

Aufbau und Inbetriebnahme des DAGATA-Polarimeters

Construction and implementation of the DAGATA-polarimeter

Zur Erlangung des Grades eines Doktors der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)

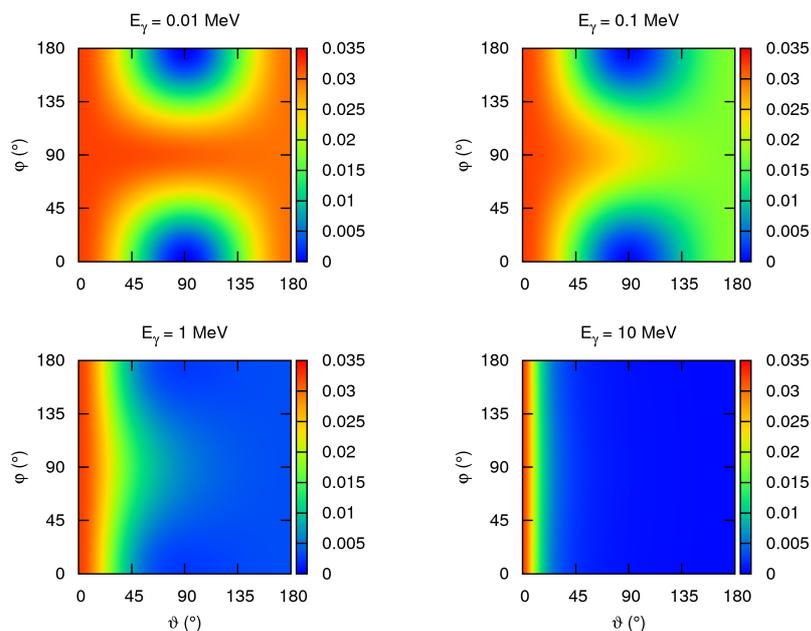
genehmigte Dissertation von Dipl. Phys. Babak Alikhani aus Ray (Iran)

Juni 2012 — Darmstadt — D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Physik
Institut für Kernphysik
AG Pietralla



Gefördert durch

Sonderforschungsbereich
SFB 634



HIC for FAIR

HIC
for **FAIR**
Helmholtz International Center

Aufbau und Inbetriebnahme des DAGATA-Polarimeters
Construction and implementation of the DAGATA-polarimeter

Genehmigte Dissertation von Dipl. Phys. Babak Alikhani aus Ray (Iran)

1. Gutachten: Prof. Dr. Norbert Pietralla
2. Gutachten: Prof. Dr. Joachim Enders

Tag der Einreichung: 10. April 2012

Tag der Prüfung: 21. Mai 2012

Darmstadt – D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-29934

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/2993>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 2.0 Deutschland

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/2.0/de/>

Für IMOLA

*„Es gibt keine großen Entdeckungen und Fortschritte,
solange es noch ein unglückliches Kind auf Erden gibt.“*
Albert Einstein



Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit präsentiert erstmals die Kalibrierung eines hochsegmentierten HPGe-Detektors, des DAGATA-Detektors (**DA**rmstadt **GA**mma-ray **T**racking **A**ssembly), als ein Compton-Polarimeter. Dabei wurde eine Methode entwickelt, die auf der (quasi-)kontinuierlichen Messung des Compton-Streuwinkels basiert. Hier werden die Ergebnisse der Polarisations sensitivität des 36-fach segmentierten DAGATA-Polarimeters gezeigt.

Die Polarisations sensitivität wurde in einem Experiment anhand einer ^{60}Co -Quelle mit einer Aktivität von 680 kBq für zwei Übergangsenergien aus der $4^+ - 2^+ - 0^+$ -Kaskade in ^{60}Ni kalibriert. Mit der Polarisations sensitivität konnte auch die Figure-of-Merit für die Photonenenergien von 1173 und 1332 keV berechnet werden.

Beim Kalibrierungsexperiment zur Bestimmung der Polarisations sensitivität des DAGATA-Polarimeters handelte es sich um ein Koinzidenzexperiment mithilfe zweier externen Detektoren. Die Richtungen der externen Detektoren definierten eine Quantisierungsachse bezüglich jedes Detektors. Somit wurden die polarisierten Photonen aus Koinzidenzmessungen gewonnen. Die emittierten Photonen besitzen einen Polarisationsgrad von $1/6$, wenn der Winkel zwischen ihren Emissionsrichtungen 90° beträgt. Die unpolarisierten Photonen erhielt man in Singlemessungen.

In dieser Arbeit wurden die theoretischen Grundlagen der Polarisation behandelt und wichtige Observablen hergeleitet, die bei der Messung der Polarisation verwendet wurden.

Das DAGATA-Polarimeter ist ein neuartiges Compton-Polarimeter. Es werden neue Größen benötigt, um seine Polarisations sensitivität erst erhalten zu können.

Die Analyse des Experiments geschah aufgrund von Informationen, die die Segmente des DAGATA-Polarimeters lieferten. Damit konnten die Wechselwirkungsorte bis auf die Segmentvolumen bestimmt werden. Zur Auswertung der experimentellen Daten wurden die Schwerpunkte der Segmente verwendet (Segmentbasis), die aus den Simulationen bestimmt wurden. Die für die Analyse benötigten Winkel wurden aus den Schwerpunktkoordinaten berechnet und in Form einer Tabelle aufgelistet.

Durch Einführung einer neuen Asymmetrie, die auf den unterschiedlichen Streuverteilungen der polarisierten und unpolarisierten Ereignisse zwischen Detektorsegmenten basierte, wurde die Polarisations sensitivität des DAGATA-Polarimeters definiert.

Die aus dem Kalibrierungsexperiment bestimmten Polarisations sensitivitäten auf Segmentbasis betragen $21(3)\%$ bei 1173 keV und $19(1)\%$ bei 1332 keV. Im Vergleich zu vierfach segmentierten Polarimetern besitzt das DAGATA-Polarimeter eine höhere Polarisations sensitivität.



Abstract

In this work the calibration of a highly segmented HPGe-detector, the DAGATA-detector (**DA**rmstadt **GA**mma-ray **T**racking **A**ssembly), as a Compton polarimeter and a method for (quasi-)continuous angle Compton polarimetry are presented.

A polarization-directional correlation experiment with a ^{60}Co source with an activity of 680 kBq using the DAGATA-polarimeter and two conventional coaxial germanium detectors (external detectors) was performed to obtain the polarization sensitivity.

A quantization axis for polarized photons was defined by the detection of one of the two photons with the energies 1173 and 1332 keV from the $4^+ - 2^+ - 0^+$ -cascade in ^{60}Ni in one of the external detectors in coincidence with a Compton-scattered photon in the DAGATA-polarimeter. The maximum degree of linear polarization can be obtained at a relative angle 90° between DAGATA-polarimeter and one of the external detectors. The degree of polarization for this setup is $1/6$.

In this work the theoretical treatment of polarization have been discussed and the most important observables are derived.

The analysis of the experiment was done on the information provided by segments of the DAGATA-polarimeter. The centers of gravity of the DAGATA segments were used to analyze the experimental data. These centers of gravity were obtained from the simulations. The required angles for analysis of the experiment were also calculated from the centers of gravity of the DAGATA segments.

The ratio of the intensities for Compton-scattered events from polarized and unpolarized γ -rays can be used to define an angle-dependent asymmetry. Using this asymmetry the polarization sensitivity of the DAGATA polarimeter can be defined.

From the Experiment the polarization sensitivities of 21(3)% at 1173 keV and 19(1)% at 1332 keV have been achieved. In comparison with four-fold segmented polarimeters, the DAGATA-polarimeter has higher polarization sensitivities.



Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	III
Abstract	V
1. Einleitung	1
2. Polarisation elektromagnetischer Strahlung	7
2.1. Polarisation	7
2.2. Stokes Parameter	12
3. Photonenstreuexperimente mit polarisierten Photonen im Eingangs- und Ausgangskanal	17
3.1. Gamma-Übergänge	18
3.2. Gamma-Gamma-Winkelkorrelation	19
3.3. Paritätsbestimmung in Kernresonanzfluoreszenz-Experimenten	25
3.3.1. Erzeugung polarisierter Gamma-Strahlung im Eingangskanal	26
3.3.2. Paritätsbestimmung durch linear polarisierten Photonen im Eingangskanal	29
3.3.3. Paritätsbestimmung durch Polarimetrie im Ausgangskanal	31
4. Compton-Polarimetrie	33
4.1. Compton-Streuung	33
4.2. Compton-Polarimetrie mit herkömmlichen Compton-Polarimetern	38
4.3. Polarimetrie mit segmentierten Detektoren	45
4.4. Compton-Tracking-Polarimeter	48
4.5. Figure-of-Merit eines Compton-Polarimeters	50
5. DAGATA - Ein hochsegmentiertes Compton-Polarimeter	53
5.1. AGATA-Spektrometer	53
5.2. Pulsformanalyse und Tracking	55
5.3. DAGATA	57
5.3.1. DAGATA-Detektor	58
5.3.2. Datenerfassungssystem	59
5.4. Inbetriebnahme des DAGATA-Polarimeters	62
5.5. Simulationen	64
6. Kalibrierungsexperiment	65
6.1. Aufbau des Experiments	65
6.1.1. Vorbereitung der Daten aus der Koinzidenzmessung	66

6.1.2. Datenstruktur	70
6.2. Simulation für das Kalibrierungsexperiment	71
7. Auswertung	73
7.1. Definition der Polarisations sensitivität des DAGATA-Polarimeters	73
7.2. Auswertung der Simulationen	76
7.2.1. Polarisations sensitivität mithilfe der Wechselwirkungs koordinaten	76
7.2.2. Polarisations sensitivität auf Segmentbasis	76
7.3. Auswertung des Kalibrierungsexperiments	83
7.4. Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters	90
8. Ergebnisse	93
8.1. Polarisations sensitivität aus der Theorie	93
8.2. Polarisations sensitivität und Figure-of-Merit aus den Simulationen	94
8.2.1. Simulationen mit einer symmetrischen Kapsel (Wechselwirkungs koordinaten)	95
8.2.2. Simulationen mit dem DAGATA-Polarimeter (Segmentbasis)	96
8.3. Polarisations sensitivität und Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters aus dem Experiment	97
9. Diskussion und Ausblick	103
9.1. Diskussion	103
9.2. Ausblick	105
9.2.1. Polarisations sensitivität eines Tripel-AGATA-Detektors	106
9.2.2. Pulsformanalyse und Tracking	107
9.2.3. DAGATA am DHIPS	107
A. Polarisationsgrad der von einer ^{60}Co-Quelle emittierten Photonen	111
B. Abnahmetest der DAGATA-Kapsel am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln	113
C. Zeitdifferenzspektren zwischen dem DAGATA-Core und den Segmenten	119
D. Kanal- und Segmentnummerierung	123
D.1. Kanalbesetzung	123
D.2. Nummerierung in dem Experiment und der Simulation	123
Literaturverzeichnis	125
Danksagung	133
Lebenslauf	135

Abbildungsverzeichnis

1.1. Schematische Darstellung elektrischer Dipolstärke	1
1.2. Experimentelle Asymmetrie für die in ^{60}Ni beobachteten Übergänge	3
3.1. Intensitätsverteilung der Dipol- und Quadrupol-Strahlung	19
3.2. $\gamma\gamma$ -Kaskade	20
3.3. Graphische Darstellung des Polarisationsgrads	25
3.4. Elastische und inelastische Streuung	26
3.5. Duke Free Electron Laser Laboratory (<i>DFELL</i>)	27
3.6. Off-Axis-Bremsstrahlung	28
3.7. Polarisationsgrad des durch Off-Axis-Bremsstrahlung erzeugten Photonenstrahls	29
3.8. $\text{HI}\gamma\text{S}$ -Polarimeter	30
4.1. Compton-Streuung	33
4.2. Compton-Streuwirkungsquerschnitt von polarisierten Photonen	35
4.3. Analysierstärke des Compton-Effekts	36
4.4. Compton-Streuwirkungsquerschnitt von unpolarisierten Photonen	37
4.5. Herkömmliches Compton-Polarimeter	39
4.6. Detektierte senkrechte und parallele Ereignisse N_{\perp} und N_{\parallel}	40
4.7. Definition des azimuthalen Compton-Streuwinkels ξ	42
4.8. Clover- und vierfach segmentierter Detektor	46
4.9. Vorwärtsstreuung zwischen zwei Kristallen in einem Clover-Detektor	47
4.10. Polarisations sensitivität Q eines Clover- und eines vierfach segmentierten Detektors	47
4.11. Euroball-Cluster-Detektor	49
5.1. AGATA-Spektrometer	55
5.2. Core-Signal, Segment-Nettoladungssignale, Segment-Spiegelladungssignale	56
5.3. Schematische Darstellung der DAGATA-Kapsel	58
5.4. Abmessungen des DAGATA-Polarimeters	58
5.5. Datenerfassungssystem	59
5.6. Signal-Diagramm des <i>MAWD</i> -Algorithmus	60
5.7. Block-Diagramm des <i>MAWD</i> -Algorithmus	61
5.8. Block-Diagramm der Entfaltungseinheit	61
5.9. Energiespektrum des DAGATA-Cores mit einer ^{60}Co -Quelle	62
5.10. Energiespektrum des DAGATA-Cores, Quelle vor den Segmenten B5 und B6	63
5.11. Energiespektrum des Segments C3 mit einer ^{60}Co -Quelle	63
6.1. Experimenteller Aufbau	67
6.2. Energiespektren der externen Detektoren mit einer ^{60}Co -Quelle	68

6.3. Zeitdifferenzspektrum (Core-Detektor)	68
6.4. Echte und zufällige Koinzidenzbereiche	69
6.5. Energie-Zeitdifferenz-Matrix	69
6.6. Koinzidenzspektren des DAGATA-Cores	70
7.1. Schwerpunktkoordinaten der Segmente im DAGATA	77
7.2. Definition der Compton-Streuebene und des Compton-Streuwinkels	77
7.3. Verteilung polarer Compton-Streuwinkel (Look-Up-Tabelle)	79
7.4. Verteilung azimuthaler Compton-Streuwinkel (Look-Up-Tabelle)	79
7.5. Winkeldifferenz $\Delta\xi$	80
7.6. Asymmetrie A_{DAGATA} , Bingröße 36°	82
7.7. Asymmetrie A_{DAGATA} , Bingröße 1°	82
7.8. Foldverteilung	84
7.9. Skizze des experimentellen Aufbaus	85
7.10. Vergleich der normierten polarisierten und unpolarisierten ξ -Verteilungen im DAGATA	88
7.11. Verteilung polarer Compton-Streuwinkel (Experiment)	89
7.12. Verteilung azimuthaler Compton-Streuwinkel (Experiment)	90
8.1. Analysierstärke für die Übergänge in ^{60}Ni	94
8.2. Theoretisch berechnete Asymmetrien	94
8.3. Polarisations sensitivität Q aus der Simulation	99
8.4. Asymmetrie-Plot der unpolarisierten Ereignisse	100
8.5. Asymmetrie-Plot der polarisierten Ereignisse	101
9.1. Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters mit drei Kapseln	107
9.2. DHIPS	109
A.1. Zerfallsschema von ^{60}Co	111
B.1. Platine auf der Kapsel	113
B.2. Liverpool-Krysotat zum Abnahmetest	114
B.3. PT100-Verlauf	114
B.4. Kupferkühlfinger	115
B.5. Abhängigkeit der Energieauflösung von angelegter Hochspannung	115
B.6. Spannungsbelegung von Buchse der DAGATA-Vorverstärker	116
B.7. Energieauflösung aller Segmente und des Cores vom DAGATA	117
C.1. Zeitdifferenzspektrum (Core-Segment)	119
C.2. Zeitdifferenzspektrum (Core-Segment) ohne Spiegelladungen	120
C.3. Zeitdifferenzspektrum (Core-Segment) ohne Spiegelladungen, nur Peaks	121
D.1. Segmentbenennung	124

Tabellenverzeichnis

2.1. Stokes-Parameter	13
3.1. $\kappa_{\mu}(LL')$ -Koeffizienten	22
4.1. Optimaler Compton-Streuwinkel	48
5.1. Performance des AGATA-Balls	55
6.1. Absolute Photopeak-Effizienzen aus dem Kalibrierungsexperiment	66
6.2. Ausschnitt der ausgelesenen Daten	70
7.1. Look-Up-Tabelle	78
8.1. Polarisations sensitivität Q und Figure-of-Merit FM einer symmetrischen AGATA-Kapsel . .	95
8.2. Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters aus den Simulationen	96
8.3. Koinzidenz-Effizienz aus den Simulationen	96
8.4. Absolute Photopeak-Effizienz aus den Simulationen	97
8.5. Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters aus den Simulationen	97
8.6. Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters aus dem Kalibrierungsexperiment . .	97
8.7. Koinzidenz-Effizienz aus dem Kalibrierungsexperiment	98
8.8. Absolute Photopeak-Effizienz aus dem Kalibrierungsexperiment	98
8.9. Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters aus dem Kalibrierungsexperiment	98
9.1. Spezifische Figure-of-Merit	105
9.2. Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters mit drei Kapseln aus den Simulationen	106
A.1. F-Koeffizienten für E2-Übergänge	111
D.1. Kanalbesetzungen der Flash-ADC-Module	123
D.2. Nummerierung der Segmente im Experiment und in den Simulationen	124



1 Einleitung

Ein quantisiertes Vielteilchensystem wie ein Atomkern hat ein Anregungsspektrum, dessen Komplexität eine geeignete Beschreibung erfordert. Für Atomkerne besteht bis heute kein umfassendes Modell, das alle experimentell bestimmten Eigenschaften beschreiben kann. Ein Atomkern besitzt sowohl Einteilchen- als auch kollektive Charakteristiken.

Das Schalenmodell kann eine sehr gute Beschreibung der Einteilchenanregungen liefern. In diesem Modell ist ein Atomkern aus verschiedenen Orbitalen aufgebaut, in denen sich eine gewisse Anzahl von Nukleonen befindet. Atomkerne mit ganz oder nahezu ganz abgeschlossenen Nukleonenschalen können sehr gut durch das Schalenmodell beschrieben werden. Für Kerne mit n Nukleonen außerhalb einer abgeschlossenen Schale ändert sich die Situation. Falls nur einige wenige Nukleonen ($n \approx 1$) sich außerhalb einer abgeschlossenen Schale befinden, können Anregungszustände in so einem Kern als Einteilchen-Modell verstanden werden, wie es vom Schalenmodell vorhergesagt wird. Befinden sich viele Nukleonen außerhalb einer abgeschlossenen Schale, so können die Anregungszustände solcher Systeme auf Basis des Schalenmodells nicht erklärt werden. Diese Anregungszustände werden auf eine kollektive Bewegung aller Nukleonen zurückgeführt. Zu den kollektiven Anregungen gehören die sogenannten Riesenresonanzen. Es handelt sich dabei um kollektive Schwingungen des Kerns, an denen ein großer Anteil der Neutronen und der Protonen beteiligt ist und die energetisch sehr hoch liegen (oberhalb der Neutronenseparationsenergie S_n). Die Energie der Riesenresonanzen nimmt mit der Masse ab ($\sim A^{-1/3}$) [MK02].

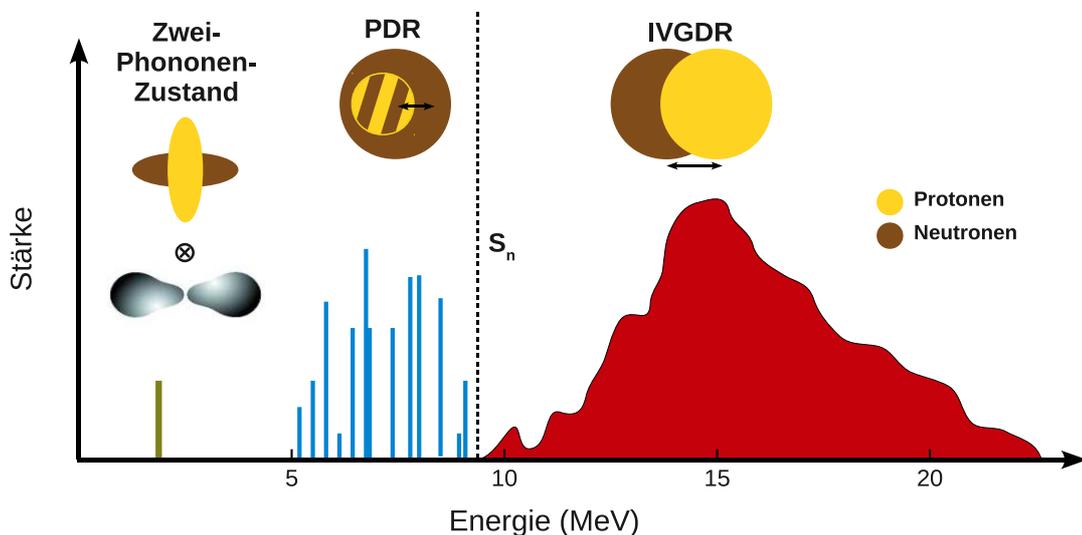


Abbildung 1.1.: Schematische Darstellung elektrischer Dipolstärke. Der Zwei-Phononen-Zustand liegt im niederenergetischen Bereich. Unterhalb der Neutronenseparationsenergie befinden sich die Pygmy-Dipol-Resonanzen. Oberhalb der Neutronenseparationsenergie ist die Riesenresonanz zu sehen.

Ein wichtiges Beispiel dazu ist die isovektorielle Dipol-Riesenresonanz (*IVGDR*), die als kollektive Schwingung der Protonen gegen die Neutronen beschrieben wird [Kne96]. In Kernen mit nahezu ganz abgeschlossenen Schalen wurden Zwei-Phononen-Zustände beobachtet, die durch die Kopplung einer Quadrupol-Schwingung mit einer Oktupol-Schwingung ($2^+ \otimes 3^-$) entstehen [End09]. Sie liegen im Energiebereich von 2 bis 4 MeV. In den letzten Jahren konzentriert sich die Forschung auf mittelschwere bis schwere Kerne, wo eine Häufung elektrischer Dipolübergänge (E1) unterhalb der Neutronenseparationsenergie und oberhalb der Zwei-Phononen-Zustände (zwischen 5 bis 10 MeV) beobachtet wurde. Diese bezeichnet man als Pygmy-Dipol-Resonanz (*PDR*) [Har04, Vol06a, Sav08]. PDR wird oft als Schwingung einer Neutronenhaut gegen einen Kern mit gleich vielen Protonen und Neutronen beschrieben. Die schematische Darstellung elektrischer Dipolstärke wird in Abbildung 1.1 dargestellt.

Systematische Untersuchungen der PDR in unterschiedlichen Kernen wurden bereits durchgeführt, z.B. an den stabilen Pb-Isotopen [End03], den stabilen $N = 82$ Isotonen [Her97, Her99, Zil02, Vol06b] oder den stabilen Sn-Isotopen [Oez07] mit Photonenstreuexperimenten, an den instabilen Sn- und Sb-Isotopen [Kli07] oder dem instabilen ^{68}Ni -Kern [Wie09] mit Coulomb Anregung und an den ^{138}Ba und ^{140}Ce -Kernen mit $(\alpha, \alpha'\gamma)$ -Reaktion [End09].

Die gebräuchlichste Methode zur Untersuchung der PDR ist die Kernresonanzfluoreszenz (*KRF*) [Met59, Ber87, Kne96, Kne06]. Diese Methode basiert auf der resonanten Absorption von reellen Photonen, bei der ein Kern in einen angeregten Zustand übergeht, und auf der anschließenden Emission von Photonen, bei der der Kern in seinen Anfangszustand oder einen Zwischenzustand zerfällt. Mit neuen leistungsstarken (γ, γ') -Experimentanlagen können genauere Informationen über die E1-Stärkeverteilung bis zur Neutronenseparationsenergie in mittleren und schweren Kernen ermittelt werden. Aufgrund des kleinen Drehimpulsübertrags von Photonen auf Atomkerne werden Zustände vor allem durch Dipol- und Quadrupolübergänge angeregt und deren Zerfälle beobachtet.

Zur Bestimmung der Stärke der PDR muss man die M1-Stärke eindeutig von der E1-Stärke unterscheiden, da im Energiebereich der PDR die M1-Anregungszustände vorkommen. Zum Beispiel wurde in einer Untersuchung im Kern ^{60}Ni mit Photonenstreuexperimenten eine beträchtliche Menge an M1-Stärke in der Umgebung der vermuteten Pygmydipolresonanzen beobachtet [Fri11]. Diese ist in Abbildung 1.2 dargestellt.

Die Zuordnung der Paritätsquantenzahlen von angeregten Spin-1-Zuständen ist von großer Bedeutung, um die E1-Stärke von der M1-Stärke zu unterscheiden. Zur Bestimmung der Paritätsquantenzahlen von angeregten Zuständen wurden zwei experimentelle Techniken entwickelt:

1. Verwendung von linear polarisierten Photonen als Primärstrahl,
2. Messung der linearen Polarisation der gestreuten Photonen.

Das erste Verfahren zur direkten Messung der Paritäten wurde in verschiedenen Experimenten verwendet [Ran69, Gov94, Pie02a, Pie02b, Pie03, Sav05]. Ein Beispiel wurde im Elektronen-Speicherring am Duke Free Electron Laser Laboratory (*DFELL*) realisiert, wobei ein durch einen freien Elektronenlaser (*FEL*) generierter polarisierter Photonenstrahl genutzt wurde [Lit98]. Der Photonenstrahl ist in der Energie variabel, und aufgrund seiner schmalen Energiebreite können jedoch nur wenige Zustände angeregt

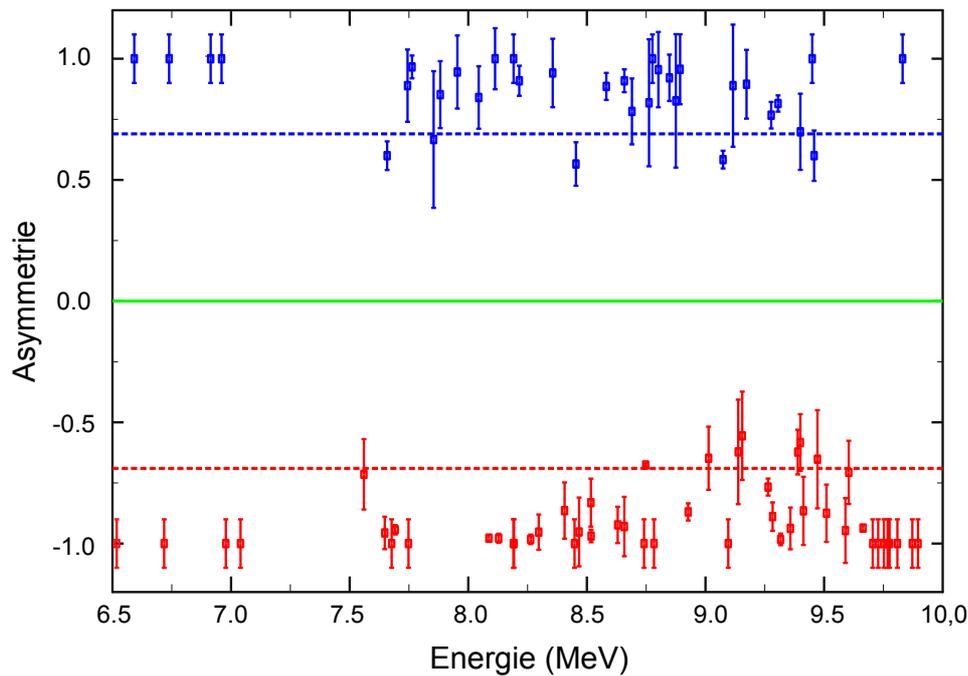


Abbildung 1.2.: Experimentelle Asymmetrie von in den Detektoren des HI γ S Polarimeters gemessenen Zählraten am DFEL für die beobachteten Übergänge in ^{60}Ni . Anhand dieser Asymmetrie lassen sich die elektrischen Dipolübergänge ($A \approx -1$, rot) von den magnetischen Dipolübergängen ($A \approx +1$, blau) unterscheiden [Fri11].

und untersucht werden. Durch die schnelle und gezielte Bevölkung der untersuchten Zustände liefert diese Methode in relativ kurzer Messzeit die nötige Erkenntnis über die Parität der Zustände. Die Analysierstärke dieses Prozesses ist ca. 100 % und hängt nicht von der gestreuten Photonenenergie ab.

Bei der zweiten Methode kann kontinuierliche, unpolarisierte Strahlung verwendet werden. Durch die Messung der Polarisation von gestreuten Photonen können die Paritäten der untersuchten Zustände bestimmt werden. Dieses Verfahren wurde bereits am Experiment-Platz DHIPS [Son11] am S-DALINAC [Ric96, Moh99] im Institut für Kernphysik in Darmstadt durchgeführt. Mithilfe der Bremsstrahlung, die durch Abbremsen von den Elektronen in einem Kupfer-Block entsteht, können Zustände von 0 bis zur Endpunktenergie der Elektronen untersucht werden. Die Spins der Zustände werden über die Winkelverteilung der aus den angeregten Zuständen emittierten Photonen erhalten. Die Paritäten werden durch Polarisationsmessung von entvölkernden Photonen bestimmt. Dazu verwendet man *Polarimeter*, deren Prinzip auf der Polarisationsabhängigkeit des Compton-Effekts basiert [Fer79, Bas79, Sim83, Hei90, Sch94, Wer95, Wei96, Kro99, Jon02, Hut02, Mil07, Kha08, Bü08]. Die zentrale Gleichung ist der differentielle Streuwirkungsquerschnitt (*Klein-Nishina-Formel*), der von der Polarisation der Photonen abhängt [Kle29].

Diese Polarimeter liefern bis zu einer Anregungsenergie von 4 MeV Ergebnisse, jedoch ist eine eindeutige Zuordnung von Paritäten über 4 MeV sehr schwer, da die Analysierstärke des Compton-Effekts mit

steigender Photonenenergie abnimmt. Daher wird zur Polarisationsmessung von Zuständen im Energiebereich der PDR ein neues Polarimeter benötigt, das über folgende Eigenschaften verfügt:

- Hohe Nachweiseffizienz bei hohen Photonenenergien, um die hochenergetisch gestreuten Photonen nachweisen zu können,
- Gute Energieauflösung, um benachbarte Zustände auflösen zu können,
- Hohe Polarisations sensitivität, um die Polarisationsmessungen bei hohen Photonenenergien zu ermöglichen.

Das *DAGATA*-Polarimeter (*D*Armstadt *G*AMMA-ray *T*racking *A*ssembly), das zum ersten Mal im Rahmen der vorliegenden Arbeit aufgebaut und in Betrieb genommen wurde, stellt solch ein neuartiges Polarimeter dar, und weist die obig beschriebenen Fähigkeiten auf. Das *DAGATA*-Polarimeter besteht zur Zeit aus einem 36-fach segmentierten *AGATA*-Kristall [Alv04, Sim05, Akk12] und dem dazugehörigem Kryostaten [ctt].

Das *DAGATA*-Polarimeter besitzt entscheidende Vorteile gegenüber bisherigen Compton-Polarimetern. Herkömmliche Polarimeter, die auf dem Konzept von Streuer und Absorbern basieren, erreichen eine hohe Polarisations sensitivität, wobei sie eine niedrige Detektion-Effizienz bei hohen Photonenenergien haben. Bis zu achtfach segmentierte Polarimeter besitzen eine hohe Detektion-Effizienz bei einer geringen Polarisations sensitivität. Die Polarisations sensitivität beruht auf der Genauigkeit der Vermessung des Compton-Streuwinkels ϑ , die mit der Größe der Segmente abnimmt. Durch hohe Segmentierung und hohe Detektion-Effizienz sind im *DAGATA*-Polarimeter die Vorteile beider Konzepte vereinigt.

Durch die Segmentierung von Ge-Kristallen kann der Wechselwirkungsort auf das Segmentvolumen eingeschränkt werden. Das neue Konzept der Pulsformanalyse (puls shape analysis *PSA*) ermöglicht eine genauere Ortsbestimmung als das Segmentvolumen, sodass der Compton-Streuwinkel ϑ noch genauer aufgelöst werden kann.

Eine Grundlage für den Einsatz des *DAGATA*-Polarimeters in *KRF*-Experimenten zur Bestimmung von Paritäten ist die Kenntnis seiner Polarisations sensitivität. In der vorliegenden Arbeit werden die Entwicklung des *DAGATA*-Projekts und die Bestimmung der Polarisations sensitivität des *DAGATA*-Polarimeters vorgestellt. Dazu ist diese Arbeit in sechs Kapitel unterteilt:

Zuerst wird die allgemeine Definition der Polarisation von Photonen in Kapitel 2 dargestellt, um daraus den allgemeinen Ausdruck für den Polarisationsgrad herzuleiten. Zur Beschreibung der Polarisation elektromagnetischer Strahlung wird der Formalismus der Stokes-Parameter vorgestellt.

Zwei Methoden zur Erzeugung der polarisierten Strahlung werden in Kapitel 3 vorgestellt. Außerdem werden zwei experimentelle Methoden zur Messung der Polarisation erläutert. Eine der beiden Methoden ist die Compton-Polarimetrie. Diese wird weiter in Kapitel 4 behandelt und es werden verschiedene Typen von Compton-Polarimetern erläutert.

In Kapitel 5 werden zuerst das *AGATA*-Projekt und zwei Konzepte zur Signal- und Datenverarbeitung erläutert. Das *DAGATA*-Polarimeter, das neue Datenerfassungssystem zur Aufnahme der aus dem Polarimeter gelieferten Daten und die Inbetriebnahme des Polarimeters werden in diesem Kapitel präsentiert. Anschließend werden die Monte-Carlo-Simulationen für das *DAGATA*-Polarimeter vorgestellt.

Im Fokus dieser Arbeit steht eine Kalibrierungsmessung zur Bestimmung der Polarisations sensitivität des DAGATA-Polarimeters. Die Beschreibung dieses Experiments und der Datenaufbereitung sind Bestandteile des Kapitels 6. Anschließend werden die spezifischen Simulationen für das Experiment erläutert.

Im Gegensatz zu herkömmlichen und segmentierten Polarimetern kann der Compton-Streuwinkel ϑ mit dem DAGATA-Polarimeter erstmals kontinuierlich gemessen werden. Daher müssen sowohl die Auswertung des Kalibrierungsexperiments als auch die Auswertung der Simulationen in Kapitel 7 für diese spezielle Art angepasst werden. Zur Analyse der Simulationen werden die Koordinaten der Schwerpunkte der Segmente als Wechselwirkungsorte angenommen. Diese Methode wird auch für die Auswertung des Experiments verwendet. Für die Bestimmung der Polarisations sensitivität des DAGATA-Polarimeters werden diese Koordinaten aus der Simulation erhalten und in Form einer Look-Up-Tabelle zur Auswertung des Experiments zugeordnet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Programme zur Analyse der Simulationen und der experimentellen Daten entwickelt. Diese Programme werden in Kapitel 7 vorgestellt.

Das letzte Kapitel stellt die erzielten Ergebnisse der Theorie, der Simulationen und des Kalibrierungsexperiments dar. Im abschließenden Kapitel folgt die Diskussion der Ergebnisse und ein Ausblick.



2 Polarisation elektromagnetischer Strahlung

In diesem Kapitel wird die Polarisation transversaler elektromagnetischer Strahlung beschrieben, die auf dem Verständnis ihrer Wellennatur beruht. Bei elektromagnetischer Strahlung unterscheidet man zwischen zwei Arten der Polarisation, lineare und zirkulare Polarisation. Dieses Kapitel stellt die Definition der linearen Polarisation vor, um daraus den allgemeinen Ausdruck für den linearen Polarisationsgrad herzuleiten.

Bei der Untersuchung der elektromagnetischen Strahlung stellt der Formalismus der *Stokes-Parameter* eine mathematische Methode zur Beschreibung der Polarisation dar. In Abschnitt 2.2 werden die Stokes-Parameter definiert und zu einem Stokes-Vierervektor zusammengefasst. Die Wechselwirkung von Photonen mit Materie wird durch Matrizen dargestellt, die auf den Stokes-Vierervektor wirken. Somit kann der differentielle Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung mit Berücksichtigung der Polarisation von Photonen hergeleitet werden.

2.1 Polarisation

Der elektrische Feldvektor eines Photons steht senkrecht zu seinem magnetischen Feld und diese beiden Felder stehen senkrecht zu seiner Ausbreitungsrichtung. Aus historischen Gründen wurde zunächst die Richtung des magnetischen Feldvektors als die Richtung der *Polarisation* definiert. Die Ebene, die durch den magnetischen Feldvektor und die Ausbreitungsrichtung aufgespannt wird und in der das magnetische Feld oszilliert, wurde als *Polarisationsebene* bezeichnet [Bor59]. Später wurden für die Definition der Polarisationsrichtung und der Polarisationsebene der elektrische Feldvektor statt des magnetischen Feldvektors verwendet. Die zweite Konvention wird in der vorliegenden Arbeit übernommen.

Wenn der elektrische Feldvektor einer Welle immer in der gleichen Ebene oszilliert, d.h., bei der konstanten Orientierung des Feldvektors ändern sich zeitlich seine Richtung und sein Betrag, handelt es sich bei der Welle um eine *linear* polarisierte Welle. Bei einer *zirkular* polarisierten Welle bleibt der Betrag des elektrischen Feldvektors zeitlich unverändert aber seine Richtung ändert sich [Hec09]. Der elektrische Feldvektor bildet eine Kreisspirale um ihre Ausbreitungsrichtung. Im allgemeinen Fall ist eine Welle *elliptisch* polarisiert, wenn sich sowohl die Richtung als auch der Betrag ihres elektrischen Feldvektors zeitlich ändern. Die linear bzw. die zirkular polarisierte Welle sind Spezialfälle der elliptisch polarisierten Welle. Im Falle der statistischen Variation der Richtung des elektrischen Feldvektors heißt die Welle *unpolarisiert* [Dem02].

Im Folgenden soll eine Welle mit Ausbreitungsrichtung in z-Richtung betrachtet werden, deren elektrischer Feldvektor durch

$$\vec{E} = \vec{E}_x + \vec{E}_y \quad (2.1)$$

gegeben ist. Die Komponenten

$$\vec{E}_x = E_{0x} \hat{e}_x e^{i\varphi_x}, \quad (2.2)$$

$$\vec{E}_y = E_{0y} \hat{e}_y e^{i\varphi_y} \quad (2.3)$$

und die Phasen φ_x und φ_y sind im Allgemeinen komplexe, *zeitabhängige* Größe und die Phasen sind nicht zwingend identisch. Die Einheitsvektoren in x- und y-Richtung sind durch \hat{e}_x und \hat{e}_y gegeben. E_{0x} und E_{0y} repräsentieren die reellen Amplituden des elektrischen Feldvektors in x- und y-Richtung. Die Intensität oder auch die Energiestromdichte wird als [Dem02]

$$I = \langle \vec{E} \vec{E}^* \rangle = \langle \vec{E}_x \vec{E}_x^* \rangle + \langle \vec{E}_y \vec{E}_y^* \rangle \quad (2.4)$$

definiert.

Der Betrag des elektrischen Feldvektors, der einen Winkel θ mit der x-z-Ebene einschließt, ist an einem festen Ort durch

$$E = E_x \cos \theta + E_y \sin \theta, \quad (2.5)$$

gegeben. Die Intensität an diesem Ort lässt sich zu

$$\begin{aligned} I &= \langle E E^* \rangle \\ &= \langle (E_x \cos \theta + E_y \sin \theta)(E_x \cos \theta + E_y \sin \theta)^* \rangle \\ &\equiv J_{xx} \cos^2 \theta + J_{xy} \cos \theta \sin \theta + J_{yx} \sin \theta \cos \theta + J_{yy} \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (2.6)$$

berechnen, wobei J_{mn} die Elemente der „Jonschen Matrix“

$$\underline{\mathbf{J}} = \begin{pmatrix} J_{xx} & J_{xy} \\ J_{yx} & J_{yy} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

sind. Sie werden definiert als [Bor59]

$$J_{xx} = \langle E_x E_x^* \rangle, \quad (2.8)$$

$$J_{xy} = \langle E_x E_y^* \rangle, \quad (2.9)$$

$$J_{yx} = \langle E_y E_x^* \rangle, \quad (2.10)$$

$$J_{yy} = \langle E_y E_y^* \rangle. \quad (2.11)$$

Die Elemente der Jonschen Matrix lassen sich mithilfe der Komponenten des elektrischen Felds zu

$$\underline{\mathbf{J}} = \begin{pmatrix} \langle E_{0x}^2 \rangle & \langle E_{0x} E_{0y} e^{i(\varphi_x - \varphi_y)} \rangle \\ \langle E_{0y} E_{0x} e^{i(\varphi_y - \varphi_x)} \rangle & \langle E_{0y}^2 \rangle \end{pmatrix} \quad (2.12)$$

umformen. Die Spur der Jonschen Matrix entspricht der Intensität I

$$\begin{aligned} I &= \text{Spur}(\underline{\mathbf{J}}) \\ &= \langle E_x E_x^* \rangle + \langle E_y E_y^* \rangle \\ &= \langle E_{0x}^2 \rangle + \langle E_{0y}^2 \rangle. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Die Elemente auf der Nebendiagonalen sind komplexe Größen und sind komplex konjugiert zueinander, d.h.

$$J_{xy} = J_{yx}^* . \quad (2.14)$$

Im Folgenden werden zwei spezielle Fälle für die Beschreibung der Polarisation und für die Herleitung der mit der Polarisation verbundenen Größen behandelt [Bor59, Hec09]

(a) Eine natürliche ebene Welle, die unpolarisiert ist,

und

(b) eine monochromatische ebene Welle, die polarisiert ist.

Bei der natürlichen Welle ist die Intensität I für alle Winkel θ konstant. Somit müssen die Elemente der Jonschen Matrix die Bedingungen

$$J_{xx} = J_{yy} , \quad (2.15)$$

$$J_{xy} = J_{yx} = 0 \quad (2.16)$$

erfüllen, s. Gleichung (2.6). Dies führt zu einer Inkohärenz zwischen E_x und E_y . Damit lässt sich die Jonsche Matrix wie folgt schreiben

$$\underline{\mathbf{J}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} I & 0 \\ 0 & I \end{pmatrix} . \quad (2.17)$$

Falls die Amplituden E_{0x} und E_{0y} und die Phasen φ_x und φ_y zeitunabhängig sind, handelt es sich bei der Welle um eine monochromatische Welle. Für die Jonsche Matrix gilt dann

$$\underline{\mathbf{J}} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} E_{0x}^2 & E_{0x}E_{0x} e^{i\delta} \\ E_{0x}E_{0x} e^{-i\delta} & E_{0y}^2 \end{pmatrix} , \quad (2.18)$$

mit dem Phasenunterschied δ

$$\delta = \varphi_x - \varphi_y . \quad (2.19)$$

Die Determinante der Jonschen Matrix für eine monochromatische Welle verschwindet, d.h.

$$\det(\underline{\mathbf{J}}) = J_{xx}J_{yy} - J_{xy}J_{yx} = 0 . \quad (2.20)$$

Im allgemeinen Fall lässt sich jede ebene Welle als die Summe einer natürlichen und einer monochromatischen ebenen Welle darstellen. Die dazugehörige Jonsche Matrix kann in zwei Matrizen zerlegt

werden, wobei die eine Matrix den natürlichen und die andere Matrix den monochromatischen Anteil charakterisiert

$$\underline{\mathbf{J}} = \underline{\mathbf{J}}^n + \underline{\mathbf{J}}^m . \quad (2.21)$$

Mit der Hilfe von Gleichungen (2.17) und (2.18) können die Matrizen $\underline{\mathbf{J}}^n$ und $\underline{\mathbf{J}}^m$ als

$$\underline{\mathbf{J}}^n = \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & a \end{pmatrix} \quad (2.22)$$

und

$$\underline{\mathbf{J}}^m = \begin{pmatrix} b & d \\ d^* & c \end{pmatrix} \quad (2.23)$$

dargestellt werden. Für die Determinante der Matrix des monochromatischen Anteils gilt nach Gleichung (2.20)

$$\det(\underline{\mathbf{J}}^m) = b c - d d^* = 0 . \quad (2.24)$$

Die Elemente der obigen Matrizen $\underline{\mathbf{J}}^n$ und $\underline{\mathbf{J}}^m$ können durch die Elemente der Jonschen Matrix nach (2.7) und (2.21) ausgedrückt werden, d.h.

$$a + b = J_{xx} , \quad (2.25)$$

$$d = J_{xy} , \quad (2.26)$$

$$d^* = J_{yx} , \quad (2.27)$$

$$a + c = J_{yy} . \quad (2.28)$$

Mithilfe von Gleichung (2.24) können die Elemente der Matrizen $\underline{\mathbf{J}}^n$ und $\underline{\mathbf{J}}^m$ berechnet werden. Sie sind durch

$$a = \frac{1}{2} \left[(J_{xx} + J_{yy}) - \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4 \det(\underline{\mathbf{J}})} \right] , \quad (2.29)$$

$$b = \frac{1}{2} \left[(J_{xx} - J_{yy}) + \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4 \det(\underline{\mathbf{J}})} \right] , \quad (2.30)$$

$$c = \frac{1}{2} \left[-(J_{xx} - J_{yy}) + \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4 \det(\underline{\mathbf{J}})} \right] , \quad (2.31)$$

$$d = J_{xy} , \quad d^* = J_{yx} \quad (2.32)$$

gegeben [Bor59].

Die gesamte Intensität der Welle ergibt sich aus Gleichung (2.13) zu

$$I_{\text{total}} = \text{Spur}(\underline{\mathbf{J}}) = J_{xx} + J_{yy}, \quad (2.33)$$

und die Intensität des monochromatischen bzw. polarisierten Beitrags ist

$$\begin{aligned} I_{\text{pol}} &= \text{Spur}(\underline{\mathbf{J}}^m) \\ &= b + c \\ &= \sqrt{(J_{xx} + J_{yy})^2 - 4 \det(\underline{\mathbf{J}})}. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Das Verhältnis der Intensität des polarisierten Teils zur gesamten Intensität wird als der *Polarisationsgrad* P der Welle definiert

$$P = \frac{I_{\text{pol}}}{I_{\text{total}}}. \quad (2.35)$$

Der Polarisationsgrad P kann mithilfe der Elemente der Jonschen Matrix als

$$P = \sqrt{1 - \frac{4 \det(\underline{\mathbf{J}})}{(J_{xx} + J_{yy})^2}} \quad (2.36)$$

geschrieben werden. Somit gilt für den Polarisationsgrad P

$$0 \leq P \leq 1. \quad (2.37)$$

Der Polarisationsgrad $P = 1$ bezeichnet eine vollständig polarisierte Welle und $P = 0$ eine unpolarisierte Welle.

Sind E_x und E_y inkohärent, d.h. $J_{xy} = J_{yx} = 0$ und $\det(\underline{\mathbf{J}}) = J_{xx} + J_{yy}$, so lässt sich der Polarisationsgrad über

$$P = \left| \frac{J_{xx} - J_{yy}}{J_{xx} + J_{yy}} \right| \quad (2.38)$$

berechnen.

Die vorgestellte theoretische Beschreibung der Polarisation kann in ein anderes Orthonormalsystem mit den Basisvektoren \hat{e}_1 und \hat{e}_2 transformiert werden. Der Polarisationsgrad P kann dann als

$$P = \left| \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \right| \quad (2.39)$$

dargestellt werden, wobei I_{\parallel} und I_{\perp} die Intensitäten der Welle mit dem elektrischen Feldvektor parallel und senkrecht zur durch die Vektoren \hat{e}_1 und \hat{e}_2 aufgespannten Ebene sind.

2.2 Stokes Parameter

In der Quantenmechanik können die Wellenfunktionen, darunter auch Polarisationszustände, in eine Reihe von orthonormalen Eigenfunktionen entwickelt werden [McM54]

$$|\Psi\rangle = \sum_i \beta_i |\psi_i\rangle, \quad (2.40)$$

$$\langle \psi_i | \psi_j \rangle = \delta_{ij}, \quad (2.41)$$

$$\sum_i \beta_i \beta_i^* = 1, \quad (2.42)$$

wobei die Komponenten β_i , die i.A. komplexe Größen sind, den Zustand $|\Psi\rangle$ eindeutig kennzeichnen. Die Betragsquadrate $|\beta_i|^2$ geben die Wahrscheinlichkeit an, das System im Zustand $|\psi_i\rangle$ vorzufinden. Für Spin-1/2-Teilchen und für elektromagnetische Strahlung existieren bei der Entwicklung des Polarisationszustands $|\Psi\rangle$ nur zwei Eigenfunktionen $|\psi_1\rangle$ und $|\psi_2\rangle$ [McM61]

$$|\Psi\rangle = \beta_1 |\psi_1\rangle + \beta_2 |\psi_2\rangle. \quad (2.43)$$

Die *Stokes-Parameter* werden durch folgende Erwartungswerte definiert [McM54, McM61]

$$I = \langle 1 \rangle = \int \langle \Psi^* | 1 | \Psi \rangle d\tau = \beta_1 \beta_1^* + \beta_2 \beta_2^*, \quad (2.44)$$

$$P_1 = \langle \sigma_z \rangle = \int \langle \Psi^* | \sigma_z | \Psi \rangle d\tau = \beta_1 \beta_1^* - \beta_2 \beta_2^*, \quad (2.45)$$

$$P_2 = \langle \sigma_x \rangle = \int \langle \Psi^* | \sigma_x | \Psi \rangle d\tau = \beta_1 \beta_2^* + \beta_2 \beta_1^*, \quad (2.46)$$

$$P_3 = \langle \sigma_y \rangle = \int \langle \Psi^* | \sigma_y | \Psi \rangle d\tau = i(\beta_1 \beta_2^* - \beta_2 \beta_1^*), \quad (2.47)$$

mit den Pauli-Matrizen

$$\sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}.$$

Die Stokes-Parameter sind physikalisch messbare Größen und charakterisieren eine elektromagnetische Welle vollständig. Anhand der Definitionen von β_1 und β_2 entspricht I der Intensität des Strahls. P_1 repräsentiert den Grad der *linearen Polarisation* des sich in z-Richtung ausbreitenden Strahls. P_2 stellt

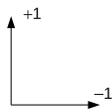
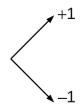
Stokes-Parameter	I	P_1	P_2	P_3
Stokes-Vierervektor	$\begin{pmatrix} I_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} I_0 \\ \pm 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} I_0 \\ 0 \\ \pm 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} I_0 \\ 0 \\ 0 \\ \pm 1 \end{pmatrix}$
Darstellung	—			
Beschreibung	Intensität	Lineare Polarisation	Lineare Polarisation um $\pi/4$ nach rechts gedreht	Links- bzw. rechts- zirkulare Polarisation

Tabelle 2.1.: Beispiele für die Stokes-Parameter mit der Intensität I_0 und ihre grafischen Bedeutungen. Bei der grafischen Darstellung ist zu beachten, dass sich die Wellen in die Blattebene hinein ausbreiten und die Pfeile die Oszillationsrichtung des elektrischen Feldvektors andeuten.

den Grad der linearen Polarisation um $\pi/4$ nach rechts gedreht dar. P_3 gibt den Grad der *zirkularen Polarisation* an. Tabelle 2.1 zeigt Beispiele für die Stokes-Parameter und ihre grafische Bedeutungen [McM61].

Die vier Stokes-Parameter können zu einem Stokes-Vierervektor zusammengefasst werden

$$\begin{pmatrix} I \\ \vec{P} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix}. \quad (2.48)$$

Zum Beispiel stellt der Stokes-Vierervektor $(1, 0, 0, 0)^t$ eine vollständig unpolarisierte, $(1, \pm 1, 0, 0)^t$ und $(1, 0, \pm 1, 0)^t$ eine vollständig linear polarisierte und $(1, 0, 0, \pm 1)^t$ eine völlig zirkular polarisierte Welle dar.

Die Stokes-Parameter sind von der Wahl des Koordinatensystems S abhängig. Daher betrachtet man ein weiteres Koordinatensystem S' , das um den Winkel φ um die Ausbreitungsachse \vec{e}_3 gedreht ist. Hierfür existiert eine *Rotationsmatrix* \underline{R} , die die Stokes-Parameter gemäß der linearen Gleichung

$$\begin{pmatrix} I' \\ \vec{P}' \end{pmatrix} = \underline{R} \begin{pmatrix} I \\ \vec{P} \end{pmatrix} \quad (2.49)$$

transformiert. Betrachtet man jetzt eine Welle, die sich in Richtung \vec{e}_3 ausbreitet und durch Basiszustände $|\psi_1\rangle$ und $|\psi_2\rangle$ in Richtung \vec{e}_1 und \vec{e}_2 definiert ist. Die Wellenfunktion $|\Psi\rangle$ muss in den beiden Systemen S und S' identisch sein, d.h.

$$\begin{aligned} |\Psi\rangle &= \beta_1|\psi_1\rangle + \beta_2|\psi_2\rangle \\ &= \beta'_1|\psi'_1\rangle + \beta'_2|\psi'_2\rangle \\ &= |\Psi'\rangle . \end{aligned} \quad (2.50)$$

Für die Komponenten β_i und β'_i gilt

$$\beta'_1 = \beta_1 \cos \varphi + \beta_2 \sin \varphi , \quad (2.51)$$

und

$$\beta'_2 = -\beta_1 \sin \varphi + \beta_2 \cos \varphi . \quad (2.52)$$

Aus den Gleichungen (2.49) und (2.50) erhält man die Elemente der Rotationsmatrix \underline{R} [McM61]

$$\underline{R} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi & 0 \\ 0 & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} . \quad (2.53)$$

Der Stokes-Vierervektor im gedrehten Koordinatensystem S' ist

$$\begin{pmatrix} I' \\ \vec{P}' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} I \\ P_1 \cos 2\varphi + P_2 \sin 2\varphi \\ -P_1 \sin 2\varphi + P_2 \cos 2\varphi \\ P_3 \end{pmatrix} . \quad (2.54)$$

Diese Gleichung deutet an, dass eine Rotation des Koordinatensystems um den Winkel φ nur die beiden Stokes-Parameter der linearen Polarisation ändert. Der Stokes-Parameter der zirkularen Polarisation und die Intensität des Strahls bleiben in den Systemen S und S' unverändert.

Die Wahrscheinlichkeit, ein Photon mit dem Stokes-Vierervektor $(1, \vec{K})$ in einem Photonenstrahl mit dem Stokes-Vierervektor $(1, \vec{P})$ zu finden, ist durch

$$\begin{aligned} w &= \frac{1}{2}(1, \vec{K}) \begin{pmatrix} I \\ \vec{P} \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2}(I + \vec{K} \cdot \vec{P}) \end{aligned} \quad (2.55)$$

gegeben [McM61, McM54, Fan49]. Wenn das Photon einer Wechselwirkung unterliegt, ändert sich der Polarisationsvektor bzw. der Stokes-Vierervektor des Photons. Die Stokes-Parameter nach der

Wechselwirkung $(I', \vec{P}')^t$ lassen sich aus der Anfangspolarisation $(I, \vec{P})^t$ mithilfe einer 4×4 -Wechselwirkungsmatrix $\underline{\mathcal{T}}$ darstellen, die die Wechselwirkung beschreibt [McM61, McM54]

$$\begin{pmatrix} I' \\ \vec{P}' \end{pmatrix} = \underline{\mathcal{T}} \begin{pmatrix} I \\ \vec{P} \end{pmatrix}. \quad (2.56)$$

Die Wahrscheinlichkeit, ein Photon mit den Stokes-Parametern $(1, \vec{K})^t$ in einem Photonenstrahl mit Stokes-Parametern $(I, \vec{P})^t$ nach einer durch die Wechselwirkungsmatrix $\underline{\mathcal{T}}$ beschriebenen Wechselwirkung nachzuweisen, ist [McM61, McM54]

$$w = \frac{1}{2} (1, \vec{K}) \underline{\mathcal{T}} \begin{pmatrix} I \\ \vec{P} \end{pmatrix}. \quad (2.57)$$

Für ein Photon gibt es verschiedene Wechselwirkungen mit Materie, die auf die Polarisation des Photons sensitiv sind [Fag59]. In dieser Arbeit wird zur Bestimmung der Polarisation die *Compton-Streuung* des Photons an einem quasi-freien Elektron verwendet. Der Einfluss der linearen Polarisation des Photons auf den Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung wird in Abschnitt 4.1 behandelt.

Die Elemente der Wechselwirkungsmatrix $\underline{\mathcal{T}}$ der Compton-Streuung lässt sich nach der obigen Beschreibung als

$$\underline{\mathcal{T}} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{k'}{k} \right)^2 \begin{pmatrix} (1 + \cos^2 \vartheta) + (k - k')(1 - \cos \vartheta) & -\sin^2 \vartheta & 0 & (1 - \cos \vartheta)(\vec{k} \cos \vartheta + \vec{k}') \cdot \vec{S} \\ -\sin^2 \vartheta & 1 + \cos^2 \vartheta & 0 & (1 - \cos \vartheta) \frac{\vec{k}' \times \vec{k}}{k' k} \cdot \vec{k} \times \vec{S} \\ 0 & 0 & 2 \cos \vartheta & (1 - \cos \vartheta) \frac{\vec{k}' \times \vec{k}}{k} \cdot \vec{S} \\ (1 - \cos \vartheta)(\vec{k}' \cos \vartheta + \vec{k}) \cdot \vec{S} & (1 - \cos \vartheta) \frac{\vec{k} \times \vec{k}'}{k k'} \cdot \vec{k}' \times \vec{S} & (1 - \cos \vartheta) \frac{\vec{k} \times \vec{k}'}{k'} \cdot \vec{S} & 2 \cos \vartheta + (k - k')(1 - \cos \vartheta) \cos \vartheta \end{pmatrix} \quad (2.58)$$

bestimmen [Fan49], wobei $r_0 = e^2/m_e^2 c$ der klassische Elektronenradius, k und k' die Impulse des Photons vor und nach der Compton-Streuung in Einheiten von $m_e c$ und ϑ der Streuwinkel des Photons sind.

Die Elemente der letzten Spalte und der letzten Zeile der Wechselwirkungsmatrix $\underline{\mathcal{T}}$ beinhalten Terme, die vom Elektronenspin S abhängen [McM54]. Dies bedeutet, dass die Wechselwirkung zwischen dem Photon und dem Elektronenspin S nur durch die Komponente der zirkularen Polarisation geschieht [McM61] Da in der vorliegenden Arbeit die Streuung der linear polarisierten Photonen betrachtet wird, wird die vierte Komponente des Stockes-Vierervektors P_3 weggelassen. So lässt sich die Wechselwirkungsmatrix auf eine 3×3 -Matrix $\underline{\mathcal{R}}$ reduzieren. Die reduzierte Wechselwirkungsmatrix $\underline{\mathcal{R}}$ ist durch

$$\underline{\mathcal{R}} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{k'}{k} \right)^2 \begin{pmatrix} (1 + \cos^2 \vartheta) + (k - k')(1 - \cos \vartheta) & -\sin^2 \vartheta & 0 \\ -\sin^2 \vartheta & 1 + \cos^2 \vartheta & 0 \\ 0 & 0 & 2 \cos \vartheta \end{pmatrix} \quad (2.59)$$

gegeben. Mit der reduzierten Wechselwirkungsmatrix $\underline{\mathcal{R}}$ ergibt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt [McM54]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}(1, \vec{K}) \underline{\mathcal{R}} \begin{pmatrix} I \\ \vec{P} \end{pmatrix}. \quad (2.60)$$

3 Photonenstreuexperimente mit polarisierten Photonen im Eingangs- und Ausgangskanal

Ein Atomkern kann in einen Anregungszustand versetzt werden, wenn durch Energiezufuhr ein Nukleon oder viele Nukleonen auf ein höherliegendes Niveau angehoben werden. Wenn die Anregungsenergie unter der Energieschwelle für die Teilchenemission liegt, dann kann der Kern die Anregungsenergie nur durch elektromagnetische Strahlung (Gamma-Übergang) abgeben [MK02]. Abschnitt 3.1 setzt die Grundlagen für die Gamma-Übergänge zusammen und präsentiert die Winkelverteilungen für die einfachsten Multipolordnungen.

Die einfachste Methode zur Ermittlung der Winkelverteilungen besteht in einer Beobachtung der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelationen [MK02]. Die aus einer Kaskade emittierten Photonen besitzen eine charakteristische Winkelverteilung. Sie können außerdem polarisiert sein, wenn eine Richtung physikalisch ausgezeichnet ist. Damit können solche emittierte Photonen aus einer Kaskade als Quelle von polarisierten Photonen dienen. Ohne eine bevorzugte Richtung geschieht die Emission der Photonen isotrop und die Photonen sind unpolarisiert.

In der vorliegenden Arbeit wird die Polarisations sensitivität des DAGATA-Polarimeters anhand einer $\gamma\gamma$ -Kaskade nach einem β^- -Zerfall in einer ^{60}Co -Quelle kalibriert. Daher wird der theoretische Formalismus der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation, der auch z.B. für die Kernresonanzfluoreszenz verwendet werden kann, in Abschnitt 3.2 ausführlich erläutert. Anschließend wird der allgemeine Ausdruck für den Polarisationsgrad der γ -Strahlung definiert. Die mathematischen Formeln und grafischen Darstellungen des Polarisationsgrads für die Dipol- und Quadrupol-Strahlung schließen diesen Abschnitt ab.

Die Kernresonanzfluoreszenz (KRF)-Experimente liefern ein ideales Hilfsmittel zur Charakterisierung von Niedrigspinzuständen. Für gerade-gerade Kerne können in einem KRF-Experiment die Energien E , die Spins J , die Paritätsquantenzahlen π , die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten, usw. der angeregten Zustände bestimmt werden. Aufgrund des kleinen Impulsübertrags von Photonen werden in einem KRF-Experiment vor allem Dipol- und Quadrupolzustände bevölkert [Met59, Ber87, Kne96]. Der grundlegende Gewinn der KRF-Technik liegt am gut verstandenen Mechanismus der elektromagnetischen Wechselwirkung, die für die An- und Abregung von Atomkernen in Photonenstreuexperimenten verantwortlich ist. Um in einem KRF-Experiment die unbekannte Paritätsquantenzahl von Zuständen zu bestimmen, gibt es zwei Methoden [Gov94, Sch94]:

- Anregung der Atomkerne durch einen linear polarisierten Photonenstrahl im Eingangskanal und anschließende Messung einer Asymmetrie der Intensität der gestreuten Photonen,
- Anregung der Atomkerne durch einen unpolarisierten Photonenstrahl im Eingangskanal und anschließende Messung der linearen Polarisation der gestreuten Photonen.

In Abschnitt 3.3.1 werden zwei Methoden zur Erzeugung des polarisierten Photonenstrahls im Eingangskanal vorgestellt.

Die Methode der Paritätsbestimmung, bei der ein polarisierter Photonenstrahl im Eingangskanal verwendet wird, wird in Unterabschnitt 3.3.2 vorgestellt. Verwendung von Compton-Polarimetern, die zur Polarisationsmessung bzw. der Paritätsbestimmung dient, wird in Unterabschnitt 3.3.3 eingeführt.

3.1 Gamma-Übergänge

Bei der Untersuchung radioaktiver Strahlungsquellen wurde die Emission elektromagnetischer Strahlung, der sogenannten γ -Strahlung beobachtet [Bet01]. Die elektromagnetischen Strahlungsquanten (Photonen), die durch den Übergang eines angeregten Zustands in einen anderen angeregten oder den Grundzustand emittiert werden, besitzen eine diskrete Energie E_γ und einen Drehimpuls L . Die Multipolordnung der Strahlung wird durch den Drehimpuls L ausgedrückt. Die Strahlung der Multipolordnung L hat die Multipolarität 2^L . Die Energie der Photonen E_γ ohne Berücksichtigung der Rückstoßenergie auf den Atomkern entspricht der Energiedifferenz der beteiligten Zustände

$$E_\gamma = E_x - E_f . \quad (3.1)$$

Der Drehimpuls (Multipolordnung) genügt der Auswahlregel

$$|J_x - J_f| \leq L_2 \leq J_x + J_f , L_2 \neq 0 . \quad (3.2)$$

Die Strahlung kann eine Linearkombination aus verschiedenen Multipolordnungen [MK02] sein, wobei die kleinste erlaubte Ordnung meist dominiert. Die Multipolordnung L_2 kann über die Messung der Winkelverteilung der Strahlung bestimmt werden [Sie66, MK02, Sch92].

Die Strahlungsintensität $|X_L^m(\vartheta)|$ lässt sich in Kugelflächenfunktionen $|Y_L^m(\cos(\vartheta))|$ entwickeln, wobei L dem Drehimpuls und m der magnetischen Quantenzahl ($m = -L, \dots, -1, 0, 1, \dots, L$) entspricht. Der allgemeine Ausdruck für $|X_L^m(\vartheta)|$ ist durch [Sch92]

$$\begin{aligned} |X_L^m(\vartheta)|^2 = \frac{1}{2L(L+1)} \cdot & \left([L(L+1) - m(m+1)] |Y_L^{m+1}(\cos(\vartheta))|^2 \right. \\ & + 2m^2 Y_L^m(\cos(\vartheta))^2 \\ & \left. + [L(L+1) - m(m-1)] |Y_L^{m-1}(\cos(\vartheta))|^2 \right) \end{aligned} \quad (3.3)$$

gegeben, wobei ϑ der Winkel zwischen der Quantisierungsachse des Kerns und der Ausbreitungsrichtung der Strahlung ist. In Abbildung 3.1 ist die Intensitätsverteilungen der Dipolstrahlung ($L = 1$) und der Quadrupolstrahlung ($L = 2$) dargestellt.

Die emittierte Strahlung besitzt neben diesen Eigenschaften auch einen *Strahlungscharakter* σ . Man unterscheidet zwischen elektrischem (*EL*) und magnetischem (*ML*) Charakter der Multipolstrahlung, wobei sich die Winkelverteilung der beiden Strahlungsarten bei gleicher Multipolordnung nicht unterscheidet. Die Paritäten der in einem Zerfalls- oder Anregungsprozess beteiligten Zustände sind mit dem Strahlungscharakter σ und der Multipolordnung L_2 des emittierten Photons durch die Beziehung

$$\pi_x \pi_f (-1)^{L_2} = \begin{cases} + & \text{Elektrische} \\ \text{für} & \text{Strahlung} \\ - & \text{Magnetische} \end{cases} \quad (3.4)$$

verknüpft. Um eine unbekannte Parität eines angeregten Niveaus π_x zu bestimmen, kann die obige Relation ausgenutzt werden, d.h., bei bekannter Parität des Endzustands (bzw. des Grundzustands) π_f müssen die Multipolordnung L_2 und der Strahlungscharakter σ bestimmt werden.

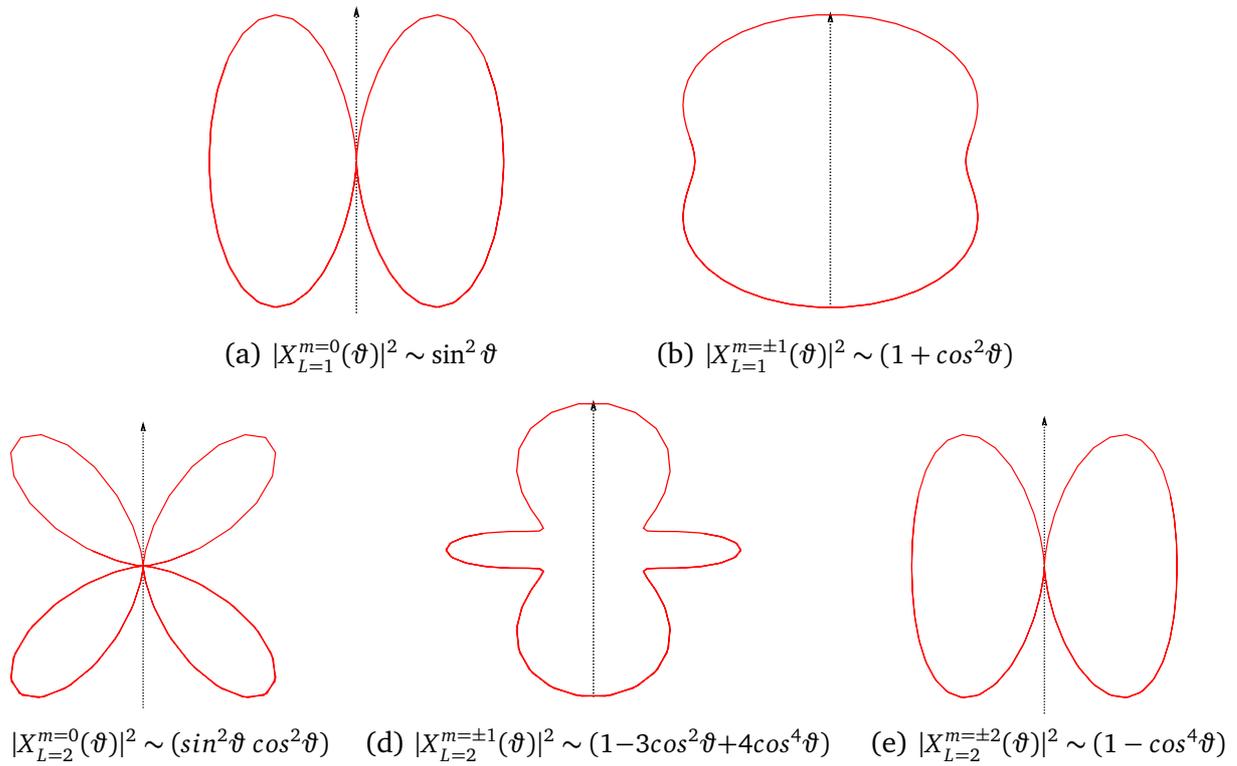


Abbildung 3.1.: Intensitätsverteilung der Dipol-Strahlung (oben) und der Quadrupol-Strahlung (unten). Der Pfeil zeigt die Quantisierungsachse.

3.2 Gamma-Gamma-Winkelkorrelation

Eine Methode zur Bestimmung von Winkelverteilungen der γ -Strahlung ist die Beobachtung der $\gamma\gamma$ -Winkelkorrelation. Die Richtung der Aussendung eines γ -Quants aus einem Kern hängt davon ab, wie der Kernspin relativ zur Emissionsrichtung ausgerichtet ist [Sie66]. Da im Allgemeinen die Spins der Kerne in einem Ensemble von Kernen, z.B. in einem Target, statistisch verteilt sind, erfolgt die Emission der γ -Quanten isotrop. Die Detektion eines aus einem Kern stammenden γ -Quants definiert eine ausgezeichnete Richtung (Quantisierungsachse) des Kernspins. Die Emission der weiteren γ -Quanten aus derselben Kaskade sind zur ausgezeichneten Richtung korreliert (Winkelkorrelation). Im Folgenden wird ein spezieller Fall betrachtet, bei dem ein Kern zwei γ -Quanten, γ_1 und γ_2 , in einer Kaskade aussendet, s. Abbildung 3.2.

Die Winkelkorrelationsfunktion $W(\Theta)$ zwischen γ_1 und γ_2 ist durch [Fag59, Kra73]

$$W(\Theta) = \sum_{\mu=2q, q \in \mathcal{N}_0} A_{\mu}(\gamma_1) B_{\mu}(\gamma_2) \mathcal{P}_{\mu}(\cos \Theta) \quad (3.5)$$

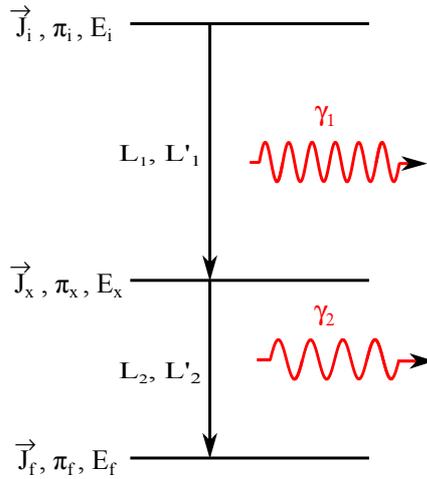


Abbildung 3.2.: $\gamma\gamma$ -Kaskade. Die Observablen \vec{J}_ν , π_ν und E_ν bezeichnen Drehimpulse, Paritäten und Energien der beteiligten Zustände. L_k und $L'_k = L_k + 1$ sind die Multipolordnung der emittierten Photonen.

gegeben. Hier repräsentieren $\mathcal{P}_\mu(\cos \Theta)$ die *gewöhnlichen Legendre Polynome* und Θ ist der durch die Emissionsrichtungen von γ_1 und γ_2 eingeschlossene Winkel. Die Koeffizienten $A_\mu(\gamma_1)$ und $B_\mu(\gamma_2)$ können in der Form [Kra73, Pie03]

$$A_\mu(\gamma_1) = \frac{1}{1 + \delta_1^2} \left[F_\mu(L_1 L_1 J_i J_x) - 2\delta_1 F_\mu(L_1 L'_1 J_i J_x) + \delta_1^2 F_\mu(L'_1 L'_1 J_i J_x) \right] \quad (3.6)$$

und

$$B_\mu(\gamma_2) = \frac{1}{1 + \delta_2^2} \left[F_\mu(L_2 L_2 J_f J_x) + 2\delta_2 F_\mu(L_2 L'_2 J_f J_x) + \delta_2^2 F_\mu(L'_2 L'_2 J_f J_x) \right] \quad (3.7)$$

ausgedrückt werden. L_1 und L_2 bezeichnen die Multipolordnung der γ_1 und γ_2 Strahlung. J_ν , $\nu = i, x, f$, sind auf die Drehimpulse jeweiliger Zustände. Das Mischungsverhältnis δ_k zwischen L_k und $L'_k = L_k + 1$ ist in der Phasenkonvention von *Krane, Steffen* und *Wheeler* als

$$\delta_k = \frac{\langle \psi_f | L'_k | \psi_i \rangle}{\langle \psi_f | L_k | \psi_i \rangle} \quad (3.8)$$

definiert [Kra73]. Im Falle eines reinen Übergangs verschwindet das Mischungsverhältnis, d.h. $\delta_k = 0$. Die numerischen Werte der $F_\mu(LL'J_kJ_l)$ -Koeffizienten, die zur Berechnung von A_μ und B_μ benötigt werden, sind in verschiedenen Referenzen tabelliert [Sie66, Kra73] und der allgemeine Ausdruck ist gegeben durch [Sie66]

$$F_\mu(LL'J_kJ_l) = (-1)^{J_k+J_l-1} \sqrt{(2L+1)(2L'+1)(2J_k+1)(2\mu+1)} \begin{pmatrix} L & L' & \mu \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} L & L' & \mu \\ J_k & J_k & J_l \end{matrix} \right\}. \quad (3.9)$$

Die Terme

$$\begin{pmatrix} L & L' & \mu \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \text{ bzw. } \left\{ \begin{matrix} L & L' & \mu \\ J_k & J_k & J_l \end{matrix} \right\}$$

stellen die Wigner'schen

3 – j- bzw. 6 – j-Symbole

dar [Lai90]. Sie sind die symmetrisierten Formen der Vektorkopplungskoeffizienten der klassischen Drehimpulsvektoren.

Aus Gleichung (3.9) können die Relationen

$$F_\mu(LL'J_kJ_l) = F_\mu(L'LJ_kJ_l) \quad (3.10)$$

und

$$F_0(LL'J_kJ_l) = \delta_{LL'} \quad (3.11)$$

abgeleitet werden.

Unter Betrachtung der Polarisation von $\vec{\gamma}_2$ lässt sich die Winkelkorrelationsfunktion $W(\Theta)$ zur polarisierten Winkelkorrelationsfunktion $W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi)$ erweitern [Pie03], d.h. ¹

$$W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi) = \sum_{\mu=2q, q \in \mathcal{N}_0} A_\mu(\gamma_1) B_\mu(\vec{\gamma}_2) \mathcal{P}_\mu(\cos \Theta) + (\pm)_{L_2} \cos(2\Phi) \sum_{\mu=2q, q \in \mathcal{N}_0} A_\mu(\gamma_1) A'_\mu(\vec{\gamma}_2) \mathcal{P}_\mu^{(2)}(\cos \Theta). \quad (3.12)$$

Diese polarisierte Winkelkorrelationsfunktion beschreibt die Wahrscheinlichkeit für die Emission von $\vec{\gamma}_2$. Seine Emissionsrichtung bildet den Winkel Θ zur Ausbreitungsrichtung von γ_1 , und seine Polarisationsvektor, der die Richtung des elektrischen Feldvektors \vec{E} beschreibt, bildet den Winkel Φ zu einer definierten *Referenzebene*. Es bietet sich an, die Ebene, die durch die Richtungen von γ_1 und $\vec{\gamma}_2$ aufspannt wird, als die Referenzebene festzulegen. Die Terme $\mathcal{P}_\mu^{(2)}(\cos \Theta)$ sind die *zugeordneten Legendre Polynome*. Der Faktor $(\pm)_{L_2}$ ist durch den Charakter von $\vec{\gamma}_2$ bestimmt, d.h., dieser ist +1, wenn $\vec{\gamma}_2$ mit der Multipolordnung L_2 ein elektrischer Übergang ist und –1 im Falle eines magnetischen Übergangs. Die Terme $A'_\mu(\vec{\gamma}_2)$ lassen sich schreiben als

$$A'_\mu(\vec{\gamma}_2) = \frac{1}{1 + \delta_2^2} \left[\kappa_\mu(L_2L_2) F_\mu(L_2L_2J_fJ) - \kappa_\mu(L_2L'_2) 2\delta_2 F_\mu(L_2L'_2J_fJ) - \kappa_\mu(L'_2L'_2) \delta_2^2 F_\mu(L'_2L'_2J_fJ) \right]. \quad (3.13)$$

Die Koeffizienten $\kappa_\mu(LL')$ hängen von der Multipolordnung der Strahlung ab und lassen sich durch Clebsch-Gordan-Koeffizienten ausdrücken

$$\kappa_\mu(LL') = -\sqrt{\frac{(\mu-2)!}{(\mu+2)!}} \frac{\langle L, 1, L', 1 | \mu, -2 \rangle}{\langle L, 1, L', -1 | \mu, 0 \rangle}, \quad (3.14)$$

¹ Das Vektorsymbol drückt aus, dass die Polarisation von $\vec{\gamma}_2$ betrachtet wird. Äquivalent kann auch die Polarisation von γ_1 betrachtet werden, d.h. $\vec{\gamma}_1$

wobei die folgende Relation den Zusammenhang zwischen den Clebsch-Gordon-Koeffizienten und dem $3-j$ -Symbol zeigt [Sch92]

$$\langle L, m, L', m' | \mu, -M \rangle = (-1)^{L-L'-M} \sqrt{2\mu+1} \begin{pmatrix} L & L' & \mu \\ m & m' & M \end{pmatrix}. \quad (3.15)$$

Somit lässt sich z.B. $\kappa_4(22)$ berechnen

$$\kappa_4(22) = -\sqrt{\frac{(4-2)!}{(4+2)!}} \frac{\langle 2, 1, 2, 1 | 4, -2 \rangle}{\langle 2, 1, 2, -1 | 4, 0 \rangle} = -\frac{1}{12}. \quad (3.16)$$

In Tabelle 3.1 sind die $\kappa_\mu(LL')$ -Koeffizienten für die Dipol-, Quadrupol- und Oktupol-Übergänge ($L, L' = 1, 2, 3$) präsentiert [Fag59].

LL'	11	12	13	22	23	33
μ						
2	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{12}$	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{4}$	$\frac{1}{3}$
3		$-\frac{1}{6}$	$-\frac{1}{12}$	0	$\frac{1}{4}$	0
4			$-\frac{1}{12}$	$-\frac{1}{12}$	$-\frac{1}{4}$	$\frac{1}{3}$
5					$-\frac{1}{20}$	0
8						$-\frac{1}{30}$

Tabelle 3.1.: $\kappa_\mu(LL')$ -Koeffizienten [Fag59].

Mit den Definitionen

$$A_\mu(\gamma_1)B_\mu(\vec{\gamma}_2) \equiv a_\mu, \quad (3.17)$$

und

$$A_\mu(\gamma_1)A'_\mu(\vec{\gamma}_2) \equiv a'_\mu \quad (3.18)$$

kann die polarisierte Winkelkorrelationsfunktion $W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi)$ umgeformt werden

$$W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi) = \sum_{\mu=2q, q \in \mathcal{N}_0} a_\mu \mathcal{P}_\mu(\cos \Theta) + (\pm)_{L_2} \cos(2\Phi) \sum_{\mu=2q, q \in \mathcal{N}_0} a'_\mu \mathcal{P}_\mu^{(2)}. \quad (3.19)$$

Aus den Definitionen (3.13), (3.17) und (3.18) gilt für einen reinen Übergang ($\delta_k = 0$)

$$a'_\mu = \kappa_\mu(L_2 L_2) a_\mu. \quad (3.20)$$

Diese Definitionen und Relationen werden für die Definition des linearen Polarisationsgrads verwendet. Um den Charakter der Strahlung festzustellen, ist die Information über die lineare Polarisation der Strahlung notwendig. Dazu wird eine neue Observable eingeführt, die als Differenz der Intensitäten von $\vec{\gamma}_2$ parallel und senkrecht zu einer Referenzebene definiert ist. Im allgemeinen Fall kann auch hier die durch die Ausbreitungsrichtungen von γ_1 und $\vec{\gamma}_2$ aufgespannte Ebene als Referenzebene gewählt werden. Diese neue Größe wird als der *lineare Polarisationsgrad* $P(\Theta)$ bezeichnet und ist gegeben durch [Sch94, Wer95, Jon95, Mil07]

$$P(\Theta) = \frac{I(\Theta, \Phi = 0^\circ) - I(\Theta, \Phi = 90^\circ)}{I(\Theta, \Phi = 0^\circ) + I(\Theta, \Phi = 90^\circ)} \quad (3.21)$$

$$\equiv \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}}. \quad (3.22)$$

Die Proportionalität zwischen den Intensitäten und der polarisierten Winkelkorrelationsfunktion, Gleichung (3.19), kann verwendet werden, um Gleichung (3.21) umzuformen

$$P(\Theta) = \frac{W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi = 0^\circ) - W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi = 90^\circ)}{W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi = 0^\circ) + W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi = 90^\circ)} \quad (3.23)$$

$$= (\pm)_{L_2} \frac{\sum_{\mu=2q, q \in \mathcal{N}_0} a'_\mu \mathcal{P}_\mu^{(2)}(\cos \Theta)}{\sum_{\mu=2q, q \in \mathcal{N}_0} a_\mu \mathcal{P}_\mu(\cos \Theta)}. \quad (3.24)$$

Mit dieser Definition lässt sich die polarisierte Winkelkorrelationsfunktion $W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi)$ in die polarisationsunabhängige Winkelkorrelationsfunktion $W(\Theta)$ und einen polarisationsabhängigen Term faktorisieren

$$\begin{aligned} W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi) &= \sum_{\mu=2k, k \in \mathcal{N}_0} [A_\mu(\gamma_1) B_\mu(\vec{\gamma}_2) \mathcal{P}_\mu(\cos \Theta)] \cdot [1 + P(\Theta) \cos(2\Phi)] \\ &\equiv W(\Theta) [1 + P(\Theta) \cos(2\Phi)]. \end{aligned} \quad (3.25)$$

Gleichung (3.23) kann genutzt werden, um den linearen Polarisationsgrad für einen *reinen* ($\delta_k = 0$) Dipol-Übergang zu

$$\begin{aligned} P(\Theta) &= (\pm)_{L_2} \frac{a'_2 \mathcal{P}_2^{(2)}(\cos \Theta)}{1 + a_2 \mathcal{P}_2(\cos \Theta)} \\ &= (\pm)_{L_2} \frac{-\frac{3}{2} a_2 \sin^2 \Theta}{1 + a_2 - \frac{3}{2} a_2 \sin^2 \Theta} \end{aligned} \quad (3.26)$$

berechnen, mit [Jon02]

$$a_\mu = 0, \mu = 2q, \forall q \geq 2. \quad (3.27)$$

Und für den Fall eines *reinen* Quadrupolübergangs lässt sich der lineare Polarisationsgrad berechnen zu

$$\begin{aligned} P(\Theta) &= (\pm)_{L_2} \frac{a'_2 \mathcal{P}_2^{(2)}(\cos \Theta) + a'_4 \mathcal{P}_4^{(2)}(\cos \Theta)}{1 + a_2 \mathcal{P}_2(\cos \Theta) + a_4 \mathcal{P}_4(\cos \Theta)} \\ &= (\pm)_{L_2} \frac{3a_2 \sin^2 \Theta + \frac{5}{4} a_4 \sin^2 \Theta - \frac{35}{16} a_4 \sin^2(2\Theta)}{2 + 2a_2 + 2a_4 - 3a_2 \sin^2 \Theta - \frac{5}{4} a_4 \sin^2 \Theta - \frac{35}{16} a_4 \sin^2(2\Theta)}, \end{aligned} \quad (3.28)$$

mit [Jon02]

$$a_\mu = 0, \mu = 2q, \forall q \geq 4. \quad (3.29)$$

Die Koeffizienten a_2 und a_4 können direkt aus der Winkelkorrelationsfunktion $W(\Theta)$ bestimmt werden. Der Winkel Θ in Gleichungen (3.26) und (3.28) ist durch die Richtung des aus diesen Übergängen entstehenden γ -Quants und einer gewählten Quantisierungsachse festgelegt. In einer $\gamma\gamma$ -Kaskade kann die Richtung eines emittierten Photons als Quantisierungsachse gewählt werden. Man misst die Polarisation des anderen Photons bezüglich dieser Richtung.

Es muss beachtet werden, dass die Koeffizienten a_2 in den Gleichungen (3.26) und (3.28) nicht identisch sind. a_2 in Gleichung (3.26) lässt sich berechnen [Sie66, Kra73, Sch94] zu

$$a_2 = A_2(1101)B_2(1101) = \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{2}}\right) = \frac{1}{2}, \quad (3.30)$$

und in Gleichung (3.28) ist

$$a_2 = A_2(2202)B_2(2202) = \left(-\sqrt{\frac{5}{14}}\right) \cdot \left(-\sqrt{\frac{5}{14}}\right) = \frac{5}{14}. \quad (3.31)$$

a_4 wird bestimmt durch

$$a_4 = A_4(2202)B_4(2202) = \left(-\sqrt{\frac{8}{7}}\right) \cdot \left(-\sqrt{\frac{8}{7}}\right) = \frac{8}{7}. \quad (3.32)$$

Mit den so berechneten Koeffizienten a_2 und a_4 vereinfachen sich die Ausdrücke für den Polarisationsgrad eines reinen Dipol- oder Quadrupol-Übergangs

$$P_{\text{Dipol}}(\Theta) = (\pm)_{L_2} \frac{-1 + \cos^2 \Theta}{1 + \cos^2 \Theta}, \quad (3.33)$$

$$P_{\text{Quadrupol}}(\Theta) = (\pm)_{L_2} \frac{-\cos^2 \Theta + \cos^2 2\Theta}{\cos^2 \Theta + \cos^2 2\Theta}. \quad (3.34)$$

Die Abhängigkeit des Polarisationsgrads $P(\Theta)$ vom Winkel Θ für reine Dipol- und Quadrupol-Übergänge ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Für einen Winkel $\Theta = 90^\circ$ weist der Polarisationsgrad für beide Multipol-übergänge ein Maximum auf. Diese Eigenschaft wird genutzt, indem man eine Messung der Polarisation von γ_1 bzw. γ_2 unter einem Winkel $\Theta = 90^\circ$ durchführt.

Wie in Kapitel 6 beschrieben wird, wird der Winkel, unter dem beide Photonen aus einer ^{60}Co -Quelle detektiert werden, $\Theta = 90^\circ$ gewählt. Der lineare Polarisationsgrad $P(\Theta)$ der $4_1^+ - 2_1^+ - 0_1^+$ -Kaskade aus einer ^{60}Co -Quelle lässt sich zu

$$P(\Theta) = \frac{4 - 5 \cos^2 \Theta + \cos^4 \Theta}{24 + 3 \cos^2 \Theta + \cos^4 \Theta} \quad (3.35)$$

berechnen, s. Anhang A. Für den Winkel $\Theta = 90^\circ$ ergibt sich für den Polarisationsgrad $P(\Theta)$

$$P(\Theta = 90^\circ) = \frac{1}{6}.$$

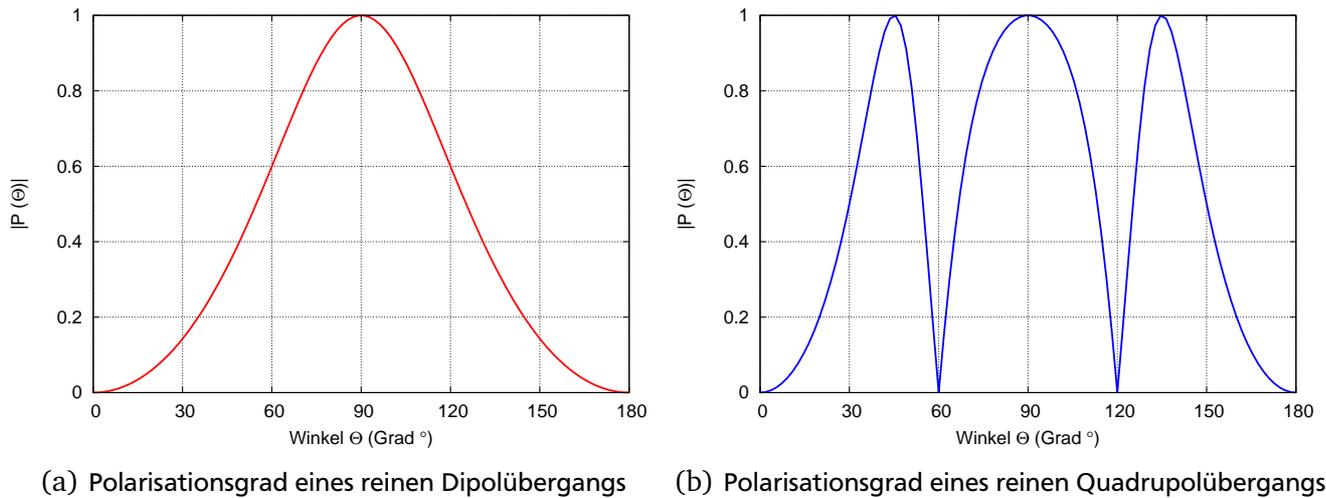


Abbildung 3.3.: Graphische Darstellung des Betrags des Polarisationsgrads $|P(\Theta)|$ für reine Dipol- oder Quadrupol-Übergänge. Der Winkel Θ ist der eingeschlossene Winkel zwischen der Emissionsrichtung der beiden Photonen.

3.3 Paritätsbestimmung in Kernresonanzfluoreszenz-Experimenten

Als Kernresonanzfluoreszenz (*KRF*) bezeichnet man die resonante Absorption von Photonen, bei der ein Kern in einen angeregten Zustand übergeht, und die anschließende Emission von Photonen, bei der der Kern in seinen Anfangszustand oder einen Zwischenzustand zerfällt.

Die Photonen erfahren bei ihrer Emission bzw. Absorption einen Energieverlust in Form von Rückstoßenergie an die emittierenden bzw. absorbierenden Kerne. Dies führt zu einer Verschiebung der Emissionslinie gegenüber der Absorptionslinie. Die Rückstoßenergie E_R , die ein freier Kern der Masse M bei Emission eines Photons der Energie E_γ erhält, ist durch

$$E_R = \frac{E_\gamma^2}{2M c^2} \quad (3.36)$$

gegeben [Mö58]. Bei Kernübergängen ist die Linienverschiebung, die durch den Rückstoßenergieverlust der Quanten bedingt ist, groß im Vergleich zur natürlichen Linienbreite, d.h., die Resonanzbedingung ist verletzt. Da jedoch die absorbierten Photonen um Rückstoßenergie höhere Energie als die Resonanzenergie besitzen, wird die durch den Rückstoßeffect verletzte Resonanzbedingung wiederhergestellt.

Ein Atomkern (Energie E_i , Drehimpuls J_i , Parität π_i) absorbiert ein Photon und geht in einen angeregten Zustand (Energie E_x , Drehimpuls J_x , Parität π_x) über. Als elastische Streuung werden Streuprozesse bezeichnet, bei denen der angeregte Atomkern *direkt* in den Anfangszustand (Energie E_f , Drehimpuls J_f , Parität π_f) zurückkehrt. Im Falle inelastischer Streuung zerfällt der angeregte Zustand *nicht direkt* in den Anfangszustand. Am inelastischen Streuprozess können mehrere Zwischenzustände beteiligt sein. Elastische und inelastische Streuung sind schematisch in Abbildung 3.4 dargestellt.

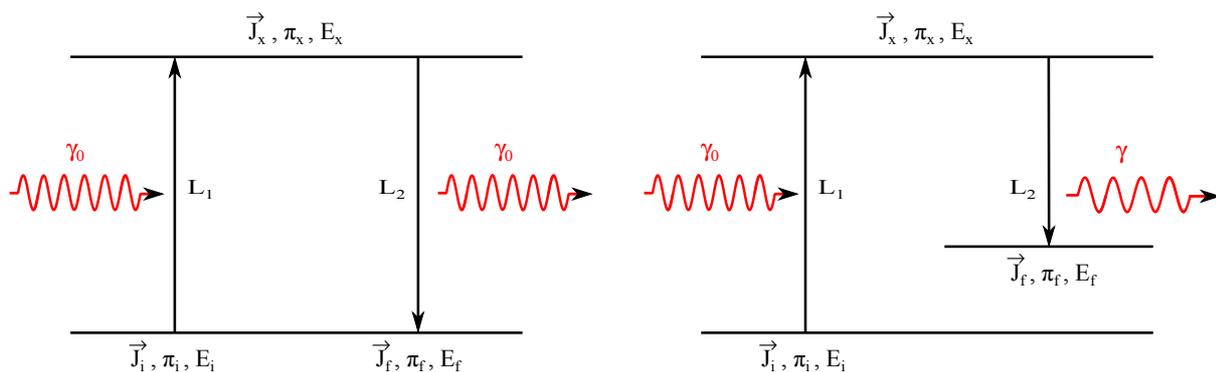


Abbildung 3.4.: Elastische (links) und inelastische (rechts) Streuung. Die Observablen \vec{J}_v , π_v und E_v bezeichnen Drehimpulse, Paritäten und Energien der beteiligten Zustände. L_1 und L_2 sind die Multipolordnungen der Strahlung.

In einem KRF-Experiment kann sowohl ein polarisierter als auch ein unpolarisierter Photonenstrahl zur Anregung der Kernzustände verwendet werden (im Eingangskanal). Im nächsten Abschnitt werden zwei Methoden zur Erzeugung der polarisierten Strahlung vorgestellt, die in KRF-Experimenten im Eingangskanal eingesetzt werden können.

Wenn man im Eingangskanal einen polarisierten Strahl verwendet, erhält man die Paritätsquantenzahl direkt durch die Messung der Asymmetrie der Intensitäten, s. Unterabschnitt 3.3.2.

Im Falle eines unpolarisierten Strahls im Eingangskanal, z.B. Bremsstrahlung, wird die Polarisation der gestreuten Photonen gemessen um einen Rückschluss auf die Parität der angeregten Zustände zu ziehen, s. Unterabschnitt 3.3.3. Diese Verfahren zur Paritätsbestimmung bzw. zur Messung der Polarisation im Ausgangskanal werden in den nachfolgenden Unterabschnitten vorgestellt.

3.3.1 Erzeugung polarisierter Gamma-Strahlung im Eingangskanal

Dieser Abschnitt beginnt mit der Erzeugung der polarisierten Photonen durch die „Compton-Rückstreuungs“-Methode. Dieses Verfahren liefert einen monoenergetischen Photonenstrahl, der bis zu 100 % polarisiert ist. In diesem Abschnitt wird die Anlage am *DFELL* vorgestellt, mit der die erzeugten polarisierten Photonen in verschiedenen Experimenten im Eingangskanal zur Paritätsbestimmung verwendet werden können, z.B. [Pie02a, Pie03].

Eine andere Methode beruht darauf, dass die aus einem Elektronenstrahl erzeugte Bremsstrahlung abseits der Strahlachse polarisiert ist. Sie ist in der Literatur als „Off-Axis-Bremsstrahlung“ bekannt. Diese Technik wurde erfolgreich in mehreren Photonenstreuexperimenten in Einsatz gebracht [Ran69, Ber87, Gov94].

Compton-Rückstreuung

Als Compton-Rückstreuung wird die Streuung eines hochenergetischen Elektrons oder eines anderen geladenen Teilchens an einem niederenergetischen Photon bezeichnet, wobei die Energie des Teilchens

auf das Photon übertragen wird [Aru63]. Die Energie des gestreuten Photons im Laborsystem ist durch [Par98, Pie03]

$$E_{\gamma}^f = \frac{4\gamma^2 E_{\gamma}^i}{1 + (\gamma\vartheta)^2 + 4\gamma \frac{E_{\gamma}^i}{m_e c^2}} \quad (3.37)$$

gegeben, wobei E_{γ}^i bzw. E_{γ}^f die Photonenenergien vor bzw. nach der Streuung sind. Als Lorentz-Faktor für das Elektron wird $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ bezeichnet. Der Winkel ϑ ist der Streuwinkel des Photons relativ zur Impulsrichtung des Elektrons. Der durch die Compton-Rückstreuung erzeugte Strahl ist zum Teil polarisiert.

Der Elektronen-Speicherring am *Duke Free Electron Laser Laboratory (DFELL)* ist eine Quelle für linear polarisierte Photonen [Lit98, Par98, duk]. Der ellipsenförmige Umfang des Speicherrings *DFELL* beträgt 107,46 m und wird mit Elektronen einer Energien von 0,2 bis 1,2 GeV, die aus einem Linearbeschleuniger in den Speicherring eingeschossen werden, betrieben. Wie in Abbildung 3.5 gezeigt ist, werden zwei Elektronen-Pakete im Abstand des halben Ringumfangs voneinander für die Erzeugung der Photonen durch die Compton-Rückstreuung verwendet.

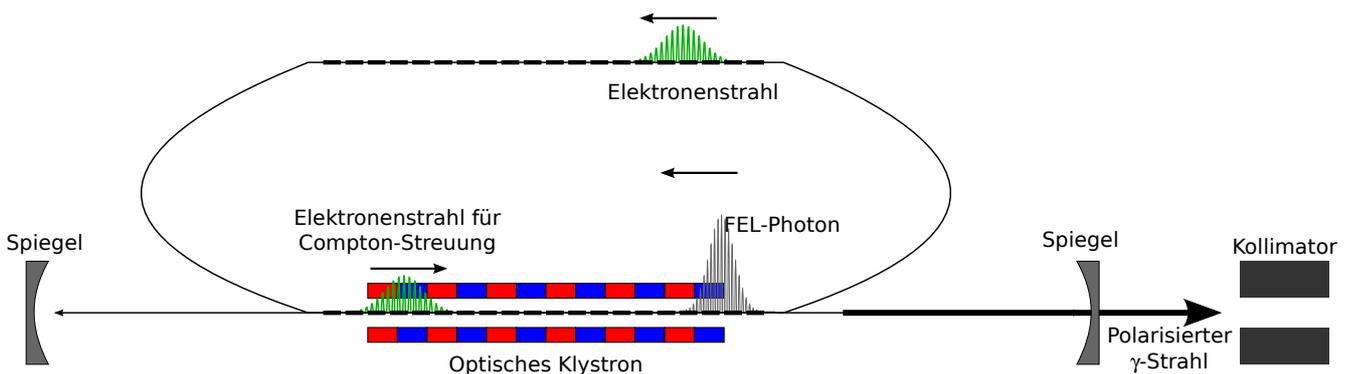


Abbildung 3.5.: Duke Free Electron Laser Laboratory (*DFELL*).

Eines der beiden Pakete dient zur Erzeugung der Laser-Photonen und die dadurch entstandenen Photonen werden an dem anderen Paket durch den (inversen) Compton-Effekt zurückgestreut.

Das erste Paket passiert ein optisches Klystron (OK), das aus mehreren elektromagnetischen Undulatoren zusammengesetzt ist. Das OK befindet sich in einer optischen Kavität der Länge des halben Ringumfangs, 53,73 m, die aus zwei identischen Spiegeln des Krümmungsradius 27,27 m besteht. Die Elektronen wechselwirken mit den durch die Undulatoren erzeugten Magnetfeldern und emittieren Laser-Photonen. Die Energien der Laser-Photonen liegen zwischen 1,7 und 6,4 eV, die den Wellenlängen zwischen 194 und 730 nm entsprechen [Pie03]. Das zweite Elektronen-Paket kollidiert frontal mit den polarisierten FEL-Photonen. Die Compton-Rückstreuung erhöht die Energie der FEL-Photonen um einen Faktor von $10^6 - 10^7$. Der dadurch erzeugte γ -Strahl ist zu fast 100% linear polarisiert und monoenergetisch. Der γ -Strahl ist um den Streuwinkel $\vartheta = 180^\circ$ fokussiert, denn die sich im Speicherring befindenden Elektronen haben relativistische Energien. Der hochenergetischen *gamma*-Strahl wird nicht am Spiegel reflektiert.

Dieser wird aus der optischen Kavität ausgekoppelt und nach dem Durchgang durch einen Bleikollimator der Länge 10 cm und der Öffnung 2,54 cm (1") zu den Experimenten geführt [Par98, Pie02b]. Der Photonenstrahl besitzt eine FWHM-Auflösung von $\Delta E_\gamma/E_\gamma \approx 3,8\%$ bei einer Elektronenenergie von 470 MeV [Pie02b].

Off-Axis-Bremsstrahlung

Die Photonen, die beim Bremsstrahlungsprozess erzeugt werden, sind teilweise linear polarisiert. Der elektrische Feldvektor \vec{E} der Bremsstrahlung steht (vorzugsweise) senkrecht zu einer Referenzebene, die durch die Richtung der einfallenden Elektronen und die Richtung der emittierten Photonen aufgespannt ist, und ist tangential zu einem Kreis um den Elektronenstrahl ausgerichtet. Die Polarisation der Photonen hängt von der Energie der einfallenden Elektronen E_e^i sowie von der Energie der emittierten Photonen E_γ ab. Der Polarisationsgrad bezüglich der Referenzebene ist durch [Ran69]

$$P = \frac{d\sigma_\perp(E_e^i, E_\gamma, \Theta, Z) - d\sigma_\parallel(E_e^i, E_\gamma, \Theta, Z)}{d\sigma_\perp(E_e^i, E_\gamma, \Theta, Z) + d\sigma_\parallel(E_e^i, E_\gamma, \Theta, Z)} \quad (3.38)$$

gegeben, wobei Θ der Emissionswinkel der Photonen relativ zur Impulsrichtung der einfallenden Elektronen und Z die Ordnungszahl des Bremstargets ist. $d\sigma_\perp$ und $d\sigma_\parallel$ sind die zur Referenzebene senkrecht und parallel stehenden Anteile des differentiellen Wirkungsquerschnitts für Bremsstrahlung [Ran69]. Der Emissionswinkel Θ ist durch die Energie der einfallenden Elektronen gegeben [Gov94, Kne96], d.h.

$$\Theta = \frac{m_e c^2}{E_e^i}. \quad (3.39)$$

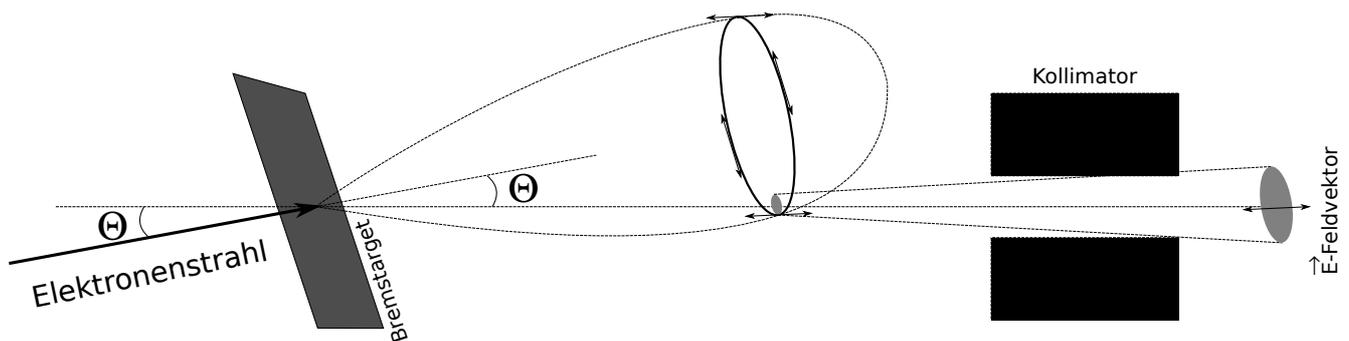


Abbildung 3.6.: Erzeugung der polarisierten Photonen durch die Off-Axis-Bremsstrahlung.

Durch Verwendung eines Kollimators, der möglichst abseits der Strahlachse liegt, wird ein Teil aus dem Bremsstrahlungskegel selektiert [Tas11]. In Abbildung 3.6 ist der Prozess für die Erzeugung der polarisierten Photonen durch die Off-Axis-Bremsstrahlung schematisch dargestellt.

Der Polarisationsgrad des Photonenstrahls, der durch die Off-Axis-Bremsstrahlung entsteht, fällt mit steigender Photonenenergie ab und verschwindet bei der Endpunktenergie [Gov94]. In Abbildung 3.7 ist der

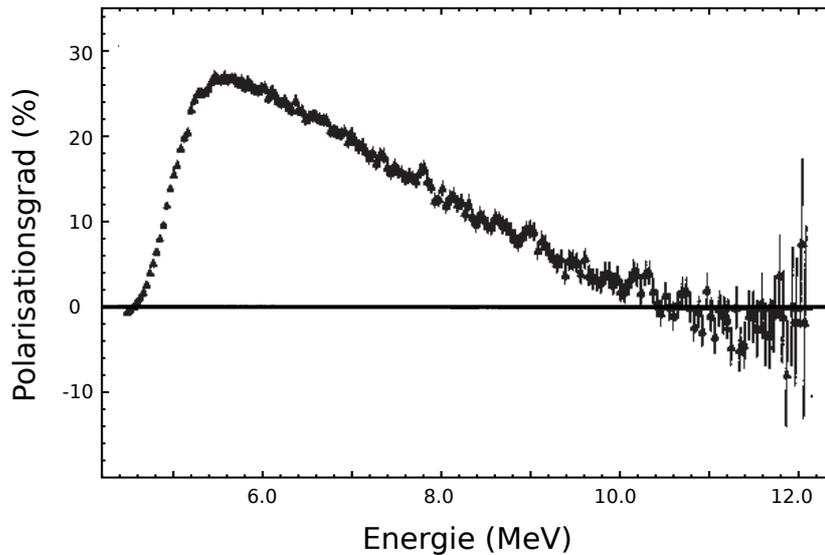


Abbildung 3.7.: Der Polarisationsgrad des durch Off-Axis-Bremsstrahlung erzeugten Photonenstrahls in Abhängigkeit von der Photonenenergie [Gov94].

Polarisationsgrad der Bremsstrahlung in Abhängigkeit der Photonenenergie mit einer Endpunktenergie von 12 MeV gezeigt. Der Polarisationsgrad beträgt 30 % bei 5, 8 MeV. Der Verlauf der Kurve unter 5, 8 MeV wird durch das Einsetzen einer Schwelle hervorgerufen, um die Rauschsignale abzuschneiden, und es ist nicht auf das Verhalten des Polarisationsgrads der Bremsstrahlung zurückzuführen.

3.3.2 Paritätsbestimmung durch linear polarisierten Photonen im Eingangskanal

Bei diesem Verfahren wird ein Photonenstrahl verwendet, der polarisiert und dessen Polarisationsgrad bekannt ist.

Ein Photon, das sich in z-Richtung ausbreitet und dessen elektrischer Feldvektor \vec{E} in der x-z-Ebene schwingt, wird bevorzugt senkrecht zu dieser Ebene in y-Richtung gestreut (analog zum Hertzschen Dipol [Nol02]). Dies gilt für einen E1-Übergang. Im Falle eines M1-Übergangs erhält man die maximale Streuintensität in x-Richtung, wenn der elektrische Feldvektor \vec{E} in der x-z-Ebene oszilliert. Die Oszillation des elektrischen Feldvektors erzeugt eine Ebene, die als Polarisationssebene bezeichnet wird. Experimentell werden senkrecht zum Strahl zwei Detektoren platziert, um die Streuintensitäten zu messen. Einer dieser Detektoren steht senkrecht zur Polarisationssebene und der andere in der Ebene. Eine Asymmetrie der Intensitäten, die in den Detektoren parallel und senkrecht zur Polarisationssebene nachgewiesen werden, d.h.

$$A = \frac{I_{\parallel} - I_{\perp}}{I_{\parallel} + I_{\perp}} \equiv q \Sigma, \quad (3.40)$$

lässt sich verwenden, um die Paritätsobservable zu bestimmen. In Gleichung (3.40) bezeichnet q die Sensitivität des Spektrometers, die wegen der räumlichen Ausdehnung der Detektoren kleiner als 100 %

ist. Der Wert der Sensitivität q beträgt ca. 80% [Pie03]. Die Analysierstärke Σ gibt direkt die unbekannte Paritätsquantenzahl an. So lässt sich z.B. die unbekannte Paritätsquantenzahl in einem Dipolübergang $0^+ \rightarrow 1^\pi$ durch

$$\Sigma = \pi = \begin{cases} +1 & J^\pi = 1^+ \\ -1 & J^\pi = 1^- \end{cases} \quad \text{für} \quad (3.41)$$

direkt bestimmen.

Diese Methode wird unter anderem an der *High Intensity γ -Ray Source (HI γ S)*-Einrichtung am *DFELL* verwendet. Der Aufbau besteht aus vier Detektoren [Pie02a, Pie02b, Pie03]. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3.8 gezeigt.

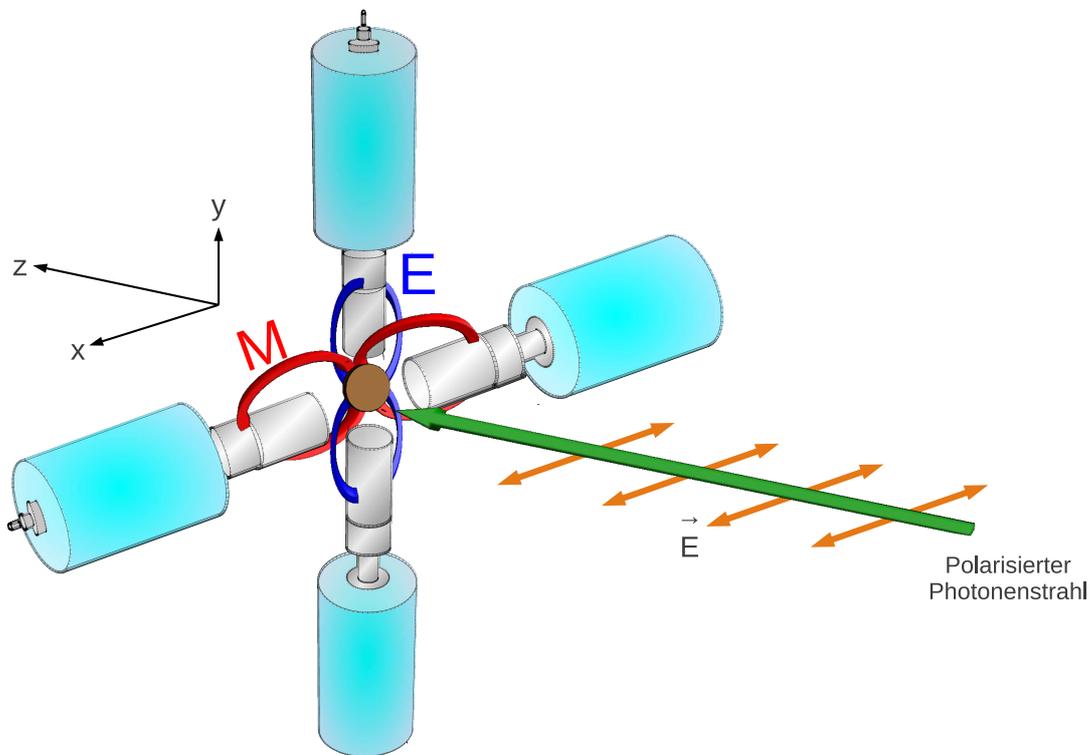


Abbildung 3.8.: Schematische Darstellung der Detektorenanordnung des HI γ S-Polarimeters. Intensitäten der unterschiedlichen Strahlungsarten (E und M) sind für Dipolstrahlung $L = 1$ dargestellt. Der horizontal polarisierte Photonenstrahl trifft auf das Target, um das vier HPGe-Detektoren angeordnet sind. Im Falle elektrischer Dipolstrahlung (E1) wird in den vertikalen Detektoren die maximale Strahlungsintensität gemessen. Wenn es sich um magnetische Dipolstrahlung (M1) handelt, wird in den horizontalen Detektoren die maximale Strahlungsintensität gemessen

Bei dieser Messung muss die Energie des Strahls auf jeden zu untersuchenden Zustand eingestellt werden. Da der Photonenstrahl eine sehr gute Energieschärfe hat, werden nur wenige Zustände angeregt.

Aufgrund ihrer hohen Strahlintensität ($10^7 \gamma/s$) und ihres hohen Polarisationsgrads (100%) besitzt die HI γ S-Einrichtung eine hohe Sensitivität zur Messung der Paritätsquantenzahl [Pie02a].

3.3.3 Paritätsbestimmung durch Polarimetrie im Ausgangskanal

Falls ein unpolarisierter Photonenstrahl im Eingangskanal in KRF-Experimenten verwendet wird, kann durch die Messung der Polarisation der gestreuten Photonen im Ausgangskanal die Paritätsquantenzahl der zu untersuchenden Zustände bestimmt werden. Ein unpolarisierter kontinuierlicher Photonenstrahl, z.B. Bremsstrahlung, trifft in Vorwärtsrichtung auf ein zu untersuchendes Target. Die gestreuten Photonen, die durch die Abregung der Targetkernen entstehen, sind polarisiert, d.h., ihre elektrischen Feldvektoren \vec{E} schwingen bevorzugt in einer Ebene. Es bedarf einer Polarisationsmessung, um die Polarisationsrichtung bzw. den Strahlungscharakter zu bestimmen.

Eine weitverbreitete Methode ist die Verwendung von Polarimetern zur Messung der Polarisation der gestreuten Photonen. Ein Effekt, der zur Polarisationsmessung genutzt werden kann, ist der *Compton-Effekt*, da der differentielle Wirkungsquerschnitt des Compton-Effekts von der Polarisation der Photonen abhängt [Kle29]. Entsprechende Experimente wurden unter anderem am Institut für Kernphysik in Darmstadt an der Darmstadt *High-Intensity Photon Setup (DHIPS)*-Anlage [Son11] am *S-DALINAC* [Ric96, Moh99] durchgeführt.

Die Methode und die theoretischen Grundlagen der Polarimetrie mit Compton-Polarimetern werden in Abschnitt 4 ausführlich behandelt.



4 Compton-Polarimetrie

Für ein Photon gibt es verschiedene Wechselwirkungen, die auf die Polarisation des Photons sensitiv sind [Fag59]. In dieser Arbeit wird die *Compton-Streuung* eines Photons an einem quasi-freien Elektron zur Messung der linearen Polarisation verwendet. Dieser Abschnitt befasst sich mit der Polarimetrie-Methode, die auf dem Compton-Effekt basiert. Hier ist die *Klein-Nishina-Formel* die zentrale Gleichung, die den differentiellen Streuwirkungsquerschnitt eines Photons an einem Elektron beschreibt und die Abhängigkeit des Compton-Streuwirkungsquerschnitts vom Polarisationsvektor des Photons zeigt.

Die Compton-Streuung und der Einfluss der linearen Polarisation des Photons auf den Compton-Wirkungsquerschnitt werden in Abschnitt 4.1 als eine Wechselwirkungsmatrix beschrieben und der Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt wird mit und ohne Berücksichtigung der Polarisation von Photonen hergeleitet und grafisch dargestellt.

In Abschnitten 4.2, 4.3 und 4.4 werden unterschiedliche Typen von Compton-Polarimetern vorgestellt. Die benötigten Herleitungen sind in Abschnitt 4.2 zusammengefasst.

Die Figure-of-Merit eines idealen Compton-Polarimeters wird anschließend in Abschnitt 4.5 eingeführt.

4.1 Compton-Streuung

Eine Möglichkeit zur Messung der linearen Polarisation ist die Compton-Polarimetrie, die auf der *Compton-Streuung* des Photons an einem quasi-freien Elektron basiert. Die Kinematik dieser Streuung ist in Abbildung 4.1 dargestellt.

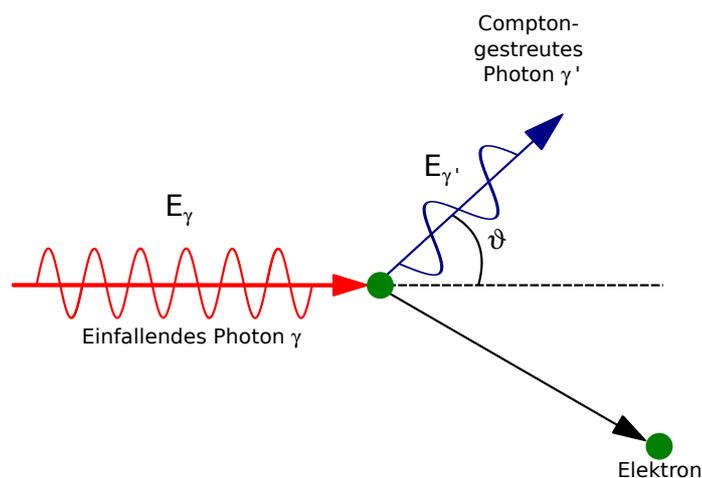


Abbildung 4.1.: Compton-Streuung an einem quasi-freien Elektron. E_γ und $E_{\gamma'}$ bezeichnen die Photonenenergie vor und nach der Streuung. ϑ ist der Ablenkwinkel (Streuwinkel) des Photons.

Die Energie des gestreuten Photons lässt sich aus dem Energie- und Impulserhaltungssatz zu

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta)} \quad (4.1)$$

berechnen, wobei ϑ der Streuwinkel ist.

Um die Compton-Streuung mit dem Stokes-Parameter-Formalismus zu beschreiben, werden hier die reduzierte Wechselwirkungsmatrix \mathcal{R} und Stokes-Dreiervektoren verwendet. Die vierte Komponente des Stokes-Vierervektors P_3 , der die zirkulare Polarisation des Photons repräsentiert, wird hier nicht benötigt. Der einfallende Strahl hat den linearen Polarisationsgrad 1, d.h. o.B.d.A. $(I_0, P_1, P_2)^t = (1, \pm 1, 0)^t$. Der Polarisationsvektor bildet einen Winkel φ mit der Streuebene. Dies bedeutet, die Stokes-Parameter werden mit einer durch den Winkel φ beschriebenen Rotationsmatrix R in das Koordinatensystem transformiert, das durch das einfallende und das gestreute Photon aufgespannt ist, d.h.

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} I' \\ \vec{P}' \end{pmatrix} &= R \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\varphi & \sin 2\varphi \\ 0 & -\sin 2\varphi & \cos 2\varphi \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi \\ -\sin 2\varphi \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (4.2)$$

Mithilfe von Gleichung (2.60) ergibt sich für den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi) &= \frac{1}{2}(1, 1, 0) \mathcal{R} \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi \\ -\sin 2\varphi \end{pmatrix} + \frac{1}{2}(1, -1, 0) \mathcal{R} \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi \\ -\sin 2\varphi \end{pmatrix} \\ &= (1, 0, 0) \mathcal{R} \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi \\ -\sin 2\varphi \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{k'}{k} \right)^2 \\ &\quad \cdot (1, 0, 0) \begin{pmatrix} (1 + \cos^2 \vartheta) + (k - k')(1 - \cos \vartheta) & -\sin^2 \vartheta & 0 \\ -\sin^2 \vartheta & 1 + \cos^2 \vartheta & 0 \\ 0 & 0 & 2 \cos \vartheta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ \cos 2\varphi \\ -\sin 2\varphi \end{pmatrix} \\ &= \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{k'}{k} \right)^2 \left((1 + \cos^2 \vartheta) + (k - k')(1 - \cos \vartheta) - \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi \right), \end{aligned} \quad (4.3)$$

wobei $r_0 = e^2/m_e c^2$ der klassische Elektronenradius ist. Unter Verwendung von Gleichung (4.1) und der Relation $k/k' = E_\gamma/E'_\gamma$ lässt sich die Gleichung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu

$$\frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi) = \frac{1}{2}r_0^2 \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma}\right)^2 \left[\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - 2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \right] \quad (4.4)$$

umformen. Dieser Wirkungsquerschnitt ist in der Literatur als **Klein-Nishina-Formel** bekannt [Kle29]. In Abbildung 4.2 ist der Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt für verschiedene Energien der einfallenden Photonen dargestellt.

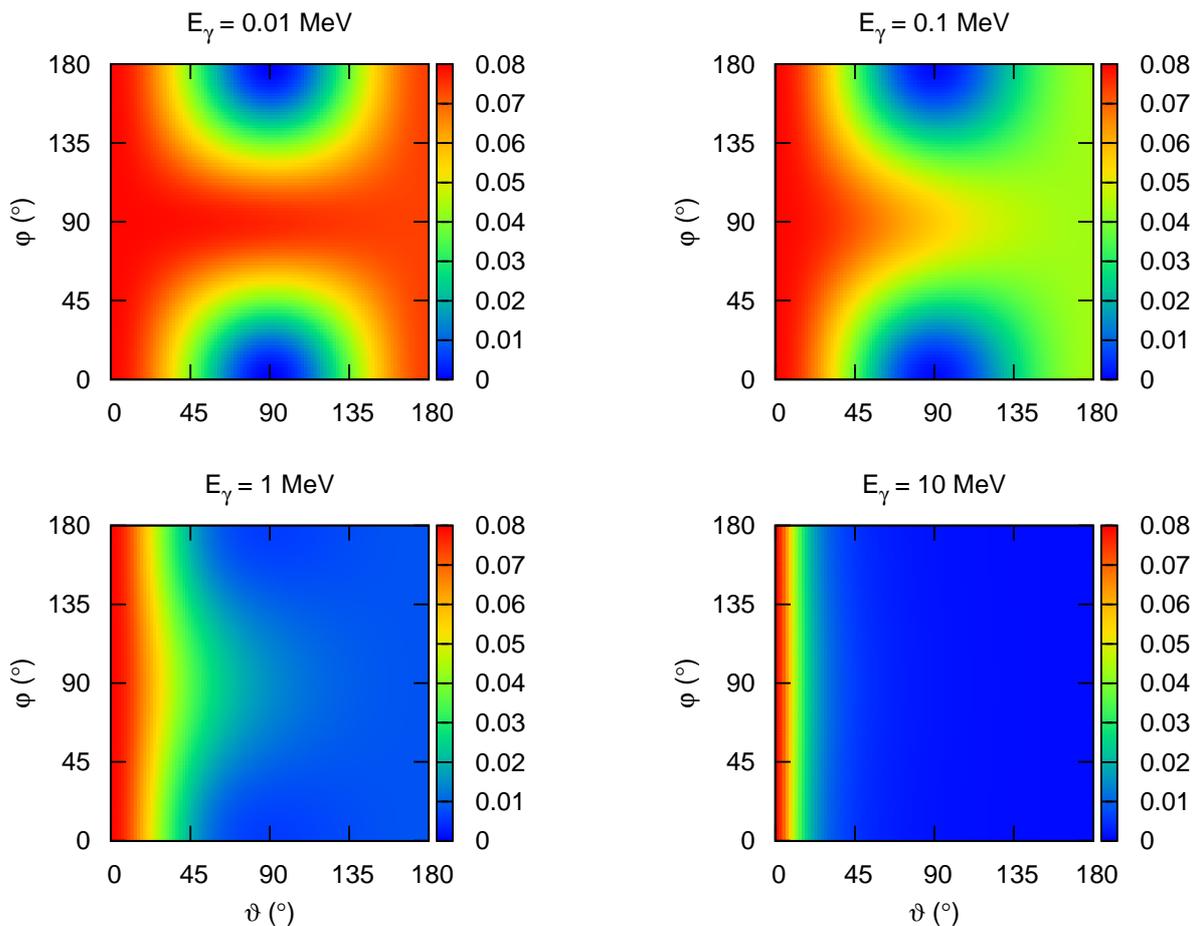


Abbildung 4.2.: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung nach Gleichung (4.4) in Abhängigkeit von den Winkeln ϑ und φ für verschiedene Energien $E_\gamma = 10^{-2}, 10^{-1}, 10^0, 10^1$ MeV. Die Einheit des Compton-Streuwirkungsquerschnitts ist b/sr.

Aus diesen Graphen ist ersichtlich, dass für große Photonenenergien E_γ Streuungen in Vorwärtsrichtung wahrscheinlicher als in Rückwärtsrichtung sind. Im Falle kleiner Photonenenergien sind Streuungen in Vorwärts- und Rückwärtsrichtung etwa gleich wahrscheinlich. Diese Abbildung zeigt, dass der differentielle Streuwirkungsquerschnitt symmetrisch um den Winkel $\varphi = 90^\circ$ ist, s. auch Gleichung (4.4), und

im Intervall von $\varphi = 90^\circ$ bis $\varphi = 0^\circ$ beim konstanten Streuwinkel ϑ abnimmt. Die Empfindlichkeit der Compton-Streuung auf die lineare Polarisation kann durch eine Größe angegeben werden, die als *Analysierstärke*¹ Σ^{CE} bekannt ist. Sie lässt sich als die Differenz des Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitts bei den zwei Einstellungen des Polarisationsvektors, $\varphi = 90^\circ$ und $\varphi = 0^\circ$, der Photonen bestimmen. Somit ergibt sich für die energieabhängige Analysierstärke

$$\begin{aligned} \Sigma^{\text{CE}}(E_\gamma, \vartheta) &= \frac{\frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 90^\circ) - \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 0^\circ)}{\frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 90^\circ) + \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 0^\circ)} \\ &= \frac{\sin^2 \vartheta}{\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - \sin^2 \vartheta}. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Sie ist in Abbildung 4.3 für verschiedene Photonenenergien E_γ in Abhängigkeit vom Compton-Streuwinkel ϑ grafisch dargestellt. Die Polarisationsempfindlichkeit des Compton-Effekts für kleine Photonenenergien ($E_\gamma \rightarrow 0$) erreicht ein Maximum bei $\vartheta = 90^\circ$. Mit steigender Photonenenergie nimmt das Maximum der Analysierstärke stark ab und seine Lage verschiebt sich zu kleineren Streuwinkeln.

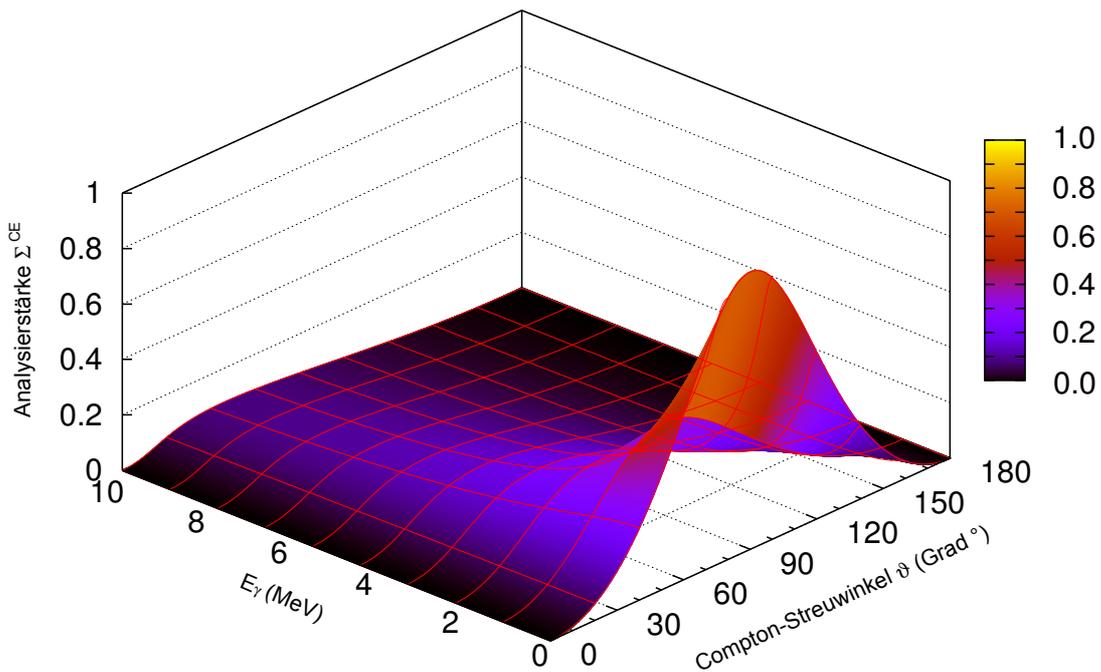


Abbildung 4.3.: Analysierstärke Σ^{CE} in Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ für Photonenenergien $E_\gamma \in [0, 10]$ MeV. Mit steigender Photonenenergie ist das Maximum weniger ausgeprägt und seine Lage verschiebt sich zu kleineren Streuwinkeln ϑ .

Im Folgenden wird die Energieabhängigkeit der Analysierstärke nicht explizit angeführt, d.h.

$$\Sigma^{\text{CE}}(E_\gamma, \vartheta) \equiv \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta). \quad (4.6)$$

¹ engl.: Analyzing power

Durch Summation und Mittelung über alle möglichen Polarisationswinkel lässt sich der Ausdruck für den unpolarisierten Wirkungsquerschnitt berechnen

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}(\vartheta) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi) d\varphi \\ &= \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left[\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - \sin^2 \vartheta \right]. \end{aligned} \quad (4.7)$$

In Abbildung 4.4 ist der Wirkungsquerschnitt für die Streuung unpolarisierter Photonen an Elektronen aufgetragen. Diese Abbildung entsteht durch Projektion der in Abbildung 4.2 dargestellten Wirkungsquerschnitte auf ϑ -Achse. Man erkennt auch hier, dass die Compton-Streuung unabhängig von der Polarisationsbetrachtung einfallender Strahlung die Vorwärtsrichtung bevorzugt. Mit steigender Photonenenergie wird die Vorwärtsstreuung wahrscheinlicher.

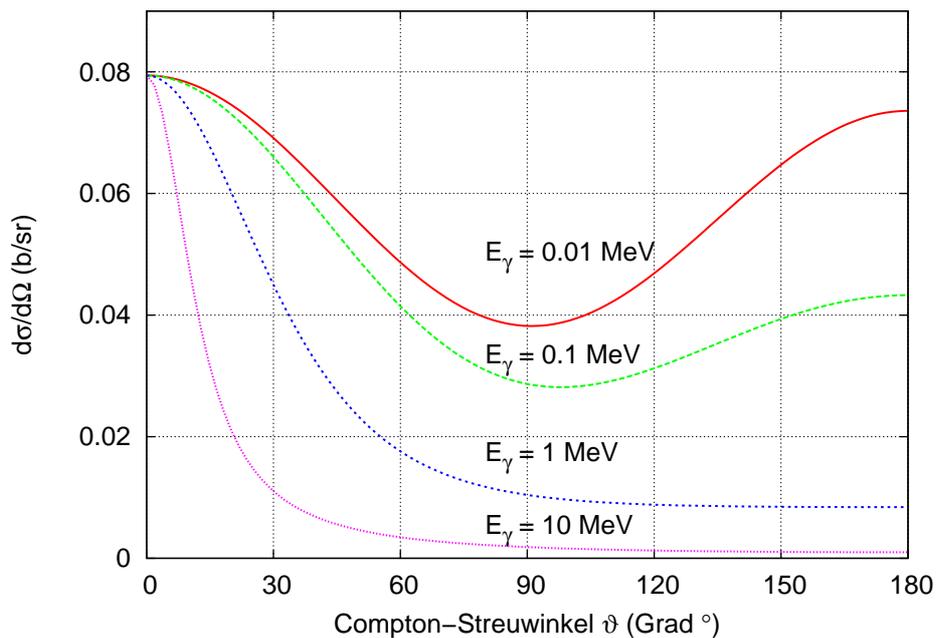


Abbildung 4.4.: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung nach Gleichung (4.7) in Abhängigkeit vom Compton-Streuwinkel ϑ für verschiedene Energien $E_\gamma = 10^{-2}, 10^{-1}, 10^0, 10^1$ MeV.

Analog wie in Gleichung (3.25) kann der differentielle Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt, Gleichung (4.4), mit der Definition der Analysierstärke des Compton-Effekts Σ^{CE} und dem Ausdruck des

unpolarisierten differentiellen Wirkungsquerschnitts, Gleichung (4.7), als ein Produkt von polarisations-abhängigen und polarisationsunabhängigen Termen aufgefasst werden, d.h.

$$\begin{aligned}
\frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi) &= \frac{1}{2}r_0^2 \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left[\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - 2 \sin^2 \vartheta \cos^2 \varphi \right] \\
&= \frac{1}{2}r_0^2 \left(\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \right)^2 \left[\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - \sin^2 \vartheta (1 + \cos(2\varphi)) \right] \\
&= \frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}(\vartheta) \left[1 - \frac{\sin^2 \vartheta}{\frac{E'_\gamma}{E_\gamma} + \frac{E_\gamma}{E'_\gamma} - \sin^2 \vartheta} \cos(2\varphi) \right] \\
&= \frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}(\vartheta) \left[1 - \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) \cos(2\varphi) \right] .
\end{aligned} \tag{4.8}$$

4.2 Compton-Polarimetrie mit herkömmlichen Compton-Polarimetern

Das einfachste Compton-Polarimeter wird durch eine Anordnung von drei Detektoren realisiert [Kre75]. Einer dieser Detektoren, der in Ausbreitungsrichtung der Photonen steht, dient als Compton-Streuer. Die beiden zur Photonenrichtung senkrecht stehenden Detektoren werden als Absorber verwendet, s. Abbildung 4.5. Die im Streuer Compton-gestreuten Photonen werden in den Absorbern durch Photo-Effekt absorbiert. Die Summe der deponierten Photonenenergien dient zur Identifizierung der Energien der einfallenden Photonen.

Man wählt als Referenzebene die Ebene, die durch die Ausbreitungsrichtung der Photonen und durch die Verbindungslinie zwischen dem Streuer und einem der Absorber aufgespannt ist. Die in diesem Absorber detektierten Streuraten werden die parallel gemessenen Ereignisse N_{\parallel} genannt. Der andere Absorber steht senkrecht zur der Referenzebene und die durch diesen Absorber registrierten Streuraten werden als die senkrecht gemessenen Ereignisse N_{\perp} bezeichnet.

Die Differenz der Anzahl von parallelen und senkrechten Ereignissen definiert eine Asymmetrie A

$$A = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}}, \tag{4.9}$$

welche ein Maß für die Polarisation der auf den Streuer einfallenden Photonen ist.

Die folgenden Beschreibungen und Herleitungen beruhen auf KRF-Experimenten mit einem unpolarisierten Photonenstrahl im Eingangskanal. Ein unpolarisierter Photonenstrahl trifft auf ein zu untersuchendes Target. Die gestreuten Photonen nach der Abregung der Targetkerne werden unter dem Winkel Θ bezüglich der Richtung des einfallenden Strahls detektiert. Die Wellenvektoren der einlaufenden und auslaufenden Photonen spannen die *Reaktionsebene* auf. Diese Ebene wird als Referenzebene gewählt. Wie in Kapitel 3 erläutert wurde, sind die aus den Targetkernen emittierten Photonen polarisiert und

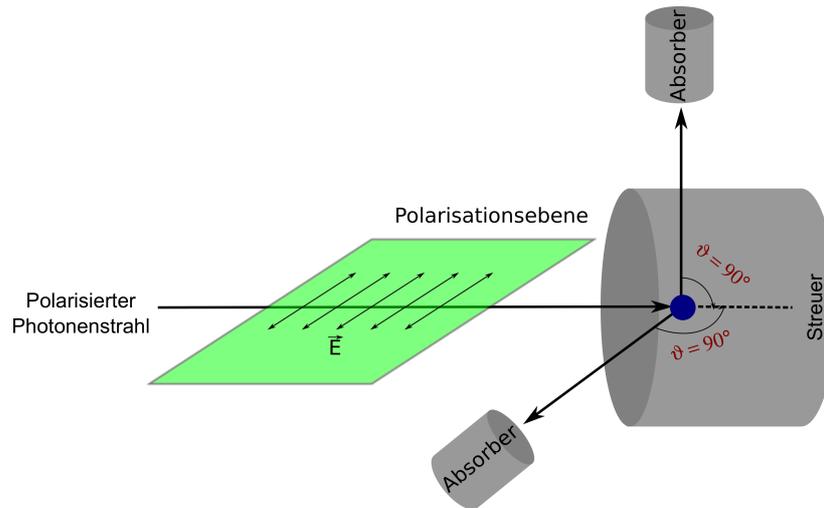


Abbildung 4.5.: Der Aufbau eines herkömmlichen Compton-Polarimeters. Solche Polarimeter bestehen mindestens aus drei Detektoren. Der Detektor in der Strahlungsrichtung dient als Streuer und die Detektoren senkrecht dazu als Absorber, die die im Streuer Compton-gestreuten Ereignisse detektieren.

ihr elektrischer Feldvektor oszilliert in der Polarisationssebene. Die polarisierten Photonen werden im Streuer unter dem Streuwinkel ϑ Compton-gestreuert und in den Absorbern detektiert. Im Folgenden beträgt der Compton-Streuwinkel $\vartheta = 90^\circ$, da die Absorber zu den auf den Streuer einfallenden Photonen senkrecht stehen. Die Polarisationssebene der auslaufenden Photonen bildet mit der Reaktionsebene den Polarisationswinkel Φ und mit der Compton-Streuebene den Winkel φ .

In diesem Abschnitt werden drei verschiedene Fälle diskutiert, die sich um die herkömmlichen Compton-Polarimeter handeln.

Punktförmige Detektoren mit zwei möglichen Polarisationsrichtungen $\Phi = 0^\circ$ und $\Phi = 90^\circ$

Zunächst betrachtet man den idealen Fall von einem *punktförmigen* Streuer, zwei punktförmigen Absorbern und *nur* zwei möglichen Polarisationsrichtungen der Photonen in der Reaktionsebene und senkrecht dazu, d.h. $\Phi = 0^\circ$ und $\Phi = 90^\circ$. Die Streuraten N_\perp und N_\parallel sind durch [Sch94]

$$N_\perp \sim W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi = 0^\circ) \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 90^\circ) + W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi = 90^\circ) \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 0^\circ) \quad (4.10)$$

und

$$N_\parallel \sim W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi = 0^\circ) \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 0^\circ) + W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi = 90^\circ) \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 90^\circ) \quad (4.11)$$

gegeben, wobei die Winkelkorrelationsfunktionen W_{pol} vom Winkel Θ und dem Polarisationswinkel Φ abhängt, s. Gleichung (3.12), während der differentielle Streuwirkungsquerschnitt vom Compton-Streuwinkel ϑ und dem Winkel φ abhängig ist. In Abbildung 4.6 wird schematisch gezeigt, wie die

Gleichungen (4.10) und (4.11) hergeleitet werden können. Zum Beispiel der zur Reaktionsebene senkrecht stehende Absorber detektiert die Photonen, deren Polarisationssebene in der Reaktionsebene liegt, wenn ihre Compton-Streuebene mit der Polarisationssebene den Winkel $\varphi = 90^\circ$ bildet. Falls die Polarisationssebene senkrecht zur Reaktionsebene steht, werden im Absorber die Photonen detektiert, deren Polarisationssebene sich in der Compton-Streuebene befindet.

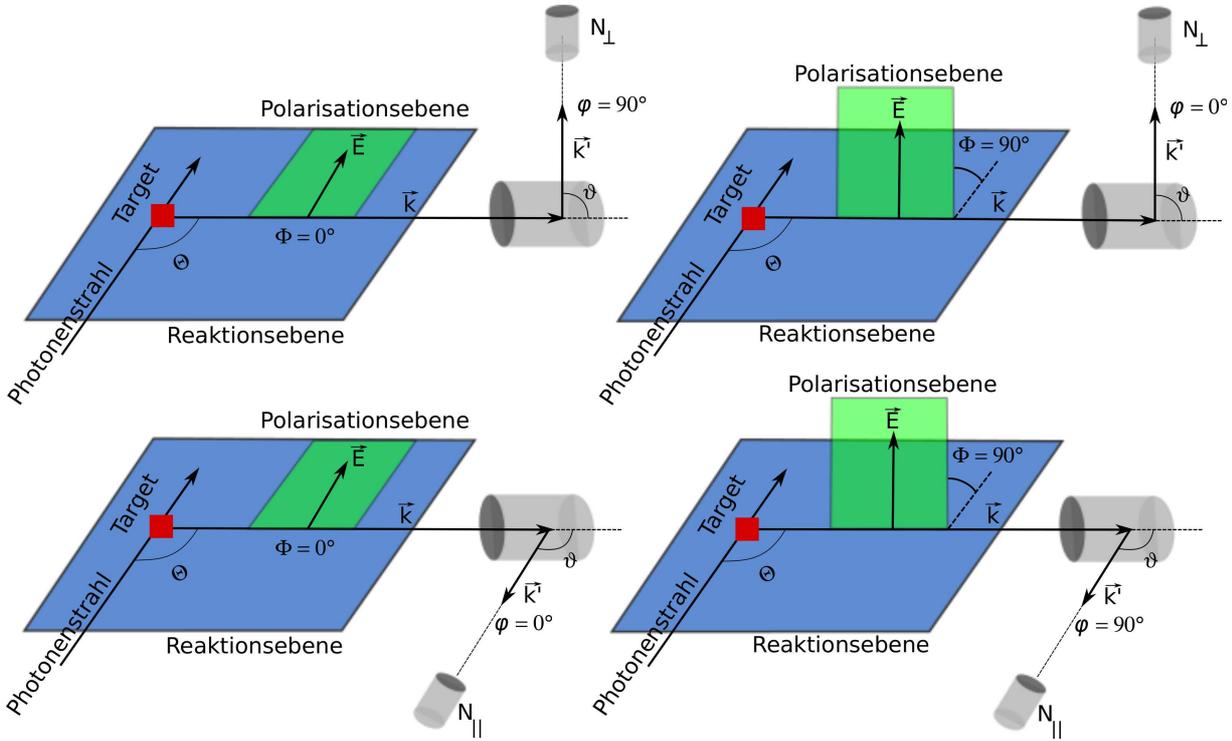


Abbildung 4.6.: Das Schema zur Herleitung der Gleichungen für N_{\perp} (oben) und N_{\parallel} (unten). Hier ist zu beachten, dass die Polarisationsrichtung bezüglich der Compton-Streuebene, d.h. der Winkel φ , für die beiden Fälle unterschiedlich ist.

Mithilfe der registrierten Ereignisse N_{\perp} und N_{\parallel} in den zur Reaktionsebene senkrecht und parallel stehenden Absorbern lässt sich der lineare Polarisationsgrad $P(\Theta)$, Gleichung (3.23), zu

$$\begin{aligned}
 P(\Theta) &= \frac{W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi = 0^\circ) - W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi = 90^\circ)}{W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi = 0^\circ) + W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi = 90^\circ)} \\
 &= \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} \cdot \frac{\frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 90^\circ) + \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 0^\circ)}{\frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 90^\circ) - \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 0^\circ)}
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

berechnen. Der erste Term in Gleichung (4.12) wird als die *ideale azimuthale Asymmetrie* des Compton-Polarimeters A_{ideal} bezeichnet

$$A_{\text{ideal}}(\Theta, \vartheta) = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}}, \tag{4.13}$$

wobei der Kehrwert des zweiten Terms nach Gleichung (4.5) der energieabhängigen Analysierstärke des Compton-Effekts entspricht. Sie gibt die Polarisations sensitivität eines idealen Polarimeters mit punktförmigen Streuer und Absorbern an.

Mithilfe der Analysierstärke Σ^{CE} kann Gleichung (4.12) als ²

$$P(\Theta) = A_{\text{ideal}}(\Theta, \vartheta) \cdot \frac{1}{\Sigma^{\text{CE}}(\vartheta)} \quad (4.14)$$

bzw.

$$A_{\text{ideal}}(\Theta, \vartheta) = \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) P(\Theta) \quad (4.15)$$

umgeschrieben werden.

Punktförmige Detektoren mit allen möglichen Polarisationsrichtungen $\Phi \in [0, 2\pi]$

Im allgemeinen Fall werden nicht nur zwei, sondern alle möglichen Polarisationsrichtungen bezüglich der Reaktionsebene betrachtet. Im Folgenden wird noch angenommen, dass sowohl der Streuer als auch die Absorber punktförmig sind.

Da in diesem Fall nicht nur die senkrechten oder parallelen Streuereignisse bezüglich der Reaktionsebene ($\Phi = 0^\circ$ oder 90°) gemessen werden, können Gleichungen (4.10) und (4.11) nicht verwendet werden. Der Winkel Φ kann alle Werte aus dem Intervall $[0, 2\pi]$ annehmen. Unter Einführung eines neuen Winkels, des **azimutalen Compton-Streuwinkels** ξ , der dem Schnittwinkel zwischen der Reaktions- und der Compton-Streuebene entspricht, kann der unbekannte Winkel Φ aus geometrischen Überlegungen durch die Relation

$$\Phi = \xi + \varphi \quad (4.16)$$

ersetzt werden, s. Abbildung 4.7. Der azimutalen Compton-Streuwinkels ξ ist nicht eindeutig und kann der Winkel $180^\circ - \xi$ als der Schnittwinkel zwischen der Reaktions- und der Compton-Streuebene definiert werden. Dies beeinflusst die im weiteren hergeleiteten Gleichungen nicht, denn für die Funktion $\cos(2\xi)$ gilt

$$\cos(2(\pi - \xi)) = \cos(2\xi). \quad (4.17)$$

Der allgemeine Ausdruck für die Streuraten in den Absorbern nach der Compton-Streuung im Streuer ist durch

$$N_i \sim W_{\text{pol}}^{\text{CE}}(\Theta, \vartheta, \xi) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi) \cdot \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \Phi - \xi) d\Phi \quad (4.18)$$

² Die Analysierstärke Σ bzw. die Asymmetrie A sind energieabhängige Größen.

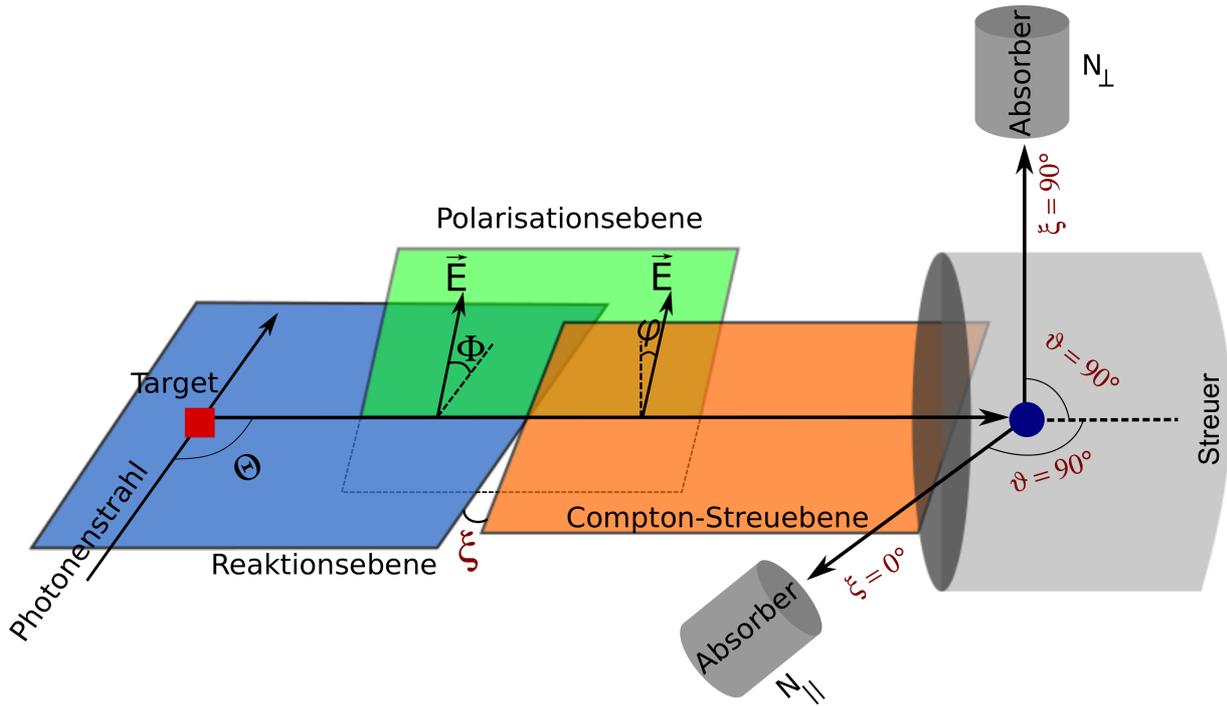


Abbildung 4.7.: Der auf ein Target einfallende Photonenstrahl und der unter dem Winkel Θ gestreute Strahl bilden die Reaktionsebene. Der gestreute Photonenstrahl und der im Streuer Compton-gestreute Strahl spannen die Compton-Streuebene auf. Der Schnittwinkel zwischen der Reaktionsebene und der Compton-Streuebene wird als azimutaler Compton-Streuwinkel ξ bezeichnet. Die Polarisationsebene, die durch die Oszillation des elektrischen Feldvektors \vec{E} definiert ist, bildet mit der Reaktionsebene bzw. der Compton-Streuebene die Winkel Φ bzw. φ . Die Absorber sind so aufgestellt, dass der Compton-Streuwinkel $\vartheta = 90^\circ$ beträgt und die Compton-Streuebene in der Reaktionsebene oder senkrecht dazu ist. Die Zählraten in diesen Absorbern werden mit N_\perp und N_\parallel bezeichnet.

gegeben. Die Größe $W_{\text{pol}}^{\text{CE}}$ ist durch eine Faltung zwischen der polarisierten Winkelkorrelationsfunktion $W_{\text{pol}}(\Theta, \Phi)$ und dem differentiellen Compton-Streuwirkungsquerschnitt gegeben. Durch Einsetzen von Gleichungen (3.25) und (4.8) ergibt sich

$$\begin{aligned}
 W_{\text{pol}}^{\text{CE}}(\Theta, \vartheta, \xi) &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W(\Theta) [1 + P(\Theta) \cos(2\Phi)] \cdot \frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}(\vartheta) [1 - \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) \cos(2(\Phi - \xi))] d\Phi \\
 &= W(\Theta) \frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}(\vartheta) \left[1 - \frac{1}{2} \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) P(\Theta) \cos(2\xi) \right]. \quad (4.19)
 \end{aligned}$$

Für identische Absorber, die senkrecht bzw. parallel zur Reaktionsebene stehen, erhält man die folgenden Raten

$$N_{\perp} \sim W_{\text{pol}}^{\text{CE}}(\Theta, \vartheta, \xi = 90^\circ) = W(\Theta) \frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}(\vartheta) \left[1 + \frac{1}{2} \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) P(\Theta) \right], \quad (4.20)$$

$$N_{\parallel} \sim W_{\text{pol}}^{\text{CE}}(\Theta, \vartheta, \xi = 0^\circ) = W(\Theta) \frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}(\vartheta) \left[1 - \frac{1}{2} \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) P(\Theta) \right]. \quad (4.21)$$

So lässt sich die ideale azimutale Asymmetrie A_{ideal} zu

$$A_{\text{ideal}}(\Theta, \vartheta) = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} \quad (4.22)$$

$$= \frac{1}{2} \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) P(\Theta) \quad (4.23)$$

berechnen. Die ideale azimutale Asymmetrie unter Berücksichtigung aller möglichen Ausrichtungen des elektrischen Felds bezüglich der Referenzebene, d.h. $\Phi \in [0, 2\pi]$, sinkt um den Faktor 1/2 im Vergleich zu Gleichung (4.15), bei der nur zwei Polarisationsrichtungen ($\Phi = 0^\circ$ und 90°) betrachtet werden.

Bis jetzt wurden nur die senkrecht gestreuten Ereignisse $\vartheta = 90^\circ$ betrachtet. So lassen sich die ideale azimutale Asymmetrie A_{ideal} für den einfachsten bzw. allgemeinen Fall zu

$$A_{\text{ideal}}(\Theta) = \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta = 90^\circ) P(\Theta) \quad \text{für } \Phi = 0^\circ \text{ und } 90^\circ \quad (4.24)$$

bzw.

$$A_{\text{ideal}}(\Theta) = \frac{1}{2} \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta = 90^\circ) P(\Theta) \quad \text{für } \Phi \in [0^\circ, 360^\circ] \quad (4.25)$$

schreiben.

Reale Detektoren mit allen möglichen Polarisationsrichtungen $\Phi \in [0, 2\pi]$

Im Falle der realen Detektoren charakterisiert ein energieabhängiger *intrinsischer* Faktor $a(E_\gamma)$ den Detektionsunterschied zwischen den beiden Absorbern. Außerdem registrieren die Absorber nicht nur senkrecht gestreute Photonen, sondern die gestreuten Photonen im Öffnungswinkel $\Delta\vartheta_i$ der Absorber. Die Polarisationswinkel der in den Absorbern detektierten Photonen variieren um $\Delta\varphi$ um $\varphi = 0^\circ$ oder $\varphi = 90^\circ$. Der lineare Polarisationsgrad $P(\Theta)$ für reale Detektoren lässt sich durch die Integration des Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitts über den Öffnungswinkel der Absorber $\Delta\vartheta$ und über dem Intervall $\Delta\varphi$ berechnen. Somit ergibt sich für den mit diesem Aufbau gemessenen linearen Polarisationsgrad $P(\Theta)$

$$P(\Theta) = \frac{aN_{\perp} - N_{\parallel}}{aN_{\perp} + N_{\parallel}} \cdot \frac{\int \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 90^\circ + \Delta\varphi) d\vartheta d\varphi + \int \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 0^\circ + \Delta\varphi) d\vartheta d\varphi}{\int \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 90^\circ + \Delta\varphi) d\vartheta d\varphi - \int \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 0^\circ + \Delta\varphi) d\vartheta d\varphi}. \quad (4.26)$$

Wie Gleichung (4.12), kann man auch diese Gleichung als Produkt zweier Größen angeben. Der erste Term in Gleichung (4.26) gibt die *reale azimutale Asymmetrie* des Polarimeters A_{real} an, d.h.

$$A_{\text{real}}(\Theta) = \frac{aN_{\perp} - N_{\parallel}}{aN_{\perp} + N_{\parallel}}. \quad (4.27)$$

Die reale azimutale Asymmetrie A_{real} unterscheidet sich von der idealen azimutalen Asymmetrie A_{ideal} , Gleichung (4.13), im intrinsischen Faktor $a(E_{\gamma})$.

Der Kehrwert des zweiten Terms charakterisiert die *Polarisationssensitivität* Q eines realen Polarimeters. Die Polarisationssensitivität Q ist wie die Analysierstärke, Gleichung (4.5), eine energieabhängige Größe und nimmt mit steigender Photonenenergie ab. Die reale azimutale Asymmetrie A_{real} lässt sich umformen zu

$$A_{\text{real}}(\Theta) = Q P(\Theta). \quad (4.28)$$

Diese Gleichung drückt aus, dass bei bekannter Polarisationssensitivität Q eines Polarimeters die gemessene reale azimutale Asymmetrie A proportional zum Polarisationsgrad P ist.

Um den intrinsischen Faktor $a(E_{\gamma})$ experimentell zu bestimmen, verwendet man unpolarisierte Strahlung, da die reale azimutale Asymmetrie $A_{\text{real}}(\Theta)$ für unpolarisierte Strahlung verschwindet, d.h.

$$A_{\text{real}}^{\text{unpol}}(\Theta) = 0. \quad (4.29)$$

Daher gilt für den intrinsischen Faktor $a(E_{\gamma})$ aus Gleichung (4.27)

$$a(E_{\gamma}) = \frac{N_{\parallel}^{\text{unpol}}}{N_{\perp}^{\text{unpol}}}. \quad (4.30)$$

Der Ausdruck für die Polarisationssensitivität Q eines realen Polarimeters

$$Q = \frac{\int_{\Delta\vartheta} \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 90^{\circ} + \Delta\varphi) d\vartheta d\varphi - \int_{\Delta\vartheta} \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 0^{\circ} + \Delta\varphi) d\vartheta d\varphi}{\int_{\Delta\vartheta} \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 90^{\circ} + \Delta\varphi) d\vartheta d\varphi + \int_{\Delta\vartheta} \frac{d\sigma_{\text{pol}}}{d\Omega}(\vartheta, \varphi = 0^{\circ} + \Delta\varphi) d\vartheta d\varphi} \quad (4.31)$$

kann vereinfacht werden, indem man diese Formel um den Punkt $\vartheta = 90^{\circ}$ Taylor entwickelt und die Reihe nach dem linearen Glied abbricht, d.h.

$$Q \approx \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta = 90^{\circ}) (b + mE_{\gamma}), \quad (4.32)$$

wobei m und b die Fitparameter sind, die experimentell bestimmt werden können [Sch94, Wer95, Hut02]. Gleichung (4.32) sagt aus, dass sich die Polarisationssensitivität Q eines realen Polarimeters durch räumliche Ausdehnung des Streuers und der beiden Absorber im Vergleich zu einem idealen Polarimeter mit den punktförmigen Detektoren um den Faktor $(b + mE_{\gamma})$ unterscheidet.

Um die Nachweiseffizienz der Absorber zu erhöhen, können weitere Absorber genutzt werden [Hei90, Wer95]. Die theoretische Beschreibung solcher Polarimeter ändert sich nicht und in Experimenten sind ähnlich definierte Asymmetrien zugänglich.

4.3 Polarimetrie mit segmentierten Detektoren

Zur Verbesserung der Energieauflösung bestehen herkömmliche Compton-Polarimeter hauptsächlich aus Halbleiter-Detektoren. Obwohl diese eine hohe Polarisations sensitivität erreichen und hervorragende Energieauflösungen besitzen, sind Nachweissensitivitäten der Detektoren solcher Anordnungen niedrig, denn sie besitzen kleine räumliche Ausdehnung. Zur Erhöhung der Nachweissensitivität kann der Abstand zwischen dem Streuer und den Absorbern verringert werden. Im Extremfall können sie so angenähert werden, dass es keinen definierten Streuer und keine definierten Absorber mehr gibt. Dazu können Clover-Detektoren, die aus vier Einzelkristallen bestehen, als Compton-Polarimeter verwendet werden [Jon95]. Jeder dieser Kristalle dient sowohl als Streuer als auch als Absorber. In Abbildung 4.8 (a) ist der Aufbau eines Clover-Detektors gezeigt. Die Streuraten N_{\perp} und N_{\parallel} in Gleichungen (4.10) und (4.11) bzw. (4.20) und (??) werden durch die vertikalen V und horizontalen H Koinzidenzereignisse der benachbarten Einzelkristalle ersetzt, d.h.

$$V \equiv N_{\perp} = N_1 N_4 \bar{N}_2 \bar{N}_3 + N_2 N_3 \bar{N}_1 \bar{N}_4, \quad (4.33)$$

$$H \equiv N_{\parallel} = N_1 N_2 \bar{N}_3 \bar{N}_4 + N_3 N_4 \bar{N}_1 \bar{N}_2, \quad (4.34)$$

wobei die Zählraten \bar{N}_i die Anti-Koinzidenzen bezeichnen. Zum Beispiel bedeutet der Term $N_1 N_2 \bar{N}_3 \bar{N}_4$, dass ein Photon im Kristall 1 (oder 2) Compton-gestreuert und im Kristall 2 (oder 1) durch den anschließenden Photo-Effekt absorbiert wird, während die Kristalle 3 und 4 kein Ereignis registrieren.

Die ideale Asymmetrie A_{ideal} , Gleichung (4.22), lässt sich als

$$A_{\text{ideal}} = \frac{V - H}{V + H} \quad (4.35)$$

umdefinieren.

Wenn die Einzelkristalle nicht identisch sind, d.h., der intrinsische Faktor beträgt $a \neq 1$, ergibt sich für die reale Asymmetrie A_{real}

$$A_{\text{real}} = \frac{aV - H}{aV + H}. \quad (4.36)$$

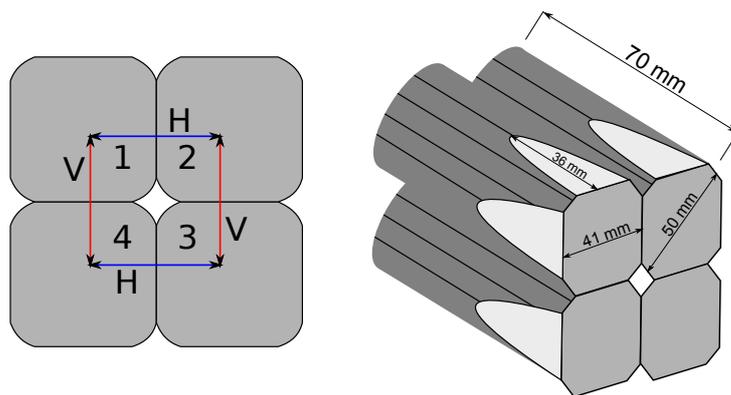
In Abbildung 4.10 (a) ist die Polarisations sensitivität eines Clover-Detektors bis zur Photonenenergie von 2 MeV dargestellt. Die Funktion

$$Q = \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta = 90^\circ) (b + mE_{\gamma}) \quad (4.37)$$

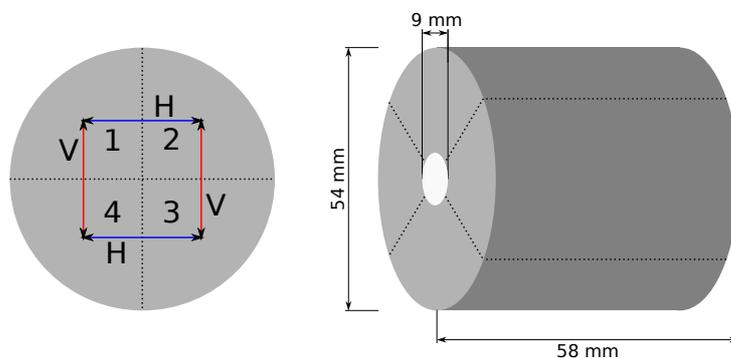
wird an die Messdaten angepasst und die Fitparameter b und m wurden bestimmen zu [Jon95]

$$b = (0,000 \pm 0,003), \quad m = (0,29 \pm 0,03) \frac{1}{\text{MeV}}. \quad (4.38)$$

Derzeit können hochreine Ge-Kristalle (HPGe) mit großem Volumen hergestellt werden, sodass die Absorber und der Streuer in einem Einzelkristall durch elektrische Segmentierung zu realisieren sind. Dabei kann der elektrisch segmentierte Detektor als Compton-Polarimeter genutzt werden [Sch94, Hut02,



(a) Clover-Detektor



(b) Vierfach segmentierter Detektor

Abbildung 4.8.: Aufbau eines Clover-Detektors [Jon95] und eines vierfach segmentierten Detektors [Sch94].

Mil07, Bü08]. Die im Detektor deponierten totalen Photonenenergien werden über einen gemeinsamen Core-Kontakt gemessen. In Abbildung 4.8 (b) wird ein derartiger vierfach segmentierter Detektor gezeigt. Die obigen Gleichungen für die Streuraten, die ideale und reale Asymmetrie gelten auch für die vierfach segmentierten Detektoren, wobei der intrinsische Faktor a der Detektionsunterschied zwischen den Segmenten beschreibt. Eine ausführliche Behandlung der Compton-Polarimetrie mit segmentierten Detektoren findet sich in Referenz [Hut01].

Die Clover- und vierfach segmentierten Detektoren besitzen eine kleinere Polarisations sensitivität Q als die herkömmlichen Polarimeter. Bei den herkömmlichen Polarimetern beträgt der Compton-Streuwinkel ϑ unter Berücksichtigung der Öffnungswinkel der Absorber $\vartheta = 90^\circ \pm \Delta\vartheta_i$, der für große Abstände zwischen dem Streuer und den Absorbern $\vartheta \approx 90^\circ$ ist. In einem Clover- oder einem vierfach segmentierten Detektor wird angenommen, dass die Photonen in die benachbarten Segmenten senkrecht zu ihrer ursprünglichen Richtung Compton-gestreut werden. Diese Annahme ist nicht zwingend richtig und abhängig von der Größe der Segmente kann der Compton-Streuwinkel von $\vartheta = 90^\circ$ stark abweichen.

Zum Beispiel ist in Abbildung 4.9 eine Streuung in Vorwärtsrichtung dargestellt, die als eine vertikale Streuung betrachtet wird. Die vorwärts- und rückwärtsgestreuten Ereignisse, deren Analysierstärke für Compton-Polarimetrie sehr gering ist, werden als Ereignisse mit senkrechter Streuung betrachtet. Dies

führt zur Verringerung der Polarisations sensitivität Q der Clover- und vierfach segmentierten Detektoren im Vergleich zu den herkömmlichen Polarimetern.

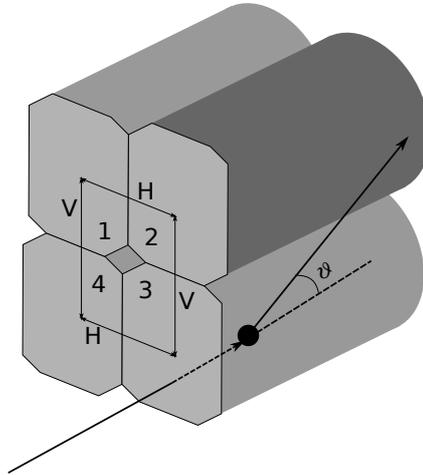
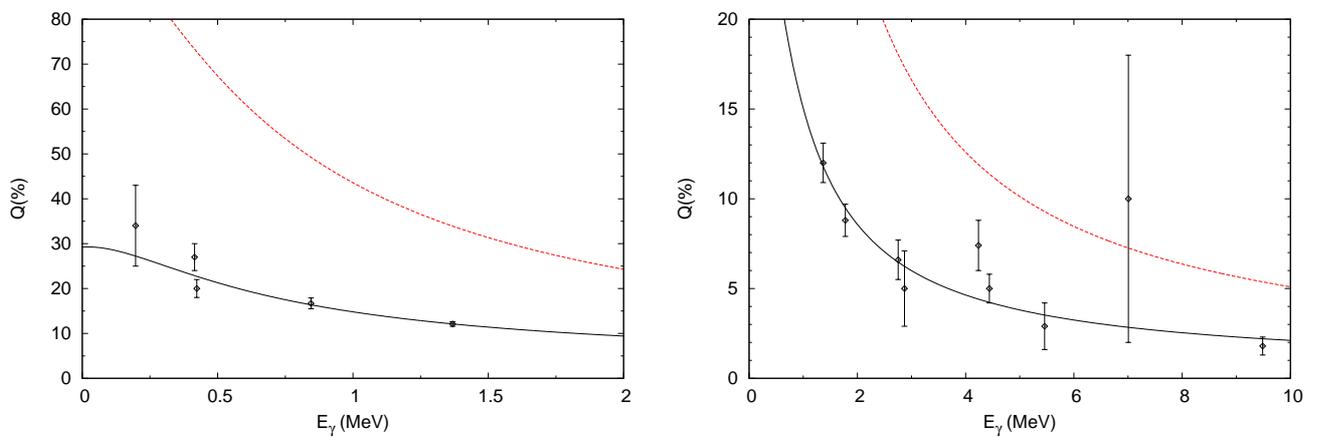


Abbildung 4.9.: Vorwärtsstreuung zwischen zwei Einzelkristallen (2 und 3) in einem Clover-Detektor, die als ein vertikales Ereignis betrachtet wird.



(a) Polarisations sensitivität Q eines Clover-Detektors (b) Polarisations sensitivität Q eines vierfach segmentierten Detektors

Abbildung 4.10.: Die Messdaten und entsprechende Fitfunktion für die Polarisations sensitivität Q eines Clover-Detektors (a) [Jon95] und eines vierfach segmentierten Detektor (b) [Hut02] als Funktion der Photonenenergie E_γ . Die Funktion $Q = \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta = 90^\circ) (b + mE_\gamma)$ wird an die Messdaten angepasst und die Fitparameter b und m werden bestimmt, s. Text. Die (rote) gestrichelte Kurve stellt die theoretische Analysierstärke des Compton-Effekts dar, die der Polarisations sensitivität eines idealen Polarimeters mit punktförmigen Detektoren entspricht.

Im Gegensatz zu den herkömmlichen Polarimetern und Clover-Detektoren wird die deponierte Photonenenergie in den segmentierten Detektor durch den gemeinsamen Core-Kontakt gemessen und es ist nicht notwendig die deponierten Energien in den getroffenen Segmenten zu addieren. Da solche Detektoren wie die Clover-Detektoren einen größeren Raumwinkel als die herkömmlichen Polarimeter abdecken, sind ihre totalen Nachweiseffizienzen höher. Die Clover- und die segmentierten Detektoren werden so hergestellt, dass die Einzelkristalle oder die Segmente gleiche Nachweiseffizienz besitzen. Damit kann der intrinsische Faktor den Wert $a \approx 1$ haben.

In Abbildung 4.10 (b) wird die Polarisations sensitivitäten Q eines vierfach segmentierten Detektors in Abhängigkeit von der Photonenenergie von 0 MeV bis 10 MeV gezeigt. Für die Fitparameter b und m ergibt sich [Hut02]

$$b = 0,35, \quad m = 3,83 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{MeV}}. \quad (4.39)$$

Die Energien der auf diese Polarimeter einfallenden Photonen ergibt sich aus der Summe der deponierten Energien in den einzelnen Kristallen.

4.4 Compton-Tracking-Polarimeter

In den letzten Abschnitten wurde die herkömmliche Methode der Compton-Polarimetrie vorgestellt, die auf Detektion der parallelen und senkrechten bzw. horizontalen und vertikalen Ereignissen basierte.

In Abbildung 4.3 ist zu sehen, dass der optimale Streuwinkel $\vartheta_{\text{optimal}}$, unter dem die Analysierstärke des Compton-Effekts Σ^{CE} ihren maximalen Wert erreicht, von der Photonenenergie E_γ abhängt. Mit steigender Photonenenergie nimmt die Analysierstärke stark ab und ihre Maxima verschieben sich in Richtung kleinerer Compton-Streuwinkel ϑ . In Tabelle 4.1 sind die optimalen Winkel für die Photonenenergien $E_\gamma \in [0, 10]$ MeV und die dazugehörigen berechneten Analysierstärken Σ^{CE} nach Gleichung (4.5) aufgelistet.

E_γ (MeV)	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\vartheta_{\text{optimal}} (^{\circ})$	90,0	74,6	65,8	60,5	56,8	54,0	51,8	49,9	48,4	47,0	45,9
$\Sigma^{\text{CE}} (\%)$	100,0	48,5	29,9	21,8	17,2	14,3	12,2	10,7	9,5	8,6	7,8

Tabelle 4.1.: Optimaler Streuwinkel in Abhängigkeit von der Photonenenergie. Die Analysierstärke Σ^{CE} für die Photonenenergie $E_\gamma = 0$ MeV bei dem Streuwinkel $\vartheta_{\text{optimal}} = 90^{\circ}$ erreicht ihren maximalen Wert von 1.

Abbildung 4.3 und Tabelle 4.1 zeigen, um die höchstmögliche Effektivität für die Compton-Polarimetrie zu erreichen, muss der Aufbau eines Polarimeters auf den optimalen Winkel für unterschiedliche Photonenenergien justiert werden. Dies ist für herkömmliche Polarimeter nicht leicht ausführbar und bei Clover- und vierfach segmentierten Detektoren nicht möglich.

Durch Verwendung mehrerer Einzelkristalle kann der Compton-Streuwinkel noch genauer als bei Clover- oder vierfach segmentierten Detektoren bestimmt werden. Zum Beispiel die Euroball-Cluster-Detektoren wurden zur Messung der Polarisation eingesetzt [Gar95]. Diese Detektoren bestehen aus sieben einzelnen HPGe-Kristallen, die in einem gemeinsamen Kryostaten montiert sind, s. Abbildung 4.11.

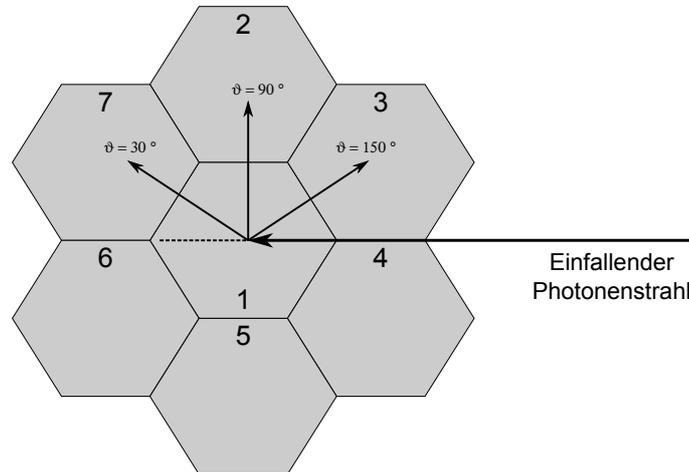


Abbildung 4.11.: Aufbau eines Euroball-Cluster-Detektors. Mit diesem Detektor können 12 unabhängige Kombination zwischen benachbarten Einzelkristallen gewählt werden. Diese Kombinationen werden in drei Gruppen unterteilt, 30° -, $\vartheta = 90^\circ$ - und 150° -Gruppe. Zum Beispiel gehören die Kristallpaare (3,4), (2,1), (1,5) und (7,6) zur 30° -Gruppe. Die Reihenfolge der Paare werden nicht berücksichtigt.

In diesem Aufbau registrieren 12 benachbarte Kristallpaare Ereignisse, die einer Streuwinkelgruppe zugeordnet sind. Vier Paare gehören zur Streuwinkelgruppe bei $\vartheta = 90^\circ$. Noch acht anderen benachbarten Kristallpaaren werden die Streuwinkel $\vartheta = 30^\circ$ und 150° zugeordnet. Die Streugruppen unter $\vartheta = 30^\circ$ und 150° werden z.B. in Referenz [Wei96] gleichwertig angenommen und zur Bestimmung der Asymmetrie A zusammengefasst werden [Wei96], d.h.

$$A = \frac{N_{90^\circ} - (N_{30^\circ} + N_{150^\circ})}{N_{90^\circ} + (N_{30^\circ} + N_{150^\circ})}. \quad (4.40)$$

Aber die Verfeinerung der Segmentierung eines Detektors erlaubt, den Compton-Streuwinkel noch präziser als bei den Clover, vierfach segmentierten oder Euroball-Cluster-Detektoren zu bestimmen. Damit wird auch eine kontinuierliche Messung des Compton-Streuwinkels ermöglicht. Die präzise und kontinuierliche Bestimmung des Compton-Streuwinkels kann durch Verwendung von hochsegmentierten Detektoren, sogenannte Tracking-Detektoren, realisiert werden, bei denen der zurückgelegte Weg eines Photons durch die Rekonstruktion seiner Wechselwirkungen innerhalb des Detektors bestimmt werden kann (Tracking).

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit einem hochsegmentierten Detektor, dem DAGATA-Detektor, der aus 36-fach segmentierten HPGe-Kristall besteht. Der DAGATA-Detektor wird im Rahmen dieser Arbeit zum ersten Mal als ein Compton-Polarimeter genutzt (DAGATA-Polarimeter). Für diesen hochsegmentierten Detektor wird ein neuer Formalismus benötigt, der nicht auf parallelen und senkrechten bzw.

horizontalen und vertikalen Ereignissen basiert. Die theoretischen Grundlagen und wichtigen physikalischen Observablen werden in den nächsten Kapiteln vorgestellt.

4.5 Figure-of-Merit eines Compton-Polarimeters

Die Polarisations sensitivität Q ist ein notwendiges Maß, um verschiedene Polarimeter miteinander zu vergleichen. Jedoch ist in einem Experiment auch die Zeit T wichtig, die zum Erreichen einer Asymmetrie A mit vorgegebener Unsicherheit benötigt wird. Die entscheidende Größe dazu ist die Figure-of-Merit eines Polarimeters, die in diesem Abschnitt für ein ideales herkömmliches Polarimeter hergeleitet wird.

Die Anzahl von Photonen N_{gesamt} , die aus einer monoenergetischen Photonenquelle mit der Rate I ausgesendet werden, ist proportional zur Zeit T , in der die Photonen emittiert werden

$$N_{\text{gesamt}} = I T . \quad (4.41)$$

Die Photonen, die im Raumwinkel eines Detektors emittiert werden, erreichen den Detektor. Ein Teil dieser Photonen wird nicht oder nicht vollständig im Detektorvolumen absorbiert. Die Photonen, die ihre gesamte Energie im Detektor deponieren, werden im Photopeak (Full-Energy-Peak FEP) registriert. Der Zusammenhang der im FEP detektierten Ereignisse und der gesamten aus der Photonenquelle emittierten Photonen definiert die *absolute Photopeak-Effizienz* ε^{abs} eines Detektors³

$$\varepsilon^{\text{abs}} = \frac{N_{\text{detektiert}}}{N_{\text{gesamt}}} , \quad (4.42)$$

wobei die absolute Photopeak-Effizienz u.a. vom Raumwinkel des Detektors bezüglich der Photonenquelle abhängt.

In einer Messung der Polarisation trägt nur ein Teil aller im FEP registrierten Photonen zur Bestimmung der Asymmetrie A bzw. der Polarisations sensitivität Q bei. Im Beispiel eines segmentierten Detektors können nicht die Photonen, die nur in einem Segment vollständig absorbiert werden, für die Messung der Polarisation in der Compton-Polarimetrie genutzt werden. Die *Koinzidenz-Effizienz* $\varepsilon_{\text{coinc}}$ gibt die Beziehung zwischen den zur Polarisationsbestimmung verwendeten Photonen N_p und den detektierten Ereignissen an [Sch94, Hut02]

$$\varepsilon_{\text{coinc}} = \frac{N_p}{N_{\text{detektiert}}} . \quad (4.43)$$

So kann eine neue Größe als das Verhältnis der zur Messung der Polarisation verwendbaren Ereignisse und der Anzahl der gesamten emittierten Photonen eingeführt werden. Diese Größe wird als *absolute Koinzidenz-Effizienz* bezeichnet und dem Produkt der absoluten Photopeak-Effizienz und der Koinzidenz-Effizienz entspricht

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}} &= \frac{N_p}{N_{\text{gesamt}}} \\ &= \varepsilon^{\text{abs}} \cdot \varepsilon_{\text{coinc}} . \end{aligned} \quad (4.44)$$

³ In dieser Arbeit wird die absolute Photopeak-Effizienz $\varepsilon_{\text{Photo}}^{\text{abs}}$ mit ε^{abs} gekürzt.

Die Zeit T , in der N_{gesamt} Photonen ausgesendet werden, kann mithilfe der obigen Definitionen als

$$\begin{aligned} T &= \frac{N_{\text{gesamt}}}{I} \\ &= \frac{N_p}{I} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}}} \end{aligned} \quad (4.45)$$

umgeschrieben werden.

Im Folgenden wird der Fall eines idealen ($a = 1$) herkömmlichen Polarimeters betrachtet. Somit wird die Anzahl der zur Messung der Polarisation nutzbaren Ereignisse N_p durch $N_{\perp} + N_{\parallel}$ gegeben. Für die Zeit T gilt

$$T = \frac{N_{\perp} + N_{\parallel}}{I} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}}} . \quad (4.46)$$

Jetzt kann die Messdauer berechnet werden, in der eine Asymmetrie A mit einer Genauigkeit kleiner als ΔA erhalten werden kann. Die Asymmetrie A ist durch Gleichung (4.15)

$$A = \frac{N_{\perp} - N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}} \quad (4.47)$$

gegeben und die Unsicherheit der Asymmetrie A lässt sich nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung zu

$$\begin{aligned} \Delta A &= \sqrt{\left(\frac{(1-A)\Delta N_{\perp}}{N_{\perp} + N_{\parallel}}\right)^2 + \left(\frac{(1+A)\Delta N_{\parallel}}{N_{\perp} + N_{\parallel}}\right)^2} \\ &= \sqrt{\frac{1-A^2}{N_{\perp} + N_{\parallel}}} \end{aligned} \quad (4.48)$$

berechnen, wobei gilt

$$\Delta N_i = \sqrt{N_i}, \quad N_i = N_{\perp}, N_{\parallel} . \quad (4.49)$$

Damit die relative Unsicherheit der Asymmetrie A

$$\frac{\Delta A}{A} = \left(\frac{1-A^2}{A^2(N_{\perp} + N_{\parallel})}\right)^{1/2} \quad (4.50)$$

einen kleineren Wert als x ($\Delta A/A < x$) erreicht, muss für die Messdauer T die folgende Ungleichung gelten

$$T > \frac{1 - Q^2 P^2}{(\varepsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}} Q^2) \cdot (I P^2) x^2} \cdot \frac{1}{I} . \quad (4.51)$$

Der Term der relativen Unsicherheit x^2 in Gleichung (4.51) deutet darauf hin, dass z.B. für die Verdoppelung der statistischen Genauigkeit eine Vervielfachung der Messdauer T erforderlich ist. Der Term $(I P^2)$ ist eine Größe, die nur von der verwendeten Photonenquelle abhängt. I ist die Rate der emittierten Photonen mit dem Polarisationsgrad P . Mit dem Polarisationsgrad $P = 1$, was häufig in KRF-Experimenten vorliegt, ist die Größe $(1 - Q^2)/(\varepsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}} Q^2)$ eine Kenngröße von Polarimetern. Da die Polarisations sensitivität Q viel kleiner als Eins ist, s. Abbildung 4.3, kann der Term $(Q^2 P^2)$ in Gleichung (4.51) vernachlässigt werden, d.h.

$$Q^2 P^2 \ll 1 \Rightarrow 1 - Q^2 P^2 \approx 1. \quad (4.52)$$

So kann die *Figure-of-Merit* (deutsch: Gütefaktor) eines Polarimeters als

$$FM = \varepsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}} Q^2 \quad (4.53)$$

definiert werden.

Die Zeit T , die zum Erhalt einer Asymmetrie A mit einer Unsicherheit kleiner als x in einer Polarisationsmessung benötigt wird, ist umgekehrt proportional zur Figure-of-Merit [Log73].

Je größer also die Figure-of-Merit ist, umso weniger Messzeit wird benötigt, um eine Polarisation mit der gewünschten Genauigkeit zu bestimmen. Zur Erzielung einer möglichst großen Figure-of-Merit sollte ein Compton-Polarimeter daher eine möglichst große Polarisations sensitivität Q , Nachweiseffizienz ε^{abs} und Koinzidenzeffizienz $\varepsilon_{\text{coinc}}$ besitzen.

5 DAGATA - Ein hochsegmentiertes Compton-Polarimeter

Im Fokus dieses Kapitels steht ein neuartiges Compton-Polarimeter, das *DAGATA* (*D*Armstadt *G*amma-ray *T*racking *A*ssembly)-Polarimeter, das zur Messung der Polarisation und damit zur Paritätsbestimmung von angeregten Kernzuständen eingesetzt werden soll.

Da das DAGATA-Polarimeter aus Detektoren des AGATA-Typs besteht (zur Zeit aus einem Detektor), wird zunächst das AGATA-Projekt eingeführt und die Notwendigkeit der Verwendung des AGATA-Spektrometers in Experimenten mit relativistischen Ionenstrahlen in Abschnitt 5.1 erläutert.

In Abschnitt 5.2 werden zwei Konzepte zur Signal- und Datenverarbeitung (PSA und Tracking) vorgestellt, mit deren Hilfe die Wechselwirkungsorte von Photonen im Detektorvolumen höher als Segment- oder Detektorgröße aufgelöst und ihre Reihenfolgen rekonstruiert werden können.

Die Einzelheiten des DAGATA-Polarimeters und des verwendeten Datenerfassungssystems werden in Abschnitt 5.3 zusammengefasst.

Der darauf folgende Abschnitt 5.4 befasst sich mit der Inbetriebnahme des DAGATA-Polarimeters. Dabei werden die mit einer ^{60}Co -Quelle aufgenommenen Core- und Segment-Spektren gezeigt.

Im Rahmen des AGATA-Projekts wurde ein auf Geant4 basierender Simulationscode, *Agata*, entwickelt [Far04, Far10, Akk12]. Der *Agata*-Code und die weiteren Programme, die zur Simulation des Kalibrierungsexperiments mit dem DAGATA-Polarimeter im Rahmen der vorliegenden Arbeit benutzt werden, werden in Abschnitt 5.5 vorgestellt.

5.1 AGATA-Spektrometer

Mit der Entwicklung von neuen Einrichtungen wie FAIR [Hen04] können Experimente mit radioaktiven Ionenstrahlen durchgeführt werden. Zum Beispiel stellen geringe Strahlintensitäten und hoher Untergrund besondere Herausforderungen in der hochauflösenden Gamma-Spektroskopie dar. Im Falle eines In-Flight Experiments spielen hohe Geschwindigkeiten der angeregten Projektile und hohe Rückstoß-Geschwindigkeiten von Targetkernen, die eine signifikante Dopplerverbreiterung der Linien im γ -Spektrum verursachen, eine entscheidende Rolle.

Die Energie detektierter Photonen, die im Flug emittiert werden, lässt sich Doppler-korrigieren. Dazu ist eine präzise Bestimmung der Richtung notwendig, aus der die Photonen die Detektoren erreichen. Die Dopplerverschiebung der γ -Strahlung ist durch [Des05, Sö11]

$$E_{\gamma} = E_{\gamma}^0 \frac{\sqrt{1 - \beta^2}}{1 - \beta \cos \theta} \quad (5.1)$$

gegeben, wobei E_{γ}^0 die Photonenenergie im Ruhesystem des Atomkerns ist. β ist die Geschwindigkeit des Atomkerns im Laborsystem in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit, d.h. $\beta = v/c$. Der Winkel θ ist durch die Flugrichtung des Kerns und die Emissionsrichtung des Photons definiert und entspricht daher i.a. dem Winkel des Detektors zur Strahlachse.

Die in einem Experiment eingesetzten Detektoren decken einen endlichen Raumwinkel $\Delta\theta$ ab. Daher verursachen sie eine Dopplerverbreiterung der γ -Linien. Die Dopplerverbreiterung der γ -Linien ist durch

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \Delta\theta \quad (5.2)$$

gegeben [Wei02, Des05]. Der Beitrag zur Energieauflösung durch die Dopplerverbreiterung $\Delta E_\gamma/E_\gamma$ für eines sich in Strahlrichtung befindenden Detektors verschwindet. In Gleichung (5.2) ist zu sehen, dass die durch Dopplerverbreiterung verursachte Energieauflösung proportional zum Öffnungswinkel des Detektors ist.

Um die Dopplerkorrektur zu verbessern, gibt es zwei Möglichkeiten:

- Der Abstand zwischen Detektoren und dem Entstehungsort (z.B. einem Target) der Photonen kann vergrößert werden. Damit decken die Detektoren einen kleineren Raumwinkel bezüglich des Entstehungsorts der Photonen ab.
- Bei gleichen Abständen können statt einem Detektor mit großem Öffnungswinkel mehrere Detektoren mit kleineren Öffnungswinkeln verwendet werden. Zur Zeit kann auch durch die elektrische Segmentierung von HPGe-Kristallen ein kleinerer Öffnungswinkel erreicht werden.

Die Segmentierung der Detektoren erlaubt, die Positionen der Wechselwirkungen von Photonen innerhalb des Detektorvolumens mit einer Ortsauflösung bis auf das Segmentvolumen zu bestimmen. Die Kenntnis der Wechselwirkungsorte wird genutzt, um den Emissionswinkel θ von aus einem sich bewegendem Atomkern emittierten Photonen zu bestimmen. Damit lässt sich die Dopplerverbreiterung von γ -Linien bei Experimenten mit hoher Geschwindigkeit ($\beta = v/c$) minimieren.

Dies wurde z.B. durch das MINIBALL-Spektrometer [Ebe01] realisiert, das u.a. aus elektrisch segmentierten Detektoren besteht. Das MINIBALL-Spektrometer erreicht eine Photopeak-Effizienz von ca. 20% und besitzt eine Energieauflösung von 4 – 5 keV für Photonenenergien von 1 MeV, die bei $\beta = 0,2$ emittiert werden [Rec09].

Derzeit werden zwei Projekte entwickelt, die auf neuen Techniken, wie der Pulsformanalyse und dem γ -Tracking basieren: AGATA [Sim05, Alv04, Akk12] in Europa und GRETA [Del99] in den Vereinigten Staaten. Beide Arrays bestehen aus elektrisch hochsegmentierten Germanium-Detektoren.

Da AGATA und GRETA aus denselben Detektortypen entstehen, befasst sich dieser Abschnitt nur mit den hochsegmentierten AGATA-Detektoren.

Das AGATA, *Advanced GAMMA Tracking Array*, ist ein 4π -Spektrometer, das aus 180 segmentierten hochreinen Germanium-Detektoren (HPGe) in Form eines Balls aufgebaut wird. Die Detektorkristalle haben drei verschiedene Formen (A, B, C), die in einen Tripel-Kryostaten eingebaut werden, d.h., AGATA besteht insgesamt aus 60 Tripel-Kryostaten, s. Abbildung 5.1. Im Rahmen des AGATA-Projekts wurden auch symmetrische AGATA-Kapsel hergestellt, die aber nicht in den Ball mit 180 AGATA-Kapseln montiert werden.

Um die größtmögliche Raumabdeckung zu erreichen, besitzen die Kristalle unterschiedliche Geometrien. Damit beträgt der durch Germanium abgedeckte Raumwinkel 82%. Jeder AGATA-Kristall besteht aus 36 elektrisch getrennten Segmenten und besitzt in seiner Mitte einen Core-Kontakt. Der ganze Ball mit

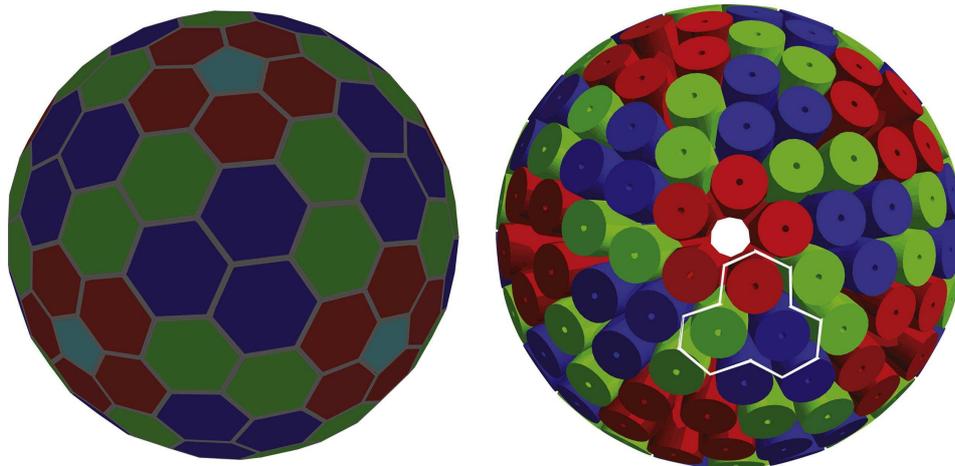


Abbildung 5.1.: AGATA-Spektrometer. Unterschiedliche Farben deuten auf drei verschiedene Kristall-Formen [Akk12].
rot: A, blau: B, grün: C.

180 segmentierten Detektoren liefert insgesamt 6660 Signale, 180 aus den Cores und 6480 aus den Segmenten. In Tabelle 5.1 sind die Voraussagen über die Effizienz und das Peak-to-Total-Verhältnis (P/T) für eine Photonenenergie von 1 MeV für verschiedene Multiplizitäten angegeben.

Multiplizität	1	30
Effizienz (%)	43	28
P/T (%)	59	43

Tabelle 5.1.: AGATA-Performance mit 180 AGATA-Detektoren bei der Photonenenergie von 1 MeV [Akk12].

Die Segmentierung des AGATA-Spektrometers führt zu einer erhöhten effektiven Granularität. Diese kann mithilfe der Pulsformanalyse weiter gesteigert werden. Die Reihenfolge der Wechselwirkungen im AGATA-Spektrometer kann durch Verwendung von Tracking-Algorithmen rekonstruiert werden. Das AGATA-Spektrometer erlaubt, die Dopplerverschobenen γ -Quanten eines sich mit großer Geschwindigkeit bewegenden Atomkerns zu korrigieren, wenn die Ergebnisse der Pulsformanalyse und des Trackings den Ort der ersten Wechselwirkungen festlegen. Im nächsten Abschnitt werden die Konzepte der Pulsformanalyse und des Trackings vorgestellt.

5.2 Pulsformanalyse und Tracking

Ein Photon kann mehrmals innerhalb eines Detektor wechselwirken, z.B. durchschnittlich 3 bis 4 Wechselwirkungen bei 1,3 MeV [Akk12]. Daher kann ein Photon in mehreren Segmenten eines AGATA-

Detektors wechselwirken oder von einem Detektor in einen anderen gestreut werden. Um die Reihenfolge der Wechselwirkungen rekonstruieren zu können, sind die Wechselwirkungsorte genau aufzulösen.

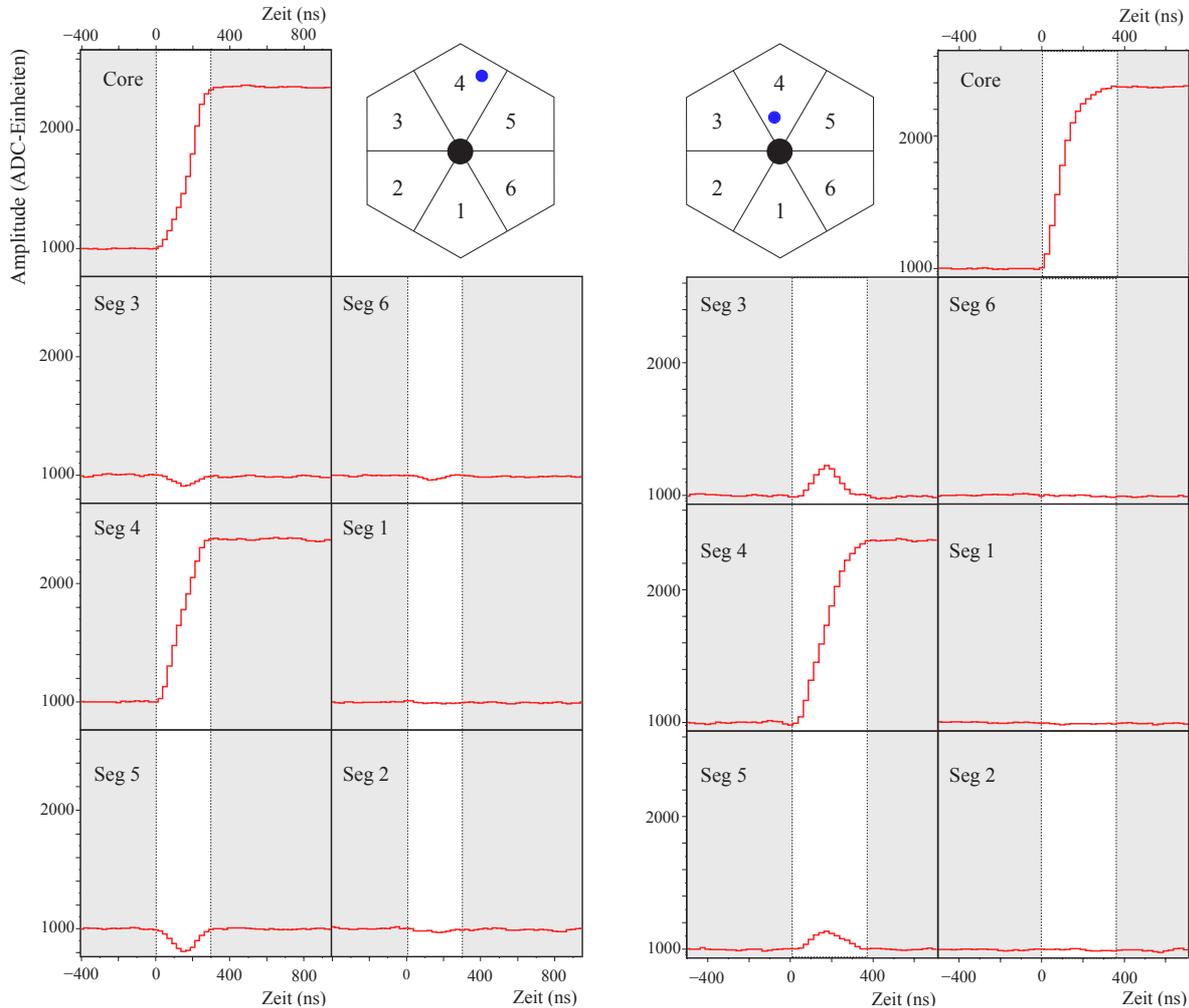


Abbildung 5.2.: Das Core-Signal und die sechs Segmentsignale für zwei verschiedene Wechselwirkungsorte eines Photons in einem Miniball-Detektor. Das Photon wechselwirkt in beiden Fällen im Segment 4 und deponiert seine gesamte Energie in diesem Segment. Dabei wird während der Ladungssammlung in Segment 4 auch in den Nachbarsegmenten 3 und 5 ein Signal beeinflusst, [Wei02].

Dazu bietet die Pulsformanalyse (PSA) die Möglichkeit, die Wechselwirkungsorte innerhalb des Segmentvolumens zu bestimmen. Mithilfe der PSA kann eine genauere Ortsauflösung als die durch die Segmentierung des Detektors gelieferten Informationen erreicht werden. Zur Pulsformanalyse und damit zur Bestimmung von Wechselwirkungsorten in einem Segment wird eine Signalfunktion benötigt. Die Signalfunktion ordnet jedem Punkt im Detektor eine Pulsform zu, die durch die Wechselwirkung von Photonen im Detektor in diesem Punkt entsteht. Die Punkte sind in AGATA typischerweise 2 mm voneinander

entfernt. Durch einen Vergleich der gemessenen Signale mit den Signalen aus der Signalbasis können die Wechselwirkungsorte gewonnen werden.

Die Basissignale können sowohl aus Simulationen als auch experimentell bestimmt werden [Rö10]. Ein Simulationsprogramm, das zur Berechnung der Pulsformen in AGATA eingesetzt wird, ist *Multi Geometry Simulation, MGS* [mgs]. Um die Pulsformen experimentell zu bestimmen, wurden mehrere Verfahren entwickelt. Es sind mehrere Algorithmen und Methoden zur Pulsformanalyse vorhanden [Cre07, Thu10, Goe11], z.B. die *pulse shape comparison (PSC)*-Methode [Cre08] oder die Koinzidenzmessung mit gestreuten Photonen [Bos09].

Zur Entstehung der Pulsformen tragen die Signale des Segments (*Nettoladungssignale*), in dem eine Wechselwirkung stattfindet, und die auf Nachbarsegmente influenzierten Signale (*Spiegelladungssignale*) bei [Wei02, Bec07, Rö10]. Beim Eintreten eines Photons in einen Ge-Kristall kann es im Detektor wechselwirken und seine Energie über das ganze Kristallvolumen verteilen. Nach jeder Wechselwirkung werden große Mengen von Elektron-Lochpaaren im Kristall erzeugt. Die Elektronen und Löcher bewegen sich in Richtung der entgegengesetzt gepolten Elektroden. Daher hängt die Form des Signals vom Ort ab, an dem die Elektron-Lochpaare entstehen [Wei02]. Während sich die Ladungsträger an den Kontakten sammeln, induzieren diese in den Nachbarsegmenten die Spiegelladungen. Da es sich bei den Spiegelladungen um induzierte Ladungen handelt, verschwindet die über die Zeit gemittelte Gesamtladung, s. Abbildung 5.2. Die Gesamtladung, die an den Elektroden gemessen wird, ist proportional zur deponierten Energie des eintretenden Photons, das im Detektorvolumen wechselwirkt.

Da die zur Verfügung stehende Elektronik die Ereignisse in den verschiedenen Segmenten, die zu einem Ereignis gehören, nicht zeitlich trennen kann, werden diese als gleichzeitig detektiert. Um die richtige Reihenfolge der Wechselwirkungen festzustellen, werden die *Tracking*-Algorithmen benutzt, die auf der Wahrscheinlichkeitsanalyse basieren. Das Prinzip des Trackings basiert i.A. auf dem Compton-Effekt und der Compton-Streuformel, Gleichung (4.1). Diese Gleichung ist auch für jede sukzessive Compton-Streuung innerhalb des Detektorvolumens gültig. Für ein Photon mit N Wechselwirkungen im Detektor gibt es $N!$ mögliche Streureihenfolgen, sein Weg innerhalb des Detektors zu rekonstruieren [Lee99]. Für jede mögliche Reihenfolge wird aufgrund der Compton-Streuformel und der mittleren freien Weglänge eine Wahrscheinlichkeit berechnet. Der Pfad mit der höchsten Wahrscheinlichkeit wird akzeptiert.

5.3 DAGATA

Im DAGATA-Detektor befindet sich zur Zeit ein AGATA-Kristall (Type A) im einem Tripel-Kryostaten. Da der Kryostat für drei HPGe-Kapseln konstruiert ist, werden noch zwei weitere AGATA Kapsel (Typ B und C) in den Kryostaten montiert. Daher wird in Abschnitt 5.3.1 die Geometrie des Kristalls Type A präsentiert.

Für das im folgenden Kapitel beschriebene Experiment wurde ein neues Datenerfassungssystem entwickelt, das auf digitaler Elektronik basiert. Dieses wird in Unterabschnitt 5.3.2 vorgestellt.

5.3.1 DAGATA-Detektor

Der für diese Arbeit verwendete *DAGATA*-Detektor setzt sich aus einer nicht symmetrischen *AGATA*-Kapsel (Typ A) und einem Tripel-Kryostaten zusammen. Der Kryostat besteht aus einer Endkappe, einem Dewar und elektronischen Bauteilen zur Weiterleitung der Signale aus der *HPGe*-Kapsel. Ein Kristall aus hochreinem Germanium und der dazugehörige Aluminiumschutz in Form einer Kapsel bilden die *DAGATA*-Kapsel.

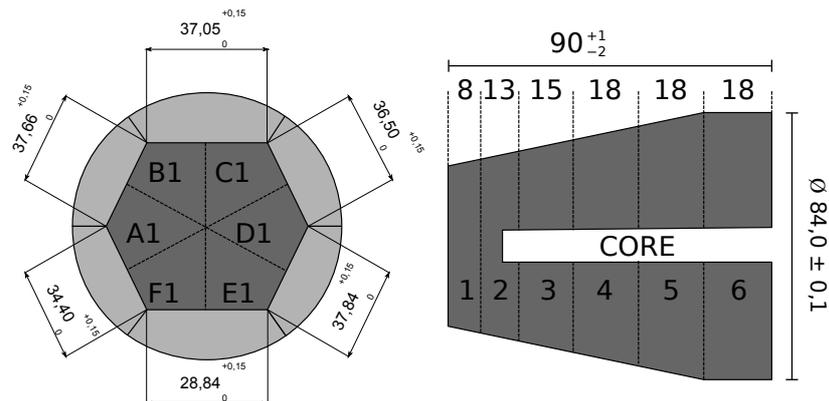


Abbildung 5.3.: Schematische Darstellung der *DAGATA*-Kapsel. Die 6 elektrisch getrennten Ringe bestehen wiederum aus 6 elektrisch getrennten Segmenten. Die Kapsel ist nicht symmetrisch. Die Abmessungen sind in mm angegeben und sind spezifisch für die im *DAGATA*-Detektor montierte Kapsel.

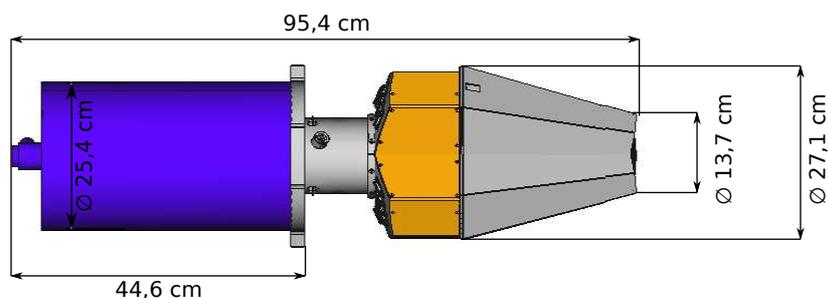


Abbildung 5.4.: Abmessungen des *DAGATA*-Polarimeters.

Der *DAGATA*-Kristall besteht aus 36 elektrisch getrennten Segmenten, in dessen Mitte sich ein Ausschnitt befindet, der *Core*. Die vordere Seite des Kristalls hat die Gestalt eines Sechsecks, welches am Ende in die Form eines Kreises mit dem Radius von ca. 8 cm übergeht. Die Länge des Kristalls beträgt ca. 9 cm. Seine Segmentierung ist in 6 Ringen unterteilt, die von vorne nach hinten durchnummeriert sind. Jeder Ring besteht wiederum aus 6 Segmenten. *Abbildung 5.3* präsentiert die schematische Darstellung und Abmessung der *DAGATA*-Kapsel. Die Abmessung des Tripel-Kryostaten ist in der *Abbildung 5.4* gegeben.

5.3.2 Datenerfassungssystem

Unter Entwicklung eines Datenerfassungssystems werden die Daten mit dem DAGATA-Detektor in digitaler Form aufgenommen. In Abbildung 5.5 ist das Schema des Datenerfassungssystems dargestellt. Im Folgenden wird veranschaulicht, wie Signale des Detektors ausgelesen und zur Analyse gespeichert werden.

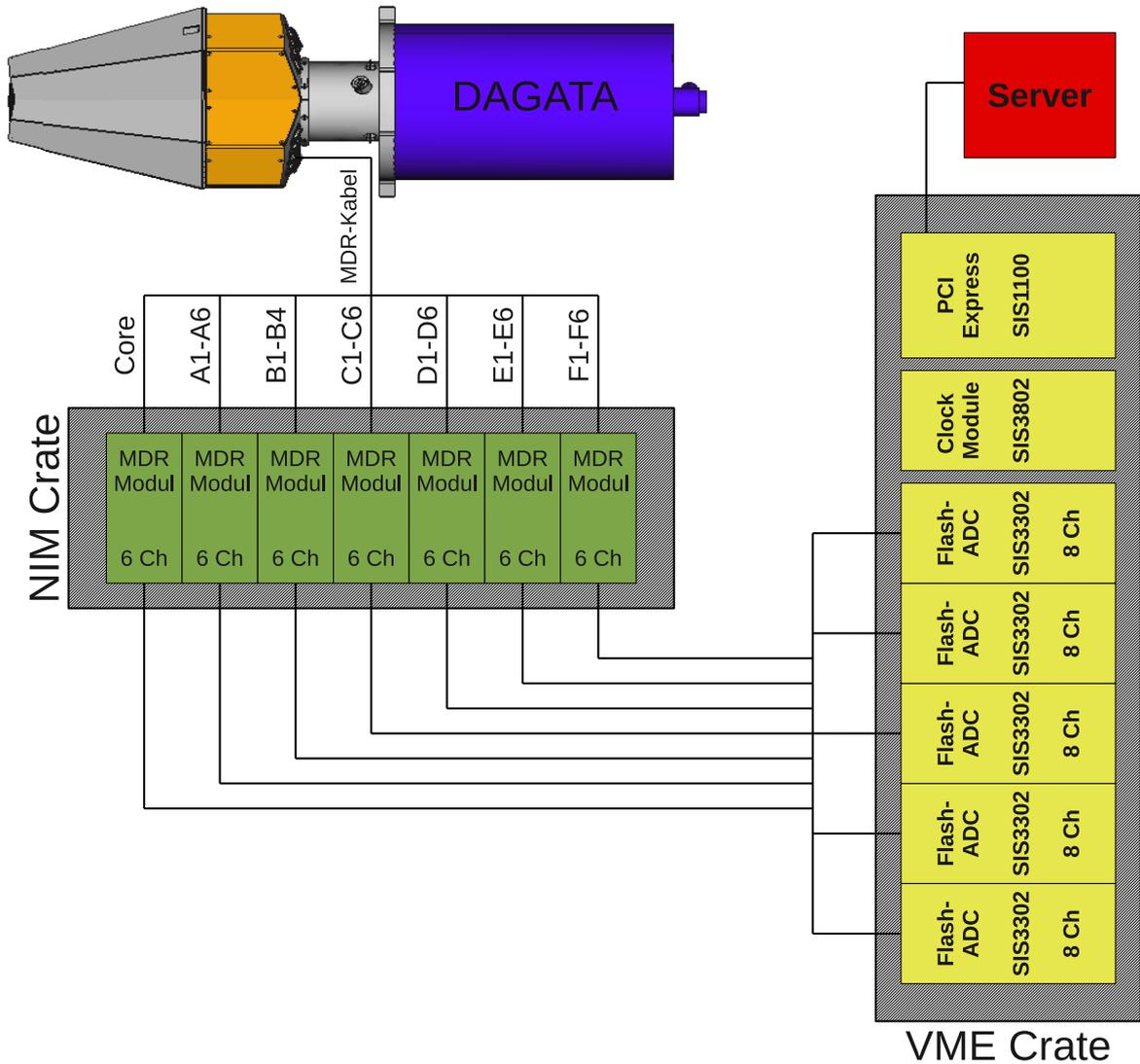


Abbildung 5.5.: Datenerfassungssystem. Die aufgenommenen Daten werden auf einem externen Server gespeichert.

Ein Photon, das im Detektor wechselwirkt, erzeugt innerhalb der Kapsel elektrische Signale. Vorverstärker, die für AGATA-Detektoren entwickelt sind [Sim08], nehmen diese Signale auf. Die Ausgänge der Vorverstärker sind aus speziellen MDR-Anschlüssen [Sim08] angefertigt und können nicht direkt

an BNC- oder Lemo-Anschlüsse verbunden werden. Zur Anpassung der Vorverstärkersignale werden zusätzliche Bauteile benötigt. Spezielle MDR-Kabel [Sim08] leiten die Vorverstärkersignale direkt zu MDR-Modulen [Sim08]. Die Aufgabe dieser Module besteht darin, dass sie die Signale ohne weitere Änderung für die BNC- oder Lemo-Anschlüsse umwandeln. Jedes MDR-Modul enthält 6 Kanäle, was bedeutet, dass für den Betrieb eines Detektors mit einer Kapsel (36 Segmente + Core) 7 MDR-Module benötigt werden. Das Core-Signal wird zum *ersten* Kanal in das erste Modul geführt. Die anderen Kanäle auf diesem Modul bleiben frei. Die Signale der Segmente werden sektorweise, d.h. A1 bis A6, zum zweiten Modul usw., zu den weiteren MDR-Module geleitet, s. Abbildung 5.5. Die MDR-Module werden in einem NIM-Crate untergebracht.

Auf dem Kryostaten gibt es insgesamt 13 Vorverstärker-Karten. Auf der mittleren Karte befindet sich der Core-Vorverstärker. Die Signale jedes Sektors verteilen sich auf zwei Karten, d.h. A1 bis A3 auf eine Karte usw. Die Signale werden von den MDR-Modulen weiter zu fünf Flash-ADC-Modulen SIS3302 mit Lemo-Anschlüssen der Firma Struck GmbH [SISa] geschickt. Jedes Modul enthält 8 Kanäle und jeder Kanal kann die Core- und Segment-Vorverstärkersignale mit einer Abtastrate von 100 MHz und einer Auflösung von 16 Bit digitalisieren. Jeder Kanal produziert seinen eigenen Trigger. Damit hat jedes Ereignis, das im Core oder in den Segmenten registriert wird, seine individuelle Zeitinformation, welche für die Koinzidenzanalyse verwendet wird, s. Abschnitt 6.1.1. Alle Flash-ADC-Module sind in einem VME-Bus untergebracht. Zur Synchronisierung dient ein Clock-Modul SIS3802 [SISa], das ein externes 100 MHz Signal für jedes Flash-ADC-Modul liefert. Ein PCI-Modul SIS1100 [SISa], das am VME-Bus und der restlichen Elektronik angeschlossen ist, überträgt die Daten auf einen Server. Dort werden sie in binärer Format gespeichert.

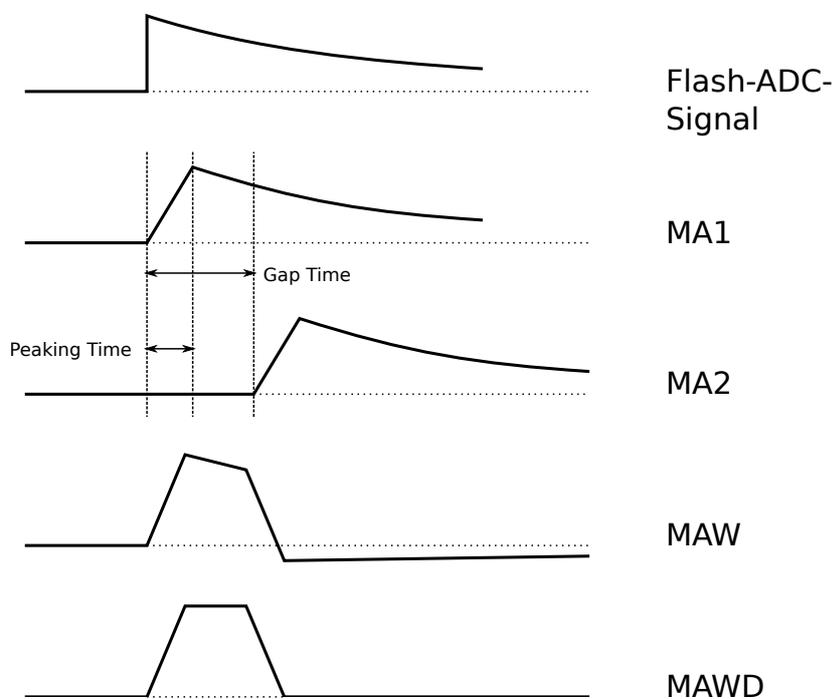


Abbildung 5.6.: Signal-Diagramm des MAWD-Algorithmus [SISb].

Die Energie jedes einfallenden Photons wird aus dem Moving Average Window Deconvolution (MAWD)-Algorithmus erhalten [SISa]. Das Signal-Diagramm dieses Algorithmus ist in Abbildung 5.6 dargestellt. Abbildung 5.7 zeigt das zum MAWD-Algorithmus gehörige Block-Diagramm. Im Folgenden wird der Ablauf des MAWD-Algorithmus beschrieben.

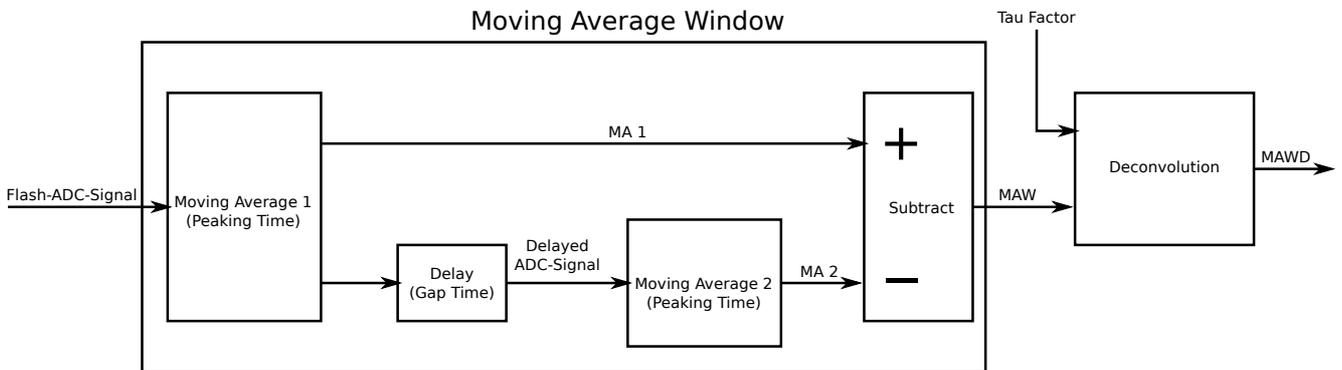


Abbildung 5.7.: Block-Diagramm des MAWD-Algorithmus [SISb].

Das Detektorsignal aus dem Vorverstärker wird zu einer Moving Average (MA1)-Einheit weitergeleitet. Das Signal wird mit einer gewissen Zeit (*Peaking Time*) verzögert und vom ursprünglichen Signal abgezogen (MA1). Das um eine bestimmte Zeit (*Gap Time*) verzögerte MA1-Signal wird in eine weitere Moving Average-Einheit geschickt (MA2). Das MA2-Ausgangssignal wird vom MA1-Ausgangssignal abgezogen. Das resultierende Signal hat die Form eines nicht-symmetrischen Trapezes (MAW). Es gilt als das Eingangssignal einer Entfaltungseinheit (Deconvolution), welche durch die Multiplikation eines Faktors (τ -Faktors) ein trapezförmiges symmetrisches Ausgangssignal (MAWD) liefert. Abbildung 5.8 stellt das Block-Diagramm der Entfaltungseinheit dar. Die Amplitude des Vorverstärkersignals entspricht der Höhe des trapezförmigen MAWD-Ausgangssignals.

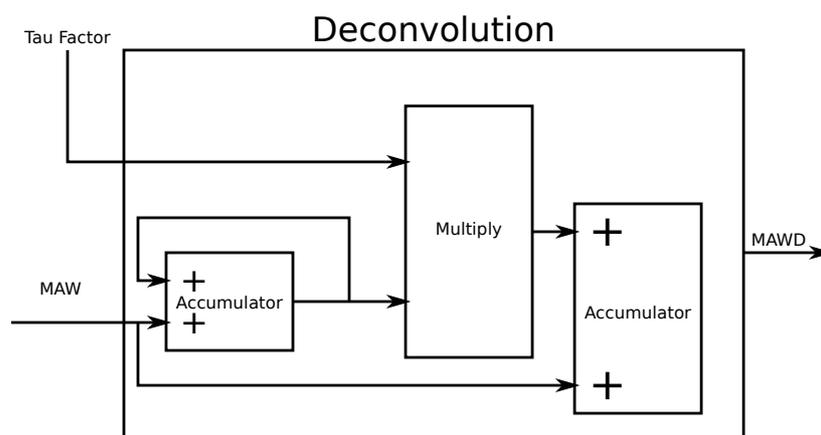


Abbildung 5.8.: Block-Diagramm der Entfaltungseinheit [SISb].

5.4 Inbetriebnahme des DAGATA-Polarimeters

Der Abnahmetest der DAGATA-Kapsel wurde am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln durchgeführt. Die technischen Details und die gemessenen Energieauflösungen sind in Anhang B zu finden. Im Institut für Kernphysik der Technischen Universität Darmstadt wurde der DAGATA-Detektor in Betrieb genommen und auch die Energiespektren des DAGATA-Cores und der Segmente aufgenommen. Dazu wurden die in Abschnitt 5.3.2 erläuterten digitalen Module genutzt.

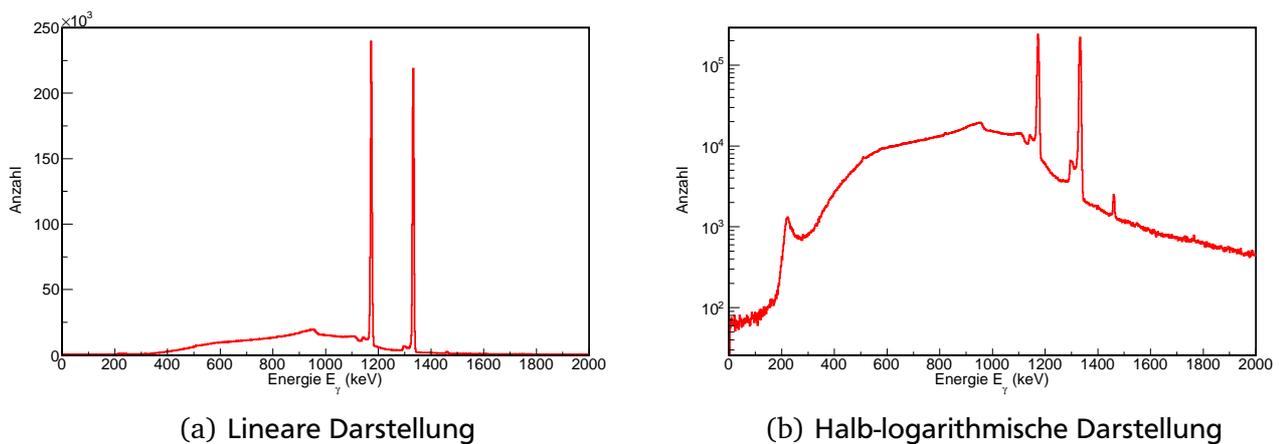


Abbildung 5.9.: Energiespektrum des DAGATA-Cores mit einer ^{60}Co -Quelle der Aktivität 680 kBq. Die aufgenommenen Spektren stammen aus einer Messdauer von 10^3 s. Die Ereignisse unter einer Schwelle von ca. 200 keV werden abgeschnitten. Neben den Photopeaks bei 1173,2 und 1332,5 keV tauchen kleine Intensitäten auf, s. Text. Die ^{40}K -Untergrundlinie liegt bei 1460,8 keV.

Abbildung 5.9 zeigt die Energiespektren des Cores in linearer und halb-logarithmischer Darstellung. Mithilfe einer in den Flash-ADC veränderbaren Schwelle werden die Ereignisse abgeschnitten, deren Energien unterhalb von 200 keV betragen, u.a. das Rauschen. Die aus diesen Spektren gewonnene Energieauflösung lässt sich zu 6,4 keV bei 1332,5 keV messen.

Diese Auflösung ist im Vergleich zu den Werten aus Abbildung B.5 deutlich schlechter, was auf die angelegte Hochspannung zurückzuführen ist. Die Betriebsspannung des DAGATA-Detektor beträgt 5 kV, aber aus technischen Gründen konnte diese Spannung nicht angelegt werden. Nach dem Erreichen einer Spannung von 4 kV werden Durchschläge der Spannung beobachtet, die die Vorverstärker beschädigten. Danach haben zwei Segmente (B5 und B6) keine Signale mehr geliefert. Aus diesem Grund wurden alle Messungen bei einer Betriebsspannung von 2 kV und 34 vorhandenen Segmenten durchgeführt. Es wird vermutet, dass die Segmentierungen der beiden fehlenden Segmente aufgehoben wurden und die gesamten erzeugten Ladungen in den beiden Segmenten nicht gesammelt werden konnten. Außerdem waren zwei Peaks mit einer kleinen Intensität neben den erwarteten Peaks von 1173,2 und 1332,5 keV zu sehen.

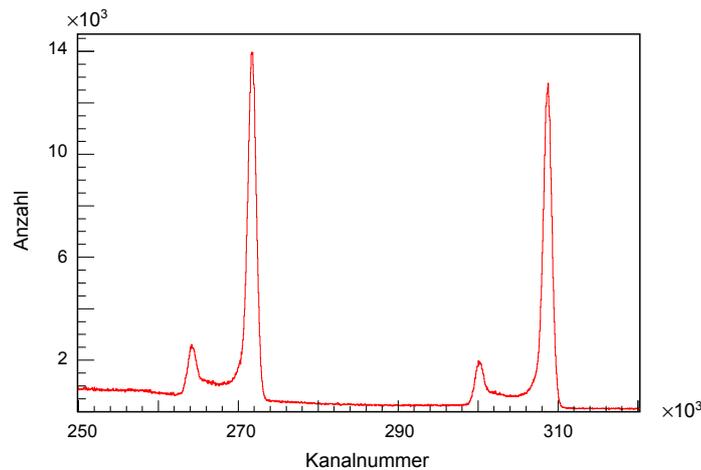


Abbildung 5.10.: Energiespektrum des DAGATA-Cores. Die ^{60}Co -Quelle stand direkt vor den fehlenden Segmenten B5 und B6. Die Intensitäten der Peaks neben den Photopeaks bei 1173,2 und 1332,5 keV sind im Vergleich zu den kleinen Peaks in Abbildung 5.9 deutlich erhöht. Dies kann auf die Aufhebung der Kontaktierung von B5- und B6-Segmenten zurückgeführt werden.

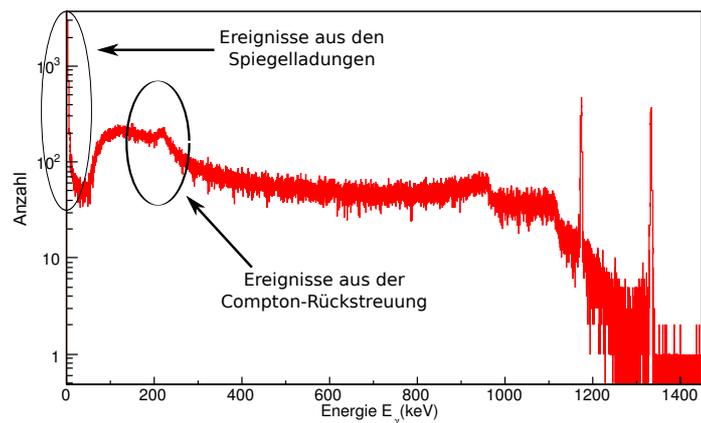


Abbildung 5.11.: Energiespektrum des Segments C3 mit einer ^{60}Co -Quelle der Aktivität 680 kBq. Das aufgenommene Spektrum stammt aus einer Messdauer von 10^3 s. Die erzielte Energieauflösung bei $E_\gamma = 1332,5$ keV beträgt 2,91 keV. Die Ereignisse aus dem Rauschen und den Spiegelladungssignalen sind im niederenergetischen Bereich zu sehen. Die aus der Compton-Rückstreuung detektierten Photonen im Segment C3 sind im Bereich zwischen 210 und 220 keV zu finden. Die Energien der γ -Quanten für eine 180° -Rückstreuung für die beiden Photonenenergien betragen $E'_\gamma(E_\gamma = 1332,5 \text{ keV}, \vartheta = 180^\circ) = 214,4 \text{ keV}$ und $E'_\gamma(E_\gamma = 1173,2 \text{ keV}, \vartheta = 180^\circ) = 209,8 \text{ keV}$

Das Auftreten dieser beiden Peaks kann auf die verlorene Kontaktierung der fehlenden Segmente zurückgeführt werden. Diese Vermutung konnte bestätigt werden, indem die Quelle direkt vor die beiden

defekten Segmente gebracht wurde. Dabei wurde eine erhöhte Intensität in den beiden kleinen Peaks beobachtet. Dies ist in der Abbildung 5.10 demonstriert.

In Abbildung 5.11 ist das Beispiel eines Segment-Energiespektrums dargestellt. Dabei handelt es sich um das Spektrum aus dem Segment C3. Im niederenergetischen Bereich des C3-Energiespektrums gibt es eine Häufung von Ereignissen. Diese werden durch induzierte Ladungen und Rauschen hervorgerufen, die in den Nachbarsegmenten entstehen (Spiegelladungssignale). In diesem Spektrum sind die Compton-Kanten bei 963 und 1118 keV zu erkennen. Die Photonen, die aus den überliegenden Segmenten zurückgestreut werden, verursachen den Peak im Spektrum von C3 zwischen 210 und 220 keV (Compton-Rückstreuung).

5.5 Simulationen

Um die Simulationen von Photonen auf einen AGATA-Detektor und ihre Wechselwirkungen innerhalb des Detektors ausführen zu können, werden einige Programme verwendet. Die folgenden Punkte beschreiben kurz diese Programme:

- **Geant4**

Geant4 (**Geometry and tracking**) ist ein Toolkit zur Simulation von Wechselwirkungen beim Durchgang von Strahlung (Photonen und Teilchen) durch Materie. Geant4 ist in der Programmiersprache C++ entwickelt und basiert auf dem Monte-Carlo-Verfahren. Geant4 ist am CERN entwickelt worden [Ago03, All06].

- **Agata**

Das **Agata**-Simulationsprogramm wurde entwickelt, um das Betriebsverhalten von Agata unter experimentellen Bedingungen zu simulieren. Der Code beruht auf den C++-Klassen von Geant4 und enthält die Geometrieinformation von AGATA. Im Agata-Code ist auch ein Event-Generator implementiert, der in-beam Experimente simuliert, bei denen die γ -Strahlung von sich im Flug befindenden Kernen emittiert wird. In dieser Arbeit wurde die von einer Quelle emittierte γ -Strahlung simuliert. Der Agata-Code erzeugt als Ausgabe eine ASCII-Datei, bei der Informationen über Energien und Wechselwirkungsorte von Ereignissen gespeichert werden. Diese Datei wird als Input für das Programm *mgt* verwendet [Far04, Far10].

- **mgt**

Die Informationen über Energien bzw. Orte der Wechselwirkungen, die der Agata-Code liefert, sind mit einer Genauigkeit angegeben, die nicht im realen Fall auftritt. Um die endliche Genauigkeit zu erreichen, benutzt man den *mgt*-Algorithmus [Baz]. Der *mgt*-Code packt alle Ereignisse, die sich in einem vorgegebenen, veränderlichen Radius innerhalb eines Segments befinden, zusammen. Die Ereignisse werden mit einer dreidimensionalen Gauß-Verteilung um resultierende Wechselwirkungspunkte verschmiert (smearing). Außer dem Verschmieren der Wechselwirkungspunkte erzeugt der *mgt*-Code direkt Spektren oder speichert die Dateien im entsprechenden Format.

Diese Programme werden genutzt, um das Kalibrierungsexperiment mit dem DAGATA-Polarimeter zu simulieren. Zur Auswertung solcher Simulationen werden weitere Programme benötigt, die in den nächsten Abschnitten vorgestellt werden.

6 Kalibrierungsexperiment

Im letzten Abschnitt wurde ein neuartiger hochsegmentierter HPGe-Detektor, das DAGATA-Polarimeter, als Compton-Polarimeter vorgestellt. Die hohe Segmentierung erlaubt eine kontinuierliche Messung des Compton-Streuwinkels. Diese Eigenschaft des Polarimeters kann genutzt werden, um die vom Compton-Effekt abhängige Polarisationsmessung durchzuführen. Dazu ist die Bestimmung der Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters eine essenzielle Aufgabe.

Zur Bestimmung der Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters wurde ein Kalibrierungsexperiment mit einer ^{60}Co -Quelle durchgeführt. Bezüglich einer definierten Quantisierungsachse sind die emittierten Photonen der Energien 1173,2 und 1332,5 keV polarisiert. Sie besitzen einen Polarisationsgrad von $1/6$, wenn ihre Emissionsrichtungen einen Winkel von 90° einschließen, s. Anhang A. Die Festlegung der Quantisierungsachse lässt sich durch eine Koinzidenzmessung realisieren. Dieser Abschnitt beschäftigt sich mit dem Koinzidenzexperiment, das zur Bestimmung der Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters dient.

In Abschnitt 6.1 wird der experimentelle Aufbau dargestellt. Die Datenaufnahme basierte auf dem System, das im vorigen Kapitel beschrieben wurde. Die Vorbereitung von Daten aus dem Experiment, die für die weitere Auswertung nötig sind, wird in Unterabschnitt 6.1.1 präsentiert. Die Struktur der aufgenommenen Daten im ASCII-Format wird in Unterabschnitt 6.1.2 erläutert.

Die Simulationen und die anderen notwendigen Programme sind in Abschnitt 5.5 erläutert. Sie werden zu den spezifischen Simulationen benutzt, die dem Experimentaufbau entsprechen. Diese werden in Abschnitt 6.2 präsentiert.

6.1 Aufbau des Experiments

Um die Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters zu bestimmen, wurde eine Koinzidenzmessung mithilfe einer ^{60}Co -Quelle der Aktivität 680 kBq durchgeführt. Abbildung 6.1 zeigt den experimentellen Aufbau. Zwei HPGe-Detektoren von der Firma ORTEC stehen senkrecht zum DAGATA-Polarimeter. Sie ermöglichen eine Koinzidenzmessung und werden im Folgenden als *externe* Detektoren bezeichnet. Die ^{60}Co -Quelle stand hinter dem Radioaktiv-Schild. Die Quelle war in einem Abstand von 14,5 cm vom DAGATA-Polarimeter platziert. Ihre Entfernung zu den externen Detektoren 1 bzw. 2 betrug 16,5 bzw. 14,8 cm. Der schwarze Pfeil in der Abbildung zeigt die Position der eingebauten Kapsel im Kryostaten. Für die Messung stand nur eine AGATA-Kapsel zu Verfügung. Im Kryostaten ist noch Platz für zwei weitere Kapseln. Die durchgeführte Messung dauerte 27,5 Tage, also $2,38 \cdot 10^6$ s, im Juni und Juli 2010. Tabelle 6.1 fasst die gesamte Anzahl von emittierten und detektierten Photonen und die Anzahl von in den Photopeaks registrierten Ereignissen im DAGATA-Core und in den externen Detektoren innerhalb 10^3 s zusammen. Die absoluten Photopeak-Effizienzen sind für $E_\gamma = 1332,5$ keV und entsprechenden Abstände gegeben. Diese wurden auch für einen Abstand von 25 cm berechnet. Mit einer absoluten Photopeak-Effizienz von $\varepsilon_{\text{photo}}^{\text{abs}} = 0,04 \cdot 10^{-2}$ ($0,037 \cdot 10^{-2}$) bei der Photonenenergie $E_\gamma = 1332,5$ keV im Abstand von 25 cm entspricht das DAGATA-Polarimeter unter den hier genutzten, eingeschränkten

Betriebsbedingungen einem Detektor mit einer Effizienz von ca. 30% von der eines Standard 1" × 1" NaI-Detektors.

Um die Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters zu bestimmen, müssen zuerst die benötigten Informationen aus dem Koinzidenzexperiment gewonnen werden. Diese ermöglichen die Auswertung des Experiments.

Unterabschnitt 6.1.1 zeigt zuerst die Energiespektren der externen Detektoren. Danach werden die echten und zufälligen Koinzidenzfenster aus der Differenz von Zeiten bestimmt, die für die registrierten Ereignisse im DAGATA-Core und in den externen Detektoren gespeichert sind. Unter Berücksichtigung der Koinzidenzbedingungen werden Beispiele für das Energiespektrum des DAGATA-Cores dargestellt. Die Struktur der mit dem Datenerfassungssystem ausgelesenen Daten im ASCII-Format wird in Unterabschnitt 6.1.2 erläutert.

Gesamte Anzahl der Zerfälle in der ^{60}Co -Quelle innerhalb 10^3 s	$6,80 \cdot 10^8$		
	Core	Detektor 1	Detektor 2
Gesamte Anzahl von detektierten Photonen	$7,18 \cdot 10^6$	$4,63 \cdot 10^6$	$5,95 \cdot 10^6$
Anzahl im Photo-Peak ($E_\gamma = 1173,2$ keV)	$8,35 \cdot 10^5$	$3,97 \cdot 10^5$	$5,18 \cdot 10^5$
Anzahl im Photo-Peak ($E_\gamma = 1332,5$ keV)	$7,75 \cdot 10^5$	$3,47 \cdot 10^5$	$5,23 \cdot 10^5$
$\epsilon_{\text{Photo}}^{\text{abs}} (\cdot 10^{-2})$ ($E_\gamma = 1332,5$ keV)	0,11	0,05	0,08
$\epsilon_{\text{Photo}}^{\text{abs}} (\cdot 10^{-2})$ ($E_\gamma = 1332,5$ keV, $d = 25,0$ cm)	0,04	0,02	0,03

Tabelle 6.1.: Absolute Photopeak-Effizienzen aus dem Kalibrierungsexperiment für eine Messdauer von 10^3 s mit einer ^{60}Co -Quelle der Aktivität 680 kBq. Die Entfernung der Quelle zum DAGATA-Polarimeter und den externen Detektoren sind: $d_{\text{DAGATA}} = 14,5$ cm, $d_{\text{Det.1}} = 16,5$ cm und $d_{\text{Det.2}} = 14,8$ cm.

6.1.1 Vorbereitung der Daten aus der Koinzidenzmessung

Abbildung 6.2 zeigt die Energiespektren der beiden externen Detektoren in halb-logarithmischer Skala. In diesen Energiespektren sind die Compton-Kanten für die Photonenenergien $E_\gamma = 1173,2$ bzw. $1332,5$ keV, ihre Photopeaks und die Untergrundlinie bei $E_\gamma = 1460,8$ keV (^{40}K) zu sehen. Wie bei dem Energiespektrum des DAGATA-Cores in Abbildung 5.9 werden die Ereignisse mit Energien unter einer Schwelle von 200 keV abgeschnitten.

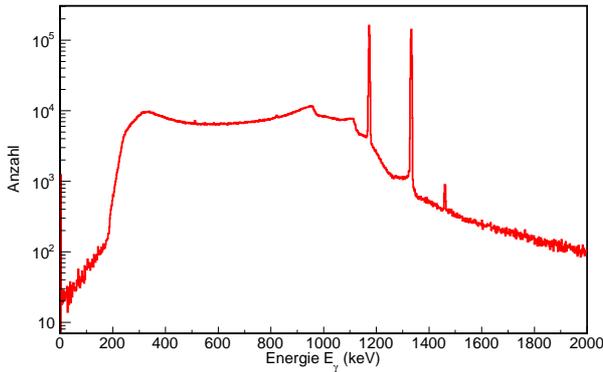
Um die Koinzidenz-Ereignisse aus der Messung zu erhalten, werden zuerst Zeitdifferenzspektren zwischen den Ereignissen des DAGATA-Cores und der externen Detektoren erstellt. Diese Zeitspektren sind



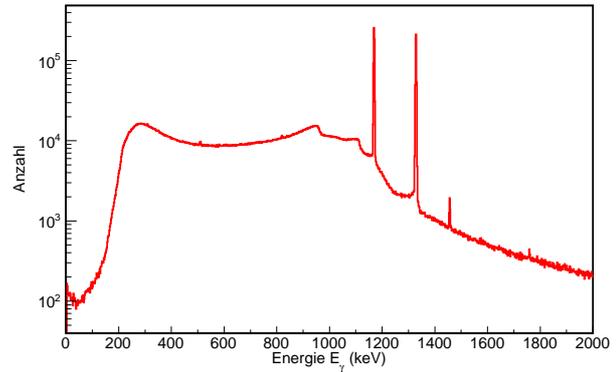
Abbildung 6.1.: Experimenteller Aufbau. Die zwei zum DAGATA-Polarimeter senkrecht stehenden Detektoren wurden zu einer Koinzidenzmessung benutzt und als externe Detektoren bezeichnet. Eine ^{60}Co -Quelle hinter dem Radioaktiv-Schild dient als eine Quelle von Photonen, die bezüglich einer Quantisierungsachse mit einem Polarisationsgrad von $1/6$ polarisiert sind. Der Pfeil zeigt die in den Tripel-Kryostaten montierte HPGe-Kapsel.

in Abbildung 6.3 dargestellt.

Jedes dieser Spektren enthält einen scharfen Peak, der auf die echten Koinzidenzereignisse zurückzuführen ist. In der Umgebung vom Peak ist der Bereich der zufälligen Koinzidenzen deutlich zu unterscheiden. Aus diesen Zeitspektren wird ein Zeitfenster von 600 ns sowohl für echte als auch für zufällige Koinzidenzereignisse gewählt. Das Zeitfenster für die echten Koinzidenzereignisse liegt zwischen -200 und 400 ns und für die zufälligen Koinzidenzereignisse werden zwei Zeitfenster zwischen -1000 bis -700 ns

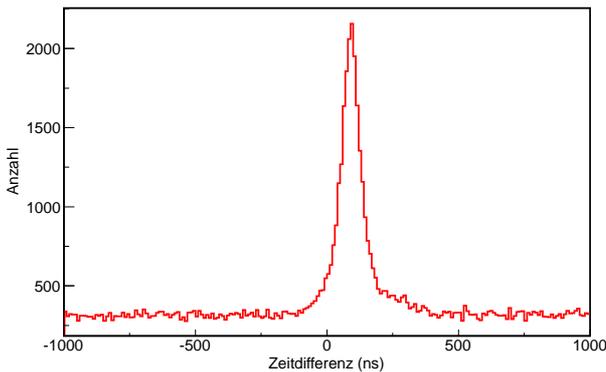


(a) Externer Detektor 1

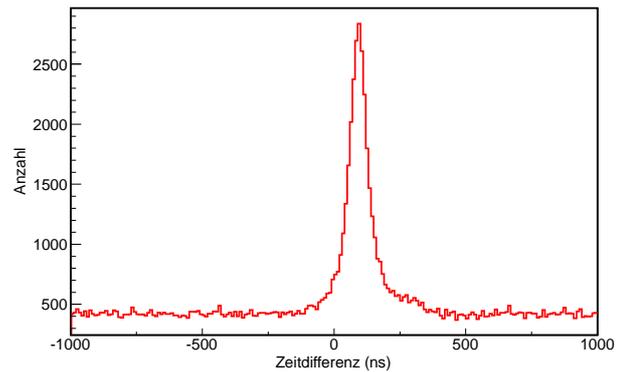


(b) Externer Detektor 2

Abbildung 6.2.: Halb-logarithmische Darstellung der Energiespektren der externen Detektoren mit einer ^{60}Co -Quelle der Aktivität 680 kBq. Die aufgenommenen Spektren stammen aus einer Messdauer von 10^3 s.



(a) Core-Detektor 1



(b) Core-Detektor 2

Abbildung 6.3.: Zeitdifferenzspektrum zwischen dem DAGATA-Core und den externen Detektoren. Diese Histogramme sind nur mit der Bedingung erstellt, dass der Betrag der Zeitdifferenz kleiner als $1 \mu\text{s}$ ist, d.h.

$$\delta t = |t_{\text{DAGATA}} - t_{\text{Det}}| < 1 \mu\text{s}$$

und 700 bis 1000 ns gewählt, s. Abbildung 6.4. Diese Bedingungen gelten für alle Koinzidenzereignisse in den beiden externen Detektoren.

Die Energie-Zeitdifferenz-Matrix in Abbildung 6.5 verdeutlicht diese Koinzidenzbedingung. Diese Abbildung zeigt die Energie vom DAGATA-Core gegen Zeitdifferenz zwischen dem DAGATA-Core und dem externen Detektor 1. Dazu gilt die Bedingung, dass der Detektor 1 Photonen der Energie 1173,2 keV detektiert hat. Die überwiegend echten Koinzidenzereignisse im Core, deren Energie 1332,5 keV beträgt, und die zufälligen Koinzidenzereignisse mit der Energie 1173,2 keV sind in diesem 3D-Histogramm durch verschiedene Intensitäten deutlich zu erkennen.

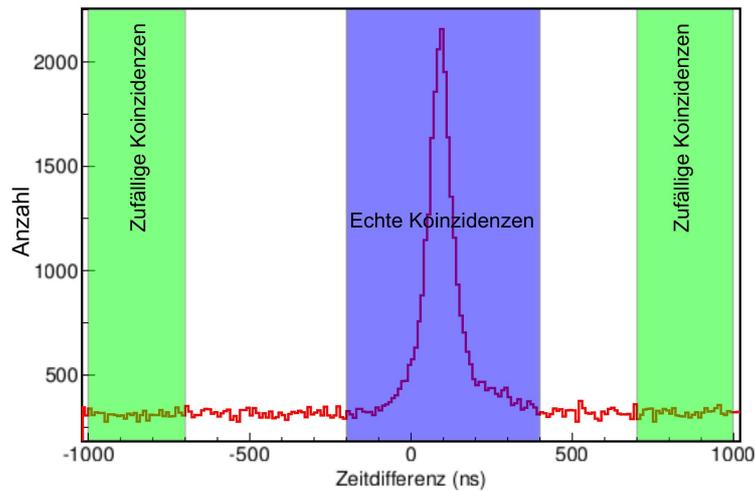


Abbildung 6.4.: Echte und zufällige Koinzidenzbereiche in der Zeitdifferenzspektrum zwischen dem Core und dem externen Detektor 1. Die Zeitfenster für die echten Koinzidenzereignisse beträgt $\Delta t = 600$ ns zwischen -200 und 400 ns. Für die zufälligen Koinzidenzereignisse werden zwei Zeitfenster der Länge $\Delta t/2$ zwischen -1000 bis -700 ns und 700 bis 1000 ns gewählt.

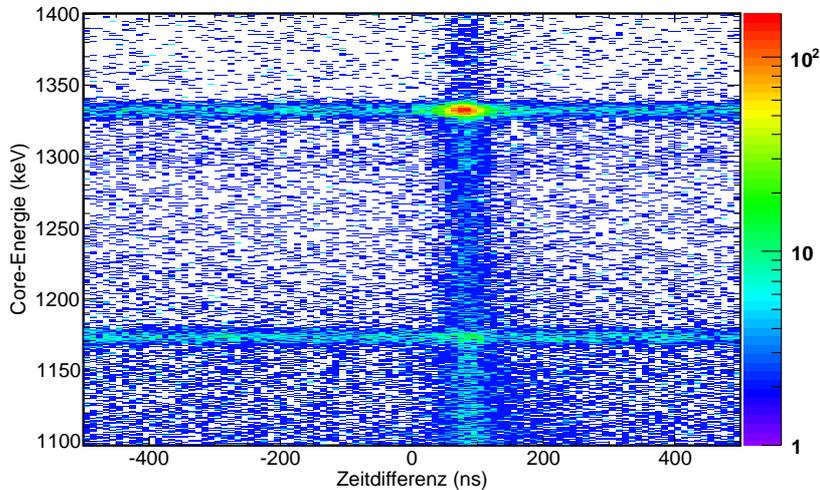
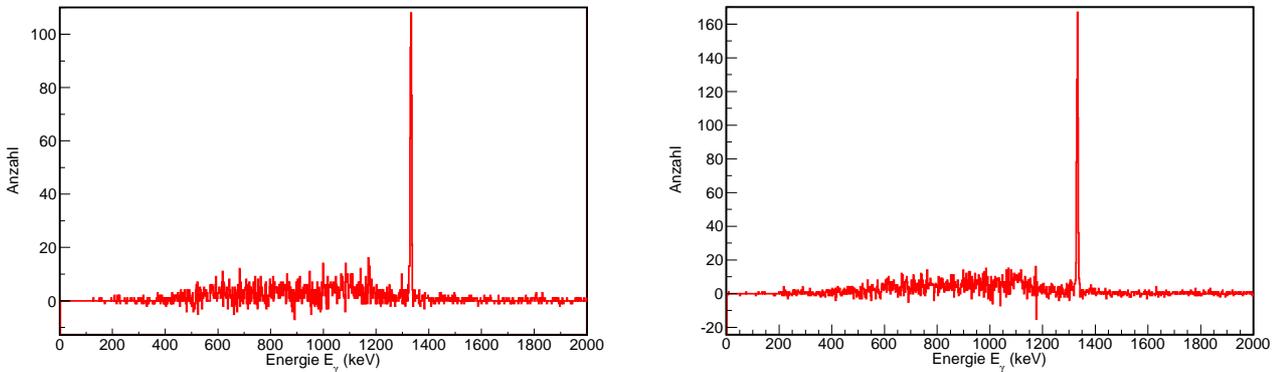


Abbildung 6.5.: Energie-Zeitdifferenz-Matrix. Die Energie des DAGATA-Cores gegen die Zeitdifferenz zwischen den Ereignissen vom DAGATA-Core und dem externen Detektor 1. Der Detektor 1 registriert Photonen der Energie $1173,2$ keV.

In Abbildung 6.6 sind die Koinzidenzspektren des DAGATA-Cores dargestellt. Dazu werden Energiefenster von 10 keV um den Peak bei $1173,2$ keV bei den beiden externen Detektoren gesetzt. Die Zeitbedingungen sind in Abbildung 6.4 gegeben. Die Core-Ereignisse, die im zufälligen Zeitbereich liegen, werden

abgezogen, d.h., die zufälligen Koinzidenzereignisse mit der Energie 1173,2 keV im DAGATA-Core sind unterdrückt und die zufällig-freien echten Koinzidenzen mit der Energie 1332,5 keV sind als ein scharfer Peak zu sehen.



(a) In der Koinzidenz mit dem externen Detektor 1 (b) In der Koinzidenz mit dem externen Detektor 2

Abbildung 6.6.: Energiespektrum des DAGATA-Cores unter der Bedingung, dass der externe Detektor 1 (a) oder 2 (b) Photonen der Energie 1173,2 keV detektiert. Dabei sind die Ereignisse der zufälligen Koinzidenzen abgezogen. Die Zeitbedingungen stehen in Abbildung 6.4.

6.1.2 Datenstruktur

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie die vom Datenerfassungssystem ausgelesenen Informationen strukturiert sind und wie die zur Messung gewonnenen Daten vom DAGATA-Polarimeter und von den beiden externen Detektoren sortiert werden.

Das Datenerfassungssystem speichert die Daten im binären Format auf der Festplatte des Datenservers, s. Abbildung 5.5. Die binären Daten werden mithilfe eines im Rahmen der vorliegenden Arbeit entwickelten Programms „DAGATAgreen“ bearbeitet. Eine spezielle Option des Programms liefert die Daten in das ASCII-Format. Tabelle 6.2 zeigt einen vereinfachten Ausschnitt der Daten im ASCII-Format mit hexadezimalen Zahlen. Jede Zeile in dieser Tabelle gehört zu einem Ereignis, das detektiert und gespeichert

00003000	0000385b	000366c3	ffffe30d	deadbeef
00003000	0001f7aa	0003976b	ffffc70	deadbeef
00003000	0002153a	00036f64	ffff886c	deadbeef
00163000	d23a1e23	0002db75	ffff1092	deadbeef
00163000	d23a2f3a	0003f8be	ffff60de	deadbeef

Tabelle 6.2.: Ausschnitt der ausgelesenen Daten im ASCII-Format mit hexadezimalen Zahlen.

wird. Die erste Spalte besteht aus acht Ziffern, die letzten vier Ziffern nummerieren, aus welchem Kanal bzw. welchem Modul das Ereignis ausgelesen wird. Die Kanalbesetzungen sind in Tabelle D.1 aufgelistet.

Die Zeitinformation ist aus den ersten vier Ziffern in der ersten Zeile und der Zahl aus der zweiten Spalte zusammengesetzt, z.B. die Zeitinformation des letzten Ereignisses lässt sich bestimmen durch

$$t = 0016d23a2f3a . \quad (6.1)$$

Die Energie eines Ereignisses ist die Differenz der vierten und dritten Spalte, die den maximalen und minimalen Wert der Amplitude eines Signals angeben. Zum Beispiel lässt sich die Energieinformation für die letzte Zeile wie folgt berechnen

$$E = ffff60de - 0003f8be = fffb6820 . \quad (6.2)$$

Die deponierte Energie eines Photons im Detektor kann durch die Amplitude des Vorverstärkersignals gemessen werden. Der *Moving Average Window Deconvolution (MAWD)*-Algorithmus bietet eine Möglichkeit, die deponierte Energie zu bestimmen.

Der Endpunkt eines Ereignisses ist mit der hexadezimalen Zahl "deadbeef, welche in der letzten Spalte steht, gekennzeichnet.

Mit dieser Struktur können die Daten nach Kanal-Nummer der Flash-ADC, Zeit und Energie sortiert werden. Dazu wird das „*DAGATAgreen*“-Programm, das außer der Koinzidenzanalyse die Sortierung der Daten ausführt. Mithilfe des im CERN entwickelten Programms *ROOT* [roo] liefern die sortierten Daten die gewünschten Energie- oder Zeitspektren, in Abschnitt 6.1.1 beschrieben wurden.

6.2 Simulation für das Kalibrierungsexperiment

Für die Durchführung der Simulationen werden Information über die Photonenenergie, die Anzahl der simulierten Photonen, die Koordinaten der Quelle und den Ort des Detektors benötigt, die als Eingabeparameter in den Agata-Code implementiert werden. Im Falle der Simulation mit den polarisierten Photonen werden zusätzlich der Polarisationsgrad und der Polarisationsvektor in den Code eingefügt.

Durch die Koinzidenzmessung kann eine ausgezeichnete Richtung im Experiment definiert werden. Diese Richtung ist in Simulationen nicht notwendig zu implementieren, denn der Agata-Code enthält eine Option, die die Polarisationsrichtung von Photonen festlegt. Diese Richtung ersetzt eine ausgezeichnete Richtung aus einer Koinzidenzmessung. Daher ist die Eingabe der Koordinaten der externen Detektoren, die zu einer Koinzidenzmessung benutzt wurden, nicht mehr notwendig.

Es wurden Simulationen bezüglich der Richtungen der beiden externen Detektoren mit dem Polarisationsgrad von $P = 1/6$ und Photonenenergien von 1173,2 und 1332,5 keV ausgeführt, die den emittierten Photonen aus einer ^{60}Co -Quelle emittierten Photonen entsprechen. Die Anzahl der auf das DAGATA-Polarimeter simulierten Photonen bezüglich der externen Detektoren 1 und 2 betrug 10^8 . Die Quelle lag im Abstand von $d = 145$ mm. Die Photonen wurden nur im Raumwinkel des DAGATA-Polarimeters emittiert, damit sich die Simulationszeit verkürzt. Mit dem mittleren Radius des ersten Rings der DAGATA-Kapsel (Typ A) von $r = 35,4$ mm lässt sich der Raumwinkel der Kapsel zu

$$\Omega = \pi \left(\frac{r}{d} \right)^2 = \pi \left(\frac{35,4 \text{ mm}}{145,0 \text{ mm}} \right)^2 = 0,187 \quad (6.3)$$

berechnen.



7 Auswertung

In diesem Kapitel wird die Auswertung des Kalibrierungsexperiments und der dazugehörigen Simulationen zur Bestimmung der Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters präsentiert.

Zuerst wird eine neue Asymmetrie definiert, die wie in Abschnitt 4 für herkömmliche und segmentierte Polarimeter eingeführt wurde. Ohne diese Asymmetrie können sowohl die Simulationen als auch das Experiment zur Bestimmung der Polarisations sensitivität Q nicht ausgewertet werden. Mithilfe dieser Asymmetrie kann die Polarisations sensitivität Q für das DAGATA-Polarimeter hergeleitet werden.

Die Bestimmung der Polarisations sensitivität Q aus den Simulationen geschieht durch zwei verschiedene Methoden. Das erste Verfahren basiert auf den (genauen) Wechselwirkungsorten von Photonen innerhalb des Segmentvolumens. Hierbei wurden Simulationen mit einem symmetrischen AGATA-Kristall durchgeführt.

In der zweiten Methode werden nur Informationen aus den Segmenten des DAGATA-Polarimeters genutzt (*Segmentbasis*), d.h., die Schwerpunkte der Segmente werden als Wechselwirkungsorte angenommen. In diesem Fall werden die Wechselwirkungsorte von Ereignissen, die mehr als einmal in demselben Segment wechselwirken, als nur ein Wechselwirkungsort im Schwerpunkt des getroffenen Segments angenommen. Die beiden Methoden werden in Abschnitt 7.2 dargestellt

Das Kalibrierungsexperiment mit einer ^{60}Co -Quelle wird auch auf Segmentbasis ausgewertet. Die benötigten Informationen werden aus der Simulation gewonnen und sie werden in Abschnitt 7.3 näher erläutert.

Die in Abschnitt 4.5 eingeführte Figure-of-Merit für herkömmliche Polarimeter wird anschließend für das DAGATA-Polarimeter hergeleitet.

7.1 Definition der Polarisations sensitivität des DAGATA-Polarimeters

Beim DAGATA-Polarimeter handelt es sich um ein neuartiges hochsegmentiertes Compton-Polarimeter. Damit muss die in Kapitel 4 beschriebene Theorie für einen hochsegmentierten Detektor mit einer kontinuierlichen Messung von Winkeln erweitert werden. Die in Gleichungen (4.22) und (4.35) definierten Asymmetrien A , die auf senkrechten und parallelen bzw. vertikalen und horizontalen Ereignissen basieren, können hier nicht mehr verwendet werden. Eine Asymmetrie soll so definiert werden, dass sie eine kontinuierliche winkelabhängige Streuung im Kristall ausdrückt. Sie wird als

$$\begin{aligned} A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \vartheta, \xi) &= \frac{n_{\text{unpol}}(\Theta, \vartheta, \xi) - n_{\text{pol}}(\Theta, \vartheta, \xi)}{n_{\text{unpol}}(\Theta, \vartheta, \xi)} \\ &= 1 - \frac{n_{\text{pol}}(\Theta, \vartheta, \xi)}{n_{\text{unpol}}(\Theta, \vartheta, \xi)} \end{aligned} \quad (7.1)$$

definiert, wobei $n_{\text{pol}}(\Theta, \vartheta, \xi)$ bzw. $n_{\text{unpol}}(\Theta, \vartheta)$ die normierten Streuraten polarisierter bzw. unpolarisierter Photonen sind. Die Proportionalität aus Gleichung (4.18) kann verwendet werden, um die Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \vartheta, \xi)$ in

$$A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \vartheta, \xi) = 1 - \frac{W_{\text{pol}}^{\text{CE}}}{W_{\text{unpol}}^{\text{CE}}} \quad (7.2)$$

umzuschreiben. Im unpolarisierten Fall kann $W_{\text{unpol}}^{\text{CE}}$ als

$$W_{\text{unpol}}^{\text{CE}} = W(\Theta) \frac{d\sigma_{\text{unpol}}}{d\Omega}(\vartheta) \quad (7.3)$$

ausgedrückt werden. Mithilfe der Gleichung (4.19) lässt sich die neue Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \vartheta, \xi)$ zu

$$A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \vartheta, \xi) = \frac{1}{2} \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) P(\Theta) \cos(2\xi) \quad (7.4)$$

berechnen.

Um die Polarisations sensitivität des DAGATA-Polarimeters zu bestimmen, wird die Asymmetrie A_{DAGATA} über einen bestimmten Streubereich integriert und gemittelt, d.h.

$$\begin{aligned} A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \xi) &= \frac{1}{\Delta\vartheta} \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \vartheta, \xi) d\vartheta \\ &= \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\Delta\vartheta} \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) d\vartheta \right) P(\Theta) \cos(2\xi) \\ &= \frac{1}{2} \bar{\Sigma} P(\Theta) \cos(2\xi). \end{aligned} \quad (7.5)$$

Dabei kann die Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters als

$$Q \equiv \bar{\Sigma} = \frac{1}{\Delta\vartheta} \int_{\vartheta_1}^{\vartheta_2} \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) d\vartheta \quad (7.6)$$

definiert werden. Für die Asymmetrie A_{DAGATA} gilt

$$A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \xi) = \frac{1}{2} Q P(\Theta) \cos(2\xi). \quad (7.7)$$

Um das DAGATA-Polarimeter mit den klassischen Compton-Polarimetern vergleichen zu können, ist es notwendig zu zeigen, dass die Definition der Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters aus Gleichung (7.7) mit der eines klassischen Compton-Polarimeters Q_{klass} (z.B. eines vierfach segmentierten Polarimeters) äquivalent ist.

Im Falle eines vierfach segmentierten Polarimeters ist die Asymmetrie A durch

$$A = \frac{V - H}{V + H} \equiv Q_{\text{klass}} P \quad (7.8)$$

gegeben, s. Gleichung (4.35). Unter Berücksichtigung aller detektierten Photonen

$$N_{\text{gesamt}} = V + H \quad (7.9)$$

lässt sich die Asymmetrie A als

$$\begin{aligned} A &= \frac{V - H}{N_{\text{gesamt}}} \\ &= \left(1 - \frac{H}{N_{\text{gesamt}}}\right) - \left(1 - \frac{V}{N_{\text{gesamt}}}\right) \\ &= A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \xi = 0^\circ) - A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \xi = 90^\circ) \\ &= Q P \end{aligned} \quad (7.10)$$

umschreiben. Vergleicht man dieses Resultat mit der Polarisations sensitivität Q_{klass} aus der Gleichung (7.8), so erhält man

$$Q \equiv Q_{\text{klass}}, \quad (7.11)$$

wobei Q in der Gleichung (7.7) definiert ist.

In Abschnitt 3.2 wurde gezeigt, dass der Polarisationsgrad bei dem Winkel $\Theta = 90^\circ$ seinen maximalen Wert erreicht. Es ist daher relevant, dass zur Messung der Asymmetrie A_{DAGATA} bzw. zur Bestimmung der Polarisations sensitivität Q Experimente bei $\Theta = 90^\circ$ aufgebaut werden.

So ergibt sich für die Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \xi)$

$$A_{\text{DAGATA}}(\Theta = 90^\circ, \xi) = \frac{1}{2} Q P(\Theta = 90^\circ) \cos(2\xi) \quad (7.12)$$

$$= \frac{1}{2} Q P \cos(2\xi) \quad (7.13)$$

also

$$A_{\text{DAGATA}}(\xi) \equiv A_0 \cos(2\xi) \quad (7.14)$$

mit

$$A_0 \equiv \frac{1}{2} Q P \quad \text{und} \quad P \equiv P(\Theta = 90^\circ). \quad (7.15)$$

Die Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\xi)$ ist symmetrisch um $\xi = 90^\circ$, d.h.

$$A_{\text{DAGATA}}(\xi) = A_{\text{DAGATA}}(180^\circ - \xi) \quad (7.16)$$

bzw.

$$A_{\text{DAGATA}}(90^\circ - \xi) = A_{\text{DAGATA}}(90^\circ + \xi), \quad (7.17)$$

Im Falle des in der vorliegenden Arbeit durchgeführten Kalibrierungsexperiments kann diese Eigenschaft einen Tracking-Code ersetzen. Dies wird im Weiteren benutzt und in Abschnitt 7.2.2 näher erläutert.

7.2 Auswertung der Simulationen

In diesem Abschnitt werden zwei Möglichkeiten für die Auswertung von Simulationen präsentiert, die einerseits auf (genauen) Wechselwirkungsorten innerhalb eines Detektorsegments und andererseits auf Informationen von Segmentvolumen basieren. Als Input der beiden Verfahren wird die Datei verwendet, die der *mgt*-Code liefert. Die Wechselwirkungspunkte in einem Radius von 15 mm werden zusammengefasst, damit die Auswertung der Simulationen dem Kalibrierungsexperiment ähnlich ist.

7.2.1 Polarisations sensitivität mithilfe der Wechselwirkungskordinaten

Im Rahmen der Bachelorarbeit vom Herrn Philipp R. John wurde ein auf C++ basiertes Programm, *comptana*, entwickelt, um die Polarisations sensitivität Q einer symmetrischen AGATA-Kapsel zu bestimmen [Joh08]. Dabei packt der *mgt*-Code die mit *Agata*-Code simulierten Ereignisse mit einem Radius von 5 mm zusammen. Der Verschmierungsradius betrug 5 mm.

Die Ausgabe des *mgt*-Codes beinhaltet die Koordinaten und die deponierten Energien der Wechselwirkungen. *comptana* verwendet nur die Koordinaten der Wechselwirkungen. Es berechnet den Compton-Streuwinkel ϑ zwischen zwei ersten Wechselwirkungen im Detektor, wenn die erste Wechselwirkung eine Compton-Streuung ist. Mithilfe der Position der Quelle und der Richtung des Polarisationsvektors, die im *Agata*-Simulationscode implementiert sind, wird der azimutale Compton-Streuwinkel ξ berechnet und seine Häufigkeitsverteilung in ein Histogramm dargestellt. Die Anpassung der Funktion

$$N(\xi) = C \left(1 - \frac{1}{2} Q P \cos(2\xi) \right) \quad (7.18)$$

an die Punkte der Häufigkeitsverteilung vom Winkel ξ beim bekannten Polarisationsgrad P liefert die Polarisations sensitivität Q , s. auch Gleichung (4.19). C ist eine Konstante, die aus der Funktionsanpassung erhalten wird. Die detaillierten Auswertungen und Diskussionen finden sich in Referenz [Joh08] und die erzielten Ergebnisse werden in Abschnitt 8.2.1 präsentiert.

7.2.2 Polarisations sensitivität auf Segmentbasis

Im letzten Abschnitt wurde der *comptana*-Code vorgestellt, der die Ortsinformationen von Wechselwirkungen benötigt, um die Polarisations sensitivität Q zu bestimmen. Da beim Kalibrierungsexperiment mit einer ^{60}Co -Quelle kein PSA-Code vorhanden war, um die Wechselwirkungsorte zu bestimmen, kann *comptana* nicht eingesetzt werden. Hier kann die Segmentierung der Kapsel genutzt werden, um einen PSA-Code zu ersetzen. Die Koordinaten der Wechselwirkungen können durch die Orte der Segment-schwerpunkte ersetzt werden, die durch Mittelung über alle Wechselwirkungsorte im entsprechenden Segment erhältlich sind. Dazu berechnet ein in C++ entwickeltes Programm *agata-analyse* u.a. die Schwerpunktkoordinaten jedes Segments. In Abbildung 7.1 sind die berechneten Schwerpunktkoordinaten der 36 Segmente des DAGATA-Polarimeters dargestellt.

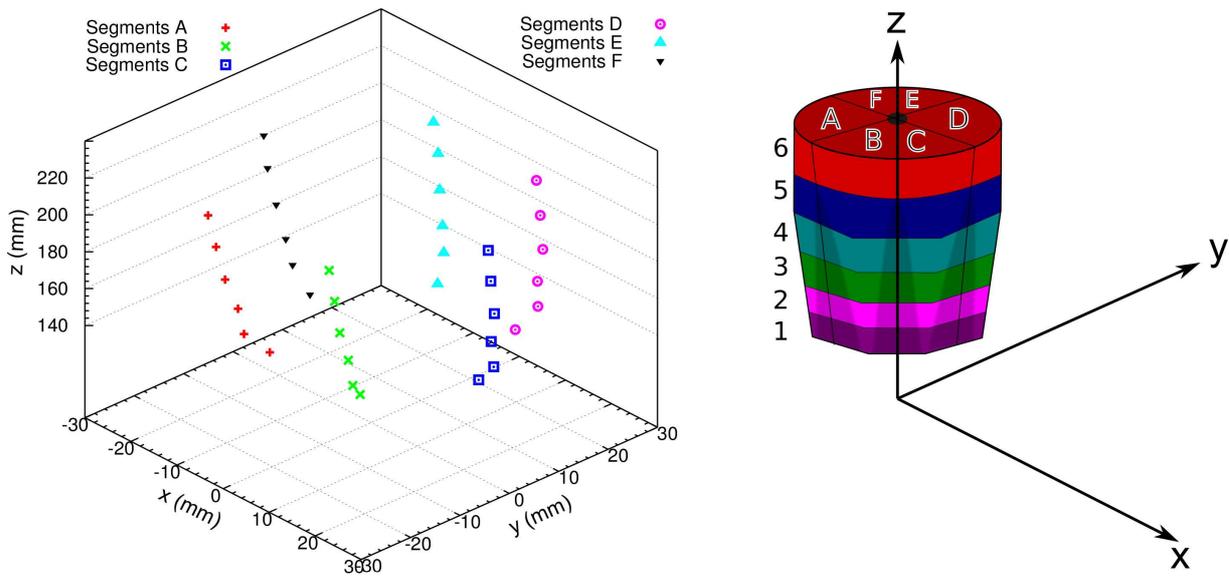


Abbildung 7.1.: Schwerpunktkoordinaten der Segmente im DAGATA.

Die bestimmten Schwerpunktkoordinaten können gebraucht werden, um die Compton-Streuwinkel ϑ zwischen den Segmentenschwerpunkten zu berechnen. Dazu wird die Lage der Quelle als der Ausgangspunkt angenommen und der eingeschlossene Winkel zwischen zwei Verbindungslinien ausgerechnet. Die erste Linie wird durch die Position der Quelle und des Schwerpunktes des ersten Segments festgelegt, in dem die erste Wechselwirkung stattfindet. Die zweite Linie ist durch die Position der Schwerpunkte des ersten und zweiten Segments definiert. Diese beiden Linien spannen die *Compton-Streuebene* auf. Der Nebenwinkel des durch diese beiden Linien eingeschlossenen Winkels entspricht dem polaren Compton-Streuwinkel ϑ . Abbildung 7.2 veranschaulicht die Definitionen der Compton-Streuebene und des Compton-Streuwinkels ϑ .

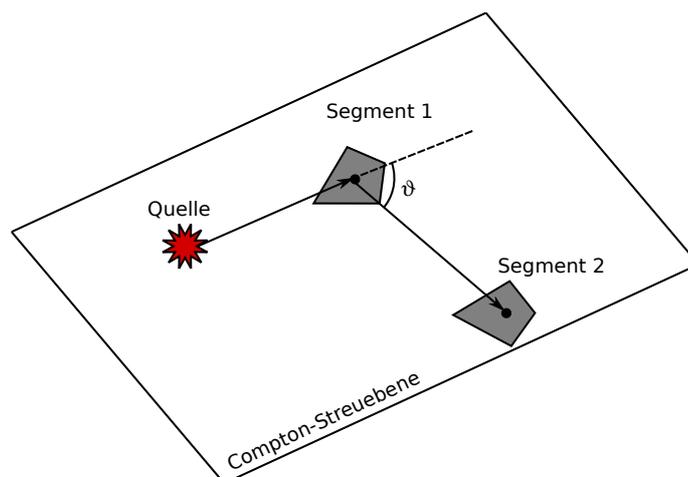


Abbildung 7.2.: Definition der Compton-Streuebene und des Compton-Streuwinkels.

Die *Referenzebene*, zu der der Polarisationsgrad bestimmt werden kann, wird durch die Richtung des Polarisationsvektors festgelegt, der in der Agata-Simulationscode definiert ist. Der Winkel zwischen den beiden Ebenen stellt den **azimutalen Compton-Streuwinkel** ξ dar. Die Winkel ϑ und ξ sind in einer Look-Up-Tabelle für alle Segmentkombinationen unter Berücksichtigung der Lage der Quelle aufgelistet. Tabelle 7.1 zeigt einen Ausschnitt einer Look-Up-Tabelle.

1. Segment	2. Segment	ϑ (°)	ξ (°)
1	2	20,5	25,7
1	3	13,6	5,7
...
10	1	164,4	6,0
10	2	153,6	1,2
...
34	32	176,0	172,9
34	33	177,3	158,8

Tabelle 7.1.: Ausschnitt einer Look-Up-Tabelle. Diese Tabelle enthält alle Kombinationen für die Winkel ϑ und ξ zwischen zwei Segmenten. Der Winkel ξ lässt sich bezüglich einer festen Referenzebene berechnen.

Diese Tabelle enthält

$$2 \cdot \binom{36}{2} = 1260$$

Zeilen, wenn alle 36 Segmente einbezogen werden. Der Faktor 2 kommt dadurch zustande, dass die Kombinationen $i \rightarrow j$ und $j \rightarrow i$ zwischen i -tem und j -tem Segment verschiedene ϑ - und ξ -Winkel liefern, und diese Winkel nicht zwingend identisch sind. Im Experiment waren wegen eines im vorigen Abschnitt erläuterten technischen Problems nur 34 Segmente im Betrieb, daher präsentieren die Look-Up-Tabellen alle Kombinationen für 34 Segmente, d.h.

$$2 \cdot \binom{34}{2} = 1122$$

Kombinationen. Da das Kalibrierungsexperiment mithilfe zweier externen Detektoren und die entsprechenden spezifischen Simulationen auch mit zwei verschiedenen Polarisationsvektoren von Photonen durchgeführt wurden, gibt es zwei Look-Up-Tabellen, die zu den Auswertungen verwendet wurden. In Abbildung 7.3 und 7.4 sind die Verteilungen polarer und azimuthaler Compton-Streuwinkeln ϑ und ξ dargestellt, die von einer der beiden Look-Up-Tabellen entnommen wurden.

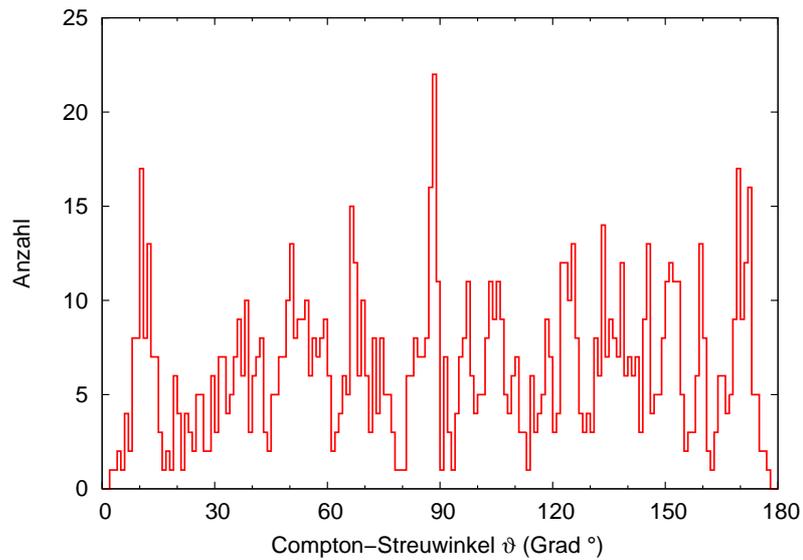


Abbildung 7.3.: Verteilung polarer Compton-Streuwinkel ϑ aus einer der Look-Up-Tabellen. Die Ereignisse um $\vartheta = 90^\circ$ bezeichnen die Streuungen in derselben Scheibe.

In Abbildung 7.3 entsprechen die Ereignisse um $\vartheta = 0^\circ$ bzw. $\vartheta = 180^\circ$ den Streuungen von einem Segment in die direkt überliegenden bzw. unterliegenden Segmente. Die Ereignisse um $\vartheta = 90^\circ$ gehören den Streuungen zwischen Segmenten in einem Ring. In Abbildung 7.4 befinden sich die Ereignisse, deren Compton-Streuebene in der Referenzebene liegt, um $\xi = 0^\circ$ und 180° .

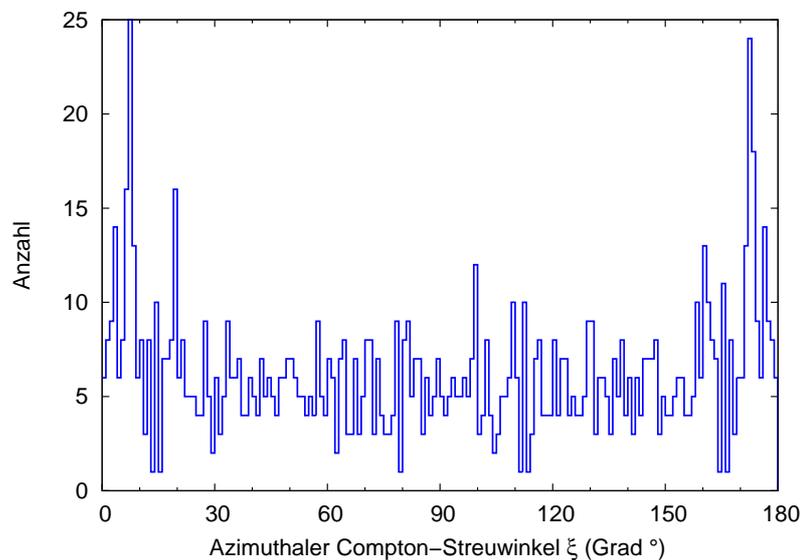


Abbildung 7.4.: Verteilung azimutaler Compton-Streuwinkel ξ aus einer der Look-Up-Tabellen. Die Ereignisse, deren Compton-Streuebene in der Referenzebene liegt, häufen sich um $\xi = 0^\circ$ und 180° .

Da die Unkenntnis über die Reihenfolge der Wechselwirkungen zur fehlerhaften Bestimmung der Winkel ϑ und ξ führt, werden die auf dem Segmentvolumen basierenden Auswertungen der Simulationen und des Kalibrierungsexperiments auf zwei Wechselwirkungen in zwei verschiedenen Segmenten eingeschränkt. Die Beschränkung auf zwei Wechselwirkungen löst die Unwissenheit über die Reihenfolge der beiden Ereignisse nicht auf. Aber die Reihenfolge kann durch die deponierten Energien in den beiden Segmenten festgelegt werden, d.h., es wird angenommen, dass ein Photon seinen größten Energieanteil im ersten Segment abgibt. Es kann aber auch der Vorteil zunutze gemacht werden, dass der Abstand „Quelle-Detektor“ im Vergleich zum Abstand „1.Segment–2.Segment“ viel größer ist. Zwischen dem dazugehörigen azimutalen Compton-Streuwinkel $\xi_{i \rightarrow j}$ für das i -te und j -te Segment und dem Winkel $\xi_{j \rightarrow i}$ für das j -te und i -te Segment steht die folgende Beziehung

$$\xi_{i \rightarrow j} \approx 180^\circ - \xi_{j \rightarrow i} . \quad (7.19)$$

Diese Relation kann durch die Look-Up-Tabellen bestätigt werden. Zu diesem Zweck wird eine neue Größe $\Delta\xi$ eingeführt, die als

$$\Delta\xi = \xi_{i \rightarrow j} + \xi_{j \rightarrow i} - 180^\circ \quad (7.20)$$

definiert und in Abbildung 7.5 in einem Histogramm dargestellt wird. Wie aus Gleichung (7.19) zu erwarten ist, häufen sich Punkte um den Winkel $\Delta\xi = 0^\circ$, und die Abweichungen vom Punkt $\Delta\xi = 0^\circ$ sind sehr gering.

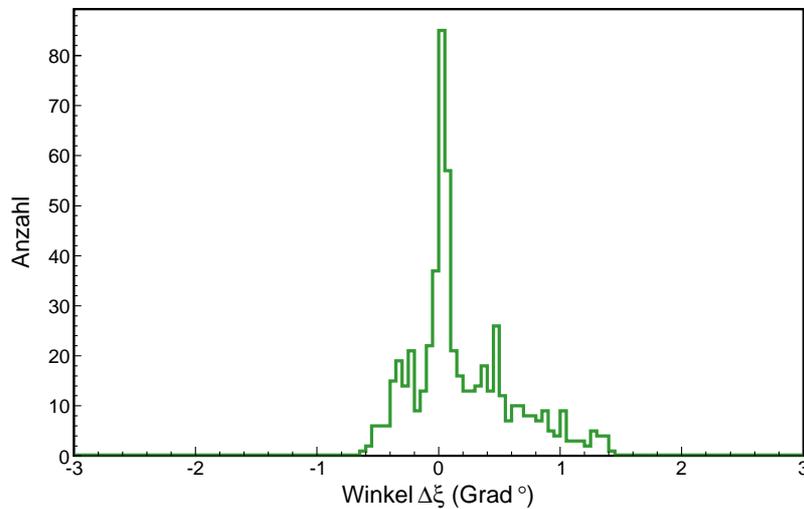


Abbildung 7.5.: Histogramm der aus der Simulation berechneten Winkeldifferenz $\Delta\xi$. Dieses Histogramm zeigt, dass die azimutalen Compton-Streuwinkel für die Kombinationen $i \rightarrow j$ und $j \rightarrow i$ ähnlich sind.

Außerdem ist die Asymmetrie A_{DAGATA} um $\xi = 90^\circ$ symmetrisch, s. Gleichung (7.17). So können die Ereignisse, die zu einem azimutalen Compton-Streuwinkel $\xi = 90^\circ + \zeta$ gehören, und die Ereignisse mit $\xi = 90^\circ - \zeta$ addiert werden, d.h., zur Bestimmung der Asymmetrie bis $\xi = 90^\circ$ ist die obige Annahme

nicht mehr nötig.

Um die Polarisations sensitivität des DAGATA-Polarimeters aus den Simulationen zu gewinnen, wird die Auswertung in mehreren Schritten unterteilt. Diese sind sowohl für polarisierte als auch für unpolarisierte Photonen identisch und werden im Folgenden verdeutlicht:

- Mit dem *Agata*-Code werden Experimente simuliert, in dem sich eine Quelle im Abstand von 14,5 cm vor einer AGATA-Kapsel Typ A befindet und Photonen mit Energien von 1173,2 und 1332,5 keV emittiert. Die polarisierten Photonen in den Simulationen besitzen den Polarisationsgrad von 1/6. Der Polarisationsvektor oszilliert in zwei verschiedene Richtungen. Diese sind die Normalvektoren von Referenzebenen, die im Experiment durch die Richtung der externen Detektoren, die Position der Quelle und des ersten getroffenen Segments definiert werden. Für die unpolarisierten Photonen werden keine Angaben über ihre Polarisation benötigt.
- Der *mgt*-Code fasst die Ereignisse zusammen, die sich in Volumen mit einem Radius von 15 mm befinden. *mgt* speichert die Ausgabe in eine ASCII-Datei. Für jedes Ereignis, das im Detektor registriert wird, sind Informationen über seine deponierte Energie, x-, y-, z-Koordinaten und das betroffene Segment vorhanden.
- *agata-analyse* verwendet die ASCII-Ausgabe von *mgt* als seine Eingabedatei und speichert wiederum die Ereignisse, die nur zweimal in zwei verschiedenen Segmenten wechselwirken und die Summe ihrer deponierten Energien dem Energiewert von den simulierten Photonen, d.h. 1173,2 oder 1332,5 keV, entsprechen, in eine andere ASCII-Datei. Diese Datei beinhaltet nur die Energien und die Segmentnummern dieser Ereignisse. Die Koordinaten der Wechselwirkungspunkte werden nicht mehr gebraucht, denn die Analyse findet nur auf der Segmentbasis statt und die Schwerpunktkoordinaten ersetzen die Wechselwirkungsorte.
- Ein in C++ entwickeltes Programm, *SIMtrack*, erzeugt die Häufigkeitsverteilung des azimuthalen Compton-Streuwinkels ξ in Histogrammen. Dazu liest *SIMtrack* die Ausgabedatei von *agata-analyse* und gleichzeitig eine entsprechende Look-Up-Tabelle. Es vergleicht die jeweiligen Paare von Segmentnummern in der Ausgabedatei von *agata-analyse* mit den beiden vorhandenen Nummern in der Look-Up-Tabelle. Falls die Segmentnummern, die zu einem einzigen Ereignis gehören, identisch sind, speichert *SIMtrack* den dazugehörigen azimuthalen Compton-Streuwinkel ξ aus der Look-Up-Tabelle in einem Histogramm. Anhand der normierten ξ -Histogramme für polarisierte und unpolarisierte Photonen wird die Asymmetrie A berechnet, Gleichung (7.1). Die Asymmetrie A wird mit der Funktion

$$A_{\text{DAGATA}}(\xi) = \frac{1}{2} Q P \cos(2\xi) \quad (7.21)$$

beim bekannten Polarisationsgrad von 1/6 ausgeglichen. Die einzige Unbekannte Q kann als Fitparameter erhalten werden.

In Abbildung 7.6 ist ein Beispiel für Datenpunkte und die dazugehörige Fitfunktion dargestellt. Der Polarisationsgrad von simulierten Photonen beträgt $P = 1/6$. Für die Polarisations sensitivität Q aus der Anpassung ergibt sich $Q = 23,3(12)\%$.

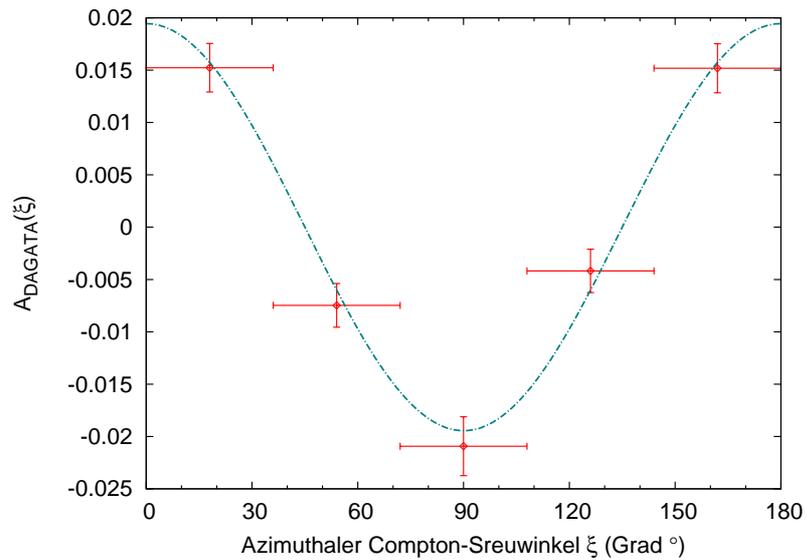


Abbildung 7.6.: Asymmetrie A und Fitfunktion. Die Binggröße ist 36° . Die Funktion $(1/2) \cdot QP \cos(2\xi)$ wird bei bekanntem Polarisationsgrad von $1/6$ an die Punkte angepasst, wobei die Polarisations sensitivität Q der einzige Fitparameter ist.

Aus der 6-fachen Symmetrie der AGATA-Kapsel wurde die Binggröße von 36° gewählt. Diese wird durch Erstellen einer Häufigkeitsverteilung des azimuthalen Winkel-Streuwinkels ξ mit einer 1° -Binggröße demonstriert.

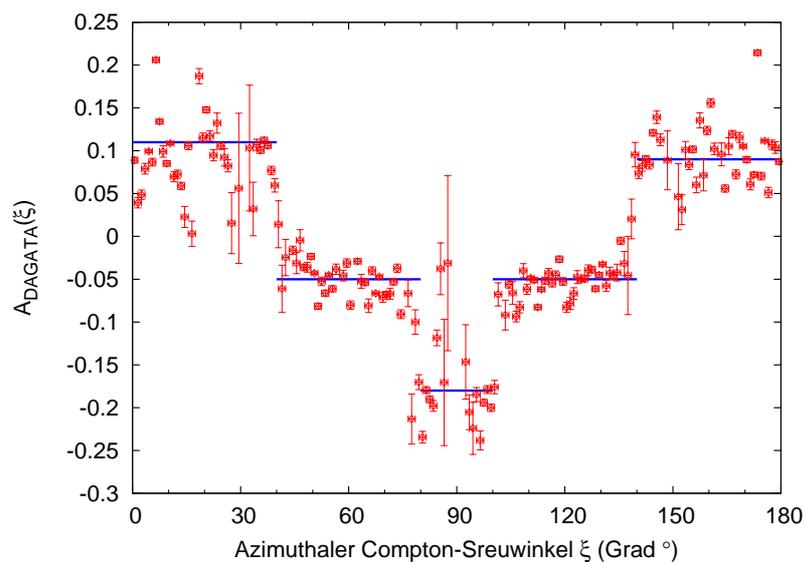


Abbildung 7.7.: Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\xi)$. Die Binggröße beträgt 1° . Fünf verschiedene Bereiche sind durch fünf horizontale Linien gekennzeichnet.

In Abbildung 7.7 sind die Asymmetrie-Datenpunkte mit 1° -Bingröße gezeigt. Hier sind fünf verschiedene Bereiche zu unterscheiden, die mit fünf horizontalen Linien gekennzeichnet sind. Diese sind mit der geometrischen Symmetrie der Kapsel verbunden. Die Bingröße von 36° wird für weitere Auswertungen in der vorliegenden Arbeit verwendet.

Es ist noch zu erwähnen, wie die Datenpunkte in den Asymmetrie-Plots berechnet werden können. Die ausführliche Beschreibung wird in Abschnitt 7.3 vorgestellt.

7.3 Auswertung des Kalibrierungsexperiments

Abbildung 7.8 zeigt die Foldverteilung der Wechselwirkungen innerhalb des DAGATA-Polarimeters, die sich aus dem Experiment ergibt. Dabei wurden die polarisierten Ereignisse in Koinzidenz mit dem externen Detektor 1 verwendet.

Das Histogramm (a) zeigt die Foldverteilung aller Photonen, die im DAGATA-Polarimeter einen Teil ihrer Energie deponieren und das Polarimeter verlassen oder die gesamte Energie von 1332,5 keV im Polarimeter abgeben. Das Histogramm (b) gilt nur für Photonen, die ihre gesamte Energie von 1332,5 keV im DAGATA-Polarimeter deponieren. Die Ereignisse mit der Foldverteilung $FV=1$ deuten darauf hin, dass die Photonen ihre gesamten Energien in nur einem Detektorsegment abgeben. Sie tragen zur Kalibrierungsmessung nicht bei. Die Photonen, die in mehr als einem Segment wechselwirken, können zur Bestimmung der Polarisations sensitivität auf Segmentbasis verwendet werden. In dieser Arbeit tragen nur Photonen zur Auswertung bei, die nur in zwei verschiedenen Segmenten ($FV=2$) wechselwirken und ihre gesamten Energien von 1173,2 und 1332,5 keV im DAGATA-Polarimeter deponieren, s. Unterabschnitt 7.2.2.

Beim durchgeführten Experiment handelte es sich um eine Koinzidenzmessung und in Abschnitt 6.1.1 wurde gezeigt, unter welchen Koinzidenzbedingungen die polarisierten bzw. unpolarisierten Ereignisse erhalten wurden. Die Kenntnis über die Datenstruktur ist von großer Bedeutung, um physikalisch benötigte Größen aus den Daten zu extrahieren. Eine kurze Zusammenfassung der Datenstruktur und ihrer Sortierung wurden in Abschnitt 6.1.2 erläutert.

Bevor die Auswertung und die Ergebnisse vorgestellt werden, werden zuerst Definitionen und Größen eingeführt, die den azimutalen Compton-Streuwinkel ξ festlegen und zur Analyse des Kalibrierungsexperiments benötigt sind. In Abbildung 7.9 ist der experimentelle Aufbau mit den verwendeten Ebenen und Winkeln skizziert.

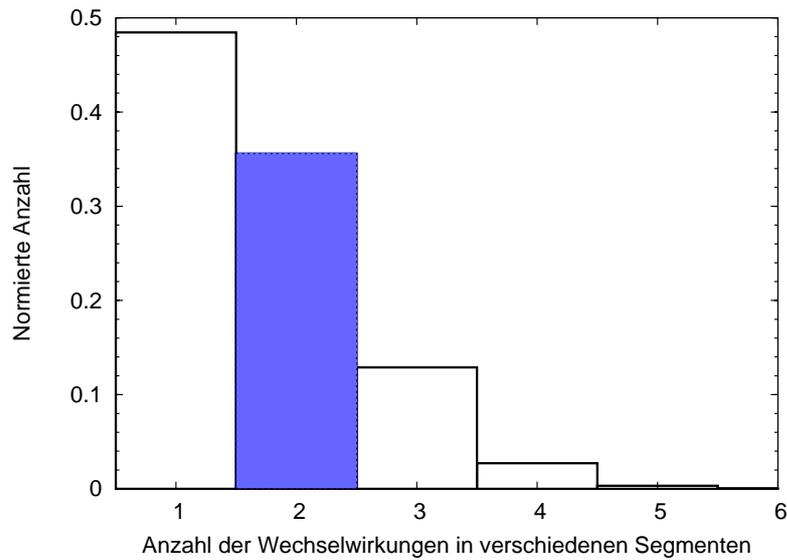
Im Folgenden werden drei Ebenen und fünf Winkel detailliert vorgestellt:

- **Reaktionsebene**

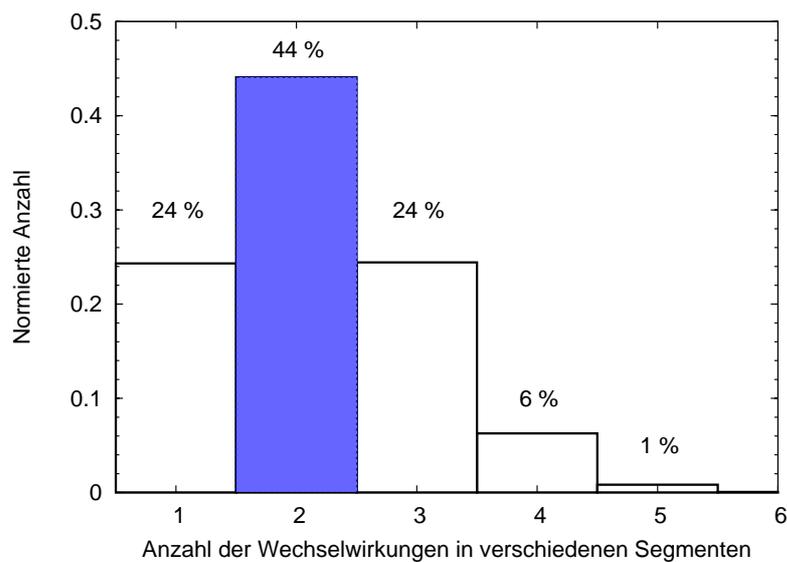
Eine Linie verbindet die Quelle mit einem der externen Detektoren. Eine weitere Linie ist zwischen der Quelle und dem Schwerpunkt des ersten Segments, in dem ein Photon durch die Compton-Streuung im Detektorvolumen wechselwirkt. Diese zwei Verbindungslinien spannen die *Reaktionsebene* auf.

- **Compton-Streuebene**

Die Ebene, die durch die Lage der Quelle, der Schwerpunkte des ersten und zweiten Segments



(a) Photonen deponieren ihre gesamte Energie oder einen Teil ihrer Energie im DAGATA-Polarimeter. Sie können aus dem Polarimeter austreten.



(b) Photonen deponieren ihre gesamte Energie von 1332,5 keV im DAGATA-Polarimeter. Sie verlassen das Polarimeter nicht.

Abbildung 7.8.: Foldverteilung im DAGATA-Polarimeter.

aufgespannt ist, bezeichnet man als *Compton-Streuebene*. Das Photon wird im ersten Segment gestreut (Compton-Streuung) und im zweiten Segment durch den anschließenden Photo-Effekt im DAGATA-Polarimeter absorbiert.

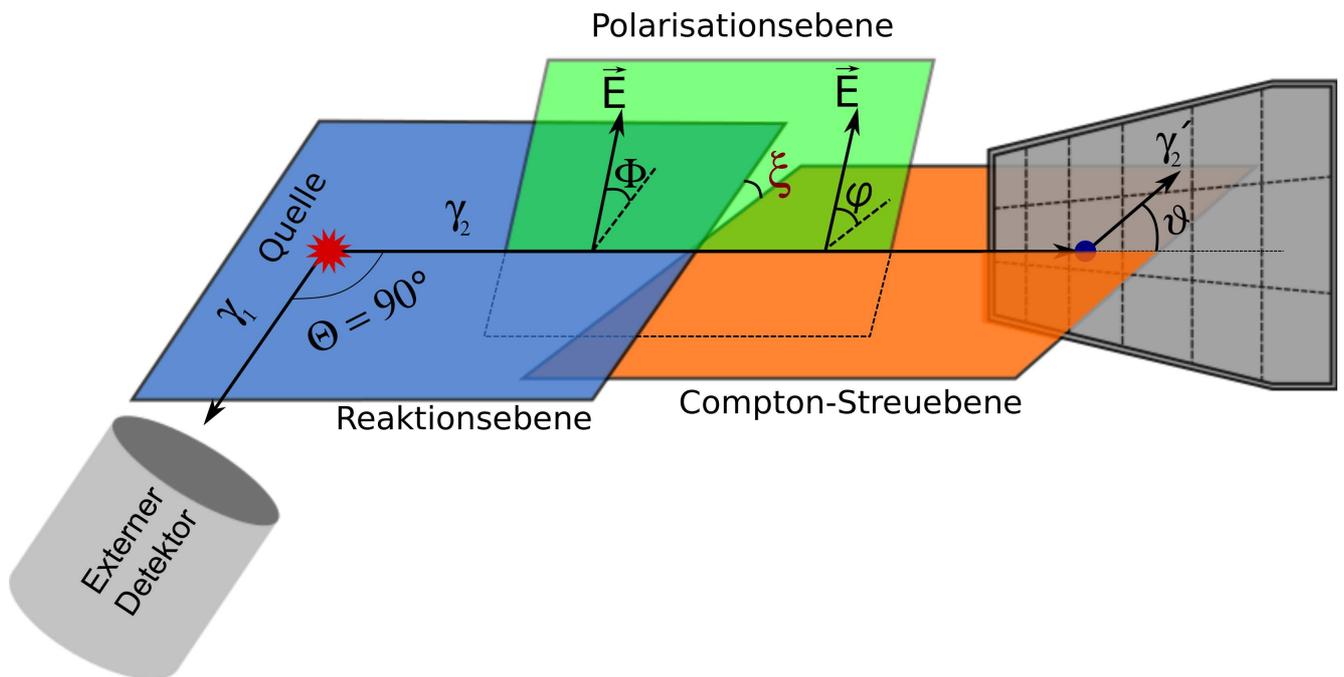


Abbildung 7.9.: Skizze des Kalibrierungsexperiments zur Bestimmung der Polarisations sensitivität des DAGATA-Polarimeters.

- Polarisationsebene**
Die Oszillation des elektrischen Felds eines Photons erzeugt seine *Polarisationsebene*.
- Azimutaler Compton-Streuwinkel**
Der eingeschlossene Winkel zwischen der Reaktionsebene und der Compton-Streuebene wird als der *azimutale Compton-Streuwinkel* ξ bezeichnet. Dieser Winkel ist die zentrale Größe für die Messung der Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters. Dieser Winkel ist nicht eindeutig definiert, denn der Nebenwinkel zwischen den beiden Ebenen kann auch als der azimutale Compton-Streuwinkel gewählt werden. Dies beeinflusst die Ergebnisse nicht, da die eingeführte Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\xi)$ um $\xi = 90^\circ$ symmetrisch ist, s. Gleichung (7.17).
- Polarer Compton-Streuwinkel**
Ein aus der Quelle ausgesendetes Photon wird in einem Segment des DAGATA-Polarimeters unter dem Winkel ϑ Compton-gestreuert und in einem weiteren Segment absorbiert. Der Winkel ϑ definiert den *polaren Compton-Streuwinkel*. Da nur die in genau zwei Segmenten detektierten Ereignisse zur Analyse akzeptiert werden, ist ϑ der entsprechende Streuwinkel, der aus beiden Schwerpunkten und der Lage der Quelle bestimmt wird, s. auch Abbildung 7.2.
- Reaktionswinkel**
Die Linie, die die Quelle und einer der externen Detektoren miteinander verbindet, und die Linie zwischen der Quelle und dem ersten Segment, in dem eine Compton-Streuung stattfindet, bilden den *Reaktionswinkel* Θ . Da die Entfernung der Quelle zum DAGATA-Polarimeter im Vergleich zu

den Abständen der Segmenten groß ist, beträgt dieser Winkel ca. 90° . In dieser Arbeit entspricht der Reaktionswinkel dem eingeschlossenen Winkel zwischen den Emissionsrichtungen der beiden Photonen aus einer ^{60}Co -Quelle. Mit dem Winkel $\Theta = 90^\circ$ erreicht der Polarisationsgrad P für die $4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergänge in der ^{60}Ni seinen maximalen Wert von $1/6$, s. Anhang A.

- φ **und** Φ

Der Winkel zwischen der Polarisationssebene und der Compton-Streuebene bzw. zwischen der Polarisationssebene und der Reaktionsebene werden als φ bzw. Φ bezeichnet.

Die zur Bestimmung der Polarisations sensitivität benötigte Messgröße ist die Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \vartheta, \xi)$, die eine Funktion vom azimuthalen Compton-Streuwinkel ξ ist. Die winkelabhängige Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \vartheta, \xi)$, Gleichung (7.1)

$$A_{\text{DAGATA}}(\Theta, \vartheta, \xi) = 1 - \frac{n_{\text{pol}}(\Theta, \vartheta, \xi)}{n_{\text{unpol}}(\Theta, \vartheta, \xi)},$$

muss zuerst aus den zur Verfügung stehenden Daten berechnet werden.

Die aus der ^{60}Co -Quelle ausgesendeten Photonen der Energien von 1173,2 und 1332,5 keV sind ohne Festlegung einer ausgezeichneten Richtung unpolarisiert. Jedoch ein polarisierter Photonenstrahl kann durch eine Koinzidenzmessung mithilfe der externen Detektoren erzeugt werden, denn die Verbindungslinie zwischen der Quelle und einem der externen Detektoren legt eine Quantisierungsachse fest. Somit sind die polarisierten Ereignisse aus einer Koinzidenzmessung und die unpolarisierten Ereignisse aus einer Singlemessung zu ermitteln.

Zum Erhalt der polarisierten bzw. unpolarisierten Ereignisse haben die Look-Up-Tabellen eine zentrale Bedeutung. Die polarisierten und unpolarisierten Ereignisse werden gleich analysiert, mit einem Unterschied, dass die Koinzidenzbedingungen der polarisierten Photonen erfüllt sein müssen. Die folgenden Schritte zeigen, wie das *DAGATAgreen*-Programm die mit dem Datenerfassungssystem aufgenommenen Daten zur Bestimmung der Polarisations sensitivität Q analysiert:

- Eine Schwelle von 30 keV schneidet die in den Segmenten entstandenen Spiegelladungen ab.
- Die Ereignisse, die genau in *zwei verschiedenen Segmenten* wechselwirken, werden selektiert.
- Die Summe der in den beiden Segmenten deponierten Energien muss dem Core-Energiewert entsprechen. Es gilt

$$|E_{\text{Core}} - (E_{\text{Seg.1}} + E_{\text{Seg.2}})| \leq 10 \text{ keV}. \quad (7.22)$$

Dabei gilt für die Core-Energie

$$|E_{\text{Core}} - 8.0| \leq 1173,2 \text{ keV} \quad \text{oder} \quad |E_{\text{Core}} - 8.0| \leq 1332,5 \text{ keV} \quad (7.23)$$

bzw. für die externen Detektoren

$$|E_{\text{Det}} - 5.0| \leq 1332,5 \text{ keV} \quad \text{oder} \quad |E_{\text{Det}} - 5.0| \leq 1173,2 \text{ keV}. \quad (7.24)$$

- Die Segmentnummern der beiden Segmente werden mit den Nummern aus einer der Look-Up-Tabellen verglichen. Die Reihenfolge der Segmente wird so festgelegt, dass das Segment als das erste Segment gewählt wird, in dem ein Photon seinen größten Energieanteil deponiert.
- Ein azimuthaler Compton-Streuwinkel ξ ist den beiden Segmenten in der Look-Up-Tabelle zugeordnet. Der Winkel wird in eine Datei gespeichert.
- Die Simulationen geben die Bingröße von 36° vor. Alle azimuthalen Compton-Streuwinkel ξ , die im Intervall $\xi \in [k \cdot 36^\circ, (k + 1) \cdot 36^\circ]$, $k = 0, 1, 2, 3, 4$ liegen, werden gezählt und in eine Variable N_{pol} bzw. N_{unpol} gespeichert.
- Die Verhältnisse

$$\frac{N_{\text{pol}}(\xi)}{\sum_{\xi} N_{\text{pol}}(\xi)} \quad \text{bzw.} \quad \frac{N_{\text{unpol}}(\xi)}{\sum_{\xi} N_{\text{unpol}}(\xi)} \quad (7.25)$$

definieren die *normierten* polarisierten bzw. unpolarisierten Ereignisse. Da die polarisierten bzw. unpolarisierten Photonen aus den Koinzidenz- bzw. Singlemessungen zu gewinnen sind, werden die Indizes „pol“ bzw. „unpol“ durch „c“ (coincidence) bzw. „s“ (single) ersetzt, d.h.

$$N_{\text{pol}} \rightarrow N_c \quad \text{bzw.} \quad N_{\text{unpol}} \rightarrow N_s . \quad (7.26)$$

In Abbildung 7.10 sind die ξ -Verteilungen der normierten polarisierten und unpolarisierten Ereignisse mit einer Bingröße von 15° dargestellt.

Der kleine Unterschied zwischen den Verteilungen dieser Ereignisse verlangt eine präzise Durchführung und Auswertung der Messung.

Die Asymmetrie A_{DAGATA} lässt sich zu

$$A_{\text{DAGATA}} = 1 - \frac{\frac{N_c(\xi)}{\sum_{\xi} N_c(\xi)}}{\frac{N_s(\xi)}{\sum_{\xi} N_s(\xi)}} \quad (7.27)$$

umformen. Die aus der obigen Analyse berechnete Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\xi)$ wird als Funktion vom azimuthalen Compton-Streuwinkel ξ dargestellt. Aus Gleichung (7.7) gilt für die Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\xi)$ folgende Relation ($\Theta = 90^\circ$)

$$A_{\text{DAGATA}}(\xi) = \frac{1}{2} Q P \cos(2\xi) , \quad (7.28)$$

also

$$1 - \frac{\frac{N_c(\xi)}{\sum_{\xi} N_c(\xi)}}{\frac{N_s(\xi)}{\sum_{\xi} N_s(\xi)}} = \frac{1}{2} Q P \cos(2\xi) . \quad (7.29)$$

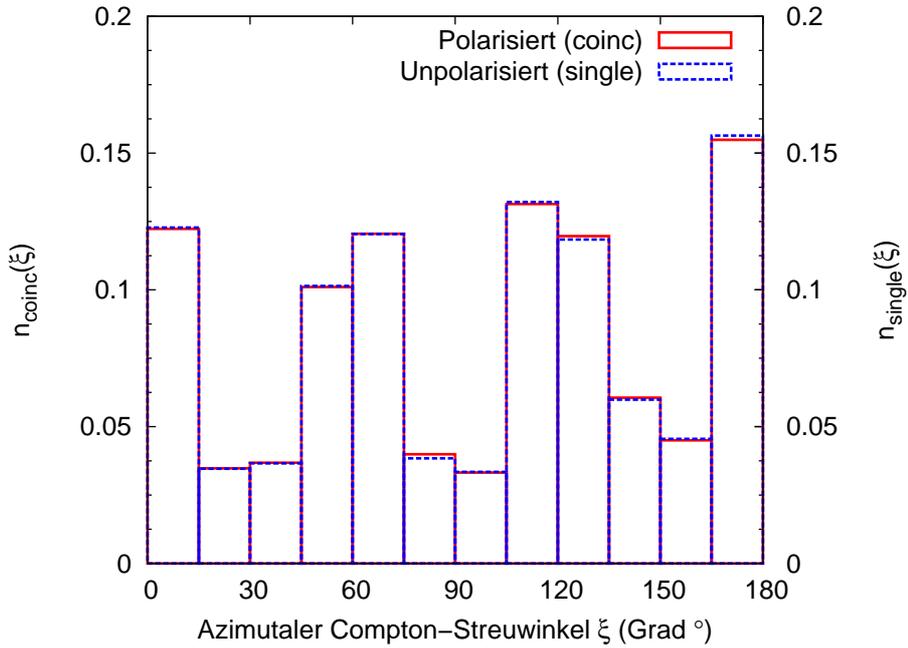


Abbildung 7.10.: Vergleich der normierten polarisierten (coinc) und unpolarisierten (single) ξ -Verteilungen im DAGATA. Eine Bingeröße von 15° ist hier gewählt.

Der Beitrag von Ereignissen der zufälligen Koinzidenzen muss noch abgezogen werden, d.h.

$$1 - \frac{\frac{N_c(\xi)}{\sum_{\xi} N_c(\xi)} - \frac{N_{\text{zufällig}}(\xi)}{\sum_{\xi} N_{\text{zufällig}}(\xi)}}{\frac{N_s(\xi)}{\sum_{\xi} N_s(\xi)}} = \frac{1}{2} Q P \cos(2\xi) . \quad (7.30)$$

Damit kann die Polarisations sensitivität Q bei bekanntem Polarisationsgrad von $P(\Theta = 90^\circ) = 1/6$ für ^{60}Ni -Übergänge als der Fitparameter in der Fitfunktion $(1/2) \cdot Q P \cos(2\xi)$ bestimmt werden.

DAGATAgreen erzeugt die Zeitdifferenzspektren zwischen den Core- und Segment-Ereignissen. Da nur 34 Segmente Signale liefern, können auch nur 34 Spektren erstellt werden. Diese Spektren sind in Anhang C, Abbildung C.1, dargestellt. Aus diesen Spektren wird ein globales Zeitfenster von $2 \mu\text{s}$ um den Punkt $\Delta t = 0$ für alle Ereignisse zwischen dem Core und den Segmenten des DAGATA-Polarimeters gewählt. Dieses Zeitfenster gilt sowohl für die Koinzidenzmessung als auch für die Singlemessung. Obwohl die Ereignisse, die aus den induzierten Spiegelladungen oder niederenergetischen Photonen stammen, s. Abbildungen C.2 und C.3, in diesem Zeitfenster liegen, verfälschen sie die Ergebnisse nicht, denn die Summen der Energien in genau zwei verschiedenen Segmenten stimmen mit den aus ^{60}Ni zu erwarteten Übergängen nicht überein. Zusätzlich schneidet eine Schwelle von 30 keV alle Spiegelladungssignale ab, s. Abbildung 5.11.

DAGATAgreen speichert zuerst alle Core- und Segmentereignisse ohne Beachtung der deponierten Energien und der Anzahl der involvierten Segmente. Für die Zeitdifferenz zwischen dem Core und den Segmenten dieser Ereignisse gilt

$$\delta t = |t_{\text{Core}} - t_{\text{Segment}}| \leq 2 \mu\text{s} .$$

Im Falle der polarisierten Ereignisse muss zusätzlich gelten

$$\delta t = t_{\text{Core}} - t_{\text{Det}} \in [-200, 400] \text{ ns} .$$

Das in C++ entwickelte Programm *DAGATAtack* sortiert diese Daten so, dass nur die Ereignisse, die in einem Segment Compton-gestreut sind und in einem anderen Segment durch Photo-Effekt absorbiert werden, zur Analyse verwendet werden können. *DAGATAtack* berücksichtigt auch die Summe der deponierten Energien, sodass die Summe der Energien in den beiden Segmenten einer der beiden Übergangsenergien in ^{60}Ni entspricht.

DAGATAtack vergleicht die beiden Segmentnummern mit den in der Look-Up-Tabelle stehenden Segmenten und bildet zwei Histogramme mit dazugehörigen azimuthalen Compton-Streuwinkeln ξ und polaren Compton-Streuwinkeln ϑ .

In Abbildungen 7.11 und 7.12 sind die Verteilungen des polaren und azimuthalen Compton-Streuwinkels ϑ und ξ aus dem Experiment für die Photonenergien 1173,2 und 1332,5 keV dargestellt.

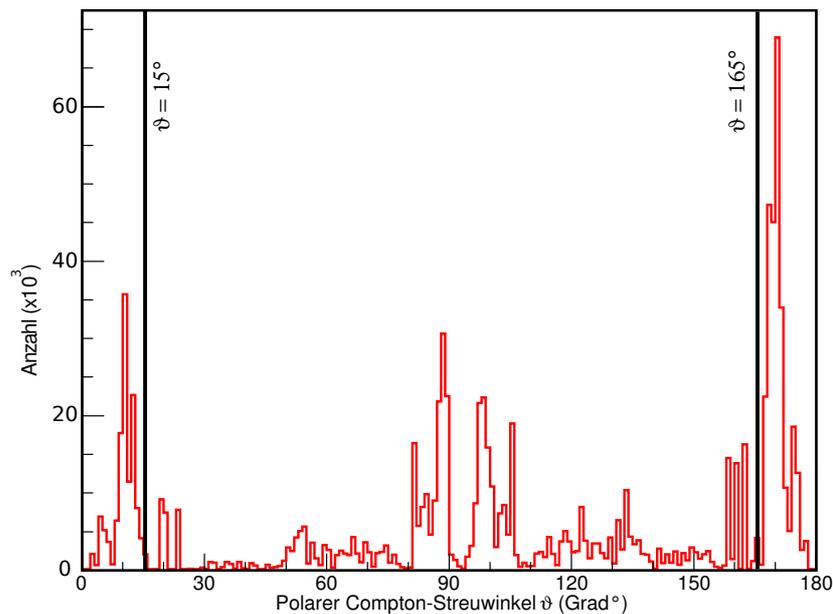


Abbildung 7.11.: Verteilung polarer Compton-Streuwinkel ϑ aus dem Experiment für die Photonenergien 1173,2 und 1332,5 keV. Für die Analyse werden nur Ereignisse verwendet, deren polare Compton-Streuwinkel ϑ zwischen den beiden vertikalen Linien $\vartheta \in [15^\circ, 165^\circ]$ liegen.

Die Daten stammen aus der Koinzidenz mit dem externen Detektor 1. Es wurde dabei angenommen, dass ein Photon den größten Teil seiner Energie im ersten Wechselwirkungssegment deponiert. Das

Histogramm des polaren Compton-Streuwinkels θ zeigt hohe Intensitäten bei den Streuungen in derselben Scheibe ($\vartheta \approx 90^\circ$). Es ist auch zu sehen, dass die Vorwärts- und Rückwärtsstreuungen häufig vorkommen. Die Streueignisse bei $\vartheta \approx 0^\circ$ und $\vartheta \approx 180^\circ$ reduzieren den Sensitivitätseffekt des DAGATA-Polarimeters, denn die Analysierstärke des Compton-Effekts verschwindet in Vorwärts- bzw. Rückwärtsrichtung, s. Abbildung 4.3.

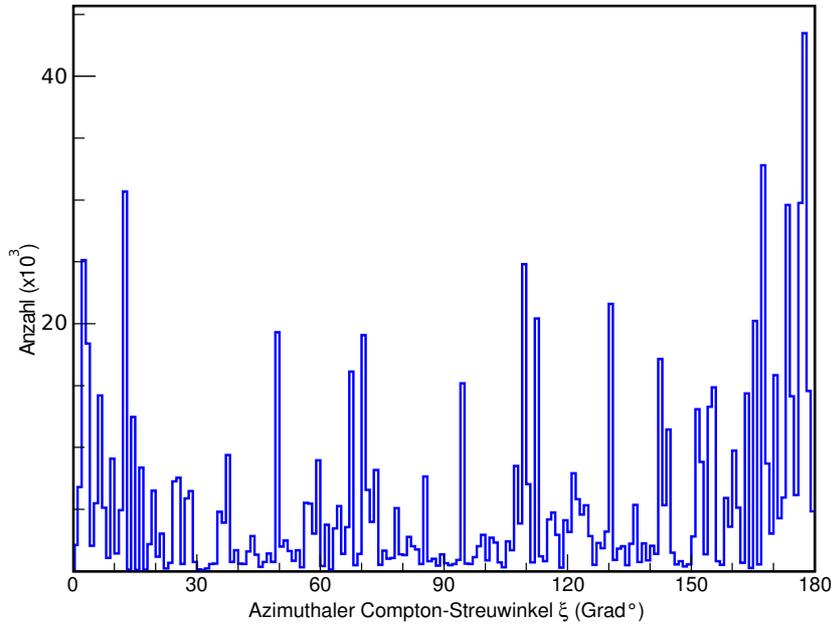


Abbildung 7.12.: Verteilung azimutaler Compton-Streuwinkel ϑ aus dem Experiment für die Photonenenergien 1173,2 und 1332,5 keV. Für den polaren Compton-Streuwinkel ϑ dieser Ereignisse gilt: $\vartheta \in [15^\circ, 165^\circ]$.

Somit wählt man für die Analyse nur die Ereignisse, deren Streuung im Bereich von 15° und 165° geschehen, d.h. $\vartheta \in [15^\circ, 165^\circ]$. Dadurch reduziert sich die Anzahl der zur Polarisation verwendeten Photonen bzw. die Koinzidenz-Effizienz $\varepsilon_{\text{coinc}}$, aber gleichzeitig steigt die Polarisations sensitivität Q des Polarimeters.

7.4 Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters

Wie in Abschnitt 4.5 kann eine Figure-of-Merit für das DAGATA-Polarimeter definiert werden. Dazu geht man von Gleichung (7.14)

$$A_0 = \frac{A(\xi)}{\cos(2\xi)} \quad (7.31)$$

aus. Unter Annahme, dass die gemessenen Unsicherheiten ΔA der Asymmetrie $A(\xi)$ für die verschiedenen Datenpunkte nahezu gleich sind, lässt sich die Amplitude A_0 durch den χ^2 -Test berechnen

$$A_0 = \frac{\sum_i A(\xi_i) \cos(2\xi_i)}{\sum_i \cos^2(2\xi_i)}. \quad (7.32)$$

Durch Einsetzen von Gleichung (7.27) kann die Amplitude A_0 als

$$A_0 = \frac{\sum_i \cos(2\xi_i)(1 - \text{DB}(\xi))}{\sum_i \cos^2(2\xi_i)} \quad (7.33)$$

umgeschrieben werden, wobei der Term $\text{DB}(\xi)$ durch

$$\text{DB}(\xi) = \frac{\frac{N_c(\xi)}{\sum_{\xi} N_c(\xi)}}{\frac{N_s(\xi)}{\sum_{\xi} N_s(\xi)}} \quad (7.34)$$

gegeben ist.

Da die Unsicherheit von $N_c(\xi)$ in der obigen Definition ins Gewicht fällt, d.h., die Unsicherheiten $\Delta \sum_{\xi} N_c(\xi)$, $\Delta N_s(\xi)$ und $\Delta \sum_{\xi} N_s(\xi)$ sind im Vergleich zu $\Delta N_c(\xi)$ vernachlässigbar, lässt sich die Unsicherheit ΔA_0 der Amplitude A_0 berechnen

$$\begin{aligned} \Delta A_0 &= \Delta \text{DB}(\bar{\xi}) \frac{\sum_i \cos(2\xi_i)}{\sum_i \cos^2(2\xi_i)} \\ &= \frac{1}{\sqrt{N_c(\bar{\xi})}} \text{DB}(\bar{\xi}) \frac{\sum_i \cos(2\xi_i)}{\sum_i \cos^2(2\xi_i)}. \end{aligned} \quad (7.35)$$

In der obigen Gleichung wird angenommen, dass für die Unsicherheit $\Delta \text{DB}(\xi)$ gilt

$$\Delta \text{DB}(\xi) = \Delta \text{DB}(\bar{\xi}). \quad (7.36)$$

Der Ausdruck für die Amplitude ΔA_0 kann vereinfacht werden zu

$$\Delta A_0 = \Gamma \sqrt{\frac{\beta}{\sum_{\xi} N_c}}, \quad (7.37)$$

wobei für den Term DB bei einem bestimmten Winkel $\bar{\xi}$ gilt

$$\text{DB}(\bar{\xi}) \approx 1. \quad (7.38)$$

Die Größe $N_c(\bar{\xi})$ lässt sich zu

$$N_c(\bar{\xi}) = \frac{\sum_{\xi} N_c}{\beta} \quad (7.39)$$

berechnen, wobei β die Anzahl von Bins ist. Der letzte Term in Gleichung (7.35) kann auch durch eine Konstante ersetzt werden, d.h.

$$\frac{\sum_i \cos(2\xi_i)}{\sum_i \cos^2(2\xi_i)} = \Gamma(\text{konst.}). \quad (7.40)$$

Mithilfe von Gleichung (7.37) kann die relative Unsicherheit von A_0 als

$$\begin{aligned}\frac{\Delta A_0}{A_0} &= \frac{\Gamma \sqrt{\frac{\beta}{\sum_{\xi} N_c}}}{A_0} \\ &= \frac{\Gamma \sqrt{\frac{\beta}{\sum_{\xi} N_c}}}{\frac{1}{2} Q P}\end{aligned}\quad (7.41)$$

mit $A_0 = (1/2)QP$ berechnet werden.

Es wird eine Zeit T gesucht, während der die Amplitude A_0 , die direkt proportional zur Polarisations-sensitivität Q ist, eine Unsicherheit kleiner als ΔA_0 erreicht. Aus Gleichung (4.45) lässt sich die Zeit T berechnen

$$T = \frac{1}{I \varepsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}}} \sum_{\xi} N_c. \quad (7.42)$$

Wenn die Unsicherheit ΔA_0 der Amplitude A_0 einen kleineren Wert als x ($\Delta A_0/A_0 < x$) erhält, muss für die Messdauer T gelten

$$\begin{aligned}T &> \frac{1}{I \varepsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}}} \frac{4 \Gamma^2 \beta}{x^2 Q^2 P^2} \\ T &> \frac{1}{\varepsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}}} \frac{4 \Gamma^2 \beta}{Q^2 (I P^2) x^2}.\end{aligned}\quad (7.43)$$

Damit kann die Figure-of-Merit für das DAGATA-Polarimeter als

$$FM = \varepsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}} Q^2 \quad (7.44)$$

definiert werden, wobei gilt

$$\varepsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}} = \varepsilon^{\text{abs}} \cdot \varepsilon_{\text{coinc}} \quad (7.45)$$

und

$$\varepsilon_{\text{coinc}} = \frac{\sum_{\xi} N_c}{N_{\text{pol}}^{\text{gesamt detektiert}}}. \quad (7.46)$$

Bei $\sum_{\xi} N_c$ handelt es sich um die Anzahl der Ereignisse, die zur Bestimmung der Polarisations-sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters verwendet wurden, d.h., es beinhaltet die Anzahl der polarisierten Photonen, die in nur zwei Segmenten wechselwirken, deren Compton-Streuwinkel im Intervall $[15^\circ, 165^\circ]$ liegt und die Summe der in den Segmenten deponierten Energien dem Core-Energiewert entspricht.

Die gesamte Anzahl im Nenner $N_{\text{pol}}^{\text{gesamt detektiert}}$ ist die Anzahl aller detektierten polarisierten Photonen. Dabei werden alle polarisierten Photonen berücksichtigt, die im Detektor unabhängig von ihrer Foldverteilung ihre gesamte Energie von 1173,2 bzw. 1332,5 keV abgeben.

8 Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die erzielten Ergebnisse der Polarisations sensitivität Q und der Figure-of-Merit FM aus der Theorie, den Simulationen und dem Experiment präsentiert.

8.1 Polarisations sensitivität aus der Theorie

Der theoretische Wert der Polarisations sensitivität Q lässt sich berechnen, indem die normierten Flächen unter der Analysierstärke mithilfe von Gleichung (7.6) für die gegebenen Energien bestimmt werden, s. Abbildung 8.1.

Im Falle einer ^{60}Co -Quelle ergeben sich die theoretischen Polarisations sensitivitäten Q der beiden Photonenenergien

$$Q(E_\gamma = 1173,2 \text{ keV}) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) d\vartheta = 19,4\% \quad (8.1)$$

und

$$Q(E_\gamma = 1332,5 \text{ keV}) = \frac{1}{\pi} \int_0^\pi \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) d\vartheta = 17,9\% , \quad (8.2)$$

wobei Σ^{CE} durch Gleichung (4.5) gegeben ist. Hier wird die Analysierstärke Σ^{CE} über allen möglichen Compton-Streuwinkeln zwischen 0° und 180° integriert.

Die Polarisations sensitivität Q zwischen $\vartheta \in [15^\circ, 165^\circ]$ lässt sich zu

$$Q(E_\gamma = 1173,2 \text{ keV}) = \frac{180^\circ}{\pi(165^\circ - 15^\circ)} \int_{15^\circ}^{165^\circ} \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) d\vartheta = 23,1\% \quad (8.3)$$

und

$$Q(E_\gamma = 1332,5 \text{ keV}) = \frac{180^\circ}{\pi(165^\circ - 15^\circ)} \int_{15^\circ}^{165^\circ} \Sigma^{\text{CE}}(\vartheta) d\vartheta = 21,4\% \quad (8.4)$$

berechnen. Somit werden die theoretischen Asymmetrien

$$A_{\text{DAGATA}} = \frac{1}{2} \cdot Q P \cos(2\xi) \quad (8.5)$$

mit dem Polarisationsgrad von $P = 1/6$ für zwei Übergänge in ^{60}Ni berechnet. Die entsprechenden Kurven sind in Abbildung 8.2 dargestellt.

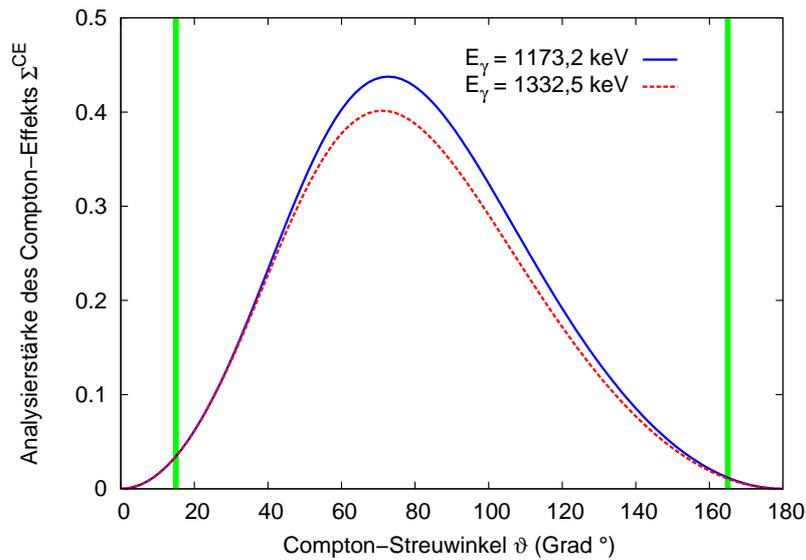


Abbildung 8.1.: Analysestärke für $E_\gamma = 1173,2$ und $1332,5$ keV. Die vertikalen Linien deuten auf die Integrationsgrenze von $\vartheta \in [15^\circ, 165^\circ]$ hin.

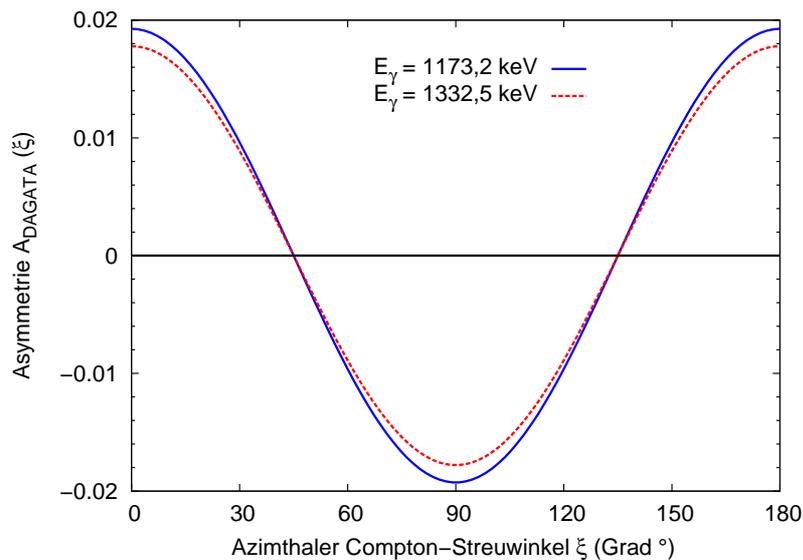


Abbildung 8.2.: Die theoretisch berechneten Asymmetrien A_{DAGATA} für die Übergangsenergien aus der $4^+ - 2^+ - 0^+$ -Kaskade in ^{60}Ni .

8.2 Polarisations sensitivität und Figure-of-Merit aus den Simulationen

Die Simulationen wurden mit zwei Verfahren ausgewertet, s. Abschnitt 7.2. Folgende Unterabschnitte präsentieren die durch diese beiden Verfahren erzielten Polarisations sensitivitäten Q und die dadurch berechneten Figure-of-Merits FM einer symmetrischen AGATA-Kapsel und des DAGATA-Polarimeters.

8.2.1 Simulationen mit einer symmetrischen Kapsel (Wechselwirkungskordinaten)

In Tabelle 8.1 (a) sind die durch das Programm *comptana* erhaltenen Polarisations sensitivitäten Q und die Figure-of-Merits FM einer symmetrischen AGATA-Kapsel für verschiedene γ -Energien aufgelistet.

Die Wechselwirkungskordinaten und ihre Reihenfolgen waren aus den Simulationen bekannt. Zur Analyse wurden nur Photonen zugelassen, deren erste Wechselwirkung eine Compton-Streuung ist. Die sukzessiven Prozesse wurden nicht berücksichtigt. Diese Photonen deponierten ihre gesamte Energie in der Kapsel. Die Ereignisse, die ihre gesamte Energie durch einen Photo-Effekt im Detektor deponierten oder durch Paarbildung wechselwirkten, wurden in der Analyse abgelehnt.

Die Vorwärts- und Rückwärtsstreuungen verringern die Polarisations sensitivität Q , denn ihre Analysierstärke nimmt sehr stark unabhängig von der Photonenenergie ab, s. Abbildung 4.3. Durch das Abschneiden der Ereignisse, deren Compton-Streuwinkel sich außerhalb eines Bereichs von 40% von Maxima (im Bereich der Vorwärts- und Rückwärtsstreuungen) befanden, erhöhte sich die Polarisations sensitivität der symmetrischen AGATA-Kapsel, s. Tabelle 8.1 (b). Gleichzeitig wurde ein Teil der Ereignisse nicht mehr zur Analyse zugelassen, d.h., die Koinzidenz-Effizienz bzw. die absolute Koinzidenz-Effizienz verringerten sich. Im Vergleich zur Polarisations sensitivität ist die Erhöhung der Figure-of-Merit, die als Produkt der absoluten Koinzidenz-Effizienz $\epsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}}$ und des Quadrats der Polarisations sensitivität Q^2 definiert ist, nicht so ausgeprägt.

(a)			(b)		
E_γ (MeV)	$Q\%$	FM	E_γ (MeV)	$Q\%$	FM
1	$19,3 \pm 0,3$	$(2,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-5}$	1	$31,1 \pm 0,3$	$(3,0 \pm 0,0) \cdot 10^{-5}$
2	$12,7 \pm 0,2$	$(7,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-6}$	2	$19,7 \pm 0,2$	$(9,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$
3	$9,4 \pm 0,2$	$(2,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$	3	$14,2 \pm 0,2$	$(3,5 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$
4	$7,3 \pm 0,1$	$(1,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-6}$	4	$10,8 \pm 0,1$	$(1,6 \pm 0,0) \cdot 10^{-6}$
5	$5,2 \pm 0,2$	$(5,0 \pm 0,4) \cdot 10^{-7}$	5	$7,4 \pm 0,2$	$(5,7 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$
6	$4,2 \pm 0,2$	$(2,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$	6	$5,8 \pm 0,2$	$(2,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$
7	$4,0 \pm 0,2$	$(1,8 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$	7	$5,6 \pm 0,2$	$(1,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$
8	$3,3 \pm 0,1$	$(9,4 \pm 0,8) \cdot 10^{-8}$	8	$4,3 \pm 0,1$	$(9,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-8}$
9	$3,0 \pm 0,1$	$(6,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-8}$	9	$4,0 \pm 0,1$	$(6,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-8}$
10	$2,4 \pm 0,2$	$(3,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-8}$	10	$3,3 \pm 0,2$	$(3,5 \pm 0,2) \cdot 10^{-8}$

Tabelle 8.1.: Polarisations sensitivität Q und Figure-of-Merit FM einer symmetrischen AGATA-Kapsel aus Simulationen mit bekannten Wechselwirkungskordinaten ohne (a) und mit (b) Beschränkung des Compton-Streuwinkels ϑ [Joh08].

8.2.2 Simulationen mit dem DAGATA-Polarimeter (Segmentbasis)

Die Simulationen wurden mit den Energien von 1173,2, 1332,5 keV und dem Polarisationsgrad von $P = 1/6$ durchgeführt. Da die Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\xi)$ symmetrisch um $\xi = 90^\circ$ ist, Gleichung (7.17), wurden alle Asymmetrien für den azimuthalen Winkel ξ aus dem Intervall $\xi \in [0^\circ, 90^\circ]$ berechnet. Dazu wurde die Anzahl der Ereignisse im Intervall $[0^\circ, 36^\circ]$ und $[144^\circ, 180^\circ]$ sowie $[36^\circ, 72^\circ]$ und $[108^\circ, 144^\circ]$ zusammengefasst. Die zum Intervall $[72^\circ, 108^\circ]$ gehörigen Ereignisse blieben unverändert. Tabelle 8.2 stellt die Ergebnisse der Polarisations sensitivitäten Q des DAGATA-Polarimeters für die beiden Photonenenergien dar. Abbildung 8.3 zeigt die berechneten Messpunkte, die aus den Simulationen mit zwei verschiedenen Photonenenergien bezüglich des externen Detektors 1 und 2 entstanden, und die dazugehörigen Fitfunktionen mit $P = 1/6$.

$E_\gamma(\text{Core})$ keV	$Q(\text{Det. 1})$ %	$Q(\text{Det. 2})$ %	Q (Gewichteter Mittelwert) %
1173,2	$28,8 \pm 1,4$	$27,0 \pm 1,6$	$28,0 \pm 1,1$
1332,5	$22,8 \pm 0,7$	$23,6 \pm 1,3$	$22,9 \pm 0,6$

Tabelle 8.2.: Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters aus den Simulationen mit $P = 1/6$.

Zur Berechnung der Figure-of-Merit werden die absolute Koinzidenz-Effizienz und die Polarisations sensitivität benötigt.

$E_\gamma(\text{Core})$ keV	$\varepsilon_{\text{coinc}}$ (%) (Det. 1)	$\varepsilon_{\text{coinc}}$ (%) (Det. 2)	$\varepsilon_{\text{coinc}}$ (%) (Gewichteter Mittelwert)
1173,2	$23,02 \pm 0,01$	$22,99 \pm 0,01$	$23,01 \pm 0,01$
1332,5	$23,80 \pm 0,01$	$23,77 \pm 0,01$	$23,79 \pm 0,01$

Tabelle 8.3.: Koinzidenz-Effizienz aus den Simulationen.

Die absolute Koinzidenz-Effizienz $\varepsilon_{\text{coinc}}^{\text{abs}}$ setzt sich aus der Koinzidenz-Effizienz $\varepsilon_{\text{coinc}}$ und der absoluten Photopeak-Effizienz ε^{abs} zusammen, s. Gleichung (4.44). Tabelle 8.3 listet die Koinzidenz-Effizienzen des DAGATA-Polarimeters für verschiedene Energien aus den Simulationen auf.

Die absoluten Photopeak-Effizienzen für zwei Photonenenergien sind in Tabelle 8.4 gegeben. Diese werden auch für den Abstand von 25 cm berechnet.

Die Ergebnisse der Figure-of-Merits für einen Abstand von 25 cm aus den Simulationen sind in Tabelle 8.5 gegeben.

E_γ (Core)	$\epsilon^{\text{abs}} (\cdot 10^{-2})$	$\epsilon^{\text{abs}} (\cdot 10^{-2})$
	14,5 (cm)	25,0 (cm)
1173,2	0,313	0,105
1332,5	0,296	0,100

Tabelle 8.4.: Absolute Photopeak-Effizienz aus den Simulationen für zwei verschiedene Abstände.

E_γ (Core) keV	$FM (\cdot 10^{-5})$ (Det. 1)	$FM (\cdot 10^{-5})$ (Det. 2)	$FM (\cdot 10^{-5})$ (Gewichteter Mittelwert)
1173,2	$2,0 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,2$	$1,9 \pm 0,1$
1332,5	$1,2 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,1$	$1,3 \pm 0,1$

Tabelle 8.5.: Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters aus den Simulationen.

8.3 Polarisations sensitivität und Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters aus dem Experiment

Die Ereignisse der zufälligen Koinzidenzen sind unpolarisiert, da die detektierten Photonen aus verschiedenen Kernen stammen und nicht miteinander korrelieren. Daher verschwindet ihre Asymmetrie, d.h. $A_{\text{DAGATA}}(\xi) = 0$.

Die Ereignisse, deren Zeit im Bereich der zufälligen Koinzidenzen liegen werden ausgewertet, s. Abbildung 6.4. Die Asymmetrie-Diagramme dieser Ereignisse sind in Abbildungen (8.4) (a) und (b) präsentiert.

Die Ereignisse, die aus dem Untergrund stammen, sind ebenso unpolarisiert. Um die Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\xi)$ zu bestimmen, muss eine Referenzebene definiert werden, die durch eine Koinzidenzmessung mit den externen Detektoren möglich ist. Daher können die Ereignisse aus dem Untergrund, bei denen keine ausgezeichnete Ebene als Referenzebene festgelegt werden kann, in diesem Fall nicht verwendet werden.

In Abbildungen (8.5) (a) und (8.5) (b) sind die berechneten Messwerte und die Fitfunktionen gezeigt, deren Amplitude zur Polarisations sensitivität Q proportional ist. Die Polarisations sensitivitäten Q des DAGATA-Polarimeters sind in Tabelle 8.6 aufgelistet.

E_γ (Core) keV	Q (Det. 1) %	Q (Det. 2) %	Q (Gewichteter Mittelwert) %
1173,2	$20,6 \pm 3,7$	$20,5 \pm 6,8$	$20,6 \pm 3,2$
1332,5	$16,5 \pm 3,0$	$20,0 \pm 1,2$	$19,5 \pm 1,1$

Tabelle 8.6.: Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters aus dem Kalibrierungsexperiment.

In Tabelle 8.7 sind die Koinzidenz-Effizienzen für beide Übergangsenergien in ^{60}Ni gegeben.

E_γ (Core) keV	$\varepsilon_{\text{coinc}}$ (%) (Det. 1)	$\varepsilon_{\text{coinc}}$ (%) (Det. 2)	$\varepsilon_{\text{coinc}}$ (%) (Gewichteter Mittelwert)
1173,2	$21,28 \pm 0,08$	$21,41 \pm 0,06$	$21,36 \pm 0,05$
1332,5	$20,94 \pm 0,08$	$20,86 \pm 0,06$	$20,89 \pm 0,05$

Tabelle 8.7.: Koinzidenz-Effizienz aus dem Kalibrierungsexperiment.

Die absoluten Photopeak-Effizienzen der DAGATA-Kapsel für zwei Photonenenergien sind in Tabelle 8.8 gegeben. Um einen Vergleich mit vierfach segmentierten Polarimetern zu ermöglichen, werden diese auch für den Abstand von 25 cm berechnet.

E_γ (Core)	$\varepsilon^{\text{abs}} (\cdot 10^{-2})$	$\varepsilon^{\text{abs}} (\cdot 10^{-2})$
	14,5 (cm)	25,0 (cm)
1173,2	0,123	0,041
1332,5	0,110	0,037

Tabelle 8.8.: Absolute Photopeak-Effizienz aus dem Kalibrierungsexperiment für zwei verschiedene Abstände.

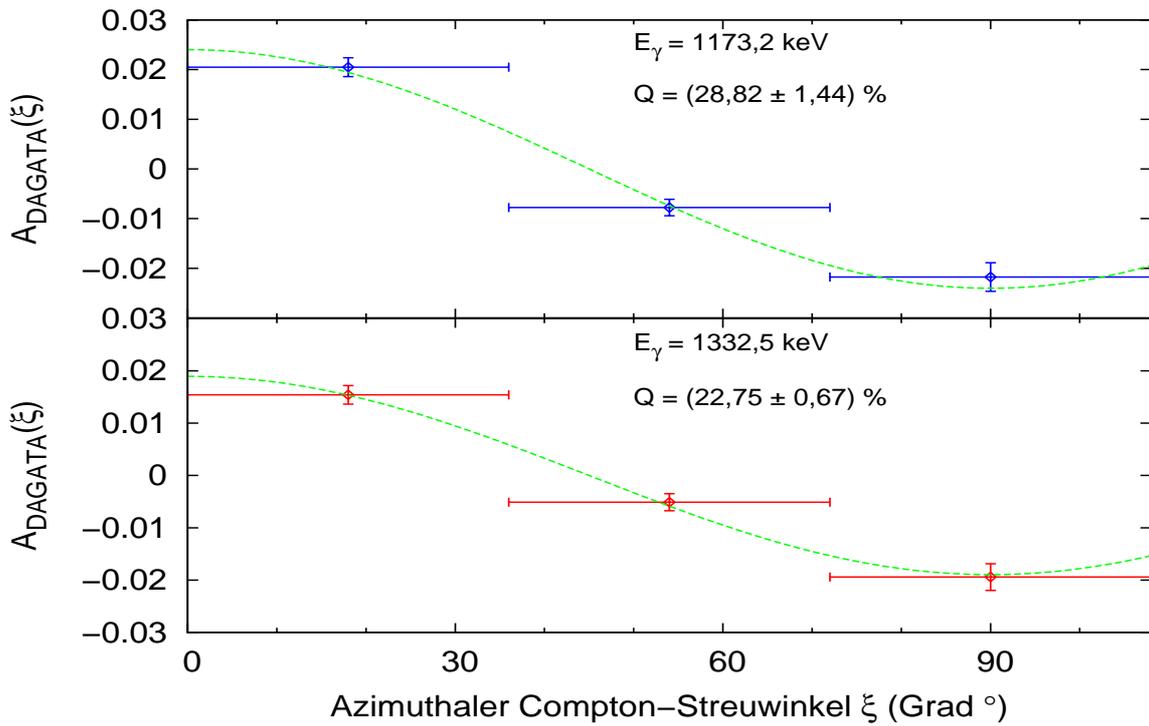
Die Figure-of-Merits des DAGATA-Polarimeters bezüglich der Richtung der beiden externen Detektoren und zweier Photonenenergien für einen Abstand von 25 cm aus dem Experiment sind in Tabelle (8.9) gegeben.

E_γ (Core) keV	$FM (\cdot 10^{-6})$ (Det. 1)	$FM (\cdot 10^{-6})$ (Det. 2)	$FM (\cdot 10^{-6})$ (Gewichteter Mittelwert)
1173,2	$3,7 \pm 1,3$	$3,7 \pm 2,5$	$3,7 \pm 1,2$
1332,5	$2,1 \pm 0,8$	$3,1 \pm 0,4$	$2,9 \pm 0,4$

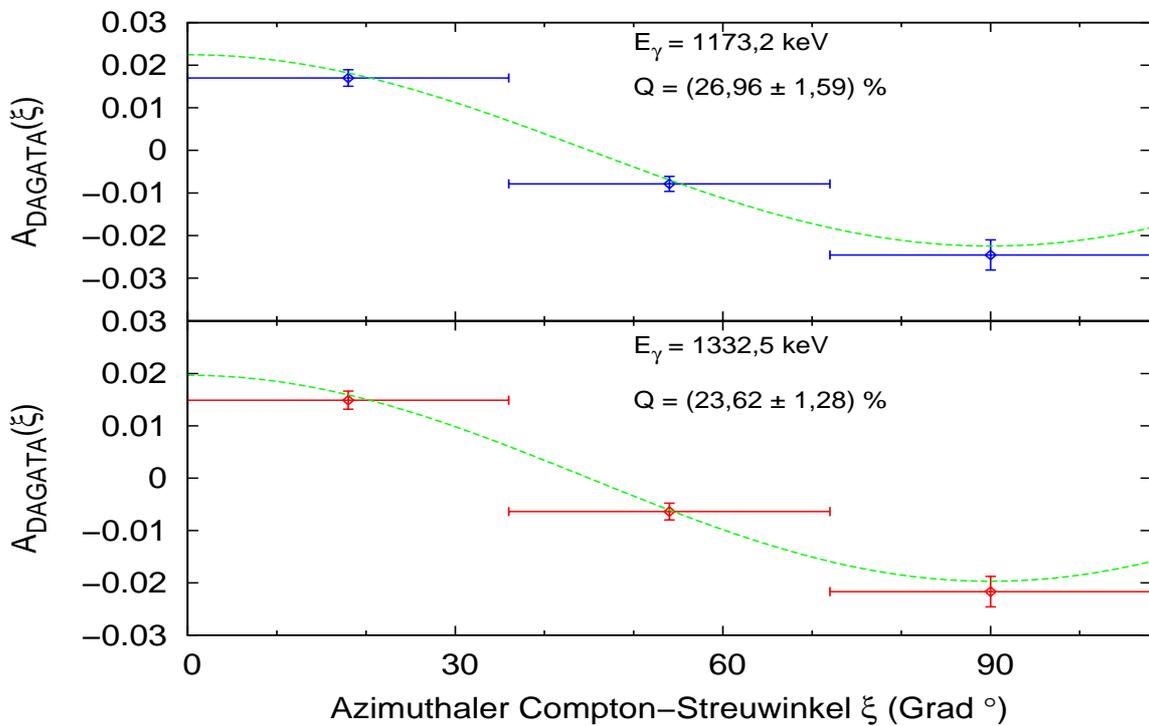
Tabelle 8.9.: Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters aus dem Kalibrierungsexperiment.

Teile der vorliegenden Arbeit wurden bereits in Referenz [Ali12] veröffentlicht. Die erzielten Ergebnisse aus den Simulationen werden erstmalig in dieser Arbeit veröffentlicht, ebenso die berechneten Koinzidenz-Effizienzen und Figure-of-Merits aus dem Kalibrierungsexperiment.

In der vorliegenden Arbeit und in Referenz [Ali12] wurden zur Bestimmung der Polarisations sensitivitäten Q alle Koinzidenz-Ereignisse verwendet. In Referenz [Ali12] wurden jedoch nur die Single-Ereignisse für 10 Tage behandelt. Im Rahmen der Messunsicherheiten stimmen die in dieser Arbeit gegebenen und die in der oben genannten Referenz veröffentlichten Polarisations sensitivitäten überein.

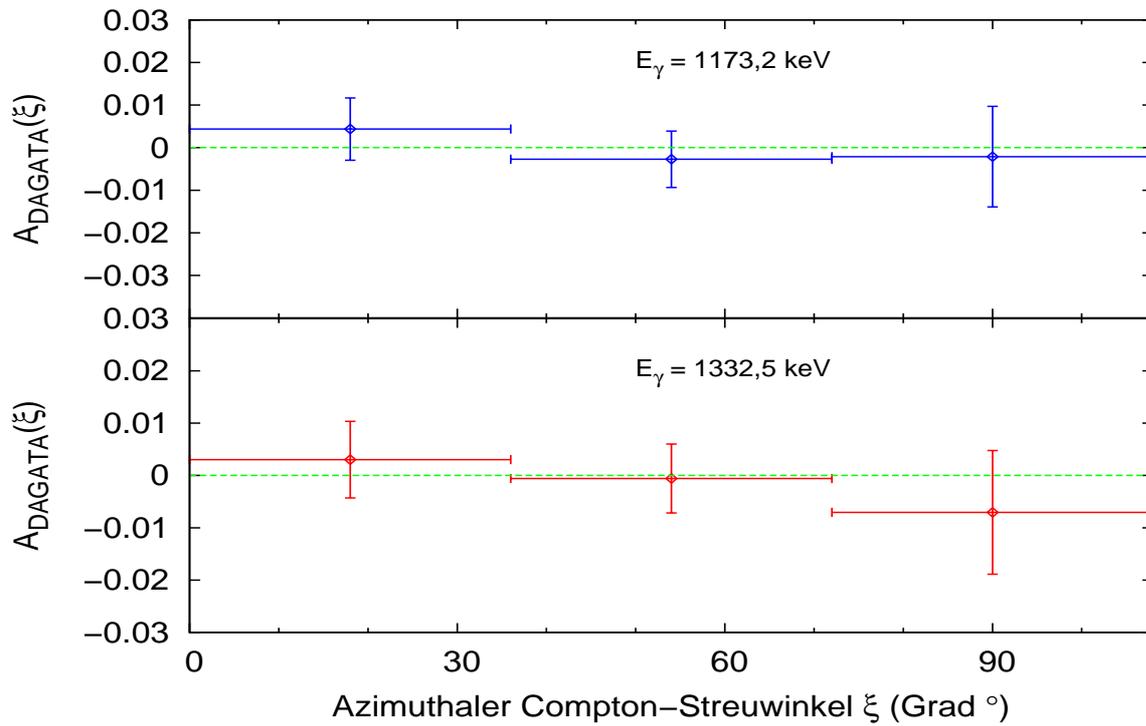


(a) Bezüglich des externen Detektors 1

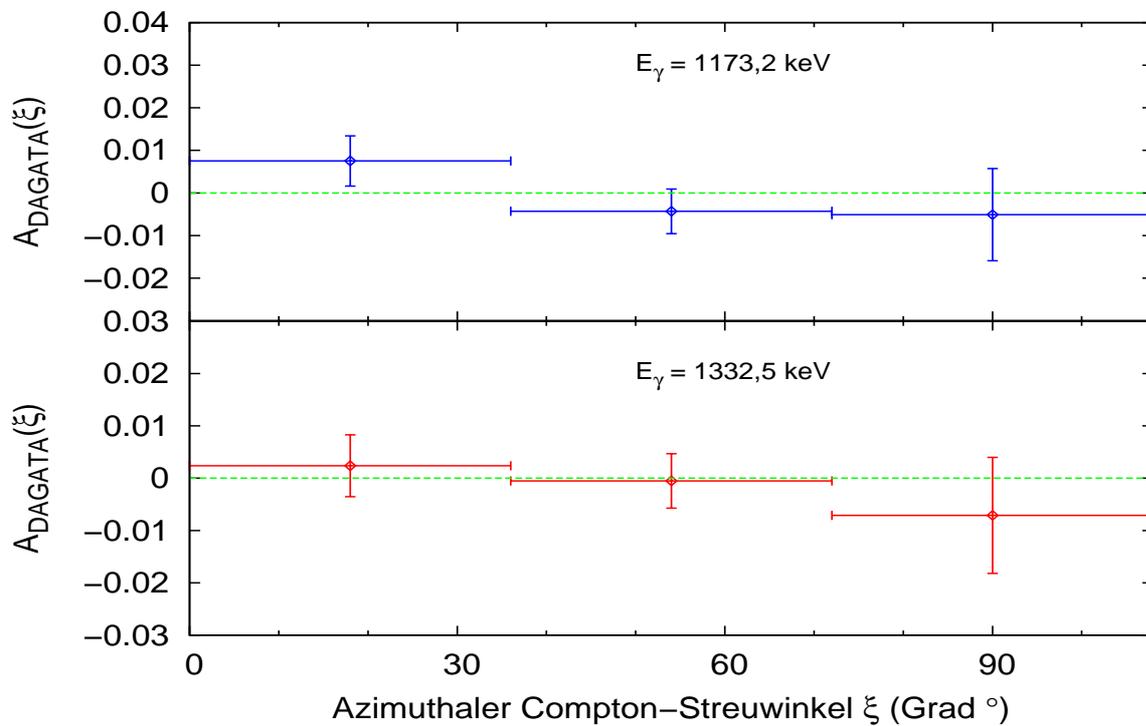


(b) Bezüglich des externen Detektors 2

Abbildung 8.3.: Polarisations sensitivität Q aus der Simulation für $E_\gamma = 1173,2$ und $E_\gamma = 1332,5$ keV bezüglich der externen Detektoren 1 und 2.

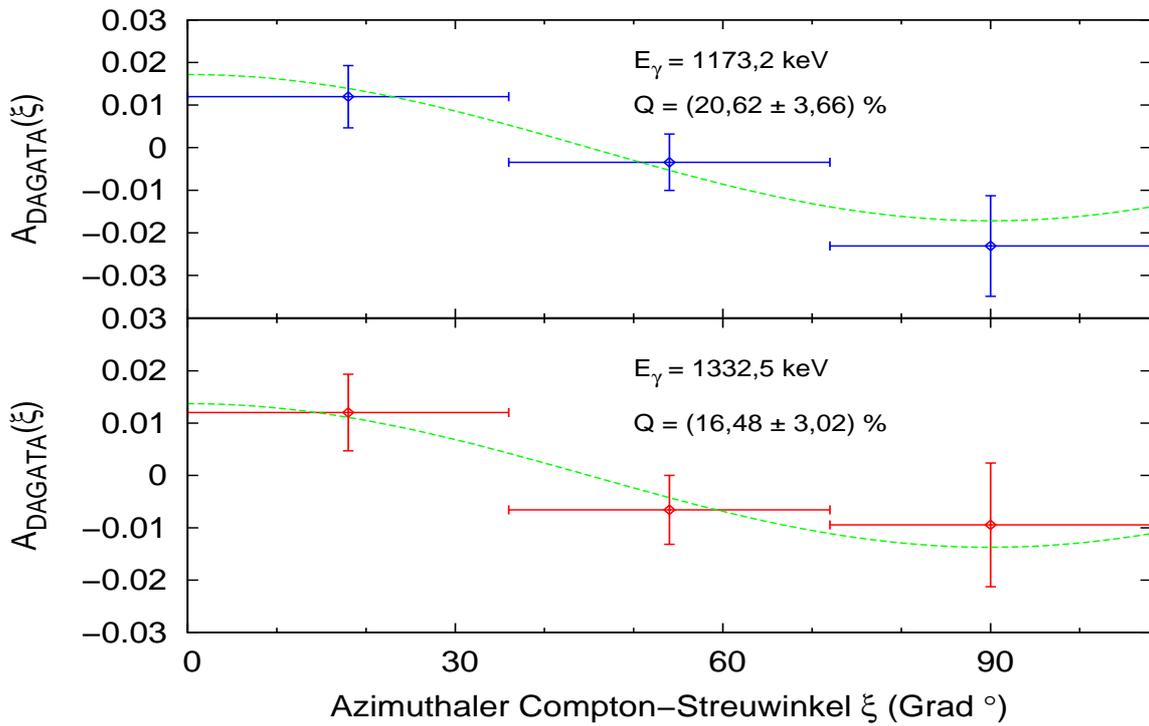


(a) In der (zufälligen) Koinzidenz mit dem externen Detektor 1

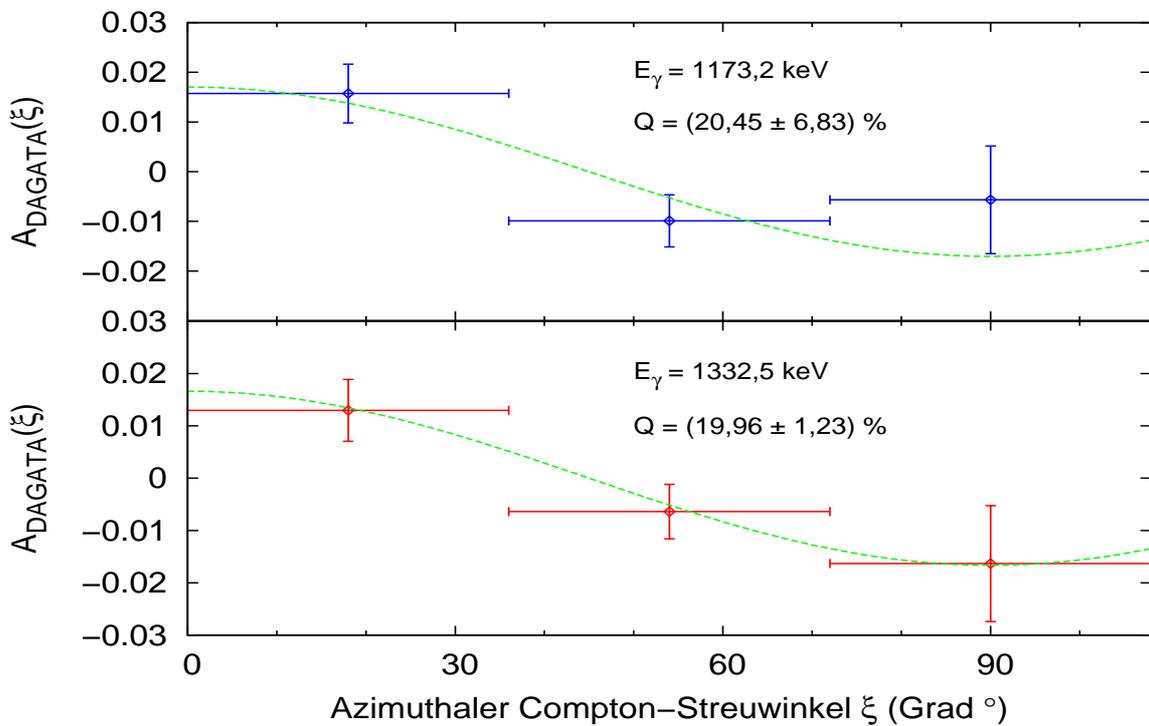


(b) In der (zufälligen) Koinzidenz mit dem externen Detektor 2

Abbildung 8.4.: Asymmetrie-Plot der unpolarisierten Ereignisse für $E_\gamma = 1173,2$ und $E_\gamma = 1332,5 \text{ keV}$ bezüglich der externen Detektoren 1 und 2.



(a) In der (echten) Koinzidenz mit dem externen Detektor 1



(b) In der (echten) Koinzidenz mit dem externen Detektor 2

Abbildung 8.5.: Asymmetrie-Plot der polarisierten Ereignisse für $E_\gamma = 1173,2$ und $E_\gamma = 1332,5$ keV bezüglich der externen Detektoren 1 und 2. Die zufälligen Ereignisse sind abgezogen.



9 Diskussion und Ausblick

9.1 Diskussion

Das DAGATA-Polarimeter stellt ein neuartiges Compton-Polarimeter dar, das eine kontinuierliche Messung des Compton-Streuwinkels ermöglicht. Durch Verwendung einer ^{60}Co -Quelle der Aktivität 680 Bq wurden die Polarisations sensitivitäten des DAGATA-Polarimeters für die Übergangsenergien aus der $4^+ - 2^+ - 0^+$ -Kaskade in ^{60}Ni im Rahmen eines Experiments kalibriert. Unter vorhanden Bedingungen, d.h. bei der angelegten Hochspannung von 2 kV und mit 34 funktionsfähigen Segmenten, wurden die Polarisations sensitivitäten des DAGATA-Polarimeters von $Q = 20,6(32)\%$ und $19,5(11)\%$ bei Photonenenergien 1173,2 und 1332,5 keV erzielt.

Die bestimmten Polarisations sensitivitäten aus den Simulationen betragen $Q = 28,0(11)\%$ und $22,9(6)\%$ für die gleichen Photonenenergien. Diese Werte sind höher als die theoretisch berechneten Werte von $Q = 23,1\%$ und $21,4\%$ mit den Integrationsgrenzen $\vartheta \in [15^\circ, 165^\circ]$, s. Gleichungen (8.3) und (8.4). Der Grund liegt daran, dass bei Berechnung der theoretischen Polarisations sensitivitäten die Flächen unter der Analysierstärke bestimmt werden. Bei der Integration über den Compton-Streuwinkel wird angenommen, dass alle Winkel gleichwahrscheinlich vorkommen. Diese Annahme ist unter der Verwendung der Look-Up-Tabellen und den eingeführten Integrationsgrenzen von 15° bis 165° nicht mehr gültig.

Die Compton-Streuwinkel um $\vartheta = 90^\circ$, die häufiger als die anderen Streuwinkel aus dem Intervall $[15^\circ, 165^\circ]$ vorkommen, erhöhen die Polarisations sensitivität. Diese Ereignisse sind in Abbildung 7.11 veranschaulicht. Obwohl die Vorwärts- und Rückwärtsstreuungen noch häufiger als Streuungen unter anderen Winkeln auftreten, werden sie in den Integrationsgrenzen nicht berücksichtigt. Durch eine Faltung zwischen der theoretischen Analysierstärke und den Look-Up-Tabellen werden die theoretischen Werte korrigiert. Damit lassen sich die Polarisations sensitivitäten von $28,82\%$ und $24,10\%$ bei den Photonenenergien von 1173,2 und 1332,5 keV berechnen.

Gleichungen (8.3) und (8.4) zeigen, dass die theoretisch berechnete Polarisations sensitivität bei der Photonenenergie 1173,2 keV mit einem Faktor von 1,08 größer als die Polarisations sensitivität bei der Photonenenergie 1332,5 keV ist. Mit der Faltung der theoretischen Analysierstärke mit den Look-Up-Tabellen erhöht sich dieser Faktor auf 1,20. Dieser Wert ist in Übereinstimmung mit dem experimentellen Ergebnis von

$$\frac{Q(1173 \text{ keV})}{Q(1332 \text{ keV})}\Big|_{\text{Experiment}} = \frac{(20,6 \pm 3,2)\%}{(19,5 \pm 1,1)\%} = 1,06(17)$$

und mit dem aus den Simulationen erhaltenen Faktor von

$$\frac{Q(1173 \text{ keV})}{Q(1332 \text{ keV})}\Big|_{\text{Simulation}} = \frac{(28,0 \pm 1,1)\%}{(22,9 \pm 0,6)\%} = 1,22(6)$$

Da hier kein PSA verwendet wurde, hängen die Messpunkte und die daraus resultierenden Fitfunktionen stark von den Look-Up-Tabellen ab. Sie sind aus den Simulationen zu entnehmen. Daher führen kleine Änderungen der Position des DAGATA-Polarimeters, der Quelle oder der Richtung der Detektoren zu unterschiedlichen Ergebnissen.

Um die aus der Spiegelladung hervorgerufenen Ereignisse abzuschneiden, wurde eine Schwelle von 30 keV für die Bestimmung der Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters verwendet, s. Abschnitt 7.3. Obwohl diese Schwelle die Ereignisse der Spiegelladung und des Rauschens eliminiert, führt dies zu einer irrtümlichen Wahl der drei- oder mehrfachen Streuungen als zwei-fache Wechselwirkungen, wenn die deponierten Energien in einem oder mehreren Segmenten unter dem Schwellenwert liegen. Dadurch verringert sich die Polarisations sensitivität Q gegenüber dem theoretischen Wert.

Im Vergleich zu vierfach segmentierten Compton-Polarimetern, die z.B. eine Polarisations sensitivität von $Q(1332 \text{ keV}) = 15,0\%$ in Referenz [Sch94] oder $Q(1332 \text{ keV}) = 12,1\%$ in Referenz [Hut02] besitzen, ist das DAGATA-Polarimeter mit einer Polarisations sensitivität von $Q(1332 \text{ keV}) = 19,5\%$ deutlich empfindlicher.

Die Figure-of-Merits des DAGATA-Polarimeters zeigen aber keine deutliche Erhöhung gegenüber der Figure-of-Merits der in den oben genannten Referenzen verwendeten vierfach segmentierten Polarimeter. Dies kann in zwei folgenden Punkten erklärt werden:

- Bei vierfach segmentierten Polarimetern beschränkt sich die Analyse nicht auf Ereignisse mit der Foldverteilung $FV=2$. Die Bedingung für die Zulassung von Photonen zur Analyse ist, dass zwei benachbarte Segmente in Koinzidenz zueinander ein Ereignis registrieren. Es kann sich dabei auch um Wechselwirkungen mit $FV=3, 4, 5$ usw. handeln. Damit erhöht sich die Koinzidenz-Effizienz auf Kosten der Polarisations sensitivität. Mithilfe eines Tracking-Codes, der auch Ereignisse mit $FV=3$ und 4 verwendet, kann die Koinzidenz-Effizienz des DAGATA-Polarimeters um ca. 30% verbessert werden, s. Abbildung 7.8 (b).
- Die entscheidende Ursache für die relativ niedrigen Figure-of-Merits des DAGATA-Polarimeters ist ihre absolute Photopeak-Effizienz. Aufgrund technischer Probleme wurde die Betriebsspannung des DAGATA-Polarimeters von 5 kV auf 2 kV reduziert. Somit verringert sich die absolute Photopeak-Effizienz des DAGATA-Polarimeters auf 0,037, welche einem 30%-en Detektor entspricht. Das technische Blatt stellt aber einen 82%-en Detektor dar. Um das DAGATA-Polarimeter mit den vierfach segmentierten Polarimetern vergleichen zu können, wird eine neue Größe eingeführt, die den Einfluss der absoluten Photopeak-Effizienz aufhebt. Die spezifische Figur-of-Merit fm wird als Verhältnis der Figure-of-Merit zur absoluten Photopeak-Effizienz bei einem Abstand von 25 cm definiert, d.h.

$$fm = \frac{FM}{\epsilon^{\text{abs}}} \quad (9.1)$$

In Tabelle 9.1 sind die spezifischen Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters und der vierfach segmentierten Polarimeter aus den oben genannten Referenzen für die Photonenenergie $E_\gamma = 1332,5$ keV zusammengefasst.

	Q (%)	ϵ_{coinc} (%)	$\epsilon^{\text{relativ}}$ (%)	$\epsilon^{\text{abs}} (\cdot 10^{-2})$	FM ($\cdot 10^{-6}$)	fm ($\cdot 10^{-3}$)
DAGATA (in dieser Arbeit)	19,5(11)	20,9(1)	30	0,037	2,9(3)	7,8(9)
Referenz [Sch94]	15,0	21	25	0,031	1,1	3,5
Referenz [Hut02]	12,1	31	100	0,122	8,0	6,6

Tabelle 9.1.: Spezifische Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters und der vierfach segmentierten Polarimeter in Referenzen [Sch94] und [Hut02]. Die absoluten Photopeak-Effizienzen sind für Abstand 25 cm gegeben. Die Polarisations sensitivitäten, die Koinzidenz-Effizienzen und die Figure-of-Merits in der genannten Referenzen für $E_\gamma = 1332,5$ keV wurden aus den entsprechenden Graphen extrapoliert.

Tabelle 9.1 zeigt, dass die spezifische Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters mit dem Faktor 2,2 bzw. 1,2 höher als die der vierfach segmentierten Polarimeter in Referenz [Sch94] bzw. [Hut02] ist.

Bei der Photonenenergie von $E_\gamma = 1332,5$ keV beträgt die spezifische Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters aus den Simulationen $fm = 1,3 \cdot 10^{-2}$.

Beim Anlegen der Betriebsspannung von 5 kV verbessert sich die absolute Photopeak-Effizienz des DAGATA-Polarimeters um einen Faktor von $\sim 2,5$. Ein Tracking-Code, der die Reihenfolge der Ereignisse richtig rekonstruiert, kann die Koinzidenz-Effizienz bis um einen Faktor 1,3 erhöhen. Somit kann sich die Figure-of-Merit des DAGATA-Polarimeters bei der in dieser Arbeit bestimmten Polarisations sensitivität bis zu 3,3-fach steigern. Daher sollen die präsentierten Ereignisse in der vorliegenden Arbeit als eine untere Grenze der möglichen Fähigkeit des DAGATA-Polarimeters betrachtet werden.

9.2 Ausblick

Die Messungen und die dazugehörigen Simulationen wurden mit einer Kapsel durchgeführt, da während des Kalibrierungsexperiments nur eine AGATA-Kapsel vorhanden war. Zur Zeit kann die Polarisations sensitivität des DAGATA-Polarimeters mit drei hochsegmentierten AGATA-Kristallen nur aus den Simulationen bestimmt werden. Die Ergebnisse der Polarisations sensitivitäten eines AGATA-Detektors mit drei Kapseln für verschiedene Photonenenergien werden in Abschnitt 9.2.1 zusammengefasst.

Die Pulsformanalyse zur Bestimmung der Wechselwirkungsorte von Photonen mit dem Detektormaterial ersetzt den Einsatz der Look-Up-Tabellen. Außerdem kann die Verwendung eines Tracking-Codes die richtigen Reihenfolgen von wechselwirkenden Photonen im Detektorvolumen rekonstruieren, d.h., die Ereignisse mit der Foldverteilung größer als 2 können zur Analyse beitragen. Diese werden in Abschnitt 9.2.2 erläutert.

Das DAGATA-Polarimeter soll am DHIPS-Messplatz [Son11] am S-DALINAC [Ric96, Moh99] zur Bestimmung der unbekanntenen Paritäten von angeregten Kernzuständen dienen. Mit einigen Änderungen am DHIPS-Messplatz ist es möglich, das DAGATA-Polarimeter am DHIPS zu platzieren. Ein Vorschlag zur Anpassung des Platzes wird in Abschnitt 9.2.3 diskutiert.

9.2.1 Polarisations sensitivität eines Tripel-AGATA-Detektors

In diesem Abschnitt werden nur die Ergebnisse aus den Simulationen für einen Tripel-AGATA-Detektor präsentiert. In Tabelle 9.2 und Abbildung 9.1 werden die Polarisations sensitivitäten des kompletten AGATA-Detektors mit drei Kapseln für verschiedene Photonenenergien gezeigt.

ELEKTRISCH		MAGNETISCH	
Energie (MeV)	$Q(E_\gamma)(\%)$	Energie (MeV)	$Q(E_\gamma)(\%)$
0,3	$57,1 \pm 4,2$	0,5	$56,1 \pm 4,7$
1,0	$35,4 \pm 2,7$	1,2	$33,2 \pm 2,8$
2,0	$20,5 \pm 1,6$	2,2	$19,7 \pm 1,8$
3,0	$14,3 \pm 1,1$	3,2	$15,4 \pm 1,5$
4,0	$11,1 \pm 1,0$	4,2	$11,0 \pm 1,0$
5,0	$9,6 \pm 0,9$	5,2	$8,4 \pm 0,6$
6,0	$7,1 \pm 0,6$	6,2	$7,4 \pm 1,1$
7,0	$6,5 \pm 1,5$	7,2	$5,8 \pm 1,0$
8,0	$5,3 \pm 1,0$	8,2	$5,3 \pm 1,2$
9,0	$4,2 \pm 1,0$	9,2	$3,6 \pm 0,3$
10,0	$4,1 \pm 0,7$	10,2	$3,0 \pm 1,4$

Tabelle 9.2.: Polarisations sensitivität Q des DAGATA-Polarimeters mit drei Kapseln aus den Simulationen.

Dabei werden Photonen mit unterschiedlichen Strahlungscharakteren simuliert. Die Polarisations sensitivität ist eine energieabhängige Größe und der Strahlungscharakter hat keinen Einfluss auf diesen Wert, s. auch Kapitel 4. Der Abfall der Werte von Q entspricht der Energieabhängigkeit der Polarisations sensitivität, die auf Gleichung (4.32) und Abbildung 4.3 hindeuten.

Zur Bestimmung der Sensitivitäten werden 10^8 auf Polarimeter eintreffende Photonen für jeden Energie wert simuliert. Der Abstand zwischen der Quelle und dem Polarimeter beträgt 25 cm, und die emittierten Photonen sind völlig polarisiert, d.h., der Polarisationsgrad der Photonen ist $P = 1$. Es wird auch eine Look-Up-Tabelle aus 108 (3×36) Segmenten erzeugt, in der auch die Streuungen zwischen den Segmenten in verschiedenen Kapseln berücksichtigt werden. Sie enthält

$$2 \cdot \binom{108}{2} = 11556$$

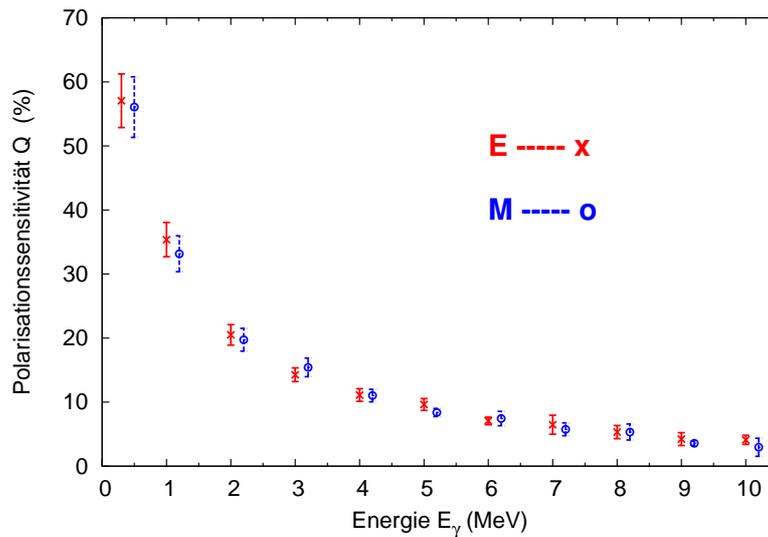


Abbildung 9.1.: Polarisationssensitivität Q des DAGATA-Polarimeters mit drei Kapseln.

Kombinationen. Die Berechnung der Asymmetrie $A_{\text{DAGATA}}(\xi)$ und der daraus folgenden Polarisationssensitivitäten Q geschieht genauso, wie die bereits in Abschnitt 7.3 beschrieben wurde.

9.2.2 Pulsformanalyse und Tracking

Um die Wechselwirkungsorte von Photonen innerhalb des Detektors zu bestimmen, wird die Pulsformanalyse durchgeführt. Obwohl in der vorliegenden Arbeit die Look-Up-Tabellen einen Pulsformanalyse-Code ersetzen, liefern sie keine genauere Information als die Segmentgrößen. Für eine präzisere Messung wird ein PSA-Code benötigt. Dazu müssen zuerst die Pulsformen, mit denen die in einem Experiment gemessenen Signale verglichen werden, aus dem Scannen des DAGATA-Detektors erhalten werden. Ein Tisch zum Scannen des Detektors ist in der GSI [gsi] vorhanden. Es ist geplant, dass der DAGATA-Detektor in der GSI gescannt wird, d.h., der Aufbau eines Scan-Tischs am IKP Darmstadt ist nicht mehr nötig.

Es wurde in Kapitel 7 erläutert, dass die Analyse des Experiments auf Ereignisse eingeschränkt war, die nur in zwei unterschiedlichen Segmenten ihre Gesamtenergie deponiert haben. Ein Tracking-Code, der die Reihenfolge der Wechselwirkungen im DAGATA-Volumen richtig rekonstruiert und Ereignisse mit $FV > 2$ akzeptiert, kann die Anzahl der verwendeten Ereignisse um ca. 31 % erhöhen, s. Abbildung 7.8 (b). Diese spiegelt sich direkt in der Koinzidenz-Effizienz wider.

9.2.3 DAGATA am DHIPS

Der DHIPS-Messplatz muss für die geplanten Experimente mit dem DAGATA-Polarimeter umgebaut werden, denn die bisher gelaufenen Experimente wurden mit Detektoren durchgeführt, deren Abmessungen kleiner als die des DAGATA-Polarimeters sind.

In Abbildung 9.2 ist eine Zeichnung des DHIPS-Messplatzes dargestellt. An den Plätzen ① und ④ wurden bisher Polarisationsmessungen mit vierfach segmentierten und Clover-Detektoren durchgeführt, z.B. [Son11] und [Bü08]. Wegen seiner Länge kann das DAGATA-Polarimeter nicht an den Platz ④ platziert werden.

Die Höhe des Messplatzes von 57 cm und seine innere Länge von 105 cm bieten die Möglichkeit an, das DAGATA-Polarimeter mit einer Länge von ca. 95 cm, mit dem Endkappe-Radius von 27 cm und Dewar-Radius von 25 cm in den Messplatz ①, in die Bleiburg, anzubringen, s. Abbildung 5.4.

Zur Befüllung des Detektors mit LN_2 wird ein Füllkopf mit einer Länge von ca. 15 cm an den Dewar angeschlossen, d.h., die gesamte Länge des Detektors mit dem Füllkopf übertrifft die innere Länge der Bleiburg. Aber mit Berücksichtigung der Tiefe des Blei-Kollimators am Platz ① von 20 cm kann immer noch das DAGATA-Polarimeter zum Einsatz am Platz ① gebracht werden.

Die Blei-Mauer, die sich auf der linken Seite des Kupfer-Kollimators befindet, wurde bisher zum Hineinbringen der Detektoren abgebaut. Wenn man aber die schwere Last des DAGATA-Polarimeters berücksichtigt, bietet sich eher eine andere Lösung an. Ein Vorschlag für die Verwendung des DAGATA-Polarimeters in der Bleiburg ist, dass die Mauer hinter dem Platz ① frei gemacht wird. So kann das DAGATA-Polarimeter in die Bleiburg hineingeschoben werden. Die vordere Seite der Bleiburg neben dem Kupfer-Kollimator kann permanent zugemauert werden.

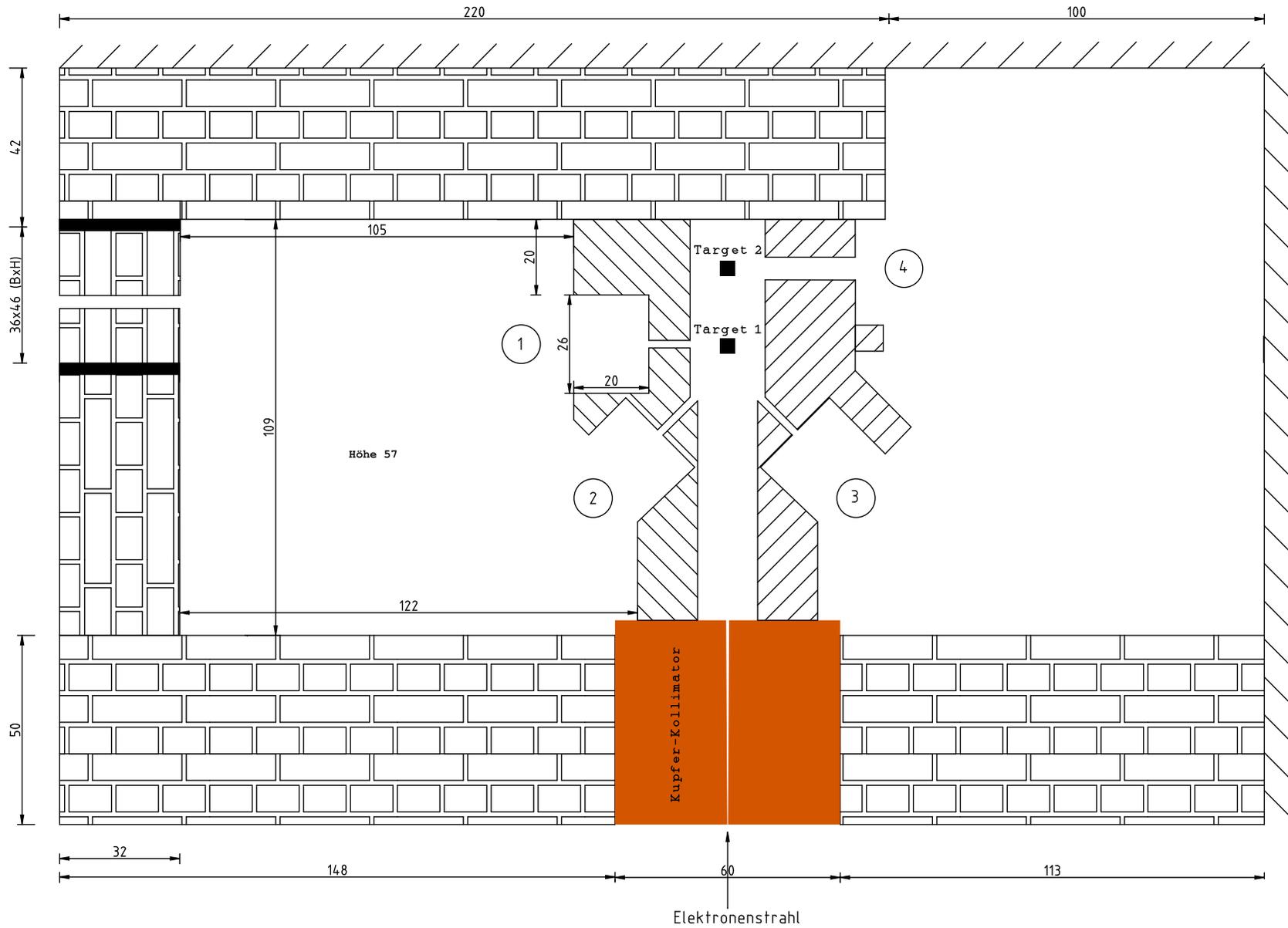


Abbildung 9.2.: DHIPS. Die Abmessungen sind in cm angegeben.



A Polarisationsgrad der von einer ^{60}Co -Quelle emittierten Photonen

Der 4_1^+ -Zustand von ^{60}Ni wird zu 99,88 % durch β^- -Zerfall von ^{60}Co bevölkert. Die anschließenden $4_1^+ - 2_1^+ - 0_1^+$ Übergänge, s. Abbildung A.1, sind reine elektrische Quadrupolübergänge (E2), d.h. $\delta_k = 0$, $L_{1/2} = 2$.

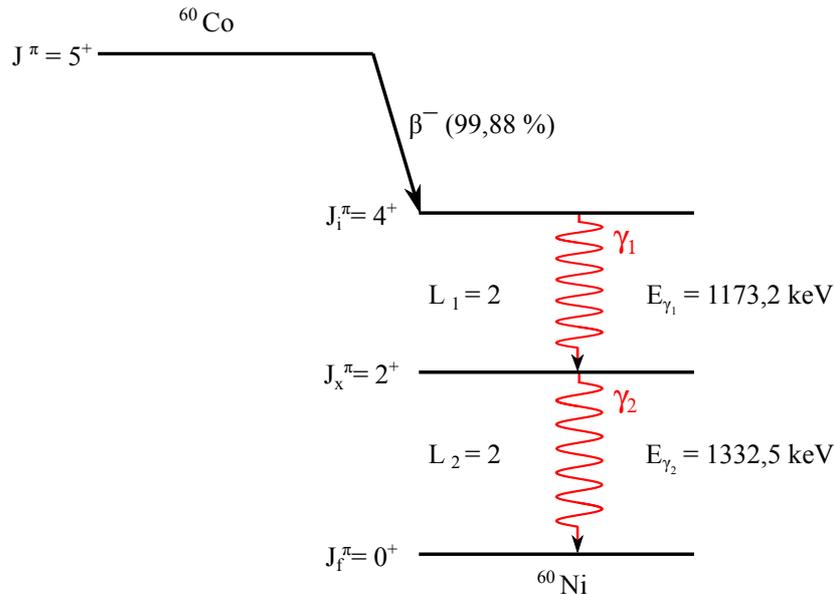


Abbildung A.1.: Zerfallsschema von ^{60}Co [Tul03].

	$(LL' j_1 j_2) \rightarrow$	(2242)	(2202)
$\mu = 2$		$-\frac{1}{7} \sqrt{\frac{10}{7}}$	$-\sqrt{\frac{5}{14}}$
$\mu = 4$		$-\frac{1}{63} \sqrt{\frac{2}{7}}$	$-\sqrt{\frac{8}{7}}$

Tabelle A.1.: F-Koeffizienten für eine (4 - 2 - 0)-Kaskade [Hag68].

Die Koeffizienten $A_\mu(\gamma_1)$, $B_\mu(\vec{\gamma}_2)$, $A'_\mu(\vec{\gamma}_2)$ in Gleichungen (3.6), (3.7) und (3.13) können für reine Übergänge ($\delta = 0$) durch

$$\begin{aligned}
 A_\mu(\gamma_1) &= F_\mu(L_1 L_1 J_i J_x), \\
 B_\mu(\vec{\gamma}_2) &= F_\mu(L_2 L_2 J_f J_x), \\
 A'_\mu(\vec{\gamma}_2) &= \kappa_\mu(L_2 L_2) F_\mu(L_2 L_2 J_f J_x)
 \end{aligned}$$

geschrieben werden.

Für den linearen Polarisationsgrad der reinen E2-Übergänge in ^{60}Ni ergibt sich

$$\begin{aligned}
 P(\Theta) &= (\pm)_{L_{1/2}} \frac{\sum_{\mu=0}^4 a'_\mu \mathcal{P}_\mu^{(2)}(\cos \Theta)}{\sum_{\mu=0}^4 a_\mu \mathcal{P}_\mu(\cos \Theta)}, \quad \mu = 2q, q \in \mathcal{N}_0 \\
 &= + \frac{A_2(\gamma_1)A'_2(\vec{\gamma}_2)\mathcal{P}_2^{(2)}(\cos \Theta) + A_4(\gamma_1)A'_4(\vec{\gamma}_2)\mathcal{P}_4^{(2)}(\cos \Theta)}{1 + A_2(\gamma_1)B_2(\vec{\gamma}_2)\mathcal{P}_2(\cos \Theta) + A_4(\gamma_1)B_4(\vec{\gamma}_2)\mathcal{P}_4(\cos \Theta)}, \quad (\text{A.1})
 \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned}
 A_2(\gamma_1)A'_2(\vec{\gamma}_2) &= F_2(2242)\kappa_2(22)F_2(2202), \\
 A_2(\gamma_1)B_2(\vec{\gamma}_2) &= F_2(2242)F_2(2202), \\
 A_4(\gamma_1)A'_4(\vec{\gamma}_2) &= F_4(2242)\kappa_4(22)F_4(2202), \\
 A_4(\gamma_1)B_4(\vec{\gamma}_2) &= F_4(2242)F_4(2202).
 \end{aligned}$$

Das +-Zeichnen in Gleichung (A.1) deuten darauf hin, dass es sich hier um elektrische Übergänge handelt (E2) und somit gilt

$$(\pm)_{L_{1/2}} = +. \quad (\text{A.2})$$

Die F -Koeffizienten sind in Tabelle A.1 gegeben und die κ -Koeffizienten können von Tabelle 3.1 entnommen werden. So erhält man für den linearen Polarisationsgrad $P(\Theta)$

$$P(\Theta) = \frac{4 - 5 \cos^2 \Theta + \cos^4 \Theta}{24 + 3 \cos^2 \Theta + \cos^4 \Theta}. \quad (\text{A.3})$$

Unter dem Winkel $\Theta = 90^\circ$ besitzt der lineare Polarisationsgrad sein Maximum, s. Abbildung 3.3, d.h.

$$P(90^\circ) \equiv P_\gamma = \frac{1}{6} \approx 16.67\%. \quad (\text{A.4})$$

B Abnahmetest der DAGATA-Kapsel am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln

Im Dezember 2008 wurde die DAGATA-Kapsel von der Firma *CANBERRA* auf ihre Spezifikationen am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln geprüft.

Um die Kapsel in einen Testkryostaten einzubauen, musste man zuerst die elektrischen Durchführungen auf der Kapsel installieren. Dazu wurde zuerst eine Platine zur Weiterleitung der Segmentsignale auf der Kapsel angebracht, s. Abbildung B.1.

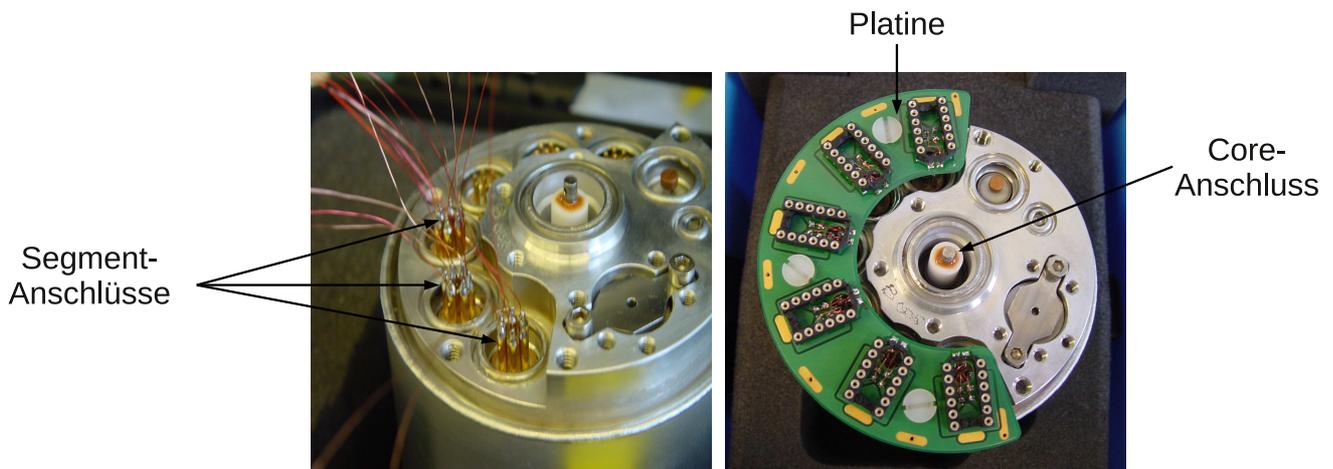


Abbildung B.1.: Platine auf der Kapsel.

Nachdem man die notwendige Elektronik auf der Platine angeschlossen hatte, wurde die Kapsel in einen Kryostaten eingebaut, der von der Universität Liverpool ausgeliehen wurde. Dieser Kryostat hatte im unteren Bereich, sogenannte Endkappe, die Form eines Zylinders und wurde speziell für eine AGATA-Kapsel konstruiert, s. Abbildung B.2.

Die Endkappe mit der eingebauten Kapsel wurde abgepumpt, bis der Druck den Bereich von 10^{-6} mbar erreichte. Nachdem sich der Druck stabilisiert hatte, konnte der Einkühlvorgang begonnen werden, während das System noch an der Vakuumpumpe angeschlossen war. Das Einkühlen mit dem flüssigen Stickstoff LN_2 muss langsam geschehen, da das System unter Raumtemperatur steht und bei Einfüllen des Dewars mit LN_2 das N_2 -Gas mit flüssigem Stickstoff ausspritzt.

Indem man den Kryostaten einkühlte, fing der Getter an, die Reste in der Endkappe zu saugen. Deshalb sank der Druck weiter und erreichte den Bereich von 10^{-7} mbar. In diesem Moment konnte die Vakuumschleuse zugemacht werden und die Vakuumpumpe vom Detektor abgetrennt werden. Der Detektor muss zweimal am Tag mit LN_2 gefüllt werden.

Die Temperaturen vom Kryostaten und der Kapsel konnten über verschiedene PT100-Elemente ausgelesen werden. Das im Kryostaten implementierte PT100-Element fiel schneller als das PT100-Element, das auf der Kapsel angebracht war. Die Temperatur-Abläufe sind in Abbildung B.3 dargestellt.

Der Grund war, dass das PT100-Element im Kryostaten im direkten Kontakt mit LN_2 stand und die Kapsel über einen Kupfer-Kühlfinger eingekühlt wurde, s. Abbildung B.4.

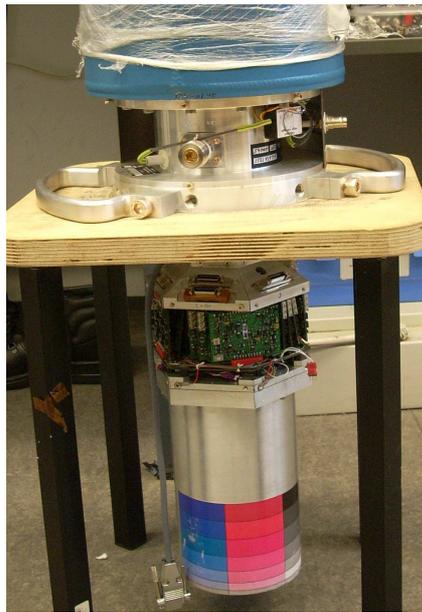


Abbildung B.2.: Der verwendete Liverpool-Kryostat zum Abnahmetest am IKP Köln.

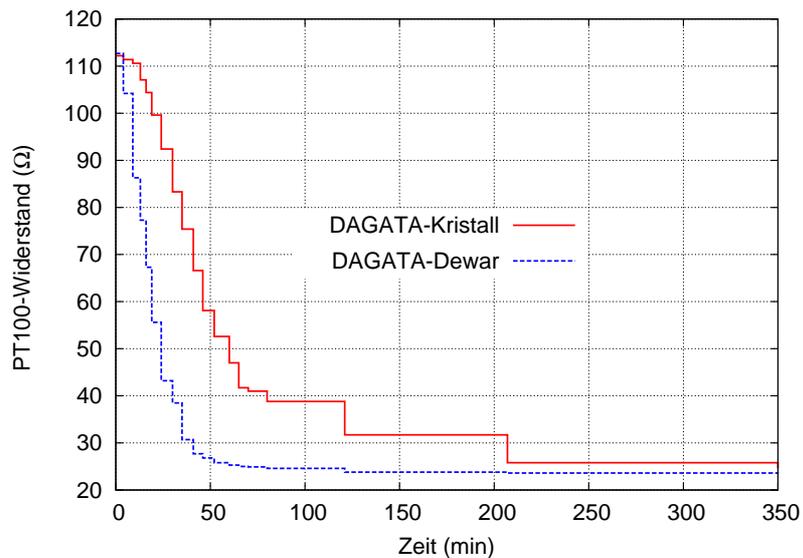


Abbildung B.3.: PT100-Verlauf der DAGATA-Kapsel und des Kryostaten.

Nach einer langen Wartezeit von ca. 5 Stunden herrschte ein Temperatur-Gleichgewicht zwischen dem Kryostaten und der Kapsel. Die Temperatur in diesem Zustand betrug ca. -190°C , welche einem Widerstand von $23\text{-}24\ \Omega$ entspricht.

Um die Hochspannung am Detektor anzulegen, musste sich das System mindestens ein Tag im stabilen Zustand befinden. Die Hochspannung wurde schrittweise auf die Betriebsspannung von $5\ \text{kV}$ hochgefahren und ab $2\ \text{kV}$ wurde die Energieauflösung der Kapsel mithilfe einer ^{60}Co -Quelle gemessen. Ab-

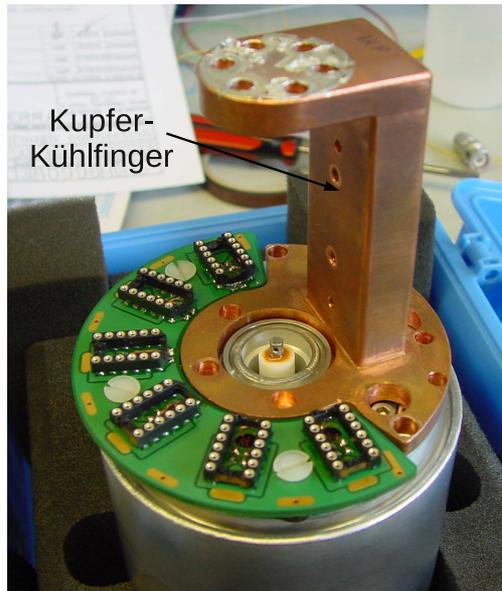


Abbildung B.4.: Kupferkühlfinger.

Abbildung B.5 zeigt die Energieauflösung des Detektors für zwei verschiedene Photonenenergien aus der ^{60}Co -Quelle. Mit erhöhter Betriebsspannung verbesserte sich die Auflösung des Detektors. Dies liegt daran, dass mit steigender Spannung das elektrische Feld im Detektor besser die erzeugten Elektron-Loch-Paare trennen kann.

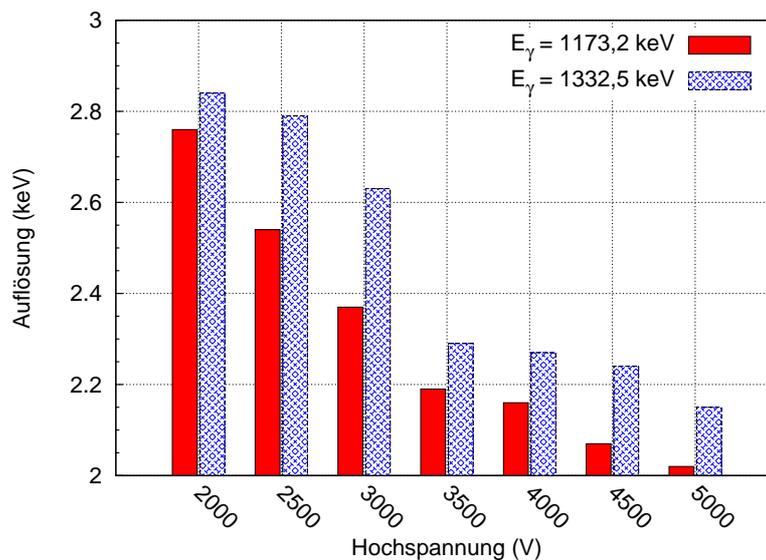


Abbildung B.5.: Abhängigkeit der Energieauflösung des Cores von angelegter Hochspannung an die DAGATA-Kapsel für zwei verschiedene Energien $E_\gamma = 1173,2$ und $1332,5 \text{ keV}$.

Bei angelegter Hochspannung ist ausreichend, wenn man den Detektor wie ohne Hochspannung zweimal täglich mit LN₂ füllt.

Es muss noch berücksichtigt werden, dass die Stecker der Spannungsversorgung für DAGATA-Vorverstärker nicht den üblichen Steckern entsprechen, welche z.B. die ORTEC-Module benutzen. Abbildung B.6) zeigt die richtige Belegung der Steckerpins. Die falschen Spannungen können zum Ausfall der Vorverstärker führen. Daher wird empfohlen, bevor die Hochspannung angelegt wird, die Spannungsversorgung der Vorverstärker durchzumessen.

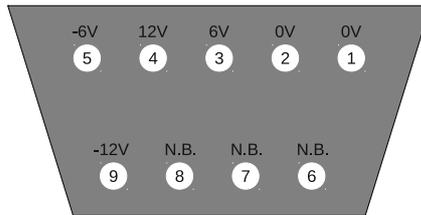
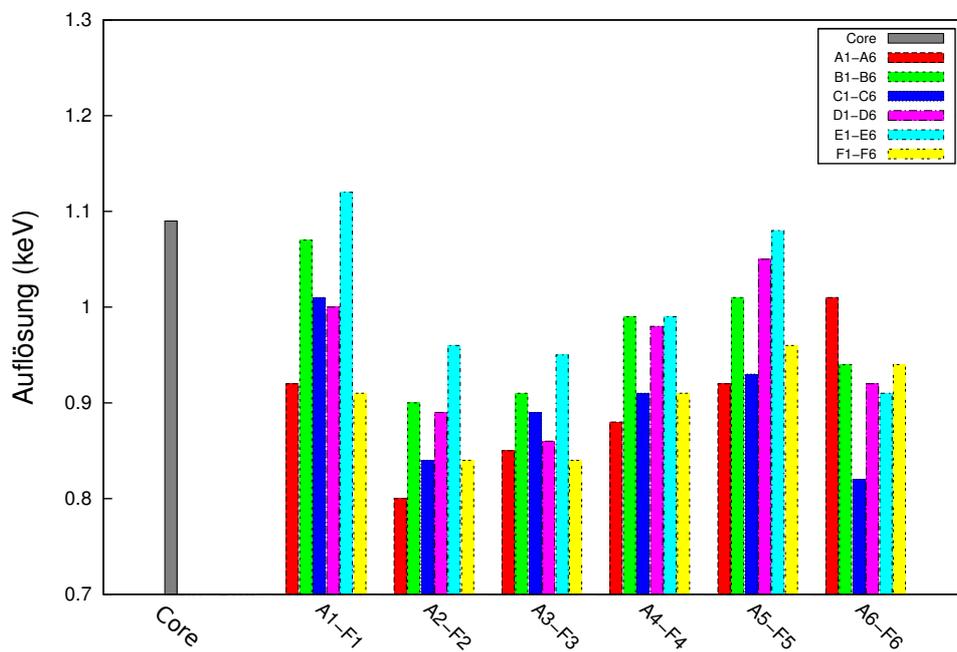


Abbildung B.6.: Spannungsbelegung von Buchse der DAGATA-Vorverstärker; N.B.: Nicht Belegt.

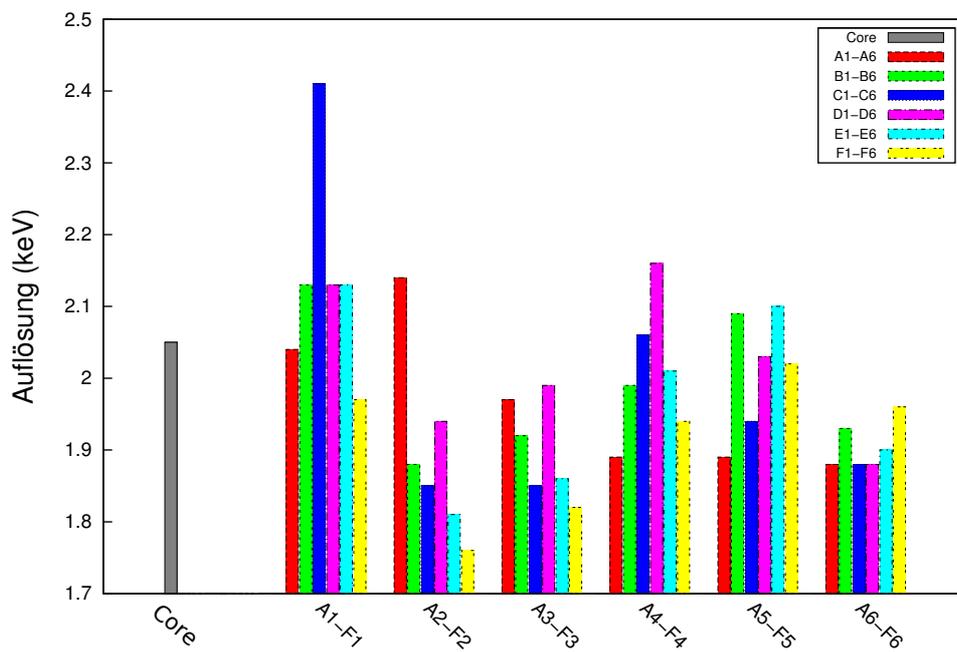
Nachdem die Betriebsspannung von 5 kV angelegt wurde, konnte der Auflösungstest der Kapsel durchgeführt werden. Um die richtigen Werte zu erhalten, musste der Detektor für einige Stunde unter der Hochspannung von 5 kV liegen, bevor die Energieauflösungen gemessen wurden. Die Messungen wurden mit zwei unterschiedlichen Quellen, d.h. ²⁴¹Am- bzw. ⁶⁰Co-Quelle, die niederenergetische bzw. hochenergetische Photonen aussenden, durchgeführt. Die erreichten Auflösungen für das Core und die Segmente sind in Abbildung B.7 zu erhalten. Alle Auflösungswerte lagen im erwarteten Spezifikationsbereich [Sim08]. Nur die Energieauflösung des Segments C1 mit der ⁶⁰Co-Quelle lag über dem gewünschten Wert.

Nachdem der Abnahmetest erfolgreich durchgeführt wurde, musste die DAGATA-Kapsel vom ausgeliehenen Kryostaten abgebaut werden. Es darf i.A. die Kapsel nicht abgebaut werden, wenn ihre Temperatur nicht den Wert von ca. $T \approx 10^\circ\text{C}$ erreicht hat. Dazu muss die Hochspannung langsam heruntergefahren werden, bevor der LN₂-Rest aus dem Dewar mithilfe eines Kunststoffrohrs ausgegossen wird. Die Kapseltemperatur muss vor dem Öffnen der Endkappe kontrolliert werden. Das geschieht durch Beobachtung, ob der Widerstand des PT100-Elements dem obigen Wert entspricht.

Das gleiche Verfahren wird durchgeführt, um die DAGATA-Kapsel in den vorgesehenen Tripel-Kryostaten einzubauen. Der Unterschied liegt an der Anzahl der Einkühlzyklen. Das DAGATA-Polarimeter mit Tripel-Kryostaten muss zweimal am Tag mit LN₂ gefüllt werden, wenn er nicht unter Hochspannung liegt. Im Falle der angelegten Hochspannung muss der Detektor jede acht Stunden gefüllt werden. Wenn die Hochspannung angelegt ist, beginnen die elektronischen Bauteile, vor allem die Feldeffekttransistoren (FETs), die auf der Kapsel vorhanden sind, zu arbeiten. Dabei verbraucht das System mehr flüssigen Stickstoff und es muss öfter gefüllt werden.



(a) ^{241}Am , $E_\gamma = 59,9 \text{ keV}$



(b) ^{60}Co , $E_\gamma = 1332,5 \text{ keV}$

Abbildung B.7.: Die erzielte Energieauflösung aller Segmente und des Cores mit zwei verschiedenen Quellen.



C Zeitdifferenzspektren zwischen dem DAGATA-Core und den Segmenten

In Abbildung C.1 sind die Zeitdifferenzspektren zwischen den Core- und den Segment-Ereignissen des DAGATA-Polarimeters aufgetragen.

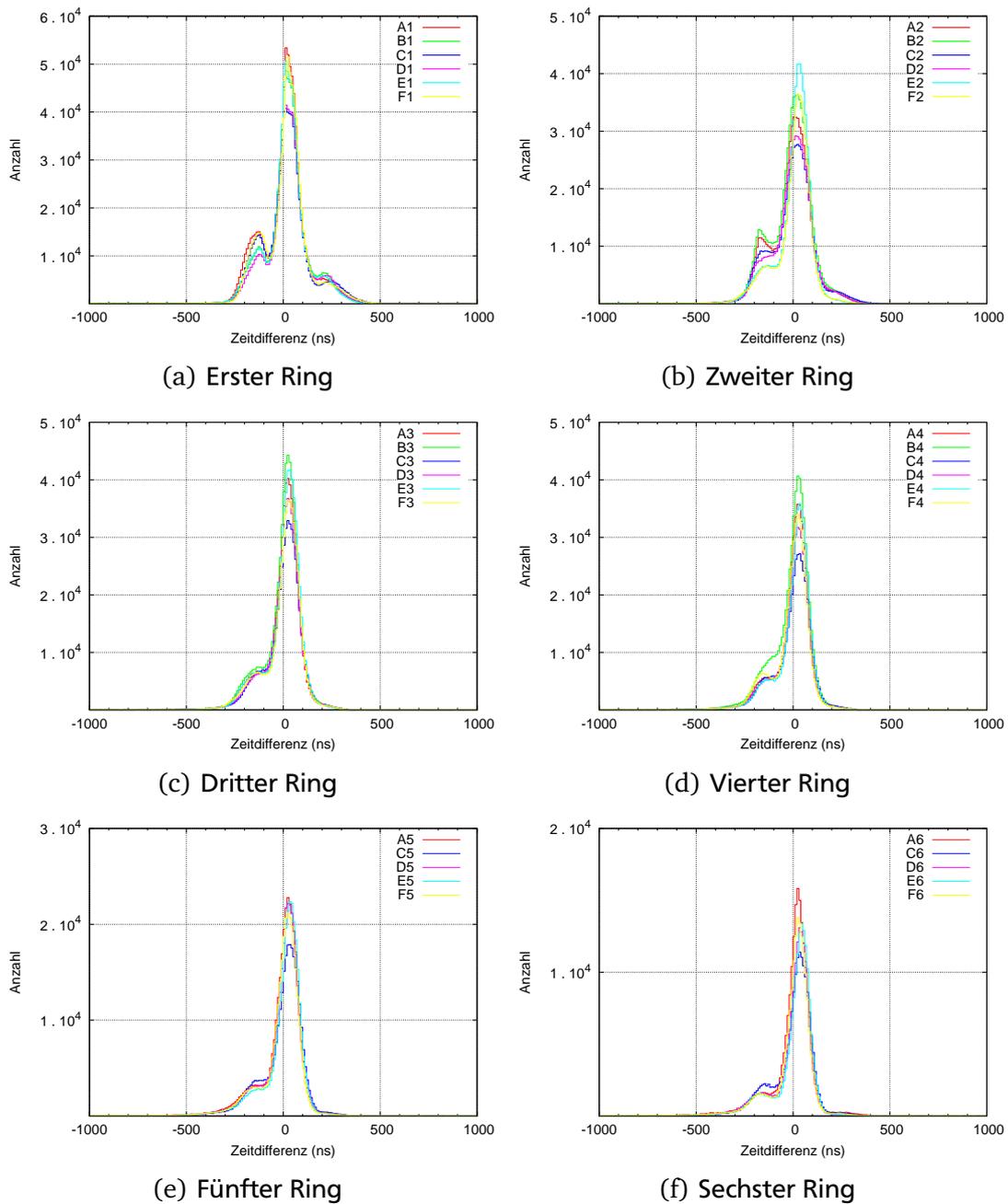


Abbildung C.1.: Zeitdifferenzspektrum zwischen dem DAGATA-Core und den DAGATA-Segmenten.

Zum Erstellen dieser Diagramme wird nur die Bedingung verwendet, dass die Zeitdifferenz der Ereignisse kleiner als $1 \mu\text{s}$ beträgt, ($\Delta t = t_{\text{Core}} - t_{\text{Segment}} < 1 \mu\text{s}$). Die kleinen Peaks, die links vom Hauptpeak in jedem Diagramm vorhanden sind, werden durch die Spiegelladungen hervorgerufen, die in den Energiespektren der Segmente im niederenergetischen Bereich liegen, s. Abbildung 5.11.

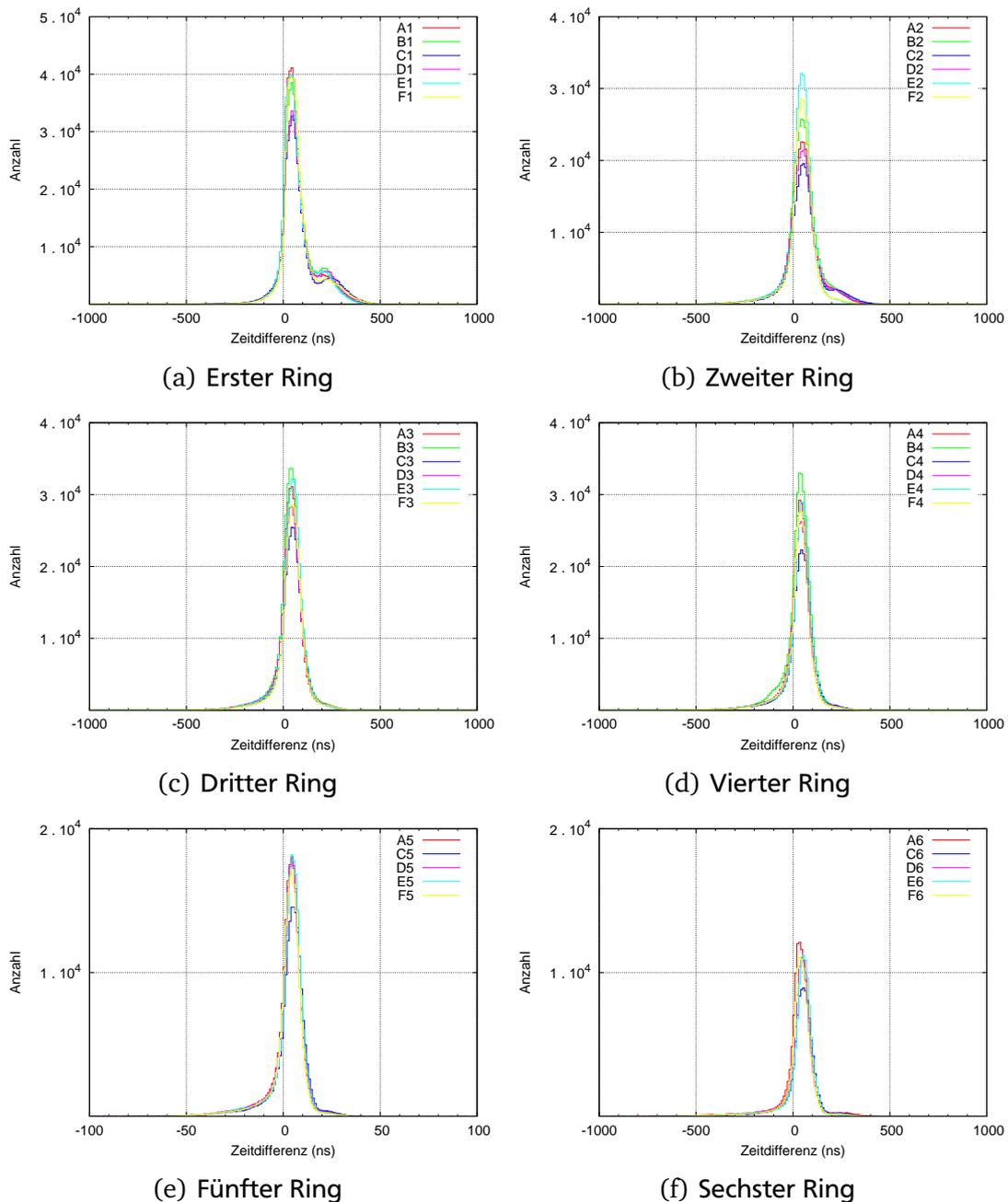


Abbildung C.2.: Zeitdifferenzspektrum zwischen dem DAGATA-Core und den DAGATA-Segmenten ohne Spiegelladungen.

Nach dem Unterdrücken der Spiegelladungen wird das Zeitdifferenzspektrum zwischen dem Core und den Segmenten des DAGATA-Polarimeters erstellt, s. Abbildung C.2.

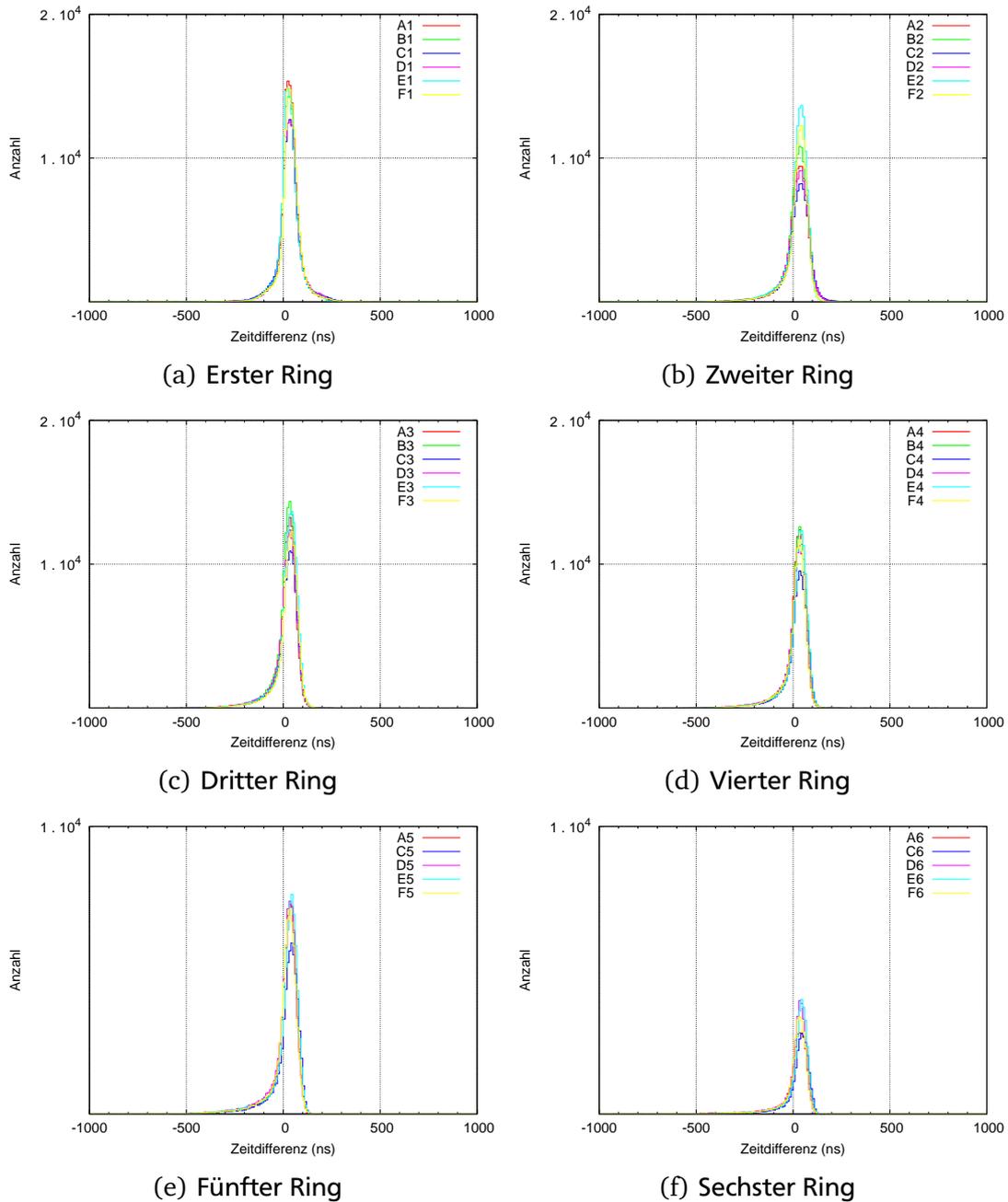


Abbildung C.3.: Zeitdifferenzspektrum zwischen dem DAGATA-Core und den DAGATA-Segmenten ohne Spiegelladungen. Zusätzlich werden nur Photonen, die ihre Gesamtenergie von 1173,2 und 1332,5 keV im DAGATA-Polarimeter deponieren, berücksichtigt.

Hier werden die Ereignisse gestrichen, deren Energien kleiner als 30 keV sind. Die Zeitbedingung ist wie vorher. Es fallen noch rechts vom Hauptpeak, besonders im ersten Ring, kleine Häufungen auf, die nicht mit Spiegelladungen erklärt werden können. Diese Intensitäten kommen dadurch zustande, dass nicht die volle Photonenenergie in der DAGATA-Kapsel absorbiert wird und die Photonen den Detektor verlassen. Da der Trigger des Flash-ADC auf die Anstiegsflanke (*leading edge trigger*) des Signals reagiert, speichert er für niederenergetische Photonen schnellere Zeiten. Daher beobachtet man die kleinen Intensitäten in Zeitdifferenzspektren. Diese Behauptung kann verifiziert werden, wenn man eine Schranke um die Photonenenergien von 1173,2 bzw. 1332,5 keV setzt.

Die Zeitdifferenzen in Abbildung C.3 entstehen dadurch, dass nur die aus der Quelle emittierten Photonen mit den Energien von 1173,2 bzw. 1332,5 keV berücksichtigt werden. Die Zeitbedingung ist wie vorher $\Delta t < 1 \mu s$.

D Kanal- und Segmentnummerierung

D.1 Kanalbesetzung

Core → 3000

A1 → 3001	B1 → 3007	C1 → 4003	D1 → 5001	E1 → 5007	F1 → 6005
A2 → 3002	B2 → 4000	C2 → 4004	D2 → 5002	E2 → 6000	F2 → 6006
A3 → 3003	B3 → 4001	C3 → 4005	D3 → 5003	E3 → 6001	F3 → 6007
A4 → 3004	B4 → 4002	C4 → 4006	D4 → 5004	E4 → 6002	F4 → 7000
A5 → 3005	B5 → –	C5 → 4007	D5 → 5005	E5 → 6003	F5 → 7001
A6 → 3006	B6 → –	C6 → 5000	D6 → 5006	E6 → 6004	F6 → 7002

Det. 1 → 7003

Det. 2 → 7004

Tabelle D.1.: Kanalbesetzungen der Flash-ADC-Module.

D.2 Nummerierung in dem Experiment und der Simulation

Ein Unterschied zwischen den Simulationen und den Daten, die vom DAGATA-Polarimeter erhalten wurden, ist die Nummerierung der Segmente. In den Simulationen stellen die Segmente A_i die inneren Segmente dar, wo sich die drei Kapseln im Kryostaten treffen. Hingegen werden im Experiment die Segmente F_i in dieser Position angeschlossen und ausgelesen. Dieser Unterschied ist in Abbildung D.1 verdeutlicht.

Aus diesem Unterschied folgt, dass die Segmentnummerierungen in den Simulationen und im Experiment nicht übereinstimmen. Um die Look-Up-Tabelle zu erzeugen, muss die Reihenfolge der Segmente in den beiden Fällen genau identifiziert werden. In Tabelle D.2 sind die Segmentnummerierung der Simulationen und des Experiments eingetragen.

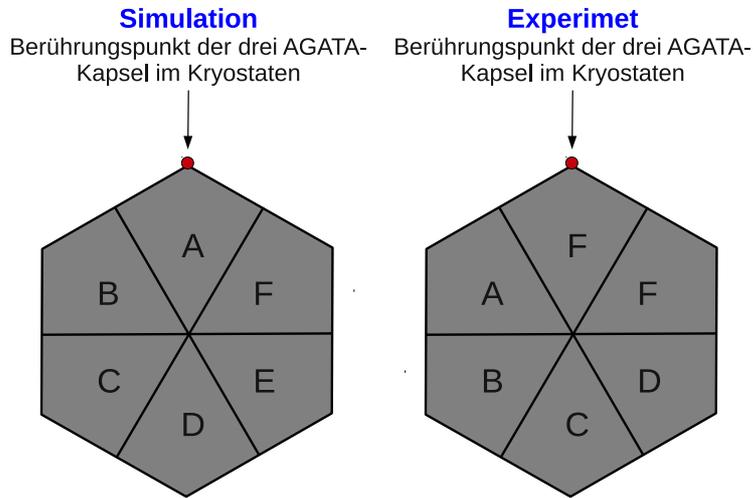


Abbildung D.1.: Segmentbenennung in der Simulation und im Experiment.

(a) Simulation							(b) Experiment						
	A	B	C	D	E	F		A	B	C	D	E	F
Ring 1	00	01	02	03	04	05	Ring 1	1	7	11	17	23	29
Ring 2	10	11	12	13	14	15	Ring 2	2	8	12	18	24	30
Ring 3	20	21	22	23	24	25	Ring 3	3	9	13	19	25	31
Ring 4	30	31	32	33	34	35	Ring 4	4	10	14	20	26	32
Ring 5	40	41	42	43	44	45	Ring 5	5	-	15	21	27	33
Ring 6	50	51	52	53	54	55	Ring 6	6	-	16	22	28	34

Tabelle D.2.: Nummerierung der Segmente im Experiment und in den Simulationen.

Literaturverzeichnis

- [Ago03] AGOSTINELLI, S. ; ALLISON, J. ; AMAKO, K. ; APOSTOLAKIS, J. ; ARAUJO, H. ; *et al.*: **G4—a simulation toolkit**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 506 (2003), Nr. 3, S. 250–303
- [Akk12] AKKOYUN, S. ; ALGORA, A. ; ALIKHANI, B. ; AMEIL, F. ; ANGELIS, G. de ; ARNOLD, L. ; ASTIER, A. ; ATAÇ, A. ; *et al.*: **AGATA—Advanced Gamma Tracking Array**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 668 (2012), S. 26–58
- [Ali12] ALIKHANI, B. ; GIVECHEV, A. ; HEINZ, A. ; JOHN, PR. ; LESKE, J. ; LETTMANN, M. ; MÖLLER, O. ; PIETRALLA, N. ; RÖDER, C.: **Compton polarimetry with a 36-fold segmented HPGe-detector of the AGATA-type**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 675 (2012), S. 144–154
- [All06] ALLISON, J. ; AMAKO, K. ; APOSTOLAKIS, J. ; ARAUJO, H. ; H. ; DUBOIS, P. A. ; *et al.*: **Geant4 developments and applications**. In: Nuclear Science and IEEE Transactions on 53 (2006), Nr. 1, S. 270–278
- [Alv04] ALVAREZ, C. R.: **The Advanced Gamma Ray Tracking Array AGATA**. In: Brazilian Journal of Physic 34 (2004), Nr. 3A, S. 995–998
- [Aru63] ARUTYUNIAN, ER. ; TUMANYAN, V.A.: **The Compton effect on relativistic electrons and the possibility of obtaining high energy beams**. In: Physics Letters 4 (1963), Nr. 3, S. 176–178
- [Bas79] BASS, R. ; IDZKO, J. ; PELZ, H. ; STELZER, K. ; WEBER, Th. ; WENIGER, R.: **Symmetrical four-crystal Compton polarimeter for gamma rays: Design and application**. In: Nuclear Instruments and Methods 163 (1979), Nr. 2-3, S. 377–387
- [Baz] BAZZACCO, D.: **mgt code developed within the TMR program Gamma-ray tracking detectors**.
- [Bec07] BECK, Torsten: Entwicklung einer schnellen Pulsformanalyse für asymmetrische AGATA-Germanium-Detektoren. Institut für Kernphysik, Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt am Main, Dissertation, 2007
- [Ber87] BERG, U.E.P ; KNEISSEL, U.: **Recent Progress on Nuclear Magnetic Dipole Excitations**. In: Annual Review of Nuclear and Particle Science 37 (1987), S. 33–69
- [Bet01] BETHGE, Klaus ; WALTER, Gertrud ; WIEDEMANN, Bernhard: **Kernphysik: Eine Einführung**. Springer-Verlag GmbH and 2. Auflage, 2001
- [Bor59] BORN, Max ; WOLF, Emil: **Principles of Optics**. Pergamon Press, 1959

-
- [Bos09] BOSTON, A. J. ; DIMMOCK, M. R. ; UNSWORTH, C. ; BOSTON, H. C. ; COOPER, R. J. ; GRINT, A. N. ; HARKNESS, L. J. ; *et al.*: **Performance of an AGATA asymmetric detector**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 604 (2009), Nr. 1-2, S. 48–52
- [Bü08] BÜSSING, M. A. ; ELVERS, M. ; ENDRES, J. ; HASPER, J. ; ZILGES, A. ; FRITZSCHE, M. ; LINDENBERG, K. ; MÜLLER, S. ; SAVRAN, D. ; SONNABEND, K.: **Parity assignments in ^{140}Ce up to 7 MeV using Compton polarimetry**. In: Physical Review C 78 (2008), Nr. 4, S. 044309
- [Cre07] CRESPI, F. C. L. ; CAMERA, F. ; WIELAND, O. ; BENZONI, G. ; BRAMBILLA, S. ; MILLION, B. ; MONTANARI, D.: **A pulse shape analysis algorithm for HPGe detectors**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 570 (2007), Nr. 3, S. 459–466
- [Cre08] CRESPI, F. C. L. ; CAMERA, F. ; MILLION, B. ; SASSI, M. ; WIELAND, O. ; BRACCO, A.: **A novel technique for the characterization of a HPGe detector response based on pulse shape comparison**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 593 (2008), Nr. 3, S. 440–447
- [ctt] <http://www.ctthomas.de>
- [Del99] DELEPLANQUE, M. A. ; LEE, I. Y. ; VETTER, K. ; SCHMID, G. J. ; STEPHENS, F. S. ; CLARK, R. M. ; DIAMOND, R. M. ; FALLON, P. ; MACCHIAVELLI, A. O.: **GRETA: utilizing new concepts in γ -ray detection**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 430 (1999), Nr. 2-3, S. 292–310
- [Dem02] DEMTRÖDER, Wolfgang: **Experimentalphysik 2: Elektrizität und Optik**. 2. Auflage. Springer-Verlag GmbH, 2002
- [Des05] DESCOVICH, M. ; LEE, I. Y. ; FALLON, P. ; CROMAZ, M. ; *et al.*: **In-beam measurement of the position resolution of a highly segmented coaxial germanium detector**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 553 (2005), Nr. 3, S. 535–542
- [duk] <http://www.fel.duke.edu/>
- [Ebe01] EBERTH, J. ; PASCOVICI, G. ; THOMAS, H. G. ; WARR, N. ; WEISSHAAR, D. ; HABS, D. ; *et al.*: **MINIBALL A Ge detector array for radioactive ion beam facilities**. In: Progress in Particle and Nuclear Physics 46 (2001), Nr. 1, S. 389–398
- [End03] ENDERS, J. ; BRENTANO, P. VON ; EBERTH, J. ; FITZLER, A. ; FRANSEN, C. ; HERZBERG, R. D. ; KAISER, H. ; KÄUBLER, L. ; NEUMANN-COSEL, P. VON ; PIETRALLA, N. ; *et al.*: **Nuclear resonance fluorescence experiments on $^{204,206,207,208}\text{Pb}$ up to 6.75 MeV**. In: Nuclear Physics A 724 (2003), Nr. 3-4, S. 243–273
- [End09] ENDRES, J. ; SAVRAN, D. ; BERG, A. M. d. ; DENDOOVEN, P. ; *et al.*: **Splitting of the pygmy dipole resonance in ^{138}Ba and ^{140}Ce observed in the $(\alpha, \alpha', \gamma)$ reaction**. In: Physical Review C 80 (2009), Nr. 3, S. 034302

-
- [Fag59] FAGG, L. W. ; HANNA, S. S.: **Polarization measurements in nuclear γ rays.** In: Reviews of Modern Physics 22 (1959), Nr. 31, S. 711–758
- [Fan49] FANO, U.: **Remarks on the classical and quantum-mechanical treatment of partial polarization.** In: Journal of the optical society of America 39 (1949), Nr. 10, S. 859–863
- [Far04] FARNEA, E. ; BAZZACCO, D.: **Simulation Code AGATA.** In: LNL Annual Report-INFN 202 (2004), S. 158
- [Far10] FARNEA, E. ; RECCHIA, F. ; BAZZACCO, D. ; KRÖLL, Th. ; PODOLYÁK, Zs. ; QUINTANA, B. ; GADEA, A. ; COLLABORATION, The A.: **Conceptual design and Monte Carlo simulations of the AGATA array.** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 621 (2010), Nr. 1-3, S. 331–343
- [Fer79] FERGUSON, A. J.: **Polarization sensitive detectors.** In: Nuclear Instruments and Methods 162 (1979), Nr. 1-3, S. 565–586
- [Fri11] FRITZSCHE, Matthias: Untersuchung der Pygmy Dipol Resonanz in ^{60}Ni . Technische Universität Darmstadt and Institut für Kernphysik and S2|14 and Schlossgartenstraße 9 and 64289 Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Dissertation, 2011. – <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/27955>
- [Gar95] GARCIA-RAFFI, L.M. ; TAIN, J.L. ; BEA, J. ; GADEA, A. ; PALAFOX, L. ; RICO, J. ; RUBIO, B.: . In: Non-orthogonal gamma-ray compton polarimeters 359 (1995), Nr. 3, S. 628–631
- [Goe11] GOEL, N. ; DOMINGO-PARDO, C. ; ENGERT, T. ; GERL, J. ; KOJOUHAROV, I. ; SCHAFFNER, H.: **Spatial calibration via imaging techniques of a novel scanning system for the pulse shape characterisation of position sensitive HPGe detectors .** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 652 (2011), Nr. 1, S. 591–594
- [Gov94] GOVAERT, K. ; MONDELAERS, W. ; JACOBS, E. ; FRENNE, D. D. ; PERSYN, K. ; POMMÉ, S. ; YONEAMA, M.-L. ; LINDENSTRUTH, S. ; *et al.*: **Polarised bremsstrahlung nuclear resonance fluorescence set-up at the 15 MeV linac in Gent.** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 337 (1994), Nr. 2-3, S. 265–273
- [gsi] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH, <http://www.gsi.de>
- [Hag68] HAGER, R. S. ; SELTZER, E. C.: **Internal conversion tables part II: Directional and polarization on particle parameters for $Z = 30$ to $Z = 103$.** In: Nuclear Data Sheets. Section A 4 (1968), Nr. 5-6, S. 397–411
- [Har04] HARTMANN, T. ; BABILON, M. ; KAMERDZHIEV, S. ; LITVINOVA, E. ; SAVRAN, D. ; VOLZ, S. ; ZILGES, A.: **Microscopic Nature of the Pygmy Dipole Resonance: The Stable Ca Isotopes.** In: Physical Review Letters 93 (2004), Nr. 19, S. 192501
- [Hec09] HECHT, Eugene: Optik. 5. Auflage. Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2009

-
- [Hei90] HEIL, R. D. ; KASTEN, B. ; SCHARFE, W. ; BUTLER, P. A. ; FRIEDRICHS, H. ; HOBLIT, S. D. ; KNEISSL, U. ; *et al.*: **Parity assignments in nuclear resonance fluorescence experiments using Compton polarimeters** . In: Nuclear Physics A 506 (1990), Nr. 2, S. 223–244
- [Hen04] HENNING, Walter F.: **The future GSI facility**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B 214 (2004), S. 211–215
- [Her97] HERZBERG, R.-D. ; BRENTANO, P. von ; EBERTH, J. ; ENDERS, J. ; FISCHER, R. ; HUXEL, N. ; KLEMME, T. ; NEUMANN-COSEL, P. von ; NICOLAY, N. ; PIETRALLA, N. ; PONOMAREV, V.Yu. ; REIF, J. ; *et al.*: **Fine structure of the E1 response in ^{140}Ce below the particle threshold** . In: Physics Letters B 390 (1997), Nr. 1-4, S. 49–54
- [Her99] HERZBERG, R.-D. ; FRANSEN, C. ; BRENTANO, P. von ; EBERTH, J. ; ENDERS, J. ; FITZLER, A. ; KÄUBLER, L. ; KAISER, H. ; NEUMANN-COSEL, P. von ; PIETRALLA, N. ; PONOMAREV, V. Y. ; PRADE, H. ; *et al.*: **Resolved dipole strength below the E1 giant resonance in ^{138}Ba** . In: Physical Review C 60 (1999), S. 051307
- [Hut01] HUTTER, Carsten: Entwicklung einer Listmode-Datenaufnahme und erster Einsatz am Beispiel einer Polarimeter-Eichung bis 10 MeV. Technische Universität Darmstadt and Institut für Kernphysik and S2|14 and Schlossgartenstraße 9 and 64289 Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Diplomarbeit, 2001
- [Hut02] HUTTER, C. ; BABILON, M. ; BAYER, W. ; GALAVIZ, D. ; OTHERS, T. H.: **Polarization sensitivity of a segmented HPGe detector up to 10 MeV**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 489 (2002), Nr. 1-3, S. 247–256
- [Joh08] JOHN, Philipp R.: Monte-Carlo-Simulation für das DAGATA-Polarimeter. Institut für Kernphysik and S2|14 and Schlossgartenstraße 9 and 64289 Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Thesis (BSc), 2008
- [Jon95] JONES, P. M. ; WEI, L. ; BECK, F. A. ; BUTLER, P. A. ; BYRSKI, T. ; *et al.*: **Calibration of the new composite "clover" detector as a Compton polarimeter for the EUROGAM array**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 362 (1995), Nr. 2-3, S. 556–560
- [Jon02] JONES, G. D.: **Calibration of Compton polarimeters**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 491 (2002), Nr. 3, S. 452–459
- [Kha08] KHAPLANOV, A. ; TASHENOV, S. ; CEDERWALL, B. ; JAWORSKI, G.: **A γ -ray polarimeter based on a single segmented planar HPGe detector**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 593 (2008), Nr. 3, S. 459–465
- [Kle29] KLEIN, O. ; NISHINA, T.: **Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantendynamik von Dirac**. In: Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei 52 (1929), Nr. 11-12, S. 853–868

-
- [Kli07] KLIMKIEWICZ, A. ; PAAR, N. ; ADRICH, P. ; FALLOT, M. ; BORETZKY, K. ; *et al.*: **Nuclear symmetry energy and neutron skins derived from pygmy dipole resonances.** In: Physical Review C 76 (2007), Nr. 5, S. 051603
- [Kne96] KNEISSL, U. ; PITZ, H.H. ; ZILGES, A.: **Investigation of Nuclear Structure by Resonance Fluorescence Scattering.** In: Progress in Particle and Nuclear Physics 37 (1996), S. 349–433
- [Kne06] KNEISSL, U. ; PIETRALLA, N. ; ZILGES, A.: **Low-lying dipole modes in vibrational nuclei studied by photon scattering .** In: Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 32 (2006), Nr. 8, S. R217
- [Kra73] KRANE, K. S. ; STEFFEN, R. M. ; WHEELER, R. M.: **Directional correlations of gamma radiations emitted from nuclear states oriented by nuclear reactions or cryogenic methods.** In: Atomic Data and Nuclear Data Tables 11 (1973), Nr. 5, S. 351–406
- [Kre75] KREISCHE, W.: **Ein Comptonpolarimeter zur Messung der Linearpolarisation der γ -Strahlung nach Kernreaktionen.** In: Nuclear Instruments and Methods 128 (1975), Nr. 2, S. 261–265
- [Kro99] KROEGER, R. A. ; JOHNSON, W. N. ; KURFESS, J. D. ; PHILIPS, B. F.: **Gamma ray polarimetry using a position sensitive germanium detector.** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 436 (1999), Nr. 1-2, S. 165–169
- [Lai90] LAI, Shan-Tao ; CHIU, Ying-Nan: **Exact computation of the $3 - j$ and $6 - j$ symbols.** In: Computer Physics Communications 61 (1990), Nr. 3, S. 350–360
- [Lee99] LEE, I. Y.: **Gamma-ray tracking detectors.** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 422 (1999), Nr. 1-3, S. 195–200
- [Lit98] LITVINENKO, V.N. ; BURNHAM, B. ; PARK, S.H. ; WU, Y. ; CATALDO, R. ; EMAMIAN, M. ; *et al.*: **First UV/visible lasing with the OK-4/Duke storage ring FEL.** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 407 (1998), Nr. 1-3, S. 8–15
- [Log73] LOGAN, B. A. ; JONES, R. T. ; LJUBIČIĆ, A.: **A figure of merit for gamma-ray polarimeters.** In: Nuclear Instruments and Methods 108 (1973), Nr. 3, S. 603–604
- [McM54] McMASTER, W. H.: **Polarization and the Stokes parameters.** In: American Journal of Physics 22 (1954), Nr. 6, S. 351–362
- [McM61] McMASTER, W. H.: **Matrix representation of polarization.** In: Reviews of Modern Physics 33 (1961), Nr. 1, S. 8–28
- [Met59] METZGER, F.R.: **Resonance Fluorescence in Nuclei.** In: Progress in Nuclear Physics 7 (1959), S. 54–88
- [mgs] MGS software- Patrice Medina, Cayetano Santos, Camille Parisel,
<http://mgs2005.in2p3.fr/Mgs.php>
-

-
- [Mil07] MILLER, D. ; CHESTER, A. ; MOELLER, V. ; STAROSTA, K. ; VAMAN, C. ; WEISSHAAR, D.: **Linear polarization sensitivity of SeGA detectors.** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 581 (2007), Nr. 3, S. 713–718
- [MK02] MAYER-KUCKUK, Theo: **Kernphysik.** B. G. Teubner GmbH and Stuttgart / Leipzig / Wiesbaden and 7. Auflage, 2002
- [Moh99] MOHR, P. ; ENDERS, J. ; HARTMANN, T. ; KAISER, H. ; SCHIESSER, D. ; SCHMITT, S. ; VOLZ, S. ; WISSEL, F. ; ZILGES, A.: **Real photon scattering up to 10 MeV: the improved facility at the Darmstadt electron accelerator S-DALINAC.** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 423 (1999), Nr. 2-3, S. 480–488
- [Mö58] MÖSSBAUER, Rudolf L.: **Kernresonanzfluoreszenz von Gammastrahlung in ^{191}Ir .** In: Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei 151 (1958), Nr. 2, S. 124–143
- [Nol02] NOLTING, Wolfgang: **Grundkurs Theoretische Physik 3: Elektrodynamik.** 6. Auflage. Springer-Verlag GmbH, 2002
- [Oez07] OEZEL, B. ; ENDERS, J. ; NEUMANN-COSEL, P. VON ; POLTORATSKA, I. ; RICHTER, A. ; SAVRAN, D. ; VOLZ, S. ; ZILGES, A.: **Systematics of the pygmy dipole resonance in stable tin isotopes from resonant photon scattering.** In: Nuclear Physics A 788 (2007), Nr. 1-4, S. 385–388
- [Par98] PARK, S.H. ; LITVINENKO, V.N. ; BURNHAM, B. ; WU, Y. ; MADEY, J.M.J. ; CANON, R.S. ; *et al.*: **OK-4/Duke monochromatic γ -ray source: performance and prediction.** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 407 (1998), Nr. 1-3, S. 224–228
- [Pie02a] PIETRALLA, N. ; BERANT, Z. ; LITVINENKO, V. N. ; HARTMAN, S. ; MIKHAILOV, F. F. ; PINAYEV, I. V. ; SWIFT, G. ; AHMED, M. W. ; *et al.*: **Parity measurements of nuclear levels using a free-electron-laser generated γ -ray beam.** In: Physical Review Letters 88 (2002), Nr. 1, S. 012502
- [Pie02b] PIETRALLA, N. ; WELLER, H. R. ; LITVINENKO, V. N. ; AHMED, M. W. ; TONCHEV, A. P.: **Parity measurements of nuclear dipole excitations using FEL-generated γ -rays at HI γ S.** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 483 (2002), Nr. 1-2, S. 556–559
- [Pie03] PIETRALLA, N. ; AHMED, M. W. ; FRANSEN, C. ; LITVINENKO, V. N. ; TONCHEV, A. P. ; WELLER, H. R.: **Nuclear structure physics with a free electron laser.** In: Frontiers of Nuclear Structure. AIP Conference Proceedings 656 (2003), Nr. 1, S. 365–372
- [Ran69] RANK, D.: **Lineare Polarisation der Bremsstrahlung von 2 MeV-Elektronen .** In: Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei 233 (1969), Nr. 3, S. 233–230
- [Rec09] RECCHIA, F. ; BAZZACCO, D. ; FARNEA, E. ; VENTURELLI, R. ; AYDIN, S. ; SULIMAN, G. ; UR, C. A. ; AGATA COLLABORATION, For the: **Performance of an AGATA prototype detector estimated by Compton-imaging techniques.** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 604 (2009), Nr. 1-2, S. 60–63

-
- [Ric96] RICHTER, A.: **Operational experience at the S-DALINAC**. In: (Ed.) and Proc. 5th European Particle Accelerator Conf. Barcelona and Spain and 1996 and IOP Publishing and Bristol 1 (1996), S. 110–114
- [roo] ROOT | A Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch/drupal>
- [Rö10] RÖDER, Christian: Charakterisierung eines segmentierten HPGe-Detektors mit Pulse Shape Comparison-Methoden. Institut für Kernphysik and S2|14 and Schlossgartenstraße 9 and 64289 Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Thesis (MSc), 2010
- [Sav05] SAVRAN, D. ; MÜLLER, S. ; ZILGES, A. ; BABILON, M. ; AHMED, M. W. ; *et al.*: **Parity assignments in $^{172,174}\text{Yb}$ using polarized photons and the K quantum number in rare earth nuclei**. In: Physical Review C 71 (2005), Nr. 2005, S. 034304
- [Sav08] SAVRAN, D. ; FRITZSCHE, M. ; HASPER, J. ; LINDENBERG, K. ; *et al.*: **Fine Structure of the Pygmy Dipole Resonance in ^{136}Xe** . In: Physical Review Letters 100 (2008), Nr. 23, S. 232501
- [Sch92] SCHATZ, Günter ; WEIDINGER, Alois: Nukleare Festkörperphysik. B. G. Teubner Stuttgart and 2. Auflage, 1992
- [Sch94] SCHLITT, B. ; MAIER, U. ; FRIEDRICH, H. ; ALBER, S. ; BAUSK, I. ; BRENTANO, P. von ; HEIL, R. D. ; *et al.*: **A sectored Ge-Compton polarimeter for parity assignments in photon scattering experiments**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 337 (1994), Nr. 2-3, S. 416–426
- [Sie66] SIEGBAHN, K.: α - and β - and γ -Spectroscopy. North-Holland Publishing Company and Amsterdam, 1966
- [Sim83] SIMPSON, J. ; BUTLER, P. A. ; EKSTRÖM, L. P.: **Application of a sectored Ge(Li) detector as a Compton polarimeter**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics 204 (1983), Nr. 2-3, S. 463–469
- [Sim05] SIMPSON, J.: **The AGATA Project**. In: Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics 31 (2005), Nr. 10, S. S1801–S1806
- [Sim08] SIMPSON, J. ; NYBERG, J. ; KORTEN, W.: AGATA Technical Design Report, Internal Report. (2008). <http://www.win.gsi.de/agata/publications.htm>
- [SISa] <http://www.struck.de>
- [SISb] SIS3302,14xx Firmware-Gamma and User Manual, <http://www.struck.de>
- [Son11] SONNABEND, K. ; SAVRAN, D. ; BELLER, J. ; BÜSSING, M. A. ; CONSTANTINESCU, A. ; ELVERS, M. ; ENDRES, J. ; FRITZSCHE, M. ; GLORIUS, J. ; HASPER, J. ; ISAAK, J. ; LÖHER, B. ; MÜLLER, S. ; PIETRALLA, N. ; *et al.*: **The Darmstadt High-Intensity Photon Setup (DHIPS) at the S-DALINAC**. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 640 (2011), Nr. 1, S. 6–12

-
- [Sö11] SÖDERSTRÖM, P.A. ; RECCHIA, F. ; NYBERG, J. ; AL-ADILI, A. ; ATAÇ, A. ; AYDIN, S. ; BAZZACCO, D. ; BEDNARCZYK, P. ; *et al.*: **Interaction position resolution simulations and in-beam measurements of the AGATA HPGe detectors.** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 638 (2011), Nr. 1, S. 96–109
- [Tas11] TASHENOV, S. ; BÄCK, T. ; BARDAY, R. ; CEDERWALL, B. ; ENDERS, J. ; *et al.*: **Measurement of the Correlation between Electron Spin and Photon Linear Polarization in Atomic-Field Bremsstrahlung.** In: Physical Review Letters 107 (2011), Nr. 17, S. 173201
- [Thu10] THUERAUF, Micheal: Bestimmung der Wechselwirkungspunkte von Photonen in einem AGATA-Detektor mittels Waveletanalyse. Institut für Kernphysik and S2|14 and Schlossgartenstraße 9 and 64289 Darmstadt, Technische Universität Darmstadt, Thesis (BSc), 2010
- [Tul03] TULL, J. K.: **Nuclear Data Sheets for A = 60.** In: Nuclear Data Sheets 100 (2003), Nr. 3, S. 347–481
- [Vol06a] VOLZ, S. ; TSONEVA, N. ; BABILON, M. ; ELVERS, M. ; *et al.*: **The photoresponse of stable N=82 nuclei below 10 MeV.** In: Nuclear Physics A 779 (2006), S. 1–20
- [Vol06b] VOLZ, S. ; TSONEVA, N. ; BABILON, M. ; ELVERS, M. ; *et al.*: **The photoresponse of stable N=82 nuclei below 10 MeV.** In: Nuclear Physics A 779 (2006), S. 1–20
- [Wei96] WEISSHAAR, Dirk W.: Die Polarisationsempfindlichkeit des EUROBALL-CLUSTER-Detektors. Institut für Kernphysik and Zülpicher Straße 77 and 50937 Köln, Universität zu Köln, Diplomarbeit, 1996
- [Wei02] WEISSHAAR, Dirk W.: MINIBALL Ein neuartiges Gamma-Spektrometer mit ortsauflösenden Germaniumdetektoren. Institut für Kernphysik and Zülpicher Straße 77 and 50937 Köln, Universität zu Köln, Dissertation, 2002
- [Wer95] WERTH, A. von d. ; BECKER, F. ; EBERTH, J. ; FREUND, S. ; HERMKENS, U. ; MYLAEUS, T. ; SKODA, S. ; THOMAS, H. G. ; TEICHERT, W.: **Two Compton polarimeter constructions for modern standard γ -spectroscopy.** In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A 357 (1995), Nr. 2-3, S. 458–466
- [Wie09] WIELAND, O. ; BRACCO, A. ; CAMERA, F. ; BENZONI, G. ; BLASI, N. ; *et al.*: **Search for the Pygmy Dipole Resonance in ^{68}Ni at 600 MeV/nucleon.** In: Physical Review Letters 102 (2009), Nr. 9, S. 092502
- [Zil02] ZILGES, A. ; VOLZ, S. ; BABILON, M. ; HARTMANN, T. ; MOHR, P. ; VOGT, K.: **Concentration of electric dipole strength below the neutron separation energy in N= 82 nuclei.** In: Physics Letters B 542 (2002), Nr. 1-2, S. 43–48

Danksagung

Ich möchte mich bei den Leuten und Organisationen, die mir zum Gelingen dieser Arbeit geholfen haben, herzlich bedanken.

An erster Stelle danke ich meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Norbert Pietralla, der diese Dissertation ermöglicht hat. Seine hervorragende fachliche Betreuung, die zum Verständnis vieler physikalischen Probleme beitrug, aber auch die guten Arbeitsbedingungen haben die Anfertigung dieser Arbeit ermöglicht. Ein besonderes Wort des Dankes möchte ich an die Herren Dr. Oliver Möller und Dr. Jörg Leske richten. Aufgrund der wertvollen Diskussionen und der wissenschaftlichen Zusammenarbeit war ich in der Lage, die Auswertungen dieser Arbeit und den Aufbau des Polarimeters durchzuführen. Außerdem möchte ich mich beim Herrn Dr. Oliver Möller für das Korrekturlesen des größten Teils meiner Arbeit herzlich bedanken.

Prof. Dr. Andreas Heinz hat mich während seines Aufenthalts im Institut für Kernphysik viel in der physikalischen Denkweise geholfen und ich möchte mich herzlich bei ihm bedanken.

Ebenso danke ich Herrn Dipl. Phys. Jonny Birkhan für das Korrekturlesen, wie auch Herrn B. Sc. Marc Lettmann und Herrn M. Sc. Christopher Walz für die sprachliche Korrektur eines Teils meiner Arbeit.

Bedanken möchte ich mich auch bei Herrn M. Sc. Angel Givechev, der das Datenaufnahmesystem für das Kalibrierungsexperiment ins Laufen gebracht hatte, ohne das eine Messung unvorstellbar gewesen wäre. Des Weiteren möchte ich mich bei Dipl. Ing. Salmane M. Hammoumi, M. Sc. Philipp John, M. Sc. Christian Röder, M. Sc. Mirco von Schmid, B. Sc. Marc Lettmann und B. Sc. Michael Thürauf für die gute Arbeitsatmosphäre herzlich bedanken.

Der Abnahmetest der DAGATA-Kapsel wurde mithilfe der Mitarbeiter des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln durchgeführt. Dabei gilt mein besonderer Dank an Prof. Dr. Peter Reiter, Dr. Jürgen Eberth, Dipl. Phys. Herbert Hess, Dr. Andreas Wiens, Dipl. Phys. Benedikt Birkenbach und Dipl. Phys. Daniel Lersch.

Herrn Dr. Heinz George Thomas von der Firma „ctt“ danke ich ganz herzlich für den Aufbau des DAGATA-Kryostaten und für die daraus resultierenden Diskussionen, die zur Bereicherung meines Wissens im Bereich der Detektoren und der dazugehörigen Elektronik geführt haben.

Ohne die finanzielle Unterstützung der „Deutsche Forschungsgemeinschaft DFG“ wäre die Anschaffung der DAGATA-Kapsel und aller benötigten Bestandteile des Experiments nicht realisierbar und somit diese Arbeit ebenfalls undenkbar gewesen.

Herrn Dr. Enrico Farnea möchte ich für die persönliche Betreuung beim Start des Simulationscodes bedanken.

Während meines Aufenthalts in Darmstadt habe ich viele Leute außerhalb des Physik-Milieus kennengelernt. Einer dieser besonderen Menschen ist Herr Dipl. Ing. Fazel Gheybi. Er ist für mich nicht nur ein Freund, sondern auch ein Lehrer, da ich dank ihm meinen Horizont auch in anderen Disziplinen erweitern konnte.

Meiner Familie, besonders meinen Eltern, danke ich herzlich für ihre Unterstützung und ihr Interesse an meiner Arbeit. Dieser Dank gilt ebenfalls der Familie Borbath.

Meine Freundin Imola war immer für mich da und hat mich während dieser Zeit, in der einige Hürden zu überwinden waren, liebevoll unterstützt. Damit möchte ich mich bei ihr von „der tiefsten Stelle meines Herzens“ bedanken.

Lebenslauf

Angabe zur Person

Name	Babak Alikhani
Adresse	Am Gonsenheimer Spieß 3 55122 Mainz
Geburtsdatum/-ort	21.09.1980/ Ray (Iran)
Staatsangehörigkeit	deutsch-iranisch
Familienstand	ledig

Hochschulstudium und Schulbildung

März 2007	Diplom im Fach „Theoretische Physik“ an der Westfälischen Wilhelm Universität Münster
WS2001/2002 – WS2006/2007	Physik-Studium an der Westfälischen Wilhelm Universität Münster
WS 2000/2001-SS2001	Studienkolleg für ausländische Studierende an der Westfälischen Wilhelm Universität Münster
1999-2000	2 Semester Physik-Studium an der Sharif University of Technology / Teheran
1994-1998	Gymnasium Sharif / Teheran

Berufsbildung

Seit Juni 2007	Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Technischen Universität Darmstadt Doktorand im Fach „Experimentelle Kernphysik“
----------------	--



Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 10. April 2012

(Babak Alikhani)

