direkt in den Strahl gebracht, dessen Nachweiseffizienz im benötigten Energiebereich (Abdeckung durch den Tagger: 7-93% der Elektronstrahlenergie) 100 % beträgt. Für die Effizienz des  $i$ -ten Kanals ergibt sich:

$$\eta_i = \frac{\dot{N}_{\gamma,i}}{\dot{N}_{e,i}^{\text{Signal}}}, \quad \dot{N}_{e,i}^{\text{Signal}} = \dot{N}_{e,i}^{\text{gemessen}} - \bar{N}_{e,i}^{\text{Bg}}$$

wichtig ist dabei die Betrachtung von Zählraten, da die Messzeiten und Datenerfassungs-Totzeit für jede der drei Messungen unterschiedlich ist. Die Elektronenraten  $\dot{N}_{e,i}^{\text{gemessen}}$  und  $\bar{N}_{e,i}^{\text{Bg}}$  werden im Experiment durch Zähler bestimmt, dem Gegenüber wird die Photonen-

4 Sollte die Aufaktivierung stark gewesen und die Zeitdauer zwischen den beiden Untergrundmessungen groß gewesen sein, liefert die Annahme eines exponentiellen Abfalls bessere Ergebnisse.

5 Mit  $I_e = 1 \text{ pA}$  bedeutet dies etwa 6 Millionen Elektronen pro Sekunde. Zusammen mit dem Bremsstrahlungs-Wirkungsquerschnitt und der Markierungseffizienz gelangen dann einige Tausend Photonen pro Sekunde zum Nachweis. Üblicherweise wird eine Rate von 5 kHz verwendet mit der Voraussetzung, dass innerhalb des Koinzidenzfensters von 10 ns nur ein einzelnes Photon vorhanden ist, um die sichere Zuordnung zwischen Elektron und Photon zu ermöglichen. Poisson-Verteilung  $P_\lambda(k)$  mit  $\lambda = 5 \text{ kHz} \cdot 10 \text{ ns}$  ergibt:  $P(1)/P(2) = 40000$ . D.h. der Beitrag durch zufällige koinzidente Doppeltreffer  $P(k \geq 2)$  ist vernachlässigbar. Zur Schonung des verwendeten Bleiglas-Detektors wird die Rate (und damit die eigentlich schädigende entstehende Ladung) nicht weiter erhöht.

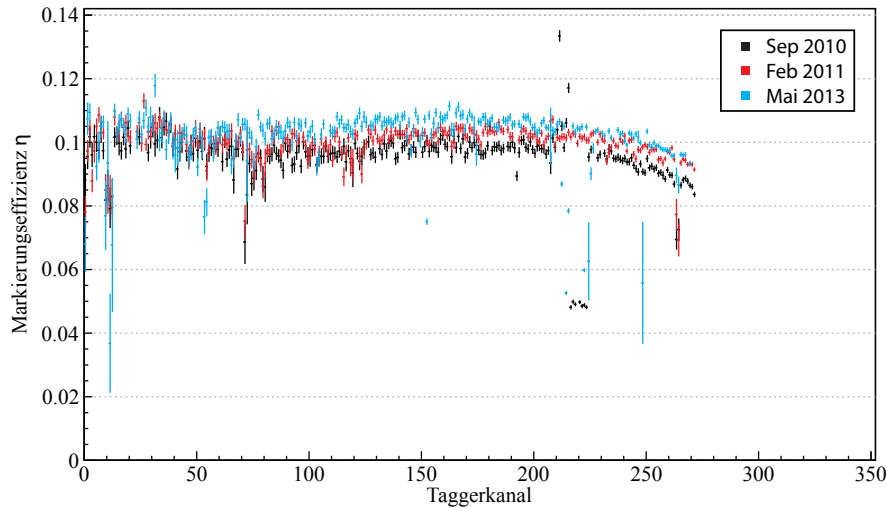


Abbildung 82: Drei einzelne Photon-Markierungseffizienz-Messungen aus den drei Strahlzeiten. Der erwartete glatte Verlauf von  $\eta_i$  schwankt aufgrund von fehlerhaft arbeitenden Einzelkanälen (siehe Abschnitt 4.4.4). Ebenso fallen die systematischen Unterschiede zwischen den Einzelmessungen im Bereich ab Taggerkanal 100 auf. Es war nur der Bereich 0 bis 271 eingeschaltet – ebenso wurden für eine übersichtlichere Darstellung Ausreißer  $\geq 60\%$  des Mittelwertes entfernt.

rate  $\dot{N}_{\gamma,i}$  durch eine Koinzidenz zwischen dem  $i$ -ten Taggerkanal und dem Bleiglas-Detektor gemessen.

Ein beispielhaftes Ergebnis ist in Abbildung 82 dargestellt. Am Ende werden noch Ausreißer, z.B. aufgrund fehlerhafter Kanalelektronik-Karten, welche mehr als 20 % vom Mittelwert abweichen, entfernt.

#### 4.5.2 Mittlung mehrerer Messungen

Um dem Ziel, zu jedem Zeitpunkt während des Experiments die Markierungseffizienz kanalweise zu kennen, näher zu kommen, wählen wir folgende Vorgehensweise, welche für jede Strahlzeit separat durchgeführt wird.

1. In allen  $k$  Einzelmessungen einer Strahlzeit werden Kanäle mit Ausreißern größer 20 % des jeweiligen Mittelwertes gestrichen.
2. Mit den verbleibenden Werten kann eine mittlere Markierungseffizienz für jede Einzelmessung  $k$  berechnet werden:

$$\bar{\eta}_k = \frac{\sum_i \eta_{i,k}}{N_k}$$

mit allen zugelassenen Kanälen  $i$ .

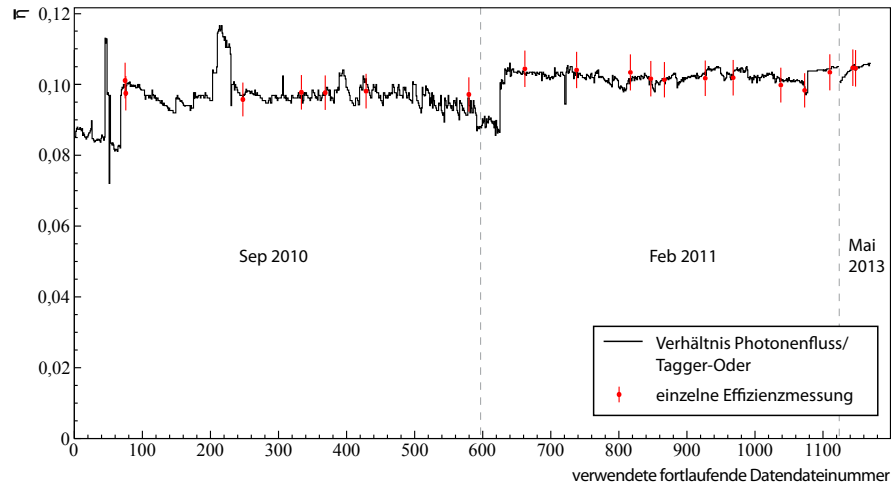


Abbildung 83: Aufgetragen ist das Verhältnis „Photonenfluss/Tagger-Oder“ für alle in die Analyse eingehenden Datendateien. Dieses Verhältnis wurde durch eine Minimierung an die einzelnen Markierungseffizienzmessungen angepasst. Damit ist die Markierungseffizienz auch zwischen zwei Einzelmessungen bestimmbar.

3. Anschließend werden kanalweise die Einzelmessungen (innerhalb einer Strahlzeit) mittels

$$\bar{\eta}_i = \frac{\sum_k \eta_{i,k}}{N_i}$$

gemittelt (mit allen zugelassenen Einzelmessungen  $k$ ) und dieses als Referenzspektrum  $\bar{\eta}_{i,\text{Norm}}$  normiert – in dem Maße, dass der Mittelwert identisch 1 ist.

Da für die Effizienzmessungen die Datennahme für das eigentliche Experiment unterbrochen werden muss, verwenden wir die ständig vorhandene Größe „Photonenfluss/Tagger-Oder“  $R_{\gamma/T}$  zur Interpolation zwischen den Messungen.  $R_{\gamma/T}$  gibt jedoch keine Detailinformationen über den Verlauf der einzelnen Taggerkanäle, sondern nur den globalen Verlauf als relativen Wert. Die nötige Kalibrierung geschieht mit den  $\bar{\eta}_k$ -Werten der jeweiligen Strahlzeit, bei der ein Skalierungsfaktor  $c$  gesucht wird, so dass

$$\sum_k (R_{\gamma/T}(t_k) - c \cdot \bar{\eta}_k)^2$$

minimal wird. Mit dem so gefunden  $c$  kann jeder Datendatei eine absolute globale Markierungseffizienz  $\bar{\eta}(t)$  zugeordnet werden. In Abbildung 83 ist das Ergebnis dieser Kalibration für alle Datendateien aus den drei Strahlzeiten ersichtlich. Zur Erlangung der kanalweisen Effizienz wird diese dann noch mit dem Referenzspektrum multipliziert:

$$\eta_i(t) = \bar{\eta}(t) \cdot \bar{\eta}_{i,\text{Norm}}$$

Abschließend der Hinweis auf den entsprechenden Abschnitt des vorherigen Kapitels 4.4, in dem die defekten Taggerkanäle gelistet sind (25 % der Gesamtkanäle), die aus der Analyse komplett gestrichen werden sollten.

#### 4.5.3 Probleme der Markierungs-Effizienzbestimmung

Betrachtet man den zeitlichen Verlauf der Markierungseffizienz und vergleicht dazu aufeinanderfolgende Messungen, so fallen Sprünge in allen Kanälen auf, welche größer als der statistischen Fehler sind (vgl. dazu Abbildung 84). Diese Detektorprobleme treten in allen drei Strahlzeiten (September 2010, Februar 2011, Mai 2013) auf, was in Abbildung 82 erkennbar wird. Diese Unterschiede zwischen den einzelnen Effizienzmessungen gehen in den systematischen Fehler mit ein, da keine weitere Informationen vorliegen, um den Effekt zu korrigieren. Zusätzlich beschränken sie wesentlich das Auflösungsvermögen unserer Analyse, wie in Kapitel 6 dargestellt wird.

## 4.6 DATENNAHMEFEHLER

Während der Datennahme fand bereits eine erste grobe Überprüfung der gemessenen Werte statt. Wie sich in unserer Analyse herausstellte, fanden trotzdem einige Aufzeichnungsfehler statt. Nachfolgend werden diese zusammen mit der gewählten Korrektur beschrieben. Ein Ausbleiben der Korrektur eines jeden Fehlers würde die Asymmetriemessung negativ beeinflussen.

**CB TDCs:** Sporadisch fielen, in Blöcken zu 8 benachbarten Kanälen, TDC-Kanäle im CB aus. In Abb. 85 ist dieser Fehlertyp als „A“ gekennzeichnet. Eine Ursache für diesen Fehler besteht darin, dass innerhalb dieser Zeit der verwendete Integrierte Schaltkreis („F1-Chip“) seine Zeitreferenz verlor. Der Effekt beginnt immer direkt nach einem Reset des TDC-Moduls und endet auch nach einem solchen. Da es sich oftmals um die gleichen Azimutwinkelbereiche handelt, sorgt dieser Effekt für eine Asymmetrie allein durch eine schwankende Detektorakzeptanz. Der Fehler tritt zufällig in etwa jeder 3. Datendatei auf und beeinflusst etwa 20k Ereignisse, was etwa 2% einer mittleren Datendatei ausmacht. Die Lösung: Mittels eines CB-Referenzspektrums werden die fehlerhaften Ereignisse erkannt und verworfen.

**CB ADCs (BLOCKWEISE):** Ebenfalls sporadisch fiel ein Viertel der CB ADCs zwischen zwei Zählerauslesen aus. In Abb. 86 ist dieser Fehlertyp als „B“ gekennzeichnet. Da dieser Fehler besonders wahrscheinlich im 1. und 3. Viertel des CB auftrat, würde er eine physikalisch nicht vorhandene Asymmetrie erzeugen. Etwa 15%

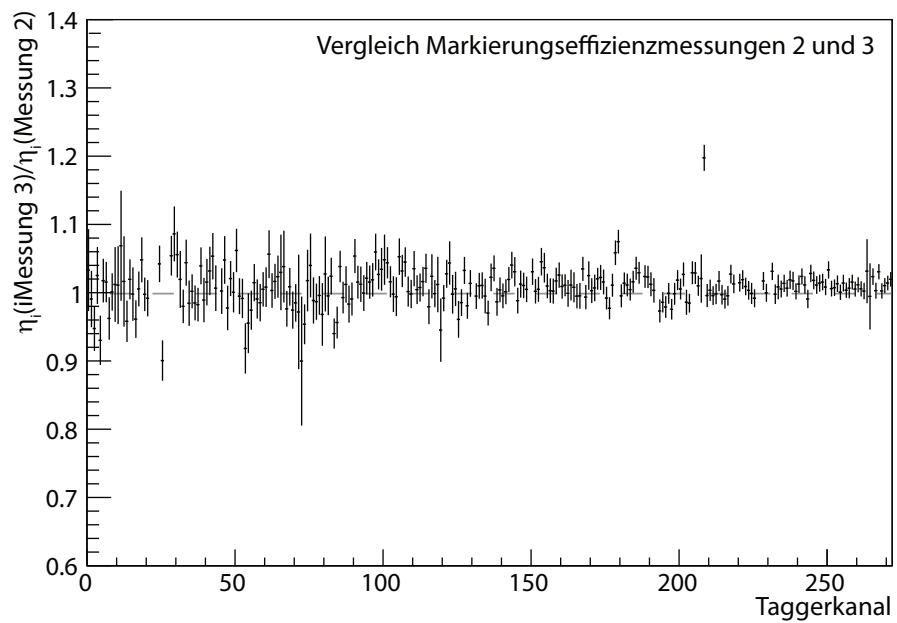
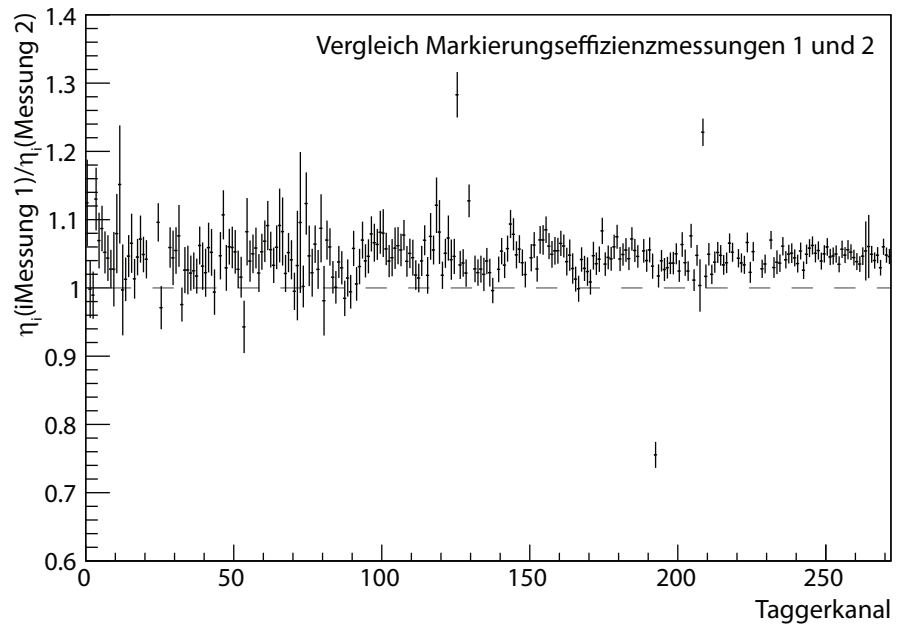


Abbildung 84: Beispielhafter Vergleich der Markierungseffizienzmessungen innerhalb der September 2010 Strahlzeit. Dargestellt ist jeweils das Verhältnis zweier aufeinanderfolgenden Messungen inklusive des statistischen Fehlers. Ersichtlich ist einerseits der über alle Kanäle gemittelte Unterschied der Markierungseffizienz welcher aufgrund einer geänderten Strahlage auftreten kann. Insbesondere fallen aber die Sprünge zwischen benachbarten Kanälen sowie lokale Trends auf. Diese Effekte entspringen der schlecht funktionierenden Detektorelektronik und stellen eine wesentliche Beschränkung der Auflösung unserer Analyse dar.



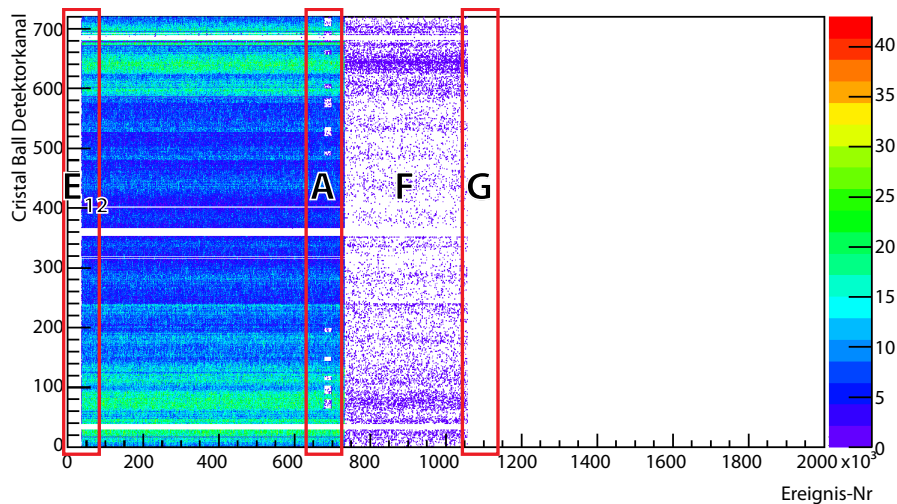


Abbildung 85: Darstellung der prompten ( $\pm 20$  ns) TDC-Treffer im CB aus der Messdatei 35618 vom Februar 2011 in einem 2D-Häufigkeitshistogramm. Auffällig sind die Fehler „E<sub>1</sub>“ und „E<sub>2</sub>“ am Anfang der Datei, der Verlust der Referenzzeit mancher TDC-F1-Chips im Fehlerbereich „A“ welcher vom Synchronisationsverlust aller Datennahmecomputer im Bereich „F“ gefolgt wird. Wie bei jeder Datei wird diese durch eine fehlende Zählerauslese „G“ abgeschlossen. Da die Dauer einer Datei durch den Experimentator jedes mal neu festgelegt wird, hat die Datei eine variable Länge.

aller Datendateien sind davon betroffen und wenn, dann etwa 20k Ereignisse (2 % einer Datendatei). Auch hier werden mittels eines Referenzspektrums alle betroffenen Ereignisse verworfen.

**CB ADC (EREIGNISWEISE):** Aufgrund einer falsch programmierten Modulauslese wurden Ereignisse mit besonders vielen Einträgen in den CB ADCs noch während der Aufzeichnung verworfen. Dieser Fehler ist in Abbildung 87 dargestellt und als Fehlertyp „C“ bezeichnet. Das Auftreten dieses Fehlers ist in den Wasserstoff-Daten von 2013 vermerkt, nicht jedoch in den Butanol-Daten von 2010/2011, weshalb sich dieser Fehler auch nur in den Daten von 2013 ereignisweise korrigieren lässt. Etwa 0,8 % (volles Target) aller Ereignisse werden daher verworfen und die entsprechenden Zähler um diese zusätzliche Totzeit angepasst.

**MESSDATEIFEHLER 1:** Die ersten 32 kByte an Messdaten in einer Datendatei stammen mit einer hohen Wahrscheinlichkeit von der zuvor beendeten Messdatei. Darin kann neben den Messdaten auch eine Zählerauslese enthalten sein. Daher werden zusätzlich zu den 32 kByte alle Daten bis zur nächsten Zählerauslese verworfen. Dieser Fehlertyp „E<sub>1</sub>“ ist z.B. in Abbildung 85 beschrieben.

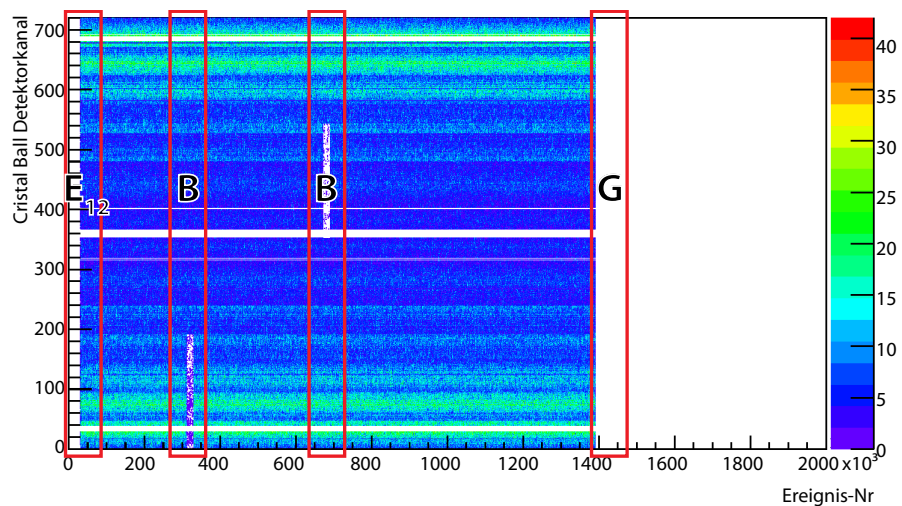


Abbildung 86: Darstellung der CB-ADCs welche in dem Ereignis eine Mindestenergie überschritten haben. Neben den Fehlertypen „E“ und „G“ tritt in dieser Datei auch der Typ „B“ auf: hierbei fällt für 20k Ereignisse ein Viertel der CB-ADCs aus, vorzugsweise von den Kanälen 0..191 und 352..543. Die Daten stammen aus der Messdatei 35708 vom Februar 2011.

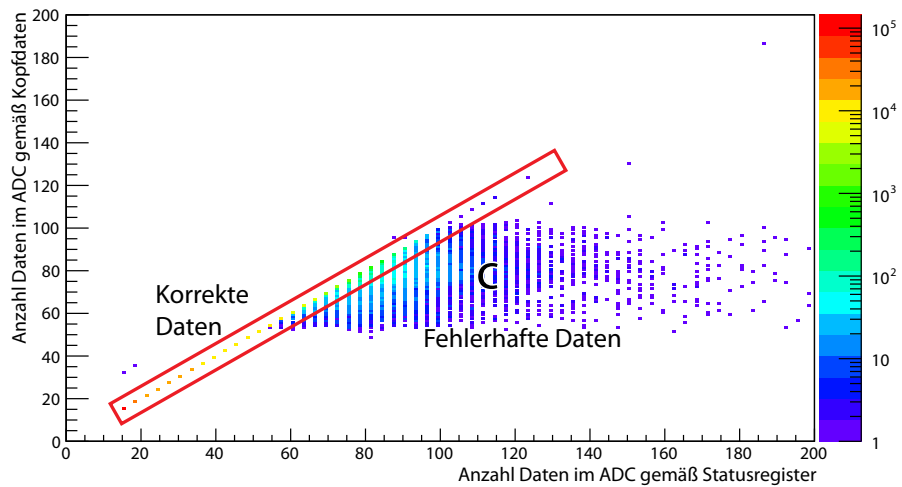


Abbildung 87: Verdeutlichung der fehlerhaften CB-ADC-Auslese: Aufgetragen sind Testergebnisse aus 2014, welche die Größe der ausgelesenen Ereignis-Datenmenge aus zwei unterschiedlichen Quellen der Hardware zeigt. Der Fehler der Auslesesoftware bestand darin, die Ereignisse dann zu verwerfen, wenn die beiden Größenangaben ungleich waren. Das Statusregister gibt den aktuellen Füllstand des Auslesepuffers wieder und wurde missinterpretiert.

**MESSDATEIFEHLER 2:** Der erste Zählerblock, welcher wirklich zur aktuellen Messdatei gehört, sollte verworfen werden, da im Normalfall die Zähler am Anfang der Messdatei nicht zurückgesetzt wurden. Dieser Fehlertyp „E<sub>2</sub>“ ist ebenfalls in Abbildung 85 zu finden.

**MESSDATEIFEHLER 3:** Die Messdaten aus 2010/2011 enthalten Informationen zu Fehlern während der Ereignisauslese, welche jedoch aufgrund eines Programmierfehlers fehlerhaft abgespeichert wurden und daher nicht mehr rekonstruiert werden können. Der Anteil der Ereignisse mit Fehlerhinweis beträgt zwischen ca. 2 und 100 %, er wurde jedoch in unserer Analyse nicht verwendet. Potentiell interessant wäre damit die Korrektur des Fehlertyps „C“ („CD ADC“) gewesen.

**SYNCHRONISATIONSVERLUST:** Zwischen den beteiligten Auslese-CPU's kann ein Synchronisationsverlust auftreten, so dass die einzelnen aufgezeichneten Messdaten (CB TDC, Tagger TDC, CB ADC, Zähler, etc.) für sich genommen in Ordnung sind, deren Kombination zu einem Ereignis jedoch nicht mehr gelingen kann. Solche Situationen müssen erkannt und verworfen werden, da andernfalls zwar keine Ereignisse mehr analysiert werden können, die Zähler jedoch weiterhin Informationen (bspw. über den Photonenfluss) liefern. Dieser Fehler ist in Abbildung 85 als Fehlertyp „F“ zu sehen. Er tritt bei ca. jeder 10. Datendatei auf und kann bis zu 100 % der in einer Datei enthaltenen Daten ausmachen (abhängig davon, wie schnell der Fehler während der Aufzeichnung bemerkt wurde).

**DATEIENDE:** Jede Messdatei enthält am Ende Messdaten ohne eine abschließende Zählerauslese. Dies sorgt im Mittel für etwa 2 % Messdaten ohne eine entsprechende Zählerinformation und ist als Fehlertyp „G“ in Abbildung 85 zu sehen.

**ZÄHLERAUSLESE:** Sowohl die Auslese der Taggerzähler (beide Strahlzeiten) als auch die Lebenszeitzähler (nur Butanol-Strahlzeit) sind sporadisch falsch. Dabei werden die Werte um einen zufälligen Faktor (zwischen 2 und 104) skaliert, der Grund hierfür ist unklar. Durch den neuen Experimenttrigger (vgl. Kapitel 3.8) und dessen neue Auslese tritt zumindest der Fehler in den Lebenszeitzählern nicht mehr auf. Beim Auftreten eines solchen Fehlers werden alle Ereignisse seit dem letzten gültigen Zählerwert verworfen. Die Detektion erfolgt mittels eines Referenzspektrums.

Alle oben aufgezählten Fehler wurden in unserer Analyse korrigiert. Dadurch wurde sichergestellt, dass nur wenn die Informationen aller Detektoren,

- den Energie- und Zeit-Informationen des Crystal Balls,
- den Energieinformationen des PIDs,
- den Zeitinformationen und seinen Zählern des Taggers sowie
- die Lebenszeitähler des Experimenttriggers,

gültige Daten (ohne einen Fehler während der Auslese) beitragen konnten, eine Analyse stattfindet.

Eine abschließende Ergänzung zu diesem Kapitel: In den Abbildungen 85 und 86 handelt es sich bei Daten in Bereichen ohne Fehltypmarkierung um „gute“ Daten, welche in die Analyse eingeflossen sind.

## 4.7 SYSTEMATISCHE UNSICHERHEITEN

Im Vorgriff auf die in Kapitel 5 vorgestellte Analyse zur Extraktion der Asymmetrien stellen wir hier zwei weitere wichtige Einflüsse vor, welche eine wesentliche Rolle für die Genauigkeit des Experimentergebnisses spielen.

### 4.7.1 Elektronen-Strahlflussasymmetrie

Es ist wichtig zu berücksichtigen, dass die Polarisationsstärke, deren Ausrichtung und die Strahlintensität der polarisierten Quelle zwischen ihren beiden Helizitätszuständen ( $\uparrow$  und  $\downarrow$ ) unterschiedlich sind [Aul12, Tio11b]. Hierbei führen geringe Ausrichtungs- und Stärkeänderungen an der Polarisation zu einem Asymmetrie-Fehler in der gleichen Größenordnung, also im Bereich weniger Prozent (siehe Kapitel 3.3.2).

Viel gewichtiger ist jedoch die Unsicherheit in der Strahlflussasymmetrie

$$A_{e^-} = \frac{N_{e^-}^{\uparrow} - N_{e^-}^{\downarrow}}{N_{e^-}^{\uparrow} + N_{e^-}^{\downarrow}},$$

welche idealerweise 0 ist für die Analyse: Im Vorgriff auf Kapitel 5 beleuchten wir kurz das Zustandekommen einer Asymmetrie  $A_{\pi^0}$  aus den Messdaten

$$A_{\pi^0} \propto \frac{N_{\pi^0}^+}{\eta N_{e^-}^+} - \frac{N_{\pi^0}^-}{\eta N_{e^-}^-} \quad (24)$$

mit der Anzahl nachgewiesener Pionen  $N_{\pi^0}$  und einlaufender Photonen  $\eta N_{e^-}$  (mit der Markierungseffizienz  $\eta$ ) für zwei allgemeine Zustände (+ und -). Die Korrektur auf eine nicht verschwindende Strahlflussasymmetrie geschieht mittels einer relativen Anpassung, so dass

$$\frac{N_{e^-}^+}{N_{e^-}^-} \stackrel{!}{=} \frac{N_{e^-}^{\uparrow}}{N_{e^-}^{\downarrow}},$$

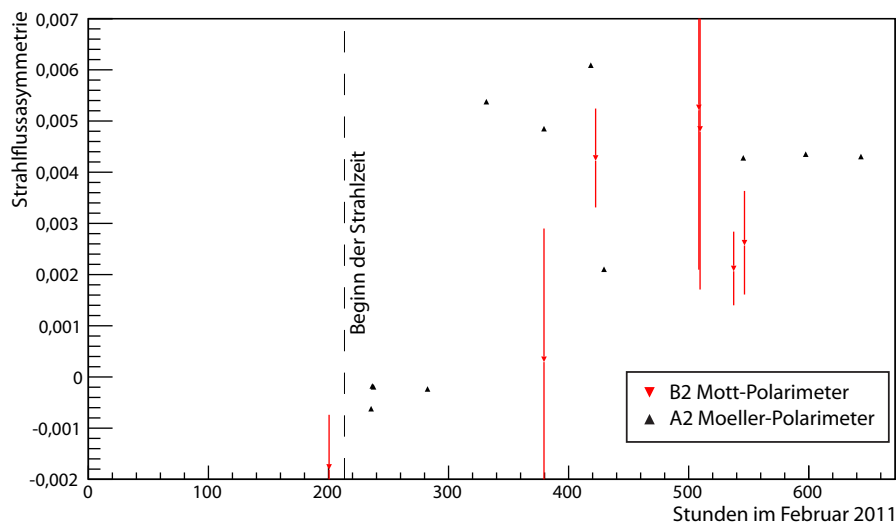


Abbildung 88: Elektronen-Strahlstrom-Asymmetrie für 11 verschiedene Messungen mit dem A2 Möller-Polarimeter und 8 Messungen mit dem B2 Mott-Polarimeter während der Februar Butanol-Strahlzeit. Aufgetragen ist die über den Tagger gemittelte Asymmetrie. Deutlich zu erkennen sind die sich über die Zeit ändernden Werte im Promillebereich, welche sowohl positiv, als auch negativ sind. Der statistische Fehler ist eingetragen, aber sehr klein und daher kaum zu erkennen. Weder die Messzeitpunkte noch der Strahlstrom stimmt mit den Messungen des A2-Möllerpolarimeters überein. Daher ist eine Vergleichbarkeit – trotz ähnlicher Werte – nur begrenzt gegeben.

gilt. Dazu wäre es notwendig, während des Experiments die Taggerzähler getrennt für die beiden Quellenzustände zu messen – was jedoch nicht geschehen ist.<sup>6</sup>

Die Notwendigkeit zeigt sich bei der Betrachtung der Formel 24, welche wir hier qualitativ im Vorgriff auf das kommende Kapitel besprechen wollen. Die Werte für  $N_{\pi^0}^+$  und  $N_{\pi^0}^-$  unterscheiden sich nur um wenige Prozent, welche dann auf zwei sehr große Zahlen  $N_e^+$  und  $N_e^-$ , beide  $\gg N_{\pi^0}$ , normiert werden. Eine Skalierung des Flusses um wenige Promille hat daher einen großen Einfluss, welcher im Kapitel 6.2.5 quantifiziert wird.

Durch die weitere Verbesserung des Möllerpolarimeters (siehe Kapitel 3.4.4) wurden während der Butanol-Strahlzeit im Februar 2011 insgesamt 11 Strahlasymmetrie-Messungen durchgeführt. Die Ergebnisse der unregelmäßig über den Zeitraum verteilten Messungen finden sich in Abbildung 88. Eine Einzelmessung ist exemplarisch in Abbildung 89 herausgehoben.

<sup>6</sup> Es reicht aus, die Anzahl der Tagger-Zählerkanäle gleich zu lassen und lediglich die Auslese mit dem Quellen-Helizitätszustand zu koppeln – womit eine Messung der Strahl-Asymmetrie mit geringsten Aufwand möglich wäre.

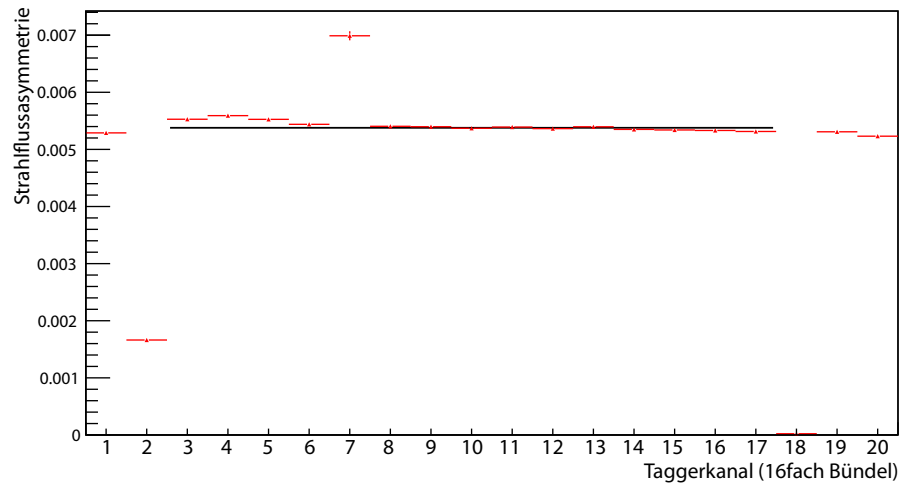


Abbildung 89: Die Elektron-Strahlasymmetrie-Messung Nummer 4 im Detail: Die Asymmetrie wurde jeweils für Gruppen von 16 Taggerkanälen gemessen und bestimmt. Aufgrund stark defekter Einzelkanäle im Kanalbündel 2 und 7 gibt es Ausreißer. Der für die Analyse relevante Bereich von 1 bis 17 geht bei der Bestimmung des Mittelwertes (schwarze Linie) ein.

Ebenso wurde erstmals mit den Daten des Mott-Polarimeters der Beschleunigergruppe eine Bestimmung der Strahlstrom-Asymmetrie durchgeführt. Die Ergebnisse von 8 Messungen, welche während der Februar 2011 Strahlzeit durchgeführt wurden, sind in Abbildung 88 dargestellt. Aufgrund des größeren Strahlstroms (Bereich um  $10 \mu\text{A}$ ) ist keine direkte Vergleichbarkeit gegeben. Sehr wohl zeigen aber die Messungen mit unterschiedlichen Apparaturen eine Stromstromasymmetrie, die zwischen 0 und 0,005 liegt.

Damit ist die grundsätzliche Notwendigkeit einer Korrektur dieser Asymmetrie gegeben, welche bisher bei Messungen der Arbeitsgruppe A2 nicht erfolgte. Da nur diese einzelnen Messungen zur Strahlstromasymmetrie vorliegen, kann auch im Rahmen dieser Arbeit nicht auf diesen Effekt korrigiert, sondern – wie bereits erwähnt – nur Abschätzungen für den systematischen Fehler durchgeführt werden.

#### 4.7.2 Vergleichende Betrachtungen der Strahlzeiten

Wie führen hier Unterschiede zwischen den Strahlzeiten mit Butanol und Wasserstoff als Targetmaterialien auf, welche bisher in diesem Kapitel noch keine Erwähnung fanden. In der späteren Analyse im Kapitel 5 werden diese ggf. vorhandenen Unterschiede von Relevanz sein.

Alle Strahlzeiten wurden, soweit es möglich war, mit den gleichen Experimenteinstellungen und -Aufbau durchgeführt. Nachfolgende

Tabelle 11 listet diese kompakt auf. Jede Komponente wurde im entsprechenden Kapitel dieser Arbeit vorgestellt.

Aufgrund dieser sorgfältigen Planung und Abstimmung der Strahlzeiten mit unterschiedlichem Targetmaterial kann davon ausgegangen werden, dass lediglich die unterschiedlichen Targetapparaturen den Unterschied im Experimentaufbau darstellen. Alle anderen Faktoren, wie Detektor- und Rekonstruktionseffizienzen, sind – wie in den vorherigen Abschnitten beschrieben – im ausreichenden bis sehr guten Maße konstant über unsere Strahlzeiten.

#### 4.7.3 Unterschiedlicher Targetaufbau

Im Folgenden wollen wir die Effekte durch den unterschiedlichen Aufbau der beiden Targetapparaturen quantifizieren: Dazu betrachten wir ein hochenergetisches Photon mit 150 MeV, welches die Bedingung

$$E_\gamma \gg 137m_e c^2 Z^{-1/3}$$

erfüllt und somit die vollständige Berücksichtigung des Screening-Effekts bei den weiteren Berechnungen verlangt [Le094]. Ein Photon mit dieser Energie tritt in der späteren Analyse oftmals auf (vgl. Abbildung 52) und geht bspw. aus dem Zerfall eines  $\pi^0$  hervor. Die nachfolgende Betrachtung trifft qualitativ auch für niederenergetische Photonenenergien (unterhalb 50 MeV) zu.

Wir betrachten die Wirkung der Materie entlang einer zu den Primärphotonen senkrechten Flugbahn vom Targetzentrum aus dem Target heraus. Durch die unterschiedliche Massenbelegung zwischen Targetmaterial und Detektor kommt es zu einer targetabhängigen Absorptionsrate von Photonen sowie einen Energieverlust durch Ionisation geladener Teilchen bereits vor dem Kalorimeter.

Im Gegensatz zur Fußnote 5 auf Seite 52 schätzen wir hier die Wechselwirkung beim Materiedurchtritt der Photonen wie folgt ab:

1. Relevant ist ausschließlich Paarerzeugung mit einem Anteil von ca. 99 %.
2. Für die mittlere freie Weglänge verwenden wir den ungefähren Wert [Le094]  $\lambda_{\text{Paar}} \approx \frac{9}{7}L_{\text{rad}}$ , der Absorptionslänge.

Die tabellierten Werte für die Strahlungslängen  $L_{\text{rad}}$  stammen dabei aus [Le094, Gru93]. Beim Durchqueren eines Stoffes der Dicke  $x$  gelangt ein Anteil  $I/I_0 = e^{-x/\lambda_{\text{Paar}}}$  aller Photonen ungehindert hindurch.

Betrachten wir nun den konkreten Aufbau der beiden Targets. Die Dicken der Materialien sind dem Kapitel 3.5 entnommen und daraus entsprechende Angaben für den Anteil der absorbierten Photonen in Tabellen 12 und 13 berechnet.



	Sep 2010 & Feb 2011	Mai 2013
MAMI-Strahlenergie	Sep: 450,26(1) MeV Feb: 450,30(1) MeV	450,17(1) MeV (Verwendung der Beschleuniger- einstellungen von Feb 2011)
Tagger-Magnetfeld	0,537461(10) T	
Radiator	10 $\mu$ m Cu	
Strahlstrom	25 nA	16 nA
Kollimator	2,5 mm	
Mami-Quelle	polarisiert, Wienfilter bei -46°	unpolarisiert
Trigger	ausschließlich Energiesumme im CB > 100 MeV	
eingeschaltete Taggerkanäle	0-271	
limitierende Faktoren	Taggerkanäle und DAQ-Livetime	
Eingebaute Detektoren	Tagger, CB, PID, MWPC, TAPS, PbWO, Čerenkov	
CB TDC-Schwellen	10 MeV	
Paar-Spektrometer	Keine Folie im Photonenstrahl	
Target	Frozen-Spin- Target	Wasserstoff- Target
Analysesoftware	gleiche Software, siehe Kapitel <a href="#">4.1</a>	

Tabelle 11: Experimenteinstellungen und -Aufbau aller verwendeten Strahlzeiten.



	<b>Material</b>	<b>Dicke</b>	$X_0$	<b>Paarb.</b>	$\left. \frac{dE}{dx} \right _{\min}$
Funktion	berechnet als	/mm	/cm	/‰	/ $\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$
Target	Wasserstoff (H)	20	889	1,7	0,29
Target- begrenzung	Kapton (C)	0,125	19,0	0,5	4,03
Isolations- folie (8x)	Mylar (C)	0,008	19,0	0,3	4,03
	Aluminium	0,002	8,9	0,1	4,37
Vereisungs- schutz	Kapton (C)	0,025	19,0	0,1	4,03
Vakuumgr.	CFK-Rohr (C)	1	19,0	4,1	4,03
<b>Gesamt</b>				<b>6,8</b>	

Tabelle 12: Anteil der in der Mitte des Targets entstandenen Photonen, welche aufgrund des Wasserstoff-Targetmaterials eine Paarbildungs-Reaktion unterlaufen. Die Spalte „Paarb.“ steht für den Anteil der Photonen, welche eine Paarbildung erzeugen.

Als Ergebnis erhalten wir eine Umwandlung in Elektron-Positron-Paare von 6,8 ‰ beim Wasserstoff-Target und 101,9 ‰ im Falle des Frozen-Spin-Targets. Diese Werte stellen selbstverständlich eine grobe Abschätzung dar, zeigen jedoch, dass es einen deutlichen Unterschied um den Faktor  $101,9/6,8 = 14,9$  zwischen den beiden Targets aufgrund der eingesetzten (und notwendigen) Materie gibt. Nicht berücksichtigt sind bspw. unterschiedliche Photonenenergien und Austrittswinkel. Den Einfluss des Targets – als einzigen Unterschied im Experimentaufbau zwischen den beiden Strahlzeiten mit unterschiedlichem Targetmaterial – gilt es also in der Analyse zu berücksichtigen.

Wir untersuchen im Weiteren den Effekt, welcher eine Paarbildung beim Nachweis des Pions verursacht. Wie im kommenden Kapitel 5 dargelegt, wird beim Nachweis allein auf den Pionenzerfall in zwei Photonen geachtet. Damit ist es wichtig, beide Photonen korrekt in ihrer Energie, Impuls und Teilchenart zu bestimmen. Im Vergleich zu einem einzelnen Photon wird ein in zwei Leptonen ( $e^-$  und  $e^+$ ) konvertiertes Photon im Teilchenidentifikationsdetektor ein Signal hinterlassen und folglich falsch identifiziert. Die Energie- und Impulsmessung wird darunter jedoch nur geringfügig Einbußen hinnehmen, wie wir im Folgenden zeigen werden.

Des Weiteren konzentrieren wir uns auf den Fall, dass nur eines der beiden Photonen konvertiert, da der andere Fall – beide Photonen unterliegen der Paarbildung – mit ca.  $0,102^2 \approx 1\%$  einen sehr geringen Beitrag liefert, wohingegen geschätzte  $2 \cdot 0,102 \cdot (1 - 0,102) = 18\%$  der Reaktionen von der Paarbildung betroffen sind.

Beim Nachweis der Energie im Kalorimeter ist zu beachten, dass diese für Photonen wie Elektronen über den gleichen Effekt (elektro-

Material		Dicke	$X_0$	Paarb.	$\left. \frac{dE}{dx} \right _{\min}$
Funktion	berechnet als	/mm	/cm	/‰	$/\frac{\text{MeV}}{\text{cm}}$
Target	Butanol (C)	10	31,7	24,2 (*)	2,42 (*)
Kühlung im But.	Helium ( $^4\text{He}$ )	10	1880	0,4 (*)	0,10 (*)
Targetbehälter	Teflon (F)	0,6	14,8	3,1	4,32
Kühlung außen	Helium ( $^4\text{He}$ )	8,8	752	0,9	0,24
Heliumbegrenzung	V2A (Fe)	0,3	1,77	13,1	11,65
Spulenkühlung auf 1,5 K	Kupfer	0,3	1,46	15,9	12,9
Spule	NiTi	0,46	2,18	(16,3)	(9,74)
	Kupfer	0,34	1,46	(18,0)	(12,9)
	Epoxy (C)	0,2	19,0	(0,8)	(4,03)
Kühlung 70 K	Kupfer	0,5	1,46	26,3	12,9
Isolationsfolie (10x)	Mylar (C)	0,008	19,0	0,3	4,03
	Aluminium	0,002	8,9	0,2	4,37
Vakuumgr.	V2A (Fe)	0,5	1,77	21,8	11,65
<b>Gesamt</b>				<b>101,9</b>	

Tabelle 13: Anteil der in der Mitte des Targets entstandenen Photonen, welche aufgrund des Frozen-Spin-Targetmaterials eine Paarbildungs-Reaktion erzeugen. Die Photonen durchlaufen je nach Azimutwinkel nicht alle Materialien. Daher sind manche in Klammern aufgeführt. Beim Butanol wurde ein Füllfaktor von  $f = 0,6$  berücksichtigt, ebenso beim ihn umfließenden Helium, diese Größen sind mit einem (\*) hervorgehoben.

magnetischer Schauer) identisch abläuft. Zum anderen werden die beiden Leptonen räumlich nicht aufzulösen sein. Für den Öffnungswinkel des Elektron-Positron-Paars  $\theta$  gilt [Ols63]

$$\theta_{\text{Paar}} \approx 1,6/E_{\gamma} [\text{MeV}] = 0,61^{\circ}$$

mit der Energie des gestreuten Photons  $E_{\gamma}$  wobei sich der Zahlenwert für unser betrachtetes Photon von 150 MeV ergibt. Nach einer Flugstrecke von maximal 25,4 cm zum Kalorimeter beläuft sich der Abstand zwischen den Leptonen auf weniger als 3 mm, welcher bei Kristallabmessungen von 5,1 cm (alle Angaben siehe Kapitel 3.7.1) nicht auflösbar ist. Erst bei 8 MeV und weniger Photonenenergie werden sicher zwei unterschiedliche CB-Kristalle getroffen, diese Photonen sind jedoch für unsere Analyse nicht relevant. Zusätzlich sei angemerkt, dass in guter Näherung in diesem Energiebereich das Positron in die gleiche Richtung wie zuvor das Photon abgestrahlt wird [Ols63], was sich insgesamt positiv auf die Winkelauflösung auswirkt.

Als Letztes bleibt noch der Effekt des Energieverlustes durch Ionisation auf dem Weg der Leptonen vom Target zum Kalorimeter zu untersuchen. Nach Summation der Beiträge aller Materialien (diese sind ebenfalls in den beiden Tabellen 12 und 13 aufgeführt) erhalten wir einen Energieverlust pro Lepton von  $\Delta E = 1,1 \text{ MeV}$  im Fall des Wasserstoff-Targets und  $\Delta E = 5,0 \text{ MeV}$  im Fall des Frozen-Spin-Targets. Beim Nachweis des Mesons ist der Energieverlust für jedes Lepton separat, in Summe  $2 \cdot \Delta E$ , zu berücksichtigen. Bei einer Detektor-Auflösung von  $\sigma_E \approx 9 \text{ MeV}$  (vgl. das Detektorkapitel 3.7.1, bzw. die gemessenen Breiten in Abbildung 74) wird dieser Energieverlust nicht dazu führen, dass die in der späteren Analyse verlangte Einhaltung der invarianten 2-Gamma-Masse im Bereich der Pion-Masse innerhalb eines 20 MeV Bereichs (siehe Kapitel 5.1) solche Ereignisse verwirft.

Zusammenfassend wurde die Tendenz aufgezeigt, dass durch den komplexeren Aufbau des Frozen-Spin-Targets bei der Messung mit Butanol mit einer höheren Wahrscheinlichkeit Photonen aus einem Pion-Zerfall nicht detektiert werden als im gleichen Fall beim Wasserstoff-Target. Wie wir im vorherigen Abschnitt gesehen haben, ist jedoch hauptsächlich die Fehlidentifikation des Teilchentyps durch die vermehrte Paarbildung im Frozen-Spin-Target von Relevanz. Die Stärke dieses Effekts lässt sich aufgrund der Komplexität nur durch eine Simulation oder eine Messung bestimmen.

#### 4.7.4 Zusammenfassung

Während der Experimentdurchführung in den Jahren 2010 bis 2013 wurde großes Augenmerk auf die Zuverlässigkeit und gute Analysierbarkeit der Messdaten gelegt. Die in diesem Kapitel angesprochenen

Probleme der Elektronenstrahlflussasymmetrie und eines grundsätzlichen unterschiedlichen Targetaufbaus bedingt es jedoch diesbezüglich Untersuchungen über deren Einfluss auf das Analyseergebnis durchzuführen.

Zusätzlich ist es wünschenswert, die Probleme der nicht optimal arbeitende Detektoren zu untersuchen und zu lösen. Hierzu zählen das Brummen variabler Stärke im Tagger und der teilweise Ausfall des PIDs.

Der Einfluss aller angesprochenen Probleme werden im Kapitel 6 durch Variationen der eigentlichen Analyse quantifiziert.

# REKONSTRUKTION PHYSIKALISCHER REAKTIONEN

Das Ziel der Analyse ist der untergrundfreie Nachweis der Pion-Photonproduktion am Proton

$$\vec{\gamma} + \vec{p} \rightarrow \pi^0 + p$$

im Energiebereich von der Produktionsschwelle<sup>1</sup> bei 144,7 MeV bis zur  $\Delta$ -Resonanz. Dabei muss auf folgende Besonderheiten eingegangen werden:

1. Die Bestimmung der einlaufenden Photonenergie geschieht mittels der Photonenmarkierungsanlage, dem Glasgow-Mainz-Tagging-Spektrometer (siehe Kapitel 3.4.3). Aufgrund der hohen Rate kann die Zuordnung zum erzeugten Pion nur mittels einer Koinzidenzanalyse geschehen. Ebenso ist eine ggf. vorhandene Polarisation des Photons zu berücksichtigen.
2. Das initiale Proton ist im Laborsystem bis auf die vernachlässigbare thermische Anregung in Ruhe. Es kann polarisiert sein.
3. Das ungeladene Pion zerfällt innerhalb von  $8,52 \cdot 10^{-17}$  s isotrop in zwei Photonen, wobei das Verzweigungsverhältnis dieses Zerfallskanals 98,8% [Ber12] beträgt. Aufgrund der geringen Energien nahe der Schwelle fällt die Lorentz-Transformation nur schwach aus, so dass die beiden Photonen im Laborsystem in den gesamten Raum gestreut werden. Aufgrund des schnellen Zerfalls sind nach weniger als  $860 \text{ nm}^2$  bereits alle Pio-

<sup>1</sup> Produktionsschwelle bei Fixed-Target-Experimenten ( $\vec{p}_p = 0$ ): Ausgehend von der 4er-Impulserhaltung  $p_\gamma^\mu + p_p^\mu = p_{\pi^0}^\mu + p_{p'}^\mu$  und dem Quadrieren beider Seiten erhält man

$$2 \begin{pmatrix} E_\gamma/c \\ \vec{p}_\gamma \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_p/c \\ 0 \end{pmatrix} = m_{\pi^0}^2 c^2 + 2 \begin{pmatrix} E_{\pi^0}/c \\ \vec{p}_{\pi^0} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{p'}/c \\ -\vec{p}_{p'} \end{pmatrix}$$

zusammen mit  $(mc)^2 = E^2/c^2 - \vec{p}^2$ . Insbesondere gilt an der Schwelle  $\vec{p}_{\pi^0} = \vec{p}_{p'} = 0$  (im Schwerpunktsystem) und damit beginnt die Erzeugung bei  $E_\gamma = (m_{\pi^0}^2 c^2 + 2m_{\pi^0} m_p c^2) / (2m_p)$ .

Für Reaktionen mit unterschiedlichem ein- und auslaufenden Nukleon (N und N') gilt:  $E_\gamma = (m_{\pi^0}^2 + 2m_{\pi^0} m_{N'} + m_{N'}^2 - m_N^2) c^2 / (2m_N)$

<sup>2</sup> Zur Verdeutlichung: Nach  $10 \cdot \tau$  im  $\pi^0$ -Schwerpunktsystem sind  $1 - e^{-10} \approx 99,995\%$  der erzeugten Pionen zerfallen. Der Dilatationsfaktor  $\gamma = E/m_{\pi^0} c^2$  beträgt maximal 3,4 (da die Strahlenergie 450 MeV beträgt) und damit ist die Wegstrecke innerhalb des Detektors nicht mehr als  $10\tau \cdot c \cdot \gamma = 860 \text{ nm}$ .

nen zerfallen und es können ausschließlich Zerfallsprodukte gemessen werden.

4. Das auslaufende Proton kann erst ab einer kinetischen Energie von über 50 MeV nachgewiesen werden. In der Analyse wird daher, aus Konsistenzgründen über den gesamten Energiebereich, auf den Nachweis dieses Teilchens verzichtet. Trotzdem ist die Reaktion vollständig durch die gemessenen Teilchen ( $\pi^0$ ,  $p_{in}$ ,  $\gamma_{in}$ ) und einem Schnitt auf die fehlende Protonenmasse bestimmt – siehe Kapitel 5.2.

Die weitere Analyse beschränkt sich beim Nachweis des Pions auf den Zerfall in zwei Photonen. Die Einbeziehung des zweitwahrscheinlichsten Zerfalls in ein Elektron-Positronpaar sowie ein Photon liegt bei 1,2 % und würde die Statistik nicht wesentlich verbessern, jedoch den systematischen Fehler (durch falsch positiv identifizierte Untergrundereignisse) ungleich stärker erhöhen.

Die Grundlage für die in diesem Kapitel gezeigten Analysen wurde im Kapitel 4 gelegt: Die dort rekonstruierten Teilchen können jetzt zu physikalischen Reaktionen zusammengesetzt, einsortiert und gezählt werden.

## 5.1 PION-REKONSTRUKTION

### 5.1.1 Kombinatorik

Bei der Rekonstruktion des ungeladenen Pion-Zerfalls in zwei Photonen werden alle möglichen Kombinationen zweier ungeladener Teilchen<sup>3</sup> im Detektor ereignisweise durchprobiert. Das Vorgehen mit Bildung aller Kombinationsmöglichkeiten erzeugt zwar mehr Untergrund – welcher in einem späteren Analyseschritt wieder abgezogen wird – ist jedoch zwingend erforderlich, da sonst die Rekonstruktionseffizienz von Sekundärreaktionen abhängt, deren Rate z.B. durch einen unterschiedlichen Strahlstrom variiert.

Eine Verteilung der neutralen Clusteranzahl pro Ereignis (für die Definition siehe Kapitel 4.1) für eine Datendatei findet sich beispielhaft in Abbildung 90. Betrachtet man nur Ereignisse mit mindestens zwei neutralen Clustern ( $\geq 2$ ), so bemisst sich darin der Beitrag durch Ereignisse mit mehr Clustern ( $> 2$ ) auf etwa 18 %.

Die erste Bedingung, die an die beiden Photonen gestellt wird, ist eine zeitliche Koinzidenz, mit einem maximalen zeitlichen Unterschied von nicht mehr als 30 ns. Damit ist sichergestellt, dass al-

<sup>3</sup> In der Standard-Analyse entspricht ein ungeladenes Teilchen einem Cluster im CB mit keinem Eintrag im entsprechenden PID-Bereich ( $\Delta\phi = \pm 15^\circ$ ). Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurden auch andere Verfahren zur Identifizierung von Photonen getestet, bspw. Clusterausdehnung im CB, siehe das entsprechenden Kapitel 4.1.5.

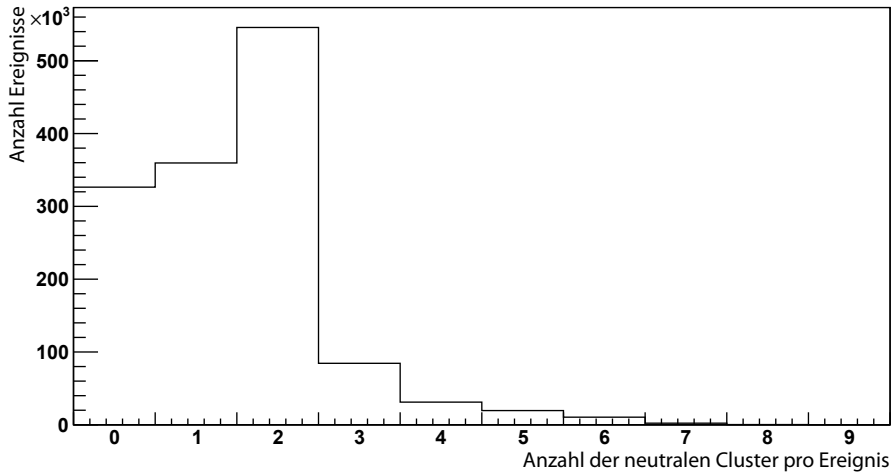


Abbildung 90: Anzahl der neutralen Cluster pro Ereignis in einer Datendatei.

le Ereignisse des Signals sicher mitgenommen werden, der zufällige Untergrund – der auch bei großen Zeiten ( $\sim \mu\text{s}$ ) noch vorhanden ist – jedoch separiert wird, vgl. Abbildung 91. Da die Untergrundrate in der Größenordnung von  $10^2$ , im Vergleich zum Signal in der Größenordnung von  $10^5$ , stark untersetzt ist, findet kein separater Untergrundabzug statt.

Die zweite Bedingung besagt, dass die invariante Masse der beiden Teilchen

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{(p_1^\mu + p_2^\mu)^2}, \quad p_i^\mu = (E_i/c, \vec{p}_i)$$

sich um nicht mehr als 20 MeV von der gesuchten  $\pi^0$ -Masse (134,98 MeV) unterscheidet (vgl. auch Abbildung 94). Dies entspricht etwa einem Schnitt auf die  $20/9,5 \approx 2,1$ -fache Breite in Standardabweichungen.

Passiert eine oder mehrere Kombinationen zweier Photonen beide Kriterien, so werden diese einzeln in der weiteren Analyse als rekonstruiertes Pion gewertet.

### 5.1.2 Kinematische Anpassung

Als nächsten Schritt der Analyse wird die Information ( $\vec{p}$  und  $E$ ) über das Pion mittels einer kinematischen Anpassung (engl., kinematic fit) verbessert. Dazu fließen die Informationen über den Zerfall ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$  bei bekannter Pionenmasse  $m_{\pi^0} = 134,98 \text{ MeV}$ ) und die Detektorauflösung des Crystal Balls (Energie und Winkel, siehe Kapitel 3.7.1) ein.

In den weiteren Schritten werden die Angaben aus der Anpassung für das Pion verwendet, wodurch die Auflösung erhöht wird. Einen weiteren Vorteil stellt die Stärke und Richtung der Korrektur durch die Anpassung dar: Sie erlauben eine Beurteilung, ob es systemati-

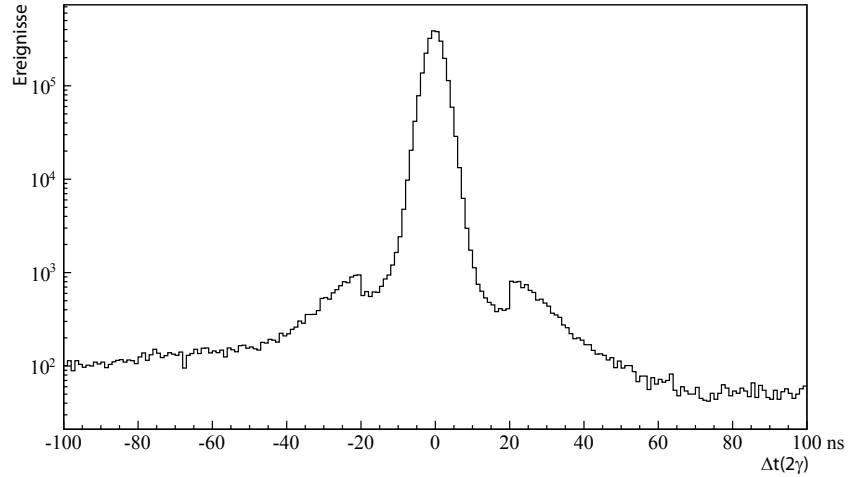


Abbildung 91: Zeitlicher Unterschied zwischen zwei neutralen Clustern, die als mögliche Kandidaten für ein Pion gelten, im Crystal Ball. Die Sprünge bei  $\pm 20$  ns sind durch die Doppelpulsauflösung der verwendeten TDCs bedingt. Zu beachten ist die logarithmische Skalierung. Da der Untergrund gering ist ( $< 1\%$ ) findet kein separater Abzug dessen statt.

sche Verschiebungen (bspw. ständige Korrekturen zu kleineren Energien) gibt.

Zur Anwendung kam die „Methode der kleinsten Quadrate“ in Kombination mit Lagrange-Multiplikatoren. Die gemessenen Impuls- und Energie-Werte werden im  $n = k \cdot 4$ -dimensionalen Vektor

$$\vec{\alpha}_g \equiv (p_1^\mu, \dots, p_k^\mu)^\top$$

zusammengefasst, das Ergebnis der Anpassung im Vektor  $\vec{\alpha}_a$ . Wir bezeichnen die Anpassung mit  $\delta\vec{\alpha} \equiv \vec{\alpha}_a - \vec{\alpha}_g$ .

Die Anpassung hat folgende Prioritäten:

1. Zwangsbedingungen der Form

$$H_i(\vec{\alpha}_a) = 0 \quad i = 1, \dots, r$$

müssen erfüllt sein. In unserem Fall handelt es sich um eine einzige Zwangsbedingung, die sich aus der Erhaltung des Viererimpulses bzw. der Massenerhaltung herleiten lässt:

$$(p_{\gamma_1}^\mu + p_{\gamma_2}^\mu)^2 \stackrel{!}{=} (p_{\pi^0}^\mu)^2$$

bzw.

$$H_1(\vec{\alpha}_a) = (p_{\gamma_1}^\mu + p_{\gamma_2}^\mu)^2 - (p_{\pi^0}^\mu)^2$$

2. Die Anpassung sollte minimal sein bzw. die folgende  $\chi^2$  Funktion minimieren:

$$\chi^2(\vec{\alpha}_a) \equiv \delta\vec{\alpha}^\top V_S^{-1} \delta\vec{\alpha}$$



Dabei sind die Messfehler  $\sigma_i$ ,  $i = 1, \dots, n$  komplett unabhängig untereinander und damit besteht die Kovarianzmatrix  $V_S$  ausschließlich aus den Diagonalelementen  $\sigma_i^2$  ohne Mischterme.<sup>4</sup>

Das vorliegende Problem ist aus der Mathematik als „Extrema unter Nebenbedingungen“ bekannt [Foro6] (weitergehende Beispiele finden sich in [Ave91, Ave98]) und lässt sich unter Benutzung der Lagrange-Multiplikatoren  $\vec{\lambda}$  auf das Gleichungssystem der Form

$$\nabla \chi^2(\vec{\alpha}_a) + \nabla H(\vec{\alpha}_a) \vec{\lambda} = 0 \quad (25)$$

$$H(\vec{\alpha}_a) = 0 \quad (26)$$

reduzieren. Dabei muss die Matrix  $\nabla H(\vec{\alpha}_a)$  vollen Rang haben, was in unserem eindimensionalen Fall der Bedingung  $\nabla H(\vec{\alpha}_a) \neq 0$  entspricht. Sie ist automatisch erfüllt, falls  $p_{\gamma_1}^\mu + p_{\gamma_2}^\mu \neq 0$  gilt, was offensichtlich wegen der Ruhemasse des  $\pi^0$  für unsere Reaktion immer der Fall sein wird.

Durch die Linearisierung der Zwangsbedingung  $H$  mit Hilfe der Taylor-Entwicklung um den Punkt  $\vec{\alpha}_g$

$$H(\vec{\alpha}_a) = \nabla H(\vec{\alpha}_g)^\top \delta \vec{\alpha} + H(\vec{\alpha}_g)$$

kann das obige Gleichungssystem in ein lineares Gleichungssystem überführt werden:

$$2V_S^{-1} \delta \vec{\alpha} + D^\top \vec{\lambda} = 0$$

$$D \delta \vec{\alpha} + \vec{d} = 0$$

mit  $D^\top = \nabla H(\vec{\alpha}_g)$  und  $\vec{d} = H(\vec{\alpha}_g)$ . Nach einer Umstellung und der Abkürzung  $V_D \equiv DV_S D^\top$  erhält man

$$D \delta \vec{\alpha} = -\frac{1}{2} V_D \vec{\lambda} \quad (27)$$

$$D \delta \vec{\alpha} = -\vec{d} \quad (28)$$

Wir gehen davon aus, dass  $D \approx \nabla H(\vec{\alpha}_a)$  vollen Rang hat und damit die Inverse  $V_D^{-1}$  existiert, so ergeben sich

$$\vec{\lambda} = 2V_D^{-1} \vec{d} \quad (29)$$

$$\delta \vec{\alpha} = -V_S D^\top V_D^{-1} \vec{d} \quad (30)$$

wobei die letzte Zeile ganz ausgeschrieben werden kann um die angepassten neuen Messgrößen zu erhalten:

$$\vec{\alpha}_a = \vec{\alpha}_g - V_S D^\top (DV_S D^\top)^{-1} \vec{d} \quad (31)$$

<sup>4</sup> Durch diese Eigenschaft ist auch die später verwendete Inverse

$$V_S^{-1} = \begin{pmatrix} \sigma_1^{-2} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sigma_2^{-2} & 0 & 0 \\ \vdots & 0 & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \sigma_n^{-2} \end{pmatrix}$$

einfach zu berechnen.

Zusätzlich zu den eingangs erwähnten generellen Vorteilen einer Anpassung der Messwerte benötigt diese Methode lediglich die numerische Invertierung der Matrizen  $V_D$  um gemäß Gleichung 31 die angepassten Werte zu erhalten. Da die Zwangsbedingungen linearisiert wurden, dürfen die Korrekturen nicht zu extrem werden, was jedoch in der Praxis durch die Vorauswahl kein Problem darstellt. Ein Maß für die Korrektur aufgrund einer einzelnen Zwangsbedingung  $p_i$  in Vielfachen der Standardabweichung wird durch

$$p_i = \frac{\left( D \delta \vec{a}_g + \vec{d} \right)_i}{\sqrt{\left( V_D^{-1} \right)_{ii}}}$$

gegeben. Eingesetzt wurde die Implementation aus [Gla06].

### 5.1.3 Bezugssysteme

Es gibt einige ausgezeichnete Bezugssysteme bei der Analyse unseres Experiments, vgl. auch Abbildung 92:

- Das Laborsystem (LS), in dem der Detektor sowie das Target ruht,  $\hat{z}$  gleich der Photonenstrahl-Richtung ist, sowie  $\hat{y}$  senkrecht auf der CB-Äquatorebene steht, für  $\hat{x}$  gilt  $\hat{x} = \hat{y} \times \hat{z}$ .<sup>5</sup> In diesem Bezugssystem findet die Messung der Teilchen statt.
- Das Schwerpunktsystem (SP) der Reaktion mit  $\sum \vec{p}_i = \sum \vec{p}'_i = 0$  und der Wahl der Reaktionsebene  $\hat{y} = \hat{p}_\gamma \times \hat{p}_{\pi^0} / \sin \angle (\gamma, \pi^0)$ ,  $\hat{z} = \hat{p}_\gamma$ ,  $\hat{x} = \hat{y} \times \hat{z}$ .
- Ein Hybrid aus beiden: Ein Schwerpunktsystem (SP') wie zuvor, jedoch mit  $\hat{y}$  senkrecht auf der CB-Äquatorebene. Dieses ist hilfreich bei der Untersuchung physikalischer Reaktionen im Schwerpunktsystem, jedoch mit dem direkten Bezug zum messenden Detektor.

Für die spätere Verwendung führen wir den Winkel  $\varphi = \phi_{\pi^0} - \phi_{P_{\text{Target}}}$  zwischen dem Azimutwinkel des des Pions und des Targetspins.

Im Allgemeinen vermitteln Lorentz-Transformationen zwischen zwei Bezugssystemen. Die für die Analyse besonders interessante Transformation zwischen LS und SP' besteht lediglich aus einem Lor-

<sup>5</sup> Es wird allgemein die Annahme getroffen, dass alle drei Bezugsebenen der beteiligten Experimentkomponenten (Target, Beschleuniger und Detektor) zusammenfallen. Die reale Übereinstimmung wird als gut genug angenommen.

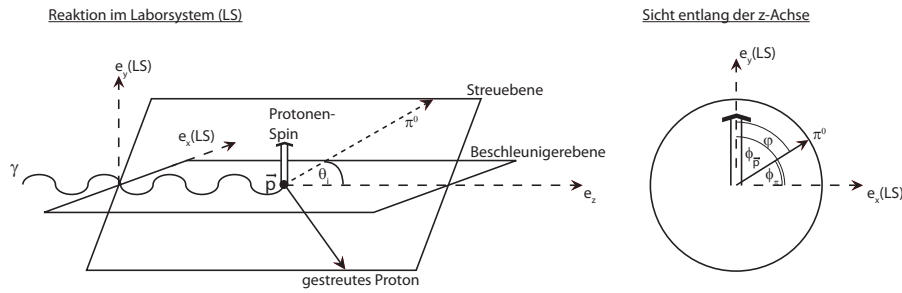


Abbildung 92: Zur Definition der Bezugssysteme.

entz-Boost ohne Drehungen, da im Mittel<sup>6</sup> die z-Achsen übereinstimmen:

$$\Lambda_{\nu}^{\mu} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \beta\gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \beta\gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix}, \quad \beta = \frac{v}{c}, \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

wobei konkret in der Analyse folgender Boost verwendet wurde:

$$x_{SP'}^{\mu} = \Lambda_{\nu}^{\mu} x_{LS}^{\nu}$$

Für die Transformation zwischen dem LS und SP wird zusätzlich noch eine Drehung benötigt.

#### 5.1.4 Wirkungsquerschnitt und Effizienzen

Die allgemeine Definition des Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  lautet

$$\sigma = \frac{A \dot{N}}{N_T \dot{N}_{\gamma}}$$

mit der Produktionsrate von Reaktionen  $\dot{N}$ ,  $\dot{N}_{\gamma}$  der Anzahl der eingehenden Teilchen,  $A$  der Querschnittsfläche des Strahls auf dem Target und  $N_T$  der Anzahl der Targetteilchen. Es wird vorausgesetzt, dass der Strahlfleck kleiner als die Targetstirnfläche ist, was bei unseren Messungen gegeben war. Als eine Experimentkonstante bestimmen wir im Folgenden die Targetbelegung  $N_T/A$ . Berücksichtigt man ferner Detektor-, Target- und Rekonstruktionseffizienzen

$$\varepsilon = \dot{N}_{\text{gemessen}} / \dot{N}_{\text{phys.}},$$

so ergibt sich eine Korrektur gemäß

$$\sigma = \frac{1}{\varepsilon} \frac{A \dot{N}}{N_T \dot{N}_{\gamma}}. \quad (32)$$

<sup>6</sup> Die Divergenz der Elektronen und damit des Photonenstrahls wird hier als gering angenommen.

## 5.2 FEHLENDE-MASSE-ANALYSE

Im Idealfall sind alle ein- und ausgehenden Teilchen einer Reaktion sowohl in ihrem Impuls als auch Teilchenart bekannt. Im Bereich der Produktionsschwelle trägt das auslaufende Proton jedoch einen sehr kleinen Impuls, so dass es nicht nachgewiesen werden kann. Im Laborsystem basiert die Analyse daher auf dem Wissen über das einlaufende Photon  $p_\gamma^\mu = (E_\gamma/c, \vec{p}_\gamma)$ , dem im Labor ruhenden Target-Proton  $p_p^\mu = (E_p/c, 0)$  und dem rekonstruierten Pion  $p_{\pi^0}^\mu = (E_{\pi^0}/c, \vec{p}_{\pi^0})$ . Unter Ausnutzung der Viererimpulserhaltung lässt sich der fehlende Viererimpuls  $p_{p'}^\mu$  bestimmen.

Dieser so bestimmte „fehlende“ Impuls  $p_{p'}^\mu$  wird anschließend daraufhin überprüft, ob dessen Ruhemasse

$$m_{p'}^2 = (p_p^\mu + p_\gamma^\mu - p_{\pi^0}^\mu)^2 / c^2$$

dem des Protons entspricht. Für den Fall dass die Abweichung vom bekannten Wert 938,3 MeV [Ber12] weniger als 50 MeV beträgt wird angenommen, dass es sich um die gesuchte Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  handelt.

## 5.3 ZUORDNUNG DER ENERGIEMARKIERTEN PHOTONEN

Die im vorherigen Abschnitt vorgestellte Fehlende-Masse-Analyse bedingt das Wissen über die Energie des einlaufenden Photons. Die Zuordnung zwischen dem im Tagger detektierten Elektron und dem Photon, welches eine Reaktion im Target hervorgerufen hat kann jedoch aufgrund der hohen Ereignisrate nicht eindeutig getroffen werden. Illustriert ist dies in Abbildung 93, bei der die zeitlich korrelierten Ereignisse (in der Abbildung:  $\Delta t \in [-5, 5]$  ns) zu etwa 50% aus zufälligen Untergrundreaktionen bestehen.

Eine Zuordnung der Photonen zu den Elektronen im Tagger ist also nur im statistischen Mittel möglich. Zur Vermeidung, dass das Ergebnis ratenabhängig ist, wird nun folgendes Vorgehen gewählt: Für jedes detektierte Elektron im Tagger wird ein korrespondierendes Photon angenommen, welches mit den in den anderen Detektoren bestimmten Teilchen zu einer vollständigen Reaktion zusammen gesetzt wird.

Zur Subtraktion der Ereignisse welche zwar der Bedingung  $\Delta t \approx 0$  ns genügen, jedoch nur zufällig zusammen gehören, muss der Anteil der zufälligen Treffer bestimmt werden. Reduziert um den Faktor 10 werden Ereignisse aus dem Zeitbereich  $\Delta t \in [\pm (30..130 \text{ ns})]$  von den koinzidenten Ereignissen aus dem Bereich  $\Delta t \in [-10..10 \text{ ns}]$  abgezogen. Der Faktor 10 kompensiert die unterschiedliche Größe

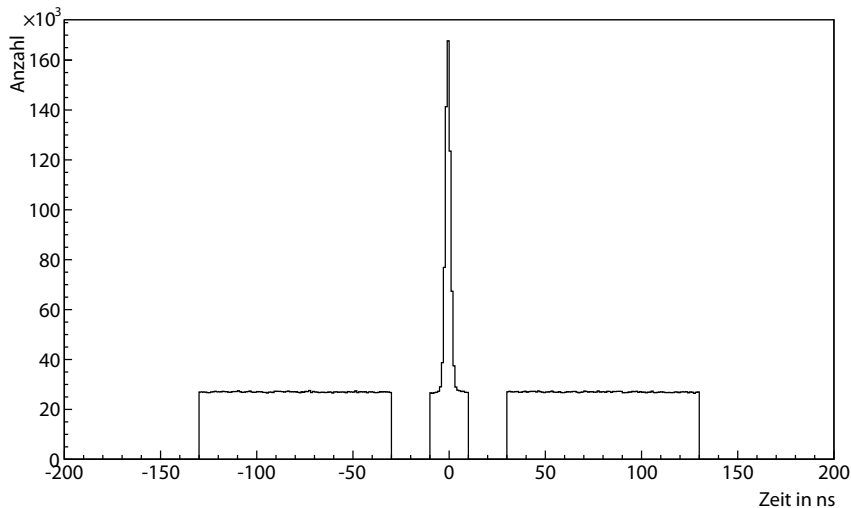


Abbildung 93: Zeitlicher Unterschied  $\Delta t$  zwischen einem Pion im CB und dem Signal des Taggers. Dargestellt sind die beiden in der Analyse berücksichtigten Bereiche „koinzident“ (-10 bis 10 ns) und „zufällig“ ( $\pm 30$  bis  $\pm 130$  ns, die „Seitenbänder“). Das koinzidente Intervall ist aufgrund der Tatsache, dass sich das zeitliche Verhalten geringfügig während der Messperiode ändern kann, nicht ganz so eng zugeschnitten.

der Intervalle. Dieses Verfahren ist auch als „Seitenband-Subtraktion“ bezeichnet.

Nach Abschluss all dieser Schnitte ist die Rekonstruktion der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  bei gleichzeitigem Abzug möglicher Untergrundreaktionen zufriedenstellend möglich, vergleiche auch Abb. 94.

## 5.4 BESTIMMUNG VON T UND F

Im Folgenden werden drei unterschiedliche Analysemethoden vorgestellt, die sich hauptsächlich in den Methoden des Untergrundabzugs, aber auch in den eingehenden Messdaten, unterscheiden. Jede dieser drei Methoden wurde ausgeführt:

1. Eine direkte Asymmetrie-Messung vorgestellt im Abschnitt 5.4.2 [Bar12],
2. eine Methode basierend auf der Differenz von Wirkungsquerschnitten und einer experimentell bestimmten Normierung im Rahmen dieser Arbeit (Abschnitt 5.4.3) und
3. eine Methode, ähnlich der vorhergehenden Methode, jedoch mit einer Simulation als Normierung, vorgestellt im Abschnitt 5.4.3 [Sch13b].

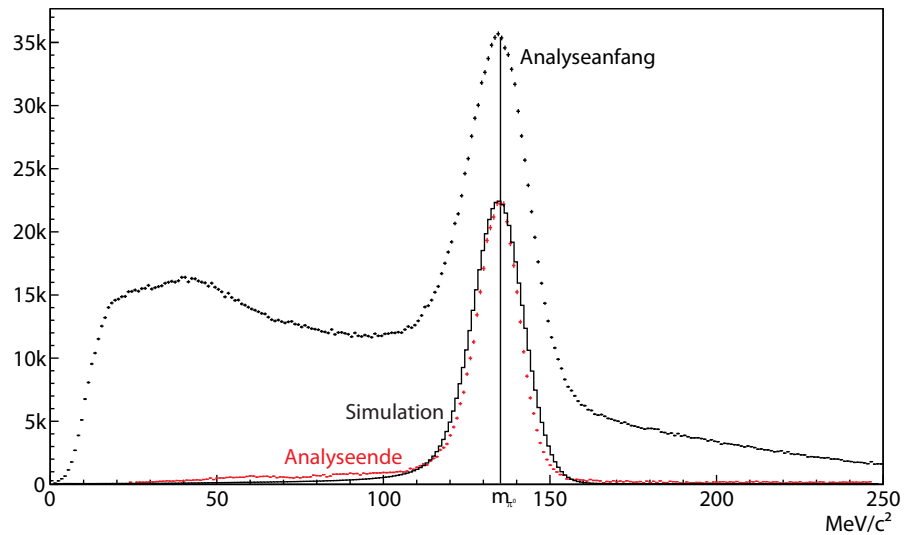


Abbildung 94: Invariante  $2\gamma$ -Masse am Beginn der Analyse (schwarz,  $\sigma = 9,5 \text{ MeV}$ ) und nach allen Schritten (rot,  $\sigma = 7,3 \text{ MeV}$ ) – über viele Reaktionsenergien gemittelt. Deutlich ist der kombinatorische und zufällige Untergrund am Anfang der Analyse ersichtlich. Zur Verdeutlichung des detektorcharakteristischen Beitrags bei niedrigen Energien (25 bis 100 MeV) am Analyseende ist zusätzlich eine Simulation (durchgezogene schwarze Linie) [Sch14b] eingetragen. Insensitive Bereiche des Detektors (bspw. die Äquatorregion und Strahlöffnungen des CB) führen zu geringen Beiträgen fernab der erwarteten Pionenmasse. Dass sich die beiden Breiten der gemessenen von der simulierten Verteilung unterscheidet, ist u.a. auf die unterschiedliche Annahme über die Energieauflösung des CB in der Simulation zurückzuführen.

### 5.4.1 Grundlagen

Basierend auf Formel 7 listen wir nochmal die unterschiedlichen Experiment-Einstellungen auf, jeweils im SP-System (vgl. Abschnitt 5.1.3) betrachtet:

	$\Pi_C > 0$ rechts-zirkulares Licht	$\Pi_C < 0$ links-zirkulares Licht
$\vec{P}_T \cdot \hat{y} > 0$ Tartgetspin aufwärts	$\sigma^{+\uparrow}$	$\sigma^{-\uparrow}$
$\vec{P}_T \cdot \hat{y} < 0$ Tartgetspin abwärts	$\sigma^{+\downarrow}$	$\sigma^{-\downarrow}$

gemeinsam mit Formel 32 nutzen wir  $\sigma^{\pm\uparrow} \propto N^{\pm\uparrow}/N_\gamma^{\pm\uparrow}$ , wobei  $\uparrow$  abwechselnd für die beiden Zustände  $\uparrow$  und  $\downarrow$  steht.

Damit gilt für unterschiedliche Tartgetspinausrichtungen bei gleicher Helizität der Photonen

$$\sigma^{\pm\uparrow} \propto \frac{N_0}{N_\gamma^{\pm\uparrow}} (1 \pm PT \sin \varphi + |\Pi_C| PF \cos \varphi) \quad (33)$$

und bei fester Tartgetspinausrichtung jedoch wechselnder Photonenhelizität

$$\sigma^{\pm\uparrow} \propto \frac{N_0}{N_\gamma^{\pm\uparrow}} (1 + PT \sin \varphi \pm |\Pi_C| PF \cos \varphi)$$

und gleiches für  $\sigma^{\pm\downarrow}$ . Bei dem Winkel  $\varphi \equiv \phi_{\pi^0} - \phi_{P_{\text{Target}}}$  handelt es sich die Azimutwinkeldifferenz zwischen Pion und Tartgetspin, siehe Abschnitt 5.1.3.

Lassen wir das Vorzeichen in der Notation weg,

$$\sigma^\uparrow \equiv \sigma^{+\uparrow} + \sigma^{-\uparrow}$$

so wurde über beide Helizitäten des Photons gemittelt – was gleichbedeutend mit einer verschwindenden Strahlpolarisation ist:  $\Pi_C = 0$ . Letzteres kommt bei der Bestimmung von T zur Anwendung.

### 5.4.2 Variante 1: Bestimmung aus der $\varphi$ -Asymmetrie

#### Grundlagen

Mit diesen vier unterschiedlichen Zuständen  $\sigma^{\pm\uparrow}$  können nun für jeweils feste Energie- und  $\theta$ -Bereiche folgende Asymmetrien aufgestellt werden

$$\begin{aligned} A_F^\uparrow &= \frac{\sigma^{+\uparrow} - \sigma^{-\uparrow}}{\sigma^{+\uparrow} + \sigma^{-\uparrow}} \\ &= \frac{\frac{N_0}{N_\gamma^{+\uparrow}} (1 + PT \sin \varphi + |\Pi_C| PF \cos \varphi) - \frac{N_0}{N_\gamma^{-\uparrow}} (1 + PT \sin \varphi - |\Pi_C| PF \cos \varphi)}{\frac{N_0}{N_\gamma^{+\uparrow}} (1 + PT \sin \varphi + |\Pi_C| PF \cos \varphi) + \frac{N_0}{N_\gamma^{-\uparrow}} (1 + PT \sin \varphi - |\Pi_C| PF \cos \varphi)} \end{aligned} \quad (34)$$

vorteilhafterweise fällt die Detektor- und Rekonstruktionsakzeptanz  $\varepsilon$  und das Wissen über die Targetbelegung  $N_T/A$  (die auch die Bestimmung des Füllfaktors  $f$  voraussetzt) aus der Formel heraus.

Funktion 34 vereinfacht sich wesentlich, wenn man während des Experiments sichergestellt hat, dass der integrale Fluss für alle vier Zustände gleich war  $N_\gamma^{+\uparrow} = N_\gamma^{-\downarrow} = N_\gamma^{+\downarrow} = N_\gamma^{-\uparrow} \equiv N_\gamma$ :

$$A_F^\uparrow(\varphi) = \frac{|\Pi_C| PF \cos \varphi}{1 + PT \sin \varphi} \quad (35)$$

Diese Vereinfachung muss in der Analyse durch eine Anpassung sichergestellt werden, da dies während der Experimentdurchführung nicht möglich war. Beispiele für die Stärke dieser Anpassung finden sich in Abschnitt 5.5.2.

Analog zu  $A_F^\uparrow$  lässt sich eine Gleichung für  $A_F^\downarrow$  aufstellen. Bei Berücksichtigung aller Korrekturen (Fluss, Detektorakzeptanz) wird erwartet, dass  $A_F$  unabhängig von der Targetspinausrichtung ist. In der Praxis wird man zur Minimierung der Detektoreinflüsse die Ergebnisse für beide Zustände mitteln.

Aus Gleichung 35 lässt sich sowohl  $T$  als auch  $F$  bei bekannten Targetpolarisationsgrad  $P$  und Photonenpolarisationsgrad  $\Pi_C$  beispielsweise durch das Anpassen der entsprechenden Funktion bestimmen. Es zeigt sich, dass sich mit einem zuvor separat bestimmten  $T$  die Genauigkeit insgesamt erhöhen lässt – dessen Messung im Rahmen dieser Methode wir jetzt vorstellen werden.

Bei Nichtbeachtung des Vorzeichens von  $\Pi_C$  wird der Photonenstrahl effektiv unpolarisiert und damit:

$$A_T = \frac{\sigma^\uparrow - \sigma^\downarrow}{\sigma^\uparrow + \sigma^\downarrow} = PT \sin \varphi \quad (36)$$

wobei auch wieder die Annahme gleichen integrierten Flusses für beide Einstellungen  $N^\uparrow = N^\downarrow$  gilt.

Für die Messung werden allein Messdaten mit polarisiertem Butanol benötigt, wobei der Verdünnungsfaktor  $d$  davon separat mit Kohlenstoff- und Wasserstoffmessungen bestimmt werden muss.

#### *Bestimmung von T und F*

Die Vorgehensweise bei der Bestimmung von T und F ist wie folgt. Voraussetzung ist die externe Bestimmung der Polarisationsgrade  $P$  und  $\Pi_C$ .

##### 1. Bestimmung des Verdünnungsfaktors

$$d(E_\gamma, \theta) = \frac{N_{\text{But}} - N_C}{N_{\text{But}}} \quad (37)$$

durch Messungen mit Kohlenstoff und Wasserstoff für jeden  $\theta$ -Winkel und jede Energie, siehe Kapitel 5.4.2.



2. Auftragen der Messdaten gemäß Formel 36, anfitzen von

$$T_{\text{eff}} \cdot \sin(\varphi + \varphi_0), \quad T_{\text{eff}} = T \cdot P \cdot d$$

zur Bestimmung von  $T$  für einen  $\theta$ - und Energiewert.  $\varphi_0$  berücksichtigt eine eventuelle Imperfektion, bspw. durch die Kalibration.

3. Auftragen der Messdaten gemäß Formel 35, anfitzen von

$$\frac{F_{\text{eff}} \cdot \cos(\varphi + \varphi_0)}{1 + T_{\text{eff}} \sin(\varphi + \varphi_0)}, \quad F_{\text{eff}} = F \cdot \Pi_C \cdot P \cdot d \quad (38)$$

bei dem der Parameter  $T_{\text{eff}}$  aus der vorherigen Bestimmung verwendet wird. Zusammen mit dem jetzt noch zusätzlich notwendigen Photonenpolarisationsgrad erhält man  $F$ .

Überprüft werden sollte, dass das Fitergebnis gut mit  $\varphi_0 = 0$  verträglich ist, da sonst ein systematischer Fehler vorliegt.

#### *Bestimmung des Verdünnungsfaktors $d$*

Zur Bestimmung werden Messdaten an Kohlenstoff und Butanol (eine Kontrollmessung an Wasserstoff ist vorteilhaft) benötigt, die in gleicher Weise eine Fehlende-Masse-Analyse zur Identifizierung der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  durchlaufen. Dargestellt ist eine solche Analyse für einen festen Winkel- und Energiebereich in Abbildung 95: Bildet man das Verhältnis, so erhält man im grau markierten Bereich einen annähernd konstanten Skalierungsfaktor  $d'$ . Subtrahiert man die mit  $d'$  skalierten Kohlenstoff- von den Butanoldaten, so erhält man idealerweise Messdaten äquivalent zu denen am Wasserstoff. Bei der Bestimmung des Verdünnungsfaktors  $d$  mittels Formel 37, fließt üblicherweise ein Bereich von  $2\sigma$  um die Protonenmasse ein. Weicht der Mittelwert von der erwarteten Protonenmasse ab, ergibt dies eine Größe für den systematischen Fehler, der durch die Vereinfachung  $\sigma_{\text{But}} = \sigma_C + \sigma_H$  einfließt.

Der Anteil der quasifreien und der kohärenten Streuung ist energie- und winkelabhängig, was sich in  $d$  niederschlägt. Schwierig wird die Bestimmung außerhalb der  $\Delta$ -Resonanz und insbesondere im Bereich der Produktionsschwelle (vgl. Abbildung 96), wo der Untergrund dominiert und das Signal mit dieser Methode nicht mehr bestimmbar ist. Im Bereich der Schwelle findet daher ausschließlich die „Direkte-Asymmetrie-Methode“ Anwendung, welche im folgenden Abschnitt 5.4.3 vorgestellt wird.

Bei der Gewinnung der Messdaten sollte auf möglichst identische Experimentbedingungen für die unterschiedlichen Targetmaterialien geachtet werden.<sup>7</sup>

<sup>7</sup> Bei der Datennahme am Kohlenstoff im Januar 2011 wurde mit folgenden Änderungen gegenüber mit Butanol gemessen: Das „Dynamisch polarisierte Festkörpertar-

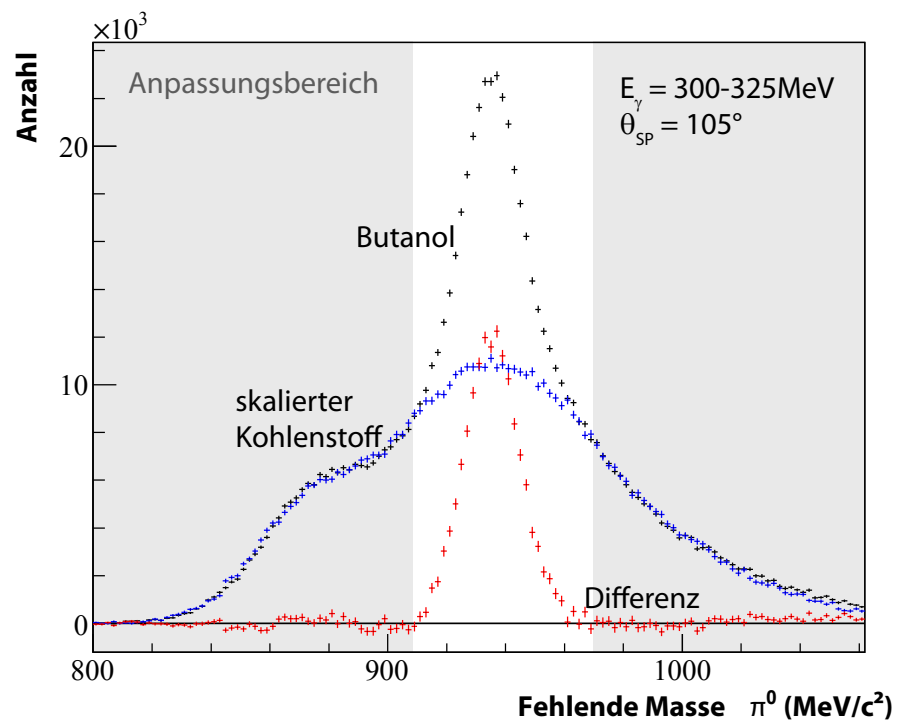


Abbildung 95: Bestimmung des Verdünnungsfaktors  $d$ : Dargestellt sind die beiden Fehlende-Masse-Analysen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  für Streuung an Butanol (schwarz) und Kohlenstoff (skaliert, blau). Deren Differenz entspricht annähernd der Reaktion am freien Proton (rot). Bild aus [Bar12].

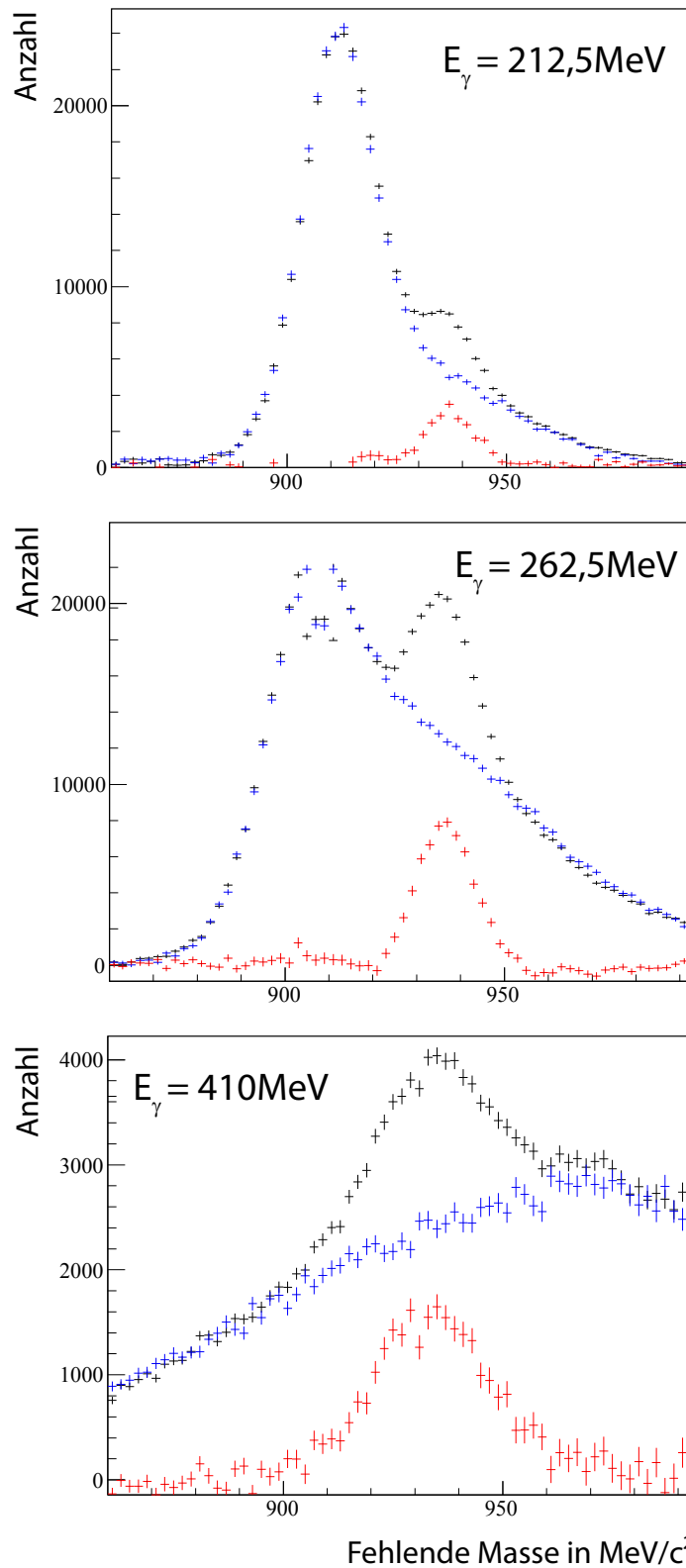


Abbildung 96: Fortsetzung von Abbildung 95 bei verschiedenen einlaufenden Photonenenergien ( $\Delta E = 25 \text{ MeV}$ ). Man erkennt die Variation der unterschiedlichen Beiträge durch quasifreie und kohärente Streuung sowie am freien Proton. Übernommen von [Bar12].

### *Diskussion der Vor- und Nachteile dieser Analysemethode*

Diese Analyse setzt zwingend die Kenntnis des Verdünnungsfaktors  $d$  voraus, welche im Schwellenbereich mit den genommenen Daten nicht bestimmbar ist. Erst bei Energien im Bereich der  $\Delta$ -Resonanz ist dieser aufgrund einer geringeren Energie- und Winkelabhängigkeit bei gleichzeitig verbesserter Statistik mit ausreichender Genauigkeit bestimmbar. Nachteilig ist ebenso, dass keine alleinige Messung von  $F$  möglich ist, nur die gleichzeitige Messung von  $T$  und  $F$  (vgl. Formel 38). Falls keine Korrektur auf die unterschiedlichen integrierten Flüsse in der Analyse durchgeführt wird (bzw. nicht möglich ist), so verkompliziert dies die Fit-Funktion wesentlich (vgl. Formel 34). Es reicht jedoch eine relative Flussnormierung aus – eine absolute ist nicht nötig.

Im Ausgleich dafür ist kein Wissen über den Targetfüllfaktor  $f$  von Nöten, ebenso ist aufgrund der durchgeführten Skalierung die Targetmassenbelegung mit Kohlenstoff nicht relevant. Da aus der gleichen Messung eine Asymmetrie gebildet wird, fallen Detektorakzeptanzen weniger ins Gewicht. Ebenso kürzt sich die Butanol-Targetbelegung heraus.

Zu guter Letzt muss eine Analyse nach dieser Methode zeigen, dass bei der Bestimmung des Verdünnungsfaktors als auch der Asymmetrien die in die Analyse eingehende Annahme,  $\sigma_{\text{But}} = \sigma_{\text{H}} + \sigma_{\text{C}}$ , stimmt.

#### 5.4.3 *Variante 2: Wirkungsquerschnitt-Differenz-Methode*

Der Grundgedanke ist hierbei keine Raten-Asymmetrie, sondern die Differenz von Wirkungsquerschnitten auszunutzen, um eine unabhängige Bestimmung von  $T$  und  $F$  bei gleichzeitiger intrinsischer Untergrundfreiheit zu ermöglichen.

#### *Grundlagen*

Mit Hilfe der Formel 33 veranschaulichen wir uns, unter welchen  $\varphi$ -Winkeln  $T$  bzw.  $F$  dominiert. Aufgrund der Abhängigkeit  $P \cos \varphi$  ist  $F$  dann dominant, wenn der Polarisationsanteil innerhalb der Streuebene groß ist. Aufgrund der Wahl der Targetpolarisationsrichtung entspricht dies Ereignissen bei denen das Pion nach oben ( $\varphi = \pi/2$ , entlang  $\hat{y}$  im Laborsystem) bzw. unten ( $\varphi = -\pi/2$ ) im CB erzeugt wird. Für  $T$  verhält es sich gerade um  $\pi/2$  verschoben: Hier wird der Anteil durch  $T$  maximal, wenn Pionen in Richtung des CB-Äquators ( $\varphi = 0, \pi$ , also auf der  $\hat{x}$ -Achse im Laborsystem) erzeugt werden.

---

get“ wurde bei Raumtemperatur betrieben, es war kein Helium im Targetbehälter und die Haltespule war nicht eingeschaltet. Die Größe des systematischen Effekts auf das Messergebnis sollte untersucht werden.

Diese Beobachtung motiviert die folgende Analyse­methode, bei der für T und F getrennt eine Asymmetrie gebildet wird, welche eine direkte Bestimmung der Observablen ermöglicht.

**Zur Bestimmung von T** werden die Ereignisse in zwei Kategorien eingeteilt: „ $\uparrow$ “ für  $\varphi \in [0, \pi]$  und „ $\downarrow$ “ für  $\varphi \in [\pi, 2\pi]$ . Der Wirkungsquerschnitt 33 wird damit für die beiden Kategorien zu

$$\begin{aligned} \left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{\text{pol.}}^{T\uparrow} &\equiv \int_0^\pi \left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi, \theta) \right|_{\text{pol.}} d\varphi = \left. \frac{d\sigma}{d\theta}(\theta) \right|_{\text{unpol.}} \cdot (\pi + 2PT(\theta)) \\ \left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{\text{pol.}}^{T\downarrow} &\equiv \int_\pi^{2\pi} \left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi, \theta) \right|_{\text{pol.}} d\varphi = \left. \frac{d\sigma}{d\theta}(\theta) \right|_{\text{unpol.}} \cdot (\pi - 2PT(\theta)) \end{aligned}$$

und damit die Asymmetrie

$$\begin{aligned} A_T(\theta) &= \frac{\left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{\text{pol.}}^{T\uparrow} - \left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{\text{pol.}}^{T\downarrow}}{\left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{\text{pol.}}^{T\uparrow} + \left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{\text{pol.}}^{T\downarrow}} \\ &= \frac{4PT}{2\pi} = \bar{P}^T T(\theta) \end{aligned} \quad (39)$$

mit der zum gewählten  $\varphi$ -Bereich passenden gemittelten Polarisation  $\bar{P}^T$

$$\bar{P}^T \equiv \frac{1}{\pi - 0} \int_0^\pi P \sin \varphi d\varphi = \frac{2}{\pi} P \quad . \quad (40)$$

Der Term  $P \sin \varphi$  in obiger Formel 40 rührt von der Projektion der im Laborsystem fest stehenden Polarisation  $P$  in die Reaktionsebene. In der Praxis ist es jedoch vorteilhaft, die mittlere Polarisation nicht analytisch aus der Maximal-Polarisation zu bestimmen, sondern ebenfalls ereignisweise mit zu protokollieren und anschließend zu mitteln. Im Idealfall eines in  $\varphi$  symmetrischen Detektors und der exakten Ausrichtung des Targetspins bei  $\varphi = \pm\pi/2$  wäre das Ergebnis gleich dem analytischen. Die im Experiment auftretenden Abweichungen hiervon, wie bspw. eine unterschiedliche Winkelakzeptanz, finden hiermit Berücksichtigung.

Wichtig ist dabei festzuhalten, dass die Einsortierung in die beiden Kategorien ereignisweise erfolgt und damit eine einzelne feste Ausrichtung des Targetspins ausreichen würde. In der Praxis zeigt sich, dass es vorteilhaft ist, den Targetspin im Laborsystem abschnittsweise in verschiedene Richtungen auszurichten. Hierdurch ergibt sich effektiv eine zusätzliche Mittlung über die Detektorakzeptanzen. Aus diesem Grund wurde bei unserem Experiment 2010/2011 daher mit zwei Ausrichtungen  $\varphi = \pm\pi/2$  gemessen.

**Zur Bestimmung von  $F$**  werden die Integrationsbereiche mit einem Versatz von  $\pi/2$  gewählt:  $\varphi \in [-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}]$  für die Kategorie „ $\uparrow$ “ und  $\varphi \in [\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}]$  für die Kategorie „ $\downarrow$ “.

$$\left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{\text{pol.}}^{F\uparrow} \equiv \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi, \theta) \right|_{\text{pol.}} d\varphi = \left. \frac{d\sigma}{d\theta}(\theta) \right|_{\text{unpol.}} \cdot (\pi + 2\Pi_C P F(\theta)) \quad (41)$$

$$\left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{\text{pol.}}^{F\downarrow} \equiv \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \left. \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi, \theta) \right|_{\text{pol.}} d\varphi = \left. \frac{d\sigma}{d\theta}(\theta) \right|_{\text{unpol.}} \cdot (\pi - 2\Pi_C P F(\theta)) \quad (42)$$

Wichtig ist hierbei zu beachten, dass nur dann eine nicht verschwindende Asymmetrie gebildet werden kann, wenn zusätzlich das Vorzeichen der Strahlpolarisation  $\Pi_C$  berücksichtigt wird. Wir erweitern daher die Zuordnungszuschrift:

$$\Pi_C \cdot \cos \varphi > 0 \rightarrow \text{Kategorie „}F^+ \text{“}$$

$$\Pi_C \cdot \cos \varphi < 0 \rightarrow \text{Kategorie „}F^- \text{“}$$

und bilden damit die Asymmetrie zur Bestimmung von  $F$

$$\begin{aligned} A_F(\theta) &= \frac{\left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{\text{pol.}}^{F+} - \left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{\text{pol.}}^{F-}}{\left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{\text{pol.}}^{F+} + \left. \frac{d\sigma}{d\theta} \right|_{\text{pol.}}^{F-}} \\ &= \frac{4\Pi_C F}{2\pi} = \bar{P}^F \Pi_C F(\theta) \end{aligned} \quad (43)$$

mit der effektiven gemittelten Polarisation  $\bar{P}^F$ , analog zu 40.

#### *Einflüsse durch das Butanol-Target*

Unter der Annahme eines idealen polarisierten Protontargets würde zur Bestimmung der Observablen  $F$  folgende Asymmetrie zu messen sein

$$A_{\text{ideal}}^F = \frac{\sigma_{\text{H}}^+ - \sigma_{\text{H}}^-}{\sigma_{\text{H}}^+ + \sigma_{\text{H}}^-}$$

Doch durch die Notwendigkeit der Verwendung von Butanol als Targetmaterial werden sowohl Reaktionen am unpolarisierten Kohlenstoff und Sauerstoff als auch an den polarisierten Wasserstoff-Atomen im Detektor registriert:  $\sigma_{\text{But}}^\pm = \sigma_{\text{H}}^\pm + \sigma_{\text{Bg}}$  mit  $\sigma_{\text{Bg}} \approx \sigma_{\text{C}} + \sigma_{\text{O}}$ . Im Experiment würde also folgende Asymmetrie gemessen werden

$$A = \frac{\sigma_{\text{But}}^+ - \sigma_{\text{But}}^-}{\sigma_{\text{But}}^+ + \sigma_{\text{But}}^-} = \frac{\sigma_{\text{H}}^+ - \sigma_{\text{H}}^-}{\sigma_{\text{H}}^+ + \sigma_{\text{H}}^- + 2\sigma_{\text{Bg}}}$$

bei der der im Experiment schwer zu bestimmende unpolarisierte Beitrag  $\sigma_{\text{Bg}}$  im Zähler offensichtlich wird.

Mit dem unpolarisierten Wirkungsquerschnitt  $\sigma^0$  und Formel 33 fällt auf, dass

$$\sigma_{\text{H}}^+ + \sigma_{\text{H}}^- = 2\sigma_{\text{H}}^0$$

gilt und damit die Bestimmung der Asymmetrie ohne Beiträge durch  $\sigma_{\text{Bg}}$  durch

$$A_{\text{direkt}}^F = \frac{\sigma_{\text{But}}^+ - \sigma_{\text{But}}^-}{2\sigma_{\text{H}}^0} \quad (44)$$

gemessen werden kann. Für die Messung von 44 wird nunmehr nicht mehr nur die Messung am Butanol benötigt, sondern auch eine Messung am unpolarisierten Wasserstoff.

#### *Analyse unter Hinzunahme einer Simulation*

Wird hingegen die Größe  $\sigma_{\text{H}}^0 A_{\text{direkt}}^F$  als Ergebnis des Experiments erwartet, so kann alternativ auch lediglich  $\sigma_{\text{But}}^+ - \sigma_{\text{But}}^-$  bestimmt werden. Hierzu ist für die Bestimmung der Detektor- und Rekonstruktionsakzeptanzen  $\varepsilon$  eine Simulation notwendig. Alles für  $A^F$  gezeigte gilt analog auch für  $A^T$ .

#### *Bestimmung der Asymmetrien im Experiment*

Durch Vergleich von Formel 39, 43 und 44 fällt auf, dass die Bestimmung von  $A_{\text{direkt}}$  von zentraler Bedeutung ist. Die dazu notwendige Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Kategorien  $+/-$  und  $\uparrow/\downarrow$  kann bei genauerer Betrachtung vereinfacht werden:

$$\frac{\sigma_{\text{But}}^+ - \sigma_{\text{But}}^-}{2\sigma_{\text{H}}^0} = \frac{\frac{1}{\varepsilon_{\text{But}}} \frac{A}{N_{\text{T}}} \Big|_{\text{But}} \frac{N^+}{N_{\gamma}^+} - \frac{1}{\varepsilon_{\text{But}}} \frac{A}{N_{\text{T}}} \Big|_{\text{But}} \frac{N^-}{N_{\gamma}^-}}{2 \cdot \frac{1}{\varepsilon_{\text{H}}} \frac{A}{N_{\text{T}}} \Big|_{\text{H}} \frac{N^0}{N_{\gamma}^0}}$$

unter der Annahme, dass die Effizienzen für beide Messungen gleich ausfallen,  $\varepsilon_{\text{But}} = \varepsilon_{\text{H}}$ , und ebenso die Zählraten für die beiden Kategorien gleich sind  $N_{\gamma}^+ = N_{\gamma}^- \equiv N_{\gamma}$  vereinfacht sich  $A_{\text{direkt}}$  zu

$$\bar{P}^F \Pi_{CF} = \frac{N_{\gamma}^0 \frac{A}{N_{\text{T}}} \Big|_{\text{But}}}{N_{\gamma} \frac{A}{N_{\text{T}}} \Big|_{\text{H}}} \frac{N^+ - N^-}{2N^0} \quad (45)$$

womit eine direkte Bestimmung der Observablen  $F$  und mit analoger Vorgehensweise davon unabhängig auch von  $T$

$$\bar{P}^T T = \frac{N_{\gamma}^0 \frac{A}{N_{\text{T}}} \Big|_{\text{But}}}{N_{\gamma} \frac{A}{N_{\text{T}}} \Big|_{\text{H}}} \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{2N^0} \quad (46)$$

möglich ist. Unter Ausnutzung der Photonenmarkierungseffizienz  $\eta(E)$  kann der Photonenfluss mit dem experimentell bestimmten Elektronenfluss im Tagger  $N_{e^-}$  korreliert werden:  $N_{\gamma} = \eta(E) N_{e^-}$ .

### Diskussion der Vor- und Nachteile

Der Hauptvorteil dieses Verfahrens liegt in der intrinsischen Untergrundfreiheit von  $A_{\text{direkt}}^F$ , was eine Messung bis zur Produktionsschwelle erlaubt. Die Beiträge unpolarisierter gebundener Nukleonen heben sich im Zähler heraus – ebenso ist der Nenner durch die Verwendung von Messdaten am Wasserstoff untergrundfrei. Ferner sind keine Fits an Messdaten notwendig, was eine zuverlässige Bestimmung auch bei geringer Statistik sicherstellt. Es liegt keine Näherung  $\sigma_{\text{But}} \approx \sigma_{\text{H}} + \sigma_{\text{C}}$  zu Grunde, die überprüft werden müsste.

Die Methode verlangt das Wissen über den Füllfaktor  $f$ , jedoch nicht über den Verdünnungsfaktor  $d$ . Des Weiteren ist es notwendig die Targetmassenbelegungen für Butanol und Wasserstoff genau zu kennen. Ebenso ist es notwendig den integralen Fluss für die beiden separaten Messungen mit Butanol und Wasserstoff absolut zu messen, was 5 Messgrößen entspricht:  $N_{\gamma}^{\pm}$ ,  $N_{\gamma}^{\uparrow}$  und  $N_{\gamma}^0$ .

Durch den Einsatz der gleichen Analysesoftware (und vieler anderer Experimentparameter) ist im hohen Maße eine konstante Rekonstruktionseffizienz zwischen den Wasserstoff- und Butanol-Messungen sichergestellt. Bei der Detektoreffizienz und dem unterschiedlichen Einfluss der Targetgeometrie ist diese Annahme jedoch nur eine Näherung. Da das Proton in der Analyse nicht verlangt wird, sondern nur die Pion-Zerfallsphotonen, dürfte die unterschiedliche Dicke in Strahlungslängen nicht entscheidend ins Gewicht fallen. Sehr wohl spielt jedoch die längere Targetzelle bei  $lH_2$  einen Teil zur verschlechterten Vertexrekonstruktion bei.

Im Falle der Bestimmung von  $\sigma \cdot A$  und der Hinzunahme von Kenntnissen über  $\varepsilon_{\text{But}}$  aus einer Simulation sind keine Wasserstoffdaten notwendig.

### Optimierung des Signal- zu Untergrundverhältnisses

Betrachten wir uns die Struktur des polarisierten Wirkungsquerschnitts (Formel 33), so lässt sich die Tatsache, dass der unpolarisierte Untergrund in  $\varphi$  gleichverteilt ist, nicht jedoch das eigentliche Signal am polarisierten Wasserstoff, für die Verbesserung des bisher vorgestellten Verfahrens nutzen. Ziel soll es sein, den relativen Fehler der Observable  $\Delta T/T$  durch eine Optimierung des Signal- zu Untergrundverhältnisses zu verbessern. Da es lediglich um die Extremasuche geht, spielen  $\varphi$ -unabhängige Faktoren – wie Photonenfluss, Targetbelegung, Polarisationsgrad und Effizienzen – keine Rolle und wir können uns auf die Reduktion des relativen Asymmetriefehlers

$$\Delta A/A, \quad A = \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + N^{\downarrow}}$$

konzentrieren. Wir zeigen diese Berechnung für die  $T$ -Kategorien  $\uparrow / \downarrow$ , gleiches gilt jedoch auch für  $F$  mit den Kategorien  $+/-$ .



Anstatt wie zuvor den  $\varphi$ -Raum in zwei gleich große Teile zu teilen, für  $T$  bspw.  $\uparrow = [0, \pi]$  und  $\downarrow = [\pi, 2\pi]$ , suchen wir ein optimales  $\varphi_1$  welches die Bereiche symmetrisch um die Extremstellen des polarisierten Wirkungsquerschnitts um  $2\varphi_1$  reduziert, so dass der relative Fehler der Asymmetrie minimal wird. Analog zur Formel 41 folgt

$$\int_{\varphi_1}^{\pi-\varphi_1} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi, \theta) \Big|_{\text{pol.}} d\varphi = \frac{d\sigma}{d\theta}(\theta) \Big|_{\text{unpol.}} \cdot (\pi - 2\varphi_1 + 2PT \cos \varphi_1)$$

$$\int_{\pi+\varphi_1}^{2\pi-\varphi_1} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\varphi, \theta) \Big|_{\text{pol.}} d\varphi = \frac{d\sigma}{d\theta}(\theta) \Big|_{\text{unpol.}} \cdot (\pi - 2\varphi_1 - 2PT \cos \varphi_1)$$

gleiches gilt für die effektive Polarisation

$$\bar{P} \equiv \frac{1}{\pi - 2\varphi_1} \int_{\varphi_1}^{\pi-\varphi_1} P \sin \varphi d\varphi = \frac{2P}{\pi - 2\varphi_1} \cos \varphi_1$$

wobei der relative Fehler gleich bleibt:  $\Delta\bar{P}/\bar{P} = \Delta P/P$  und daher für die Wahl des optimalen  $\varphi_1$  ebenfalls nicht besonders berücksichtigt werden muss.

Zusätzlich reicht es aus, lediglich den Zähler der Asymmetrie  $A$  zu betrachten, da der Nenner durch eine separate Messung am reinen unpolarisierten Wasserstoff bestimmt wird. Würde man bei der Wasserstoffmessung einen anderen Winkelbereich wählen, so spiegelte sich dies lediglich in der reduzierten Effizienz der Analyse wieder. Aufgrund des Fehlens konkurrierender Produktionsprozesse würde ein  $\varphi_1 = 0$  für die beste Statistik sorgen, wählt man den Abschneidewinkel jedoch gleich zur Butanolmessung, so reduziert sich der systematische Fehler aufgrund der größeren Ähnlichkeit der beiden Analysen. In unserer Analyse wird daher letztere Methode gewählt.

Bei der Bestimmung der Asymmetrie fällt zwar der unpolarisierte Untergrund  $N_{\text{Bg}}$  bei der Bestimmung nach der „Wirkungsquerschnitt-Differenz-Methode“ heraus

$$A \propto N_{\text{But}}^{\uparrow} - N_{\text{But}}^{\downarrow}$$

$$= \left( N_{\text{H}}^{\uparrow} + N_{\text{Bg}}^{\uparrow} \right) - \left( N_{\text{H}}^{\downarrow} + N_{\text{Bg}}^{\downarrow} \right) = N_{\text{H}}^{\uparrow} - N_{\text{H}}^{\downarrow}$$

er erhöht jedoch den relativen Fehler  $\Delta A/A$  bei der Bestimmung der Asymmetrie. Das Problem entsteht durch die Subtraktion der beiden Zahlen  $N_{\text{But}}^{\uparrow/\downarrow}$ , welche relativ zu deren Differenz groß sind.

Wir quantifizieren die zu messende Ungenauigkeit der Zählratenasymmetrie

$$\Delta A^2 = \left( \Delta N_{\text{H}}^{\uparrow} \right)^2 + \left( \Delta N_{\text{Bg}}^{\uparrow} \right)^2 + \left( \Delta N_{\text{H}}^{\downarrow} \right)^2 + \left( \Delta N_{\text{Bg}}^{\downarrow} \right)^2$$

mit  $\Delta N_{\text{Bg}}^{\uparrow} = \Delta N_{\text{Bg}}^{\downarrow} \equiv \Delta N_{\text{Bg}}$  und

$$\left( \Delta N_{\text{H}}^{\uparrow/\downarrow} \right)^2 = d N_{\text{unpol}} (\pi - 2\varphi_1 \pm 2PT \cos \varphi_1)^2$$

$$\left( \Delta N_{\text{Bg}} \right)^2 = (1 - d) N_{\text{unpol}} (\pi - 2\varphi_1)^2$$

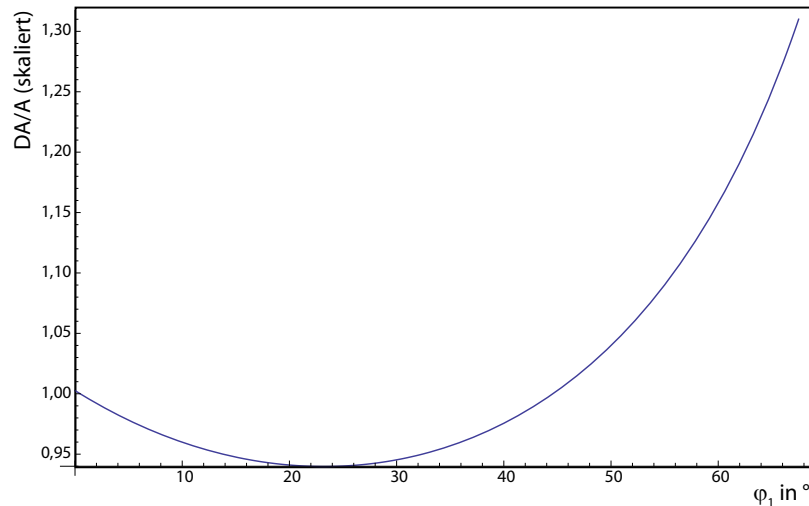


Abbildung 97: Relativer Asymmetriefehler in Abhängigkeit vom Abschneidewinkel  $\varphi_1$

und setzen dies ein

$$\frac{\Delta A}{A} = \frac{1}{\sqrt{8dPT} \sqrt{N_{\text{unpol}}}} \cdot \frac{\sqrt{\pi - 2\varphi_1}}{\cos \varphi_1} \quad (47)$$

hierbei bestimmt lediglich der zweite Term in Gleichung 47 die Lage des optimalen  $\varphi_1$ -Winkels, siehe auch Abbildung 97. Das Minimum dieser Funktion lässt sich nur numerisch zu  $23,22^\circ$  bestimmen. Er ist unabhängig von den Experimentkonstanten – lediglich die Verteilung der erzeugten Pionen im  $\varphi$ -Raum ist entscheidend. Dabei steht der Zähler mit  $\sqrt{\pi - 2\varphi_1}$  für den zu großen Abschneidewinkeln treibenden Term und der Nenner versucht mit  $\cos^{-1}(\varphi_1)$  kleine Winkel zu erreichen.

## 5.5 ANALYSE-TESTS

### 5.5.1 Verdeutlichung der gewählten Analysemethode

Im vorherigen Kapitel stellten wir zwei unterschiedliche Analysemethoden für die Bestimmung der Asymmetrien vor. Dabei entschieden wir uns nach eingiebigem Tests für das zuverlässigere Verfahren, der „Wirkungsquerschnitt-Differenz-Methode“ (siehe Abschnitt 5.4.3). Im Folgenden wollen wir mit einfachen Mitteln deren Anwendbarkeit erneut unterstreichen.

Die angestrebte Messung ausschließlich an den freien Protonen des polarisierten Butanols lässt sich trotz des hohen Untergrundbeitrags schnell demonstrieren. Die nachfolgende Betrachtung dient dabei ausschließlich der Verdeutlichung des Verfahrens – sie ist für die Bestimmung der Asymmetrien ohne Relevanz.

Zum Erlangen einer besseren Statistik verwenden wir dabei die beiden Zustände der F-Asymmetrie, „F<sup>+</sup>“ und „F<sup>-</sup>“, und nicht die von T, da der absolute Wert hierbei geringer wäre. Ferner ist es notwendig – um diese Betrachtung zu ermöglichen – aufgrund des Vorzeichenwechsels im Azimutverlauf von F bei  $\approx \pi/2$ , die Zuordnungsvorschrift geringfügig anzupassen

$$\begin{aligned} & (\Pi_C \cdot \cos \varphi > 0) \cap \left( \theta < \frac{\pi}{2} \right) \cup \\ & (\Pi_C \cdot \cos \varphi < 0) \cap \left( \theta > \frac{\pi}{2} \right) \rightarrow \text{Kategorie „}|F|^+“ \\ & (\Pi_C \cdot \cos \varphi < 0) \cap \left( \theta < \frac{\pi}{2} \right) \cup \\ & (\Pi_C \cdot \cos \varphi > 0) \cap \left( \theta > \frac{\pi}{2} \right) \rightarrow \text{Kategorie „}|F|^-“ \quad (48) \end{aligned}$$

Andernfalls würden sich sonst bei dem über alle Azimutwinkel integrierte Auftragungsbereich die Beiträge in Vorwärts- und Rückwärts-winkeln aufheben.

In Abbildung 98 (oben) sind dabei die Ergebnisse für  $|F|^+$  und  $|F|^-$  dargestellt, jeweils akkumuliert über einen großen Zeitraum (Butanolstrahlzeitabschnitte F bis H) und über alle Photonenenergien. Zusätzlich fand eine Anpassung an den relativen Photonenfluss-Unterschied zwischen den beiden Zuständen statt. Im Anschluss wurde die Differenz gebildet und eine Gauß-Funktion angepasst, vgl. die untere Abbildung. Mit einer Breite von  $\sigma = 9,4(1)$  MeV bei einer mittleren Position von 938(8) MeV entspricht das Ergebnis dem beim Einsatz von Wasserstoff als Targetmaterial.

Diese Betrachtung verdeutlicht insbesondere, dass ausschließlich Reaktionen an freien Protonen in das Analyseergebnis für die Asymmetrien T und F einfließen.

### 5.5.2 Korrekturen auf kumulierte Photonenflüsse

Zur Verdeutlichung der im vorherigen Kapitel 5.4 erwähnten notwendigen Skalierung auf die unterschiedlichen kumulierten Photonenflüsse zeigen wir die in der Analyse notwendigen und angewandten Korrekturen. Gleichzeitig wird damit ein wesentlicher Einfluss auf die Messgenauigkeit unseres Experiments aufgezeigt.

#### *Grenzen der Markierungseffizienzbestimmung*

Zu Verringerung systematischer Messfehler, welche aus Detektorsymmetrien herrühren können, wurden die Messungen am Butanol mit zwei unterschiedlichen Targetspin-Ausrichtungen durchgeführt. Der Targetspin befand sich, relativ zum Laborsystem, in den beiden Konfigurationen  $\varphi_p = \pm \frac{\pi}{2}$ . Die Messdaten beider Ausrichtungen müssen zur Aufhebung potentieller systematischer Asymmetrien im gleichen Verhältnis in das Messergebnis eingehen. Die kanalweise Bestimmung dieses Normierungsfaktors ist in Abbildung 99 gezeigt.

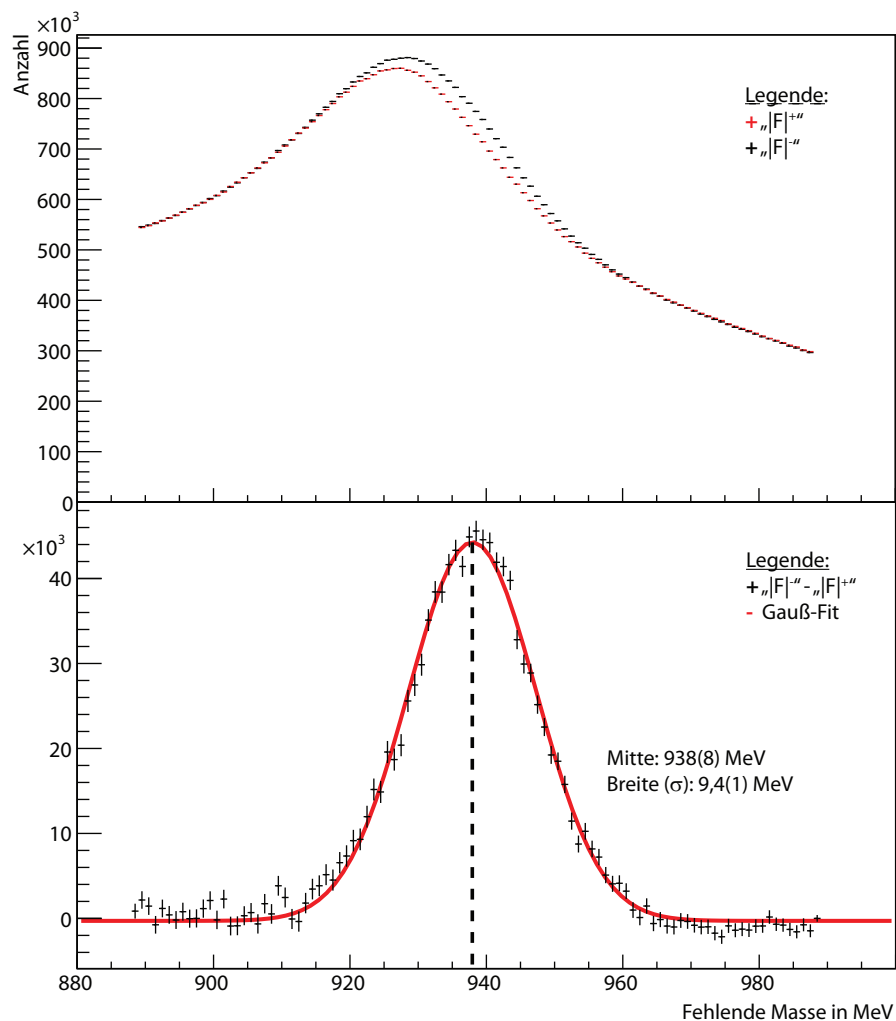


Abbildung 98: Zur Verdeutlichung der Analysemethode und deren ausschließlicher Einbeziehung freier Protonen. Einbezogen sind die Butanolstrahlzeiten F bis H und alle Photonenenergien kumuliert.

Oben: Modifizierte  $|F|$ -Daten gemäß Zuordnungsvorschrift 48 für beide Fälle (+/-), relativ normiert zueinander.

Unten: Die Differenz der beiden oberen Butanol-Datensätze zeigt ein Messergebnis welches typisch für den Crystal Ball-Detektor mit freien Protonen als Targetmaterial ist.

Diese Darstellung verdeutlicht damit, dass in das Analyseergebnis dieser Arbeit ausschließlich Reaktionen an freien Protonen eingehen.

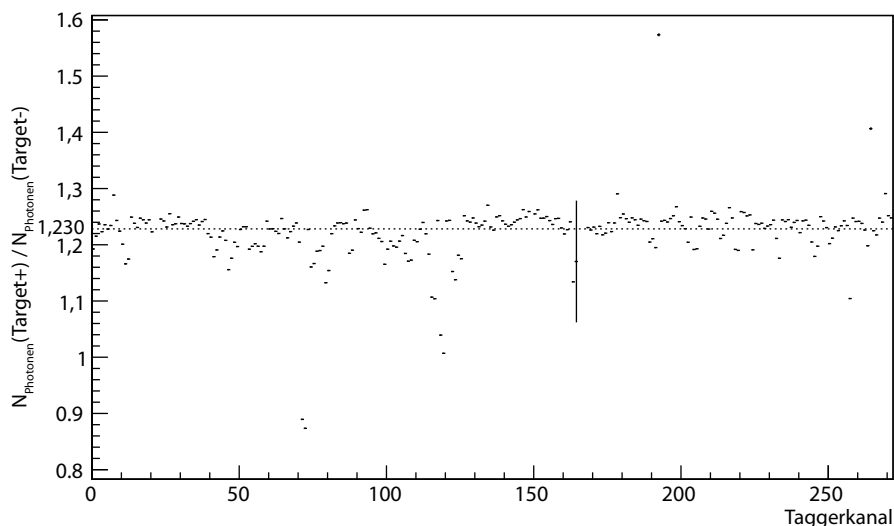


Abbildung 99: Relativer Photonenfluss der beiden Targetspin-Ausrichtungen (im Laborsystem) mit dem Targetmaterial Butanol bei der Bestimmung von  $T$  für jeden einzelnen Kanal der Photonenmarkierungsanlage. Die starken kanalweisen Schwankungen hängen mit den Defekten in der Photonenmarkierungsanlage zusammen und stören wesentlich die Messgenauigkeit.

Bei der Bestimmung des Photonenflusses sind die Korrekturen durch die Markierungseffizienz-Bestimmungen, siehe Kapitel 4.5, eingegangen.

Die mittlere Abweichung von 1 ist auf eine unterschiedliche Messdauer in der jeweiligen Ausrichtung zurückzuführen und sorgt lediglich für eine Skalierung der Messfehler in der Art, dass sie nicht mehr ausschließlich statistischer Natur sind. Ein schwerwiegendes Problem ist jedoch die schwankende Effizienz der einzelnen Kanäle der Photonenmarkierungsanlage: Die starke Schwankung in der Normierung (zwischen 0,9 und 1,5) zeigt die große systematische Ungenauigkeit bei der Bestimmung des jeweiligen Photonenflusses an, denn eigentlich sollten sämtliche Schwankungen durch die Bestimmung des Photonenflusses bereits beseitigt sein.

Wir erkennen hieran die Grenzen der Methode zur Bestimmung des Photonenflusses im Falle eines nicht optimal arbeitenden Detektors und gleichzeitig die schwierige Quantifizierung des Effekts.

#### *Anpassung der Leertarget-Messungen*

Die für die Normierung dieser Arbeit notwendigen Messungen an Wasserstoff bedürfen für den Untergrundabzug einer Messung mit leerem Target. Durch die begrenzte Strahlzeit von nur wenigen Tagen beträgt das Verhältnis des Photonenflusses zwischen vollem zu leerem Target 2,95. Hier wäre ein Verhältnis, welches näher an 1 liegt,

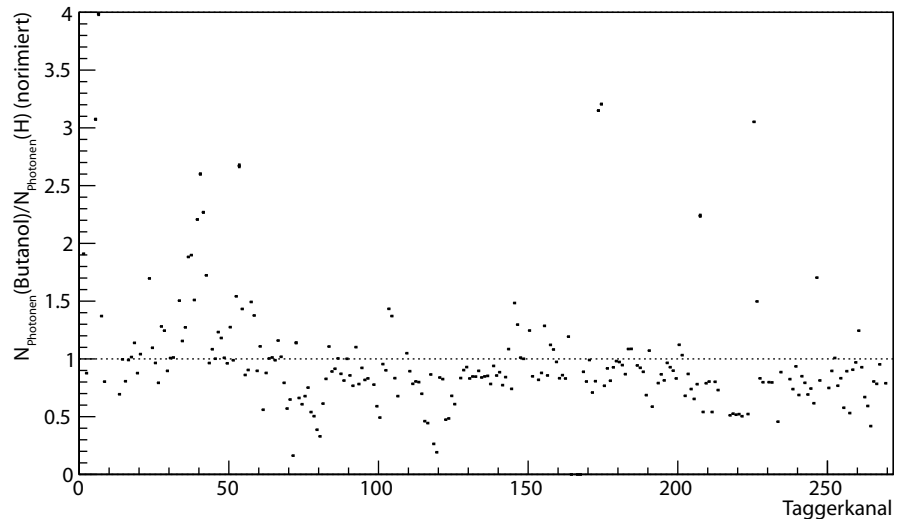


Abbildung 100: Normierter Photonenfluss zwischen den beiden Strahlzeiten am Butanol und Wasserstoff. Auch bei diesem Vergleich fallen die starken kanalweisen Schwankungen – welche die Messgenauigkeit reduzieren – auf.

zum Erreichen eines niedrigeren statischen Fehlers im Endergebnis wünschenswert.

#### *Vergleich des Photonенflusses zwischen Butanol und Wasserstoff*

Ebenso wie bei dem im Abschnitt 5.5.2 gezeigten Vergleich des Photonенflusses zwischen den beiden Targetausrichtungen, fällt Ähnliches auch beim Vergleich des Photonенflusses zwischen den Messungen am Butanol und Wasserstoff auf. Dies wird in Abbildung 100 gezeigt.

Für zukünftige Messungen ist dies sicherlich einer der Hauptverbesserungspunkte: Die Verringerung des systematischen Fehlers durch die schwankende Markierungseffizienz.

#### 5.5.3 Tests auf systematische und statistische Unsicherheiten: $T'$ , $F'$

Durch die Betrachtung zweier weiterer Asymmetrien  $T'$  und  $F'$  gelingt eine weitere unabhängige Beurteilung systematischer Fehler. In Analogie zu den Zuordnungsvorschriften von  $T$  und  $F$  führen wir zwei „verbleibende“ Vorschriften für  $T'$

$$h \sin \varphi > 0 \rightarrow + \quad \text{und} \quad h \sin \varphi < 0 \rightarrow -.$$

mit der Helizität  $h$  des einlaufenden Photons und  $F'$

$$\cos \varphi > 0 \rightarrow + \quad \text{und} \quad \cos \varphi < 0 \rightarrow -.$$

ein.

Wir erwarten für ein ideales Experimentergebnis, dass die Werte innerhalb ihrer Fehler mit Null identisch sind. Dies werden wir in den Abschnitten [6.2.4](#) und [6.2.5](#) eingehend untersuchen.





## ERGEBNISSE

---

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse aus den genommenen Messdaten mit transversal polarisiertem Target im Energiebereich bis 450 MeV Strahlenergie diskutiert. Die gewonnenen Erkenntnisse werden dargestellt und diskutiert. Dabei gehen wir auf die Ergebnisse dreier Analysen ein:

1. Die im Rahmen dieser Arbeit, gemäß Kapitel 5.4.3, entstandenen Messdaten für die Asymmetrien  $T$  und  $F$ .
2. Die in der Analyse von [Sch13b] (Schumann) gewonnenen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_0 T$  und  $\sigma_0 F$ , welche in Kapitel 5.4.3 vorgestellt wurde.
3. Die in der Analyse von [Bar12] (Barrientos, wie in 5.4.2 diskutiert) gewonnenen Asymmetrien  $T$  und  $F$ .

Für alle drei Analysen liegen die Messdaten einzeln für alle funktionierenden Kanäle (d.h. mit einer Effizienz  $> 0$ ) der Photonmarkierungsanlage vor. Im Grad der  $\theta$ -Winkel-Abdeckung unterscheiden sie sich jedoch: Diese Arbeit und [Sch13b] decken den Bereich von 0 bis  $180^\circ$  in  $10^\circ$  Schritten ab. [Bar12] deckt in  $15^\circ$  Schritten den Bereich von  $20$  bis  $170^\circ$  ab.<sup>1</sup> Zusätzlich wurde bei Bedarf der in [Hor13] gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0$  an die Asymmetrien  $T$  und  $F$  multipliziert, um sie mit den in [Sch13b] gewonnenen Wirkungsquerschnitten zu vergleichen.

Ebenso unterscheiden sich auch die jeweiligen Energieabdeckungen: Während diese Arbeit und die von Schumann den gesamten Energiebereich umfasst, beginnen die Daten von Barrientos erst bei  $E_\gamma = 200.0$  MeV.

In vielen Darstellungen werden zusätzlich zu den Daten Modelle, wie MAID [Dregg, Dreo7] und MAID-DMT [Kamo1], eingetragen.

### 6.1 QUALITATIVE BETRACHTUNG

Wir beginnen mit einer qualitativen Betrachtung der Messdaten dieser Arbeit, um einen Eindruck von der statistischen Genauigkeit zu erhalten. Dazu betrachten wir in Abbildung 101 und 102 die Observablen  $T$  und  $F$  bei drei festen Polarwinkeln ( $\theta = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ , mit einer

<sup>1</sup> Die Arbeit enthält widersprüchliche Angaben: An anderer Stelle werden die Daten als  $15$  bis  $165^\circ$  dargestellt. Unsere Annahme basiert auf den Daten aus dem Anhang der Arbeit.

jeweiligen Breite von  $\pm 5^\circ$ ) in Abhängigkeit von der Photonenenergie  $E_\gamma$ .

In den Abbildungen 103 und 104 findet eine ähnliche Auftragung statt: Bei drei unterschiedlichen Photonenenergien werden die Observablen  $T$  und  $F$  gegen den Polarwinkel aufgetragen. Mit den gewählten Photonenenergien wurde versucht, den Schwellenbereich, d.h. den Bereich um die  $\Delta$ -Resonanz, und darüber hinausgehende Energien abzudecken.

Einige Anmerkungen:

- Auffällig ist die hohe statistische Signifikanz im Bereich oberhalb 200 MeV Photonenenergie, welche dann mit zunehmender Nähe zur Produktionsschwelle bei 144,7 MeV stark abnimmt.
- Wie auch in den weiteren Darstellungen auffallen wird, beschreibt das Modell MAID-DMT im Vergleich zum Modell MAID die Messdaten besser. Bislang sind die Messdaten in noch kein Modell eingegangen.
- Unter kleinen Vorwärts- und Rückwärtswinkeln ist eine größere Unsicherheit im Vergleich zu den anderen Winkelbereichen erkennbar. Diese bedingt sich vor allem an der begrenzten Raumabdeckung der eingesetzten Detektoren und dem geometrischen Faktor  $\sim \sin \theta$ .

In einer späteren Multipolanalyse wird über Winkel- und ggf. auch Energien gemittelt. Um einen Eindruck über die Aussagekraft unserer Messdaten nach einer solchen Anpassung zu gewinnen, werden wir für die folgende Darstellung einen Fit von Legendrepolyomen an die Messdaten durchführen.

## 6.2 GESAMTBETRACHTUNGEN

### 6.2.1 Entwicklung in eine Legendrereihe

Um eine übergreifende Beurteilung aller Messdaten zu ermöglichen, entwickeln wir für alle nachfolgenden Betrachtungen die gemessenen Observablen  $O_i(\theta, \omega)$ , welche in unserem Falle  $\sigma_0 T$  und  $\sigma_0 F$  entsprechen, nach Legendrepolyomen. Liegen die Messdaten als Asymmetrie vor, so multiplizieren wir diese mit dem in [Hor13] gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt. Die Entwicklung läuft gemäß

$$O_i(\theta, \omega) = \frac{q(\omega)}{k(\omega)} \cdot \sin \theta \cdot \sum_{n=0}^{n_{\max}} c_{in}(\omega) P_n(\cos \theta)$$

mit dem Pion-Impuls  $q$

$$q(\omega) = \sqrt{\varepsilon^2 - m_{\pi^0}^2}, \quad \varepsilon = (s + m_{\pi^0}^2 - m_p^2) / 2\sqrt{s},$$

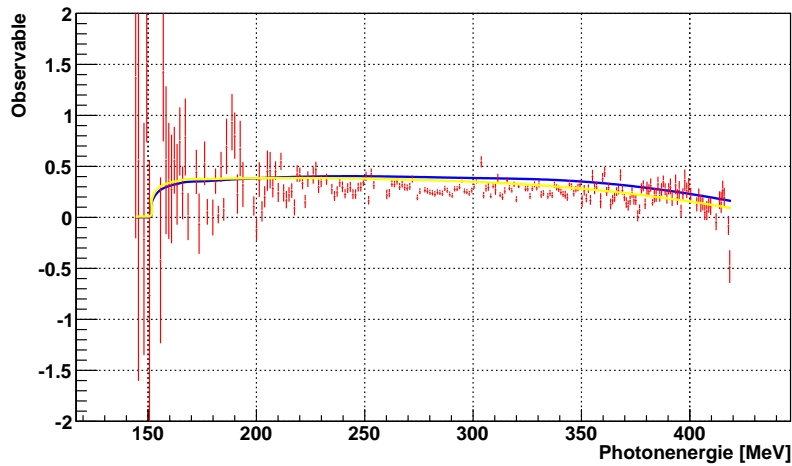
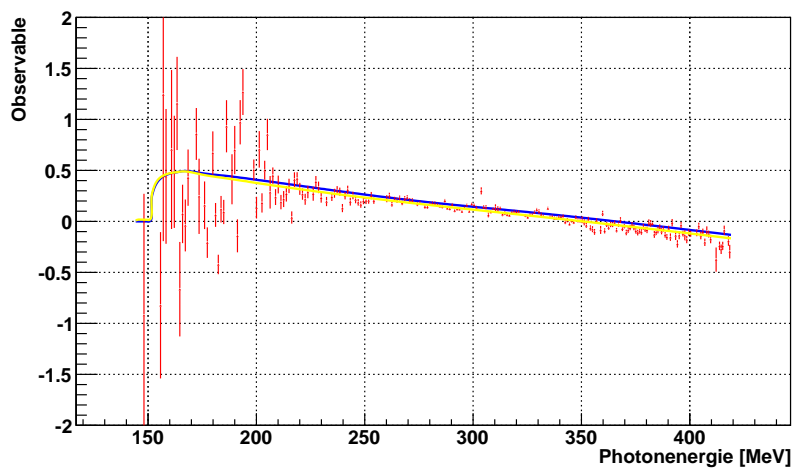
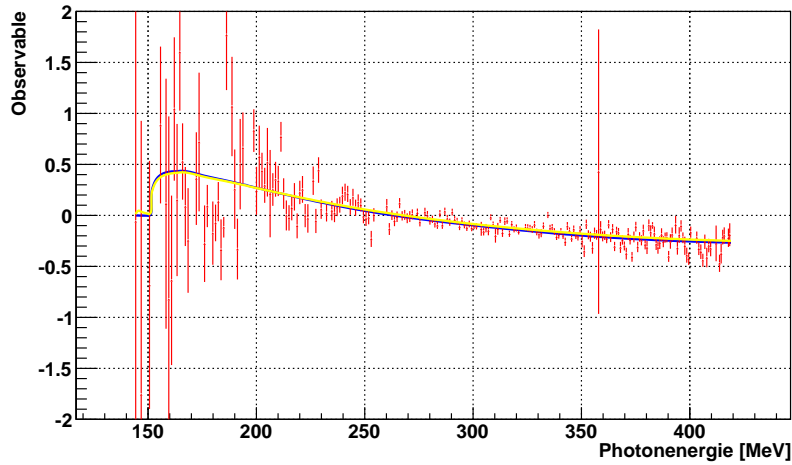


Abbildung 101: Die gemessene Asymmetrie  $T$  (rot) gegen die Photonenergie  $E_\gamma$  bei  $\theta = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ . Zusätzlich sind die beiden Modelle MAID (blau) und MAID-DMT (gelb) als durchgezogene Linie eingetragen. Auffällig ist die statistische Ungenauigkeit von der Schwelle (144,7 MeV) bis etwa 200 MeV.

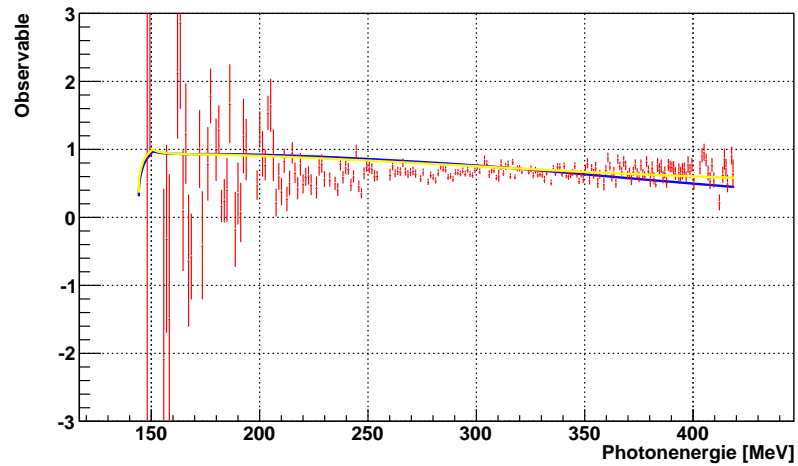
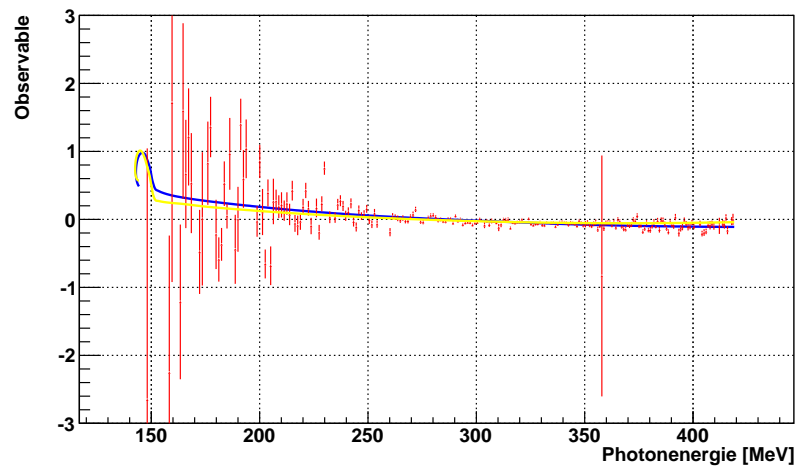
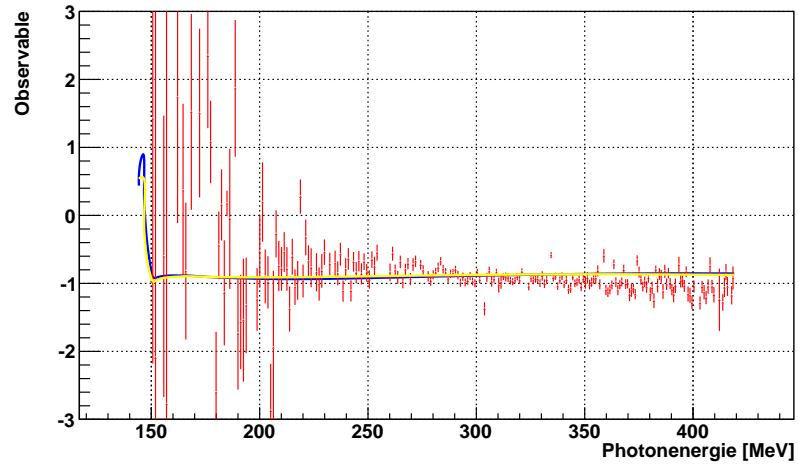


Abbildung 102: Die gemessene Asymmetrie  $F$  (rot) gegen die Photonenergie  $E_\gamma$  bei  $\theta = 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ . Zusätzlich sind die beiden Modelle MAID (blau) und MAID-DMT (gelb) als durchgezogene Linie eingetragen. Auffällig ist die statistische Ungenauigkeit von der Schwelle (144,7 MeV) bis etwa 210 MeV.

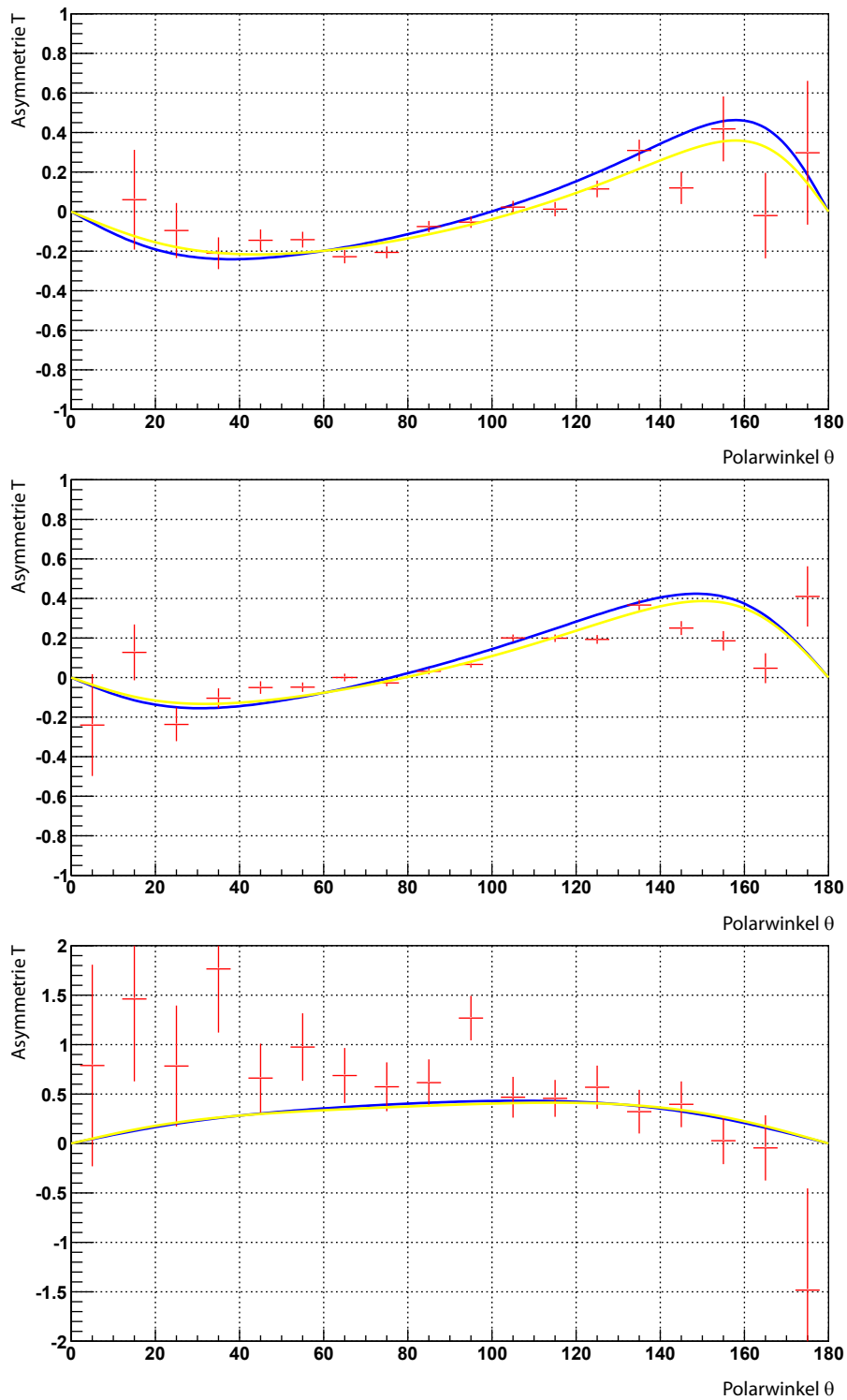


Abbildung 103: Die gemessene Asymmetrie  $T$  (rot) gegen den Polarwinkel  $\theta$  bei verschiedenen Photonenergien  $E_\gamma = 378,5 \text{ MeV}$  (oben, entspricht Taggerkanal 49),  $E_\gamma = 315,7 \text{ MeV}$  (Mitte, Taggerkanal 114,  $\Delta$ -Resonanz-Bereich) und  $E_\gamma = 193,8 \text{ MeV}$  (unten, Taggerkanal 217, Schwellenbereich). Zusätzlich sind die beiden Modelle MAID (blau) und MAID-DMT (gelb) als durchgezogene Linie eingetragen.

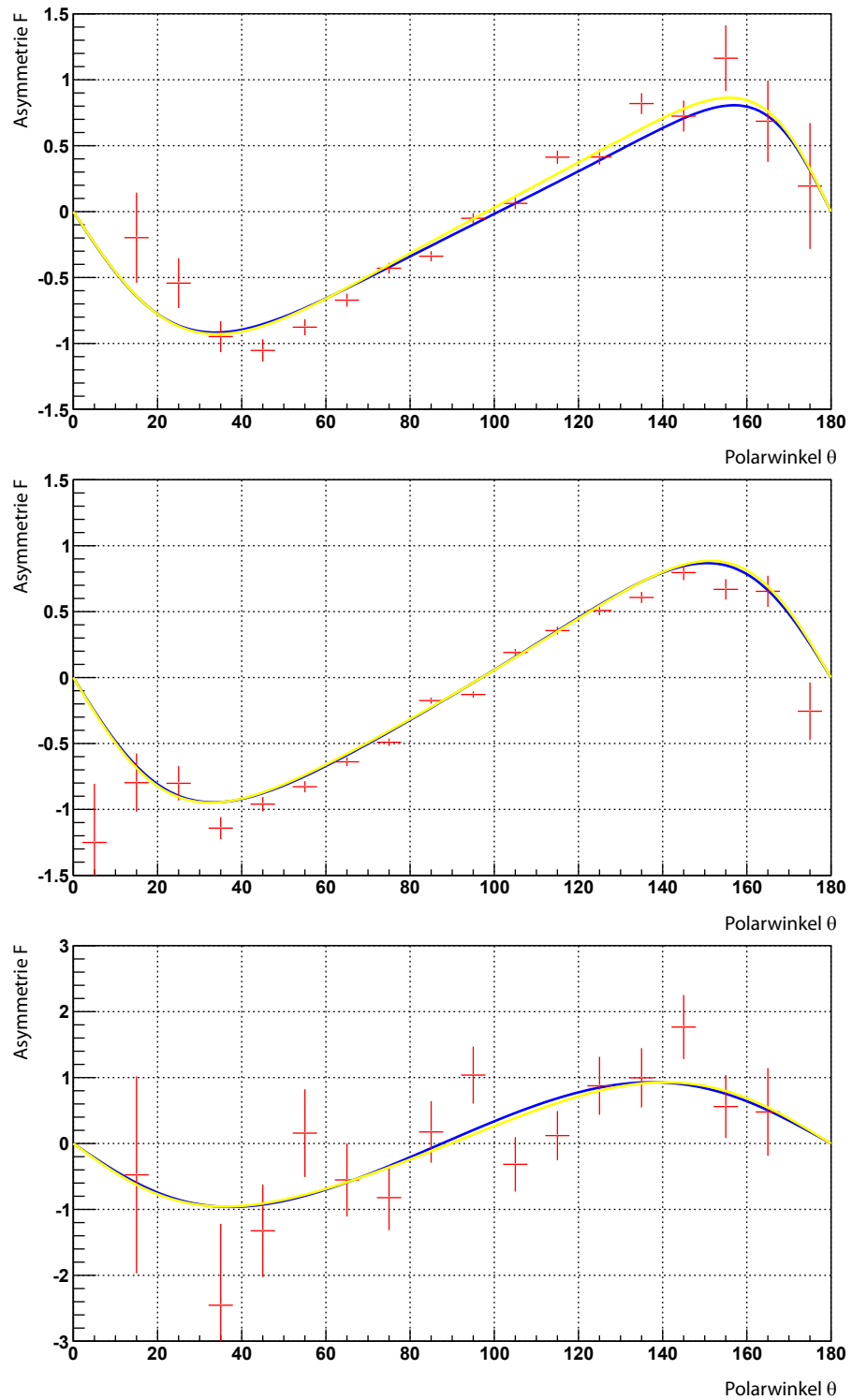


Abbildung 104: Die gemessene Asymmetrie  $F$  (rot) gegen den Polarwinkel  $\theta$  bei verschiedenen Photonenergien  $E_\gamma = 378,5$  MeV (oben, entspricht Taggerkanal 49),  $E_\gamma = 315,7$  MeV (Mitte, Taggerkanal 114,  $\Delta$ -Resonanz-Bereich) und  $E_\gamma = 193,8$  MeV (unten, Taggerkanal 217, Schwellenbereich). Zusätzlich sind die beiden Modelle MAID (blau) und MAID-DMT (gelb) als durchgezogene Linie eingetragen.

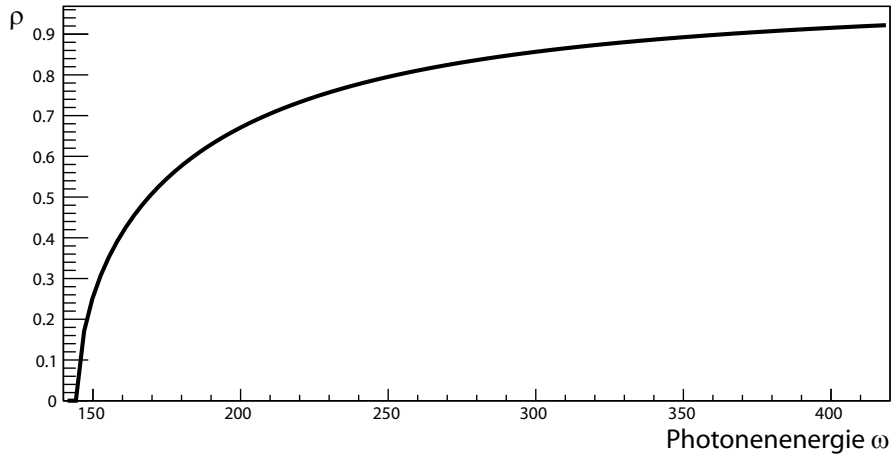


Abbildung 105: Der Phasenraumfaktor  $\rho$ . Deutlich ist sein gleichmäßiger Verlauf, der von einer Wurzelfunktion dominiert wird.

der Schwerpunktsenergie  $s = m_p^2 + 2\omega m_p$ , der Protonmasse  $m_p$ , der Photonenergie  $\omega$  im Laborsystem und dem Photonimpuls  $k$

$$k = \omega_{cm}(\omega), \quad \omega_{cm}(\omega) = (s - m_p^2) / 2\sqrt{s}.$$

Zusammen bilden die beiden Impulse den Phasenraumfaktor  $\rho \equiv q/k$ , welcher durch eine Wurzelfunktion dominiert wird, siehe Abbildung 105. Die Koeffizienten  $c_n$  sind bilineare Kombinationen der komplexen Multipolamplituden  $A_{l,k}(\omega)$ , siehe Kapitel 2. Das Abbrechen der Entwicklung nach dem  $(n_{\max} + 1)$ -ten Grad wird sowohl durch die Genauigkeit der Messdaten als auch durch die Pion-Produktionsmechanismen bestimmt. Dies wird aus den folgenden Abbildungen ersichtlich.

Die Frage nach der Wahl von  $n_{\max}$  sollte energieabhängig beantwortet werden: Wir tragen dazu das über alle Energien gemittelte  $\chi^2$  der Legendreentwicklungen in Abhängigkeit von  $n_{\max}$  in Abbildung 106 auf. Für  $n_{\max} > 2$  ist keine weitere Verbesserung der Anpassung zu erkennen, d.h. die ermittelten Koeffizienten für  $n > 2$  sind von geringer Relevanz und im Rahmen ihrer Fehler mit Null verträglich. Um dies zu demonstrieren, werden wir in der weiteren Diskussion immer die ersten drei Legendre-Koeffizienten darstellen und besprechen.

Die Anpassung wurde trotzdem mit  $n_{\max} = 3$  durchgeführt, um eine geringere Abhängigkeit der Koeffizienten-Ergebnisse vom gewählten  $n_{\max}$  zu erreichen.

Bereits im Vorgriff auf alle kommenden Fits sei angemerkt, dass deren Qualität – ausgedrückt durch das reduzierte  $\chi^2$  – in etwa gleich war und daher zusammenfassend in Abschnitt 6.3.3 besprochen wird.

Wie im vorherigen Abschnitt gezeigt, sind die ersten drei bzw. vier Legendre-Polynome für unsere Betrachtung von Relevanz. Aufgrund

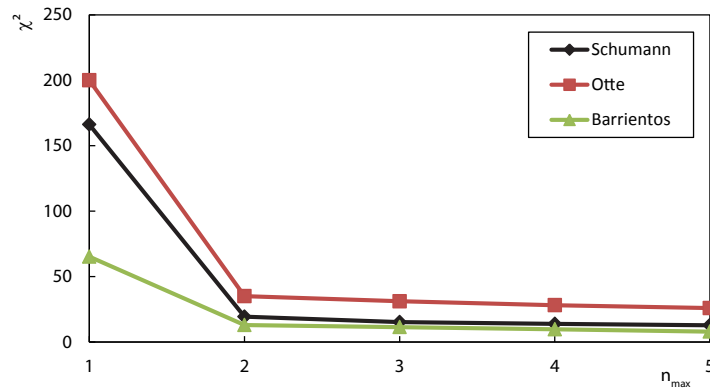


Abbildung 106: Das mittlere  $\chi^2$  für die Entwicklung von  $\sigma_0 T$  nach Legendrepolynomen bei unterschiedlichen  $n_{\max}$ . Es ist deutlich das Plateau für  $n_{\max} \geq 2$  zu erkennen.

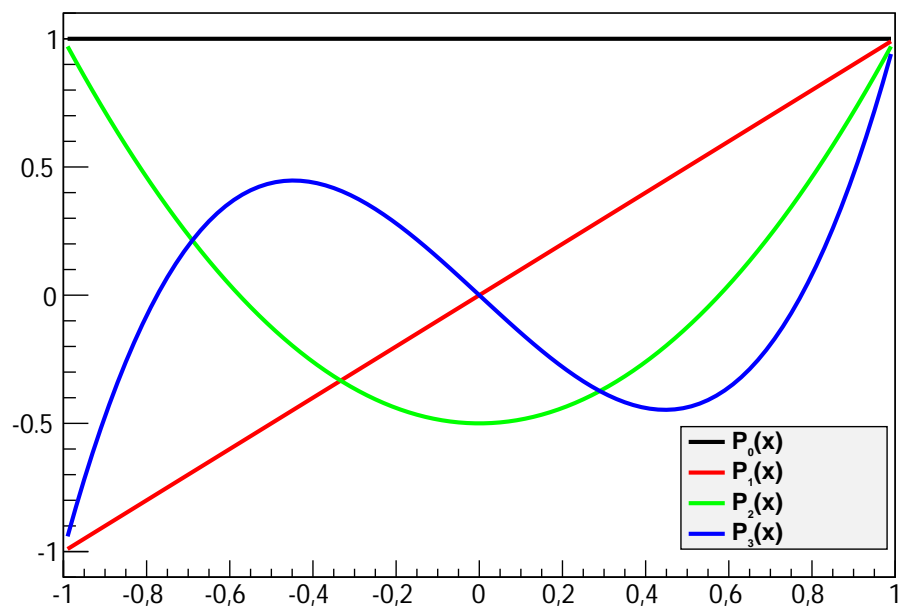


Abbildung 107: Die ersten vier Legendre-Polynome.

dessen werden wir diese zur weiteren Verdeutlichung diskutieren. Sie lauten:

$$\begin{aligned}
 P_0(x) &= 1 \\
 P_1(x) &= x \\
 P_2(x) &= \frac{1}{2}(3x^2 - 1) \\
 P_3(x) &= \frac{1}{2}(5x^3 - 3x)
 \end{aligned}$$

und sind in Abbildung 107 dargestellt. In unserem konkreten Anwendungsfall mit  $x = \cos \theta$  beschreibt dabei der Polynom 0. Grades ( $P_0$ ) einen konstanten Offset,  $P_1$  einen Unterschied zwischen Vorwärts- und Rückwärtswinkeln,  $P_2$  einen Unterschied zwischen der Region um  $\theta = 90^\circ$  verglichen mit denen bei  $\theta \in \{0^\circ, 180^\circ\}$  sowie weitere



Effekte in den höheren Ordnungen ( $P_n, n > 2$ ). Diese schemenhafte Beschreibung der Koeffizienten hilft, physikalische Zusammenhänge – aber auch systematische Effekte in den Messdaten – besser zu erkennen.

Im Gesamten ist durch diese Betrachtungsmethode auf die Daten sichergestellt, dass die grundsätzliche Struktur der gesamten Messgrößen durch die Entwicklung korrekt wiedergegeben und eine übergreifende Diskussion ermöglicht werden. Zur weiteren Verbesserung der Lesbarkeit wurde an die energieabhängigen Legendrekoeffizienten die phänomenologische Funktion

$$f(x) = \frac{\sum_{i=0}^3 a_i x^i}{\sum_{i=0}^2 b_i x^i} \quad (49)$$

angepasst, womit Schwankungen statistischer Natur, aber auch systematische zwischen benachbarten Taggerkanälen, ausgeglichen werden. Die gewonnen Anpassungen dienen nicht nur dem Auge als Hilfe, sondern werden auch bei der Bestimmung des systematischen Fehlers verwendet. Die Werte der Parameter  $a_i$  und  $b_i$  sind im Anhang [A.2](#) zusammengefasst.

### 6.2.2 Betrachtung der Observable $\sigma_0 T$

In [Abbildung 108](#) sind die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Legendrekoeffizienten der Messdaten für  $\sigma_0 T$  zusammen mit den beiden Modellen MAID und MAID-DMT aufgetragen. Zu erkennen ist, dass nur die ersten beiden Koeffizienten einen signifikanten Beitrag enthalten. Für  $P_2$  gilt dies erst ab etwa 300 MeV, wobei hier der Fehler groß ist. Bei den beiden Modellen beschreibt MAID-DMT die Messdaten besser.

Im Vergleich zwischen den beiden Messdatensätzen von [[Sch13b](#)] und dieser Arbeit – dargestellt in [Abbildung 109](#) – wird ersichtlich, dass in  $P_0$  eine gute Übereinstimmung bei kleinen statistischen Fehlern vorliegt und in  $P_1$  ein Unterschied von durchgängig etwa 10-20 % vorliegt. Für  $P_2$  ist eine Unterscheidung innerhalb der Messfehler nicht möglich. Die MAID-DMT Lösung favorisiert je nach Energiebereich unterschiedliche Messdatenreihen.

Die Sprünge zwischen benachbarten Messpunkten sind nicht nur statistischer Natur, sondern vornehmlich auf Probleme mit der Photonmarkierungsanlage zurückzuführen (siehe [Kapitel 4.4.4](#)). Es fällt ferner auf, dass diese Sprünge in den Daten dieser Analyse im Vergleich zu Schumann größer und häufiger sind. Der Grund dafür ist die zweimalige Verwendung der problematischen Markierungsanlage, jeweils in den Strahlzeiten mit Butanol und Wasserstoff als Targetmaterial, während Schumann nur auf die einmalige Verwendung von Messdaten angewiesen ist.

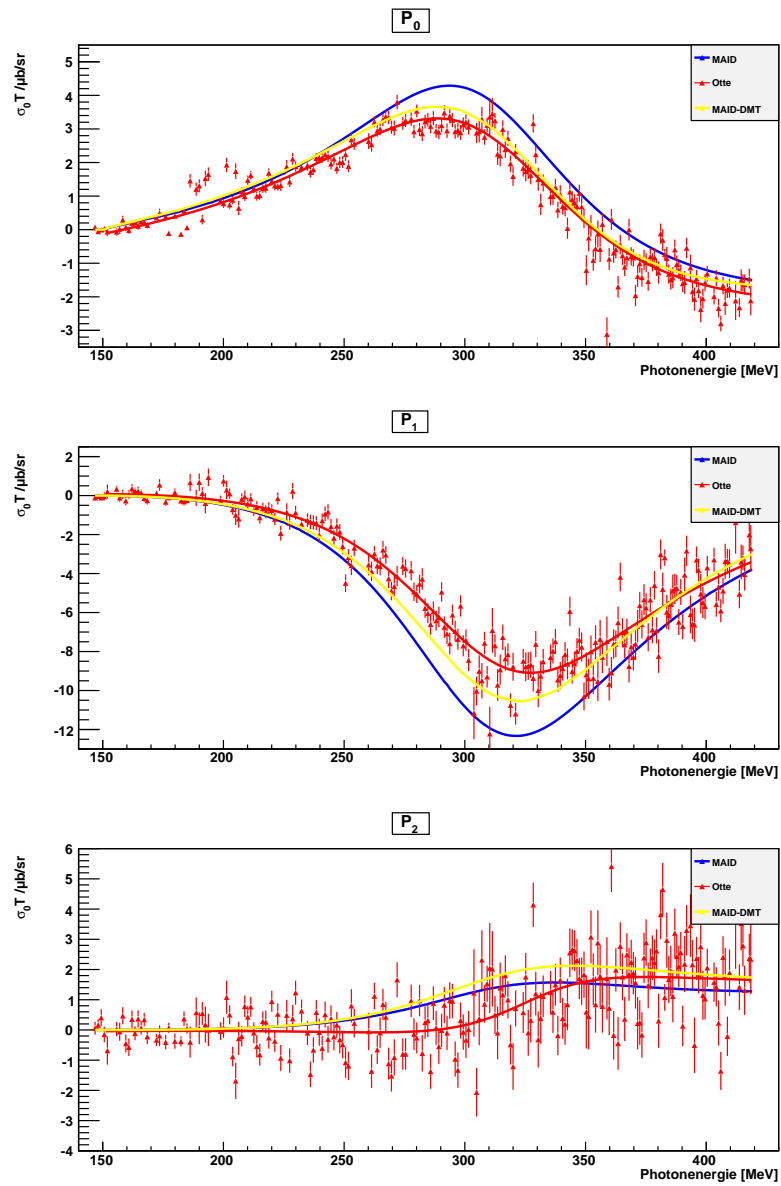


Abbildung 108: Die ersten 3 Legendre-Koeffizienten der gemessenen Asymmetrie  $\sigma_0 T$  (rot) zusammen mit einem phänomenologischen Fit (rote Linie). Zusätzlich sind die beiden Modelle MAID (blau) und MAID-DMT (gelb) als durchgezogene Linie eingetragen.

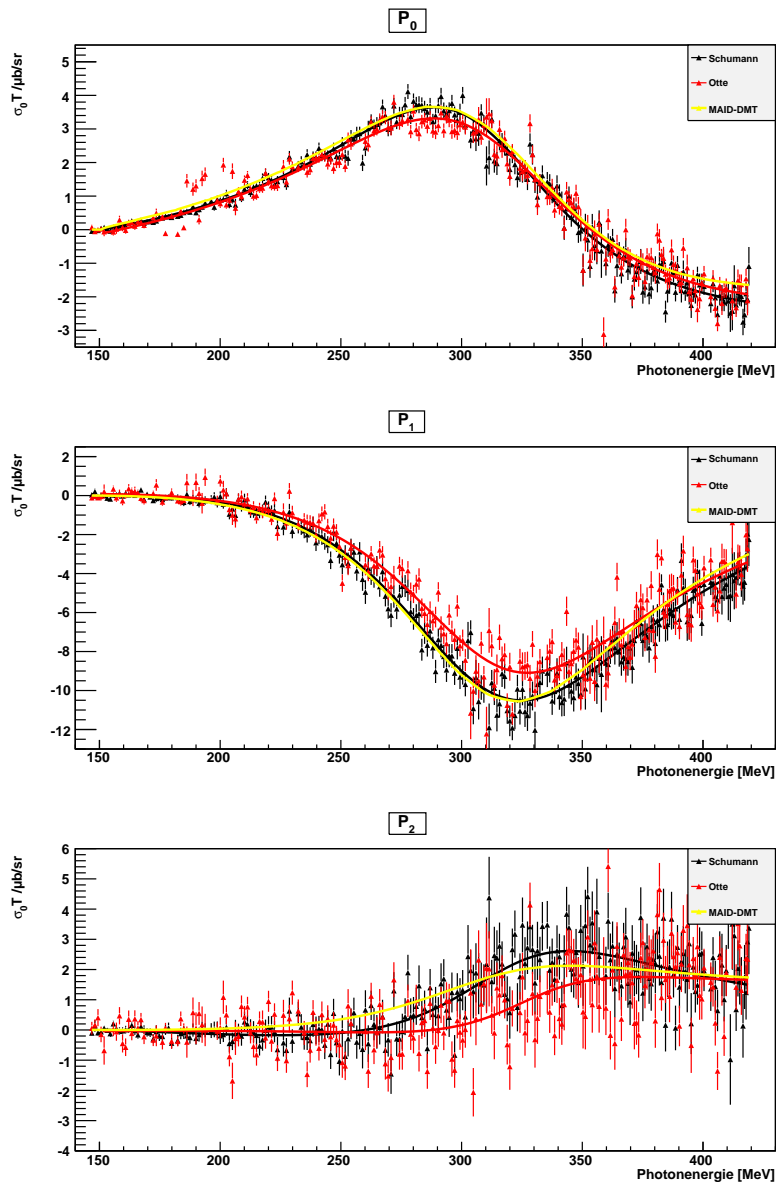


Abbildung 109: Die ersten 3 Legendre-Koeffizienten der gemessenen Asymmetrie  $\sigma_0 T$  (rot: diese Arbeit, schwarz: Schumann) zusammen mit phänomenologischen Fits (Linien). Zusätzlich ist das Modell MAID-DMT als durchgezogene gelbe Linie eingetragen.

### 6.2.3 Betrachtung der Observable $\sigma_0 F$

Die ersten drei Legendrekoeffizienten für  $\sigma_0 F$  aus Messdaten dieser Arbeit sind in Abbildung 110 dargestellt. Die beiden Koeffizienten  $P_0$  und  $P_1$  belaufen sich auf einen durchgängig von Null signifikant unterschiedlichen Beitrag mit dem alles dominierenden Koeffizienten  $P_1$ . Dem gegenüber weicht  $P_2$  – wie schon bei der Observable  $\sigma_0 T$  – im Rahmen der Fehler erst ab Energien über 300 MeV signifikant von Null ab. Im Vergleich der Modelle relativ zu den Messdaten schneidet auch hier das MAID-DMT Modell besser ab.

Der größere Betrag der Asymmetrie  $F$  kommt vor allem in der Vorwärts-/Rückwärts-Asymmetrie  $P_1$  zur Geltung. Ebenso treten die Auswirkungen der problematischen Photonmarkierungsanlage wieder in den Messdaten hervor.

Dem Vergleich zwischen den beiden Analysen dieser Arbeit und von Schumann dient Abbildung 111. Über alle Energien hinweg, fällt der Unterschied zwischen den beiden Analysen – im Vergleich zur Diskrepanz bei  $\sigma_0 T$  – wesentlich geringer aus. Während sich die Messdaten im Rahmen ihrer Fehler in der Schwellenregion und für hohe Energien um 400 MeV für  $P_0$  und  $P_1$  nicht unterscheiden, fällt doch ein Unterschied von bis zu 5% für  $P_1$  und 10-20% für  $P_0$  im Bereich von 220 MeV bis zur  $\Delta(1232)$ -Resonanz bei etwa 340 MeV Photonenenergie auf. Der gemittelte Verlauf von  $P_2$  für Energien größer 250 MeV lässt ein gegensätzliches Verhalten der beiden Messdaten erkennen. Hierbei ist die statistische Signifikanz jedoch gering.

### 6.2.4 Betrachtung der Observable $\sigma_0 T'$

Die Asymmetrie  $T'$  ist – ebenso wie  $F'$  – ein Maß für die Zuverlässigkeit der Messung und gibt Auskunft über die Stärke des systematischen Fehlers. Wir rekapitulieren einen wichtigen Zusammenhang aus Kapitel 5.5.3: Während für  $T$  die Zuordnungsvorschrift für die beiden Kategorien der Asymmetrie

$$\sin \varphi > 0 \rightarrow + \quad \text{und} \quad \sin \varphi < 0 \rightarrow -$$

lautet, ist sie für  $T'$  noch mit der Helizität  $h$  des einlaufenden Photons multipliziert:

$$h \sin \varphi > 0 \rightarrow + \quad \text{und} \quad h \sin \varphi < 0 \rightarrow -.$$

Der im Experiment ermittelte Wert für  $T'$  sollte im Rahmen der Fehler mit Null verträglich sein. Dies werden wir im Folgenden überprüfen.

Im Prinzip reicht es für die Messung von  $T$  und  $T'$  aus, das Experiment mit lediglich einer Detektor- und Protonenspin-Ausrichtung (in Bezug auf das Laborsystem) durchzuführen. Zur Reduktion vorhandener Detektor-Asymmetrien, vgl. z.B. das Kapitel 4.4.3, wurde das Experiment auch mit um  $180^\circ$  gedrehten Protonenspin durchgeführt.

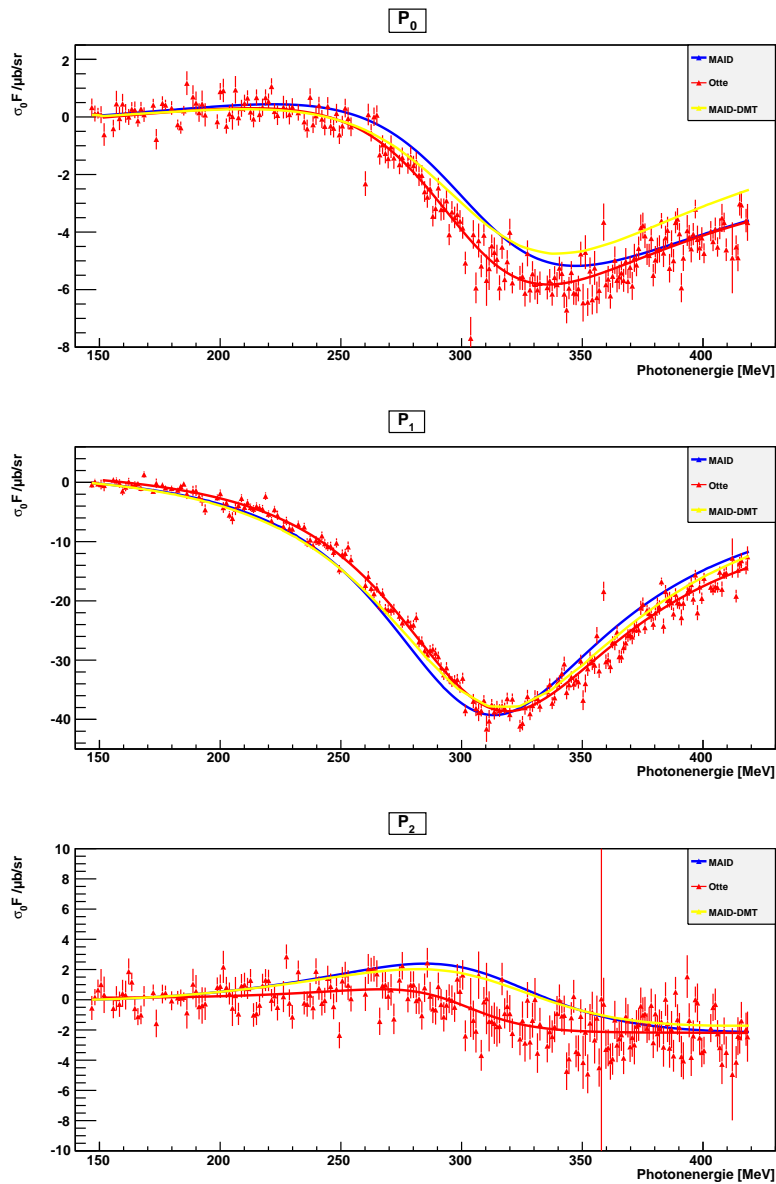


Abbildung 110: Die ersten 3 Legendre-Koeffizienten der gemessenen Asymmetrie  $\sigma_0 F$  (rot) zusammen mit phänomenologischen Fits (Linien). Als Strahlasymmetrie wurde der Normalfall  $A = 0$  angenommen. Zusätzlich ist das Modell MAID (blau) und MAID-DMT (gelb) als durchgezogene Linie eingetragen.

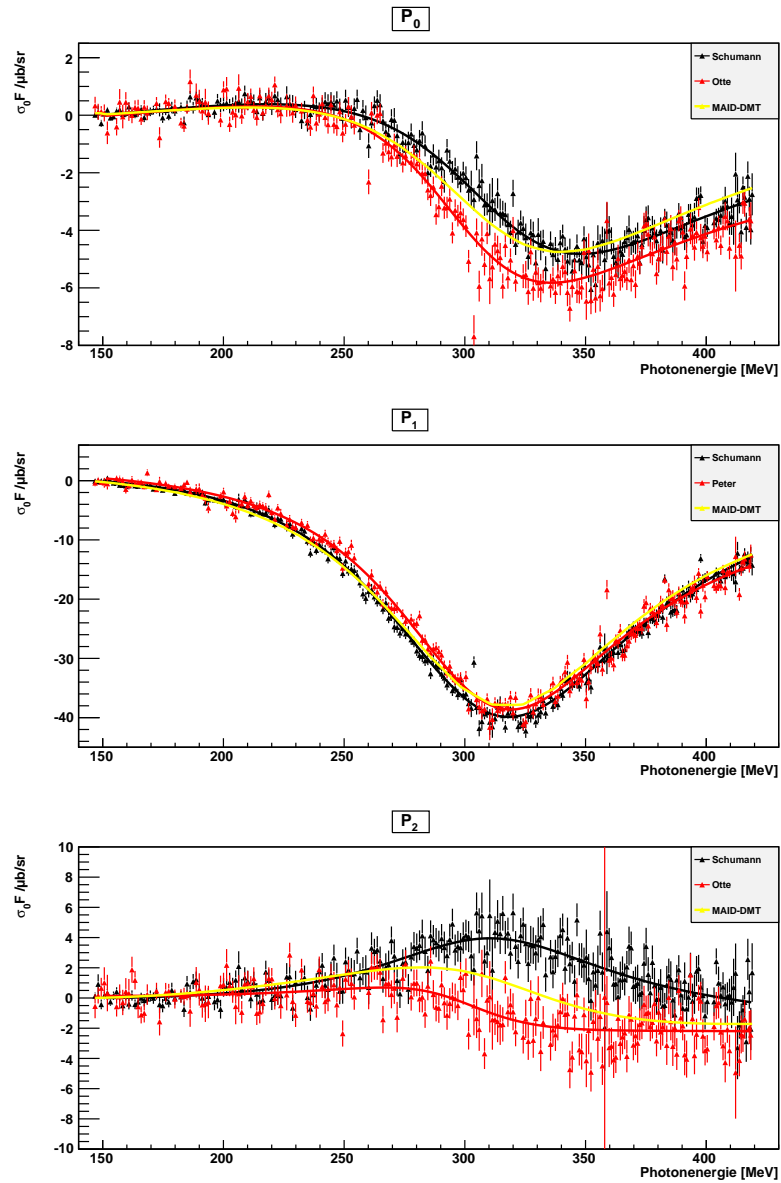


Abbildung 111: Die ersten 3 Legendre-Koeffizienten der gemessenen Asymmetrie  $\sigma_0 F$  (rot: diese Arbeit, schwarz: Schumann) zusammen mit phänomenologischen Fits (Linien). Als Strahlasymmetrie wurde der Normalfall  $A = 0$  angenommen. Zusätzlich ist das Modell MAID-DMT als durchgezogene gelbe Linie eingetragen.

Dies kann alternativ als Drehung des gesamten Detektoraufbaus betrachtet werden wodurch effektiv eine Mittelung über die Detektorsymmetrien stattfindet. Andernfalls würden sich die Detektorsymmetrien auch in den gemessenen physikalischen Größen niederschlagen. Tests zeigten, dass diese „falschen“ Asymmetrien bis zu 20 % ausmachen.

Zur korrekten Mittelung ist es wichtig, den unterschiedlichen akkumulierten Photonenfluss  $\Phi_\gamma$  der beiden Spinkonfigurationen zu berücksichtigen. Das Verhältnis betrug 1,324 und die relative Skalierung der beiden Einstellungen wurde sowohl bei der Bestimmung von  $T$  als auch von  $T'$  angewendet.

Zur Beurteilung wie gut solche ungewollten Asymmetrien in der Messung reduziert werden konnten, betrachten wir das Ergebnis der Analyse von  $\sigma_0 T'$ . In Bezug auf die weiteren Korrekturen (z.B. Polarisation und Strahlfluss) wurde gleich wie bei  $\sigma_0 T$  verfahren. Deren Legendrekoeffizienten sind zusammen mit denen von  $\sigma_0 T$  in Abbildung 112 eingetragen. Wir stellen fest, dass abgesehen von den teils starken kanalweisen Sprüngen im Mittel das Ergebnis für alle drei Koeffizienten gut mit Null verträglich ist. Insbesondere hilft hierbei die Betrachtung der gemittelten pinken Linie. Tests zeigten, dass diese Ausmittelung von Detektorsymmetrien ein wichtiger Bestandteil der Analyse ist.

### 6.2.5 Test verschiedener Strahlasymmetrien mit $F$ und $F'$

Wir besprechen in diesem Abschnitt zwei Sachverhalte: Neben dem Verhalten von  $F'$  – bei deren Analyse wir ähnlich zu  $T'$  verfahren – wird der Einfluss eines helizitätsabhängigen Photonenflusses ( $A \neq 0$ ) aufgezeigt (vgl. Kapitel 4.7.1).

Die Asymmetrie für Tests systematischer Fehler  $F'$  wird gemäß  $\cos \varphi > 0 \rightarrow +$  und  $\cos \varphi < 0 \rightarrow -$  gebildet. Im Vergleich zur Asymmetrie  $F$  fehlt hierbei in der Zuordnungsvorschrift für die Kategorien die Multiplikation mit der Helizität. Demnach erwarten für ein Experiment ohne systematische Fehler, dass  $F'$  im Rahmen der Fehler mit Null verträglich ist. In Bezug auf die weiteren Korrekturen (z.B. Polarisation und Strahlfluss) wurde gleich wie bei  $\sigma_0 F$  verfahren.

Parallel dazu werden wir die bereits gezeigten Messdaten für  $\sigma_0 F$  nachträglich unter der Annahme unterschiedlicher Strahlstromasymmetrien  $A$  analysieren. Dazu verwenden wir die in Kapitel 4.7.1 bestimmten Werte von  $A$  gleich  $0, 2 \cdot 10^{-3}$  oder  $5 \cdot 10^{-3}$ . Die Gesamtzahl der Photonen für jede Kategorie wird nach folgender Regel angepasst

$$N_\gamma^+ \mapsto N_\gamma^+ (1 + A), \quad N_\gamma^- \mapsto N_\gamma^- (1 - A)$$

wodurch die Gesamtzahl der Photonen  $N_\gamma = N_\gamma^+ + N_\gamma^-$  erhalten bleibt.

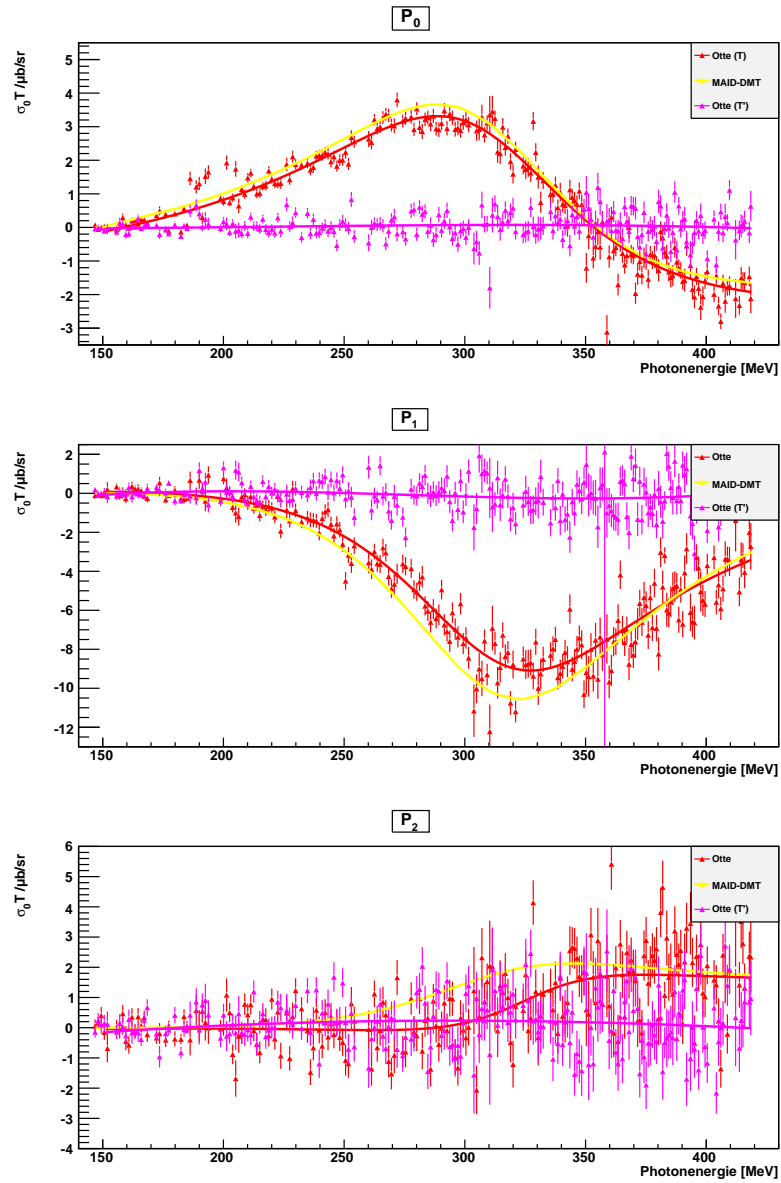


Abbildung 112: Die ersten 3 Legendre-Koeffizienten der gemessenen Asymmetrie  $\sigma_0 T$  (rot) und  $\sigma_0 T'$  (pink) zusammen mit phänomenologischen Fits (Linien). Zusätzlich ist das Modell MAID-DMT als durchgezogene gelbe Linie eingetragen.



In den Abbildungen 113 bis 115 wurde diese Flussnormierungsanpassung testweise durchgeführt, wobei sowohl  $\sigma_0 F$  als auch  $\sigma_0 F'$  bei unterschiedlichen Strahlstromasymmetrien berechnet wurde.

Ersichtlich ist eine Veränderung aller Legendrekoeffizienten, mit der größten relativen Änderung in  $P_0$ . Dies ist auf den ersten Blick durchaus bemerkenswert, da die Änderung – auch absolut gesehen – verglichen mit dem Wert der Asymmetrie  $A$  groß ist.

Für  $A = 2 \cdot 10^{-3}$  ergeben sich Legendrekoeffizienten für  $\sigma_0 F'$  welche am besten mit Null verträglich sind. Dies ist mit den in Abbildung 88 bestimmten Strahlstromasymmetrie-Werten im Einklang, da es sich um einen mittleren Wert für  $A$  handelt. Im Weiteren verwenden wir daher diesen Strahlstromasymmetriewert für weitergehende systematische Fehlerbetrachtungen für  $F$  und  $F'$ .

#### 6.2.6 Abschließende Anmerkung zu $T'$ und $F'$

Wichtig anzumerken ist, dass die Namensgebung bei den Observablen  $T'$  und  $F'$  auch getauscht werden könnte. Ja nach Definition lässt sich somit also testen, wie gut die Messapparatur symmetrisch ist und ggf. von der Strahlstromasymmetrie abhängt, was eindrucksvoll gezeigt werden konnte.

### 6.3 WEITERFÜHRENDE VERGLEICHE UND TESTS

In diesem Abschnitt werden wir zuerst einen Vergleich zwischen den beiden unterschiedlichen Methoden des Untergrundabzugs (vgl. Kapitel 5.4) durchführen. Anschließend werden die systematischen Auswirkungen verschiedener Analyseschnitte zeigen.

#### 6.3.1 Vergleich unterschiedlicher Untergrundabzugsmethoden

Die im Kapitel 5.4.2 diskutierte alternative Methode zum Abzug des Untergrunds durch die Hinzunahme einer Messung am Kohlenstoff wurde durch Barrientos durchgeführt [Bar12]. Sie bedarf der Bestimmung des energie- und winkelabhängigen Verdünnungsfaktors  $d(E_\gamma, \theta)$ . Sie ist ferner dazu geeignet, die systematische Abhängigkeit von Analysen (dazu zählen sowohl diese Arbeit als auch die von Schumann), welche auf dem Füllfaktor  $f$  basieren, zu verifizieren.

Als Vergleich kann das Analyseergebnis von Barrientos jedoch nur bedingt verwendet werden. Die Gründe dafür sind grundsätzlicher Art und lassen auf eine nicht fertiggestellte Analyse schließen. Eine Auswahl der offenen Punkte:

- Auswahl der inkludierten Datendateien und Detektoren.
- Welche Strahl- / Target-Polarisationsgrade wurden verwendet, welche Mittelungsmethode?

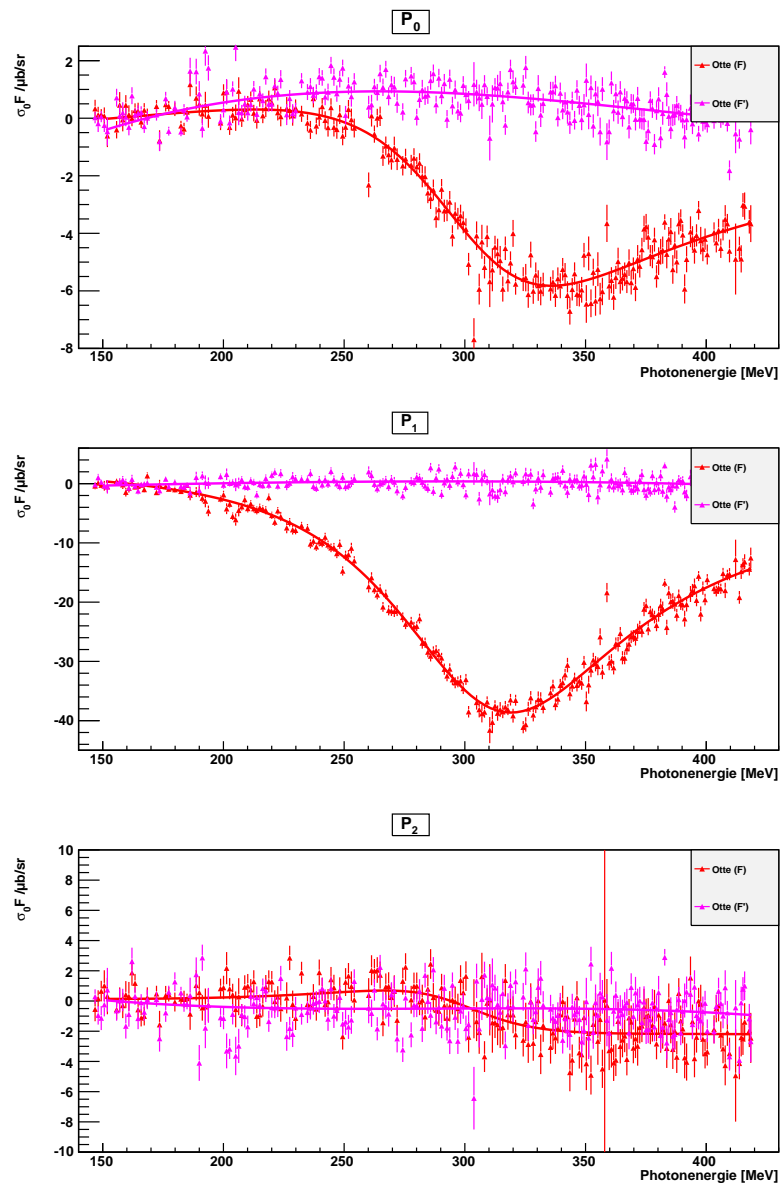


Abbildung 113: Die ersten 3 Legendre-Koeffizienten der gemessenen Asymmetrien  $\sigma_0 F$  (blau) und  $\sigma_0 F'$  (pink) unter der Annahme einer Strahlflussasymmetrie von  $A = 0$ . Die durchgezogenen Linien von  $A = 0$ . Deutlich zu erkennen ist die mittlere Abweichung von 0 für  $\sigma_0 F'$  in den Koeffizienten  $P_0$  und  $P_1$ .

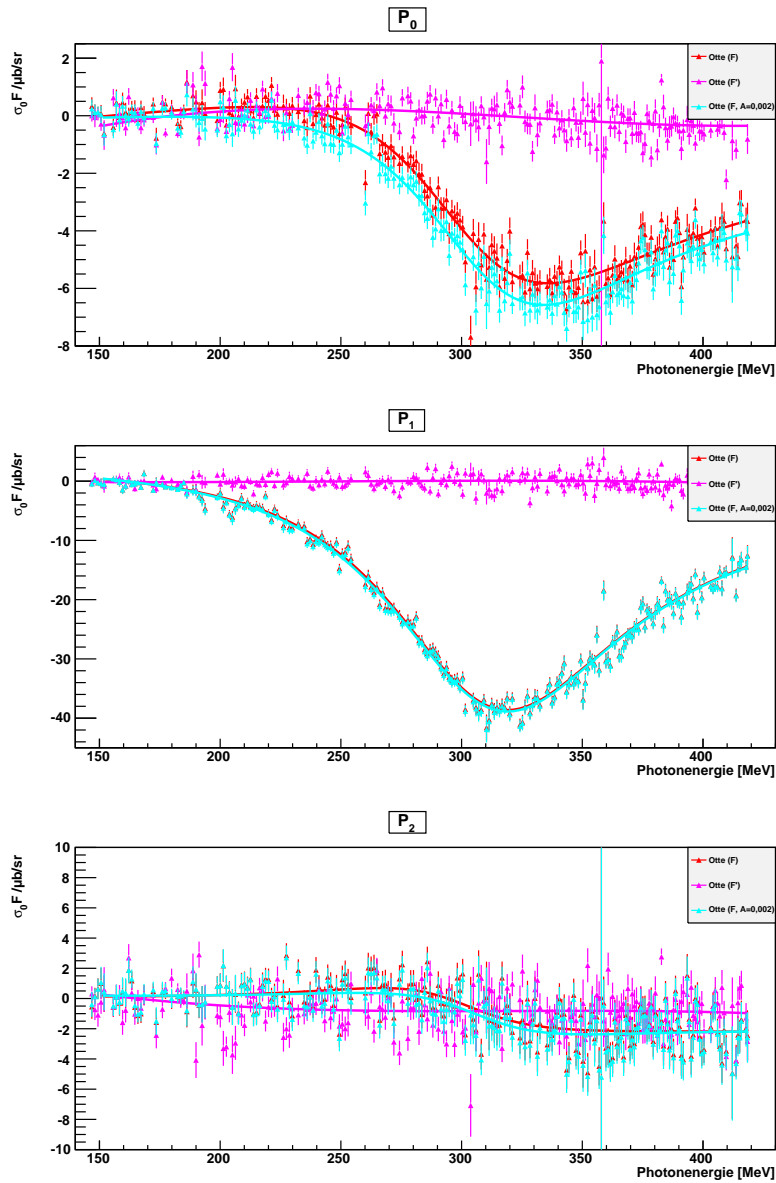


Abbildung 114: Die ersten 3 Legendre-Koeffizienten der gemessenen Asymmetrien  $\sigma_0 F$  (blau) und  $\sigma_0 F'$  (pink) unter der Annahme einer Strahlflussasymmetrie von  $A = 0,002$ . Zum besseren Vergleich ist in rot die Asymmetrie  $\sigma_0 F$  mit  $A = 0$  eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien stellen phänomenologische Fits an die Messdaten dar. Mit  $A = 0,002$  sind die Koeffizienten  $P_0$  und  $P_1$  von  $\sigma_0 F'$  im Mittel gut mit 0 verträglich.

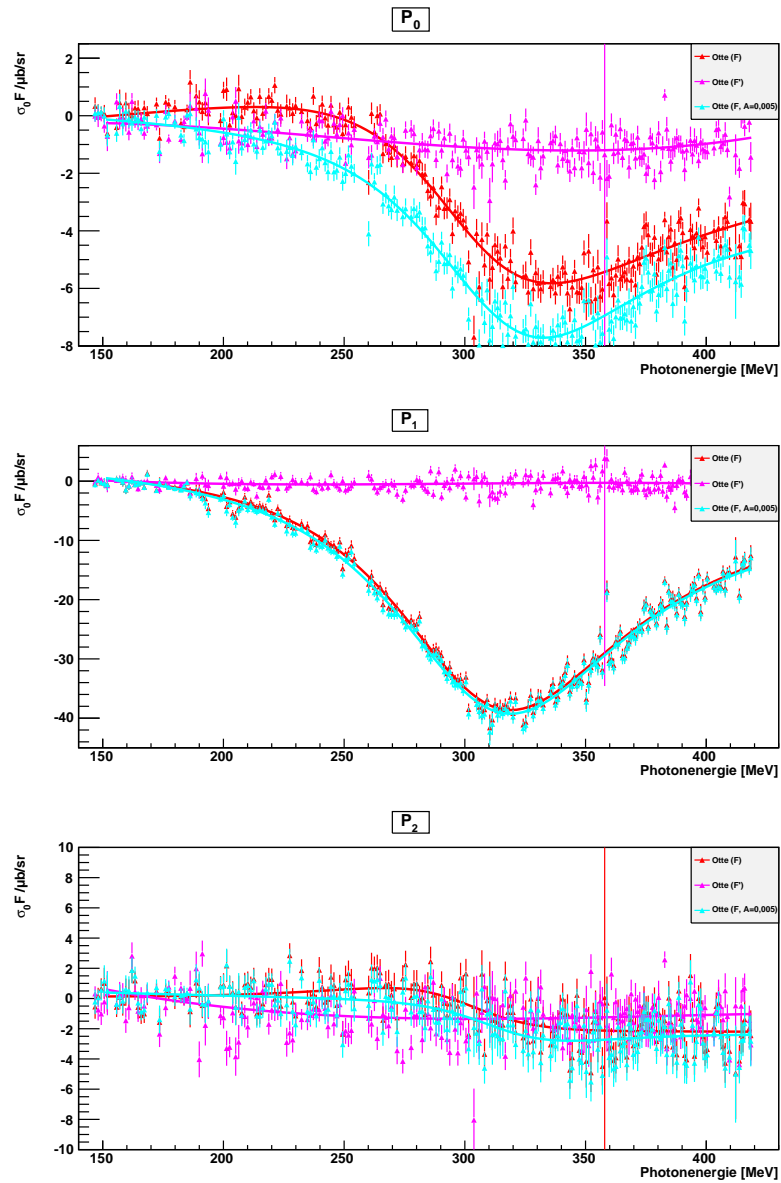


Abbildung 115: Die ersten 3 Legendre-Koeffizienten der gemessenen Asymmetrien  $\sigma_0 F$  (blau) und  $\sigma_0 F'$  (pink) unter der Annahme einer Strahlflussasymmetrie von  $A = 0,005$ . Zum besseren Vergleich ist in rot die Asymmetrie  $\sigma_0 F$  mit  $A = 0$  eingezeichnet. Die durchgezogenen Linien stellen phänomenologische Fits an die Messdaten dar.

Deutlich zu erkennen ist die mittlere Abweichung von 0 für  $\sigma_0 F'$  in den Koeffizienten  $P_0$  und  $P_1$ .

- Behebung von Fehlern in den Messdaten. Ausmittlung von Detektor-Asymmetrien.
- Eine systematische Untersuchung bei der Bestimmung des Verdünnungsfaktors  $d(E, \theta)$  fehlt. Generell fehlt eine systematische Fehlerangabe.

Die weitere Betrachtungen können aufgrund der vielen offenen Punkte nur überschlagsmäßig durchgeführt werden.

In Abbildung 116 sind die Ergebnisse der drei Analysen für  $\sigma_0 T$  – wie bisher – in ihren Entwicklungen nach Legendrekoeffizienten dargestellt. Offensichtlich fällt die unterschiedliche Energieabdeckung der Messdaten auf. Ebenso kann grob eine Abstufung der Größe der Fehlerbalken vorgenommen werden, wobei in der Reihenfolge Barrientos, Otte, Schumann die statistischen Fehler kleiner werden.

Vielmehr geht es bei diesem Vergleich jedoch um einen ggf. vorhandenen Unterschied, zwischen den beiden Analysemethoden. Dazu betrachten wir die Parameter  $P_0$  und  $P_1$ , da der große relative Fehler in  $P_2$  keine Unterscheidung zwischen den Daten zulässt. In  $P_1$  stimmen die Messdaten zwischen Barrientos und Otte innerhalb der Fehler überein, nicht jedoch in  $P_0$ . Hier zeigt sich ein signifikanter energieabhängiger Unterschied für  $E_\gamma > 250$  MeV. Es lässt sich jedoch zeigen, dass dieser Unterschied durch das Unterlassen der Korrektur auf den unterschiedlichen akkumulierten Photonenfluss beider Asymmetriezustände (siehe auch Kapitel 6.2.4) mit den Daten von dieser Arbeit reproduziert werden kann. Durch Anwendung der Korrektur verschieben sich die Legendrekoeffizienten  $P_0$  von Barrientos auf die von Otte.

In Abbildung 117 zeigt sich, dass für  $\sigma_0 F$  in allen drei Koeffizienten je nach Energiebereich entweder eine Übereinstimmung zwischen Schumann und Barrientos oder Otte und Barrientos innerhalb der Fehler erzielt werden kann. Aufgrund des häufigen Helizitätswechsels des einlaufenden Photons hat der unterschiedliche akkumulierte Photonenfluss bei  $\sigma_0 F$  praktisch keine Auswirkungen.

Einige in den Daten enthaltenen Strukturen und Sprünge (z.B. in  $P_0$  um  $E_\gamma = 320$  MeV oder  $E_\gamma = 400$  MeV) können nur durch systematische Unsicherheiten in der Analyse erklärt werden.

Als Resultat dieses Vergleichs der drei Messreihen halten wir fest, dass alle drei Analysemethoden – welche auf unterschiedlichen Methoden basieren – innerhalb der Messfehler miteinander konsistent sind. Diese zusätzliche Überprüfung zeigt die grundsätzliche Anwendbarkeit aller im Kapitel 5.4 vorgestellten Analysemethoden.

Einer der Hauptunterschiede war die Verwendung des Verdünnungsfaktors  $d$  oder alternativ die des Füllfaktors  $f$  in der Analyse (aber nicht beide gleichzeitig). Aufgrund des Vergleichsergebnisses aus diesem Abschnitt schlussfolgern wir, dass  $d(E, \theta)$  und  $f$  im Mittel (innerhalb des Fehlers) korrekt bestimmt wurden.

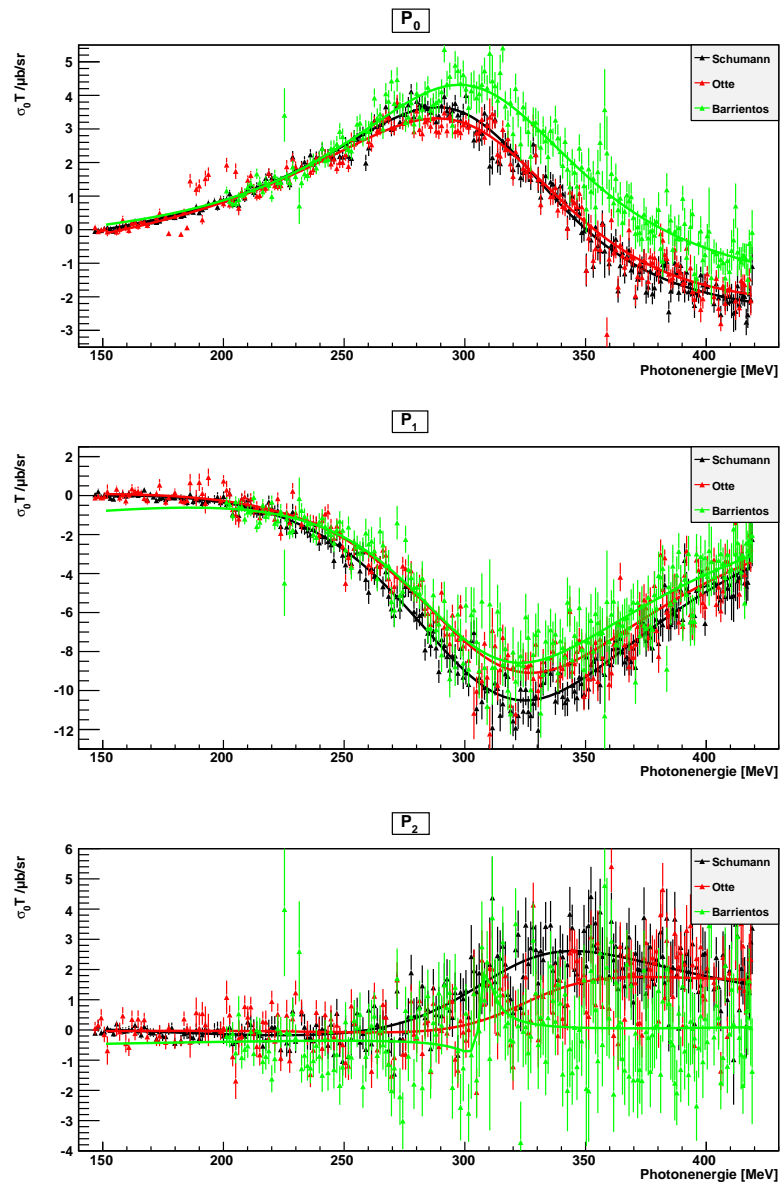


Abbildung 116: Die ersten 3 Legendre-Koeffizienten der gemessenen Asymmetrie  $\sigma_0 T$  (rot: diese Arbeit, schwarz: Schumann [Sch13b], grün: Barrientos [Bar12]) zusammen mit phänomenologischen Fits (Linien). Als Strahlasymmetrie wurde der Normalfall  $A = 0$  angenommen.

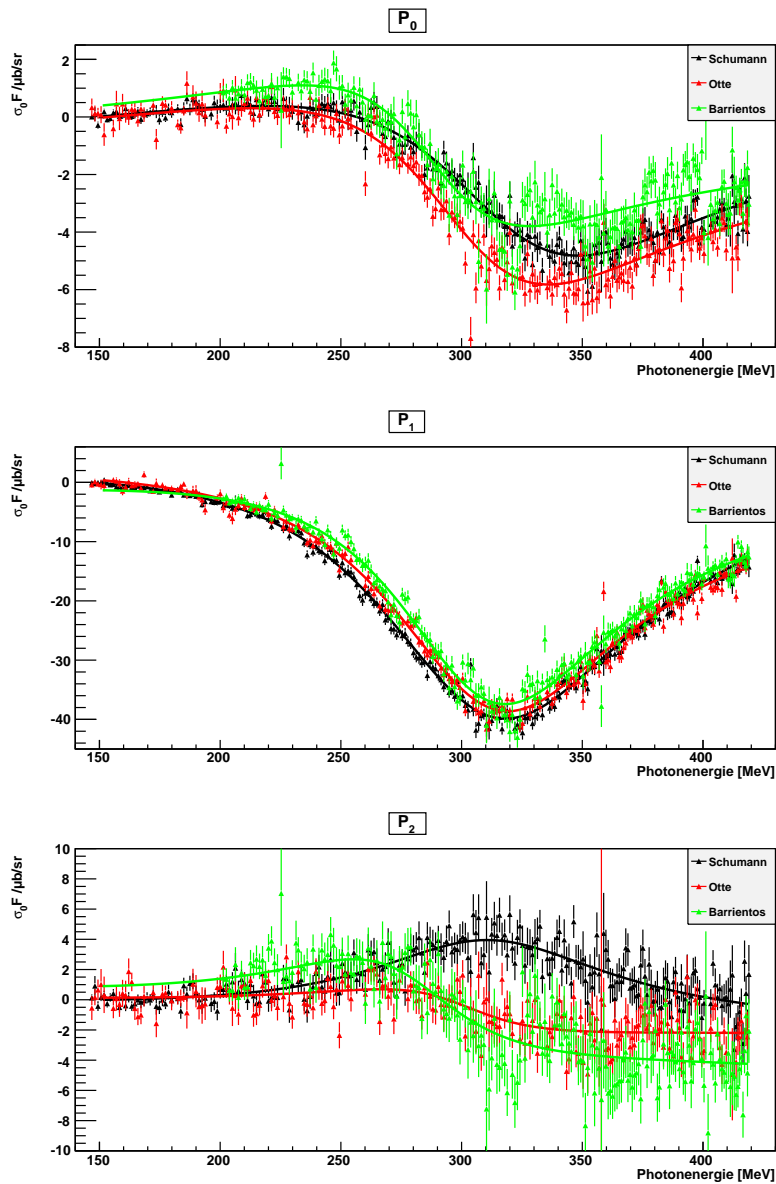


Abbildung 117: Die ersten 3 Legendre-Koeffizienten der gemessenen Asymmetrie  $\sigma_0 F$  (rot: diese Arbeit, schwarz: Schumann, grün: Barrientos) zusammen mit phänomenologischen Fits (Linien). Als Strahlasymmetrie wurde der Normalfall  $A = 0$  angenommen.

### 6.3.2 Einfluss des Teilchenidentifikationsdetektors: Unterschiedliche Analyseschnitte

Wir untersuchen in diesem Kapitel die Auswirkungen des Teilchenidentifikationsdetektors (PID), und ermöglichen damit eine quantitative Abschätzung der in Kapitel 4.4.2 geschilderten Probleme.

Dazu zeigen wir im Vergleich zum Ergebnis unserer Standard-Analyse zwei weitere, mit leicht veränderten Bedingungen:

1. Eine Analyse ohne PID aber mit Schnitt auf die Clustergröße im Crystall-Ball, kurz als „ohne PID“ bezeichnet. Deren Ergebnisse sind in den Abbildungen 118 und 120 zu dargestellt.
2. Eine Analyse ohne PID und ohne Schnitt auf die Clustergröße im CB, kurz als „ohne Schnitte“ bezeichnet. Deren Ergebnisse sind in den Abbildungen 119 und 121 zu dargestellt.

Bei der Beurteilung der Ergebnisse fällt ein für beide Observablen ( $T$  und  $F$ ) und beide Varianten ähnliches Verhalten auf. Das gemessene Signal (also der Absolutwert der Legendrekoeffizienten) nimmt im Vergleich zur Standardanalyse um ca. 10% bis 15 % sowohl für  $T$  als auch für  $F$  zu.

Es handelt sich hierbei um einen globalen Trend über den gesamten Energiebereich, dabei gibt es je nach Legendrekoeffizient und Energie lokale Abweichungen.

Die Unterschiede zwischen den beiden Varianten („ohne PID“ und „ohne Schnitte“) sind, verglichen mit der Standardanalyse, klein.

Bei der weiteren Vorgehensweise legen wir jetzt jedoch den Fokus auf die Gewinnung von Messdaten, welche auf den Ergebnissen der Analyse von Schumann und dieser Arbeit basieren, um schlussendlich einen finalen Messdatensatz der Arbeitsgruppe inklusive systematischer Fehler zu erhalten.

### 6.3.3 Über die Qualität der Fits

In Abbildung 122 zeigen wir das bei der Bestimmung der Legendrekoeffizienten für jeden Datensatz berechnete  $\chi^2_{\text{red.}}$

$$\chi^2_{\text{red.}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{(y_i - m(x_i))^2}{\sigma_i^2}$$

mit dem Legendrepolynom als Modell  $m(x_i)$  und der Anzahl der Freiheitsgrade  $n$ . Dabei wurden die Standard-Datensätze verwendet, welche bspw. keine Variation im Strahlfluss  $A$  oder unterschiedlich inkludierte Detektoren enthalten. Die über alle Energien gemittelten Zahlenwerte sind in Tabelle 14 zusammengestellt.

Dazu folgende Anmerkungen: Ein  $\chi^2_{\text{red.}}$  von 1 ist ein Indiz dafür, dass die angegebene Fehler richtig geschätzt wurden, unter der Annahme, dass die Streuung der Datenpunkte rein statistischer Natur



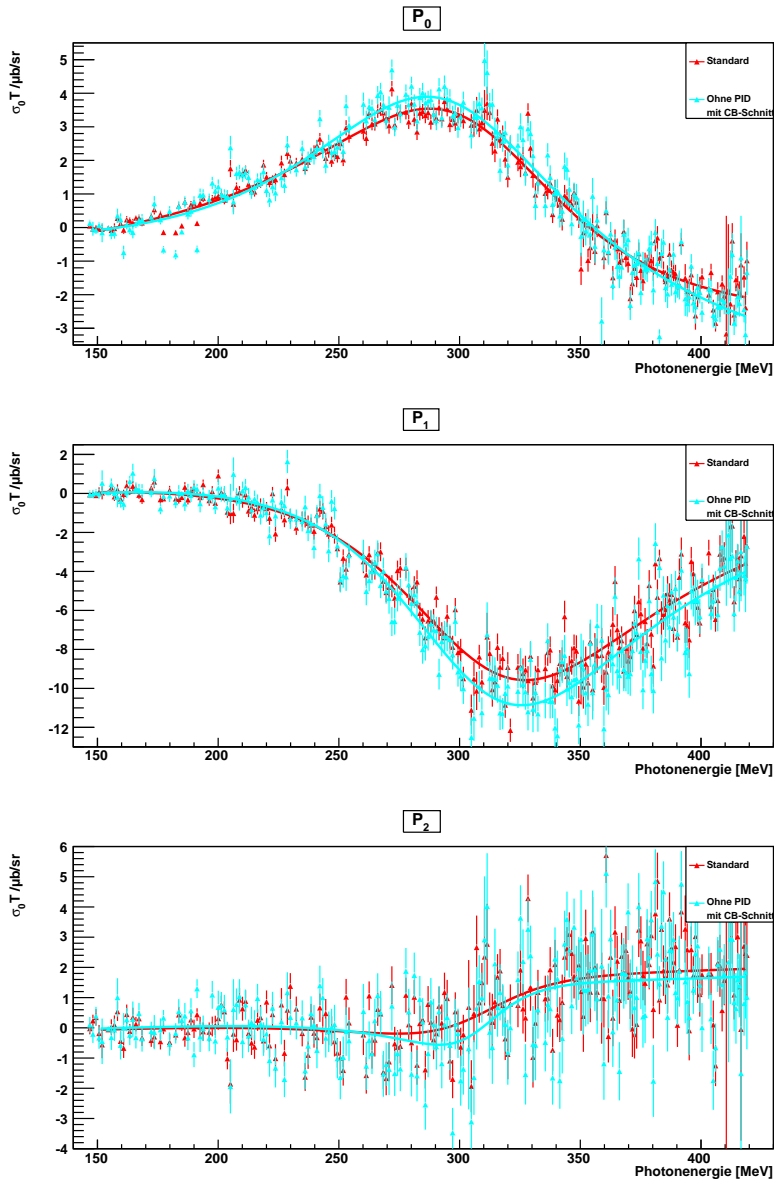


Abbildung 118: Dargestellt sind die ersten drei Legendrekoeffizienten der Entwicklung von  $\sigma_0 T$  für die Standardanalyse (rot) und die Analysevariante „ohne PID“ in hellblau.

$\chi_{\text{red.}}^2$	$T$	$F$
Schumann	0,98	1,05
Barrientos	1,60	1,62
Otte	2,02	1,86

Tabelle 14: Zur Qualität der Fits: Ergebnisse des  $\chi_{\text{red.}}^2$  aller drei Analysen.

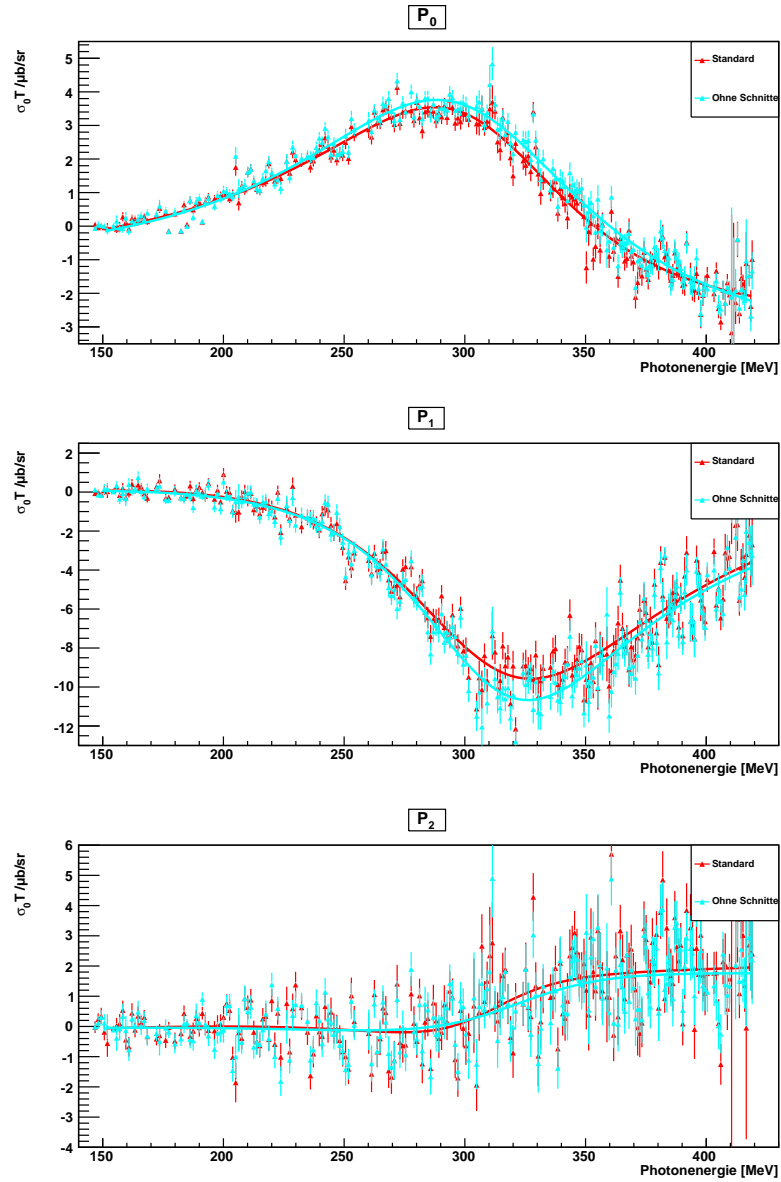


Abbildung 119: Dargestellt sind die ersten drei Legendrekoeffizienten der Entwicklung von  $\sigma_0 T$  für die Standardanalyse (rot) und die Analysevariante „ohne Schnitte“ in hellblau.

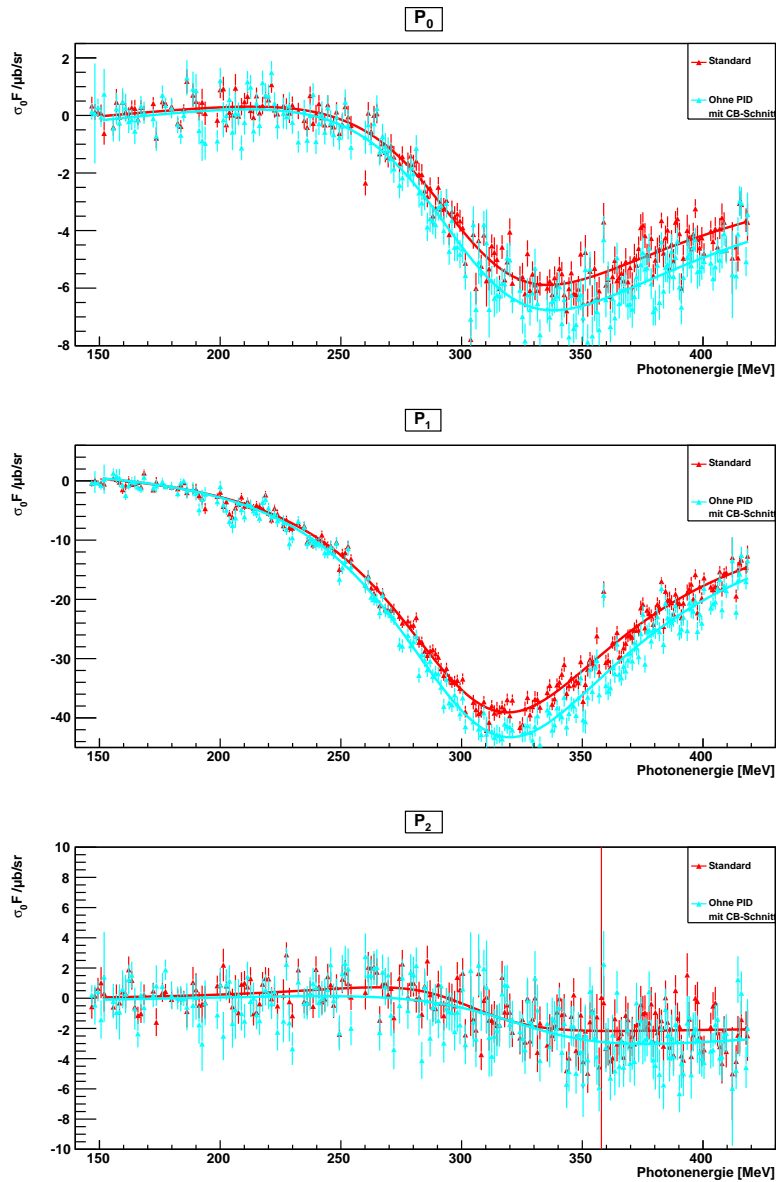


Abbildung 120: Dargestellt sind die ersten drei Legendrekoeffizienten der Entwicklung von  $\sigma_0 F$  für die Standardanalyse (rot) und die Analysevariante „ohne PID“ in hellblau.

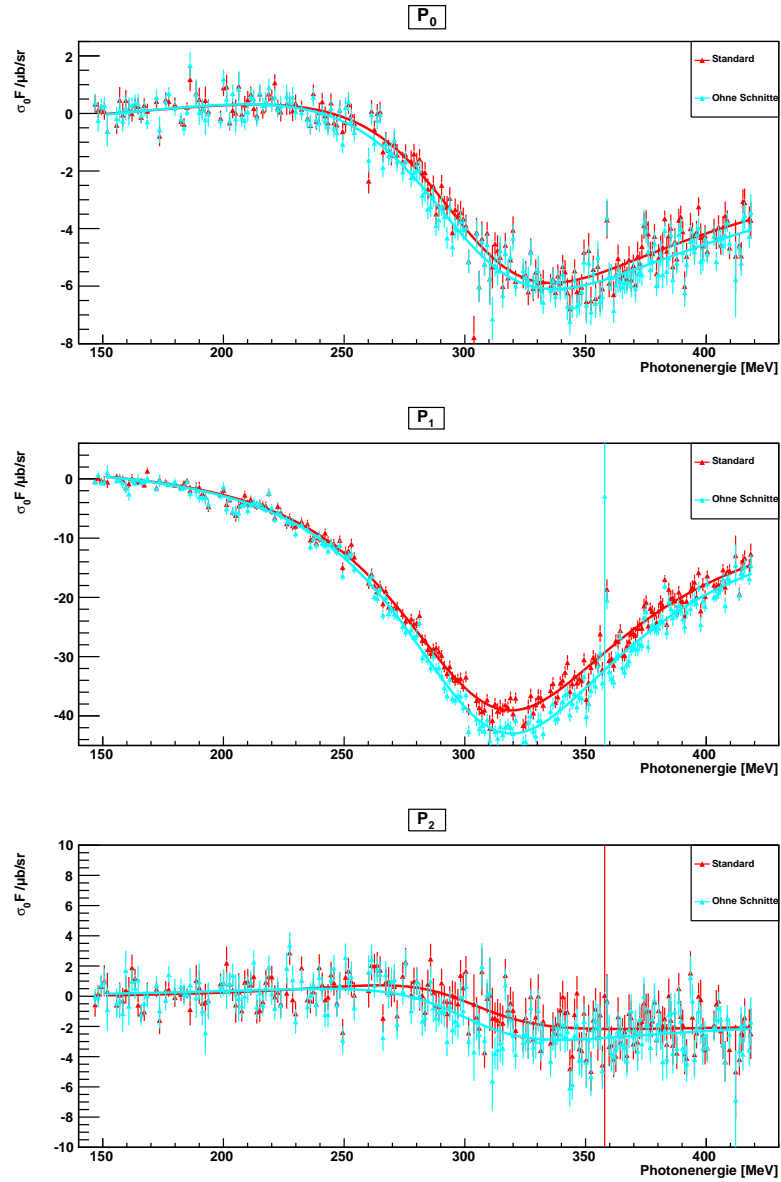


Abbildung 121: Dargestellt sind die ersten drei Legendrekoeffizienten der Entwicklung von  $\sigma_0 F$  für die Standardanalyse (rot) und die Analysevariante „ohne Schnitte“ in hellblau.

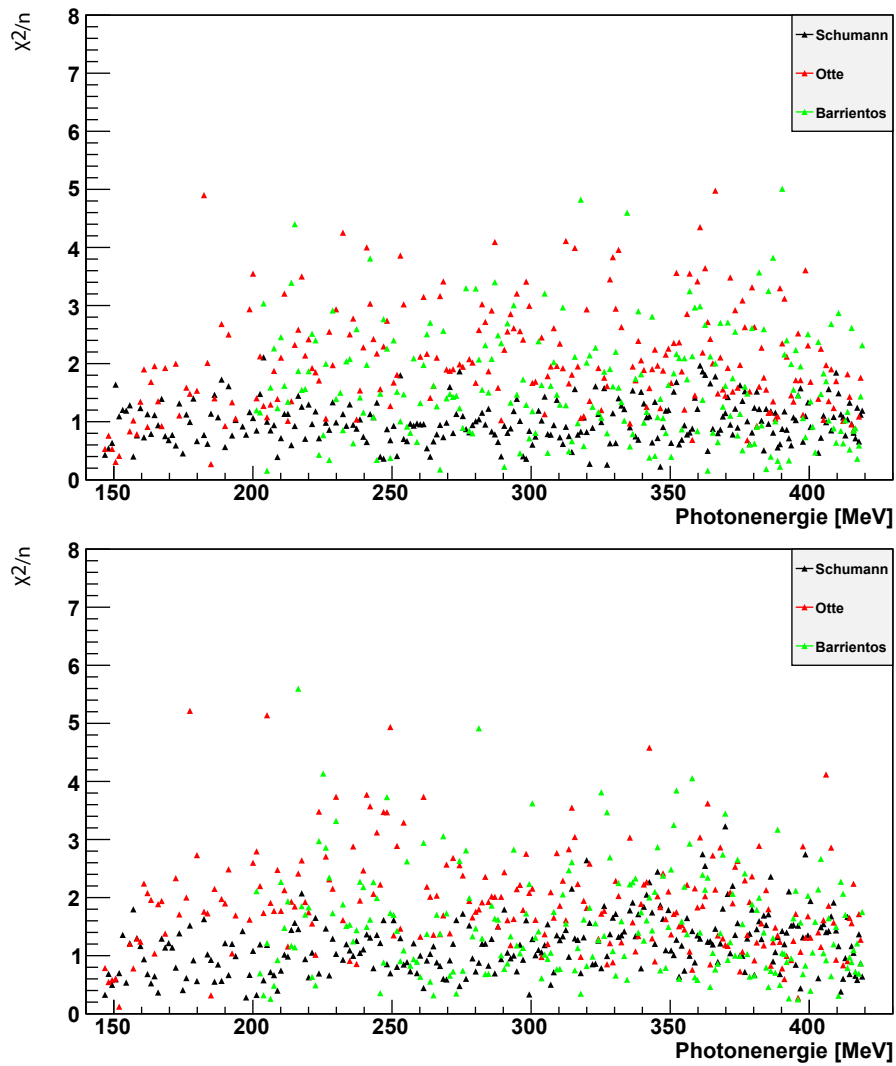


Abbildung 122: Kanalweises  $\chi^2/\text{DoF}$  für die Legendreanpassungen von  $T$  (oben) und  $F$  (unten).

und normalverteilt sind sowie das angenommene Modell passt. Dem genügen am besten die Messdaten von Schumann, gefolgt von Barrientos und Otte.

Tests für die Datenpunkte dieser Arbeit ergaben, dass die Normierung der Messwerte auf den Photonenfluss, und zwar zum einen zwischen den beiden Asymmetrie-Kategorien im Butanol-Falle und zum anderen die Leer-Target-Messungen im Wasserstoff-Falle, der Hauptgrund für diese Abweichung von 1 darstellen.

Bei einer erneuten Messung sollte darauf geachtet werden, dass die benötigten Messdaten unterschiedlicher Art im optimalen relativen Verhältnis zueinander vorliegen. Dies würde bedeuten: Den gleichen integrierten Photonenfluss für jede Targetspin-Einstellung und eine Leertarget-Messung, welche die gleiche Signifikanz im Vergleich zum vollen Wasserstofftarget aufweist.

Wir verzichten auf die Angabe des  $\chi_{\text{red.}}^2$  für jeden der Einzel-Fits dieses Kapitels, da sich deren Qualität – auch mit unterschiedlichen Analysevarianten – nicht änderte.

## 6.4 STATISTISCHER VERGLEICH DER ANALYSEN

Gerade im Schwellenbereich bis ca.  $E_\gamma = 180 \text{ MeV}$  ist die statistische Genauigkeit der Messdaten gering. Um ein zusätzliches Maß dafür zu erhalten, führen wir folgenden statistischen Test durch: Wir bestimmen, ob es wahrscheinlicher ist, dass die Messdaten im Rahmen ihrer Fehler den Verlauf eines Legendre-Polynoms 4. Grades (im folgenden Modell  $m_1$ ) oder den einer Nulllinie  $f(x) = 0$  (Modell  $m_2$ ) beschreiben.

Dazu gehen folgende Annahmen in unsere Betrachtung ein:

- Die  $n$  Messwerte  $(x_i, y_i)$  tragen nur in  $y$  einen normalverteilten Fehler der Breite  $\sigma_i$ .<sup>2</sup>
- Eine a-priori Schätzung gibt im ersten Schritt an, wie wahrscheinlich es ist, dass die Messdaten dem Legendre-Polynom (Modell  $m_1$ ) oder der Nulllinie (Modell  $m_2$ ) genügen. Mit der gewählten Wahrscheinlichkeit von  $\alpha = 0,5$  sind wir unvoreingenommen, d.h. beide Fälle sind gleich wahrscheinlich.

Die Verteilungsdichte für eine  $\chi_{\text{red.}}^2$ -Verteilung mit  $n$ -Freiheitsgraden lautet [Cow98]

$$f_n(x) = C_n x^{\frac{n}{2}-1} e^{-\frac{x}{2}}$$

<sup>2</sup> Dies wurde zuvor separat an unseren Messdaten überprüft und trifft mindestens im ausreichenden Maße zu, so dass unsere weitere Betrachtung ausgeführt werden kann. In Kürze hier die wichtigsten Daten: Für  $y_i - m(x_i) = N(0, \sigma_i)$  ist der Mittelwert der betrachteten Messdaten gut mit Null verträglich, ebenso liegt die Breite  $\sigma_i$  im Mittel zwischen 0,9 und 1,2, wobei 1,0 die statistische Erwartung einer Normalverteilung wäre.

für  $x > 0$  und passend gewählter Normierung  $C_n$ .

Im nächsten Schritt wird für jeden Energiewert ein Legendre-Polynom 4. Grades ( $m_1$ ) an die Messdaten angepasst und

$$d_1(E_\gamma) \equiv \chi_{\text{Legendre}}^2/n$$

bestimmt. Eine zweite Berechnung eines

$$d_2(E_\gamma) \equiv \chi_{\text{Nulllinie}}^2/n$$

wird relativ zum Modell  $m_2$  durchgeführt.

Mit den Werten  $d_1$ ,  $d_2$  und dem Satz von Bayes[Bay63] erhalten wir die a-posteriori Wahrscheinlichkeit, dass unsere Modellwahl  $m = m_1$  korrekt war

$$\begin{aligned} P_{\text{a-post.}} &= \frac{\alpha \cdot f_n(d_1)}{\alpha \cdot f_n(d_1) + (1 - \alpha) f_n(d_2)} \\ &= \left(1 + \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{f_n(d_2)}{f_n(d_1)}\right)^{-1} \end{aligned}$$

mit

$$\frac{f_n(d_2)}{f_n(d_1)} = \left(\frac{d_2}{d_1}\right)^{\frac{n}{2}-1} e^{-n \frac{d_2-d_1}{2}} .$$

Für den Fall, dass  $P_{\text{a-post.}} > 0,5$  ist, nehmen wir an, dass unsere Wahl  $m = m_1$  richtig war (da wahrscheinlicher), andernfalls lehnen wir sie ab. In Abbildung 123 sind die Ergebnisse für  $\sigma_0 T$  und  $\sigma_0 F$  dargestellt.

Wir erkennen, dass für die Observable  $\sigma_0 T$  erst ab 155 MeV (Schumann) bzw. 161 MeV (Otte) das physikalische Modell  $m_1$  wahrscheinlicher als die Nulllinie ist. Ab ca. 165 MeV (Schumann) bzw. 175 MeV (Otte) ist die Wahrscheinlichkeit mit  $P_{\text{a-post.}} \approx 1$  überzeugend. Für die Observable  $\sigma_0 F$  sind diese Punkte schwieriger zu erkennen und liegen bei etwa 167 MeV (Schumann) bzw. 172 MeV (Otte), ab der das physikalische Modell wahrscheinlicher ist. Ab ca. 180 MeV (Schumann) bzw. 195 MeV (Otte) sind die Messpunkte eindeutig dem Modell  $m_1$  zuordenbar.

Dieser Unterschied zwischen  $T$  und  $F$  rührt hauptsächlich aus der zusätzlich notwendigen Strahlpolarisation (lediglich ca. 30% in diesem Energiebereich) und dem höheren Anteil an P-Wellen in  $F$ , welche einen Nulldurchgang (und damit einen im Vergleich zu  $T$  komplizierteren Funktionsverlauf) hervorrufen.

Nichtsdestotrotz fallen in dem Bereich bis 190 MeV viele Energiekanäle auf, welche mit einer besonders niedrigen Wahrscheinlichkeit von der Linie gut funktionierender Kanäle abweichen. Dies ist hauptsächlich auf die im Kapitel 4.4.4 näher eingegangenen Probleme der Photon-Markierungsanlage, aber auch auf die schwankende Güte des Fits, zurückzuführen.

Dieses Ergebnis stufen wir als ein weiteres positives Untersuchungsergebnis bei der Bestimmung systematischer Fehler ein.

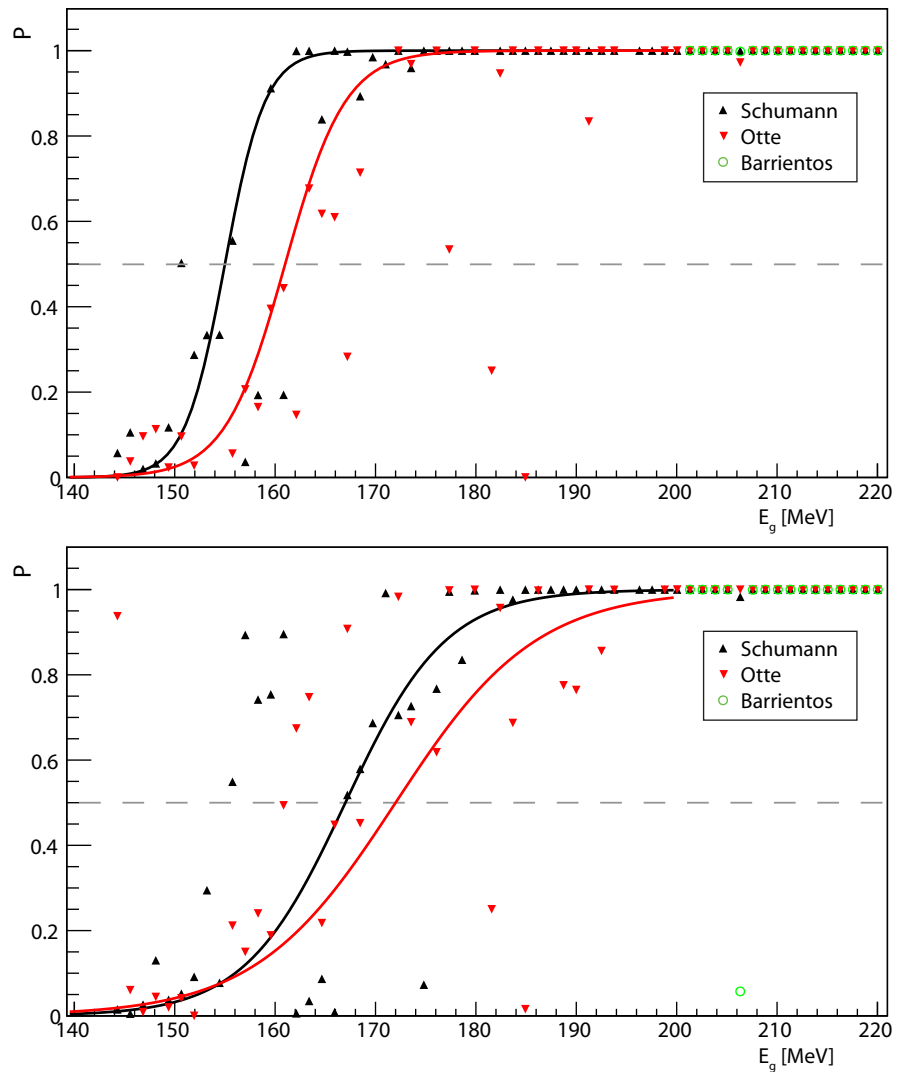


Abbildung 123: A-posteriori Wahrscheinlichkeit  $P_{a\text{-post.}}$ , dass die ermittelten Daten  $\sigma_0 T$  (oben) bzw.  $\sigma_0 F$  (unten) beschreiben. Die durchgezogene Linie ist eine phänomenologische Anpassung für Energiekanäle mit guter Statistik (dies entspricht Taggerkanälen welche eine Effizienz nahe 1 haben). Neben den vom Tagger her rührenden Problemen wirkt sich insbesondere für  $\sigma_0 F$  die – in diesem Energiebereich – wechselhafte Güte des Fits durch Schwankungen in  $P_{a\text{-post.}}$  aus. Dieser Effekt ist in  $\sigma_0 T$  aufgrund des einfacheren Verlaufs von  $T$  (kein Nulldurchgang) schwächer ausgeprägt.



Beitrag	/%
Photonen-Fluss (Tagger und Markierungseffizienz)	3
Instabilitäten von Detektoren und Elektronik (inkl. DAQ und Trigger)	3
Target-Flächendichte (u.a. Target-Füllfaktor, siehe Formel 23)	6,1
Target-Polarisationsgrad	2
Strahl-Polarisationsgrad	2,7
Quadratische Summe für T/F	7,7/8,1

Tabelle 15: Die einzelnen Beiträge zum globalen systematischen Fehler.

## 6.5 BESTIMMUNG DER FINALEN MESSDATEN

Um aus den drei unabhängig von einander durchgeführten Analyseergebnissen schlussendlich einen Datensatz zu generieren, welcher das Ergebnis der Messung der gesamten Arbeitsgruppe darstellt, wurden folgende Überlegungen angestellt:

- Die nicht abgeschlossene Analyse von Barrientos lässt zu viele Fragen offen und kann nur im Rahmen eines groben Vergleichs der Analysemethoden verwendet werden.
- Die statistische Signifikanz von Schumann ist der von Otte im Schwellenbereich überlegen, da die Normierung mit dem Wasserstoff-Datensatz – im Vergleich zur Simulation – einen zusätzlichen statistischen Fehler einbringt.

Wir wählen daher folgendes Vorgehen bei der Bestimmung der finalen Daten: Die Datenpunkte und ihre statistischen Fehler werden von Schumann übernommen. Der systematische Fehler besteht aus zwei Komponenten, dem globalen und dem Datenpunkt-individuellen, welche wie im nächsten Abschnitt beschrieben bestimmt werden.

### 6.5.1 Globaler systematischer Fehler

Der globale systematische Fehler wirkt sich auf jeden Datenpunkt in  $(E_\gamma, \theta)$  in der gleichen Intensität aus. Wie in den vorherigen Kapiteln dieser Arbeit beschrieben, gibt es mehrere Faktoren, welche in Tabelle 15 zusammengefasst sind.

Verschiedene typische systematische Fehlerquellen – wie z.B. die Rekonstruktionseffizienz – sind jedoch im Datenpunkt-spezifischen systematischen Fehler enthalten.

### 6.5.2 Individueller systematischer Fehler

Die für jeden  $(E_\gamma, \theta)$ -Datenpunkt individuelle Fehler besteht aus dem Unterschied zwischen den beiden Analysen von Schumann und Otte (mit  $A = 0,002$  bei  $\sigma_0 F$ ). Damit sind viele Effekte abdeckt, wovon wir einige auflisten:

- Rekonstruktionseffizienz beider Analysen inkl. der unterschiedlichen Normierungsmethoden,
- den unterschiedlichen Targetaufbau zwischen Butanol- und Wasserstoff-Target bei der Analyse dieser Arbeit,
- eine mögliche Strahlflussasymmetrie  $A \neq 0$ .

Zur Unterdrückung der statistischen Fehler wurden die phänomenologischen Fits an die Legendrekoeffizienten (vgl. Abschnitt 6.2.1) als Grundlage für die Bestimmung der Differenz zwischen den beiden Analysen genommen.

### 6.5.3 Systematischer Gesamtfehler

Weil es insbesondere im Schwellenbereich schwierig ist, den statistischen Fehler zu unterdrücken, wurde darauf verzichtet, als dritte systematische Fehlerquelle den Absolutwert von  $\sigma_0 T'$  mit aufzunehmen. Aus dem gleichen Grund wird auch der mögliche Fehler in  $\sigma_0 F$  durch  $A \neq 0$  nicht separat behandelt, um ein Überschätzen des systematischen Fehlers zu verhindern.

Die beiden systematische Fehlerquellen, globale und individuelle, wurden für jeden Datenpunkt quadratisch addiert.

## 6.6 MULTIPOL-ANALYSE

Es wurden mit den im Rahmen dieser Arbeit bestimmten Messdaten als auch mit den finalen Daten der Arbeitsgruppe (siehe vorheriges Kapitel 6.5) eine Multipol-Analyse durchgeführt. Für die Berechnungen wurde das Multipol-Fit-Programm von [Sch14a] eingesetzt. Dieses führt für jede Energie  $E_\gamma$  einen Fit an die gemessenen Winkelverteilungen durch.

Da hier kein Modell für die Energieabhängigkeit der Amplituden verwendet wird, spricht man auch von energieabhängigen oder „single energy“-Analysen (SE).

Der gegenteilige Ansatz dazu ist die Einbeziehung von benachbarten Kanälen oder aller gemessener Energien in die Berechnung, was wiederum andere Fit-Programme (z.B. [Tia14]) berücksichtigen. Grundsätzlich ist letzteres Vorgehen vielversprechender, da es die physikalische Eigenschaft ausnutzt, dass der erwartete Funktionsverlauf glatt ist. Wir zeigen dennoch an dieser Stelle die Ergebnisse der

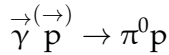
SE-Fits, da diese bereits weiter in ihrer Entwicklung fortgeschritten sind und ein anschaulicheres Ergebnis (für jeden Energiekanal ein Ergebnis) ausgeben. Somit ist eine bessere Beurteilung unserer Messdaten möglich.

### 6.6.1 Der Algorithmus

Wir stellen im Folgenden den SE-Fit-Algorithmus vor: Minimiert wird ein  $\chi^2$

$$\begin{aligned} \chi^2 = & \sum_i \left( \frac{\sigma_0^{\text{exp.}}(\theta_i) - \sigma_0^{\text{fit}}(\theta_i)}{\Delta\sigma_0^{\text{exp.}}(\theta_i)} \right)^2 + \sum_i \left( \frac{\Sigma^{\text{exp.}}(\theta_i) - \Sigma^{\text{fit}}(\theta_i)}{\Delta\Sigma^{\text{exp.}}(\theta_i)} \right)^2 \\ & + \sum_i \left( \frac{\sigma_T^{\text{exp.}}(\theta_i) - \sigma_T^{\text{fit}}(\theta_i)}{\Delta\sigma_T^{\text{exp.}}(\theta_i)} \right)^2 + \sum_i \left( \frac{\sigma_F^{\text{exp.}}(\theta_i) - \sigma_F^{\text{fit}}(\theta_i)}{\Delta\sigma_F^{\text{exp.}}(\theta_i)} \right)^2 \end{aligned} \quad (50)$$

welches in unserem Falle Messdaten des unpolarisierten Wirkungsquerschnitts  $\sigma_0^{\text{exp.}}$ , der Strahlasymmetrie  $\Sigma^{\text{exp.}}$  und die neu gemessenen Messdaten  $\sigma_0 T \equiv \sigma_T^{\text{exp.}}$  sowie  $\sigma_0 F \equiv \sigma_F^{\text{exp.}}$  einschließt. Damit sind alle weltweit vorhandenen Messdaten der Reaktion



im für diese Arbeit interessanten Energiebereich von der Schwelle bis etwa 200 MeV berücksichtigt.<sup>3</sup> Das Programm kann darüber hinaus bei Bedarf noch Daten weiterer Observablen nach gleichem Schema berücksichtigen.

Die Werte für die Observablen  $\sigma_0^{\text{fit}}$ ,  $\Sigma^{\text{fit}}$ ,  $\sigma_T^{\text{fit}}$  und  $\sigma_F^{\text{fit}}$  werden aus den im allgemeinen komplexen Multipolen  $E_{l\pm}$  und  $M_{l\pm}$  bestimmt. Die Berechnung erfolgt über den Zwischenschritt der CGLN-Amplituden  $F_i$  (siehe Kapitel 2): Die CGLN-Amplituden werden dazu bis zu einem maximalen Entwicklungskoeffizient  $L_{\text{max}}$  (in unserem Falle  $L_{\text{max}} = 2$ ) entwickelt und können somit durch Legendre-Polynome und  $E_{l\pm}$  sowie  $M_{l\pm}$  ausgedrückt werden. Weiterhin besteht ein Zusammenhang zwischen den CGLN-Amplituden, dem Phasenraumfaktor  $\varrho$  und den anzupassenden Observablen.

Für die Durchführung eines Fits sind Startparameter für die Observablen notwendig, deren geeignete Wahl durch die Zuhilfenahme von Modellen geschieht. Da das Ergebnis nicht von der Wahl der Startparameter abhängen sollte, werden die Fits im Allgemeinen mehrfach mit unterschiedlichen Modellen als Startparameter durchgeführt und im Anschluss verglichen. Zusätzlich findet eine zufällige Skalierung der Startwerte (einstellbar, bspw. um  $\pm 20\%$ ) vor der Anpassung statt, so dass auch hier die Ergebnisse mehrerer Durchläufe verglichen werden.

<sup>3</sup> Die Arbeit von Schmidt et al. [Sch01b] wird aufgrund eines Analysefehlers [Sch13a] nicht berücksichtigt.

Die Minimierung erfolgt mit dem Programmpaket MINUIT [Bru14]. Da es im allgemeinen Fall keine eindeutige Lösung des Minimierungsproblems gibt, kann die Einführung eines zusätzlichen additiven Faktors an die  $\chi^2$ -Funktion hilfreich sein. Er stellt beispielsweise eine gewisse Stetigkeit in der Energieabhängigkeit sicher.

Ein solcher zusätzlicher Parameter kam bei unseren Fits nicht zum Einsatz, da im betrachteten Energiebereich das Problem hinreichend durch Messdaten festgelegt ist. Grundsätzlich unterstützt das Fit-Programms jedoch optional einen solchen „Penalty“-Faktor in der Form, dass Abweichungen von einer Sollfunktion durch die Erhöhung des  $\chi^2$  erschwert werden.

Liegen die Messdaten in einer unterschiedlichen Auflösung bzw. Einsortierung in  $E_\gamma$  vor, so werden jeweils die Datenpunkte mit dem geringsten Energieabstand in einem Fit verwendet. Es findet in solchen Fällen in der derzeitigen Softwareversion keine Mittelung statt, was im Allgemeinen aufgrund der Stetigkeit der gemessenen Größen keine große Beschränkung darstellt, aber für die Zukunft sicherlich ein Verbesserungspunkt wäre. Eine unterschiedliche Polarwinkel-Auflösung erfordert durch den direkten Fit der Multipol-Funktionen an die Messdaten keine gesonderte Anpassung.<sup>4</sup>

Zur Anwendung kommt das Fit-Programm zuerst in einem einfachen Szenario: Der Anpassung eines einzelnen Parameters.

### 6.6.2 Anpassung mit einem Parameter

Das Ziel ist die erstmalige direkte Bestimmung des Imaginärteils der Amplitude  $E_{0+}$  mit  $L_{\max} = 2$ . Wir behalten den Fit bewusst einfach, um einen ersten zuverlässigen Eindruck des Messergebnisses zu erhalten.

In den Fit gehen ausschließlich die gemessenen  $\sigma_T$  Daten ein und nur  $\Im(E_{0+})$  wird variiert. Dies vereinfacht Formel 50 zu

$$\chi^2 = \sum_i \left( \frac{\sigma_T^{\text{exp.}}(\theta_i) - \sigma_T^{\text{fit}}(\theta_i)}{\Delta\sigma_T^{\text{exp.}}(\theta_i)} \right)^2 .$$

Weitere Messdaten werden aus der in [Hor13] bestimmten Parametrisierung als Konstanten übernommen, womit alle Realteile der S- und P-Wellen –  $\Re(E_{0+})$ ,  $\Re(E_{1+})$ ,  $\Re(M_{1+})$  und  $\Re(M_{1-})$  – definiert sind. Die Imaginärteile der P-Wellen werden ebenfalls nicht variiert und wurden zu 0 festgelegt. Somit sind indirekt die Ergebnisse für  $\sigma_0$  und  $\Sigma$  aus [Hor13] in diesem Fit enthalten.

<sup>4</sup> Trotzdem war für die Bestimmung von  $\sigma_0 T$  und  $\sigma_0 F$  aus den  $T$  und  $F$  dieser Arbeit eine Anpassung der Energiekanäle von  $\sigma_0$  aus [Hor13] notwendig, welches bei einer maximalen Strahlenergie von 850 MeV gemessen wurde.

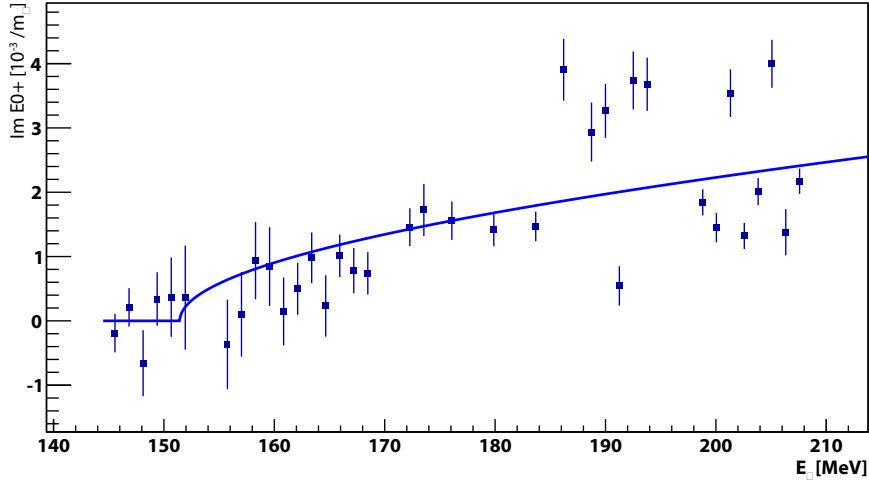


Abbildung 124: Ergebnis des 1 Parameter-Fits für  $\Im(E_{0+})$  aus den Messdaten von Otte.

Zusätzlich eingetragen ist ein zwischen der Produktionsschwelle und 190 MeV gemittelter Verlauf gemäß 51 mit  $\beta = 2,94(17)$  (blau,  $\chi^2/n = 2,3$ ).

Die mit  $L_{\max} = 2$  ebenfalls auftretenden D-Wellen sind als Born-Terme<sup>5</sup> aus Berechnungen [Kamo1] mit enthalten, jedoch fixiert in ihrem Betrag und ihrer Phase. Der Beitrag der D-Wellen für  $\Im(E_{0+})$  im Schwellenbereich bis 190 MeV ist gering, er beläuft sich auf weniger als 4 %.

In Abbildung 124 sind die Ergebnisse des Fits für die Messdaten dieser Arbeit zusammen mit einer anschließenden Mittelung aufgetragen. Der funktionale Verlauf der Mittelung beläuft sich auf

$$\Im(E_{0+})(\omega, \beta) = \beta \cdot \frac{q_{\pi^+}(\omega)}{m_{\pi^+}}, \quad (51)$$

$$q_{\pi^+} = \sqrt{\varepsilon^2 - m_{\pi^+}^2}, \quad \varepsilon = \frac{s + m_{\pi^+}^2 - m_n^2}{2\sqrt{s}}, \quad s = \sqrt{m_p^2 + 2\omega m_p}$$

für  $\varepsilon > m_{\pi^+}$  und der Photonenergie  $\omega$  im Laborsystem. Sie hängt ausschließlich vom Cusp-Parameter  $\beta$  (siehe Kapitel 2.6), welchen es – zusammen mit dem zugehörigen Energiebereich – zu bestimmen gilt.

Das gleiche Vorgehen wurde für die finalen Messdaten der Arbeitsgruppe gewählt und ist in Abbildung 125 dargestellt. Zusätzlich wurden die Messdaten um den einfachen systematischen Fehler nach oben, sowie nach unten variiert und zusätzlich (als graues Band) eingetragen. Die somit erhaltenen Ergebnisse für den Imaginärteil von  $E_{0+}$  wurden auf den  $\pi^+$ -Impuls und dessen Masse normiert und in

<sup>5</sup> In kurzen Tests wurden verschiedene D-Wellen-Beiträge getestet. Es zeigte sich, dass auch die Berücksichtigung der vollen Berechnung aus z.B. dem DMT-Modell oder auch die Hinzunahme resonanter Terme keine Änderung >1% brachte. Ihr Beitrag und Modell-Abhängigkeit ist folglich gering.

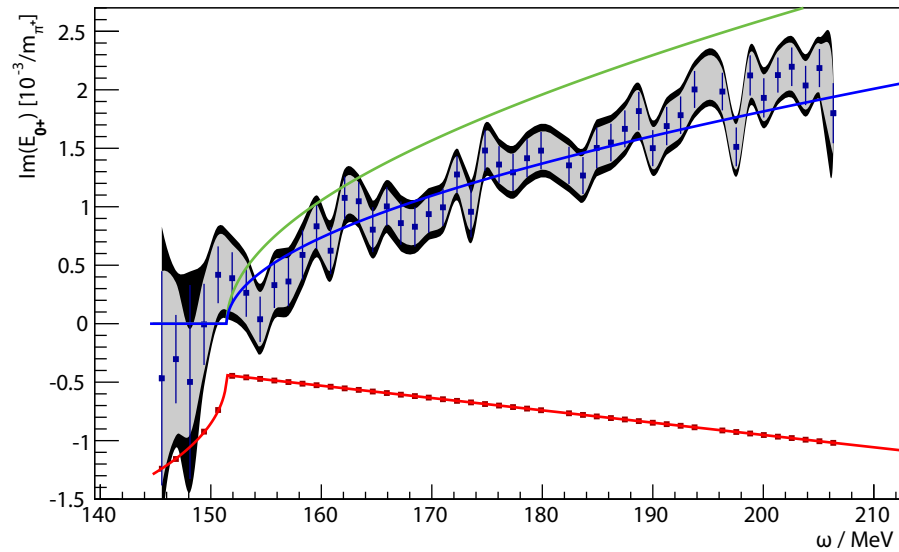


Abbildung 125: Ergebnis des 1 Parameter-Fits für  $\Im(E_{0+})$  aus den finalen Messdaten der Arbeitsgruppe. In Rot sind die fixierten Messdaten für  $\Re(E_{0+})$  aus [Hor13] eingetragen. Das graue Band beschreibt die Messdaten unter Hinzunahme des systematischen Fehlers. Das schwarze Band umfasst (quadratisch addiert) den systematischen und den statistischen Fehler.

Zusätzlich eingetragen ist ein zwischen der Produktionsschwelle und 190 MeV gemittelter Verlauf gemäß Formel 51 mit  $\beta = 2,40(7)$  (blaue Linie,  $\chi^2/n = 0,87$ ) und ein theoretisches Limit bei  $\beta = 3,43$ .

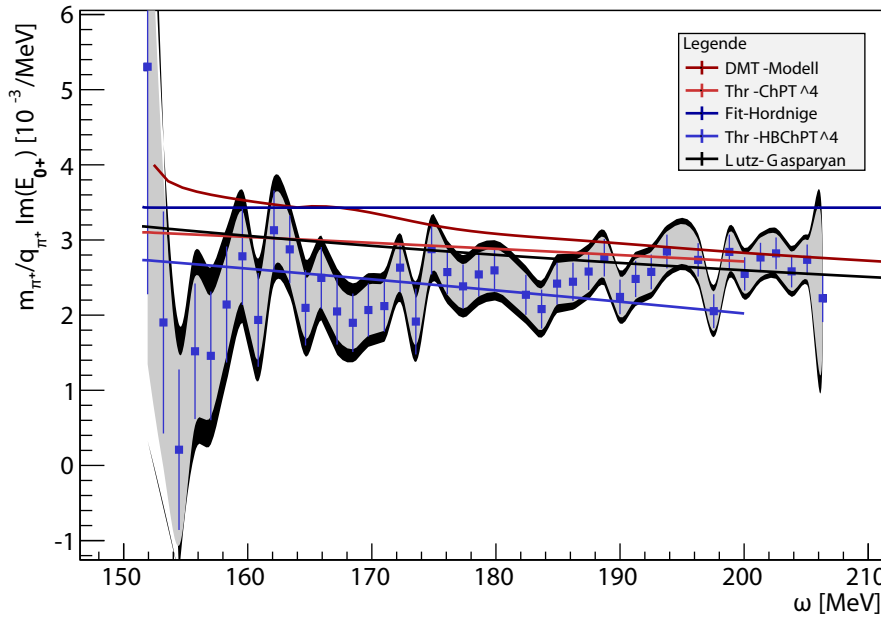


Abbildung 126:  $\Im(E_{0+})$  des 1 Parameter-Fits mit den finalen Messdaten normiert auf den Pion-Impuls und -Masse. Diese Auftragsvariante erlaubt das direkt Ablesen des Parameters  $\beta$  und seine Energieabhängigkeit zusammen mit verschiedenen Modellen. Formel 51 ist hierbei als konstante Linie mit  $\beta = 3,43$  eingetragen.

Abbildung 126 aufgetragen. Dies ermöglicht ein direktes Ablesen des  $\beta$ -Parameters.

### 6.6.3 Anpassung mit fünf Parametern

In diesem Falle kommt das  $\chi^2$  aus Formel 50 mit den Messdaten  $\sigma_T^{\text{exp.}}$  zusammen mit den Daten  $\sigma_0^{\text{exp.}}$  und  $\Sigma^{\text{exp.}}$  aus [Hor13] zum Einsatz. Angepasst werden die Realteile der S- und der drei P-Wellen sowie  $\Im(E_{0+})$  so dass in Summe fünf Parameter bestimmt werden. Mit einem konstanten Betrag von Null werden die Imaginärteile der P-Wellen festgehalten, also:  $\Im(E_{1+})$ ,  $\Im(M_{1+})$  und  $\Im(M_{1-}) = 0$ . Auch in diesem Fit sind die D-Wellen als Born-Terme aus [Kamo1] enthalten. Als Startparameter wurden die Werte aus [Hor13] verwendet. Die Anpassungen wurden mehrmals (wie in Abschnitt 6.6.1 beschrieben), mit leichten Variationen der Startparameter, durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Abbildung 127 gezeigt.

Auffällig ist die gute Reproduktion der Ergebnisse für die vier Realteile – auch mit dem erweiterten Datenumfang. Der in dieser Arbeit erstmals gemessene Imaginärteil von  $E_{0+}$  ist mit in wenigen Prozent (abhängig von der Energie zwischen 0 und 2 %) identisch zu dem im Kapitel 6.6.2 bestimmten Werten, bei ähnlichen Fehlergrößen. Wir werten diese Tatsache – die Übereinstimmung mit früheren Ergebnis-

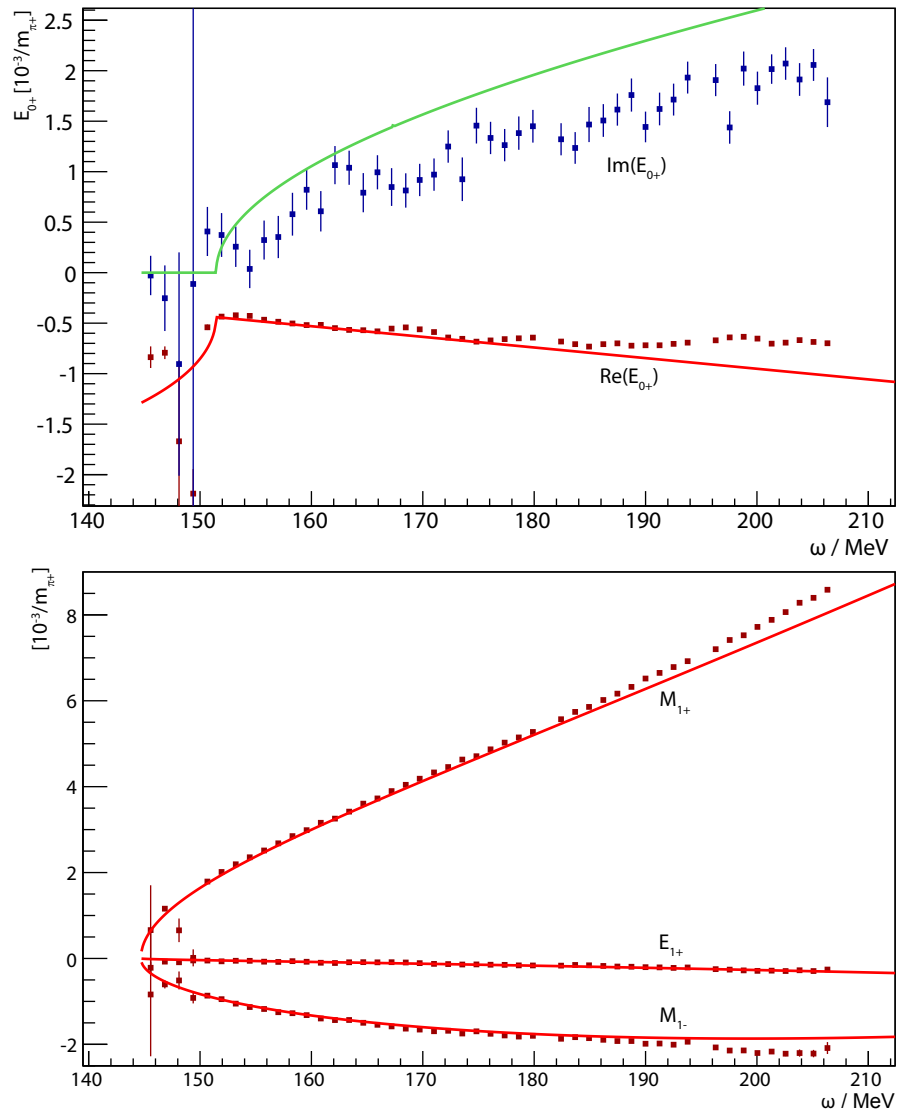


Abbildung 127: Ergebnisse des Fits mit fünf Parametern. Oben:  $\Im(E_{0+})$  und  $\Re(E_{0+})$ , unten:  $\Re(E_{1+})$ ,  $\Re(M_{1+})$  und  $\Re(M_{1-})$ . Zusätzlich sind als durchgehende Linien (grün und rot) die Parametrisierungen aus [Hor13] eingetragen. Die Abweichungen zwischen den Messdaten und den Parametrisierungen für Energien  $> 190$  MeV sind erwartet, da die Parametrisierungen nur bis etwa 185 MeV optimiert wurden. .



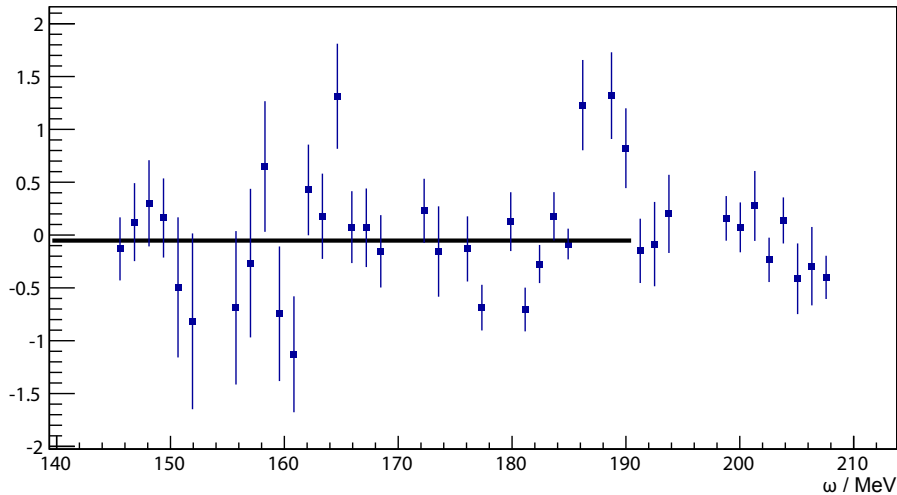


Abbildung 128:  $\Im(E_{0+})$  bestimmt mittels eines 1-Parameter-Fits und den Messdaten  $\sigma_0 T'$ . Das erwartete Ergebnis, welches verträglich mit Null ist, wurde durch eine Konstante (schwarze Linie) angenähert. Sie liegt bei  $(-5.24 \pm 5.89) \cdot 10^{-2}$ .

sen und die Unabhängigkeit von der Anzahl der Fit-Parameter – als Zeichen der Zuverlässigkeit unserer Fit-Methode.

Bringt man in den Fit zusätzlich noch die  $\sigma_F^{\text{exp.}}$  Messdaten mit ein, so ergibt sich folgendes Bild: Die ermittelten Datenwerte bleiben innerhalb eines Toleranzbereichs von 1 % identisch, ebenso die ermittelten Fehlerangaben. Damit trägt  $\sigma_F^{\text{exp.}}$  in diesem Energiebereich keine zusätzliche Information bei der Bestimmung von  $E_{0+}$ . Insbesondere für den Realteil von  $E_{0+}$  ist dieses Verhalten erwartet: Die Strahlasymmetrie  $\Sigma$  beschreibt den Realteil und bestimmt aufgrund der bedeutend höheren Messauflösung in diesem Energiebereich den Fit.

#### 6.6.4 Weitere systematische Untersuchungen

Zusätzlich zu den bisher vorgestellten Überprüfungen auf die Zuverlässigkeit der Ergebnisse wurde eine zu Kapitel 6.6.2 ähnliche Analyse mit den Messdaten  $\sigma_0 T'$  durchgeführt. Die Anpassung, welche ebenfalls mit lediglich einem Parameter erfolgte, ist in Abbildung 128 dargestellt. Das Ergebnis, welches im Rahmen der Fehler mit Null identisch ist, zeigt, dass bei dieser Untersuchung kein messbarer systematischer Fehler vorliegt.

Weiterhin wurden Tests mit simulierten Messdaten durchgeführt, welche in einem ersten Schritt auf Grundlage eines Modells zufällig erzeugt wurden. In dem anschließenden Schritt wurden ähnliche Rekonstruktion wie in den Abschnitten 6.6.2 und 6.6.3 gezeigt und darüber hinausgehende Untersuchungen vorgenommen. Somit konnten aufgrund bekannter erwarteter Ergebnisse gut die Methoden studiert werden. Diese Untersuchungen werden in Zukunft noch weiter

geführt werden müssen, insbesondere wenn der betrachtete Energiebereich ausgeweitet wird.

### 6.6.5 *Diskussion der Ergebnisse*

Wir haben die Ergebnisse einer Multipol-Analyse mit verschiedenen Einstellungen und einbezogenen Daten gezeigt. Dabei konnte erstmals der Imaginärteil des Multipols  $E_{0+}$  im Schwellenbereich direkt bestimmt sowie ältere Analysen zu den auftretenden Realteilen bestätigt werden.

Innerhalb der systematischen und statistischen Fehler gibt es eine Übereinstimmung mit verschiedenen Modellen und Vorhersagen, wobei einige davon bevorzugt werden (vgl. Abbildung 126). Aufgrund der begrenzten Messgenauigkeit lässt sich jedoch keine Aussage über eine ggf. vorhandene Energieabhängigkeit des Parameters  $\beta$  treffen. Er beträgt

$$\beta = 2,40 \pm 0,07 \text{ (stat.)} \pm 0,30 \text{ (sys.)} \cdot 10^{-3} / m_{\pi^+} \quad .$$

Zur Verbesserung des Messergebnisses ist es unumgänglich, eine erneute Messung durchzuführen. Die beiden Ziele dieser Messung wären die Erhöhung der statistischen Signifikanz der Messdaten im Schwellenbereich und die Reduktion des systematischen Fehlers. Darauf wollen wir im nächsten Kapitel eingehen.

## ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

---

Die vorgelegte Arbeit bestimmt **erstmalig die Observablen  $T$  und  $F$  in der photoinduzierten Pionproduktion** im Energiebereich von der Produktionsschwelle bis zu 420 MeV. Es wurden verschiedene Analysemethoden untersucht und gegeneinander verglichen sowie eine umfangreiche systematische Fehleranalyse unternommen.

Die so bestimmten Daten wurden – zusammen mit den Messdaten von  $\Sigma$  und  $\sigma_0$  aus [Hor13] – für eine ebenfalls erstmalige, modellunabhängige und **direkte Bestimmung aller Multipol-Amplituden** bis  $L_{\max} = 2$  im Schwellenbereich bis 180 MeV verwendet. Damit wurde das in [Ost09] definierte Ziel erreicht. In weiteren Schritten lässt dies eine Bestimmung der Ladungsaustausch-Streulänge  $a_{\text{cex}}(\pi^+n \rightarrow \pi^0p)$  zu.

Die bisherigen Erfolge, als auch die Möglichkeiten welche eine Messung mit erhöhter Genauigkeit ermöglichen würde, motivieren eine Wiederholung der Messung unter optimierten Rahmenbedingungen. Gelingt es, den systematischen und statistischen Fehler in den Bereich einzelner Prozent zu reduzieren, ermöglicht dies die Untersuchung der nachfolgenden Effekte:

- Eine genauere Multipol-Extraktion, erstmals auch oberhalb des Schwellenbereichs ( $> 180$  MeV).
- Ein tiefergehender Vergleich von  $a_{\text{cex}}(\pi^+n \rightarrow \pi^0p)$  mit den bisher gemessenen komplementären Wert für  $a_{\text{cex}}(\pi^-p \rightarrow \pi^0n)$  in pionischem Wasserstoff [Goto8].
- Test der Chiralen Störungstheorie (ChPT) und anderen Vorhersagen inkl. ihres Konvergenzbereichs.
- Die Stärke von D-Wellen Multipol-Beiträgen in  $F$  nahe der Produktionsschwelle.
- Test der starken Isospin-Brechung (aufgrund des Massenunterschieds zwischen up und down Quarks) im Schwellenbereich.

Der zuletzt aufgezählte Punkt verlangt den Nachweis der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+n$ . Mit dieser umfangreichen Motivation diskutieren wir im Folgenden mögliche Verbesserungen einer erneuten Experimentdurchführung.

### *Anforderungen an eine Wiederholung der Messung*

Sollte eine erneute Messung von  $T$  und  $F$  vorgenommen werden, so zählen wir im folgenden einige zentrale Punkte auf, welche im Vergleich zur durchgeführten Messung zu verbessern sind. Weitere Details siehe Anhang A.3. Das Ziel ist die modellunabhängige Bestimmung der photoinduzierten Pionproduktion für ungeladene als auch geladene Pionen.

Als Energiebereich der neuen Messung sollte die Schwellenregion ( $E_\gamma = 140$  bis  $180$  MeV) im Fokus stehen und die MAMI-Strahlenergie entsprechend angepasst werden. Dies ermöglicht u.a. höhere Strahlströme und Helizitätsüberträge.

Die Reduktion des statistischen Fehlers wird von der neuen, vierfach schnelleren Datenerfassung profitieren. Der systematische Fehler kann ebenfalls reduziert werden: Das neue Paar-Spektrometer sollte fortwährend die Markierungseffizienz und den (helizitätsabhängigen) Photonenfluss bestimmen. Weiterhin wichtig ist die durchgängige Beachtung des Füllfaktors  $f$ , welche parallel zum eigentlichen Experiment gemessen werden sollte.

Zusätzliche Teilchenidentifikationsdetektoren würden erstmals die Analyse von Isospin-Effekten ermöglichen.

Zusammengefasst erwarten wir eine wesentliche Verbesserung bei der Beantwortung der Fragestellungen, sowie eine stark verbesserte Möglichkeit zur Extraktion der Multipol-Amplituden.

## ERGEBNISSE

---

### A.1 ASYMMETRIEN T UND F

Aufgrund des Umfangs der Ergebnisse sind diese nicht in der gedruckten Version enthalten. Sie können online unter <http://wwwa2.kph.uni-mainz.de/intern/thesedata/otte/> aufgerufen werden. Folgende Dokumente, Programm und Daten sind enthalten:

- Die aktuelle Version des Analyse-Programms zum Stand der Abgabe der Doktorarbeit findet sich in der Datei `DataAnalyses.zip`. Das Analyse-Programm und alle Kalibrationen sind zusätzlich unter <https://github.com/peterotte/DataAnalyses> zu finden.
- Die Asymmetrien T und F, welche ausschließlich im Rahmen dieser Arbeit entstanden sind, befinden sich in `Anhang_Ergebnisse_Otte_TundF.pdf`
- Die Taggerkalibration ist in `Anhang_Tagger_Kalibration.pdf` enthalten.
- Die entgültigen Messdaten der A2-Kollaboration, welche auch den systematischen Fehler enthalten, sind in `A2MessdatenTF.tgz` enthalten.

### A.2 ERGEBNISSE ALS LEGENDRE-REIHE

An die Messdaten  $\sigma_0 T$  und  $\sigma_0 F(E_\gamma)$  wurde eine phänomenologische Funktion gemäß Formel 49 angepasst, weitere Erklärungen siehe Abschnitt 6.2.1.

Parameter	$\sigma_0 F$ -Wert	Fehler	$\sigma_0 T$ -Wert	Fehler
Schumann				
o $a_0$	$-3,91 \cdot 10^{-1}$	$4,26 \cdot 10^{-3}$	$-6,05 \cdot 10^7$	$2,92 \cdot 10^6$
o $a_1$	$4,86 \cdot 10^{-3}$	$2,26 \cdot 10^{-5}$	$5,58 \cdot 10^5$	$5,72 \cdot 10^4$
o $a_2$	$-1,74 \cdot 10^{-5}$	$7,00 \cdot 10^{-8}$	$-9,83 \cdot 10^2$	$3,62 \cdot 10^2$
o $a_3$	$1,74 \cdot 10^{-8}$	$1,63 \cdot 10^{-10}$	$-3,29 \cdot 10^{-1}$	$6,31 \cdot 10^{-1}$
o $b_0$	$3,85 \cdot 10^{-1}$	$1,79 \cdot 10^{-3}$	$6,78 \cdot 10^7$	$6,83 \cdot 10^6$
o $b_1$	$-2,33 \cdot 10^{-3}$	$6,81 \cdot 10^{-6}$	$-4,23 \cdot 10^5$	$4,44 \cdot 10^4$

Parameter	$\sigma_0 F$ -Wert	Fehler	$\sigma_0 T$ -Wert	Fehler
0 $b_2$	$3,68 \cdot 10^{-6}$	$1,65 \cdot 10^{-8}$	$6,88 \cdot 10^2$	$7,60 \cdot 10^1$
1 $a_0$	$2,44 \cdot 10^{-2}$	$2,20 \cdot 10^{-3}$	$-2,00 \cdot 10^8$	$2,39 \cdot 10^6$
1 $a_1$	$6,46 \cdot 10^{-4}$	$1,26 \cdot 10^{-5}$	$2,94 \cdot 10^6$	$1,52 \cdot 10^4$
1 $a_2$	$-7,05 \cdot 10^{-6}$	$3,96 \cdot 10^{-8}$	$-1,31 \cdot 10^4$	$5,12 \cdot 10^1$
1 $a_3$	$1,04 \cdot 10^{-8}$	$8,74 \cdot 10^{-11}$	$1,61 \cdot 10^1$	$1,15 \cdot 10^{-1}$
1 $b_0$	$8,28 \cdot 10^{-2}$	$1,02 \cdot 10^{-4}$	$1,51 \cdot 10^8$	$5,02 \cdot 10^5$
1 $b_1$	$-5,15 \cdot 10^{-4}$	$4,01 \cdot 10^{-7}$	$-9,33 \cdot 10^5$	$2,06 \cdot 10^3$
1 $b_2$	$8,37 \cdot 10^{-7}$	$1,06 \cdot 10^{-9}$	$1,51 \cdot 10^3$	5,14
2 $a_0$	2,00	$6,84 \cdot 10^{-2}$	$1,93 \cdot 10^{-1}$	$8,26 \cdot 10^{-3}$
2 $a_1$	$-2,62 \cdot 10^{-2}$	$3,98 \cdot 10^{-4}$	$-2,11 \cdot 10^{-3}$	$4,98 \cdot 10^{-5}$
2 $a_2$	$1,11 \cdot 10^{-4}$	$1,26 \cdot 10^{-6}$	$6,08 \cdot 10^{-6}$	$1,62 \cdot 10^{-7}$
2 $a_3$	$-1,37 \cdot 10^{-7}$	$2,75 \cdot 10^{-9}$	$-3,24 \cdot 10^{-9}$	$4,08 \cdot 10^{-10}$
2 $b_0$	1,78	$2,35 \cdot 10^{-2}$	$5,60 \cdot 10^{-1}$	$6,15 \cdot 10^{-3}$
2 $b_1$	$-1,11 \cdot 10^{-2}$	$9,04 \cdot 10^{-5}$	$-3,51 \cdot 10^{-3}$	$2,33 \cdot 10^{-5}$
2 $b_2$	$1,80 \cdot 10^{-5}$	$2,40 \cdot 10^{-7}$	$5,65 \cdot 10^{-6}$	$5,84 \cdot 10^{-8}$
<b>Otte</b>				
0 $a_0$	-2,62	$9,25 \cdot 10^{-1}$	$-2,20 \cdot 10^{10}$	$1,51 \cdot 10^9$
0 $a_1$	$3,14 \cdot 10^{-2}$	$1,08 \cdot 10^{-2}$	$2,17 \cdot 10^8$	$2,23 \cdot 10^7$
0 $a_2$	$-1,07 \cdot 10^{-4}$	$4,05 \cdot 10^{-5}$	$-5,44 \cdot 10^5$	$1,15 \cdot 10^5$
0 $a_3$	$9,16 \cdot 10^{-8}$	$4,78 \cdot 10^{-8}$	$2,91 \cdot 10^2$	$1,81 \cdot 10^2$
0 $b_0$	2,40	$2,01 \cdot 10^{-2}$	$1,57 \cdot 10^{10}$	$1,54 \cdot 10^9$
0 $b_1$	$-1,51 \cdot 10^{-2}$	$1,10 \cdot 10^{-4}$	$-9,67 \cdot 10^7$	$1,02 \cdot 10^7$
0 $b_2$	$2,48 \cdot 10^{-5}$	$2,43 \cdot 10^{-7}$	$1,55 \cdot 10^5$	$1,78 \cdot 10^4$
1 $a_0$	1,76	$1,94 \cdot 10^{-2}$	$-1,57 \cdot 10^8$	$4,45 \cdot 10^6$
1 $a_1$	$-1,47 \cdot 10^{-2}$	$1,00 \cdot 10^{-4}$	$2,69 \cdot 10^6$	$2,46 \cdot 10^4$
1 $a_2$	$2,79 \cdot 10^{-5}$	$3,16 \cdot 10^{-7}$	$-1,31 \cdot 10^4$	$7,92 \cdot 10^1$
1 $a_3$	$-2,84 \cdot 10^{-8}$	$7,06 \cdot 10^{-10}$	$1,62 \cdot 10^1$	$1,78 \cdot 10^{-1}$
1 $b_0$	$6,89 \cdot 10^{-1}$	$8,30 \cdot 10^{-4}$	$2,52 \cdot 10^8$	$8,92 \cdot 10^5$
1 $b_1$	$-4,30 \cdot 10^{-3}$	$3,14 \cdot 10^{-6}$	$-1,53 \cdot 10^6$	$3,45 \cdot 10^3$
1 $b_2$	$6,96 \cdot 10^{-6}$	$8,62 \cdot 10^{-9}$	$2,43 \cdot 10^3$	8,87
2 $a_0$	$-2,32 \cdot 10^{-1}$	1,82	$7,10 \cdot 10^{-1}$	$5,89 \cdot 10^{-3}$
2 $a_1$	$2,94 \cdot 10^{-3}$	$2,10 \cdot 10^{-2}$	$-9,29 \cdot 10^{-3}$	$1,54 \cdot 10^{-5}$
2 $a_2$	$-5,71 \cdot 10^{-6}$	$7,14 \cdot 10^{-5}$	$3,70 \cdot 10^{-5}$	$3,66 \cdot 10^{-8}$
2 $a_3$	$-6,72 \cdot 10^{-9}$	$7,03 \cdot 10^{-8}$	$-4,49 \cdot 10^{-8}$	$8,58 \cdot 10^{-11}$
2 $b_0$	1,60	1,42	$5,28 \cdot 10^{-1}$	$2,73 \cdot 10^{-3}$
2 $b_1$	$-9,84 \cdot 10^{-3}$	$8,56 \cdot 10^{-3}$	$-1,20 \cdot 10^{-3}$	$6,56 \cdot 10^{-6}$
2 $b_2$	$1,56 \cdot 10^{-5}$	$1,35 \cdot 10^{-5}$	$-1,38 \cdot 10^{-7}$	$1,57 \cdot 10^{-8}$

Parameter	$\sigma_0 F$ -Wert	Fehler	$\sigma_0 T$ -Wert	Fehler
Barrientos				
o $a_0$	$7,47 \cdot 10^6$	$6,14 \cdot 10^4$	-9,70	$1,86 \cdot 10^1$
o $a_1$	$-6,77 \cdot 10^4$	$2,78 \cdot 10^2$	$7,41 \cdot 10^{-2}$	$6,73 \cdot 10^{-2}$
o $a_2$	$2,25 \cdot 10^2$	$9,27 \cdot 10^{-1}$	$7,88 \cdot 10^{-5}$	$1,20 \cdot 10^{-3}$
o $a_3$	$-2,82 \cdot 10^{-1}$	$2,21 \cdot 10^{-3}$	$-5,40 \cdot 10^{-7}$	$3,27 \cdot 10^{-6}$
o $b_0$	$5,27 \cdot 10^6$	$2,28 \cdot 10^4$	$2,70 \cdot 10^1$	$1,15 \cdot 10^2$
o $b_1$	$-3,43 \cdot 10^4$	$9,24 \cdot 10^1$	$-1,69 \cdot 10^{-1}$	$7,21 \cdot 10^{-1}$
o $b_2$	$5,70 \cdot 10^1$	$2,40 \cdot 10^{-1}$	$2,78 \cdot 10^{-4}$	$1,19 \cdot 10^{-3}$
1 $a_0$	-9,24	$7,36 \cdot 10^{-2}$	$-5,50 \cdot 10^2$	$3,13 \cdot 10^1$
1 $a_1$	$1,05 \cdot 10^{-1}$	$3,65 \cdot 10^{-4}$	6,04	$1,70 \cdot 10^{-1}$
1 $a_2$	$-4,02 \cdot 10^{-4}$	$1,17 \cdot 10^{-6}$	$-2,18 \cdot 10^{-2}$	$5,32 \cdot 10^{-4}$
1 $a_3$	$4,24 \cdot 10^{-7}$	$2,55 \cdot 10^{-9}$	$2,34 \cdot 10^{-5}$	$1,62 \cdot 10^{-6}$
1 $b_0$	2,18	$3,37 \cdot 10^{-3}$	$2,24 \cdot 10^2$	$1,20 \cdot 10^2$
1 $b_1$	$-1,38 \cdot 10^{-2}$	$1,26 \cdot 10^{-5}$	-1,41	$7,50 \cdot 10^{-1}$
1 $b_2$	$2,27 \cdot 10^{-5}$	$3,46 \cdot 10^{-8}$	$2,31 \cdot 10^{-3}$	$1,20 \cdot 10^{-3}$
2 $a_0$	7,45	$2,20 \cdot 10^{-1}$	$-9,03 \cdot 10^{-2}$	-
2 $a_1$	$-7,77 \cdot 10^{-2}$	$1,14 \cdot 10^{-3}$	$1,78 \cdot 10^{-5}$	-
2 $a_2$	$2,74 \cdot 10^{-4}$	$2,21 \cdot 10^{-6}$	$4,10 \cdot 10^{-6}$	-
2 $a_3$	$-3,26 \cdot 10^{-7}$	$8,51 \cdot 10^{-9}$	$-1,09 \cdot 10^{-8}$	-
2 $b_0$	1,28	$1,86 \cdot 10^{-1}$	2,17	-
2 $b_1$	$-8,53 \cdot 10^{-3}$	$1,23 \cdot 10^{-3}$	$-1,75 \cdot 10^{-2}$	-
2 $b_2$	$1,43 \cdot 10^{-5}$	$2,09 \cdot 10^{-6}$	$3,50 \cdot 10^{-5}$	-

### A.3 ANFORDERUNGEN AN EINE ERNEUTE MESS- DURCHFÜHRUNG

Sollte eine erneute Messung von  $T$  und  $F$  vorgenommen werden, so zählen wir im folgenden Punkte auf, welche im Vergleich zur durchgeführten Messung zu beachten bzw. zu verbessern sind. Das Ziel ist die modellunabhängige Bestimmung der photoinduzierten Pionproduktion für ungeladene als auch geladene Pionen.

Selbstverständlich ist es vorteilhaft, wenn das Experiment exklusiv durchgeführt wird und nicht parallel mit anderen, so dass alle Parameter optimal gewählt werden können. Falls dies nicht möglich ist, so ist grundsätzlich abzuwägen, ob eine mit einem anderen Experiment parallel verlaufende Datennahme unter ggf. ungünstigen Bedingungen durchgeführt werden sollte.

Als Energiebereich der neuen Messung sollte die Schwellenregion ( $E_\gamma = 140$  bis  $180$  MeV) im Fokus stehen. Dies bedeutet, dass die

**MAMI-Strahlenergie** entsprechend gewählt wird. Ideal wären etwa 200 MeV Elektron-Strahlenergie. Diese Zahl ergibt sich aus der fehlenden Abdeckung des Spektrometers von etwa 7% der höchsten Photonen-Energien.

Durch die Verteilung des interessanten Energiebands auf (im Vergleich zur aktuellen Messung) mehr Kanäle der Photonenmarkierungsanlage ergibt sich ein weiterer Vorteil: Die Möglichkeit zu potentiell höheren Strahlströmen, da die Anlage zusammen mit der Datenerfassung zuvor die Begrenzung im Strahlstrom darstellte. Des Weiteren ergibt sich bei geringeren MAMI-Endenergien ein größerer Helizitätsübertrag vom Elektron auf das Photon und damit ein höherer **Photonenpolarisationsgrad**, womit die Observable  $F$  besser gemessen werden kann.

Bei der Wahl des **Strahlstroms** gilt: je mehr desto schneller wird die statistische Aussagekraft verbessert (bei zu hohen Strahlströmen geht dies in eine Sättigung). Man sollte also immer an das Limit gehen, welches entweder durch die Photonenmarkierungsanlage oder die Datenerfassung gegeben ist. Das Target ist hierbei kein Hindernis, da es auch einen zehnfach höheren Strom als bei dem durchgeführten Experiment[[Tho13b](#)] standhält.

Nach Überprüfung der Ausrichtung und der Größe des Halos (am Besten mit der Vieldrahtproportionaldrahtkammern, MWPC) im Zentrum des Crystal Balls kann der **Haupt-Kollimator** ggf. etwas größer gewählt werden (3-3,5 mm) als zuvor (2,5 mm), um ein besseres Markierungsverhältnis zu erreichen.

Vor dem Beginn der Messung sollten so gut wie möglich die beteiligten **Detektoren überprüft und gewartet** werden. Zu verbessern sind insbesondere:

- Die Effizienz (Sollwert durchweg 100 %) der einzelnen Kanäle der Photonenmarkierungsanlage. Außerdem darf nach Möglichkeit kein Brummen in den einzelnen Kanälen vorhanden sein. Jede Abweichung vom idealen Effizienzwert ist gleichbedeutend mit einer Reduktion des Strahlstroms.
- Beim Teilchenidentifikationsdetektor ist insbesondere auf die Verhinderung eines unterschiedlichen und zeitabhängigen Ansprechverhalten (insbesondere der Verstärkung) der einzelnen Kanäle zu achten. Zeit- und Energieinformationen der Datenerfassung müssen hardwareseitig korrekt eingestellt und angeschlossen sein.

Am wichtigsten ist jedoch, und dies gilt für alle Detektoren, dass die Eigenschaften über die Dauer der Messung stabil bleiben, auch wenn diese vom Idealfall abweichen sollten. Instabilitäten wirken sich sofort in einer künstlichen Asymmetrie aus, welche nur bedingt nachträglich erkannt und korrigiert werden kann. Eine **schnelle Überprüfung** und ggf. sofortige Korrektur solcher kritischen Detektor- und



Analyse-Parameter während der Datennahme könnte dem effektiv vorbeugen.

Im Falle der Überprüfung der Markierungseffizienz sollte vom **Paar-Spektrometer** sowohl für den Photonenfluss, als auch für die fortwährende parallele Messung der Markierungseffizienz Gebrauch gemacht werden.

Des Weiteren sollte eine entsprechende Anpassung der Datenerfassung vorgenommen werden, so dass der **helizitätsabhängige Strahlstrom** kontinuierlich gemessen werden kann. Es ist ferner nicht auszuschließen, dass der Elektron-Polarisationsvektor nicht maximal longitudinal (insb. der Anteil außerhalb der Beschleunigerebene) am Ort des Radiators ist, was durch eine Messung bei der für das Experiment gewählten MAMI-Endenergie überprüft werden kann.

Weitere Anpassungen können im Bereich des **Triggers** vorgenommen werden: Ein veränderter Energiesummen-Trigger, welcher am besten den Crystal Ball als auch das Vorwärtskalorimeter TAPS umfasst, wäre vorteilhaft. Unabhängig von den in die Berechnung der Energiesumme eingeschlossenen Detektoren kann der Experiment-Trigger eventuell dahingehend verändert werden, dass neben dem Erreichen einer minimal notwendigen Energiesumme auch eine maximale Summe nicht überschritten werden darf. Diese Entscheidung muss abhängig von der Elektron-Strahlenergie getroffen werden.

Als minimal **notwendige Detektoren** wurden in dieser Arbeit die Photonenmarkierungsanlage und das Crystal Ball-Kalorimeter identifiziert. Eine Verbesserung der Statistik, insbesondere unter den für die Multipol-Analyse besonders wichtigen extremen Polarwinkeln ( $0^\circ$  und  $180^\circ$ ), ist die Hinzunahme des Detektors TAPS und eines ggf. bis dahin vorhandenen Rückwärts-Kalorimeters von Vorteil.

Für die Analyse geladener Teilchen, um insbesondere **Isospin-Effekte** untersuchen zu können, bedarf es am Einfachsten dem Nachweis von  $\pi^+$  mittels des Teilchenidentifikationsdetektors und eines Spurrekonstruktionsdetektors. Neueste Verbesserungen zeigen, dass bei einer erneuten Durchführung des Experiments die vorhandenen MWPC mittlerweile, auch bei den angestrebten höheren Strahlströmen, dafür geeignet wären.

Die vorlegte Arbeit diskutierte die unterschiedlichen Analysemethoden und kam zu dem Schluss, dass die „Direkte-Asymmetrie-Methode“ (siehe Abschnitt 5.4.3) die einzig funktionierende Methode im Schwellenbereich ist. Daher sollte bei einer erneuten Messung das verstärkte Augenmerk auf der Gewinnung von Daten an Butanol als **Targetmaterial** gelegt werden. Neue Daten mit Kohlenstoff als Target sollten ausschließlich für ggf. notwendige andersweitige Normierungen bspw. eine Bestimmung des Füllfaktors, aufgezeichnet werden.

Je nach gewählter Variante der Analysemethode und der Normierung ist eine zeitlich direkt anschließende Messung an Wasserstoff mit den exakt gleichen Experiment-Einstellungen und Detektor-An-

sprechverhalten, notwendig. In diesem Falle würde diese idealerweise auch eine Simulation der unterschiedlichen Targetaufbauten des Frozen-Spin- und des Wasserstoff-Targets umfassen.

Wie in der vorgelegten Analyse gezeigt, ist eine besonders wichtige Bestimmung die des **Butanoltarget**-Füllfaktors  $f$  und der -Massenbelegung  $N_T/A$ . Im Rahmen einer erneuten Durchführung des Experiments muss ein schlüssiges Konzept ihrer Messung vorliegen, welches den systematischen Fehler deutlich reduziert. Idealerweise findet die Bestimmung von  $f$  und der Targetlänge in dem Zustand statt, in welchem sie auch während des eigentlichen Experiments vorliegen. Eine zusätzliche Demontage und Umfüllung des Materials zur Bestimmung dieser Targeteigenschaften ist nachteilig, da diese mit hoher Wahrscheinlichkeit unbeabsichtigte Veränderungen mit einbringt.

Für diese Messungen hierzu einige Vorschläge: Zu allererst muss beim Beladen und Entladen des Targetmaterials vor bzw. nach dem Ende des Experiments sichergestellt sein, dass kein Material dabei verloren geht. Im beladenen Zustand kann durch das Durchleuchten mit hochenergetischen Photonen und deren Abbildung auf einer Filmplatte die Länge im kalten Zustand gut bestimmt werden.

Durch die Messung einer Abschwächung ist es ferner möglich, eine effektive Targetdichte zu bestimmen. Zusammen mit Referenzen zur Kalibration (Target nur mit Helium bzw. mit einem Butanolblock gefüllt) lässt sich damit der Füllfaktor des in Kugelform eingesetzten Butanols bestimmen. Alternativ könnte auch darüber nachgedacht werden, ob das Butanol in einer anderen Form verwendet wird, welche die einfachere Bestimmung von  $f$  bei gleichzeitiger Gewährleistung der Kühlung, ermöglicht. Zum Beginn der Überlegung könnte ein Butanolblock dienen, welcher regelmäßige Bohrlöcher gleichen Durchmessers für das Helium aufweist.

#### *Zusammenfassung der Vorbereitungen und Umfang einer erneuten Experimentdurchführung*

Bezugnehmend auf den vorherigen Abschnitt, fallen einige der aufgeführten Verbesserungspunkte in die Kategorie „vorteilhaft, aber nicht essentiell“. Sie verhindern jedoch nicht den Erfolg einer erneuten Durchführung des Experiments.

Solche Punkte jedoch, die auf die Zuverlässigkeit der Messung und Reduktion systematischer Fehler eingehen, werden als notwendig zu lösen angesehen, bevor eine erneute Messung stattfindet. Die Dauer des Experiments sollte gleich zu dem vorherigen gewählt werden: Durch das Auslassen von Messungen am Kohlenstoff werden dann  $3 + 3 + 3 = 9$  Wochen Strahlzeit mit einer etwa vierfach schnelleren Datenerfassung zur Verfügung stehen.

Wir erwarten damit eine wesentliche Verbesserung bei der Beantwortung unserer Fragen sowie stark verbesserten Möglichkeiten zur Extraktion von Multipol-Amplituden.

Unter der vereinfachten Annahme der Erhöhung des Strahlstroms um den Faktor 4 kann die Statistik somit um den Faktor 6 im Rahmen einer erneuten Messung verbessert werden. Gleichzeitig besteht an vielen Stellen die Chance, den systematischen Fehler zu reduzieren. Da bei den bisherigen Messungen im Schwellenbereich jedoch der statische Fehler dominierte, würde hier eine wesentliche Verbesserung erreichbar sein.



## THEORETISCHE ERGÄNZUNGEN

---

### B.1 WATSON-THEOREM

Der enge Zusammenhang zwischen  $\gamma\text{N}$ - und  $\pi\text{N}$ -Systemen hat feste Phasenbeziehungen zwischen den Amplituden in  $\gamma\text{N}$ - und  $\pi\text{N}$ -Kanälen zur Folge. Diese zeigen sich insbesondere in der Streumatrix  $S$  für  $\gamma\text{N} \leftrightarrow \pi\text{N}$ -Reaktionen.

Wir führen die Reaktionsmatrix  $R$

$$S = 1 + iR$$

ein, die die Streumatrix  $S$  in zwei Anteile zerlegt, von denen nur einer ( $R$ ) den einlaufenden Zustand verändert. Für  $S$  fordern wir nun, zusammen mit der Zeitumkehr-Invarianz und der Ladungsunabhängigkeit, die Einhaltung der Unitarität

$$S^\dagger S = 1 \quad .$$

Dies führt zu folgender Bedingung

$$\Im \langle \beta | R | \alpha \rangle = \frac{1}{2} \sum_\nu \langle \nu | R | \beta \rangle^\dagger \langle \nu | R | \alpha \rangle$$

mit dem vollständigen Satz an Zuständen  $|\nu\rangle$ . In erster Ordnung in  $e$ , also ohne Berücksichtigung von Zwischenzuständen die Photonen beinhalten, kann daraus eine Phasenbeziehung auf individuelle Multipol-Übergangs-Amplituden abgeleitet werden [Wat54]. Die Phase  $\phi_{IJ}$  eines Multipol-Übergangs  $\mathcal{M}_{I\pm}^I$  in einen Pion-Nukleon-Endzustand (mit Isospin  $I$  und Gesamtdrehimpuls  $J$ ) ist gleich der Streuphasenverschiebung  $\delta_{IJ}$  des gleichen Pion-Nukleon-Zustands (aus der Pionstreuung):

$$\phi_{IJ} = \delta_{IJ}$$

Bei bekannten Isospin und Gesamtdrehimpuls ist folglich durch vorherige Messungen der Pion-Streuphase das Verhältnis der Real- und Imaginärteile der Multipole gegeben:

$$\begin{pmatrix} M_{I\pm}^I(W) \\ E_{I\pm}^I(W) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} |M_{I\pm}^I(W)| \\ |E_{I\pm}^I(W)| \end{pmatrix} \exp(\phi_{IJ} + in\pi), \quad n \in \mathbb{N}$$

wobei die Phase nur modulo  $\pi$  festgelegt ist.

Dieses sog. „Watson-Theorem“ gilt damit im Bereich der Schwellenregion und verliert seine Gültigkeit mit höheren Energien, sobald mehr Zwischenzustände (höhere Ordnungen) relevant werden. Eine feste obere Schwelle stellt die Zwei-Pion-Produktionschwelle ( $E_{\gamma}^{\text{Schwelle}} = 308,8 \text{ MeV}$  bei  $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ ) dar [Weio5]. Im Rahmen dieser Arbeit wird es ebenfalls möglich sein, diesen Gültigkeitsbereich zu bestimmen.

Der Vorteil des Theorems liegt in der Möglichkeit, die bekannten und mit hoher Genauigkeit vermessenen Daten von elastischer  $\pi N$ -Streuung auch im Rahmen unserer Experimente zu verwenden bzw. zu verifizieren.

## B.2 DER CUSP-EFFEKT IN DER $\chi$ PT

In  $\chi$ PT tritt dieser Effekt erst bei Ordnungen größer  $\mathcal{O}(q^4)$  auf. Er kann jedoch phänomenologisch in der neutralen Pionproduktion berücksichtigt werden, indem man für die Pionpropagatoren in den Schleifenintegralen die Masse des geladenen Pions verwendet, sonst jedoch die des ungeladenen Pions. [Hil11, Ber94]

# ELEKTRONIKDETAILS

---

## C.1 NEUER EXPERIMENTTRIGGER

Seit Oktober 2012 wurde der neue Experimenttrigger in Betrieb genommen. Er erfüllt im wesentlichen die folgenden Aufgaben:

- Mehrstufige Entscheidungsebenen mit je 16 Ein- und 8 Ausgängen,
- Zeiterhaltend, d.h. konstante Latenz vom Level1-Triggersignal bis zur Entscheidung,
- Steuerung der Auslese-Computer,
- Bestimmung von Totzeiten des Gesamt- und Subsystemen,
- Steuerung der Polarisierten-Quelle von MAMI,
- Behebung von Designfehlern des vorherigen Triggers (u.a. beim Einsatz der Prescaler),
- Reduktion von Fehlerquellen durch Realisierung in einem einzelnen FPGA-Chip,
- Verschiedenartige Unterstützung bei der Fehlersuche.

## Experiment Trigger

last update: 14.11.2013 Firmware (LSB): 0x75  
 Peter-Bernd Otte and John R.M. Annand

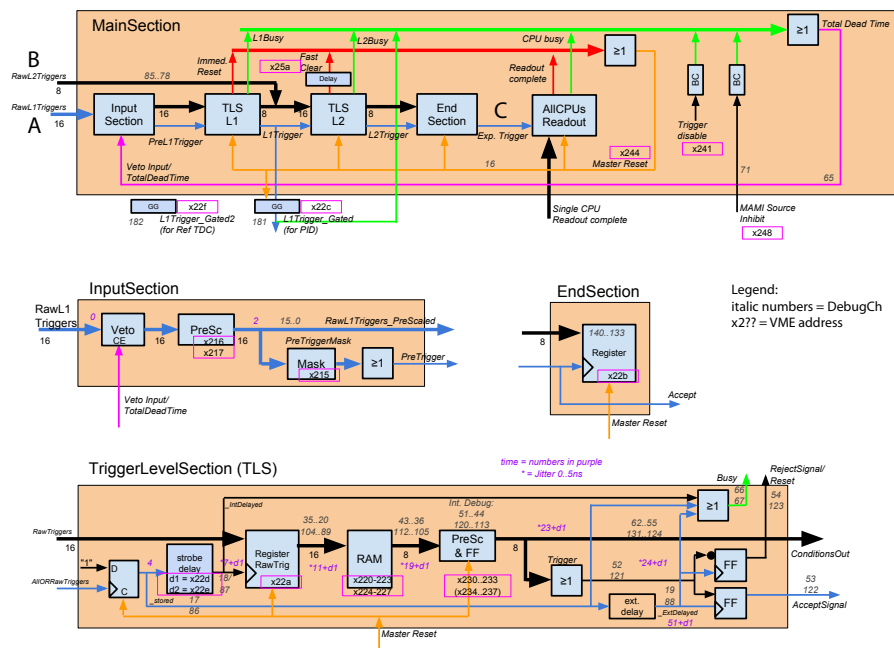


Abbildung 129: Der Experimenttrigger bei der Wasserstoff-Messung. Die Level 1-Signale gehen am Punkt „A“ in das System, Level 2-Signale werden zeitlich etwas später am Punkt „B“ erwartet. Die Entscheidung, das Experimenttrigger-Signal wird am Punkt „C“ ausgegeben. Einzelne Subkomponenten werden in Abbildung 130 beschrieben.



# CB Experiment Trigger - Components

last update: 7.11.2013  
Peter-Bernd Otte

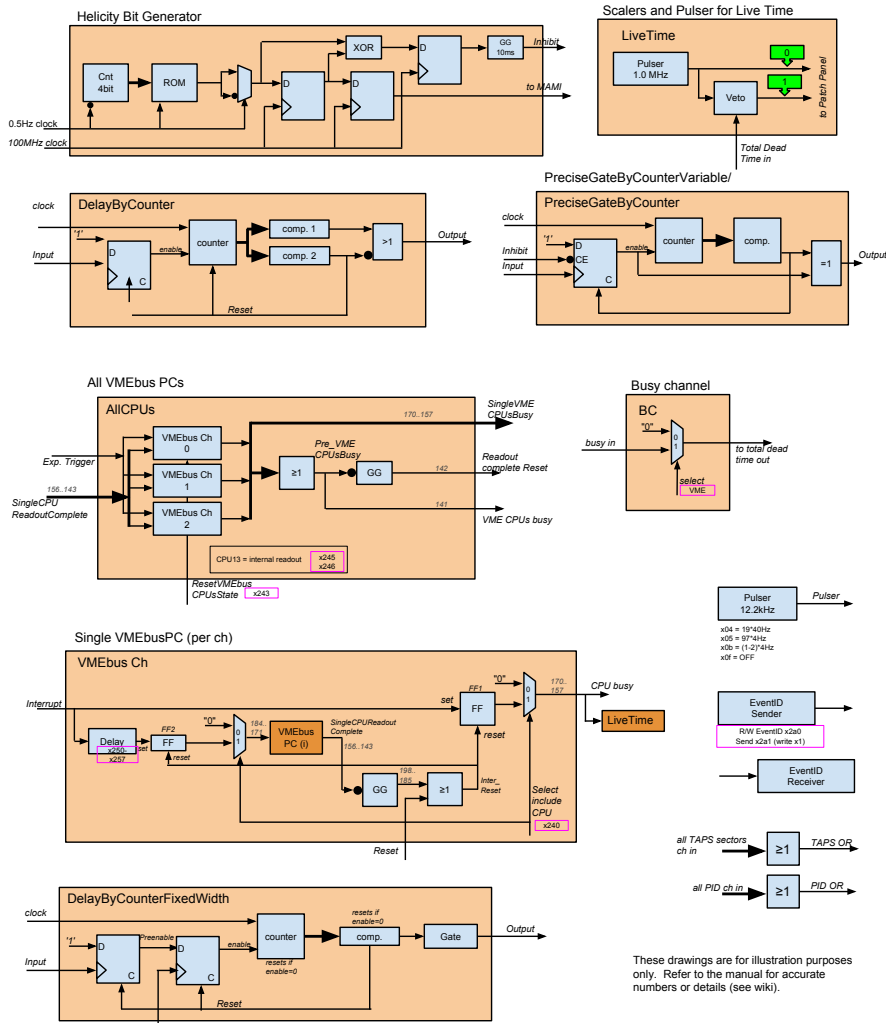


Abbildung 130: Der neue Experimenttrigger seit Oktober 2012.



# ALLGEMEINE ANALYSE EINES TRIGGERS

---

## D.1 ANFORDERUNGEN UND DEFINITIONEN EINES TRIGGERS

Die Aufgabe eines Triggers ist die schnelle Selektion von gewünschten Ereignissen („+“ mit Anzahl  $N^+$ ) aus einem Datenstrom vieler Ereignisse mit Gesamtzahl  $N$ , siehe auch Abbildung 131. Der Einfachheit halber drückt man durch das Verhältnis  $R_0$  den Anteil gewünschter an der Gesamtzahl aller Ereignisse aus:

$$R_0 = \frac{N^+}{N} \quad (0 \leq R_0 \leq 1)$$

Es entspricht der Reinheit der initial auftretenden physikalischen Ereignisse.

Nach der Triggerentscheidung gehört jedes Ereignis einer der folgenden Mengen an: Es wurde akzeptiert (Anzahl  $N_a$ ) oder es wurde verworfen (Anzahl  $N_v$ ). Handelt es sich dabei um eine korrekte Entscheidung geht es in die Anzahl  $N_a^+$  oder  $N_v^-$  ein, andernfalls in die Anzahl  $N_v^+$  oder  $N_a^-$ . Die Gesamtzahl aller Ereignisse ist  $N = N_a^+ + N_v^- + N_v^+ + N_a^-$ .

Im Allgemeinen wird ein Ereignis nach der positiven Trigger-Entscheidung durch ein Datennahmesystem permanent gespeichert. Die Entscheidungszeit des Triggers  $\tau$  sollte kürzer sein als die für das Speichern benötigte Zeit  $\tau_{DAQ}$ , da andernfalls auf einen Echtzeit-Trigger („online trigger“) zugunsten eines nachgeschalteten Triggers („offline“) verzichtet werden kann.

Ein Trigger wird durch zwei Parameter definiert, die angeben, wie viele der (1.) gewünschten ( $N_a^+$ ) und (2.) nicht gewünschten ( $N_a^-$ ) Ereignisse den Trigger passieren. Es ist zweckmäßig dafür die nachfolgend vorgestellte Effizienz und Reinheit zu verwenden.

**Die Effizienz<sup>1</sup>**  $E$  eines Triggers ist definiert als der Anteil der gewünschten Ereignisse, die den Trigger passieren konnten:

$$E = \frac{N_a^+}{N^+} \quad N^+ = N_a^+ + N_v^+ \quad (0 \leq E \leq 1)$$

Dieser Wert muss zur späteren Rekonstruktion der Triggerentscheidung bekannt und bei einem guten Trigger möglichst nahe bei 1 sein, d.h. die gewünschten, aber verworfenen Ereignisse, sollten  $N_v^+ \approx 0$ .

<sup>1</sup> Diese kann mit „wie gut erkennt der Trigger die richtigen Ereignisse?“ umschrieben werden.

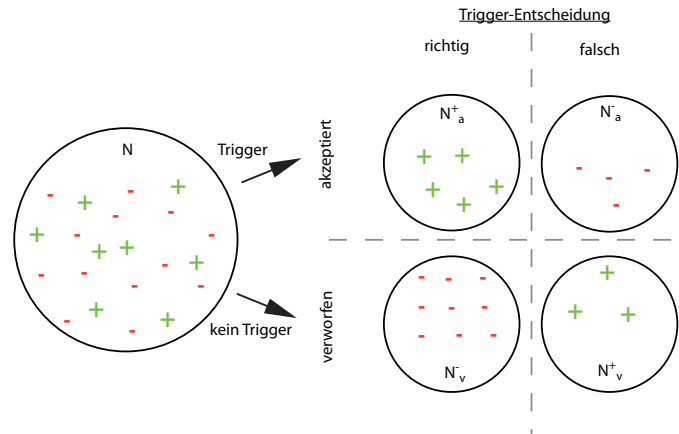


Abbildung 131: Ereignis-Selektion beim Triggern. Gewünscht sind hier die Ereignisse „+“, Untergrund-Ereignisse werden mit „-“ dargestellt.

**Die Reinheit<sup>2</sup>  $R$  eines Trigger** ist - analog zu  $R_0$  - definiert als der Anteil gewünschter Ereignisse an der Gesamtzahl aller akzeptierten, jeweils nach der Triggerentscheidung:

$$R = \frac{N_a^+}{N_a} \quad N_a = N_a^+ + N_a^- \quad (0 \leq R \leq 1)$$

Auch dieser Wert sollte möglichst nahe bei 1 liegen, was  $N_a^- \approx 0$  impliziert. Die Reinheit kann damit auch einem Datenstrom, beispielsweise zwischen Triggerstufen oder in den aufgezeichneten Daten, zugewiesen werden.

Aus diesen Triggereigenschaften kann - zusammen mit der eingehenden Reinheit - eine **Selektivität**  $k_a$  bestimmt werden, die den Anteil von positiven Triggerentscheidungen an der Gesamtzahl aller Entscheidungen bestimmt:

$$k_a = \frac{N_a}{N} = \frac{R_0 E}{R} \quad (0 < k_a \leq 1) \quad (52)$$

Für Trigger ist  $k_a$  kleiner 1, wohingegen eine Datenaufzeichnungselektronik keine Selektion vornimmt und daher  $k_a^{DAQ} = 1$  (und  $E = 1$ ) angenommen werden kann. Weitere Größen und Definitionen sind in Tabelle 17 aufgeführt.

Als limitierender Faktor für die Performanz des Systems ist die **Totzeit**  $\tau$  eines Trigger zu beachten, während das System keine neuen Signale verarbeiten kann. Wir gehen im Weiteren von einer nicht paralysierbaren Totzeit aus, d.h.  $\tau_{DAQ}$  ist immer konstant und ein während der Totzeit eingehendes Signal verlängert diese nicht (das Gegenteil dazu ist die paralysierbare Totzeit). Die Totzeit setzt sich

<sup>2</sup> Dies kann mit "Wie viele richtige Treffer werden aufgezeichnet?" umschrieben werden.

	richtig	falsch	
akzeptiert	$k_a^+ = R_0 E$	$k_a^- = R_0 E \left(\frac{1}{R} - 1\right)$	$k_a = \frac{R_0 E}{R}$
verworfen	$k_v^- = R_0 \left(E \left(1 - \frac{1}{R}\right) - 1\right) + 1$	$k_v^+ = R_0 (1 - E)$	$k_v = 1 - \frac{R_0 E}{R}$
	$k^+ = R_0$	$k^- = 1 - R_0$	

Tabelle 17: Triggerentscheidung: Anteil der jeweiligen Mengen an  $N$ .

aus der Zeit zur Entscheidungsfindung aber auch der Ausgabelänge des Ausgangspulses (gewöhnliche Dauer  $> 20$  ns) zusammen.

In der weiteren Betrachtung gehen wir davon aus, dass die Signale unkorreliert mit der Eingangsrate  $f_0$  in das System gelangen und die Wartezeit  $T$  zwischen zwei Ereignissen damit der exponentiellen Verteilung

$$P_\lambda(T) = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{T}{\lambda}} \quad \lambda = \frac{1}{f_0}$$

genügen.

Im Folgenden betrachten wir die **Auswirkungen der Totzeit** auf ein System (z.B. Trigger oder Datennahmeelektronik). Aufgrund der endlichen Bearbeitungsdauer  $\tau$  ist die Ausgangsrate  $f_1'$  verglichen mit  $f_0$  niedriger gemäß<sup>3</sup>:

$$f_1' = \frac{f_0}{1 + \tau f_0} \quad (f_1' \leq f_0)$$

Nach der Bedenkzeit  $\tau$  trifft das System eine Entscheidung. Da jedoch nicht jedes Ereignis durchgelassen wird, reduziert die Selektivität nochmals die Ausgangsrate auf  $f_1$  gemäß:

$$f_1(k_a, f_0, \tau) = k_a \cdot f_1' = \frac{k_a f_0}{1 + \tau f_0} \quad (53)$$

Bei der Betrachtung ein- und mehrstufiger Triggersysteme im nächsten Abschnitt werden wir diese Rechnungen weiterführen und optimieren. Eng mit der Totzeit hängt die **„live time“**  $LT$

$$LT = 1 - f_1' \cdot \tau \quad (0 \leq LT \leq 1) \quad (54)$$

zusammen, welche den Anteil an der Gesamtzeit wiedergibt, in der das Aufzeichnungssystem auf neue Daten wartet.

Dass ein Trigger immer die **gleiche Zeit zur Entscheidungsfindung** („fixed flow triggers“) benötigt, ist keine Selbstverständlichkeit: Durch verlängernde Totzeiteffekte oder einen komplexen Triggeralgorithmus kann die Bearbeitungszeit getaktet sein (und damit um die

<sup>3</sup> Betrachtet man während der Zeit  $T$  die Anzahl der eingehenden ( $N_0$ ) und ausgehenden ( $N_1$ ) Ereignisse, stellt man fest, dass in der Zeitdauer  $N_1 \cdot \tau$  das System tot ist. Es übersieht daher  $N_1 \tau \cdot f_0 \equiv N_{tot}$  eingehende Ereignisse, die Gesamtzahl ausgehender Ereignisse ist damit niedriger gemäß  $N_1 = N_0 - N_{tot}$ . Setzt man  $N_{tot}$  ein und teilt durch  $T$ , so erhält man obige Formel.

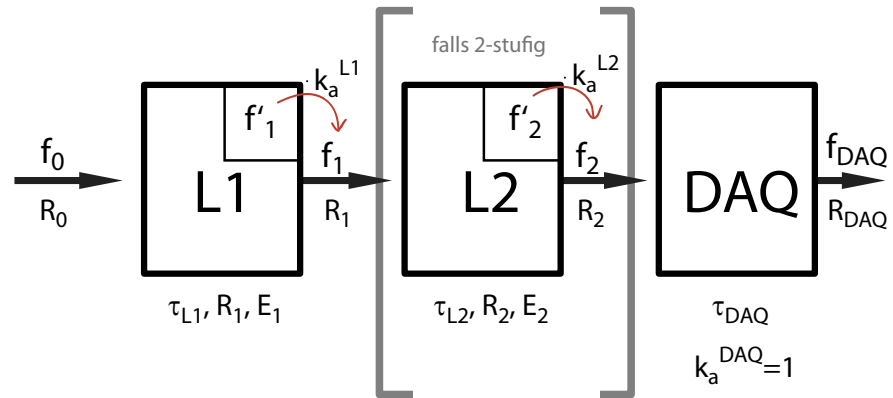


Abbildung 132: Illustration eines Datennahmesystems mit einem einfachen bzw. zweistufigen Trigger-System. Für die Aufzeichnungseinheit "DAQ" gilt  $E = 1$  und  $k_a = 1$  woraus  $R_{DAQ} = R_2$  resultiert.

Dauer eines Taktes schwanken) oder aber auch zusätzlich gänzlich je nach Ereignis unterschiedlich lang sein. Lediglich die untere und obere Zeitschranken sind bekannt. Sollen nicht-zeiterhaltende Trigger („variable flow triggers“, wie z.B. der neue zelluläre CB-Multiplizitätstrigger) im Experiment eingesetzt werden, so bedarf es meist einer Anpassung ihrer Bearbeitungszeit mittels einer parallel arbeitenden festen Verzögerung nach der die Triggerentscheidung vorliegen muss, wodurch wieder eine Zeiterhaltung erreicht wird.

## D.2 EIN- UND MEHRSTUFIGE TRIGGER

Ein Trigger kann aus **einer oder mehreren Stufen** bestehen: Die erste Stufe unterscheidet sich von allen darauf folgenden, da diese originär ein Triggersignal ausgibt (meist aufgrund einer Analog-Digital-Wandlung, z.B. einem Diskriminator), gegen das die weiteren Stufen lediglich ihr Veto einlegen können, siehe dazu Abbildung 132.

Das Ziel bei der Optimierung eines Datennahmesystems mit Trigger soll in unserem Fall die alleinige Maximierung der aufgezeichneten gewünschten Ereignisse  $N_a^+$  sein.<sup>4</sup> Trotzdem muss dabei die Rekonstruktion von  $f_0$  und damit die  $LT$  genau genug möglich sein, beispielsweise zur Bestimmung von absoluten Wirkungsquerschnitten.

Beispielhaft ist die berechnete Livetime in Abbildung 133 dargestellt. Es wird deutlich, dass sich ein Messfehler in  $LT$  nur im Bereich geringer Totzeit kaum merklich auf die Bestimmung von  $f_0$  auswirkt. Des Weiteren ist die Wahrscheinlichkeit der Entstehung eines zusätzlichen systematischen Fehlers bei einer hohen Totzeit größer.

<sup>4</sup> Man könnte alternativ fordern, dass die Reinheit des aufgezeichneten Datenstroms maximiert wird, was weniger notwendigen Speicherplatz zur Folge hat.

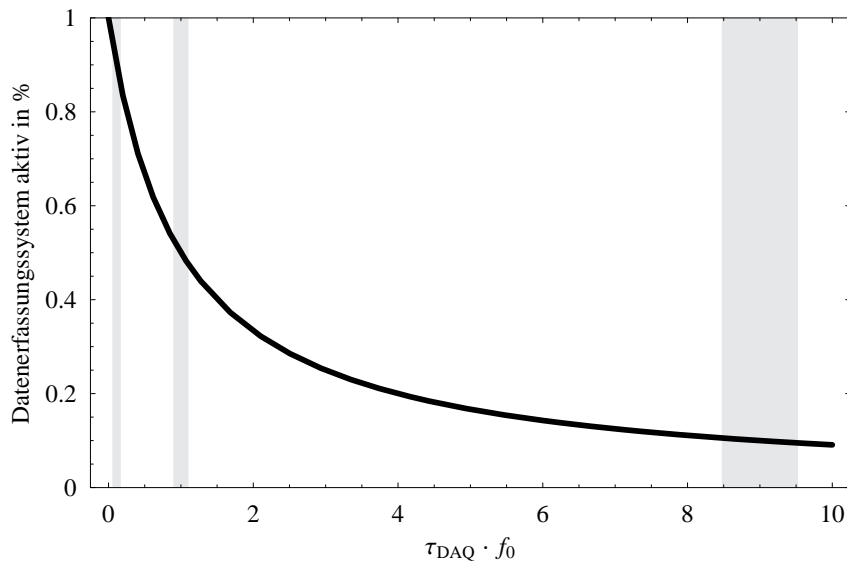


Abbildung 133: Bereitschaft eines Datennahmesystems ( $LT$ ) in Abhängigkeit der Eingangsrate  $f_0$  und  $\tau_{DAQ}$ . OBdA wurde  $k_a^{L1} = 1$  und  $\tau_{L1} = 0$  gewählt. Hervorgehoben ist jeweils ein  $\pm 5\%$ -Bereich um  $LT = 90\%$ ,  $50\%$  und  $10\%$ . Man erkennt die zunehmende Ungenauigkeit in der Eingangsrate bei sinkender  $LT$ .

Dies hängt mit der bei  $0\%$   $LT$  periodischen Auslese zusammen. Dabei heben sich regelmäßige Störungen nicht mehr durch stochastische Prozesse heraus, die andernfalls lediglich zur einer schlechteren Auflösung geführt hätten.<sup>5</sup>

#### D.2.1 Verschaltung zum Gesamtsystem

Grundsätzlich unterscheiden wir, ob die einzelnen Komponenten (bspw. Level1-, Level2-Trigger und Datenaufzeichnung, siehe Abb. 132) unabhängig von einander operieren oder gekoppelt sind. In beiden Fällen sind die Eigenschaften aller Einzelkomponenten identisch, die Arbeitsweise unterscheidet sich bei Betrachtung des Gesamtsystems.

Im unabhängigen Fall arbeitet jede Teilkomponente ohne das Wissen über den Zustand der anderen. Eingehende Signale werden innerhalb  $\tau$  bearbeitet und ggf. an die nächste Stufe weitergereicht.

Demgegenüber steht das gekoppelte System: Nach Eingang eines Signals in die erste Stufe wird es von weiteren Stufen bearbeitet (ggf. von allen), bis es entweder verworfen oder gespeichert wurde. Während dieser Zeit sind alle Komponenten tot und nach Bearbeitung des

<sup>5</sup> Als Beispiel kann man sich ein Brummen vorstellen, welches einerseits lediglich einen zufälligen Offset liefert, bei regelmäßiger Auslese jedoch eindeutig als Brummen abgetastet wird.

Signals werden gleichzeitig alle Stufen wieder aktiv, es gibt also eine gemeinsame Totzeit, deren Länge von Signal zu Signal variiert (aufgrund der unterschiedlichen Anzahl beteiligter Stufen).

Welche der beiden Formen die effizientere ist, hängt stark von der jeweiligen Umsetzung ab und sind im Rahmen einer einfachen stochastischen Betrachtung gleich leistungsfähig. Aus Sicht der Experiment-Durchführung ist das gekoppelte System klar vorzuziehen, da hier nur die eine einzige Totzeit gemessen werden muss, welche dann für das gesamte Datenerfassungssystem gilt.

Für die folgende Betrachtung von Datennahmesystemen<sup>6</sup> betrachten wir beide Möglichkeiten des Systemsaufbaus.

STARTEN WIR DIE BETRACHTUNG MIT EINEM EINSTUFIGEN TRIGGER: In einem Datennahmesystem (mit Bearbeitungsdauer  $\tau_{DAQ}$  und  $k_a^{DAQ} = 1$ ) mit einer Triggerstufe (Bearbeitungs-/Signalausgabelänge  $\tau_{L1}$  und Selektivität  $k_a^{L1} < 1$ ) erhält man somit eine Aufzeichnungsrate  $f_{DAQ}$  im ungekoppelten Fall von

$$\begin{aligned} f_{DAQ}^{1\text{-stufig, unab.}} &= f(1, f_1, \tau_{DAQ}) = f\left(1, f\left(k_a^{L1}, f_0, \tau_{L1}\right), \tau_{DAQ}\right) \\ &= \frac{f_1}{1 + \tau_{DAQ} f_1} = \frac{k_a^{L1} \cdot \frac{f_0}{1 + \tau_{L1} f_0}}{1 + k_a^{L1} \cdot \frac{f_0}{1 + \tau_{L1} f_0} \cdot \tau_{DAQ}} \\ &= \frac{k_a^{L1} f_0}{1 + f_0 (\tau_{L1} + k_a^{L1} \tau_{DAQ})} \end{aligned}$$

bei einer physikalischen Roh-Datenrate  $f_0$ , welche man unter Annahme der völligen Abwesenheit eines Triggers ("offener Trigger") bestimmt und  $k_a^{L1} = R_0 E_1 / R_1$ . Hat man jedoch ein gekoppeltes System, so kann man Level1- und DAQ-Einheit nicht mehr getrennt betrachten, sondern man nimmt eine mittlere Bearbeitungszeit pro Ereignis von  $\tau' = \tau_{L1} + k_a^{L1} \tau_{DAQ}$  an und damit

$$\begin{aligned} f_{DAQ}^{1\text{-stufig, gekop.}} &= f\left(k_a^{L1}, f_0, \tau'\right) \\ &= \frac{k_a^{L1} f_0}{1 + f_0 (\tau_{L1} + k_a^{L1} \tau_{DAQ})} = f_{DAQ}^{1\text{-stufig, unab.}} \end{aligned}$$

Interessant ist, dass die Aufzeichnungsraten - im Rahmen unseres Modells - in beiden Fällen identisch ist. Dies ist so zu verstehen, dass die Aufzeichnungseinheit mit einer festen Totzeit arbeitet und eingehende Ereignisse die in diese Totzeit fallen einfach ablehnt (nicht pa-

<sup>6</sup> Wir wollen an dieser Stelle die Berechnung einfach halten und verzichten auf die Herangehensweise mit Wahrscheinlichkeitsverteilungen. Als Beispiel sei aufgeführt, dass nach einem Signal bis zum Ende der ausgelösten Totzeit kein neues Signal aus einer Triggerstufe herauskommen kann, was zu einer Störung der angenommenen Gleichverteilung der Signale führt. Dadurch bedingte Effekte werden wir in unserer Betrachtung vernachlässigen. Der Rahmen der Betrachtung wurde jedoch so gewählt ( $\tau_i \ll \tau_{i+1}$ ,  $f_i \gg f_{i+1}$  und insgesamt niedrige Raten), dass zusätzliche Korrekturen hierdurch minimal sind.



ralysierend), was ähnlich einer zentralen Verriegelung (gekoppeltes System) wirkt.

### D.2.2 Mehrstufige Triggersysteme

STEIGERUNG DURCH HINZUNAHME WEITERER TRIGGERSTUFEN. Zur Steigerung der Reinheit eines Triggersystems lohnt sich ein mehrstufiger Aufbau. Von Stufe zu Stufe steht mehr Entscheidungszeit  $\tau_{Li}$  zur Verfügung, andernfalls müsste man - zum Erreichen eines optimalen Ergebnisses - die Reihenfolge der Triggerstufen vertauschen (dies wird in einem späteren Beispiel deutlich). Ebenfalls darf die letzte Stufe nicht länger als die Datenaufzeichnung  $\tau_{DAQ}$  an Zeit benötigen, da es sonst effizienter wäre, die Daten direkt aufzuschreiben. Es gilt also:

$$0 < \tau_{L1} < \tau_{L2} < \dots < \tau_{DAQ}$$

Weitere Stufen können und sollten den Anteil gewünschter Ereignisse (Steigerung der Reinheit  $R$ ) im aufgezeichneten Datenstrom erhöhen, was jedoch nicht zwingend gegeben ist. Jede Stufe kann gegen ein Signal der jeweils vorhergehenden Triggerstufe ihr Veto einlegen, was zu einer weiteren Ratenreduktion um  $k_a^{Li}$  führt. Folgende Konsequenzen bringt ein mehrstufiges Triggersystem mit sich, egal ob gekoppelt oder nicht:

1. Die Gesamt-Effizienz  $E_{ges} = \prod E_{Li}$  wird durch jede weitere Stufe schlechter (maximal gleich gut wie die der ersten Stufe), wobei jede Einzel-Effizienz  $E_{Li}$  einer Stufe unabhängig von den anderen ist.
2. Die Reinheit im Datenstrom kann durch jede Stufe verbessert werden, angestrebt werden sollte  $R_0 \leq R_{L1} \leq R_{L2} \leq \dots \leq R_{Li} \leq 1$ . Sofern die Effizienz einer Stufe gleich 1 ist, gilt  $R_{Li+1} \geq R_{Li}$  als Konsequenz aus  $k_a^{Li} \leq 1$  und Formel 52.
3. Die  $LT$  des Datenaufzeichnungssystems (also das letzte Glied in der Stufe) steigt bei gleichem  $f_0$  mit jeder Stufe (und bleibt im ungünstigsten Fall gleich),
4. das System wird komplexer und damit schlechter überschaubar, es gibt ggf. (unbekannte) systematische Fehler.

Wir betonen, dass ein mehrstufiges System nicht immer eine Verbesserung mit sich bringt und dies stark von der Effizienz, Reinheit und Totzeit der einzelnen Stufen abhängt.

BETRACHTUNG EINES ZWEISTUFIGEN SYSTEMS BEI TYPISCHEN A2-TRIGGERBEDINGUNGEN. Die DAQ-Aufzeichnungsrate beträgt mit einem zweistufigen nicht gekoppelten Trigger:

$$\begin{aligned}
f_{DAQ}^{2\text{-stufig, unab.}} &= f(1, f_2, \tau_{DAQ}) = f\left(1, f\left(k_a^{L2}, f\left(k_a^{L1}, f_0, \tau_{L1}\right), \tau_{L2}\right), \tau_{DAQ}\right) \\
&= \frac{f_2}{1 + f_2 \tau_{DAQ}} = \frac{k_a^{L1} k_a^{L2} f_0}{1 + f_0 (\tau_{L1} + k_a^{L1} (\tau_{L2} + k_a^{L2} \tau_{DAQ}))} \quad (55)
\end{aligned}$$

wovon  $f_{DAQ}^{2\text{-stufig}} \cdot R_2$  die Rate ist, mit der gewünschte Ereignisse gespeichert werden und  $k_a^{L2} = R_1 E_2 / R_2$ .

Auch im Falle eines Datenaufzeichnungssystems mit zweistufigem Triggersystem erhält man unter Annahme einer mittleren Bearbeitungszeit von

$$\tau' = \tau_{L1} + k_a^{L1} (\tau_{L1} + k_a^{L2} \tau_{DAQ}) \quad (56)$$

die Aufzeichnungsrate

$$f_{DAQ}^{2\text{-stufig, gekopp.}} = f(k_a^{L1} k_a^{L2}, f_0, \tau') = f_{DAQ}^{2\text{-stufig, unab.}}$$

welche - wie beim einstufigen Trigger - identisch der im ungekoppelten Fall ist.

Interessant ist vor allem, wie viel mehr an interessanten Ereignissen durch die Hinzunahme einer zweiten Triggerstufe aufgeschrieben werden. Daher vergleichen wir jetzt den Gewinn  $G$  an aufgezeichneten "interessanter Rate" (engl. „Speedup“):

$$G = \frac{f_{DAQ}^{2\text{-stufig}}}{f_{DAQ}^{1\text{-stufig}}} \cdot \frac{R_2}{R_1} = \frac{1 + f_0 (\tau_{L1} + k_a^{L1} (\tau_{L2} + k_a^{L2} \tau_{DAQ}))}{k_a^{L2} (1 + f_0 (\tau_{L1} + k_a^{L1} \tau_{DAQ}))} \cdot \frac{R_2}{R_1} \quad (57)$$

Zur Veranschaulichung dieses sehr allgemeinen Ausdrucks wollen wir uns auf die Auswirkung des Verhältnisses von  $R_2$  zu  $R_1$  beschränken, da dies die Motivation einer weiteren Triggerstufe war. Für unsere konkrete Betrachtung wählen wir folgende Werte:  $E_{L1} = E_{L2} = 1$ ,  $\tau_{L1} = 100 \text{ ns}$ ,  $R_0 = 1/100$ ,  $R_1 = 1/4$ ,  $R_2 = 1$ ,  $f_0 = 150 \text{ kHz}$ ,  $\tau_{DAQ} = 300 \mu\text{s}$ . Die Werte für  $\tau_{L1}$ ,  $f_0$  und  $\tau_{DAQ}$  sind typisch für Experimente der A2, das Verhältnis von  $R_1$  zu  $R_2$  ist angenommen und wird im weiteren diskutiert. Für eine Illustration des Sachverhalts siehe Abbildung 134.

Zum Einstieg in die Diskussion zur Steigerung von  $G$  erwartet man im günstigsten Fall eine Verbesserung um  $R_2/R_1 \approx 4$ , was für den Fall einer langsamen Aufzeichnung, aber hohen Eingangsrates bei gleichzeitig schnellen Triggerstufen eintritt ( $f_0 k_a^{L1} \gg 1/\tau_{DAQ}$ ,  $\tau_{DAQ} \gg \tau_{Li}$ ). Für den umgekehrten Fall einer extrem schnellen Datenaufzeichnung ( $\tau_{DAQ} = 0$ ) muss man sogar Verluste aufgrund von  $\tau_{L2} > 0$  in Kauf nehmen, denn der Steigerungswert liegt knapp unter 1. Hierbei würde es eher Sinn machen, die Daten ohne Filterung durch einen Trigger direkt aufzuschreiben.

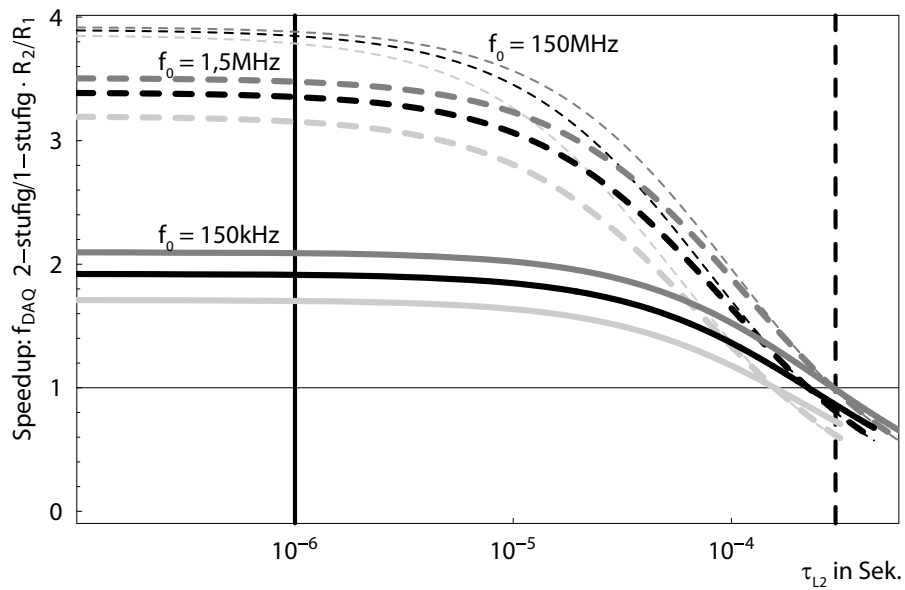


Abbildung 134: Steigerung der Aufzeichnungsrate gewünschter Ereignisse,  $G$ , bei Hinzunahme einer zweiten Triggerstufe. Durchgezogen in schwarz dargestellt für  $f_0 = 150\text{kHz}$ , dick gestrichelt für  $f_0 = 1,5\text{MHz}$  und dünn gestrichelt für  $f_0 = 150\text{MHz}$ , alle mit  $\tau_{DAQ} = 300\ \mu\text{s}$ . Die grauen Linien gelten jeweils für eine um 30 % langsamere (dunkelgrau) und 30 % schnellere (hellgrau) Datenaufzeichnung. Die durchgezogene senkrechte Linie zeigt die gegenwärtig (2011) bei A2 vorhandene Zeit  $\tau_{L2}$  und die gestrichelte zeigt  $\tau_{DAQ}$  an.

Da jedoch die Aufzeichnungseinheit in einem realen Experiment immer die langsamste Komponente darstellt, gilt es, die Steigerung in Abhängigkeit der Level2-Bedenkzeit  $\tau_{L2}$  zu betrachten, vgl. Abbildung 134. Hierbei ist zu bemerken, dass für kurze Level2-Bearbeitungszeiten ( $\tau_{L2} \ll \tau_{DAQ}$ , also  $\tau_{L2} \leq 10^{-5}$ s) und hohe Eingangsraten ( $f_0 k_a^{L1} \gg 1/\tau_{DAQ}$ ) der Gewinn durch eine zweite Triggerstufe konstant ist und vornehmlich durch  $R_2/R_1$  bestimmt wird (gestrichelte Linien in Abbildung 134). Sinkt die Eingangsrate  $f_0$ , so fällt auch der Geschwindigkeitsvorteil,  $G$ , durch die zusätzliche Stufe (durchgezogene Linien), bleibt jedoch vorteilhaft, d.h.  $G > 1$ .

Betrachtet man  $G$  (Formel 57) unter den Annahmen  $\tau_{L1} = 0, E_2 = 1$ , so amortisiert sich der Einsatz einer zweiten Stufe sofern gilt:

$$1 - \frac{\tau_{L2}}{\tau_{DAQ}} > \frac{R_1}{R_2}$$

**BETRACHTUNG DER TOTZEIT** Bei mehrstufigen unabhängigen Triggersystemen aus Einzelkomponenten lassen sich jeweils nur Einzeltotzeiten gemäß Formel 54 angeben. Für den gekoppelten Fall ist dies jedoch auch für das Gesamtsystem möglich. Ausgehend von Formel 55 - welche auch für den gekoppelten Fall gilt - und der Annahme, dass die Bearbeitung eines Ereignisses  $\tau'_{DAQ} = \tau_{DAQ} + \frac{1}{k_2} \left( \tau_2 + \frac{\tau_1}{k_1} \right)$  in Anspruch nimmt (sofern die Rate  $f_{DAQ}$  gegeben ist) können wir die aktive Zeit des Systems bestimmen

$$LT = 1 - f_{DAQ}^{2\text{-stufig.}} \tau'_{DAQ} = \left( 1 + f_0 \left( \tau_{L1} + k_a^{L1} \left( \tau_{L2} + k_a^{L2} \tau_{DAQ} \right) \right) \right)^{-1} \quad (58)$$

Die maximale Aufzeichnungsrate

$$f_{DAQ}^{max} = \lim_{f_0 \rightarrow \infty} f_{DAQ} = \frac{k_a^{L1} k_a^{L2}}{\tau_{L1} + k_a^{L1} (\tau_{L2} + k_a^{L2} \tau_{DAQ})}$$

ist nichts anderes als  $1/\tau'$  mit der mittleren Bearbeitungszeit gemäß Formel 56 skaliert die zweistufige Triggerentscheidung  $k_a^{L1} k_a^{L2}$ . Betrachten wir die  $LT$  (Formel 58) für sehr große Eingangsraten, so erhalten wir - wie erwartet -  $LT \approx 0$ , also ein System, das mit der Frequenz  $f_{DAQ}^{max}$  periodisch Daten aufzeichnet.

Abschließend bleibt anzumerken, dass allgemeine Aussagen über alle Facetten eines Triggers nur schwer zu treffen bzw. mathematisch zu formulieren sind. Oft wird daher auf eine Simulation des Triggers zurückgegriffen.

## BEURTEILUNG DER TAGGER- DETEKTORELEMENTE

---

### E.1 TOTAL-AUSFÄLLE

Kann für einen einzelnen Kanal keine Markierungseffizienz bestimmt werden, da er während der Messungen ausgefallen ist oder zu stark brummte, kann dieser Kanal nicht in der Analyse verwendet werden. Diese sind in nachfolgender Tabelle aufgeführt, wobei der erste Kanal mit der Nummer „0“ beginnt. War dieser Ausfall in der Wasserstoff-Strahlzeit oder in beiden Butanol-Strahlzeiten, so wird der Kanal der Kategorie „auszuschließender Kanal“ zugeordnet – andernfalls der Kategorie „unzuverlässig“.

Auszuschließende Kanäle	1, 4, 5, 10..13, 22, 23, 33, 54, 72, 97, 98, 108, 109, 127, 150, 153, 186, 188, 192, 193, 215..217, 223, 225, 228, 230, 233, 236, 237, 249, 250, 253, 259, 264, 265, 269, 271
Unzuverlässige Kanäle	9, 24, 26..28, 45, 73, 118, 119, 126, 131, 139, 208..214, 218..222, 224, 227, 231, 263

In Summe handelt es sich um 41 auszuschließende Kanäle und 28 der Kategorie unzuverlässig. Betrachtet wurden nur die 272 eingeschalteten Kanäle, was einen Ausfall von 25 % darstellt.

### E.2 ZEITLICHE SCHWANKUNGEN

Über etwa sechs Wochen Strahlzeit mit Butanol als Targetmaterial in den Jahren 2010 und 2011 zeigte sich für alle Taggerelemente eine unterschiedliche Stärke des Untergrundbeitrags sowie eine schwankende Effizienz. Hierzu trug vornehmlich ein zeitabhängiges Brummen in den Versorgungs- und Signalleitungen der Frontend-Elektronik bei, wie mit einer Oszilloskop-Messung herausgefunden wurde. Ebenso wurde für den Großteil dieser Kanäle die Auslöseschwelle des Diskriminators sehr weit in das Signal reingelegt, so dass die Effizienz  $\varepsilon < 1$  ist und des Weiteren auch stark schwankt.

Die Variation dieser Effekte zeigt sich erst auf den Zeitskalen von Stunden bzw. Tagen, so dass bei der Wasserstoff-Strahlzeit im Mai 2013 aufgrund der Kürze keine solche Untersuchungen vorgenommen wurden, er ist jedoch bislang noch nicht behoben.

Dass der beschriebene Effekt nicht von dem Abklingen eines aktivierten Materials her rührt, zeigt sich aufgrund seines teils gegenläufigen Verhaltens. Des Weiteren zeigt er sich für teils benachbarte Kanäle in einer höchst unterschiedlichen Stärke. Aufgrund dessen die Markierungseffizienz zu selten, im Vergleich zu den zeitlichen Strukturen des auftretenden Fehlers, gemessen wurde, kann damit keine Korrektur erfolgen.

### E.2.1 Beurteilungs-Algorithmus

Die in Abbildung 78 aufgezeigten Hardwarefehler des Taggers werden im folgenden klassifiziert. Dabei gilt es, die Stärke zweier Effekte zu beurteilen: Zum einen die Sprunghaftigkeit von einer Messdatei zur nächsten und zum anderen einen generellen Verlauf (fallend/-steigend) in den Zählerdaten zu erkennen.

Als Grundlage dazu dienen – wie schon zuvor vorgestellt – die Verläufe der Zählersummen pro Messdatei normiert auf einen Referenzzähler (Zählernr. 36). Nimmt man einen anderen Referenzzähler, bspw. die Messdauer einer Datendatei oder die Anzahl im CB nachgewiesener Pionen, so fällt auf, dass der gewählte Zähler Nr. 36 besonders wenig im zeitlichen Verlauf schwankt. Anschließend bietet die Verwendung dieses Taggerkanals als Referenz eine noch bessere Beurteilung der anderen Kanäle, da andere detektorfremde Effekte nicht auftreten.

Ein solcher Verlauf  $Z_i$  besteht somit aus bis zu  $N = 1421$  Datenpunkten (Anzahl der Buntanol-Messdateien). Folgender Algorithmus wird nun angewendet:

1. Die Reihe  $Z_i$  wird um den Faktor  $N^{-1} \cdot \sum_{i=0}^{N-1} Z_i$  normiert, so dass der Mittelwert gleich 1 ist – bei Ausfällen in manchen Messdateien weicht dieser Wert davon ab. Die Normierung erlaubt den direkten Vergleich stärker zählender Elemente bei hohen Kanalnummern mit niedrigeren Kanalnummern.
2. Für jede Reihe  $Z_i$  wird ein Histogramm mit folgenden  $N - 1$  Werten gefüllt:  $\Delta Z_i = Z_i - Z_{i-1}$ . Das Histogramm besteht aus 500 Einteilungen  $E_i$  zwischen -1 und 1. Dieses erlaubt später eine Beurteilung, wie sehr die Werte zwischen Messdateien springen bzw. einem Trend folgen.
3. Berechnung eines Beurteilungswertes  $B$  gemäß

$$B = \frac{\sum_{i=0}^{200} (E_{250-i} \cdot i + E_{251+i} \cdot i)}{\sum_{50}^{451} E_i}$$

Die Bereiche an den Rändern des Histogramms (1..49 und 452..500) wurden weggelassen, um  $\Delta Z$ -Ausreißer (bspw. den kompletten Ausfall eines Zählers) nicht mit zu berücksichtigen. Der Faktor  $i$  im Zähler übernimmt die Funktion einer Gewichtung bei der lediglich die Werte um  $\Delta Z = 0$  (dies entspricht keiner Veränderung zur Vorgänger-Messdatei) nicht zu einer Verringerung von  $B$  führen.

4. Beurteilt wird nun für jeden Taggerkanal der Wert  $B$  und der Mittelwert  $\bar{E}$  der Verteilung  $E_i$ . Je größer  $B$  desto mehr springen die Zählerwerte zwischen den Messdateien. Ein von 0 verschiedener Mittelwert der Verteilung gibt Auskunft über einen globalen Trend.

Mittels des beschriebenen Algorithmus wurde für jeden Taggerkanal die Werte  $B$  und  $\bar{E}$  bestimmt, sie finden sich in der nachfolgenden Tabelle aufgelistet. Beispielhaft sind zwei Extrembeispiele für einen gut und einen besonders schlecht funktionierenden Kanal in [Abbildung 135](#) dargestellt.

#### E.2.2 Beurteilung

Es zeigte sich, dass brauchbare Kanäle folgende Parameter erfüllten:

$$B < 0,1 \quad \cap \quad |\bar{E}| < 5 \cdot 10^{-5}$$

Kanäle, welche dieses Kriterium erfüllen, verzeichneten wir in der entsprechenden Tabellenspalte mit „x“. Fordern wir zusätzlich, dass der Taggerkanal sowohl während der Butanol- als auch während der Wasserstoff-Messperiode keine Ausfälle zeigte (siehe Tabelle im [Abschnitt 4.4.4](#)), so werden diese defekten Kanäle mit „(x)“ gekennzeichnet.

Angewendung dieser Kriterien auf alle Taggerkanäle ergibt, dass lediglich 54 von 272 Kanälen (20%) für eine Analyse nutzbar sind.

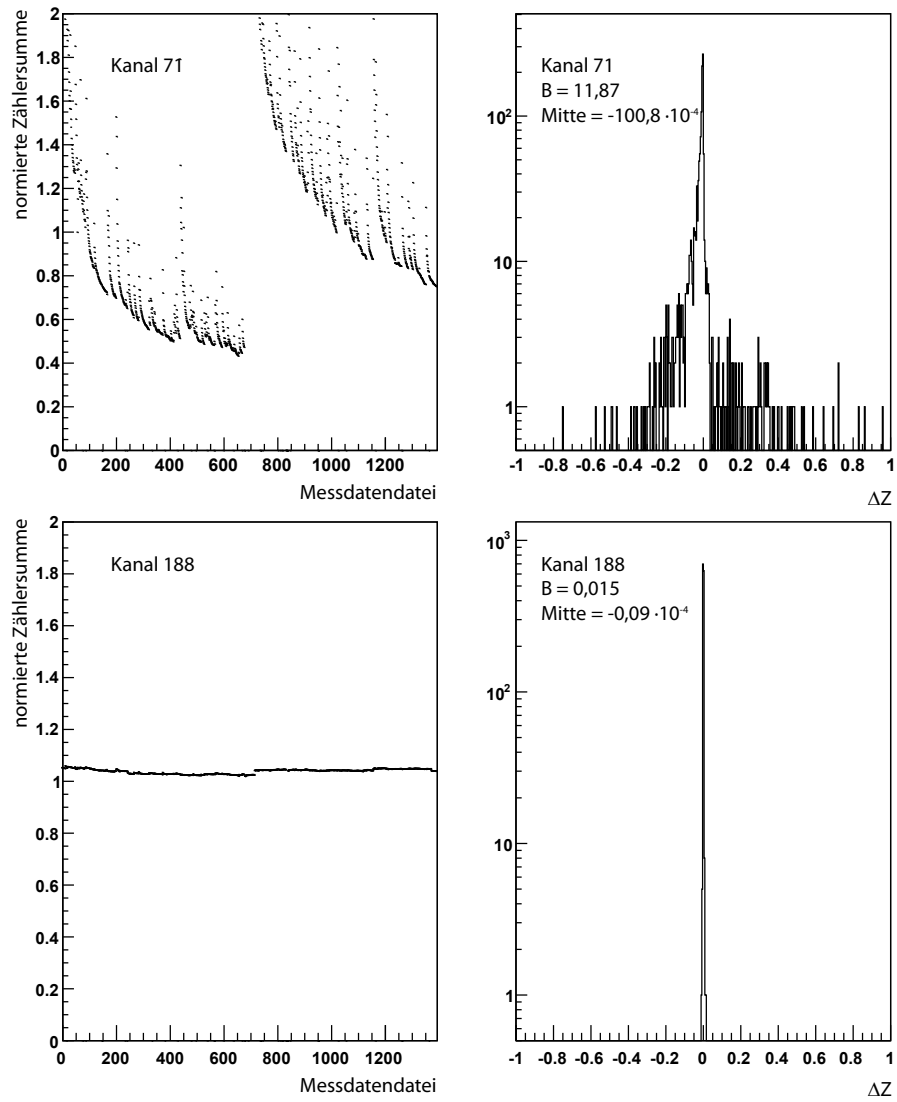


Abbildung 135: Verlauf des normierten Zählerverhältnisses für die beiden Kanäle 71 (oben) und 188 (unten). Ebenso zeigen die beiden  $\Delta Z$ -Histogramme die Grundlage des Berurteilungs-Algorithmus.



Nr.	B	$\bar{E}$ ·10 <sup>-4</sup>	$\sigma_{\bar{E}}$ ·10 <sup>-4</sup>	erfüllt Kriterien
0	1,155	-6,04	4,26	
1	0,265	-2,28	1,59	
2	0,287	-0,17	1,21	
3	0,180	-2,55	1,54	
4	0,257	-3,64	1,7	
5	0,057	-0,79	0,58	
6	0,038	-0,31	0,49	x
7	0,177	-2,66	3,19	
8	0,025	0,6	0,58	
9	1,984	-10,06	7,06	
10	2,871	-11,32	9,76	
11	5,699	-14,42	16,4	
12	5,212	-12,28	15,16	
13	0,515	-0,66	2,09	
14	0,136	-0,09	0,91	
15	0,387	-1,61	2,07	
16	0,032	0,12	0,42	x
17	0,036	-0,12	0,45	x
18	0,077	0,32	0,75	x
19	0,019	-0,07	0,34	x
20	0,581	-1,11	2,11	
21	1,688	-10,23	5,55	
22	2,805	-11,55	9,85	
23	0,150	-0,4	0,97	
24	0,022	-0,36	0,39	(x)
25	0,063	-0,7	0,6	
26	0,161	0,8	1,21	
27	0,040	-0,1	0,46	(x)
28	0,230	-0,96	1,38	
29	0,410	-2,01	2,51	
30	0,079	-0,4	0,64	x
31	0,622	0,33	2,98	
32	0,079	-0,68	0,64	
33	0,057	-0,54	0,53	
34	0,170	-0,9	1,1	

Nr.	B	$\bar{E}$ ·10 <sup>-4</sup>	$\sigma_{\bar{E}}$ ·10 <sup>-4</sup>	erfüllt Kriterien
35	0,040	-0,05	0,49	x
36	0,000	Referenzzähler		x
37	0,010	-0,29	0,27	x
38	0,089	0,03	0,59	x
39	0,849	-1,81	3,15	
40	1,090	-1,82	3,71	
41	2,448	-4,01	7,17	
42	1,977	-3,12	6,05	
43	0,476	-1,44	2,01	
44	0,069	-1,29	0,55	
45	0,579	-1,83	2,27	
46	2,938	-4,04	8,5	
47	3,078	-4,28	8,89	
48	0,109	-2,44	0,64	
49	0,092	-2,71	0,62	
50	0,162	-1,06	1,19	
51	0,115	-0,38	0,68	
52	0,049	-0,35	0,49	x
53	1,072	-2,36	4,01	
54	1,172	-1,96	4,19	
55	1,196	-1,9	3,92	
56	0,964	-1,98	3,25	
57	0,528	-4,12	2,15	
58	0,363	-4,23	1,62	
59	0,040	-0,14	0,44	x
60	0,581	-0,92	2,3	
61	2,152	-2,24	5,38	
62	0,308	-1,14	1,56	
63	0,135	-1,23	0,95	
64	0,662	-0,1	3,11	
65	1,491	1,8	8,69	
66	1,795	0,12	7,89	
67	0,452	-1,29	1,71	
68	0,202	-1,32	1,18	
69	0,100	-1,56	0,91	

Nr.	B	$\bar{E}$ ·10 <sup>-4</sup>	$\sigma_{\bar{E}}$ ·10 <sup>-4</sup>	erfüllt Kriterien
70	0,088	-3,25	0,69	
71	11,870	-100,78	31,23	
72	11,903	-84,94	30,32	
73	0,424	0,94	2,32	
74	1,173	-3,91	7,89	
75	1,800	-6,85	8,25	
76	1,309	-3,93	4,53	
77	0,430	-5,78	1,8	
78	0,512	-4,3	2,05	
79	4,164	-8,32	12,33	
80	4,449	-10,03	12,96	
81	0,612	-2,05	3,72	
82	0,172	-1,03	1,82	
83	0,068	-0,35	0,6	x
84	0,157	-0,27	1,44	
85	0,046	-0,27	0,57	x
86	0,041	0,18	0,47	x
87	0,749	-3,42	2,92	
88	0,761	-4,29	2,89	
89	0,071	0,44	0,77	x
90	0,109	-0,21	0,81	
91	0,193	-2,64	2,73	
92	0,346	0,87	2,48	
93	0,332	-0,09	2,19	
94	0,135	-0,33	1,39	
95	0,254	-0,78	1,83	
96	0,132	-1,17	1,19	
97	0,169	1,09	1,89	
98	0,470	-1,65	1,92	
99	3,085	-5,23	8,59	
100	3,663	-4,58	10,01	
101	0,465	-2,5	1,99	
102	0,522	-3,28	2,2	
103	0,958	-2,78	3,51	
104	1,175	-0,24	4,56	

Nr.	B	$\bar{E}$ $\cdot 10^{-4}$	$\sigma_{\bar{E}}$ $\cdot 10^{-4}$	erfüllt Kriterien
105	0,340	-1,56	1,45	
106	0,655	-1,58	2,39	
107	0,068	-3,14	1,42	
108	0,210	-3,02	1,11	
109	0,352	-0,71	1,75	
110	0,261	-0,93	1,3	
111	0,091	-0,52	0,84	
112	0,026	0,37	0,4	x
113	0,033	-0,5	0,48	
114	0,184	-2,45	1,23	
115	4,562	-6,93	12,3	
116	5,112	-3,84	14,44	
117	0,030	0,07	0,4	x
118	5,608	-38,8	16,3	
119	6,180	-45,4	17,97	
120	0,020	0,13	0,31	x
121	0,040	0,04	0,45	x
122	4,196	-7,4	11,71	
123	4,778	-8,85	13,15	
124	0,926	-2,93	3,14	
125	0,644	-5,16	2,06	
126	0,074	0,59	0,75	
127	0,019	-0,21	0,35	(x)
128	0,031	0,03	0,41	x
129	0,071	-0,84	0,87	
130	0,277	-0,79	1,76	
131	0,033	-0,4	0,42	(x)
132	0,077	-0,66	0,84	
133	0,036	0,06	0,44	x
134	0,282	1,69	3,87	
135	0,148	-1,05	1,08	
136	0,174	-1,12	1,05	
137	0,042	-0,09	0,52	x
138	0,172	0,26	1,5	
139	0,051	0,03	0,48	(x)

Nr.	B	$\bar{E}$ ·10 <sup>-4</sup>	$\sigma_{\bar{E}}$ ·10 <sup>-4</sup>	erfüllt Kriterien
140	0,024	-0,12	0,37	x
141	0,061	-0,8	0,77	
142	0,022	-0,58	0,37	
143	0,039	-0,21	0,5	x
144	0,255	0,86	4,42	
145	0,059	0,18	0,6	x
146	0,086	0,57	1,43	
147	0,065	0,72	0,9	
148	0,281	0,12	1,49	
149		NN		
150	0,097	0,55	1,76	
151	0,069	0,4	1,17	x
152	0,053	0,49	0,62	x
153	0,077	-1,3	1,47	
154	0,191	-1,63	2,8	
155	0,039	0,4	0,46	x
156	0,068	0,28	0,65	x
157	0,078	0,1	0,93	x
158	0,091	0,2	1,03	x
159	0,049	-0,64	1,13	
160	0,024	-1,07	0,39	
161	0,063	-0,48	0,68	x
162	0,029	-0,34	0,42	x
163	4,616	-5,63	12,71	
164	29,079	11,36	166,18	
165	3,000	149,75	0	
166	41,708	694,59	434,9	
167	13,333	-320,22	304,78	
168	0,064	-0,18	0,65	x
169	0,087	-1,3	1,39	
170	0,056	-0,45	0,58	x
171	0,080	-0,67	0,82	
172	0,042	-0,81	0,46	
173	0,431	-1,07	1,85	
174	0,375	-1,12	1,64	

Nr.	B	$\bar{E}$ ·10 <sup>-4</sup>	$\sigma_{\bar{E}}$ ·10 <sup>-4</sup>	erfüllt Kriterien
175	0,147	-0,36	1,1	
176	0,086	0,04	0,69	x
177	0,075	0,15	0,69	x
178	0,136	-0,4	1,2	
179	0,031	-0,07	0,4	x
180	0,065	-0,25	0,66	x
181	0,058	-0,06	0,56	x
182	0,074	-0,21	0,72	x
183	0,083	0,15	0,72	x
184	0,045	0,27	0,44	x
185	0,207	-0,81	1,35	
186	0,050	0,11	0,48	(x)
187	0,063	0,28	0,6	x
188	0,015	-0,09	0,31	(x)
189	0,609	-3,32	3,49	
190	0,847	-1,44	2,9	
191	1,159	-3,87	3,67	
192	0,773	-0,24	10,37	
193	0,147	-1,55	1,48	
194	0,044	0,08	0,47	x
195	0,082	1,23	0,74	
196	0,192	0,19	2,27	
197	0,485	-0,34	2,23	
198	0,601	-0,53	2,65	
199	0,043	0,71	0,46	
200	0,033	0,43	0,42	x
201	0,561	-0,77	2,47	
202	0,967	-0,19	3,9	
203	0,060	-0,17	0,7	x
204	1,001	-1,72	3,61	
205	1,610	-2,45	4,9	
206	0,289	-1,13	1,94	
207	1,009	3,61	6,1	
208	0,586	-0,76	2,75	
209	0,854	0	3,34	

Nr.	B	$\bar{E}$ ·10 <sup>-4</sup>	$\sigma_{\bar{E}}$ ·10 <sup>-4</sup>	erfüllt Kriterien
210	0,239	1,97	2,08	
211	0,112	1,87	1,98	
212	0,155	0,59	1,27	
213	0,066	-0,92	0,63	
214	0,122	-0,6	1,2	
215	0,076	0,96	1,26	
216	0,320	-4,61	4,93	
217	0,171	-5,35	5,08	
218	0,177	-6,11	4,45	
219	0,202	-6,12	4,74	
220	0,183	-4,82	4,81	
221	0,257	-5,33	5,03	
222	0,197	-5,49	5,16	
223	0,254	-5,53	5,04	
224	0,637	-0,85	3,94	
225	0,042	-0,07	0,43	(x)
226	0,040	-0,01	0,44	x
227	0,120	-0,17	1,18	
228	0,031	-0,62	0,4	
229	0,117	-0,42	0,75	
230	0,191	0,25	1,6	
231	0,243	-0,41	1,33	
232	0,302	-0,88	1,53	
233	1,372	-5,55	7,68	
234	0,062	0,17	0,54	x
235	0,093	0,89	0,82	
236	0,114	0,05	1,25	
237	0,185	-0,07	1,67	
238	0,425	-0,16	3,1	
239	0,051	0,02	0,58	x
240	0,525	-2,86	3,75	
241	0,103	0,56	1,13	
242	0,155	-0,49	1,17	
243	0,355	-0,99	2,11	
244	0,114	-1,69	1,14	

Nr.	B	$\bar{E}$ ·10 <sup>-4</sup>	$\sigma_{\bar{E}}$ ·10 <sup>-4</sup>	erfüllt Kriterien
245	0,217	-3,63	2,31	
246	0,367	-3,1	2,56	
247	0,214	0,22	2,39	
248	0,099	0,21	1,03	x
249	0,202	0,8	1,65	
250	0,106	-1,15	0,94	
251	0,086	-1,54	0,89	
252	0,111	-0,1	1,09	
253	0,120	-0,42	0,92	
254	0,117	0,24	1,08	
255	0,667	-4,63	4,64	
256	0,059	-0,29	0,55	x
257	1,141	-4,77	9,64	
258	0,141	0,54	1,13	
259	0,087	-0,11	0,69	(x)
260	0,406	1,87	4,67	
261	0,062	-0,02	0,57	x
262	0,334	-0,45	1,91	
263	5,111	-25,46	17,4	
264	5,024	-29,49	18,25	
265	0,299	-2,32	1,43	
266	0,118	-0,53	1,15	
267	0,400	0,21	3,73	
268	0,102	0,09	0,79	
269	0,355	0,9	3,45	
270	0,111	0,28	0,77	
271	0,130	0,77	0,88	



# LITERATURVERZEICHNIS

---

- [A2E15] A2 Setup - In Vorbereitung. (2015). – In Vorbereitung (Zitiert auf Seiten [32](#), [46](#), [47](#), [50](#), [53](#), [78](#), [81](#), [87](#), [90](#) und [91](#).)
- [Ahr14] AHRENS, Jürgen: *Private Mitteilung*. 2014 (Zitiert auf Seiten [44](#) und [45](#).)
- [AM14] A2-MITGLIEDER: *DAQ Wiki*. <http://wwa2.kph.uni-mainz.de/intern/daqwiki/>. Version: 2014 (Zitiert auf Seite [90](#).)
- [Ant90] ANTHONY, I.: Design of a tagged photon spectrometer for use with the Mainz 840 MeV microtron. In: *Nuclear Instruments and Methods A* (1990), Nr. 301, S. 230–240 (Zitiert auf Seite [48](#).)
- [Arno06] ARNDT, R.A.: Results from the Analysis of Crystal Ball Meson Production Measurements at BNL. In: *International Journal of Modern Physics A* A22 (2006), 349-356. <http://arxiv.org/abs/nucl-ex/0607014> (Zitiert auf Seite [74](#).)
- [Aulo7] AULENBACHER, Kurt: *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*, *Habilitationsschrift*, Diss., 2007 (Zitiert auf Seiten [40](#) und [41](#).)
- [Aul11] AULENBACHER, Kurt: Polarized beams for electron accelerators. In: *EPJ ST* 198 (2011), S. 361–380 (Zitiert auf Seite [40](#).)
- [Aul12] AULENBACHER, Kurt: *Private Mitteilung*. 2012 (Zitiert auf Seiten [40](#) und [140](#).)
- [Ave91] AVERY, Paul: *Fitting Theory I: General Least Squares Fitting Theory*. <http://www.phys.ufl.edu/~avery/fitting.html>. Version: 1991 (Zitiert auf Seite [153](#).)
- [Ave98] AVERY, Paul: *Applied Fitting Theory VI: Formulas for Kinematic Fitting*. <http://www.phys.ufl.edu/~avery/fitting.html>. Version: 1998 (Zitiert auf Seite [153](#).)
- [Bal61] BALL, J.S.: Application of the Mandelstam Representation to Photoproduction of Pions from Nucleons. In: *Phys. Rev.* 124 (1961), S. 2014 (Zitiert auf Seite [11](#).)
- [Bar10] BARTOLOMÉ, Patricia A.: *First Doubly Polarised Photoproduction on  $^3\text{He}$  at the Photon Beam of MAMI*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diss., 2010 (Zitiert auf Seiten [79](#), [84](#) und [85](#).)

- [Bar12] BARRIENTOS, Pauline E. H.: *First Measurement of F Double Polarisation Observable in Pion Photoproduction*, University of Edinburgh, Diss., 2012 (Zitiert auf Seiten [157](#), [162](#), [163](#), [177](#), [193](#) und [198](#).)
- [Bar14] BARTOLOMÉ, Patricia A.: New determination of the  $\eta$  transition form factor in the Dalitz decay  $\eta \rightarrow e^+e^-\gamma$  with the Crystal Ball/TAPS detectors at the Mainz Microtron. In: *Physical Review C* 89 (2014), Nr. 044608 (Zitiert auf Seite [73](#).)
- [Bay63] BAYES, Thomas: An Essay towards solving a Problem in the Doctrine of Chances. In: *Phil. Trans. R. Soc.* 53 (1763), 370-418. <http://rstl.royalsocietypublishing.org/content/53/370> (Zitiert auf Seite [207](#).)
- [Bec90] BECK, R.: Measurement of the  $p(\gamma, \pi^0)$  cross section at threshold. In: *Phys. Rev. Lett.* 65 (1990), S. 1841 (Zitiert auf Seite [26](#).)
- [Ben09] BENDER, Stefanie: *Aufbau und Test eines Bleiwolframat-Kalorimeters für das Crystal Ball/TAPS-Experiment an MAMI*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2009 (Zitiert auf Seiten [42](#), [82](#) und [83](#).)
- [Ber67] BERENDS, F.A.: Photoproduction and Electroproduction of Pions. In: *Nuc. Physics B4* (1967), S. 1–53 (Zitiert auf Seiten [15](#) und [20](#).)
- [Ber94] BERNARD, V.: Novel Pion Electroproduction Low-Energy Theorems. In: *Phys.Rev.Lett.* 74 (1994), 3752-3755. <http://arxiv.org/abs/hep-ph/9412282> (Zitiert auf Seite [230](#).)
- [Ber96] BERGSTROM, J.C.: Measurement of the  $^1HH(\gamma, \pi^0)$  cross section near threshold. In: *Phys. Rev. C* R1052(R) (1996) (Zitiert auf Seite [26](#).)
- [Ber98] BERNSTEIN, A.M.: Light quark mass difference and isospin breaking in electromagnetic pion production. In: *Phys. Lett. B* 442 (1998), S. 20 (Zitiert auf Seite [22](#).)
- [Ber06] BERGER, Christoph: *Elementarteilchenphysik*. Springer Verlag, 2006 (Zitiert auf Seite [36](#).)
- [Ber12] BERINGER, J.: *Particle Data Group*. Version: 2012. <http://pdg8.lbl.gov/rpp2013v2/pdgLive/Particle.action?node=S009>. *Phys. Rev. D* 86, 010001 (2012). – and 2013 partial update for the 2014 edition (Zitiert auf Seiten [4](#), [7](#), [96](#), [149](#) und [156](#).)
- [Bet34] BETHE, H. A.: The influence of screening on the creation and stopping of electrons. In: *Mathematical Proceedings of the*

- Cambridge Philosophical Society* 30 (1934), S. 524–539 (Zitiert auf Seite 43.)
- [Bra99] BRAUN, G.: An Eight Channel Time-to-Digital and Latch Integrated Circuit developed for the COMPASS Experiment at CERN. In: *Universität Freiburg* (1999) (Zitiert auf Seite 103.)
- [Bru14] BRUN, Rene: *ROOT Framework*. <http://root.cern.ch>. Version: 2014 (Zitiert auf Seiten 93 und 212.)
- [BVL59] BARGMANN V, Michel L. ; L, Telegdi V.: Precession of the polarization of particles moving in a homogeneous electromagnetic field. In: *Phys. Rev. Lett.* 2 (1959), Nr. 10 (Zitiert auf Seite 40.)
- [Che57] CHEW, G. F.: Relativistic Dispersion Relation Approach to Photomeson Production. In: *Phys. Rev.* 406 (1957), Nr. 6, S. 1345 (Zitiert auf Seite 12.)
- [Chi97] CHIANG, Wen-Tai: Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction. In: *Phys. Rev. C* 55 (1997), S. 2054 (Zitiert auf Seite 23.)
- [Col08] COLLABORATION, Panda: Technical Design Report for PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC). In: *arXiv:0810.1216* (2008) (Zitiert auf Seite 82.)
- [Cow98] COWAN, Glen: *Statistical Data Analysis*. Oxford Science Publications, 1998 (Zitiert auf Seite 206.)
- [Das65] DAS, P.: *Low Temperature Physics LT9, A Realization of a London-Clarke-Mendoza Type Refrigerator*. 1965 (Zitiert auf Seite 66.)
- [Dav95] DAVIDSON, R.M.: Photoproduction and electroproduction of mesons. In: *Czech.J.Phys.* 44 (1995), S. 365–403 (Zitiert auf Seite 13.)
- [Deh11] DEHN, Marco: The MAMI C accelerator. In: *EPJ ST* 198 (2011), S. 19–47 (Zitiert auf Seite 37.)
- [Den61] DENNERY, P.: Theory of the Electro- and Photoproduction of  $\pi$  Mesons. In: *Phys. Rev.* 124 (1961), S. 2000 (Zitiert auf Seite 12.)
- [Dre92] DRECHSEL, Dieter: Threshold pion photoproduction on nucleons. In: *J. Phys. G* 18 (1992), S. 449–497 (Zitiert auf Seite 21.)

- [Dre99] DRECHSEL, D.: A Unitary Isobar Model for Pion Photo- and Electroproduction on the Proton up to 1 GeV. In: *Nucl.Phys.* 645 (1999), S. 145–174 (Zitiert auf Seite 177.)
- [Dre07] DRECHSEL, D.: Unitary Isobar Model - MAID2007. In: *Eur.Phys.J.* 34 (2007), S. 69–97 (Zitiert auf Seite 177.)
- [Ehr59] EHRENBERG, Hans F.: High-Energy Electron Scattering and the Charge Distribution of Carbon-12 and Oxygen-16. In: *Phys. Rev.* 113 (1959), Nr. 2, S. 666 (Zitiert auf Seite 25.)
- [Fäl80] FÄLDT, G.: The pion mass difference in threshold pion reactions on light nuclei. In: *Nuclear Physics, Section A* 333 (1980), Nr. 3, S. 357–366. – 1980 (Zitiert auf Seiten 21 und 22.)
- [For06] FORSTER, Otto: *Analysis 2*. Vieweg+Teubner Verlag, 2006 (Auflage 7) (Zitiert auf Seite 153.)
- [Frö09] FRÖMMGEN, Nadja: *Aufbau und Test einer NMR-Apparatur zur Messung des Polarisationsgrades hyperpolarisierter Targetnukleonen*, Johannes Gutenberg-Universität, Diplomarbeit, 2009 (Zitiert auf Seiten 59, 65 und 69.)
- [FR13] FERNANDEZ-RAMIREZ, C.: Upper Energy Limit of Heavy Baryon Chiral Perturbation Theory in Neutral Pion Photoproduction. In: *Physics Letters B* 724 (2013), S. 253–258 (Zitiert auf Seiten 28 und 29.)
- [Fuc96] FUCHS, M.: Neutral pion photoproduction from the proton near threshold. In: *Phys. Lett. B* 368 (1996), S. 20 (Zitiert auf Seite 26.)
- [Gai82] GAISER, John E.: *Charmonium Spectroscopy from Radiative Decays of the  $J/\Psi$  and  $\Psi'$* , Diss., 1982. <http://www.slac.stanford.edu/cgi-wrap/getdoc/slac-r-255.pdf> (Zitiert auf Seite 74.)
- [Ger69] GERSTEN, A.: Ambiguities Of Complex Phase-Shift Analysis. In: *Nucl. Phys. B* B12 (1969), S. 537–548 (Zitiert auf Seite 23.)
- [Gla06] GLAZIER, Derek: *Kinematic Fitting with AcquRoot*. März 2006 (Zitiert auf Seiten 93 und 154.)
- [Goe02] GOERTZ, St.: Polarized H, D and  $^3\text{He}$  targets for particle physics experiments. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 49 (2002), Nr. 2, S. 403–489 (Zitiert auf Seite 62.)
- [Gor12] GORGES, Florian: *Entwicklung und Aufbau eines kompakten XY-Strahllageemonitors*, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2012 (Zitiert auf Seite 35.)

- [Goto8] GOTTA, D.: Conclusions from recent pionic-atom experiments. In: *AIP Conference Proceedings 1037* (2008), S. 162–177 (Zitiert auf Seiten 26, 29 und 219.)
- [Gru93] GRUPEN, Claus: *Teilchendetektoren*. BI-Wiss.-Verlag, 1993 (Zitiert auf Seiten 78, 84 und 143.)
- [Haa13] HAAS, Felix: *Testmessungen an einem Paarspektrometer zur Online-Überwachung eines Photonenstrahls*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 2013 (Zitiert auf Seite 52.)
- [Hal95] HALL, S.J.: A focal plane system for the 855 MeV tagged photon spectrometer at MAMI-B. In: *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, A* (1995), Nr. 368, S. 698–708 (Zitiert auf Seite 48.)
- [Hej98] HEJNY, Volker: *Photoproduktion von  $\eta$ -Mesonen an Helium 4*, Justus-Liebig-Universität Gießen, Diss., 1998 (Zitiert auf Seite 25.)
- [Hil11] HILT, Marius: *Photo- und Elektropionproduktion in chiraler effektiver Feldtheorie*, Universität Mainz, Diss., 2011 (Zitiert auf Seiten 11, 12 und 230.)
- [Hil13] HILT, Marius: Threshold  $\pi^0$  photoproduction in relativistic chiral perturbation theory. In: *arXiv:1301.5576 [nucl-th]* (2013) (Zitiert auf Seiten 28 und 29.)
- [Hor11] HORNIDGE, David: Neutral pion production in the threshold region. In: *The European Physical Journal Special Topics* 198 (2011), S. 133–140 (Zitiert auf Seite 26.)
- [Hor13] HORNIDGE, David: Accurate Test of Chiral Dynamics in the  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  Reaction. In: *Phys. Rev.* 111 (2013) (Zitiert auf Seiten 5, 22, 26, 29, 177, 178, 212, 214, 215, 216 und 219.)
- [Isi24] ISING, Gustav: Prinzip einer Methode zur Herstellung von Kanalstrahlen hoher Voltzahl. In: *Arkiv för matematik, astronomi och fysik* 18 (1924), Nr. 30, S. 1–4 (Zitiert auf Seite 33.)
- [Jan07] JANKOWIAK, A.: *MAMI: An cw Electron Accelerator for Nuclear Physics, Vortrag*. März 2007 (Zitiert auf Seiten 33, 35 und 37.)
- [Jan08] JANKOWIAK, A. (Hrsg.): *Commissioning and Operation of the 1.5 GeV Harmonic Double Sided Microtron at Mainz University*. Genoa, Italy, 2008 (Proceedings of EPACo8) (Zitiert auf Seite 35.)

- [Kai08] KAISER, K.-H.: The 1.5 GeV harmonic double-sided microtron at Mainz University. In: *Nucl. Instr. and Methods A* 593 (2008) (Zitiert auf Seiten 35 und 37.)
- [Kam01] KAMALOV, S.S.: Pion photo- and electroproduction at threshold within a dynamical model. In: *Phys.Lett.* B522 (2001), S. 27–36 (Zitiert auf Seiten 177, 213 und 215.)
- [Kön86] KÖNIGSMANN, Kay: Radiative decays in the  $\Psi$  family. In: *Physics Reports* Volume 139 (1986), June, Nr. Issue 5, Pages 243-291. <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370157386900608> (Zitiert auf Seite 74.)
- [Koc59] KOCH, H.W.: Bremsstrahlung Cross-Section Formulas and Related Data. In: *Review of Modern Physics* 31 (1959), Nr. 4 (Zitiert auf Seiten 43 und 44.)
- [Kru04] KRUSCHE, B.: Photoproduction of  $\pi^0$  mesons from nuclei. In: *Eur.Phys.J. A* 22 (2004), S. 277–291 (Zitiert auf Seite 26.)
- [Kru11] KRUSCHE, Bernd: Photoproduction of mesons off nuclei. In: *Eur. Phys. J. Special Topics* 198 (2011), S. 199–267 (Zitiert auf Seite 25.)
- [Lav82] LAVAL, M.: Barium Fluoride - Inorganic Scintillator for Subnanosecond Timing. In: *Nuclear Instruments and Methods* (1982), Nr. 206, S. 169–178 (Zitiert auf Seite 81.)
- [Lem14] LEMMON, E.W.: "Thermophysical Properties of Fluid Systems in NIST Chemistry WebBook. In: *NIST Standard Reference Database* (2014). <http://webbook.nist.gov> (Zitiert auf Seite 55.)
- [Leo94] LEO, William R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer, 1994 (Zitiert auf Seiten 52, 96 und 143.)
- [Livo8] LIVINGSTON, Ken: The Stonehenge Technique. A new method for aligning coherent bremsstrahlung radiators. In: *arXiv:0809.1739* (2008) (Zitiert auf Seite 42.)
- [Lut10] LUTZ, M.F.M.: Photon- and pion-nucleon interactions in a unitary and causal effective field theory based on the chiral Lagrangian. In: *Nucl.Phys. A* 848 (2010), S. 126–182 (Zitiert auf Seite 29.)
- [Mag11] MAGHRBI, Yasser: *Photoproduction of mesons off Li: Properties of hadrons in nuclear matter*, Universität Basel, Diss., 2011 (Zitiert auf Seite 25.)

- [Mah99] MAHMOUD, Tariq: *Inbetriebnahme und Test des DAPHNE-Kryo-Targetsystems zur Messung der  $\eta$ -Photoproduktion an flüssigem Helium 3*, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, Diplomarbeit, 1999 (Zitiert auf Seite 55.)
- [Mar03] MARTINEZ, M.: *Setup and test of a 70 GHz microwave apparatus for a polarized target*, Universität Mainz, Diplomarbeit, 2003 (Zitiert auf Seite 64.)
- [Mar07] MARTINEZ, M.: *Study of the Helicity Dependence of Single Pion Photoproduction on the Deuteron*, Universität Mainz, Diss., 2007 (Zitiert auf Seiten 66 und 67.)
- [Mar13] MARTEL, Philippe: *Measuring Proton Spin Polarizabilities with Polarized Compton Scattering*, University of Massachusetts Amherst, Diss., 2013 (Zitiert auf Seite 78.)
- [Maz86] MAZZUCATO, E.: Precise measurement of neutral-pion photoproduction on the proton near threshold. In: *Phys. Rev. Lett.* 57 (1986), S. 3144 (Zitiert auf Seite 26.)
- [McGo8] MCGEORGE, J.C.: Upgrade of the Glasgow photon tagging spectrometer for Mainz MAMI-C. In: *European Ph* (2008), Nr. 37, S. 129–137 (Zitiert auf Seite 48.)
- [Mey09] MEYER, W.: *Private Mitteilung*. 2009 (Zitiert auf Seite 60.)
- [Mid12] MIDDLETON, Duncan G.: Mainz A2 Tagger Calibrations 2011. In: *A2 Internal* (2012) (Zitiert auf Seiten 106 und 108.)
- [Nov91] NOVOTNY, Rainer: The BaF<sub>2</sub> photon spectrometer TAPS. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 38 (1991), Nr. 2, S. 379 – 385 (Zitiert auf Seite 80.)
- [Nov98] NOVOTNY, Rainer: Performance of the BaF<sub>2</sub> calorimeter TAPS. In: *Nuclear Physics B* 61B (1998), S. 137–142 (Zitiert auf Seite 81.)
- [Nov02] NOVOTNY, Rainer: Scintillators for photon detection at medium energies – a comparative study of BaF<sub>2</sub>, CeF<sub>3</sub> and PbWO<sub>4</sub>. In: *Nuclear Instruments and Methods A* 486 (2002), S. 131–135 (Zitiert auf Seite 81.)
- [Ols59] OLSEN, Haakon: Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening. In: *Phys. Rev.* (1959), Nr. 114, 887-904. [http://prola.aps.org/abstract/PR/v114/i3/p887\\_1](http://prola.aps.org/abstract/PR/v114/i3/p887_1) (Zitiert auf Seite 46.)
- [Ols63] OLSEN, Haakon: Opening Angles of Electron-Positron Pairs. In: *Physical Review* 131 (1963), Nr. 1, S. 406–415 (Zitiert auf Seite 147.)



- [Ome81] OMELAENKO, A.S.: Ambiguities of the multipole analysis of neutral-pion photoproduction from nucleons. In: *Soviet Journal of Nuclear Physics* 34 (1981), Nr. 3, S. 406 (Zitiert auf Seite 24.)
- [Ore80] OREGLIA, Mark J.: *A Study of the Reactions  $\Psi' \rightarrow \gamma\gamma\Psi$* , Department of Physics of Stanford University, Diss., 1980. [http://wwa2.kph.uni-mainz.de/images/internal/external-documentation/oreglia\\_thesis.pdf](http://wwa2.kph.uni-mainz.de/images/internal/external-documentation/oreglia_thesis.pdf) (Zitiert auf Seiten 74 und 76.)
- [Orto9] ORTEGA, Henry G.: *Design of Superconducting Holding Magnets for a Polarized Solid Target*, Universität Mainz, Diplomarbeit, 2009 (Zitiert auf Seiten 58, 59 und 65.)
- [Ort12] ORTEGA, Henry: Report on Filling Factor Estimation / Universität Mainz. 2012. – Forschungsbericht (Zitiert auf Seite 60.)
- [Ost09] OSTRICK, Michael: Proposal for an Experiment: Measurement of Polarized Target and Beam Asymmetries in Pion Photo-Production on the Proton: Test of Chiral Dynamics. In: *Program Advisory Committee* (2009) (Zitiert auf Seite 219.)
- [Otto8] OTTE, Peter-Bernd: *Aufbau und Test eines Møllerpolarimeters für das Crystal-Ball-Experiment an MAMI-C*, Universität Mainz, Diplomarbeit, 2008 (Zitiert auf Seiten 32, 35, 37, 39, 46, 49 und 50.)
- [Ott11a] OTTE, Peter-Bernd: Polarimetry at MAMI. Bosen, 2011 (Zitiert auf Seite 50.)
- [Ott11b] OTTE, Peter-Bernd: *Vortrag: Einsatz von FPGAs in DAQ-Systemen und Triggerlogik am A2-Photonenstrahl*. Institutsseminar Institut für Kernphysik, 2011 (Zitiert auf Seite 91.)
- [Ott12] OTTE, Peter-Bernd: *Internal Note: Polarisation Values for complete Frozen Spin Data*. <http://wwa2.kph.uni-mainz.de/internalpages/analysis-with-acquroot/beam-target-polarisation-values.html>. Version: Juni 2012 (Zitiert auf Seite 47.)
- [Ott14] OTTE, Peter-Bernd: *Analysesoftware für A2-Experimente*. <https://github.com/peterotte/DataAnalyses>. Version: 2014 (Zitiert auf Seite 93.)
- [Pedo8] PEDRONI, Paolo: *A new set of MWPCs for CB*. Talk at CB Meeting 11, 2008 (Zitiert auf Seite 78.)
- [Ped11] PEDRONI, Paolo: *MWPC Status Report*. 2011 (Zitiert auf Seite 79.)



- [Ped13] PEDRONI, Paolo: *MWPC Status Report*. 2013 (Zitiert auf Seiten 78 und 79.)
- [Pov04] POVH, Scholz Z. Rith: *Teilchen und Kerne*. 6. Auflage. Springer Verlag, 2004 (Zitiert auf Seite 74.)
- [Pra11] PRAKOW, Sergej: *Energie-Kalibration für den CB*. Private Nachricht, 2011 (Zitiert auf Seite 111.)
- [Reio6] REITER, Andreas: A microscope for the Glasgow photon tagging spectrometer in Mainz. In: *European Physical Journal A* (2006), Nr. 30, S. 461–467 (Zitiert auf Seite 49.)
- [Rob90] ROBINSON, S.: Density Measurement of Solid Butanol by  $\gamma$ -ray Attenuation. In: *Proceedings of High Energy Spin Physics 2* (1990), S. 385–387 (Zitiert auf Seite 69.)
- [Roh04] ROHLOF, Ch.: Effective densities and polarizations of the targets for the GDH-experiments at MAMI and ELSA. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics A* 526 (2004), Nr. 1-2, S. 126–131 (Zitiert auf Seiten 59 und 60.)
- [Ros14] ROSTOMYAN, Tigran: *Private Mitteilung*. 2014 (Zitiert auf Seite 85.)
- [San11] SANDORFI, A. M.: Determining pseudoscalar meson photo-production amplitudes from complete experiments. In: *J.Phys. G* 38 (2011), Nr. 5 (Zitiert auf Seiten 13, 16, 17 und 18.)
- [Sch95] SCHMIDT, Axel: *Aufbau und Inbetriebnahme einer Apparatur zur Erzeugung linear polarisierter Photonen*, Institut für Kernphysik, Diplomarbeit, 1995 (Zitiert auf Seite 42.)
- [Sch99] SCHRÖDER, H.-Ch.: Determination of the  $\pi N$  scattering lengths from pionic hydrogen. In: *Physics Letters B* 469 (1999), Nr. 1-4, S. 25–29 (Zitiert auf Seiten 22 und 26.)
- [Scho1a] SCHMIDT, Axel: *Photoproduktion neutraler Pionen am Proton mit linear polarisierten Photonen im Bereich der Schwelle*, Universität Mainz, Diss., 2001 (Zitiert auf Seite 27.)
- [Scho1b] SCHMIDT, Axel: Test of Low-Energy Theorems for  $^1\text{H}(\gamma, \pi^0)^1\text{H}$  in the Threshold Region. In: *Phys. Rev.* (2001) (Zitiert auf Seiten 26, 27 und 211.)
- [Scho7] SCHUMANN, Sven: *Strahlungsbegleitete  $\pi^0$ -Photoproduktion am Proton*, Universität Bonn, Diss., 2007 (Zitiert auf Seite 88.)
- [Sch11a] SCHRAUF, Sebastian: *Private Mitteilung: Polarisationswerte für die Messperiode mit transversal polarisierten Target*. 2011 (Zitiert auf Seite 69.)

- [Sch11b] SCHUMANN, Sven: *TimeWalk-Kalibration für den CB*. Private Nachricht, 2011 (Zitiert auf Seite 109.)
- [Sch13a] SCHMIDT, Axel: Erratum: Test of Low-Energy Theorems for  ${}^1\text{H}(\gamma, \pi^0){}^1\text{H}$  in the Threshold Region. In: *Phys. Rev.* (2013) (Zitiert auf Seiten 26 und 211.)
- [Sch13b] SCHUMANN, Sven: *Analysis of data with a transverse polarised target for T and F observables in  $\pi^0$  production*. Februar 2013 (Zitiert auf Seiten 157, 177, 185 und 198.)
- [Sch14a] SCHUMANN, Sven: *Private Nachricht - Multipol-Analyse-Programm*. 2014 (Zitiert auf Seite 210.)
- [Sch14b] SCHUMANN, Sven: *Private Nachricht - Simulation der invarianten 2-Gamma-Masse im Crystal Ball*. (2014) (Zitiert auf Seite 158.)
- [Sch15] SCHUMANN, Sven: *Private Nachricht*. 2015 (Zitiert auf Seite 25.)
- [Skw86] SKWARNICKI, Tomasz: *A study of the radiative CASCADE transitions between the Upsilon-Prime and Upsilon resonances*, Cracow Institute of Nuclear Physics, Diss., 1986. <http://inspirehep.net/record/230779/files/f31-86-02.pdf> (Zitiert auf Seite 74.)
- [Ste98] STEIGERWALD, M.: *Aufbau einer Quelle polarisierter Elektronen am Injektorlinac und Untersuchungen zur Spindynamik im MAMI*, Mainz, Diss., 1998 (Zitiert auf Seiten 40 und 41.)
- [Tho11] THOMAS, Andreas: Polarised targets for  $4\pi$  detectors at MAMI. In: *EPJ ST* 198 (2011), S. 171–180 (Zitiert auf Seite 58.)
- [Tho13a] THOMAS, Andreas: *Crystal Ball Hydrogen (Deuterium) Target manual*. 2013 (Zitiert auf Seiten 55, 56 und 58.)
- [Tho13b] THOMAS, Andreas: *Private Mitteilung*. 2013 (Zitiert auf Seiten 70 und 224.)
- [Tho14] THOMAS, Andreas: *Private Mitteilung*. 2014 (Zitiert auf Seiten 60 und 69.)
- [Tia11] TIATOR, Lothar: Towards a Model-Independent Partial Wave Analysis for Pseudoscalar Meson Photoproduction. In: *Proc. of NSTAR* (2011). <http://arxiv.org/abs/1109.0608> (Zitiert auf Seiten 13, 18 und 20.)
- [Tia12] TIATOR, Lothar: Complete Experiments for Pion Photoproduction. In: *Proc. Mini-Workshop Hadronic Resonances, Bled, Slovenia* (2012). <http://arxiv.org/abs/1211.3927> (Zitiert auf Seite 23.)

- [Tia14] TIATOR, Lothar: *Private Mitteilung - Multipol-Analyse-Programm*. 2014 (Zitiert auf Seite 210.)
- [Tio11a] TIOUKINE, Valeri: A Mott polarimeter operating at MeV electron beam energies. In: *Rev. Sci. Instrum* 82 (2011). <http://dx.doi.org/10.1063/1.3556593> (Zitiert auf Seite 46.)
- [Tio11b] TIOUKINE, Valeri: *Private Mitteilung*. 2011 (Zitiert auf Seiten 42, 47 und 140.)
- [Unv08] UNVERZAGT, Marc: *Bestimmung des Dalitz-Plot-Parameters  $\alpha$  für den Zerfall  $\eta \rightarrow 3\pi^0$  mit dem Crystal Ball am MAMI*, Universität Bonn, Diss., 2008 (Zitiert auf Seite 88.)
- [Wat54] WATSON, Kenneth M.: Some General Relations between the Photoproduction and Scattering of  $\pi$  Mesons. In: *Phys. Rev.* 95 (1954), S. 228 (Zitiert auf Seite 229.)
- [Weio5] WEISE, Wolfram: *The Structure of the Nucleon*. WILEY-VCH Verlag, 2005 <http://onlinelibrary.wiley.com/book/10.1002/352760314X> (Zitiert auf Seite 230.)
- [Wer14] WERTHMÜLLER, Dominik: *Experimental study of nucleon resonance contributions to  $\eta$ -photoproduction on the neutron*, Universität Basel, Diss., 2014 (Zitiert auf Seiten 76 und 82.)
- [Wid28] WIDERØE, Rolf: Über ein neues Prinzip zur Herstellung hoher Spannungen. In: *Archiv für Elektrotechnik* 21 (1928), Nr. 4, S. 387–406 (Zitiert auf Seite 33.)
- [Wun12] WUNDERLICH, Yannick: *Studies on a complete experiment for pseudoscalar meson photoproduction*, Universität Bonn, Diplomarbeit, 2012 (Zitiert auf Seite 21.)
- [Wun13] WUNDERLICH, Yannick: Ambiguities of the single spin observables in a truncated partial wave expansion for photoproduction of pseudoscalar mesons. In: *arXiv:1312.0245* (2013) (Zitiert auf Seiten 23 und 24.)
- [Yuk35] YUKAWA, Hideki: On the interaction of elementary particles I. In: *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan*. 3. Serie Band 17 (1935), S. 48–57 (Zitiert auf Seite 4.)
- [Zha11] ZHANG, Yiming: Corrected Values for Boiling Points and Enthalpies of Vaporization of Elements in Handbooks. In: *J. Chem. Eng. Data* 56 (2011), S. 328–337 (Zitiert auf Seite 55.)