

Strahlpolarimetrie am CBELSA/TAPS Experiment

Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades (Dr. rer. nat)

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

vorgelegt von

Susanne Kammer

aus Friedberg

Oktober 2009

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

Diese Dissertation ist auf dem Hochschulschriftenserver der ULB Bonn
http://hss.ulb.uni-bonn.de/diss_online elektronisch publiziert.
Erscheinungsjahr 2010.

1. Gutachter: Prof. Dr. F. Klein
2. Gutachter: Prof. Dr. U. Thoma
Tag der Promotion: 19.02.2010

*Die Neugier steht immer an erster Stelle eines Problems,
das gelöst werden will.*

Galileo Galilei

Kurzfassung

Bei der Identifizierung von Nukleonresonanzen spielen Polarisationsobservablen eine entscheidende Rolle. Für die Photoproduktionsexperimente des CBELSA/TAPS-Aufbaus an der Beschleunigeranlage ELSA wurden im Rahmen dieser Arbeit linear und zirkular polarisierte Photonenstrahlen realisiert und bereitgestellt.

Linear polarisierte Photonen wurden unter Ausnutzung der kohärenten Bremsstrahlung an einem Diamantkristall erzeugt. Durch Ausrichten des Kristalls konnten in der Bremsstrahlungsverteilung kohärente Intensitätsüberhöhungen in Form von ausgeprägten Kanten generiert werden. Die Anzahl der in der Überhöhung liegenden linear polarisierten Photonen bestimmt im Vergleich zum inkohärent erzeugten Untergrund den Polarisationsgrad. Die Lage der kohärenten Kante konnte mit Hilfe von Kontrollverteilungen auf eine beliebige Position im gemessenen Energiespektrum eingestellt sowie der Polarisationsgrad der Photonen optimiert werden.

Zur Erzeugung von zirkular polarisierten Photonen werden longitudinal polarisierte Elektronen am Bremsstrahlungstarget benötigt. Der Polarisationstransfer des Bremsstrahlungsprozesses ist eindeutig durch die QED gegeben, so dass der Polarisationsgrad der Photonen über eine Messung der Elektronenstrahlpolarisation bestimmt werden kann. Mit diesem Ziel wurde ein erstmals am CBELSA/TAPS-Experiment eingesetztes impulsselektierendes Møllerpolarimeter entwickelt und in die Photonenmarkierungsanlage integriert. Über einen Wechsel der Strahlhelizität wurde die Zählratenasymmetrie für parallele und antiparallele Strahl- und Targetelektronen gemessen und der Polarisationsgrad der Elektronen bei Strahlenergien von 2350 MeV auf typischerweise über 60% bestimmt. Mit Hilfe von dedizierten Testmessungen und Simulationen wurde die Funktionalität des Møllerpolarimeters überprüft und die relative systematische Unsicherheit auf 1% bestimmt. Seit 2007 befindet sich das für die Doppelpolarisationsexperimente essentielle Møllerpolarimeter im laufenden Betrieb.

Abschließend wurde eine Methode skizziert, in der über die bekannte Wirkungsquerschnitts-Asymmetrie der Photoproduktion von η -Mesonen das für die Experimente relevante Produkt aus Strahl- und effektiver Targetpolarisation bestimmt werden kann.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung und Motivation	1
2	Crystal Barrel Experiment	7
2.1	Beschleunigeranlage ELSA	7
2.2	Strahlführung	9
2.2.1	Externe Strahlführung	9
2.2.2	Goniometer	9
2.2.3	Strahlvernichter	10
2.2.4	Kollimator und Reinigungsmagnet	10
2.2.5	Photonkamera	10
2.3	Energiemarkierungsanlage	10
2.4	Polarisiertes Target	11
2.5	Flußmonitor	12
2.6	CB-Detektorsysteme	12
2.6.1	Crystal Barrel- und Innendetektor	12
2.6.2	Vorwärtsveto und -detektor	13
2.6.3	MiniTAPS-Detektor	14
2.6.4	Cherenkov-Detektor	14
2.7	Datenerfassung	14
3	Polarisierte Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA	17
3.1	Erzeugung polarisierter Elektronen	17
3.2	Beschleunigung polarisierter Elektronen	18
3.3	Lineare Resonanzkreuzung	21
3.3.1	Polarisationserhaltung beim Kreuzen von Imperfektionsresonanzen	23
3.3.2	Polarisationserhaltung beim Kreuzen von Intrinsischen Resonanzen	26
3.4	Die externe Strahlführung für polarisierte Elektronen	27
3.5	Erhaltung der horizontalen Polarisationskomponente	28
4	Linear polarisierte Photonen	30
4.1	Bremsstrahlung	30
4.1.1	Atomformfaktor	32
4.1.2	Kinematische Bedingungen	32
4.2	Kohärente Bremsstrahlung	34
4.2.1	Radiatormaterial	37
4.2.2	Kollimation	37
4.3	Goniometer	38
4.3.1	Aufbau	39

4.3.2	Ansteuerung	40
4.3.3	Strahlprofile	41
4.4	Einstellung eines linear polarisierten Photonenstrahls am CB-Experiment	41
5	Zirkular polarisierte Photonen	47
5.1	Møllerstreuung	48
5.1.1	Kinematik der Møllerstreuung	48
5.1.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung	49
5.1.3	Prinzip der Møllermessung am CB-Experiment	53
5.2	Aufbau und Datennahme des Møllerpolarimeters am CB-Experiment	55
5.2.1	Targetsystem	56
5.2.2	Magnetooptisches System	59
5.2.3	Detektorsystem	59
5.3	Datenerfassung	63
5.3.1	Analoge Signalkette	64
5.3.2	Digitale Signalkette	65
5.3.3	Zählratenasymmetrie	67
5.4	Erste Ergebnisse des Møllerpolarimeters	68
5.4.1	Messungen	68
5.4.2	Helizitäten	69
5.4.3	Zählratenasymmetrie	70
5.4.3.1	Levchuk-Effekt	71
5.4.3.2	Systematische Untersuchung des Untergrundes	74
5.4.4	Überprüfung der Zählratenasymmetrie mittels rekonstruierter Energiesumme	76
5.4.5	Elektronenstrahlpolarisation	81
5.4.5.1	Systematische Unsicherheit	83
6	η-Photoproduktion als Instrument zur Bestimmung des Produkts aus Strahl- und Targetpolarisation	86
6.1	Prinzip zur Messung der Strahl- oder Targetpolarisationskomponente mit Hilfe der η -Photoproduktion	87
6.2	Erste Untersuchungen zur Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \eta$ am CB-Experiment	88
6.2.1	Ereignisrekonstruktion	89
6.2.2	Zählratendifferenz	92
6.3	Zählratenasymmetrie	93
7	Zusammenfassung	96
	Anhang	98
	Abbildungsverzeichnis	I
	Tabellenverzeichnis	III
	Literaturverzeichnis	IV

Einheiten und Größenordnungen der Kern- und Teilchenphysik

In dieser Arbeit werden, wie in der Kern- und Teilchenphysik üblich, Energien in Einheiten von Elektronenvolt („eV“) angegeben. 1 eV ist die kinetischen Energie, die ein geladenes Teilchen nach einer Beschleunigung in einer Potentialdifferenz von 1 V besitzt und entspricht $1,6022 \cdot 10^{-19}\text{ J}$. Eine weitere Vereinfachung ist die Verwendung eines Einheitensystems, in dem $\hbar = c = 1$ gesetzt ist, so dass auch Massen und Impulse in eV gemessen werden.

Längeneinheit

$$\varnothing \text{ H-Atom} \approx 1 \text{ \AA} = 10^{-10} \text{ m}$$

$$\varnothing \text{ Proton} \approx 2 \text{ fm} = 2 \cdot 10^{-15} \text{ m}$$

Masse

$$1 \frac{\text{eV}}{c^2} = 1,78266 \cdot 10^{-36} \text{ kg}$$

$$\text{Elektron: } m_e = 0,511 \text{ MeV}$$

$$\text{Proton: } m_p = 938,27 \text{ MeV}$$

$$\text{Neutron: } m_N = 939,57 \text{ MeV}$$

Impuls

$$1 \frac{\text{eV}}{c} = 5,34 \cdot 10^{-28} \frac{\text{kg}\cdot\text{m}}{\text{s}}$$

Der Zusammenhang mit der Gesamtenergie und der Masse ist gegeben durch:

$$E_{ges} = \sqrt{c^2 p^2 + m_0^2 c^4}$$

Kapitel 1

Einleitung und Motivation

„Who ordered that“
Isidor I. Rabi

Die in unserer Welt vorkommende Materie besteht aus einer Vielzahl von Teilchen. Im Laufe der Zeit wurden immer neue und noch kleinere Teilchen gefunden, die als elementar angenommen wurden. Nach unserem heutigen Verständnis sind die von Gell-Mann und Zweig im Jahre 1964 postulierten Quarks die Grundbausteine unserer Materie (Quarkhypothese). Quarks sind Spin- $\frac{1}{2}$ Teilchen und kommen in den 6 verschiedenen Flavoursorten „up“, „down“, „strange“, „charm“, „top“ und „bottom“, sowie den entsprechenden Antiflavoursorten vor.

Die Wechselwirkungen zwischen den Teilchen kann in der Physik auf vier Grundkräfte zurückgeführt werden. Diese Kräfte unterscheiden sich in ihrer Stärke und Reichweite und sind für Phänomene unterschiedlicher Größenordnung verantwortlich. Jede Wechselwirkung wird über Austauschteilchen, die sog. Feldquanten vermittelt. Je massereicher diese Teilchen sind, desto kürzer ist die Reichweite der vermittelten Wechselwirkung. Die Stärke einer Wechselwirkung wird je durch eine dimensionslose Kopplungskonstante angegeben. Einen Überblick der vier Grundkräfte gibt Tab. 1.1.

Kraft	relative Stärke	Feldquanten	Masse [GeV/c ²]	Reichweite [m]
Stark	1	8 Gluonen	0	$2,5 \cdot 10^{-15}$
Elektromagnetisch	10^{-2}	Photon	0	∞
Schwach	10^{-13}	W^-, W^+, Z^0	80, 80, 91	10^{-18}
Gravitation	10^{-38}	Graviton	0	∞

Tabelle 1.1: Die 4 Grundkräfte und ihre Eigenschaften.

Die schwächste aller Wechselwirkungen ist die *Gravitation*. Sie bewirkt die gegenseitige Anziehung von Massen und dominiert damit die großräumigen Strukturen im Universum. Als Vermittler der Wechselwirkung wird die Existenz von masselosen Gravitonen postuliert, die Reichweite der Schwerkraft wäre damit unendlich. Im Rahmen der allgemeinen Relativitätstheorie ist die Gravitation für kosmische Maßstäbe gut verstanden, in der subatomaren Welt lässt sie sich bislang jedoch noch nicht schlüssig mit den anderen Wechselwirkungen beschreiben.

Mit Hilfe der *schwachen Wechselwirkung* werden keine Systeme zusammengehalten, sie ist vielmehr für Streu-, Umwandlungs- und Zerfallsprozesse verantwortlich. Der bekannteste Umwandlungsprozess ist dabei der β -Zerfall der Nukleonen. Übertragen wird die schwache Wechselwirkung durch 3 Austauschteilchen: Das positiv geladene W^+ Boson, das negativ geladene W^- Boson und das neutrale Z^0 Boson. Alle drei Bosonen weisen eine relativ große Masse auf ($W^+, W^- : 80 \text{ GeV}$, $Z^0 : 91 \text{ GeV}$), so dass die Reichweite der schwachen Wechselwirkung extrem gering und z.B. kürzer als der Durchmesser eines Atoms ist. Eine Besonderheit der schwachen Wechselwirkung ist die Paritätsverletzung.

Die *elektromagnetische Wechselwirkung* kann in einer vereinheitlichten Beschreibung elektrischer und magnetischer Felder zusammengefaßt werden und ist für alltägliche Phänomene wie Licht und Elektrizität verantwortlich. Je nach Vorzeichen der beteiligten Ladung kann die elektromagnetische Kraft anziehend oder abstoßend wirken. Übertragen wird die Kraft durch virtuelle Photonen, die Reichweite der Wechselwirkung ist unendlich. Im Rahmen der Quantenelektrodynamik (QED) kann die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen sowie die Eigenschaften von elektromagnetischer Strahlung mit hoher Genauigkeit erklärt werden. Die QED wurde in den 1940er Jahren entwickelt und war die erste Quantenfeldtheorie, mit deren Hilfe eine quantentheoretische Beschreibung von Feldern und der Erzeugung und Vernichtung von Teilchen befriedigend aufgestellt werden konnte.

Die *starke Wechselwirkung* ist die stärkste der vier Kräfte und sorgt dafür, dass Nukleonen (Protonen und Neutronen) sich gegenseitig anziehen und somit die Atomkerne zusammengehalten werden. Die starke Wechselwirkung wirkt dabei zwischen allen Teilchen, die eine Farbladung tragen, den Quarks und Gluonen. Es gibt drei verschiedene Farbladungen: Rot, Grün und Blau sowie die entsprechenden Anti-Farben. Das Phänomen, dass Quarks bzw. Teilchen mit Farbladung nie isoliert auftreten, wird *Confinement*¹ genannt. Zusammengesetzte Systeme sind nur dann möglich, wenn die Überlagerung der Farbladung *weiß* ergibt. Quarks und Antiquarks sind folglich nur als gebundene Systeme experimentell zu beobachten. Bis heute wurden zusammengesetzte Teilchen mit ganzzahligem Spin und aus einem Quark und Antiquark bestehend (Mesonen), sowie zusammengesetzte Teilchen mit halbzahligem Spin und aus drei Quarks bestehend (Baryonen) gefunden. Übergeordnet bezeichnet man alle Teilchen, die aus Quarks aufgebaut sind als Hadronen.

Vermittelt wird die starke Wechselwirkung durch 8 Gluonen, die selbst auch Farbladungen tragen und untereinander wechselwirken können. Eine Folge davon ist, dass die Anziehungskraft mit wachsendem Abstand zwischen den Teilchen immer größer wird. Die starke Wechselwirkung weist demzufolge trotz der masselosen Austauschteilchen eine sehr kurze Reichweite auf.

Die Wechselwirkung der Quarks wird analog zur QED durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Die Selbstwechselwirkung der Gluonen führt zu einer Änderung der Kopplungskonstante in Abhängigkeit vom Impulsübertrag Q^2 . Für größere Impulsüberträge, bzw. bei kleinen Abständen, nähert sich die Kopplungskonstante Null an (asymptotische Freiheit), so dass eine störungstheoretische Beschreibung der starken Wechselwirkung möglich ist. Für kleinere Impulsüberträge, und somit größer werdenden Abständen, nimmt die Kopplungsstärke zu. Im Energiebereich der Baryonen (wie z.B. der Protonen und Neutronen) und deren angeregten Zustände ist eine störungstheoretische Berechnung nicht mehr möglich². Aus diesem Grund müssen zur Beschreibung der Baryonen und zur Vorhersage der Nukleonresonanzen auf phänomenologische Modelle zurückgegriffen werden. Vereinfacht können die Quarks als punktförmig in einem gemeinsamen Potential sitzend angenommen werden, in dem jedes Teilchen bestimmte diskrete Energiewerte annehmen kann. In diesem Bild ist es leicht einzusehen, dass angeregte

¹dt. so viel wie Einsperrung

²Der Wechselwirkungsprozeß kann nicht mehr nach der Kopplungskonstanten in einer Potenzreihe entwickelt werden, da sie nicht konvergiert.

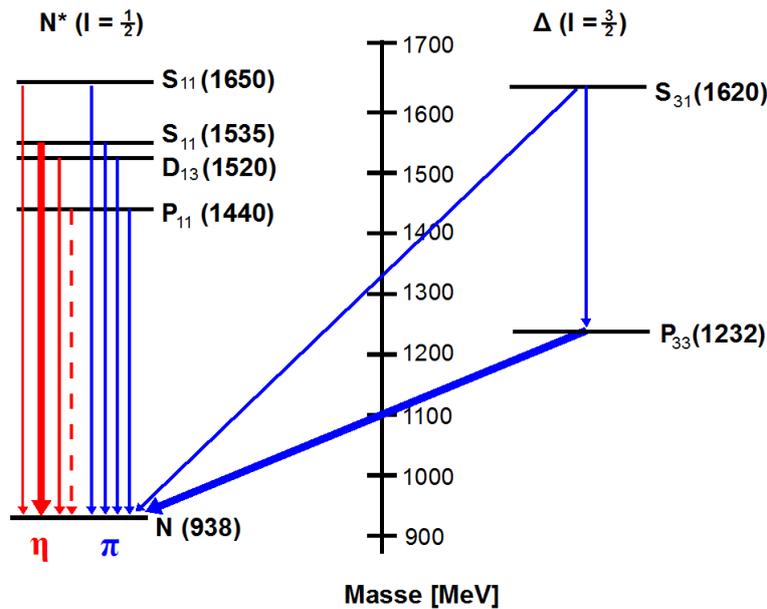


Abbildung 1.1: Energie-Niveauschema einiger Nukleonresonanzen: Die Pfeile deuten die Zerfallsmöglichkeiten unter Aussendung eines η -Mesons (rote Linien) bzw. eines π^0 -Mesons (blaue Linien) an. Die zwei dicken Pfeile deuten den die Pion- oder Eta-Produktion bestimmenden Resonanzzerfall an.

Zustände des Nukleons durch „Umklappen“ der Spinrichtung eines Quarks oder durch Anheben eines der Quarks auf ein höheres Energieniveau entstehen.

Anregungszustände des Nukleons können auf vielfältige Arten erzeugt werden. Die im CB-Experiment angewandte Methode ist die Anregung durch hochenergetische Photonen. Die Lebensdauer der Resonanzen ist im Allgemeinen sehr kurz (10^{-24} s), so dass eine Untersuchung nur durch ihre Zerfallsprodukte erfolgen kann. Analog zur Spektroskopie in der Atomphysik, in der angeregte Zustände über die Energie der emittierten Photonen identifiziert werden, können Rückschlüsse auf die Anregungszustände des Nukleons durch die beim Zerfall ausgesendeten Mesonen gezogen werden. Abb. 1.1 zeigt ein Energie-Niveauschema, welches das Nukleon als Grundzustand und beispielhaft einige angeregte Zustände in Abhängigkeit von ihrer Masse zeigt. Die Resonanzen sind dabei nach ihrem Isospin in N^* -Resonanzen mit $I = \frac{1}{2}$ und Δ -Resonanzen mit $I = \frac{3}{2}$ aufgeteilt. Zusätzlich werden sie nach dem relativen Bahndrehimpuls des emittierten Mesons und des Nukleons beim Zerfall durch die Buchstaben S, P, D, \dots entsprechend den Bahndrehimpulsen $l = 0, 1, 2, \dots$ gekennzeichnet. Die Indizes enthalten darüber hinaus Informationen über den doppelten Isospin $2 \cdot I$ und den doppelten Gesamtdrehimpuls $2 \cdot J$. Mögliche Zerfälle unter Aussendung eines neutralen π^0 - oder η -Mesons sind durch Pfeile angedeutet. Da die starke Wechselwirkung den Isospin erhält, können Δ -Resonanzen nicht über die Aussendung eines η -Mesons mit Isospin $I = 0$ zerfallen. Die beim Resonanzzerfall erzeugten Pionen stammen dabei im ersten Resonanzbereich³ allein aus der $P_{33}(1232)$, die η -Mesonen sind für die $S_{11}(1535)$ charakteristisch.

Die kurze Lebensdauer der Nukleonresonanzen hängen unmittelbar mit der Energieunschärfe der Resonanzen zusammen. Je schneller der betrachtete Zustand wieder zerfällt, desto breiter ist die erwartete Resonanzstruktur. In dem Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts (schwarze Punkte) in Abb. 1.2 sind bei Energien kleiner 1 GeV noch deutliche Strukturen zu erkennen, für höhere Energien ist nur noch ein

³Den ersten Resonanzbereich bestreitet die $P_{33}(1232)$ alleine.

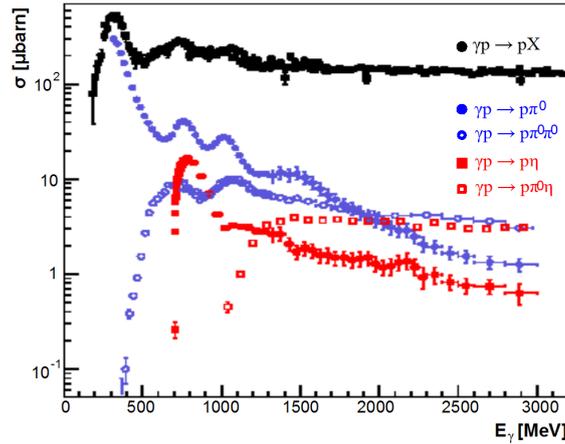


Abbildung 1.2: Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow pX$ (schwarz) sowie ausgewählte Beiträge von: $\gamma p \rightarrow p\pi^0$ (blaue geschlossene Punkte), $\gamma p \rightarrow p\pi^0\pi^0$ (blaue offene Punkte) und $\gamma p \rightarrow p\eta$ (rote geschlossene Punkte), $\gamma p \rightarrow p\eta\pi^0$ (rote offene Punkte).

breites Plateau zu sehen. Aufgrund der großen Breiten der Anregungszustände überlappen sich die Resonanzen so sehr, dass eine Trennung der einzelnen Beiträge nur mit Hilfe des Wirkungsquerschnittes nicht mehr möglich ist. Werden einzelne Zerfallskanäle betrachtet, können bestimmte Resonanzbeiträge selektiert werden. Im Vergleich zum totalen Photoabsorptionsquerschnitt zeigen die Verläufe der Wirkungsquerschnitte der Pion- und Eta-Photoproduktion unterschiedliche Strukturen. Der Grund ist die unterschiedlich starke Kopplung, sowie die aufgrund von Erhaltungssätzen selektiven Kopplungen der Resonanzen an die jeweiligen mesonischen Endzustände. Allerdings zeigen sich auch hier bei höheren Energien keine deutlichen Strukturen mehr.

Eine eindeutige Bestimmung der einzelnen Resonanzbeiträge ist nur mit Hilfe einer Partialwellenanalyse (PWA) der experimentell zugänglichen Observablen möglich. In einer PWA werden die Resonanzstärken von, aus Photo- und Elektroproduktion bekannten Resonanzen, sowie aus zusätzlichen theoretisch vorhergesagten Resonanzen durch einen Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen für die verschiedenen Reaktionen bestimmt. Aufgrund der Methodik sind die Lösungen jedoch nicht eindeutig und die PWA kann mehrere Lösungen gleicher Qualität liefern. Abb. 1.3 zeigt dies am Beispiel der Strahlasymmetrie der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ für eine ausgewählte Energie. Beide Bilder erhalten ein gut mit dem Experiment übereinstimmendes Ergebnis der Partialwellenanalyse (schwarze Linie). In Farbe sind jeweils die Auswirkungen durch das Entfernen selektiver Resonanzen eingezeichnet. Hier zeigt sich für die Analyse der Bonn-Gatchina Gruppe eine große Sensitivität der Resonanz $P_{13}(1720)$ (grüne Linie), während das Mainzer MAID-Modell keinen nennenswerten Einfluß dieser Resonanz vorhersagt.

Um eine eindeutige Lösung der PWA bzw. der beitragenden Nukleonresonanzen zu erhalten, müssen zusätzliche experimentelle Polarisationsobservablen gemessen werden. Durch die Ausnutzung von Polarisationsfreiheitsgraden (Photonen-, Target- oder Rückstoßpolarisation) können Quantenzahlen in der Reaktion ausgezeichnet und zusätzliche Informationen über die beitragenden Resonanzen erhalten werden.

In der pseudoskalaren Einfach-Meson-Photoproduktion stehen bis zu 16 Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen zur Verfügung [KT95]. Einige Einfach-Polarisationsobservablen wie die Strahl- oder Targetasymmetrie wurden in den letzten Jahren für verschiedene Reaktionskanäle gemessen [Els07][Boc98].

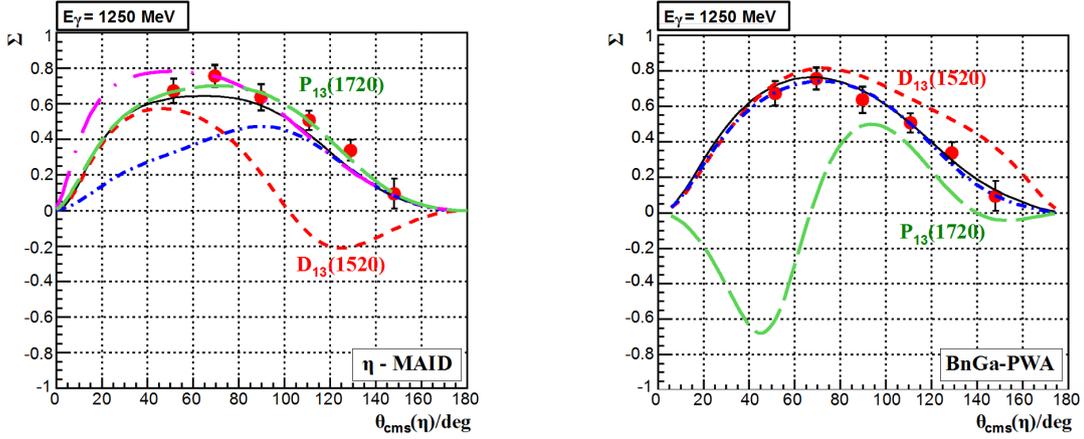


Abbildung 1.3: Die gemessene Strahlasymmetrie für eine ausgewählte Energie. Sowohl die BnGa-PWA als auch das η -MAID Modell beschreiben die Messdaten gut, allerdings mit unterschiedlichen Resonanzbeiträgen [Els07].

Nach [CT97] fordert eine vollständige PWA schon im einfachsten Fall der pseudoskalaren Einfach-Meson-Photoproduktion die Messung von 8 ausgewählten und unabhängigen Polarisationsobservablen über den vollen Energie- und Winkelbereich (sog. vollständiges Experiment). Darunter fallen:

- der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt,
- drei Einfach-Polarisationsobservablen und
- vier Doppel-Polarisationsobservablen.

Aktuell werden am CBELSA/TAPS Experiment⁴ im Rahmen des Sonderforschungsbereichs TR16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ Doppelpolarisations-Experimente mit einem linear oder zirkular polarisierten Photonenstrahl und einem polarisierten Target durchgeführt. Für die Einfach-Meson-Photoproduktion lässt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Strahlpolarisation $P_{\gamma,lin}$ bzw. $P_{\gamma,zirk}$ und der Targetpolarisation $\vec{P} = (p_x, p_y, p_z)$ schreiben als [KT95]]

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \phi) = & \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 \{ 1 - P_{\gamma,lin} \Sigma \cos 2\phi \\ & + p_x (-P_{\gamma,lin} H \sin 2\phi + P_{\gamma,zirk} F) \\ & - p_y (-T + P_{\gamma,lin} P \cos 2\phi) \\ & - p_z (-P_{\gamma,lin} G \sin 2\phi + P_{\gamma,zirk} E) \}. \end{aligned} \quad (1.1)$$

Der Winkel ϕ entspricht der Verkipfung zwischen Streu- und Reaktionsebene. In der jetzigen Experimentierphase mit einem longitudinal polarisierten Butanoltarget können die in Tab. 1.2 in blau markierten Einfach- Polarisationsobservablen und die in rot markierten Doppel-Polarisationsobservablen gemessen werden.

Die dafür notwendige Entwicklung und Bereitstellung eines zirkular und linear polarisierten Photonenstrahls für das CB-Experiment war die Aufgabe der vorliegenden Dissertation. Linear polarisierte Photonen wurden unter Ausnutzung der kohärenten Bremsstrahlung an einem Diamantkristall erzeugt. Durch

⁴Im folgenden als CB-Experiment bezeichnet.

Strahlpolarisation	Targetpolarisation			
	p_{unpol}	p_x	p_y	p_z
$P_{\gamma,unpol}$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{unpol}$	-	$T(\theta)$	-
$P_{\gamma,lin}$	$\Sigma(\theta)$	$H(\theta)$	$P(\theta)$	$G(\theta)$
$P_{\gamma,zirk}$	-	$F(\theta)$	-	$E(\theta)$

Tabelle 1.2: In der jetzigen Experimentierphase des CB-Experimentes zugänglichen Polarisationsobservablen.

das präzise Ausrichten des Kristalls mit Hilfe eines mechanischen Positionierungssystems konnte die Lage der kohärenten Überhöhung auf eine beliebige Position im gemessenen Energiespektrum eingestellt sowie der Polarisationsgrad optimiert werden.

Zur Bestimmung der Zirkularpolarisation wurde ein vollständig neues und erstmals am CB-Experiment eingesetztes Møllerpolarimeter entwickelt und in die Photonenmarkierungsanlage integriert. In dedizierten Testmessungen und Simulationen wurde die Funktionalität des Polarimeters überprüft und der systematische Gesamtfehler der Messung bestimmt. Seit 2007 befindet es sich für die Datennahme von Doppelpolarisationsexperimenten im regelmäßigen Einsatz.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut:

Kapitel 2 stellt die Beschleunigeranlage ELSA und das CBELSA/TAPS-Experiment vor. Dabei wird auf die einzelnen Detektorkomponenten, auf das Targetsystem sowie auf die elektronische Speicherung der Messdaten eingegangen.

Kapitel 3 widmet sich der Erzeugung und Beschleunigung von polarisierten Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA in Bonn. Ein Schwerpunkt ist dabei die Korrektur von depolarisierenden Resonanzen.

Kapitel 4 behandelt die Erzeugung von linear polarisierten Photonen. Neben der formalen Beschreibung der kohärenten Bremsstrahlung, enthält es auch die Vorstellung des Bremsstrahlungstargetsystems. Die zur Einstellung der kohärenten Überhöhung im Energiespektrum und Optimierung des Polarisationsgrades notwendigen Kontrollverteilungen („Stonehenge Plots“) werden diskutiert.

Kapitel 5 enthält eine ausführliche Diskussion zur Erzeugung von zirkular polarisierten Photonen sowie die Bestimmung des zugehörigen Polarisationsgrades. Da der Helizitätsstransfer beim Bremsstrahlungsprozeß eindeutig durch die QED bestimmt ist, erfolgt die Polarisationsmessung mit einem Møllerpolarimeter.

Kapitel 6 stellt die Möglichkeit der Bestimmung der Strahl- oder Targetpolarisation mit Hilfe der η -Photoproduktion nahe der Schwelle vor. Dazu wird die Ereignisrekonstruktion und die Zählratenasymmetrie der erstmals am CB-Experiment aufgenommenen doppelpolarisierten Daten vorgestellt.

Kapitel 7 fasst die Ergebnisse dieser Arbeit kurz zusammen.

Kapitel 2

Crystal Barrel Experiment

Das CBELSA/TAPS-Experiment beschäftigt sich seit 2004 im Rahmen des Sonderforschungsbereichs TR16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ mit der Photoproduktion von Mesonen und der Anregung nukleonischer Resonanzen durch hochenergetische Photonen.

In den folgenden Abschnitten wird kurz der Beschleunigungsvorgang der Anlage ELSA¹ für unpolarisierte Elektronen, sowie die einzelnen Komponenten des CB-Experimentes vorgestellt. Die Erzeugung und Beschleunigung polarisierter Elektronen werden in Abschnitt 3 behandelt. Eine formale Beschreibung des Bremsstrahlungsprozesses befindet sich in Abschnitt 4.

2.1 Beschleunigeranlage ELSA

Vor fast genau 50 Jahren wurde unter dem Nobelpreisträger Wolfgang Paul die Beschleunigeranlage in Bonn, bestehend aus einem Linearbeschleuniger und einem 500 MeV Elektron-Synchrotron, das erste Mal in Betrieb genommen. Heutzutage besteht sie aus drei Beschleunigungsstufen und liefert einen Elektronenstrahl mit Energien bis zu 3, 5 GeV und einem hohen Tastverhältnis von 0, 8. Eine schematische Übersicht der aktuellen Beschleunigeranlage ist in Abb. 2.1 dargestellt.

Unpolarisierte Elektronen werden in einer thermischen Quelle mit einer Pulslänge von etwa $1 \mu s$ emittiert und in dem anschließenden Linearbeschleuniger (*Linac 2*) auf eine Energie von 26 MeV vorbeschleunigt. Dabei erhalten sie eine zusätzliche zeitliche Substruktur in Form von $5 - 10 ps$ langen Pulsen. Der folgende Synchrotronring hat einen Umfang von $69,6 m$ und besteht aus 12 Ablenkmagneten mit strahlfokussierenden und -ablenkenden Elementen. Elektronen können in diesem Ring auf bis zu $1,6 GeV$ beschleunigt werden, dabei bilden sich $120 ps$ breite Elektronenpakete im Abstand von $2 ns$ aus.

Für das CB-Experiment wird der anschließende Stretcherring im Nachbeschleunigungsmodus betrieben. Dafür werden die Elektronen so in den Ring injiziert, dass eine gleichmäßige Füllung entsteht. Auf einem Ringumfang von $164,4 m$ können die Elektronen auf ihre gewünschte Endenergie nachbeschleunigt werden. Zur Extraktion des Strahls aus dem Stretcherring wird der Phasenraum der Elektronen kontrolliert in einen stabilen und instabilen Bereich aufgeteilt. Die Elektronen des instabilen Phasenraums verlassen die Separatrix und werden über die Schneide eines Septummagneten extrahiert. Um einen konstanten Strahlstrom für die Experimente liefern zu können, wird der instabile Phasenraum sukzessive vergrößert. Die Länge einer Extraktionsphase (*Spilldauer*) kann variabel eingestellt werden und liegt typischerweise zwischen 4 und 8 s. Anschließend muss der Stretcherring neu gefüllt und die Elektronen erneut beschleunigt werden.

¹Elektronen-Stretcher-Anlage

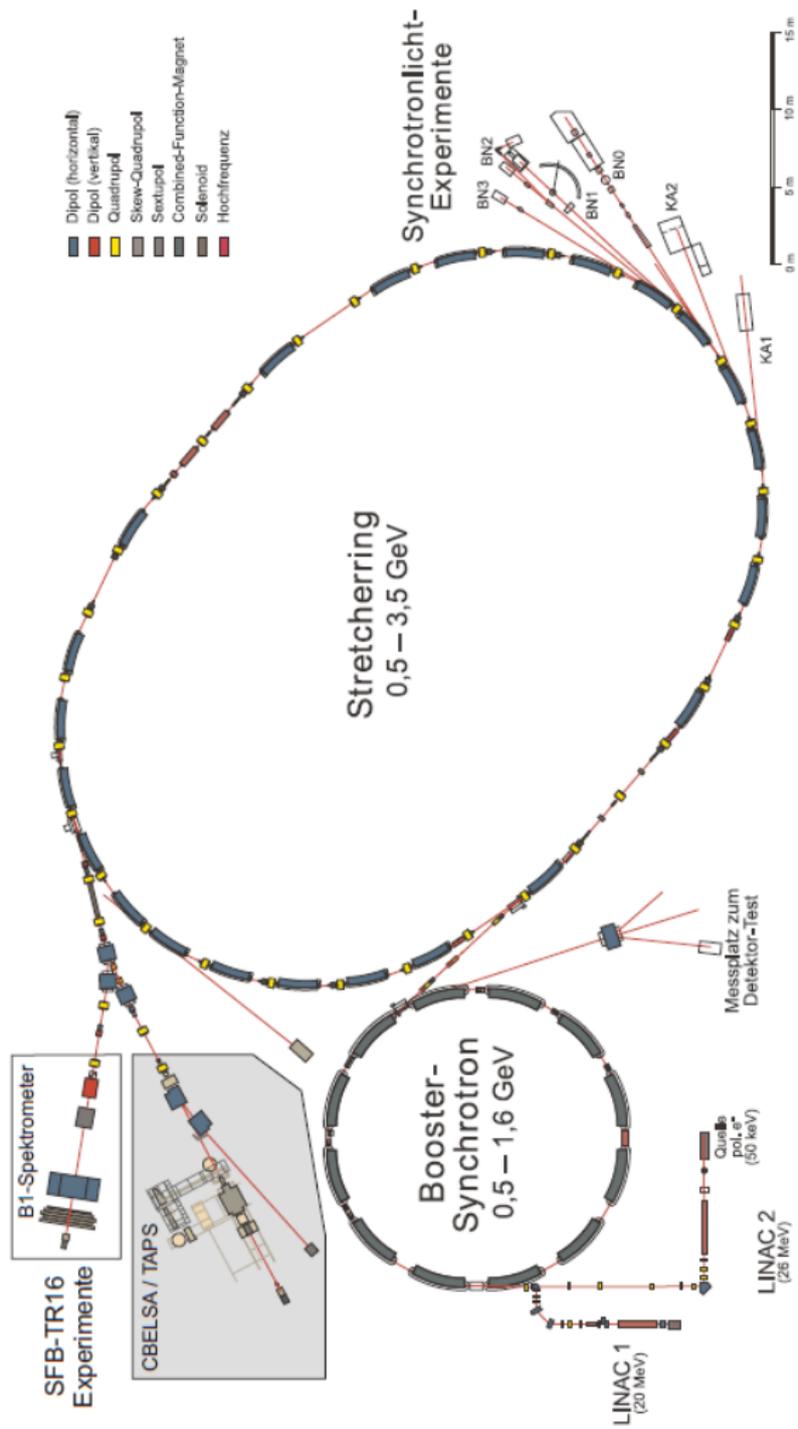


Abbildung 2.1: Die Beschleunigeranlage ELSA in Bonn.

2.2 Strahlführung

2.2.1 Externe Strahlführung

In der externen Strahlführung können die gewünschten Strahlparameter wie Lage, Form und Divergenz mit Hilfe von verschiedenen magentooptischen Elementen eingestellt werden. Eine schematische Übersicht ist in Abb. 2.2 dargestellt.

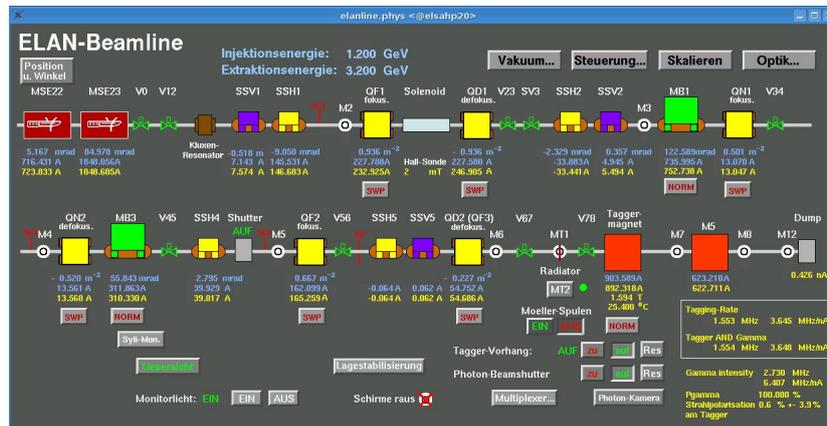


Abbildung 2.2: Bedienungs Menü der externen Strahlführungselemente zwischen Stretcherring und CBELSA/TAPS Messplatz.

Dabei sind:

- MSE22, MSE23: Extraktionssepta
- Kluxen: Hochfrequenz-Hohlraumresonator zur Regelung des Strahlstroms
- SSH, SSV: horizontale und vertikale Strahlschieber zur Justierung der Strahllage
- QF, QD, QN: fokussierende und defokussierende Quadrupolelemente („N“ steht hierbei für „neu“) zum Einstellen der Divergenz
- MB: Dipolmagnete
- M2-M6: Strahl-Monitore (Chromox-Schirme)

2.2.2 Goniometer

Die extrahierten Elektronen treffen innerhalb einer Vakuumkammer auf einen amorphen Radiator und erzeugen in einem Bremsstrahlungsprozeß hochenergetische Photonen. Für das CB-Experiment werden Kupferradiatoren verschiedener Dicke zur Erzeugung eines unpolarisierten Photonenstrahls verwendet. Für den genauen Aufbau des Bremsstrahlungstargetsystems sei auf Abschnitt 4.3.1 verwiesen.

Zur Einstellung und Überprüfung der Strahllage und Strahldivergenz können ein Leuchtschirm oder horizontal bzw. vertikal angeordnete dünne Eisendrähte in die Strahlposition gefahren werden. Die Abbildungen auf dem Schirm können direkt über eine Kamera betrachtet werden und geben Informationen über die Position sowie über mögliche zeitliche Positionsschwankungen des Elektronenstrahls. Ein genaues Abtasten und Aufnahme des Strahlprofils ist durch ein Durchfahren der Eisendrähte möglich und wird in Abschnitt 4.3.3 beschrieben.

2.2.3 Strahlvernichter

Elektronen, die an den Radiatoren keine Energie durch Streuprozesse verlieren, werden mit Hilfe des Dipolmagneten der Photonenmarkierungsanlage (siehe Abschnitt 2.3) und eines zweiten Ablenkmagneten in einen Strahlvernichter geleitet. Der Strahlvernichter besteht aus 470 kg Eisen und 70 Tonnen Stahl, so dass der Elektronenstrahl, sowie ein Großteil der Sekundärteilchen darin absorbiert werden. Zur Messung des Strahlstroms dient ein isoliert aufgehängter Faraday-Cup.

2.2.4 Kollimator und Reinigungsmagnet

Die am Radiatortarget erzeugten Bremsstrahlungsphotonen fliegen im Vakuum weiter geradeaus in Richtung Detektorsystem. In das Strahlrohr können Kollimatoren mit den Durchmessern von 4, 5, 6 oder 7 mm gelegt werden, mit deren Hilfe ein kleiner paralleler Anteil des Photonenstrahls selektiert und dadurch eine genaue Targetzone für die hadronische Reaktionen definiert werden kann. Die an dem Kollimator herausgeschlagenen Elektronen und Positronen werden durch einen kleinen Reinigungsmagneten in eine Bleiwand gelenkt.

Für einen linear polarisierten Photonenstrahl hat die Kollimation den zusätzlichen Effekt, den Polarisationsgrad zu erhöhen (siehe Abschnitt 4.2.2).

2.2.5 Photonkamera

Zur Definition der Strahlachse bedarf es neben der Position auf den Bremsstrahlungsradiatoren eines weiteren Referenzpunktes. Zu diesem Zweck wurde hinter dem Detektorsystem eine dünne fluoreszierende Folie („Lanex“) unter einem Winkel von 45° in den Strahlengang eingebaut [Kri98]. Die Abbildung des Photonenstrahls wird über einen Restlichtverstärker auf eine CCD-Kamera gegeben und ist jederzeit zugänglich. Zusätzlich kann über eine automatische Lageanalyse die Position des Strahls mit Hilfe von in der externen Strahlführung angebrachten horizontalen und vertikalen Strahlschiebern konstant gehalten werden.

2.3 Energiemarkierungsanlage

Zur Rekonstruktion des nukleonischen Anregungsprozesses muss die Energie des Photons, welches die Reaktion ausgelöst hat, bekannt sein. In der Energiemarkierungsanlage („Tagger“) kann über eine Energiemessung der gestreuten Elektronen (E_{e^-}) und bei bekannter Primärstrahlenergie (E_0) die Energie der Bremsstrahlungsphotonen (k) bestimmt werden zu

$$k = E_0 - E_{e^-}. \quad (2.1)$$

Die Rückstoßenergie auf den Kern kann dabei vernachlässigt werden.

Die gestreuten Elektronen werden impulsselektierend in einem Dipolmagneten abgelenkt und in einem Hodoskop ortsauflösend nachgewiesen. Mit Hilfe einer Einschubbeichung [FP09] ist die Kenntnis der Magnetfeldstärke ausreichend, um jedem Auftreffort eine Energie zuzuordnen. Zur Rekonstruktion des Auftreffortes ist ein Detektor aus 96 Plastikszintillatoren und 480 Szintillatorfasern entlang des Dipolmagneten angeordnet (siehe Abb. 2.3): Die 96 Szintillatormodule sind 1,4 bis 5 cm breit und decken einen Energiebereich von $0,021 \cdot E_0$ bis $0,825 \cdot E_0$ ab. Die relative Energieauflösung nimmt dabei von $0,1\% E_\gamma$ bis zu $6\% E_\gamma$ hin ab [FP09]. Zusätzlich dient die Elektronenleiter als Zeitreferenz für ein Ereignis im Gesamtaufbau des Experimentes sowie zur Messung des Photonenflusses [Har07].

Um die Energieauflösung zu erhöhen, befindet sich im Bereich hoher Elektronenenergien ein zusätzlicher Faserdetektor aus 480 Plastikszintillatorfasern. Die Fasern haben einen Durchmesser von 2 mm und sind in

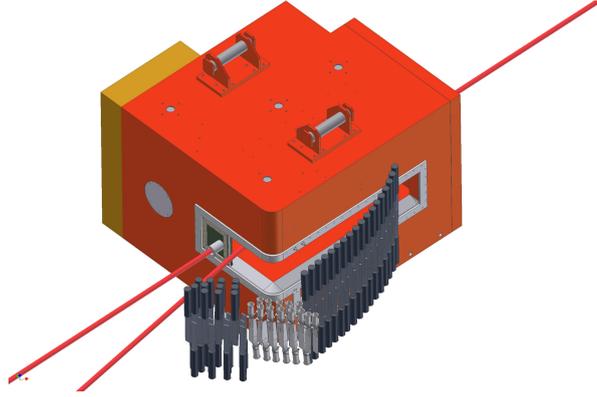


Abbildung 2.3: Schematischer Aufbau der Photonenmarkierungsanlage. Der Übersicht halber sind nur die 96 Szintillatormodule dargestellt.

zwei Lagen überlappend angeordnet. Mit Hilfe des Faserdetektors wird in dem Energiebereich $0,166 \cdot E_0$ bis $0,871 \cdot E_0$ die relative Energieauflösung auf $0,1\% \cdot 6E_\gamma$ bis $2,9\% \cdot E_\gamma$ verbessert.

2.4 Polarisiertes Target

Dem CB-Experiment steht zur Untersuchung von Doppelpolarisations-Experimenten aktuell ein longitudinal polarisiertes Target zur Verfügung. Zur Auszeichnung einer Polarisationsachse müssen den Teilchenspins eine bestimmte Vorzugsrichtung gegeben werden. Bei einem System aus N Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen ist der Polarisationsgrad gegeben durch

$$P = \frac{N_\uparrow - N_\downarrow}{N_\uparrow + N_\downarrow}, \quad (2.2)$$

wobei N_\uparrow die Teilchen mit $m_S = +1/2$ und N_\downarrow die Teilchen mit $m_S = -1/2$ bezeichnet.

Befinden sich die Teilchen im thermischen Gleichgewicht, folgen sie einer Boltzmann Verteilung. Die momentan im Labor erzeugbaren tiefen Temperaturen und Magnetfelder reichen zur nahezu vollständigen Polarisation von Elektronen aus, nicht aber zur nennenswerten Polarisation von Protonen. Der Grund dafür liegt in dem etwa 660 fach kleineren magnetischen Moment des Protons.

In der *Dynamic Nuclear Polarisation* wird die Elektron-Nukleon-Kopplung in Festkörpern ausgenutzt, um auch Protonen zu polarisieren. Die Elektronen werden dabei durch Strahlenschädigung mittels ionisierender Strahlen dem Material zugefügt [Heß05]. Durch Einstrahlung von Mikrowellen passender Frequenz wird der quasi-verbotene Übergang in dem Zwei-Spin-System aus Elektron- und Protonspin angeregt und die Protonen werden aus dem Niveau $|\uparrow\rangle$ nach $|\downarrow\rangle$ gepumpt. Aufgrund der sehr unterschiedlichen Relaxationszeiten von Proton und Elektron $\tau_P \gg \tau_e$ erhält man ein für mehrere Tage polarisiertes Protontarget.

Da sich reiner Wasserstoff nicht polarisieren lässt, wird als Targetmaterial Butanol (C_4H_9OH) verwendet. Um den Raumwinkel der CB-Detektoren nicht durch die Größe eines 5 Tesla-Magneten einzuschränken, wird das Bonner Target im „Frozen-Spin Mode“ betrieben. Nach erfolgreicher Polarisation wird das Target so weit heruntergekühlt, dass die Spins „einfrieren“ und lediglich von einem schwachen Haltefeld gehalten werden können. In diesem Modus ist eine kontinuierliche Messphase von 2 bis 4 Tagen möglich bei einer maximalen Targetpolarisation von 80 % bis 85 %.

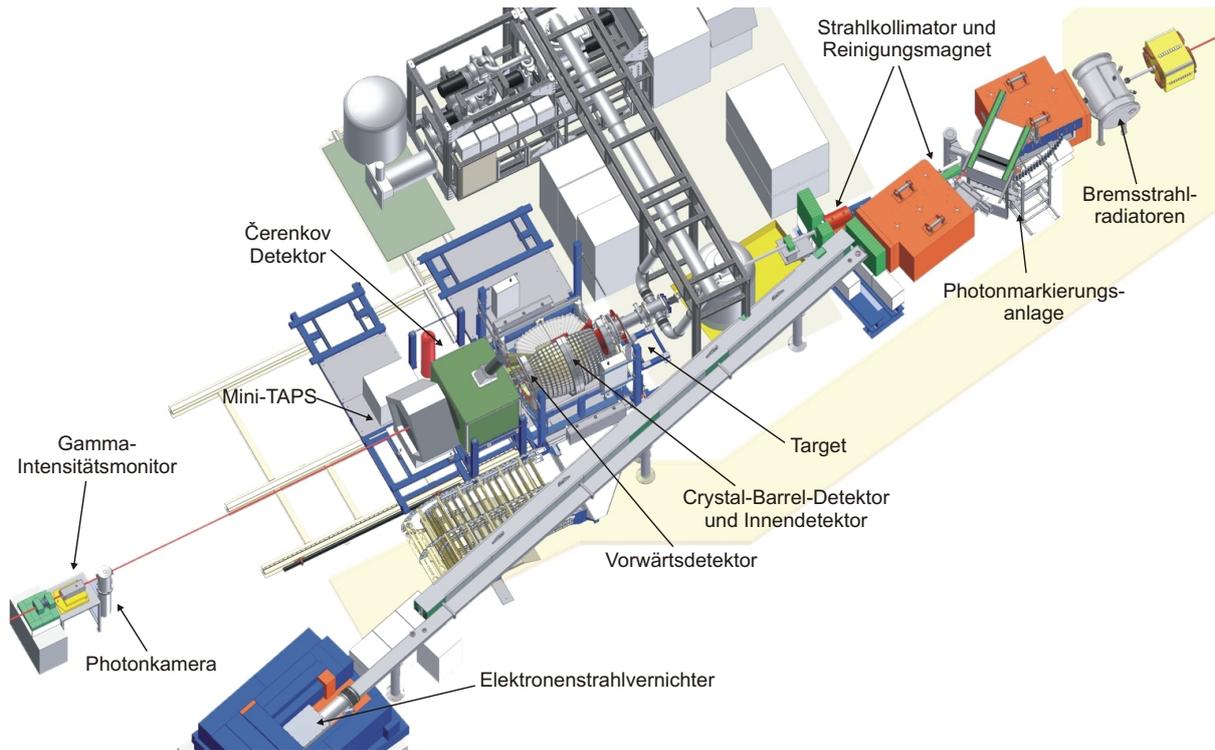


Abbildung 2.4: Schematische Übersicht über das CB-Experiment.

2.5 Flußmonitor

Photonen, die im Target keine Reaktion hervorgerufen haben, werden im Photonenintensitätsmonitor (GIM) nachgewiesen. In Kombination mit dem Tagger dient er zur Messung des absoluten Photonenflusses.

2.6 CB-Detektorsysteme

Im Mittelpunkt des Experimentes steht ein elektromagnetisches Kalorimeter (Crystal-Barrel Detektor), welches auf die Detektion von Photonen spezialisiert ist. In Kombination mit anderen Subdetektoren wird nahezu ein 4π -Raumwinkel abgedeckt, so dass Messungen von Wirkungsquerschnitten und Polarisationsobservablen über den gesamten Winkelbereich möglich sind und eine hohe Akzeptanz für Mehrteilchenendzustände gegeben ist. Ein schematischer Überblick über das gesamte CB-Experiment befindet sich in Abb. 2.4.

Dem Crystal-Barrel Detektor sowie den anderen Kalorimetern ist jeweils ein zusätzlicher Detektor zur Identifikation geladener Teilchen zugeordnet. Die einzelnen Komponenten werden im Folgenden näher vorgestellt.

2.6.1 Crystal Barrel- und Innendetektor

Der Innendetektor befindet sich direkt über dem polarisierten Target innerhalb des Crystal-Barrel Kalorimeters und dient zur Ladungsidentifikation der Teilchen. Er ist aus insgesamt 513 szintillierenden Fasern aufgebaut, die in drei Lagen um einen Zylinder gewickelt wurden. Die innerste Lage ist dabei um $-24,5^\circ$, die mittlere Lage um $+25,7^\circ$ und die äußerste Lage parallel bezüglich der Strahlrichtung ausgerichtet. Mit

Hilfe dieser Anordnung ist die Rekonstruktion des Durchstoßpunktes in polarer und azimuthaler Richtung möglich, wobei mindestens Ansprechere aus zwei von drei Lagen gefordert werden.

Der Innendetektor hat eine aktive Länge von 40 cm und deckt einen polaren Winkelbereich von 24° bis 166° mit einer Winkelauflösung von $1,8^\circ$ ab. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Ansprechere in zwei aus drei Lagen liegt bei $98,4\%$ [Grü06]. Um durch alle drei Lagen zu fliegen, benötigt ein Proton einen Minimalimpuls von etwa $400\text{ MeV}/c$, so dass die Sensitivität des Detektors zu niedrigeren Energien hin begrenzt ist [Jun05].



Abbildung 2.5: Schematischer Aufbau des Innendetektors.

Im Rahmen des Sonderforschungsbereiches TR16 wurde das Crystal-Barrel Kalorimeter umgebaut und besteht aktuell aus 1230 CsI (Ti) Kristallen, die in 20 Ringen um die Strahlachse angeordnet sind. Der CB-Detektor deckt damit einen polaren Winkelbereich von 30° bis 150° bei vollem Azimutwinkelbereich ab. Die einzelnen Ringe sind aus 60 Einzelkristallen aufgebaut und besitzen eine Auflösung von jeweils 6° in θ und ϕ . Nur der äußerste Ring strahlaufwärts besteht aus 30 Einzelkristallen und besitzt somit eine Auflösung von 12° in ϕ .

Trifft ein Photon auf das Kalorimeter, verteilt sich der elektromagnetische Schauer auf mehrere Kristalle. Ein einzelner Kristall mit 16,22 Strahlungslängen kann eine Energie von bis zu 2 GeV aufnehmen [Fun08]. In der Rekonstruktion kann über eine Schwerpunktsbestimmung der Auftreffort mit einer Genauigkeit von $1 - 2^\circ$ erreicht werden. Die Auslese der Kristalle erfolgt aus historischen Gründen über langsame Photodioden, so dass nur eine Energie- und Ortsinformation, aber keine relevante Zeitinformation zur Verfügung steht. Eine Eichung der Detektoren erfolgt in regelmäßigen Abständen mit Hilfe von Lichtpulsen bekannter Intensität.

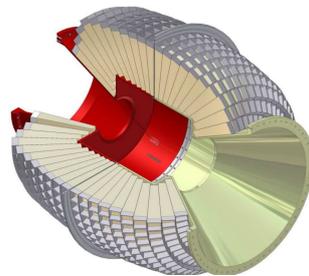


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau des Crystal-Barrel Kalorimeters.

2.6.2 Vorwärtsveto und -detektor

In Vorwärtsrichtung ist aufgrund des Lorentzboosts eine deutlich höhere Teilchenrate zu erwarten, so dass der polare Winkelbereich $11,2 - 27,5^\circ$ des Crystal-Barrel Detektors durch Detektoren mit besserer Zeitauflösung erweitert wurde. Die entsprechenden drei Ringe mit jeweils 30 CsI (Ti)-Kristallen wurden dafür mit einer neu entwickelten Photomultiplier-Auslese ausgerüstet und die Signale mit Hilfe von Fastbus-ADCs digitalisiert. Dieser Umbau ermöglicht sowohl eine präzise Richtungs- und Energiebestimmung als auch eine Zeitinformation für z.B. die Triggerbildung.

Vor jeden Kristallring befinden sich jeweils zwei, um 6° gegeneinander versetzte Ringe aus Szintillatorplättchen zur Markierung geladener Teilchen. Durch die überlappende Anordnung der Veto-Plättchen

verbessert sich die azimutale Winkelauflösung von 12° auf 6° . Für das Gesamtsystem aus Kristall- und Vetodetektor wurde für ein minimal-ionisierendes Teilchen eine Nachweiseffizienz von 94 % bestimmt [Fun08].

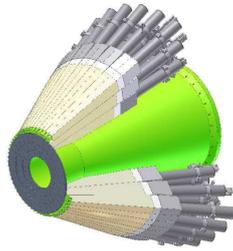


Abbildung 2.7: Schematischer Aufbau des CB-Vorwärtsdetektors.

2.6.3 MiniTAPS-Detektor

Für den noch fehlenden polaren Vorwärtswinkelbereich von 1° bis 12° kommt der MiniTAPS-Detektor zum Einsatz. Das Kalorimeter besteht aus 216 BaF_2 -Kristallen mit einer jeweiligen Länge von 12,2 Strahlungslängen. Protonen werden mit bis zu einer Energie von 380 MeV in diesem Detektor gestoppt. Aufgrund einer langsamen Abklingzeit von etwa 0,9 ns der Kristalle eignet die der MiniTAPS-Detektor besonders gut für hohe Teilchenraten.

Dem MiniTAPS-Detektor vorgelagert sind 216 dünne Plastikszintillatoren zur Identifikation geladener Teilchen. Das Gesamtsystem aus Kristall- und Vetodetektor liefert sowohl eine Ladungs- und Energieinformation als auch eine Zeitinformation über die auftreffenden Teilchen.

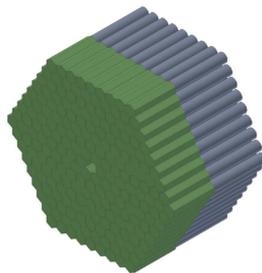


Abbildung 2.8: Schematischer Aufbau des MiniTAPS-Detektors.

2.6.4 Cherenkov-Detektor

Zur Unterdrückung des elektromagnetischen Untergrundes wie z.B. Compton-Streuung und Paarbildung gegenüber den hadronischen Reaktionen wird zwischen dem Vorwärts- und MiniTAPS-Detektor ein Gas-Cherenkov Detektor verwendet. Aus Platzgründen wurde der ehemals im GDH-Experiment verwendete Detektor für das CB-Experiment auf $100 \times 120 \times 120 \text{ cm}^3$ gekürzt [Kai07]. Als Gas wird Kohlendioxid CO_2 unter Atmosphärendruck mit einem Brechungsindex von $n = 1,00043$ verwendet. Elektronen ab einer Energie von 17,4 MeV lösen damit ein Signal im Cherenkov-Detektor aus, welches als Vetosignal im hadronischen Trigger verwendet wird.

2.7 Datenerfassung

Das CB-Triggersystem muss die Informationen der Detektoren des CB-Experimentes geeignet auswählen und zusammenfügen. Für eine effiziente Datennahme müssen dabei die gewünschten hadronischen

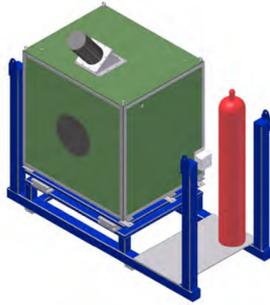


Abbildung 2.9: Schematischer Aufbau des Cherenkov-Detektors.

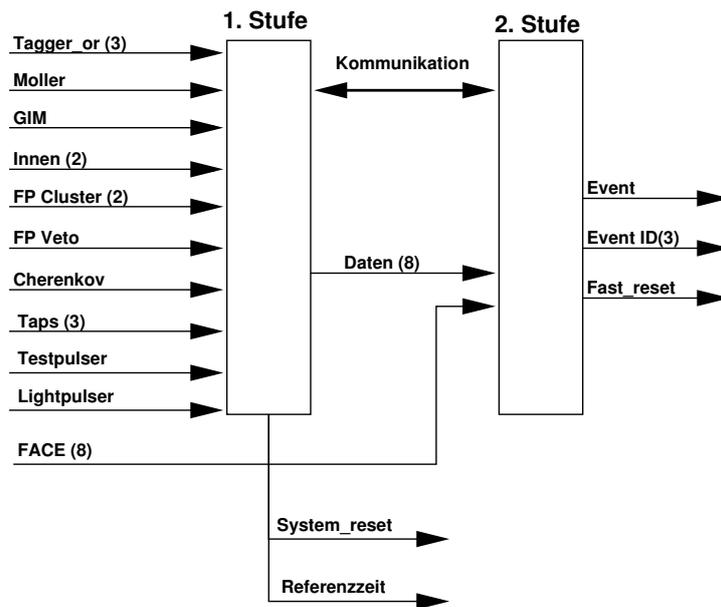


Abbildung 2.10: Zeitlicher Ablauf der Triggerentscheidung.

Prozesse maximiert und gleichzeitig die Untergrundprozesse minimiert werden. Da der Crystal-Barrel Detektor aufgrund der Photodioden kein schnelles Triggersignal liefern kann, wurde der Haupttrigger in zwei Stufen unterteilt. Abb. 2.10 zeigt schematisch den zeitlichen Ablauf der Triggerentscheidung [Win06].

Erfüllen die einzelnen Subdetektoren ihre jeweilige lokale Triggerbedingung, so wird dieses Signal an den Haupttrigger weitergeleitet. In der ersten Stufe des Haupttriggers werden die vorliegenden Detektorsignale mit den interessanten Triggerbedingungen verglichen und bei Erfüllung ein Auslesesignal für die im Experiment vorkommenden ADCs sowie eine Referenzzeit für das Ereignis generiert. Erst in der zeitlich späteren zweiten Stufe können die im CB-Detektor registrierten Ereignisse berücksichtigt werden. Dafür werden korrelierte Treffer benachbarter Module mit Hilfe eines *Fast Cluster Encoders* (FACE) zu Clustern zusammengefasst, eine Beschreibung der dazu verwendeten Algorithmen findet sich in [Fle01].

In Abhängigkeit von den erfüllten Triggerbedingungen in der ersten Stufe wird direkt mit der Datenauslese begonnen oder auf ein Signal der FACE gewartet. Bei nicht erfüllten Triggerbedingungen wird ein Fast-Reset Signal generiert und an die Elektronik (ADCs, TDCs, usw.) der Detektoren geschickt.

Die aktuell im CB-Experiment verwendeten Triggerbedingungen sind in Tab. 2.1 aufgezählt. Für jedes Ereignis wird zusätzlich ein zeitlich koinzidenter Treffer im Tagger sowie eine Antikoinzidenz mit dem

Cherenkov-Detektor verlangt.

	1st level	2nd level (FACE)
1	Innen	≥ 2
2	TAPS1	≥ 1
3	FwPlug1	≥ 1
4	FwPlug2	-
5	FwPlug1 + Taps1	-
6	Taps2	-

Tabelle 2.1: Die verwendeten Triggerbedingungen der betrachteten Strahlzeiten.

Kapitel 3

Polarisierte Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA

Im CBELSA/TAPS Experiment werden für Doppelpolarisationsexperimente zirkular und linear polarisierte Photonenstrahlen benötigt. Zur Erzeugung von zirkular polarisierten Photonen müssen longitudinal polarisierte Elektronen am Bremsstrahlungstarget auftreffen.

In den folgenden Abschnitten wird zuerst auf die Erzeugung und Beschleunigung von polarisierten Elektronen eingegangen. Anschließend werden die an der Beschleunigeranlage ELSA auftretenden Resonanztypen vorgestellt sowie die angewandten Korrekturmaßnahmen diskutiert.

3.1 Erzeugung polarisierter Elektronen

Der Spin ist eine quantenmechanische Größe. Die Wechselwirkungen der Elektronenspins mit den, in einem Beschleuniger vorkommenden elektromagnetischen Feldern kann jedoch praktisch vollständig klassisch verstanden werden¹. Eine von der zufälligen Verteilung abweichende Ausrichtung der Spins in einem Teilchenensemble wird Polarisation genannt.

Der Polarisationsgrad des Photonenstrahls geht quadratisch in die Messzeit am CB-Experiment ein, so dass eine möglichst hohe Elektronenstrahlpolarisation gewünscht ist. In den letzten Jahren hat sich die Erzeugung von polarisierten Elektronen mittels laserinduzierter Photoemission an GaAs-ähnlichen Kristallen als optimal geeignet erwiesen. GaAs ist ein direkter III-V-Halbleiter mit ineinandergreifenden Gittern aus Gallium- und Arsenatomen. Im Mittelpunkt des Gitters (Symmetriepunkt) liegt für direkte Halbleiter das Maximum des Valenzbandes genau unter dem Minimum des Leitungsbandes (siehe Abb. 3.1). Der Bandabstand beträgt $E_g = 1.43 \text{ eV}$. Das Valenzband zeigt P-Symmetrie und spaltet sich aufgrund der Spin-Bahn-Wechselwirkung in ein vierfach entartetes $P_{3/2}$ -Niveau und ein zweifach entartetes $P_{1/2}$ -Niveau auf. Für das Leitungsband liegt S-Symmetrie und damit ein $S_{1/2}$ -Zustand vor.

Durch die Absorption von Photonen mit einer Mindestenergie von E_g können Elektronen aus dem Valenz- in das Leitungsband gehoben werden. Für zirkular polarisierte Photonen sind nur Übergänge erlaubt, bei denen sich die magnetische Quantenzahl m_j um 1 ändert. Abb. 3.1 zeigt die erlaubten Übergänge für σ^+ -Licht als blaue und die für σ^- -Licht als rote Linien. Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten sind durch die Clebsch-Gordon-Koeffizienten gegeben und bei den Übergängen angegeben.

Wird zum Beispiel die Energie der eingestrahlten zirkular polarisierten Photonen so gewählt, dass nur Elektronen aus dem $P_{3/2}$ -Niveau des Valenzbandes in das Leitungsband gelangen, ergibt sich unter Verwendung der Clebsch-Gordon-Koeffizienten eine Gesamtpolarisation von

¹Ausnahme ist unter anderem der Sokolov-Ternov-Effekt.

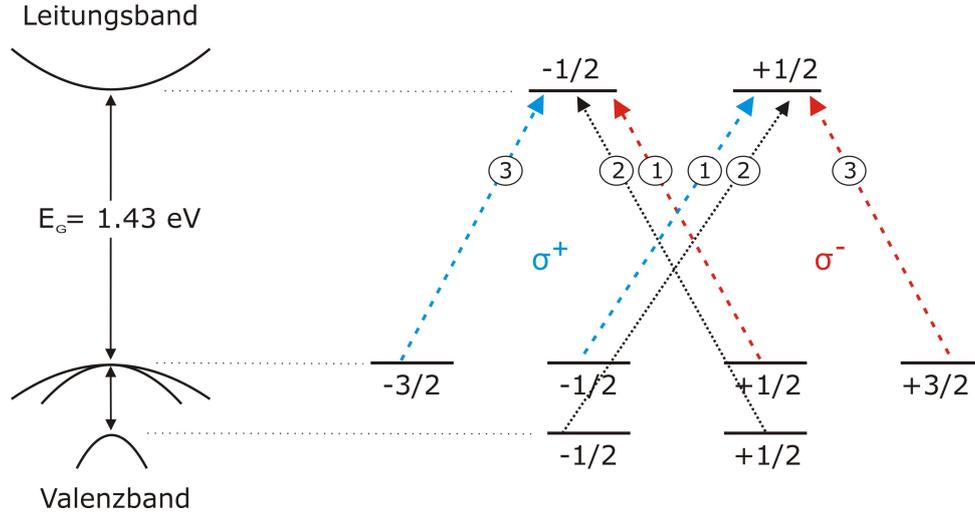


Abbildung 3.1: Schematischer Ausschnitt des Bandschemas von GaAs und das zugehörige Energieniveauschema.

$$P = \frac{N_{up} - N_{down}}{N_{up} + N_{down}} = \pm \frac{1}{2} \quad (3.1)$$

Die maximale Polarisation der Elektronen im Leitungsband erreicht demnach nur 50 %. Um diese Limitierung zu umgehen, muss die Entartung des $P_{3/2}$ -Niveaus des Valenzbandes aufgehoben werden. Da sich diese letztendlich in der kubisch-flächenzentrierten Kristallform begründet, wird zur Erhöhung der Polarisation die Kristallsymmetrie gebrochen. Bei den heutzutage verwendeten „Strained Layer Superlattice“-Kristallen werden mehrere Schichten mit jeweils unterschiedlichen Gitterkonstanten übereinander angeordnet und Elektronenpolarisationen von mehr als 80 % für den regulären Betrieb erreicht [Hil00].

Damit Photoemission stattfindet, müssen die Elektronen die Energiedifferenz zwischen Leitungsbandminimum und Vakuumniveau (die sog. Affinität) überwinden. Damit dies geschieht wird das Vakuumniveau in zwei Schritten gesenkt und eine sog. „Negative-Elektronen-Affinität“ (NEA) gebildet: Mithilfe einer starken p-Dotierung des Kristalls wird das Fermi-Energie-Niveau abgesenkt und die Energiebänder verbiegen sich, wodurch die Elektronenaffinität geringer wird. Durch zusätzliches Aufdampfen von Cäsium und Sauerstoff bildet sich eine elektrische Dipolschicht an der Oberfläche aus und das Vakuumniveau senkt sich auf einen Wert unterhalb des Leitungsbandniveaus ab. Die Elektronen können die verbleibende dünne Potentialbarriere durchtunneln und den Kristall ohne weitere Energiezufuhr verlassen.

Kurz nach der Emission und der elektrostatischen Beschleunigung der polarisierten Elektronen werden die Spins mit Hilfe von elektrischen und magnetischen Feldern vertikal ausgerichtet und durchlaufen den im nächsten Abschnitt beschriebenen Beschleunigungsvorgang. Zur Polarisationserhaltung müssen zusätzliche Effekte berücksichtigt werden, auf die ebenfalls im Folgenden eingegangen wird.

3.2 Beschleunigung polarisierter Elektronen

Der Spinvektor des Elektrons koppelt über das magnetische Moment $\mu := -g\mu_B\vec{S}$ an ein externes Magnetfeld \vec{B}^*

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Omega}_L \times \vec{S} \quad (3.2)$$

mit $\vec{\Omega}_L := g\mu_B\vec{B}^*$ als Larmorfrequenz. Der Spinvektor präzediert dabei um die Magnetfeldrichtung \vec{B} (siehe Abb. 3.2).

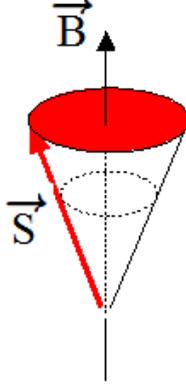


Abbildung 3.2: Der Teilchenspin \vec{S} präzediert um die Magnetfeldrichtung \vec{B} . Die Polarisation entlang des magnetischen Führungsfeldes ist eine Erhaltungsgröße. An dieser Stelle entspricht dies der vertikalen Polarisationskomponente.

Gleichung 3.2 gilt im Ruhesystem des Elektrons. Demzufolge müssen die elektromagnetischen Felder des Beschleunigers und damit die Größe $\vec{\Omega}_L$ aus dem Laborsystem (x,z,s) in das Ruhesystem des bewegten Teilchens (x,y,z) transformiert werden. Es ergibt sich die Thomas-BMT-Gleichung ²

$$\frac{d\vec{S}}{dt} = \vec{\Omega}_{BMT} \times \vec{S} \quad (3.3)$$

wobei die Kreisfrequenz der Präzession jetzt durch den komplexeren Ausdruck

$$\vec{\Omega}_{BMT} := -\frac{e}{\gamma m_0} \left((1 + \gamma a) \vec{B}_\perp + (1 + a) \vec{B}_\parallel - \left(a + \frac{1}{1 + \gamma} \right) \gamma \vec{\beta} \times \frac{\vec{E}}{c} \right) \quad (3.4)$$

mit m_0 als Ruhemasse des Elektrons, c als Lichtgeschwindigkeit, γ und β als relativistische Lorentzfaktoren und a als die *gyromagnetische Anomalie* des Elektrons gegeben ist. Das Magnetfeld \vec{B} wurde in die transversale Komponente \vec{B}_\perp und longitudinale Komponente \vec{B}_\parallel bezüglich der Bewegungsrichtung des Elektrons im Laborsystem zerlegt.

Den Einfluß elektrischer Felder \vec{E} auf die Spinbewegung kann bei hochrelativistischen Elektronen gegenüber dem Einfluß magnetischer Felder vernachlässigt werden. Die Komponente der Spinpräzession, die durch zum Teilchenimpuls parallele Magnetfelder \vec{B}_\parallel hervorgerufen wird, ist umgekehrt proportional zur Teilchenenergie und unterliegt bei hohen Energien der Wirkung transversaler Magnetfelder \vec{B}_\perp . Gleichung 3.4 vereinfacht sich damit zu

$$\vec{\Omega}_{BMT} \approx -\frac{e}{\gamma m_0} (1 + \gamma a) \vec{B}_\perp \quad (3.5)$$

Die Thomas-Präzession ist für die in ELSA umlaufenden ultrarelativistischen Elektronen nur noch indirekt über das Anwachsen der Führungsfelder im Beschleuniger von der Strahlenergie abhängig.

Die Polarisation eines Teilchenensembles in einem Kreisbeschleuniger unterliegt verschiedenen Einflüssen, die sich aus der Teilchendynamik ergeben. Aufgrund der Synchrotronabstrahlung ergibt sich eine

²benannt nach L.H.Thomas, V.Bargmann, L.Michel, V.I.Telegdi

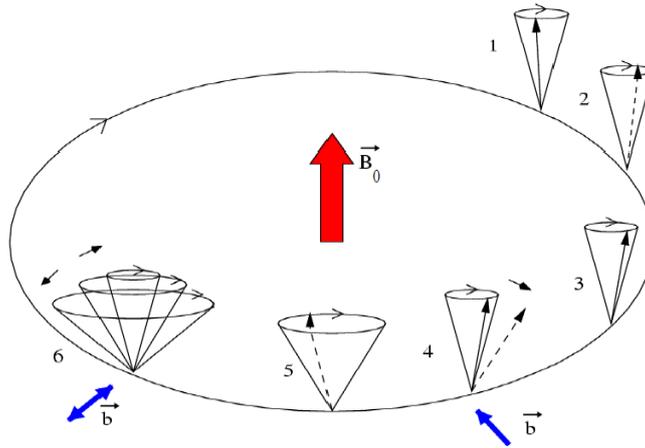


Abbildung 3.3: Mit nur vertikal auftretenden Magnetfeldern präzediert der Spin auf einem festen Kegel um die Magnetfeldachse \vec{B}_0 (1-3). Tritt ein einzelnes horizontales Magnetfeld \vec{b} auf (4), weitet sich der Präzessionskegel kurzzeitig auf, kann aber statistisch gesehen über weitere genau entgegengesetzt horizontale Magnetfelder kompensiert werden. Erst wenn ein horizontales Magnetfeld periodisch auftritt (6), kann Polarisation dauerhaft verloren gehen.

gaußförmige Energieverteilung des Elektronstrahls in ELSA. Durch die leicht unterschiedlichen Energien vollführen die Teilchen eine unterschiedliche Anzahl von Spinpräzessionen pro Umlauf. Dieser Verlust an Kohärenz führt dazu, dass die Polarisationskomponente senkrecht zur stabilen Spinrichtung nach einiger Zeit verschwindet. Die Achse, entlang derer die Polarisation erhalten bleibt, wird invariante Spinachse bezeichnet. Bei der Beschleunigung von auf der Sollbahn befindlichen Elektronen bleibt nur die vertikale Komponente des Polarisationsvektors erhalten.

In einem idealen Beschleuniger ohne Feld- und Aufstellungsfehler, in dem alle Elektronen auf der Sollbahn laufen, würden nur vertikale Magnetfelder auf die zu beschleunigenden Teilchen wirken und demzufolge kein Polarisationsverlust stattfinden. Bei einem realen Beschleuniger hingegen treten zusätzliche horizontale Magnetfelder auf. Die daraus resultierenden „Depolarisierenden Resonanzen“ werden im Folgenden genauer betrachtet.

Zusätzliche horizontale Magnetfelder bewirken eine Verkippung der Spinachse und führen zu einer Aufweitung oder Einengung des Spinpräzessionskegels. Da in einem Kreisbeschleuniger sämtliche Magnetfelder periodisch wiederkehren, können die auf der Sollbahn verschwindenden Feldkomponenten ξ , die eine Schwingung der Teilchen um die Sollbahn bewirken, in einer Fourierreihe entwickelt werden

$$\xi = \sum_r \epsilon_r \exp(-iQ_r \theta), \quad (3.6)$$

wobei Q_r die Resonanzfrequenz mit der Fourieramplitude ϵ_r und $\theta \approx \frac{s}{R}$ mit R als mittlerem Ablenkradius ist. Ein nicht verschwindendes ξ bewirkt eine Auslenkung des Teilchenspins aus der Vertikalen (siehe Abb. 3.3). In der Regel sind diese Störfelder klein, so dass sich ihre Wirkung im Mittel aufhebt. Bei bestimmten Energien findet allerdings eine zur Eigenbewegung phasenstarre Einwirkung der aufgrund der Kreisbewegung der Elektronen periodisch auftretenden horizontalen Magnetfelder statt. Der Präzessionskegel wird zunehmend aufgeweitet, was mit einer Verringerung der auf die vertikale Achse projizierten Polarisationskomponente verbunden ist.

Die Fourieramplitude aus Gl.3.6 kann als Resonanzstärke aufgefaßt werden und ist genau dann ungleich

γa	Energie
1	440,65 MeV
2	881,3 MeV
3	1,322 GeV
4	1,763 GeV
5	2,203 GeV
6	2,644 GeV
7	3,085 GeV

Tabelle 3.1: Die an ELSA auftretenden Imperfektionsresonanzen.

Null, wenn die Spinpräzessionsfrequenz γa einer Resonanzfrequenz entspricht. An der Beschleunigeranlage ELSA haben sich zwei Resonanztypen als relevant erwiesen:

- **Imperfektionsresonanzen:** Die Anzahl der Spinpräzessionen während eines Umlaufs in ELSA wird Spinarbeitspunkt Q_S genannt und ist über $Q_S = \gamma a$ gegeben. Durchlaufen die Elektronen z.B. die Quadrupole nicht mehr zentriert, erfahren sie ein zusätzliches horizontales Magnetfeld. Imperfektionsresonanzen treten auf, wenn die Präzessionsfrequenz einem Vielfachen der Umlauffrequenz

$$\gamma a = k \quad \text{mit } k \in \mathbb{Z} \quad (3.7)$$

entspricht. Bei dem an der Beschleunigeranlage ELSA zur Verfügung stehenden Energiebereich treten 7 Imperfektionsresonanzen mit einem äquidistanten Abstand von $\Delta E = 440,65 \text{ MeV}$ auf (siehe Tabelle 1).

- **Intrinsische Resonanzen:** Elektronen, die eine transversale Ablage gegenüber der Sollbahn aufweisen, werden durch Quadrupole zurück zur Gleichgewichtsbahn geführt. Die dadurch auftretenden transversalen Schwingungen um die Gleichgewichtsbahn heißen Betatronschwingungen, ihre Anzahl pro Umlauf in ELSA nennt man Betatronarbeitspunkt $Q_{x,z}$. Die Betatronschwingung ist allein in der Emittanz des Strahls begründet und ist in Form einer inkohärenten Schwingung der einzelnen Elektronen unabdingbar für einen stabil umlaufenden Strahl. Intrinsische Resonanzen treten auf, wenn die Bedingung

$$\gamma a = lP \pm Q_z \quad \text{mit } l \in \mathbb{Z} \quad (3.8)$$

erfüllt ist. Die Superperiodizität P ist für den ELSA-Stretcherring gleich 2. Die Stärke der Resonanz nimmt mit wachsender Strahlbreite zu.

Die Auswirkungen der im Booster-Synchrotron auftretenden depolarisierenden Imperfektionsresonanzen ($\gamma a = 1$ und 2) auf die Polarisation liegt nach [Bre81] unter 5 %, so dass nur für die im Stretcherring auftretenden Resonanzen polarisationserhaltende Maßnahmen getroffen werden müssen.

3.3 Lineare Resonanzkreuzung

Unter der Annahme des linearen Energiewachstums und einer daraus linearen Veränderung des Spin-Arbeitspunktes kann das Verhältnis der Polarisationsgrade vor P_i und nach dem Durchkreuzen P_f einer isolierten Imperfektionsresonanz analytisch berechnet werden (Froissart-Stora-Gleichung)

$$\left(\frac{P_f}{P_i} \right)_{Imp} = 2 \cdot e^{\left(-\frac{\pi |\epsilon_r|^2}{2\alpha} \right)} - 1. \quad (3.9)$$

Die Kreuzungsgeschwindigkeit α_{Imp} ist dabei als die Änderung des Spinarbeitspunktes in einem Umlauf gegeben

$$\alpha_{Imp} = \frac{\dot{\gamma}a}{\omega_0} \quad (3.10)$$

mit $\dot{\gamma} = d\gamma/dt$ und ω_0 als Umlaufkreisfrequenz des Teilchenstrahls.

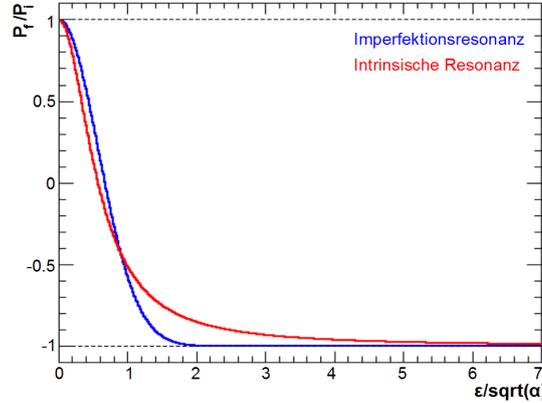


Abbildung 3.4: Änderung des Polarisationsgrades beim linearen Durchqueren einer isolierten Imperfektionsresonanz (blau) oder einer Intrinsischen Resonanz (rot) in Abhängigkeit von der Resonanzstärke ϵ und der Kreuzungsgeschwindigkeit α (Froissart-Stora-Gleichung).

Für intrinsische Resonanzen ist die Resonanzstärke für alle Teilchen unterschiedlich, da sie sich von der jeweiligen Betatronschwingungsamplitude ableitet. Um eine ähnliche Aussage über die asymptotische Polarisation nach dem Durchqueren einer intrinsischen Resonanz zu erhalten, wird die Froissart-Stora-Gleichung über die gaußförmige Strahlverteilung im vertikalen Phasenraum gemittelt. Sei ϵ_σ die Resonanzstärke eines Teilchens, dessen Betatronschwingungsamplitude einer Standardabweichung der Strahlverteilung entspricht, so erhält man

$$\left(\frac{P_f}{P_i}\right)_{Intr} = \frac{2}{\pi|\epsilon_\sigma|^2 + 1} - 1. \quad (3.11)$$

Die Kreuzungsgeschwindigkeit α_{Intr} für intrinsische Resonanzen ist wie für Imperfektionsresonanzen von der Geschwindigkeit der Änderung des Spinarbeitspunktes pro Umlauf $\dot{\gamma}a$ abhängig. Da die Resonanzbedingung Gl.3.8 den vertikalen Arbeitspunkt enthält, ergibt sich eine zusätzliche Abhängigkeit von der Geschwindigkeit einer eventuellen Arbeitspunktänderung

$$\alpha_{Intr} = \frac{\dot{\gamma}a \mp \dot{Q}_z}{\omega_0}. \quad (3.12)$$

Abb. 3.4 zeigt für beide Resonanztypen die möglichen Endpolarisationswerte nach einem linearen Durchkreuzen. Es können folgende drei Bereiche unterschieden werden:

- $\frac{|\epsilon_r|^2}{\alpha} \ll 1$: Bei sehr kleinen Resonanzstärken oder großen Kreuzungsgeschwindigkeiten findet praktisch keine Spinpräzession innerhalb der Kreuzungszeit statt. Der Spin behält nach dem Durchqueren der Resonanz seine ursprüngliche Orientierung bei ($P_f/P_i = 1$).
- $\frac{|\epsilon_r|^2}{\alpha} \gg 1$: Bei großen Resonanzstärken oder kleinen Kreuzungsgeschwindigkeiten dominieren die Resonanz verursachenden Magnetfelder die Spinpräzession. Während der langsamen Kreuzung

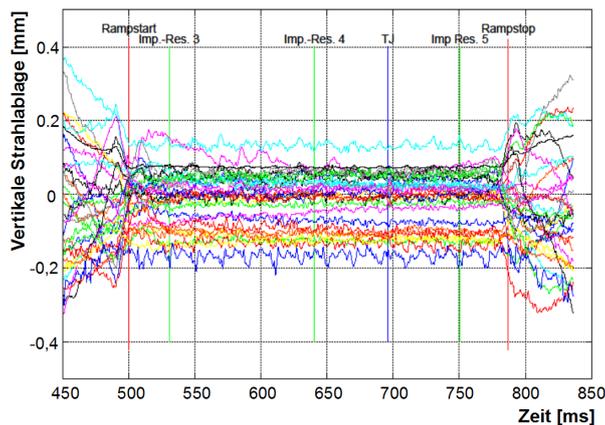


Abbildung 3.5: Aufgetragen sind die am 22.11.2008 von den 32 Strahlmonitoren (unterschiedliche Farben) aufgenommene vertikale Strahlagen seit Beginn der Strahlinjektion in den Stretcherring. In dem zu sehenden Zeitintervall von 500 – 800 ms werden die Elektronen von 1, 2 GeV auf 2, 4 GeV beschleunigt.

kann der Spin öfter präzedieren und folgt adiabatisch der das Vorzeichen wechselnden invarianten Spinachse. Der Spin hat nach dem Durchqueren der Resonanz seine Orientierung vollständig umgekehrt, man spricht von einem „Spin-Flip“ ($P_f/P_i \approx -1$).

- In den Fällen zwischen diesen beiden Extrema wird der Spin nur noch unvollständig durch die invariante Spinachse mitgenommen und endet in einer Zwischenstellung. Nur die vertikale Polarisationskomponente bleibt erhalten.

Die polarisationserhaltenen Korrekturmethode beim Durchkreuzen einer Resonanz konzentrieren sich in ELSA auf die Verringerung der Resonanzstärke sowie auf die Erhöhung der Kreuzungsgeschwindigkeit.

3.3.1 Polarisationserhaltung beim Kreuzen von Imperfektionsresonanzen

Trotz einer maximalen Beschleunigung von 7 GeV/s in ELSA überwiegen die Depolarisationseffekte beim Kreuzen von Imperfektionsresonanzen. Da eine höhere Kreuzungsgeschwindigkeit nicht möglich ist, kann die Resonanzstärke mithilfe einer *Dynamischen* und *Harmonischen Korrektur* der Elektronenbahn verringert werden.

In der *Dynamischen Korrektur* werden mit Hilfe der 32 über den Stretcherring verteilten Strahlmonitore die vertikalen Strahlpositionen der Elektronen zeitaufgelöst während der Beschleunigungsphase aufgenommen. Daraus ergeben sich die beispielsweise in Abb. 3.5 dargestellten zeitlichen Entwicklungen der Strahlablagen an den jeweiligen Monitoren während einer Zykluszeit. Aus den resultierenden Ablagen werden Korrekturfeldstärken berechnet und die daraus abgeleiteten Ströme den Korrekturmagneten appliziert. Abb. 3.6 zeigt die zeitliche Entwicklung des quadratischen Mittelwertes aller 32 Spuren. Die rote und grüne Kurve wurden an unterschiedlichen Tagen mit gleichen Korrekturwerten aufgenommen: Der Unterschied in der vertikalen Ablage von 0, 01 mm zwischen diesen beiden Tagen bedeutete einen relativen Polarisationsverlust von etwa 10 %. Nach einer neuen Korrekturbestimmung (blaue Kurve) wurden die vorherigen Polarisationswerte wieder erreicht.

Dieses Verfahren zur Korrektur der Elektronenbahn mittels zeitaufgelöster Messung der vertikalen Ablagen und Zuschalten von Korrekturfeldern wird als eine statische „feed-forward“ - Vorgehensweise bezeichnet. Eine Anpassung durch Regelschleifen findet nicht statt. Die Methode der „Dynamischen Korrektur“ steht seit November 2008 zur Verfügung und hat sich als sehr schnelle und effiziente Prozedur zur

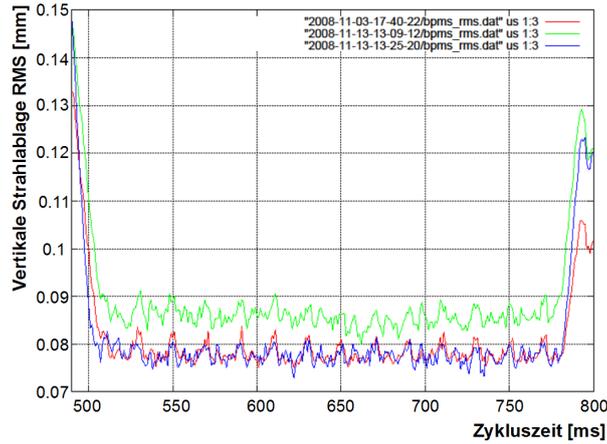


Abbildung 3.6: Aufgetragen ist der quadratische Mittelwert aller 32 Spuren: Die rote Kurve wurde am 3.11.2008, die grüne Kurve am 13.11.2008 unter Verwendung derselben Korrektur der Gleichgewichtsbahn aufgenommen. Zwischenzeitlich gab es einen relativen Polarisationsverlust von etwa 10%. Nach Anwendung einer neuen Korrektur am 13.11.2008 (blaue Kurve) konnten die ursprünglichen Bedingungen wiederhergestellt werden.

Optimierung der Kreuzung von Imperfektionsresonanzen erwiesen.

Die *Harmonische Korrektur* ist ein zusätzliches Verfahren zur Polarisationserhaltung. In diesem Fall wird die Störung der Gleichgewichtsbahn spektral analysiert. Imperfektionsresonanzen entstehen durch jeweils eine Fourierkomponente (= Harmonische) der horizontalen Magnetfelder entlang des ELSA-Stretcherrings. Die Harmonische der zu korrigierenden Resonanz kann durch ein zusätzliches Magnetfeld mit gleichem spektralen Anteil, aber gegenläufiger Phase kompensiert werden. Für die Resonanz $\gamma a = k$ wird ein Magnetfeld der Form

$$B_x(k) = a_k \cdot \sin(\theta k) + b_k \cdot \cos(\theta k) \quad (3.13)$$

gewählt. Die zwei voneinander unabhängigen Funktionen *sin* und *cos* gewährleisten im Idealfall die vollständige Kompensation der Stärke und der Phase der Resonanz. Die Amplitudenwerte a_k und b_k wurden für jede Strahlzeit und auftretende Imperfektionsresonanz empirisch bestimmt. Abb. 3.7 zeigt die in der Strahlzeit Nov/Dez 2008 mit dem Møller-Polarimeter gemessenen Amplitudenwerte zur harmonischen Korrektur für die Imperfektionsresonanzen $\gamma a = 3, 4$ und 5 . Der Polarisationsverlauf ist symmetrisch um ein Maximum, das mit Hilfe einer Gaußfunktion und eines Polynoms nullten Grades bestimmt wurde. Da die Sinus- und Kosinus-Komponenten voneinander unabhängig sind, genügte zur Bestimmung der Amplitudenwerte eine Messiteration.

Bei den Resonanzen $\gamma a = 4, 5$ wurden fast genauso hohe negative wie positive Polarisationswerte erreicht. Die Korrekturamplituden können hierbei so stark werden, dass ein Spinflip stattfindet. In der Strahlzeit Nov/Dez 2007 hat sich diese „Antikorrektur“ für beide Resonanzen als stabilere Alternative erwiesen: Langzeiteffekte (wie z.B. Temperaturschwankungen), die sich als Störung auf die Gleichgewichtsbahn auswirken, führen zu größeren Polarisierungseinbrüchen. Hierbei ist a priori nicht ersichtlich, welche Parameter des Satzes $a_3, b_3, a_4, b_4, a_5, b_5$ verändert werden müssen, um die Störung auszugleichen. Resonanzen, die in der Antikorrektur betrieben werden, sind unempfindlicher gegenüber kleineren Störungen aufgrund der dominanten, den Spinflip verursachenden Korrekturfelder. Die Polarisationsgrade bleiben über einen größeren Bereich unabhängig von den eingestellten Amplitudenwerten, so dass diese nicht nachgestellt werden müssen.

Der flache Verlauf der Kosinus-Komponente der Resonanz $\gamma a = 3$ wurde in [Hof01] durch die ungünsti-

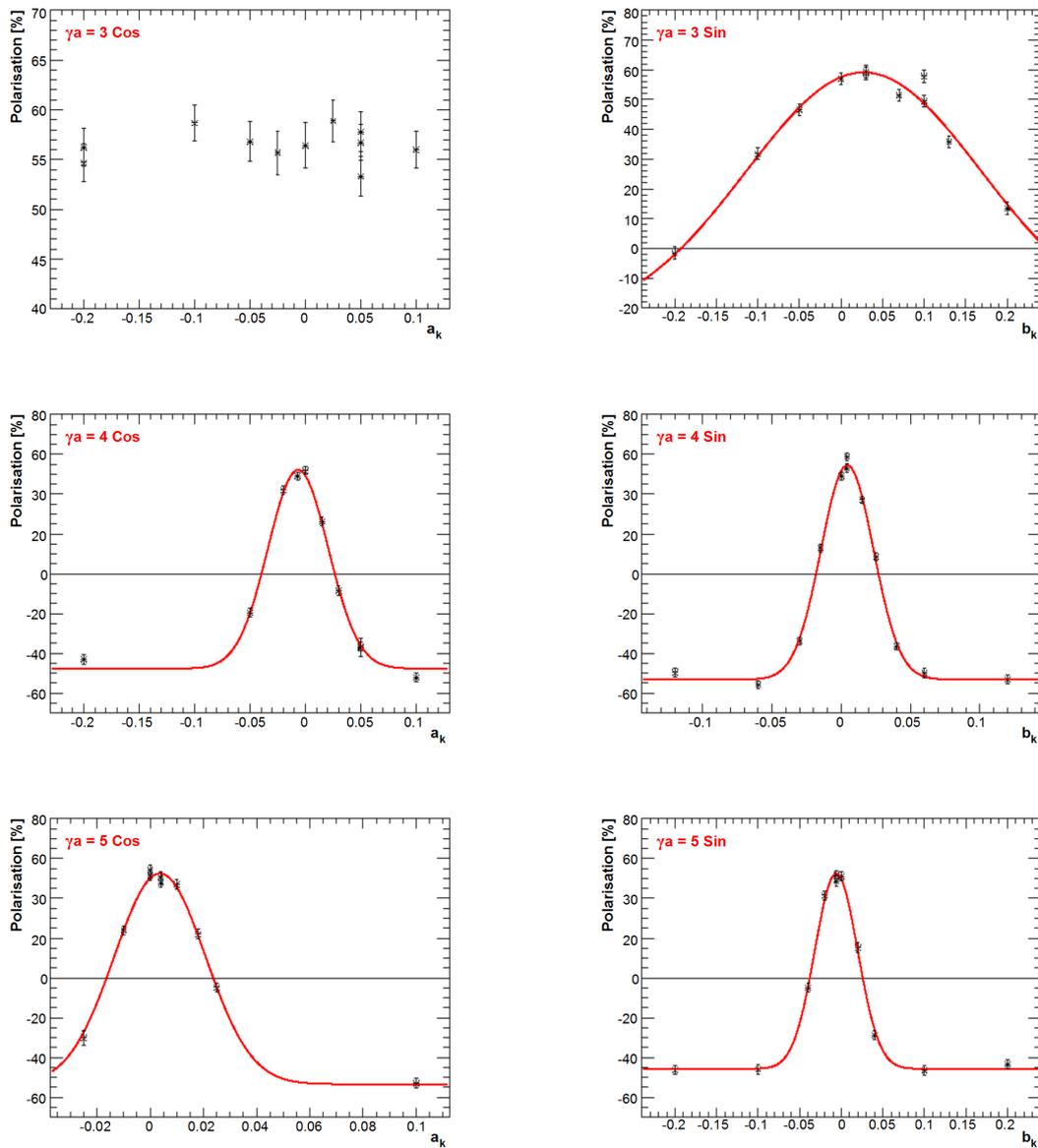


Abbildung 3.7: Harmonische Korrektur der Imperfektionsresonanzen $\gamma a = 3, 4$ und 5 . Aufgetragen sind die mit dem Møller-Polarimeter gemessenen Polarisationswerte in Abhängigkeit von der Amplitude der Kosinus- und Sinus-Komponenten. Die Approximation der Messdaten durch die Kurven wurde mit Hilfe einer Gauß-Funktion und eines Polynoms nullten Grades durchgeführt.

ge Plazierung der Korrektoren und dem damit nur geringen Einfluß auf die Resonanzstärke erklärt. Eine zusätzliche Möglichkeit zur Erklärung wäre eine prinzipiell kleine Stärke der dritten Imperfektionsresonanz. Dem widersprechen allerdings die in Nov/Dez 2008 gemessenen Amplitudenwerte der betreffenden Resonanzen zur optimalen Polarisationserhaltung (siehe Tab. 3.2 und Abb. 3.8). Die Sinus-Komponente der 3. Imperfektionsresonanz zeigt nach der *Dynamischen Korrektur* den noch mit Abstand größten zu korrigierenden Beitrag durch die *Harmonische Korrektur*.

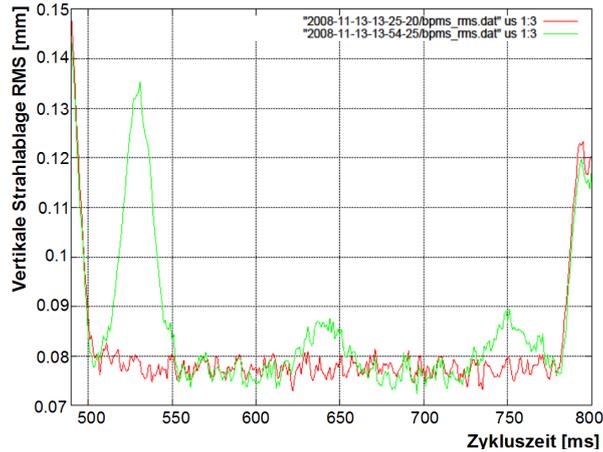


Abbildung 3.8: Quadratischer Mittelwert aller Spuren ohne (rot) und mit (grün) eingeschalteter harmonischer Korrektur.

γa	$a_k [A]$	$b_k [A]$
3	0,0	0,03
4	-0,005	0,004
5	0,003	-0,005

Tabelle 3.2: Amplitudenwerte der Harmonischen Korrektur in der Strahlzeit Nov/Dez 2008.

Zudem lässt sich für die dritte Imperfektionsresonanz die Kosinus- nicht mit der Sinus-Komponente vereinbaren: Die Elektronenpolarisation sollte entweder von beiden Komponenten abhängig oder von beiden unabhängig sein.

3.3.2 Polarisierungserhaltung beim Kreuzen von Intrinsischen Resonanzen

Intrinsische Resonanzen werden durch eine endliche vertikale Strahlbreite und Emittanz des Strahls bedingt. Neben einer Verringerung der Resonanzstärke müssen weitere polarisationserhaltene Maßnahmen durchgeführt werden [Ste99].

Da intrinsische Resonanzen vom vertikalen Betatronarbeitspunkt Q_z abhängen, kann über eine kurzfristige Variation der Magnetoptik die Geschwindigkeit der Resonanzkreuzung erhöht werden (siehe Gl.3.12). In Abb. 3.9 ist das Vorgehen schematisch dargestellt: Der Spinarbeitspunkt $Q_S = \gamma a$ steigt während der Beschleunigung proportional zur Energie an. Kurz vor Erreichen der Energie, bei der eine intrinsische Resonanz gekreuzt würde, wird der vertikale Arbeitspunkt Q_z durch Variation der Fokussierstärke der Quadrupole abrupt abgesenkt oder erhöht³. Über die Abhängigkeit von Q_z wird durch diesen Sprung des Arbeitspunktes die Resonanz verschoben. Diese Methode vergrößert die Kreuzungsgeschwindigkeit, so dass der Spinvektor praktisch nicht abgelenkt wird und die Polarisation erhalten bleibt. Nach der Resonanzkreuzung wird die ursprüngliche Magnetoptik wieder hergestellt.

Der optimale Zeitpunkt für den Sprung des Arbeitspunktes wurde über die Polarisationsmessung ermittelt. Die Ergebnisse dafür sind in Abb. 3.10 für die Strahlzeit Nov/Dez 2008 dargestellt. Für ein breites Zeitfenster stimmen Sprungzeitpunkt und Resonanzbedingung zeitlich gut überein und die Polarisation bleibt erhalten. Bei einer zeitlich zu frühen bzw. zu späten Änderung der Magnetoptik tritt keine Erhöhung der Geschwindigkeit der Resonanzkreuzung ein und es geht Polarisation verloren.

³Abhängig vom Vorzeichen in der Resonanzbedingung.

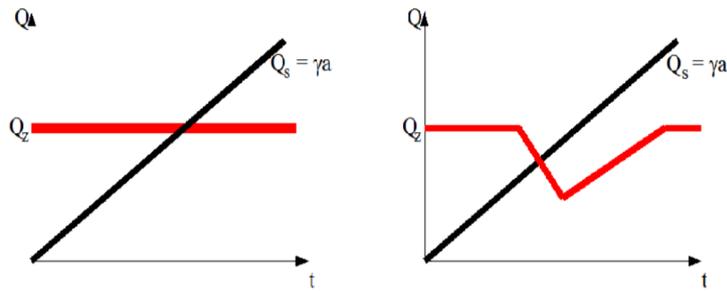


Abbildung 3.9: Schematische Darstellung des schnelleren Durchkreuzens durch sprunghafte Änderung des Betatronarbeitspunktes.

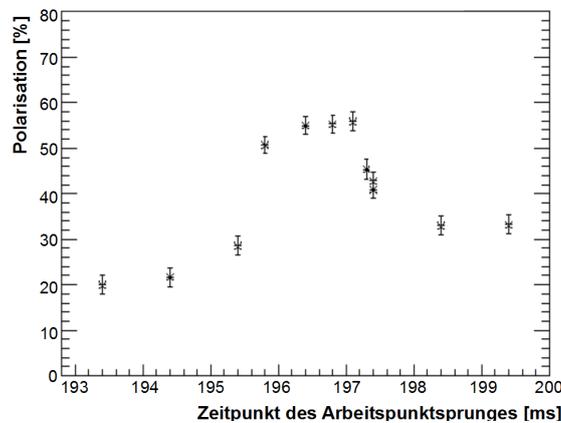


Abbildung 3.10: Gemessene Abhängigkeit des Polarisationsgrades vom Zeitpunkt des Arbeitspunktsprunges.

3.4 Die externe Strahlführung für polarisierte Elektronen

Für die Erzeugung von zirkular polarisierten Photonen und den Polarisationsnachweis mit Hilfe des Møller-Polarimeters werden longitudinal polarisierte Elektronen am Radiatortarget benötigt. Der während der Beschleunigung vertikal stehende Polarisationsvektor wird in der externen Strahlführung mit einer Kombination aus einem Solenoid- und zwei Dipolmagneten gedreht. Abb. 3.11 zeigt den schematischen Ablauf: In dem supraleitenden Solenoid wird der Spin durch Larmor-Präzession um 90° in die horizontale Ebene gedreht. Aufgrund der maximalen Feldstärke von 12,5 Tm ist die Drehung nur bis zu einer Energie von etwa 2,46 GeV vollständig; bei höheren Energien bleibt eine vertikale Spinkomponente erhalten. Die Drehwinkel der anschließenden Dipolmagneten sind durch die Ablenkung des Elektronenstrahls bestimmt. Der Spin wird demnach nur für eine bestimmte Energie vollständig in die longitudinale Richtung gedreht, während für alle anderen Energien eine transversale Spinkomponente erhalten bleibt.

Je nach gewünschter Strahlenergie können folglich Polarisationskomponenten in allen drei Raumrichtungen am Møllertarget gleichzeitig auftreten und das Experiment kann nur einen Teil der vom Beschleuniger bereitgestellten Polarisation nutzen. Durch das Vorhandensein mehrerer Polarisationskomponenten wird die Polarisationsmessung des longitudinalen Anteils erschwert und muss beim Aufbau des Polarimeters entsprechend berücksichtigt werden (siehe Kapitel 5). Abb. 3.12 zeigt die am Møllertarget auftretenden

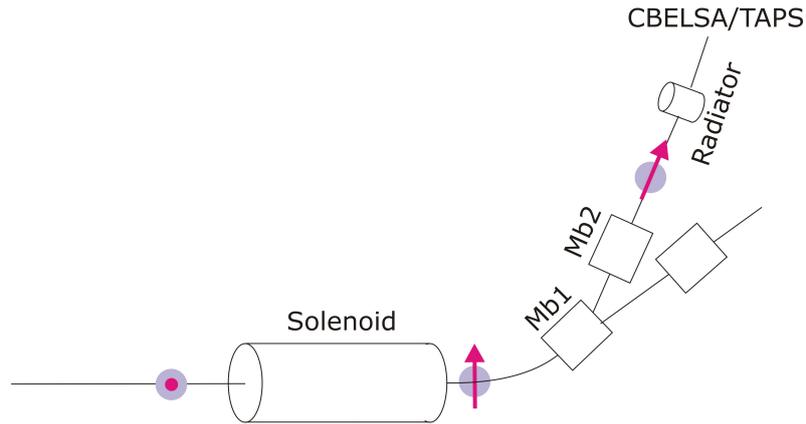


Abbildung 3.11: In der externen Strahlführung wird der während der Beschleunigung vertikal ausgerichtete Polarisationsvektor zuerst in die horizontale Ebene und anschließend im optimalen Fall in die longitudinale Richtung abgelenkt.

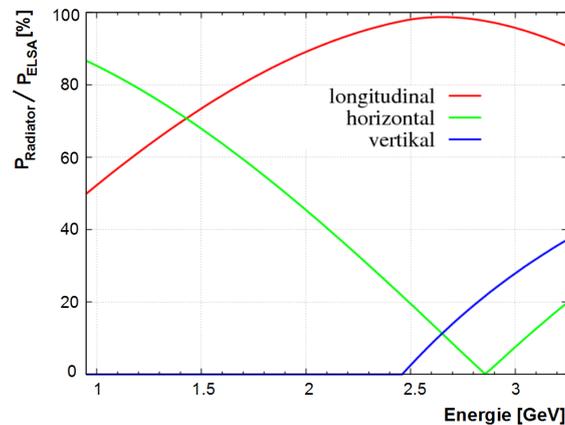


Abbildung 3.12: Die am Radiortarget auftretenden longitudinale, horizontale und vertikale Polarisationskomponenten als Funktion der Primärstrahlenergie von ELSA.

Polarisationskomponenten in Abhängigkeit der Strahlenergie.

3.5 Erhaltung der horizontalen Polarisationskomponente

Für die diskreten Energien von Imperfektionsresonanzen besteht die Möglichkeit, den Polarisationsvektor schon vor der Extraktion in die longitudinale Richtung zu drehen. Ohne die Limitierungen durch den Solenoiden bzw. Dipolmagneten in der Extraktion würde bei kleinen Energien ein eventuell größerer longitudinaler Polarisationsanteil zur Verfügung stehen.

In der Nähe einer depolarisierenden Resonanz führt das adiabatische Beschleunigen (siehe Abschnitt 3.3) dazu, dass der Spin langsam der invarianten Spinachse folgt. Endet der Beschleunigungsprozeß genau mit einer Energie, für die die Imperfektionsresonanzbedingung erfüllt ist, liegt der Spin letztlich in der horizontalen Ebene. Über das Zuschalten zusätzlicher horizontaler Korrekturmagnetfelder kann die Spinpräzession in der Horizontalen beeinflusst werden. Ziel ist eine möglichst große longitudinale Polarisationskomponente am Radiortarget.

Im Dezember 2008 wurden dazu Messungen bei einer Energie von etwa 1,32 GeV ($\gamma a = 3$) durchgeführt: Um die Verkippung des Präzessionskegels in die horizontale Ebene zu gewährleisten muss die Energie der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 3$ genau lokalisiert werden. Dazu wurde die Energie in kleinen Schritten variiert und jeweils die Polarisation am Möllerpolarimeter gemessen (siehe Abb. 3.13).

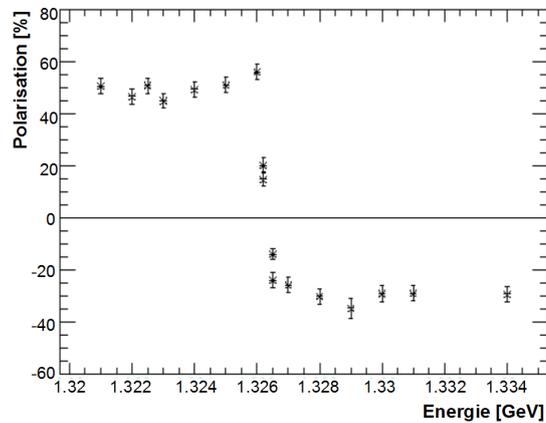


Abbildung 3.13: Energiekalibration der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 3$.

Mit abgeschaltetem Solenoid wurde anschließend mit den, für die *Harmonischen Korrektur* verwendeten Korrekturmagneten zusätzliche Magnetfelder appliziert. Alternativ zu den in Gl.3.13 gewählten *sin*- und *cos*-Funktionen können Amplitude und Phase des zugeschalteten Magnetfeldes angegeben werden. Bei gleichbleibender Amplitude wurde die Phase des Korrekturfeldes sukzessiv verändert und die Polarisation gemessen. Abb. 3.14 zeigt den erwarteten Sinus-Verlauf und maximale Polarisationswerte von etwa 55 %.

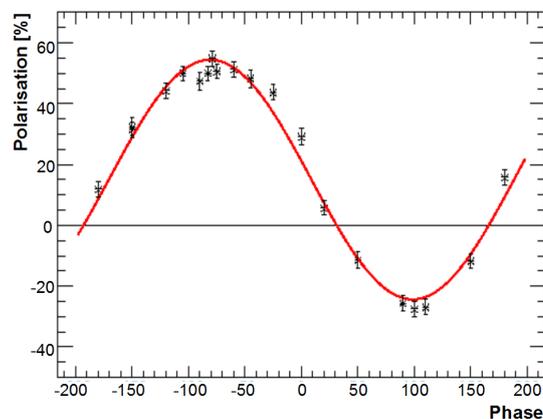


Abbildung 3.14: Für die Resonanz $\gamma a = 3$ wurde mit Hilfe der über den Stretcherring verteilten Korrekturmagneten ein zusätzliches horizontales Magnetfeld appliziert. Bei gleichbleibender Amplitude des applizierten Magnetfeldes ist die am Möller-Polarimeter gemessene Polarisation für verschiedene Phasen aufgetragen. Die Daten wurden mit Hilfe einer Sinus-Funktion und einem horizontalen Offset approximiert.

Kapitel 4

Linear polarisierte Photonen

Treffen unpolarisierte Elektronen auf einen amorphen Radiator, wechselwirken sie mit dem Coulombfeld des Atomkerns und können dabei einen Teil ihrer kinetischen Energie in Form von Photonen abgeben. Diesen Wechselwirkungsprozess nennt man Bremsstrahlung, die zugehörigen Feynmandiagramme sind in Abb. 4.1 dargestellt. Bei einem amorphen Radiator ist keine Vorzugsrichtung für die elektrischen Feldvektoren der erzeugten Photonen ausgezeichnet, so dass eine Mittelung über alle primären Bremsstrahlungsprozesse einen unpolarisierten Photonenstrahl ergibt.

Wird dagegen als Radiator eine periodische Struktur wie z.B. die eines Diamantkristalls gewählt, können die einzelnen Bremsstrahlungsamplituden verschiedener Kerne konstruktiv miteinander interferieren und es entstehen linear polarisierte Photonen erhöhter Intensität.

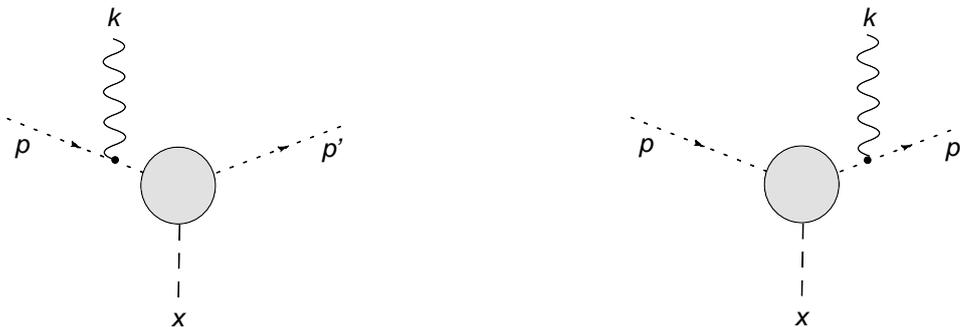


Abbildung 4.1: „Feynman-Diagramme“ der Bremsstrahlung.

In den folgenden Abschnitten wird zuerst der theoretische Hintergrund zur Erzeugung linear polarisierter Photonen mittels „kohärenter Bremsstrahlung“ diskutiert. Anschließend werden die technischen Anforderungen der Kristallhalterung und -positionierung mit Hilfe eines Goniometers vorgestellt. Abschließend wird auf das Einstellen der kohärenten Überhöhung im Bremsstrahlungsspektrum sowie die Optimierung des Polarisationsgrades mit Hilfe von Kontrollverteilungen („Stonehenge Plots“) eingegangen.

4.1 Bremsstrahlung

Für die Wechselwirkung von hochrelativistischen Elektronen E_0, \vec{p}_0 mit der Fouriertransformierten des Coulombpotentials $V(\vec{q})$ eines Atomkerns Z

$$V(\vec{q}) = \frac{-Ze4\pi}{q^2} \quad (4.1)$$

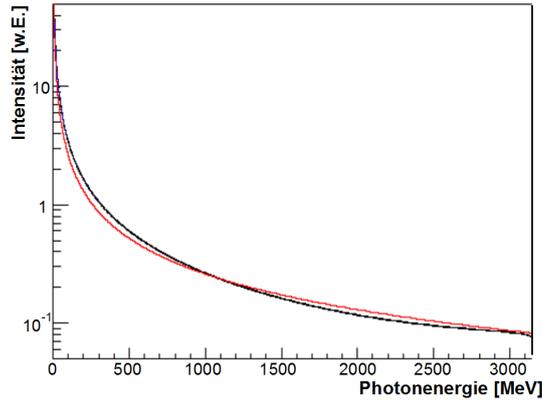


Abbildung 4.2: „Intensitätsverteilung“ nach Bethe und Heitler (blau) und zum Vergleich ein $1/E_\gamma$ -Verlauf (rot).

erhält man für den Wirkungsquerschnitt in erster Bornscher Näherung¹ folgende Abhängigkeit vom Impulsübertrag \vec{q}

$$d\sigma \propto |V(\vec{q})|^2 \propto \frac{1}{|\vec{q}|^4}. \quad (4.2)$$

Prozesse mit kleinen Rückstoßimpulsen sind damit wahrscheinlicher und tragen stärker zum Bremsstrahlungsprozess bei.

Mit Hilfe des von Bethe und Heitler [Hei54] abgeleiteten Wirkungsquerschnittes

$$d\sigma_{B.H.} = 4Z^2 \alpha a_0^2 \frac{dk}{k} \frac{E}{E_0} \left[\frac{E_0}{E} + \frac{E}{E_0} - \frac{2}{3} \right] \left[\ln \left(\frac{2E_0 E}{k} \right) - \frac{1}{2} \right] \quad (4.3)$$

mit α als Feinstrukturkonstante und a_0 als Bohrscher Atomradius lassen sich Aussagen über die Energie- und Winkelverteilung der gestreuten Elektronen E, θ_e und erzeugten Photonen k, θ_k treffen:

Die Verteilung nach Gl. 4.3 der erzeugten Photonen pro Energieintervall wird nachfolgend als Intensitätsverteilung bezeichnet und ist in Abb. 4.2 für eine Primärstrahlenergie E_0 von 3200 MeV dargestellt. In erster Näherung folgt die Verteilung einem $1/k$ -Verlauf. Der charakteristische Öffnungswinkel der Bremsstrahlungsphotonen θ_c wird durch die Energie des Elektronenstrahls E_0 bestimmt

$$\sqrt{\langle \theta_k^2 \rangle} \approx \theta_c = \frac{m_e}{E_0} \quad (4.4)$$

(siehe Abb. 4.3), wobei m_e die Masse der Elektronen sind. Die Streuwinkel der Elektronen sind dagegen von dem auf das Photon abgegebenen Energieübertrag abhängig

$$\sqrt{\langle \theta_{e^-}^2 \rangle} \approx \theta_c^{e^-} = \frac{E_k}{E} \cdot \sqrt{\langle \theta_\gamma^2 \rangle} \quad (4.5)$$

und in Abb. 4.4 dargestellt. Für alle an ELSA relevanten Strahlenergien liegen die Öffnungswinkel der gestreuten Elektronen und erzeugten Bremsstrahlungsphotonen im mrad-Bereich und sind im Vergleich zur Elektron-Elektron-Streuung vernachlässigbar klein (siehe Abschnitt 5.1).

¹Die Teilchen werden als ebene Welle approximiert.

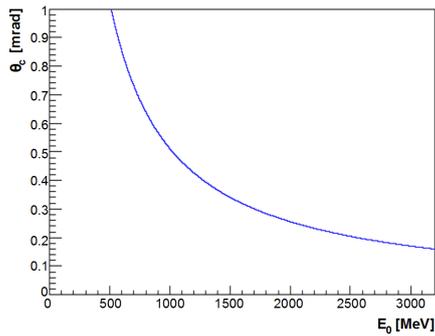


Abbildung 4.3: Der kritische Winkel der Photonen ist gegen die Energie der einlaufenden Elektronen aufgetragen.

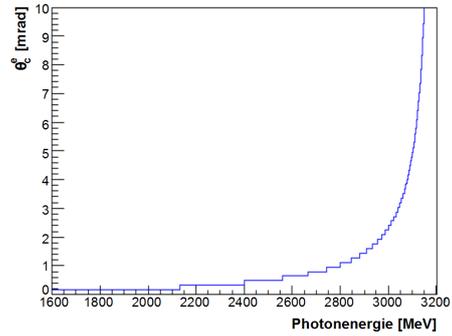


Abbildung 4.4: Der kritische Winkel der gestreuten Elektronen ist gegen die auf das Photon übertragene Energie aufgetragen.

4.1.1 Atomformfaktor

Für die Streuung eines Elektrons an einem Atom müssen die Hüllenelektronen berücksichtigt werden. Ein indirekter Beitrag zur Beschleunigung des einfallenden Teilchens kann zwar vernachlässigt werden, doch tragen sie aufgrund ihrer Abschirmung merklich zum Kernpotential bei. Anstelle des Coulombpotentials in Gl. 4.1 kann die potentielle Energie im Feld eines Atomkerns mit Hilfe des Thomas-Fermi-Modells beschrieben werden

$$V(r) \approx \frac{Ze^2}{r} \cdot e^{(-r/a)} \quad (4.6)$$

wobei $a \approx 1.4 \cdot a_0 Z^{-1/3}$ den Abschirmradius und a_0 den Bohrschen Radius des Wasserstoffatoms bezeichnet [Sch51].

4.1.2 Kinematische Bedingungen

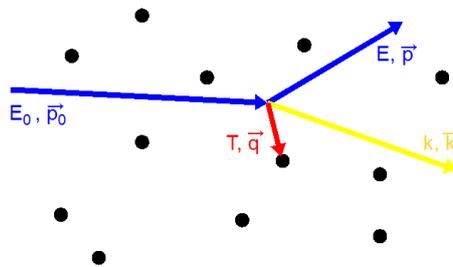


Abbildung 4.5: Schematische Darstellung des Bremsstrahlungsprozesses an einem amorphen Radiator.

Für den Bremsstrahlungsprozess an einem einzelnen Atom eines amorphen Radiators (siehe Abb. 4.5)

$$e + Z \rightarrow Z + e + \gamma \quad (4.7)$$

gelten die Erhaltungssätze (Bezeichnungen siehe Abbildung 4.5)

$$\begin{aligned} E_0 &= T + E + k \\ \vec{p}_0 &= \vec{q} + \vec{p} + \vec{k}. \end{aligned} \quad (4.8)$$

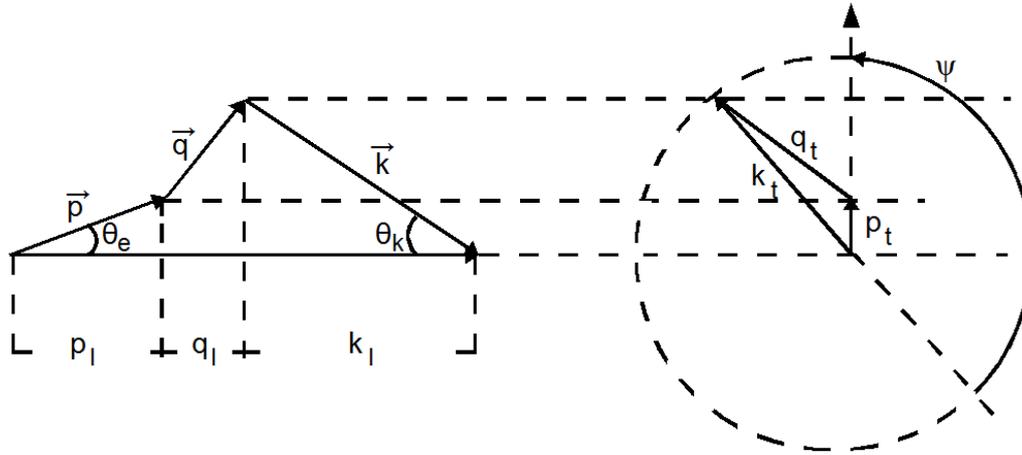


Abbildung 4.6: Die Impulse des Bremsstrahlungsprozesses, aufgeteilt nach longitudinalen (links) und transversalen (rechts) Komponenten bezüglich der \vec{p}_0 -Achse [Tim69].

Aufgrund der großen Kernmasse M kann die Rückstoßenergie auf das Atom $T = q^2/2M$ für die hier betrachteten Impulse vernachlässigt werden. Der Rückstoßimpuls dagegen spielt für den Prozess der Bremsstrahlung und die Erzeugung von linear polarisierten Photonen eine große Rolle.

Aufgrund der Rotationssymmetrie des Bremsstrahlungsprozesses bezüglich der Richtung des einfallenden Elektrons kann der Rückstoßimpuls auf den Kern \vec{q} in einen longitudinalen und transversalen Anteil q_l und q_t aufgeteilt werden (Abb. 4.6). Mit Hilfe des Impulssatzes für die einzelnen Komponenten

$$\begin{aligned} q_l &= p_0 - p \cdot \cos\theta_e - k \cdot \cos\theta_k \\ p_t^2 &= p^2\theta_e^2 + k^2\theta_k^2 + 2pk\theta_e\theta_k\cos\Psi \end{aligned} \quad (4.9)$$

ergeben sich mit den Abkürzungen [Tim69]

$$\delta(x) := \frac{1}{2E_0} \frac{x}{1-x} \quad \text{und} \quad x = k/E_0 \quad (4.10)$$

die kinematischen Grenzen für die Rückstoßkomponenten zu

$$\begin{aligned} \delta &\leq q_l \leq 2\delta \quad \text{und} \\ 0 &\leq q_t \leq 2x. \end{aligned} \quad (4.11)$$

In Abb. 4.7 liegen die kinematisch erlaubten Rückstoßimpulse in dem grau eingezeichneten Bereich.

Die obere Grenze von Gl. 4.11 wurde dabei mit der Approximation gewonnen, dass Photonen mit Emissionswinkeln größer als $\theta_k = 1/E_0$ vernachlässigt werden können.

Die in [Tim69] exakt berechneten Grenzen

$$\begin{aligned} \delta + \frac{(q_t^{max})^2}{2E_0} &\leq q_l \leq \frac{\delta}{x} \\ 0 &\leq q_t \leq 1 \end{aligned} \quad (4.12)$$

ergeben den in Abb. 4.7 schraffiert dargestellten und von [Übe56] als „pancake“ bezeichneten Bereich. Für eine feste Photonenenergie k entspricht der kinematisch erlaubte Bereich im Impulsraum einer dünnen

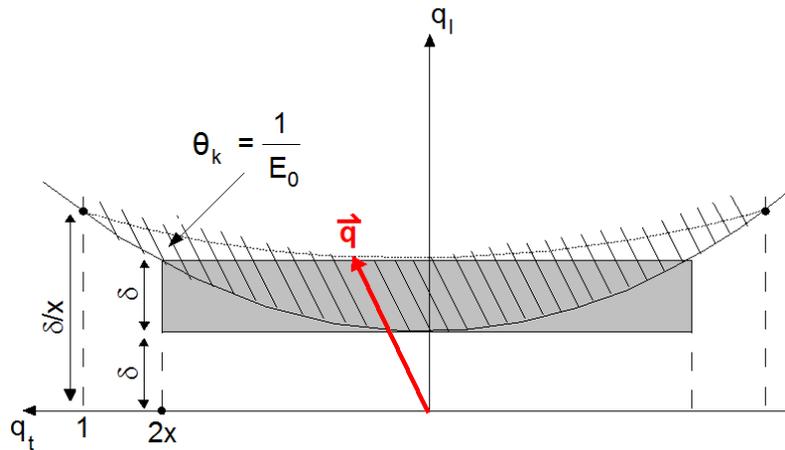


Abbildung 4.7: Schematische Darstellung des kinematisch erlaubten Bereiches der Bremsstrahlung in Abhängigkeit des longitudinalen und transversalen Rückstoßimpulses [Tim69].

Scheibe senkrecht zu \vec{p}_0 mit einer Dicke von δ und einem Abstand δ zum Ursprung. Mit wachsendem Energieübertrag auf das Photon wächst der Abstand und die Dicke der Scheibe. Zuvor erlaubte Rückstoßimpulse verlassen den Bereich und tragen nicht mehr zum Wirkungsquerschnitt bei. Dagegen können neue Rückstoßimpulse in den kinematisch erlaubten Bereich liegen und zum Bremsstrahlungsprozeß beitragen. Im Fall eines amorphen Radiators entspricht das Verlassen und Hinzukommen von erlaubten Rückstoßimpulsen aufgrund der willkürlich angeordneten Atomkerne einem gleichmäßigen Prozess. Für ein periodisch angeordnetes Gitter unterliegen die Rückstoßimpulse jedoch weiteren Bedingungen, die im folgenden Abschnitt behandelt werden.

4.2 Kohärente Bremsstrahlung

Für die Wechselwirkung an einem kristallinen Radiator ist es sinnvoll, die periodische Struktur mit Hilfe des reziproken Gitters zu beschreiben. Seien \vec{a}_1, \vec{a}_2 und \vec{a}_3 ein Satz primitiver Vektoren des direkten Gitters im Ortsraum, so folgt für die primitiven Vektoren des reziproken Gitters \vec{b}_1, \vec{b}_2 und \vec{b}_3

$$\vec{b}_i \vec{a}_j = 2\pi \delta_{ij}. \quad (4.13)$$

Zu jeder Schar von parallelen Gitterebenen im Ortsraum des Kristalls gibt es reziproke Gittervektoren, die senkrecht auf diesen Ebenen stehen. Die Komponenten des kürzesten Vektors werden durch die Miller Indizes l, m, n beschrieben

$$\vec{g}_{lmn} = l\vec{b}_1 + m\vec{b}_2 + n\vec{b}_3. \quad (4.14)$$

Nach der Braggschen Reflexionsbedingung für Röntgenstrahlung können von einem Gitterverbund nur Impulsüberträge $\Delta\vec{k}$ aufgenommen werden, die einem reziproken Gittervektor entsprechen

$$\Delta\vec{k} = \vec{g}_{lmn}. \quad (4.15)$$

Ist diese Streubedingung erfüllt, kommt es zur konstruktiven Interferenz der gebeugten Wellen.

Die Bragg-Bedingung kann auf den Bremsstrahlungsprozess übertragen werden. Beteiligen sich N Atome, die sich an den Positionen r_ν befinden, an dem Streuprozess, so ist der Wirkungsquerschnitt gegeben durch

$$d\sigma_N(\vec{q}) = d\sigma(\vec{q}) \cdot D(\vec{q}) \quad \text{mit} \quad (4.16)$$

$$D(\vec{q}) = \left| \sum_{\nu=1}^N e^{i(\vec{r}_\nu, \vec{q})} \right|^2$$

wobei $d\sigma(\vec{q})$ die Streuung an einem einzelnen Atomkern beschreibt und $D(\vec{q})$ als Diffraktionsvektor bezeichnet wird. Für einen amorphen Radiator ergibt die Summe von $D(\vec{q})$ genau die Anzahl der beteiligten Atomkerne. Für eine periodische Struktur mit der Gitterkonstanten a lässt sich $D(\vec{q})$ umschreiben in

$$D(\vec{q})_{\text{Kristall}} = \left(\frac{2\pi}{a} \right)^3 \sum_{lmn} \prod_{k=1}^3 N_k \cdot \delta \left(q_k - \frac{2\pi h_{lmn}}{a} \right). \quad (4.17)$$

In Abhängigkeit von der Anordnung und Zahl der Atome in einer Gitterzelle können konstruktive oder destruktive Interferenzen stattfinden. Für das kubisch-flächenzentrierte Gitter eines Diamanten muss der Wirkungsquerschnitt mit einer Strukturfunktion S gewichtet werden, die in Abhängigkeit der betreffenden Miller-Indizes folgende Werte annehmen kann

$$\begin{aligned} |S|^2 &= 64, \text{ falls } l, m, n \text{ gerade sind und } (h+k+l) \text{ durch vier teilbar ist} \\ |S|^2 &= 31, \text{ falls } l, m, n \text{ ungerade} \\ |S|^2 &= 0, \text{ sonst.} \end{aligned}$$

Für Gl. 4.16 mit Gl. 4.17 ergibt sich damit

$$d\sigma_N(\vec{q}) = \left(\frac{2\pi}{a} \right)^3 \frac{N}{8} \left[\sum_{g_\nu} |S(\vec{g}_\nu)|^2 \cdot \delta(\vec{q} - \vec{g}_\nu) \right] \cdot d\sigma(\vec{q}). \quad (4.18)$$

Von einem Kristallgitter können folglich nur Rückstoßimpulse aufgenommen werden, die einem reziproken Gittervektor entsprechen. Für den Bremsstrahlungsprozess kann die Bragg-Bedingung umgeschrieben werden in

$$\vec{q} = \vec{g}_{lmn}. \quad (4.19)$$

Dieser als „kohärent“² bezeichnete Prozess resultiert in einer Multiplikation des Wirkungsquerschnittes mit einer Summe aus Delta-Funktionen, die nur an den Stellen der reziproken Gittervektoren beitragen (siehe Gl. 4.18) und zeigt sich durch kohärente Überhöhungen in der Intensitätsverteilung des Photonenpektrums (siehe Abb. 4.8 blaue Linie) im Vergleich zu der Bremsstrahlungsverteilung für einen amorphen Radiator (grüne Linie).

Durch sorgfältiges Ausrichten des Kristalls zum Primärelektronenstrahl können durch die kinematischen Grenzen des „Pancakes“ einzelne, zum Streuprozess beitragende Rückstoßimpulse selektiert werden. Die von \vec{p}_0 und \vec{q} aufgespannte Ebene definiert die Schwingungsebene des elektrischen Feldvektors der Bremsstrahlungsphotonen. Liegen mehrere reziproke Gittervektoren im kinematisch erlaubten Bereich (sog. Mehrpunktsspektren), sind mehrere Ebenen ausgezeichnet. Stehen diese senkrecht aufeinander, überlagern sich die Polarisationsbeiträge destruktiv und die effektive Polarisation geht gegen Null.

²Der Begriff „kohärent“ soll dabei nicht andeuten, dass sich die erzeugten Photonen in einem kohärenten Zustand (wie bei einem Laser) befinden. Vielmehr soll er den kohärenten Effekt der gleichzeitigen Aufnahme des Rückstoßimpulses von mehreren ununterscheidbaren Atomen während des Bremsstrahlungsprozesses verdeutlichen.

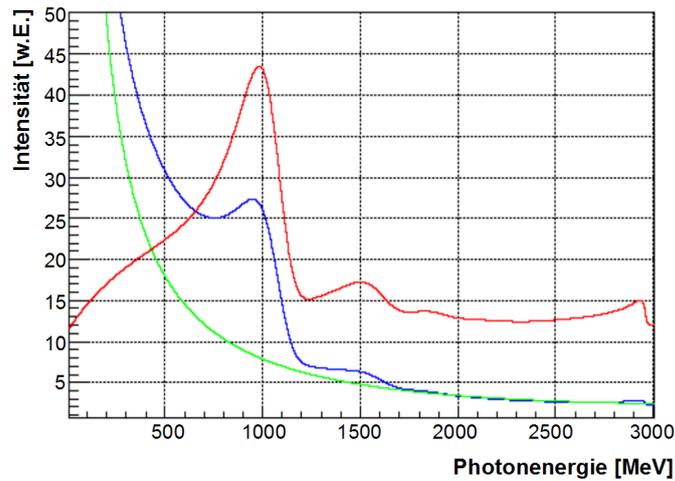


Abbildung 4.8: Intensitätsverteilung des Bremsstrahlungsprozesses an einem amorphen Radiator (grün) und einem Diamanten (blau). Die rote Linie zeigt das relative Spektrum.

Fällt dagegen nur ein erlaubter Rückstoßimpuls mit einem Gittervektor zusammen, ist die Ebene der kohärenten Bremsstrahlung eindeutig definiert und die erzeugten Photonen sind linear polarisiert (siehe Abb. 4.9). Durch kleine Rotationen des Kristalls kann die Position der kohärenten Überhöhung im Bremsstrahlungsspektrum zu einer maximalen Energie von

$$x_d = \frac{2E_0 q_l}{1 + 2E_0 q_l} \quad (4.20)$$

verändert werden.

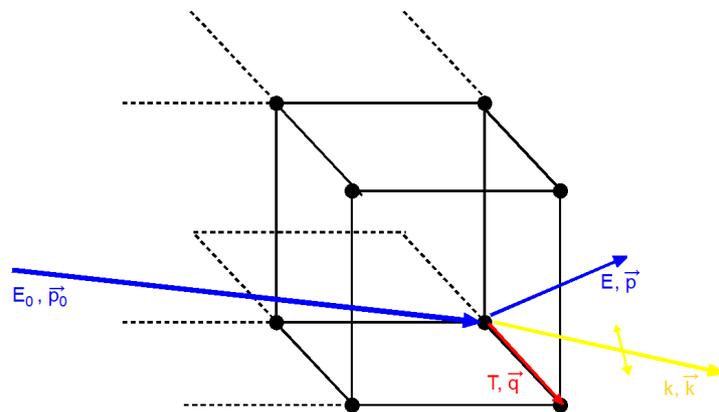


Abbildung 4.9: Liegt nur ein Rückstoßimpuls in dem kinematisch erlaubten Bereich der Bremsstrahlung, wird durch \vec{p}_0 und \vec{q} die Polarisationssebene der erzeugten Photonen aufgespannt.

Aufgrund der Umgebungstemperatur schwingen die Atome in einem Kristallgitter um ihre Sollposition, so dass die diskreten Überhöhungen abgeschwächt und ausgeschmiedt werden. Die Intensitätsverteilung kann in die zwei beitragenden Faktoren σ^{koh} und σ^{inkoh} aufgeteilt werden:

- σ^{koh} : Summe von diskreten Rückstoßimpulsen gegeben durch eine feste Zahl reziproker Gittervektoren

- σ^{inkoh} : Integral über kontinuierliche, beliebige Impulsüberträge.

Die Streuung an einem realen Gitter führt demnach zu einer gewöhnlichen $1/k$ -Intensitätsverteilung mit einzelnen schmalen kohärenten Peaks in Abhängigkeit von der Kristallorientierung. Verändern sich die Winkel von Kristall zu Elektronenstrahl, ist im Gegensatz dazu das inkohärente Spektrum davon unbeeinflusst.

Der Polarisationsgrad kann aus der Form des gemessenen Bremsstrahlungsspektrums selbst bestimmt und mit Hilfe einer parametrisierten Berechnung des Bremsstrahlungsprozesses („Analytic Calculation of Coherent Bremsstrahlung“, ANB) überprüft werden [Nat03]. Der kohärente Anteil des Wirkungsquerschnittes lässt sich in einen parallelen und einen senkrechten Anteil zur Polarisationssebene aufteilen

$$\sigma^{koh} = \sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}, \quad (4.21)$$

die Differenz aus beiden Anteilen $\sigma^{diff} = \sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}$ bestimmt den Polarisationsgrad P

$$P = \sigma^{diff} / \sigma^{Kristall} = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}} \cdot \left(1 - \frac{1}{R}\right) \quad (4.22)$$

mit $R = \sigma^{Kristall} / \sigma^{inkoh}$. Der Polarisationsgrad ist somit von der *internen* Polarisation des kohärenten Prozesses, sowie von dem Verhältnis kohärenter zu inkohärenter Bremsstrahlung an dem Kristall abhängig. Für die ANB-Berechnungen lassen sich Strahl- und Kristallparameter eingeben, so dass bei einer detaillierten Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Intensitätsverteilungen ein Polarisationsgrad bestimmt werden kann [Els07], [Ebe09].

4.2.1 Radiatormaterial

Für das Radiatormaterial in der kohärenten Bremsstrahlung müssen folgende Eigenschaften erfüllt sein [Glu08]:

- In Gitterzellen mit verschiedenen Atomen ist die Wahrscheinlichkeit von Störstellen und Unregelmäßigkeiten größer, so dass sich der inkohärente Beitrag im Bremsstrahlungsprozess erhöhen würde. Ein-atomige Kristalle sind demnach zu bevorzugen.
- Eine hohe Debye-Temperatur Θ_D des Materials vergrößert hingegen den gewünschten kohärenten Streuanteil. In Abhängigkeit von der Temperatur nehmen die Schwingungen der Atome um ihre Sollposition zu, so dass nur noch eine Anzahl $f \cdot N$ an der kohärenten Interferenz teilnehmen. Der Debye-Waller Faktor f ist für ein Atom der Masse M gegeben durch

$$f = e^{-q^2/4M\Theta_D}. \quad (4.23)$$

Für das CB-Experiment steht ein künstlicher Diamantkristall mit einer Debye-Temperatur von $\Theta_D = 2230^\circ \text{ K}$ zur Verfügung.

4.2.2 Kollimation

Um den Anteil der polarisierten gegenüber den unpolarisierten Photonen und damit den Polarisationsgrad zu erhöhen, wurde der Photonenstrahl mit Hilfe eines Eisenzylinders ($\varnothing = 4 \text{ mm}$) kollimiert. Inkohärent und kohärent erzeugte Bremsstrahlungsphotonen werden unter kleinen Polarwinkeln (siehe Abschnitt 3.1) emittiert. Die beiden Prozesse weisen jedoch eine unterschiedliche Winkelverteilung auf, so dass das Verhältnis zwischen den beiden Anteilen mit Hilfe der Kollimation verändert werden kann:

- Kohärent erzeugte Photonen können einem einzelnen festgelegten reziproken Gittervektor zugeordnet werden, so dass aufgrund der effektiven Zwei-Körper Reaktion ein fester Zusammenhang zwischen dem Streuwinkel und der Energie des emittierten Photons im Laborsystem besteht. Die maximal in der Reaktion erreichbare Photonenenergie entspricht dabei einem Streuwinkel von 0° . Mit wachsendem Emissionswinkel sinkt die Energie der Photonen. Dieses Verhalten spiegelt sich in der Form der kohärenten Überhöhung in der Intensitätsverteilung wieder (siehe Abb. 4.8): Die maximal mögliche Energie x_d entspricht der scharfen rechten Kante des Peaks („Kohärente Kante“), während die zu kleineren Energien langsam abfallende linke Seite Bremsstrahlungsphotonen mit ansteigenden Streuwinkeln enthält.
- Inkohärent erzeugte Bremsstrahlungsphotonen können keinem festen Rückstoßimpuls zugeordnet werden, so dass die feste Korrelation zwischen Photonenenergie und -winkel verloren geht.

Ein in der Photonenstrahlführung eingebauter Kollimator schneidet aus dem Bremsstrahlungsspektrum Photonen, die unter größeren Streuwinkeln emittiert wurden, heraus. Der genaue Anteil wird dabei durch den Innendurchmesser des Kollimators, sowie durch den Abstand zum Radiortarget bestimmt. Aufgrund der fehlenden Korrelation gehen dadurch inkohärent erzeugte Photonen aus dem gesamten Energiebereich verloren. Die gewünschten Photonen mit maximaler Energie aus dem kohärenten Prozess bleiben dagegen erhalten.

Abb. 4.10 zeigt die am CB-Experiment gemessene Intensitätsverteilung mit (rote Linie) und ohne (blaue Linie) Berücksichtigung der Kollimation. Im unteren Teil der Abbildung ist der erreichte Polarisationsgrad für beide Fälle dargestellt.

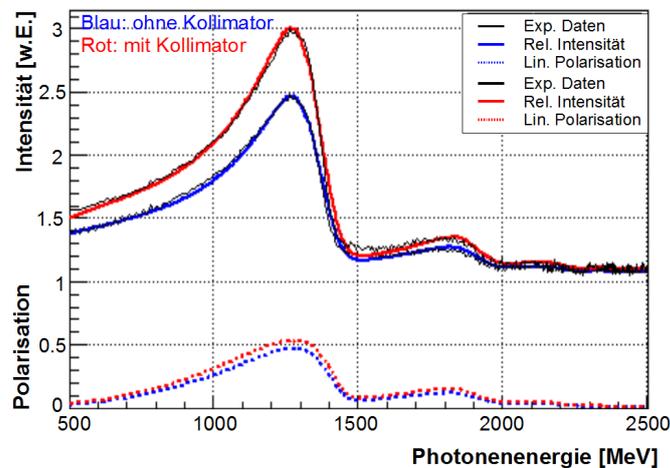


Abbildung 4.10: Die experimentell aufgenommenen relativen Intensitätsverteilungen mit (rot) und ohne Berücksichtigung (blau) der Kollimation sind zusammen mit den aus der ANB-Parametrisierung stammenden Verteilungen aufgetragen. Die resultierenden Polarisationsgrade sind in Abhängigkeit von der Photonenergie im unteren Teil der Abbildung dargestellt.

4.3 Goniometer

Um die kohärente Bremsstrahlung am CB-Experiment einsetzen zu können, müssen Kristall und Elektronenstrahl im μrad -Bereich zueinander positionierbar sein. Da die Elektronenstrahlachse fest vorgegeben

ist, wird die Orientierung des Kristalls mit Hilfe eines mechanischen Positionierungssystems („Goniometer“) eingestellt.

Das in dem vorherigen CBELSA/TAPS Experiment (2001-2004) eingesetzte Goniometer [Els07] wurde übernommen und zusammen mit einem magnetisierten Eisentarget neu aufgebaut. Für die Ansteuerung wurde ein auf dem Netzwerkprotokoll TCP/IP basierender Serverdienst programmiert und eine graphische Benutzeroberfläche entwickelt.

4.3.1 Aufbau

Das Radiatortargetsystem befindet sich innerhalb einer neu aufgebauten Vakuumkammer mit einem Innendruck von etwa 10^{-6} bar, die über Sichtfenster und Kameras einsehbar ist. Der Aufbau (siehe Abb. 4.11) unterteilt sich in das übernommene Goniometer (rechts) und in das neue, aus Folie und Solenoiden aufgebaute magnetisierte Eisentarget („Møllertarget“) (links).

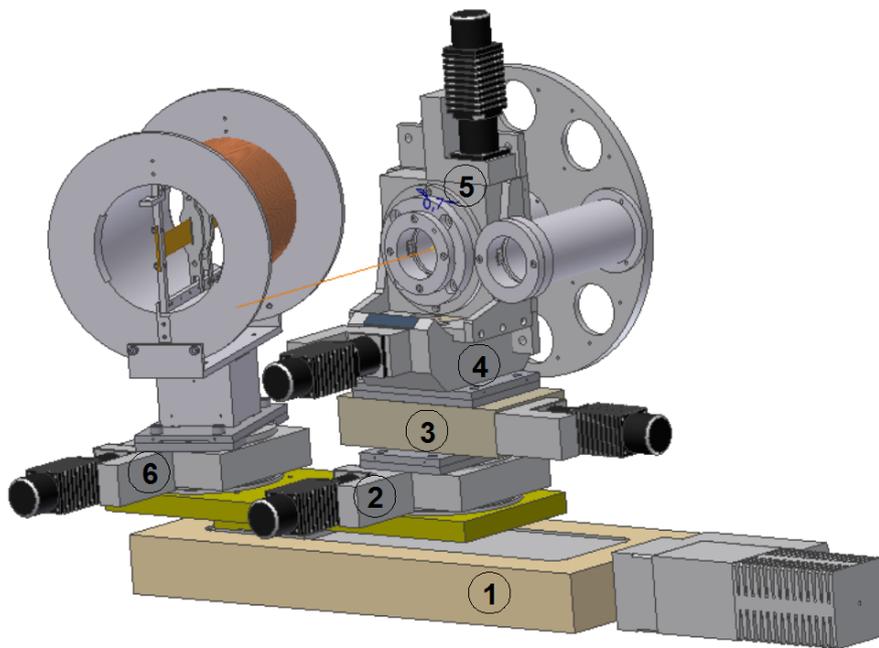


Abbildung 4.11: Das im CB-Experiment verwendete Radiatortargetsystem.

In der Scheibe des Goniometers befinden sich Kupferstreifen unterschiedlicher Dicken sowie ein Diamantkristall als Bremsstrahlungsradiatoren (siehe Tab. und Abb. 4.12). Die Kupferstreifen werden zur Halterung mit einem zweiten Aluminiumring geklemmt, der Diamant ist mit den Ecken auf eine $12,5 \mu\text{m}$ dicke Kaptonfolie geklebt. Zur Bestimmung der Strahllage und -breite stehen neben einem Chromox-Schirm ein horizontal und ein vertikal orientierter Draht zur Verfügung (siehe Abschnitt 3.3.3). Eine Leerstelle in der Scheibe kann für Referenzmessungen genutzt werden.

Eine Drehung der Radiatorscheibe und somit ein Radiatorwechsel kann aufgrund der optischen Sensoren in den Positionierungstischen nur ohne extrahierten Elektronenstrahl durchgeführt werden. Um unter exakt den gleichen Strahlbedingungen eine Messung mit Leerradiator durchführen zu können, wurde die Scheibe an den Positionen der Kupferstreifen ausgeschnitten. Als neue Leerradiatorstelle kann der Platz zwischen Goniometeraufbau und Møllerspule mit extrahiertem Strahl angefahren werden.

Radiator	Dicke [μm]	Dicke in Strahlungslängen
Kupfer	12	$0,84 \cdot 10^{-4} X_0$
Kupfer	50	$3,5 \cdot 10^{-3} X_0$
Kupfer	150	$10,5 \cdot 10^{-3} X_0$
Kupfer	300	$21,0 \cdot 10^{-3} X_0$
Diamant	500	$4,12 \cdot 10^{-3} X_0$

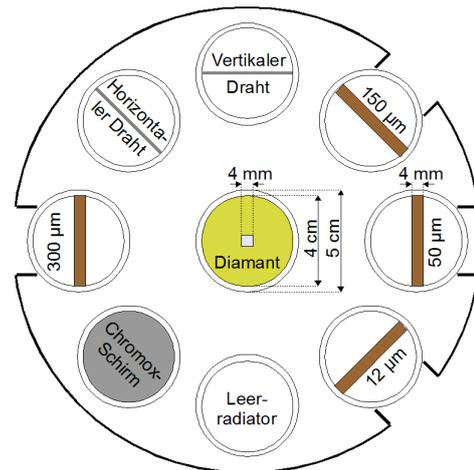


Abbildung 4.12: Links: Die zur Verfügung stehenden Bremsstrahlungsradiatoren. Rechts: In der Scheibe des Goniometers befinden sich mehrere Bremsstrahlungsradiatoren sowie Diagnostetargets.

Das mechanische Positionierungssystem für die Steuerung der Radiatoren besteht aus 2 Translations- und 4 Rotationstischen der Firma Newport³. Aus dem alten Aufbau wurde der unterste horizontale Linear-tisch gegen einen neuen mit längerem Verfahrensweg ausgetauscht, so dass sowohl Möllertarget als auch die Radiatoren der Goniometerscheibe an die gewünschte Strahlposition gefahren werden können. Zusätzlich wurde ein weiterer Rotationstisch zur Drehung der Möllierfolie in das System implementiert. In der folgenden Tabelle sind die verwendeten Tische und ihre Spezifikationen aufgelistet (Nummernbezeichnung siehe Abb. 4.11).

Tisch	Typ	Verfahrensweg	Auflösung
1	Translationstisch MTM 250 PE1	$\pm 150 \text{ mm}$	$1 \mu\text{m}$
2	Rotationstisch URM 100 PE1	$\pm 6^\circ$	$0,001^\circ$
3	Translationstisch UZM 80 PE0,1	$\pm 2 \text{ mm}$	$0,1 \mu\text{m}$
4	Goniometer BGM 80 PE1	$\pm 20^\circ$	$0,001^\circ$
5	Rotationstisch URM 100 APE1	$\pm 180^\circ$	$0,001^\circ$
6	Rotationstisch URM 100 PE1	$\pm 30^\circ$	$0,001^\circ$

Für jeden Tisch gibt es in dem Bereich des Verfahrensweges einen Referenzpunkt, der über einen optischen Encoder gekennzeichnet ist und mit Hilfe einer speziellen Suche („Home Search“) mit hoher Genauigkeit reproduzierbar angefahren werden kann. Die anderen Positionen sind relativ zu diesem Referenzpunkt mit Hilfe von inkrementellen Encodern definiert. Die Einstellung der Regelkreisparameter sowie eine Überprüfung der angegebenen Fahr- und Wiederholungsgenauigkeit der Tische wurde von [Els07] durchgeführt.

4.3.2 Ansteuerung

Die Translations- und Rotationstische werden über einen „Motion Controller“ der Firma Newport mit Hilfe von an die Tische angepassten Treiberkarten gesteuert. Der Controller besitzt einen eigenen umfangreichen Befehlssatz sowie ein Fehlerprotokoll, das entweder über ein manuelles Bedienungsfeld direkt am Gerät oder über eine serielle Schnittstelle RS-232 zugänglich ist. Da während des Strahlbetriebs ein direkter Zugang zu dem Controller nicht möglich ist, wurde im Rahmen dieser Arbeit eine neue Netzwerk-

³www.newport.com

Ansteuerung für das Positionierungssystem entwickelt und implementiert.

Um in die strahlenbelastete Umgebung keinen PC zu stellen, wurde die serielle Schnittstelle des Controllers über einen XPort⁴ der Firma Lantronix mit dem Ethernet verbunden. Für die Ansteuerung des Positionierungssystems wurde ein auf dem Netzwerkprotokoll TCP/IP basierender Serverdienst programmiert. Zur benutzerfreundlichen Anwendung wurde eine auf ROOT⁵ basierende graphische Oberfläche („GUI“) entwickelt, die über das Netzwerk auf die Serverdienste zugreifen kann. Mit Hilfe der GUI können über Knopfdruck die einzelnen Radiatoren in die gewünschte Strahlposition gefahren, sowie die aktuellen Tischpositionen abgefragt werden. Zusätzlich kann die Datenakquisition für die Aufnahme der Strahlprofile (siehe Abschnitt 3.3.3) oder eines *Stonehenge-Plots* (siehe Abschnitt 3.4) auf die Klassen der Ansteuerung zugreifen um z.B. in Abhängigkeit von einer festen Anzahl aufgenommener Ereignisse die nächste Position anfahren.

4.3.3 Strahlprofile

Zur Definition der Photonenstrahlachse wird die Position und Breite des Strahls am Radiatortarget mit Hilfe des Goniometers vermessen⁶. Die dafür vertikal und horizontal angeordneten dünnen Eisendrähte können in beliebiger Schrittweite durch das Strahlprofil gefahren werden. Die Datenakquisition fährt über den Netzwerk-Server des Goniometers den betreffenden Tisch an die gewünschten Positionen und nimmt eine feste Anzahl von Ereignissen auf. Die dabei aufgenommene Zählrate aller Trigger-Koinzidenzen der 96 Zähler des Tagging-Hodoskops wird über einen Taktgeber (Clock) normiert. Abb. 4.13 zeigt die für verschiedenen Strahlenergien typischen horizontalen und vertikalen Strahlprofile.

Der extrahierte unpolarisierte Elektronenstrahl (siehe obere und untere Reihe) zeigt eine elliptische Form, der Strahlfleck ist in horizontaler Richtung ausgedehnter als in vertikaler Richtung. Zusätzlich weist das Strahlprofil für eine Strahlenergie von 3175 MeV einen zweiten, deutlich abgeschwächten Strahlfleck im Abstand von 4 mm zum Hauptstrahl auf. Aufgrund der unterschiedlichen Auftreffwinkel muss besonders bei der Produktion von linear polarisierten Photonen darauf geachtet werden, dass nur der Primärstrahl den Diamanten trifft.

Bei der Beschleunigung von polarisierten Elektronen (mittlere Reihe) verändert der für die Drehung des Elektronenspins notwendige Solenoidmagnet in der externen Strahlführung den Phasenraum des Strahls und damit die Strahlfleckgröße am Radiatortarget.

4.4 Einstellung eines linear polarisierten Photonenstrahls am CB-Experiment

Der Diamantkristall befindet sich in den Drehachsen des Goniometeraufbaus (siehe Abb. 4.14). Die azimutale Achse ϕ bestimmt die Orientierung der Polarisationssebene, während eine Drehung der θ_h - und θ_v -Achsen die Anzahl der kinematisch erlaubten reziproken Gittervektoren sowie die energetische Position der kohärenten Kante definiert. Die Translationsachsen fahren den Diamant an die definierte Strahlposition, so dass nur der primäre Elektronenstrahl Bremsstrahlungsphotonen im Diamanten erzeugen kann.

Zur Einstellung von linear polarisierten Photonen müssen zwischen Elektronenstrahl, Goniometer- und Kristallsystem 5 Winkeldifferenzen („Offsets“) bestimmt werden [Liv05]:

- Die Goniometerwinkel θ_h und θ_v bestimmen die Richtung des Normalenvektors der inneren Scheibe (O). Im idealen Fall würde dieser Vektor bei der Einstellung $\theta_h = \theta_v = 0$ mit dem Elektronenstrahl (B) zusammenfallen. In der Realität bleiben jedoch kleine Offsets θ_{hb} und θ_{vb} .

⁴Bei dem XPort handelt es sich um einen in eine RJ-45 Buchse eingebauten Netzwerk-Server.

⁵<http://root.cern.ch>

⁶Ein weitere Position wird durch die Photonenkamera bestimmt.

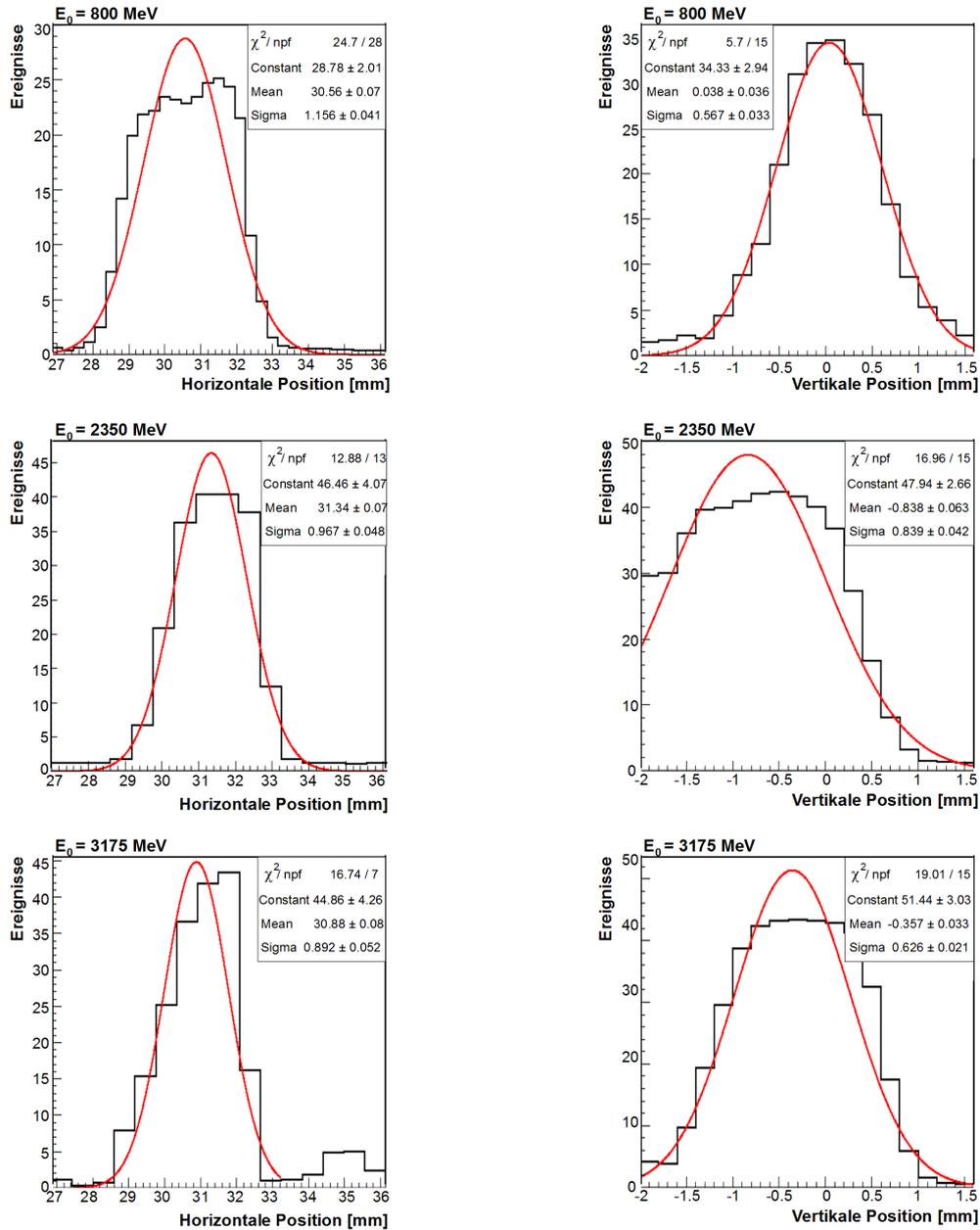


Abbildung 4.13: Strahlprofile am Radiortarget für verschiedene Primärstrahlenergien, wobei bei einer Strahlenergie von 800 MeV und 3175 MeV unpolarisierte Elektronen eingeschossen wurden. Die mittlere Reihe zeigt die Profile für einen polarisierten Elektronenstrahl von 2350 MeV.

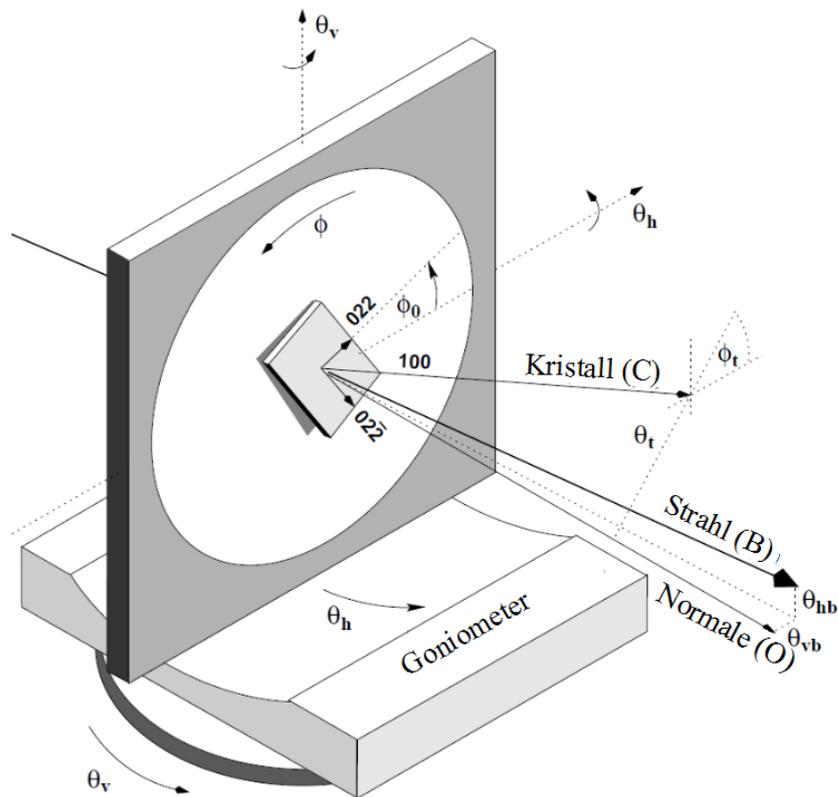


Abbildung 4.14: Der Diamant befindet sich in der Mitte der Goniometerscheibe und kann in alle drei Raumwinkel zum Elektronenstrahl gedreht werden. Zur Bereitstellung von linear polarisierten Photonen müssen mehrere Winkeldifferenzen zwischen Strahl, Goniometer- und Kristallsystem gemessen werden.

- Durch das Kleben oder durch fehlerhafte Schnittkanten des Diamanten entstehen zusätzliche Winkeldifferenzen zwischen der (100)-Achse des Diamanten (C) und des Normalenvektors der inneren Scheibe (O) in Form eines Kippwinkels θ_t und eines azimuthalen Winkels ϕ_t .
- Der letzte Offset legt die azimuthale Ebene des (022)-Kristallvektors in Bezug zur Horizontalen der Goniometerhalterung fest. Sind die ersten 4 Winkeldifferenzen bestimmt und fallen Kristallachse (C) und Strahlachse (B) zusammen, ist die (022)-Achse ein Normalenvektor zum Strahl, und die Goniometereinstellung $\phi - \phi_0$ bestimmt die Ebene des Polarisationsvektors.

Die Einstellung der Winkeldifferenzen erfolgt empirisch und basiert auf einer systematischen Drehung des Kristalls unter Beobachtung des kohärenten Prozesses selbst. Dabei werden die Goniometerwinkel θ_h und θ_v in einer Reihe von kleinen Schritten durchgeföhren, so dass die (100)-Achse des Kristalls einen Kegel mit dem Radius r um einen Mittelpunkt (S_h, S_v) beschreibt

$$\begin{aligned}\theta_v &= S_v + r \cos(\phi_r) \\ \theta_h &= S_h + r \sin(\phi_r).\end{aligned}\tag{4.24}$$

Für jede Winkeleinstellung werden mit Hilfe der Zähler des Faserdetektors des Tagging-Systems eine Intensitätsverteilung aufgenommen. Die systematische Variation der Goniometerwinkel entspricht einem

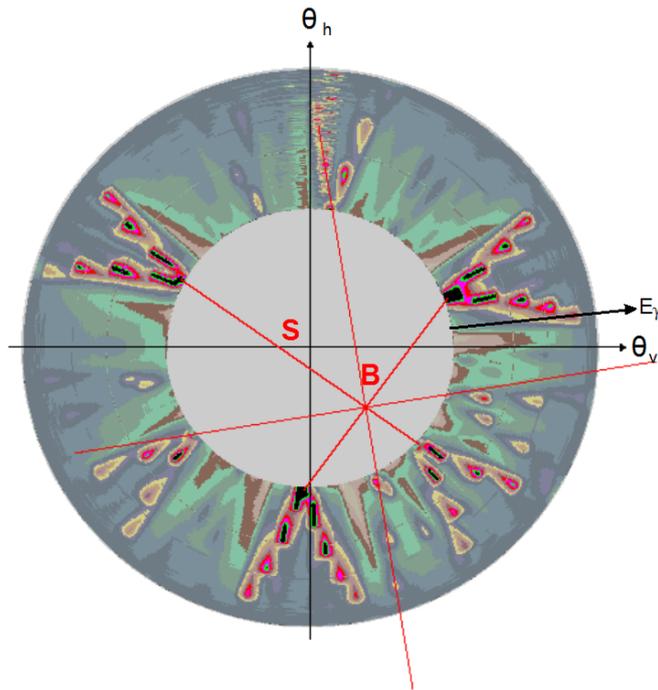


Abbildung 4.15: Aus 120 Intensitätsverteilungen zusammengesetzter Stonehenge-Plot für eine ungeeichte Kristallorientierung mit einem Konus von 60 mrad bei einer Primärstrahlenergie von 3175 MeV.

Durchfahren der Position der kohärenten Überhöhung im Energiespektrum der Photonen. Die resultierenden normierten Intensitätsverteilungen sind radial in Abhängigkeit von den Kristallwinklereinstellungen θ_v (x-Achse) und θ_h (y-Achse) aufgetragen („Stonehenge Plot“) [Liv05]. In Abb. 4.15 ist das Ergebnis von 120 Intensitätsverteilungen bzw. 120 Winklereinstellungen um (S_v, S_h) in Form eines Stonehenge-Plots bei einer Strahlenergie von 3175 MeV ohne geeichte Kristallorientierung dargestellt.

Die farblich hervorgehobenen Regionen erhöhter Intensität entsprechen den kohärenten Überhöhungen in den jeweiligen Bremsstrahlungsspektren und können Streuungen mit den Kristallebenen des (022) - bzw. $(0\bar{2}\bar{2})$ -reziproken Gittervektors zugeordnet werden. Für die Schnittbereiche der kohärenten Peaks mit dem inneren Kreis sind die Kristallebenen parallel zur Elektronenstrahlachse orientiert, so dass über ein orthogonales Verbinden der Schnittpunkte die Strahlposition (B) im Bezug zum Mittelpunkt des Scans (S) identifiziert werden kann. Zur Überprüfung können die in einem Winkelabstand von 45° befindlichen weiteren kohärenten Überhöhungen (entsprechen den (044) - bzw. $(04\bar{4})$ -reziproken Gittervektoren) herangezogen werden. Der Differenzvektor zwischen Kristallvektor und Elektronenstrahl lässt sich über

$$B\vec{C}_0 = -(\vec{S} + S\vec{B}) \quad (4.25)$$

berechnen. Es hat sich gezeigt, dass zu Beginn der Offset-Bestimmung ein Stonehenge-Plot mit einem 60 mrad-Radius für eine grobe Orientierung sinnvoll ist. Mit einem daraus neu berechneten Mittelpunkt kann ein neuer Scan mit einem kleineren Radius von 20 mrad oder 10 mrad in einer kleineren Winkelschrittgröße durchgeführt werden. Dieses iterative Verfahren wird solange durchgeführt, bis der Plot eine perfekte Symmetrie bezüglich des Scan-Mittelpunktes mit dem Offset $B\vec{C}_0 = (v_0, h_0)$ zeigt (siehe Abb. 4.16). Der azimuthale Differenzwinkel ϕ_0 ergibt sich aus dem Winkel zwischen den Verbindungslinien und den Koordinatenachsen.

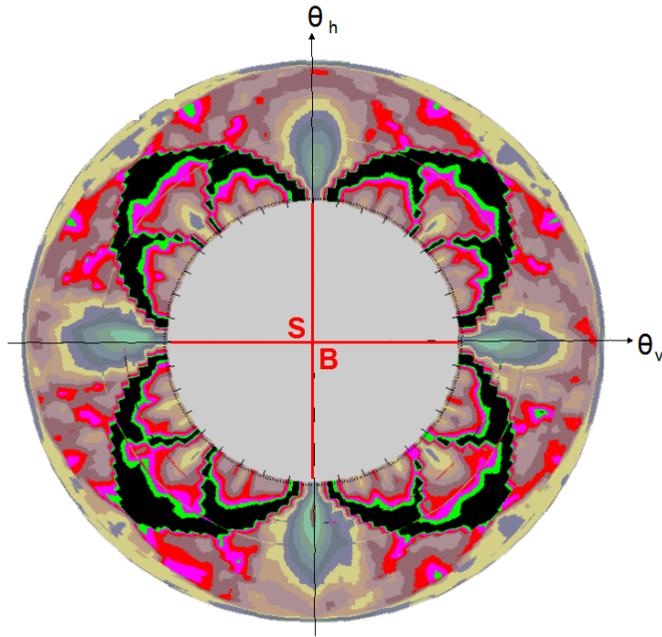


Abbildung 4.16: Aus 180 Intensitätsverteilungen zusammengesetzter Stonehenge-Plot für eine geeichte Kristallorientierung mit einem Konus von 20 mrad und einer Primärstrahlenergie von 3175 MeV.

Zur Messung der globalen Winkeldifferenzen muss ein zweiter Stonehenge Plot unter einer fest definierten Winkeldrehung ϕ_S durchgeführt und der Vektor $\vec{BC}'_1 = (v_1, h_1)$ bestimmt werden. Nach [Liv05] ergeben sich folgende Variablen

$$\begin{aligned}
 \theta_{vb} &= - \left[\frac{(v_0 + v_1)}{2} - \frac{(h_1 - h_0)}{2 \cdot \tan(\phi_S/2)} \right] \\
 \theta_{hb} &= - \left[\frac{(h_0 + h_1)}{2} + \frac{(v_1 - v_0)}{2 \cdot \tan(\phi_S/2)} \right] \\
 \phi_t &= \arctan \left[\frac{B_h + h_0}{B_v + v_0} \right] \\
 \theta_t &= \frac{\sqrt{(v_1 - v_0)^2 + (h_1 - h_0)^2}}{2 \cdot \sin(\phi_S/2)},
 \end{aligned} \tag{4.26}$$

mit deren Hilfe sich die kohärente Kante auf eine nahezu beliebige Position im Energiespektrum sowie auf eine beliebige Polarisationssebene einstellen lässt. Mit geeichter Kristalleinstellung müssen aus Symmetriegründen die energetischen Lagen der kohärenten Kanten bei einer Drehung der Polarisationssebene von 90° identisch sein. Durch einen Vergleich der relativen Intensitätsverteilungen für z.B. die vier azimuthalen Winkel $\phi = 45^\circ, 135^\circ, 225^\circ$ und 315° kann die Genauigkeit der bestimmten Winkeldifferenzen verbessert werden (siehe Abb. 4.17).

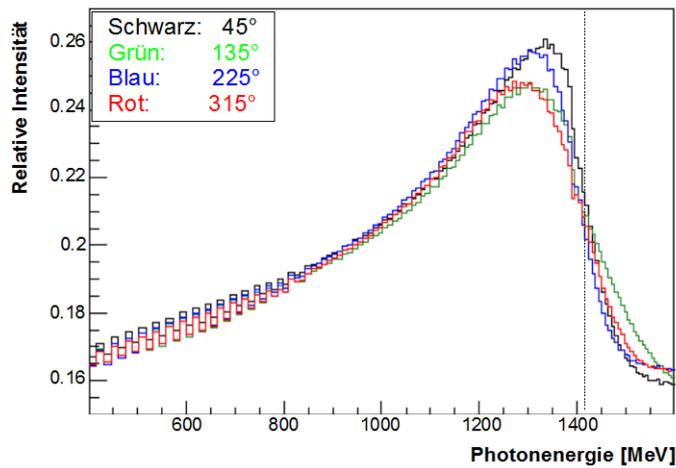


Abbildung 4.17: Relative Intensitätsverteilungen für die eingestellten azimuthalen Winkel von 45° , 135° , 225° und 315° .

Für längere Strahlzeiten kann umgekehrt die kohärente Kante im Bremsstrahlungsspektrum selbst als Monitor für die Lage- und Winkelstabilität des Elektronenstrahls von ELSA dienen. In Abb. 4.18 sind die in der Strahlzeit Aug'08 über 4 Wochen lang gemessenen relativen Intensitätsverteilungen aufgetragen. Eine Korrektur der Strahl- bzw. Diamantposition hat sich alle 3-5 Tage als notwendig erwiesen. Um systematische Fehler aufgrund von Detektorasymmetrien zu minimieren, wurden jeweils Datensätze mit um 90° gegeneinander verdrehter Polarisationssebene aufgenommen.

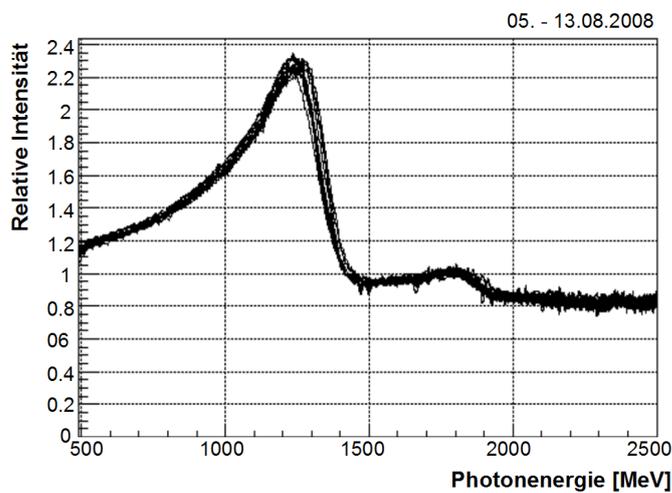


Abbildung 4.18: Die über einen Zeitraum von 4 Wochen aufgenommenen kohärenten Kanten.

Kapitel 5

Zirkular polarisierte Photonen

Treffen longitudinal polarisierte Elektronen auf einen amorphen Radiator, werden bei einem Bremsstrahlungsprozeß Photonen mit positiver oder negativer Helizität emittiert [Glu53], [McV57], [Ols59] (Abb. 5.1 links). Die Helizität H ist als Projektion des Spinvektors \vec{s} auf die Bewegungsrichtung des Teilchens \hat{p} definiert

$$H = \vec{s} \cdot \hat{p} \quad \text{mit} \quad \hat{p} = \frac{\vec{p}}{|\vec{p}|}, \quad (5.1)$$

und können nur masselosen Teilchen eindeutig zugeordnet werden. Der bei dem Bremsstrahlungsprozeß stattfindende Helizitätstransfer kann eindeutig in der *Quantenelektrodynamik* berechnet werden und ist in Abhängigkeit von der auf das Photon übertragenen Energie $x := E_\gamma/E_0$ gegeben durch [Ols59]

$$\frac{P_\gamma}{P_e} = \frac{3 + 1(1-x)}{3 + 3(1-x)^2 - 2(1-x)} \cdot x, \quad (5.2)$$

mit P_e als Polarisationsgrad der Elektronen und P_γ als Polarisationsgrad der Photonen. In Abb. 5.1 rechts ist die auf das Photon übertragene relative Polarisation in Abhängigkeit des Energietransfers aufgetragen.

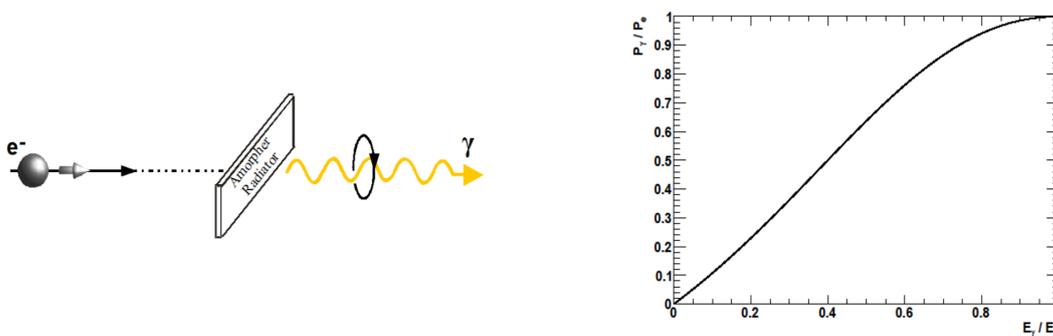


Abbildung 5.1: Links: Treffen longitudinal polarisierte Elektronen auf einen amorphen Radiator, werden zirkular polarisierte Photonen emittiert. Rechts: Helizitätstransfer nach Gl.5.2.

Für die Messung von Wirkungsquerschnitten und Polarisationsobservablen müssen sowohl die Energie als auch der Polarisationsgrad der die Photoreaktion auslösenden Photonen bekannt sein. Im Fall eines zirkular polarisierten Photonenstrahls kann der Polarisationsgrad aufgrund des bekannten Helizitätstrfers über eine Messung der Elektronenstrahlpolarisation bestimmt werden. Die Energie des Photons wird mit Hilfe der Photonenmarkierungsanlage gemessen (siehe Abschnitt 2.3).

Die Polarisation eines Elektronenstrahls kann über den polarisationsabhängigen Anteil des Wirkungsquerschnittes in elektromagnetischen Streuungen bestimmt werden. Je nach Streupartner unterscheidet man folgende Polarimetertypen:

- **Mott-Polarimeter:** Streuung polarisierter Elektronen an spinlosen Kernen.
- **Compton-Polarimeter:** Streuung transversal oder zirkular polarisierter Elektronen an zirkular polarisierten reellen Photonen.
- **Møller-Polarimeter:** Streuung polarisierter Elektronen an polarisierten Elektronen.

Von allen Polarimetertypen bietet nur das Møllerpolarimeter den großen Vorteil, die Elektronenstrahlpolarisation direkt am Radiatortarget des CB-Experimentes bestimmen zu können. Aufgrund der in der QED exakt beschriebenen Møllerstreuung ist eine Absolutmessung des Polarisationsgrades möglich. Zusätzlich ist mit dem Møllerpolarimeter die Möglichkeit gegeben, simultan zur Produktion von Bremsstrahlungsfotonen für die Photoproduktionsmessungen des CB-Experimentes die Polarisationsmessungen durchzuführen. Damit ist u.a. eine Überwachung des Polarisationsgrades während der gesamten Messzeit gewährleistet.

In den folgenden Abschnitten wird zuerst die formale Beschreibung der unpolarisierten und polarisierten Møllerstreuung diskutiert. Anschließend werden die Anforderungen und die Umsetzung sowie die Datenerfassung des Møllerpolarimeters am CB-Experiment vorgestellt. Im letzten Abschnitt des Kapitels wird die Analyse sowie die Ergebnisse der durchgeführten Messungen präsentiert.

5.1 Møllerstreuung

Die Møllerstreuung bezeichnet die elektromagnetische Wechselwirkung zweier Elektronen. In der polarisierten Elektron-Elektron-Streuung hängt der Wirkungsquerschnitt von der relativen Spinorientierung der beiden Stoßpartner ab: Aufgrund des Pauli-Prinzips muss die Gesamtwellenfunktion antisymmetrisch unter Teilchenaustausch sein. Ist die Spinwellenfunktion der beiden Elektronen symmetrisch, muss zur Erfüllung des Pauli-Prinzips die Ortswellenfunktion antisymmetrisch sein. Parallele Elektronenspins führen folglich zu einer kleineren Streurrate als die antiparallele Spinkonfiguration.

Ist der Polarisationsgrad des einen Streupartners bekannt, kann über eine gemessene Zählratenasymmetrie von parallelen zu antiparallelen Elektronenspins die Polarisation des anderen Streupartners bestimmt werden.

In den folgenden Abschnitten werden die beiden Bezugssysteme *Labor-* und *Schwerpunktssystem* verwendet. Die Größen im Schwerpunktssystem sind mit einem „-“ über den Variablen gekennzeichnet. Der Übersichtlichkeit halber werden die Targetelektronen zunächst als ruhend angenommen. Der nach L.G. Levchuk benannte Effekt aufgrund bewegter Targetelektronen wird in Abschnitt 5.4.3.1 diskutiert.

5.1.1 Kinematik der Møllerstreuung

Die Kinematik der Møllerstreuung lässt sich mit der schematischen Zeichnung des Prozesses in Abb. 5.2 erklären. Im Schwerpunktssystem ist definitionsgemäß der Gesamtimpuls Null. Beide Elektronen bewegen sich mit gleichem Impulsbetrag aufeinander zu und fliegen nach der Streuung in genau entgegengesetzter Richtung voneinander weg. Sei $\bar{\theta}_1$ der Winkel des ersten Elektrons bezüglich der Anfangsimpulsrichtung, so beträgt der Streuwinkel des zweiten Elektrons $\bar{\theta}_2 = 180^\circ - \bar{\theta}_1$.

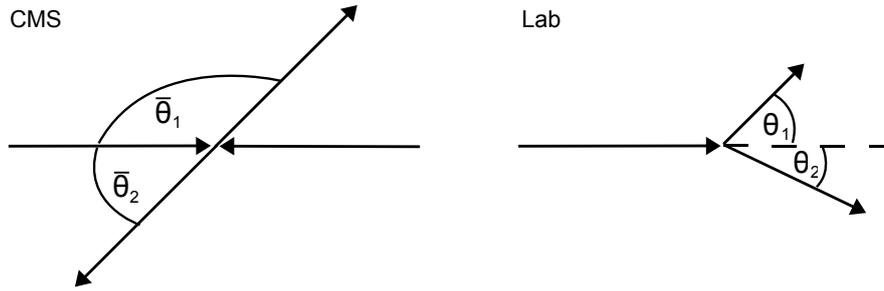


Abbildung 5.2: Asymmetrische Møllerstreuung im Schwerpunkts- und Laborsystem.

Im Laborsystem trifft das Strahlelektron mit einer Energie E_0 auf ein ruhendes Targetelektron mit der Ruhemasse m und beide gestreuten Elektronen verlassen das Target unter kleinen Vorwärtswinkeln θ_1 und θ_2 . Die Streuwinkel der Møllerelektronen im Labor- und Schwerpunktsystem stehen über einen, aus der Lorentztransformation stammenden, kinematischen Faktor miteinander in Beziehung

$$\tan\left(\frac{\bar{\theta}_{1,2}}{2}\right) = \sqrt{\frac{E_0 + m}{2m}} \cdot \tan(\theta_{1,2}). \quad (5.3)$$

Die Energien der gestreuten Elektronen E_1 und E_2 lassen sich in Abhängigkeit von den Schwerpunktsstreuwinkeln $\bar{\theta}_1$ und $\bar{\theta}_2$ angeben

$$E_{1,2} = (E_0 + m) \cdot \cos\left(\frac{\bar{\theta}_{1,2}}{2}\right)^2 + m. \quad (5.4)$$

Es gilt zusätzlich der Energiesatz

$$E_2 = E_0 + m - E_1. \quad (5.5)$$

Besitzen die gestreuten Elektronen unterschiedliche Energien bzw. Streuwinkel, so wird der Streuprozess *asymmetrische Møllerstreuung* genannt.

Wird dagegen die Gesamtenergie des einlaufenden Elektronenstrahls zu gleichen Anteilen auf die auslaufenden Møllerelektronen verteilt, spricht man von der *symmetrischen Møllerstreuung*. In diesem Fall gilt

$$\begin{aligned} E_1 &= E_2 = \frac{E_0 + m}{2}, \\ \theta_1 &= \theta_2, \\ \bar{\theta}_1 &= \bar{\theta}_2 = 90^\circ \end{aligned} \quad (5.6)$$

In Abb. 5.3 sind die Laborstreuwinkel der Møllerelektronen in Abhängigkeit von den an ELSA vorkommenden Elektronenstrahlenergien für die symmetrische Møllerstreuung aufgetragen.

5.1.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt der Møllerstreuung

Der Prozeß der Møllerstreuung kann ausgenommen den um Größenordnungen schwächeren und damit vernachlässigbaren Z^0 -Austausch in der Quantenelektrodynamik behandelt werden.

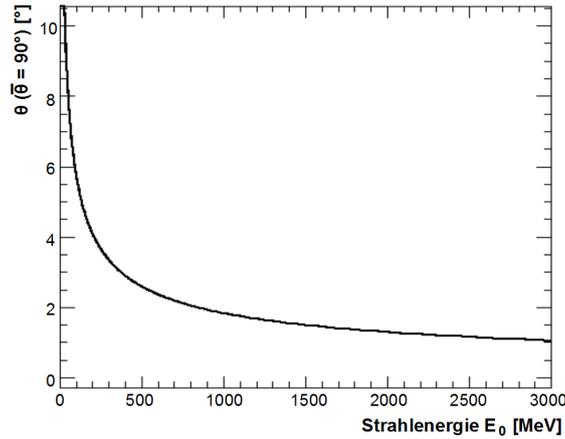


Abbildung 5.3: Für die symmetrische Streuung ($\bar{\theta} = 90^\circ$) sind die Laborstreuwinkel der gestreuten Møllerelektronen gegen die Energie des Elektronenstrahls aufgetragen.

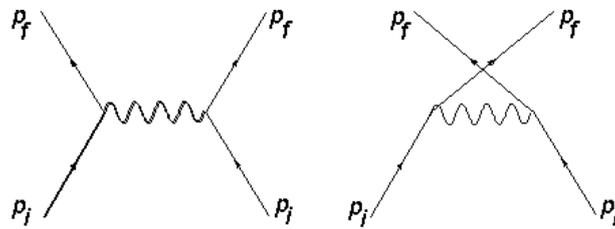


Abbildung 5.4: Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung für die Møllerstreuung.

Nach Auswertung der zum Møllerprozeß beitragenden Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung (Abb. 5.4) erhält man den differentiellen Wirkungsquerschnitt in seiner allgemeinsten Form [Ols59]

$$\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}}(\bar{\theta}) = \frac{d\sigma_0}{d\bar{\Omega}}(\bar{\theta}) \cdot \left\{ 1 + \sum_{i,j} a_{i,j} P_i^S P_j^T \right\} \quad \text{mit } i, j = x, y, z. \quad (5.7)$$

Hierbei sind

- $\frac{d\sigma_0}{d\bar{\Omega}}$: der unpolarisierte differentielle Wirkungsquerschnitt,
- P_i^S : die i-te Polarisationskomponente des Strahlelektrons,
- P_j^T : die j-te Polarisationskomponente des Targetelektrons und
- $a_{i,j}$: die Analysierstärkekoeffizienten.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt besteht aus einem von den Polarisationsvektoren der beteiligten Stoßpartner abhängigen und unabhängigen Anteil. Auf beide Faktoren wird im Folgenden separat eingegangen.

Streuung unpolarisierter Stoßpartner

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des unpolarisierten Møllerstreuprozesses ist nach [Wag90] gegeben durch

$$\frac{d\sigma_0}{d\bar{\Omega}} = Z \cdot \left[\frac{\alpha}{2m\gamma'(\gamma'^2 - 1) \sin^2\bar{\theta}} \right]^2 \cdot a_0, \quad (5.8)$$

mit α als Feinstrukturkonstante und Z als Kernladungszahl. Die Variable a_0 lässt sich schreiben als

$$a_0 = (2\gamma'^2 - 1)^2 (4 - 3\sin^2\bar{\theta}) + (\gamma'^2 - 1)^2 (4 + \sin^2\bar{\theta}) \sin^2\bar{\theta} \quad \text{mit}$$

$$\gamma' = \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2}} \quad \text{und}$$

$$\gamma = \frac{E_0}{m_0}.$$

Für hochrelativistische Elektronen mit $\gamma' \gg 1$ vereinfacht sich Gl. 5.8 zu

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_0}{d\Omega} &= \frac{Z\alpha^2}{4m^2} \frac{1}{\gamma'^6} \frac{1}{\sin^4\bar{\theta}} \cdot [8\gamma'^4 - 2\gamma'^4 \sin^2\bar{\theta} + \gamma'^4 \sin^4\bar{\theta}] \\ &= \frac{Z\alpha^2}{4\bar{E}^2} \frac{1}{\sin^4\bar{\theta}} \cdot (8 - 2\sin^2\bar{\theta} + \sin^4\bar{\theta}) \\ &\approx \frac{Z\alpha^2}{4\bar{E}^2} \frac{1}{\sin^4\bar{\theta}} \cdot (4 - \sin^2\bar{\theta})^2. \end{aligned} \quad (5.9)$$

Die Abhängigkeit des unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnittes von den Møllerstreuwinkeln im Schwerpunktsystem ist in Abb. 5.5 für verschiedene an ELSA vorkommende Strahlenergien aufgetragen¹. Aufgrund der Ununterscheidbarkeit beider Møllerelektronen im Endzustand ist der Wirkungsquerschnitt symmetrisch bezüglich der Vertauschung $\bar{\theta} \rightarrow 180^\circ - \bar{\theta}$.

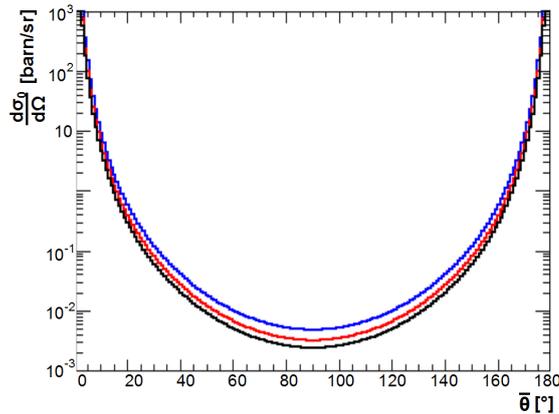


Abbildung 5.5: Unpolarisierter Anteil des differentiellen Wirkungsquerschnittes als Funktion des Streuwinkels $\bar{\theta}$ für die ELSA-Energien 1,6 GeV (blau), 2,4 GeV (rot) und 3,2 GeV (schwarz).

Streuung polarisierter Stoßpartner

Die polarisationsabhängige Komponente des differentiellen Wirkungsquerschnittes des Møllerstreuprozesses ist von der relativen Spinorientierung der Strahl- und Targetelektronen abhängig

$$\frac{d\sigma_{pol}}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \cdot \sum_{i,j} a_{ij} P_i^S P_j^T \quad i, j = x, y, z. \quad (5.10)$$

¹Unter Verwendung von $(\hbar c)^2 = 0,389 \text{ GeV}^2 \text{ mbarn}$.

Das Produkt aus Strahl- und Targetpolarisation $P_i^S P_j^T$ wird dabei durch die vom Streuwinkel $\bar{\theta}$ abhängigen Asymmetriekoeffizienten a_{ij} („Analysierstärke“) gewichtet. Wird als Bezugssystem das folgende streuebenenabhängige und, durch die Impulsvektoren des einfallenden Elektrons \vec{p}_i und eines gestreuten Elektrons \vec{p}_f definierte, rechtshändige Koordinatensystem (Streusystem) gewählt

$$\begin{aligned}\hat{e}_z &= \vec{p}_i \\ \hat{e}_y &= \frac{\vec{p}_i \times \vec{p}_f}{|\vec{p}_i \times \vec{p}_f|}, \\ \hat{e}_x &= \hat{e}_y \times \hat{e}_z,\end{aligned}\tag{5.11}$$

verbleiben aufgrund der Paritätserhaltung nur die diagonalen Koeffizienten a_{xx} , a_{yy} und a_{zz} sowie die zwei nicht-diagonalen Asymmetriekoeffizienten $a_{xz} = a_{zx}$ [Wag90]. Die restlichen nicht-diagonalen Koeffizienten werden Null

$$a_{xy} = a_{yx} = a_{yz} = a_{zy} = 0.\tag{5.12}$$

Der von den Polarisationsvektoren abhängige Wirkungsquerschnitt von Gl. 5.10 vereinfacht sich folglich zu

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} \cdot [a_{xx} P_x^S P_x^T + a_{yy} P_y^S P_y^T + a_{zz} P_z^S P_z^T + a_{xz} (P_x^S P_z^T + P_z^S P_x^T)].\tag{5.13}$$

Die einzelnen Asymmetriekoeffizienten sind gegeben durch [Wag90]

$$\begin{aligned}a_{xx} &= -\frac{1}{a_0} \sin^2 \bar{\theta} [(\gamma'^4 - 1) \sin^2 \bar{\theta} + (2\gamma'^2 - 1)], \\ a_{yy} &= \frac{1}{a_0} \sin^2 \bar{\theta} [(\gamma'^2 - 1)^2 \sin^2 \bar{\theta} - (4\gamma'^2 - 3)], \\ a_{zz} &= \frac{1}{a_0} \sin^2 \bar{\theta} [(\gamma'^4 - 1) \sin^2 \bar{\theta} - (2\gamma'^2 - 1)(4\gamma'^2 - 3)], \\ a_{xz} &= a_{zx} = -\frac{1}{a_0} \sin^2 \bar{\theta} \gamma' (\gamma'^2 - 1) \sin 2\bar{\theta},\end{aligned}\tag{5.14}$$

und werden für hochrelativistische Elektronen, wie sie an ELSA auftreten, energieunabhängig. Die verbleibende Abhängigkeit der Analysierstärke vom Schwerpunktsstreuwinkel $\bar{\theta}$ ist in Abb. 5.6 dargestellt. Für die symmetrische Streuung werden folgende Extremwerte der diagonalen Komponenten erreicht:

$$a_{xx} = -\frac{1}{9}, \quad a_{yy} = \frac{1}{9}, \quad \text{und} \quad a_{zz} = -\frac{7}{9}.$$

Die longitudinale Komponente des polarisierten Møllerstreuprozesses liefert somit eine um den Faktor 7 größere Zählrate im Vergleich zu den transversalen Komponenten.

Die nicht-diagonalen Asymmetriekoeffizienten sind gegenüber den diagonalen Koeffizienten um einen Faktor $\bar{\gamma}^{-1}$ untersetzt, so dass nicht-diagonale Beiträge des Streuprozesses vernachlässigt werden können (siehe Abb. 5.6 rechts).

Im Allgemeinen sind die im Wirkungsquerschnitt vorkommenden Strahl- und Targetpolarisation P^S und P^T nicht in dem streuebenen-abhängigen Koordinatensystem von Gl. 5.11 von Interesse, sondern vielmehr im ruhenden Laborsystem. Streu- und Laborsystem können durch eine Rotation um den Azimutwinkel ϕ ineinander überführt werden

$$\vec{P}^S = \begin{pmatrix} P_x'^S \cos \phi + P_y'^S \sin \phi \\ -P_x'^S \sin \phi + P_y'^S \cos \phi \\ P_z'^S \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{P}^T = \begin{pmatrix} P_x'^T \cos \phi + P_y'^T \sin \phi \\ -P_x'^T \sin \phi + P_y'^T \cos \phi \\ P_z'^T \end{pmatrix}.\tag{5.15}$$

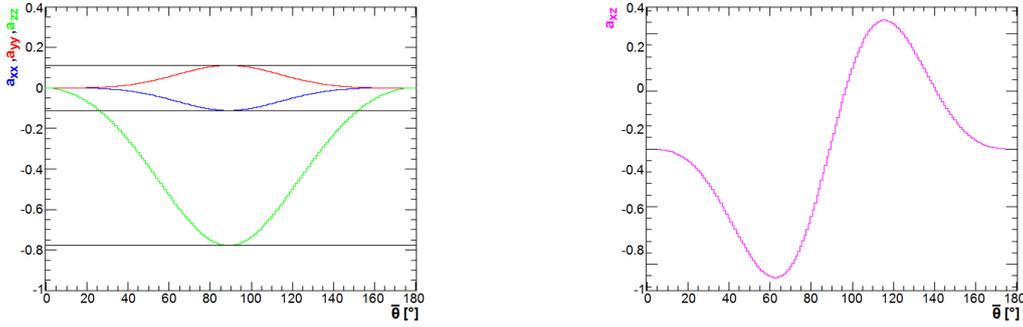


Abbildung 5.6: Die diagonalen Asymmetriekoeffizienten (links) und verbleibenden nicht-diagonalen Asymmetriekoeffizienten (rechts) sind in Abhängigkeit des Schwerpunktsstreuwinkels $\bar{\theta}$ für die Streuung hochrelativistischer Elektronen aufgetragen.

Observablen im Laborsystem werden in der weiteren Beschreibung durch ein „'“ gekennzeichnet.

Eingesetzt erhält man für den differentiellen Wirkungsquerschnitt folgende Abhängigkeiten von der im Laborsystem definierten Targetpolarisation \vec{P}'^T sowie der gesuchten Strahlpolarisation \vec{P}'^T

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} \cdot [& 1 + P'_x S \left(P'_x{}^T (a_{xx} \cos^2 \phi + a_{yy} \sin^2 \phi) + P'_y{}^T ((a_{xx} - a_{yy}) \cos \phi \sin \phi) \right) \\ & + P'_y S \left(P'_x{}^T ((a_{xx} - a_{yy}) \cos \phi \sin \phi) + P'_y{}^T (a_{xx} \sin^2 \phi + a_{yy} \cos^2 \phi) \right) \\ & + P'_z S \left(P'_z{}^T (a_{zz}) \right)]. \end{aligned} \quad (5.16)$$

Eine Folgerung von Gl. 5.16 ist, dass die longitudinale Strahlpolarisationskomponente nur an die longitudinale Polarisationskomponente des Targets koppelt. Die transversalen Polarisationskomponenten des Strahls koppeln dagegen an beide transversalen Targetpolarisationskomponenten. Die Stärke der jeweiligen Kopplung ist durch die Asymmetriekoeffizienten und damit durch den Akzeptanzbereich der Detektoren des Møllerpolarimeters bestimmt.

5.1.3 Prinzip der Møllermessung am CB-Experiment

Um die Elektronenstrahlpolarisation mit Hilfe eines Møllerpolarimeters zu messen, werden polarisierte Targetelektronen benötigt. Am CB-Experiment werden die Elektronenspins in einer Targetfolie über ein äußeres Magnetfeld in Folienebene ausgerichtet. Für eine möglichst hohe longitudinale Polarisationskomponente wird das Møllertarget mit einem spitzen Winkel α zur Strahlachse positioniert. Es treten folgende Targetpolarisationskomponenten auf

$$\vec{P}'^T = \left(P'_x{}^T, 0, P'_z{}^T \right) = \left(P'^T \sin \alpha, 0, P'^T \cos \alpha \right) \quad (5.17)$$

Bei bekannter Targetpolarisation \vec{P}'^T kann über die gemessene Zählratenasymmetrie von Streuungen mit parallelen und antiparallelen Strahl- und Targetelektronenspins

$$A = \frac{\dot{N}^{\uparrow\downarrow} - \dot{N}^{\uparrow\uparrow}}{\dot{N}^{\uparrow\downarrow} + \dot{N}^{\uparrow\uparrow}} \quad (5.18)$$

die Strahlpolarisation bestimmt werden. Aus Gl. 5.10 folgt

$$P_i^S = \frac{A}{\sum_{ij} a_{ij} P_j^T}. \quad (5.19)$$

Der polarisierte Elektronenstrahl von ELSA weist neben der gewünschten longitudinalen Polarisationskomponente auch transversale Polarisationskomponenten auf. In Abhängigkeit von der Strahlenergie liegen nach der externen Strahlführung die in Abschnitt 3.4 dargestellten Polarisationskomponenten des Elektronenstrahls am Radiatortarget vor.

$E_0 \leq 2,46 \text{ GeV}$:

Für Strahlenergien bis zu 2,46 GeV liegen die Spins der Elektronen in der horizontalen Ebene mit einem Winkel β zur Strahlachse. Am Møllertarget liegen damit eine longitudinale und horizontale Polarisationskomponente vor

$$\vec{P}'S = (P'_x, 0, P'_z) = (P'^S \sin\beta, 0, P'^S \cos\beta). \quad (5.20)$$

Nach Gl. 5.19 ergibt sich für die zu messende Zählratenasymmetrie A

$$\begin{aligned} A &= \sum_{ij} a_{ij} P_i^S P_j^T \quad \text{bzw.} \\ A &= a_{xx} \cdot P_x^S \cdot P_x^T + a_{zz} \cdot P_z^S \cdot P_z^T. \end{aligned} \quad (5.21)$$

Nach der Transformationsvorschrift von Gl. 5.15 aus dem Streusystem in das ruhende Laborsystem erhält man mit den Targetpolarisationskomponenten aus Gl. 5.17

$$A(\alpha) = (a_{xx} \cos^2\phi + a_{yy} \sin^2\phi) \cdot P_x^S \cdot P_x^T + a_{zz} \cdot P_z^S \cdot P_z^T. \quad (5.22)$$

Da nur die longitudinale Polarisationskomponente des Elektronenstrahls von Interesse ist, wird das Møllertarget einmal unter dem Winkel α und einmal unter dem Winkel $-\alpha$ zur Strahlachse positioniert. Durch die Mittelwertbildung beider gemessenen Zählratenasymmetrien fällt die horizontale Polarisationskomponente heraus

$$\frac{A(\alpha) + A(-\alpha)}{2} = a_{zz} \cdot P^S P^T \cos\alpha \cos\beta \quad (5.23)$$

und man erhält für die longitudinale Strahlpolarisation

$$P_z^S = P^S \cdot \cos\beta = \frac{A(\alpha) + A(-\alpha)}{2 \cdot a_{zz} P^T \cos\alpha}. \quad (5.24)$$

$E_0 > 2,46 \text{ GeV}$:

Für Elektronenenergien über 2,46 GeV werden die Elektronenspins in der externen Strahlführung nicht mehr vollständig in die horizontale Ebene gedreht, so dass ein Winkel δ von $\vec{P}'S$ zur horizontalen Ebene sowie ein Winkel β zwischen der in die horizontale Ebene projizierten Elektronenspinrichtung und der Strahlachse verbleibt (siehe Abb. 5.7). Es ergeben sich folgende Strahlpolarisationskomponenten am Møllertarget

$$\vec{P}'S = (P'^S \sin\beta \cos\delta, P'^S \sin\delta, P'^S \cos\beta \cos\delta)$$

Analog zu Gl. 5.21 ergibt sich für die Zählratenasymmetrie

$$A = a_{xx} P_x^T P_x^T + a_{yy} P_y^T P_y^T + a_{zz} P_z^T P_z^T \quad (5.25)$$

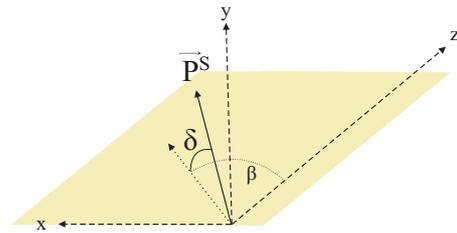


Abbildung 5.7: Polarisationskomponenten des Strahls bei Energien größer als 2,46 GeV.

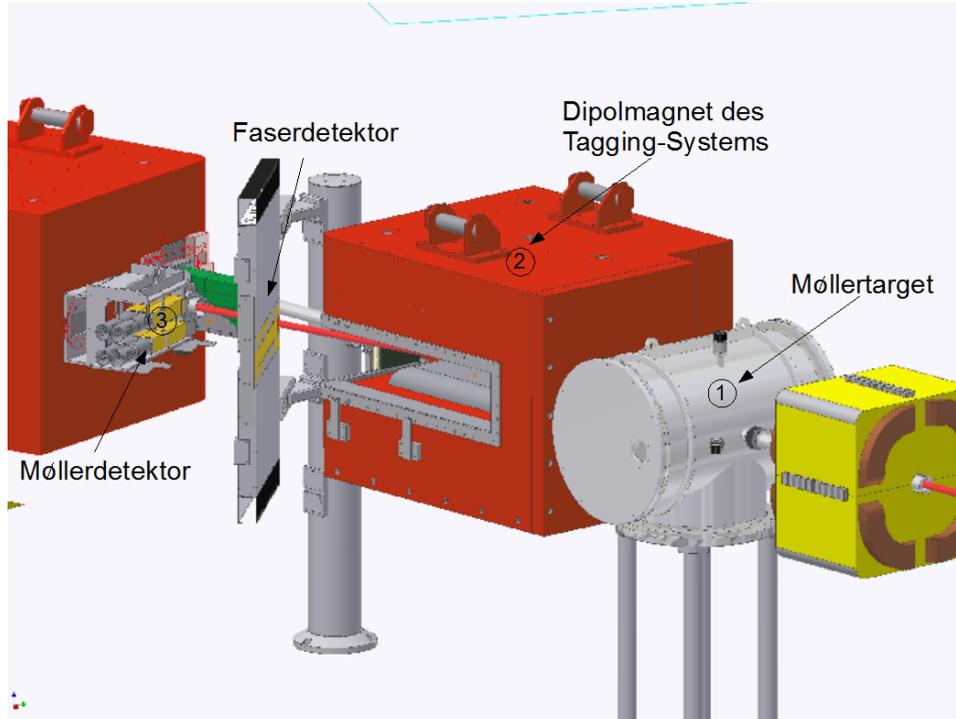


Abbildung 5.8: Schematische Zeichnung des am CB-Experiments aufgebauten Møllerpolarimeter.

sowie für die longitudinale Strahlpolarisation

$$P'_z{}^S = P'^S \cdot \cos\beta \cdot \cos\delta = \frac{A(\alpha) + A(-\alpha)}{2 \cdot a_{zz} P'^T \cos\alpha}. \quad (5.26)$$

Das CB-Møllerpolarimeter wurde so konzipiert, dass keine Targetpolarisationskomponente in y-Richtung auftritt. Nur in diesem Fall kann über die Mittelwertbildung von $A(\alpha)$ und $A(-\alpha)$ die gewünschte longitudinale Polarisationskomponente für alle an ELSA auftretenden Energien gemessen werden.

5.2 Aufbau und Datennahme des Møllerpolarimeters am CB-Experiment

Ziel des erstmals am CB-Experiment und im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Møllerpolarimeters ist die Bestimmung des absoluten Polarisationsgrades der zirkular polarisierten Photonen für alle an ELSA relevanten Strahlenergien. In Abb. 5.8 ist der schematische Aufbau des Møllerpolarimeters dargestellt. Die in einer magnetisierten Metallfolie gestreuten Møllerelektronen (①) verlassen die Radiatorkammer in Vorwärtsrichtung und werden in dem anschließenden Dipolmagneten des Tagging-Systems impulsselektierend abgelenkt (②) und mit einem geeigneten Detektorsystem koinzident nachgewiesen (③). Das Møllertarget dient dabei gleichzeitig als Produktionstarget von Bremsstrahlungsphotonen. Der geometrische Spielraum des Møllerpolarimeters wurde durch die umgebenden Komponenten des CB-Experiments, primär durch die bestehenden Dipolmagneten, eingeschränkt.

Um den systematischen Fehler aufgrund des Levchuk-Effekts zu minimieren (siehe Abschnitt 5.4.3.1) wurde anstelle einer Streuwinkelselektion eine impulsselektierende Nachweismethode für die Møllerelektronen gewählt. Die Messung der Zählratenasymmetrie basiert auf der helizitätsabhängigen Auslese der Zählermodule (siehe Abschnitt 5.3.3 und 5.4.3). Zur Überprüfung dieser Methode stehen die Energieinformationen des dem Møllerdetektor vorgelagerten Faserdetektors zur Verfügung (siehe Abschnitt 5.4.4).

In den folgenden Abschnitten wird zuerst genauer auf die einzelnen Polarimeterkomponenten Targetsystem, Spektrometernagnet, Detektorsystem eingegangen. In den abschließenden Kapiteln werden die Datenerfassung sowie die Ergebnisse des Polarimeters vorgestellt.

5.2.1 Targetsystem

Zur Bereitstellung von polarisierten Elektronen werden dünne ferromagnetische Folien verwendet, die durch ein äußeres Magnetfeld in der Folienebene magnetisiert werden. Für eine möglichst große longitudinale Polarisationskomponente wird die Folie mit einem spitzen Winkel $\alpha = 20^\circ$ zum Elektronenstrahl positioniert. Als Folienmaterial wurde aufgrund der hohen Sättigungsmagnetisierung eine Legierung aus 49 % Eisen, 49 % Cobalt und 2 % Vanadium gewählt, die unter dem Namen Vacoflux 50 von der Firma Vacuumschmelze (Hanau) vertrieben wird. Die erreichbaren Polarisationsgrade hängen von der Foliengeometrie, sowie von der mechanischen Beanspruchung ab. Nach einer *magnetischen Schlussglühung* [VGCK] weisen die Vacofluxfolien mit einem Aspektverhältnis² von 10 eine Sättigungsmagnetisierung von ca. 8 % auf. Aus früheren Experimenten standen heute nicht mehr lieferbare Folien mit einer Dicke von $d = 20 \mu\text{m}$ (aus dem Jahr 1979) sowie neue Folien mit einer Dicke von $d = 50 \mu\text{m}$ zur Verfügung.

Aufgrund der gleichzeitigen Verwendung als Møller- und Bremsstrahlungstarget sollte die Foliendicke (in Einheiten der Strahlungslänge) in etwa der Dicke der verwendeten Kupferradiatoren bzw. des Diamanten entsprechen. Da das Møllertarget einen Winkel von 20° zur Strahlachse aufweist, besitzen die Targetfolien eine effektive Dicke von $d_{eff} = d/\sin 20^\circ$. In Tab. 5.1 werden die effektiven Dicken der beiden zur Verfügung stehenden Vacofluxfolien mit den Standardradiatoren des CB-Experiments verglichen. Für die aktuellen Meßperioden wurde eine $20 \mu\text{m}$ dicke Folie gewählt.

Radiator	Strahlungslänge (SL)	Effektive Dicke in SL
Kupfer ($50 \mu\text{m}$)	$X_0 = 1,43 \text{ cm}$	$3,5 \cdot 10^{-3} X_0$
Diamant ($500 \mu\text{m}$)	$X_0 = 12,15 \text{ cm}$	$4,12 \cdot 10^{-3} X_0$
Vacoflux ($50 \mu\text{m}$)	$X_0 = 1,62 \text{ cm}$	$9,02 \cdot 10^{-3} X_0$
Vacoflux ($20 \mu\text{m}$)	$X_0 = 1,62 \text{ cm}$	$3,61 \cdot 10^{-3} X_0$

Tabelle 5.1: Vergleich der Bremsstrahlradiatoren in Einheiten der Strahlungslänge.

Aufbau

Um flexibel zwischen den Kupferradiatoren, dem Diamanten und der Møllerfolie wechseln zu können, wurde das Møllertarget zusammen mit dem Goniometer in einer gemeinsamen Vakuumkammer angeordnet (Abb. 5.9, links). Die Vacofluxfolie ist in einen Folienhalter eingespannt (siehe Abb. 5.9, rechts) und kann durch eine einseitige Schraubvorrichtung mit leichtem Zug gespannt werden. Das Magnetfeld des Møllertargets wird mit Hilfe eines, aus 800 Wicklungen eines Kupferlackdrahtes ($\varnothing = 1.7 \text{ mm}$) bestehenden, Solenoiden realisiert. Der anschließende Spektrometernagnet befindet sich mit 50 cm in genügend großem Abstand, so dass kein störendes Streufeld auf die Møllerfolie wirkt.

Für alle mechanisch gefertigten Teile wurde als Material Aluminium 6061 verwendet. Das Møllertarget ist innerhalb der Vakuumkammer auf einem Rotationstisch der Firma Newport angeordnet, so dass ein frei wählbarer Winkel zur Elektronenstrahlachse eingestellt werden kann.

Die für die Targetpolarisationsmessung notwendige Induktionsspule wurde aus Polyoxymethylen (POM) und Epoxydplatten gefertigt und besteht aus 1000 Windungen Kupferlackdraht mit einem Durchmesser

²Länge/Breite

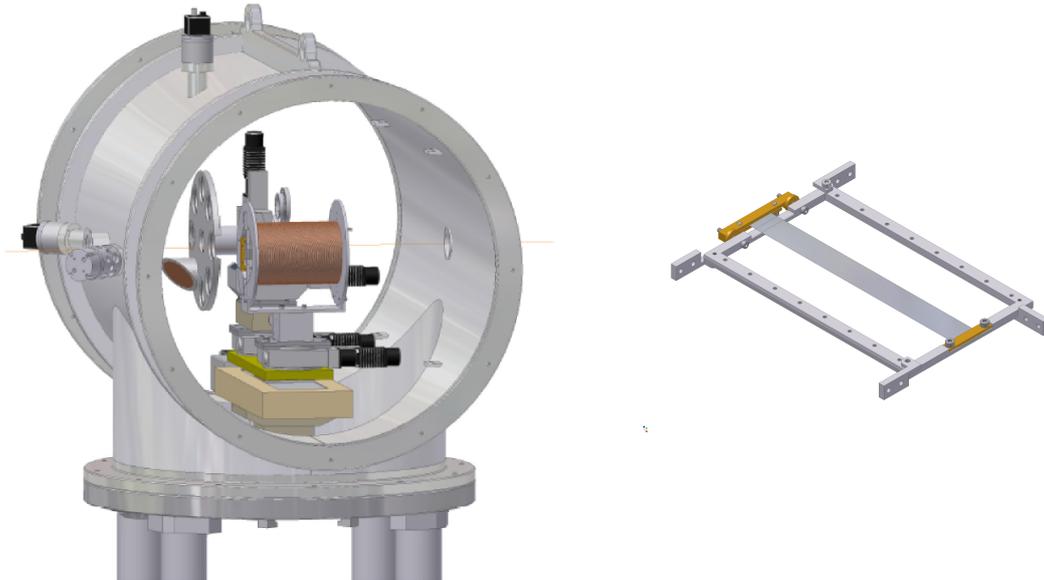


Abbildung 5.9: Links: Møllertarget und Goniometer innerhalb der Vakuummkammer. Rechts: Halterung der Møllertargetfolie: Durch den variablen Aufbau können Folien verschiedener Länge verwendet werden. Die Laschen dienen zur Halterung an dem Solenoidmagneten.

von 0,5 mm.

Prinzip und Ergebnisse der Targetpolarisationsmessung

Die Elektronenspins der Targetfolie richten sich entlang der Vorzugsrichtung des äußeren Magnetfeldes aus. Die Targetpolarisation P^T ist gegeben als das Verhältnis der allein durch Spinausrichtung hervorgerufenen Magnetisierung M_S zur Gesamtmagnetisierung $N_e \cdot \mu_B$ des Targets

$$P^T = \frac{M_S}{N_e \cdot \mu_B} \quad (5.27)$$

wobei N_e die Anzahl der Elektronen pro Volumeneinheit und μ_B das Bohrsches Magneton ist. In die über eine Messung zugängliche Gesamtmagnetisierung geht zusätzlich noch die durch die Bahndrehimpulse der Elektronen hervorgerufene Magnetisierung ein

$$M = M_S + M_B. \quad (5.28)$$

Mit Hilfe des gyromagnetischen Faktors g' lässt sich der durch die Spins hervorgerufene Anteil von der Gesamtmagnetisierung extrahieren. Der g' -Faktor ist dabei über das Verhältnis von Gesamtmagnetisierung M zu Gesamtdrehimpuls $L = L_S + L_B$ definiert

$$g' = \frac{M_S + M_B}{L_S + L_B}. \quad (5.29)$$

Für ferromagnetische Materialien liegt der g' -Wert zwischen 1,83 und 1,99. Die Drehimpulse lassen sich durch Spin- und Bahnmagnetisierung ausdrücken als

$$\begin{aligned} L_S &= \frac{1}{2} M_S, \\ L_B &= M_B, \end{aligned} \quad (5.30)$$

die wiederum als Funktion der Gesamtmagnetisierung geschrieben werden können

$$\begin{aligned} M_S &= 2 \cdot \frac{g' - 1}{g'} \cdot M \\ M_B &= \frac{2 - g'}{g'} \cdot M. \end{aligned} \tag{5.31}$$

Für die Targetpolarisation ergibt sich nach Gl. 5.27

$$P^T = 2 \cdot \frac{g' - 1}{g'} \frac{M}{N_e \mu_B}. \tag{5.32}$$

Die Messung der Folienmagnetisierung und die Bestimmung der Targetpolarisation wird in [Ebe06] ausführlich beschrieben, so dass hier nur kurz auf die Ergebnisse eingegangen wird.

Für die Messung der Targetpolarisation wurde ein zweites, zu dem im CB-Experiment befindlichen identisches, Møllertarget verwendet. Das Magnetfeld des Solenoiden wurde mit Hilfe einer Hallsonde entlang der Spulenachse bei einem Spulenstrom von $I = 1,5 \text{ A}$ aufgenommen und ist in Abb. 5.10 links dargestellt. In der Spulenmitte zeigt es das erwartete Magnetfeld von 80 Gauß. Bei diesen Magnetfeldstärken zeigt sich eine Sättigung der Folienmagnetisierung, so dass auch bei eventuellen kleinen Stromschwankungen eine konstanten Targetpolarisation gewährleistet ist.

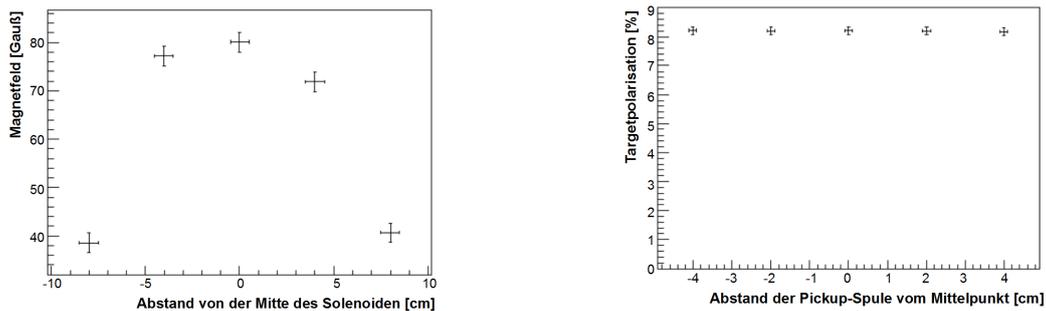


Abbildung 5.10: Links: Die Magnetfeldmessung des Solenoiden entlang der Spulenachse. Rechts: Polarisationsmessungen entlang der Folienachse. Die Fehlerbalken entsprechen dem maximalen Fehler.

Der limitierende systematische relative Fehler von 0,7 % in der Bestimmung der Targetpolarisation ist auf die Ungenauigkeit der g' -Faktors für die Vacoflux-Legierung zurückzuführen. Insgesamt ergeben sich für die Targetpolarisation ein

- maximaler Gesamtfehler von 1,53 % und ein
- wahrscheinlicher (quadratisch gemittelter) Gesamtfehler von 0,83 %.

Die vermessenen $20 \mu\text{m}$ -Folien erreichten einen durchschnittlichen Polarisationswert von 8,163 %, die $50 \mu\text{m}$ -Folien einen durchschnittlichen Polarisationswert von 8,204 %. Der Unterschied wird in [Ebe06] auf das Alter der $20 \mu\text{m}$ -Folien zurückgeführt. Als Beispiel sind die an verschiedenen Positionen gemessenen Polarisationswerte entlang einer $20 \mu\text{m}$ -Folie in Abb. 5.10 rechts dargestellt. Die aktuell im CB-Experiment verwendete Folie weist eine Targetpolarisation von 8,169 % auf.

5.2.2 Magnetooptisches System

Das Møllerpolarimeter wurde in das Tagging-Spektrometer integrierend aufgebaut, so dass die gestreuten Møllerelektronen im Feld des Dipolmagneten impulsselektierend auf die Detektorebene abgelenkt werden. Der verwendete Dipolmagnet der Firma Brown-Boveri vom Typ MC weist eine Gesamtlänge von 1422 mm, eine Breite von 855 mm bzw. 1215 mm sowie eine Höhe von 1000 mm auf (siehe Abb. 5.11). Der Polschuhabstand von 100 mm ist maßgeblich für den noch detektierbaren Azimutwinkelbereich des Polarimeters.

Ungestreute Elektronen durchlaufen den Dipolmagneten mit einem Ablenkwinkel von 9° zur Strahlachse und werden mit Hilfe eines zweiten Dipolmagneten vorbei an den CB-Detektoren in einen Strahlvernichter gelenkt. Gestreute Elektronen dagegen verlassen den Dipolmagneten durch ein $125 \mu\text{m}$ dickes Kaptonfenster.

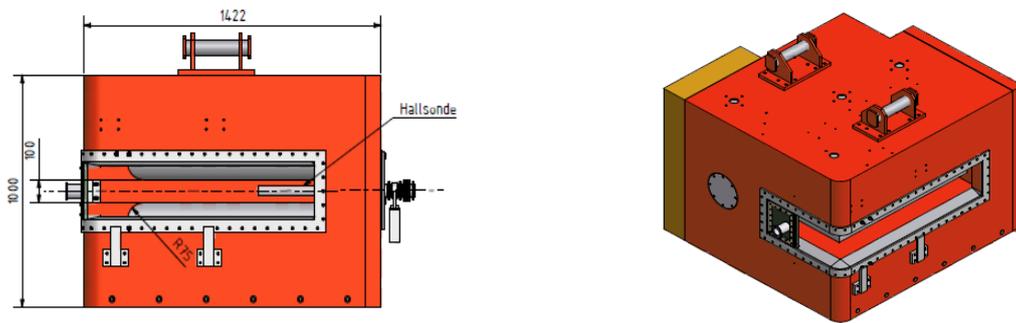


Abbildung 5.11: Schematische Zeichnungen des verwendeten Dipolmagneten der Firma Brown-Boveri.

Mit einem, dem Møllerdetektor vorgelagerten ortssensitiven Faserdetektor (siehe Abb. 5.8) lassen sich die Energien der gestreuten Elektronen bestimmen. Eine Magnetfeldeichung liefert den Zusammenhang zwischen Fasernummer f_{nr} und Energie E in MeV [FP09]

$$E = \frac{E_0}{3176} \cdot (2651,61 + f_{nr} \cdot (-1,57935 + f_{nr} \cdot (0,00247967 + f_{nr} \cdot (-0,0000460888 + f_{nr} \cdot (0,000000139496 - f_{nr} \cdot 0,00000000171282)))))) \quad (5.33)$$

In Abb. 5.12 ist die Energie (links) mit der jeweiligen Energieauflösung (rechts) gegen die Fasernummer für eine Nominalenergie von 2350 MeV aufgetragen. Der Møllerdetektor deckt den mit Linien angedeuteten Bereich ab. Mit Hilfe der Energieinformation des Faserdetektors lassen sich Møllerelektronen in der Datenanalyse eindeutig zuordnen (siehe Abschnitt 5.4.3).

5.2.3 Detektorsystem

Das Detektorsystem des Møllerpolarimeters weist eine hohe Sensitivität für Møllerstreueereignisse und gleichzeitig eine Unterdrückung von Untergrundeignissen auf. Zufällige Elektronen aus Untergrundprozessen sind vorwiegend in der Mittelebene des Dipolmagneten zu erwarten. Für den horizontalen Treffpunkt auf der Detektorebene ist die von der Energie der Teilchen bestimmte Ablenkung im Magnetfeld maßgeblich. Der vertikale Auftreffpunkt ist dagegen nur durch den Anfangsstreuwinkel der Elektronen bestimmt, so dass ausserhalb der Mittelebene zwar Møllerelektronen, aber fast keine Elektronen aus

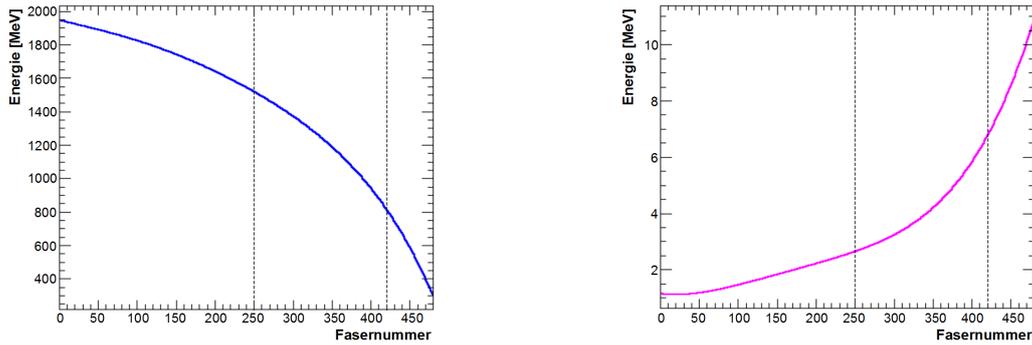


Abbildung 5.12: Links: Für eine Nominalenergie von 2350 MeV ist die durch das Polynom aus Gl. 5.33 gegebene Zuordnung von Energie und Fasernummer aufgetragen. Rechts: Dargestellt ist die, durch die Fasergröße bestimmte Energieauflösung. Die gestrichelten Linien deuten jeweils den durch den Møllerdetektor abgedeckten Faserbereich ab.

z.B. Bremsstrahlungsprozessen anzutreffen sind. Der relativ große Abstand der Polschuhe des Dipolmagneten von 10 cm erlaubt eine Positionierung der Møllerdetektoreinheiten ausserhalb der Mittelebene, so dass bevorzugt vertikal gestreute Møllerelektronen selektiert werden können. Die zusätzliche Forderung nach einem koinzidenten Nachweis in der *oberen* und *unteren* Detektoreinheit optimiert das Signal-zu-Untergrund Verhältnis.

Aufgrund der guten Untergrundunterdrückung der gewählten Detektoranordnung ist eine Segmentierung des Møllerdetektors nicht notwendig. Für eine zusätzliche Überprüfung und Identifikation von Møllerelektronen kann die Energieinformation des vorgelagerten Faserdetektors genutzt werden.

Detektoreinheit

In ersten Testmessungen mit einem unpolarisierten Elektronenstrahl wurden die Signale und koinzidenten Ereignisse von aus Plastikszintillator und Bleiglas bestehenden Detektoren miteinander verglichen. Die Szintillationsdetektoren wiesen im Vergleich zu Bleiglas einen hohen Untergrund auf und waren empfindlich gegenüber Veränderungen der Primärstrahleinstellung. Aufgrund des besseren Signal-zu-Untergrund Verhältnisses wurden als Detektoreinheiten die aus früheren Experimenten stammenden Bleiglasblöcke³ der Größe $(64 \times 64 \times 300) \text{ mm}^3$ gewählt.

Trifft ein Elektron auf einen Bleiglasdetektor, erzeugt es in einem Schauerprozeß Elektron-Positron Paare. Bewegen sich die geladenen Teilchen mit einer Geschwindigkeit v größer als die Lichtgeschwindigkeit c/n in dem Material⁴, werden Cherenkov-Photonen emittiert. An der Längsseite des Bleiglasblockes befindet sich ein Sekundärelektronenvervielfacher („Photomultiplier“)⁵ zum Nachweis dieser Photonen. Eine μ -Metallfolie und Weicheisenummantelung schirmt den Photomultiplier gegen magnetische Felder ab.

Design-Studien

Zur Bestimmung von Position und Orientierung der Detektoreinheiten wurde eine Simulation mit dem Programmpaket Geant4 durchgeführt. Für die Simulationsumgebung wurden folgende geometrische Einheiten verwendet

- 20 μm dickes Møllertarget

³SF5-Bleiglas der Firma JENAer GLASWERK SCHOTT & GEN.

⁴ $n_{SF5} = 1,67$

⁵Typ 9813 B der Firma „electronubes“

- Dipolmagnet des Tagging-Systems
- Magnetfeld (interpolierte Feldkarte)
- Møllerdetektor

Die simulierten Møllerereignisse werden durch einen Elektronenstrahl der Energie E_0 , der auf ein ruhendes Elektronentarget trifft, mit zwei Elektronen im Endzustand generiert. Die Strahlbreite wird durch eine Gaußfunktion approximiert. Der Azimutwinkel ϕ_1 des ersten Elektrons wird gleichverteilt aus $[0^\circ, 360^\circ]$ erzeugt, ϕ_2 genügt der Bedingung $|\phi_1 - \phi_2| = 180^\circ$. Energie und Polarwinkel werden gemäß Gl. 5.4 und Gl. 5.3 nach Würfeln des Streuwinkels $\bar{\theta}_1$ berechnet.

Die vertikale Detektorebene (x-y-Ebene) des Møllerpolarimeters befindet sich in einem möglichst großen Abstand zum Møllertarget, so dass eine gute Separation zwischen Møller- und Bremsstrahlungselektronen gewährleistet ist. Der zweite Dipolmagnet limitiert diesen Abstand auf 2,96 m. Für ein senkrechtetes Auftreffen der Elektronen wird die Detektorebene um $-21,6^\circ$ bezüglich der x-Achse gedreht.

In Abb.5.13 sind die mit $E_0 = 2350 \text{ MeV}$ unter verschiedenen $\bar{\theta}$ -Winkeln gestreuten Møllerelektronen dargestellt:

- Obere Reihe: Symmetrisch gestreute Møllerelektronen mit $\bar{\theta}_1 = \bar{\theta}_2 = 90^\circ$ besitzen dieselbe Energie $E_1 = E_2 = (E_0 + m)/2$ und liegen folglich auf demselben Møllerkegel.
- Mittlere Reihe: Die mit $\bar{\theta} = 80^\circ$ gestreuten Elektronen bilden einen kleineren Møllerkegel. Zu jedem Elektron auf diesem Kegel existiert ein aus dem Streuprozess korreliertes zweites Elektron auf dem größeren Kegel mit $\bar{\theta} = 100^\circ$. Nach Gl. 5.4 besitzen die Teilchen des größeren Kegels eine geringere Energie als die des kleineren und werden so im Magnetfeld stärker abgelenkt.
- Untere Reihe: Wird der gesamte Streuwinkelbereich von $\bar{\theta} \in [70^\circ, 110^\circ]$ zugelassen, überlagern sich unendlich viele Streukegel. Die Energien und Öffnungswinkel der Møllerelektronen gehen stetig ineinander über.

Deutlich in dem unteren Bild zeigen sich Regionen erhöhter Intensität an den oberen und unteren Rändern der Ortsverteilung. Durch die gleichverteilt gewürfelten Azimutwinkel in der Simulation ergeben sich in der Projektion mehr Ereignisse in dem oberen und unteren Bereich des Kegels. Zusätzlich überlagern sich aufgrund des nicht-linearen Zusammenhangs von Ort und Energie des Dipolmagneten die *Elektronenkreise* bei hoher Elektronenenergie stärker als bei niedrigen Elektronenenergien.

Weiterhin zeigt sich in dem mittleren und unteren Bild die Limitierung durch den Polschuhabstand des Magneten in Form von *abgeschnittenen* Kegeln. Detektoren oberhalb dieser Grenze zu plazieren würde keine zusätzliche Zählrate von gewünschten Møllerereignissen erzielen. Den Bleiglasdetektoren bleibt damit ein Abstand von 17,5 mm zur Mittelebene.

Aus Platzgründen können die einzelnen Detektoreinheiten bestehend aus jeweils Bleiglas und Photomultiplier nur quer zur Flugrichtung der Elektronen angeordnet werden. Die Asymmetriekoeffizienten der polarisierten Møllerstreuung weisen ein Maximum für symmetrisch gestreute Elektronen auf. Für eine möglichst hohe Zählrate werden die Bleiglasdetektoren symmetrisch um die mit $\bar{\theta} = 90^\circ$ gestreuten Elektronen angeordnet und decken somit einen Streuwinkelbereich von $[73^\circ, 107^\circ]$ ab. Für eine Primärstrahlenergie von $E_0 = 2350 \text{ MeV}$ treffen Møllerelektronen mit Energien von $E \in [818, 1521] \text{ MeV}$ auf den Detektor.

Die Eindringtiefe des elektromagnetischen Schauers in die quer zur Flugrichtung liegenden Bleiglasdetektoren ist von der Energie des, den Schauer auslösenden Teilchens abhängig. Um die jeweilige Zählrate zu

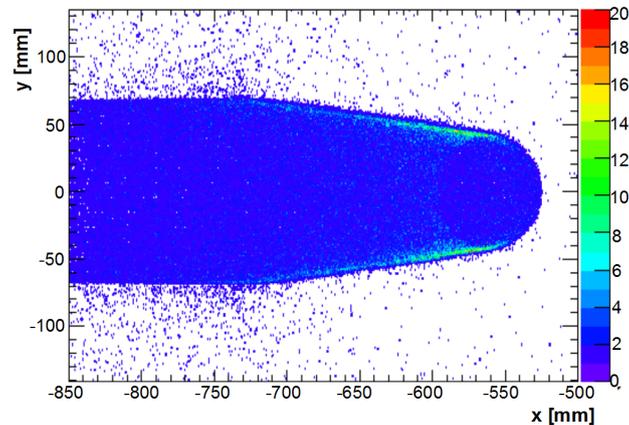
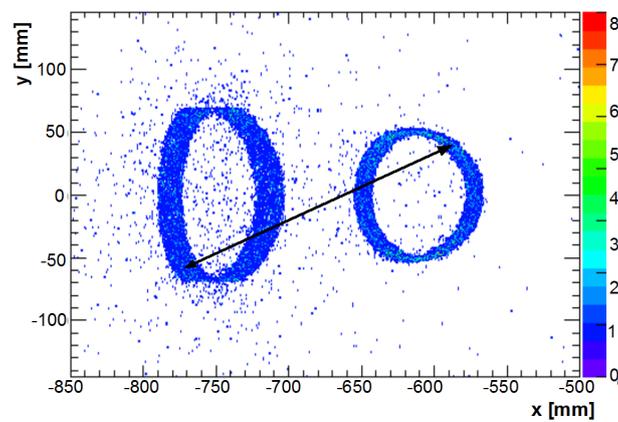
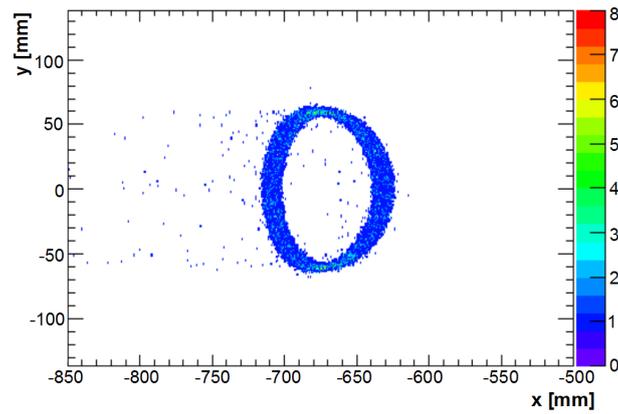


Abbildung 5.13: Die simulierte Ortsverteilung der mit einer Einstrahlenergie von $E_0 = 2350 \text{ MeV}$ gestreuten Möllerelektronen. In der oberen Reihe sind die unter einem Streuwinkel $\bar{\theta} \in [89^\circ, 91^\circ]$ generierten Elektronen zu sehen. Beide Elektronen besitzen praktisch dieselbe Energie und werden so vom Magnetfeld auf denselben Kegel abgelenkt. In der mittleren Reihe sind Möllerelektronen mit einem Streuwinkel von $\bar{\theta} \in [79^\circ, 81^\circ]$ und $\bar{\theta} \in [99^\circ, 101^\circ]$ dargestellt. Mit einem Pfeil ist als Beispiel ein zusammengehörendes Möllerelektronenpaar angedeutet. Die untere Reihe zeigt den gesamten Streuwinkelbereich von $\bar{\theta} \in [70^\circ, 110^\circ]$. Die Polschuhe des Dipolmagneten schneiden in die mit niedrigen Energien gestreuten Elektronenkegel.

erhöhen, wurde eine 1 cm dicke Bleiwand vor jeweils zwei Bleigläsern angeordnet. In Abb. 5.14 ist das entlang der Flugrichtung zu erwartende Schauervermaximum in Abhängigkeit von der Elektronenenergie dargestellt. Für die durch die Akzeptanz des Møllerdetektors gegebene minimale und maximale Elektronenenergie ergibt sich ein Schauervermaximum nach

$$\begin{aligned} \bar{\theta}_1 = 73^\circ &\Rightarrow E_1 = 1521 \text{ MeV} \Rightarrow t_{peak} = 4,5 \hat{=} 10,5 \text{ cm} \\ \bar{\theta}_2 = 107^\circ &\Rightarrow E_2 = 818 \text{ MeV} \Rightarrow t_{peak} = 3,6 \hat{=} 8,7 \text{ cm}. \end{aligned} \quad (5.34)$$

Damit sind für den am CB-Experiment interessanten Energiebereich die Detektordimensionen des Møllerpolarimeters ausreichend.

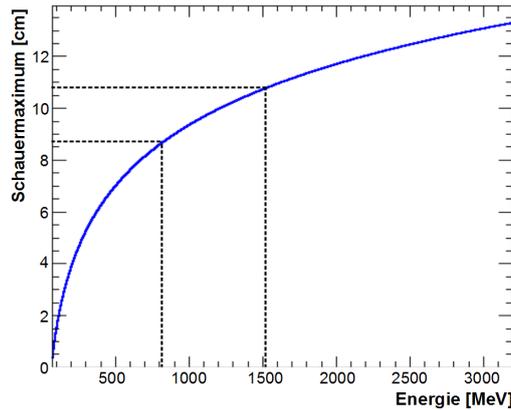


Abbildung 5.14: Die Schauertiefe (maximale Zahl von Teilchen) ist gegenüber der Energie des auftreffenden Elektrons für die Detektoranordnung bestehend aus 1 cm Blei und zwei quer liegenden Bleigläsern aufgetragen. Mit Linien angedeutet ist die maximale bzw. minimale Energie eines Elektrons, das im Detektor bei einer Primärenergie von $E_0 = 2350 \text{ MeV}$ durch die geometrische Akzeptanz noch nachgewiesen werden kann.

5.3 Datenerfassung

Die Strahlpolarisation wird mit Hilfe von helizitätsabhängigen Zählraten gemessen. Für jede Helizitätsrichtung steht ein 100 MHz Zähler zur Verfügung, der neben den spinabhängigen Møllerstreuprozessen auch helizitätsabhängige Untergrundereignisse und Intensitätsschwankungen mißt. Parallel zu den Datentriggern der Photoproduktionsexperimenten kann somit die Strahlpolarisation bestimmt werden.

Zusätzlich werden in der elektronischen Datenerfassung die Zeit- und Ladungsinformationen der auftreffenden Teilchen aufgenommen. Dazu werden die analogen Signale der Detektormodule („DMs“) über passive Strahlteiler in einen analogen und digitalen Zweig aufgeteilt.

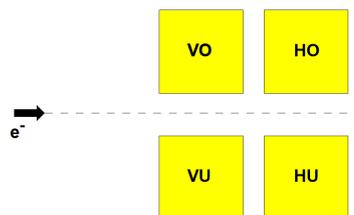


Abbildung 5.15: Bezeichnungen der einzelnen Detektormodule: vorne oben („VO“), vorne unten („VU“), hinten oben („HO“) und hinten unten („HU“).

Die Signatur eines Møllerereignisses („Trigger“) wird durch einen praktisch zeitgleichen Nachweis eines Teilchens in einem oberen und einem unteren Detektormodul (Abb. 5.15) festgelegt. In Abb. 5.16 ist die

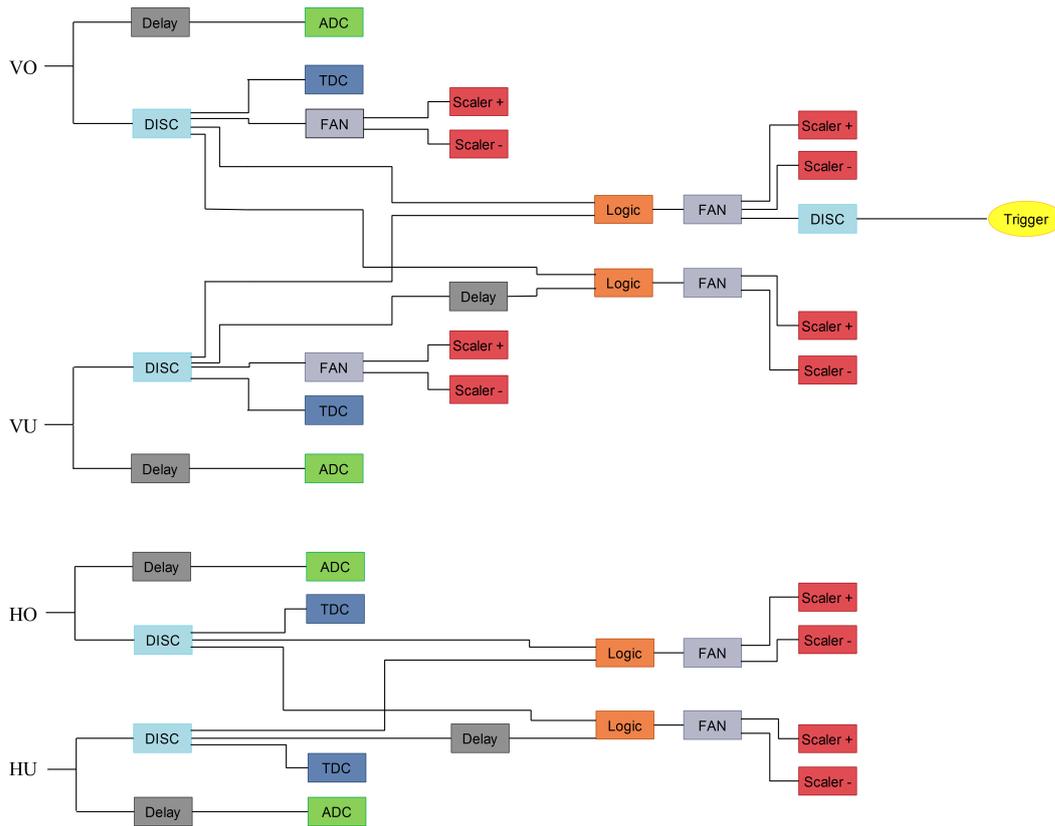


Abbildung 5.16: Schaltbild der Møllerelektronik zur Überwachung der Zeit- und Ladungsinformation.

Verschaltung schematisch dargestellt.

In den folgenden Abschnitten werden die analogen und digitalen Signalketten sowie die Bildung der Zählratenasymmetrie genauer vorgestellt.

5.3.1 Analoge Signalkette

Der erste Ausgang der Signalteiler wird zur Messung der deponierten Ladung verzögert auf einen integrierenden Analog-Digital-Wandler (ADC) gegeben. Seit November 2008 werden LeCroy Module der Baureihe „4300B 16 Input Fast Encoding and Readout ADCs“ (FERAs) eingesetzt. Der zugehörige „4301 Fast Encoding and Readout Driver“ wandelt ein, von dem Møllertrigger kommendes NIM- in ein ECL-Signal um und verteilt es als *Gate*⁶ auf die ADC-Module. Bei Erfüllung der Triggerbedingung werden die ADC-Kanäle direkt über den CAMAC-Bus ausgelesen und in eine Datendatei geschrieben.

Die Ladungsinformationen der Teilchen werden zum Einstellen der Diskriminatorschwelle benötigt⁷. Ein typisches Pulshöhenspektrum ist in Abb. 5.17 mit und ohne die Bedingung auf die zugehörige Diskriminatorschwelle dargestellt.

⁶Zeitfenster, in der über die Ladung integriert wird

⁷Der Einfluß der unterschiedlichen Schwellen auf die gemessene Zählratenasymmetrie wird in Abschnitt 4.4.2.2 diskutiert.

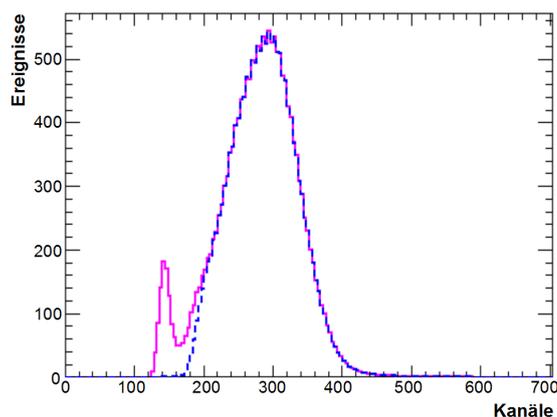


Abbildung 5.17: Ein typisches Pulshöhenspektrum mit (gestrichelte blaue Linie) und ohne (durchgezogene rote Linie) Bedingung auf die dazugehörige Diskriminatorschwelle.

5.3.2 Digitale Signalkette

Der zweite Ausgang der Signalteiler wird auf einen „Leading Edge Discriminator Model 4608C“ der Firma LeCroy gegeben. Ist das Eingangssignal größer als ein gewählter Schwellenwert, wird ein logischer NIM-Puls erzeugt und zur Zeitmessung auf ein CATCH⁸-Modul gegeben wird. Das auf FPGAs⁹ basierende Catch-System wurde von der Universität Freiburg für das COMPASS Experiment entwickelt und dient zur Auslese der Frontend-Elektronik. Die 9U großen VME-Platinen können mit bis zu 4 Tochterplatinen („Mezzanine“-Karten) bestückt werden. Die für die Zeitmessung verwendete Karte ist mit 4 F1-TDC Chips versehen, die im *Trigger Matching Mode* betrieben werden [Aca01].

Werden die F1-TDCs im Einfach-Auflösungs-Modus betrieben, stehen pro Chip 8 Kanäle mit jeweils 100 ps Zeitauflösung zur Verfügung. Für das Møllerpolarimeter wurden jeweils zwei Kanäle kombiniert, so dass der doppelte Speicherplatz und damit die doppelte Zeitauflösung zur Verfügung steht. Insgesamt wurde für ein Triggerereignis ein Zeitbereich von 1 μ s ausgelesen.

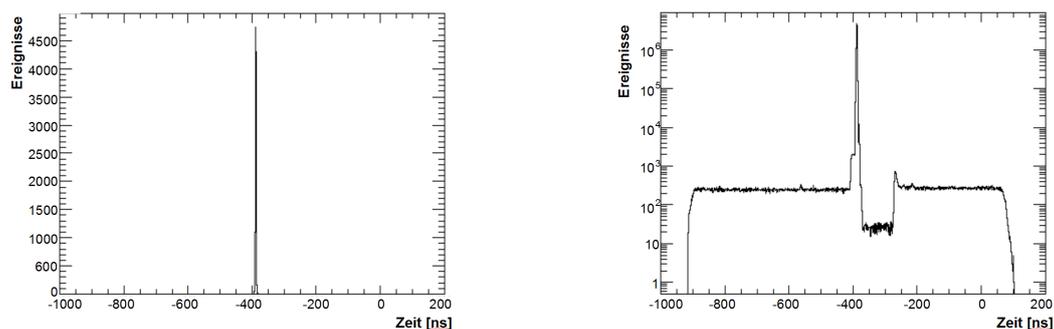


Abbildung 5.18: Links: Ein mit Møllertrigger aufgenommenes typisches Multihit-TDC Spektrum eines Detektormoduls. Rechts: Dasselbe TDC-Spektrum in logarithmischer Darstellung.

Ein typisches, mit Møllertrigger aufgenommenes Multihit-TDC Spektrum eines Detektormoduls¹⁰ zeigt Abb. 5.18. In der linearen Darstellung (links) sind nur die zum Trigger zeitlich korrelierten Ereignisse

⁸COMPASS Accumulate Transfer and Cache Hardware

⁹Field Programmable Gate Array

¹⁰Es handelt sich dabei nicht um das den Triggerzeitpunkt betimmende Detektormodul.

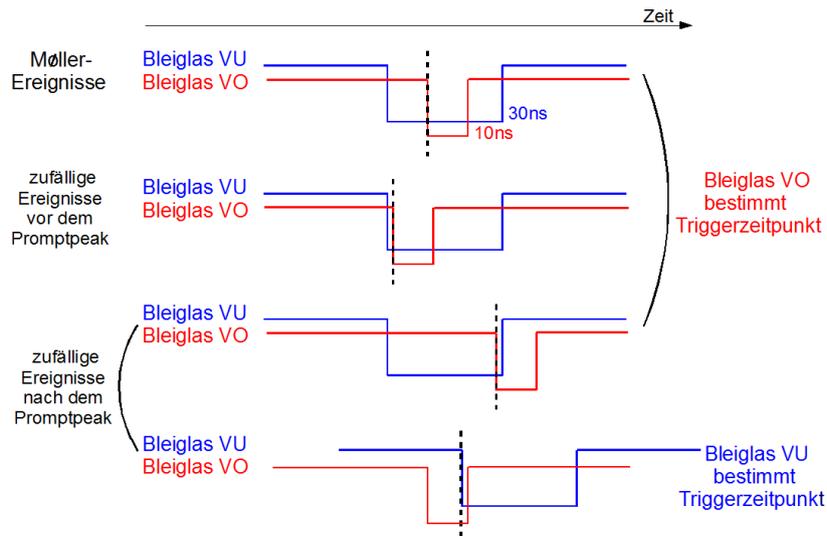


Abbildung 5.19: Schematische Darstellung zur Bildung des Møllertriggers. Die schwarz gestrichelte Linie entspricht dem Triggerzeitpunkt.

(„Promptpeak“) zu sehen. Zufällige Ereignisse treten im Vergleich zu den Møllerereignissen um vier Größenordnungen seltener auf und sind erst in der logarithmischen Darstellung des Spektrums zu erkennen (rechts). Zur Untersuchung der Untergrundstruktur muss die Bildung des Møllertriggers genauer betrachtet werden¹¹:

Für den Nachweis der Møllerelektronen in den beiden vorderen Detektormodulen, wird die in Abb. 5.19 schematisch dargestellte zeitliche Koinzidenz der logischen Signale der Module „VO“ und „VU“ gebildet. Dabei wird von der Detektoreinheit „VU“ ein Zeitfenster von 30 ns aufgespannt, in dem der Puls der Detektoreinheit „VO“ zeitig mittig zu liegen kommt. Der Triggerzeitpunkt für Møllerereignisse wird damit immer von dem oberen Detektormodul bestimmt und diese Ereignisse finden sich in Abb. 5.20 in dem mit roten Linien eingegrenzten Bereich des Promptpeaks wieder.

Nicht korrelierte, aber ungefähr zufällig zum gleichen Zeitpunkt auf die Detektormodule auftreffende Untergrundteilchen können jedoch ebenfalls einen Møllertrigger auslösen. Liegen dabei die Pulse des Detektormoduls „VO“ in dem von Modul „VU“ aufgespannten Gate (Abb. 5.19, zweite und dritte Reihe), so landen diese Ereignisse in dem in Abb. 5.20 blau eingezeichneten Bereich.

Liegt der Puls von Modul „VO“ zeitlich vor dem Zeitfenster von Modul „VU“, ist zwar die Koinzidenzzeitbedingung noch erfüllt (siehe Abb. 5.19 unten), der Triggerzeitpunkt wird jedoch durch das Modul „VO“ bestimmt. Durch diese zusätzlichen Ereignisse bildet sich der in Abb. 5.20 mit ① angedeutete zweite Peak, da die Koinzidenzeinheit Pegel- und nicht Flankensensitiv ist.

Die in Abb. 5.20 mit grünen Linien angedeutete Lücke konnte auf die Doppelpulsauflösung eines verwendeten Diskriminators zurückgeführt werden. Da für das Møllerpolarimeter eine typische Koinzidenzzeitrate von etwa 2 kHz erreicht wird, gehen durch diese Totzeit nur vernachlässigbar wenige Møllerereignisse verloren. Am Ende des grünen Bereiches ist der Untergrund zunächst nicht durch die Totzeit unterdrückt, so dass eine höhere Anzahl von Ereignissen auftritt (siehe ②).

¹¹Bei der Inbetriebnahme des Møllerpolarimeters zeigte sich ein vergleichbares großes elektronisches Rauschen auf dem Detektormodul „HU“. Da die Zählrate aus den beiden vorderen Detektormodulen ausreichte, um die Asymmetrie innerhalb von 10-12 Minuten mit einem statistischen Fehler von $< 2\%$ zu messen, wurden nur Informationen aus „VO“ und „VU“ zur Bestimmung des Triggers und der Strahlpolarisation verwendet.

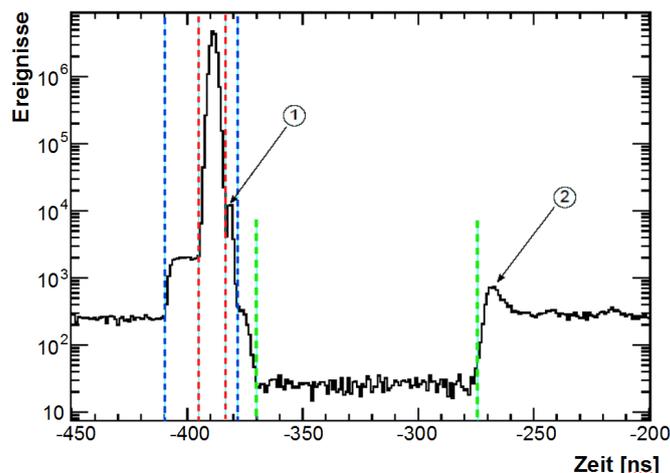


Abbildung 5.20: Vergrößert dargestelltes TDC-Spektrum von Abb. 5.18 zur Untersuchung des Untergrundes. Die farblich markierten Bereiche sowie die mit ① und ② angedeuteten Peaks werden im Text erklärt.

5.3.3 Zählratenasymmetrie

Zur Bestimmung der Polarisation müssen helizitätsabhängig die Møllerereignisse gezählt und die Zählratenasymmetrie von parallelen und antiparallelen Spins der Strahl- und Targetelektronen gebildet werden. In Abb. 5.21 sind die dafür wichtigen Komponenten der elektronischen Datenerfassung dargestellt:

Die Beschleunigeranlage ELSA extrahiert für eine feste Zeitdauer („Spill“) von typischerweise 4 s Elektronen mit einer definierten Polarisationsrichtung. In der anschließenden Strahlpause von 2 s wird die Polarisationsrichtung um 180° gedreht. Die bei der Bremsstrahlung erzeugten zirkular polarisierten Photonen sind somit spillweise abwechselnd rechts- oder linkszirkular polarisiert und werden in den folgenden Beschreibungen durch *Helizität Plus* (+) oder *Helizität Minus* (-) gekennzeichnet.

In Abhängigkeit der vorliegenden Helizität werden die nachgewiesenen Møllerereignisse mit LeCroy 12-Kanal 100 MHz CAMAC-Zählern gezählt¹². Bei der Bildung der Zählratenasymmetrie müssen helizitätsabhängige Intensitätsschwankungen berücksichtigt werden. Da die Ereignisrate der GDH-Leiter des Tagging-Systems¹³ eine lineare Abhängigkeit zum extrahierten Strahlstrom aufweist, wird ein logisches ODER der zugehörigen 32 Zähler zur helizitätsabhängigen Normierung verwendet. Zusätzlich werden helizitätsabhängig zeitlich nicht korrelierte Untergrundereignisse in einer weiteren Koinzidenzbedingung gemessen (siehe Abb. 5.21).

Die Zählratenasymmetrie aus Gl. 5.18 erweitert sich folglich zu

$$A = \frac{\frac{MP-UP}{NP} - \frac{MM-UM}{NM}}{\frac{MP-UP}{NP} + \frac{MM-UM}{NM}} \quad (5.35)$$

mit

- MP: Møllerereignisse Helizität Plus
- UP: Untergrund Helizität Plus

¹²Aufgrund eines unverhältnismäßig großen Untergrundes zu Beginn des Spills werden die ersten $100\mu s$ nicht in den Ratenmessungen berücksichtigt.

¹³Die GDH-Leiter besteht aus 32 Plastikszintillatoren und deckt einen Elektronenenergiebereich von 2 – 12% ab.

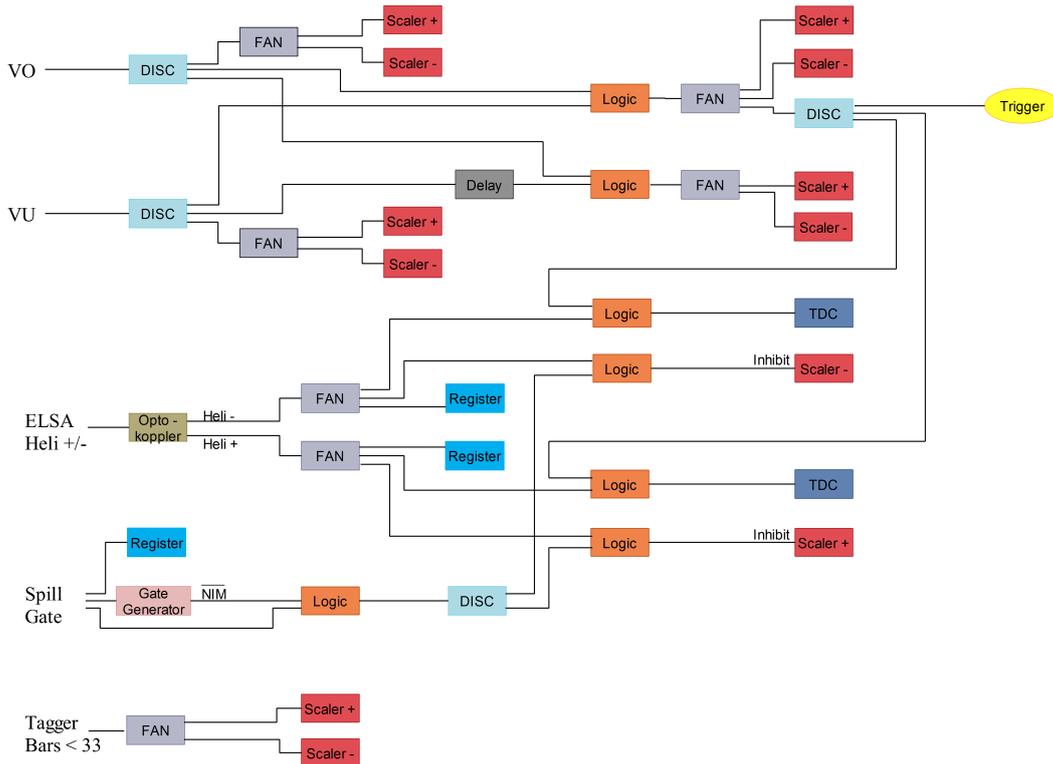


Abbildung 5.21: Blockschaltbild der Möllerelektronik zur Bildung der Zählratenasymmetrie.

- NP : Normierung Helizität Plus
- MM : Möllerereignisse Helizität Minus
- UM : Untergrund Helizität Minus
- NM : Normierung Helizität Minus.

Die freilaufenden Möllerezähler werden unabhängig von der gesetzten Triggerbedingung regelmäßig mit 20 Hz ausgelesen und anschließend auf Null gesetzt. Während der Auslese und Speicherung der Daten (Dauer ca. 1 ms) können keine weiteren Signale verarbeitet werden (*Totzeit*).

5.4 Erste Ergebnisse des Möllerpolarimeters

5.4.1 Messungen

Eine Übersicht der mit zirkular polarisierten Photonen durchgeführten Messungen am CB-Experiment ist in Tab. 5.2 dargestellt. Zu Testzwecken wurde in den Strahlzeiten Sept. und Nov./Dez. 2007 die Elektronenstrahlenergie schrittweise erhöht um die depolarisierenden Resonanzen einzeln korrigieren zu können. In den Strahlzeiten Nov. und Dez. 2008 wurde auf diese Prozedur verzichtet.

Strahlzeit	Strahlenergie	Target	Stunden	Ereignisse
Sept. 2007	1799 MeV 2350 MeV	pol. Butanol	141	196 Mio.
Nov.+Dez. 2007	1270 MeV 1799 MeV 2350 MeV	pol. Butanol	265	535 Mio.
Nov. 2008	2334,5 MeV	Wasserstoff	333	251 Mio.
Dez. 2008	2334,5 MeV	Deuterium	357	265 Mio.

Tabelle 5.2: Die aktuell vorliegenden Messdaten mit zirkular polarisierten Photonen.

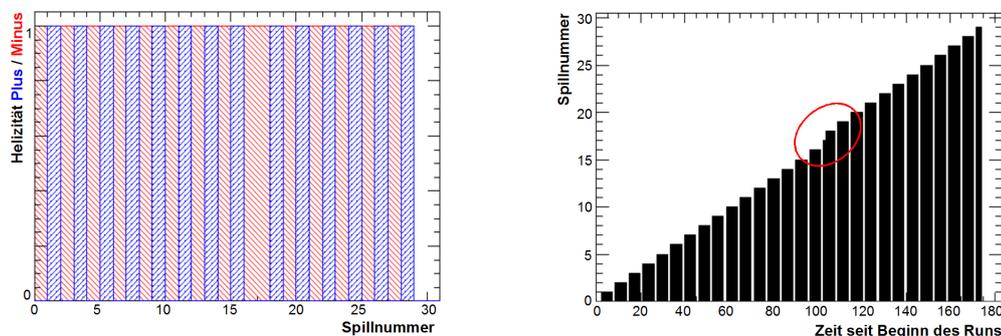


Abbildung 5.22: Links: Graphische Darstellung der Helizitätssignale (rot: „-“, blau: „+“) gegen die Spillnummer aufgetragen. Rechts: Spillnummer vs. Zeitverlauf seit Beginn des Datenruns.

5.4.2 Helizitäten

Die Informationen der Helizitätssignale sind bei der Untersuchung von Asymmetrien elementar wichtig. Durch eine falsche Zuordnung der Helizitäten können künstliche Asymmetrien in derselben Größenordnung wie die realen erzeugt werden. Mit Hilfe der Møllerzähler und eines IN-Registers stehen zwei voneinander unabhängige Nachweismöglichkeiten für die Helizitätssignale zur Verfügung.

Auf die Zählermodule des Møllerpolarimeters gehen zur Überwachung ihrer Funktionalität sowie zur Identifikation des von ELSA gelieferten Helizitätssignals jeweils ein 5-MHz Taktsignal. In Abb. 5.22 links sind die gemessenen Helizitätssignale graphisch für einen Ausschnitt einer Datendatei dargestellt. Die blauen Bereiche stehen für Zeiträume mit positiver Helizität, die roten für negative Helizität. Die erwartete regelmäßige Abwechslung von „+“ und „-“ wird bei Spillnummer 17/18 unterbrochen, anscheinend treten zwei negative Helizitäten hintereinander auf. Abb. 5.22 rechts zeigt für den gleichen Ausschnitt das Hochzählen der Spillnummer gegen die in der Datenaufnahme schon vergangene Zeit. Bei Spillnummer 17 wird innerhalb eines Spills fehlerhaft auf Spillnummer 18 hochgezählt, so dass anscheinend zwei gleiche Helizitäten hintereinander auftreten.

Die Spillnummer wurde dabei über ein Zählermodul mit vorgegebenem Taktsignal bestimmt, das falsche Hochzählen konnte mit Hilfe der Totzeit bestimmt und korrigiert werden.

Zum Speichern der Helizitäten wurde ein Programm entwickelt in dem die Informationen aus Møllerzäh-

ler und IN Register miteinander verglichen und die Ergebnisse in einer Datenbank gespeichert werden. Dabei werden alle Ereignisse von Møllerzähler „+“ und Møllerzähler „-“, sowie von Register „+“ und Register „-“ über einen Spill einzeln aufsummiert und je nach überwiegender Helizitätsrichtung am Ende des Spills in folgende Verhältnisse bestimmt:

$$\begin{aligned} \text{ratio 1} &= \frac{(\text{Zähler+})}{(\text{Zähler+}) + (\text{Zähler-})} & \text{bzw.} & \text{ratio 1} = \frac{(\text{Zähler-})}{(\text{Zähler+}) + (\text{Zähler-})} \\ \text{ratio 2} &= \frac{(\text{Register+})}{(\text{Register+}) + (\text{Register-})} & \text{bzw.} & \text{ratio 2} = \frac{(\text{Register-})}{(\text{Register+}) + (\text{Register-})} \end{aligned} \quad (5.36)$$

Die Ergebnisse liegen in der folgenden Form vor:

$$+(\text{ratio1}, \text{ratio2}); -(\text{ratio1}, \text{ratio2}); +(\text{ratio1}, \text{ratio2}); -(\text{ratio1}, \text{ratio2}); +(\text{ratio1}, \text{ratio2}); \quad (5.37)$$

Treten gleich viele positive wie negative Helizitäten oder unidentifizierte Ereignisse auf, wird ein „X()“ für diesen Spill gespeichert. Abb. 5.23 zeigt beispielhaft die gespeicherte Helizitätsinformation einer Datendatei in der Datenbank.

Run- nummer	Polarisation	Helizität Per Spill
121723	(64,59 +/- 1,5) %	+ (1.00, 1.00); - (1.00, 1.00); + (1.00, 1.00); - (1.00, 1.00);

Abbildung 5.23: Schematische Darstellung der Helizitätsinformationen in der Datenbank.

5.4.3 Zählratenasymmetrie

Das Møllerpolarimeter wird simultan zum Betrieb der Photonenmarkierungsanlage und parallel zur Datennahme des CB-Detektors betrieben, so dass eine permanente Überwachung der Elektronenpolarisation möglich ist. Als Møllertarget wurde eine, unter $\pm 20^\circ$ zur Strahlachse stehende $20 \mu\text{m}$ dicke Vacofluxfolie mit einer Targetpolarisation von $(8,19\% \pm 0,83\%)$ gewählt.

Für eine Primärstrahlenergie von $E_0 = 2,35 \text{ GeV}$ ist in Abb. 5.24 exemplarisch der zeitliche Verlauf der in der Strahlzeit Nov./Dez. 2008 am Møllerradiator gemessenen Zählratenasymmetrien (links) sowie die zugehörige Projektion (rechts) dargestellt.

Bei typischerweise verwendeten Strahlströmen von 300 pA ist die gemessene Asymmetrie innerhalb eines Datenruns von $15 - 20$ Minuten mit einem relativen statistischen Fehler von unter $1,5\%$ zu bestimmen. Die dabei typische Einzelrate der Bleigläser lag bei $13 - 14 \text{ kHz}$, die Koinzidenzrate bei $1,5 - 2 \text{ kHz}$.

Die zeitliche Variation der Zählratenasymmetrie ausserhalb der statistischen Fluktuationen ist auf Schwankungen der Beschleuniger-Parameter zurückzuführen. Eine jeweilig neu angepasste *Dynamische Korrektur* konnte die vorher erreichten Polarisationswerte wiederherstellen. In Abb. 5.24 rechts sind diese *Ausläufer* zu kleineren Zählratenasymmetrien in der asymmetrischen Form der Verteilung wiederzufinden.

Die Messung der Zählratenasymmetrie unterliegt systematischen Fehlern. In den folgenden Abschnitten wird zuerst der Einfluß des Levchuk-Effektes diskutiert und anschließend auf den Abzug des Untergrundes eingegangen.

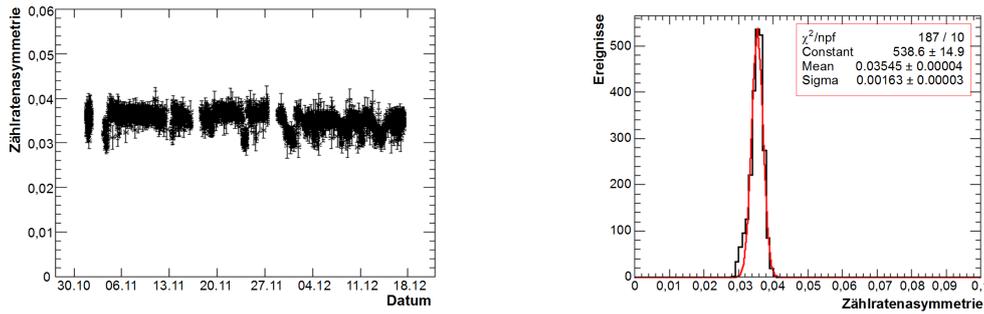


Abbildung 5.24: Links: Die mit dem Møllerpolarimeter gemessene Zählratenasymmetrie an der Møllerfolie in Abhängigkeit von der Zeit in der Strahlzeit 2008 mit einer Primärstrahlenergie von $E_0 = 2350 \text{ MeV}$. Rechts: Die Projektion der links gezeigten Daten.

5.4.3.1 Levchuk-Effekt

Das Møllerpolarimeter am CB-Experiment wurde so aufgebaut, dass aufgrund der impulsselektierende Nachweismethode der Levchuk-Effekt keinen nennenswerten Einfluß haben sollte. Trotzdem soll dies genauer untersucht und verifiziert werden.

Gegenüber Strahlenergien von mehreren GeV erscheinen die kinetischen Bindungsenergien der Elektronen im Targetmaterial als vernachlässigbar klein, so dass die Targetelektronen bis jetzt als ruhend angenommen wurden. 1994 zeigte allerdings L.G. Levchuk, dass eine Vernachlässigung der Elektronenbewegung im Target zu einem großen systematischen Fehler führen kann [Lev94].

Die Targetelektronen in Eisen¹⁴ besitzen je nach Orbital eine Bindungsenergie von 4 eV bis 7,1 keV (siehe Tab. 5.3) [AIP93].

	K	L1	L2	L3	M1	M2	M3 + N1
	1s	2s	2p _{1/2}	2p _{3/2}	3s	3p	3d + 4s
E_n (keV)	7,1	0,85	0,72	0,71	0,09	0,05	0,004

Tabelle 5.3: Die Bindungsenergien der Elektronen in Eisen.

Im Folgenden sind \vec{p}_b und \vec{p}_t die Anfangsimpulse des Strahl- und Targetelektrons im Laborsystem und \hat{n} der Einheitsvektor in Richtung des einfallenden Strahls. Die Restbewegung der Targetelektronen führt zu einer Veränderung des Quadrats der Schwerpunktsenergie von

$$s_0 = 2p_b m_e \quad \text{zu} \quad s_1 = s_0 \left(1 - \frac{\vec{p}_t \hat{n}}{m_e} \right), \quad (5.38)$$

mit m_e als Elektronenmasse. Die Verteilung der Schwerpunktsenergie zum Quadrat s_0 wird durch einen Faktor, der von $(1 - \frac{\vec{p}_t}{m_e})$ bis $(1 + \frac{\vec{p}_t}{m_e})$ reicht, verschmiert. Da die Erwartungswerte der Targetelektronenimpulse bis zu $100 \text{ keV}/c$ betragen können, führt dieser Effekt zu einer Veränderung von s_0 von bis zu 18 %.

Die Impulse der auslaufenden Elektronen sind nur von dem Streuwinkel $\bar{\theta}$ im Schwerpunktsystem und damit vernachlässigbar gering von der Anfangsbewegung des Targetelektrons abhängig

$$p' = \frac{p_b}{2} (1 + \cos \bar{\theta}). \quad (5.39)$$

¹⁴Die Targetfolie des Møllerpolarimeters besteht aus 49 % Eisen, 49 % Cobalt und 2 % Vanadium. Da Cobalt nur ein Elektron mehr als Eisen aufweist kann näherungsweise von einem reinen Eisentarget ausgegangen werden.

Der Laborstreuwinkel θ hingegen ist von der Schwerpunktsenergie abhängig und wird durch die Anfangsimpulse der Targetelektronen beeinflusst

$$\theta^2 = \frac{1}{p_b p'} \cdot \frac{s_1}{2} (1 - \cos \bar{\theta}) = 2m_e \left(\frac{1}{p'} - \frac{1}{p_b} \right) \cdot \left(1 - \frac{\vec{p}_t \cdot \hat{n}}{m_e} \right) \quad (5.40)$$

Die Erwartungswerte der Targetimpulse sind für die inneren Schalen größer als für die äußeren Schalen, so dass die Verschmierung des Laborstreuwinkels von dem Quantenzustand des zugehörigen Targetelektrons abhängig ist.

In dem CB-Møllerpolarimeter werden die Elektronen in Abhängigkeit von ihren Impulsen selektierend nachgewiesen. Dabei soll genau das Phänomen zunutze kommen, dass im Gegensatz zu den Laborstreuwinkel die Impulse der auslaufenden Elektronen nicht von der Targetelektronenbewegung abhängig sind. Bei einer zu kleinen Winkelakzeptanz des impulsselektierenden Møllerpolarimeters kann der Levchuk-Effekt jedoch trotzdem zu einer Überschätzung der Elektronenstrahlpolarisation führen:

In der Zählratenasymmetrie Gl. 5.18 enthält der Zähler ($\dot{N}^{\uparrow\downarrow} - \dot{N}^{\uparrow\uparrow}$) den gesamten polarisationsabhängigen Anteil des Wirkungsquerschnitts. Die polarisierten Elektronen des Targetmaterials befinden sich in den äußeren Schalen und sind nur schwach gebunden. Im Nenner der Zählratenasymmetrie ($\dot{N}^{\uparrow\downarrow} + \dot{N}^{\uparrow\uparrow}$) dagegen kommt zusätzlich die Møllerstreuung an Elektronen der inneren Schalen zu tragen, welche stärker an das Kern gebunden sind. Der Zähler ist somit geringer von der Verbreiterung des Laborstreuwinkels betroffen als der Nenner. Bei einer zu kleinen Winkelakzeptanz des Møllerpolarimeters führt die Anfangsbewegung der Targetelektronen zu einer Verringerung des Nenners und resultiert in einer zu groß gemessenen Zählratenasymmetrie. Die Elektronenstrahlpolarisation wird dadurch überschätzt.

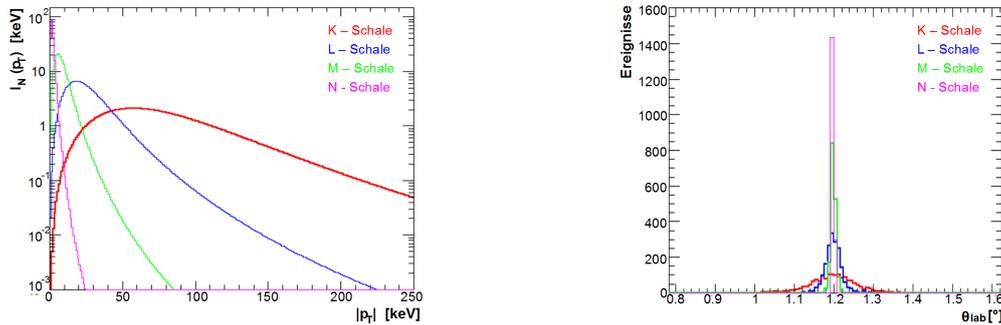


Abbildung 5.25: Links: Impulsverteilungen nach [Che93] und [Swa94] für die Orbitale des Eisens. Rechts: Verbreiterung des Laborstreuwinkels für eine Primärstrahlenergie von 2350 MeV und einem Schwerpunktwinkel von $\bar{\theta} = (90 \pm 0, 1)^\circ$ für die einzelnen Orbitale.

Zur Bestimmung des Einflusses des Levchuk-Effektes auf das CB-Møllerpolarimeter wurden Simulationen mit dem Programmpaket *Geant4* für verschiedene an ELSA vorkommende Primärstrahlenergien durchgeführt und die Ereignisraten der jeweils nachgewiesenen Møllerstreuung mit und ohne Berücksichtigung der Targetelektronenbewegung miteinander verglichen.

Zur Simulation der Anfangsimpulse der Targetelektronen wurde die semiempirische Impulsverteilung von [Che93] für das Eisenatom verwendet

$$I_i(p) = 4\pi p_t^2 \rho_i(p) = \frac{32}{\pi} \sum_{j=1}^2 \frac{A_{ij} \zeta_{ij} p_t^2}{(\zeta_{ij}^2 + p_t^2)^4} \quad (i = K, L) \quad (5.41)$$

mit

$$\rho(p_t) \text{ als normalisierte Impulsverteilung, d.h. } \int 4\pi p_t^2 \rho(p_t) = 1, \quad (5.42)$$

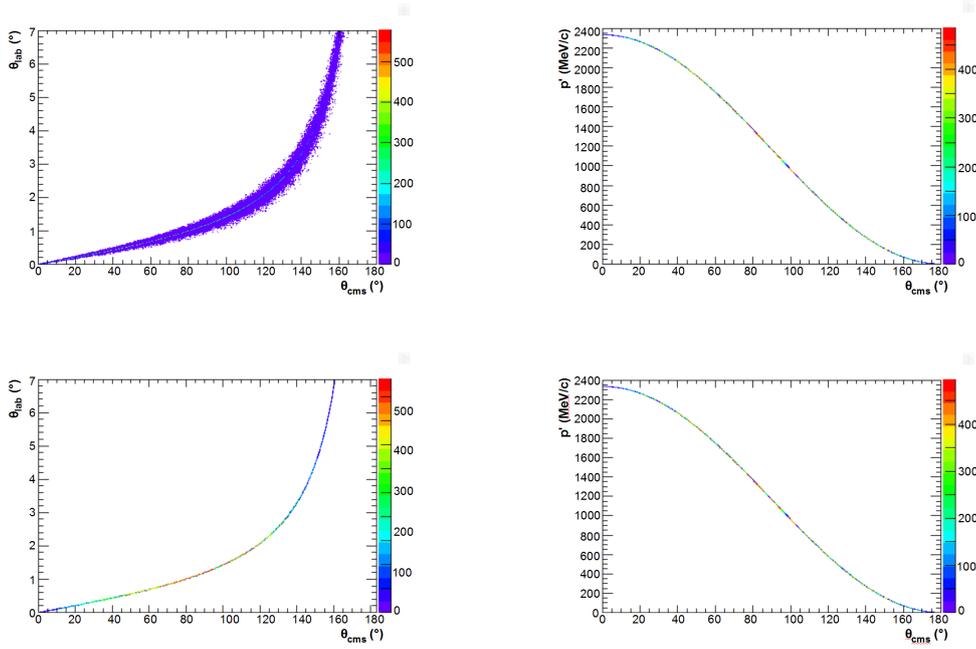


Abbildung 5.26: Die Observablen Laborstreuwinkel und -impuls sind in Abhängigkeit des Streuwinkels im Schwerpunktsystem für die gestörte (obere Reihe) und ungestörte Kinematik (untere Reihe) dargestellt.

sowie den folgenden Parametern für die K- und L-Schale

$$\begin{aligned}
 A_{K1} &= 0,6530 & \varsigma_{K1} &= 23,895 & \varsigma_{K2} &= 28,332 \\
 A_{L1} &= 0,9623 & \varsigma_{L1} &= 10,283 & \varsigma_{L2} &= 21,878.
 \end{aligned}
 \tag{5.43}$$

Wie in [Swa94] wurden die Parameter der M- und N-Schale von der L-Schale übernommen und mit den erwarteten Impulswerten aus [AIP93] skaliert. Die resultierenden, im Raum gleichverteilten Impulsverteilungen sind in Abb. 5.25 links dargestellt.

Die Anfangsimpulse wurden radialsymmetrisch erzeugt und die beiden gestreuten Möllerelektronen durch das Magnetfeld bis zu den Detektoren verfolgt. Um den schalenspezifischen Effekt untersuchen zu können, wurden für jedes Orbital des Eisenatoms 3×10^6 Möllereignisse mit einer Primärstrahlenergie von 2350 MeV simuliert und die Ereignisraten miteinander verglichen. Abb.5.25 rechts zeigt die Verbreiterung des Laborstreuwinkels in Abhängigkeit der jeweiligen Elektronenschale für einen Streuwinkel im Schwerpunktsystem von $\bar{\theta} = (90 \pm 0,1)^\circ$.

Für eine obere Abschätzung des systematischen Fehlers wird der Einfluss der Schalen entsprechend ihrer Elektronenbesetzung gewichtet und ist als *Eisen* in der folgenden Tabelle aufgeführt. Die Konsequenz der Targetbewegung an einem Eisenatom zeigt die obere Reihe von Abb. 5.26: Der Laborstreuwinkel θ_{lab} ist nicht mehr streng mit dem Streuwinkel im Schwerpunktsystem θ_{cms} korreliert (siehe Gl. 5.40). Der Impuls der gestreuten Elektronen p' bleibt dagegen unabhängig von der inneratomaren Elektronenbewegung. In der unteren Reihe sind dieselben Abhängigkeiten für die ungestörte Kinematik gezeigt.

Aus der Simulation ergibt sich für die Zählrate der generierten Möllerelektronen ein relativer statistischer Fehler von 0,10 % bis 0,13 %. Die relativen Ratenveränderungen für die einzelnen Schalen bezüglich der Streuung an ruhenden Elektronen sind in Tab. 5.4 gezeigt. Für alle Schalen sowie für das gemittelte

Eisenatom ist der Einfluß des Levchuk-Effekts im Bereich des statistischen Fehlers der Simulation.

Schale	$\Delta A/A$	rel. stat. Fehler
„Ruhend“	0	0,10 %
K-Shell	-0,14 %	0,13 %
L-Shell	-0,2 %	0,13 %
M-Shell	-0,08 %	0,13 %
N-Shell	-0,08 %	0,13 %
Eisen	+0,03 %	0,10 %

Tabelle 5.4: *Relative Verringerung der Ereigniszählrate $\Delta A/A$ für die einzelnen Eisenorbitale bei einer Strahlenergie von 2,35 GeV.*

Der Einfluß des Levchuk-Effekts nimmt mit zunehmender Primärelektronenenergie ab, da sich die Streuwinkelakzeptanz auf Grund des Lorentzboosts vergrößert. Für eine Strahlenergie von 1600 MeV zeigt sich eine relative Veränderung der Ereigniszählrate eines Eisenatoms mit und ohne Anfangsbewegung von 0,37 %. Für Strahlenergien von 2350 MeV und 3200 MeV bleibt die systematische Unsicherheit aufgrund der impulsselektierenden Nachweismethode und der großen Winkelakzeptanz des CB-Møllerpolarimeters im Bereich des relativen statistischen Fehlers der Simulation von 0,10 % (siehe Tab. 5.5).

Energie (MeV)	1600	2350	3200
$\Delta A/A$	+0,37 % \pm 0,10 %	+0,03 % \pm 0,10 %	-0,11 % \pm 0,10 %

Tabelle 5.5: *Die relative Verringerung des Nenners der Zählratenasymmetrie für verschiedene Primärstrahlenergien.*

Die Monte-Carlo-Simulation kann im Vergleich zur Realität eine unterschiedliche Detektorposition oder ein leicht veränderliches Magnetfeld aufweisen. Unterschiedliche Magnetfeldwerte entsprechen einer horizontalen Verschiebung der Detektoreinheiten. Zur Abschätzung des systematischen Fehlers wurden zusätzliche Simulationen mit vertikal um $\Delta y = \pm 2$ mm bzw. mit horizontal um $\Delta x = \pm 5$ mm verschobenen Detektoren mit und ohne Targetbewegung durchgeführt. Der daraus ermittelte Einfluß des Levchuk-Effektes sowie der statistische Fehler der Simulation ist in Tab. 5.6 dargestellt.

Δx [mm]	Δy [mm]	$\Delta A/A$	stat. Fehler
0	0	+0,03 %	$\pm 0,10$ %
+5	0	-0,01 %	$\pm 0,13$ %
-5	0	+0,15 %	$\pm 0,13$ %
0	+2	-0,02 %	$\pm 0,13$ %
0	-2	-0,19 %	$\pm 0,13$ %

Tabelle 5.6: *Die relative Verringerung der Ereigniszählrate für unterschiedliche Detektorpositionen.*

Durch die simulierte Fehljustage der Detektoren zeigt sich ein leicht erhöhter Einfluß der Targetbewegung im Vergleich zur ungestörten Kinematik, so dass insgesamt für die Messung der Strahlpolarisation ein relativer systematischer Fehler von 0,19 % angenommen wird.

5.4.3.2 Systematische Untersuchung des Untergrundes

Die helizitätsabhängigen Zählraten werden durch den zeitlich koinzidenten Nachweis des oberen und unteren Detektormoduls bestimmt. Die gemessene Zählrate beinhaltet jedoch nicht nur Møllerereignisse, sondern ist zusätzlich mit Untergrund behaftet.

Die Zählraten $N^{\uparrow\uparrow}$ und $N^{\uparrow\downarrow}$ setzen sich jeweils aus einem von dem Møllerstreuprozeß stammenden Anteil $N_M^{\uparrow\uparrow}$ und $N_M^{\uparrow\downarrow}$ und einem Untergrundbeitrag N_0 zusammen. In der Zählratenasymmetrie

$$A = \frac{N_M^{\uparrow\uparrow} - N_M^{\uparrow\downarrow}}{N_M^{\uparrow\uparrow} - N_M^{\uparrow\downarrow} + 2 \cdot N_0} \quad (5.44)$$

resultieren die fälschlicherweise als Møllerelektronen angenommenen Untergrundelektronen in eine effektiv zu klein gemessene Zählratenasymmetrie bzw. Strahlpolarisation.

Es können zwei Arten von Untergrund auftreten:

i) Treffen zufällige Teilchen gleichzeitig in das obere und untere Detektormodul, ist die Koinzidenzbedingung des Møllertriggers erfüllt und die beiden Teilchen werden fälschlicherweise als Møllerelektronen gezählt. Zur Berücksichtigung dieser *zufälligen Koinzidenzen* wird eine verzögerte Koinzidenz¹⁵ zwischen dem oberen und unteren Modul gebildet und in der Zählratenasymmetrie berücksichtigt (siehe Abschnitt 5.3.3).

Aus den nur für Kontrollzwecke notwendigen Zeit-Informationen der Detektormodule ergibt sich das in Abb. 5.27 dargestellte Koinzidenzspektrum zwischen der oberen und unteren Detektoreinheit. Das Spektrum ist links für niedrige und rechts für hohe Elektronenstrahlströme aufgetragen. Zeitlich zufällige Koinzidenzen sind über das vom TDC aufgenommene Zeitfenster praktisch gleichverteilt (siehe Abschnitt 5.3.2) und treten um einen Faktor 10^{-3} bis 10^{-4} seltener auf als die im Promptpeak liegenden Møllerstreueignisse. Der systematische Fehler aufgrund von *zufälligen Koinzidenzen* ist vernachlässigbar gering.

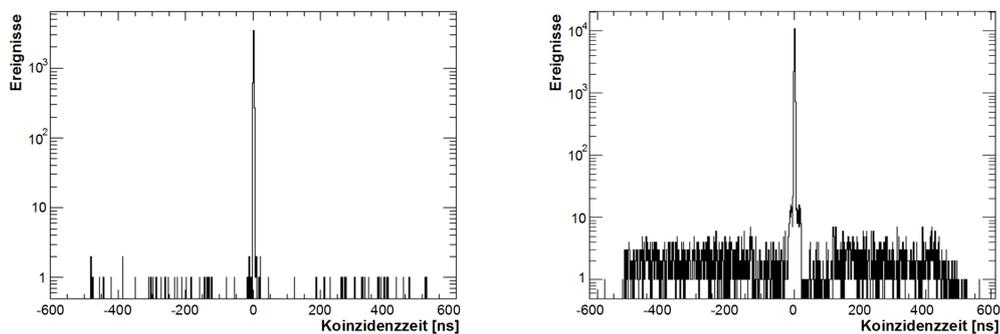


Abbildung 5.27: Koinzidenzspektren zwischen dem oberen und unteren Detektormodul mit niedrigem (links) und hohem (rechts) Strahlstrom.

ii) Zeitlich korrelierte Treffer in dem oberen und unteren Detektormodul, die jedoch nicht aus einem Møllerstreuprozeß stammen, bilden einen zusätzlich auftretenden Untergrund. Zurückzuführen sind diese Ereignisse auf Übersprecher zwischen dem oberen und unteren Detektormodulen infolge der Schaueraus- bildung. Dieser *korrelierte Untergrund* zeichnet sich durch Einträge bei niedrigen ADC-Kanälen aus, so dass der Einfluß auf die Zählratenasymmetrie stark von der eingestellten Diskriminatorschwelle abhängig ist.

Mit der Triggerbedingung auf die hinteren Detektormodule konnten die Pulshöhenspektren der vorderen Module mit und ohne Bedingung auf über die Diskriminatorschwelle kommende Ereignisse aufgenommen werden. In Abb. 5.28 unten sind die Pulshöhenspektren selbst dargestellt. Die obere Abbildung zeigt das

¹⁵Das Signal des ersten Detektormoduls wird um 100 ns verzögert und mit dem zeitlich richtig liegenden Signal des zweiten Detektormoduls in Koinzidenz geschaltet.

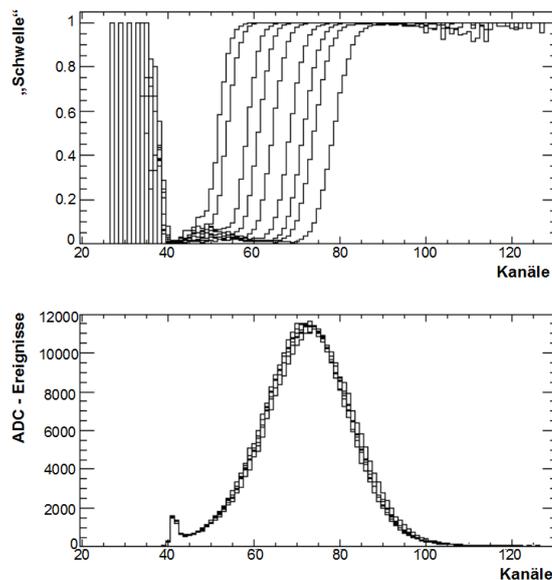


Abbildung 5.28: Die obere Abbildung zeigt die gemessenen Pulshöhenspektren mit Bedingung auf Ereignisse, die über die eingestellte Schwelle gekommen sind, dividiert durch die Pulshöhenspektren ohne diese Bedingung. Zu erkennen sind dadurch die eingestellten Schwellen im Spektrum. Die untere Abbildung zeigt im Vergleich dazu die jeweiligen Pulshöhenspektren ohne Bedingung. Nur die rechts von der Schwelle liegenden Ereignisse werden in der Møllerelektronik bei der Bildung der Zählratenasymmetrie berücksichtigt.

jeweilige Pulshöhenspektrum mit Bedingung auf die Diskriminatorschwelle dividiert durch das zugehörige Spektrum ohne Schwellenbedingung. Nur die in dem Bild rechts von der jeweiligen Schwelle liegenden Ereignisse werden zur Bestimmung der Zählratenasymmetrie benutzt.

Die sich daraus ergebene Abhängigkeit für die gemessene Polarisation zeigt Abb. 5.29. Bei einer zu niedrig gewählten Schwelle wird die Zählratenasymmetrie durch die *korrelierten Untergrundereignisse* künstlich verkleinert. Erst ab einer passend gewählten Schwelle von in diesem Fall 50 mV werden nur noch echte Møllerereignisse in der Zählratenasymmetrie berücksichtigt und die gemessene Strahlpolarisation wird unabhängig von der eingestellten Diskriminatorschwelle.

Erst für die Strahlzeiten ab Nov 2008 wurden für das Møllerpolarimeter ADC-Module eingesetzt und die Abhängigkeit der gemessenen Asymmetrie von der Schwelle entdeckt. Für die Strahlzeiten Sept. und Nov./Dez. 2007 muss demzufolge aufgrund der zu niedrig eingestellten Schwelle von 30 mV die gemessene Strahlpolarisation nach oben korrigiert und ein größerer relativer systematischer Fehler von 1% angenommen werden. Für die Messdaten ab Nov./Dez. 2008 wird dagegen von einem systematischen Fehler aufgrund des korrelierten Untergrunds von relativ 0,3% ausgegangen.

5.4.4 Überprüfung der Zählratenasymmetrie mittels rekonstruierter Energiesumme

Mit Hilfe des, dem Møllerdetektor vorgelagerten Faserdetektors stehen zusätzliche Informationen über die Energie der Teilchen zur Verfügung. Nur wenn die Summe beider Elektronenenergien der Primärstrahlenergie E_0 entspricht, kann es sich um einen Møllerstreuprozess handeln. Die Energieinformationen bietet somit eine zusätzliche Möglichkeit, Møllerelektronen von Untergrundereignissen zu trennen. Nach Abschnitt 5.4.3.2 wird zwar keine große Untergrundrate erwartet, doch kann mit Hilfe des Faserdetektors die

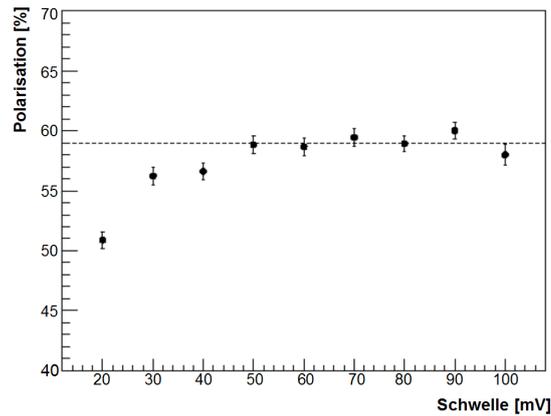


Abbildung 5.29: Die Abhängigkeit der gemessenen Strahlpolarisation von der eingestellten Diskriminatorschwelle.

Zähler-Messmethode des Møllerpolarimeters überprüft werden¹⁶.

Aufgrund der unterschiedlichen Akzeptanzen von Faser- und Møllerdetektor ist ein koinzidenter Nachweis prinzipiell möglich, doch ist die Statistik während der routinemäßigen Datennahme des CB-Experiments aufgrund des in Abb. 5.30 dargestellten kleinen Überlappbereichs der beiden Detektoren nicht ausreichend. Nur in mit Møllertrigger aufgenommenen dedizierten Testmessungen konnte die Zählratenasymmetrie mit zusätzlicher Bedingung auf die Energiesumme bestimmt und mit der aus den Møllerzählern gewonnenen Asymmetrie verglichen werden.

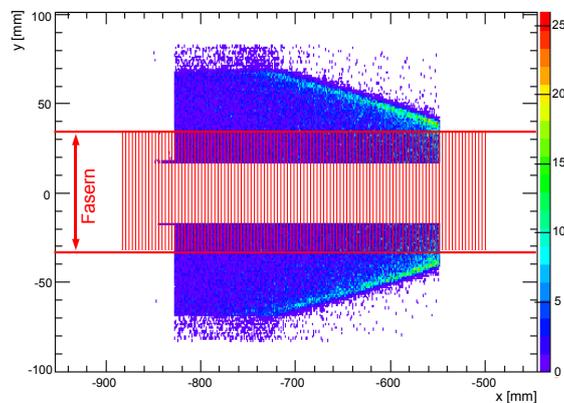


Abbildung 5.30: Schematische Darstellung des Überlappbereichs zwischen Faser- und Møllerdetektor: Die simulierten Møllerelektronen zeigen den von den Bleigläsern abgedeckten Bereich. In rot ist der sensitive Bereich der nur 62 mm langen Fasern angedeutet.

Die Analyse der Zeitinformation zur Rekonstruktion eines Teilchens in beiden Detektoren erwies sich aufgrund der zur Zeitmessung verwendeten CATCH-Module als aufwendig. Die aufgenommenen Zeitspektren der Faser- als auch der Møllerdetektoren zeigten in unregelmäßigen Abständen einen Sprung des gesamten Spektrums für einen variablen Zeitbereich. In Abb. 5.31 ist exemplarisch das TDC-Spektrum

¹⁶Korrelierter Untergrund der auf Übersprecher zwischen den Bleiglasmodulen zurückzuführen ist, kann natürlich nicht mit dieser Methode bestimmt werden.

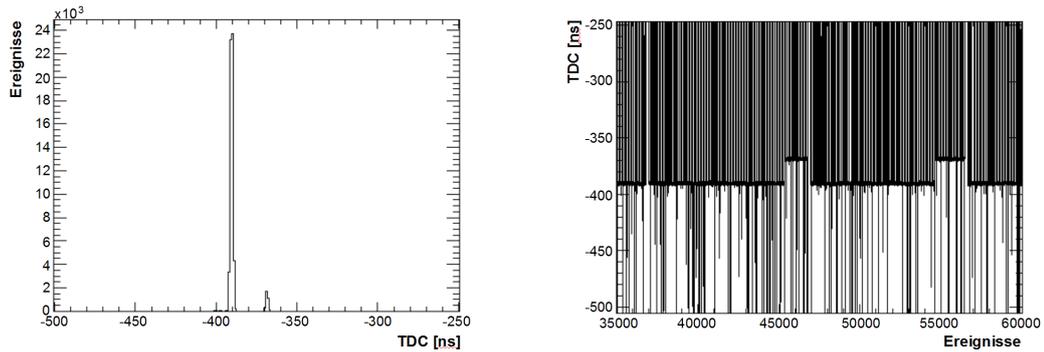


Abbildung 5.31: Durch Benutzung der CATCH-Module zur Aufnahme des Zeitspektrums treten in unregelmäßigen Abständen Sprünge des gemessenen TDC-Bereiches auf.

eines Møllerdetektormoduls direkt und in Abhängigkeit der Zeit aufgetragen. Das linke Bild zeigt den erwarteten bei -390 ns liegenden Promptpeak der Møllerstreuungsprozesse, zusätzlich jedoch einen weiteren mit dem Trigger korrelierten zweiten Peak bei -368 ns . Die Erklärung liefert das rechte Bild, indem die gemessenen Zeitwerte eines auftreffenden Teilchens (y -Achse) gegen die Ereignisse (x -Achse) aufgetragen sind. Die dominante horizontale Linie bei -390 ns entspricht den im Promptpeak liegenden Ereignissen. Zufälliger Untergrund, der in dem linken Bild nicht zu erkennen ist, zeigt sich hier durch vertikale Linien verschiedener Länge. Es sind deutlich zwei Sprünge des Promptpeaks bei den Einträgen um 46000 und 56000 zu erkennen, in denen die mit dem Trigger korrelierten Møllerereignisse bei -368 ns zu liegen kommen und dementsprechend zu dem zweiten kleinen Peak der linken Abbildung gehören. Aufgrund der verwendeten Zeitschnitte würden Møllerereignisse verloren gehen.

Da die *TDC-Sprünge* unregelmäßig und z.B. im ungünstigsten Fall nur bei einer Helizitätsrichtung auftreten können, würde die gemessene Asymmetrie verfälscht werden. Zur Bestimmung der Zählratenasymmetrie mittels rekonstruierter Energiesumme wurde demnach zuerst eine Korrektur der TDC-Spektren durchgeführt.

Da der sensitive Bereich des Faserdetektors sich über die Mittelebene des Dipolmagneten erstreckt und eine große Rate an Bremsstrahlungselektronen detektiert, wurden zur Bestimmung eines Møllerereignisses folgende Bedingungen gewählt:

1. Zeitgleiches Ereignis im oberen und unteren Detektormoduls des Møllerpolarimeters
2. Dazu mindestens zwei zeitgleiche Treffer im Faserdetektor
3. Im Faserdetektor muss mindestens ein Elektron eine kleinere Energie als $E_0/2$ und mindestens ein Elektron eine größere Energie als $E_0/2$ aufweisen
4. Die Summe beider Elektronenenergien muss zwischen 2250 MeV und 2450 MeV liegen

Der verbleibende Untergrund wurde mit identischen Analyseschritten, jedoch mit der Forderung nach einer Energiesumme kleiner als 2250 MeV oder größer als 2450 MeV bestimmt und in der Zählratenasymmetrie berücksichtigt. Die Normierung wurde analog zu Abschnitt 5.3.3 bzw. 5.4.2 aus den Møllerzählern übernommen.

Bei Erfüllung der ersten drei Bedingungen ergibt sich für die rekonstruierten Teilchen die in Abb. 5.32 links aufgetragene Energiesumme. Anstelle des erwarteten schmalen Peaks bei $E_0 = 2350\text{ MeV}$ zeigt sich

eine breitere Verteilung, die sich mit Abb. 5.32 rechts erklären lässt. Aufgetragen ist die Energiesumme der beiden rekonstruierten Teilchen (y-Achse) gegen die Nummern der getroffenen Fasern (x-Achse). Für jede Energiesumme gibt es demnach zwei Einträge - einmal bei der Fasernummer für das erste Elektron und einmal bei der Fasernummer für das zweite Elektron. Die deutlich zu sehende *Kreuz-Struktur* lässt sich mit Hilfe der Møllerstreukinematik erklären.

Der Dipolmagnet lenkt in Abhängigkeit von der Teilchenenergie die Elektronen auf einen bestimmten Punkt der Detektorebene. Das Magnetfeld ist damit dominierend für den horizontalen Auftreffort. Der Startwinkel der Møllerelektronen ist jedoch in der Größenordnung von 1° , so dass der Auftreffpunkt auf der Detektorebene in Abhängigkeit der Polar- und Azimutwinkel der Elektronen verändert wird. Es können folgende Fälle der Møllerstreuung unterschieden werden:

- In der symmetrischen Møllerstreuung starten die gestreuten Elektronen mit gleichen Laborstreuwinkeln und tragen jeweils die Hälfte der Primärstrahlenergie. Ungeachtet des Streuwinkels würden die Elektronen nach dem Durchlaufen des Magnetfeldes in derselben Faser landen. Da zwei gleichzeitige Treffer in einer Faser nicht aufgelöst werden können, befinden sich bei Faser Nr. 354 (entspricht $E_0/2$) keine Einträge (siehe Bedingung 2). Mit Berücksichtigung des Laborstreuwinkels können die Elektronen jedoch auch in einer nicht ihrer Energie zugehörigen Faser landen, sondern in der rechts oder links daneben liegenden. Die rekonstruierte Energie wird verfälscht. Aufgrund des gleichen Streuwinkels in der symmetrischen Streuung ist dieser Effekt in dem mit ① angedeuteten Bereich nicht stark ausgeprägt und die Energiesumme entspricht der Primärstrahlenergie.
- Für die asymmetrische Møllerstreuung dagegen können die Laborstreuwinkel der Elektronen stark variieren, so dass der Effekt sich verstärkt und die rekonstruierte Energiesumme nicht mehr E_0 entspricht (siehe ②). Da alle Azimutwinkel in der Møllerstreuung auftreten können findet die Verschmierung der Energiesumme in beide Richtungen statt. Die unterschiedlichen Längen der „Kreuzzweige“ rechts und links bezüglich der symmetrischen Streuung sind auf die Nicht-Linearität der Energie-Faser-Zuordnung zurückzuführen. Die Akzeptanz des nachgewiesenen Energie- bzw. Faserbereiches ist durch die Länge der Detektormodule des Møllerpolarimeters bestimmt. Der mit ③ markierte Bereich ist eine Folgerung von Bedingung 3.

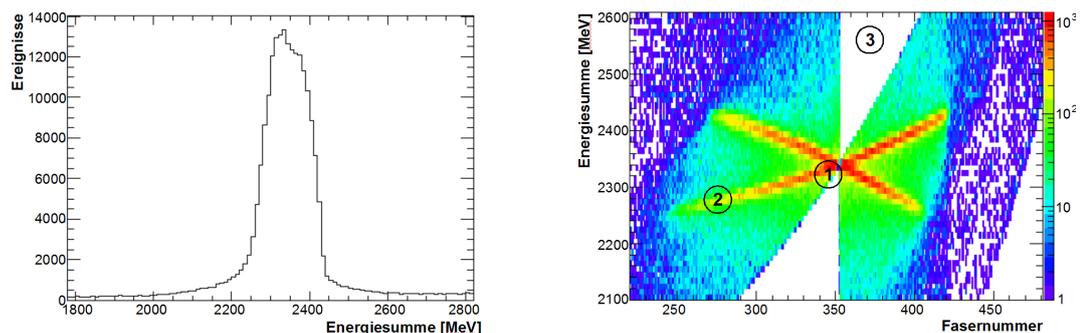


Abbildung 5.32: Links ist die mit dem Faserdetektor gemessene Energiesumme von zwei zeitlich korrelierten und mit Møllertrigger aufgenommenen Elektronen dargestellt. Rechts ist die Energiesumme gegen die getroffene Fasernummern aufgetragen.

Für einen Datenrun mit Møllertrigger ergibt sich mit Hilfe der Zeit- und Energieinformation eine gemessene Zählratenasymmetrie mit einem statistischen Fehler von 8 – 10 %. In der Strahlzeit von Nov/Dez 2008 wurden bei einer Primärstrahlenergie von $E_0 = 2350$ MeV 416 Datenfiles aufgenommen und ausgewertet. Abb. 5.33 zeigt die mit Hilfe der Energieinformation gewonnenen Asymmetrieverteilung (oben) im

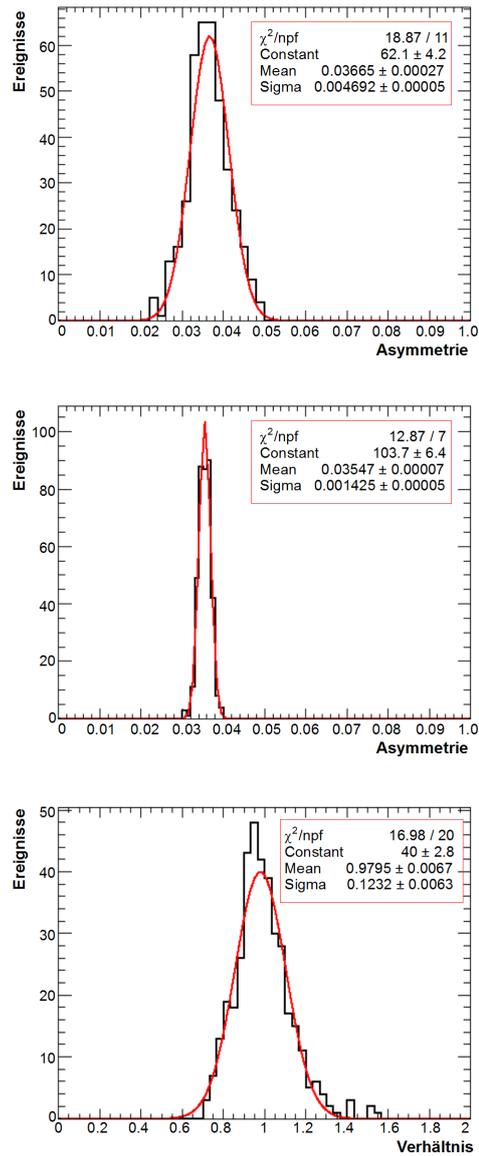


Abbildung 5.33: Ergebnis der Zählratenasymmetrie mit Hilfe der Zeit- und Energieinformation (oben) und mit Hilfe der Møllerzähler (Mitte). Das untere Bild zeigt zum Vergleich der Methoden das Verhältnis der beiden gemessenen Asymmetrien und ist somit unabhängig von Strahlpolarisationsschwankungen.

Vergleich zu den mit den Møllerzählern gemessenen Asymmetrien (Mitte). Um eine künstliche Verbreiterung der Verteilung aufgrund von Strahlpolarisationsschwankungen zu vermeiden, wurde in der unteren Abbildung das jeweilige Verhältnis aus den gemessenen Asymmetrien gebildet. Beide Methoden zeigen innerhalb eines $\frac{1}{4}\sigma$ -Fehlers eine sehr gute Übereinstimmung¹⁷.

¹⁷Es muss zusätzlich beachtet werden, dass die Bestimmung der Polarisation mit Hilfe der Energieinformation des Faserdetektors aufgrund der kleineren Streuwinkelakzeptanz eine größere systematische Unsicherheit aufgrund des Levchuk-Effektes aufweist.

5.4.5 Elektronenstrahlpolarisation

Die mit den Møllerzählern gemessene Zählratenasymmetrie wurde durch die Ermittlung der Zählratenasymmetrie mit Hilfe der Energiesumme der beiden Møllerelektronen bestätigt. Die *Zähler-Methode* kann somit als verlässlich angenommen und die Strahlpolarisation daraus extrahiert werden.

Bei bekannter Targetpolarisation ist die longitudinale Strahlpolarisation durch die in Abschnitt 5.1.3 beschriebene Gleichung

$$P_z^{\prime S} = P^{\prime S} \cdot \cos\beta = \frac{A(\alpha) + A(-\alpha)}{2 \cdot \widetilde{a}_{zz} P^{\prime T} \cos\alpha} \quad (5.45)$$

gegeben. Für eine Primärstrahlenergie von 2350 MeV sind in Abb. 5.34 die mit den Møllerzählern gemessenen Zählratenasymmetrien für die Møllertargetwinkel α und $-\alpha$ dargestellt.

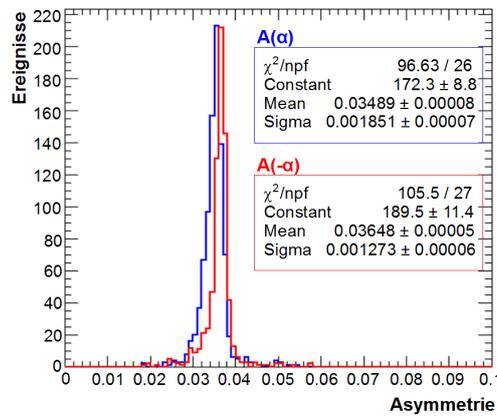


Abbildung 5.34: In der Strahlzeit Nov/Dez 2008 gemessene Zählratenasymmetrie für einen Møllertargetwinkel α (blau) und $-\alpha$ (rot).

Die gewichteten Mittelwerte und Fehler ergeben sich zu

$$\begin{aligned} \langle A(\alpha) \rangle &= 0,03471 \pm 0,000029 && (767 \text{ Runs}) \\ \langle A(-\alpha) \rangle &= 0,03614 \pm 0,000036 && (604 \text{ Runs}). \end{aligned}$$

Der statistische Fehler der aus einer Datendatei bestimmten Asymmetrie lag dabei im Bereich von 1,20 % bis 2,0 %. Die Abweichung zwischen der unter dem Winkel α und der unter dem Winkel $-\alpha$ gemessenen Zählratenasymmetrie ergibt sich aus der verbleibenden horizontalen Strahl- und Targetpolarisationskomponente am Møllertarget. Die gewünschte longitudinale Strahlpolarisationskomponente ergibt sich durch die Mittelwertbildung der beiden gemessenen Zählratenasymmetrien (siehe Abschnitt 5.1.3).

Der in Gl.5.45 eingehende effektive Asymmetriekoeffizient \widetilde{a}_{zz} ist von der Winkelakzeptanz des Møllerdetektors abhängig und wurde über eine gewichtete Mittelung der Funktion $a_{zz}(\bar{\theta})$ bestimmt. In einer dafür durchgeführten Simulation wurden unpolarisierte Møllerelektronen radialsymmetrisch generiert (Abb. 5.35 rechts) und die Anzahl der durch die Detektormodule nachgewiesenen Møllereignisse in Abhängigkeit des Schwerpunktwinkels ermittelt (Abb. 5.35 links). Die Gewichtung der Funktion $a_{zz}(\bar{\theta})$ erfolgte mit der resultierenden Häufigkeitsverteilung der akzeptierten Streuwinkel $\bar{\theta}$ des Møllerdetektors.

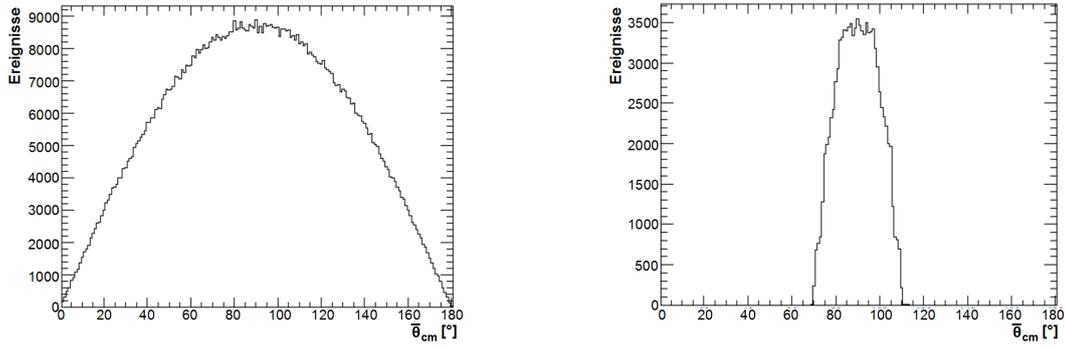


Abbildung 5.35: Mit *Geant4* generierter (links) und mit dem Møllerdetektor nachgewiesener $\bar{\theta}$ -Winkelbereich der unpolarisierten Møllerstreuung bei 2350 MeV Elektronenstrahlenergie.

Für die Primärstrahlenergien 1600 MeV, 2350 MeV und 3200 MeV sind die effektiven Asymmetriekoeffizienten in Tab. 5.7 angegeben. Im Vergleich dazu ergab sich für die rein symmetrische Streuung ($\bar{\theta} = 90^\circ$) nach Abschnitt 5.1.2 ein Asymmetriekoeffizient von $a_{zz} = \frac{7}{9}$.

Energie (MeV)	1600	2350	3200
\widetilde{a}_{zz}	$-0,7480 \pm 0,27\%$	$-0,7485 \pm 0,15\%$	$-0,7410 \pm 0,22\%$

Tabelle 5.7: Effektive Asymmetriekoeffizienten für das CB-Møllerpolarimeter für verschiedene, an ELSA vorkommende Primärstrahlenergien. Der angegebene Fehler entspricht dem relativen statistischen Fehler der Simulation.

Wie in Abschnitt 5.4.3.1 weisen die Monte-Carlo Simulationen zur Bestimmung des effektiven Asymmetriekoeffizienten aufgrund einer möglichen Fehljustage der Detektoren eine systematische Unsicherheit auf. Zusätzlich können die Elektronen durch Vielfachstreuung in der Targetfolie oder in den Halterungen der vorgelagerten Detektoren von der Sollbahn abgelenkt werden, so dass sich die Winkelakzeptanz des Detektors verändert. Für eine obere Fehlerabschätzung wurden die Detektormodule vertikal um $\Delta y = \pm 2$ mm bzw. horizontal um $\Delta x = \pm 5$ mm verschoben und der jeweils zugehörige effektive Asymmetriekoeffizient bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tab. 5.8 dargestellt.

Δx [mm]	Δy [mm]	\widetilde{a}_{zz}	rel. stat. Fehler
0	0	-0,7485	0,15 %
+5	0	-0,7480	0,18 %
-5	0	-0,7495	0,18 %
0	+2	-0,7491	0,18 %
0	-2	-0,7481	0,18 %
Vielfachstreuung:		-0.7486	$\pm 0,18\%$

Tabelle 5.8: Die simulierten effektiven Asymmetriekoeffizienten für verschiedene Detektorpositionen.

Die jeweiligen Veränderungen des effektiven Asymmetriekoeffizienten aufgrund der vertikal oder horizontal verschobenen Detektorposition liegen innerhalb des statistischen Fehlers der Simulation. Auch die Vielfachstreuung zeigt keinen nennenswerten Einfluß auf den Wert des Asymmetriekoeffizienten.

Für eine Elektronenstrahlenergie von 2350 MeV ergibt sich damit für die Strahlzeit Nov/Dez 2008 eine gemessene gemittelte Strahlpolarisation am Møllertarget von

$$P_z^{\prime S} = 61,50 \% \pm 0,14 \% \quad (\text{rel. stat. Fehler}).$$

Der statistische Fehler der Strahlpolarisation wurde mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung bestimmt und wird durch den statistischen Fehler der Simulation zur Bestimmung des effektiven Asymmetriekoeffizienten dominiert.

5.4.5.1 Systematische Unsicherheit

Die Bestimmung der Elektronenstrahlpolarisation basiert auf der Kenntnis der gemessenen Größen Targetpolarisation und Zählratenasymmetrie, sowie des simulierten effektiven Asymmetriekoeffizienten. Gemessene und simulierte Parameter weisen systematische Unsicherheiten auf, die im Folgenden näher betrachtet und zusammengefasst werden.

Targetpolarisation

In [Ebe06] wird die Sättigungsmagnetisierung $|\vec{P}'^T|$ an mehreren Positionen entlang der Folie gemessen und eine gemittelte Polarisation für jede Folie angegeben. Als relativer Fehler für die Targetpolarisationsmessung wird ein maximaler Fehler von 1,53 % und ein wahrscheinlicher Fehler von 0,83 % angenommen.

Die Unsicherheit des Inklinationswinkels α der Targetfolie bezüglich der Achse des einfallenden Elektronenstrahls beträgt 0,05 %. Eine eventuelle Veränderung des Spulenstroms für den Solenoiden kann vernachlässigt werden, da sich die Folienmagnetisierung in Sättigung befindet.

Zählratenasymmetrie

Für die Zählratenasymmetrie muss sichergestellt werden, dass ausschließlich Møllerereignisse in die Berechnung eingehen. Der Einfluß von Untergrundereignissen wurde in Abschnitt 5.4.3 diskutiert und wird hier nur kurz zusammengefasst:

Zeitlich nicht korrelierte Ereignisse treten um drei bis vier Größenordnungen seltener auf und werden in der Bildung der Zählratenasymmetrie berücksichtigt. Ein systematischer Fehler aufgrund dieser Ereignisse kann vernachlässigt werden. Der aufgrund von Übersprechern zwischen den Bleigläsern entstehende zeitlich korrelierte Untergrund zeigt eine starke Abhängigkeit von der eingestellten Diskriminatorschwelle. Nach Abb. 5.29 kann eine relative systematische Unsicherheit der Zählratenasymmetrie aufgrund der Schwelleneinstellung von 0,3 % angenommen werden¹⁸.

Der Einfluß des Levchuk-Effektes auf die gemessenen Zählraten wurde mit Hilfe von Monte-Carlo Simulationen bestimmt. Für eine Primärstrahlenergie von 2350 MeV wurde ein relativer systematischer Fehler von 0,19 % ermittelt.

Für die Zählratenasymmetrie ergibt sich damit insgesamt ein wahrscheinlicher Fehler von 0,36 % und ein maximaler Fehler von 0,49 %.

Effektiver Asymmetriekoeffizient

Der von der Detektorakzeptanz abhängige effektive Asymmetriekoeffizient \widetilde{a}_{zz} wurde für das CB-Møllerpolarimeter mit einer relativen statistischen Genauigkeit von 0,15 % simuliert. Durch eine mögliche Fehljage der Detektoren in vertikaler und horizontaler Richtung kommt eine zusätzliche systematische Ungenauigkeit von jeweils 0,18 % hinzu. Insgesamt ergibt sich damit für den effektiven Asymmetriekoeffizienten ein wahrscheinlicher Fehler von 0,30 % sowie ein maximaler Fehler von 0,51 %.

¹⁸Für die Strahlzeiten von 2007 wird aufgrund der fehlenden ADC-Informationen eine relative systematische Unsicherheit von 1 % angenommen. Die Berechnung für den dazugehörigen Gesamtfehler findet sich im Anhang A.

Gesamtfehler

Die Strahlpolarisation wird indirekt über mehrere fehlerbehaftete Mess- und Simulationsgrößen bestimmt. Der systematische Gesamtfehler wird dabei über eine Reihenentwicklung der einzelnen systematischen Fehler bestimmt (*Gaußsche Fehlerfortpflanzung*). Sei $F = f(x, y, z, \dots)$ eine von mehreren fehlerbehafteten Größen abhängige Funktion, so gibt es zwei mathematisch sinnvolle Additionsvorschriften zur Bestimmung des

- maximalen Gesamtfehlers:

$$u_{F,max} = \left| \frac{\delta f}{\delta x} \cdot u_x \right| + \left| \frac{\delta f}{\delta y} \cdot u_y \right| + \left| \frac{\delta f}{\delta z} \cdot u_z \right| + \dots \quad (5.46)$$

- wahrscheinlichen Gesamtfehlers:

$$u_{F,w} = \sqrt{\left[\frac{\delta f}{\delta x} \cdot u_x \right]^2 + \left[\frac{\delta f}{\delta y} \cdot u_y \right]^2 + \left[\frac{\delta f}{\delta z} \cdot u_z \right]^2 + \dots} \quad (5.47)$$

Der maximale und wahrscheinliche systematische Gesamtfehler der longitudinalen Strahlpolarisation

$$P'_z S = \frac{A(\alpha) + A(-\alpha)}{2 \cdot \widetilde{a}_{zz} \cdot P'^T \cdot \cos\alpha} \quad (5.48)$$

werden nach Gl. 5.46 und Gl. 5.47 aus dem jeweiligen maximalen und wahrscheinlichen Messfehler der Einzelgrößen berechnet

$$u_{P'_z S, max} = \left| \frac{\Delta A(\alpha)}{2 \cdot \widetilde{a}_{zz} \cdot P'^T \cdot \cos\alpha} \right| + \left| \frac{\Delta A(-\alpha)}{2 \cdot \widetilde{a}_{zz} \cdot P'^T \cdot \cos\alpha} \right| + \left| \frac{(A(\alpha) + A(-\alpha)) \cdot \Delta \widetilde{a}_{zz}}{2 \cdot \widetilde{a}_{zz}^2 \cdot P'^T \cdot \cos\alpha} \right| + \left| \frac{(A(\alpha) + A(-\alpha)) \cdot \Delta P'^T}{2 \cdot \widetilde{a}_{zz} \cdot P'^T \cdot \cos\alpha} \right| + \left| \frac{(A(\alpha) + A(-\alpha)) \cdot \sin\alpha \Delta\alpha}{2 \cdot \widetilde{a}_{zz} \cdot P'^T \cdot \cos^2\alpha} \right|. \quad (5.49)$$

Setzt man die Werte ein, erhält man

$$u_{P'_z S, max} = 1,476 \cdot 10^{-3} + 1,537 \cdot 10^{-3} + 3,136 \cdot 10^{-3} + 9,408 \cdot 10^{-3} + 2,238 \cdot 10^{-3} = 0,0178$$

$$u_{P'_z S, w} = \sqrt{1,176 \cdot 10^{-6} + 1,275 \cdot 10^{-6} + 3,404 \cdot 10^{-6} + 2,605 \cdot 10^{-5} + 5,009 \cdot 10^{-6}} = 0,0061. \quad (5.50)$$

Den größten Beitrag zum systematischen Gesamtfehler der Strahlpolarisation liefert damit die Targetpolarisation mit einem Faktor von $9,408 \cdot 10^{-3}$ im maximalen Fehler bzw. $\sqrt{2,605 \cdot 10^{-5}}$ im relativen Fehler.

Die Ergebnisse der systematischen Untersuchungen sind in den folgenden Tabellen nochmal zusammengefaßt.

Targetpolarisation: $P'^T = 0,0819$

	wahrscheinlicher Fehler	maximaler Fehler
Fehler relativ	0,83 %	1,53 %
Fehler absolut	$6,798 \cdot 10^{-4}$	$1,2531 \cdot 10^{-3}$

Inklinationswinkel: $\alpha = 20^\circ$

	wahrscheinlicher Fehler	maximaler Fehler
Fehler relativ	0,05 %	0,05 %
Fehler absolut	0,01	0,01

Zählratenasymmetrie: $A(\alpha) = 0,03471$

	wahrscheinlicher Fehler	maximaler Fehler
Fehler relativ	0,36 %	0,49 %
Fehler absolut	$1,250 \cdot 10^{-4}$	$1,701 \cdot 10^{-4}$

Zählratenasymmetrie: $A(-\alpha) = 0,03614$

	wahrscheinlicher Fehler	maximaler Fehler
Fehler relativ	0,36 %	0,49 %
Fehler absolut	$1,301 \cdot 10^{-4}$	$1,771 \cdot 10^{-4}$

Effekt. Asymmetriekoeffizient: $\widetilde{a}_{zz} = -0,7485$

	wahrscheinlicher Fehler	maximaler Fehler
Fehler relativ	0,3 %	0,51 %
Fehler absolut	$2,246 \cdot 10^{-3}$	$3,817 \cdot 10^{-4}$

Für die mit dem Møllerpolarimeter am CB-Experiment gemessene Elektronenstrahlpolarisation ergeben sich damit die folgenden systematischen Unsicherheiten:

Strahlpolarisation: $P_z^{\prime S} = 0,6150$

	wahrscheinlicher Fehler	maximaler Fehler
Gesamtfehler relativ	0,99 %	2,89 %
Gesamtfehler absolut	0,0061	0,0178

Kapitel 6

η -Photoproduktion als Instrument zur Bestimmung des Produkts aus Strahl- und Targetpolarisation

Die η -Photoproduktion bietet eine große Vereinfachung des umfangreichen und komplexen Anregungsspektrums des Nukleons. Aufgrund der pseudoskalaren η -Mesonen sind ηN -Endzustände nur über Zwischenzustände mit Isospin $I = \frac{1}{2}$ zu erzeugen. Die Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ isoliert damit N^* -Resonanzen aus dem Anregungsspektrum, während der Zerfall einer Δ -Resonanz mit dem Isospin $I = \frac{3}{2}$ in diesen Kanal verboten ist.

Experimente der η -Photoproduktion zeigen, dass in Schwellennähe nur Resonanzen mit Gesamtdrehimpuls $J = \frac{1}{2}$ zum Wirkungsquerschnitt beitragen [Glu53], [McV57], [Ols59]. Abb. 6.1 zeigt die am CB-ELSA Experiment gemessenen totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma p \rightarrow p\eta$ (schwarze Punkte) [Cre05]. In Schwellennähe sind zusätzlich die am Experiment Mainz-TAPS [Kru95] gemessenen Daten in grau eingetragen. Die stärksten Resonanzbeiträge aus der Bonn/Gatchina Partialwellenanalyse sind mit Hilfe der durchgezogenen Linien eingezeichnet [Ani05]. Aufgrund der starken Dominanz der nur 50 MeV über der η -Schwelle liegenden Resonanz $S_{11}(1535)$ entsteht die Möglichkeit mit Hilfe der hadronischen Reaktion der η -Photoproduktion das Produkt aus Strahl- und Targetpolarisation zu messen. Einerseits kann bei bekannter Targetpolarisation die auf der QED basierenden Møllermessung überprüft, andererseits bei gegebener Strahlpolarisation die *effektive* Targetpolarisation gemessen werden.

Treffen longitudinal polarisierte Elektronen auf einen Diamantkristall entstehen linear und zirkular polarisierte Photonen. Da in diesem Fall kein magnetisiertes Target zur Verfügung steht, kann mit Hilfe des am CB-Experimentes aufgebauten und in das Taggingssystem integrierten Møllerpolarimeters kein Polarisationsgrad gemessen werden. Mit Hilfe der η -Photoproduktion wäre jedoch die Möglichkeit gegeben bei gleichzeitig linear und zirkular polarisierten Photonen den Polarisationsgrad der zirkular polarisierten Photonen zu bestimmen.

In den folgenden Abschnitten soll die Möglichkeit zur Bestimmung des Produkts aus Strahl- und Targetpolarisation mit Hilfe der η -Photoproduktion vorgestellt werden. Dazu wird zuerst auf das Prinzip der Messung eingegangen. Anschließend werden die ersten Schritte zur Ereignisrekonstruktion der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \eta$ für die erstmals am CB-Experiment mit zirkular polarisierten Photonen und polarisiertem Target genommenen Daten vorgestellt. Anhand der aus den Daten gewonnenen Zählratenasymmetrie wird im Rahmen der gegebenen Statistik der Verdünnungsfaktor der Targetpolarisation für die vorliegende Analyse der η -Photoproduktion bestimmt.

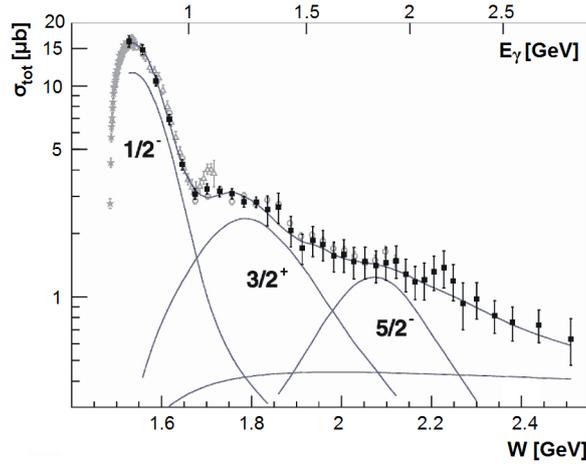


Abbildung 6.1: Der gemessene totale Wirkungsquerschnitt der η -Photoproduktion ist zusammen mit den stärksten Resonanzbeiträgen aus der Bonn/Gatchina-PWA aufgetragen [Ani05].

6.1 Prinzip zur Messung der Strahl- oder Targetpolarisationskomponente mit Hilfe der η -Photoproduktion

In den aktuellen Doppelpolarisations-Experimenten des Crystal-Barrel Aufbaus stehen linear und zirkular polarisierte Photonenstrahlen mit den Polarisationsgraden $P_{\gamma,lin}$ und $P_{\gamma,zirk}$, sowie ein longitudinal polarisiertes Butanoltarget mit dem Polarisationsgrad $P_{T,z}$ zur Verfügung. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der pseudoskalaren Einfach-Meson-Photoproduktion folgt nach Abschnitt 1

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 [1 - P_{\gamma,lin}\Sigma\cos(2\phi) - P_{T,z}(-P_{\gamma,lin}G\sin(2\phi) + P_{\gamma,zirk}E)], \quad (6.1)$$

mit der nur von der linearen Strahlpolarisation abhängigen Einfach-Polarisationsobservable Σ und die von Strahl- und Targetpolarisation abhängigen Doppel-Polarisationskomponenten G und E . Dabei weisen die von der Linearpolarisation abhängigen Polarisationsobservablen Σ und G eine Azimutwinkelmodulation $\cos(2\phi)$ bzw. $\sin(2\phi)$ auf. Die von der Zirkularpolarisation abhängige Observable E zeigt hingegen eine Asymmetrie des Wirkungsquerschnittes.

Im Falle von zirkular polarisierten Photonenstrahlen sind die gemessenen Zählraten von der relativen Spinrichtung zwischen Strahlphoton und Targetproton abhängig (siehe Abb. 6.2). Für die parallele und antiparallele Spinrichtung kann der differentielle Wirkungsquerschnitt geschrieben werden als

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\frac{3}{2}} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 [1 - P_{T,z}P_{\gamma,zirk}E] \\ \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\frac{1}{2}} &= \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_0 [1 + P_{T,z}P_{\gamma,zirk}E]. \end{aligned} \quad (6.2)$$

In Abhängigkeit der vorliegenden Strahl- und Targetpolarisation wird eine Wirkungsquerschnittsdifferenz von ¹

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{1/2} - (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{3/2} = 2 \cdot (\frac{d\sigma}{d\Omega})_0 \cdot P_{T,z}P_{\gamma,zirk}E \quad (6.3)$$

¹Nach Konvention

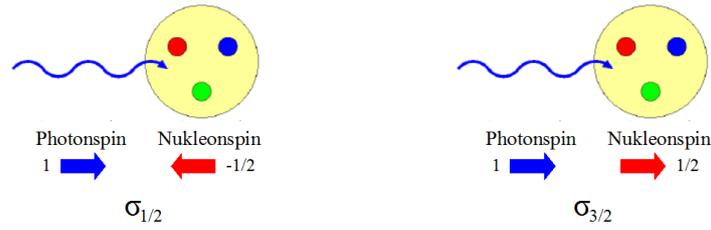


Abbildung 6.2: Antiparallele und parallele Orientierung von Photon- und Protonenspins.

erwartet. Da die Summe der Wirkungsquerschnitte aus Gl. 6.2 genau zweimal den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt

$$(d\sigma/d\Omega)_{1/2} + (d\sigma/d\Omega)_{3/2} = 2 \cdot (d\sigma/d\Omega)_0 \quad (6.4)$$

ergibt, kann über eine Messung der Zählratenasymmetrie A

$$A = \frac{N^{\uparrow\downarrow} - N^{\uparrow\uparrow}}{N^{\uparrow\downarrow} + N^{\uparrow\uparrow}} = P_{T,z} P_{\gamma,zirk} E \quad (6.5)$$

das Produkt aus Strahl- und Targetpolarisation mit der Doppelpolarisationsobservable E gemessen werden. In der η -Photoproduktion ist aufgrund der in Schwellennähe nur beitragenden $J = \frac{1}{2}$ -Resonanzen die helizitätsabhängige Observable E in guter Näherung 1. Ist einer der Polarisationsfaktoren bekannt kann mit Hilfe der aus der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \eta$ bestimmten Zählraten $N_{\eta}^{\uparrow\downarrow}$ und $N_{\eta}^{\uparrow\uparrow}$ der jeweils zweite Polarisationsfaktor bestimmt werden.

In dem verwendeten Targetmaterial Butanol $H(CH_2)_4OH$ befinden sich zusätzlich zu den polarisierten freien Protonen auch die in den Kohlenstoff- und Wasserstoffkernen gebundenen unpolarisierten Protonen. Das Verhältnis zwischen der Anzahl der polarisierten Protonen im Vergleich zur Summe der gesamten Nukleonen wird Dilutionfaktor f

$$f = \frac{\text{Anzahl polarisierbarer Protonen}}{\text{Anzahl aller Nukleonen}} \quad (6.6)$$

genannt.

Da die Strahlphotonen praktisch von allen Protonen und Neutronen absorbiert werden können, muss die Targetpolarisation $P_{T,z}$ mit dem Dilutionfaktor f korrigiert werden zu

$$P_{T,z}^{eff} = f \cdot P_{T,z}. \quad (6.7)$$

Wird in der Ereignisrekonstruktion nicht zwischen Protonen und Neutronen unterschieden beträgt der Dilutionfaktor für das Butanoltarget $f = \frac{10}{74}$. Wird dagegen in der Ereignisrekonstruktion ein geladenes Teilchen mit der Masse eines Protons verlangt, vergrößert sich der Faktor auf $f = \frac{10}{42}$. Diese feste Zahl verändert sich jedoch aufgrund von Reaktions- und Analyse-abhängigen Schnitten zu einer unbekannt-energieabhängigen Größe. Für die ersten Doppelpolarisationsdaten des CB-Experimentes wird in den folgenden Abschnitten nach der η N-Ereignisrekonstruktion der energieabhängige Verlauf des Dilutionfaktors für die η -Photoproduktion bestimmt.

6.2 Erste Untersuchungen zur Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \eta$ am CB-Experiment

Experimente mit dem Crystal-Barrel Detektor finden mittlerweile in der 3. Generation an der Beschleunigeranlage ELSA statt. Für das erste CB-ELSA Experiment von 2000-2001 stand ein durch Bremsstrahlung

an einem Kupferradiator erzeugter unpolarisierter Photonenstrahl sowie ein flüssiges Wasserstofftarget zur Verfügung. In dem anschließenden CBELSA/TAPS Experiment von 2001-2003 konnten mit Hilfe eines Diamantkristalls linear polarisierte Photonen erzeugt und auf verschiedene unpolarisierte Targets geschossen werden. Das aktuelle CBELSA/TAPS-Experiment wurde im Rahmen des Sonderforschungsbereiches TR16 innerhalb einer längeren Umbauphase u.a. durch ein polarisiertes Target und die Möglichkeit eines zirkular polarisiertes Photonenstrahls erweitert. Die ersten Doppelpolarisations-Experimente mit zirkular polarisierten Photonen und einem longitudinal polarisiertem Butanoltarget wurden 2007 bei einer Primärstrahlenergie von 2350 MeV genommen. Im Folgenden werden erste Untersuchungen des Datensatzes Nov/Dez'07 für die Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \eta$ im Hinblick auf die helizitätsabhängige Zählratenasymmetrie vorgestellt.

6.2.1 Ereignisrekonstruktion

Die von den einzelnen Detektoren gelieferten Rohdaten wurden zuerst mit Hilfe von Kalibrationen in physikalische Größen wie Zeit und Teilchenenergie umgewandelt [Har07], [Mül09], [Dah08]. Die zur Ereignisrekonstruktion verwendete Software basiert auf dem, am CB-Experiment entwickelten Programmpaket „EXPLORA“ [Sch05].

Das CB-Experiment ist auf den Nachweis von Photonen optimiert. Das bei der Reaktion $\gamma + p \rightarrow p + \eta$ entstandene η -Meson zerfällt nach kürzester Zeit ($\tau = 5 \cdot 10^{-19}$) mit einer Wahrscheinlichkeit von $(71,6 \pm 0,4)\%$ in die folgenden Endzustände:

- $\eta \rightarrow 2\gamma$ mit $(39,33 \pm 0,25)\%$
- $\eta \rightarrow 3\pi^0 \rightarrow 6\gamma$ mit $(32,24 \pm 0,29)\%$
- $\eta \rightarrow \pi^0 2\gamma \rightarrow 4\gamma$ mit $(7,1 \pm 1,4)\%$.

Für die vorliegenden Untersuchungen wurden 2γ -Endzustände durch die folgenden Bedingungen selektiert:

- Mindestens 1 nachgewiesenes Elektron im Tagging-System
- Ein geladenes Teilchen
- Zwei Photonen, die sich zu einem η -Meson kombinieren lassen.

Die bei der Reaktion entstandenen Photonen deponieren bei einem Schauerprozeß praktisch ihre gesamte Energie in den Kristallen des Crystal-Barrel-, Forwardplug- oder MiniTAPS-Detektors. Zeitgleiche Treffer in benachbarten Kristallen wurden per Software zu einem Cluster („PED“²) zusammengefaßt und bei entsprechend genügend großer Energiedeposition einem Teilchen zugeordnet. Über eine Schwerpunktsbildung des vom Teilchen ausgelösten Schauers kann der Ort für Photonen mit einer azimuthalen und polaren Winkelauflösung von $1 - 2^\circ$ rekonstruiert werden. Von den Photonen steht demzufolge die volle Information des Vierervektors der Analyse zur Verfügung.

Die gewünschten η -Mesonen werden über die Bildung der *invarianten Masse* aus der Summe von rekonstruierten Photonenergien $\sum_i E_{\gamma_i}$ und -impulse $\sum_i \vec{p}_{\gamma_i}$

$$m_{Meson} = \sqrt{\left(\sum_i E_{\gamma_i}\right)^2 - \left(\sum_i \vec{p}_{\gamma_i}\right)^2}. \quad (6.8)$$

identifiziert. Abb. 6.3 links zeigt im linearen Maßstab die invariante Massenverteilung der gemessenen 2γ -

²Particle Energy Deposit

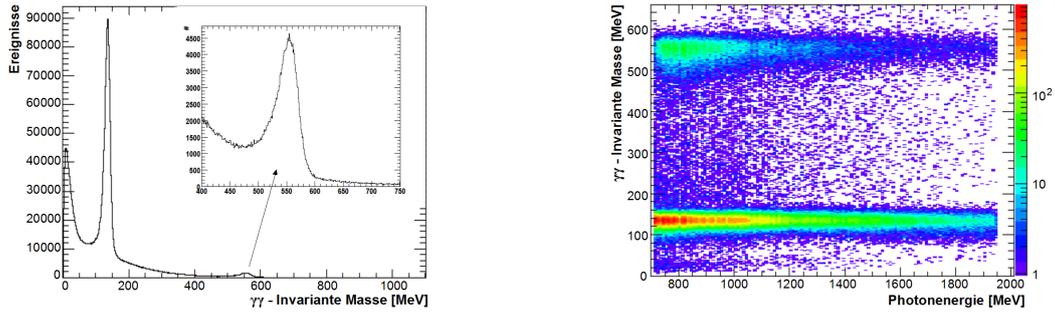


Abbildung 6.3: Das linke Bild zeigt die gemessene invariante Massenverteilung der 2γ -Kombinationen für 3 PED Ereignisse am Butanoltarget. Im rechten Bild ist die Verteilung der invarianten Masse gegen die Strahlenergie aufgetragen.

Kombinationen von 3 PED-Ereignissen. Deutlich zu erkennen ist das am häufigsten auftretende π^0 -Meson bei 135 MeV, sowie das etwas seltener auftretende η -Meson bei 547 MeV. Die rechte Abbildung zeigt die invariante Massenverteilung in Abhängigkeit von der Strahlenergie. Für die weiteren Untersuchungen wurden 2γ -Kombinationen mit der invarianten Masse eines η -Mesons verlangt.

Die Protonen der Photoreaktion wurden anhand ihrer Ladung über die Veto-Detektoren Innendetektor, Forwardplug- und MiniTAPS-Vetos identifiziert. Im Gegensatz zu den Photonen deponieren die Protonen nicht ihre gesamte Energie in den anschließenden Kristallen und lösen keine Schauerbildung aus, so dass keine Energieinformation und nur eine schlechtere Winkelauflösung in ϕ von 6° und in θ je nach Ring von 6° bzw. 12° der Analyse zur Verfügung steht. Für den Vierervektor der Protonen wurden demzufolge nur die Winkelinformationen verwendet und das Proton als *Missing Particle* behandelt. Zusammen mit der Photonenergie aus dem kalibrierten Taggingssystem kann die fehlende invariante Masse der Reaktion aus den Vektoren des Targets und des Mesonkandidaten berechnet zu

$$m_{\text{Missing Mass}} = \sqrt{(E_\gamma + m_{\text{Proton}} - E_{\text{Meson}})^2 - (\vec{p}_{\text{Photon}} - \vec{p}_{\text{Meson}})^2}. \quad (6.9)$$

In Abb. 6.4 ist die Verteilung der fehlenden Masse der Reaktion ohne weitere Bedingungen und in Abhängigkeit von der Strahlenergie dargestellt. Auf einer breiten Untergrundverteilung zeigt sich eine Anhäufung von Ereignissen bei der erwarteten Protonenmasse von 938,27 MeV. In der 2-dimensionalen Abbildung sind einerseits die im waagrechten Band liegenden Protonen zu erkennen. Zusätzlich zeigt sich ein zweites Band mit einer in Abhängigkeit von der Strahlenergie ansteigende rekonstruierten invarianten Masse. Für diese Ereignisse liegen die Photonenergien ausserhalb des rekonstruierten Tagging-Bereiches [Har07]. Sie werden in der folgenden Analyse nicht weiter betrachtet.

Zur Unterdrückung des Untergrundes können aufgrund von Erhaltungssätzen kinematische Bedingungen an die η -Photoproduktion gestellt werden³. Der Anfangszustand der Reaktion $\gamma + p$ verfügt über keinen Transversalimpuls, so dass die Transversalimpulse des Protons und η -Mesons im Endzustand in genau entgegengesetzte Richtungen zeigen müssen. Die Differenz der Azimutwinkel von Proton und Meson $\phi_{\text{Diff}} = \phi_{\text{Proton}} - \phi_{\text{Meson}}$ muss demzufolge 180° ergeben („Koplanaritäts-Bedingung“). Zusätzliche Informationen können aus dem Vergleich des gemessenen Polarwinkels des Protons mit dem Polarwinkel des aus Photon und Mesonkandidaten berechneten *Missing Particles* gezogen werden. Die Polarwinkel-differenz $\theta_{\text{Diff}} = \theta_{\text{Mess}} - \theta_{\text{Theo}}$ muss im Schwerpunktsystem 0° ergeben („Back-To-Back-Bedingung“).

³Es sind nur Reaktionen an polarisierten Protonen interessant, so dass die Bedingungen der kinematischen Schnitte mit Hilfe der an flüssigem Wasserstoff gemessenen Daten (Nov'08) bestimmt wurden.

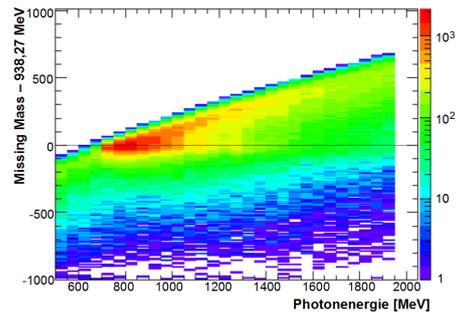
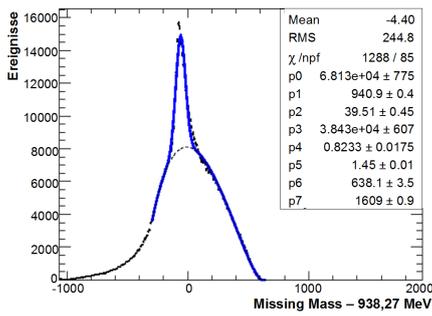


Abbildung 6.4: Die Verteilung der gemessenen fehlenden invarianten Masse der Reaktion ist direkt (links) und in Abhängigkeit der Strahlenergie (rechts) aufgetragen.

Die einzelnen Schritte der kinematischen Untersuchungen sind in Anhang B und Anhang C vorgestellt. In Abb. 6.5 sind die Ergebnisse der beiden kinematischen Bedingungen gezeigt. Als Schnittgrenzen wurden jeweils $\pm 3\sigma$ der approximierten Gaußfunktion gewählt.

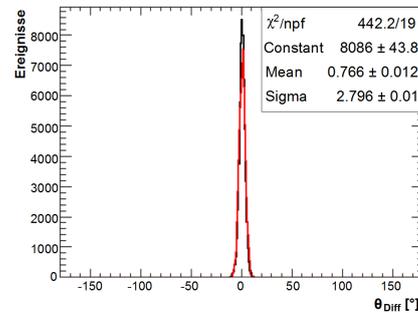
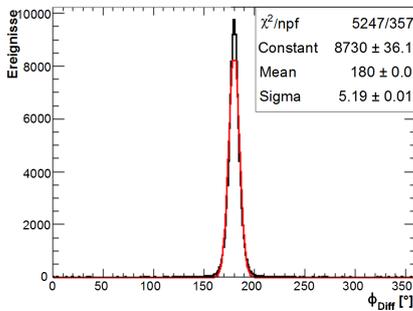


Abbildung 6.5: Die Ergebnisse des Koplanaritäts- (links) und des Back-To-Back-Schnitts (rechts). Die Verteilungen wurden jeweils mit einer Gaußfunktion approximiert und $\pm 3\sigma$ als Schnittgrenzen gewählt.

Am Beispiel der Verteilung der fehlenden Masse der Reaktion zeigt sich die deutliche Reduktion aufgrund der angewendeten Bedingungen. In Abb. 6.6 ist als Vergleich die Verteilung ohne und mit kinematischen Schnitten dargestellt.

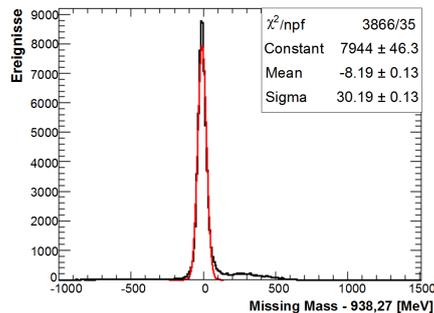
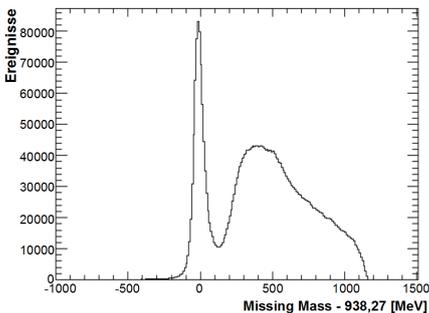


Abbildung 6.6: Verteilung der fehlenden Masse der Reaktion ohne und mit kinematischen Bedingungen (am Wasserstofftarget).

Zur zusätzlichen Unterdrückung des Untergrundes wurde die Zeitinformation der nachgewiesenen Teilchen verwendet. In Abb. 6.7 links ist die Verteilung der Zeitdifferenzen aus Strahlelektronen und Protonen,

bzw. wenn vorhanden, aus Strahlelektronen und Mesonen („Reaction-Time“) für das Butanoltarget dargestellt. Werden nur koinzidente Ereignisse verlangt zeigt sich eine weitere Reduktion von Untergrundergebnissen in der invarianten Massenverteilung des *Missing Particles* (Abb. 6.7 rechts). Zeitzufälliger Untergrund wurde durch nicht gleichzeitig nachgewiesene Ereignisse bestimmt und abgezogen.

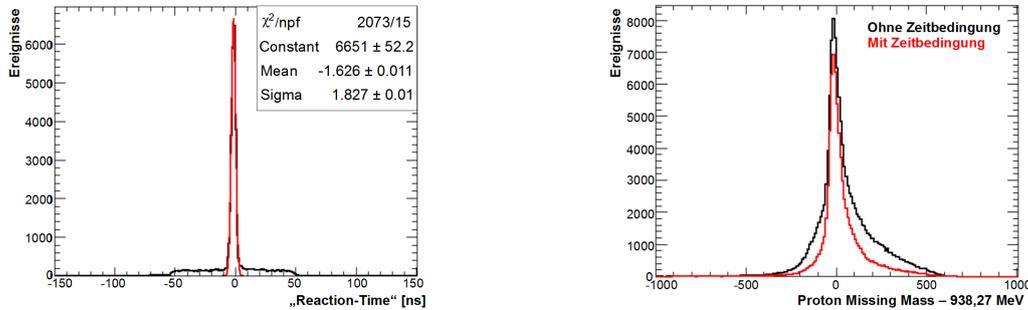


Abbildung 6.7: Die am Butanoltarget gemessene Verteilung der Reaktionszeit (links). Mit Bedingung auf nur zeitlich koinzidente Ereignisse zeigt sich eine deutliche Reduktion von Untergrundergebnissen in der Verteilung der fehlenden Masse der Reaktion (rechts).

6.2.2 Zählratendifferenz

In Abhängigkeit der Strahl- und Targetpolarisation werden unterschiedliche Ereignisraten für die η -Photoproduktion erwartet. Zur Bildung der Zählratendifferenz $N_{\eta}^{\uparrow\downarrow} - N_{\eta}^{\uparrow\uparrow}$ aus Gl. 6.5 wurden ηN -Endzustände für parallele und antiparallele Photonen- und Protonenspins rekonstruiert und gezählt. Die an unpolarisierten Protonen und Neutronen entstandenen Untergrundergebnisse sind unabhängig von der relativen Spinstellung und fallen bei der Differenzbildung heraus. Der Zähler enthält demnach nur Reaktionen, die an den polarisierten Protonen des Butanoltargets stattgefunden haben.

Die Helizität der zirkular polarisierten Photonen wurde während der Messphase spillweise gewechselt, so dass langsam fluktuierende Umgebungsparameter keinen nennenswerten Einfluß auf die gemessenen Asymmetrien haben. Die Richtung der Targetpolarisation wurde zusätzlich nach der Hälfte der Strahlzeit um 180° gedreht. In Abb. 6.8 zeigt sich nach den in Abschnitt 6.2.1 vorgestellten Analyseschritten in der Verteilung der *fehlenden Masse* der Reaktion der erwartete helizitätsabhängige Zählratenunterschied. Die resultierende Zählratendifferenz ist unter Beachtung und Nicht-Beachtung⁴ der vorliegenden Strahlhelizität in der mittleren und rechten Abbildung dargestellt.

Sowohl das Target als auch der Photonenstrahl sind nur teilweise polarisiert. Zusätzlich wird nur ein energieabhängiger Teil der von der Beschleunigeranlage ELSA gelieferten Elektronenstrahlpolarisation auf den Photonenstrahl übertragen (siehe Abschnitt 5). Zur Bestimmung der energieabhängigen Zählratendifferenz wurden die gewünschten Ereignisse durch die in Abb. 6.8 mit Linien angedeuteten Bereich bestimmt und mit Hilfe der am Möllerpolarimeter gemessenen Strahlpolarisation energieabhängig korrigiert. Das Ergebnis ist in Abb. 6.9 aufgetragen und kann mit den Modellvorhersagen der Bonn/Gatchina-PWA, sowie dem MAID- und SAID-Modell verglichen werden⁵. Das entsprechende Bild für einen künstlich erzeugten „unpolarisierten Strahl“ ist in Anhang D zu sehen.

⁴Per Software wurden zwei aufeinanderfolgende Helizitäten zu einem Pärchen kombiniert und diesen Pärchen abwechselnd die Helizitäten Plus bzw. Minus zugeordnet.

⁵Da die Messdaten noch nicht Akzeptanz oder Flußnormiert sind, kann hier nur die Form der Zählratendifferenz mit den Vorhersagen zur Wirkungsquerschnittsdifferenz verglichen werden.

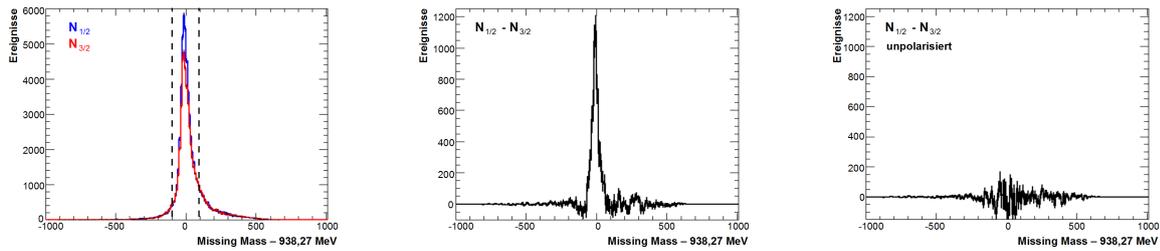


Abbildung 6.8: Die linke Abbildung zeigt die Verteilung der fehlenden Masse für parallele (rot) und anti-parallele (blau) Spinorientierung von Photon- und Protonspin. Die Zählratendifferenz von $N_{1/2} - N_{3/2}$ ist unter Beachtung der vorliegenden Strahlhelizitäten in der mittleren Abbildung, sowie für einen „unpolarisierten Strahl“ in der rechten Abbildung zu sehen.

Die gemessene Verteilung der Zählratendifferenz zeigt bei Energien $E_\gamma < 1$ GeV die erwartete auffällige Überhöhung, die auf die Dominanz der $S_{11}(1535)$ -Resonanz zurückzuführen ist und mit den Modellvorhersagen gut übereinstimmt. Bei höheren Anregungsenergien ($E_\gamma > 1$ GeV) unterscheiden sich die Vorhersagen, so dass die Meßdaten wichtige und neue Informationen zur Unterscheidung der beitragenden Resonanzen liefern können [Mül09].

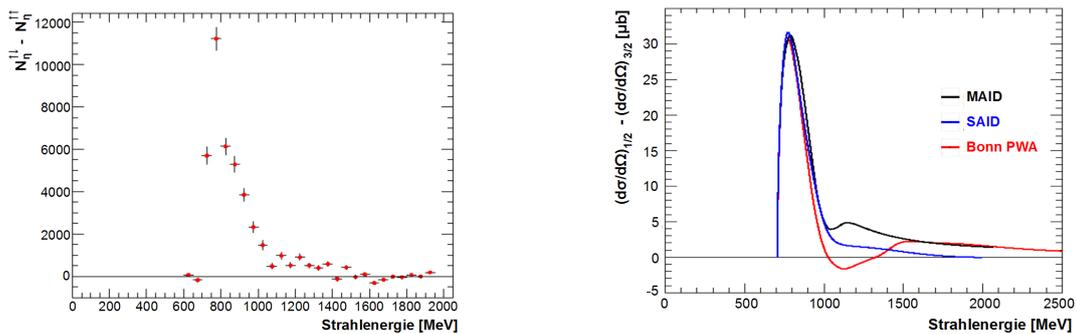


Abbildung 6.9: Die linke Abbildung zeigt die Verteilung der gemessenen Polarisations-korrigierten Zählratendifferenz in Abhängigkeit von der Strahlenergie. Rechts sind die Vorhersagen der Bonn/Gatchina-PWA, sowie der MAID- und SAID-Modelle für die helizitätsabhängige Differenz des Wirkungsquerschnitts gezeigt.

6.3 Zählratenasymmetrie

Zur Bildung der Zählratenasymmetrie von Gl. 6.5 muss die Summe aus den helizitätsabhängigen Zählraten gebildet werden. Untergrundereignisse die auf Reaktionen an unpolarisierten Protonen zurückzuführen sind, liefern einen zusätzlichen Faktor und müssen berücksichtigt werden. Unpolarisierte Protonen weisen aufgrund ihrer Bindung an den Kern eine Fermi-Bewegung auf, so dass sich die Verteilung der Schwerpunktsenergie und damit auch die der *fehlenden Masse* verbreitert. In Abb. 6.10 sind die Massenverteilungen der am Wasserstoff- (rote Linie) und am Butanoltarget (blaue Linie) produzierten Teilchen miteinander verglichen. Die freien und damit polarisierten Protonen zeigen die Verbreiterung aufgrund der Fermibewegung nicht.

In Abhängigkeit von den in der Ereignisrekonstruktion gewählten kinematischen Bedingungen zur Unter-

drückung des Untergrundes werden jedoch aufgrund der Fermibewegung mehr Ereignisse an gebundenen als an freien Protonen verworfen. Das Verhältnis von den gewünschten Ereignissen zu Untergrundprozessen wird deutlich verbessert, jedoch verändert sich der Dilutionfaktor zu einer unbekannt GröÙe. Um die Verteilung der *fehlenden Masse* vollständig beschreiben und den Analyse-abhängigen Anteil der unpolarisierten Protonen ermitteln zu können, müssen zusätzliche Messungen mit zirkular polarisierten Photonen an einem Kohlenstofftarget durchgeführt und analysiert werden. Die Protonen der Sauerstoffatome weisen eine vergleichbare Fermibewegung wie die im Kohlenstoff auf und können als gleich betrachtet werden. Zusätzlich können jedoch auch an dem, zur Kühlung des Butanoltargets notwendige Helium Photoproduktion stattfinden. Dieser Anteil kann praktisch nur mit Hilfe von Simulationen bestimmt werden. Aufgrund von Gl. 6.4 ist es auch möglich, anstelle der Zählratensumme von doppelpolarisierten Ereignissen den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt der η -Photoproduktion über eine Messung an einem Wasserstofftarget zu bestimmen. Hierbei müssen jedoch beide Datensätze Akzeptanz- und Flußnormiert werden, um miteinander verglichen werden zu können.

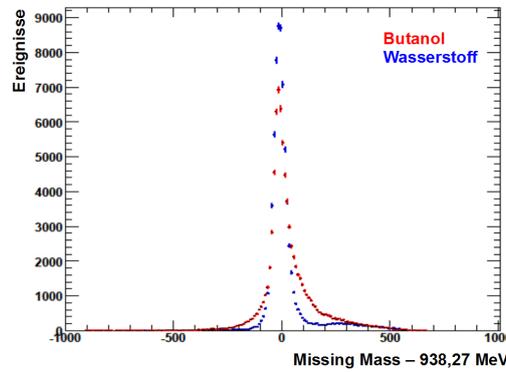


Abbildung 6.10: Die am Wasserstoff (blau) und am Butanoltarget (rot) gemessene Verteilung der fehlenden Masse.

Die starke Dominanz der $S_{11}(1535)$ -Resonanz in Schwellennähe ermöglicht es mit Hilfe der Zählratensymmetrie der η -Photoproduktion das Produkt aus Strahl- und effektiver Targetpolarisation mit der Doppelpolarisationsobservable E direkt zu bestimmen. Wird die Polarisation der Strahlphotonen aus der Messung des Møllerpolarimeters ermittelt, kann der Verdünnungsfaktor der Targetpolarisation gemessen werden. In Abb. 6.11 ist die Verteilung der Zählratensymmetrie

$$A = \frac{N_{\eta}^{\uparrow\downarrow} - N_{\eta}^{\uparrow\uparrow}}{N_{\eta}^{\uparrow\downarrow} + N_{\eta}^{\uparrow\uparrow}} \quad (6.10)$$

in Abhängigkeit der Photonenenergie aufgetragen. Die Doppelpolarisationsobservable E ist für Energien nahe der Schwelle annähernd gleich 1, für höhere Energien zeigt Abb. 6.11 den erwarteten Verlauf im Rahmen des η -MAID-Modells.

Unter Beachtung des energieabhängigen Helizitätstransfers ergibt sich mit einer gemittelten gemessenen Elektronenstrahlpolarisation von 56 % und einer aus NMR-Messungen gemittelten Targetpolarisation von 70 % der in Abb. 6.12 dargestellte energieabhängige Verlauf des Dilutionfaktors. Der aus dem MAID-Modell erwartete Verlauf der Polarisationsobservable E wurde ebenfalls berücksichtigt. Ein in [TS05] durch Simulationen vorhergesagte Dilutionfaktor von $f = \frac{10}{16}$ sowie ein nur aufgrund der Anzahl der im verwendeten Targetmaterial vorkommenden freien Protonen vorliegender Faktor von $f = \frac{10}{42}$ sind mit Hilfe von gestrichelten Linien eingezeichnet.

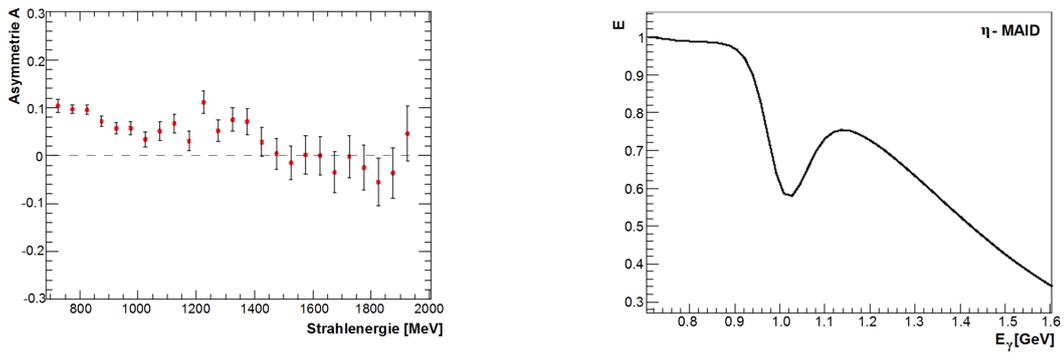


Abbildung 6.11: Rechts: Energieabhängiger Verlauf der gemessenen Zählratenasymmetrie der η -Photoproduktion. Links: Vorhergesagter Verlauf der Doppelpolarisationsobservable E aus dem η -MAID Modell [EM].

Der gemessene Verlauf zeigt den erwarteten Abfall des Dilutionfaktors zu höheren Strahlenergien hin. Bei niedrigen Strahlenergien sind die Anfangsimpulse der Protonen in der Größenordnung der durch die Fermibewegung der gebundenen Protonen hervorgerufenen Impulsänderung. Es kommt zu einer größeren Abweichung in den gemessenen Protonenwinkeln zwischen den gebundenen und freien Protonen. Die in der Analyse angewendeten Winkelschnitte selektieren damit mehr polarisierte anstatt unpolarisierte Protonen und der Dilutionfaktor wird vergrößert. Bei höheren Strahlenergien hingegen verringert sich der Einfluß der Fermibewegung aufgrund der großen Anfangsimpulse der Protonen. Der Unterschied in den gemessenen Protonenwinkeln der gebundenen und freien Protonen wird kleiner, so dass die angewendeten Winkelschnitte kaum noch zwischen den polarisierten und unpolarisierten Protonen differenzieren und der gemessene Dilutionfaktor sich verringert.

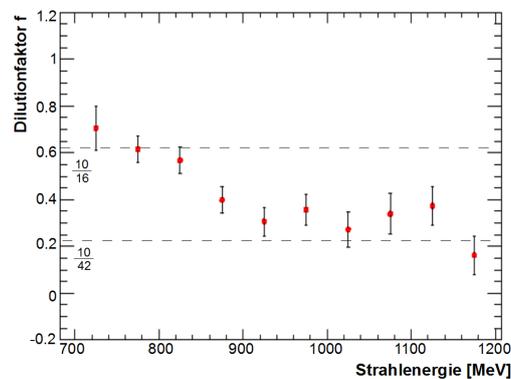


Abbildung 6.12: Mit Hilfe der aus dem Möllerpolarimeter gemessenen Strahlpolarisation sowie der aus NMR-Messungen bekannten Targetpolarisation lässt sich aus der Zählratenasymmetrie der η -Photoproduktion der energieabhängige Verlauf des Dilutionfaktors in Schwellennähe bestimmen.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Das CBELSA/TAPS-Experiment beschäftigt sich im Rahmen des transregionalen Sonderforschungsbereiches TR16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ mit der Photoproduktion von Mesonen und der Anregung nukleonischer Resonanzen. Nukleonresonanzen sind im Allgemeinen so breit, dass das Anregungsspektrum aus sich überlappenden Zuständen besteht. Mit Hilfe von Einfach- und Doppelpolarisationsobservablen können sie allerdings im Rahmen einer Partialwellenanalyse eindeutig bestimmt werden. Die dafür notwendige Planung und Bereitstellung eines zirkular und linear polarisierten Photonenstrahls, sowie die Bestimmung der Elektronenstrahlpolarisation mit Hilfe eines neu aufgebauten Møllerpolarimeters war das Ziel dieser Arbeit.

Linear polarisierte Photonen können unter Ausnutzung der kohärenten Bremsstrahlung an einem Diamantkristall erzeugt werden. Im Gegensatz zu der Produktion an einem amorphen Radiator werden von einem periodisch angeordneten Gitterverbund vorwiegend Rückstoßimpulse aufgenommen, die einem reziproken Gittervektor entsprechen. Durch das präzise Ausrichten des Kristalls zum Elektronenstrahl mit Hilfe eines mechanischen Positionierungssystems („Goniometer“) können einzelne Rückstoßimpulse selektiert werden. In den resultierenden Bremsstrahlungsspektren zeigen sich kohärente Intensitätsüberhöhungen in Form von ausgeprägten Kanten. Ein in dem vorherigen CBELSA/TAPS Experiment (2001-2004) verwendetes Goniometer wurde dazu übernommen und zusammen mit einem magnetisierten Eisentarget neu aufgebaut. Für die Ansteuerung des Positionierungssystems wurde ein auf dem Netzwerkprotokoll TCP/IP basierender Serverdienst programmiert und eine graphische Benutzeroberfläche entwickelt. Zur Einstellung der Linearpolarisation wurden die Winkeldifferenzen zwischen Elektronenstrahl, Goniometer- und Kristallsystem empirisch und auf einer systematischen Drehung des Kristalls unter Beobachtung des kohärenten Prozesses selbst („Stonehenge Plots“) gemessen. Mit bestimmten Winkeldifferenzen konnte die kohärente Kante auf eine nahezu beliebige Position im Energiespektrum und auf eine beliebige Polarisationsebene eingestellt werden. Aufgrund der hohen Empfindlichkeit der eingestellten Kante in Bezug zur Strahlachse konnte die kohärente Überhöhung im Bremsstrahlungsspektrum umgekehrt auch als Monitor für die Lage- und Winkelstabilität des Elektronenstrahls von ELSA genutzt werden.

Zur Erzeugung eines zirkular polarisierten Photonenstrahls werden longitudinal polarisierte Elektronen am Bremsstrahlungsradiator benötigt. Polarisierte Elektronen werden mittels laserinduzierter Photoemission an GaAs-ähnlichen Kristallen erzeugt und können aufgrund der Struktur eines Ringbeschleunigers in ELSA nur mit vertikal ausgerichteten Spins polarisationserhaltend beschleunigt werden. In der externen Strahlführung werden die Elektronenspins in die longitudinale Richtung gelenkt, so dass bei einem Bremsstrahlungsprozeß am Radiatortarget zirkular polarisierte Photonen emittiert werden. Der Polarisationstransfer ist dabei eindeutig durch die *Quantenelektrodynamik* gegeben, so dass der Polarisationsgrad der Photonen über eine Messung der Elektronenstrahlpolarisation bestimmt werden kann. Hierzu wurde

im Rahmen dieser Arbeit ein vollständig neues und erstmals am CBELSA/TAPS-Experiment eingesetztes Møllerpolarimeter aufgebaut.

Zur Unterdrückung des Levchuk-Effektes wurde ein impulsselektierender Nachweis für das Polarimeter gewählt und zum simultanen Betrieb des eigentlichen Experimentes der Aufbau in die Photonenmarkierungsanlage integriert. Mit ausserhalb der Mittelebene des Dipolmagneten angeordneten Bleiglasdetektoren wurde die Zählratenasymmetrie für parallele und antiparallele Strahl- und Targetelektronenspins gemessen und der Polarisationsgrad des Photonenstrahls bestimmt. Die gemessene Zählratenasymmetrie konnte mit Hilfe der Energieinformation des dem Møllerdetektor vorgelagerten Faserdetektors verifiziert werden.

In mehreren am CBELSA/TAPS-Experiment durchgeführten Doppelpolarisations-Experimenten wurde für eine Strahlenergie von 2350 MeV eine stabile Strahlpolarisation von über 60 % über einen längeren Zeitraum gemessen. Der relative systematische Gesamtfehler der Polarisationsmessung wurde anhand von zusätzlichen dedizierten Messungen und Simulationen zu 1 % bestimmt. Den größten Beitrag liefert dabei die systematische Unsicherheit des g' -Faktors bei der Polarisationsbestimmung der magnetisierten Eisenfolie (Møllertarget).

Zur Überprüfung der mit dem Møllerpolarimeter gemessenen Strahlpolarisation kann eine hadronische Reaktion mit bekannter Asymmetrie herangezogen werden. Durch die führende Rolle der intermediären $S_{11}(1535)$ -Anregung in Schwellennähe der η -Photoproduktion lässt sich über eine Zählratenasymmetrie von parallelen und antiparallelen Photonen- zu Protonenspins das Produkt aus Strahl- und effektiver Targetpolarisation messen. Ist eine der Polarisationskomponenten bekannt, lässt sich jeweils die zweite Komponente bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit wurden erste Untersuchungen der bei einer Primärstrahlenergie von 2350 MeV mit einem zirkular polarisierten Photonenstrahl und einem longitudinal polarisierten Butanoltarget genommenen Daten durchgeführt. Mit Hilfe der aus den Møllermessungen bekannten Strahlpolarisation wurden die aus der η -Photoproduktion analysierten Zählratenasymmetrie verwendet, um den energieabhängigen Verlauf des Verdünnungsfaktors („Dilutionfaktor“) der Targetpolarisation zu bestimmen.

Anhang A

Systematische Unsicherheit der Strahlpolarisation für 2007

Die Werte für die systematischen Einzelfehler in Gl. 5.49 eingesetzt erhält man

$$u_{P_z'^S, max} = 3,585 \cdot 10^{-3} + 3,733 \cdot 10^{-3} + 3,136 \cdot 10^{-3} + 9,408 \cdot 10^{-3} + 2,238 \cdot 10^{-3} = 0,0221$$

$$u_{P_z'^S, w} = \sqrt{9,443 \cdot 10^{-6} + 1,024 \cdot 10^{-5} + 3,404 \cdot 10^{-6} + 2,605 \cdot 10^{-5} + 5,009 \cdot 10^{-6}} = 0,0074.$$

Zählratenasymmetrie: $A(\alpha) = 0,03471$

	wahrscheinlicher Fehler	maximaler Fehler
Fehler relativ	1,02 %	1,19 %
Fehler absolut	$3,540 \cdot 10^{-4}$	$4,131 \cdot 10^{-4}$

Zählratenasymmetrie: $A(-\alpha) = 0,03614$

	wahrscheinlicher Fehler	maximaler Fehler
Fehler relativ	1,02 %	1,19 %
Fehler absolut	$3,686 \cdot 10^{-4}$	$4,301 \cdot 10^{-4}$

Strahlpolarisation: $P_z'^S = 0,6150$

	wahrscheinlicher Fehler	maximaler Fehler
Gesamtfehler relativ	1,20 %	3,58 %
Gesamtfehler absolut	0,0074	0,0221

Anhang B

„Koplanarität“

Der Anfangszustand der Reaktion $\gamma + p$ verfügt über keinen Transversalimpuls, so dass die Transversalimpulse des Protons und η -Mesons im Endzustand in genau entgegengesetzte Richtungen zeigen müssen. Die Differenz der Azimutwinkel von Proton und Meson $\phi_{\text{Diff}} = \phi_{\text{Proton}} - \phi_{\text{Meson}}$ muss demzufolge 180° ergeben.

In Abb. 7.1 ist ϕ_{Diff} direkt und in Abhängigkeit von der invarianten Masse des Mesons sowie der *fehlenden Masse* der Reaktion gezeigt.

Werden die kinematischen Schnitte auf die *fehlende Masse* und auf die Polarwinkeldifferenz angewendet, ergibt sich die in Abb. 7.2 links gezeigte und gegen die invariante Masse des Mesons aufgetragene Verteilung. Wird zusätzlich ein η -Meson im Endzustand verlangt, erhält man die in Abb. 7.2 rechts gezeigte Winkeldifferenz. Die Verteilung wurde mit Hilfe einer Gaußfunktion approximiert und ein $\Delta\phi$ von $3\sigma = \pm 15.72^\circ$ als Schnittgrenzen gewählt.

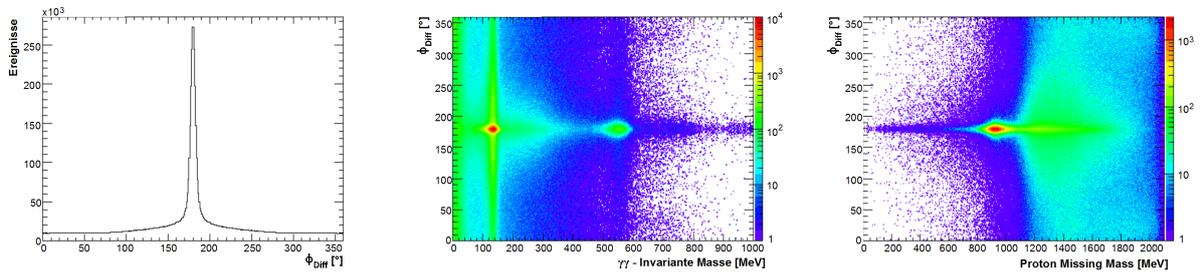


Abbildung 7.1: Die Differenz der Azimutwinkel der Proton- und Mesonkandidaten ist direkt (links) und in Abhängigkeit der 2γ -invarianten Masse (Mitte) sowie der fehlenden Masse (rechts) ohne weitere Analyseschritte aufgetragen.

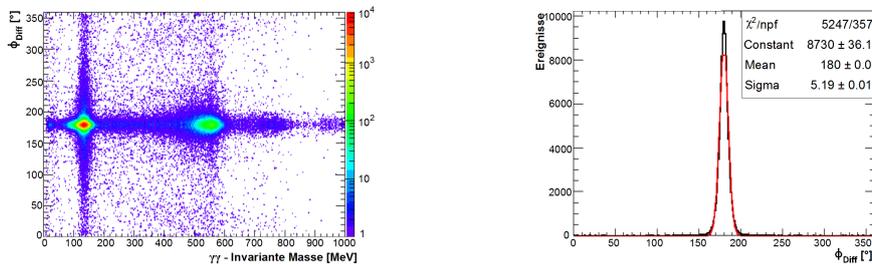


Abbildung 7.2: Links: Die Differenz der Azimutwinkel der Proton- und Mesonkandidaten in Abhängigkeit der 2γ -invarianten Masse nach weiteren kinematischen Bedingungen. Rechts: Die Differenz der Azimutwinkel mit Bedingung auf ein η -Meson im Endzustand.

Anhang C

„Back-To-Back“

Der gemessene Polarwinkel des Protons kann mit dem aus Photon und Mesonkandidaten berechneten theoretischen Polarwinkel des fehlenden teilchens der Reaktion verglichen werden. In Abb. 7.3 ist die Differenz $\theta_{\text{Diff}} = \theta_{\text{Mess}} - \theta_{\text{Theo}}$ direkt und in Abhängigkeit von der invarianten Masse des Mesons und der *fehlenden Masse* gezeigt.

Werden die kinematischen Schnitte auf die *fehlende Masse* und auf die Azimutwinkeldifferenz angewendet, ergibt sich die in Abb. 7.4 links gezeigte und gegen die invariante Masse des Mesons aufgetragene Verteilung. Die Bedingung auf die Verteilung der fehlenden invarianten Masse ist dabei nicht unabhängig von der Polarwinkeldifferenz, so dass sich hier schon eine deutliche Eingrenzung des Winkelbereichs zeigt. Mit der zusätzliche Bedingung auf die invariante Masse des η -Mesons ergibt sich die in Abb. 7.4 rechts gezeigte Differenz. Die Verteilung wurde mit Hilfe einer Gaußfunktion approximiert und ein $\Delta\theta$ von $3\sigma = \pm 10.29^\circ$ als Schnittgrenzen gewählt.

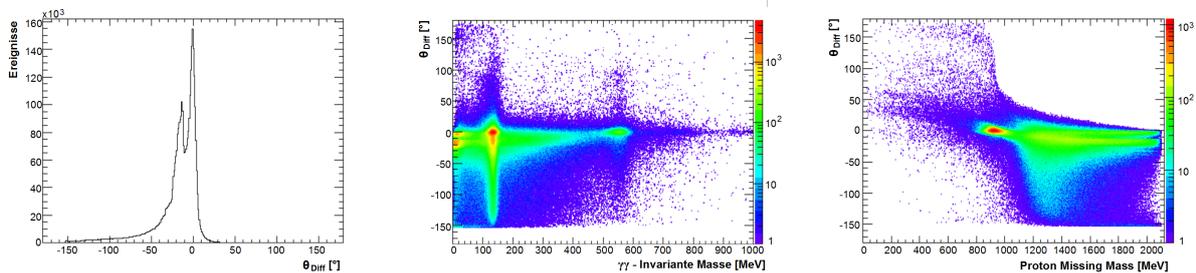


Abbildung 7.3: Die Differenz des gemessenen und berechneten Protonwinkels ist direkt (links) und in Abhängigkeit der 2γ -invarianten Masse (Mitte) sowie der fehlenden Masse (rechts) ohne weitere Analyseschritte aufgetragen.

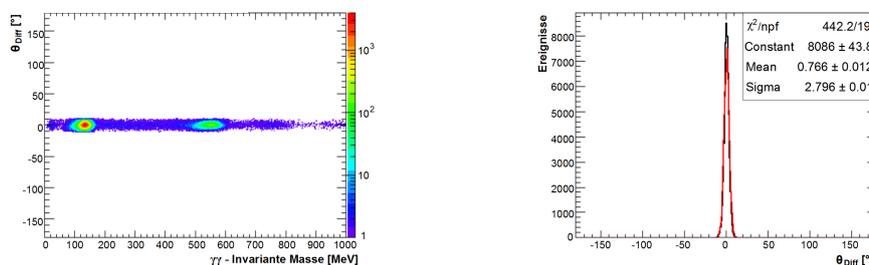


Abbildung 7.4: Links: Die Differenz des gemessenen und berechneten Protonwinkels in Abhängigkeit der 2γ -Invarianten Masse nach weiteren kinematischen Bedingungen. Rechts: Die Differenz des gemessenen und berechneten Protonwinkels mit Bedingung auf ein η -Meson im Endzustand.

Anhang D

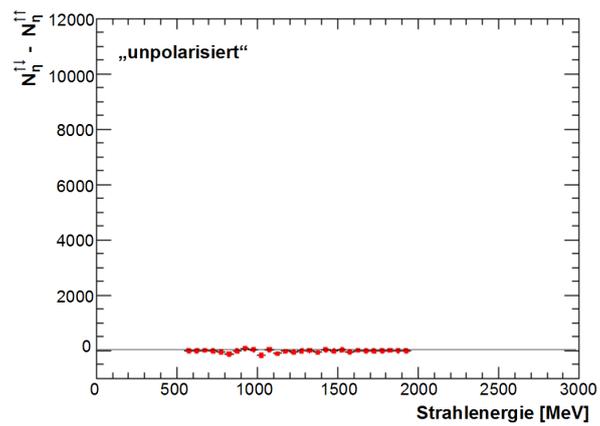


Abbildung 7.5: „Unpolarisierte“ Zählratendifferenz in Abhängigkeit von der Strahlenergie.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Energie-Niveauschema einiger Nukleonresonanzen	3
1.2	Totaler Wirkungsquerschnitt der Reaktion $\gamma p \rightarrow pX$	4
1.3	Gemessene Strahlasymmetrie für eine ausgewählte Energie	5
2.1	Beschleunigeranlage ELSA	8
2.2	Externe Strahlführungselemente	9
2.3	Schematischer Aufbau der Photonenmarkierungsanlage	11
2.4	Schematische Übersicht über das CB-Experiment	12
2.5	Schematischer Aufbau des Innendetektors	13
2.6	Schematischer Aufbau des Crystal-Barrel Kalorimeters	13
2.7	Schematischer Aufbau des CB-Vorwärtsdetektors	14
2.8	Schematischer Aufbau des MiniTAPS-Detektors	14
2.9	Schematischer Aufbau des Cherenkov-Detektors	15
2.10	Zeitlicher Ablauf der Triggerentscheidung	15
3.1	Schematischer Ausschnitt des Bandschemas von GaAs und das zugehörige Energieneiveauschema	18
3.2	Präzession des Teilchenspins um die Magnetfeldrichtung	19
3.3	Depolarisierende Resonanzen	20
3.4	Froissart-Stora-Gleichung	22
3.5	Gemessene Elektronenspuren vom 22.11.2008	23
3.6	Quadratischer Mittelwert aller 32 Elektronenspuren	24
3.7	Harmonische Korrektur	25
3.8	Quadratischer Mittelwert aller 32 Elektronenspuren mit und ohne harmonische Korrektur	26
3.9	Schematische Darstellung des schnelleren Durchkreuzens durch sprunghafte Änderung des Betatronarbeitspunktes	27
3.10	Gemessene Abhängigkeit des Polarisationsgrades vom Zeitpunkt des Arbeitspunktsprunges	27
3.11	Externe Strahlführung	28
3.12	Die am Radiortarget auftretenden Polarisationskomponenten als Funktion der Primärstrahlenergie	28
3.13	Energiekalibration der Imperfektionsresonanz $\gamma a = 3$	29
3.14	Gemessene Polarisation für verschiedene Phasen des horizontalen Korrekturmagnetfeldes	29
4.1	„Feynman-Diagramme“ der Bremsstrahlung	30
4.2	Intensitätsverteilung nach Bethe und Heitler	31
4.3	Kritischer Winkel der Photonen	32
4.4	Kritischer Winkel der gestreuten Elektronen	32
4.5	Bremsstrahlung an einem amorphen Radiator	32
4.6	Impulskomponenten des Bremsstrahlungsprozesses	33

4.7	Kinematisch erlaubter Bereich der Bremsstrahlung	34
4.8	Intensitätsspektren des Bremsstrahlungsprozesses an einem amorphen Radiator und an einem Diamanten	36
4.9	Linear polarisierte Photonen	36
4.10	Relative Intensitätsspektren mit und ohne Berücksichtigung der Kollimation	38
4.11	Im CB-Experiment verwendete Radiatortargetsystem	39
4.12	Die zur Verfügung stehenden Bremsstrahlungsradiatoren	40
4.13	Strahlprofile am Radiatortarget	42
4.14	Absolute und relative Winkeldifferenzen im Goniometersystem	43
4.15	<i>Stonehenge-Plot</i> für die ungeeichte Kristallorientierung	44
4.16	<i>Stonehenge-Plot</i> für die geeichte Kristallorientierung	45
4.17	Intensitätsverteilungen für verschiedene azimuthale Winkel des Kristalls	46
4.18	Langzeitstabilität der <i>Kohärenten Kante</i>	46
5.1	Zirkular polarisierte Photonen	47
5.2	Asymmetrische Møllerstreuung im Schwerpunkts- und Laborsystem	49
5.3	Laborstreuwinkel der gestreuten Møllerelektronen für die symmetrische Streuung	50
5.4	Feynman-Diagramme der Møllerstreuung	50
5.5	Umpolarisierter Anteil des differentiellen Wirkungsquerschnittes der Møllerstreuung	51
5.6	Asymmetriekoeffizienten der polarisierten Møllerstreuung	53
5.7	Polarisationskomponenten bei Strahlenergien größer als 2,46 GeV	54
5.8	Schematische Zeichnung des Møllerpolarimeters	55
5.9	Møllertarget	57
5.10	Magnetfeld- und Polarisationsmessungen des Møllertargets	58
5.11	Schematische Zeichnungen des verwendeten Dipolmagneten der Firma Brown-Boveri	59
5.12	Energie-Polynom des Faserdetektors	60
5.13	Simulierten Ortsverteilungen auf der Møllerdetektorebene	62
5.14	Berechnete Schauertiefe für ein auftreffendes Elektron	63
5.15	Bezeichnungen der einzelnen Bleiglasdetektormodule	63
5.16	Schaltbild der Møllerelektronik zur Überwachung der Zeit- und Ladungsinformation	64
5.17	Ein typisches Pulshöhenspektrum	65
5.18	Ein typisches Zeitspektrum (Multihit-TDC)	65
5.19	Schematische Darstellung zur Bildung des Møllertriggers	66
5.20	Vergrößert dargestelltes Zeitspektrum zur Untersuchung des Untergrundes	67
5.21	Blockschaltbild der Møllerelektronik zur Bildung der Zählratenasymmetrie	68
5.22	Graphische Darstellung des Helizitäts- und Spillsignals	69
5.23	Schematische Darstellung der Helizitätsinformationen in der Datenbank	70
5.24	Gemessene Zählratenasymmetrie für die Strahlzeit 2008	71
5.25	Impulsverteilungen für die Orbitale des Eisens	72
5.26	Laborstreuwinkel und -impuls in Abhängigkeit des Streuwinkels im Schwerpunktsystem für die gestörte und ungestörte Kinematik	73
5.27	Koinzidenzspektren zwischen dem oberen und unteren Detektormodul mit niedrigem und hohem Strahlstrom	75
5.28	Gemessene Pulshöhenspektren zur Untersuchung des zeitlich korrelierten Untergrundes	76
5.29	Die Abhängigkeit der gemessenen Strahlpolarisation von der eingestellten Diskriminatorschwelle	77
5.30	Schematische Darstellung des Überlappbereichs zwischen Faser- und Møllerdetektor	77
5.31	Zeitsprünge in den CATCH-Modulen	78

5.32	Gemessene Energiesumme der Møllerelektronen	79
5.33	Vergleich der Zählratenasymmetrien	80
5.34	Gemessene Zählratenasymmetrie für die Strahlzeit Nov/Dez 2008	81
5.35	Mit Geant4 generierter und mit den Møllerdetektor nachgewiesener $\bar{\theta}$ -Winkelbereich der unpolarisierten Møllerstreuung	82
6.1	Totaler Wirkungsquerschnitt der Eta-Photoproduktion	87
6.2	Antiparallele und parallele Orientierung von Photon- und Protonspins	88
6.3	Gemessene invariante Massenverteilung der 2γ -Kombinationen am Butanoltarget	90
6.4	Verteilung der rekonstruierten fehlenden Masse der Reaktion	91
6.5	Ergebnisse der kinematischen Bedingungen	91
6.6	Verteilung der fehlenden Masse der Reaktion ohne und mit kinematischen Bedingungen	91
6.7	Verteilung der <i>Reaction-Time</i>	92
6.8	Verteilung der <i>fehlenden Masse</i> für parallele und antiparallele Spinorientierung von Photon- und Protonspin	93
6.9	„Polarisations-korrigierte“ Zählratendifferenz in Abhängigkeit der Strahlenergie	93
6.10	Am Wasserstoff und am Butanoltarget gemessene Verteilung der <i>fehlenden Masse</i>	94
6.11	Energieabhängiger Verlauf der gemessenen Zählratenasymmetrie der η -Photoproduktion	95
6.12	Energieabhängige Verlauf des Dilutionfaktors	95
7.1	Gemessene Azimutwinkelverteilung der Proton- und Mesonkandidaten	99
7.2	Gemessene Azimutwinkelverteilung der Proton- und Mesonkandidaten nach weiteren kinematischen Bedingungen	99
7.3	Differenz des gemessenen und berechneten Protonwinkels	100
7.4	Differenz des gemessenen und berechneten Protonwinkels nach weiteren kinematischen Bedingungen	100
7.5	„Unpolarisierte“ Zählratendifferenz in Abhängigkeit von der Strahlenergie	101

Tabellenverzeichnis

1.1	Die 4 Grundkräfte und ihre Eigenschaften	1
1.2	In der jetzigen Experimentierphase zugänglichen Polarisationsobservable	6
2.1	Triggerbedingungen des CB-Experimentes	16
3.1	An ELSA auftretende Imperfektionsresonanzen	21
3.2	Amplitudenwerte der Harmonischen Korrektur in der Strahlzeit Nov/Dez 2008	26
5.1	Vergleich der Bremsstrahlungsradiatoren	56
5.2	Aktuell vorliegenden Messdaten mit zirkular polarisierten Photonen	69
5.3	Die Bindungsenergien der Elektronen in Eisen	71
5.4	Relative Verringerung der Ereigniszählrate für die einzelnen Eisenorbitale bei einer Strahlenergie von 2,35 GeV	74
5.5	Relative Verringerung des Nenners der Zählratenasymmetrie für verschiedene Primärstrahlenergien	74
5.6	Relative Verringerung der Ereigniszählrate für unterschiedliche Detektorpositionen	74
5.7	Effektive Asymmetriekoeffizienten für das CB-Møllerpolarimeter für verschiedene, an ELSA vorkommende Primärstrahlenergien	82
5.8	Die simulierten effektiven Asymmetriekoeffizienten für verschiedene Detektorpositionen	82

Literaturverzeichnis

- [Aca01] ACAM, MESS-ELECTRONIC: *Functional description, scientific version: TDC-F1, high performance 8-channel TDC*, 2001.
- [AIP93] *American Institute of Physics Handbook*. McGraw-Hill, 1993.
- [Ani05] ANISOVICH, A. *et al.*: *Photoproduction of baryons decaying into $N\pi$ and $N\eta$* . Eur. Phys. J. A **25**, 427-439, 2005.
- [Übe56] ÜBERALL, H.: *High-Energy Interference Effect of Bremsstrahlung and Pair Production in Crystals*. Phys. Rev. **103**, 4, 1055-1067, 1956.
- [Boc98] BOCK, A. *et al.*: *Measurement of the Target Asymmetry of η and π^0 Photoproduction on the Proton*. Phys. Rev. Lett. **81**, 534-537, 1998.
- [Bre81] BREFELD, W.: *Beschleunigung von polarisierten Elektronen im Bonner Synchrotron und im geplanten Stretcherring ELSA*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1981.
- [Che93] CHEN, Y. F. *et al.*: *Analytic function for atomic momentum-density distributions and Compton profiles of K and L shells*. Phys. Rev. A **47**, 5, 4502-4505, 1993.
- [Cre05] CREDE, V. *et al.*: *Photoproduction of η Mesons off Protons for $0.75 \text{ GeV} < E_\gamma < 3 \text{ GeV}$* . Phys. Rev. Lett. **94**, 012003, 2005.
- [CT97] CHIANG, W.-T. und F. TABAKIN: *Completeness rules for spin observables in pseudoscalar meson photoproduction*. Phys. Rec. C **55**, 2054-2066, 1997.
- [Dah08] DAHLKE, T.: *Bestimmung einer winkelabhängigen Energiekorrekturfunktion für das TAPS-Kalorimeter des Crystal-Barrel/TAPS Experimentes an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [Ebe06] EBERHARDT, H.: *Messung der Targetpolarisation und Detektorstudie für das Møllerpolarimeter des Crystal-Barrel-Aufbaus an ELSA*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.
- [Ebe09] EBERHARDT, H.: *in Vorbereitung*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Els07] ELSNER, D. *et al.*: *Measurement of the beam asymmetry in η photoproduction off the proton*. Eur. Phys. J. A **33**, 147-155, 2007.
- [EM] ETA-MAID. <http://www.kph.uni-mainz.de/MAID/maid.html>.

- [Fle01] FLEMMING, H.: *Entwurf und Aufbau eines Zellularlogik-Triggers für das Crystal-Barrel-Experiment an der Elektronenbeschleunigeranlage ELSA*. Doktorarbeit, Fakultät für Physik und Astronomie der Ruhr-Universität Bochum, 2001.
- [FP09] FORNET-PONSE, K.: *Die Photonenmarkierungsanlage für das Crystal-Barrel/TAPS-Experiment an ELSA*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Fun08] FUNKE, C.: *Analyse der Triggerfähigkeit zur Selektion hadronischer Ereignisse und Entwicklung eines Hochgeschwindigkeits-Triggers für den Vorwärtskonus des Crystal-Barrel Detektors*. Doktorarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2008.
- [Glu53] GLUCKSTERN, R. L. *et al.*: *Polarization of Bremsstrahlung Radiation*. Phys. Rev. **90**, 6, 1026-1029, 1953.
- [Glu08] GLUEX, COLLABORATION: *The Technical Design of the Hall-D Polarized Photon Beam at the Thomas Jefferson National Accelerator Facility*. Technical Note, GlueX-doc-1127-v4, 2008.
- [Grü06] GRÜNER, M.: *Modifikation und Test des Innendetektors für das Crystal-Barrel Experiment*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.
- [Har07] HARTMANN, J.: *Zeitkalibrierung und Photonenflussbestimmung für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [Heß05] HEß, C.: *Ein gepulstes NMR-System zur Polarisationsmessung an Festkörpertargets*. Diplomarbeit, Fakultät der Physik und Astronomie der Ruhr-Universität Bochum, 2005.
- [Hei54] HEITLER, W.: *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford University Press, 1954.
- [Hil00] HILLERT, W.: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*. Habilitationsschrift der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität zu Bonn, 2000.
- [Hof01] HOFFMANN, M.: *Beschleunigung polarisierter Elektronen in der Bonner Elektronen-Beschleunigeranlage ELSA*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2001.
- [Jun05] JUNKERSFELD, J.: *Photoproduktion von $\pi^0\omega$ am Proton bei Energien bis 3 GeV*. Doktorarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2005.
- [Kai07] KAISER, D.: *Aufbau und Test des Gas-Cerenkov-Detektors für den Crystal-Barrel-Aufbau an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2007.
- [Kri98] KRIMMER, J.: *Aufbau eines Überwachungssystems für den Photonenstrahl für das GDH-Experiment an ELSA Bonn*. Diplomarbeit, Physikalisches Institut der Eberhard-Karls-Universität Tübingen, 1998.

- [Kru95] KRUSCHE, B. *et al.*: *Near Threshold Photoproduction of η Mesons off the Proton*. Phys. Rev. Lett. **74**, 19, 1995.
- [KT95] KNÖCHLEIN, G., DRECHSEL D. und L. TIATOR: *Photo- and Electroproduction of Eta Mesons*. 1995.
- [Lev94] LEVCHUK, L. G.: *The intra-atomic motion of bound electrons as a possible source of systematic error in electron beam polarization measurements by means of a Møller polarimeter*. Nucl. Instrum. Methods A **345**, 496-499, 1994.
- [Liv05] LIVINGSTON, K. *et al.*: *The Stonehenge Technique. A new method of crystal alignment for coherent bremsstrahlung experiments*. Proc. SPIE Bd. 5974, 170-176, 2005.
- [McV57] McVOY, K. W. *et al.*: *Circular Polarization of Bremsstrahlung from Polarized Electrons in Born Approximation*. Phys. Rev. **106**, 4, 828-829, 1957.
- [Mül09] MÜLLER, J.: *in preparation*. Doktorarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2009.
- [Nat03] NATTER, F. A. *et al.*: *Monte Carlo Simulation and Analytical Calculation of Coherent Bremsstrahlung and its Polarisation*. Nucl. Instrum. Methods, B **211**, 465-486, 2003.
- [Ols59] OLSEN, H.: *Photon and Electron Polarization in High-Energy Bremsstrahlung and Pair Production with Screening*. Phys. Rev. **114**, 3, 887-904, 1959.
- [Sch51] SCHIFF, L. I. *et al.*: *Energy-Angle Distribution of Thin Target Bremsstrahlung*. Phys. Rev. **83**, 2, 252-253, 1951.
- [Sch05] SCHMIDT, C.: *Explora: Extended plugable objectoriented root analysis*. Technical note, <http://wwwnew.hiskp.uni-bonn.de/cb/index.php>, 2005.
- [Ste99] STEIER, C.: *Polarisierte Elektronen in der Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA*. Doktorarbeit, Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 1999.
- [Swa94] SWARTZ, M. *et al.*: *Observation of Target Electron Momentum Effects in Single-Arm Møller Polarimetry*. SLAC-PUB-6467, LBL-35377, hep-ex/9412006, 1994.
- [Tim69] TIMM, U.: *Coherent Bremsstrahlung of Electrons in Crystals*. Fortschritte der Physik **17**, 765-808, 1969.
- [TS05] THOMA, U., VAN PEE H. und A. SARANTSEV: *Measurement of Double Polarisation Observables in $2\pi^0$ -Photoproduction with the Crystal Barrel Detector at ELSA*. Proposal to the PAC, ELSA/6-2005, 2005.
- [VGCK] VAKUUMSCHMELZE GMBH & C. KG, HANAU.
- [Wag90] WAGNER, B. *et al.*: *A Møller Polarimeter for cw and pulsed intermediate energy electron beams*. Nucl. Instrum. Methods A **294**, 541-548, 1990.
- [Win06] WINNEBECK, A.: *Entwicklung und Implementierung eines universellen, FPGA basierten Triggermoduls für das Crystal-Barrel-Experiment an ELSA*. Diplomarbeit, Helmholtz-Institut für Strahlen- und Kernphysik der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2006.