

Bestimmung der Analysierstärke
des A4-Compton-Rückstreupolarimeters
zur Messung der longitudinalen
Spinpolarisation des
MAMI-Elektronenstrahls

Dissertation

zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

von
Jürgen Diefenbach
geb. in Mainz

Mainz, den 22. August 2010

Erster Berichtstatter: Prof. Dr. D. v. Harrach
Zweiter Berichtstatter: Prof. Dr. J. Pochodzalla
Dekan des Fachbereichs Physik: Prof. Dr. M. Lehn
Datum der mündlichen Prüfung: 1. Juli 2010

Zusammenfassung

Das A4-Experiment bestimmt den Beitrag der Strangequarks zu den elektromagnetischen Formfaktoren des Nukleons durch Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung. Diese Messungen werden mit dem spinpolarisierten Elektronenstrahl des Mainzer Mikrotrons (MAMI) bei Strahlenergien zwischen 315 und 1508 MeV durchgeführt.

Die Bestimmung des Strahlpolarisationsgrades ist für die Analyse der Daten unerlässlich, um die physikalische Asymmetrie aus der gemessenen paritätsverletzenden Asymmetrie extrahieren zu können. Aus diesem Grund wird von der A4-Kollaboration ein neuartiges Compton-Laserrückstreupolarimeter entwickelt, das eine zerstörungsfreie Messung der Strahlpolarisation, parallel zum laufenden Paritätsexperiment erlaubt.

Um den zuverlässigen Dauerbetrieb des Polarimeters zu ermöglichen, wurde das Polarimeter im Rahmen dieser Arbeit weiterentwickelt. Das Datenerfassungssystem für Photonen- und Elektronendetektor wurde neu aufgebaut und im Hinblick auf die Verarbeitung hoher Raten optimiert. Zum Nachweis der rückgestreuten Photonen wurde ein neuartiger Detektor (LYSO) in Betrieb genommen. Darüber hinaus wurden GEANT4-Simulationen der Detektoren durchgeführt und eine Analyseumgebung für die Extraktion von Comptonasymmetrien aus den Rückstreudaten entwickelt. Das Analyseverfahren nutzt die Möglichkeit, die rückgestreuten Photonen durch koinzidente Detektion der gestreuten Elektronen energiemarkiert nachzuweisen („Tagging“). Durch die von der Energiemarkierung eingeführte differentielle Energieskala wird somit eine präzise Bestimmung der Analysierstärke möglich.

In der vorliegenden Arbeit wurde die Analysierstärke des Polarimeters bestimmt, so daß nun das Produkt von Elektronen- und Laserstrahlpolarisation bei einem Strahlstrom von 20 μA , parallel zum laufenden Paritätsexperiment, mit einer statistischen Genauigkeit von 1 % in 24 Stunden bei 855 MeV bzw. <1 % in 12 Stunden bei 1508 MeV gemessen werden kann. In Kombination mit der Bestimmung der Laserpolarisation in einer parallelen Arbeit (Y. Imai) auf 1 % kann die statistische Unsicherheit der Strahlpolarisation im A4-Experiment von zuvor 5 % auf nun 1,5 % bei 1508 MeV verringert werden.

Für die Daten zur Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung bei einem Viererimpulsübertrag von $Q^2 = 0,6$ $(\text{GeV}/c)^2$ beträgt die Rohasymmetrie beim derzeitigen Stand der Analyse $A_{PV}^{Roh} = (-20,0 \pm 0,9_{\text{stat}}) \cdot 10^{-6}$. Für eine Strahlpolarisation von 80 % erhält man einen Gesamtfehler von $1,68 \cdot 10^{-6}$ für $\Delta P_e/P_e = 5$ %. Als Ergebnis dieser Arbeit wird sich dieser Fehler durch Analyse der Daten des Compton-Laserrückstreupolarimeters um 29 % auf $1,19 \cdot 10^{-6}$ ($\Delta P_e/P_e = 1,5$ %) verringern lassen.

Abstract

The A4 experiment determines the strange quark contribution to the electromagnetic form factors of the nucleon by measuring the parity violation in elastic electron nucleon scattering. These measurements are carried out using the spin polarized electron beam of the Mainzer Mikrotron (MAMI) with beam energies in the range from 315 to 1508 MeV.

For the data analysis it is essential to determine the degree of polarization of the electron beam in order to extract the physics asymmetry from the measured parity violating asymmetry. For this reason the A4 collaboration has developed a novel type of Compton laser backscattering polarimeter that allows for a non-destructive measurement of the beam polarization in parallel to the running parity experiment.

In the scope of this work the polarimeter was refined in order to enable reliable continuous operation of the polarimeter. The data acquisition system for the photon and electron detector was re-designed and optimized to cope with high count rates. A novel detector (LYSO) for the backscattered photons was commissioned. Furthermore, GEANT4 simulations of the detectors have been performed and an analysis environment for the extraction of Compton asymmetries from the backscattered photon data has been developed. The analysis makes use of the possibility to detect backscattered photons in coincidence with the scattered electrons, thus tagging the photons. The tagging introduces a differential energy scale which enables the precise determination of the analyzing power.

In this work the analyzing power of the polarimeter has been determined. Therefore, at a beam current of 20 μA the product of electron and laser polarization can be determined, while the parity experiment is running, with a statistical accuracy of 1 % in 24 hours at 855 MeV or <1 % in 12 hours at 1508 MeV. Combining this with the determination of the laser polarization carried out in parallel work (Y. Imai), the uncertainty of the electron beam polarization in the A4 experiment can be reduced from 5 % to 1,5 % at 1508 MeV.

For the data sets for the measurement of parity violation in electron scattering at a four momentum transfer of $Q^2 = 0,6 \text{ (GeV/c)}^2$ the analysis yields a raw asymmetry of $A_{PV}^{Roh} = (-20,0 \pm 0,9_{\text{stat}}) \cdot 10^{-6}$ at the moment. For a beam polarization of 80 % the total error would be $1,68 \cdot 10^{-6}$ with $\Delta P_e/P_e = 5 \%$. As the result of this work the error will be reduced using the Compton laser backscattering polarimeter by 29 % to $1,19 \cdot 10^{-6}$ ($\Delta P_e/P_e = 1,5 \%$).

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	III
1 Einleitung	1
2 Das A4-Experiment	5
2.1 Motivation	5
2.1.1 Experimentelle Hinweise auf Strangeness im Nukleon	9
2.2 Elastische Elektronstreuung	10
2.3 Paritätsverletzende Asymmetrie	14
2.4 Paritätsexperimente an Beschleunigern	17
2.4.1 Paritätsverletzung in inelastischer Elektronstreuung ($e^- + d$), SLAC	17
2.4.2 E158, SLAC	18
2.4.3 ^9Be -Paritätsexperiment, Mainz	19
2.4.4 SAMPLE, MIT-Bates	20
2.4.5 HAPPEX, JLab	20
2.4.6 G0, JLab	21
2.4.7 Qweak, JLab	22
2.5 Aufbau des A4-Experiments	22
2.5.1 Die polarisierte Quelle	24
2.5.2 Wienfilter	26
2.5.3 Beschleuniger	26
2.5.4 Strahlmonitore und Strahlstabilisierungen	29
2.5.5 Polarimeter an MAMI	32
2.5.6 Das A4-Bleifluoridkalorimeter	32
2.5.7 Das A4-Transmissions-Comptonpolarimeter	33
3 Comptonpolarimetrie	39
3.1 Kinematik der Comptonstreuung	39
3.2 Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie	41
3.3 Analysierstärke	45

3.4	Strahlungskorrekturen	46
3.5	Bestimmung der Strahlpolarisation	50
3.6	Meßzeit	53
4	Das A4-Compton-Laserrückstreupolarimeter	55
4.1	Aufbau	55
4.1.1	Überblick	56
4.1.2	Herstellen von Überlapp von Elektronen- und Laserstrahl	60
4.1.3	Die Strahllagestabilisierung des Laserresonators	62
4.1.4	Das Vakuumsystem	66
4.2	Plasmareinigung der Laseroptik	69
4.3	Luminosität und Meßzeit	74
4.4	Vergleich mit anderen Polarimetern	75
4.4.1	Das B2-Mottpolarimeter	75
4.4.2	Das A1-Møllerpolarimeter	77
4.4.3	Die JLab-Comptonpolarimeter	78
4.4.4	Vergleich	80
5	Detektoren und Datennahme	83
5.1	Die Teilchendetektoren des Polarimeters	83
5.1.1	Szintillationsdetektoren	84
5.1.2	Das Photonenkalorimeter	87
5.1.3	Der Elektronendetektor	93
5.1.4	Die Halozähler	98
5.2	Detektor- und Ausleseelektronik	107
5.2.1	Aufbau der Ausleseelektronik	107
5.2.2	Vorbereitung der Datennahme	111
5.2.3	Elektronenstrahl-Helizitätssignal	115
5.2.4	Vermeidung helizitätskorrelierter falscher Asymmetrien in der Elektronik	118
5.3	Datenauslese	123
5.3.1	Beschreibung der Datennahmemodi	123
5.3.2	Client-Server-System zur Auslesesteuerung	125
6	Rückstreupektren und Detektorsimulation	127
6.1	Unterteilung und Organisation der Daten	128
6.2	Spektren rückgestreuter Photonen	130
6.2.1	Untergrundsubtraktion	130
6.2.2	Energiekalibration	131
6.3	Spektren energiemarkierter rückgestreuter Photonen	138
6.4	Simulation der Kalorimeter-Antwortfunktion	143

6.4.1	Definition der Geometrie von Strahlführung und Detektor	143
6.4.2	Durchführung der Simulation	145
6.4.3	Ergebnisse der Simulation	146
6.5	Simulation des Faserdetektors	148
6.6	Simulation des Strahlhalos	150
7	Bestimmung der Strahlpolarisation	155
7.1	Bestimmung der Asymmetrie mit einem idealem Detektor . . .	156
7.2	Modifikation der Comptonasymmetrie durch einen realen Photonendetektor	157
7.3	Analysierstärke des Polarimeters	157
7.3.1	Comptonasymmetrie aus Spektren getaggtter Photonen	163
7.3.2	Korrelationen durch Überlappung der Triggereffizienzen benachbarter Fasern	178
7.4	Fehlerquellen der Analyse	183
7.4.1	Energiekalibration	183
7.4.2	Totzeit	184
7.4.3	Pileup	189
7.4.4	Untergrundasymmetrien und Untergrundverdünnung .	194
7.4.5	Systematische Unsicherheiten	195
7.5	Polarisationsbestimmung (855 MeV)	204
7.5.1	Daten	204
7.5.2	Analyse	204
7.5.3	Ergebnis der Polarisationsbestimmung	207
7.6	Ausblick Polarisationsbestimmung (1508 MeV)	209
7.6.1	Vorläufiges Ergebnis der Analyse	209
8	Zusammenfassung	213
A	Erwartete Untergrundrate aus Bremsstrahlung	217
B	Konfiguration der Datenerfassungselektronik	219
B.1	Belegung der Eingänge der VMEbus-Module	219
B.2	daccord-Server	221
B.2.1	Konfigurationsdateien	221
B.2.2	Webinterface	223
B.2.3	Ausgabedateiformate	223
B.2.4	Logdatei	224
B.2.5	Ausleserate/Totzeit	224

C	Magnetische Schikane und Shunts	227
C.1	Auslegung der Shunts	227
C.2	Umbau der Shunts	228
C.3	Berücksichtigung der Sättigung	234
D	Analyseergebnisse <i>beam200208</i>	237
	Literaturverzeichnis	245

Kapitel 1

Einleitung

Am Mainzer Mikrotron (MAMI) wurde 1992 die Kollaboration A4 gegründet, um eine Präzisionsmessung der seltsamen elektromagnetischen Formfaktoren des Nukleons durch Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der elastischen Elektron-Nukleonstreuung bei geringen Impulsüberträgen von $Q^2 < 1 \text{ (GeV/c)}^2$ durchzuführen. Die paritätsverletzende Asymmetrie ist bei $Q^2 = 0,23 \text{ (GeV/c)}^2$ von der Größenordnung 10^{-5} .

Vom Mainzer Mikrotron (MAMI) wird für diese Messungen ein spinpolarisierter Elektronenstrahl zur Verfügung gestellt, dessen Helizität im A4-Experiment in schneller Folge umgeschaltet wird. Dabei müssen die Eigenschaften des Strahls wie Energie und Lage während der Messungen überwacht und stabilisiert werden. Ansonsten würde die gemessene Asymmetrie durch mögliche helizitätskorrelierte Schwankungen der Strahlparameter verfälscht. Die gemessenen Strahlparameter fließen anschließend in die Datenanalyse ein, um entsprechende Effekte zu korrigieren.

Ohne absolute und genaue Kenntnis der Polarisation des Elektronenstrahls lassen sich die Meßergebnisse allerdings nicht interpretieren. Daher wurde bereits 1996 mit Vorstudien zum Bau eines absolutmessenden Polarimeters für hochenergetische Elektronenstrahlen begonnen. Dabei erwies sich das Verfahren der Compton-Laserrückstreupolarimetrie als besonders erfolgversprechend, da es zerstörungsfrei arbeitet und absolute Messungen gestattet. Zerstörungsfrei bedeutet, daß der Elektronenstrahl durch die Polarisationsmessung nur so wenig beeinflusst wird, daß das Paritätsexperiment durch den Betrieb des Polarimeters nicht beeinträchtigt wird. Polarimeter und Paritätsexperiment nutzen den selben Strahl und messen gleichzeitig, so daß das Experiment für die Polarisationsmessung nicht unterbrochen werden muß. Ab 2002 wurde mit dem Aufbau eines solchen, an die speziellen Anforderungen des A4-Experiments angepaßten Polarimeters begonnen. Der Aufbau wurde im Jahr 2004 abgeschlossen, und 2005 wurden die ersten vor-

läufigen Testmessungen erfolgreich durchgeführt.

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit den durchgeführten Untersuchungen und den Entwicklungen rund um die in diesem Polarimeter eingesetzten Teilchendetektoren, mit der Weiterentwicklung der aktiven Laser-Strahllagestabilisierung und mit der Simulation und Analyse der Meßdaten bis hin zur Bestimmung der Elektronenstrahlpolarisation.

Als Ergebnis dieser Arbeit ist es nun erstmals möglich, die longitudinale Polarisation des MAMI-Elektronenstrahls bei Energien von 855 MeV und 1508 MeV bei Strahlströmen von 20 μA in einer Absolutmessung während der laufenden Datennahme des A4-Paritätsexperiments zerstörungsfrei zu bestimmen. Dabei wird bei einer Elektronenstrahlpolarisation von 80 % eine statistischen Unsicherheit von 1 % (relativ) in 24 Stunden Meßzeit erreicht. Die untersuchten systematischen Fehler liefern eine Unsicherheit von knapp 0,1 %. Kombiniert man dies mit der Laserpolarisation, die in einer anderen Arbeit auf 1 % genau bestimmt wird, so ergibt sich ein statistischer Fehler der Polarisation von 1,5 % (relativ) in 24 Stunden.

Bei 1508 MeV kann ebenso innerhalb von zwölf Stunden die Linearpolarisation des Elektronenstrahls mit einer statistischen Unsicherheit von 1,5 % und einer systematischen Unsicherheit von voraussichtlich unter 1 % bestimmt werden. Bislang hatte die Polarisationsbestimmung mit einer Unsicherheit von 5 % (relativ) neben der Zählstatistik den größten Beitrag zum Fehler der paritätsverletzenden Asymmetrie. Mit dem Compton-Laserrückstreupolarimeter wird der Fehler in der Kenntnis der Polarisation nun auf weniger als 2 % verringert und die Signifikanz der Ergebnisse des Paritätsexperiments dadurch deutlich erhöht.

Im zweiten Kapitel wird zunächst das A4-Experiment zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung motiviert und kurz vorgestellt.

Das dritte Kapitel beschäftigt sich mit den Grundlagen der Comptonpolarimetrie. Im vierten Kapitel wird das A4-Compton-Laserrückstreupolarimeter vorgestellt und mit einigen anderen Polarimetern verglichen.

Das fünfte Kapitel beschreibt die Teilchendetektoren und die Elektronik und Datenauslese des Polarimeters, die im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut bzw. mit- und weiterentwickelt wurden. Das Photonenkalorimeter aus LYSO-Kristallen und der Elektronendetektor aus szintillierenden Kunststoffasern

Anschließend werden die grundlegenden Schritte für die Datenanalyse besprochen. Die Daten müssen unterteilt und gesichtet werden. Gemessene Untergrundspektren müssen von den Spektren der rückgestreuten Photonen subtrahiert und eine Energieskala an die Daten angebracht werden. Durch Kombination der Informationen von Photonen- und Elektronendetektor bei der Datennahme erhält man Spektren energiemarkierter Photonen, die gesondert behandelt werden müssen. Die mit GEANT4 durchgeführten Detek-

torsimulationen werden vorgestellt. Ohne diese Simulationen ist eine Analyse der Daten nicht möglich.

Im siebten Kapitel werden dann die Daten rückgestreuter Photonen, die im letzten Kapitel aus den Rohdaten gewonnen wurden, mit den Ergebnissen der Detektorsimulationen kombiniert, um die Analysierstärke des Polarimeters mit geringer systematischer Unsicherheit zu bestimmen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu ein Verfahren entwickelt, das eine Parametrisierung der Eigenschaften des Elektronendetektors nutzt, um aus der Simulation des Photonkalorimeters Spektren energiemarkierter Photonen zu erzeugen, die mit den gemessenen Spektren verglichen werden können. Durch Anpassung der Parameter ist es möglich, die Analysierstärke des Polarimeters für jeden Datensatz einzeln zu bestimmen. Die Quellen statistischer und systematischer Fehler wie Totzeitverluste und Unsicherheit der Energiekalibration werden vorgestellt und quantitativ diskutiert. Abschließend wird das Ergebnis der Analyse für einen ausgewählten Datensatz bei 855 MeV Strahlenergie vorgestellt und ein Ausblick auf die erwarteten Ergebnisse der Analyse der Datensätze bei 1508 MeV Strahlenergie gegeben. Die endgültige Analyse dieser Daten wird eine Verknüpfung mit den in diesen Strahlzeiten durchgeführten Messungen mit anderen an MAMI betriebenen Polarimetern und eine Verringerung des Fehlers der Messungen der A4-Kollaboration bei der Bestimmung der Strangenessbeiträge zu den Vektorformfaktoren des Protons bei $Q^2 = 0,6 \text{ GeV}^2/c^2$ um fast ein Drittel erlauben.

Kapitel 2

Das A4-Experiment

Das A4-Experiment bestimmt die Beiträge der Strange-Quarks zu den elektromagnetischen Formfaktoren des Nukleons. Diese Untersuchung reiner Seequarkeffekte bietet einen hochinteressanten Zugang zu den dynamischen Aspekten der Niederenergieeigenschaften stark wechselwirkender Systeme.

In diesem Kapitel werden die Experimente zur Paritätsverletzung in der Elektron-Nukleonstreuung zunächst motiviert, um dann einige Experimente kurz vorzustellen und schließlich auf das A4-Experiment im besonderen einzugehen.

2.1 Motivation

Die uns unmittelbar umgebende Welt besteht aus Elektronen, Protonen und Neutronen. Protonen und Neutronen sind die Bausteine der Atomkerne und werden gemeinsam als Nukleonen bezeichnet. Während die Elektronen nach unserem heutigen Wissen strukturlose und daher punktförmige Teilchen – sogenannte *Elementarteilchen* – sind, die lediglich Masse, elektrische Ladung und Spin tragen, müssen im Gegensatz dazu die Nukleonen eine innere Struktur besitzen, da sie über ein Anregungsspektrum und mit der Diractheorie für strukturlose Teilchen unvereinbare magnetische Momente verfügen.

Mit dem Aufkommen der Teilchenbeschleuniger in den 50er Jahren wurde eine größer werdende Zahl bis dahin unbekannter Teilchen entdeckt. Zuvor standen zur Untersuchung von kurzlebigen und exotischen Teilchen nur die Daten, die beispielsweise mit Ballonexperimenten aus der Höhenstrahlung gewonnen wurden, zur Verfügung. Der immer weiter wachsende „Teilchenzoo“ verlangte nach einer grundlegenden Vereinfachung, etwa einer Zusammenfassung von Gruppen bestimmter Teilchen zu Familien, aber auch nach einer Erklärung, warum einige Teilchen sich etwa in ihren Lebensdauern und

Zerfallskanälen ähneln.

Ein einfaches Bild zur Erklärung einiger dieser Zusammenhänge liefern die *statischen, nichtrelativistischen Quarkmodelle*. In den sechziger Jahren wurde die Beschreibung von *Hadronen* als aus Quarks zusammengesetzten Teilchen von Gell-Mann vorgeschlagen [33]. Man unterscheidet zwischen den schwereren Hadronen, die man *Baryonen* nennt und die drei Quarks enthalten und den leichteren *Mesonen*, die lediglich aus einem Quark und einem Antiquark bestehen. Die Quarks kommen in drei Sorten (*Flavours*) vor, nämlich *Up*-, *Down*- und *Strange*-Quarks, kurz u , d und s . Zusätzlich gibt es zu jeder Quarksorte noch entsprechende Antiquarks \bar{u} , \bar{d} und \bar{s} . Später kamen mit der Entdeckung weiterer Teilchen *Charm*-, *Top*- und *Bottom*-Quark hinzu. Proton und Neutron – also die Nukleonen – bestehen in diesem Bild aus drei Quarks: uud für das Proton und ddu für das Neutron.

Die Quarks dieses einfachen Bildes werden auch als *Valenzquarks* bezeichnet. Für ihre Massen gibt man üblicherweise Werte von etwa 300 MeV, also einem Drittel der Nukleonmasse an.

Mit diesem einfachen Modell konnten die Massenhierarchie der Baryonen und ihre Anregungszustände qualitativ verstanden werden. Die Massen von Quarkkombinationen, deren zugehörige hadronische Zustände noch nicht beobachtet worden waren, konnten abgeschätzt werden. Außerdem ließen sich etwa die vergleichsweise langen Lebensdauern und der Zerfall über die schwache Wechselwirkung der damals noch als „*V*-Teilchen“ bezeichneten seltsamen Hadronen durch ihren Quarkinhalt erklären.

Heute wissen wir jedoch, daß die Nukleonen (aber auch jedes andere Hadron) stark wechselwirkende, dynamische Systeme sind. Die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks wird durch die Gluonen vermittelt. Ganz analog zur Theorie der elektromagnetischen Wechselwirkung Quantenelektrodynamik (QED), in der das Austauscheteilchen, das Photon, zeitweise in ein Elektron-Positron-Paar übergehen kann, können die Gluonen in der Quantenchromodynamik (QCD) in Quark-Antiquark-Schleifen aufspalten. Diese Quark-Antiquark-Paare bilden den *Quarksee* im Nukleon und tragen zu dessen Eigenschaften entscheidend bei. In entsprechend erweiterten dynamischen Konstituentenquarkmodellen werden diese Seequarks berücksichtigt. Ihre Massen sind klein (für u - und d -Quark etwa 5 bis 8 MeV). In Abbildung 2.1.1 sind die beiden Klassen von Modellen symbolhaft nebeneinander dargestellt.

Während man im Niederenergiebereich beispielsweise die magnetischen Momente mit Hilfe der Valenzquarks gut beschreiben kann, sieht man in tiefinelastischer Lepton-Nukleonstreuung die Verteilung der Seequarks der QCD (Partonverteilungen).

Im Gegensatz zur QED sind bei der QCD im Niederenergieregime aller-

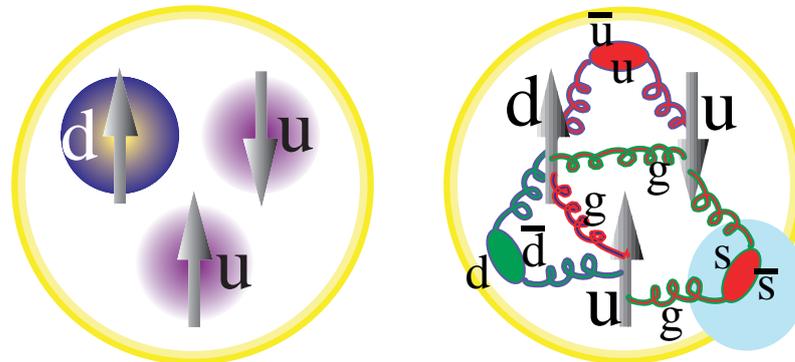


Abbildung 2.1.1 Das Proton im Quarkmodell: **Links** das *statische Quarkmodell*, in dem das Proton lediglich aus drei Quarks (zwei *up*- und ein *down*-Quark) zusammengesetzt ist. **Rechts** das dynamische Bild des *Konstituentenquarkmodells*, in dem die Bindung der Valenzquarks zum Proton durch Gluonen vermittelt wird, die ihrerseits in $q\bar{q}$ -Schleifen übergehen können. Auch *Strange*-Quarks tragen in diesem Bild zu den Eigenschaften des Protons bei.

dings keine Vorhersagen durch perturbative Ansätze möglich. In der QED ist die Kopplungskonstante $\alpha \approx 1/137$ klein und ermöglicht so die Aufstellung einer konvergenten Störungsreihe. Da die QED auf der abelschen Eichgruppe $U(1)$ basiert, verfügen ihre Austauscheteilchen, die Photonen, über keine Selbstwechselwirkung und zudem nimmt die Kopplungsstärke der QED mit wachsendem Q^2 zu. Die Kopplung beträgt bei $Q^2 = 0$ noch $1/137$ und nimmt bis zur Z^0 -Masse auf $1/128$ zu.

In der QCD dagegen ist die Kopplungskonstante bei kleinen Q^2 groß, so daß der Versuch einer perturbativen Beschreibung scheitert. Durch die Stärke der Kopplung bei kleinen Impulsüberträgen können die Quarks und Gluonen nicht frei beobachtet werden, sondern bilden immer farbneutrale, gebundene Systeme aus mehreren Quarks und Gluonen, was als *Confinement* bezeichnet wird. Allerdings bedingt die nicht-abelsche Struktur der starken Wechselwirkung die direkte Selbstwechselwirkung der Gluonen, die ebenfalls die Ladung der QCD, die als Farbe bezeichnet wird, tragen. Eine solche nicht-abelsche Struktur führt außerdem dazu, daß die starke Kopplung mit zunehmendem Q^2 abnimmt. Dadurch wird bei hohen Impulsüberträgen, die bei Hochenergie- und Colliderexperimenten auftreten (tiefinelastische Streuung) und bei denen die Kopplung hinreichend klein ist, eine perturbative Behandlung möglich. Man spricht von der *asymptotischen Freiheit* der QCD.

Gerade eine Beschreibung der QCD bei kleinen Q^2 ist jedoch erforderlich, um die Eigenschaften der Nukleonen, die für die uns umgebende Welt von

fundamentaler Bedeutung sind, verstehen zu können. Es existieren derzeit verschiedene Ansätze, um die QCD bei kleinen Werten von Q^2 lösen bzw. stark wechselwirkende Systeme beschreiben zu können, von denen hier zwei beispielhaft erwähnt werden sollen.

Die chirale Störungstheorie ist eine effektive Feldtheorie, die zur Beschreibung von Hadronen und ihrer Wechselwirkungen dient und dazu anstelle der Quarks und Gluonen die Hadronen selbst (p, n, Δ usw.) als die effektiven Freiheitsgrade betrachtet. Es handelt sich um die Niederenergieentwicklung der QCD, bei der die Störungsparameter die äußeren Impulse und Quarkmassen (u , d und s) sind. Um Vorhersagen machen zu können, benötigt das Verfahren allerdings sogenannte Niederenergiekonstanten, die aus Meßdaten bestimmt werden müssen. Mit jeder weiteren Ordnung der Störungsreihe kommen im allgemeinen neue Niederenergiekonstanten hinzu.

Dagegen versucht man in der *Gitter-QCD*, eine nicht-perturbative Beschreibung der Physik der starken Wechselwirkung durch ab-initio-Rechnungen zu erhalten. In einer diskretisierten Raumzeit läßt sich die QCD lösen, indem Matrixelemente von Operatoren durch Funktionalintegrale explizit mittels Monte-Carlo-Integration berechnet werden. Allerdings muß auch die Beschreibung der Teilchen an die diskretisierte Raumzeit angepaßt werden. Beispielsweise sind Rechnungen mit realistischen Quarkmassen derzeit noch viel zu aufwendig. Rechnungen mit hohen Quarkmassen müssen für unterschiedliche Massen durchgeführt und dann zur physikalischen Masse extrapoliert werden. Darüber hinaus hat die Gitterkonstante, also die räumliche und zeitliche Auflösung der Raumzeit, ebenso wie die Anzahl der Gitterpunkte einen Einfluß auf das Ergebnis der Rechnungen. All diese Effekte müssen berücksichtigt werden. In den letzten Jahren wurden auf diesem Gebiet große Fortschritte erzielt; so kann inzwischen beispielsweise das Massenspektrum der Hadronen gut reproduziert werden [27].

Die genannten Verfahren und Modelle benötigen experimentelle Daten, um neue Ansätze und Vorhersagen testen zu können. Während manche Eigenschaften des Nukleons wie elektrischer und magnetischer Formfaktor dank intensiver Untersuchungen inzwischen sehr gut bekannt sind, sind einige andere, schwieriger zu messende Größen heute noch weniger gut bekannt. Da der dynamische Charakter der starken Wechselwirkung eben aufgrund des Versagens der Störungsrechnung bei kleinem Q^2 von theoretischer Seite her Probleme bereitet, sind experimentelle Daten dazu von besonders großem Wert.

Der Quarksee der QCD eignet sich als Untersuchungsobjekt der dynamischen Aspekte. Dazu müssen die Seequarks allerdings separat beobachtet werden. Da in den Quark-Antiquark-Schleifen alle Quarkflavours – also neben up und $down$ auch $strange$, $charm$, top und $bottom$ – auftreten können, liegt

es nahe, eine Observable zu wählen, die auf die Quarkflavours empfindlich ist.

Da das Nukleon nur u - und d -Valenzquarks enthält (Strangeness-Quantenzahl $S = 0$, keine Nettostrangeness, da $s\bar{s}$ -Paare nur in Schleifen auftreten), stellen alle Beiträge der Strange-Quarks zu den Eigenschaften des Nukleons reine Seequarkeffekte dar¹.

Die ersten experimentellen Beobachtungen von Effekten, die als Vorhandensein von Strange-Quarks im Nukleon interpretiert werden konnten, waren unter anderem die Messung des π -N-Sigma-Terms und die Bestimmung des Beitrags der Strange-Quarks zum Nukleonspin. Von Manohar und Kaplan wurde Ende der achtziger Jahre gezeigt, daß es experimentell möglich ist, $\langle N | \bar{s}\gamma^\mu s | N \rangle$ durch Neutralstromobservablen zu messen [44]. Die $s\bar{s}$ -Schleifen, die im Quarksee vorkommen, können prinzipiell zu allen Eigenschaften des Nukleons beitragen. Als Zugangsmöglichkeiten bieten sich die Matrixelemente

$$\langle p | \bar{s}s | p \rangle \quad (\text{skalare Dichte}), \quad (2.1.1)$$

$$\langle p | \bar{s}\gamma_\mu s | p \rangle \quad (\text{Vektorstrom}) \quad \text{und} \quad (2.1.2)$$

$$\langle p | \bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s | p \rangle \quad (\text{Axialvektorstrom}) \quad (2.1.3)$$

an. Insbesondere der Nachweis des seltsamen Anteils des Vektorstroms über das Matrixelement $\langle p | \bar{s}\gamma_\mu s | p \rangle$ wurde daraufhin intensiv diskutiert [55] [47] [3] [16] [15] [54].

2.1.1 Experimentelle Hinweise auf Strangeness im Nukleon

Nukleonspin Der Spin des Nukleons setzt sich aus Anteilen der Spins und Bahndrehimpulse der Quarks ($\Delta\Sigma$ und L_q) sowie der Gluonen (ΔG und L_g) zusammen. Der Beitrag der Quarks $\Delta\Sigma$ kann in die Anteile der verschiedenen Quarkflavours zerlegt werden:

$$S = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_g = \frac{1}{2}(\Delta u + \Delta d + \Delta s) + \Delta G + L_q + L_g \quad (2.1.4)$$

Das erste Moment Γ_1^p der Spinstrukturfunktion $g_1^p(x)$ des Protons

$$\Gamma_1^p = \int_0^1 g_1^p(x) dx = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{9}\Delta u + \frac{1}{9}\Delta d + \frac{1}{9}\Delta s \right) \quad (2.1.5)$$

¹Auch die Beiträge von Charm-, Top- und Bottomquarks wären geeignet, allerdings sind ihre Schleifenbeiträge aufgrund ihrer sehr viel höheren Massen gegenüber denen der Strange-Quarks stark unterdrückt.

wurde in [48] zu $\Gamma_1^p = 0,167 \pm 0,008$ bestimmt. Unter Verwendung der Messung des axialen Formfaktors G_A [67] und der Oktett-Kombination aus β -Zerfällen von Hyperonen [43], läßt sich zeigen, daß der Anteil der Quarkspins am Nucleonspin lediglich bei

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s = 0,20 \pm 0,10 \quad (2.1.6)$$

liegt. Der Beitrag der Strange-Quarks ist dabei negativ mit $\Delta s = -0,1 \pm 0,1$. Eine neuere Analyse [49] kommt zu einem Wert von

$$\Delta s = -0,090 \pm 0,014 \quad (2.1.7)$$

Nukleonmasse In der Pion-Nukleon-Streuung läßt sich der mögliche Beitrag der Strange-Quarks zur Masse des Nucleons bestimmen. Dazu vergleicht man die isospin-gerade πN -Streuamplitude $\Sigma_{\pi N}$ (extrapoliert nach $q^2 = 0$) mit dem σ -Term Matrixelement

$$\sigma = \frac{1}{2m} \langle p | \hat{m}(\bar{u}u + \bar{d}d) | p \rangle \quad (2.1.8)$$

mit $\hat{m} = \frac{1}{2}(m_u + m_d)$. Das Verhältnis beider Größen sollte im Valenzquarkbild bei eins liegen. Eine mögliche Abweichung ließe sich unter anderem durch einen Beitrag der Strange-Quarks zur Nucleonmasse erklären. Die Bestimmung des Verhältnisses der skalaren Dichte der Strange-Quarks zu der der u- und d-Quarks im Nucleon

$$y = 2 \frac{\langle N | \bar{s}s | N \rangle}{\langle N | \bar{u}u + \bar{d}d | N \rangle} \quad (2.1.9)$$

ergibt Werte im Bereich von $y = 0,1$ [32] bis $y = 0,23$ [56], wobei die Autoren letzterer Arbeit an der Plausibilität eines derart großen Massenbeitrags zweifeln und ein Überdenken der Bedeutung des Verhältnisses Σ/σ anmahnen.

2.2 Elastische Elektronstreuung

Im folgenden Abschnitt wird gezeigt wie die schwachen Formfaktoren des Protons in den Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Protonstreuung eingehen. Darauf aufbauend wird dann im darauffolgenden Abschnitt die sich ergebende paritätsverletzende Asymmetrie diskutiert werden.

Bei der elastischen Streuung eines Elektrons mit dem Viererimpuls $k_i = (E, \vec{k}_i)$ an einem ruhenden Proton der Masse M gilt für die Energie des auslaufenden Elektrons mit dem Viererimpuls $k_f = (E', \vec{k}_f)$ der Zusammenhang

$$E' = \frac{E}{1 + (2E/M) \sin^2(\theta/2)} \quad (2.2.1)$$

wobei θ der Streuwinkel des Elektrons (im Laborsystem) ist. Man gibt üblicherweise das negative Quadrat des Viererimpulses $q = (\omega, \vec{q})$ des ausgetauschten Photons an:

$$Q^2 = -q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2) \quad \text{mit } m_e \approx 0 \quad (2.2.2)$$

Der Wirkungsquerschnitt für die elastische Elektron-Proton-Streuung ist in niedrigster Ordnung (α^2) durch die Rosenbluthformel gegeben [36]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} = \left(\frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \right) \frac{E'}{E} \left\{ \left(F_1^{p2} - \frac{\kappa^2 q^2}{4M^2} F_2^{p2} \right) \cos^2 \frac{\theta}{2} - \frac{q^2}{2M^2} (F_1^p + \kappa F_2^p)^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\} \quad (2.2.3)$$

Dabei sind F_1^p und F_2^p Funktionen des Impulsübertrags q^2 , die auch als der Dirac- und der Pauliformfaktor des Protons bezeichnet werden und die eine Parametrisierung der inneren Struktur des Protons darstellen. $\kappa = 2,79$ ist das anomale magnetische Moment des Protons ($\kappa = -1,91$ für das Neutron). Für ein punktförmiges Teilchen wären $\kappa = 0$ und $F_1^p(q^2) = F_1 = 1$. Es ist üblich, anstelle der Formfaktoren $F_{1,2}^p$ die Sachsformfaktoren zu verwenden:

$$G_E^p = F_1^p + \frac{\kappa q^2}{4M^2} F_2^p \quad (2.2.4)$$

$$G_M^p = F_1^p + \kappa F_2^p \quad (2.2.5)$$

Man bezeichnet G_E^p als den elektrischen und G_M^p als den magnetischen Formfaktor des Protons. Im Breitensystem, in dem der Energieübertrag verschwindet und für den Dreierimpuls des Elektrons vor und nach der Streuung $\vec{p}_f = -\vec{p}_i$ gilt, können die Sachsformfaktoren nämlich als die Fouriertransformierten der elektrischen Ladungs- bzw. Magnetisierungsverteilung des Protons interpretiert werden [36].

Die Formfaktoren lassen sich nach den Anteilen der verschiedenen Quarkflavours zerlegen (Flavourdekomposition):

$$G_{E,M}^p = \sum_f q_f G_{E,M}^{f,p} = \frac{2}{3} G_{E,M}^{u,p} - \frac{1}{3} G_{E,M}^{d,p} - \frac{1}{3} G_{E,M}^{s,p} \quad (2.2.6)$$

Aufgrund von Isospinsymmetrie verhalten sich die u -Quarks im Proton wie die d -Quarks im Neutron verhalten und umgekehrt, d.h. $G_{E,M}^{u,p} = G_{E,M}^{d,n}$ usw.

Der hadronische Strom ist gegeben durch

$$J^\mu = \sum_{f=u,d,s} Q_f \bar{f} \gamma^\mu f \quad (2.2.7)$$

wobei Q_f die elektrische Ladung der Quarks ist. Experimentell können in der elastischen Streuung die Beiträge der unterschiedlichen Quarksorten allerdings nicht getrennt werden. Daher werden Ladungs- und Magnetisierungsverteilung als Funktionen von Q^2 parametrisiert, um die Struktur des Nukleons phänomenologisch zu beschreiben:

$$J^\mu = e\bar{u} \left(F_1^{p,n}(Q^2)\gamma^\mu + \frac{1}{2M}F_2^{p,n}i\sigma^{\mu\nu}q_\nu \right) u \quad (2.2.8)$$

Um die Beiträge der einzelnen Quarkflavours zum hadronischen Strom voneinander zu trennen, kann man eine Flavourdekomposition durchführen:

$$J^\mu = e\bar{u} \left(\sum_{f=u,d,s} q_f \left(F_1^f(Q^2)\gamma^\mu + \frac{1}{2M}F_2^f i\sigma^{\mu\nu}q_\nu \right) \right) u \quad (2.2.9)$$

Anstelle der Dirac- und Pauliformfaktoren werden im folgenden die Sachsformfaktoren für Proton und Neutron

$$\begin{aligned} G_E^{p,n}(Q^2) &= F_1^{p,n}(Q^2) - \tau F_2^{p,n}(Q^2) \\ G_M^{p,n}(Q^2) &= F_1^{p,n}(Q^2) - F_2^{p,n}(Q^2) \end{aligned} \quad (2.2.10)$$

verwendet, die ebenfalls als Linearkombinationen der Flavourformfaktoren $F_{E,M}^{u,d,s}$ geschrieben werden können:

$$\begin{aligned} G_{E,M}^p &= \sum_{f=u,d,s} q_f G_{E,M}^{p,f} \\ G_{E,M}^n &= \sum_{f=u,d,s} q_f G_{E,M}^{n,f} \end{aligned} \quad (2.2.11)$$

Unter der Annahme von Isospinsymmetrie gilt, daß die Verteilung der u -Quarks im Proton der der d -Quarks im Neutron entspricht und umgekehrt. Die Verteilung der s -Quarks ist (bei Isospinsymmetrie) in beiden Fällen gleich, da das Nukleon keine Nettostrangeness besitzt und die s -Quarkverteilung nur aus dem Quarksee erwächst.

$$\begin{aligned} G_{E,M}^u &:= G_{E,M}^{p,u} = G_{E,M}^{n,d} \\ G_{E,M}^d &:= G_{E,M}^{p,d} = G_{E,M}^{n,u} \\ G_{E,M}^s &:= G_{E,M}^{p,s} = G_{E,M}^{n,s} \end{aligned} \quad (2.2.12)$$

Man kann also für das Proton

$$G_{E,M}^p = \frac{2}{3}G_{E,M}^u - \frac{1}{3}G_{E,M}^d - \frac{1}{3}G_{E,M}^s \quad (2.2.13)$$

schreiben, bzw. für das Neutron:

$$G_{E,M}^n = \frac{2}{3}G_{E,M}^d - \frac{1}{3}G_{E,M}^u - \frac{1}{3}G_{E,M}^s \quad (2.2.14)$$

Das Ziel ist es nun, die seltsamen Vektorformfaktoren $G_{E,M}^s$ von den übrigen Flavourformfaktoren zu separieren. Dazu muß eine weitere Bedingung herangezogen werden.

Neutrale schwache Ströme Während das Photon gleichstark an rechts- wie linkshändige Fermionen, gemäß deren elektrischer Ladung, koppelt, die elektromagnetische Wechselwirkung also paritätserhaltend ist, tritt bei der schwachen Wechselwirkung Paritätsverletzung auf. Die W- und Z-Bosonen koppeln unterschiedlich stark an rechts- und linkshändige Fermionen. Dies läßt sich durch Einführung des schwachen Isospins beschreiben. Die linkshändigen Fermionen einer Generation (z.B. (e, ν_e)) bilden ein Isospindublett ($I = 1/2$), das übrige rechtshändige Fermion (das rechtshändige Elektron) ein Isospinsingulett (rechtshändige Neutrinos existieren nicht).

Die Paritätsverletzung kommt dadurch zustande, daß die schwache Kopplungsstärke durch die schwache Ladung, die sich für rechts- und linkshändige Fermionen unterscheidet, gegeben ist. Während die Kopplungsstärke bei der elektromagnetischen Wechselwirkung durch die elektrische Ladung q_f der Fermionen gegeben ist, gibt es bei der schwachen Kopplung noch eine axiale Komponente.

Anstelle der Kopplungen für rechts- und linkshändige Fermionen g_R und g_L werden üblicherweise die Vektorkopplung q_V und die Axialvektorkopplung q_A verwendet.

$$q_V^f = 2I_3^f - 4q_f \sin^2 \theta_W \quad (2.2.15)$$

$$q_A^f = 2I_3^f \quad (2.2.16)$$

festgelegt, wobei I_3 hier für die dritte Komponente des schwachen Isospins, q_f für die elektrische Ladung des Fermions und θ_W für den schwachen Mischungswinkel (Weinbergwinkel) steht.

Tabelle 2.2.1 zeigt eine Übersicht über die Kopplungsstärken.

Analog zu Gleichung (2.2.8) kann man den hadronischen Strom mit schwacher Wechselwirkung unter Verwendung der schwachen Vektorformfaktoren $\tilde{F}_{1,2}^f$ und des axialen Formfaktors \tilde{G}_A^f schreiben:

$$\tilde{J}^\mu \sim \bar{u} \sum_{f=u,d,s} \left[q_V^f \left(\gamma^\mu \tilde{F}_1^f + i \frac{\tilde{F}_2^f}{2M} \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right) - q_A^f \gamma^\mu \gamma^5 \tilde{G}_A^f \right] u \quad (2.2.17)$$

	q/e	q_V	q_A
e	-1	$-1 + 4 \sin^2 \theta_W$	$+1$
u	$+\frac{2}{3}$	$+1 - \frac{8}{3} \sin^2 \theta_W$	-1
d	$-\frac{1}{3}$	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	$+1$
s	$-\frac{1}{3}$	$-1 + \frac{4}{3} \sin^2 \theta_W$	$+1$

Tabelle 2.2.1 Elektrische Ladung q in Einheiten der Elementarladung, schwache Vektorkopplung q_V und schwache axiale Kopplung q_A an das Z^0 für Elektron und u -, d - und s -Quark [57].

Unter der Annahme, daß die Quarkverteilungen universell sind, d.h., daß

$$F_{1,2}^f = \tilde{F}_{1,2}^f \quad (2.2.18)$$

kann man mit den aus der elektromagnetischen Wechselwirkung bekannten Formfaktoren weiterarbeiten. Diese Annahme ist vernünftig, denn unabhängig von der Wechselwirkung sollte man immer dieselben Verteilungen der Quarkflavours im Nukleon „sehen“. Die Unterschiede zwischen den Wechselwirkungen werden bereits durch die Kopplungsstärken beschrieben.

Daher kann man Gleichung (2.2.17) auch in die Sachsformfaktoren (2.2.5) umschreiben:

$$\tilde{G}_{E,M}^p = q_V^u G_{E,M}^u + q_V^d G_{E,M}^d + q_V^s G_{E,M}^s \quad (2.2.19)$$

Man verfügt jetzt über vier Gleichungen (2.2.13) und (2.2.14) aus der Messung der elektromagnetischen Formfaktoren von Proton und Neutron und über zwei weitere Beziehungen (2.2.19) aus der Messung der schwachen Vektorformfaktoren, die die sechs Vektorformfaktoren $G_{E,M}^f$ für die drei Quarkflavours zueinander in Beziehung setzen. Damit können die seltsamen Vektorformfaktoren extrahiert werden.

2.3 Paritätsverletzende Asymmetrie

Abschätzung des Beitrags der schwachen Wechselwirkung zum Wirkungsquerschnitt Der Wirkungsquerschnitt für die elastische Elektron-Proton-Streuung ergibt sich aus den Matrixelementen für den Ein-Photon-

und den Z-Austausch:

$$\mathcal{M}_\gamma \sim j_\mu \frac{1}{Q^2} J^\mu \quad (2.3.1)$$

$$\mathcal{M}_Z \sim \tilde{j}_\mu \frac{1}{Q^2 + m_Z^2} \tilde{J}^\mu \approx \tilde{j}_\mu \frac{1}{m_Z^2} \tilde{J}^\mu \quad (2.3.2)$$

Die Näherung für \mathcal{M}_Z gilt, wenn $m_Z \gg Q^2$ (wie im A4-Experiment).

Betrachtet man die Betragsquadrate der Summen der beiden Matrixelemente, so ergeben sich drei Terme

$$|\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_Z|^2 = |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2 \operatorname{Re} \mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z + |\mathcal{M}_Z|^2 \quad (2.3.3)$$

Wegen der großen Z-Masse von 91 GeV ist für $Q^2 \approx 0,1 \text{ (GeV/c)}^2$ der dritte Term vernachlässigbar klein und der Interferenzterm ist gegenüber dem Ein-Photonenaustausch um einen Faktor 10^6 unterdrückt. Daher ist eine direkte Messung des Beitrags der schwachen Wechselwirkung zum Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Proton-Streuung nicht möglich.

Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts der elastischen Elektron-Proton-Streuung Der Paritätsoperator \mathcal{P} führt eine Punktspiegelung am Koordinatenursprung durch. Vektorielle Größen wechseln dabei das Vorzeichen ($\vec{p} \rightarrow -\vec{p}$), während Axialvektoren wie der Spin invariant unter Paritätstransformation sind ($\vec{s} \rightarrow \vec{s}$). Die Helizität eines Teilchens $h = \hat{s} \cdot \hat{p}$ wechselt daher unter der Paritätstransformation ebenfalls ihr Vorzeichen, sie ist eine pseudoskalare Größe. Durch die Paritätstransformation werden also rechthändige in linkshändige Teilchen überführt und umgekehrt:

$$\mathcal{P}|R\rangle = |L\rangle \quad (2.3.4)$$

$$\mathcal{P}|L\rangle = |R\rangle \quad (2.3.5)$$

$$(2.3.6)$$

Durch Messung der Wirkungsquerschnitte für die elastische Streuung rechthändiger bzw. linkshändiger Elektronen am Proton kann die paritätsverletzende Asymmetrie

$$A_{PV} = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} \quad (2.3.7)$$

bestimmt werden. Aus Gleichung (2.2.17) und Tabelle 2.2.1 ergibt sich, daß die Wirkungsquerschnitte für rechts- und linkshändige Teilchen unterschiedlich sind. Die paritätsverletzende Asymmetrie kann durch die Fermi-Kopplungskonstante G_μ , die schwachen Formfaktoren $\tilde{G}_{E,M}^p$, die elektromagnetischen

Formfaktoren $G_{E,M}^p$ und den axialen Formfaktor G_A^p wie folgt ausgedrückt werden [54]:

$$A_{PV} = -\frac{G_\mu Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \times \frac{\epsilon G_E^p \tilde{G}_E^p + \tau G_M^p \tilde{G}_M^p - (1 - 4\sin^2 \theta_W) \epsilon' G_M^p \tilde{G}_A^p}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \quad (2.3.8)$$

Da der Ausdruck für den Ein-Photonaustausch, also in Bornscher Näherung, berechnet wurde, sind keine Strahlungskorrekturen enthalten. Unter Ausnutzung der Beziehungen (2.2.6), (2.2.13), (2.2.13) und der Universalität der Quarkverteilung (Flavourdekomposition der schwachen Formfaktoren) kann die A_{PV} in mehrere unabhängige Anteile zerlegt werden:

$$A_{PV} = A_V + A_S + A_A = A_0 + A_S \quad (2.3.9)$$

Zur paritätsverletzenden Asymmetrie trägt ein vektorieller Anteil A_V , ein axialer Anteil A_A (vom axialen Formfaktor) und schließlich ein Anteil A_S , der aus den seltsamen Vektorformfaktoren hervorgeht. Für verschwindende Strangenessbeiträge zu den Vektorformfaktoren wäre $A_{PV} = A_V + A_A = A_0$. Die einzelnen Anteile lauten [55]:

$$A_V = -\frac{G_\mu Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \rho'_{eq} \left((1 - 4\kappa'_{eq} \hat{s}_Z^2) - \frac{\epsilon G_E^p D_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right) \quad (2.3.10)$$

$$A_A = -\frac{G_\mu Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left(\frac{(1 - 4\hat{s}_Z^2) \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{\tau(1 + \tau)} G_M^p \tilde{G}_A^p}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right) \quad (2.3.11)$$

$$A_S = -\frac{G_\mu Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \rho'_{eq} \left(\frac{\epsilon G_E^p G_E^s + \tau G_M^p G_M^s}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right) \quad (2.3.12)$$

Die Faktoren ρ'_{eq} und κ'_{eq} enthalten die elektroschwachen Strahlungskorrekturen [5].

Experimentelle Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie

Im Experiment werden longitudinal spinpolarisierte Elektronen, deren Helizität umgeschaltet werden kann, an Protonen gestreut und nachgewiesen. Aus der Zahl der elastisch gestreuten Elektronen für positive bzw. negative Helizität des Elektronenstrahls N^\pm wird die experimentelle paritätsverletzende Asymmetrie A_{exp} berechnet:

$$A_{exp} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (2.3.13)$$

Durch Normierung auf die für die beiden Strahlhelizitäten im allgemeinen unterschiedlichen Luminositäten und Korrektur auf falsche Asymmetrien durch

helizitätskorrelierte Schwankungen der Strahlparameter [37] [14] erhält man die korrigierte Asymmetrie A_{exp}^{korr} . Diese hängt mit der physikalischen Asymmetrie A_{phys} über die Strahlpolarisation P_e zusammen:

$$A_{phys} = P_e \cdot A_{exp}^{korr} \quad (2.3.14)$$

In den Fehler der physikalischen Asymmetrie geht die Unsicherheit der Polarisationsbestimmung direkt ein:

$$(\delta A_{phys})^2 = (A_{exp} \delta P_e)^2 + (P_e \delta A_{exp})^2 \quad (2.3.15)$$

Da die im A4-Experiment zu bestimmenden physikalischen Asymmetrien von der Größenordnung 10^{-6} bis 10^{-5} sind, müssen sehr viele Ereignisse registriert werden. Um einen statistischen Fehler von 5 % zu erreichen, müssen bei einer Asymmetrie von 10^{-5} beispielsweise $4 \cdot 10^{12}$ elastisch gestreute Elektronen nachgewiesen werden. Die konkrete Umsetzung im A4-Experiment wird im nächsten Abschnitt 2.5 näher beleuchtet.

2.4 Paritätsexperimente an Beschleunigern

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über eine Auswahl bereits durchgeführter und noch laufender Paritätsexperimente an Teilchenbeschleunigern gegeben. Diese Experimente messen wie das A4-Experiment paritätsverletzende Asymmetrien durch Streuung von polarisierten Strahlen an unpolarisierten Targets. Die Zielsetzungen sind dabei unterschiedlich: Neben der Bestimmung der seltsamen elektromagnetischen Formfaktoren des Nukleons gibt es Messungen des Weinbergwinkels $\sin^2 \theta_W$ und „historische“ Messungen, die zur Etablierungen der Glashow-Salam-Weinberg-Theorie (GSW-Theorie) der elektroschwachen Wechselwirkung beigetragen haben.

2.4.1 Paritätsverletzung in inelastischer Elektronstreuung ($\vec{e} + d$), SLAC

Beim ersten erfolgreichen Paritätsexperiment an einem Teilchenbeschleuniger überhaupt wurde am Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) ein polarisierter Elektronenstrahl mit Energien zwischen 16,2 und 22,2 GeV an einem unpolarisierten Flüssigdeuteriumtarget gestreut [59]. Die inelastisch ($\vec{e} + d \rightarrow e' + X$) gestreuten Elektronen wurden unter 4° in einem magnetischen Spektrometer analysiert und der Strom der gestreuten Elektronen bestimmt. Der Impulsübertrag bewegte sich zwischen 1,0 und 1,9 (GeV/c)².

Die polarisierte Quelle erreichte eine mittlere Spinpolarisation des Strahls von 37 %.

Es gelang erstmals bei einem Beschleunigerexperiment, die paritätsverletzende Asymmetrie, die auf der Interferenz von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung beruht, nachzuweisen. Die Messung wurde bei vier verschiedenen Strahlenergien durchgeführt, um die Modulation der paritätsverletzenden Asymmetrie mit dem Präzessionswinkel des Elektronenspins beobachten zu können. Die gemessenen Asymmetrien lagen zwischen ca. +120 und -100 ppm. Zusätzlich wurde eine Messung an einem Wasserstofftarget bei 19,4 GeV durchgeführt, die eine Asymmetrie von (-97 ± 27) ppm ergab. Dieses Ergebnis stellte eine Bestätigung der Glashow-Salam-Weinberg-Theorie dar und widerlegte beispielsweise konkurrierende rechts-links-symmetrische Modelle. Vorangehende Experimente hatten nicht die notwendige Genauigkeit zu erreichen vermocht, um die Paritätsverletzung nachweisen zu können.

Bei diesem Experiment wurden bereits wie bei modernen Paritätsexperimenten helizitätskorrelierte Schwankungen der Strahlparameter (Position, Winkel, Strom und Energie) überwacht, um mittels Rückkoppelschleifen diese Parameter zu stabilisieren und die gemessenen Asymmetrien um apparative Effekte zu korrigieren. Dadurch war die Apparatur geeignet, um Asymmetrien bis hinunter zu 10^{-5} zu messen.

Die Polarisation des Elektronenstrahls wurde mit einem Møllerpolarimeter gemessen [22] und betrug im Mittel 37 %. Für das Polarimeter wurde eine dünne Folie aus *Supermendur*, einer Cobalt-Nickel-Legierung mit hoher Curietemperatur, verwendet, die in einem longitudinalen 90 Gauß starken Magnetfeld magnetisiert wurde. Um eine möglichst große Komponente longitudinaler Polarisation der Elektronen in der Folie zu erreichen, war sie um 20° gegenüber der Strahlachse verkippt. Die effektive Polarisation der Folie wurde durch die bei Ummagnetisierung, verursacht durch Umkehr des äußeren Feldes, in einer Sondenspule induzierte Spannung bestimmt.

2.4.2 E158, SLAC

Das 1997 vorgeschlagene E158-Experiment am SLAC ist eine Präzisionsmessung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der Møllerstreuung longitudinal spinpolarisierter Elektronen an den Elektronen eines Flüssigwasserstofftargets bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 0,03$ (GeV/c)². Die Asymmetrie in der Møllerstreuung wird vom neutralen schwachen Strom beherrscht, was aufgrund der Proportionalität der Asymmetrie zu $\frac{1}{4} - \sin^2 \theta_W$ eine Bestimmung des Weinbergwinkels θ_W ermöglicht. Bis dahin war der Weinbergwinkel nur auf der Z^0 -Resonanz am LEP gemessen worden.

Die Messung wurde mit dem SLAC-Elektronenstrahl in der End-Station A bei einer Strahlenergie von 50 GeV durchgeführt. Der Elektronenstrahl ist mit einer Wiederholfrequenz von 120 Hz gepulst, wobei die Strahlhelizität für jeden Puls gewählt werden kann. Als Targetmaterial dienen 1,5 Meter flüssiger Wasserstoff. Aufgrund der hohen Ereignisraten von mehreren 10^7 gestreuten Elektronen je Puls wurden die Elektronen in einer integrierenden Messung nachgewiesen, wodurch sich gleichzeitig die Notwendigkeit von Totzeitkorrekturen vermeiden läßt.

Um die Untergrundereignisse von den elastisch gestreuten Elektronen abzutrennen, wurde ein Spektrometer, bestehend aus einer Schikane aus drei Dipolmagneten und vier sich dahinter befindlichen Quadrupolen, aufgebaut. Zusätzlich wurden Kollimatoren verbaut, die eine direkte Sicht der Detektoren auf das Target verhindern und die zudem so angeordnet sind, daß Photonen (Bremsstrahlung) nur nach mindestens zweimaliger Streuung an den Kollimatoren die Detektoren erreichen können.

Der Weinbergwinkel wurde von E158 zu

$$\sin^2 \theta_W = 0,2397 \pm 0,0010_{stat.} \pm 0,0008_{syst.} \quad (2.4.1)$$

bestimmt. Damit konnte das „Laufen“ des Weinbergwinkels mit einer Signifikanz von sechs Standardabweichungen bestätigt werden. Das Ergebnis ist mit dem ^{133}Cs -Niederenergieexperiment [17] verträglich.

2.4.3 ^9Be -Paritätsexperiment, Mainz

Am Mainzer Linearbeschleuniger wurde Ende der achtziger Jahre ein Experiment zur Paritätsverletzung durchgeführt [38]. Der longitudinal polarisierte Elektronenstrahl wurde bei 300 MeV Strahlenergie an einem ^9Be -Target gestreut. Um eine akzeptable Meßzeit von ca. einer Woche einhalten zu können, wurde die Messung integrierend ausgeführt. Der Nachweis einzelner gestreuter Teilchen wäre mit einem gepulsten Strahl bei einem Tastverhältnis von $1,5 \cdot 10^{-4}$ zu zeitaufwendig gewesen. Daher wurden die gestreuten Elektronen mit $115^\circ < \theta < 145^\circ$ mit einem ϕ -symmetrischen abbildenden Luft-Cherenkovdetektor nachgewiesen, wobei die Anodenströme der Photomultiplier des Cherenkovdetektors jeweils über die Dauer eines Elektronenpulses integriert wurden.

Die paritätsverletzende physikalische Asymmetrie, dominiert durch die quasielastische Streuung an ^9Be , wurde zu $A = (-9,4 \pm 1,8 \pm 0,5)$ ppm bestimmt, woraus bei einer Analyse im Rahmen der GSW-Theorie ein Wert von $\sin^2 \theta_W = 0,221 \pm 0,014 \pm 0,004$ für den Weinbergwinkel resultierte.

2.4.4 SAMPLE, MIT-Bates

Beim SAMPLE-Experiment am MIT-Bates-Beschleuniger wurde die elastische Streuung longitudinal polarisierter Elektronen von 200 MeV an Wasserstoff und Deuterium unter Rückwärtswinkeln untersucht. Ein Luft-Cherenkov-Detektor wurde verwendet, um gestreute Elektronen im Winkelbereich $130^\circ < \theta_e < 170^\circ$, entsprechend einem mittleren Q^2 von $0,1 \text{ (GeV/c)}^2$, nachzuweisen. Das Cherenkovlicht wurde mit Spiegeln aufgefangen und auf die Photomultiplier fokussiert, deren Anodenströme integrierend gemessen wurden. Die experimentelle Asymmetrie wurde mit Hilfe von Simulationen um Untergrundbeiträge aus der Pionproduktion korrigiert. Diese Vorgehensweise wurde durch die Messung knapp oberhalb der Pionschwelle ermöglicht, weil so der inelastische Untergrund einen nur geringen Anteil am Signal hatte.

SAMPLE konnte eine Linearkombination des seltsamen magnetischen Formfaktors G_M^S und des neutralen axialen Formfaktors G_A^e messen. Durch die gewählte Kinematik war der Beitrag des seltsamen elektrischen Formfaktors G_E^S stark unterdrückt.

Nach anfänglichen Diskrepanzen zwischen den erwarteten und den gemessenen paritätsverletzenden Asymmetrien wurde in einem dritten Schritt die Asymmetrie bei der Streuung an einem Deuteriumtarget bei einem Impulsübertrag von $Q^2=0,038 \text{ (GeV/c)}^2$ gemessen und die Strahlungskorrekturen in den Rechnungen zu den erwarteten Asymmetrien verbessert. Aus allen Daten zusammen konnte schließlich der seltsame magnetische Formfaktor des Protons zu

$$G_M^S(Q^2 = 0,1 \text{ (GeV/c)}^2) = 0,37 \pm 0,34 \quad (2.4.2)$$

ermittelt werden [62].

2.4.5 HAPPEX, JLab

Beim ersten Teil des HAPPEX-Experiments (HAPPEX-I) wurde die paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton-Streuung bei einem Streuwinkel von $\theta_e = 12^\circ$ und einer Strahlenergie von 3,3 GeV gemessen. Dazu wurden die elastisch gestreuten Elektronen von zwei hochauflösenden Magnetspektrometern von inelastischen Ereignissen separiert und in Sandwich-Cherenkov-Kalorimetern (Blei/Plexiglas) energieaufgelöst nachgewiesen.

Die Polarisation des Elektronenstrahls wurde mit einem Mottpolarimeter bei einer Strahlenergie von 5 MeV im Injektor des Beschleunigers und mit einem Møller- und einem Comptonpolarimeter (Laserrückstreuung) in der Experimentierhalle gemessen. Dabei lagen die systematischen Fehler des Mottpolarimeters bei 5 % aus der Targetdickenextrapolation und 3 % aus

der Untergrundsubtraktion. Beim Møllerpolarimeter wurde ein systematischer Fehler von 3,2 % aus der Unsicherheit der Targetfolienpolarisation angegeben. Das Comptonpolarimeter wird weiter unten diskutiert (Abschnitt 4.4.3).

HAPPEX-I hat eine Linearkombination von G_E^S und G_M^S gemessen:

$$G_E^S + 0.392G_M^S = 0,014 \pm 0,020_{exp.} \pm 0,010_{emFF} \quad (2.4.3)$$

Weitere Messungen wurden bei 3,0 GeV Strahlenergie zur Streuung an Wasserstoff und Helium jeweils unter $\theta_e = 6^\circ$ und bei 3,03 GeV an Wasserstoff durchgeführt. Dadurch konnten drei unterschiedliche Linearkombinationen von G_E^S und G_M^S bestimmt werden. Bei $Q^2 = 0.1$ (GeV/c)² konnte eine Separation der seltsamen Vektorformfaktoren durchgeführt werden.

2.4.6 G0, JLab

Das G0-Experiment bestimmt ebenfalls die seltsamen elektromagnetischen Formfaktoren des Nukleons durch Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der Elektron-Nukleon-Streuung. Die Messung wurde bei einer Elektronenstrahlenergie von 3,03 GeV an einem 20 cm langen Flüssigwasserstofftarget durchgeführt. Ein supraleitender toroidaler Magnet dient als Spektrometer, das die Rückstoßprotonen entsprechend ihren Impulsen auf ortsauflösende Detektorleitern aus Plastiksziintillatoren fokussiert. Bei diesem Konzept besteht der große Vorteil darin, daß ein weiter Q^2 -Bereich von 0,12 bis 1,0 (GeV/c)² in einer einzigen Messung abgedeckt wird. Die Rückstoßprotonen werden unter Streuwinkeln um 70° nachgewiesen. Der Elektronenstrahl ist gepulst (Wiederholfrequenz 31,25 MHz). Dadurch können die Flugzeiten der gestreuten Teilchen gemessen werden, was eine zusätzliche Unterdrückung inelastischer Ereignisse ermöglicht. Die mittlere Strahlpolarisation wurde mit einem Møllerpolarimeter mit einer Genauigkeit von 1,4 % (relativ) bestimmt. Für die Polarisationsmessungen wurde die Paritätsmessung jeweils unterbrochen.

Aus den gemessenen paritätsverletzenden Asymmetrien wird die Linearkombination

$$A_p \approx G_E^S + 0,94 \frac{Q^2}{(\text{GeV}/c)^2} G_M^S \quad (2.4.4)$$

extrahiert [6].

Die G0-Kollaboration hat die gewonnenen Daten dahingehend interpretiert, daß die Strange-Quarks mit 89%iger Sicherheit einen Beitrag zu den elektromagnetischen Formfaktoren des Protons leisten [6]. Inzwischen wurde der Detektor gedreht, um unter Rückwärtswinkeln zu messen. Dabei wurden statt der gestreuten Protonen die gesteuerten Elektronen nachgewiesen,

und es konnten in einer Messung Linearkombinationen der Formfaktoren bei zwei Werten von Q^2 (0,22 und 0,63 $(\text{GeV}/c)^2$) jeweils für Wasserstoff und Deuterium bestimmt werden [21].

2.4.7 Qweak, JLab

Beim Qweak-Experiment soll die schwache Ladung des Protons Q_W^p , die mit dem Weinbergwinkel über

$$Q_W^p = 1 - 4 \sin^2 \theta_W \quad (2.4.5)$$

verknüpft ist, bestimmt werden. Dazu soll wie auch bei den zuvor genannten Experimenten die paritätsverletzende Asymmetrie bei der elastischen Elektron-Proton-Streuung gemessen werden. Dazu müssen die Beiträge der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Protons bekannt sein. Die Ergebnisse der oben genannten Paritätsexperimente werden daher in die Analyse der Qweak-Daten eingehen. Bei einer Strahlenergie von 1,2 GeV werden die unter $7^\circ < \theta_e < 11^\circ$ gestreuten Elektronen durch ein toroidales Magnetfeld auf Quarz-Cherenkov-Detektoren fokussiert und ihre Rate integrierend gemessen. Der Impulsübertrag beträgt $Q^2 = 0,003 (\text{GeV}/c)^2$. Die Datennahme wird im Jahr 2010 beginnen.

Für die Polarimetrie des Elektronenstrahl befindet sich ein Polarimeter im Aufbau, das weiter unten (Abschnitt 4.4.3) besprochen wird.

2.5 Aufbau des A4-Experiments

Das A4-Paritätsexperiment befindet sich am Mainzer Mikrotron (MAMI). Abbildung 2.5.1 zeigt eine Übersicht der Beschleunigeranlage.

Der Beschleuniger liefert einen zu ca. 80 % spinpolarisierten Elektronenstrahl mit einem Strahlstrom von 20 μA und Energien von 315, 570, 855 oder 1508 MeV für das A4-Paritätsexperiment. Der Strahl ist im Hinblick auf die besonderen Anforderungen eines solchen Paritätsexperiments stabilisiert, um bei der Helizitätsumschaltung auftretende helizitätskorrelierte Schwankungen der Strahlparameter Strom, Lage, Winkel und Energie zu unterdrücken. Gleichzeitig werden diese Strahlparameter während des Experimentierbetriebs überwacht und aufgezeichnet, um in der Datenanalyse des A4-Experiments berücksichtigt zu werden. Zu diesem Zweck wurden entsprechende Strahlmonitore und Stabilisierungssysteme von der MAMI-Beschleunigergruppe entwickelt und im Beschleuniger und der Strahlführung des A4-Experiments installiert.

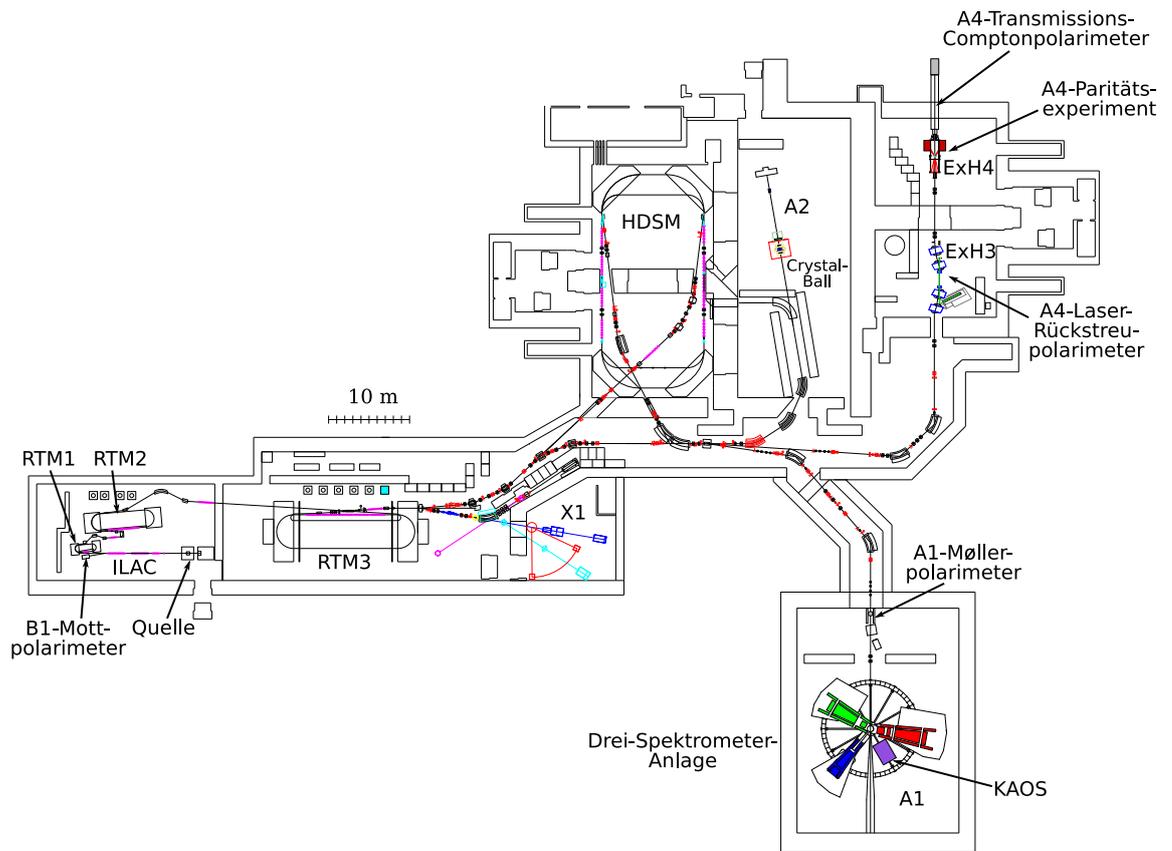


Abbildung 2.5.1 Übersicht über die MAMI-Beschleunigeranlage.

Zur Bestimmung der Strahlpolarisation im A4-Experiment kommen alle am Beschleuniger verfügbaren Polarimeter zum Einsatz. Da die im A4-Experiment gemessenen paritätsverletzenden Asymmetrien direkt proportional zum Grad der longitudinalen Elektronenstrahlpolarisation sind, ist die Messung der Strahlpolarisation von besonderer Bedeutung.

Im folgenden werden die einzelnen Komponenten, beginnend bei der polarisierten Quelle, über den Beschleuniger mit den Stabilisierungssystemen für den Elektronenstrahl, über die verschiedenen Polarimeter, bis zum Target und Kalorimeter des A4-Experiments beschrieben.

2.5.1 Die polarisierte Quelle

Der zur Durchführung des Paritätsexperiments notwendige Strahl von zu ca. 80 % spinpolarisierten Elektronen bei einem Strom von 20 μA wird von der polarisierten Quelle, die in Abbildung 2.5.2 dargestellt ist, bereitgestellt.

Der Diodenlaser der Quelle wird mit einem Ruhestrom betrieben, der knapp unterhalb der Schwelle für Lasertätigkeit liegt. Dieser Strom wird dann mit der MAMI-Grundfrequenz von 2,45 GHz moduliert, so daß der Laser kurze Pulse abgibt (Betrieb als *Synchrolaser*).

Die Lichtpulse werden vom Eingangspolarisator in einen linearen Polarisationszustand überführt und dann von einer nachfolgenden Pockelszelle, die als schaltbare $\lambda/4$ -Platte dient, in einen Zirkularpolarisationszustand verwandelt. Die Pockelszelle wird an einer schaltbaren Hochspannungsquelle betrieben. Je nach Polarität des Helizitätssignals, das vom A4-Generator in der Experimentierhalle 3 zur Quelle gesendet wird, wird das elektrische Feld in der Pockelszelle so gepolt, daß hinter der Pockelszelle entweder rechts- oder linkszirkular polarisiertes Licht vorliegt.

Jedes optische Element weist Imperfektionen auf. Es ist nicht möglich, einen rein linearen Polarisationszustand mit Hilfe einer $\lambda/4$ -Platte in einen völlig reinen Zirkularpolarisationszustand zu überführen. Eine kleine lineare Beimischung läßt sich nicht vermeiden. Diese Beimischung liegt hier bei sehr guter Justage der Pockelszelle bei ca. 1 % [8].

Die Orientierung dieses linearen Polarisationsanteils hängt zudem von der Polung der Pockelszelle ab. Die Transmission linearpolarisierten Lichts beispielsweise durch das nachfolgende Vakuumfenster wird bei nicht exakt senkrechtem Einfall allerdings entsprechend der Fresnelkoeffizienten von der Orientierung der Schwingungsebene des Lichts abhängen. Dadurch kann sich eine Intensitätsasymmetrie des Laserlichts beim Auftreffen auf die Photokathode ergeben, die in diesem Fall bei wenigen 10^{-6} läge. Dieser Effekt wird auch als *polarisationsinduzierte Transmissionsasymmetrie (PITA)* bezeichnet. Er wurde schon relativ früh im Zusammenhang mit Experimenten zur

Paritätsverletzung diskutiert ([20], [61]).

Wie in der Arbeit [8] besprochen wird, gibt es neben dem „Fresnel“-PITA-Effekt jedoch noch einen weitaus größeren Effekt, der mit der Verwendung von sogenannten *Strained-Layer*-Photokathoden zur Erzielung hoher Elektronenpolarisation zusammenhängt. Durch die Verformung des Kristallgitters der Strained-Layer-Kathoden wird eine Vorzugsrichtung ausgezeichnet. Je nach Ausrichtung der linearen Polarisationskomponente des Laserlichts kommt es bei Helizitätsumschaltung zu deutlich größeren Stromasymmetrien bis zu etwa einem Promille. Dies ist darauf zurückzuführen, daß der deformierte Kathodenkristall infolge polarisationsabhängiger Absorption als Analysator für linearpolarisiertes Licht (mit einer Analysierstärke von ca. 10%) wirkt.

Eine drehbare Halbwellenplatte ermöglicht die Orientierung der verbleibenden Linearpolarisationskomponenten des Laserlichts relativ zur Vorzugsrichtung des Photokathodenkristalls, so daß die ansonsten hervorgerufenen helizitätskorrelierten Stromasymmetrien unterdrückt werden. Zusätzlich besteht die Möglichkeit, die beiden Hochspannungen, die abwechselnd auf die Pockelszelle aufgeschaltet werden, unsymmetrisch einzustellen, um die Verzögerung der Pockelszelle variieren zu können.

Eine weitere Halbwellenplatte, die im A4-Experiment als *Generalvorzeichenwechsler (GVZ)* bezeichnet wird, kann in den Strahlengang eingebracht werden. Durch dieses Element kann der Linearpolarisationszustand des Quellenlaserlichts vor Eintritt in die Pockelszelle um 90° gedreht werden. Damit wird die Bedeutung der beiden möglichen Zustände des Helizitätssignals, das der Pockelszellensteuerung zugeführt wird, vertauscht, ohne daß damit eine Beeinflussung irgendeines Bestandteils des A4-Paritätsexperiments einhergeht. Bei allen physikalischen Asymmetrien führt dies zu einem Vorzeichenwechsel, während sogenannte *falsche Asymmetrien*, die beispielsweise aus der Rückwirkung des Zustands des Helizitätssignals auf die Datenerfassungselektronik entstehen können, keinem Vorzeichenwechsel unterliegen und damit identifiziert und korrigiert werden können.

Diese Halbwellenplatte wird daher während einer Strahlzeit üblicherweise jeweils nach einer Woche Meßzeit in den Strahlengang des Quellenlasers eingebracht (GVZ ein) bzw. wieder herausgenommen (GVZ aus). Auch alle Messungen der Strahlpolarisation mit den verschiedenen Polarimetern werden grundsätzlich jeweils einmal mit und einmal ohne GVZ durchgeführt.

Zusätzlich wurden im Jahr 2009 Umschaltrelais am Gategenerator des A4-Experiments nachgerüstet [35], mit denen das Vorzeichen des Helizitätssignals, das von der Elektronik des A4-Experiments zum Pockelszellentreiber gesendet wird, gedreht werden kann. Diese Drehung entspricht einer Änderung des Zustands des GVZ – mit dem Unterschied, daß kein Neuabgleich

der drehbaren Halbwellenplatte an der Quelle erforderlich wird. In Abschnitt 5.2.4 wird an einem konkreten Beispiel die Entstehung, Erkennung und Beseitigung apparativer Asymmetrien diskutiert.

2.5.2 Wienfilter

Vor dem auf die Quelle folgenden Injektionsbeschleuniger wird der Elektronenstrahl noch im sogenannten Interface 0 durch einen Wienfilter [63] geleitet. Ein Wienfilter ist eine Anordnung, bestehend aus einem Plattenkondensator, der ein homogenes elektrisches Feld erzeugt, das von einem senkrecht stehenden homogenen Magnetfeld durchdrungen ist. Das elektrische Feld \vec{E} steht transversal zur Bewegungsrichtung \vec{v} der Elektronen. Das Magnetfeld \vec{B} steht senkrecht zu \vec{v} und zu \vec{E} . Durch geeignete Wahl der Feldstärken heben die Wirkungen von E - und B -Feld auf die Flugbahn der Elektronen einander auf. Allerdings präzediert der Spin der Elektronen im Magnetfeld des Wienfilters, der sich somit zur Einstellung eines beliebigen Spinwinkels eignet. Der Einstellbereich des Wienfilters an MAMI beträgt $\pm 90^\circ$. Da der Spin im übrigen Beschleuniger und in den Feldern der Ablenkmagnete ebenfalls präzediert, ist es erforderlich, den Spinwinkel mit dem Wienfilter für die jeweilige Experimentierhalle individuell einzustellen. Eine Kontrolle der Spinorientierung erfolgt im A4-Experiment dann mit Hilfe des weiter unten diskutierten Transmissions-Comptonpolarimeters, dessen Analysierstärke für longitudinale Spinorientierung am Ort des A4-Targets maximal und für transversale Spinorientierung minimal ist.

2.5.3 Beschleuniger

Abbildung 2.5.3 zeigt den schematischen Aufbau der ersten Stufen des Beschleunigers bis MAMI B. Strahlabwärts von der Quelle befindet sich der Injektionsbeschleuniger ILAC, der die Elektronen auf eine Energie von 3,5 MeV bringt, bevor sie in das erste Rennbahnmikrotron (*Racetrack-Microtron*, *RTM*) eintreten. Er besteht aus insgesamt drei Beschleunigungssektionen, die von einem Klystron mit Mikrowellenenergie der Frequenz 2,45 GHz versorgt werden. Dieser Vorbeschleuniger ist erforderlich, um die Elektronen nahezu auf Lichtgeschwindigkeit $\beta \approx 1$ zu bringen, damit die Teilchen nach jedem Umlauf im Mikrotron wieder genau in Phase mit der beschleunigenden Mikrowellenfrequenz in der Beschleunigungssektion des RTM1 ankommen.

Im RTM1 wird der Elektronenstrahl auf eine Energie von 14 MeV beschleunigt. Anschließend wird er im zweiten RTM auf eine Energie von 180 MeV gebracht, bevor er in die dritte Stufe RTM3 injiziert wird.

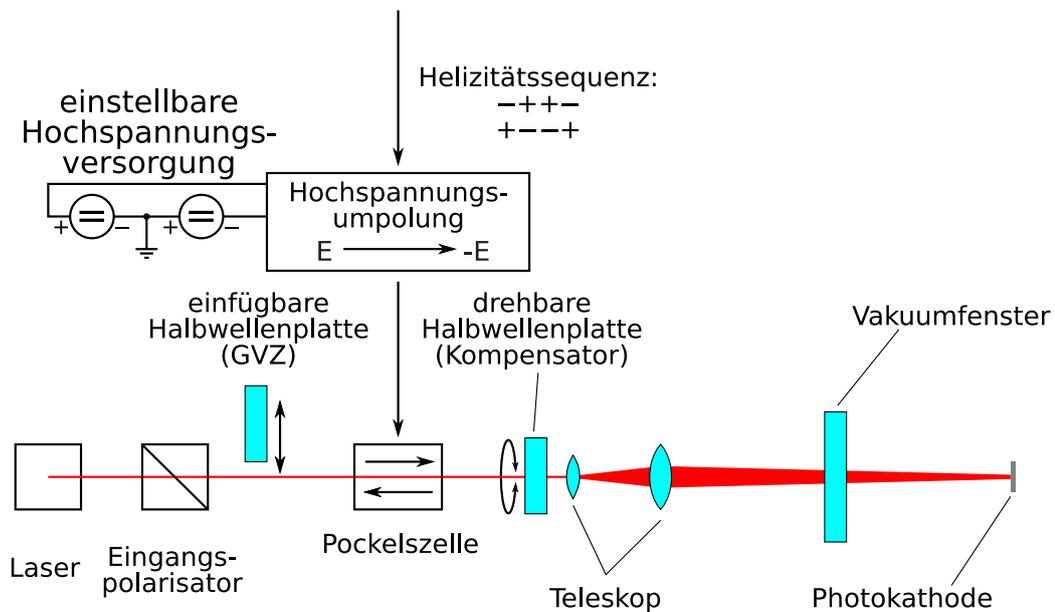


Abbildung 2.5.2 Aufbau der Quelle für polarisierte Elektronen nach [8]. Das Infrarotlicht des Synchrolasers wird von einem Linearpolarisator (*Eingangspolarisator*) definiert linear polarisiert. Eine Pockelszelle wirkt als schaltbare $\lambda/4$ -Platte, so daß je nach Helizitätssignal rechts- oder linkszirkular polarisiertes Licht entsteht. Eine drehbare Halbwellenplatte dient dazu, die Ebenen der verbleibenden linearen Polarisationskomponenten des Laserlichts so zu drehen, daß sie parallel bzw. senkrecht zur Vorzugsrichtung der *Strained-Layer*-Photokathode ausgerichtet werden. Dadurch kann die helizitätskorrelierte Stromasymmetrie im A4-Experiment unterdrückt werden.

Die einfügbarer Halbwellenplatte, die auch als „GVZ“ bezeichnet wird, dient dazu, die Bedeutung der an den Pockelszellentreiber gesendeten Helizitätssignale „+“ und „-“ zu vertauschen, um mögliche falsche Asymmetrien sichtbar zu machen.

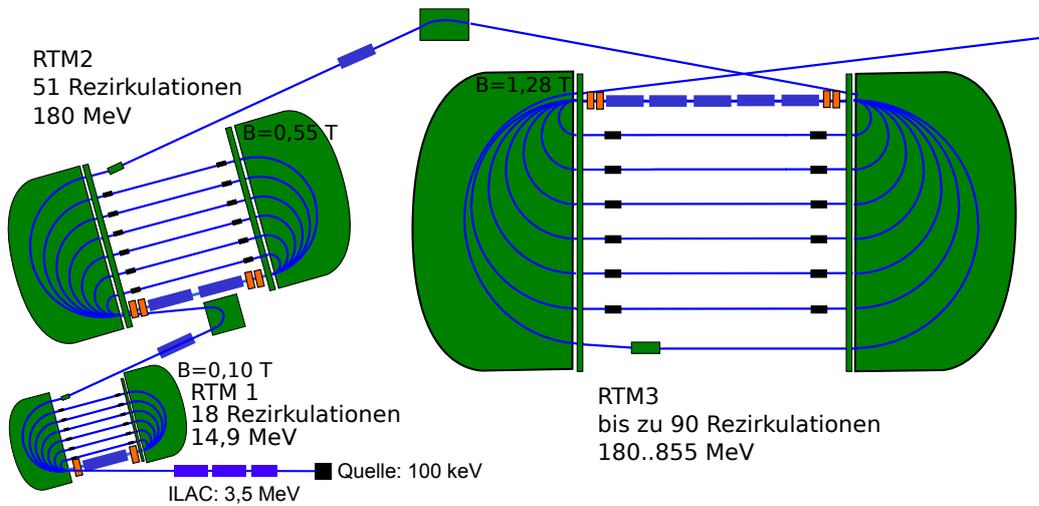


Abbildung 2.5.3 Schematische Übersicht über die drei Beschleunigerstufen von MAMI A (RTM1 und RTM2) und MAMI B (RTM3) mit dem Injektionslinearbeschleuniger (ILAC).

Um die Elektronenenergie im Experiment variieren zu können, ist beim RTM3 eine variable Extraktionsenergie vorgesehen. Das RTM3 besitzt insgesamt 90 Rückführungsbahnen bei einem Energiegewinn von 7,5 MeV je Umlauf. Damit kann der Strahl maximal auf eine Energie von $(315 + 90 \cdot 7,5)\text{ MeV} = 855\text{ MeV}$ beschleunigt werden.

Um die Strahlenergie auszuwählen, wird der sogenannte Extraktionsmagnet auf eine der Rückführungsbahnen gesetzt, so daß der Strahl die Beschleunigerstufe nach der gewünschten Anzahl von Umläufen verläßt. Für eine Energie von 315 MeV sind beispielsweise 18 Umläufe erforderlich.

Seit dem Jahr 2008 steht außerdem eine vierte Beschleunigerstufe, das Harmonische Doppelseitige Mikrotron (HDSM bzw. MAMI C) (Abbildung 2.5.4), zur Verfügung, die den Strahl von 855 auf 1508 MeV beschleunigen kann. Auch hier ist eine variable Extraktionsenergie möglich. Das A4-Experiment erhielt nach einem Strahltest im Herbst 2008 im Frühjahr 2009 erstmals Strahl von MAMI C für eine reguläre Produktionsstrahlzeit des Paritätsexperiments.

Vom Beschleuniger wird der Strahl über den Strahlführungstunnel zu den einzelnen Experimenten geleitet. Da die Anforderungen, die für das A4-Paritätsexperiment an die Strahlqualität gestellt werden müssen, außerordentlich hoch sind, befinden sich in der Strahlführung an vielen Stellen von der Quelle bis zum A4-Experiment verschiedene Strahlmonitore und Stabilisierungssysteme, die im folgenden diskutiert werden sollen.

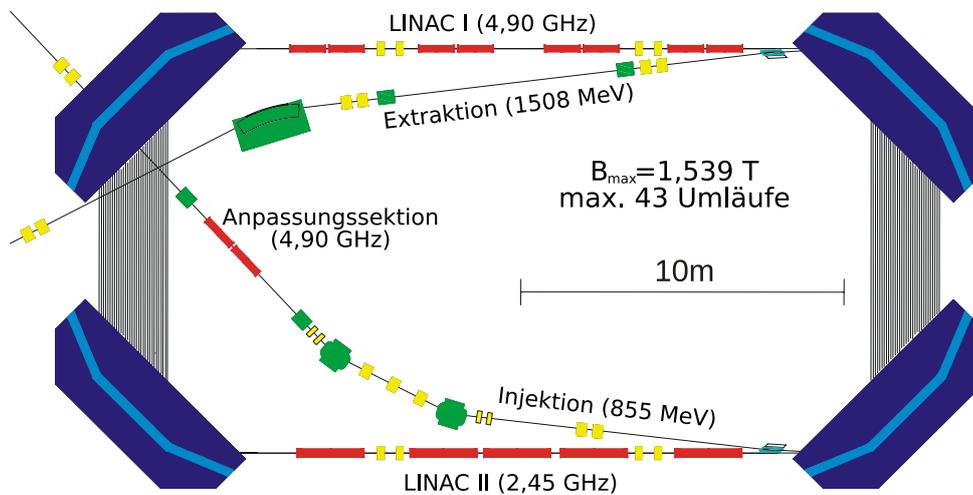


Abbildung 2.5.4 Schema der vierten Beschleunigerstufe MAMI C. Im harmonischen doppelseitigen Mikrotron (HDSM) wird der Elektronenstrahl von seiner Einschussenergie von 855 MeV in 43 Umläufen mittels zweier Linearbeschleunigerabschnitte (LINAC I und LINAC II) auf eine Energie von 1508 MeV beschleunigt.

2.5.4 Strahlmonitore und Strahlstabilisierungen

In Abbildung 2.5.5 ist die Beschleunigeranlage MAMI aus Sicht des A4-Experiments mit den Strahlstabilisierungen schematisch dargestellt.

Es gibt im wesentlichen drei Arten von Strahlmonitoren, die im A4-Experiment zur Messung der Strahlparameter Verwendung finden.

Phasen- Intensitätsmonitore (PIMO) sind Mikrowellenresonatoren, in denen aufgrund der Zeitstruktur des mit der MAMI-Masterfrequenz von 2,45 GHz gebunchten Strahls Moden angeregt werden, die eine Messung von Strahlphase (etwa für Laufzeit- und damit Energiemessungen) oder Strahlstrom, je nach Phasenlage des Referenzsignals, ermöglichen. Diese Monitore kommen in der Strahlstromstabilisierung und in der Strahlstromüberwachung des A4-Experiments zum Einsatz.

XY-Lagemonitore (XYMO) sind Mikrowellenresonatoren, in denen der Elektronenstrahl unterschiedliche Transversalmoden in Abhängigkeit von seiner Lage relativ zur Symmetrieachse des Resonators anregt. Damit können Ablagen des Strahls in Bezug auf seine Sollage, die durch die Symmetrieachse des Monitors definiert wird, gemessen werden. Vier dieser Monitore werden

für die unterschiedlichen Strahllagestabilisierungen für das A4-Experiment benötigt.

Energiemonitore (ENMO) sind ebenfalls Mikrowellenmonitore, die im RTM 3 auf den Rückführungsbahnen (entsprechend den Extraktionsenergien im A4-Experiment) und in der Extraktionsstrahlführung des RTM 3 eingebaut sind. Durch die Messung der relativen Phase der Signale der Monitore (einer auf der Rückführungsbahn und einer in der Extraktion), läßt sich die Strahlenergie ermitteln, da der Strahl zwischen den beiden Monitoren im Feld eines der Umlenkmagneten des RTM 3 eine Bahn beschreibt, die von seiner Energie und dem Magnetfeld (Messung durch eine Kernresonanzsonde) abhängt. Da sich durch Änderung der Einschußphase in das RTM 3 die Endenergie variieren läßt, kann diese mit Hilfe des Phasensignals stabilisiert werden.

Eine entsprechende Stabilisierung wurde auch im HDSM installiert [24].

Strahlstromstabilisierung Der Strom des an der polarisierten Quelle erzeugten Elektronenstrahls wird vom Mikrowellenstrommonitor PIMO13 gemessen und mit einem vom Beschleunigeroperator vorgegebenen Sollwert verglichen und die Intensität des Quellenlasers mit einem Flüssigkristallabschwächer beeinflusst. Mit Hilfe dieser Stromstabilisierung können die helizitätskorrelierten Strahlstromschwankungen, die nach Optimierung der drehbaren Halbwellenplatte an der Quelle übrigbleiben, um etwa zwei weitere Größenordnungen unterdrückt werden.

Messung der Strahlenergie

Die Messung der Strahlenergie erfolgt beim RTM 3 durch die Bestimmung der Ablage des Strahls auf der 73. Rückführungsbahn von der Sollachse. Der Strahl wird dazu auf der LINAC-Achse des RTM 3 mittig gelegt und anschließend die Ablage auf dem XYMO auf der 73. Bahn mit einem kalibrierten Wedler² kompensiert. Aus der Einstellung des Wedlers und dem gemessenen Feld der Umlenkmagnete des RTM 3 (Kernresonanzsonde) kann die Strahlenergie berechnet werden. Die Meßgenauigkeit setzt sich aus der Genauigkeit der Feldkarten der RTM 3-Magnete (10^{-4}) und der Genauigkeit, mit der der Abstand des XYMOs auf der 73. Bahn von der LINAC-Achse des RTM 3 vermessen wurde, zusammen. Sie beträgt bei 727,7 MeV (73 Umläufe im RTM 3) 160 keV.

²Als Wedler werden bei MAMI kleine Korrekturdipole zur Einstellung der Strahllage bezeichnet.

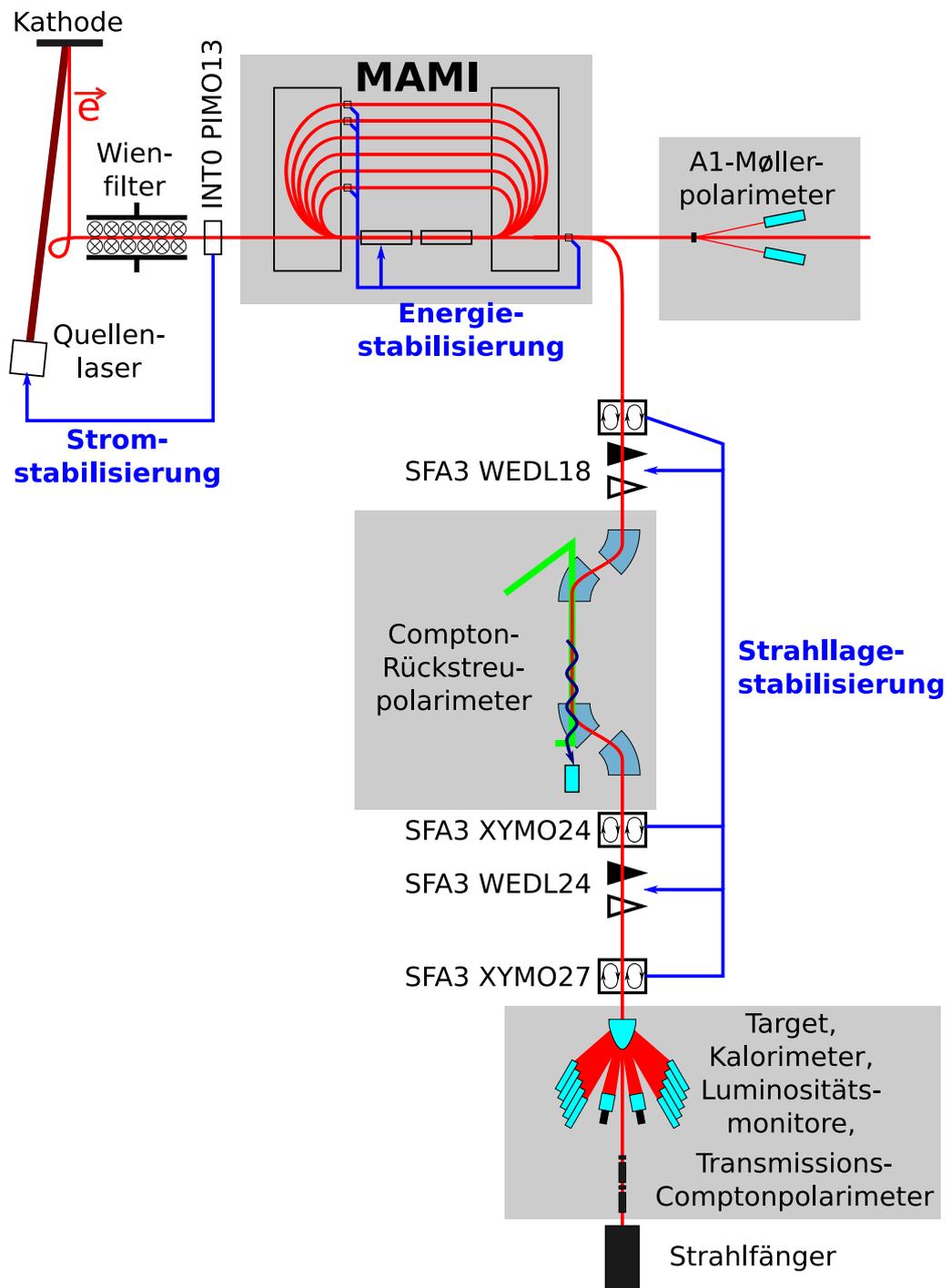


Abbildung 2.5.5 Schema des Beschleunigers MAMI mit dem A4-Experiment und den dafür erforderlichen Stabilisierungssystemen.

2.5.5 Polarimeter an MAMI

Strahlabwärts vom Injektionsbeschleuniger *ILAC* befindet sich neben dem RTM 1 das B1-Mottpolarimeter, das in Kapitel 4.4.1 vorgestellt wird. Der Strahlbetrieb muß für Mottmessungen nur kurz unterbrochen werden, da lediglich ein einziger Dipolmagnet benötigt wird, um den Strahl auf das Polarimeter zu lenken.

Vor der Drei-Spektrometeranlage ist das A1-Møllerpolarimeter eingebaut [13]. Da es sich in einer separaten Strahlführung befindet, ist der Zeitaufwand für eine Møllermessung vergleichsweise hoch. Dafür erlaubt das Polarimeter eine absolute Bestimmung der Polarisierung. In Abschnitt 4.4.2 wird das A1-Møllerpolarimeter näher beschrieben.

Um ohne Unterbrechungen des laufenden Experimentierbetriebs die Strahlpolarisation messen zu können, wurde in der Experimentierhalle 3 das A4-Compton-Laserrückstreupolarimeter aufgebaut, das Gegenstand dieser Arbeit ist. Mit diesem Polarimeter ist die zerstörungsfreie, absolute Bestimmung des Linearpolarisationsgrades des Elektronenstrahls während des Paritätsexperiments möglich. In Kapitel 4 werden die einzelnen Komponenten dieses Polarimeters detailliert beschrieben.

Zusätzlich kann die Polarisierung mit dem Transmissions-Comptonpolarimeter, das sich vor dem Strahlfänger des A4-Experiments befindet, überwacht werden. Eine Beschreibung schließt sich in Abschnitt 2.5.7 an.

2.5.6 Das A4-Bleifluoridkalorimeter

Zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronstreuung am Proton oder am Neutron befindet sich in der Halle 4 ein Target [4], das wahlweise mit flüssigem Wasserstoff oder Deuterium betrieben werden kann. Bei einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ wird eine Luminosität von $5,37 \cdot 10^{37} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erreicht.

Die elastisch gestreuten Elektronen werden in einem totalabsorbierenden, schnellen Cherenkovkalorimeter aus 1022 Bleifluoridkristallen nachgewiesen. Das Kalorimeter kann unter Vorwärtswinkeln, entsprechend einem Streuwinkelbereich relativ zur Strahlachse von 30 bis 40° , oder unter Rückwärtswinkeln, entsprechend 140 bis 150° , aufgestellt werden, um die elastisch gestreuten Elektronen nachzuweisen und deckt jeweils den vollen Azimutbereich ab. Durch die Messung der Energie der gestreuten Teilchen im Kalorimeter kann der Untergrund aus inelastisch gestreuten Elektronen, Pionen und Photonen aus Pionzerfällen vom Signal der elastisch gestreuten Elektronen abgetrennt werden [2].

Die Luminosität wird durch acht Wasser-Cherenkov-Detektoren, die unter

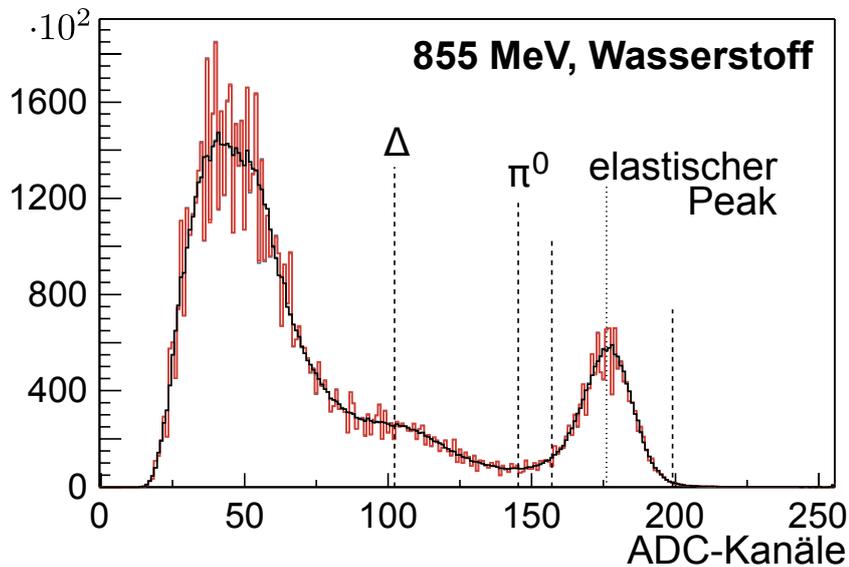


Abbildung 2.5.6 Spektrum der gestreuten Elektronen, aufgenommen mit dem Bleifluoridkalorimeter bei einer Strahlenergie von 855 MeV mit Flüssigwasserstofftarget. Eingezeichnet sind die Deltaresonanz, die Pionschwelle und der elastische Peak mit den Schnitten (gestrichelte Linien), um die elastischen Ereignisse zur Extraktion der paritätsverletzenden Asymmetrie zu bestimmen.

Vorwärtsstreuwinkeln von $4,4 \leq \theta \leq 10^\circ$ die Elektronen aus Møllerstreuung nachweisen, überwacht [37]. Abbildung 2.5.6 zeigt ein mit dem Detektor aufgenommenes Spektrum bei 855 MeV Strahlenergie an Wasserstoff gestreuter Elektronen.

Die Rate an elastisch gestreuten Elektronen, die das Kalorimeter treffen, beträgt typischerweise etwa 10^7 1/s. Allerdings liegt der Untergrund aus inelastischen Ereignissen um ungefähr eine Größenordnung höher. Elastische und inelastische Ereignisse können, da die Energie der gestreuten Elektronen gemessen wird, durch Schnitte auf die im Kalorimeter deponierte Energie voneinander getrennt werden [14].

2.5.7 Das A4-Transmissions-Comptonpolarimeter

Das A1-Møllerpolarimeter wurde in den vergangenen Jahren von der A4-Kollaboration in Strahlzeiten regelmäßig zur absoluten Polarisationsmessung in Anspruch genommen. Da es sich in einer anderen Strahlführung befindet, muß für eine Møllermessung der A4-Experimentierbetrieb für mehrere Stunden unterbrochen werden, um die Strahlführung zum Polarimeter zu

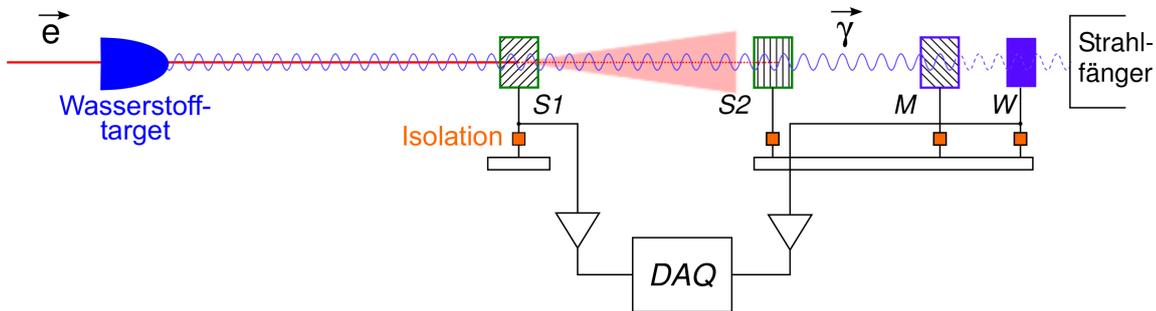


Abbildung 2.5.7 Schematischer Aufbau des Transmissions-Comptonpolarimeters. Im Wasserstofftarget und den Streuern $S1$ und $S2$ wird zirkularpolarisierte Bremsstrahlung erzeugt. Im Magneten M streuen die Bremsstrahlungsphotonen an spinpolarisierten Elektronen. Aufgrund der Spinabhängigkeit der Comptonstreuung ist das Verhältnis der durch den Magneten transmittierten Bremsstrahlung von der Elektronenstrahlhelizität abhängig. Der Bremsstrahlungsfluß kann mit Hilfe von Stromspannungswandlern beispielsweise an $S1$ und dem Wandler W vor und hinter dem Magneten gemessen werden.

optimieren und die Spinrichtung des Elektronenstrahls am Ort des Polarimeters korrekt einzustellen. Daher konnten Møllermessungen nur etwa ein- bis zweimal je Woche vorgenommen werden. Um zwischen den Messungen den zeitlichen Verlauf der Strahlpolarisation überwachen zu können, wurde ein relativ messendes, dafür aber sehr schnelles Transmissions-Comptonpolarimeter entwickelt. Dieses ist strahlabwärts vom Target und Kalorimeter des A4-Experiments, vor dem Strahlfänger, eingebaut [65].

Der Aufbau des Polarimeters ist in Abbildung 2.5.7 dargestellt. Das Flüssigwasserstoff- bzw. Flüssigdeuteriumtarget dient als Radiator, in dem die longitudinal polarisierten Elektronen zirkularpolarisierte Bremsstrahlung erzeugen. Die Abmessungen und Positionen zweier nachfolgender Streuer $S1$ und $S2$ aus Graphit sind darauf optimiert, daß der Elektronenstrahl so aufgeweitet wird, daß in der Nähe der Strahlachse hauptsächlich Bremsstrahlungsphotonen übrigbleiben. Die Streuer wirken dabei außerdem als zusätzliche Radiatoren. Die Bremsstrahlungsphotonen durchdringen anschließend einen Permanentmagneten M aus $\text{Sm}_2\text{Co}_{17}$. Die Comptonstreuung der zirkularpolarisierten Bremsstrahlungsphotonen an den teilweise³ spinpolarisierten Elektronen des Magneten führt zu einer von der Elektronenstrahlhelizität abhängigen Transmission der Bremsstrahlung durch den Magneten. Durch Vergleich des Photonenflusses vor und hinter dem Magneten kann daher auf

³ $P_M = 3,2\%$, siehe dazu [65], S. 36.

den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls geschlossen werden.

Zur Messung des Bremsstrahlungsphotonenflusses sind alle Bauteile elektrisch isoliert montiert und jeweils an einen Strom-Spannungswandler angeschlossen. Bremsstrahlungsphotonen, die die Bauteile durchdringen, können etwa durch Comptonstreuung Elektronen aus den Bauteilen herausschlagen. Der resultierende Strom wird vom Strom-Spannungswandler in eine Spannung gewandelt und von einem Analog-Digitalwandler verarbeitet [65].

Abbildung 2.5.8 zeigt die Asymmetrien, die mit dem Transmissions-Comptonpolarimeter in Abhängigkeit von der Einstellung des Wienfilters gemessen wurden. Durch Veränderung der Wienfiltereinstellung läßt sich die Spinausrichtung am Target des A4-Experiments verändern. Da die Analysierstärke des Transmissions-Comptonpolarimeters proportional zum Longitudinalanteil des Elektronenspins ist, können durch eine solche Spindrehungsmessung die Arbeitspunkte des Wienfilters für longitudinalen Spin (maximale Asymmetrie) bzw. transversalen Spin (Asymmetrie von Null) im A4-Experiment bestimmt werden. Dadurch ist eine experimentelle Kontrolle und Bestätigung der Spintransportrechnungen möglich, die die notwendigen Einstellungen des Wienfilters bei unterschiedlichen Strahlenergien vorhersagen.

Für jede neue Strahlenergie wird im A4-Experiment zur Kontrolle des Spinwinkels am Target eine Spindrehung durchgeführt. So wurde bei 1508 MeV Strahlenergie ein Spinwinkel von $(-1,4 \pm 0,8)^\circ$ gemessen. Zur Einstellung des Spins mit dem Wienfilter wird normalerweise eine für den Wienfilter ermittelte Kalibrationskonstante verwendet. Bei den Spindrehungsmessungen wird die tatsächlich benötigte Einstellung des Wienfilters ermittelt, woraus eine alternative Kalibrationskonstante abgeleitet werden kann. Die beiden Konstanten weisen eine Abweichung von 4 % auf [64]. In Abbildung 2.5.8 sind die ermittelte Konstante $((14,45 \pm 0,20)^\circ/A$ Wienfiltermagnetstrom) für die Spindrehung bei 569,31 MeV Strahlenergie angegeben. Die Abweichung kann im Einzelfall (wie auch hier) von 4 % abweichen, da von der angeforderten Sollenergie ausgegangen wird (Spinpräzession im Beschleuniger), die mit der tatsächlichen Strahlenergie (Energiesmessung s. Abschnitt 2.5.4) nicht unbedingt übereinstimmt.

Während des Experimentierbetriebs erreicht das Transmissions-Comptonpolarimeter eine Meßgenauigkeit von 1 % innerhalb von 30 Minuten bei 1508 MeV Strahlenergie, bzw. innerhalb von 35 Minuten bei 315 MeV. Damit kann der zeitliche Verlauf der Polarisation zwischen zwei Absolutmessungen (z.B. mit dem Møllerpolarimeter) überwacht werden.

In Abbildung 2.5.9 ist neben den Meßergebnissen der Mott- und Møllerpolarimeter die interpolierende, auf das Møllerpolarimeter geeichte Polarisationsmessung des Transmissions-Comptonpolarimeters für eine Strahlzeit beispielhaft dargestellt. Auf diese Weise kann die Polarisation des Elektro-

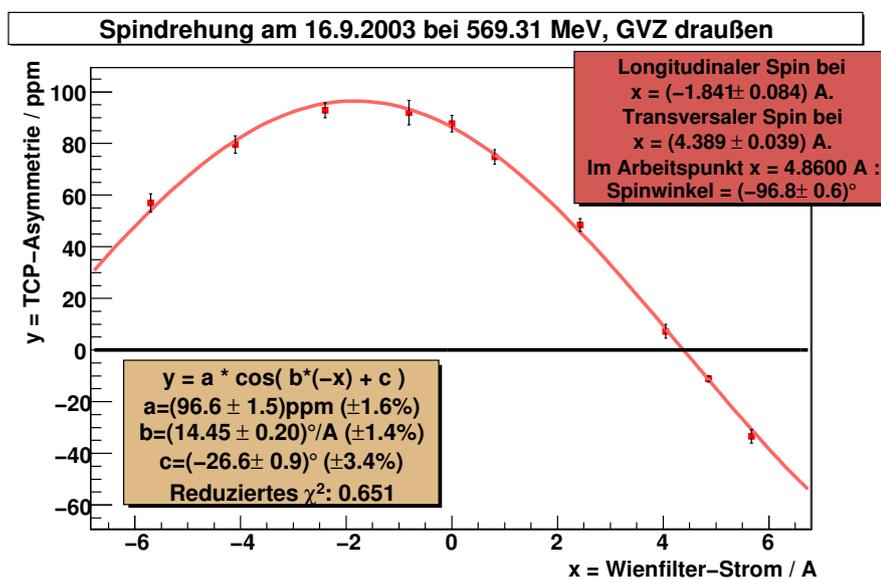


Abbildung 2.5.8 Mit dem Transmissions-Comptonpolarimeter vor dem A4-Strahlfänger gemessene Asymmetrien bei Drehung des Elektronenspins mit dem Wienfilter. Für eine Strahlenergie von 569,31 MeV ergibt sich gegenüber dem vorausgesagten Arbeitspunkt (in diesem Fall für transversalen Spin) von 4,860 A eine Abweichung von knapp 0,5 A.

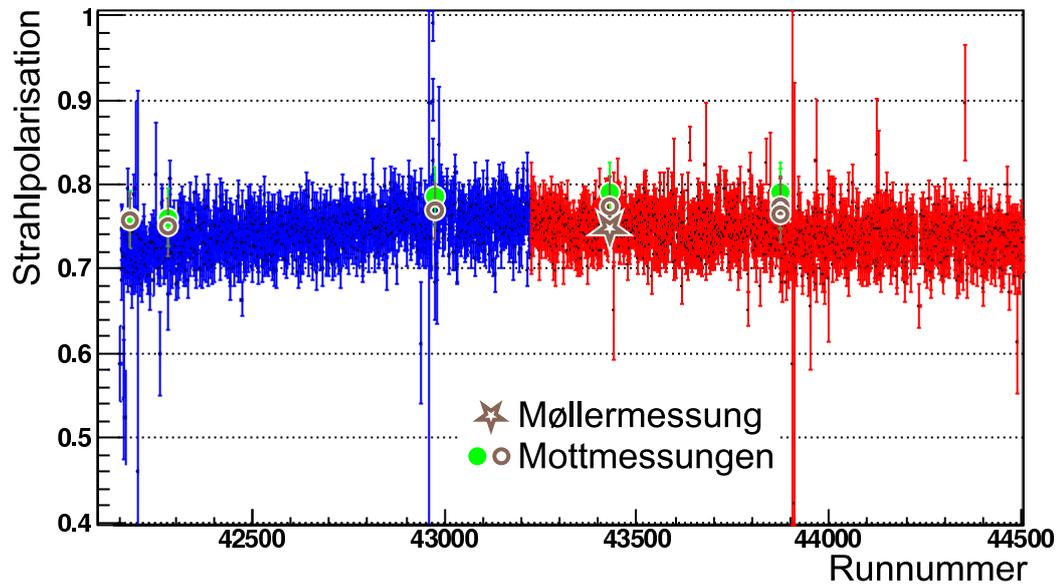


Abbildung 2.5.9 Ergebnis der Polarisationsmessungen mit dem Transmissions-Comptonpolarimeter in der Strahlzeit vom Oktober 2006 (*beam191006*). Dargestellt ist die gemessene Asymmetrie nach Normierung auf die Absolutmessung mit dem Møllerpolarimeter (Eichung der Analyserstärke). Rot und blau stehen für Messungen mit bzw. ohne Einfügen einer zusätzlichen $\lambda/2$ -Platte („GVZ“) in der Laseroptik der polarisierten Quelle.

Die Messungen mit dem B1-Mottpolarimeter sind als Kreise (grün: ohne GVZ, braun: mit GVZ) und die Absolutmessung mit dem A1-Møllerpolarimeter ist als Stern eingetragen (die Meßwerte mit und ohne GVZ liegen sehr nahe beieinander).

nenstrahls zwischen den Absolutmessungen interpoliert werden.

Kapitel 3

Comptonpolarimetrie

Unter Comptonstreuung versteht man die Streuung von Photonen an geladenen Leptonen. Die Streuung niederenergetischer Photonen an hochrelativistischen Elektronen wird üblicherweise als Comptonstreuung in inverser Kinematik bezeichnet.

Der Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung hängt von der relativen Orientierung der Spins der Streupartner ab. Daher eignet sich der Prozeß zur Polarisationsmessung.

In diesem Kapitel werden die Grundlagen erarbeitet, anhand derer ein Polarimeter für einen hochenergetischen Elektronenstrahl konzipiert werden kann. Die Wahl einer geeigneten Lichtquelle und eines Detektors für die gestreuten Teilchen läßt sich aus Kinematik und Wirkungsquerschnitt ableiten. An der Polarisationsabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts werden unterschiedliche Methoden zur Polarisationsbestimmung aus den Spektren der gestreuten Photonen diskutiert.

3.1 Kinematik der Comptonstreuung

Wir betrachten die Streuung von Photonen an Elektronen im Laborsystem, wie in Abbildung 3.1.1. Die antiparallelen Anfangsimpulse der Teilchen sind k_i und p_0 und entlang der x-Achse ausgerichtet. Der Winkel des auslaufenden Photons bezogen auf die x-Achse wird mit θ (Laborsystem) bzw. θ' (im Ruhesystem des Elektrons) bezeichnet. Betrachten wir nun die Situation im Ruhesystem des Elektrons, das sich im Laborsystem mit $\beta = v/c$ in positiver x-Richtung bewegt, Abbildung 3.1.2: Dies entspricht der bekannten klassischen Comptonstreuung von Photonen an freien, ruhenden Elektronen.

Wegen Energie- und Impulserhaltung gilt für die Vierervektoren vor und

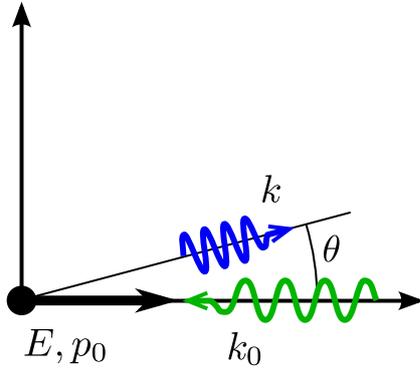


Abbildung 3.1.1 Comptonstreuung im Laborsystem

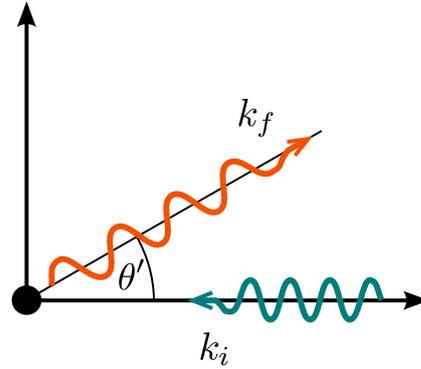


Abbildung 3.1.2 Comptonstreuung im Ruhesystem

nach der Streuung im Ruhesystem:

$$k_0^\mu + p_0^\mu = k^\mu + p^\mu \quad (3.1.1)$$

Daraus liest man

$$k_0 + m = k + E \quad (3.1.2)$$

$$k \sin \theta' = p \sin \theta_e \quad (3.1.3)$$

$$k_0 = k \cos \theta' + p \cos \theta_e \quad (3.1.4)$$

ab, wobei θ_e der Winkel des Elektrons nach der Streuung ist, und findet für den Zusammenhang zwischen dem Anfangsimpuls k_0 und dem Impuls des Photons nach der Streuung k :

$$k = \frac{k_0}{1 + \frac{k_0}{m}(1 + \cos \theta')} \quad (3.1.5)$$

Die Lorentztransformation zwischen Ruhe- und Laborsystem lautet:

$$k^\mu = k \begin{pmatrix} 1 \\ \sin \theta' \\ 0 \\ \cos \theta' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} k_f \begin{pmatrix} 1 \\ \sin \theta \\ 0 \\ \cos \theta \end{pmatrix} = \Lambda_\nu^\mu k_f^\nu \quad (3.1.6)$$

Daraus ergibt sich als Zusammenhang für den Streuwinkel zwischen Ruhe- und Laborsystem (Abbildung 3.3.1),

$$\theta' = \arcsin \frac{\sin \theta}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)} = \arccos \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cos \theta} \quad (3.1.7)$$

bzw., wenn man in umgekehrter Richtung transformiert,

$$k_f^\mu = k_f \begin{pmatrix} 1 \\ \sin \theta \\ 0 \\ \cos \theta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & \gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ \gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} k \begin{pmatrix} 1 \\ \sin \theta' \\ 0 \\ \cos \theta' \end{pmatrix} = \tilde{\Lambda}_\nu^\mu k^\nu \quad (3.1.8)$$

erhält man den Streuwinkel im Laborsystem als Funktion des Streuwinkels im Ruhesystem:

$$\theta = \arccos \frac{\beta + \cos \theta'}{1 + \beta \cos \theta'} \quad (3.1.9)$$

Eingesetzt in Gleichung (3.1.5) kann man die Energie des gestreuten Photons im Laborsystem angeben:

$$k_f = \frac{k_i(1 + \beta)}{(1 - \beta \cos \theta) + \frac{k_i}{\gamma m}(a + \cos \theta)} \quad (3.1.10)$$

Es gibt zwei interessante Spezialfälle, nämlich zu einen die Streuung unter 90° im Ruhesystem, für die sich $\theta = 1/\gamma$ im Laborsystem ergibt. Die Energie dieser Photonen beträgt im Laborsystem gerade $k_{max}/2$. Dies ist in Abbildung 3.3.2 eingezeichnet. Zum anderen gibt es den Fall der Streuung um $\theta' = 180^\circ$ im Ruhesystem. Diese Photonen erscheinen im Laborsystem unter $\theta = 0^\circ$ mit der maximal möglichen Energie

$$k_f^{max} = \frac{4k_i\gamma^2}{1 + \frac{4k_i\gamma}{m}} = 4ak_i\gamma^2 \quad (3.1.11)$$

wobei wir

$$a = 1/(1 + 4k_i\gamma/m) \quad (3.1.12)$$

als kinematischen Faktor bezeichnen.

3.2 Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie der Comptonstreuung

Der in der reduzierten Energie $\rho = k_f/k_f^{max}$ differentielle Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, einem polarisationsunabhängigen sowie einem polarisationsabhängigen Term:

$$\frac{d\sigma}{d\rho} = \frac{d\sigma_0}{d\rho} - P_e P_L \frac{d\sigma_p}{d\rho} \quad (3.2.1)$$

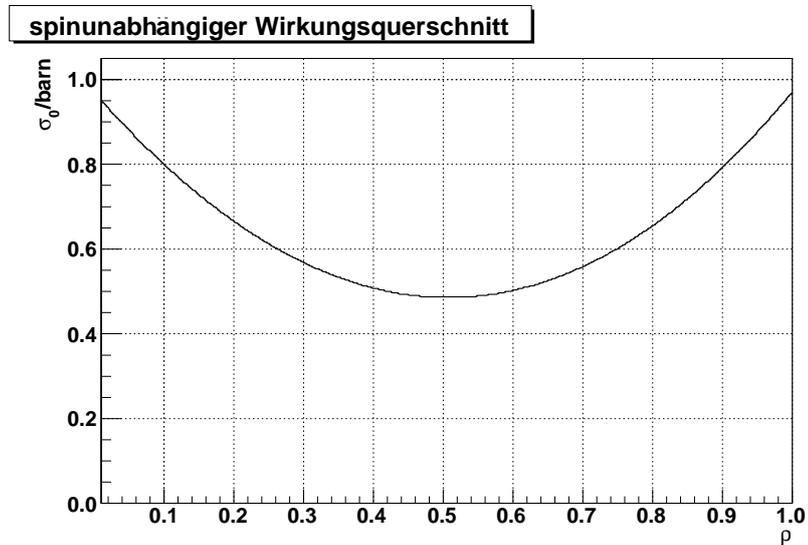


Abbildung 3.2.1 Vom Spin der Streupartner unabhängiger Anteil des Wirkungsquerschnitts $d\sigma_0/d\rho$ der Comptonstreuung. $E = 855$ MeV und $k_0 = 2,41$ eV, entsprechend 514,5 nm

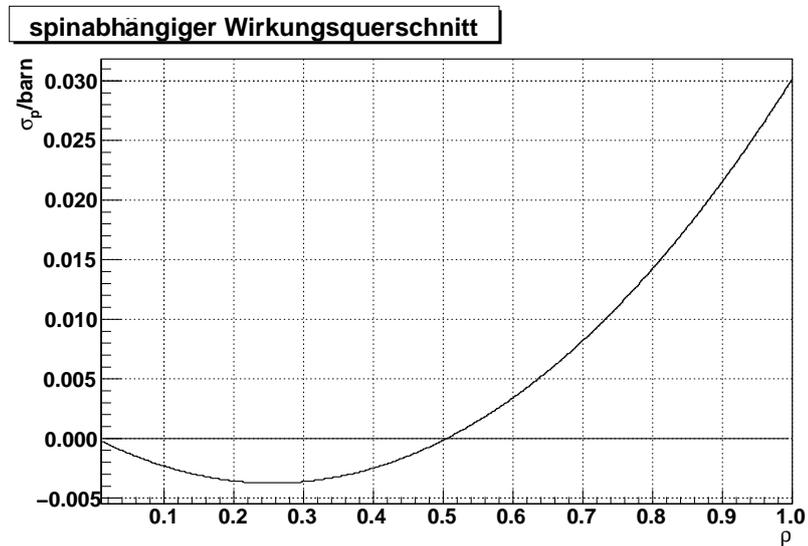


Abbildung 3.2.2 Spinabhängiger Anteil des Wirkungsquerschnitts $d\sigma_p/d\rho$ der Comptonstreuung. Ein Vorzeichenwechsel erfolgt bei $\rho \approx 0,5$, s. Gleichung (3.2.5). $E = 855$ MeV und $k_0 = 2,41$ eV, entsprechend 514,5 nm

Dabei sind P_e der (vorzeichenbehaftete!) Linearpolarisationsgrad des Elektronenstrahls und P_L der (ebenfalls vorzeichenbehaftete) Zirkularpolarisationsgrad des Photonenstrahls.

Die beiden Anteile sind dabei durch

$$\frac{d\sigma_0}{d\rho} = 2\pi r_0^2 a \left(\frac{\rho^2(1-a)^2}{1-\rho(1-a)} + 1 + \left(\frac{1-\rho(1+a)}{1-\rho(1-a)} \right)^2 \right) \quad (3.2.2)$$

$$\frac{d\sigma_p}{d\rho} = 2\pi r_0^2 a \left((1-\rho(1+a)) \left(1 - \frac{1}{(1-\rho(1-a))^2} \right) \right) \quad (3.2.3)$$

gegeben [58], mit dem kinematischen Faktor $a = 1/(1 + \frac{4kE}{m^2})$. In der Abbildung 3.2.2 sind die beiden Anteile des Wirkungsquerschnitts $d\sigma_0/d\rho$ und $d\sigma_p/d\rho$ graphisch dargestellt¹. Außerdem ist das sich ergebende Asymmetriespektrum

$$A_C = \frac{d\sigma^+/d\rho - d\sigma^-/d\rho}{d\sigma^+/d\rho + d\sigma^-/d\rho} = \frac{-d\sigma_p/d\rho}{d\sigma_0/d\rho} \quad (3.2.4)$$

in Abbildung 3.2.3 dargestellt. Die Asymmetrie ist für $\rho = 1$ maximal und hat einen Nulldurchgang $A_C = 0$ bei $\rho \approx 0,5$:

$$\rho_0 = \frac{1}{1+a} \quad (3.2.5)$$

Da $a < 1$ gilt, muß stets $\rho_0 > 0,5$ sein. Unterhalb von ρ_0 hat die Asymmetrie das umgekehrte Vorzeichen. Die Analysierstärke eines Comptonrückstreupolarimeters ist wegen der Abhängigkeit der Asymmetrie von ρ daher nicht unbedingt trivial zu bestimmen. Die maximale Asymmetrie nimmt außerdem mit der Wellenlänge des Laserlichts ab und mit der Energie des Elektronenstrahls zu und ist gegeben durch

$$A_C^{max} = A_C|_{\rho=1} = \frac{1-a^2}{1+a^2} \quad (3.2.6)$$

Für die in den Abbildungen 3.3.3 und 3.3.4 dargestellten Fälle sind die Größen k_f^{max} , a und A_C^{max} in Tabelle 3.2 aufgeführt. Der totale Wirkungsquerschnitt für $P_e P_L = \pm 1$ beträgt bei 855 MeV Strahlenergie und grünem Licht ($\lambda = 514,5$ nm)

$$\sigma_{tot} = \int_0^1 \frac{d\sigma_0}{d\rho} \mp \frac{d\sigma_p}{d\rho} d\rho = 657,2 \mp 1,8 \text{ mbarn} \quad (3.2.7)$$

¹Für den Fall $E = 855$ MeV und $k_0 = 2,41$ eV, entsprechend 514,5 nm.

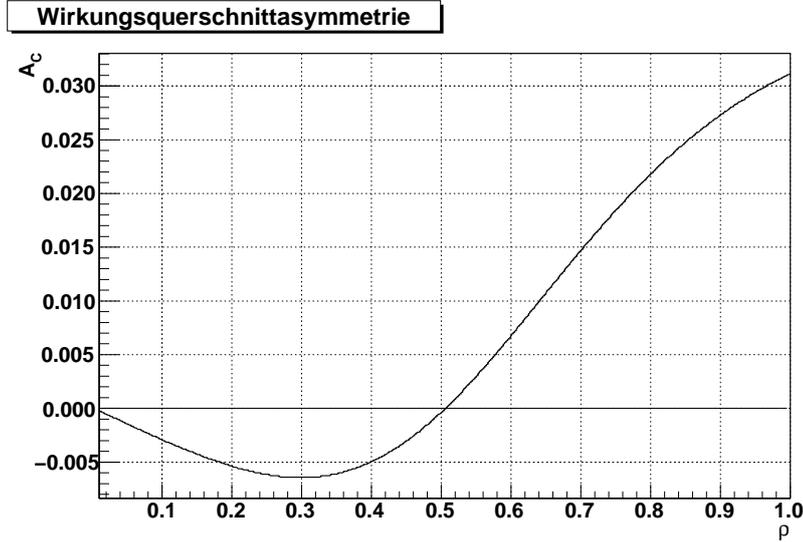


Abbildung 3.2.3 Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts der Comptonstreuung bei Umkehr des Spins von einem der Streupartner. Die Asymmetrie wechselt ihr Vorzeichen wie $d\sigma_p/d\rho$ bei $\rho \approx 0,5$. $E = 855$ MeV und $k_0 = 2,41$ eV, entsprechend 514,5 nm.

Strahlenergie E / MeV	Laserwellenlänge λ / nm	a	k_i / eV	k_f^{max} / eV	A_C^{max} / %
315	514,5	0,9885	2,410	3,62	1,16
570	514,5	0,9794	2,410	11,7	2,08
855	514,5	0,9694	2,410	26,15	3,11
	488,0	0,9689	2,541	27,6	3,16
1508	514,5	0,9473	2,410	79,5	5,41

Tabelle 3.2.1 Übersicht über die Größen k_f^{max} , a und A_C^{max} für verschiedenen Strahlenergien und Laserwellenlängen. Zum Vergleich sind bei 855 MeV auch die Werte für die Argonionenlinie bei 488 nm angegeben.

3.3 Analysierstärke für ausgewählte Elektronenstrahlenergien und Laserwellenlängen

Der Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung hängt gemäß Gleichungen (3.2.2) und (3.2.3) über den kinematischen Faktor a von der Strahlenergie E und der Wellenlänge des Laserlichts $\lambda = h/ck$ ab und demzufolge ebenfalls die Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts (3.2.4). Die Energie des Elektronenstrahls wird durch das Experiment festgelegt und kann nicht ohne weiteres für das Polarimeter geändert werden. Die Wellenlänge des Laserlichts kann durch Wahl eines entsprechenden Lasersystems und bei Lasern mit mehreren Übergängen gegebenenfalls durch Konfiguration des optischen Systems ausgewählt werden.

In Abbildung 3.3.3 ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts und der Comptonasymmetrie von der Laserwellenlänge für vier typische Laserlinien dargestellt. Die Wellenlängen 514,5 und 488 nm sind die bei dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Argonionenlaser verfügbaren Linien mit den beiden höchsten Ausgangsleistungen von jeweils 10 bzw. 8 Watt im *single-line*-Betrieb.

Die weitverbreiteten Nd:YAG-Festkörperlaser emittieren infrarotes Licht von 1064 nm. Ein entsprechendes Lasersystem wird beispielsweise beim Hall A-Comptonpolarimeter am Jefferson Lab (siehe Abschnitt 4.4.3) eingesetzt. Als Alternative zu der 514,5 nm-Linie des Argonionenlasers stehen auch frequenzverdoppelte Nd:YAG-Laser zur Verfügung, die auf 532 nm emittieren. Bei dem für das *Qweak*-Experiment geplanten Comptonpolarimeter soll ein solcher Laser zum Einsatz kommen (siehe Abschnitt 4.4.3).

Die Verwendung möglichst kurzwelligen Lichtes ist vorteilhaft, da die Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts und damit die Analysierstärke des Polarimeters mit abnehmender Wellenlänge zunimmt. Der totale Wirkungsquerschnitt ist dagegen von der Laserwellenlänge praktisch unabhängig.

Für das A4-Laser-Comptonpolarimeter stand ein bereits vorhandener Argonionenlaser zur Verfügung. Entsprechende Vorversuche mit einem verlängerten Resonator im Rahmen einer Diplomarbeit [41] hatten gezeigt, daß mit einem dedizierten Aufbau intra-cavity-Leistungen von wenigstens 100 W erreicht werden können. Eine einfache Abschätzung zeigt, daß die Zunahme der Asymmetrie bei Betrieb auf der 488 nm-Linie gegenüber der 514,5 nm-Linie durch die geringere erwartete Leistung von 80 % mehr als kompensiert würde. Wie aus Tabelle 3.2 hervorgeht, beträgt das Verhältnis der maximalen Asymmetrien bei 855 MeV und 514,5 bzw. 488 nm $A_{C,488}^{max}/A_{C,514,5}^{max} = 1,016$, d.h. die notwendige Statistik verringert sich um ungefähr 3 %, während die Laserleistung etwa 20 % abnimmt. Es wurde daher der Betrieb mit 514,5 nm

vorgezogen, da auch die Anforderungen an die verwendete Optik (Oberflächenqualität, Transmission der Substrate der Vakuumfenster) bei etwas größeren Wellenlänge weniger kritisch sind.

Die Verwendung eines Nd:YAG-Festkörperlaser wäre aufgrund der im Vergleich zu einem Gaslaser sehr viel geringeren Linienbreite² nur mit einem externen Resonator möglich gewesen, bei gleichzeitiger Stabilisierung der Resonatorlänge oder der Wellenlänge des verwendeten Lasers. Um diese Schwierigkeiten zu vermeiden, wurde das intra-cavity-Prinzip als alternativer Ansatz gewählt.

Im A4-Experiment wird daher die Wellenlänge $\lambda = 514,5$ nm verwendet. Für diese Wellenlänge zeigt die Abbildung 3.3.4 die Abhängigkeit von Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie von der Energie des Elektronenstrahls für vier im A4-Experiment verwendete Strahlenergien von 315, 570, 855 und 1508 MeV. Da die Meßzeit zur Bestimmung einer Ratenasymmetrie mit $1/A^2$ skaliert, wird die benötigte Meßzeit für die Strahlenergien 1508 MeV und 315 MeV um einen Faktor 25 auseinanderliegen – gleiche Untergrundbeiträge, Laserpolarisationen und Luminositäten vorausgesetzt.

3.4 Strahlungskorrekturen

Der Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung kann im Rahmen der QED im Prinzip mit beliebiger Genauigkeit berechnet werden. Dabei müssen allerdings auch Strahlungskorrekturen, wie etwa die Prozesse $e\gamma \rightarrow e\gamma\gamma$ und $ee\gamma \rightarrow e^-e^+e^-$, berücksichtigt werden, da diese zu Korrekturen der Analysierstärke führen können.

In [25] wurden die Korrekturen, die an die Analysierstärke angebracht werden müssen, für Energien der einlaufenden Photonen von wenigen eV und Elektronenstrahlenergien von wenigen GeV untersucht.

In der genannten Arbeit wird das „Hall A“-Polarimeter am JLab (s. Abschnitt 4.4.3) explizit diskutiert. Die QED-Korrekturen wurden unter der Annahme berechnet, daß die rückgestreuten Photonen mit einem Kalorimeter mit transversalen Abmessungen von 10 cm x 10 cm nachgewiesen werden. Die relativen Korrekturen δ des polarisationsunabhängigen Anteils des Wirkungsquerschnitts

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma} = \frac{d\sigma_0}{dE_\gamma}(1 + \delta) \quad (3.4.1)$$

sind für alle betrachteten Strahlenergien (4, 6 und 8 GeV) kleiner als 10^{-4} und sind für die geringsten Photonenenergien am größten. Die Korrekturen

²Linienbreite Argonionenlaser: 10 GHz typ.[10]

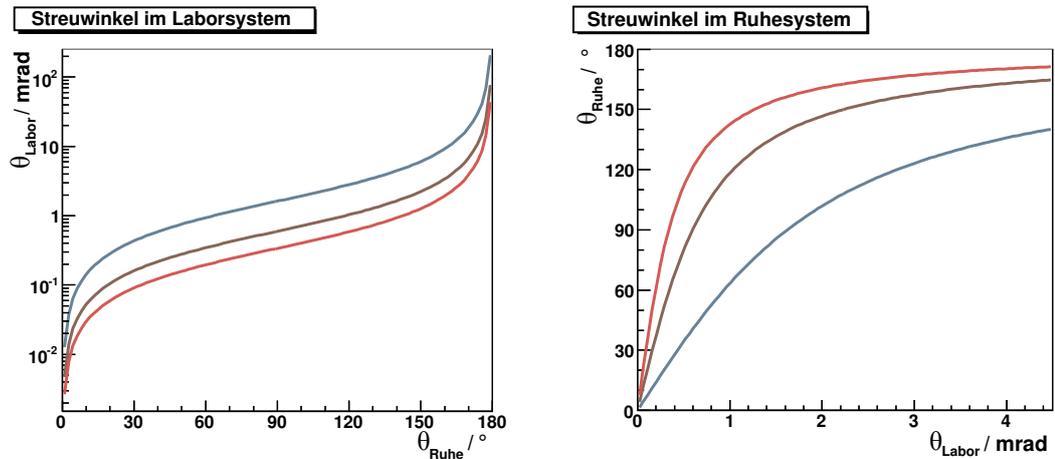


Abbildung 3.3.1 Streuwinkel des Photons im Laborsystem gegen Streuwinkel im Ruhesystem des Elektrons für $\lambda = 514,5 \text{ nm}$ bei drei verschiedenen Strahlenergien (s. Legende nächste Abb.). Einem Streuwinkel von 90° im Ruhesystem entspricht ein Streuwinkel von $1/\gamma$ im Laborsystem. Die Photonen erscheinen im Laborsystem unter kleinen Vorwärtswinkeln (bezogen auf den Elektronenstrahl).

Photonenenergie gegen Laborwinkel

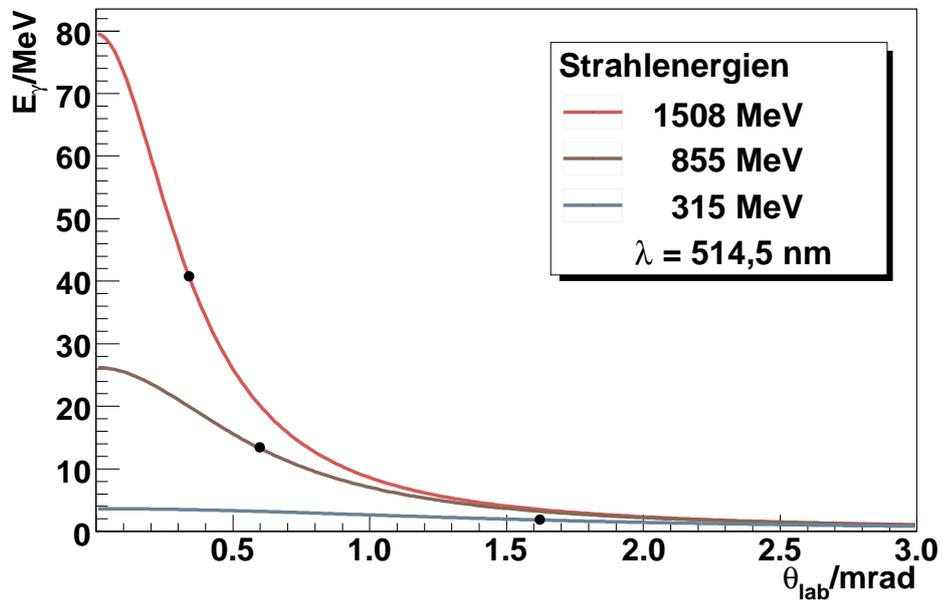


Abbildung 3.3.2 Energie der rückgestreuten Photonen gegen den Laborstreuwinkel bei unterschiedlichen Elektronenstrahlenergien. Die Markierungen zeigen jeweils die halbe Maximalenergie beim charakteristischen Winkel $1/\gamma$ an.

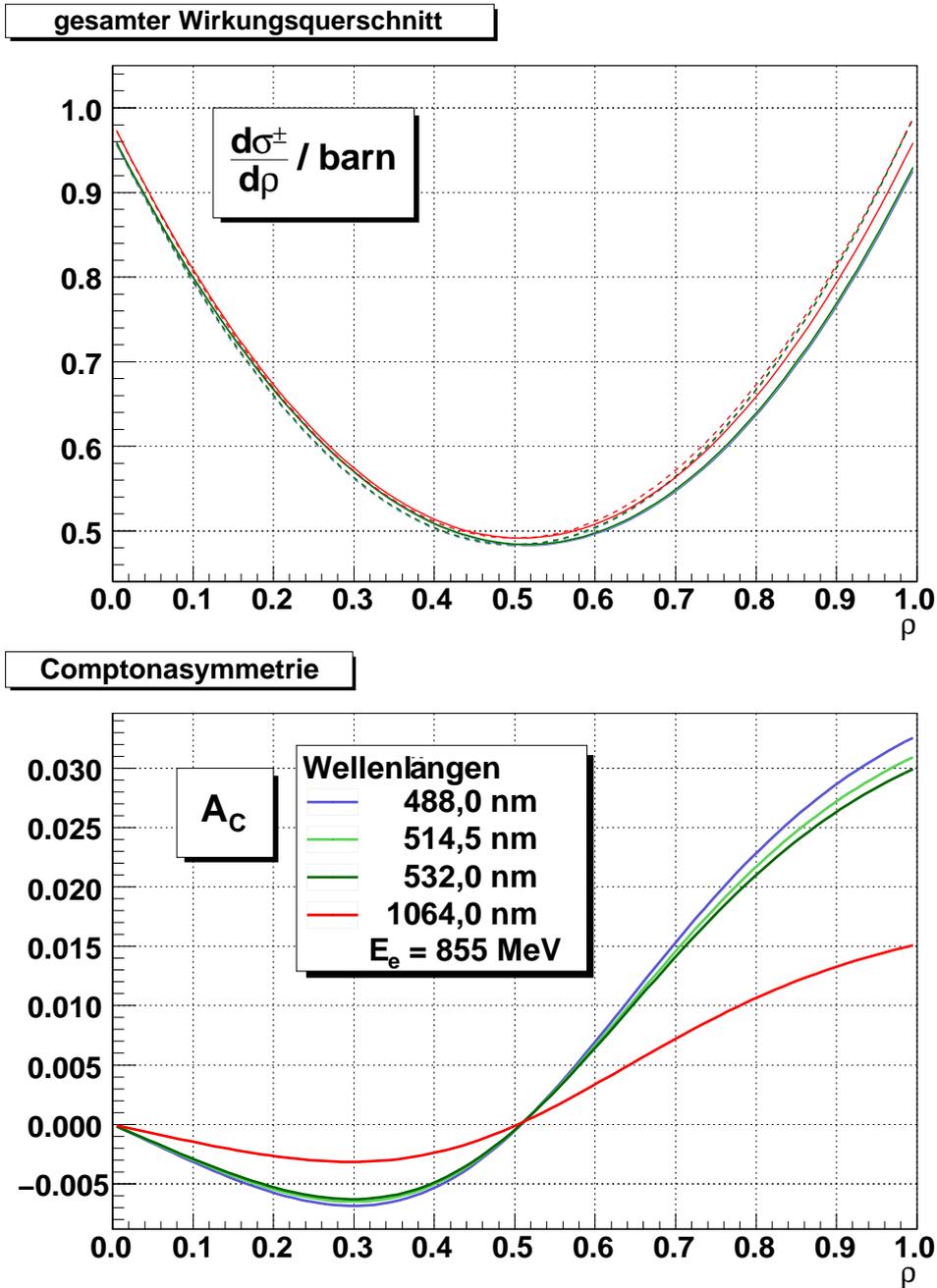


Abbildung 3.3.3 Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie für verschiedene Wellenlängen des eingestrahlten Laserlichtes. Als Beispiele wurde zwei typische Argonionenwellenlängen, nämlich 514,5 und 488 nm ausgewählt, sowie 1064 und 532 nm, die Wellenlängen eines Nd:YAG ohne bzw. mit Frequenzverdoppelung. $d\sigma^+/d\rho$ und $d\sigma^-/d\rho$ jeweils als gestrichelte bzw. durchgezogene Linie, Farben wie bei der Comptonasymmetrie angegeben.

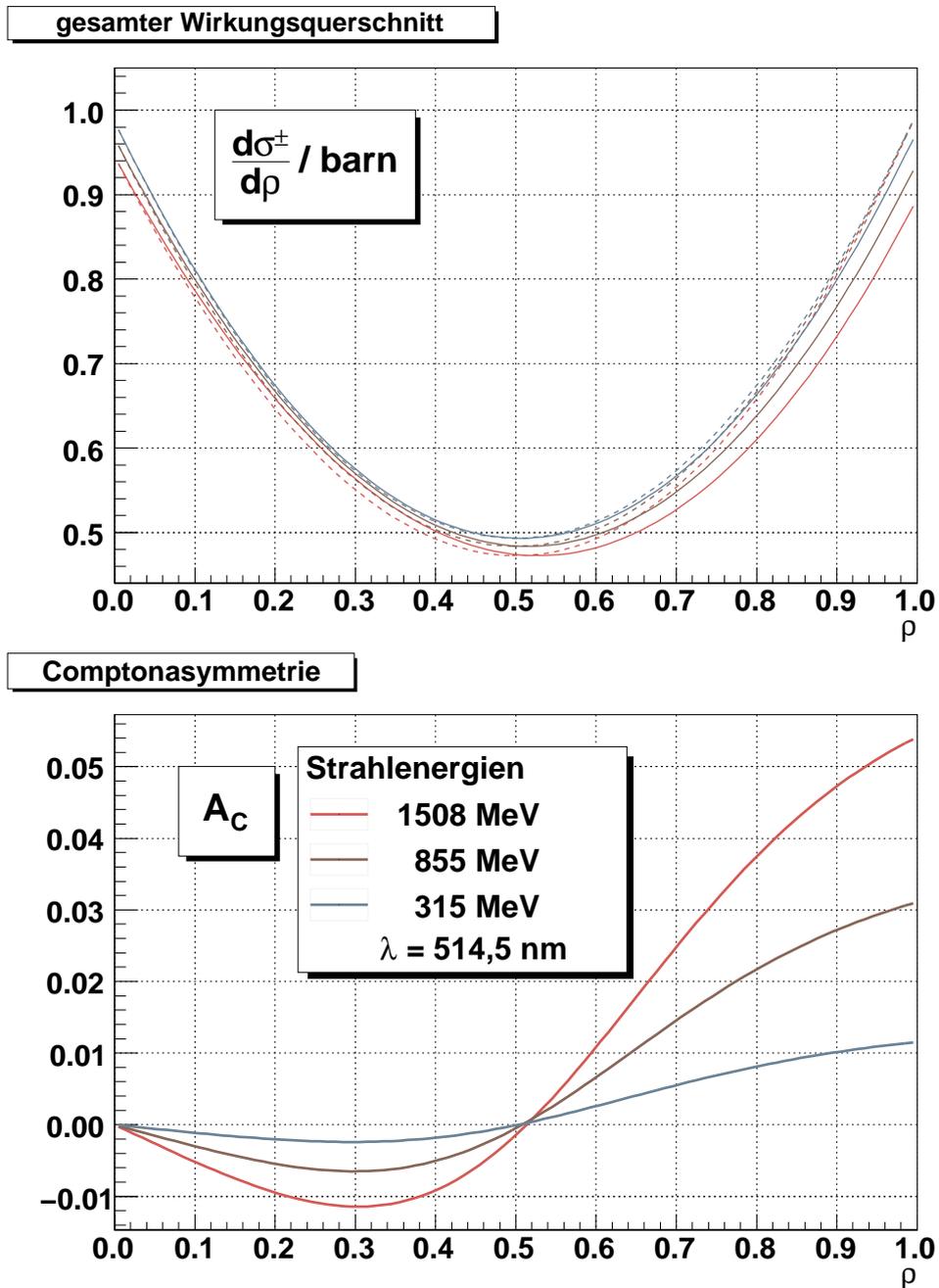


Abbildung 3.3.4 Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie für ausgewählte Energien des Elektronenstrahls bei Verwendung eines Lasers mit einer Wellenlänge des abgestrahlten Lichts von 514,5 nm. Gezeigt sind die Fälle 315, 570, 855 und 1508 MeV. $d\sigma^+/d\rho$ und $d\sigma^-/d\rho$ jeweils als gestrichelte bzw. durchgezogene Linie, Farben wie bei der Comptonasymmetrie angegeben.

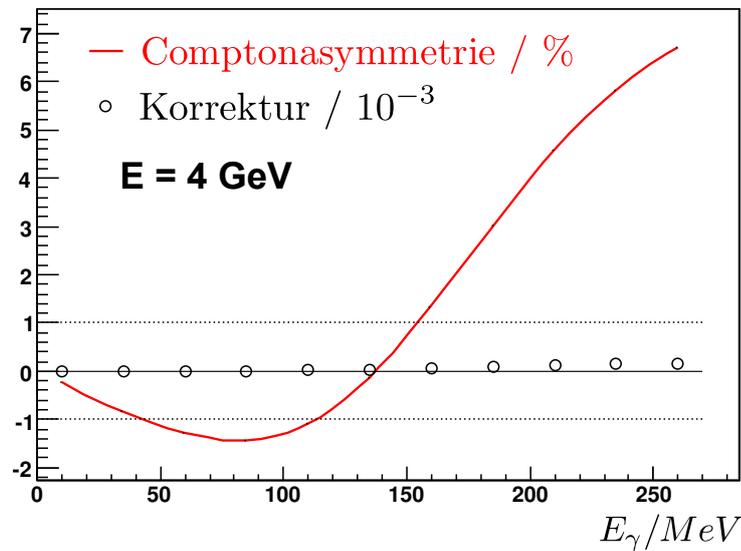


Abbildung 3.4.1 Comptonasymmetrie ohne QED-Korrekturen (rot) in Prozent aufgetragen gegen die Energie der rückgestreuten Photonen E_γ für eine Strahlenergie von 4 GeV. Die Punkte stellen (zehnfach vergrößert) die anzubringenden QED-Korrekturen nach [25] dar.

zur Comptonasymmetrie sind in Abbildung 3.4.1 für eine Strahlenergie von 4 GeV dargestellt und erreichen einige 10^{-4} und folgen im Verlauf der Form der Asymmetrie ohne Korrekturen.

Die Korrekturen nehmen zu niedrigeren Energien des Elektronenstrahls hin ab. Da der Beitrag aus Strahlungskorrekturen zur Comptonasymmetrie bei 4 GeV bereits sehr klein ist, sind die QED-Korrekturen bei den im A4-Experiment verwendeten Strahlenergien $E < 1,5$ GeV in jedem Fall vernachlässigbar.

3.5 Bestimmung der Strahlpolarisation

Zur Bestimmung der Strahlpolarisation mittels Comptonrückstreupolarimetrie können wahlweise die gestreuten Photonen oder Elektronen nachgewiesen werden. Wir beschränken uns hier auf die Betrachtung des Nachweises der Photonen (gleiches gilt jedoch im Prinzip auch für die Elektronen).

Beim Nachweis der rückgestreuten Photonen gibt es mehrere Möglichkeiten, für die inzwischen die folgenden Bezeichnungen üblich sind [12]:

Differentielle Messung Die Photonen werden einzeln nachgewiesen und die Energie eines jeden Photons wird dabei gemessen. Für jedes Energieintervall wird die Anzahl rückgestreuter Photonen n_i^+ bzw. n_i^- und daraus eine Asymmetrie A_i bestimmt. Aus der Analysierstärke, also der erwarteten Asymmetrie, werden für jedes Intervall Werte für die Strahlpolarisation $P_{e,i}$ berechnet. Das gewichtete Mittel dieser Einzelpolarisationsmessungen ergibt die gesuchte Strahlpolarisation.

Integrale Messung Die Photonen werden lediglich gezählt. Man erhält abhängig von der Helizität jeweils eine Anzahl nachgewiesener Photonen N_i^+ bzw. N_i^- . Aus den energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeiten für rückgestreute Photonen und Untergrundereignisse, die jeweils in separaten Messungen oder aber in Simulationsrechnungen bestimmt werden müssen, kann die Analysierstärke abgeleitet werden.

Energiegewichtete Messung Die Photonen werden kalorimetrisch nachgewiesen. Allerdings werden nicht einzelne Photonen detektiert, sondern es wird die im Detektor während einer Zeiteinheit (z.B. während eines Helizitätssamples) deponierte Energie gemessen. Die Antwortfunktion des Detektors (bzw. der Apparatur, man denke etwa an die Effekte von Blenden in der Strahlführung auf das Energiespektrum am Detektor) muß genau bekannt sein, um die Analysierstärke bestimmen zu können. Die Verdünnung durch Untergrund (beispielsweise aus Bremsstrahlungsproduktion am Restgas) muß regelmäßig in separaten Messungen bestimmt werden. Aus den Energiemengen für unterschiedlichen Helizitäten E_i^+ und E_i^- kann dann die Strahlpolarisation $P_{e,i}$ berechnet werden.

Um die drei Methoden zu vergleichen, betrachtet man die benötigten Meßzeiten zum Erreichen eines gegebenen statistischen Fehlers in der Strahlpolarisation [12].

Die differentielle Meßmethode benötigt eine Meßzeit, die proportional zur mittleren quadratischen Asymmetrie ist:

$$\text{differentielle Methode: } t \sim \langle A^2 \rangle \quad (3.5.1)$$

Bei der integrierenden Messung ist die Meßzeit proportional zum Quadrat der gemittelten Asymmetrie:

$$\text{integrale Methode: } t \sim \langle A \rangle^2 \quad (3.5.2)$$

Bei der energiegewichteten Messung schließlich gilt:

$$\text{energiegewichtete Methode: } t \sim \frac{\langle E \cdot A \rangle^2}{\langle E^2 \rangle} \quad (3.5.3)$$

Die Meßzeit hängt damit empfindlich von der unteren Energieschwelle ab, die festlegt, ab welcher Mindestenergie die Photonen nachgewiesen werden. Diese Schwelle kann beispielsweise durch eine Diskriminatorschwelle bei der differentiellen oder der integralen Methode festgelegt werden. Eine übliche Wahl der unteren Schwelle ist $\rho = \rho_0$, um die Asymmetrie im Bereich $\rho > \rho_0$ nicht zu verdünnen. Bei der energiegewichteten Methode kann der Zusammenhang zwischen der Energie der rückgestreuten Photonen und dem Streuwinkel im Laborsystem ausgenutzt werden, um mittels Blenden Photonen geringer Energie zu diskriminieren.

Hohe Raten lassen sich einfacher mit der energiegewichteten Methode verarbeiten, da keine einzelnen Ereignisse nachgewiesen werden müssen. Daher bietet sich das Verfahren besonders bei sehr hohen Luminositäten bzw. bei gepulstem Elektronen- oder Laserstrahl an.

Die differentielle Methode dagegen ist flexibel, was die Wahl des zu analysierenden Energiebereichs des Rückstreuspektrums betrifft, der während der Analyse durch Schnitte beliebig festgelegt werden kann. Durch Einführung einer Gewichtungsfunktion kann der statistische Fehler außerdem minimiert werden. Die optimale Wahl der Gewichtungsfunktion wird in Abschnitt 7.3 diskutiert.

Integrale und energiegewichtete Methode sind im Hinblick auf die systematische Unsicherheit problematisch, da keine Kontrolle der Untergrundverhältnisse während der Messung möglich ist. Üblicherweise werden zur Bestimmung der Analysierstärke dedizierte Messungen mit Einzelereignisnachweis durchgeführt, um (je nach Verfahren) das durch Kollimatoren oder Diskriminatorschwellen festgelegte Energieintervall des Rückstreuspektrums, das den Detektor erreicht, kontrollieren zu können. Bei der differentiellen Messung können Veränderungen der Form des Untergrundspektrums und des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses während der Analyse untersucht und berücksichtigt werden (gegebenenfalls durch Ausschluß von Daten, die sonst zu einer Verfälschung der Comptonasymmetrie führen).

Im Prinzip lassen sich diese Überlegungen auch auf den Nachweis der gestreuten Elektronen übertragen. Dabei wird jedoch in aller Regel eine kalorimetrische Messung nicht sinnvoll sein, da die Energien der Elektronen, da es sich um geladene Teilchen handelt, mit einem Magnetspektrometer und einem einfachen, ortsauflösenden Detektor gemessen werden können. In den folgenden Kapiteln werden die Teilchendetektoren des A4-Compton-Laser-rückstreupolarimeters beschrieben werden. Es wird sich später zeigen, daß die Kombination von kalorimetrischem Nachweis der Photonen im Sinne einer differentiellen Messung mit dem koinzidenten, impulsaufgelösten Nachweis der zugehörigen gestreuten Elektronen hinsichtlich der Minimierung der systematischen Unsicherheiten große Vorteile bietet.

3.6 Meßzeit

Im einfachsten Fall einer untergrundfreien Messung (d.h. es werden ausschließlich rückgestreute Photonen detektiert) beträgt die statistische Unsicherheit der Anzahl der nachgewiesenen Photonen $\Delta N^\pm = \sqrt{N^\pm}$ für die beiden Strahlhelizitäten („+“ und „-“). Die gemessene Asymmetrie A

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (3.6.1)$$

ist dann mit dem statistischen Fehler ΔA behaftet:

$$(\Delta A)^2 = \left(\frac{\partial A}{\partial N^+} \Delta N^+\right)^2 + \left(\frac{\partial A}{\partial N^-} \Delta N^-\right)^2 \approx \frac{1}{2N} \quad (3.6.2)$$

In der Realität wird man neben den rückgestreuten Photonen auch Ereignisse aus Untergrundprozessen nachweisen. Wir nehmen an, daß zwei Messungen durchgeführt werden: eine Messung zum Nachweis der rückgestreuten Photonen und eine zweite, gleichlange Messung zur Bestimmung des Untergrundspektrums. Für den i -ten Kanal des gemessenen Energiespektrums betrage das Verhältnis von nachgewiesenen Signal- zu Untergrundereignissen s_i . Für die Unsicherheit in der Anzahl nachgewiesener Photonen gilt nun

$$\Delta N_i^\pm = \sqrt{N_i^\pm (1 + 2/s_i)} \quad (3.6.3)$$

und damit

$$\Delta A = \sqrt{\frac{1 + 2/s}{2N}} \quad (3.6.4)$$

Der Einfluß des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses auf die Meßzeit ist in Abbildung 3.6.1 illustriert. Die nötige Meßzeit zum Erreichen eines gegebenen statistischen Fehlers verlängert sich beispielsweise bei einem Signal-Untergrundverhältnis von 1:1 bereits um einen Faktor 1,7 im Vergleich zu einer untergrundfreien Messung.

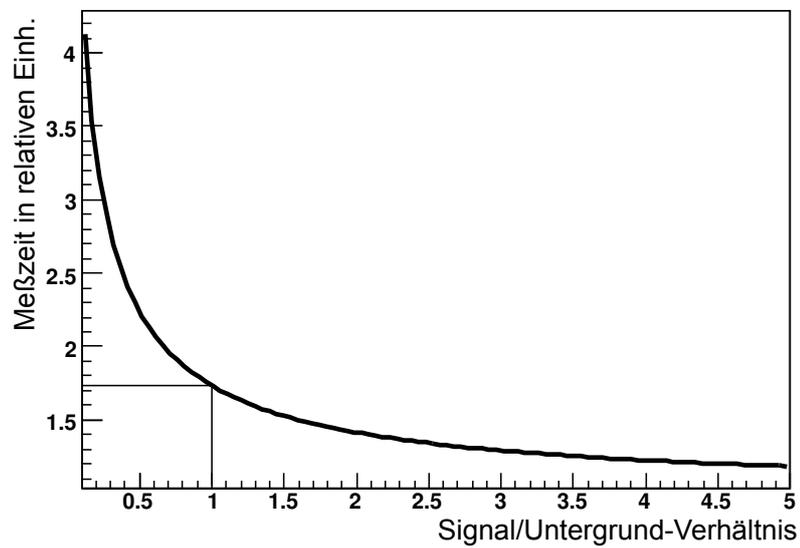


Abbildung 3.6.1 Notwendige Meßzeit in relativen Einheiten als Funktion des Signal-Untergrundverhältnisses s . Eine Meßzeit von 1 entspricht $s \rightarrow \infty$, also einer untergrundfreien Messung.

Kapitel 4

Das A4-Compton- Laserrückstreupolarimeter

Nach ersten Vorstudien 1998 wurde im Jahr 2001 in der Strahlführung des A4-Experiments ein Compton-Laserrückstreupolarimeter installiert. Die folgenden Jahre wurden zur Inbetriebnahme und beständigen Weiterentwicklung genutzt. Das Polarimeter stellt hinsichtlich seines Konzeptes eine Neuentwicklung dar, die die Vorteile eines optischen Resonators wie z.B. am JLab-Hall A-Polarimeter zur Erzielung hoher Luminosität unter Vermeidung der Verwendung einer externen und schwierig zu handhabenden Fabry-Pérot-Cavity nutzt.

Der Aufbau des Polarimeters und die konzeptionell bedeutsamen Details werden zunächst im einzelnen vorgestellt. Dabei wird insbesondere auf die aktive Stabilisierung des Laserresonators eingegangen.

Anschließend wird die erreichbare Luminosität und die sich daraus ergebenden Meßzeiten für die für das A4-Experiment relevanten Strahlenergien diskutiert. In den vergangenen Jahren vorgenommene Modifikationen u.a. am Vakuumsystem werden kurz erläutert, um einen Eindruck von den im Betrieb gesammelten Erfahrungen mit unserem Konzept zu geben.

Abschließend wird unser Konzept exemplarisch einigen anderen Rückstreupolarimetern gegenübergestellt, um Vor- und Nachteile der jeweiligen Ansätze zu beleuchten.

4.1 Aufbau

In diesem Abschnitt wird der Aufbau des A4-Compton-Rückstreupolarimeters beschrieben. Zunächst werden die Elektronenstrahlführung, der optische Resonator, die Photonenstrahlführung und die Detektoren kurz beschrieben,

um dann auf die einzelnen Gebiete näher einzugehen.

4.1.1 Überblick

Mit dem A4-Compton-Rückstreupolarimeter wurde ein neues Konzept zur Comptonrückstreupolarimetrie verwirklicht. Der Resonator eines handelsüblichen Argon-Ionenlasers wurde mittels zusätzlicher optischer Elemente von ca. 2 m auf 7,8 m Länge erweitert und durch Umlenkspiegel in drei „Arme“ unterteilt, den Mediumarm, in dem sich die Plasmaröhre mit dem aktiven Medium befindet, den Wechselwirkungarm, durch den der Elektronenstrahl direkt hindurchgeleitet wird, und den Endspiegelarm. Dadurch wird die resonatorinterne hohe Photonendichte zugänglich, was das Erreichen der nötigen Luminosität für die Bestimmung der Polarisation des Elektronenstrahls mit einer statistischen Genauigkeit von 1 % oder besser innerhalb einer Strahlzeit ermöglicht.

Elektronenstrahlführung In Abbildung 4.1.1 ist das A4-Polarimeter schematisch dargestellt. Der Elektronenstrahl wird von zwei Dipolmagneten auf eine Parallele zu seiner ursprünglichen Flugbahn abgelenkt und tritt durch einen Quadrupolmagneten, der zur Kompensation der von den Dipolen hervorgerufenen horizontalen Strahldispersion dient, in die sogenannte Wechselwirkungszone von ca. 2,7 m Länge ein. In diesem zentralen Bereich der Strahlführung wird der Elektronenstrahl gezielt mit dem Laserstrahl zum Überlappen gebracht, wobei drei Drahtscanner der simultanen Messung von Elektronen- und Laserstrahllage relativ zueinander dienen. Auf diese Weise kann festgestellt werden, welche Änderungen an den beiden Strahlen vorgenommen werden müssen, um sie zum Überlappen zu bringen.

Die Elektronenstrahlführung ist um die Mitte der Wechselwirkungszone herum spiegelsymmetrisch aufgebaut, d.h. der Elektronenstrahl verläßt diesen Bereich durch einen baugleichen Quadrupolmagneten und wird von zwei weiteren Dipolmagneten wieder auf seine ursprüngliche Achse zurückgelenkt.

Optischer Resonator Der optische Resonator, durch den der Elektronenstrahl geleitet wird, enthält als Lasermedium die Plasmaröhre eines Argonionenlasers *Coherent INNOVA 425*, deren fest angeflanschter hochreflektierender Plan-Endspiegel das eine Ende des Resonators bildet. Das andere Ende der Röhre ist mit einem Brewsterfenster aus kristallinem Quarz abgeschlossen, das an dieser Stelle im Resonator Licht, das nicht vertikal linear polarisiert ist, herausreflektiert und somit für einen rein linear polarisierten Polari-

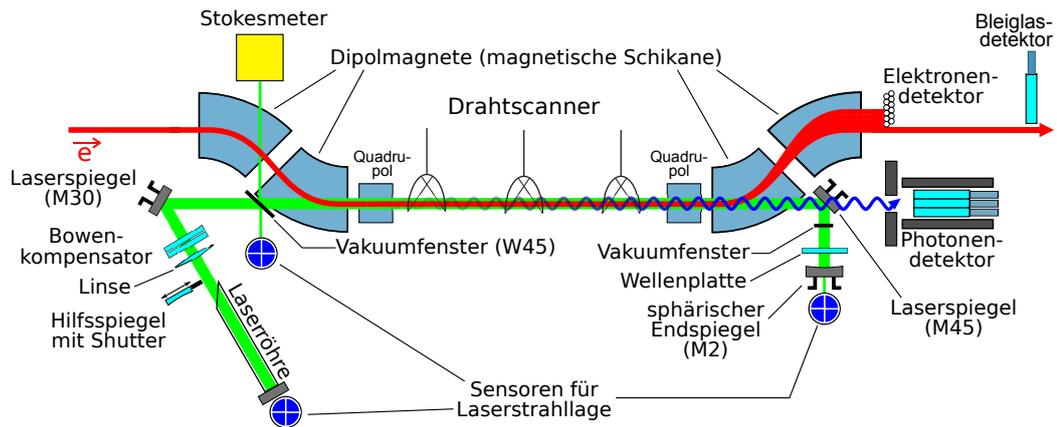


Abbildung 4.1.1 Schema des A4-Compton-Laserrückstreupolarimeters. Der Elektronenstrahl kommt von links aus dem Beschleuniger und wird in der Schikane aus vier Dipolmagneten parallelversetzt, um mit dem Laserstrahl zum Überlappen gebracht zu werden. Mittels dreier Drahtscanner werden die Lagen der Strahlen relativ zueinander bestimmt. Rückgestreute Photonen (Gammastrahlung) durchdringen einen Laserspiegel und treffen auf das Photonenkalorimeter aus LYSO-Kristallen. Die gestreuten Elektronen werden von einem Detektor aus szintillierenden Kunststoffasern nachgewiesen. Die zweite Schikanenhälfte dient dabei als magnetisches Spektrometer für die Elektronen. Der Elektronenstrahl verläßt das Polarimeter nach rechts, in Richtung auf das A4-Paritätsexperiment. Außerdem sind einige Teile der Laseroptik sowie die Sensoren und Aktuatoren der Laserstrahlstabilisierung eingezeichnet. Das Stokesmeter dient zur Bestimmung des Polarisationszustands des Laserlichts in der Wechselwirkungszone.

sationszustand¹ sorgt. Eine Viertelwellenplatte für 514,5 nm wandelt diesen linearen Zustand in einen zirkularen um. Die darauffolgende Linse dient zur Anpassung der Fokussierung zwischen Mediumarm und Wechselwirkungszone. Dadurch kann die Fokussierung (bzw. Rayleighlänge) des Laserstrahls in der Plasmaröhre so belassen werden wie im werksseitig konfigurierten Resonator, während andererseits die Rayleighlänge in der Wechselwirkungszone in gewissen Grenzen an die Erfordernisse der Polarisationsmessung angepaßt werden kann.

Der Laserstrahl wird durch den 30°-Spiegel M_{30} in die Wechselwirkungszone umgelenkt. Dieser Spiegel ist mit einer hochreflektierenden dielektrischen Beschichtung bedampft, die auf einen Einfallswinkel von 30° bei einer Wellenlänge von 514,5 nm optimiert ist. Gemäß Herstellerangaben sind Reflektivität und Phasenvorschub für S- und P-Komponente des einfallenden Lichts gleich, allerdings konnten keine Grenzwerte für maximale Abweichungen von diesem idealen Verhalten garantiert werden (s.a. [40]). Bei der Beschichtung handelt es sich um eine sogenannte *single-line*-Verspiegelung, d.h. die Reflektivität fällt für Wellenlängen oberhalb wie unterhalb von 514,5 nm steil ab, so daß dieser Spiegel verhindert, daß sich Moden auf anderen Linien als der 514,5 nm Linie im Resonator ausbilden können.

Durch das bereits im Wechselwirkungsarm befindliche schräggehende Fenster W_{45} wird der Laserstrahl dann in das Vakuumsystem der Elektronenstrahlführung eingekoppelt. Das Fenster ist um 45° um die horizontale Achse verkippt, um es mittels der Restreflektivität seiner AR-Beschichtung als Strahlteiler zu verwenden. Ein Anteil von ungefähr 0,6 % des auftreffenden Lichtes in Richtung Wechselwirkungszone wird nach oben auf einen Spiegel reflektiert, der das Licht auf einen positionsempfindlichen Sensor (PSD) zur Messung der Laserstrahlage lenkt. Ebenso werden ca. 0,6 % des aus der Wechselwirkungszone auf das Fenster einfallenden Lichtes nach unten reflektiert und verlassen die Vakuumkammer durch ein weiteres Vakuumfenster (Einfallswinkel hier 0°), um den Polarisationszustand dieses Lichts im darunterliegenden Stokesmeter [40] zu messen. Dadurch ist gewährleistet, daß die Polarisation des Lichtes unmittelbar nach Wechselwirkung mit dem Elektronenstrahl bestimmt wird. Eine Messung des Laserpolarisationszustands an anderer Stelle im Resonator könnte große systematische Fehler zur Folge haben.

Am strahlabwärts gelegenen Ende der Wechselwirkungszone wird der Laserstrahl vom Spiegel M_{45} um 90° umgelenkt und tritt durch das Fenster W_0 aus der Vakuumkammer aus. Eine weitere Viertelwellenplatte stellt wieder einen linearen Polarisationszustand her, bevor das Licht auf den gekrümm-

¹Gemäß Herstellerangabe in der werksseitigen Konfiguration des Resonators 100:1

ten Endspiegel M_2 trifft. Ohne die zweite Viertelwellenplatte fände bei der Reflexion am Endspiegel ein Spinflip statt, der zu einer um 90° gedrehten Polarisationsrichtung am Brewsterfenster führte, so daß das Licht aus dem Resonator herausreflektiert würde und somit keine Lasertätigkeit zustandekommen könnte [41].

Auf das Stabilisierungssystem für den Laserresonator wird im Abschnitt 4.1.3 eingegangen.

Photonenstrahlführung Die am Elektronenstrahl comptonrückgestreuten Photonen durchdringen den 90° -Spiegel M_{45} und treten durch ein 0,51 mm dünnes Aluminiumfenster aus der Vakuumkammer aus. Durch eine Bohrung von 55 mm Durchmesser im Joch des letzten Dipolmagneten gelangen die Photonen dann bis zum Photonendetektortisch, auf dem sich das LYSO-Kalorimeter befindet. Mit Hilfe des Tisches kann das Kalorimeter in zwei Achsen, transversal zur Strahlrichtung, verfahren und auf den Strahl zentriert werden. Vor dem Kalorimeter ist eine Bleiblende, deren Öffnung sich ferngesteuert verstellen läßt, angebracht. Diese Blende dient dazu, bei Bedarf einen Teil der Bremsstrahlungsphotonen und anderen Untergrund auszublenden. Dadurch wird das Signal-Untergrundverhältnis im Energiebereich des Rückstreupektrums verbessert und die notwendige Meßzeit verringert sich (siehe dazu auch Abschnitt 3.6).

Durch ein dünnes Aluminiumfenster (ca. 0,1 mm), das den Abschirmzylinder aus Blei lichtdicht verschließt, gelangen die Photonen bis zum Kalorimeter, an dessen Stirnseite sich ein weiteres dünnes Aluminiumblech (ca. 0,5 mm) befindet.

Detektoren Unmittelbar hinter dem letzten Dipolmagneten befinden sich die Detektoren zum Nachweis der gestreuten Elektronen und Photonen, ein Detektor aus szintillierenden Kunststoffasern zum Elektronennachweis, der zusammen mit dem zweiten Dipolpaar ein Magnetspektrometer zur Messung der Impulse der gestreuten Elektronen dient und ein totalabsorbierendes elektromagnetisches Kalorimeter aus neun LYSO-Kristallen zum kalorimetrischen Nachweis der Rückstreuphotonen.

In dem Detektor, der aus einer 3×3 -Matrix von neun LYSO-Kristallen mit Abmessungen von jeweils $20 \times 20 \times 20$ mm³ besteht, werden die Photonen absorbiert und die im Detektor deponierte Energie in Szintillationslicht umgewandelt. Die Abmessungen des Detektors sind mit 16 Strahlungslängen und ca. 1,5 Molièreradien so gewählt, daß Photonen im Energiebereich $1 \text{ MeV} < E_\gamma < 100 \text{ MeV}$ ohne nennenswerte Schauerleckage und daher mit sehr guter Energieauflösung nachgewiesen werden können.

Zum Nachweis der gestreuten Elektronen dient ein Detektor aus 48 szintillierenden Kunststoffasern. Unter Ausnutzung der Dispersion des Systems aus drittem und viertem Dipol der magnetischen Schikane können die Elektronen impuls aufgelöst nachgewiesen werden.

Durch Forderung einer Koinzidenz zwischen Photonen- und Elektronendetektor kann unkorrelierter Untergrund unterdrückt und gleichzeitig eine Energiemarkierung („Tagging“) der Photonen vorgenommen werden. Die Detektoren werden im nächsten Kapitel ausführlich beschrieben.

4.1.2 Herstellen von Überlapp von Elektronen- und Laserstrahl

Um rückgestreute Photonen zu erhalten, müssen der Laser- und der Elektronenstrahl in der Wechselwirkungszone des Polarimeters zur Kollision gebracht werden. Dazu ist es erforderlich, die relative Lage beider Strahlen zueinander an mindestens zwei Stellen innerhalb der Wechselwirkungszone zu kennen, um die Strahlen gezielt so zu verschieben und zu verkippen, daß sie zum Überlapp gebracht werden.

Zu diesem Zweck sind entlang der Wechselwirkungszone drei Drahtscanner installiert. Die Abbildung 4.1.2 zeigt einen Drahtscanner, wie er im Beschleuniger MAMI eingesetzt wird. Eine Gabel, die mit dünnen Wolframdrähten bespannt ist, sitzt elektrisch isoliert auf einem Arm, der mit Hilfe eines Elektromotors periodisch hin- und herbewegt werden kann. Bewegt sich einer der Drähte durch den Elektronenstrahl, werden Elektronen aus dem Draht herausgeschlagen. Ein ladungsempfindlicher Verstärker mißt diesen Sekundärelektronenstrom. Aus der Position der Antriebsscheibe und der Geometrie der gesamten Anordnung können dann die transversalen Koordinaten des Elektronenstrahls und auch sein Durchmesser berechnet werden.

Für die Verwendung im A4-Comptonpolarimeter wurden die Scanner modifiziert [26]. Es wurden zusätzliche Drähte gespannt, um eine redundante Messung durchführen zu können.

Da in der Praxis die drei Scanner immer nur nacheinander betrieben werden, ist es möglich, die Bestimmung der Elektronenstrahlposition mit einem Bleiglasdetektor durchzuführen. Strahlelektronen, die an den Drähten Kleinwinkelstreuung erleiden, rufen im Strahlrohr einige Meter strahlabwärts elektromagnetische Schauer hervor. Die Sekundärteilchen dieser Schauer erzeugen ein Signal im Bleiglasdetektor.

Beim Durchtritt eines Drahtes durch den Laserstrahl nimmt die im Resonator zirkulierende Laserleistung vorübergehend ab, da der Draht Verluste durch Streuung und Beugungseffekte verursacht. Durch simultanes Auslesen

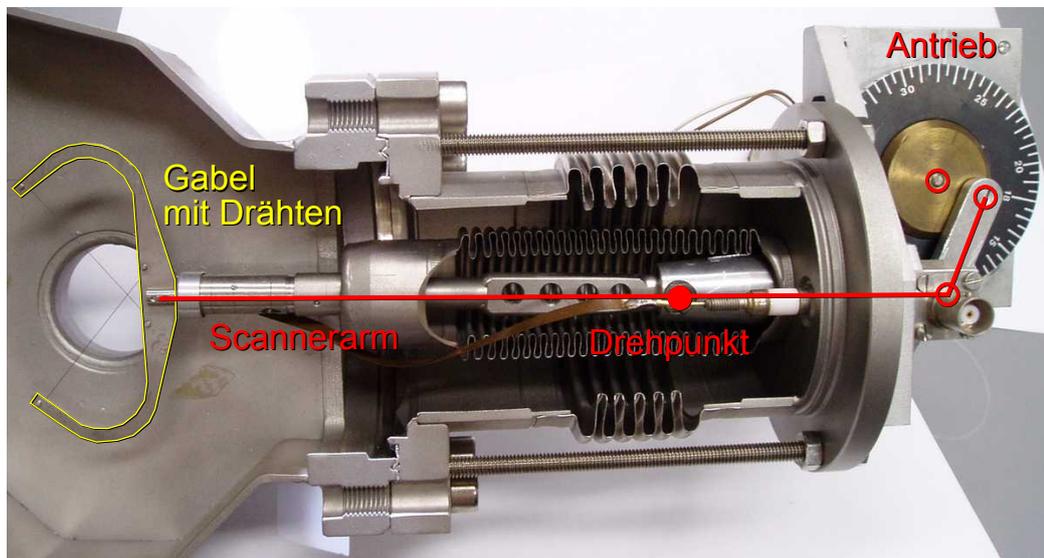


Abbildung 4.1.2 Photographie eines Drahtscanners (zu Demonstrationszwecken aufgeschnitten), wie er im Beschleuniger MAMI eingesetzt wird.

der Signale des Bleiglaszählers und einer Photodiode zur Laserleistungsmessung können bei gleichzeitiger Kenntnis der Lage der Drähte Daten gewonnen werden, aus denen dann die relativen Koordinaten der beiden Strahlen berechnet werden. Das Verfahren wurde im Rahmen einer anderen Arbeit entwickelt und ist in [50] detailliert beschrieben.

Um die beiden Strahlen zur Kollision zu bringen, kann der Laserstrahl durch Justage der Laseroptik horizontal und vertikal bewegt (verschoben und verkippt) werden. Da mit einer Neujustage des Lasers jedoch Änderungen der Laserleistung und Laserpolarisation einhergehen können, zieht man es in aller Regel vor, den Elektronenstrahl in der Horizontalebene zu bewegen. Dies kann durch Veränderung der Magnetfelder der vier Dipolmagnete der Schikane erreicht werden. Zu diesem Zweck ist jeder der Ablenkmagnete mit einem programmierbaren elektronischen Nebenwiderstand (Shunt) ausgestattet. Diese Shunts wurden nach dem Vorbild ähnlicher Shunts, die im RTM3 des Beschleunigers MAMI verwendet werden, dimensioniert und aufgebaut [26].

Jeder Shunt kann einen gewissen Anteil des Spulenstroms seines Magneten an den Magnetspulen vorbeileiten. Die Shunts werden üblicherweise alle auf ungefähr die Hälfte ihres Maximalstroms eingestellt. Für eine möglicherweise erforderliche Optimierung der horizontalen Strahllage in Bezug auf den Laserstrahl ergibt sich dann der größtmögliche Stellbereich. Zusätzlich kann der Sollwert des Netzgerätes, das die Ablenkmagnete mit Strom versorgt,

Strahlenergie / MeV	$I_{nominal}$ / A	U_{Dipol} / V	R_B / Ω	R_M / Ω	I_{shunt}^{max} / A	P_{shunt}^{max} / W
315,26	52,8	6,6	1,0	0,22	4,91	29,4
854,3	146	18,5	3,3	0,22	5,01	88
1508	320..340	40..42.5	1,0	0,05	35,5..37,8	1260..1430

Tabelle 4.1.1 Übersicht über die Dimensionierung der Shunts für die verschiedenen Strahlenergien im A4-Experiment. Der Nominalstrom ist der Strom, der eingestellt werden muß, um den Strahl mittig durch die Wechselwirkungszone zu führen, wenn alle vier Shunts auf 50% ihres Maximalstroms programmiert sind. R_B und R_M sind der Begrenzungswiderstand, der den Maximalstrom durch den Shunt festlegt und der Meßwiderstand, um den Shuntstrom zu messen (siehe auch C). Die tatsächliche Stromstärke hängt von Maschinenzustand, Einschußbedingung in die Schikane, Vorgesichte der Magnete usw. ab, weshalb in der Praxis Nominalstrom und Einstellungen der Shunts variieren können. Insbesondere bei 1508 MeV ist der Bereich sehr groß, weshalb die bislang beobachteten Grenzen angegeben sind.

verändert werden.

Die Shunts wurden im Laufe der Jahre entsprechend den unterschiedlichen Magnetströmen, die in Abhängigkeit der unterschiedlichen Strahlenergien des A4-Experiments verwendet wurden, angepaßt. In Tabelle 4.1.1 sind die Spezifikationen der Shunts aufgeführt. Mit diesen Shunts kann der Elektronenstrahl ohne weiteres um mehrere Millimeter² in der Wechselwirkungszone horizontal verschoben bzw. um mehrere Millirad verkippt werden. Für die Verwendung der Schikane bei einer Strahlenergie von 1508 MeV wurde der Leistungsteil der Shunts mit Wasserkühlung vollständig überarbeitet. Die Shunts sind jetzt auf eine Verlustleistung von jeweils 1500 W ausgelegt. Eine Beschreibung der Auslegung der Leistungselektronik der Shunts findet sich im Anhang C.

4.1.3 Die Strahlagestabilisierung des Laserresonators

Aufgrund der großen Länge des Resonators von fast acht Metern wurde in der dieser Arbeit vorangegangenen Diplomarbeit [26] ein Stabilisierungssystem für den Laserresonator entwickelt. Dieses System wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit fertig aufgebaut, getestet und in Betrieb genommen.

²Bis zu ± 6 mm bei 855 MeV Strahlenergie.

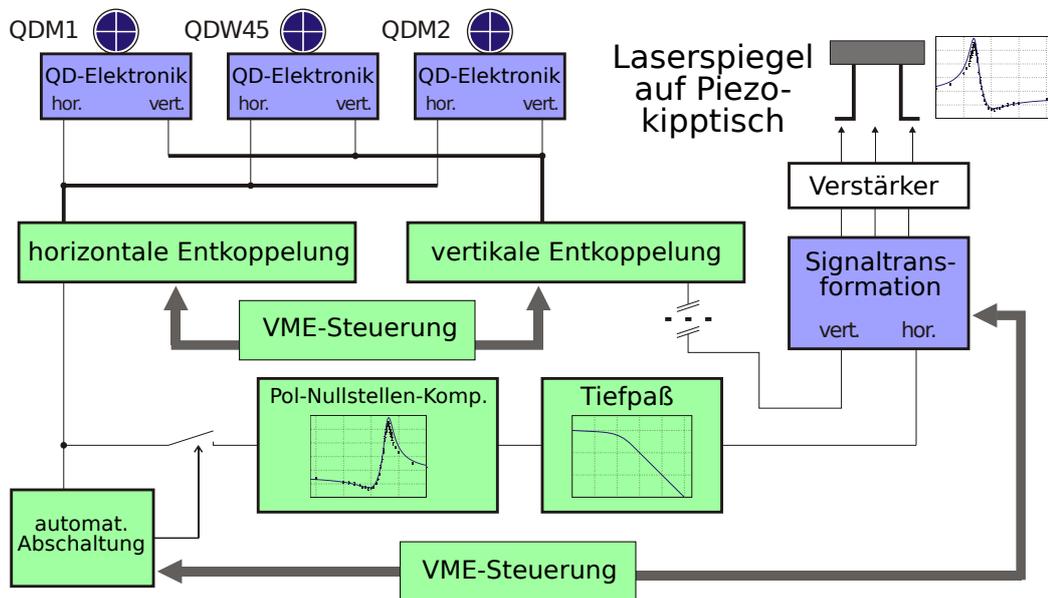


Abbildung 4.1.3 Blockschaltbild der Laserstabilisierung für die zwei Achsen eines der stabilisierten Laserspiegel.

Dafür mußten insbesondere die Pol-Nullstellen-Kompensationsfilter auf die Resonanzkurven der Laserspiegel und ihrer Piezotische³ abgeglichen werden.

Die Funktionsweise des Stabilisierungssystems wurde in [26] bereits detailliert beschrieben und soll hier nur kurz wiedergegeben werden. In Abbildung 4.1.3 ist das Stabilisierungssystem schematisch dargestellt.

Der Überlapp mit dem Elektronenstrahl und damit die Luminosität des Polarimeters kann einerseits durch langsame Driften der Laserstrahlage und andererseits durch Positionrauschen des Laserstrahls verschlechtert werden. Die Aufgabe der Stabilisierung besteht darin, solche Positionsänderungen des Laserstrahls zu unterdrücken. Zu diesem Zweck wird die transversale Ablage des Laserstrahls im Resonator an zwei Stellen mittels sogenannter *positions-empfindlicher Detektoren (PSD)* gemessen. Die Ablagen werden dabei relativ zur Position der PSDs bestimmt, die mittels Aktuatoren⁴ in beiden Achsen transversal zur optischen Achse des Resonators bewegt werden können.

Im allgemeinen führt jede Verkippung eines Laserspiegels zu Änderungen der Ablagen auf *beiden* Sensoren. Das bedeutet, daß die sowohl die horizontalen Regelkreise als auch die vertikalen Regelkreise miteinander gekoppelt sind. Die horizontalen Regelkreise sind mit den vertikalen Regelkreisen nur sehr schwach gekoppelt, zum Beispiel durch geringfügige Abweichungen der

³ *Physik Instrumente, S-315.10*

⁴ *Zaber, T-LA28*

Symmetrieachsen der Sensoren und Kippachsen voneinander.

Aus den gemessenen Ablagen einer Ebene (horizontal bzw. vertikal) werden daher für zwei Laserspiegel die notwendigen Kippwinkel für entsprechende (horizontale bzw. vertikale) Achse berechnet, die erforderlich sind, um die Strahlablagen auf Null zu bringen. Diese Berechnung entspricht der Lösung des linearen Gleichungssystems, das die Kopplung der Ablagen als Funktion der Spiegelkippwinkel beschreibt und von der Geometrie des Resonators, aber auch vom Justagezustand (wegen Beugungseffekten) abhängt.

Die Korrekturwinkelsignale werden anschließend durch ein Tiefpaßfilter bandbreitenbegrenzt. Außerdem wird mittels einer auf die jeweilige Spiegelachse speziell angepassten Filterschaltung eine Kompensation des Resonanzverhaltens der Piezo-Spiegel-Kombination erreicht. Beide Maßnahmen sind erforderlich, um die Stabilität der vier Regelkreise jeweils zu gewährleisten. Durch die Resonanzkompensation mittels Pol-Nullstellen-Auslöschung wird die Bandbreite der Stabilisierung erheblich vergrößert. Dadurch kann die Schleifenverstärkung deutlich angehoben werden, was die Unterdrückung von Lageschwankungen im gesamten von der Stabilisierung abgedeckten Frequenzbereich signifikant verbessert [26].

Die gefilterten horizontalen und vertikalen Korrektursignale jedes Spiegels werden von einer Analogrechenschaltung auf die drei Steuersignale für die Piezokipptische transformiert und den Piezos über kommerzielle Verstärker⁵ zugeführt.

Abbildung 4.1.4 belegt die Leistungsfähigkeit des Laserstabilisierungssystems anhand des Vergleich der Lagesignale einer Quadrantendiode ohne bzw. mit Stabilisierung.

Betrieb des Stabilisierungssystems Die Pol-Nullstellen-Kompensationsfilter wurden auf die Resonanzkurven der vier Spiegelachsen abgeglichen, so daß die Stabilisierung mit erwartungsgemäß großer Bandbreite betrieben werden konnte.

In einer Strahlzeit im Mai 2005⁶ wurde das Stabilisierungssystem erfolgreich eingesetzt, um die Lagestabilität des Lasers zu verbessern. Für einen zukünftigen Betrieb des Laserresonators bei geringerer Rayleighlänge [40] (um die Fokussierung des Lasers besser an den Elektronenstrahl anzupassen und die Luminosität weiter zu erhöhen) wäre der Einsatz des Stabilisierungssystems erforderlich, um Laserleistung und Überlapp über viele Stunden und Tage stabil halten zu können. Außerdem würden dann durch Verfahren der Laserlagesensoren gezielte Lageänderungen des Lasers im Bereich von 0,1 mm

⁵ *Physik Instrumente, E663 LVPZT-Verstärker*

⁶ *beam220805*

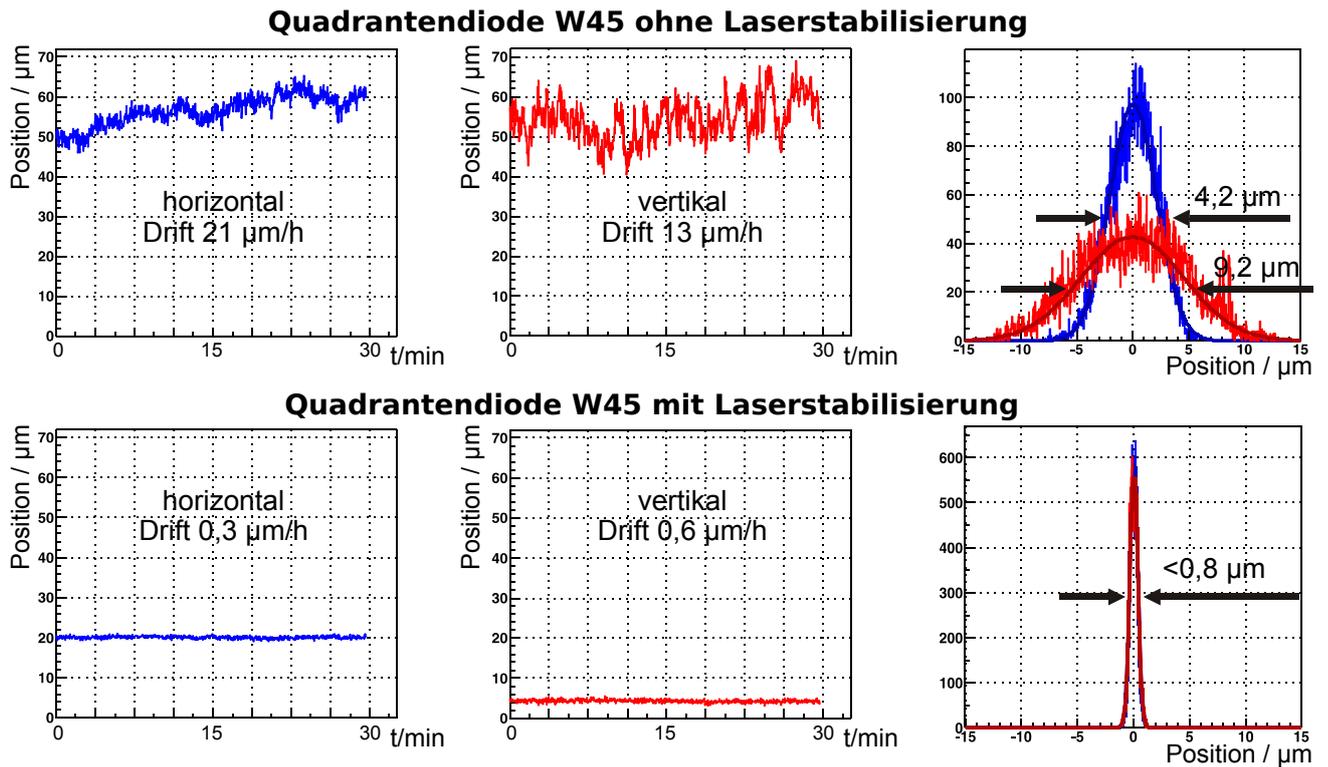


Abbildung 4.1.4 Horizontales und vertikales Lagesignal der Quadrantendiode *QDW45* ohne Laserstabilisierung (oben) und mit Laserstabilisierung (unten). Die lineare Drift der Signale ist jeweils durch Anpassung einer Geraden bestimmt worden. Auf der rechten Seite sind die Lagesignale entlang der linearen Drift histogrammiert dargestellt. Diese Lagefluktuationen sind gaußverteilt und werden von der Stabilisierung stark unterdrückt. Die verbleibende Breite von $\text{FWHM} = 0,8 \mu\text{m}$ läßt sich durch das Rauschen der Quadrantendioden und der Elektronik erklären.

oder weniger möglich, um den Überlapp zwischen den Strahlen zu optimieren.

4.1.4 Das Vakuumsystem

Da sich der Photonendetektor auf der Strahlachse der Wechselwirkungszone befindet, wird er direkt von der Bremsstrahlung, die der Elektronenstrahl am Restgas erzeugt, getroffen. Ein höherer Enddruck führt damit zwangsläufig zu einem höheren Bremsstrahlungsuntergrund beim Nachweis rückgestreuter Photonen und somit zu einer Verlängerung der Meßzeit.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher drei Volumengetterpumpen und eine Ionengetterpumpe in das Vakuumsystem integriert (siehe unten), mit denen der Enddruck insgesamt von ca. 10^{-6} mbar auf etwa $1,3 \cdot 10^{-8}$ mbar verbessert werden konnte.

Das Vakuumsystem wurde bis auf wenige Ausnahmen vollständig metallgedichtet aufgebaut, um Probleme durch das langfristige Ausgasen beispielsweise von Vitondichtungen [7] weitgehend zu vermeiden. Im Bereich der Wechselwirkungszone ist das Vakuumsystem in CF⁷-Bauweise ausgeführt. Die Vakuumkammern sind aus Edelstahl gefertigt und die CF-Flansche sind kupfergedichtet. Das Austrittsfenster für den Photonenstrahl sitzt auf einem KF-T-Stück, bei dem ebenfalls alle Verbindungen metallgedichtet sind (KF-Aluminiumdichtungen). Die Geradeausrichtung sowie die Strahlführung vor und hinter dem Polarimeter sind ebenso aluminiumgedichtet (MAMI-Standard).

Ausnahmen bilden die drei Vakuumfenster, die nach anfänglicher Verwendung von Helicoflex-Metalldichtungen inzwischen zur Verminderung spannungsinduzierter Doppelbrechung mit Vitonringen gedichtet werden, da der Anpreßdruck in diesem Fall durch die Druckdifferenz zwischen Atmosphärendruck und Vakuum zustandekommt (s.a. [40]). Der Andruck wird lediglich durch den äußeren Luftdruck erzeugt, um Verspannungen soweit wie möglich zu vermeiden.

Die Abbildung 4.1.5 zeigt das Schema des Vakuumsystems des Polarimeters in der Experimentierhalle 3. Zum Evakuieren des Vakuumsystems dient eine Drehschieberpumpe mit einem Saugvermögen von 15,3 m³/h und zum Abpumpen bis auf einen Enddruck von $< 10^{-6}$ mbar eine Turbomolekularpumpe mit einem Saugvermögen von 160 l/s. Durch einstündiges Ausheizen bei einer Temperatur von 500 °C können dann die NEG⁸-Pumpen aktiviert werden, die bei Raumtemperatur jeweils über ein Saugvermögen von ca.

⁷CF steht für *Conflat Flange*, metallgedichtete, UHV-geeignete Edelstahlflansche.

⁸NEG steht für „Non-Evaporable-Getter“, auf deutsch oft auch als *Volumengetter* bezeichnet. Es handelt sich um Pumpen des Typs *CAPACITORR-B 1300* der Firma *SAES-Getters*.

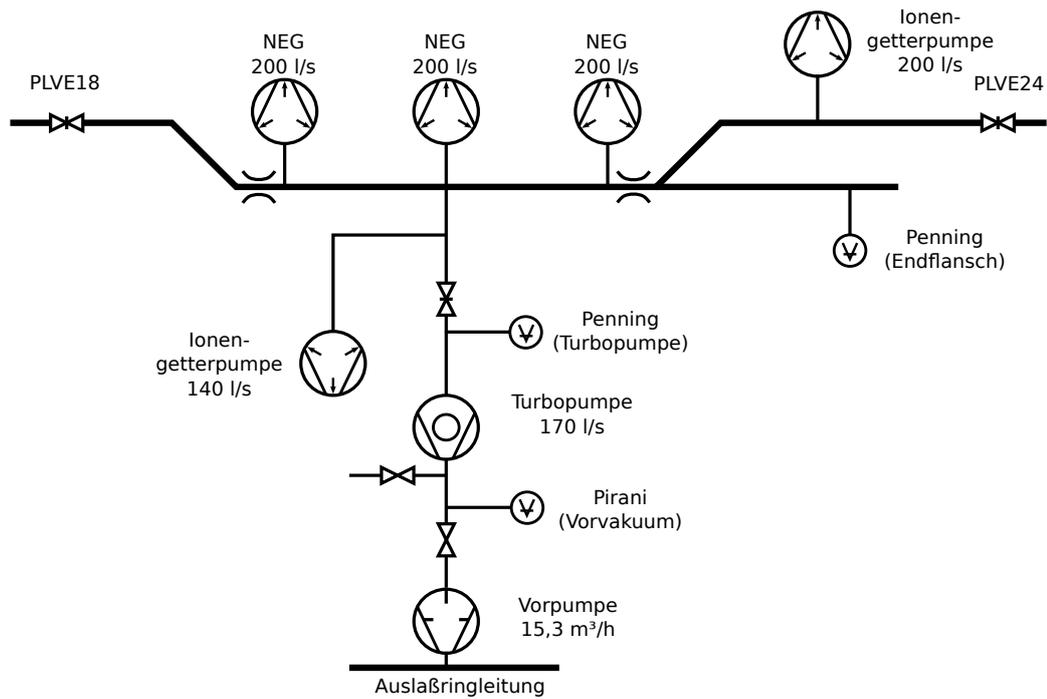


Abbildung 4.1.5 Schematische Darstellung des Vakuumsystems des Polarimeters in der Experimentierhalle 3. Der Turbopumpstand aus Vorpumpe und Turbopumpe dient zum Abpumpen bis auf 10^{-6} mbar. Mit den Ionengetterpumpen kann dann ein Enddruck von ca. 5 bis $10 \cdot 10^{-8}$ mbar nach Abtrennen des Turbopumpstand erreicht werden. Aktivieren der Volumengetterpumpen (NEG-Pumpen) (die Aktivierung selbst erfolgt bei laufender Turbopumpe und abgeschalteten Ionengetterpumpen) ermöglicht es, Drücke von 1 bis $2 \cdot 10^{-8}$ mbar in der Schikanenmitte zu erreichen. Beidseits der Schikanenmitte befinden sich Rohrstücke mit geringerem Querschnitt (als Engstellen angedeutet). Daher wurde strahlabwärts eine eigene Ionengetterpumpe installiert, um das Vakuum im Bereich der dortigen Laseroptik zu verbessern.

200 l/s verfügen. Bei diesen Pumpen adsorbiert das innenliegende hochporöse Gettermaterial das Restgas, das dann in das Innere des Getters diffundiert, so daß die Oberfläche zur Adsorption weiteren Restgases zur Verfügung steht. Durch das Ausheizen kann das adsorbierte Gas wieder abgegeben und mit der Turbopumpe abgepumpt werden. Diese Pumpen wurden im Juli 2004 in die Strahlführung eingebaut, um den Enddruck in der Wechselwirkungszone zu verbessern. Anschließend wird der Turbopumpstand üblicherweise über den Schieber abgetrennt und mit Stickstoff belüftet und die beiden Ionengetterpumpen mit einem Saugvermögen von 140 l/s bzw. 200 l/s werden zugeschaltet.

Die zweite Ionenpumpe wurde 2007 eingebaut, um den Druck im Bereich des Umlenkspiegels M45 zu verringern, um eine Verringerung der Kohlenstoffdeposition aufgrund von Synchrotronstrahlung zu erzielen. Insbesondere durch die Diffusion von Restgas aus der Strahlführung der Halle 4, das vermutlich⁹ einen hohen Kohlenwasserstoffgehalt aufweist, wurde eine Kontamination des Spiegels vermutet. Die Änderung der Situation läßt sich zwar quantitativ nicht gut erfassen (unterschiedliche Strahlenergien, Dauern der Strahlzeiten usw.), subjektiv hat sich durch Einbau der Pumpe die Situation aber verbessert.

Auf beiden Seiten der Wechselwirkungszone befinden sich Engstellen im Strahlrohr, die einen Leitwert von nur ca. 11 l/s aufweisen. Es handelt sich um ca. 300 mm lange Stücke von MAMI-Standardstrahlrohr mit einem Innendurchmesser von 30 mm. Dadurch wird im Bereich der Wechselwirkungszone ein noch etwas besserer Enddruck ermöglicht. Durch die Ionengetterpumpe mit 200 l/s auf der strahlabwärts gelegenen Seite wird dabei im Bereich des Laserspiegels M45, der sich im Vakuum befindet, ein ebenfalls sehr guter Enddruck gewährleistet.

Auf diese Weise lassen sich Enddrücke von weniger als $1,3 \cdot 10^{-8}$ mbar in der Schikanenmitte und ca. $4 \cdot 10^{-8}$ mbar am Photonenaustrittsfenster erreichen. Dieses Enddruckprofil wird selbst beim Öffnen des Ventils zur Halle 4 über mindestens 10 Tage hinweg gehalten, obwohl in dieser Halle der Enddruck in der Strahlführung zwischen $5 \cdot 10^{-6}$ und $2 \cdot 10^{-5}$ mbar liegt, da der Leitwert des Strahlrohrs, das die beiden Hallen verbindet, relativ gering ist (< 1 l/s).

⁹Insbesondere die Streukammer wird unter Verwendung von O-Ringen und Vakuumfett abgedichtet.

4.2 Plasmareinigung der Laseroptik

Schon relativ früh – nach den ersten Strahlzeiten zur Inbetriebnahme des Polarimeters –, war aufgefallen, daß sich insbesondere auf dem Laserspiegel im Vakuum (M45) in der Horizontalebene Kohlenstoffdepositionen fanden, die offenbar von der Einwirkung der vom Elektronenstrahl im Magnetfeld des vorletzten Ablenkmagneten abgegebenen Synchrotronstrahlung herrührten. Diese Depositionen führten zu verminderter Laserleistung. Durch regelmäßigen Austausch der Vakuumpoptik konnte diesem Problem zunächst begegnet werden.

Während der Vorbereitung der 1,5 GeV-Strahlzeiten wurden unter anderem durch verbesserte Laserjustage die sonst üblichen Laserleistungen deutlich übertroffen und auf typischerweise > 100 W erhöht. Daraufhin wurde auf dem Vakuumfenster W45, das auch als Strahlteiler genutzt wird, um einen Laserstrahl geringer Leistung auszuspiegeln, dessen Polarisationszustand gemessen wird, nach weniger als 12 Stunden Einwirkung des Laserlichts eine deutliche Kohlenstoffdeposition am Durchtrittsort des Laserstrahls auf der dem Vakuum zugewandten Seite festgestellt. Diese Deposition führte zu einer dramatischen Minderung der Laserleistung, die infolge der Deposition innerhalb eines halben Tages um 30 bis 50 % abnehmen konnte. Außerdem wurde eine Beeinflussung des Polarisationszustands des ausgespiegelten Lichts befürchtet. Vergleichbare, wenn auch weniger dichte Depositionen, wurden auf dem betroffenen Vakuumfenster früher bei geringeren Laserleistungen erst nach mehreren Wochen Betriebszeit festgestellt.

Als Quelle für derartige Kohlenstoffdepositionen werden von den Oberflächen adsorbierte Kohlenwasserstoffe angegeben [42, 11]. Unter Einwirkung hinreichend kurzwelliges Lichts können C–H-, C–O- und C–C-Bindungen aufgebrochen werden. Die flüchtigen Bestandteile (Sauerstoff und Wasserstoff) werden abgepumpt, während der nichtflüchtige Kohlenstoff auf der Oberfläche zurückbleibt und als Deposition sichtbar wird.

Bei der Wellenlänge des verwendeten Laserlichts von 514,5 nm beträgt die Energie eines Laserphotons allerdings lediglich 2,41 eV, entsprechend 232,5 kJ/mol. Diese Energie liegt deutlich unterhalb der Bindungsenergien der infragekommenden kovalenten Bindungen, von denen einige in Tabelle 4.2.1 exemplarisch aufgeführt sind.

Für das Aufbrechen der Bindungen müssen daher z.B. Zwei- oder Drei-Photon-Prozesse verantwortlich sein. Da die Wahrscheinlichkeit für Mehrphoton-Prozesse mit der Laserleistung mindestens quadratisch zunimmt, läßt sich damit auch erklären, warum die Depositionen im Bereich des Durchtritts des Laserstrahls durch das Fenster bei den höheren Leistungen innerhalb eines halben Tages deutlicher waren als sonst nach einigen Wochen Betriebszeit

$h\nu$ in kJ/mol	Bindungsenergien in kJ/mol		
Laserlicht 514,5 nm	C-H	C-O	C-C
232,5	414	335	347

Tabelle 4.2.1 Bindungsenergien einiger typischer kovalenter Bindungen in Kohlenwasserstoffen im Vergleich mit der Photonenergie des verwendeten Laserlichts. Die Zahlen mögen als Richtwerte dienen, da die Bindungsdissoziationsenergie im allgemeinen von der Molekülstruktur abhängt (z.B. C-H 385..458 kJ/mol, vgl. [1]).

bei geringerer Laserleistung.

Schließlich wurde herausgefunden, daß durch Kontakt der Oberfläche eines Vakuumfensters mit dem negativen Glimmlicht einer Glimmentladung in Luft bei einigem 0,1 mbar Druck für mehrere Minuten eine Reinigung der Oberfläche von Kohlenwasserstoffen erreicht werden kann. Dazu wurde die in Abbildung 4.2.1 gezeigte Apparatur verwendet. Die ursprüngliche Überlegung, die zum Aufbau der Apparatur führte, war, daß die mittels einer Gasentladung bei geringem Druck ($p \lesssim 0.01$ mbar) erzeugten Kathodenstrahlen genutzt werden könnten, um entsprechende Kohlenstoffdepositionen ohne Verwendung des Lasers erzeugen zu können. Aus diesem Grund handelt es sich bei der Anode in Abbildung 4.2.1 um einen Hohlspiegel, der zur Erzeugung von Kathodenstrahlen (Elektronen) als Kathode geschaltet worden wäre. Somit hätten unterschiedliche Reinigungsverfahren und Oberflächenbehandlungen zur Vermeidung der Depositionen bei kurzen Zykluszeiten unter definierten Bedingungen erprobt werden können. Während der Vorbereitungen zum Betrieb der Apparatur wurde die Möglichkeit der Oberflächenreinigung mit reaktiven Plasmen festgestellt. Abbildung 4.2.2 zeigt die Leuchterscheinungen der Gasentladung während der Reinigung eines Vakuumfensters.

Die Wirkungsweise des angewendeten Verfahrens beruht mit hoher Wahrscheinlichkeit auf der Produktion reaktiven Sauerstoffs in der Gasentladung. Dieser oxidiert die Kohlenwasserstoffe zu CO_x und H_2O [11]. Zur Reinigung eines optischen Elements wird dieses auf das Gasentladungsrohr oben aufgelegt und mit einem O-Ring gedichtet. Das Rohr wird mit einer Drehschieberpumpe über eine Kühlfalle auf 0,01 mbar Druck abgepumpt. Über ein Dosierventil wird die Apparatur mit Luft „gespült“, wobei ein Druckanstieg bis auf ungefähr 10 mbar für ein bis zwei Sekunden erfolgt. Anschließend wird bei geschlossenem Dosierventil wieder abgepumpt. Dieser Vorgang wird dreimal wiederholt und dient dazu, den Partialdruck von Stickstoff und Sauerstoff im Restgas zu erhöhen, da das Restgas ansonsten von Wasser und Kohlenwas-

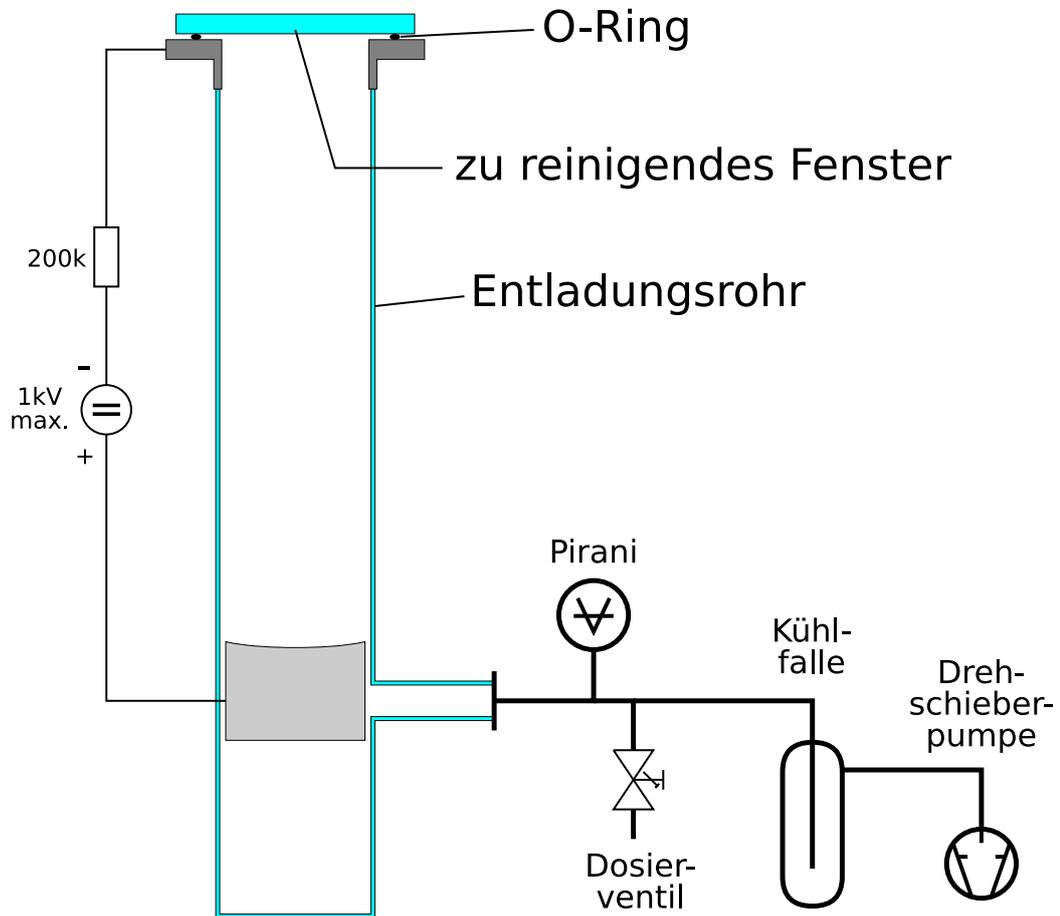


Abbildung 4.2.1 Schematischer Aufbau der Apparatur zur Plasmareinigung. Links befindet sich das gläserne Entladungsrohr, an das das zu reinigende Fenster oben mittels eines O-Rings an einen Metallflansch angeschlossen wird. Der Flansch dient als Kathode. Für die Anode wird ein Aluminiumzylinder im unteren Teil des Rohrs verwendet. Ein Vorwiderstand von ca. 200 kΩ ist wegen der fallenden Charakteristik der Glimmentladung in Serie zum Entladungsrohr geschaltet.

Über den Pumpstutzen unten rechts am Entladungsrohr wird das Rohr evakuiert. Ein Piranisensor dient zur Druckmessung. Der Druck wird mit Hilfe eines Dosierventils eingestellt, das auch zum Spülen der Apparatur mit Luft und zum Belüften verwendet wird. Die Evakuierung erfolgt mit einer Drehschieberpumpe über eine Flüssigstickstoffkühlfalle. Diese dient dazu, den durch Rückstrom von Pumpenöl hervorgerufenen Kohlenwasserstoffpartialdruck im Rezipienten möglichst klein zu halten.

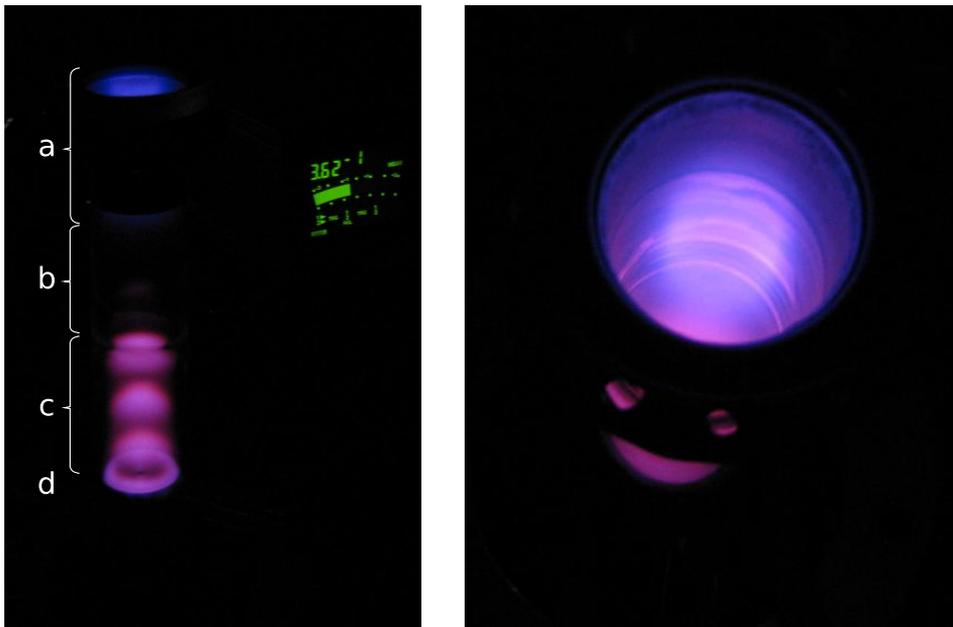


Abbildung 4.2.2 Plasmareinigung eines Laserfensters. **Links** die Gasentladung bei einem Druck von 0,36 mbar mit negativem Glimmlicht (a), Faradayschem Dunkelraum (b), positiver Säule (c) (Scheiben-/Wolkenbildung) und anodischem Glimmlicht (d).

Rechts Blick von oben durch das zu reinigende Fenster auf negatives Glimmlicht und Glimmsaum.

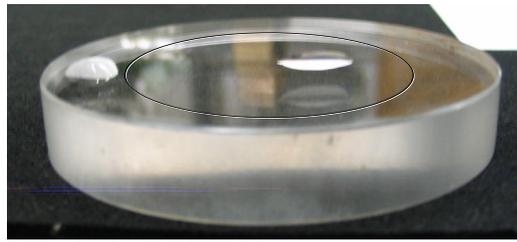


Abbildung 4.2.3 Vergleich der Benetzungswinkel von Wassertropfen auf der normal gereinigten Oberfläche eines Vakuumfensters (im Bild links) und auf der zusätzlich plasmagereinigten Oberfläche (nahe der Bildmitte). Die Ellipse deutet den Bereich des Fensters an, der mit dem Plasma in Kontakt war. Der Benetzungswinkel auf der plasmagereinigten Oberfläche ist erheblich geringer als auf der Vergleichfläche außen. Die plasmagereinigte Glasoberfläche wird von Wasser also leichter benetzt.

serstoffen dominiert würde und die oxidative Wirkung zur Entfernung der Kohlenwasserstoffkontamination der optischen Oberfläche nicht erzielt würde. Nach dreimaligem Spülen mit Luft wird der Druck in der Apparatur mit Hilfe des Dosierventils auf 0,3 bis 0,4 mbar eingestellt und die Glimmentladung für etwa zehn Minuten gezündet. Nach Abschalten der Hochspannung und Belüften des Entladungsrohrs kann das gereinigte optische Element entnommen und in den Laserresonator eingebaut werden.

Durch die Entfernung der Kohlenwasserstoffkontamination von der Oberfläche des Vakuumfensters konnte die Abnahme der Laserleistung durch Änderung der Transmission des Fensters und Beeinflussung des Polarisationszustands des Laserlichts durch die Kohlenstoffdeposition weitgehend unterbunden werden. Während eines Tests, zu dessen Beginn die Laserleistung im Resonator bei 113 W lag, konnte bei Verwendung eines plasmagereinigten Fensters auch nach insgesamt 22 Stunden Betrieb die anfängliche Laserleistung von 113 W durch geringfügiges Nachjustieren des Resonators wieder erreicht werden¹⁰. Ohne Plasmareinigung des Fensters wurden mitunter irreversible Verringerungen der Laserleistung um 12 bis mehr als 30 % beobachtet. Sehr viel schwerer noch wiegt jedoch, daß die nicht abzuschätzende Beeinflussung des Polarisationszustands des in das Stokesmeter ausgekoppelten Lichts durch die Kohlenstoffdeposition durch die Plasmareinigung des Fensters vermieden werden kann. Dies ermöglicht überhaupt erst die Analyse der genommenen Daten.

¹⁰In den ersten mindestens 48 Stunden Betriebs des Lasers muß wegen thermischer Driften der Resonator von Zeit zu Zeit nachjustiert werden, um die maximal mögliche Leistung zu erhalten.

4.3 Luminosität und Meßzeit

Die notwendige Meßzeit zum Erreichen eines vorgegebenen Fehlers in der Comptonasymmetrie kann nach Abschnitt 3.6 berechnet werden, wenn die Luminosität aus der Länge der Wechselwirkungszone und den Eigenschaften der beiden Strahlen abgeschätzt wird. Greift man auf frühere Arbeiten zurück [34] [26], so findet man für die Luminosität einer unendlich langen Wechselwirkungszone bei gleichen Rayleighlängen von Elektronen- und Laserstrahl

$$\mathcal{L}_\infty = \frac{1}{\epsilon_e + \epsilon_L} \frac{I_e P_L \lambda}{\pi^2 e \hbar c^2} \arctan \frac{l}{2z_R} \quad (4.3.1)$$

Dabei sind $\epsilon_{e,L}$ die Emittanzen von Elektronen- und Laserstrahl, I_e der Elektronenstrahlstrom, P_L die Laserleistung, λ die Wellenlänge des Laserlichts, l die Länge der Wechselwirkungszone bzw. des Überlappbereichs der Strahlen und z_R die Rayleighlänge der Strahlen.

Man erhält für $l = 2$ m eine Luminosität von 246 1/(barn·s), entsprechend einer Rate von 146 1/s rückgestreuten Photonen je Watt Laserleistung für den Energiebereich $0,5 < \rho < 1$.

Bei diesen Zahlen ist zu beachten, daß es sich nur um eine sehr grobe Abschätzung handelt. Unberücksichtigt bleibt, daß die Rayleighlänge (Befunktion) des Elektronenstrahls in Wirklichkeit nicht der des Lasers entspricht und der Laser sich nicht unbedingt in der TEM00-Mode befindet. In der Praxis werden die Strahlen praktisch nie vollständig parallel verlaufen, sondern immer um wenige Milliradian gegeneinander verkippt sein, was zu Einbußen bei der Luminosität führt [41]. Da außerdem die tatsächliche Fokussierung des Elektronenstrahls in der jeweiligen Strahlzeit von den Erfordernissen des Paritätsexperiments und dem Zustand des Beschleunigers abhängt, wird an dieser Stelle auf eine detailliertere Betrachtung verzichtet.

Betrachtet man als Beispiel das Mikrosample 1 der Strahlzeit vom Februar 2008¹¹, findet man $1,32 \cdot 10^6$ Ereignisse je Polarisationsrichtung in insgesamt 1500 s Meßzeit. Dies entspricht einer Rate von 1760 rückgestreuten Photonen je Sekunde. Bei maximaler Luminosität (wie oben angegeben) würde diese Rate bei einer Laserleistung von 12 W erreicht. Vergleichbare Ergebnisse erhält man für andere Strahlzeiten. Typischerweise wurden in den Strahlzeiten mit 1,5 GeV Strahlenergie Rückstreuraten von etwa 2 bis $3 \cdot 10^3$ 1/s erreicht.

Um die Comptonasymmetrie auf $\delta A/A = 1$ % genau zu bestimmen, müssen daher, unter Vernachlässigung möglicher Untergrundereignisse (s. 3.6), bei einer Strahlenergie von 855 MeV und einer mittleren Asymmetrie von ca.

¹¹beam200208

1,5 % (im Energiebereich $0,5 < \rho < 1$) nach Gleichung (3.6.2)

$$N = \left(\frac{\delta A}{A} \right)^{-2} \frac{1}{A^2} \quad (4.3.2)$$

also mindestens $44 \cdot 10^6$ Ereignisse nachgewiesen werden. Dies erfordert bei einer Rückstreurrate von 2000 1/s im Bereich $0,5 < \rho < 1$ eine Meßzeit von sechs Stunden, zuzüglich Meßzeit für Untergrundspektren und Zeit für das Auslesen der Daten. Die Meßzeit verlängert sich außerdem gemäß Gleichung (3.6.4) entsprechend dem Signal-Untergrundverhältnis s um einen Faktor $\sqrt{1 + 2/s}$.

In der Praxis ergaben sich damit Meßzeiten von etwa 24 Stunden bei 855 MeV für eine statistische Genauigkeit von 1 % bzw. 12 Stunden bei 1508 MeV wie in Kapitel 7.5 beschrieben.

4.4 Vergleich mit anderen Polarimetern

Neben der Comptonstreuung können auch die Mott- und Møllerstreuung aufgrund ihrer polarisationsabhängigen Wirkungsquerschnitte zur Polarimetrie von Elektronenstrahlen genutzt werden.

Am Beschleuniger MAMI ist zu diesem Zweck ein Mottpolarimeter zwischen dem Injektorlinac (ILAC) und dem ersten Rennbahnmikrotron (RTM1) installiert.

Die A1-Kollaboration betreibt außerdem ein Møllerpolarimeter zur Bestimmung der Strahlpolarisation bei Experimenten mit der Dreispektrometeranlage.

Darüber hinaus sind zur Zeit am Jefferson Lab (JLab) ein Comptonpolarimeter und ein Møllerpolarimeter in Betrieb, ein weiteres Comptonpolarimeter befindet sich in der Planungsphase.

Im folgenden sollen diese Polarimeter kurz beschrieben und die Vor- und Nachteile bzw. die Einsatzgebiete, für die sie jeweils konzipiert und besonders geeignet sind, mit dem A4-Comptonrückstreupolarimeter verglichen werden.

4.4.1 Das B2-Mottpolarimeter

Das Mottpolarimeter [9] der B2-Kollaboration befindet sich am Ende der Strahlführung des sogenannten Injektorlinacs von MAMI, der den Elektronenstrahl auf relativistische Energie (3,5 MeV) beschleunigt, bevor dieser in die erste Mikrotronstufe, das RTM1, eingeschossen werden kann.

Das Mottpolarimeter dient der B2-Kollaboration zu Experimenten mit der polarisierten Elektronenquelle und wird darüber hinaus im regulären Ex-

perimentierbetrieb der übrigen Gruppen an MAMI zur Kontrolle anderer Polarimeter herangezogen.

Die Methode der Mottpolarimetrie nutzt die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Polarisationsvektor des Elektronenstrahls für die Mottstreuung an einem Target hoher Kernladungszahl. Diese kommt durch die Spin-Bahn-Wechselwirkung zwischen dem Elektronenspin und dem Targetkern zustande. Verwendet werden müssen möglichst dünne Targets, weil die Analysierstärke, die durch die Shermanfunktion gegeben ist, zunächst nur für Einfachstreuung exakt bekannt ist. Von der tatsächlichen Targetdicke muß eine Extrapolation zur Targetdicke Null durchgeführt werden, die eine systematische Unsicherheit einführt.

Als Target dient eine 15 μm dicke Goldfolie. Unter Rückwärtswinkeln von 164° gestreute Elektronen treten in zwei Magnetspektrometer ein und werden nach Ablenkung um 90° jeweils in einem Bleiglaskalorimeter nachgewiesen. Die Strahlenergie ist durch den Einbauort hinter dem Injektionsbeschleuniger auf einen Bereich von 1 bis 3,6 MeV festgelegt. Die Extrapolation der Analysierstärke zur Foliendicke Null wurde auf der Grundlage von Messungen bei unterschiedlichen Targetdicken bis hinunter zu 0,1 μm durchgeführt.

Das Mottpolarimeter erlaubt die Messung der relativen Strahlpolarisation mit einer statistischen Genauigkeit von weniger als 1 % innerhalb von fünf Minuten bei einer systematischen Unsicherheit von 2 %. Da die Analysierstärke nicht mit hinreichender Sicherheit bekannt ist, muß zur Ermittlung des Absolutwertes der Strahlpolarisation wenigstens ein absolutmessendes Polarimeter (wie z.B. das A4-Comptonrückstreupolarimeter oder das A1-Møllerpolarimeter) zur Kalibration herangezogen werden.

Die kurzen Meßzeiten und der weitgehend automatisierte Ablauf der Messung ermöglichen die Verwendung dieses Polarimeters zur Überwachung der langsamen zeitlichen Änderungen der Strahlpolarisation, um beispielsweise Stützpunkte zwischen zwei Absolutmessungen mit dem Møllerpolarimeter zu bestimmen.

Für die Zukunft wird eine Genauigkeit des Mottpolarimeters von $\Delta P/P < 2\%$ angestrebt. Dazu soll die Analysierstärke durch Bestimmung der effektiven Shermanfunktion als Funktion der Targetdicke durch eine Monte-Carlo-Simulation der Mehrfachstreuprozesse in der Targetfolie bestimmt werden. Bislang wurden Messungen mit Targetfolien von $d = 15\ \mu\text{m}$, $1\ \mu\text{m}$ und $100\ \text{nm}$ durchgeführt. Die Extrapolation nach $d = 0$ soll durch die Simulationsrechnung gestützt werden, um den systematischen Fehler einzugrenzen.

4.4.2 Das A1-Møllerpolarimeter

Das Møllerpolarimeter der A1-Kollaboration ist am Eingang der Spektrometerrhalle installiert und ermöglicht die Absolutbestimmung der Longitudinalpolarisation des Elektronenstrahls mit hoher Genauigkeit innerhalb weniger Minuten Meßzeit.

Bei der Møllerpolarimetrie nutzt man die Spinabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Møllerstreuung von spinpolarisierten Elektronen des zu untersuchenden Strahls an den spinpolarisierten Elektronen eines (üblicherweise) ferromagnetischen, magnetisierten Festkörpertargets.

Der Wirkungsquerschnitt zerfällt ähnlich wie bei der Comptonstreuung in einen von den Spins der Streupartner unabhängigen Anteil σ_0 und einen polarisationsempfindlichen Anteil:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + \alpha_{zz}(\theta_{CMS})P_e^z P_T^z) \quad (4.4.1)$$

Die Tensoranalysierstärke α_{zz} hat ein Maximum für einen Streuwinkel von $\theta_{CMS} = 90^\circ$ im Schwerpunktsystem. E_e^z ist die Polarisation des Elektronenstrahls und E_T^z die der Targetelektronen. Beim Umschalten der Helizität des Elektronenstrahls kann eine entsprechende Asymmetrie in der Møllerstreurate beobachtet werden, aus der sich bei bekannter Analysierstärke P_e bestimmen läßt.

Als Target dient beim A1-Polarimeter eine Reineisenfolie, die sich im Feld eines supraleitenden Magneten befindet. Durch die hohe Feldstärke von 4 Tesla kann das Herausdrehen der Spins der ungepaarten d-Elektronen des Eisens aus der Folie erzwungen werden. Die Folienebene kann somit senkrecht zur Strahlachse ausgerichtet bleiben, während sich die Spins der d-Elektronen durch geeignete Wahl des Magnetfelds parallel zur Strahlachse ausrichten lassen. Dies stellt eine ganz wesentliche Verbesserung gegenüber früheren Møllerpolarimetern dar, bei denen der Vektor der Magnetisierung in der Folienebene lag und der Normalenvektor der Folienebene gegenüber der Strahlachse geneigt werden mußte. Die Magnetisierung der Folie ist bei geneigter Folie nur auf etwa 2% genau bekannt. Beim A1-Møllerpolarimeter konnte die systematische Unsicherheit aufgrund der genauen Kenntnis des Polarisationsgrades der Targetelektronen von 8,085(49) % sehr gering gehalten werden [13].

Das Polarimeter ist mit unterschiedlichen Detektorsystemen ausgestattet, um Akzeptanzeffekte untersuchen und minimieren zu können. Für die Verwendung der Bleiglasdetektoren wird in [13] insgesamt ein systematischer Fehler von 1,63 % und für die Messung mit dem Hodoskopssystem von

0,63 % angegeben¹². Dabei stammt der größte Einzelbeitrag zum systematischen Fehler jeweils aus der Unsicherheit der Sättigungsmagnetisierung der Targetfolie aus Eisen (0,56 %).

Das Polarimeter kann im Energiebereich von 500 bis 1508 MeV bei einem Strahlstrom von 80 nA eingesetzt werden [13]. Um sicherzustellen, daß eine mögliche Abhängigkeit des Polarisationsgrades vom Strahlstrom die Messungen nicht verfälscht, wird die polarisierte Quelle mit denselben Einstellungen wie im regulären Experimentierbetrieb betrieben, der Strahlstrom aber am Übergang in den Injektor-Linearbeschleuniger mit dem Chopperkollimator auf 80 nA reduziert.

4.4.3 Die JLab-Comptonpolarimeter

Das Hall A-Rückstreupolarimeter Für die Experimente in der Halle A am JLab wurde ein Comptonrückstreupolarimeter aufgebaut [30], bei dem der Elektronenstrahl durch einen Fabry-Pérot-Resonator geleitet wird. Der Resonator wird von einem externen zirkularpolarisierten Laserstrahl gespeist. Durch Stabilisierung der Laserfrequenz auf die Resonanzfrequenz des Resonators lassen sich Leistungsüberhöhungen von etwa 7000 erreichen [28]. Als Laser wird ein Nd:YAG-Festkörperlaser mit einer Ausgangsleistung von 300 mW bei 1064 nm verwendet, dessen Frequenz durch Temperaturveränderung des Lasermediums mit großer und durch Kopplung eines Piezokristalls an das Lasermedium mit kurzer Zeitkonstante variiert werden kann.

Eine vertikale Schikane aus vier Dipolmagneten trennt den Elektronenstrahl von den rückgestreuten Photonen, die in einem Kalorimeter aus 25 Bleiwolframatkristallen nachgewiesen werden. Die Magnete dienen zusammen mit einem Siliziumstreifendetektor zum impulsaufgelösten Nachweis der gestreuten Elektronen.

Durch koinzidenten Nachweis von gestreuten Elektronen und Photonen und Ausnutzung der Information über den gemessenen Impuls des gestreuten Elektrons wurde die parametrisierte Antwortfunktion des Photonenkalorimeters aus den Spektren energiemarkierter Photonen bestimmt. Aus der Antwortfunktion wurde dann die Analysierstärke bestimmt. Rückgestreute Photonen konnten bei einer Strahlenergie von 4,6 GeV im Energiebereich zwischen 150 und 340 MeV ($0,44 < \rho \leq 1,0$) in Koinzidenz mit den gestreuten Elektronen nachgewiesen werden. Die Messung erfolgte nach der integralen bzw. energiegewichteten Methode.

Die erreichte Meßgenauigkeit beträgt 1,5 % innerhalb von 40 Minuten

¹²Für Polarisationsmessungen im A4-Experiment wurden aus technischen Gründen stets die Bleiglasdetektoren eingesetzt.

bei einer Strahlenergie von 4,6 GeV und einem Strahlstrom von 40 μA [28]. Das Polarimeter wurde unter anderem beim HAPPEX-Experiment am JLab eingesetzt.

Das „green“-Upgrade des Hall A-Rückstreupolarimeters Für die zukünftigen Experimente in Halle A am JLab, insbesondere für das *PREX*-Experiment, werden noch wesentlich höhere Ansprüche an die Polarisationsmessung gestellt als bisher. Daher reicht die Meßgenauigkeit des oben beschriebenen Hall A-Polarimeters nicht mehr aus. Durch Umstellung von Betrieb mit infrarotem auf Betrieb mit grünem Laserlicht soll die Analysierstärke erhöht und damit die Meßzeit für einen gegebenen statistischen Fehler verringert werden.

Planung des Hall C-Rückstreupolarimeters Für die zukünftigen Experimente in Hall C am JLab ist der Bau eines Rückstreupolarimeters geplant, das zunächst für das *Qweak*-Experiment bei einer Strahlenergie von 1,165 GeV und einem Strahlstrom von 180 μA eingesetzt werden soll. Der longitudinale Spinpolarisationsgrad des Elektronenstrahls soll dabei mit einer Genauigkeit von 1,5 % gemessen werden. Angestrebt wird eine statistische Genauigkeit von 1 % in einer Stunde Meßzeit und ein systematischer Fehler von 1 %.

Als Lichtquelle wird ein frequenzverdoppelter Nd:YAG-Laser (532 nm) mit einer Ausgangsleistung von 10 W verwendet werden, der einen externen Resonator mit einer Güte von ungefähr 100 pumpen wird. Bislang wurden in Tests Leistungen zwischen 300 und 1000 W im Resonator erreicht. Durch die geringere Güte der verwendeten „low-gain“-Cavity kann der technische Aufwand zur Frequenzstabilisierung gegenüber dem Hall A-Polarimeter geringer gehalten werden.

Die Laserpolarisation wird an dem aus dem Resonator austretenden Licht nach Auskopplung aus dem Vakuum gemessen.

Die rückgestreuten Photonen sollen von einem (undotierten) CsI-Kalorimeter, das zuvor im Laserpolarimeter am MIT-Bates-Beschleuniger eingesetzt worden war, integrierend nachgewiesen werden. Der Nachweis einzelner Photonen zum Zwecke der Ermittlung der Detektorantwort und Analysierstärke wird möglich sein.

Der Nachweis der gestreuten Elektronen wird mit einem Diamantstreifendetektor erfolgen. Die Wahl dieses Materials erfolgte aufgrund der im Vergleich mit Plastiksintillatoren (A4) und Siliziumdetektoren (Hall A) erheblich höheren Strahlenfestigkeit¹³.

¹³Die erwartete Dosis des Detektors liegt bei 2,5 Mrad bei 1000 Stunden Betriebszeit.

Die Möglichkeit, das Polarimeter bei Strahlenergien bis zu 11 GeV betreiben zu können, wird in der Planung explizit berücksichtigt. Dazu werden unter anderem die Ablenkmagnete der magnetischen Schikane neu positioniert werden, womit eine Verringerung des Parallelversatzes und damit der Dispersion der Schikane einhergehen werden.

Ab Mai 2010 wird die Inbetriebnahme am Strahl durchgeführt und ab November 2010 der Betrieb in der *Qweak*-Produktionsstrahlzeit.

4.4.4 Vergleich

Die vorgestellten Polarimeter wurden jeweils für bestimmte Anwendungen entwickelt und optimiert. Ein sehr wichtiges Kriterium ist die Frage, ob die Messung destruktiv oder nicht-destruktiv erfolgt. Die Compton-Laserrückstreupolarimeter arbeiten prinzipiell nicht-destruktiv, was einen großen Vorteil darstellt. Sie können parallel zum eigentlichen Experiment betrieben werden, ohne dieses zu beeinflussen. Zugleich ist sichergestellt, daß die Polarisation des Strahls, mit dem das Experiment durchgeführt wird, gemessen wird.

Die absolute Polarisations des Strahls muß bestimmt werden. Dazu kann entweder eine destruktive Absolutmessung durchgeführt werden und der zeitliche Verlauf der Polarisation dann mit einem relativ messenden Polarimeter, das an der Absolutmessung geeicht wird, verfolgt werden. Auf diese Weise können das A1-Møllerpolarimeter und das A4-Transmissions-Comptonpolarimeter zur Polarisationsmessung und -überwachung kombiniert werden, siehe Abbildung 2.5.9.

Mit Compton-Laserrückstreupolarimetern ist jedoch eine absolute Bestimmung der Polarisation möglich, genauso wie auch die Überwachung des Polarisationsverlaufs, aufgrund der Tatsache, daß das Meßverfahren nicht-destruktiv arbeitet.

Die für einen gegebenen statistischen Fehler (z.B. 1 %) benötigte Meßzeit ist bei den Polarimetern mit destruktivem Meßverfahren mit einigen Minuten sehr kurz. Bei den Compton-Laserrückstreupolarimetern sind die Meßzeiten mitunter sehr viel länger, allerdings läuft die Messung parallel zum regulären Experimentierbetrieb, so daß längere Meßzeiten keinen Nachteil darstellen. Die Tatsache, daß die beiden JLab-Comptonpolarimeter einen Fehler von 1 % in deutlich kürzerer Zeit erreichen als das A4-Compton-Laserrückstreupolarimeter, liegt an den höheren Strahlenergien und den damit größeren Comptonasymmetrien (benötigte Meßzeit $t \sim 1/A^2$).

Da die Kenntnis der Strahlpolarisation im A4-Experiment von zentraler Bedeutung ist, werden zur Polarisationsmessung und -überwachung alle vier im Haus vorhandenen Polarimeter eingesetzt. Dadurch können insbesondere

	Strahlenergie	Meßzeit für 1 % statistischen Fehler	destruktiv?
B2-Mottpolarimeter	3,5 MeV	ca. 5 Minuten	ja
A1-Møllerpolarimeter	500 bis 1508 MeV	ca. 10 Minuten	ja
A4-Transmissions- Comptonpolarimeter	bis 1508 MeV	ca. 30 Minuten	nein
A4-Compton-Laser- rückstreupolarimeter	von 855 bis 1508 MeV	24 h (855 MeV) 12 h (1508 MeV)	nein
JLab Hall A	4,6 GeV	40 Minuten für 1,5 %	nein
JLab Hall C	1,0 GeV	ca. 60 Minuten	nein

Tabelle 4.4.1 Übersicht über die vorgestellten Polarimeter.

bei Veränderungen an den Polarimetern (Austausch von Detektoren oder Target, Änderung von Triggerbedingungen usw.) gleichzeitige Änderungen der Analysierstärke erkannt werden.

Kapitel 5

Detektoren und Datennahme

Wie in Kapitel 4 skizziert, werden die rückgestreuten Photonen mit einem Kalorimeter aus LYSO-Kristallen detektiert. Die am Streuprozeß beteiligten Elektronen können in Koinzidenz mit den Photonen in einem Faserdetektor nachgewiesen werden, wobei der Impuls des gestreuten Elektrons bestimmt wird. Die beiden Detektoren sowie die Ausleseelektronik werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Außerdem werden die Halozähler diskutiert, die in der Strahlführung innerhalb der magnetischen Schikane eingebaut wurden, um die Untergrundereignisse, die auf den Strahlhalo zurückzuführen sind, zu markieren. Ein kurzer Überblick über die Funktionen und Möglichkeiten, die die Datennahmesoftware bietet, schließt das Kapitel ab.

5.1 Die Teilchendetektoren des A4-Comptonpolarimeters

Bei der Comptonrückstreuung wird Laserlicht an den hochrelativistischen Elektronen des Strahls, dessen Polarisationsgrad zu bestimmen ist, gestreut. Es handelt sich um einen Zweikörperprozeß, bei dem lediglich entweder das gestreute Photon oder das gestreute Elektron nachgewiesen werden muß, weil die Energien der einlaufenden Teilchen bekannt sind. Wie wir sehen werden, ist es in der Praxis jedoch nützlich, wenn beide Streupartner in Koinzidenz nachgewiesen werden, da auf diese Weise zusätzliche Informationen z.B. über die Antwortfunktion des Photonendetektors gewonnen werden können. Auch eine zusätzliche Unterdrückung von nichtkoinzidenten (also unkorrelierten) Untergrundereignissen ist auf diese Weise möglich.

Aus diesem Grund verfügt das A4-Comptonpolarimeter über zwei verschiedene Teilchendetektoren: Zum einen ein kompaktes elektromagnetisches Kalorimeter zum Nachweis der rückgestreuten Photonen, mit dem die Ener-

gie jedes einzelnen Photons bestimmt werden kann. Und zum anderen über einen ortsauflösenden Detektor aus szintillierenden Kunststoffasern, der zusammen mit den letzten beiden Dipolmagneten der Schikane den Nachweis und die Messung der Impulse der gestreuten Elektronen – gegebenenfalls in Koinzidenz mit den dazugehörigen Photonen – ermöglicht.

In diesem Abschnitt werden zunächst die Funktionsprinzipien von anorganischen Szintillationsdetektoren und ihre Eigenschaften betrachtet und anschließend die beiden Detektoren des Polarimeters beschrieben und ihre Eigenschaften in Bezug auf Auflösungsvermögen, Nachweiseffizienz usw. diskutiert.

5.1.1 Szintillationsdetektoren

Szintillationsdetektoren bestehen aus einem Szintillator, in dem nachzuweisende Teilchen direkt oder indirekt Szintillationslicht erzeugen, und einer Vorrichtung zur Registrierung des Szintillationslichts oder dessen Umwandlung z.B. in ein elektrisches Signal. Zu den wichtigsten Szintillatormaterialien zählen die organischen Szintillatoren, z.B. in der Ausführung als Plastikszintillator, einerseits und andererseits die anorganischen Szintillatoren wie etwa Natriumiodid (NaI), Caesiumiodid (CsI), Bleiwolframat (PbWO_4) und Luthetium-Yttrium-Silikat ($\text{Lu}_{1.8}\text{Y}_{0.2}\text{SiO}_5$ / LYSO).

Die nachzuweisenden Teilchen können den Szintillator entweder (wie im Fall geladener Teilchen wie Elektronen oder Protonen) direkt durch Ionisation zum Leuchten anregen, oder (wie z.B. bei Gammastrahlung oder Neutronen) durch Wechselwirkung mit dem Material zunächst geladene Sekundärteilchen erzeugen, die dann ihrerseits Szintillationslicht hervorrufen.

Im Szintillatormaterial werden bei der Ionisation angeregte Zustände mit charakteristischen Lebensdauern erzeugt, die sich unter Abstrahlung von Szintillationslicht abregen. Der Lichtpuls nach dem Nachweis eines Teilchens folgt daher der Form:

$$I(t) = \sum_j I_j e^{-t/\tau_j} \quad (5.1.1)$$

Dabei muß über alle möglichen Zustände mit Lebensdauern τ_j summiert werden, die im allgemeinen unterschiedliche Beiträge I_j zur Gesamtlichtausbeute liefern. Die einzelnen Beiträge können zudem unterschiedliche spektrale Zusammensetzungen haben, was beim Nachweis des Szintillationslichts berücksichtigt werden muß. Je nach Szintillatormaterial können diese Lichtkomponenten noch zusätzliche Informationen liefern, die zur Teilchenidentifikation genutzt werden können. Ein bekanntes Beispiel sind die „langsame“ und die „schnelle“ Komponente von BaF_2 , die aufgrund von *Quenching* [51]

in Abhängigkeit der Ionisierungsdichte der nachgewiesenen Teilchen unterschiedliche Intensitäten aufweisen. Durch quasi-separaten Nachweis beider Szintillationskomponenten können dann z.B. Protonen von Gammaquanten unterschieden werden.

Das Szintillationslicht wird typischerweise gesammelt, indem der transparente Szintillator mit reflektierendem Material umhüllt wird und einer oder mehrere Photomultiplier optisch an den Szintillator angekoppelt werden. Reflektor, gegebenenfalls Lichtleiter, Eintrittsfenster des Photomultipliers und die Zusammensetzung der Photokathode des Photomultipliers müssen an die Wellenlängenbereiche des Szintillationslichts angepaßt sein, um eine möglichst gute Nachweiseffizienz zu erreichen. Für Emission im tiefblauen oder ultravioletten Spektralbereich kommen dafür optimierte Röhren mit besonderen Kathoden und Quarzglasfenstern zum Einsatz. Die Photoelektronenstatistik limitiert bei Szintillationsdetektoren, die zu kalorimetrischen Messungen eingesetzt werden, meist das Energieauflösungsvermögen des Detektors.

Da die abgegebene Lichtmenge (idealerweise) proportional zur im Szintillator durch Ionisation deponierten Energiemenge E_{dep} ist, läßt sich durch Integration des Ausgangsstroms der Photomultiplerröhre über eine Zeitdauer von mehreren Zeitkonstanten der Abklingzeit des Szintillationslichts die vom Teilchen im Szintillator deponierte Energie bestimmen.

Die Bestimmung der Energie eines Teilchens mit einem totalabsorbierenden Szintillationskalorimeter kann im Prinzip als ein Zählexperiment aufgefaßt werden. Unter der Annahme, daß das Teilchen seine gesamte Energie E_0 im Szintillator deponiert, beträgt der Erwartungswert für die Anzahl der produzierten Szintillationsphotonen $\langle N_{SzPh} \rangle = E_0 / \Delta E_{SzPh}$, mit der Schwankungsbreite $\Delta N_{SzPh} = \sqrt{\langle N_{SzPh} \rangle}$. Diese Photonen müssen bis zur Photokathode transportiert und dort in Photoelektronen umgewandelt werden. Dies geschieht mit den Effizienzen $\delta\Omega/4\pi$ bzw. η_{QE} , so daß wir für die Anzahl der Photoelektronen $\langle N_{PE} \rangle = \delta\Omega/4\pi \cdot \eta_{QE} \langle N_{SzPh} \rangle$ mit der Schwankungsbreite $\Delta N_{PE} = \sqrt{\delta\Omega/4\pi \cdot \eta_{QE}} \Delta N_{SzPh}$ erhalten.

Anorganische Szintillationsdetektoren

Zu den wichtigen Charakteristika anorganische Szintillatoren zum Nachweis von Gammastrahlung zählen unter anderem die Strahlungslänge, die die notwendigen Abmessungen des Detektors bestimmt, die Ausbeute an Szintillationslicht (engl. *light yield, l.y.*) und die Abklingzeit des Szintillationslichts. In Tabelle 5.1.1 sind diese Eigenschaften für einige anorganische Szintillatoren aufgeführt.

Natriumiodid, LYSO und BGO verfügen über besonders hohe Szintillationslichtausbeuten und eignen sich daher besonders für den Nachweis von

	NaI(Tl)	BaF ₂	PbWO ₄	LYSO(Ce)
Dichte /g cm ⁻³	3,67	4,89	8,28	7,1
Strahlungslänge /cm	2,59	2,05	0,89	1,22
Molièreradius /cm	4,5	3,4	2,2	2,4
Abklingzeit τ /ns	250	0,7 / 620	5	41
L.Y./L.Y.(NaI)	1,00	0,05 / 0,20	0,01	0,75

Tabelle 5.1.1 Eigenschaften gängiger anorganischer Szintillatormaterialien Die Abklingzeit bezieht sich auf die Zeitkonstante τ des exponentiellen Abklingens des Szintillationslichts, das von einem Teilchen(schauer) im Detektormaterial erzeugt wird. Die Lichtausbeute (L.Y.=”light yield”) wurde auf die von Natriumiodid normiert. Für Bariumfluorid sind Abklingzeit und Lichtausbeute jeweils für die „schnelle“ und die „langsame“ Komponente des Szintillationslichts angegeben. Die Daten für LYSO (Prelude 420, Lu_{1.8}Y_{0.2}SiO₅:Ce) wurden dem Datenblatt [60] der Firma *Saint-Gobain Crystals* entnommen. Strahlungslänge und Molièreradius von LYSO wurden in [29] berechnet. Die übrigen Angaben wurden dem *Particle Data Book* [5] entnommen. Bei BaF₂ sind Abklingzeit und Lichtausbeute für die „schnelle“ und die „langsame“ Komponente getrennt angegeben.

Photonen auch noch bei geringen Energien unterhalb von 10 MeV, wenn eine gute Energieauflösung verlangt wird. Bei Bariumfluorid ist die Lichtausbeute bereits deutlich geringer, weshalb es eher bei höheren Photonenenergien in Frage kommt. Eine zusätzliche Eigenschaft von Bariumfluorid ist, daß es zwei unterschiedliche Komponenten von Szintillationslicht mit sehr unterschiedlichen Ausbeuten, Wellenlängen und Abklingzeiten erzeugt, die über das sogenannte Quenching zur Teilchenidentifikation genutzt werden können [53].

Eine weitere wichtige Eigenschaft zur Charakterisierung ist die Strahlungslänge (und damit verknüpft der Molièreradius) des Szintillators. Für einen Detektor mit Abmessungen von ca. 15 Strahlungslängen – so daß auch noch Messungen bei 1508 MeV Strahlenergie möglich wären – müßte ein Natriumiodidkalorimeter bereits mehr als 50 cm, ein Detektor aus Bariumfluorid etwa 40 cm lang sein. Bei PWO handelt es sich um ein erheblich dichteres Material, das jedoch in Bezug auf die Lichtausbeute problematisch bei kleinen Photonenenergien ist.

Das relativ neue Material LYSO vereint die Vorteile hoher Dichte bzw. kurzer Strahlungslänge, hoher Lichtausbeute und kurzer Abklingzeit. Ein möglicher Nachteil von LYSO besteht in der intrinsischen Radioaktivität durch das natürliche Radioisotop ¹⁷⁶Lu, die bei manchen Anwendungen stö-

rend sein kann (Nachweis von Photonen mit Energien unterhalb von etwa 1 MeV). Die genauen Eigenschaften des im Rahmen einer Diplomarbeit [29] gebauten und in Betrieb genommenen LYSO-Kalorimeters werden im folgenden Abschnitt diskutiert.

5.1.2 Das Photonenk calorimeter

Die Anforderungen an das Kalorimeter zur Messung der Energien der rückgestreuten Photonen sind durch die Rahmenbedingungen, die das A4-Experiment und das Design des Rückstreupolarimeters vorgeben, abgesteckt: Die Maximalenergien der nachzuweisenden Rückstreuphotonen liegen zwischen 3,6 und 79 MeV (für 315 bzw. 1508 MeV Elektronenstrahlenergie). Das Kalorimeter soll im gesamten Energiebereich eingesetzt werden können, also Photonen im Energiebereich von ca. 1 MeV bis hinauf zu wenigstens etwa 100 MeV mit guter Effizienz und Auflösung totalabsorbierend nachweisen können. Um eine gute Energieauflösung zu erhalten, muß daher im Hinblick auf die Messungen bei 315 MeV Strahlenergie ein Szintillator mit hoher Lichtausbeute eingesetzt werden. Bei hohen Photonenenergien soll die Schauerleckage möglichst gering sein, d.h. der Detektor muß ausreichende Abmessungen aufweisen, um bei 100 MeV noch als totalabsorbierendes Kalorimeter zu funktionieren.

Ursprünglich sollte der Detektor unmittelbar hinter dem Austrittsfenster für die rückgestreuten Photonen zwischen den beiden letzten Dipolmagneten der Schikane installiert werden. An dieser Stelle wurden Tests mit einem Natriumiodiddetektor durchgeführt. Dieser Platz erwies sich als ungünstig, da der Betrieb von Photomultipliern relativ nah an den Spulen der Dipole problematisch war und zu wenig Platz für eine Abschirmung des Detektors blieb. Daher wurde schließlich im Joch des vierten Dipolmagneten eine Bohrung von 55 mm Durchmesser angebracht, durch die der Photonenstrahl durchtreten kann. Hinter der Schikane standen nun der Länge nach ca. 50 cm zur Verfügung, um Kristall(e), Photomultiplier und eine Abschirmwand gegenüber der Halle 4 unterzubringen. Da der Abstand zwischen Photonen- und Elektronenstrahl bei 35 cm liegt, sind die transversalen Abmessungen des Photonendetektors durch die Notwendigkeit einer Bleiabschirmung von ca. drei bis fünf Zentimetern Dicke in Richtung des Strahlrohrs nur noch geringfügig beschränkt.

Trotz des recht großzügig erscheinenden Platzangebotes wurde ein möglichst kompakter Detektor angestrebt, um einerseits einfache Handhabung und Wartbarkeit zu gewährleisten, andererseits die Masse der notwendigen Abschirmung aus Blei gering zu halten, da andernfalls die motorisierte Justierplattform für den Detektor technisch entsprechend schwieriger zu rea-

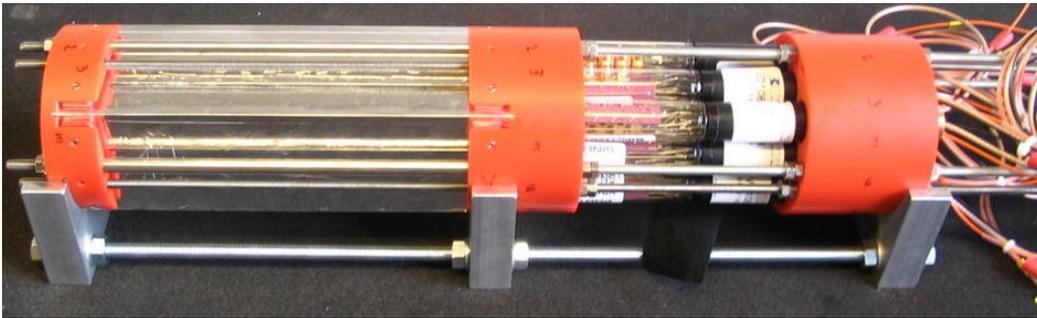


Abbildung 5.1.1 Ansicht des LYSO-Kalorimeters aus [29] zum Nachweis der rückgestreuten Photonen. Links befinden sich die neun LYSO-Kristalle, eingepackt in Reflektorfolie, rechts davon die Photomultiplier, die mit Silikonöl optisch an die Kristalle angekoppelt sind und von Federn gegen die Kristalle gedrückt werden. Der Detektor wird zum Betrieb in ein Abschirmrohr aus Blei (39 mm Wandstärke) lichtdicht eingebaut.

lisieren gewesen wäre. Zu guter Letzt sollte für mögliche zukünftige Erweiterungen noch Platz bleiben – was sich später als sehr gute Entscheidung herausstellte, da noch ein „Quellenaufzug“ sowie eine Bleiblende vor dem Detektor installiert werden mußten (s.u.).

Infolge dieser Anforderungen (hohe Lichtausbeute, kurze Abklingzeit, kurze Strahlungslänge), fiel die Wahl auf das Material LYSO. Das Kalorimeter besteht aus neun LYSO-Kristallen mit Abmessungen von $(20 \times 20 \times 200)$ mm³, die in einer 3×3-Matrix angeordnet sind. Zur Abschirmung von Untergrund aus der Strahlführung befindet sich das Kalorimeter in einem Bleizylinder mit einer Wandstärke von 39 mm. Abbildung 5.1.1 zeigt das fertig montierte Kalorimeter vor Einbringen in die Bleiabschirmung. Strahlabwärts, direkt hinter dem Kalorimeter, ist eine Abschirmwand aus 50 mm Blei und 55 mm borierter Polyethen angebracht, die das Kalorimeter gegen Untergrund aus der Halle 4 abschirmt. In einer Teststrahlzeit wurde gezeigt, daß durch eine solche Abschirmung eine Reduktion der Zählrate eines BaF₂-Prototypkalorimeters um einen Faktor fünf erreicht werden kann. Zusätzlich befindet sich in dem kurzen Tunnel in der Wand zwischen den Hallen eine Abschirmwand aus 50 cm Beton, 20 cm Graphit und 11 cm Polyethenplatten (boriert).

Abbildung 5.1.2 zeigt das LYSO-Kalorimeter mit Bleiblende und Quellenaufzug und den Elektronendetektor (s. nächster Abschnitt) in der Strahlführung unmittelbar hinter dem letzten Dipolmagneten der Schikane.

Eigenschaften des Photonenkalorimeters Das Material LYSO enthält das natürliche Radioisotop ¹⁷⁶Lu, das durch Betazerfall mit einer Halbwerts-

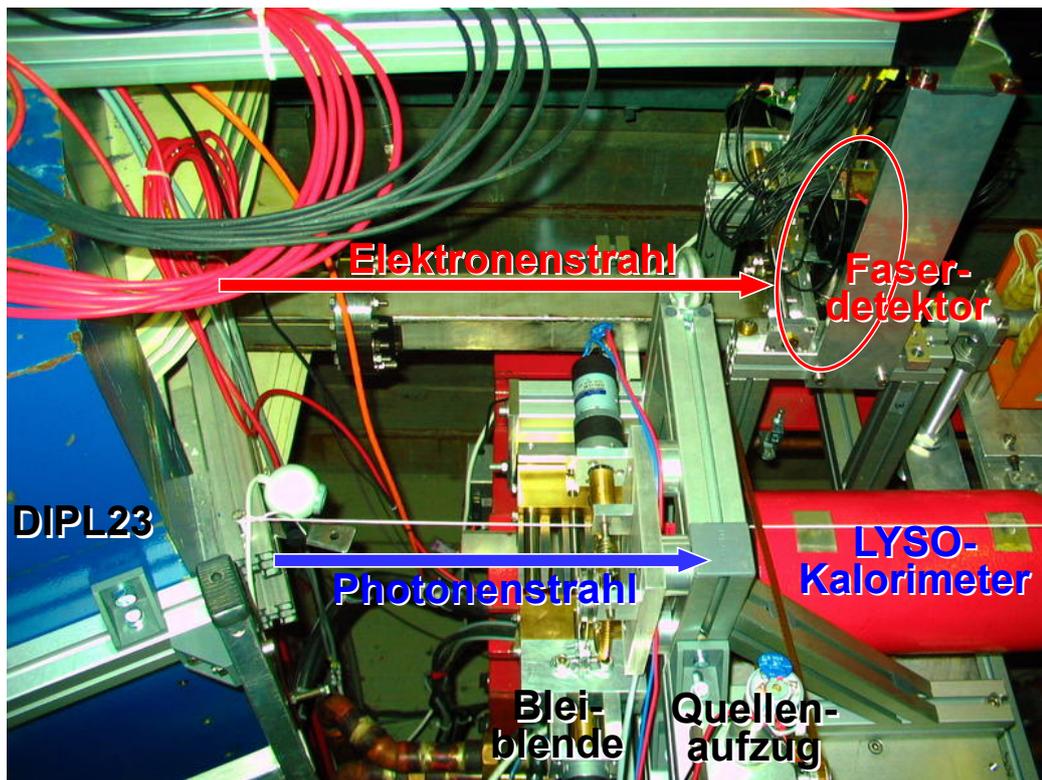


Abbildung 5.1.2 Photonen- und Elektronendetektor in der Strahlführung hinter Dipol DIPL23. Der Elektronendetektor (Faserdetektor) ist im hinteren Bereich am Strahlrohr installiert und kann seitlich an den Strahl herangefahren werden. Der Photonendetektor befindet sich auf Höhe der Photonenstrahlachse, die aus einer Bohrung im Joch des Dipols austritt, d. h. auf Höhe der Elektronenstrahlachse innerhalb der Schikane. Vor dem Kalorimeter befinden sich die Bleiblende zum Abblenden der Stirnfläche des Detektors zwecks Untergrundreduktion, und der Quellenaufzug, mit dem radioaktive Präparate zur Kalibration ferngesteuert vor dem Detektor positioniert werden können.

zeit von $36 \cdot 10^9$ Jahren in ^{176}Hf zerfällt. Die spezifische ^{176}Lu -Aktivität von LYSO beträgt laut Hersteller 39 Bq/g [60]. Das Zerfallsschema ist in Abbildung 5.1.3 dargestellt. Daneben findet sich ein Oszillogramm der Signale aus dem Photomultiplier des Zentralkristalls, in dem zwei Bänder zu sehen sind. Diese stammen von Signalen gleicher Pulshöhe, die darauf zurückzuführen sind, daß im Zentralkristall Gammaquanten aus den Nachbarkristallen nachgewiesen werden. Diese entstehen beim Zerfall von ^{176}Lu in den angeregten Zustand von ^{176}Hf , der, wie in der Abbildung illustriert, über eine Kaskade von drei Übergängen mit Energiedifferenzen von 306, 202 und 88 keV in den Grundzustand übergeht. Die Betateilchen dagegen bleiben infolge ihrer kurzen Reichweite in dem Kristall stecken, in dem der Zerfall stattgefunden hat, so daß im Zentralkristall die diskreten Linien der Gammaübergänge beobachtet werden können. Lediglich die 88 keV-Photonen sind nicht im Oszillogramm auszumachen, da sie in den meisten Fällen ebenfalls im Ursprungskristall absorbiert werden. In Abbildung 5.1.4 ist der Vorgang illustriert und ein mit dem ADC gemessenes Energiespektrum des Zentralkristalls wiedergegeben. Auch hier fehlt die 88 keV-Linie.

Findet der Betazerfall dagegen im Zentralkristall statt, so deponiert in den meisten Fällen das Betateilchen seine gesamte Energie im Kristall. Man erwartet dementsprechend ein kontinuierliches Spektrum entsprechend der Energieverteilung der Elektronen aus dem Betazerfall. Zusätzlich können die Photonen aus der Abregung des angeregten ^{176}Hf -Tochterkerns jeweils entweder im Zentralkristall absorbiert werden oder diesen verlassen. Dadurch erhält man im Prinzip eine mehrfache Überlagerung des Betaspektrums mit sich selbst, jeweils um die Energie der absorbierten Gammaquanten verschoben. Aus diesem Grund reicht das Betakontinuum in 5.1.4 auch bis zur Gesamtenergie des Zerfalls von 1192 keV ($596 + 306 + 202 + 88$) keV, obwohl die maximale Energie der Betateilchen 596 keV beträgt.

Der abrupte Beginn des Betakontinuums bei ADC-Kanal 200 ist auf die Diskriminatorschwelle der Datenerfassungselektronik zurückzuführen.

Die Energieauflösung eines Einzelkristalls wurde mit einer ^{60}Co -Quelle zu 3,7 % (σ/μ) bzw. 8,7 % (FWHM/E) bei 1,33 MeV bestimmt. Abbildung 5.1.5 zeigt ein solches Spektrum mit einem Fit zweier Gaußkurven und einer Konstante an die Daten. Unter der Annahme, daß die Szintillationsausbeute von LYSO bei 30 Photonen je keV deponierter Energie liegt (75 % von $\text{NaI}(\text{Tl})$), einer effektiven Quanteneffizienz des Photomultipliers von 19 % und einer Sammeleffizienz von 10 % für das Szintillationslicht, erhält man eine Energieauflösung von 8,5 %. Eine genauere Vorhersage erforderte eine entsprechende Simulation des Detektors und gegebenenfalls einen Vergleich mit anderen Detektormaterialien. Da die Auflösung für die Messung der Rückstreuphotonen mehr als ausreichend erschien, wurde auf eine nähere

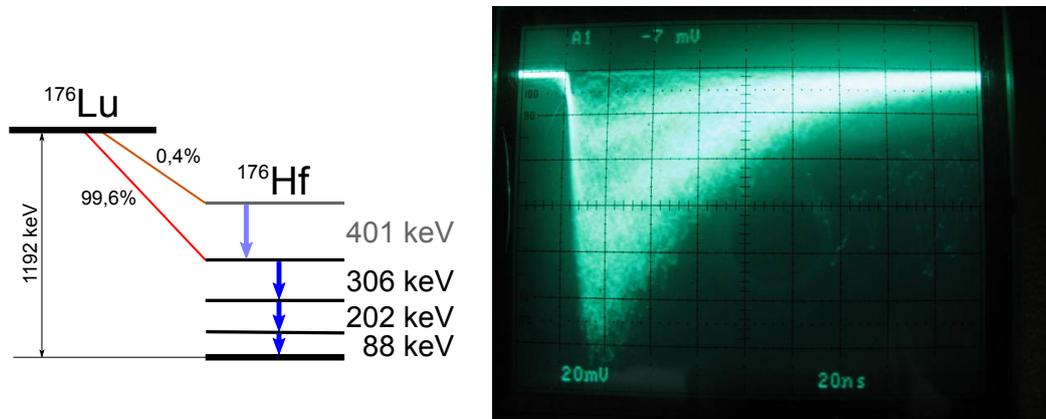


Abbildung 5.1.3 Links: Zerfallsschema von ^{176}Lu . Rechts: Oszillogramm des Photomultipliersignals des LYSO-Zentralkristalls. Die beiden Bänder, die von Signalen mit Pulshöhen von jeweils 1,5 bzw. 3,5 Kästchen Höhe gebildet werden, stammen von Photonen mit 306 bzw. 202 keV Energie, die bei β -Zerfällen in den Nachbarkristallen entstanden sind und im Zentralkristall nachgewiesen werden. Die 88 keV-Photonen gelangen zu selten in der Zentralkristall, um im Oszillogramm sichtbar zu sein.

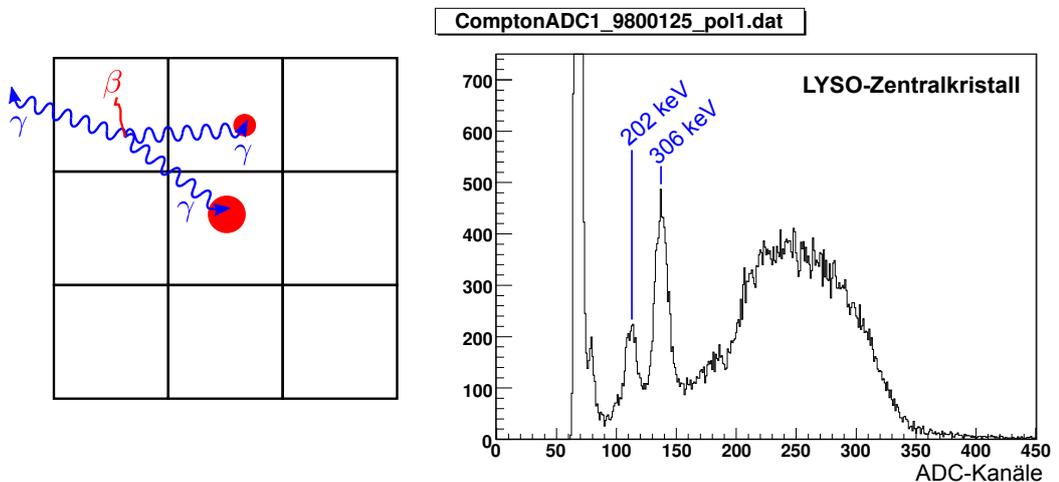


Abbildung 5.1.4 Links: Illustration der Entstehung der ^{176}Lu -Gammaspektren durch β -Zerfälle in Nachbarkristallen. Das Betateilchen deponiert seine gesamte Energie im Ursprungskristall, während zwei der drei Gammaquanten aus der Kaskade des ^{176}Hf in Nachbarkristallen, einer davon der Zentralkristall, absorbiert werden. Rechts: Mit dem ADC gemessenes Untergrundspektrum des Zentralkristalls des LYSO-Kalorimeters mit zwei Gammalinien aus der ^{176}Hf -Kaskade.

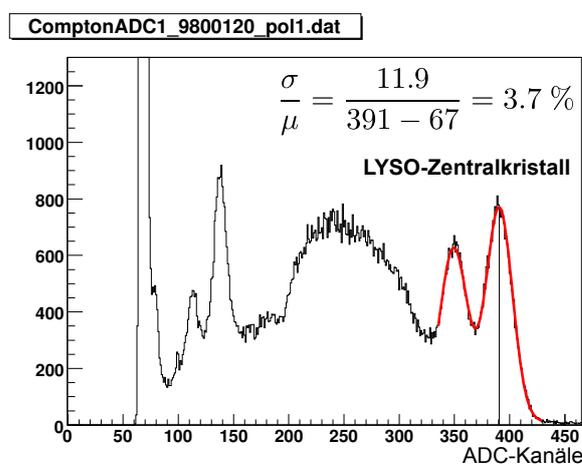


Abbildung 5.1.5 Gammaspektrum einer ^{60}Co -Quelle im Zentralkristall des LYSO-Kalorimeters. An die Daten wurde eine Summe zweier Gaußkurven und einer Konstante angepaßt, um die Breite σ und Lage μ der 1,33 MeV-Linie zu bestimmen. Die relative Breite σ/μ (Energieauflösung FWHM/ μ) beträgt 3,7 % (8,7 %).

Untersuchung verzichtet¹.

In Abbildung 5.1.6 ist das mit dem LYSO-Kalorimeter gemessene Gammaspektrum der AmBe-Quelle, die in dieser Arbeit zur Kalibration des Kalorimeters verwendet wurde, abgebildet. Links ist das Spektrum abgebildet, das man erhält, wenn nur der Zentralkristall ausgelesen wird und rechts das Spektrum, das sich aus dem Summensignal aller neun Kalorimetermodule ergibt. An die Spektren wurden jeweils einfache Funktionen angepaßt, um die Breite der Photopeaks zu bestimmen. Für das Summensignal ergibt sich eine etwas schlechtere Auflösung als für den Einzelkristall. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Hochspannungskalibration nach [29] auf der Auswertung der Einzelkristallspektren beruht. Die unterschiedlichen Eingangskanäle des verwendeten ADCs weisen jedoch Offsetdriften auf, die bei dem Kalibrationsverfahren nicht berücksichtigt werden. Für den Betrieb als Kalorimeter für rückgestreute Photonen wird die Energieauflösung jedoch ohnehin durch Schauerfluktuationen bzw. -leakage dominiert, so daß die genannten Effekte nicht zu einer nennenswerten Verschlechterung der Energieauflösung führen.

¹Darüber hinaus gehen die Angaben zu den Eigenschaften von LYSO in der Literatur auseinander, vgl. [60] Emissionsmaximum bei 420 bzw. 440 nm, [52] Maximum bei 400 nm.

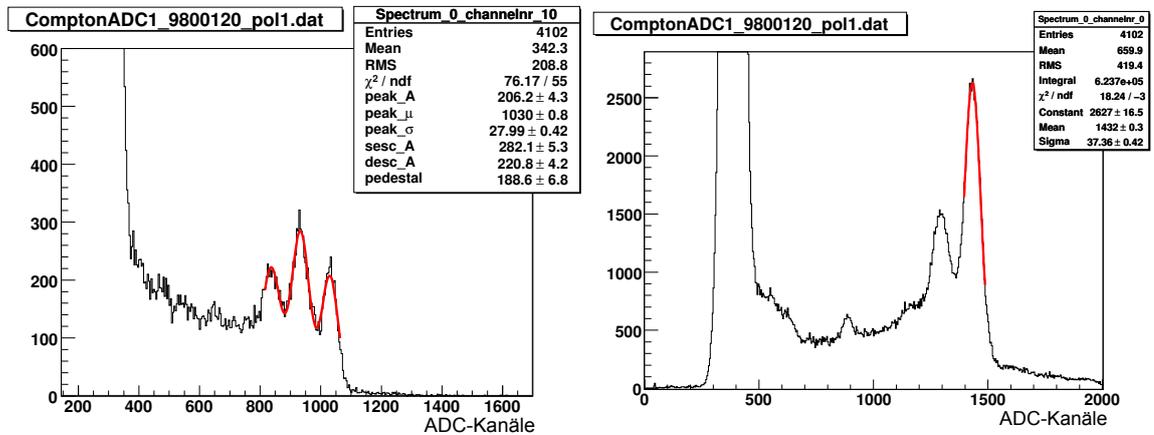


Abbildung 5.1.6 Links: Gammaspektrum der AmBe-Quelle im Zentralkristall des LYSO-Kalorimeters mit Photo- (4,43 MeV), Single- und Doubleescape-Peak. An die Daten wurde eine Summe von drei Gaußkurven und eines konstanten Untergrundbeitrags angepaßt. **Rechts:** Gammaspektrum der AmBe-Quelle, gemessen mit dem Summensignal des mit der Methode aus [29] kalibrierten LYSO-Kalorimeters. An die Daten wurde eine Gaußkurve angepaßt.

5.1.3 Der Elektronendetektor

Bei den beiden hauptsächlichen Wechselwirkungen des Elektronenstrahls in der Wechselwirkungszone des Polarimeters, der Erzeugung von Bremsstrahlung am Restgas und der Comptonstreuung des Laserlichts, verlieren die Elektronen Energie und Impuls an die Photonen. Die beiden Dipolmagnete der zweiten Hälfte der magnetischen Schikane können als Magnetspektrometer aufgefaßt werden, um den Impuls der auslaufenden Elektronen zu messen. Dazu müssen die Elektronen in einer Entfernung von typischerweise drei bis fünfzehn Millimetern seitlich vom Elektronenstrahl orts aufgelöst nachgewiesen werden. So nahe am Elektronenstrahl muß mit einem sehr hohen Untergrund aus Haloelektronen (aus Kleinwinkelstreuung am Restgas im Beschleuniger und der Strahlführung), aber auch aus Teilchen, die durch das Strahlrohr aus der Halle 4 in die Halle 3 zurückkommen, gerechnet werden. Daher ist ein möglichst schneller Detektor mit möglichst kompaktem aktiven Volumen erforderlich, um einerseits nicht unnötigerweise Untergrund in der Nähe des Strahls „aufzusammeln“ und andererseits die hohen Nachweisraten verarbeiten zu können.

Der Detektor zum Nachweis der gestreuten Elektronen besteht aus einem Bündel von insgesamt 48 szintillierenden Kunststoffasern, die wie in Abbil-

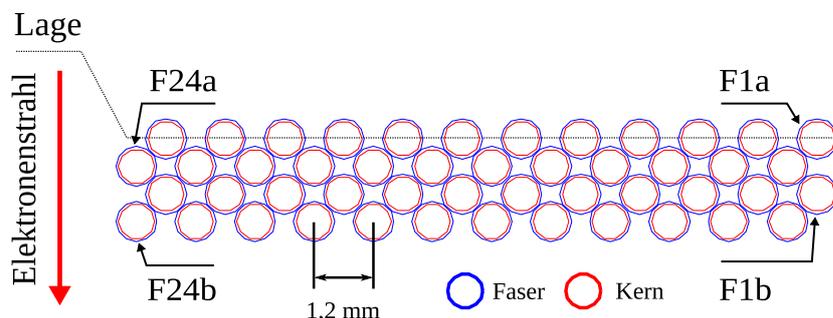


Abbildung 5.1.7 Anordnung und Bezeichnung der Fasern des Elektronendetektors aus szintillierenden Kunststofffasern (nach [50]). Links vom Detektor befindet sich der Elektronenstrahl. Die Fasern sind in vier Lagen senkrecht zur Strahlrichtung zu je zwölf Fasern angeordnet. Die Fasern $F24a$ und $F24b$ werden auf einen gemeinsamen Pixel des Photomultipliers geführt und bilden in der Elektronik daher den logischen Kanal $F24$. Ihre unmittelbaren rechten Nachbarn bilden Kanal $F23$ und so fort bis zu $F01$, dem Kanal, der von dem Paar der strahlfernsten Fasern gebildet wird. Der Durchmesser einer Faser beträgt 0,83 mm und der des aktiven Kerns aus szintillierendem Kunststoff 0,78 mm.

dung 5.1.7 angeordnet sind². Die Fasern sind in vier Lagen zu je zwölf Fasern so angeordnet, daß die effektive Weglänge der gestreuten Elektronen im Detektormaterial als Funktion des Abstands von der Strahlachse eine möglichst geringe Streuung aufweist (s.a. [50]). Die Anordnung der Fasern ist so ausgelegt, daß bei einer Strahlenergie von 855 MeV die Breite von 14,6 mm ein Intervall von ca. 35 MeV/c im Elektronenimpuls bzw. 35 MeV in der Elektronenenergie abdeckt. Der Durchmesser des aktiven Kerns einer einzelnen Faser von 0,78 mm entspricht dabei etwa 1,9 MeV.

Das in den Fasern erzeugte Szintillationslicht wird von einem Multianoden-Photomultiplier (im folgenden kurz MA-PMT) in elektronische Signale umgewandelt. Dabei werden je zwei Fasern, die in der Anordnung 5.1.7 hintereinanderliegen und somit gleiche Elektronenimpulsintervalle abdecken, auf einen gemeinsamen Pixel des MA-PMT geführt. Damit ergibt sich eine Anzahl von

²Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß zu beachten ist, daß die Numerierung der Fasern in dieser Arbeit bei der späteren Diskussion der Spektren energiemarkierter Photonen *nicht* den Vorgaben in [50] folgt. Die Fasern werden normalerweise mit wachsendem Abstand vom Strahl mit F24, F12, F23, F11, ..., F13, F01 bezeichnet. In dieser Arbeit werden, um mögliche Verwirrung durch dieses komplizierte Schema zu vermeiden, die Fasern mit wachsendem Abstand vom Strahl als Faser 1, Faser 2, Faser 3 usw. bezeichnet. Dieser Unterschied ist nur dann zu beachten, wenn an der Auslesesoftware oder in den Kernroutinen der Datenanalyse gearbeitet und Vergleiche mit den in dieser Arbeit dargestellten Spektren und Daten angestellt werden sollen.

24 Kanälen. Diese Signale werden über Koaxialkabel zur Detektorelektronik geleitet, dort verstärkt und von einer Triggerschaltung ausgewertet sowie mittels eines ladungsintegrierenden ADCs digitalisiert.

In Abbildung 5.1.8 ist der Gesamtaufbau des Faserdetektors dargestellt.

Das Faserbündel kann mittels eines Elektromotors senkrecht zur Strahlachse in der dispersiven Ebene der Schikane ferngesteuert bewegt werden, um den Impuls- bzw. Energiebereich der gestreuten Elektronen, die vom Faserdetektor nachgewiesen werden, auswählen zu können. Zur Positionskalibration dienen dabei zwei dünne Wolframdrähte von $60\ \mu\text{m}$, die sich in einem Abstand von $6,1$ bzw. $1,6$ mm vom strahlseitigen Rand des Faserbündels befinden. Bei sehr geringem Strahlstrom³ wird dann der Faserdetektor von der strahlfernsten Position aus auf den Strahl zugefahren. Als mechanischer Positionssensor am Detektor dient ein Potentiometer, das von einem PCI-ADC [40] zusammen mit einem weiter strahlabwärts gelegenen Bleiglasdetektor ausgelesen wird. Trifft der Strahl einen der Drähte, beobachtet man einen Anstieg des Strahlenpegels strahlabwärts vom Faserdetektor und damit einen Anstieg des Signals des Bleiglaszählers. Aus dem bekannten Abstand der beiden Drähte und ihrem Abstand zum Faserbündel und der aufgezeichneten Daten des Bleiglaszählers und des Potentiometers kann dann das Potentiometer kalibriert werden, so daß das Faserbündel anschließend in den gewünschten Abstand zum Strahl gebracht werden kann. Abbildung 5.1.9 zeigt das Faserbündel während des Zusammenbaus und das fertig montierte Bündel mit den Wolframdrähten. Im März 2009 wurde außerdem ein 1 mm dickes Edelstahlplättchen auf der dem Strahl zugewandten Seite des Bündels angebracht, um den Detektor bei $1,5$ GeV-Strahlbetrieb gegen Synchrotronstrahlung abzuschirmen. Die kritische Energie liegt bei $2,1$ keV, das Spektrum reicht jedoch deutlich darüber hinaus [50]. Daher wurde befürchtet, daß ohne Abschirmung eine Verschlechterung der Auflösung in den Energiedepositionsspektren der Fasern durch Pileup mit Synchrotronphotonen auftreten könnte. Durch das Edelstahlplättchen wird die Rate an Synchrotronphotonen auf dem Detektor um drei Größenordnungen reduziert [50].

Die Abbildungen 5.1.10 zeigen die auf einem Oszilloskop dargestellten Signale des Faserpaars bzw. Pixels $F01$ des Elektronendetektors in der Strahlzeit vom Februar 2008⁴ bei 855 MeV Strahlenergie und einem Strahlstrom von $20\ \mu\text{A}$.

Die Ladungsmengen der Signale der 24 Kanäle des Faserdetektors wer-

³Die Strahlstromstärke für diese Messung wird eingestellt, indem der Strahlfleck auf einem Leuchtschirm in der Strahlführung betrachtet wird. Der Strom wird dann soweit reduziert, daß der Strahlfleck auf dem Leuchtschirm gerade eben nicht mehr zu sehen ist. Der Strom liegt dann knapp unterhalb von 50 pA.

⁴*beam070208*

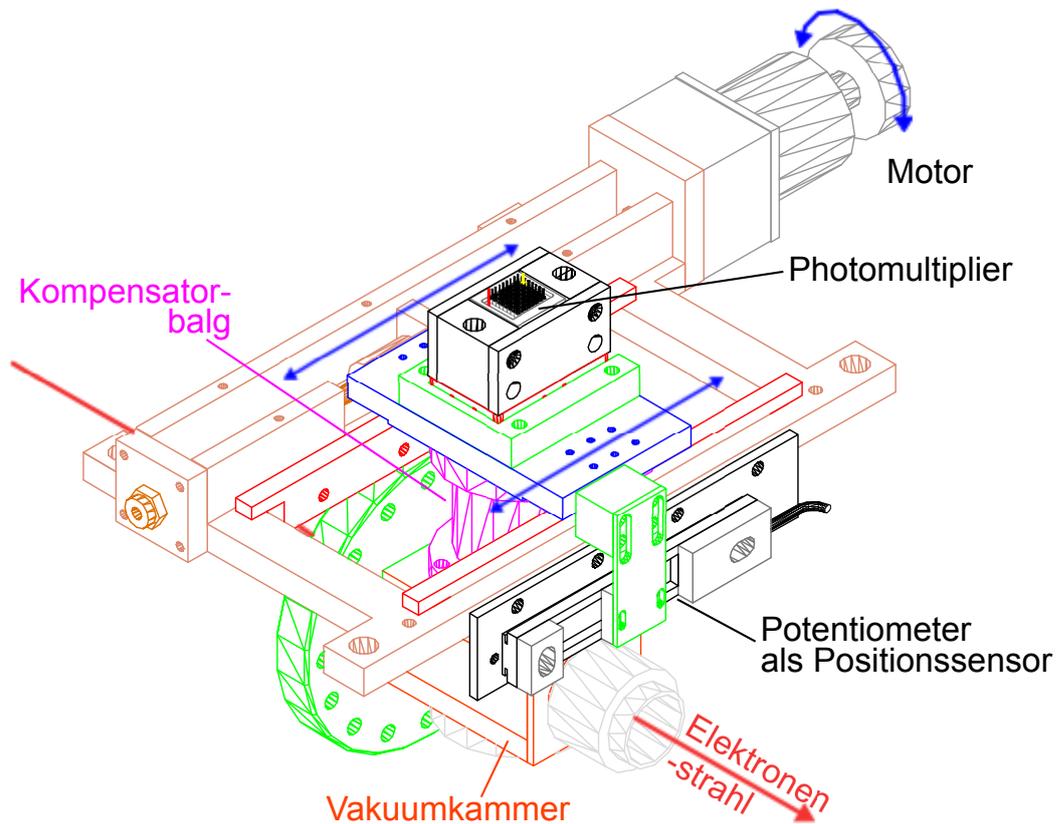


Abbildung 5.1.8 Gesamtaufbau des Faserdetektors mit Vakuunkammer und Antriebssystem nach [50]. Der Detektor kann in der Horizontalen transversal (blaue Pfeile) zum Strahl (roter Pfeil) bewegt werden, um den Abstand des Faserbündels zum Strahl variieren zu können. Ein Potentiometer dient zur Rückmeldung der aktuellen Detektorposition. Eine Kalibration ist mit Hilfe zweier am Faserbündel befestigter Wolframdrähte möglich (s. Abbildung 5.1.9).

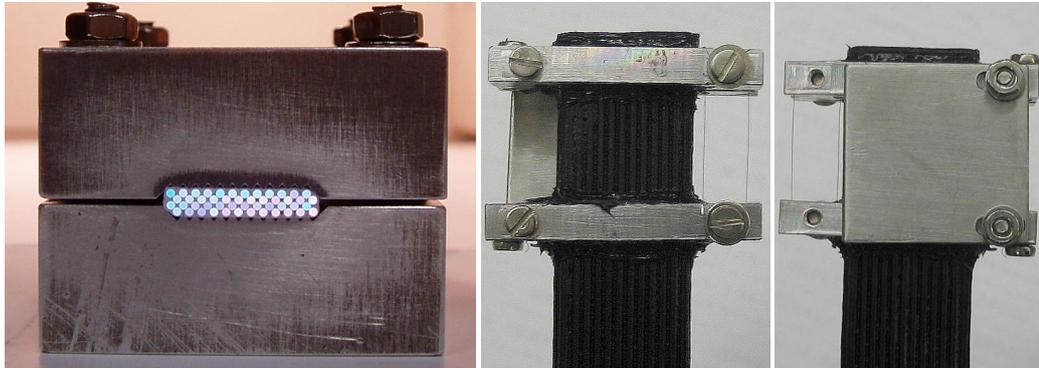


Abbildung 5.1.9 Links: Ansicht des Faserbündels von der Unterseite aus während der Montage [50]. Rechts: Blick auf das Faserbündel in Richtung strahlauwärts, bzw. strahlabwärts (ganz rechts). Das Edelstahlplättchen, das die Fasern bedeckt, dient zur Abschirmung von Synchrotronstrahlung bei 1,5 GeV Strahlenergie. Neben dem Faserbündel sind zwei Wolframdrähte ($60\ \mu\text{m}$) angebracht, die zur Positionsbestimmung dienen.

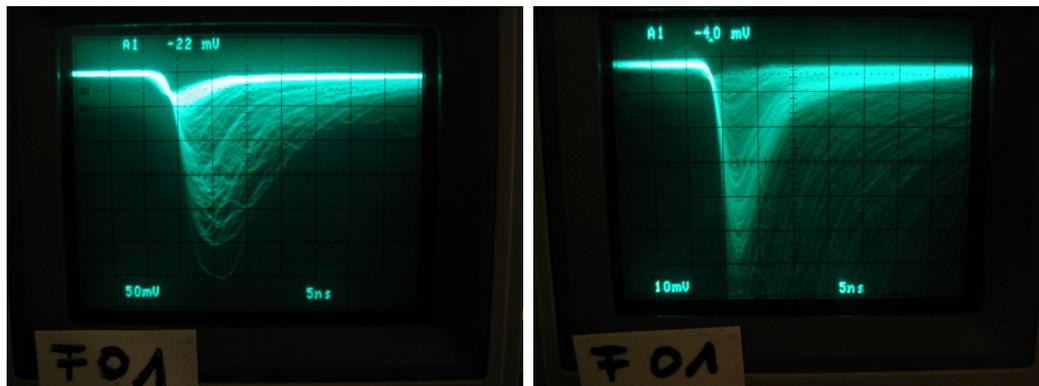


Abbildung 5.1.10 Oszilloskopaufnahmen der Signale des Faserpaars *F01* bei einer Photomultiplierhochspannung von $-950\ \text{V}$ aus der Strahlzeit vom Februar 2008 (*beam070208*) bei einem Strahlstrom von $20\ \mu\text{A}$. Auf der linken Aufnahme bei einer Empfindlichkeit von $50\ \text{mV/div}$ erkennt man bei Pulshöhen um $40\ \text{mV}$ ein hell leuchtendes Band und bei einer Pulshöhe von etwa 150 bis $200\ \text{mV}$ ein weiteres, weniger auffälliges Band. Die Pulse bei kleiner Amplitude sind in der rechten Aufnahme bei einer Empfindlichkeit von $10\ \text{mV/div}$ noch einmal deutlicher zu erkennen. Es handelt sich um Untergrund durch Nachweis von Laserlicht mit dem Multiplier des Detektors, da der Laser bei dieser Messung eingeschaltet war. Die größeren Pulse im linken Bild stammen von Strahlelektronen, die durch Wechselwirkung Energie verloren haben und auf den Detektor treffen.

den von einem ladungsintegrierenden VMEbus-ADC digitalisiert und von der Datennahmesoftware zusammen mit der im Photonendetektor gemessenen Energie verarbeitet und histogrammiert. Zusätzlich existiert ein hardwarebasierter Trigger, um per Hardware auf Koinzidenzereignisse in Photon- und Elektronendetektor triggern zu können. Eine nähere Beschreibung findet sich weiter unten.

5.1.4 Die Halozähler

Der Elektronenstrahl von MAMI weist in der Mitte ein gaußförmiges Intensitätsprofil auf [45]. Bei größeren Abständen als etwa fünf bis sieben Standardabweichungen des Intensitätsprofils von der Strahlachse tritt aber eine Abweichung auf, die zu einem langsameren Abfall der Intensität nach außen hin führt. Dadurch sind auch in zehn bis zwanzig Millimetern Abstand noch Elektronenströme von 10^9 bis 10^{10} Elektronen in der Sekunde nachweisbar. Man bezeichnet diesen äußeren Teil des Strahls im allgemeinen als Strahlhalo.

Strahlhalo entsteht durch Kleinwinkelstreuung von Strahlelektronen am Restgas überall im Beschleuniger und in der Strahlführung zum Experiment [66]. Betrachtet man die Vorgänge in einem naiven Bild, so läßt sich der Halo leicht erklären. Da die Gesamtlänge der Strahltrajektorie in der Maschine mehrere Kilometer beträgt, können auch Elektronen, die am Anfang der Maschine nur um wenige Mikroradian abgelenkt wurden, in den Experimentierhallen in mehreren Millimetern Abstand von der Symmetrieachse des Strahls zum Halo beitragen. Eine entsprechende Abschätzung der an MAMI zu erwartenden Strahlhalointensitäten findet sich in [39]. An Aperturen in der Maschine und Strahlführung wird einerseits ein Teil des Halos quasi „abgestreift“ (die Elektronen werden aus dem Strahlrohr gestreut oder schauen sogar auf), Elektronen „aus dem Inneren“ des Strahls, die lange zuvor eine Ablenkung durch Kleinwinkelstreuung erlitten haben, bauen den Halo jedoch wieder auf.

In Wirklichkeit bestehen der Beschleuniger und die Strahlführung (unter anderem) aus fokussierenden Elementen (einerseits Randfelder von Dipolmagneten, andererseits aber auch Quadrupolmagnete, die explizit als magnetische Linsen dienen). Die Strahlelektronen populieren eine Phasenraumellipse (x , x' entsprechen Koordinate und Winkel/Richtung des betreffenden Teilchens). Nach dem Satz von Liouville ist das Volumen (die von der Phasenraumellipse umschriebene Fläche) konstant. Durch die fokussierenden Elemente wird die Ellipse unter Beibehaltung ihres Flächeninhalts verformt. Durch Streuung am Restgas kann für einzelne Teilchen die Ellipse (die umschriebene Fläche) jedoch vergrößert werden. Werden bei der nachfolgenden Passage durch die Strahlführung Abschnitte mit ungünstiger Fokussierung

durchquert, können diese Teilchen unter Umständen vorübergehend Ablagen erhalten, die so groß sind, daß nichtlineare Effekte auftreten (d.h. die Abbildungseigenschaften etwa eines Quadrupols lassen sich nicht mehr durch die übliche Transfermatrix beschreiben). Dadurch kann die Halokomponente des Strahls zusätzliche Ablagen gewinnen und später in der Strahlführung (des Polarimeters) an Engstellen anschauern.

In der Strahlführung des Polarimeters gibt es zwei Engstellen, die sich in den beiden Quadrupolen befinden. An diesen Stellen beträgt die lichte Weite der Strahlführung nicht die üblichen ca. 100 mm, sondern lediglich 30 mm. Diese beiden Strahlrohabschnitte und die Adapterflansche werden von Haloelektronen getroffen, die im Metall elektromagnetische Schauer ausbilden. Die geladenen Teilchen (Elektronen und Positronen) aus diesen Schauern haben relativ geringe Energien von nur wenigen MeV, wenn sie in das Magnetfeld des dritten Dipols eintreten und werden daher durch dieses Feld aus dem Schauer herausgefiltert. Die Photonen laufen teilweise innerhalb des Strahlrohrs und können so den Photonendetektor ungehindert erreichen.

In Abbildung 5.1.11 ist ein bei 1508 MeV Strahlenergie mit dem LYSO-Kalorimeter gemessenes Halospektrum zusammen mit dem Ergebnis einer GEANT-Simulation dargestellt. Für die Messung wurden die Haloereignisse mit Hilfe der Halozähler identifiziert und vom Datennahmeprogramm separat histogrammiert (schwarzes Spektrum in der Abbildung). An die Daten wurde die aus dem zugehörigen Mikrosample stammende Energiekalibration (aus der Position des Pedestalpeaks und der Comptonkante) angebracht. Im Energiebereich von 10 bis 80 MeV wurde daraufhin die Güte der Übereinstimmung durch Berechnung der Summe der quadratischen Differenzen, dividiert durch die quadratische Summe der statistischen Fehler, der Kanal-inhalte der Histogramme – äquivalent zur Berechnung des reduzierten χ^2 – bestimmt. Es ergibt sich ein Wert von $\chi^2/\text{NDF}=111,6/97=1,15$.

Die Simulation ergab außerdem, daß aus einem typischen Schauer, der von einem einzelnen Haloelektron hervorgerufen wird, etwa zwei bis fünf Photonen unterschiedlicher Energie das Photonenkalorimeter erreichen.

Aus diesem Grund ist es praktisch nicht möglich, diese Photonen aus Haloschauern vollständig zu unterdrücken. Indem man vor dem Photonendetektor eine Blende anbringt, deren Durchmesser so gewählt wird, daß die interessierenden Comptonphotonen nicht beeinflußt werden, kann ein Teil der Photonen aus Haloschauern absorbiert werden. Da in jedem Schauer eine Vielzahl von Photonen produziert wird, die die Stirnseite des Detektors ohne Blende ungefähr gleichmäßig ausleuchten, nimmt bei Verwendung einer solchen Blende die Rate der vom Detektor nachgewiesenen Haloereignisse allerdings nicht im gleichen Verhältnis wie die abgeschirmte Stirnfläche des Photonendetektors ab.

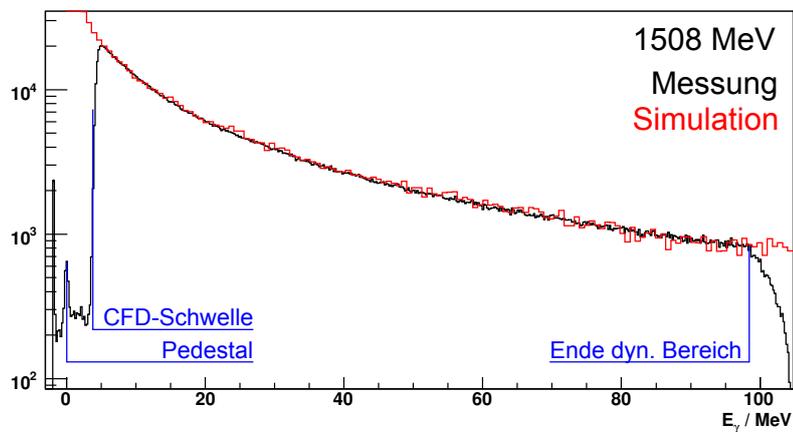


Abbildung 5.1.11 Vergleich zwischen gemessenem und simuliertem Energiespektrum der auf Strahlhalo zurückzuführenden Ereignisse im Photonkalorimeter (1508 MeV, *beam170309*, #63424). In schwarz ist das mit dem LYSO-Kalorimeter gemessene Energiespektrum der Haloereignisse dargestellt (Pedestal, Diskriminatorschwelle und Ende des nutzbaren dynamischen Bereichs des ADCs sind markiert). Zur Identifikation der Haloereignisse wurde ein Mindestsignal in den Halozählern wie in Abbildung 5.1.14 gefordert. In rot ist das Ergebnis der GEANT4-Simulation der Energiedeposition aus Haloereignissen dem gemessenen Spektrum überlagert.

Obwohl der Strahlhalo des Beschleunigers MAMI nur eine außerordentlich geringe Intensität aufweist, dominiert dieser Halo in aller Regel den Untergrund des A4-Laser-Comptonpolarimeters. In mehreren Strahlzeiten konnte beobachtet werden, daß die Intensität des Halos sehr stark vom Zustand des Beschleunigers abhängt und sich die für die Detektoren des Polarimeters sichtbare Halointensität innerhalb von Sekunden mitunter um einen Faktor zwei bis drei ändern kann. Darüber hinaus kommen langsame Driften in der mittleren Intensität über viele Stunden und Tage hinweg vor und auch plötzliche Änderungen der Halointensität bei Neuoptimierung der Maschine (dabei sind sowohl Verschlechterungen als auch Verbesserungen gleichermaßen möglich).

Nachweis der Schauer aus Haloelektronen Die obigen Überlegungen beruhten zunächst auf zwei Beobachtungen. Zum einen war die gemessene Untergrundrate um ein Vielfaches höher als die angesichts des erreichten Endvakuums aus dem Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt erwartete Rate an Untergrundereignissen (s. Anhang A). Zudem war beobachtet worden, daß ein sehr großer Anteil der Untergrundereignisse durch Forderung des koinzidenten Nachweises von Photon und Elektron unterdrückt werden konnte. Für Comptonstreuung erwartet man, daß praktisch zu jedem rückgestreuten Laserphoton das gestreute Elektron nachgewiesen werden kann. Für den Bremsstrahlungsprozeß wurde der Wirkungsquerschnitt genauer untersucht und festgestellt, daß bei der gegebenen Geometrie und dem Auflösungsvermögen der verwendeten Detektoren eine Unterscheidung von Comptonprozessen unmöglich ist. Daher wurden die oben beschriebenen Überlegungen zum Strahlhalo angestellt.

Um nachzuweisen, daß der Strahlhalo tatsächlich Ursache für den beobachteten Untergrund ist, wurden zwei dedizierte Plastikszintillatoren gebaut, die auf das Strahlrohr der beiden Engstellen aufgesteckt wurden, um dort geladene Teilchen aus den Schauern der Haloelektronen nachzuweisen. Die Abbildungen 5.1.12 und 5.1.13 zeigen den Aufbau und die Befestigung der Halozähler am Strahlrohr.

Die oben erwähnte GEANT-Simulation zeigte, daß aus jedem Schauer typischerweise mehr als nur ein geladenes Teilchen einen Halozähler durchqueren wird. Der erste Zähler konnte am Ende der ersten Engstelle angebracht werden und sollte einen Großteil der an dieser Engstelle erzeugten Schauer nachweisen. Der zweite Zähler konnte lediglich wenige Zentimeter strahlabwärts vom Beginn der zweiten dreißig Zentimeter langen Engstelle angebracht werden, da weiter strahlabwärts aus Platzgründen ein Einbau nicht möglich war. Daher ist dieser Detektor im wesentlichen ebenfalls auf

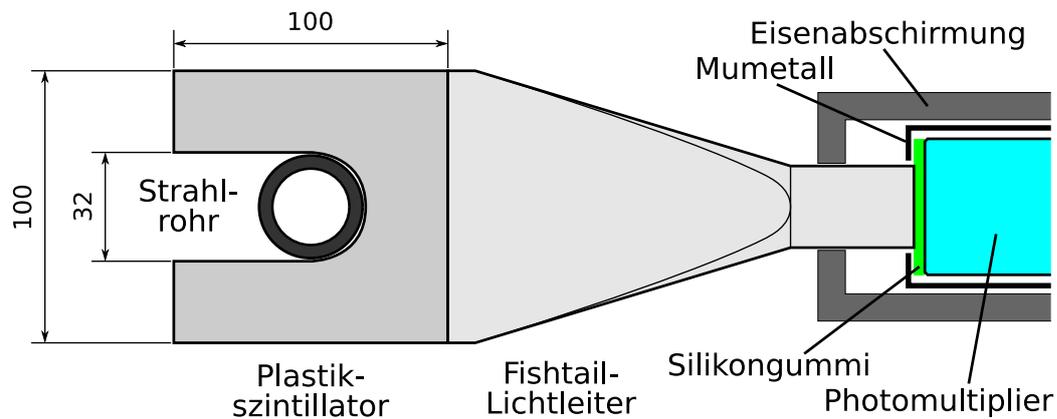


Abbildung 5.1.12 Aufbau der Halozähler. Eine 3 mm dicke quadratische Plastikszintillatorplatte mit 10 cm Kantenlänge mit einer Ausfräsung von 32 mm, wird auf das Strahlrohr (30 mm Außendurchmesser) aufgesteckt. Der Szintillator ist zwecks guter Lichtsammelleffizienz in eine dielektrische Reflektorfolie (DF2000MA von 3M) eingeschlagen und lichtdicht verpackt. Das Szintillationslicht wird von einem „Fishtail“-Lichtleiter zum Photomultiplier (PMT) geleitet. Die Ankoppelung an den PMT erfolgt mit einem Silikongummi-„Cookie“, das gleichzeitig als elektrischer Isolator zwischen der magnetischen Abschirmung aus Mumetall und dem PMT (Photokathode auf negativer Hochspannung!) dient. Eine Eisenabschirmung sorgt für eine Abschwächung der magnetischen Streufelder der Ablenkmagnete, so daß der Mumetallschirm nicht in Sättigung gerät.

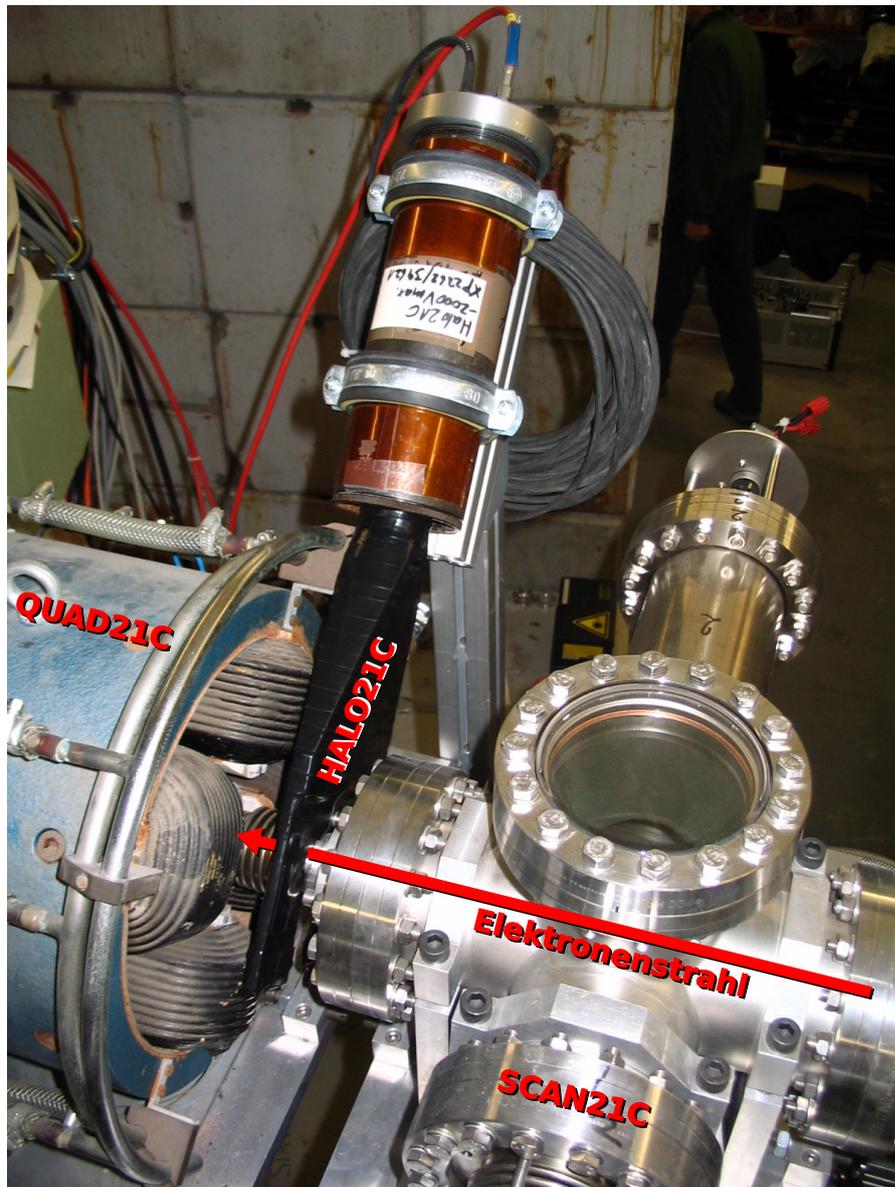


Abbildung 5.1.13 Installation des Halozählers HALO21C in der Strahlführung. Die Richtung des Elektronenstrahls ist in rot angedeutet. Im Bereich der Pfeilspitze sieht man einen Wellbalg im MAMI-Standard mit ca. 30 mm Innendurchmesser – ein Teil der 30 cm langen Engstelle der Strahlführung. Links im Bild ist der dazugehörige Quadrupol zu sehen. Das Eisenabschirmrohr mit dem Photomultiplier ist mit Rohrschellen auf einem schräg stehenden Aluminiumprofil befestigt und galvanisch gegen dieses isoliert. Links neben dem Detektor befindet sich das Doppelkreuzstück der Strahlführungsposition 21C mit einer NEG-Pumpe (das vom Betrachter abgewandte Rohr) und einem der Drahtscanner (SCAN21C, man sieht einen kleinen Teil des Wellbalgs des Scanners unten im Bild).

Schauer aus der ersten Engstelle empfindlich.

In einer Strahlzeit im März 2009 (*beam170309*) wurden die Halozähler bei einer Strahlenergie von 1508 MeV getestet. Die Ausgangssignale beider Zähler wurden analog aufsummiert und mit einem freien Kanal des Photonen-ADCs digitalisiert. Zunächst wurde nacheinander jeweils nur ein Zähler allein mit Hochspannung versorgt und die Spannungen wurden dabei so abgeglichen, daß der erste Peak vom Durchgang eines einzelnen (minimalionisierenden) Teilchens für beide Zähler jeweils die gleiche Ladungsmenge im ADC hervorrief. In Abbildung 5.2.1 im folgenden Abschnitt ist die Einbindung der Halozähler in die Datenerfassungselektronik dargestellt.

Die Datennahmesoftware ermittelt für jedes Ereignis durch Vergleich der gemessenen Ladungsmenge aus beiden Halozählern zusammen mit einer vorher vom Benutzer festgelegten Schwelle, ob ein Haloschauer in Koinzidenz mit dem den Trigger auslösenden Ereignis im Photonenkalorimeter stattgefunden hat. In Abbildung 5.1.14 ist ein Spektrum der Energiedeposition in den Halozählern dargestellt, in das die Halotriggerschwelle einzeichnet ist.

Die Ereignisse im Photonendetektor, die in Koinzidenz mit den Halozählern nachgewiesen wurden, zeigen wie in Abbildung 5.1.15 zu sehen, bis auf Abweichungen bei niedrigen Energien, den gleichen Verlauf wie das Untergrundspektrum. Durch Vergleich der Raten im Pedestalpeak im Untergrund- und im Halospektrum läßt sich außerdem zeigen, daß der Anteil als Haloschauer fehlidentifizierter Ereignisse nur etwa 5 % beträgt.

Die Halozähler können daher bei niedrigen Strahlenergien (etwa kleiner als 570 MeV) zur Untergrundunterdrückung anstelle des Faserdetektors eingesetzt werden, der bei diesen Energien wegen der zu geringen Dispersion der Schikane nicht genutzt werden kann. Die Ergebnisse der Messungen mit den Halozählern zeigen, daß beispielsweise bei einer Strahlenergie von 315 MeV eine Unterdrückung von etwa 50 % des Untergrunds möglich ist, so daß das Signal-Untergrundverhältnis von bislang 0,75 auf 1,5 verbessert würde. Damit ließe sich der statistische Fehler der Polarisationsmessung von ca. 3,7 % in 100 Stunden auf ungefähr 3,3 % verringern. Brächte man den zweiten Halozähler weiter strahlabwärts (unmittelbar hinter dem Quadrupol) an, ließe sich der Untergrund - ausgehend von den Erfahrungen bei 855 und 1508 MeV - wahrscheinlich mindestens um einen Faktor sieben verringern, was ein Signal-Untergrundverhältnis von fünf ergäbe. Der Fehler in der Asymmetrie könnte dann sogar auf 2,9 % reduziert werden.

Das grüne Spektrum in Abbildung 5.1.15 stellt allerdings zunächst nur eine Abschätzung für den „halofreien Untergrund“ dar. Insbesondere der Anstieg zu niedrigeren Energien hin deutet auf eine weitere, noch nicht identifizierte Untergrundquelle hin. Ähnliche Beiträge, allerdings in den Spektren energiemarkierter Photonen, waren früher in den Daten zu sehen gewesen.

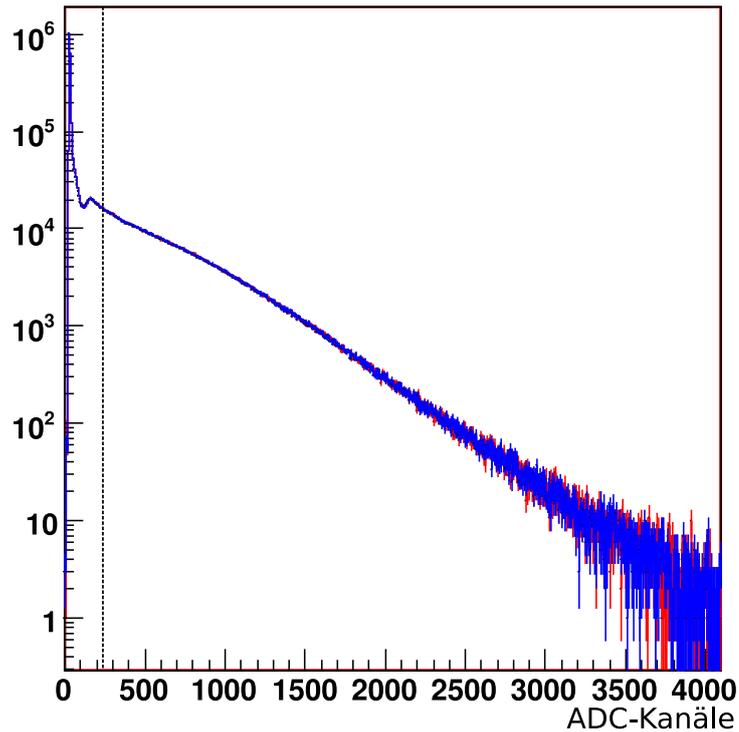


Abbildung 5.1.14 Gemessenes Spektrum der in den Halozählern deponierten Energie. Um ADC-Kanal 150 befindet sich eine peakförmige Struktur, die vom Durchgang genau eines (minimalionisierenden) Teilchens durch einen der Zähler stammt. Bei genauerer Untersuchung des Spektrums können weitere Strukturen, die von zwei bis drei Teilchen herrühren, entsprechend der Multiplizität des Ereignisses, gefunden werden. Die Triggerschwelle für die Erkennung als Haloereignis bei Kanal 230 ist eingezeichnet. Dies entspricht dem Nachweis von mindestens zwei geladenen Teilchen in den Halozählern.

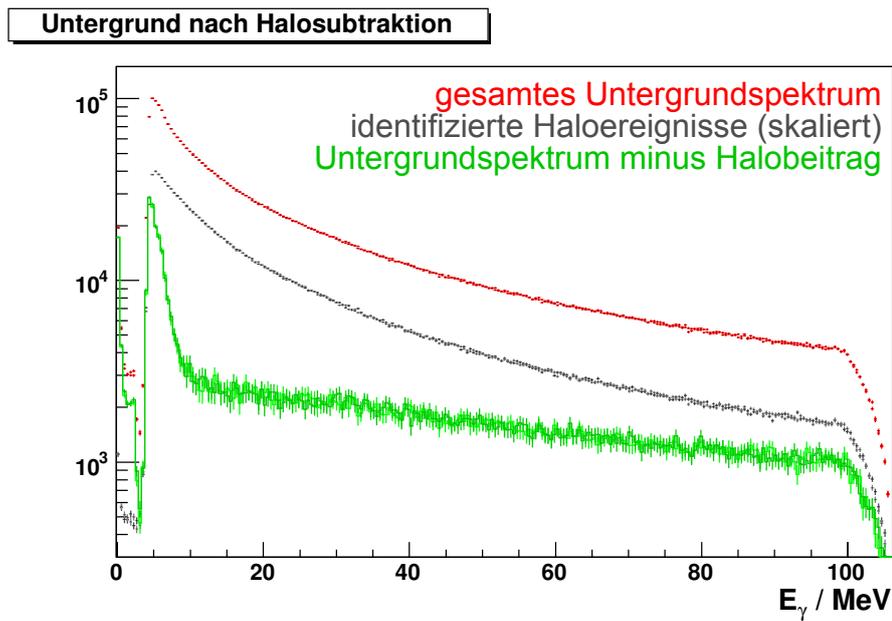


Abbildung 5.1.15 Untergrundspektrum nach Subtraktion der Haloereignisse. In rot ist das mit dem Photonendetektor ohne Laserlicht gemessene Untergrundspektrum dargestellt. Das graue Spektrum zeigt die durch Koinzidenz mit den Halozählern identifizierten Haloereignisse. Es wurde mit einem Faktor 1,95 skaliert, um zu berücksichtigen, daß die zweite Engstelle in der Strahlführung praktisch kaum vom zweiten Halozähler abgedeckt wird. Das grüne Spektrum ist die Differenz aus dem rotem und dem grauen Spektrum, also eine Abschätzung für das Spektrum des Untergrunds ohne Haloereignisse.

Sie rührten vom Aufschauern gestreuter Elektronen am Eintrittsflansch der Vakuumkammer des Elektronendetektors her. Die Schauer durchsetzten den Elektronendetektor, so daß diese Ereignisse auch durch Koinzidenzen zwischen Photon- und Elektronendetektor nicht unterdrückt werden konnten. Niederenergetische, unter großen Winkeln auslaufende Photonen aus dem beginnenden Schauer wurden dann im Photonendetektor nachgewiesen. Durch TDC-Messungen zwischen Elektronen- und Photonendetektor konnten diese Ereignisse damals identifiziert (Flugzeit der Photonen vom Elektronen- zum Photonendetektor!) und ihr Auftreten durch Optimierung der Vakuumkammer und zusätzliche Abschirmung des Photonendetektors vollständig unterdrückt werden. Die hier zur Diskussion stehenden Untergrundkomponenten müßte näher untersucht werden, um ihren Entstehungsmechanismus zu identifizieren. Die beobachtete Rate von ca. 300 Ereignissen pro Sekunde stellt allerdings etwa im Vergleich zum Strahlhalo derzeit kein Problem dar.

5.2 Detektor- und Ausleseelektronik

Die Ausleseelektronik verarbeitet die von den Detektoren kommenden Signale. Die Signale der einzelnen Kanäle des Photonkalorimeters müssen summiert werden, um die von einem Ereignis im gesamten Detektor deponierte Energie bestimmen zu können. Die Signale der 24 Einzelkanäle des Faserdetektors müssen verstärkt werden. Auf der Grundlage dieser Signale wird dann die Triggerentscheidung getroffen, bzw. festgestellt, ob Photon- und Elektronendetektor Teilchen in Koinzidenz nachgewiesen haben oder nicht. Die Detektorsignale und weitere Signale wie z.B. der Zustand des Polarisationsbits müssen dann gegebenenfalls von QDCs⁵ digitalisiert werden. Außerdem werden während der Datennahme die Ereignisse, die oberhalb der Diskriminatorschwellen lagen, für jede Faser und für den Photonendetektor gezählt. Mit jedem Polarisationswechsel werden die Zählerstände weggeschrieben.

5.2.1 Aufbau der Ausleseelektronik

Die Ausleseelektronik umfaßt Module zur Summation der Signale der Einzelkanäle des Photonkalorimeters und ein Triggersystem, um die Digitalisierung der Signale von Photon- und Elektronendetektor beim Eintreffen eines Photons auszulösen. Außerdem müssen die Signale des Elektronendetektors

⁵In der Datenerfassungselektronik werden QDCs, also ladungsintegrierende ADCs (Analog-Digital-Wandler) eingesetzt. Im folgenden wird meistens der Begriff ADC (i.S. von QDC) verwendet.

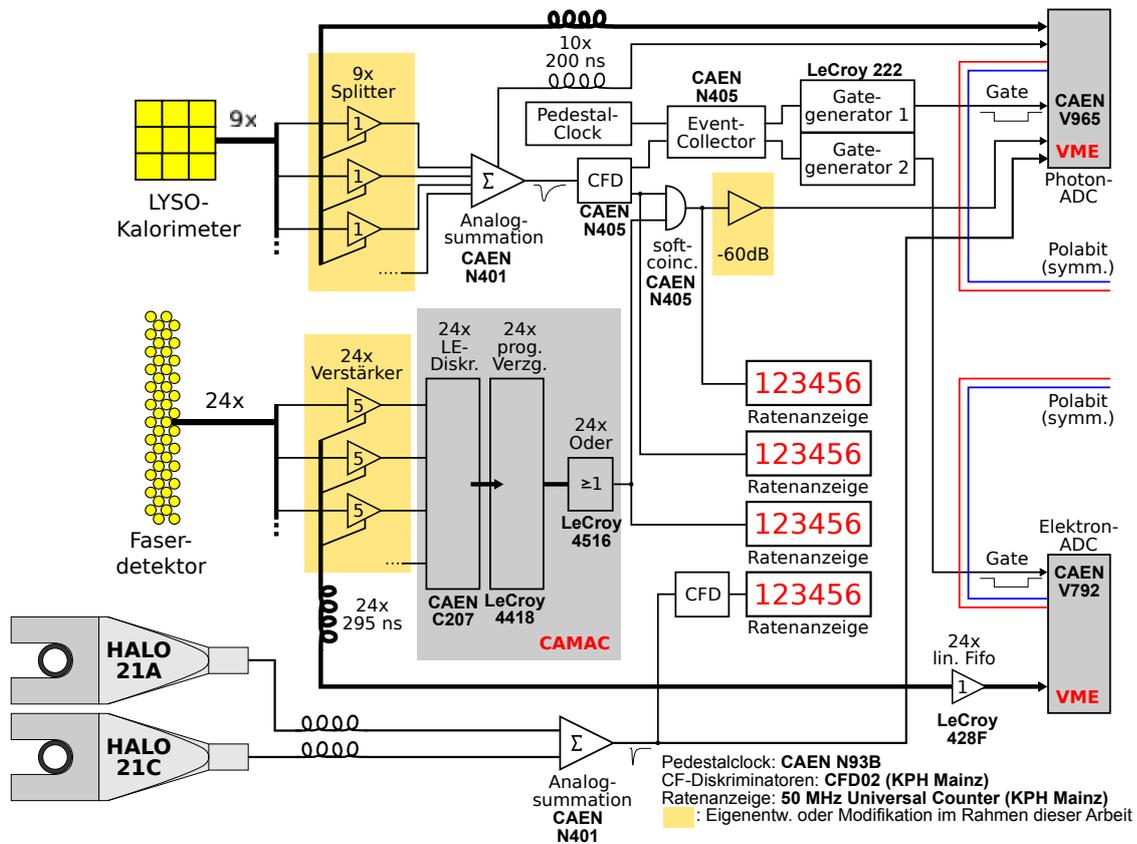


Abbildung 5.2.1 Schema der Ausleseelektronik. Erläuterungen siehe Text.

verstärkt und diskriminiert werden, um Treffer des Faserdetektors festzustellen und auf zeitliche Korrelation (d.h. Koinzidenz) mit den Signalen des Photonendetektors zu überprüfen. Die Elektronik ist aus kommerziellen und im Haus entwickelten NIM-, CAMAC- und VMEbus-Modulen sowie aus einigen im Haus entwickelten Verstärkern aufgebaut. Das Auslesesystem wurde in den letzten Jahren kontinuierlich weiterentwickelt, insbesondere im Hinblick auf die Verwendung möglichst wenig störanfälliger und einfach wartbarer Komponenten als Ersatz für ältere Module, die in der Anfangszeit eingesetzt worden waren. In Abbildung 5.2.1 ist die gesamte Ausleseelektronik schematisch dargestellt, wie sie zur Zeit eingesetzt wird. Einige wenige inzwischen obsolete Bestandteile und einige wenige Details sind der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

Die Signale der neun Photomultiplier des LYSO-Kalorimeters zum Nachweis der Photonen werden über aktive Splitter der Analogsummation zugeführt, die das Gesamtsignal des Kalorimeters erzeugt. Außerdem werden die einzelnen Signale über Verzögerungskabel zum Photonen-ADC geleitet, um

dort digitalisiert werden zu können. Das gleiche geschieht auch mit dem Summensignal. Dieses wird außerdem einem *Constant-Fraction-Diskriminator* zugeführt, um ein Triggersignal zu erhalten. Der *Event-Collector* (eigentlich ein „Logik-Fifo“) löst bei jedem Signal vom CFD oder von der sogenannten *Pedestal-Clock* die *Gategeneratoren* aus, die die Integrationsgates für die ADCs erzeugen.

Die Signale der 24 Kanäle des Elektronendetektors werden zunächst verstärkt und anschließend wird jedes einzelne Signal von einem eigenen *Leading-Edge-Diskriminator* mit einer programmierten Schwelle verglichen. Für jeden Kanal kann dabei über CAMAC-Zugriffe auf das Diskriminatoremodul eine individuelle Schwelle gesetzt werden, und Kanäle können zusätzlich einzeln ein- und ausgeschaltet werden. Die 24 Diskriminatorausgänge werden mittels mehrerer weiterer CAMAC-Module verzögert, wobei eine Verzögerung zwischen 0 und 120 ns in Schritten von 2 ns programmiert werden kann, und miteinander verodert. Das so erhaltene Faser- oder Elektronentriggersignal wird mit dem Photontrigger auf eine Koinzidenzeinheit, die sogenannte *software coincidence* gegeben. Deren Ausgangssignal wird abgeschwächt und vom Photon-ADC digitalisiert. So kann für jedes nachgewiesene Photon bei der Auslese des ADCs festgestellt werden, ob es „gleichzeitig“ wenigstens einen Treffer im Elektronendetektor gab. Die Analogsignale des Elektronendetektors werden durch Verzögerungskabel geleitet und gehen kurz vor dem ADC durch ein lineares Fifo⁶, das als Puffer fungiert⁷. Gleichzeitig können die Signale mit Hilfe des Fifos auf Kabel, die aus der Halle herausführen, gelegt werden, so daß eine Betrachtung bei laufendem Strahlbetrieb möglich wird, siehe z.B. Abbildung 5.1.10.

Zur Kontrolle des Zeitverhaltens der Detektoren wird außerdem mit Hilfe eines Photonen-ADC-Kanals eine TDC-Messung emuliert. Die Verwendung eines dedizierten TDC-Moduls wäre mit der Notwendigkeit einer aufwendigen Synchronisation dieses dritten Moduls mit den beiden VMEbus-ADCs verbunden. Dies hätte eine verringerte Ausleserate und somit eine längere Meßzeit zu Folge, weshalb der hier beschriebene Ansatz sinnvoller erschien. Der Photontrigger löst ein Monoflop kurz vor dem Beginn des Integrationszeitfensters des Photon-ADCs aus. Vom zeitverzögerten Elektronentrigger wird das Monoflop wieder in den Grundzustand gebracht. Ohne Elektronentrigger fällt es kurz nach Ablauf des Photon-ADC-Integrationsfensters wieder in den Grundzustand zurück. Das Ausgangssignal des Monoflops wird über einen Abschwächer mit einem Kanal des Photonen-ADCs verbunden. So kann der

⁶lineares Fan-in-Fan-out

⁷Diese Vorgehensweise hat sich als nützlich herausgestellt, da sich auf diese Weise Probleme mit der Eingangsschaltung des verwendeten ADC vermeiden lassen.

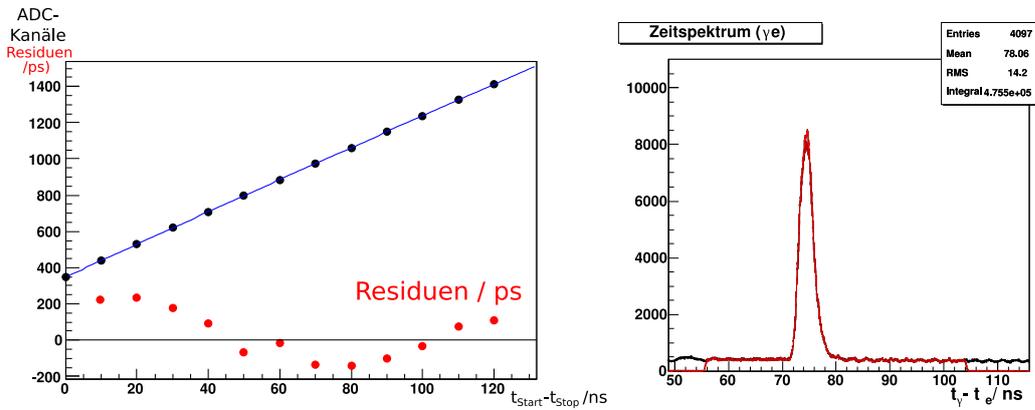


Abbildung 5.2.2 Links: Kalibrierung der QDC/TDC-Emulation mit Verzögerungsleitungen von 0 bis 120 ns. Es ergibt sich ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen $t_{Start} - t_{Stop}$ und der vom QDC integrierten Ladungsmenge. Durch Anpassung einer Parabel an die Daten können die Fitresiduen innerhalb von etwa ± 200 ps gehalten werden. **Rechts:** Zeitspektrum zwischen Photonen- und Elektronendetektor. In schwarz ist das gemessene Zeitspektrum für die alle Ereignisse (Trigger auf jedes Photon) wiedergegeben und in rot das Spektrum für die Ereignisse, die die Koinzidenzbedingung erfüllen (Photon und Elektron innerhalb des Koinzidenzfensters der *soft*-Koinzidenzeinheit).

zeitliche Abstand zwischen der Registrierung des Ereignisses im Photonen-detektor und der Registrierung eines Ereignisses im Faserdetektor bestimmt werden. Dieses Zeitspektrum bietet einerseits eine zusätzliche Diagnosemöglichkeit. Zudem kann die Zeitinformation zur zusätzlichen Untergrundunterdrückung genutzt werden. In Abbildung 5.2.2 ist ein Zeitspektrum dargestellt. Die Zeitauflösung und die Eichung der x-Achse von ADC-Kanälen auf Nanosekunden wurde mit einem Digitalsignal, dessen Zeitverzögerung durch Laufzeitleitungen variiert wurde, bestimmt. Das Auflösungsvermögen liegt bei 101 ps (RMS).

Das TDC-Signal wurde bislang lediglich zu Diagnosezwecken genutzt⁸ und nicht zur Untergrundunterdrückung eingesetzt, da die mögliche Verbesserung des Signal-Untergrund-Verhältnisses selbst bei außergewöhnlich hohen Untergrundraten lediglich etwa 10 % beträgt.

Um die aktuelle Strahlhelizität für jedes Ereignis zu kennen, wird zusätzlich das Helizitätsbit (auch Polabit genannt) ausgewertet, das vom Gategenerator des A4-Experiments erzeugt wird. Eine Beschreibung von Gategene-

⁸Zusätzlich werden inzwischen auch separate TDC-Spektren für die einzelnen Fasern erzeugt.

rator und Polabit etc. findet sich in Abschnitt 5.2.3. Das Polabit wird den beiden VMEbus-ADCs jeweils als differentielles Analogsignal mit abgleichbarem niedrigem Pegel (wenige Millivolt an 50Ω) zugeführt und von diesen zusammen mit den Detektorsignalen integriert und digitalisiert. In Abbildung 5.2.5 ist das ADC-Spektrum des Polabits am Photonen-ADC dargestellt. Die Datennahmesoftware entscheidet aus dem ADC-Wert des Polabitkanals, welcher Pegel und damit welche Strahlhelizität vorgelegen hat und sortiert das Ereignis dementsprechend in ein Histogramm für die eine oder andere Strahlhelizität (entsprechend dem roten bzw. blauen Spektrum in der Abbildung) ein. Während der Umschaltung des Polabitpegels durch den Gategenerator wird die Datennahmeelektronik durch das sogenannte Meßgate (s. ebenso Abschnitt 5.2.3) verriegelt, so wie dies auch im Paritätsexperiment geschieht.

Für jedes Ereignis wird von der Software außerdem kontrolliert, daß bei Auslese beider ADCs die von beiden ADCs gemeldeten Helizitätszustände übereinstimmen, um Inkonsistenzen durch Transienten auf den Integrationsgatesignalen o. ä. zu erkennen und entsprechende Ereignisse zu verwerfen.

5.2.2 Vorbereitung der Datennahme

Bevor in einer Strahlzeit Daten mit den Detektoren genommen werden können, müssen einige Routinemessungen durchgeführt werden:

1. Interkalibration des Photonenkalorimeters
2. Schwellenscan der Diskriminatoren des Elektronendetektors zur Bestimmung der *Hardware*schwellen
3. Datennahme mit dem Elektronendetektor zur Bestimmung der *Software*schwellen des Elektronendetektors
4. Gegebenenfalls eine Ortskalibration des Elektronendetektors
5. Positionierung des Elektronendetektors

Interkalibration Die Interkalibration des Photonendetektors stellt sicher, daß alle Einzelkanäle im Rahmen der erreichbaren Genauigkeit die gleiche Verstärkung haben. Diese Prozedur wurde im wesentlichen im Rahmen einer Diplomarbeit entwickelt [29] und wird in Abschnitt 6.2.2 näher beschrieben. Dieser Verstärkungsabgleich der Photomultiplier muß erfahrungsgemäß in den ersten zwei Tagen einer Strahlzeit ungefähr alle zwei Stunden wiederholt werden. Anschließend ist eine tägliche Interkalibration ausreichend. Bei

normaler Ratenbelastung⁹ ändern sich die Verstärkungen der Röhren nach ungefähr drei oder vier Tagen Betrieb am Strahl praktisch nicht mehr. Um die Zeit, während der die Photomultipliierverstärkungen signifikant driften, zu verkürzen, wurde der Detektor üblicherweise bereits etwa zwei Tage vor Beginn einer Strahlzeit mit Hochspannung versorgt und die Interkalibration zur Kontrolle einige Male durchgeführt.

Hardwaretriggerschwellen Auf Seiten des Elektronendetektors sind erheblich mehr Kalibrationen vorzunehmen. Zunächst müssen die Schwellen der 24 Diskriminatoren der einzelnen Kanäle des Detektors durchgefahren werden. Dies erfolgt parallel bei allen Kanälen automatisch per Software und nimmt typischerweise ungefähr zwanzig bis dreißig Minuten in Anspruch. Ziel ist es, die Schwellen für die Diskriminatoren der Fasern so zu setzen, daß sie auf die von Elektronen in den Fasern deponierte Energie triggern. Die Signale aller Diskriminatoren werden verodert und auf Koinzidenz mit dem Photontrigger überprüft. Das Koinzidenzsignal wird von der Datennahmesoftware ausgewertet. Die sich ergebenden Koinzidenzspektren werden für die Datenanalyse derzeit zwar nicht benötigt, das Verfahren zur Ermittlung der Diskriminatorschwellen soll der Vollständigkeit halber jedoch kurz beschrieben werden.

Alle Kanäle der Leading-Edge-Diskriminatoren des Faserdetektortriggers werden auf eine Schwelle gesetzt und dann werden die Zählraten aller Kanäle mit einem VMEbus-Scaler¹⁰ während z.B. zehn Sekunden gemessen und anschließend die nächste Schwelle programmiert. Aus einer solchen Messung erhält man die in Abbildung 5.2.3 gezeigten Daten. Für sehr kleine Schwelleneinstellung erwartet man sehr hohe Raten, da die Diskriminatoren im wesentlichen auf Rauschen triggern werden. Laut Hersteller liegt aufgrund des Eigenrauschens der Diskriminatoren die minimal sinnvolle Schwelle bei ca. -6 mV [18]. Erhöht¹¹ man nun die Schwelle langsam, so erwartet man eine Abnahme der Rate, da im Rauschen größere Pulshöhen immer unwahrscheinlicher werden. Schließlich wird die Schwelle so hoch, daß vom Rauschen praktisch keine Triggerereignisse mehr produziert werden können.

Bei weiter zunehmender Schwelle werden dann die Ereignisse, die vom Durchgang von Elektronen durch die Fasern herrühren, zunehmend unterdrückt. Daher werden die Schwellen so nahe wie möglich an den „Knick“ in Abbildung 5.2.3 gesetzt, der sich am Übergang vom Rauschband zum Signal

⁹Typischerweise maximal etwa $8 \cdot 10^4$ Ereignisse pro Sekunde oberhalb der CFD-Schwelle von ca. 1,5 MeV bei 855 MeV Strahlenergie.

¹⁰CAEN V830 mit ECL-Eingängen

¹¹Negative Signale! Erhöhung bedeutet hier von -6 auf z.B. -8 mV zu gehen.

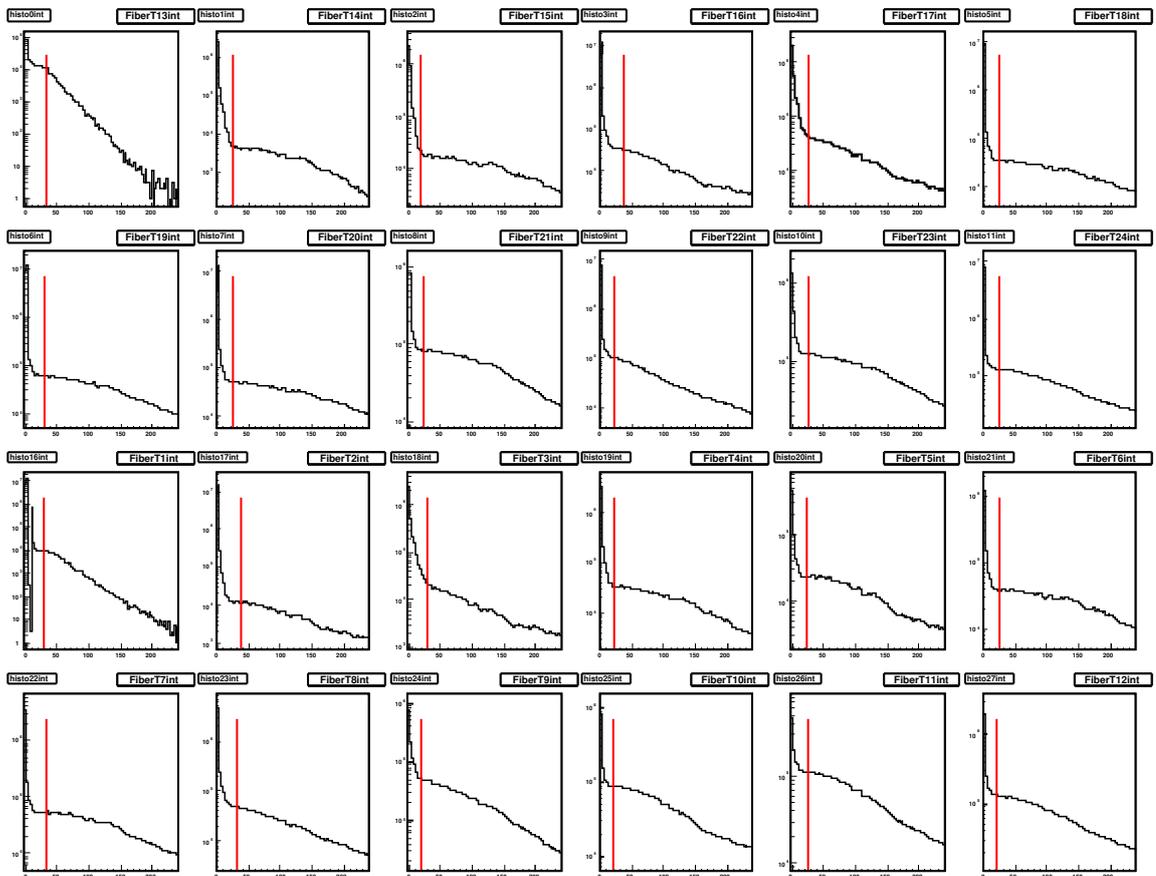


Abbildung 5.2.3 Ergebnis eines Scans der Faser-Diskriminatorschwellen in der Strahlzeit vom Februar 2008 (*beam200208*). Die als Ergebnis der Auswertung dieses Scans festgelegten Triggerschwellen für die einzelnen Diskriminatorkanäle sind in rot eingezeichnet.

findet.

In der Praxis hat sich gezeigt, daß diese Schwellenscans auch bei abgeschalteter Hochspannung durchgeführt werden können, da die Fußpunkte des Rauschbänder an den „Knickstellen“ in Abbildung 5.2.3 liegen.

Softwaretriggerschwellen Die Bestimmung der Softwareschwellen für den Faserdetektor erfolgt durch Messung der Energiedeposition in den Fasern. Bei eingeschaltetem Strahl wird der ADC, der die Fasersignale integriert und digitalisiert, für jedes Ereignis im Photonendetektor ausgelesen. Man erhält die in Abbildung 5.2.4 dargestellten Spektren. Das Photonendetektorsignal wird dabei *ausschließlich zum Triggern* verwendet. Die Daten weisen ein breites lokales Maximum, das auf den Durchgang von Elektronen durch die Fasern

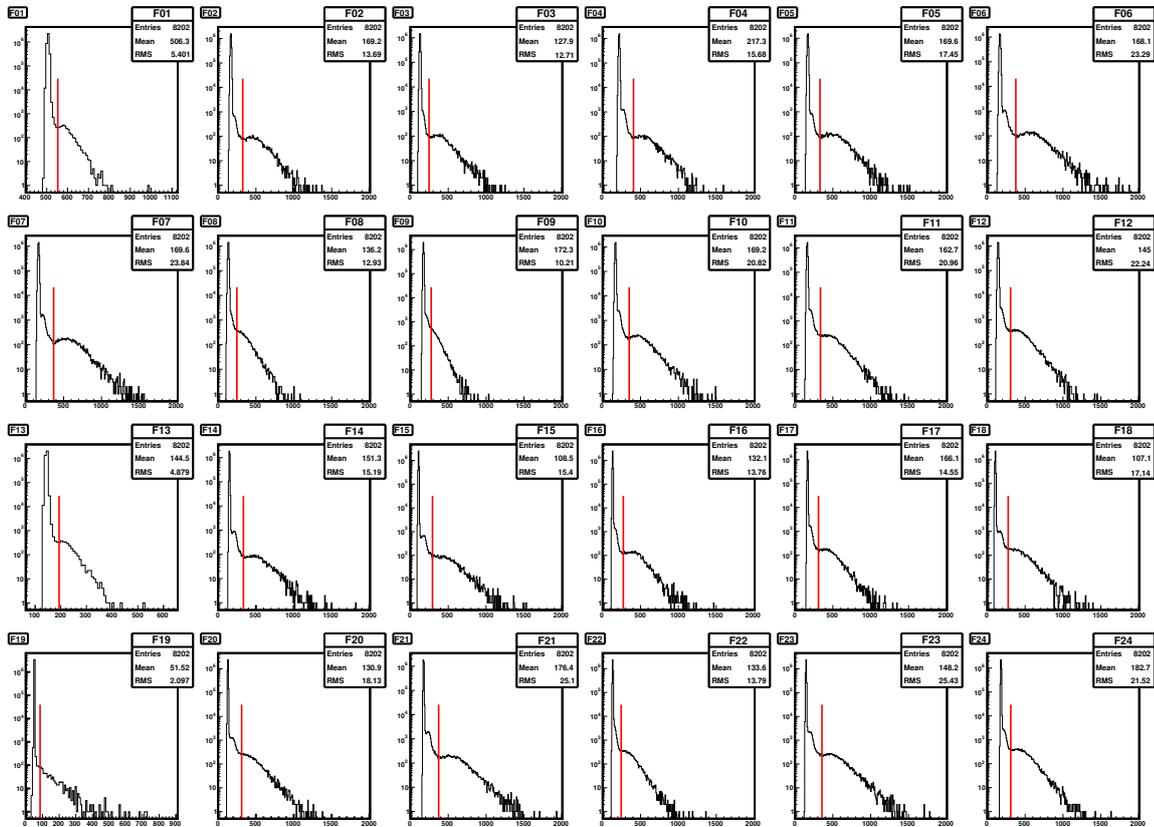


Abbildung 5.2.4 Mit dem ADC aufgenommene Energiedepositionsspektren der Fasern aus der Strahlzeit vom Februar 2008 (*beam200208*). Die Softwaretriggerschwellen sind in rot eingezeichnet. Liegt später bei der Datennahme die deponierte Energie einer Faser oberhalb der hier eingezeichneten Schwelle, so wird diese Faser als „getroffen“ gewertet.

zurückgeführt werden kann. Unterhalb dieses Maximums werden die Spektren durch Rauschen (aus der Elektronik und dem Dunkelstrom des Photomultipliers) dominiert. Weiter unten (Abschnitt 7.3.1) wird eine GEANT-Simulation diskutiert, mit der die Form der Spektren sehr gut reproduziert werden konnte (Abbildungen 6.5.2 und 7.3.4).

In der Abbildung sind die verwendeten Schwellen als senkrechte rote Geraden eingezeichnet. Die Schwellen werden von einem Programm automatisch bestimmt. Dazu werden die Spektren mit einem Gaußfilter geglättet und differenziert und die Lage des Minimums im Spektrum wird gesucht.

5.2.3 Elektronenstrahl-Helizitätssignal

Um Comptonasymmetrien messen zu können, müssen während der Datennahme immer der vollständige Polarisationszustand des Laserstrahls und die Helizität des Elektronenstrahls bekannt sein. Der Polarisationszustand des Laserlichts wird von Zeit zu Zeit in separaten Messungen durch Bestimmung der Stokesparameter erfaßt wie in [40] beschrieben. Dies ist ausreichend, weil der Zustand höchstens im Abstand einiger Stunden oder Tage geändert wird. Die Helizität des Elektronenstrahls wird jedoch während der laufenden Datennahme immer wieder geändert, um systematische Fehler im A4-Paritätsexperiment zu vermeiden.

Dazu wird im A4-Experiment ein spezielles Elektronikmodul, der sogenannte *A4-Gategenerator*, eingesetzt. Ein nähere Beschreibung findet sich in [37]. Der Gategenerator enthält einen Pseudozufallsgenerator, der eine Bitfolge erzeugt, die zur Ansteuerung der polarisierten Quelle des Beschleunigers verwendet wird. Um netzfrequenzabhängige Störungen zu unterdrücken, werden die einzelnen „Helizitätsfenster“ mit der Frequenz des lokalen 230 V-Stromnetzes von einer PLL-Nachlaufregelung synchronisiert. In Abbildung 5.2.6 sind die unterschiedlichen Signale dargestellt, die zur Erfassung des Elektronenstrahlhelizitätszustands benötigt werden:

Polabit Das sogenannte *Polabit* und sein Komplement stehen am A4-Gategenerator zur Verfügung, um der Datennahmeelektronik des A4-Paritätsexperiments und des Polarimeters den Helizitätszustand des Elektronenstrahls mitzuteilen. Das Signal wird im Polarimeter grundsätzlich immer zusammen mit seinem Komplement verwendet, um helizitätskorrelierte Schwankungen von Stromstärken und Spannungspegeln zu vermeiden. Würde beispielsweise ein aus dem Polabit abgeleitetes Signal allein (ohne ein dem Komplement entsprechendes Signal) auf einen Eingang eines der ADCs gegeben, würde in diesen ADC-Eingang ein helizitätskorreliert zeitlich veränderlicher Strom fließen. Dieser Strom flösse über den Eingangswiderstand von 50Ω und die Massefläche der ADC-Platine zurück zum Schirm des Signalkabels¹². Durch den Stromfluß in der Massefläche ändert sich jedoch – lokal und helizitätskorreliert – das Potential der Massefläche. Je nach innerem Aufbau des ADCs ist es möglich, daß z.B. die zur Analog-Digital-Wandlung benötigte Referenzspannung helizitätskorreliert schwankt und sich somit eine helizitätsabhängige Skalierung der gemessenen Photonenenergien ergibt. Dies kann in der

¹²Nur im Idealfall! In der Realität „sucht“ sich der Strom seinen Weg – nämlich den des geringsten ohmschen Widerstands, notfalls über den Schutzleiter und das Strahlrohr. Insbesondere in diesem Fall ist die Symmetrisierung des Eingangsstroms unbedingt notwendig, um falsche Asymmetrien zu vermeiden.

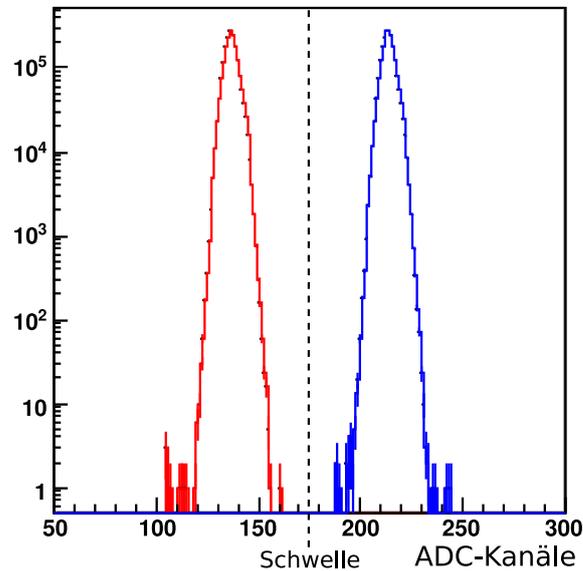


Abbildung 5.2.5 ADC-Spektrum des aus dem vom Gategenerator erzeugten Polabit (Helizitätsbit) abgeleiteten Signals (*beam200208*, Run #56400). Der Datennahmeprozess überprüft, ob der aufintegrierte Strom des Polabitsignals oberhalb oder unterhalb einer vorgegebenen Schwelle liegt, um zu entscheiden, welche Elektronenstrahlhelizität zum Zeitpunkt des Ereignisses vorlag. Das Polabitsignal wird ebenso wie alle anderen Signale helizitätsabhängig histogrammiert. Die beiden Spektren (rot und blau) gehören jeweils zu den beiden unterschiedlichen Elektronenstrahlhelizitäten.

Folge zu falschen Asymmetrien in der Bestimmung der Compton-Asymmetrie und damit zu einem Fehler in der Bestimmung des Elektronenstrahlpolarisationsgrades führen. Das Polabit wird differentiell zur polarisierten Quelle des Beschleunigers gesandt und schaltet dort die Hochspannung der Pockelszelle, die den Polarisationszustand des Quellenlasers festlegt, mit dem der Kathodenkristall beleuchtet wird. Zur Kontrolle dieses Übertragungsweges wird die Pockelszellenhochspannung mit einem Spannungsteiler auf einige Volt heruntergeteilt und dann differentiell zurück zur A4-Elektronik gesendet. In einem separaten Modul werden der geforderte und der zurückgemeldete Zustand der Pockelszellenspannung miteinander verglichen und beim Auftreten eines Fehlers dieser an die Datennahmesoftware gemeldet.

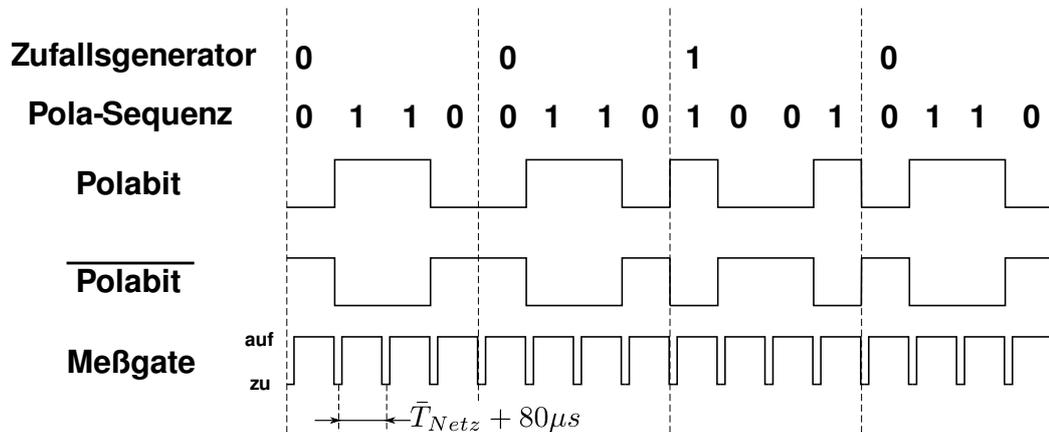


Abbildung 5.2.6 Der sogenannte Gategenerator des A4-Experiments erzeugt Helizitätssignale und ein Meßgate zur Steuerung des Experiments. Aus einem vom Zufallsgenerator gewürfelten Bit wird jeweils eine Abfolge von vier Helizitätssamples erzeugt. Die sogenannte *Polasequenz* eines Datennahmeruns setzt sich aus solchen Helizitäts-4-Tupeln zusammen. Eine gewürfelte „0“ führt zur Abfolge „0110“ und eine „1“ zur Abfolge „1001“, so daß sichergestellt wird, daß während eines Datennahmeruns beide Helizitätszustände genau gleich oft vorkommen und auch die Übergänge „0→1“ bzw. „1→0“ immer paarweise auftreten.

Eine Nachlaufsynchronisation stellt sicher, daß jedes Helizitätssample so lange dauert wie eine mittlere Netzperiode. Zur Helizitätsumschaltung an der polarisierten Quelle wird eine Pockelszelle verwendet, die eine gewisse Einschwingzeit benötigt. Während dieser Einschwingzeit ist der Polarisationszustand des erzeugten Elektronenstrahls nicht stabil. Daher wird am Ende jedes Helizitätssamples die Datennahme durch das Schließen des *Meßgates* für $80\mu s$ vorübergehend blockiert.

Zum *Polabit*-Signal wird ein komplementäres Signal erzeugt, um falsche Asymmetrien infolge von helizitätskorrelierten Pegel- bzw. Stromänderungen zu vermeiden. Diese Signale werden an die polarisierte Elektronenquelle gesendet, um die gewünschte Strahlhelizität anzufordern. Um die Laufzeit des Strahls durch den Beschleuniger verzögerte „Polabits“ werden an die Datennahmeelektronik gesendet. Für andere Teile des Experiments (z.B. für das Laserpolarimeter) werden diese Signale ebenfalls vom Gategenerator zur Verfügung gestellt.

Meßgate Während eines Datennahmeruns wird die Datenerfassungselektronik des Experiment freigegeben, wenn das Meßgate in den Zustand *logisch 1* geht und blockiert, sobald es in den Zustand *logisch 0* wechselt. Die Datennahme wird während eines Zeitfensters von ca. $80 \mu\text{s}$ um jeden möglichen Helizitätswechsel blockiert, wie in Abbildung 5.2.6 gezeigt. Nach Beendigung eines Runs erzeugt der Gategenerator keine Meßgates mehr, sendet aber weiterhin wechselnde Helizitätssignale zur Quelle, um die Pockelszelle zu schonen, die bei längerem Betrieb mit einem festen Spannungspegel beschädigt würde.

Da durch sorgfältigen Aufbau der Datenerfassungselektronik des Polariometers mögliche helizitätskorrelierte falsche Asymmetrien so klein sind, daß sie nicht nachgewiesen werden konnten, soll im folgenden Abschnitt ein Beispiel diskutiert werden, das deutlich macht, wie sich derartige Asymmetrien im Experiment äußern können, wodurch sie verursacht werden können und wie sie sich schließlich vermeiden bzw. unterdrücken lassen.

5.2.4 Vermeidung helizitätskorrelierter falscher Asymmetrien in der Elektronik

In der Strahlzeit vom Mai 2009¹³ fielen falsche Asymmetrien der Luminositätsmonitore des A4-Paritätsexperiments auf, die zuvor nicht beobachtet worden waren. Die Identifizierung als falsche Asymmetrien ist im A4-Experiment relativ einfach, da das Helizitätssignal, das zur Quelle gesendet wird, bei jedem zweiten Run umgepolt wird [35]. Falsche Asymmetrien, die von der Elektronik verursacht werden, bleiben vom Zustand der Umschaltrelais unbeeinflusst. Beim Auslesen der Daten muß der Zustand der Relais jedoch berücksichtigt werden, da die physikalischen Asymmetrien ihre Vorzeichen durch die Umschaltung ändern. Daher werden beim Wegschreiben der Daten die Daten für die beiden Helizitätszustände des Elektronenstrahl für jedes Signal in Abhängigkeit vom aktuellen Zustand der Umschaltrelais gegebenenfalls vertauscht. Damit erscheinen in den weggeschriebenen Daten die physikalischen Asymmetrien eines Signals von Run zu Run mit gleichen Vorzeichen, die falschen Asymmetrien jedoch mit jeweils wechselndem Vorzeichen. Es handelt sich um das gleiche Prinzip wie beim Schalten der Halbwellenplatte (GVZ, s. Abschnitt 2.5.1) an der Quelle, mit dem Unterschied, daß das Umschalten bei jedem Run erfolgt und damit die Identifikation falscher Asymmetrien erheblich erleichtert wird. Da tatsächlich das Steuersignal, dessen Gleichspannungskomponente dafür durch Nachrüstung eines Abgleichpotentiometers in der Treiberstufe eigens symmetrisiert wurde, für die Pockels-

¹³beam260509

zelle lediglich umgepolt wird, hat das Verfahren einen Vorteil gegenüber der Wellenplatte. Jeder GVZ-Wechsel führt nämlich zunächst zu einer Änderung bei den Stromasymmetrien, die vor dem Fortsetzen der Messung neu kompensiert werden müssen (durch Drehen der drehbaren Wellenplatte und gegebenenfalls auch durch einen Neuabgleich der Pockelszellenhochspannungen), was bei der Relaisumpolung nicht auftritt.

Die gemessene Asymmetrie A_m eines Signals setzt sich zusammen aus der physikalischen Asymmetrie A_p und der falschen Asymmetrie A_f :

$$A_m = A_p + A_f \quad (5.2.1)$$

Durch das Umpolen des Helizitätsbits bei jedem Run wird für den Run i die Asymmetrie A_{DAQ} , die von der Datenerfassung registriert wird

$$A_{DAQ}^i = (-1)^i A_p + A_f \quad (5.2.2)$$

Die Asymmetrie A_f kann beispielsweise dadurch in der Datenerfassungselektronik zustandekommen, daß dort die Betriebsspannungen oder Referenzspannungspegel im Takt des erzeugten Helizitätssignals schwanken. Solche offensichtlichen Quellen falscher Asymmetrien sind im A4-Experiment zwar während der Entwicklung der Elektronik identifiziert und systematisch eliminiert worden, allerdings werden wir gleich sehen, daß es weniger offensichtliche Mechanismen gibt, falsche Asymmetrien zu erzeugen.

Um die Beobachtungen falscher Asymmetrien außerhalb der Strahlzeit reproduzieren zu können, wurden Experimente mit Konstantstrom- und Rauschquellen durchgeführt, die die Signale der betroffenen Strahlmonitore nachbilden sollten. Damit ließen sich jedoch keine falschen Asymmetrien nachweisen. Die Datenerfassungselektronik der Strahlmonitore integriert das Eingangssignal (den Eingangsstrom) jeweils während der Dauer einer Netzperiode $T_N = 1/f_N$ auf. Dadurch werden Signalverfälschungen durch Netzbrumm und Harmonische der Netzfrequenz f_N unterdrückt. Verwendet man als Eingangssignal also versuchsweise einen netzsynchronen Wechselstrom $I(t)$, so muß das Integral über die Dauer einer Netzperiode bis auf einen konstanten Offset q_0 verschwinden:

$$Q = \int_{\phi}^{\phi+2\pi} [I(t) + i_0] dt = q_0 \quad (5.2.3)$$

Dabei ist $I(t) = \hat{I} \sin(2\pi f_N t)$ der netzsynchrone Wechselstrom und i_0 der Offsetstrom des Integrators.

Damit würde Q für jede Helizitätseinstellung exakt gleich und es könnte keine Asymmetrie beobachtet werden. Mit einer Wechselstromquelle wurden Messungen an der Elektronik zur Aufzeichnung der Strahlmonitorsignale

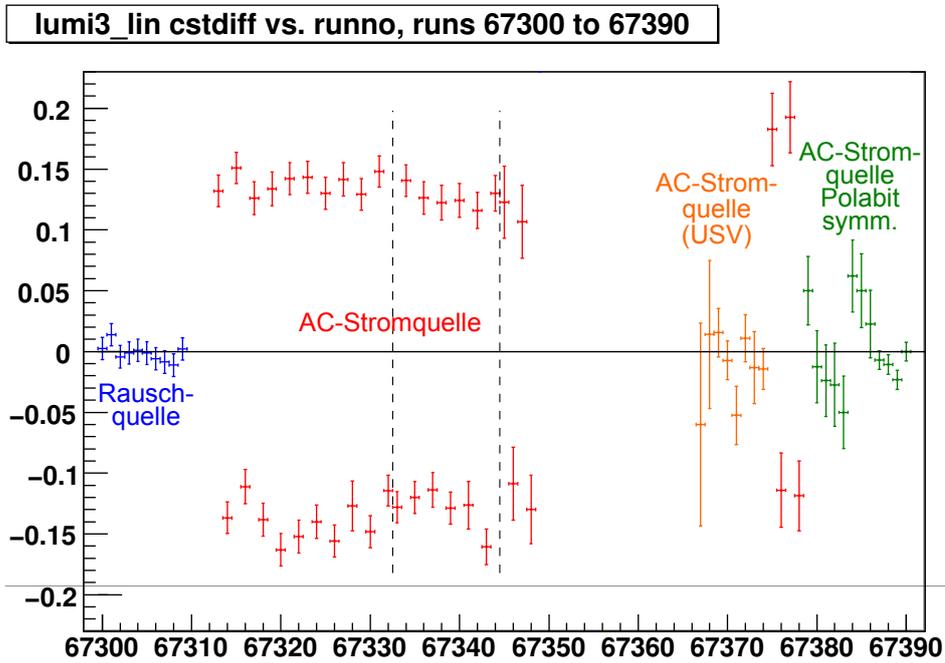


Abbildung 5.2.7 Mit der Wechselstromquelle gemessene mittlere Signaldifferenzen. Der Übersichtlichkeit wegen wurden einige Datenpunkte, die nicht zur Messung gehören, weggelassen.

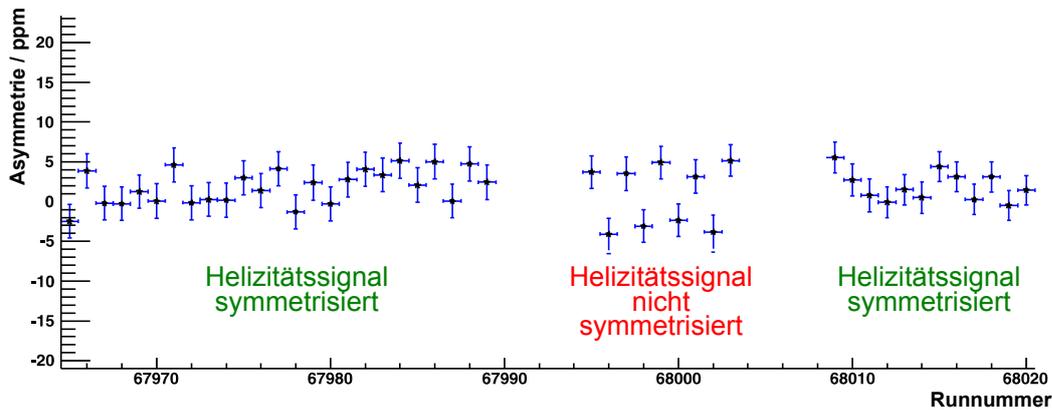


Abbildung 5.2.8 Asymmetrien eines der Strahlmonitore mit symmetrisiertem Helizitätssignal (keine falschen Asymmetrien) und mit unsymmetrisiertem Helizitätssignal (falsche Asymmetrien). Der Übersichtlichkeit wegen wurden einige Datenpunkte, die nicht zur Messung gehören, weggelassen.

durchgeführt. Tatsächlich wurden mit dieser Konfiguration helizitätskorrelierte Eingangsströme in die Elektronik nachgewiesen, die aus der Wechselstromquelle stammen.

In der Abbildung 5.2.7 sind die Ergebnisse dieser Meßreihen dargestellt. Da das Eingangssignal ein netzsynchroner, sinusförmiger Strom (aus der Wechselstromquelle) war, der jeweils über eine Netzperiode integriert wurde, lagen die digitalisierten Ladungsmengen alle nahe bei Null. Aus diesem Grund sind in der Abbildung anstelle der Asymmetrien jeweils die gemittelten Differenzen des integrierten Signals für die beiden Helizitäten aufgetragen.

$$\overline{diff} = \frac{1}{2N} \sum_{i=1}^N (S_{1,i}^+ + S_{2,i}^+) - (S_{1,i}^- + S_{2,i}^-) \quad (5.2.4)$$

Dabei ist N die Anzahl der Helizitäts-4-Tupel („+ - -+“ bzw. „- + +-“) und die $S_{12,i}^{\pm}$ sind die vier Signalwerte in ADC-Kanälen für das i -te 4-Tupel. Einige Datenpunkte von den Messungen mit den erwähnten Konstantstrom- und Rauschquellen (batteriebetrieben, daher netzunabhängig) sind blau eingezeichnet. Die Messungen mit der Wechselstromquelle sind rot dargestellt. Unterschiedliche Fehler sind in aller Regel auf unterschiedliche Meßzeiten zurückzuführen. Zwei senkrechte Linien geben die Zeitpunkte an, zu denen der Netzstecker der Wechselstromquelle gedreht wurde (Vertauschung von Phase und Nulleiter), woraus sich jeweils ein Vorzeichenwechsel der gemessenen Differenzen ergibt.

Diese Differenzen entsprechen Asymmetrien, deren Vorzeichen mit der Runnummer korreliert sind ($(-1)^i$). Dies läßt sich durch einen helizitätskorrelierten Strom $(-1)^i i_h$ erklären:

$$Q_i = \int_{\phi}^{\phi+2\pi} [I(t) + i_0 + (-1)^i i_h] dt = q_0 + (-1)^i q_h \quad (5.2.5)$$

woraus sich eine Asymmetrie von

$$A_i = (-1)^i \frac{q_h}{q_0} \quad (5.2.6)$$

ergibt. Die Größe von i_h läßt sich abschätzen. Die Empfindlichkeit des verwendeten integrierenden ADCs beträgt ergibt sich aus einer vorangehenden Messung, bei der ein Eingangstrom von $22,6 \mu\text{A}$ (integriert über 20 ms) einen Wert von 8000 ADC-Kanälen ergab. Dies entspricht einer Empfindlichkeit von $2,8 \text{ Nanoampère je ADC-Kanal Eingangstrom}$. Die mittleren Signaldifferenzen betragen etwa $0,13 \text{ ADC-Kanäle}$, entsprechend $i_h \approx 360 \text{ pA}$.

Nun stellt sich die Frage, woher der helizitätskorrelierte Eingangsstrom $(-1)^i i_h$ stammt. Die einzige offensichtliche Möglichkeit war die nicht-symmetrische Zuführung des Helizitätssignals vom Gategenerator zu den Histogrammiermodulen der Elektronik des Paritätsexperiments als TTL-Signal in 50Ω . Bei *high*-Pegel fließt ein Strom von 100 mA durch den Abschlußwiderstand am Ende der Helizitätssignalleitung und bei *low*-Pegel fließt kein Strom. Naiv nähme man an, daß der Strom im ersten Fall über den Schirm des Signalkabels zum Gategenerator zurückfließen wird. Tatsächlich gibt es aber keinen Grund, warum der Strom nicht einen anderen Weg nehmen sollte. Da sowohl die Histogrammierkarten als auch der Gategenerator über den Schutzleiter geerdet sind, gibt es die Möglichkeit, daß der Strom über Schutzleiter oder Nulleiter zurückfließt. Dadurch kann auf dem Nulleiter nach dem Ohmschen Gesetz ein Spannungsabfall verursacht werden, der eine helizitätskorrelierte, geringfügige Schwankung der Netzspannung zwischen Phase und Nulleiter verursacht. Da die Signalquelle, die hier zum Testen verwendet wurde, ein Netztransformator ist, der bewußt aus dem lokalen Netz gespeist wurde, kann das Helizitätssignal – wir dürfen es uns der Einfachheit halber näherungsweise als Wechselspannung mit einer Frequenz von ungefähr 25 Hz vorstellen – über diesen Netztransformator auf den Eingang des Integrators gelangen und verursacht damit die beobachtete Asymmetrie in der Messung.

Da wir hier außerordentlich schwierig zu messende Effekte diskutieren, Asymmetrien von einigen 10^{-6} , die sich z.B. mit einem Oszilloskop nicht direkt sichtbar machen lassen, ist ein direkter Beweis der obigen Hypothesen nicht trivial. Es konnte allerdings durch eine Messung gezeigt werden, daß das Helizitätssignal tatsächlich auf dem 230 V-Netz vorhanden ist. Der als Wechselstromquelle verwendete Transformator wurde dazu aus einer unterbrechungsfreien Stromversorgung (USV), die im Batteriebetrieb eine sinusförmige künstliche Netzspannung zu Verfügung stellt, gespeist. Die zuvor beobachteten Asymmetrien verschwanden bei Betrieb aus diesem künstlichen Netz. In der Abbildung 5.2.7 sind die Punkte zu den Messungen mit der USV orange eingezeichnet. Die Meßfehler sind hier größer, aber die Differenzen sind mit Null verträglich. Die Integration erfolgt nach wie vor mit Synchronisation auf die lokale Netzperiode, die sich von der Netzperiode des künstlichen USV-230 V-Netzes unterscheidet.

Um die Asymmetrien auf den Strahlmonitoren zu unterdrücken, wurde schließlich ein invertiertes Helizitätssignal zusätzlich zur letzten Histogrammierkarte geführt und dort mit 50Ω abgeschlossen. Dabei wurde besonderer Wert darauf gelegt, daß die beiden 50Ω -Abschlußwiderstände ihre Ströme an derselben Stelle der Massefläche einspeisen. Dadurch wird sichergestellt, daß immer – unabhängig von der ausgewählten Helizität – ein Strom von 100 mA in die Massefläche der letzten Karte fließt und von dort aus immer

auf die gleiche Weise zum Gategenerator zurückfließt. In dieser Konfiguration wurden ebenfalls Messungen mit der Wechselstromquelle durchgeführt, die dazu wieder aus dem normalen 230 V-Netz gespeist wurde. Die Differenzen (grüne Punkte in Abbildung 5.2.7) sind mit Null verträglich.

In der darauffolgenden Strahlzeit konnte gezeigt werden, daß die falschen Asymmetrien der betreffenden Strahlmonitore durch diese Symmetrisierung des Helizitätssignals tatsächlich wirksam unterdrückt werden. Bei Abziehen des Kabels mit dem invertierten Helizitätssignal traten die falschen Asymmetrien erwartungsgemäß wieder auf und verschwanden bei erneutem Aufstecken wieder, wie in Abbildung 5.2.8 gezeigt. Diese Asymmetrien von im Mittel 4 ppm bei einer Signalstärke von im Mittel 8000 ADC-Kanälen entsprechen einem helizitätskorrelierten Eingangsstrom i_h von etwa 160 pA.

5.3 Datenauslese

In diesem Abschnitt wird das System zur Auslese der Daten von Photonen- und Elektronendetektor beschrieben. In aller Regel werden die Ereignisse während der Datennahme direkt histogrammiert. Dies geschieht zum einen aus Gründen der Verarbeitungsgeschwindigkeit und Platzersparnis, andererseits müssen auf die Daten in der Analyse keine besonderen Schnitte, beispielsweise zur Selektion oder Diskriminierung bestimmter Ereignis- oder Teilchensorten, angewendet werden. Daher ist im normalen Betrieb eine vollständige Speicherung aller Informationen eines Ereignisses nicht erforderlich, wenngleich zu Diagnose- und Kalibrationszwecken entsprechende Datennahmemodi zur Verfügung stehen.

5.3.1 Beschreibung der Datennahmemodi

Für die Datennahme steht eine ganze Reihe von Modi zur Verfügung, die im folgenden kurz beschrieben werden.

histo_adc1(_pol) Nur der ADC des Photonendetektors wird ausgelesen. Bei Angabe von „_pol“ werden die Ereignisse nach dem Polarisationszustand des Strahls in zwei verschiedene Histogramme je Signal einsortiert. Die Eingangssignale, die digitalisiert werden sollen, können über eine Konfigurationsdatei ausgewählt werden.

Dieser Datennahmemodus dient normalerweise zu Testzwecken außerhalb von Strahlzeiten, z.B. um Spektren radioaktiver Präparate aufzunehmen und die Funktion von Detektormodulen und Elektronik zu kontrollieren.

histo_adc2(_pol) Nur der ADC des Elektronendetektors wird ausgelesen. Dieser Modus ist zu Beginn von Strahlzeiten erforderlich, um Energiedepositionsspektren der einzelnen Fasern des Elektronendetektors aufzunehmen. Aus den Spektren werden anschließend von einem Analyseprogramm automatisch die Schwellen für den Softwaretrigger jeder Faser bestimmt.

dummyadc1 Lediglich ein Hilfsmodus zur Durchführung von Messungen mit dem ADC des Elektronendetektors. Es erfolgt keine Datenauslese, sondern alle Eingänge des Photonen-ADCs werden deaktiviert und der Datenspeicher des ADC-Moduls wird gelöscht. Dadurch wird die Blockierung des Triggers durch den Photonen-ADC unterbunden und bei alleiniger Auslese des Elektronen-ADCs sind höhere Datenraten möglich.

softwaretrigger Die ADCs von Photonen- und Elektronendetektor werden synchron ausgelesen.

Es wird zu jedem Ereignis ein Eintrag in den Spektren ohne Koinzidenzbedingung (Gesamtspektrum (in den Analyseprogrammen als *unbiased* bezeichnet), Triggerbedingung: Trigger auf *jedes* Photon) gemacht.

Basierend auf der Entscheidung der Koinzidenzeinheit in der Hardware, die als Pegel auf einem der Eingänge des Photonendetektors erscheint, werden bei Vorliegen einer Koinzidenz (Triggerbedingung: Photon *und* gleichzeitig mindestens ein Elektron) in den Koinzidenzspektren die entsprechenden Einträge vorgenommen.

Die Energiedeposition jeder Faser wird mit der jeweiligen Softwareschwelle verglichen und eine Tabelle der Treffer auf dem Faserdetektor erstellt („Hitmap“) und die Multiplizität (also die Anzahl getroffener Fasern) ermittelt. In die den getroffenen Fasern zugeordneten Photonenspektren wird das aktuelle Ereignis eingetragen, falls die konfigurierte maximal zulässige Multiplizität nicht überschritten wurde.

Die an dem ADC-Eingangskanal, der zur TDC-Emulation verwendet wird, aufgelaufene Ladungsmenge wird histogrammiert und als TDC-Spektrum gespeichert. Es werden außerdem TDC-Spektren für jede Faser des Elektronendetektors angelegt.

Darüber hinaus kann in dieser Betriebsart die Energiedeposition in den Halozählern mit einer Schwelle verglichen werden, um zusätzlich Halospektren zu generieren.

correlation Wie *softwaretrigger*, aber ohne Koinzidenzspektren, sondern nur Spektren ohne Koinzidenzbedingung und Spektren zu jeder Faser gemäß „Hitmap“.

fullevent In diesem Modus werden sowohl die beiden ADCs von Photonen- und Elektronendetektor als auch gegebenenfalls zusätzliche CAMAC-Module (weitere ADCs und ein TDC) synchron ausgelesen. Die Informationen werden ereignisweise weggeschrieben, so daß in der Analyse z.B. Schnitte etwa auf Flugzeiten möglich sind. Dieser Modus dient zu Diagnose- und Kalibrationszwecken (Bestimmung der Detektorantwort mit radioaktiven Präparaten).

5.3.2 Client-Server-System zur Auslesesteuerung

Da die zum Betrieb des Polarimeters bislang entwickelten Datenausleseprogramme bezüglich Flexibilität und Wartbarkeit nicht mehr den im Laufe der Zeit gestiegenen Anforderungen entsprachen, wurde eine transparente (und endgültige) Softwarelösung erstellt. Dabei wurden zwar die bisher verwendeten Datennahmemodi und Datenformate wieder implementiert, allerdings wurden auch die Kernroutinen zur Hardwareauslese vollständig neu geschrieben und im Hinblick auf die maximal möglichen Ereignisraten teilweise erheblich optimiert.

Beispielsweise wurde von der Möglichkeit Gebrauch gemacht, bereits im ADC des Elektronendetektors Schwellen zu programmieren, so daß die Daten von ADC-Kanälen von Fasern, deren Energiedeposition deutlich unter der konfigurierten Softwareschwelle liegt, schon vom ADC verworfen werden. Gleichzeitig wurde unter anderem durch eine effizientere Organisation der Daten im Speicher der CPU die Verarbeitungszeit bei der Histogrammierung verringert und durch geeignete Wahl der Optimierungsoptionen des C-Compilers besonders effizienter Code erzeugt. Die Verarbeitungszeit für ein einzelnes Ereignis im Modus „softwaretrigger“ konnte durch diese Maßnahmen von ca. 46,4 μs auf 23,0 μs verringert werden, was praktisch einer Verdoppelung der maximalen Datennahmerate entspricht.

Im Sinne der Benutzerfreundlichkeit und Transparenz wurde die Benutzerschnittstelle erheblich ausgebaut. Neben der Möglichkeit, die Datennahme durch Aufbau einer Netzwerkverbindung von einem Clientprogramm¹⁴ aus zu starten und zu stoppen, gibt es nun zusätzlich die Möglichkeit, sich via *telnet* bei dem Datennahmeserverprogramm zu einer interaktiven Sitzung anzumelden. Darüber hinaus wurde in den Server ein einfacher Webserver integriert, so daß der Status der Datennahme jederzeit via Webbrowser kontrolliert werden kann. Es ist aber nun auch möglich, über dieses Webinterface beispielsweise außerhalb von Strahlzeiten zu Testzwecken bequem Daten zu nehmen.

¹⁴Die Bibliothek *daccord_clientlib* kann verwendet werden, um von beliebigen Programmen aus auf einfache Weise eine Verbindung zum Server aufzubauen und die Datennahmeprozesse zu steuern.

Kapitel 6

Spektren rückgestreuter Photonen und Detektorsimulation

Bis hierher wurden der experimentelle Aufbau des Compton-Laserrückstreuungspolarimeters und die Voraussetzungen für die Datennahme beschrieben. In diesem Kapitel werden nun die einzelnen Schritte vorgestellt, die erforderlich sind, um aus den Rohdaten die Spektren rückgestreuter Photonen zu erhalten. Zunächst müssen die Meßdaten gesichtet und in Datenpakete unterteilt werden. Als Einstieg in die Analyse wird die Extraktion von Comptonasymmetrien direkt aus den gemessenen Gesamtphotonenspektren diskutiert. Daran werden alle wichtigen Schritte wie Untergrundsubtraktion, Energiekalibration und auch die Bestimmung und Optimierung der Analysierstärke beispielhaft erklärt.

In der Praxis hat sich jedoch die Analyse der Spektren energiemarkierter (getaggter) Photonen als deutlich überlegen herausgestellt. Auf die Besonderheiten bei der Subtraktion der Untergrundbeiträge bei diesen Daten wird daher anschließend detailliert eingegangen.

Um die Spektren energiemarkierter Photonen auswerten zu können, war es überdies erforderlich, das Verhalten sowohl des Photonendetektors als auch das des Elektronendetektors zu simulieren und besser zu verstehen. Daher werden in diesem Kapitel auch die Detektorsimulationen und ihre Ergebnisse vorgestellt, die zum Verständnis und zur erfolgreichen Analyse der Daten unbedingt erforderlich waren.

Die Zusammenführung aller Teilaspekte, also der Ergebnisse der Simulationen der verschiedenen Detektoren einerseits und der gemessenen Daten andererseits, erfolgt dann in dem sich anschließenden nächsten Kapitel.

6.1 Unterteilung und Organisation der Daten

Die kleinste in sich abgeschlossene Einheit der Datennahme in einer Strahlzeit wird im A4-Experiment als *Run*¹ bezeichnet. Ein regulärer Datennahmerun dauert ungefähr 300 Sekunden², so daß – unter Berücksichtigung der Latenz für die Auslese jedes Runs und die Vorbereitung des nächsten Runs – in einer Stunde etwa zehn Runs genommen werden können. Üblicherweise wird für zehn aufeinanderfolgende Runs der Lasershutter des Rückstreupolarimeters geöffnet und dann für die Dauer von fünf Runs geschlossen, um die Form des Untergrundspektrums ohne rückgestreute Photonen bestimmen zu können.

Für die Analyse muß eine weitere Unterteilung der Daten vorgenommen werden, wie in Abbildung 6.1.1 illustriert. Eine Strahlzeit – bei etwa zehn Tagen Dauer ungefähr 2000 Runs – wird zunächst in sogenannte *Samples* unterteilt. Ein Sample ist eine Serie von Runs, während denen gleiche Strahl- bzw. Meßbedingungen herrschten. Die Unterbrechung der laufenden Meßserie durch den Ausfall des Strahls wegen einer Fehlermeldung seitens des Beschleunigers kann beispielsweise das Ende des derzeitigen Samples bedeuten. Auf jeden Fall wird ein neues Sample begonnen, wenn

1. eine längere Unterbrechung des Strahl-/Experimentierbetriebs oder eine längere Unterbrechung des laufenden Meßprogramms durch eine Kalibrationsserie,
2. eine Änderung der Eigenschaften des Photonendetektors infolge Durchführung eines Interkalibrationsruns
3. oder eine Veränderung der Strahl- bzw. Experimentierbedingungen, die sich in Veränderungen der Form der Spektren äußert (z.B. durch erhöhten Untergrund),

eintritt. Insbesondere bei Veränderung des Polarisationszustands des Lasers (von rechts- nach linkszirkular) oder des Zustands des GVZ wird ein neues Sample begonnen. Eine Strahlzeit umfaßt üblicherweise etwa 20 bis 30 Samples.

Das einzelne Sample wird weiterhin in kleinere Einheiten, die sogenannten *Mikrosamples* unterteilt. Ein Mikrosample stellt die kleinste analysierbare Zusammenstellung von Runs dar, d.h. es muß mindestens einen Run mit offenem Lasershutter und einen Run mit geschlossenem Lasershutter enthalten,

¹Im folgenden werden die Begriffe „Run“, „Sample“, „Mikrosample“ usw. verwendet, wie sie auch in den Analyseprogrammen gebraucht werden.

²Die exakte Zeitdauer wird durch die mittlere Netzfrequenz während des Runs beeinflusst, siehe dazu Abbildung 5.2.6.

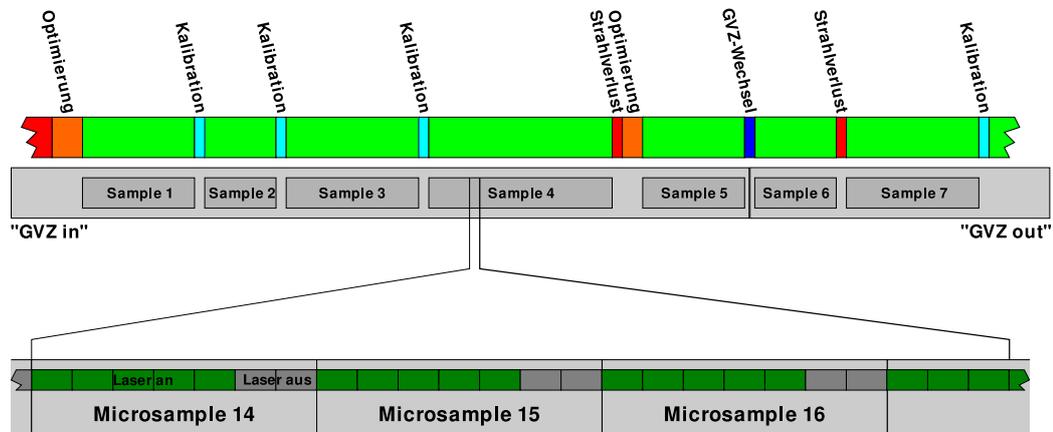


Abbildung 6.1.1 Unterteilung einer Strahlzeit in sogenannte *Samples* und *Mikrosamples*. Ganz oben ist symbolisch dargestellt, wie ein Ausschnitt aus einer Strahlzeit aussehen kann. Es gibt Abschnitte, in denen Daten genommen werden (grün), Unterbrechungen wegen Ausfall des Strahls oder Optimierung des Beschleunigers (rot, orange), sowie Unterbrechungen, die zum regulären Experimentierbetrieb gehören (Kalibration des Photonendetektors, GVZ-Wechsel etc., hellblau und blau). Bei jeder Unterbrechung, die zu einer Veränderung der Experimentierbedingungen führen kann, wird ein neues Sample begonnen. Die Strahlzeit wird weiterhin in „GVZ-Samples“ (und genauso auch in „Laserpolarisationssamples“ und „Energiesamples“, hier nicht dargestellt) unterteilt. Die einzelnen Runs jedes Samples werden gruppenweise zu Mikrosamples zusammengefaßt, im Beispiel je fünf Runs mit und zwei Runs ohne Laserlicht, so daß alle (verwertbaren) Runs in die Analyse eingehen.

so daß durch Untergrundsubtraktion die Spektren rückgestreuter Photonen für die beiden Strahlhelizitäten extrahiert werden können. Werden immer zehn Runs mit und fünf Runs ohne Laserlicht genommen, so werden die Mikrosamples später sinnvollerweise aus je fünfzehn Runs bestehen. Da beschädigte Runs, bei denen während der Datennahme der Strahl ausgefallen ist, weggelassen werden, können aber auch Mikrosamples mit weniger als fünfzehn Runs auftreten – oder aber zwei „zu kleine“ Mikrosamples zu einem etwas größeren Mikrosample zusammengefaßt werden.

Die Meßdaten liegen in Form unkomprimierter ASCII-Dateien vor, die die Histogramme enthalten. Für jeden sogenannten „Run“ von üblicherweise fünf Minuten Dauer gibt es daher

1. für die Gesamtspektren (Trigger auf *jedes* Photon) zwei Dateien (eine je Strahlhelizität) mit zusammen:

- (a) je Polarisationszustand des Elektronenstrahls und Photonendetektor kanal einem Histogramm,
 - (b) für die Analogsumme des Photonendetektors je Polarisationszustand einem Histogramm,
2. für die Koinzidenz-Daten (Trigger auf Photon + Elektron) zwei Dateien (eine je Strahlhelizität) mit insgesamt:
 - (a) ebenfalls 18 Histogrammen für die einzelnen Photonendetektor kanäle,
 - (b) zwei Histogrammen für die Photonendetektorsumme.
 3. für die Korrelationsdaten (Trigger auf Photon + Elektron):
 - (a) je Polarisationszustand des Elektronenstrahls ein zweidimensionales Histogramm (24 Fasern mal 4096 Kanäle E_γ), also zwei Dateien.
 - (b) je nach Konfiguration noch 24 Energiedepositionsspektren der Fasern des Elektronendetektors sowie TDC-Spektren, Detektorzählraten und eventuell weitere Daten zu Diagnosezwecken, die im folgenden jedoch keine Rolle spielen werden.

Da das Einlesen der ASCII-Dateien zeitintensiv ist, wird vom Analyseprogramm für jedes Mikrosample ein ROOT-File erzeugt, das lediglich die für die Analyse notwendigen Histogramme als ROOT-Histogrammobjekte enthält. In diese Dateien werden im späteren Verlauf der Analyse auch zusätzliche Informationen, z.B. bezüglich der Energiekalibration, gespeichert.

6.2 Spektren rückgestreuter Photonen

Die mit dem Photonendetektor gemessenen Spektren enthalten neben rückgestreuten Photonen auch Untergrundbeiträge, die bestimmt und abgezogen werden müssen. Außerdem muß an die Daten eine Energieskala angebracht werden. Die Verfahren, die in diesem Unterkapitel diskutiert werden, kommen später bei der Analyse der Spektren energiemarkierter Photonen teilweise ebenfalls zur Anwendung.

6.2.1 Untergrundsubtraktion

Um die Polarisation des Elektronenstrahls zu bestimmen, müssen während einer Strahlzeit rückgestreute Photonen nachgewiesen werden. Bevor aus deren Energiespektren Comptonasymmetrien extrahiert werden können, muß

jedoch der Untergrund in den Energiespektren abgezogen werden, der durch Bremsstrahlung der Elektronen bei Streuung am Restgas und durch Aufschauern von Haloelektronen im Strahlrohr entsteht. Dazu werden abwechselnd Daten mit Laserlicht und Daten ohne Laserlicht genommen.

In Abbildung 6.2.1 sind Signal- und Untergrundspektren, d.h. die mit geöffnetem bzw. mit geschlossenem Lasershutter genommenen Spektren, eines Mikrosamples, ohne Koinzidenzbedingung, gemessen bei einer Strahlenergie von 855 MeV, dargestellt. Im Bereich oberhalb von ADC-Kanal 2400 unterscheiden sich die Spektren von der Form her praktisch nicht voneinander, da die rückgestreuten Photonen zum Spektrum in diesem Bereich nicht mehr beitragen. Daher kann durch Normierung des Untergrunds beispielsweise im Intervall von ADC-Kanal 2400 bis 3500 auf das Signalspektrum und anschließende Subtraktion des normierten Untergrunds vom Signalspektrum das Spektrum rückgestreuter Photonen gewonnen werden, wie es in Abb. 6.2.2 dargestellt ist.

Zur Bestimmung des Untergrundnormierungsfaktors werden die Spektren für beide Polarisierungen jeweils aufsummiert, um einen geringeren statistischen Fehler zu erhalten³. Der Untergrundnormierungsfaktor k ist mit einem Fehler behaftet, der sich aus der Zählstatistik der beiden beteiligten Spektren (Untergrundspektrum B_i und Signalspektrum S_i) wie folgt ergibt:

$$k = \frac{\sum_{i=E_{norm}^{min}}^{E_{norm}^{max}} S_i}{\sum_{i=E_{norm}^{min}}^{E_{norm}^{max}} B_i} \quad \text{mit } S_i = S_i^+ + S_i^-, \quad B_i = B_i^+ + B_i^- \quad (6.2.1)$$

$$\Delta k = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{\sum_i S_i}}{\sum_i B_i}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\sum_i B_i \sum_i S_i}}{(\sum_i B_i)^2}\right)^2} \quad (6.2.2)$$

Dabei entsprechen $E_{norm}^{min,max}$ den Grenzen des Normierungsintervalls (wie oben gesagt, beispielsweise die ADC-Kanäle 2400 bis 3500). Durch Subtraktion des normierten Untergrundes erhält man das Spektrum der rückgestreuten Photonen (Abbildung 6.2.2).

6.2.2 Energiekalibration

Es müssen zwei Kalibrationen unterschieden werden: Zum einen der Abgleich der Verstärkungen der Photomultiplier der neun Kalorimetermodule relativ

³Wie in Abschnitt 7.4.4 gezeigt wird, sind die Asymmetrien des Untergrunds mit Null verträglich, so daß diese Vorgehensweise zulässig ist.

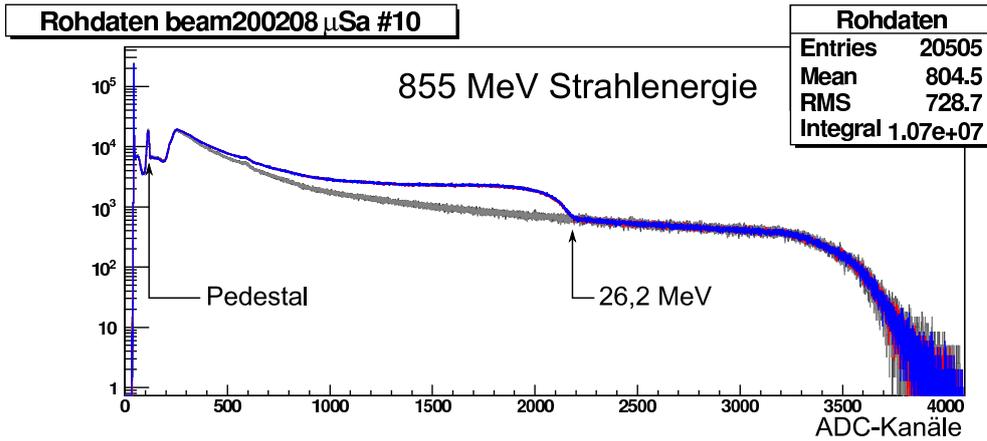


Abbildung 6.2.1 Rohdaten: In rot und blau sind die Spektren der Messung mit Laserlicht für positive und negative Elektronenhelizität dargestellt und in grau bzw. dunkelgrau die Spektren ohne Laserlicht für die beiden Elektronenhelizitäten. Bei ADC-Kanal 114 befindet sich der Nullpunkt der Energieskala, der durch den sogenannten *Pedestalpeak* festgelegt wird. Ungefähr bei Kanal 42 ist ein sehr scharfer Peak zu erkennen, der auf nicht-ideale Eigenschaften der Eingangsschaltung des verwendeten ADCs zurückzuführen ist, bei der Datennahme jedoch keine Probleme verursacht. Die Diskriminatorschwelle liegt um Kanal 220. Etwa bei Kanal 3300 endet der nutzbare dynamische Bereich des ADCs, weshalb die Spektren dort abbrechen scheinen (*Sliding scale*-Betriebsart des verwendeten ADCs zur Unterdrückung differentieller Nichtlinearitäten [19]).

Die Daten ohne Laser zeigen das Bremsstrahlungsspektrum aus der Wechselwirkung der Elektronen mit dem Restgas und den Untergrund aus Haloelktronen, die im Strahlrohr anschauern. Dagegen sind im roten und blauen Spektrum die rückgestreuten Photonen als deutliche Überhöhung bis Kanal 2200 zu sehen.

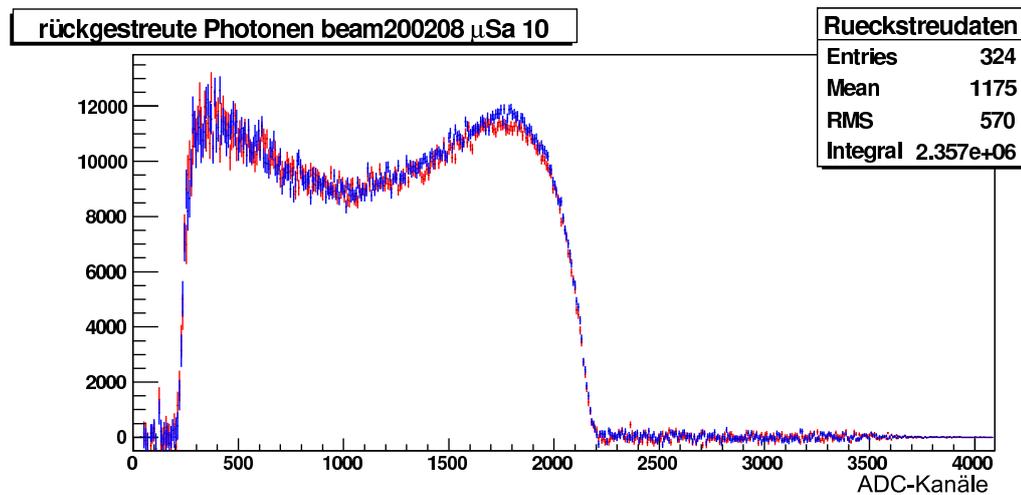


Abbildung 6.2.2 Nach Normierung des Untergrunds auf die Daten mit Laserlicht im Bereich oberhalb von Kanal 2200 und anschließender Subtraktion der Untergrunddaten erhält man die Spektren rückgestreuter Photonen für die beiden unterschiedlichen Helizitäten des Elektronenstrahls (rot und blau).

zueinander, im folgenden auch „Interkalibration“ genannt. Zum anderen die Einführung einer absoluten Energieskala.

Interkalibration Unmittelbar vor der Strahlzeit werden die neun Kanäle des Photonendetektors mit Hilfe einer Gammalinie eines radioaktiven Präparates (^{60}Co oder AmBe) relativ zueinander kalibriert. Dabei wird auch die Absolutkalibration des Detektorsummensignals festgelegt [29]. Während der ersten ungefähr 48 Stunden einer Strahlzeit muß die Interkalibration etwa ein- bis zweimal wiederholt werden, da die Verstärkungen der einzelnen Photomultiplier noch driften [46, 31].

Durch eine Interkalibration kann sich die Absolutkalibration der Detektorsumme also zu Beginn einer Strahlzeit noch häufig ändern. Wenn sich in der Analyse die Comptonasymmetrien dann auf ADC-Kanäle bezögen, wären die Asymmetrien in den Stunden vor und nach der Interkalibration systematisch unterschiedlich. Deshalb ist zusätzlich eine unabhängige Absolutkalibration erforderlich, die eine absolute Energieskala festlegt.

Absolutkalibration Aus diesem Grund werden die Spektren vor der Bestimmung der Comptonasymmetrien energiekalibriert. Zwischen den Messungen mit radioaktiven Präparaten (ohne Strahl) und den eigentlichen Mes-

sungen am Strahl könnte eine Verschiebung oder Verzerrung der Energieskala auftreten. Um sicherzustellen, daß dies keine zusätzlichen Fehler in den Comptonasymmetrien verursacht, wird die eigentliche Absolutkalibration, die in die Analyse eingeht, erst an den Rückstreuenspektren durchgeführt. Da für jeden einzelnen Datensatz in der Analyse eine separate Absolutkalibration erfolgt, wird dadurch auch sichergestellt, daß während Strahlzeiten auftretende Driften der Verstärkungen der Photomultiplier keine Fehler verursachen.

Es bieten sich mehrere Vorgehensweisen an:

1. *Die während der reguläre Datennahme gleichzeitige Bestrahlung des Detektors mit einem radioaktiven Präparat:* Die höchste zur Verfügung stehende Energie stammt aus dem Übergang ${}^9\text{Be} + \alpha \rightarrow {}^{13}\text{C}^*(\gamma, n){}^{12}\text{C}$. Mit 4,43 MeV, wäre diese Vorgehensweise nur bei niedrigen Strahlenergien sinnvoll. Bei höheren Strahlenergien müßte die Energieskala aus dem Intervall von 0 bis 4,43 MeV bis zur Comptonkante – z.B. 26,2 MeV bei 855 MeV Strahlenergie – extrapoliert werden. Bei der niedrigen Strahlenergie von 315 MeV liegt die Comptonkante bei 3,63 MeV. Die Gammalinie erschiene im Rückstreuenspektrum und beeinflusste das Signal-Untergrund-Verhältnis. Da die Linie mit 4,43 MeV nahe an der Comptonkante von 3,63 MeV läge, wären jedoch insbesondere die Single- und Double-Escape-Linien (3.92 und 3.41 MeV) störend, da durch ihre Anwesenheit das Signal-Untergrund-Verhältnis gerade im oberen Bereich des Rückstreuenspektrums, der den wesentlichen Beitrag zur Asymmetrie liefert, verschlechtert würde. Je nach Höhe der Rate aus Bremsstrahlungsuntergrund wäre andererseits auch fraglich, ob die Positionen der Linien überhaupt mit einem akzeptablen Fehler bestimmt werden könnten.

Zudem wäre eine Plazierung der Quelle auf der Photonenstrahlachse vor dem Detektor gerade während der ersten 48 Stunden der Strahlzeit erforderlich – bei gleichzeitiger Kollimation der 4,43 MeV-Gammastrahlung auf den Zentralkristall, um die Kalibrationslinie unter den Bedingungen nachzuweisen, unter denen auch die rückgestreuten Photonen nachgewiesen werden. Daher wäre diese Methode allenfalls intermittierend durchführbar.

2. *Die Verwendung des Elektronendetektors als Tagger:* Bei höheren Strahlenergien (ab ca. 570 MeV) ist die Maximalenergie der rückgestreuten Photonen groß genug, um die zugehörigen Elektronen mit dem Faserdetektor orts aufgelöst nachweisen zu können. Die Dispersion der magnetischen Schikane von ca. 2,4 MeV/mm [50] bei 855 MeV Strahlenergie

und der erfahrungsgemäß minimal mögliche Abstand der ersten Faser vom Strahl von ca. 2 bis 2,5 mm machen die Verwendung dieses Detektors bei geringeren Strahlenergien leider unmöglich.

Die Genauigkeit der Energiekalibration mittels Elektronendetektor wird durch die Unsicherheiten in der Kenntnis der Geometrie des Faserdetektors, der möglichen Driften des Elektronenstrahls in Bezug auf den Elektronendetektor und die Genauigkeit der Ortskalibration des Elektronendetektors bestimmt. Diese Fehlerquellen wurden im Kapitel 5.1.3 bereits behandelt. Außerdem hängt die Ablage eines gestreuten Elektrons auch von der genauen Einstellung der Strahlführung (Schikane und Einschub des Strahls in die Schikane) ab.

3. *Die Verwendung der Comptonkante:* Da die Strahlenergie während jeder Strahlzeit mit hoher Genauigkeit gemessen wird (s. Abschnitt 2.5.4) und die Laserwellenlänge fest ist, ist die Maximalenergie des Comptonpektrums mit hoher Genauigkeit bekannt. Durch Anpassung einer geeigneten Funktion, mit der das Spektrum beschrieben werden kann, läßt sich die Lage der Kante – gemessen in ADC-Kanälen – in jedem Spektrum systematisch und reproduzierbar bestimmen. Wie in Abschnitt 6.4 diskutiert wird, ist die genaue Form des Rückstreupektrums, wie es vom Detektor „gesehen“ wird, jedoch nicht einfach zu bestimmen. Die genaue Vorgehensweise zur Anpassung einer Funktion an die Daten hängt daher auch von der Strahlenergie ab.

Für die beiden Strahlzeiten im Februar 2008 (*beam070208* und *beam200208*) wurde der Detektor jeweils mit einer AmBe-Neutronenquelle kalibriert, um die Verstärkung der neun Photomultiplier anzugleichen. Diese Interkalibration wurde während der Strahlzeiten sowohl regelmäßig (einmal täglich) durchgeführt als auch bei besonderem Bedarf wiederholt. Die Energiekalibration der Comptonpektren erfolgt in der Analyse durch Bestimmung der Lage des Nullpunktes des Spektrums (Achsenabschnitt, *offset*) anhand des Pedestalpeaks und durch Anpassen eines simulierten Comptonpektrums an die Daten im Bereich der Comptonkante (liefert die Steigung, *slope*). Abbildung 6.2.3 zeigt ein Beispiel für die Anpassung des simulierten Comptonpektrums an ein gemessenes Spektrum (855 MeV Strahlenergie). Dabei wird eine gute Linearität der Detektorantwort vorausgesetzt. In Abbildung 6.2.4 ist das Spektrum aus Abbildung 6.2.2 nach erfolgter Energiekalibration abgebildet.

In einer Produktionsstrahlzeit mit 1,5 GeV Strahlenergie im Frühjahr 2009 (*beam260509*) wurde der Photonendetektor vor der Strahlzeit zunächst wie für die 855 MeV-Strahlzeiten mit der AmBe-Quelle interkalibriert. Wäh-

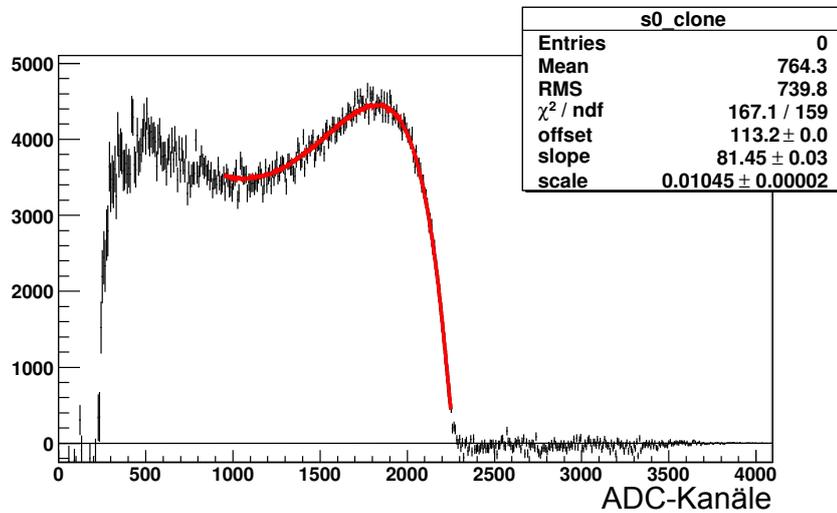


Abbildung 6.2.3 Anpassung des simulierten Comptonspektrums an ein untergrundsubtrahiertes gemessenes Spektrum rückgestreuter Photonen (855 MeV Strahlenergie) zur Energiekalibration (Spektren für beide Strahlhelizitäten aufsummiert). Die Position des Pedestals wurde zuvor aus den nicht-untergrundsubtrahierten Spektren bestimmt.

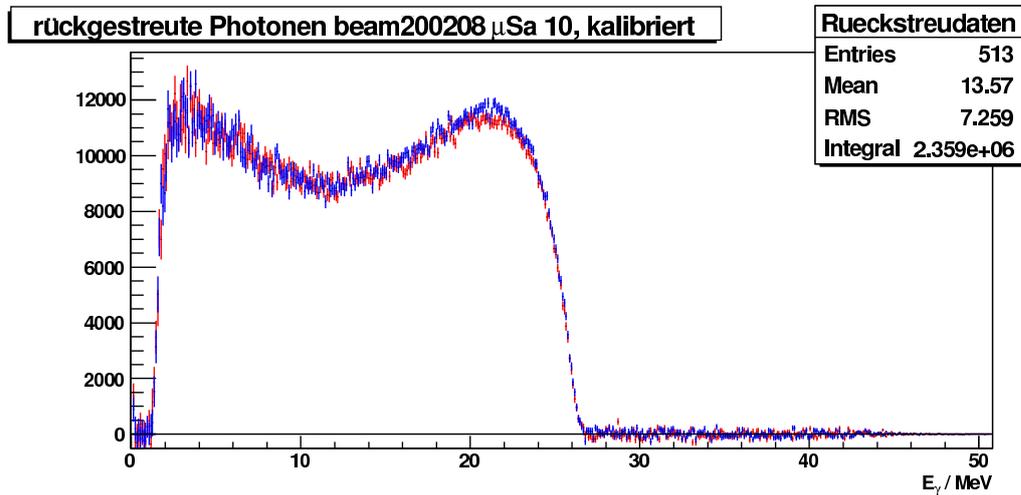


Abbildung 6.2.4 Energiekalibriertes Spektrum rückgestreuter Photonen für die beiden unterschiedlichen Helizitäten des Elektronenstrahls (rot und blau).

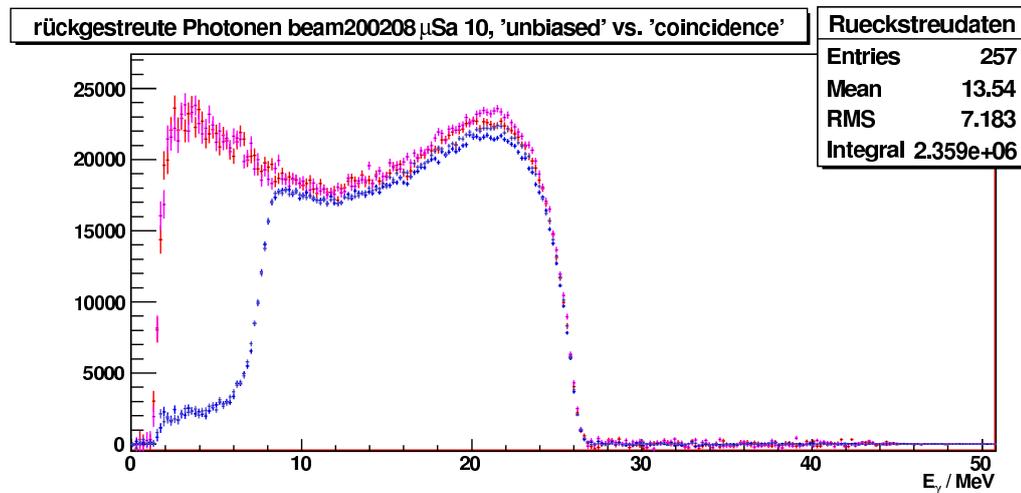


Abbildung 6.2.5 Spektren rückgestreuter Photonen für unterschiedliche Triggerbedingungen. In rot sind die Spektren *aller* Photonen zu sehen, während die blauen Spektren nur diejenigen Photonen enthalten, die *ko-incident* mit wenigstens einem Elektron nachgewiesen wurden. Es handelt sich um denselben Datensatz wie in den vorangegangenen Abbildungen. Zur besseren Übersichtlichkeit wurden die Daten diesmal 16-fach statt 8-fach rebinnt, daher der andere Maßstab der y-Achse.

rend der Strahlzeit wurde dann ein spezieller Kalibrationsrun von ca. 25 Minuten Dauer in einem besonderen Datenerfassungsmodus genommen, bei dem die Diskriminatoren aller bis auf eine Faser deaktiviert waren. Durch ferngesteuertes Verfahren des Photonendetektors konnten nun quasi-monoenergetische getaggte Photonen nacheinander in jeden der neun Kristalle des Photonendetektors geschossen werden. Da jeweils nur der gerade im Strahl befindliche Kristall von der Datenerfassungssoftware ausgelesen wurde, erhielt man auf diese Weise Spektren mit den Antworten der Einzelkristalle auf getaggte Photonen der jeweils selben Energie.

Durch Vergleich der Lage der Peakpositionen mit Sollpositionen wurde dann für jeden Kristall die erforderliche Hochspannungsänderung berechnet, die neuen Spannungen wurden gesetzt und ein weiterer Kalibrationsrun genommen, um die erfolgreiche Interkalibration zu bestätigen. Es konnte damit gezeigt werden, daß diese Methode zur Kalibration des Detektors prinzipiell geeignet ist. Allerdings wäre es wünschenswert, eine Detektorsimulation zur Modellierung der Form der Peaks heranzuziehen, um die Analyse dieser speziellen Spektren auf ein sicheres Fundament zu stellen und zu automatisieren. Die ermittelten Hochspannungsänderungen gegenüber der mit der AmBe-Quelle erfolgten Kalibration lagen bei wenigen Volt, so daß die vorhandene

Kalibration durch das neue Verfahren bestätigt werden konnte. Eine geringfügige Verbesserung der Detektoraufösung bei hohen Energien ließe sich bei weiterer Ausarbeitung des Verfahrens sicherlich erzielen.

6.3 Spektren energiemarkierter rückgestreuter Photonen

Bei der Analyse der Spektren der getaggtten Photonen erfolgt die Untergrundsubtraktion im Prinzip wie oben beschrieben. Die Energiekalibration kann wahlweise von den Gesamtspektren oder den Koinzidenzdaten übernommen werden⁴. Allerdings muß eine Besonderheit berücksichtigt werden. Die strahl nahen Fasern sind infolge des Strahlhalos nämlich sehr viel höheren Raten ausgesetzt als die strahlfernen Fasern. Daher wird die Rate an zufälligen Koinzidenzen mit dem Photonendetektor erheblich höher sein als bei den strahlfernen Fasern.

Diese Zufallskoinzidenzen sind in den nebenstehenden Abbildungen deutlich zu sehen: In Abbildung 6.3.1 sind die Rohspektren getaggtter Photonen mit und ohne Laserlicht jeweils für eine strahl nahe und für eine strahlferne Faser dargestellt. Zwei Unterschiede fallen auf: Das graue Untergrundspektrum bei der strahl nahen Faser (rechts) enthält sehr viel mehr Einträge als bei der strahlfernen Faser (links). Der Peak der energiemarkierten rückgestreuten Photonen sitzt bei der strahl nahen Faser auf einem „sockelförmigen“ zusätzlichen Untergrund, der im linken Spektrum (strahlfern) nicht zu sehen ist. Nach der Normierung und Subtraktion der Spektren ohne Laserlicht von denen mit Laserlicht (Abbildung 6.3.2) ist der sockelförmige Untergrund rechts noch deutlicher zu erkennen.

Dieser zusätzliche Beitrag zum Spektrum stammt von Zufallskoinzidenzen zwischen z.B. Haloelektronen, die von der strahl nahen Faser nachgewiesen werden und damit *nicht korrelierten*, aber zufällig gleichzeitigen, rückgestreuten Photonen im Photonenkalorimeter. Daher muß es möglich sein, diesen Beitrag durch Subtraktion des skalierten Gesamtspektrums rückgestreuter Photonen (also des sogenannten unbiased-Spektrums) von dem Spektrum der energiemarkierten Photonen zu beseitigen. In Abbildung 6.3.3 ist gezeigt, daß dies tatsächlich gelingt. Dazu wurde an den von den Zufallskoinzidenzen verursachten Teil des Spektrums oberhalb des Peaks der energiemarkierten Photonen das Gesamtspektrum (unbiased-Spektrum) durch einen Fit (reine Skalierung der Anzahl der Einträge) angepaßt. Trägt man den Skalie-

⁴In den Analyseprogrammen wird die Kalibration von den Gesamtspektren übernommen.

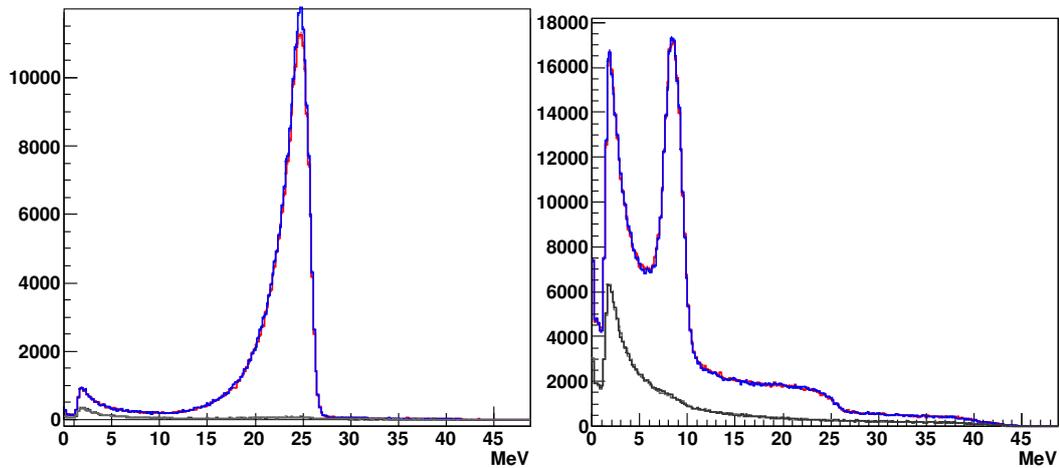


Abbildung 6.3.1 Links: Spektrum von Photonen, die mit einer strahlfernen Faser getaggt wurden, in blau/rot die Daten mit Laserlicht und in grau die Daten ohne Laserlicht (nur sehr wenige Einträge, daher schwierig zu sehen). **Rechts:** Wie links, aber für die Faser, die dem Strahl am nächsten ist.

rungsfaktor p_i wie in Abbildung 6.3.4 gegen die Fasernummer auf, so lassen sich die Zählraten \dot{N}_i auf den einzelnen Fasern mit Hilfe der im Experiment verwendeten Gatelänge des Faser-ADCs abschätzen (rechte y-Achse in der Abbildung):

$$\dot{N}_i = t_{Gate} \cdot p_i \quad (6.3.1)$$

Die Plausibilität der Vorgehensweise kann durch Vergleich dieser aus den Skalierungsfaktoren ermittelten Zählraten der Fasern mit im Experiment gemessenen Zählraten untermauert werden. Wir betrachten vom Strahl aus gesehen die ersten zwölf Fasern, weil nur diese von Elektronen getroffen wurden, die mit rückgestreuten Photonen korreliert waren. Summiert man die aus den Skalierungsfaktoren ermittelten Raten dieser ersten zwölf Fasern auf (unter der Annahme, daß die Raten der Fasern 10, 11 und 12 ebenfalls bei ca. 50 kHz liegen), so erhält eine Gesamtrate von ca. 1100 kHz. Im Experiment wurde für diese Fasern eine Rate von ca. 1050 kHz gemessen, was gut mit der Abschätzung von 1100 kHz übereinstimmt.

In Abbildung 6.3.5 sind die Schritte zum Erhalt untergrundsubtrahierter Spektren rückgestreuter Photonen schematisch dargestellt.

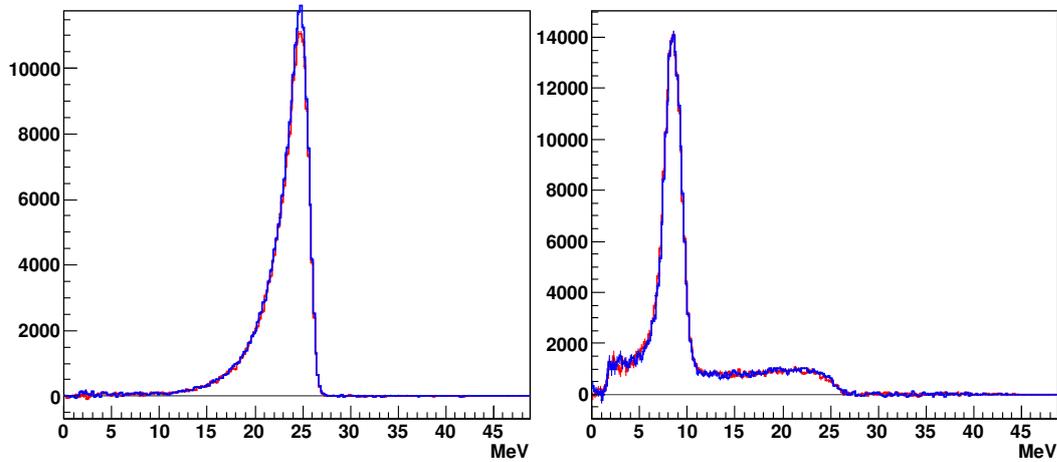


Abbildung 6.3.2 Links: Spektrum getaggtter Photonen, die mit einer strahlfernen Faser assoziiert sind, nach Untergrundsubtraktion, also „Laser an minus Laser aus“. Rechts für die Faser, die dem Strahl am nächsten ist. Man kann sehen, daß der Peak der getaggtten Photonen auf einem kontinuierlichem Untergrund sitzt, der von seiner Form her an das Spektrum das Gesamtspektrum erinnert.

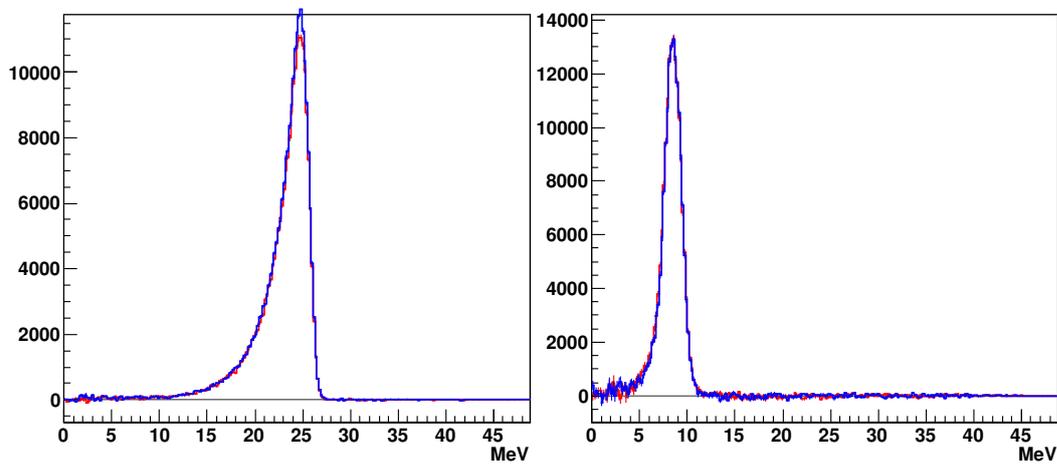


Abbildung 6.3.3 Links: Wie Abb. 6.3.2. Eine Subtraktion zufallskoinzidenter Ereignisse ist nicht erforderlich. Rechts ist das Spektrum der getaggtten Photonen aus Abb. 6.3.2 nach Subtraktion des skalierten Gesamtspektrums dargestellt. Die korrekte Skalierung wurde durch einen Fit oberhalb von ca. 12 MeV ermittelt.

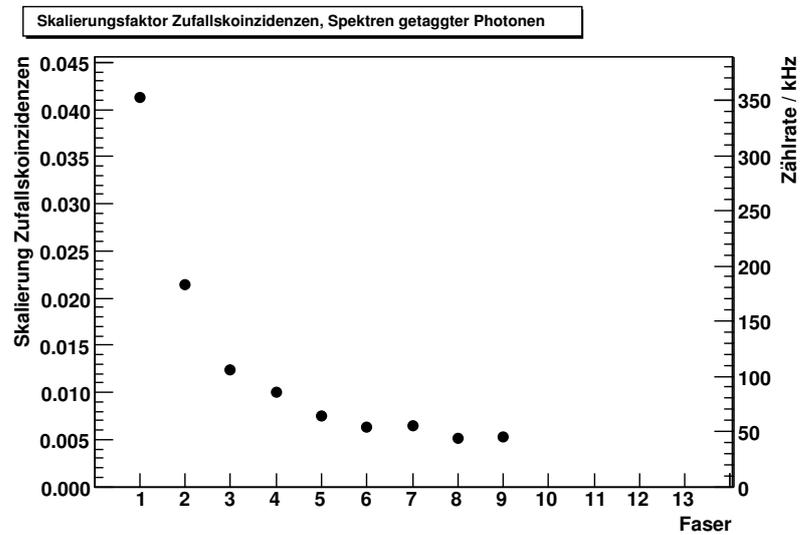


Abbildung 6.3.4 Aus den Rohspektren rückgestreuter Photonen durch Anpassung Gesamtspektrums bestimmte Skalierungsfaktoren zur Subtraktion der Zufallskoinzidenzen. Die rechte y-Achse zeigt die aus dem Skalierungsfaktor berechnete Schätzung für die Zählrate der jeweiligen Faser. Für die Fasern 10 bis 13 kann die Skalierung nicht bestimmt werden, da die Comptonkante von den Peaks der energiemarkierten Photonen überlagert wird.

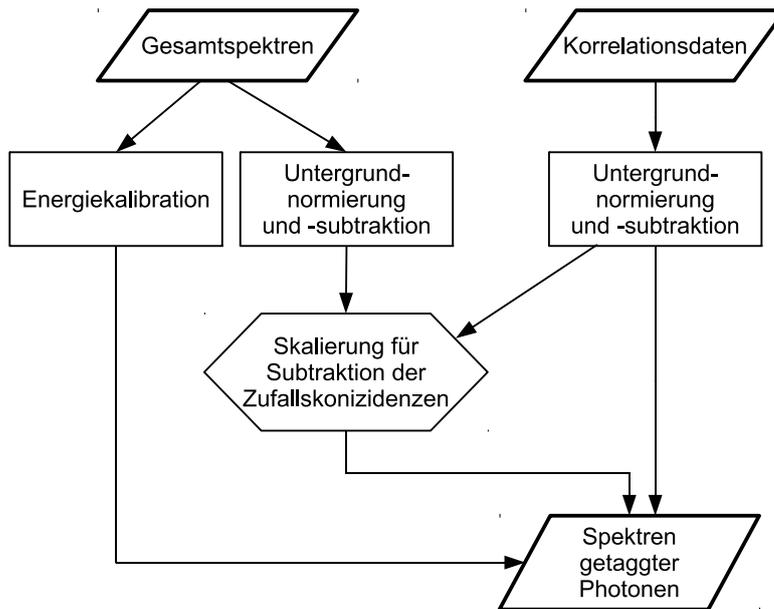


Abbildung 6.3.5 Untergrundsubtraktion bei den Spektren rückgestreuter Photonen. Die Untergrundnormierung wird im Energiebereich oberhalb der Maximalenergie der rückgestreuten Photonen durchgeführt und der Untergrund (Laser aus) dann subtrahiert. Zur Energiekalibration wird die Kalibration des Gesamtspektrums übernommen. Anschließend wird durch eine Anpassung des Gesamtspektrums an jedes Spektrum getaggtter Photonen knapp oberhalb des jeweiligen Peaks energiemarkierter Photonen der Skalierungsfaktor für die Subtraktion der Zufallskoinzidenzen bestimmt und diese werden abgezogen.

6.4 Simulation der Antwortfunktion des Photonkalorimeters

Um die gemessenen Spektren rückgestreuter Photonen auswerten zu können, muß zwischen dem Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung und den gemessenen Spektren ein Zusammenhang hergestellt werden. Die gemessenen Daten entsprechen von der Form her dem mit der Antwort des Detektors gefalteten Wirkungsquerschnitt. Zur Antwortfunktion tragen Schauerfluktuationen bzw. Schauerleckage aus dem Detektor, die intrinsische Auflösung des Detektormaterials (Ausbeute an Szintillationsphotonen), die von der Detektorgeometrie und den optischen Eigenschaften der Oberflächen der Detektor-kristalle beeinflusste Sammeleffizienz, die Eigenschaften des Photomultipliers (u.a. Quanteneffizienz der Kathode) und die der Elektronik, mit der die Ausgangssignale der Photomultiplier verarbeitet werden, bei. Darüber hinaus muß berücksichtigt werden, daß die rückgestreuten Photonen auf ihrem Weg zum Detektor mit Materie (Vakuumflansche, Luft usw.) wechselwirken können, also der Transport durch die Photonenstrahlführung.

Um die Beiträge der Photonenstrahlführung und der Auflösung des Detektors berücksichtigen zu können, wurde eine Computersimulation der von den Comptonphotonen im Kalorimeter deponierten Energie unter Verwendung von GEANT4⁵ durchgeführt. Die statistischen Fluktuationen durch Szintillationslichtproduktion, Sammlung der optischen Photonen und der Verstärkung der Photomultiplier und der Elektronik wurden anschließend durch Faltung der simulierten Energiedepositionsspektren mit den entsprechenden statistischen Verteilungsfunktionen berücksichtigt. Für den Elektrodendetektor wurden ebenfalls Simulationen mit GEANT4 durchgeführt, aus denen eine Parametrisierung der Triggereffizienz der einzelnen Kanäle des Detektors abgeleitet wurde. Diese Simulationen werden weiter unten in Abschnitt 6.5 besprochen.

Über die wesentlichen Parameter der Computersimulationen wird in den folgenden Abschnitten ein kurzer Überblick gegeben. Eine ausführliche Diskussion der Auswertung der Simulation des Faserdetektors folgt in Abschnitt 7.3.1.

6.4.1 Definition der Geometrie von Strahlführung und Detektor

Um den Rechenaufwand möglichst gering zu halten, wurden nur die relevanten Bestandteile der Strahlführung in der Simulation implementiert. Abbil-

⁵GEANT 4.8.1.p01

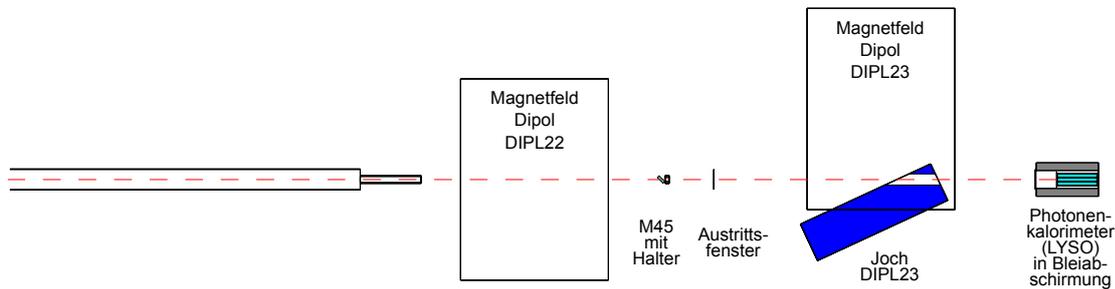


Abbildung 6.4.1 Strahlführung in der GEANT-Simulation. Rot gestrichelt ist die Strahlachse in der Wechselwirkungszone eingezeichnet. Auf der linken Seite befindet sich das 100 mm weite Strahlrohr der Wechselwirkungszone (ab dem Ende des ersten Quadrupols), es folgt das 300 mm lange Strahlrohrstück mit nur 30 mm Innendurchmesser, das sich im zweiten Quadrupol befindet. Der Dipol 21 wurde lediglich als homogenes Magnetfeld berücksichtigt. Von Dipol 23 wurde zusätzlich eine Seitenwand des Jochs (blau) mit einer Apertur von 55 mm Durchmesser implementiert. Zwischen den Dipolen befinden sich der Laserspiegel M45 mit Messinghalterung (inklusive Apertur) und das Austrittsfenster (0,51 mm Aluminium). Hinter Dipol 23 sitzt auf der (Photonen-)strahlachse das Photonenkalorimeter aus neun LYSO-Kristallen in einer Bleiabschirmung.

dung 6.4.1 zeigt eine Ansicht der „virtuellen“ Experimentierhalle von oben.

Die Positionen und Abmessungen der einzelnen Teile wurden aus den AutoCAD-Zeichnungen, die zum Aufbau des Polarimeters angefertigt wurden, entnommen und durch Messungen bestätigt.

In der Verlängerung der Wechselwirkungszone (also entlang der Photonenstrahlachse) befindet sich der Laserspiegel M₄₅ mit seiner Messinghalterung mit einer 15 mm bzw. 20 mm großen Apertur. Die Apertur betrug früher 15 mm und wurde nach der Strahlzeit im März 2007 auf 20 mm vergrößert.

Als nächste Elemente folgen der Austrittsflansch für die Photonen (0.51 mm Aluminium) und ein Teil des Jochs des letzten Dipolmagneten. Im Joch befindet sich eine Bohrung von 55 mm Durchmesser, um den Photonenstrahl hindurchzulassen.

Kurz dahinter sitzt der Photonendetektor in einem Bleizylinder, der vorne durch ein Aluminiumfenster von 0.1 mm Dicke lichtdicht verschlossen ist. Unmittelbar vor dem Detektor ist eine 0.5 mm starke Aluminiumplatte angebracht, die als mechanischer Anschlag für die LYSO-Kristalle dient.

Die gesamte Halle ist mit Luft gefüllt. Das Innere des Strahlrohrs im Bereich der Wechselwirkungszone ist als Vakuum definiert. Die genauen Eigenschaften der verwendeten Materialien sind in Tabelle 6.4.1 aufgeführt.

Material	Zusammensetzung	Strahlungslänge X_0/mm	(Strahlführungs-) elemente
Aluminium	100% ^{27}Al	88,9	Strahlrohr in den Quadr. Austrittsflansch Fenster (2x)
Luft	70% ^{14}N 30% ^{16}O	$2,85 \cdot 10^5$	gesamte Halle Bohrung im Joch
LYSO	71,4% $^{175}_{71}\text{Lu}$ 39,0% $^{89}_{39}\text{Y}$ 14,0% $^{28.1}_{14}\text{Si}$ 8,0% $^{16}_8\text{O}$	12,23	Photonenkalorimeter (9 Kristalle)

Tabelle 6.4.1 Zusammenstellung der in der Simulation verwendeten Materialien

6.4.2 Durchführung der Simulation

Für die Simulation wurde ein Eventgenerator implementiert, der rückgestreute Photonen mit Energie- und Winkelverteilung gemäß Kapitel 3 erzeugt.

Als Zufallsgenerator wurde der Ranlux-Generator⁶ eingesetzt. Die Simulationsergebnisse wurden mit Energie des erzeugten Photons und Energiedeposition im Kalorimeter als zweidimensionale ROOT-Histogramme (ROOT TH2I) in ROOT-TFile-Dateien abgespeichert. Die Achsenunterteilung (Binning) der Histogramme wurde zu 54,7 keV für die Energie am Vertex und 27,3 keV für die Energiedeposition im Kalorimeter gewählt⁷.

Bei einer Dispersion der Schikane von ca. 2,4 MeV/mm bei 855 MeV nach Gleichung (7.3.19) entspricht die Kanalbreite von 54,7 keV in E_0 einer somit einer Ortblageauflösung der korrespondierenden gestreuten Elektronen von 23 μm , also einem 32tel des Durchmessers des aktiven Kerns einer Faser des Elektronendetektors.

⁶TRandom1, ROOT Version 5.18

⁷512 Bins/28 MeV in E_0 und 1024 Bins/28 MeV in E_{dep} .

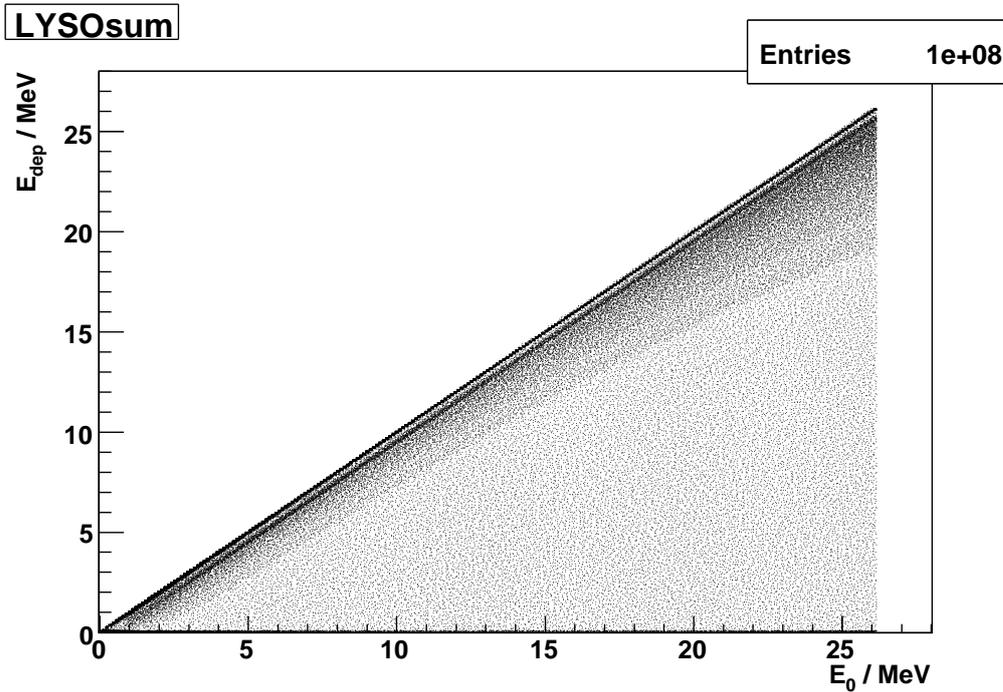


Abbildung 6.4.2 Ergebnis der Simulation der von den rückgestreuten Photonen der Energie E_0 im LYSO-Kalorimeter hervorgerufenen Energie-deposition E_{dep} . Die E_0 -Achse ist in der Simulation 512-fach unterteilt und die E_{dep} -Achse 1024-fach, so daß die Auflösung deutlich besser ist als die im Experiment erreichten Auflösungen bei der Messung von Photonenenergie bzw. Elektronenimpuls. Aus technischen Gründen wurde für die Darstellung in dieser Abbildung das „Binning“ auf jeweils 256-fache Teilung reduziert.

6.4.3 Ergebnisse der Simulation

Das Ergebnis der GEANT-Simulation der Energiedeposition der rückgestreuten im Photonenkalorimeter ist in Abbildung 6.4.2 als zweidimensionales Histogramm dargestellt. Es wurden 10^8 Rückstreueignisse simuliert. Die Projektion auf die E_0 - bzw. E_{dep} -Achse ergibt das Energiespektrum der Compton-gestreuerten Photonen (Abbildung 6.4.3) bzw. das Spektrum der von diesen Photonen im Kalorimeter deponierten Energien (Abbildung 6.4.3). Diese werden für bestimmte Zwecke (Energiekalibration) bei Bedarf noch mit der Photoelektronenstatistik gefaltet.

Man kann anhand der Abbildung 6.4.3 erkennen, daß bei höheren Energien die Schauerleckage zu Verlusten führt, da bei relativ vielen Ereignissen nicht die gesamte Energie im Kalorimeter deponiert wird. In einer modifi-

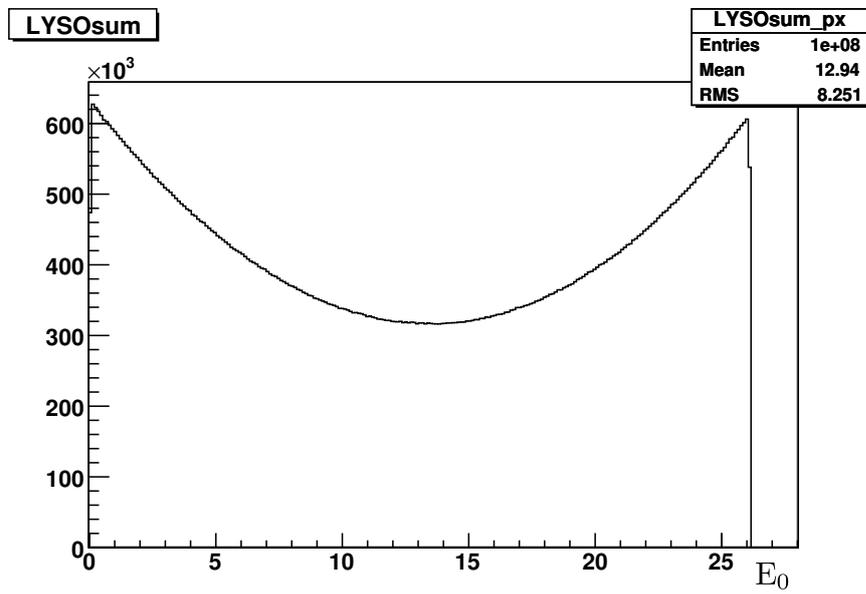


Abbildung 6.4.3 Projektion der Daten in Abbildung 6.4.2 auf die E_0 -Achse.

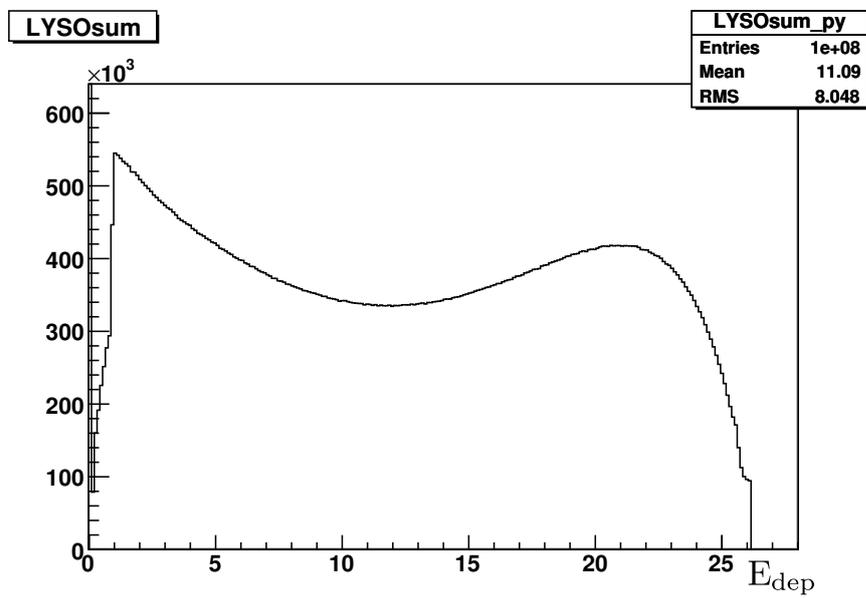


Abbildung 6.4.4 Projektion der Daten in Abbildung 6.4.2 auf die E_{dep} -Achse.

zierten Simulation wurde deshalb untersucht, wo die Verluste hauptsächlich auftreten. Dazu wurde das Kalorimeter in der Simulation von einem hohlen Bleizylinder (anstelle des üblichen Abschirmzylinders) umgeben, der an der Stirn- und an der Rückseite mit einer Endkappe aus Blei abgeschlossen wurde. Die Stirnseite wurde mit einem kleinen Loch versehen, so daß in der Simulation Photonen durch das Loch in das Kalorimeter geschossen werden konnten. Der Zylinder und die Endkappen wurden im Simulationsprogramm als Detektoren registriert und die Energiedeposition in ihnen zusammen mit der des Kalorimeters ausgelesen. Abbildung 6.4.5 zeigt das Ergebnis der Simulation bei Einschuß von monoenergetischen Photonen mit 25 MeV. Dargestellt sind die Spektren der Energiedeposition in Bleizylinder und -endkappen (ohne Faltung mit Photoelektronenstatistik etc.). Offensichtlich treten die häufigsten Verluste durch Schauerleckage seitlich auf. Insbesondere niederenergetische Teilchen (vermutlich Photonen) verlassen das Kalorimeter auch an der Stirnseite, während die Verluste durch die Rückseite deutlich geringer sind. Eine gewisse Verbesserung der Energieauflösung ließe sich daher mit Kristallen mit größeren transversalen Abmessungen erreichen (z.B. 25 mm Kantenlänge anstatt 20 mm). Allerdings waren derartige Kristalle nicht verfügbar und zusätzlich würde mit größeren transversalen Abmessungen die Abschirmung des Detektors technisch schwieriger.

6.5 Simulation des Faserdetektors

Der Faserdetektor dient dem impuls aufgelösten Nachweis der gestreuten Elektronen aus der Comptonstreuung. In Kapitel 7 wird gezeigt, daß die Verwendung des Faserdetektors als Tagger, also zur Energiemarkierung der Photonen, eine systematikarme Bestimmung der Analysierstärke des Polarimeters ermöglicht. Zur Analyse der Daten müssen jedoch die gemessenen Spektren rückgestreuter energiemarkierter Photonen mit Hilfe der Detektorsimulation reproduziert werden können. Dies war anfangs mit großen Schwierigkeiten verbunden, bis klar wurde, daß die Nachweiseffizienzen, mit denen die einzelnen Kanäle des Detektors Elektronen gegebener Energie detektieren, dazu bekannt sein müssen, da sie die genaue Form der Photonenspektren entscheidend mitbestimmen. Ohne ein genaues Verständnis des Faserdetektors ist ein Verständnis der gemessenen Spektren energiemarkierter Photonen nicht möglich.

In einer GEANT4-Simulation wurden Elektronen mit unterschiedlichen Anfangsenergien von der Mitte der Wechselwirkungszone aus durch die Magnetfelder der beiden letzten Dipole bis zum Faserdetektor verfolgt und die Energiedeposition in den einzelnen Fasern histogrammiert. Der Einfachheit

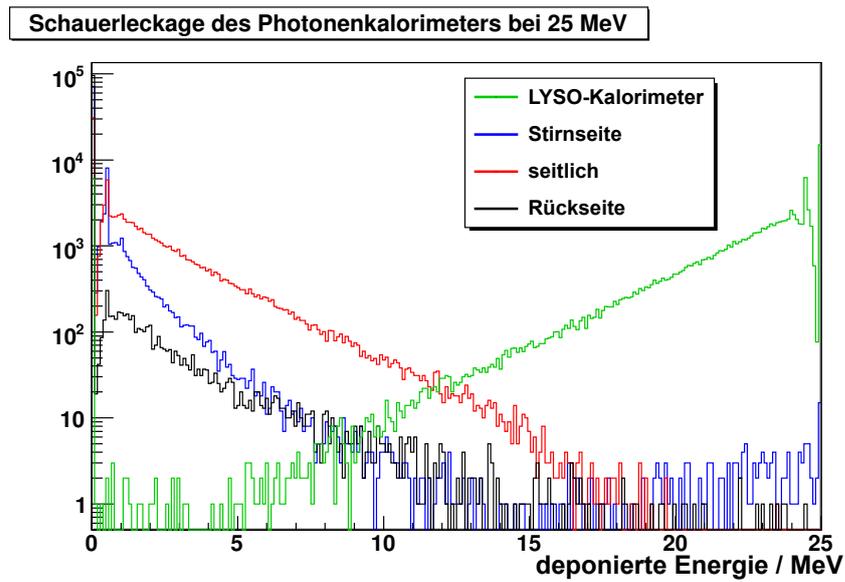


Abbildung 6.4.5 Schauerleckage des Photonenk calorimeters für monoenergetische 25 MeV-Photonen. Die Energiedeposition im Kalorimeter ist in grün dargestellt. Der Detektor wurde in der Simulation in einen Bleizylinder und zwei Endkappen eingebettet, um die aus dem Kalorimeter herausleckenden Anteile der Schauer nachzuweisen. Blau, Rot und Schwarz stehen für die Endkappe an der Stirnseite, den Zylinder, der die seitlichen Schauerverluste auffängt und für die Endkappe an der Rückseite des Kalorimeters.

halber wurden die Streuwinkel der Elektronen und der am Ende der Wechselwirkungszone befindliche Quadrupol vernachlässigt⁸. Die Verteilung der Energiedeposition in einer der Fasern, wie sie aus der Simulation bestimmt wurde, ist in Abbildung 6.5.1 oben exemplarisch dargestellt.

Die Ausbeute an Szintillationslicht in Abhängigkeit von der deponierten Energie beträgt bei den verwendeten Fasern (Kuraray, SCSF-78M) $1/120$ Photonen/eV [23]. Die Sammeleffizienz der Fasern für den Transport des Szintillationlichtes bis zur Photokathode des MA-PMT beträgt $\delta\Omega/4\pi = 0.047$ [50]⁹, und die Quanteneffizienz der Photokathode liegt bei ungefähr 20 %. Nimmt man weiterhin die Verstärkung des MA-PMT gemäß Datenblatt zu ca. $3,2 \cdot 10^6$ an und berücksichtigt die 5-fach-Verstärker in der Detektorelektronik sowie die Empfindlichkeit des ADCs von 400/4096 pC/ADC-Kanal, so erhält man als Wert für die erwartete Ladungsmenge am ADC-Eingang 46 pC beim Durchgang eines Elektrons durch den Faserdetektor. Dies entspricht bis auf etwa 15 % Abweichung den Ladungsmengen, die man im Experiment mißt.

Berücksichtigt man die Sammeleffizienz und die Quanteneffizienz des verwendeten Photomultipliers, so erhält man das untere Spektrum in Abbildung 6.5.1 nach Faltung mit Poissonstatistik. Projiziert man die Ereignisse dieser Verteilung auf die y-Achse, so erhält man das Photoelektronenspektrum der Faser, das durch Variation von Verstärkung und Anzahl der Ereignisse an ein gemessenes Energiedepositionsspektrum einer Faser angepaßt wurde. In Abbildung 6.5.2 sind Simulation und Messung im Vergleich dargestellt. Die Form des Peaks, der von den gestreuten Elektronen stammt, wird durch die Simulation sehr gut wiedergegeben. Lediglich zwischen dem Pedestal und dem Peak unterscheiden sich die Spektren aufgrund der Dunkelpulse des MA-PMT und des Rauschens der Elektronik.

6.6 Simulation des Strahlhalos

Um das Aufschauern von Haloelektronen in den Strahlrohrstücken innerhalb der Quadrupole QUAD21 und QUAD22 zu untersuchen, wurden Ereignisse generiert, bei denen Elektronen mit Strahlenergie parallel zur Strahlachse, aber mit einer Ablage von 17,5 mm von der Strahlachse in das Aluminium-

⁸Schwankungen der Strahlage am Ort des Faserdetektors führen während eines fünfminütigen Runs in aller Regel zu deutlich stärkerer „Verschmierung“ der Auftrefforte der Elektronen auf das Faserbündel.

⁹Eine genauere Betrachtung und Diskussion mit dem Autor der zitierten Arbeit führte zu einem verbesserten Schätzwert für der Sammeleffizienz (*trapping efficiency*) von 5,4 % statt 4,7 %.

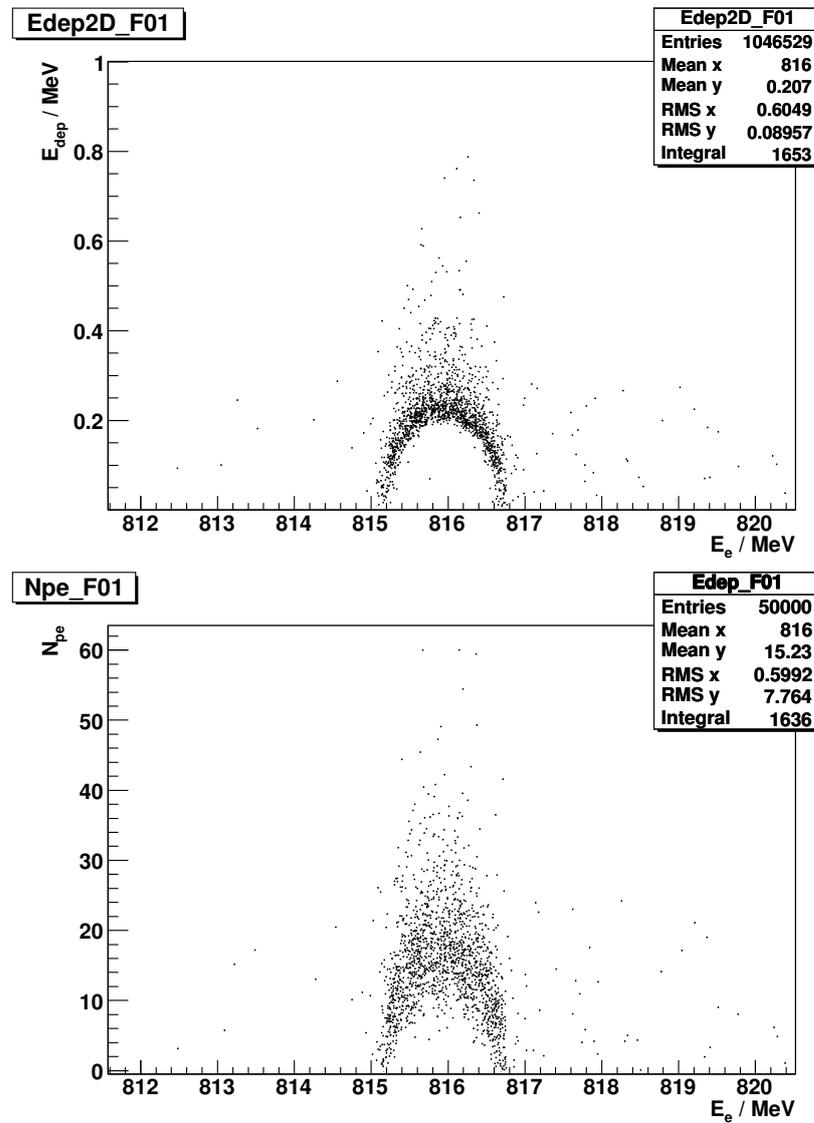


Abbildung 6.5.1 Verteilung der deponierten Energie (oben) im aktiven Kern einer Faser bzw. der Anzahl von Photoelektronen an der MA-PMT-Kathode (unten) gegen die Energie der gestreuten Elektronen unter Vernachlässigung von Elektronstreuwinkel und Wirkung des Quadrupols am Ende der Wechselwirkungszone. Der mittlere Energieverlust durch Ionisation beträgt 207 keV. Die Faser ist willkürlich so positioniert worden, daß sie von Elektronen mit ca. 816 MeV Energie zentral getroffen wird. Der Schwanz der Landauverteilung hin zu höheren Energieverlusten von bis zu etwa 0,8 MeV ist um 816 MeV herum deutlich zu sehen. Elektronen mit höherer oder geringerer Energie legen entsprechend kleinere Weglängen im aktiven Kern der Faser zurück, so daß die Energiedeposition zu 815 bzw. 817 MeV hin abfällt.

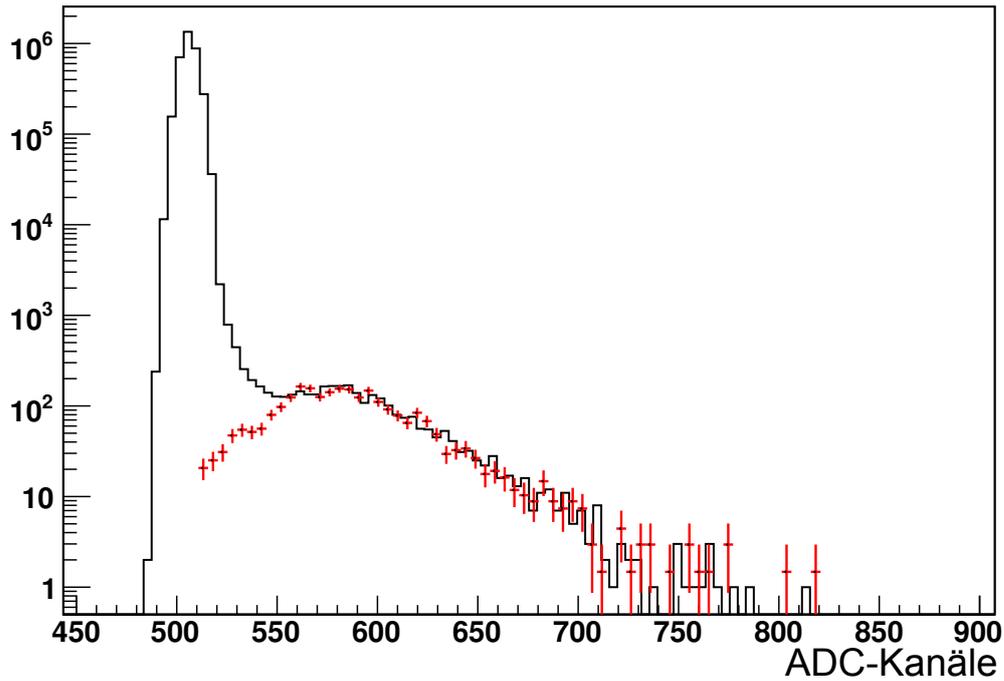


Abbildung 6.5.2 Simuliertes (rot) und gemessenes (schwarz) Energieeindepositionsspektrum einer Faser im Vergleich. Die Form des Peaks bei Kanal 580, der vom Energieverlust der gestreuten Elektronen hervorgerufen wird, wird von der Simulation sehr gut wiedergegeben. Im gemessenen Spektrum sind als zusätzliche Strukturen ein Peak bei Kanal 510 (Detektor wurde ausgelesen, aber in der Faser war keine Energie deponiert worden) und darüber ein Anteil, der vom Rauschen der Elektronik (u.a. Dunkelpulse des Multipliers) herrührt, zu sehen. Das simulierte Spektrum wurde durch Variation der Verstärkung und Skalierung der Anzahl der Einträge im Histogramm an das gemessene Spektrum angepaßt.

strahlrohr im ersten Quadrupol eingeschossen wurden.

Die Energiedeposition im LYSO-Kalorimeter wurde wie in der Simulation mit rückgestreuten Photonen histogrammiert und in ROOT-Dateien geschrieben. Abbildung 6.6.1 zeigt das Ergebnis der Simulation, das Spektrum der aus Haloschauern im LYSO-Kalorimeter deponierten Energie. Die Diskriminatorschwelle des Photonendetektors lag bei den 855 MeV-Strahlzeiten bei 1,5 MeV. Von $5 \cdot 10^5$ simulierten Ereignissen liegen $1,9 \cdot 10^5$, also 38 %, oberhalb dieser Schwelle. Unterhalb der Schwelle gibt es $2 \cdot 10^4$ Ereignisse, die eine Energiedeposition von wenigstens 80 keV im Detektor verursachen. Knapp 40 % der an der ersten Engstelle der Strahlführung der Wechselwirkungszone aufschauernenden Haloelctronen werden also vom Photonendetektor im Experiment nachgewiesen.

Die gleiche Simulation wurde für eine Strahlenergie von 1508 MeV durchgeführt. Weiter oben, in Abschnitt 5.1.4, wurde in der Abbildung 5.1.11 die gute Übereinstimmung zwischen einem gemessenen und dem simulierten Halospektrum für 1508 MeV Strahlenergie gezeigt. Von den $4 \cdot 10^5$ simulierten Ereignissen rufen 36 % eine Energiedeposition von wenigstens 45 keV im Detektor hervor und insgesamt werden 25 % aller aufschauernenden Haloelctronen aufgrund einer Energiedeposition von mehr als 4,5 MeV im Experiment nachgewiesen.

Aufgrund der Tatsache, daß die Strahlhaloereignisse normalerweise den Untergrund im Photonendetektor deutlich dominieren, werden die hier diskutierten simulierten Photonendetektorenergiespektren in Abschnitt 7.4.3 zur Abschätzung der Pileupkorrekturen herangezogen werden. Die gute Übereinstimmung der simulierten Spektren mit den Spektren der im Experiment durch die Halozähler als solchen identifizierten Haloereignissen (Abbildung 5.1.11) rechtfertigt diese Vorgehensweise. Insbesondere, da hierdurch die Form des Untergrundspektrums unterhalb der Triggerschwelle zugänglich wird.

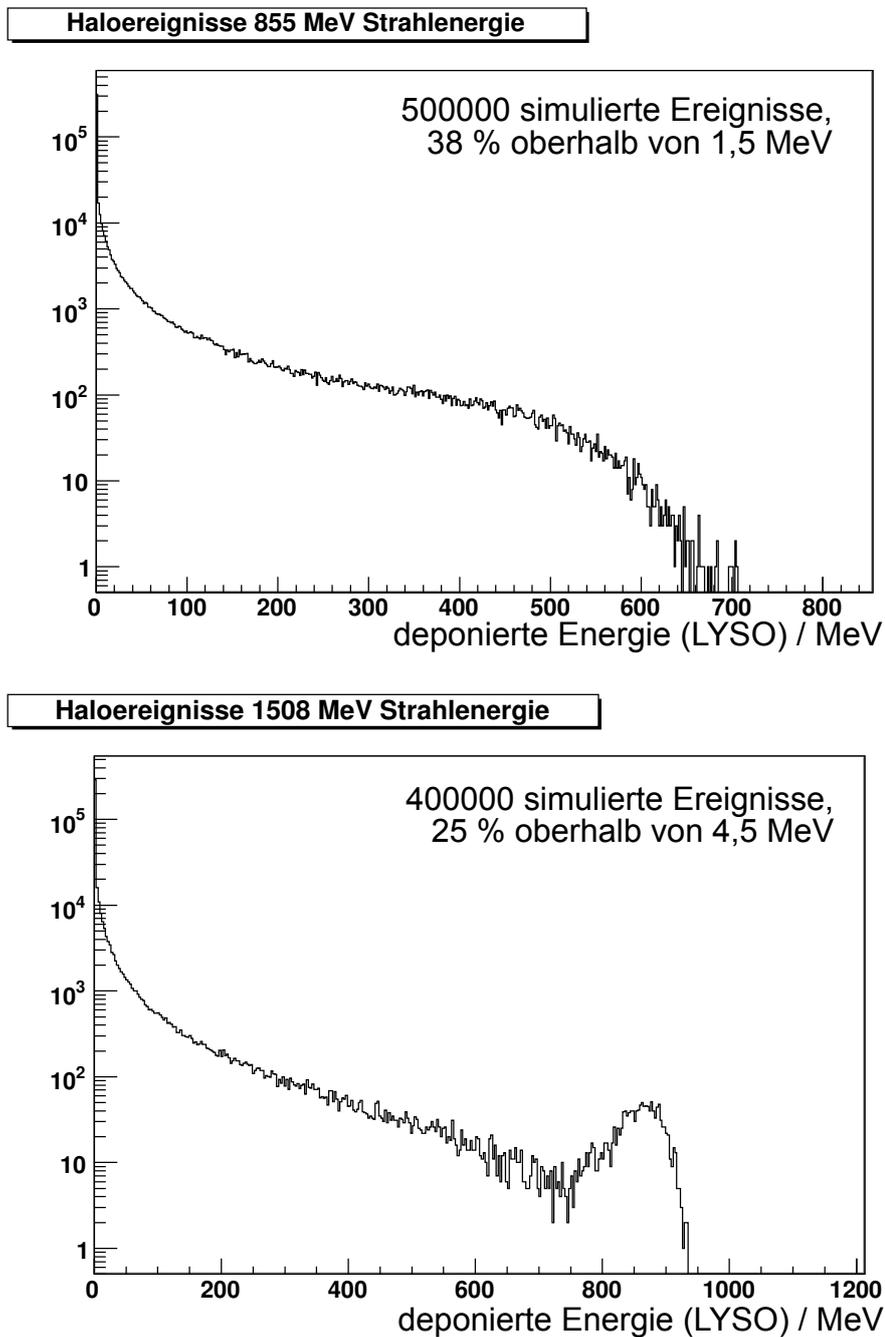


Abbildung 6.6.1 Simuliertes Spektrum der im Photonendetektor deponierten Energie aus Haloereignissen. **Oben** für 855 MeV Strahlenergie und **unten** für 1508 MeV Strahlenergie. Der Bruchteil der Haloerlektronen, die eine Energiedeposition oberhalb der für die jeweilige Strahlenergie im Experiment verwendeten Diskriminatorschwelle verursachen, liegt bei 38 % bzw. 25 %.

Kapitel 7

Bestimmung der Strahlpolarisation

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, wie aus den Meßdaten Spektren rückgestreuter Photonen gewonnen werden können. Diese Spektren müssen nun analysiert werden, um die Strahlpolarisation zu bestimmen.

Dazu wird zunächst ein einfaches Verfahren vorgestellt. Die Analysierstärke wird direkt aus einer Simulation des Photonendetektors mit GEANT4 bestimmt. Die Kenntnis der Abhängigkeit der Comptonasymmetrie von der Energie der rückgestreuten Photonen kann ausgenutzt werden, um den statistischen Fehler zu minimieren. Das Verfahren beruht allerdings auf der Annahme, daß die Detektorsimulation keine systematischen Fehler enthält.

Die schließlich zur Analyse in der vorliegenden Arbeit verwendete Methode nutzt zusätzlich den Faserdetektor als Tagger. Die im vorigen Kapitel diskutierten Spektren rückgestreuter Photonen lassen sich analysieren, wobei systematische Unsicherheiten aus der Detektorsimulation weitgehend unterdrückt werden. Für dieses Verfahren ist es erforderlich, für jedes einzelne Spektrum energiemarkierter rückgestreuter Photonen das Energiespektrum der beitragenden Photonen zu kennen. Aus diesem läßt sich die Analysierstärke durch Integration der Wirkungsquerschnitte dann sofort angeben.

Daher ist es erforderlich, zu wissen, welche Elektronenimpulse (und damit Photonenenergien) zu den einzelnen Fasern des Elektronendetektors gehören. Die Position des Faserdetektors relativ zum Strahl kann zwar im Prinzip durch eine Positionskalibration mit Hilfe der am Faserbündel befestigten Wolframdrähte erfolgen, diese hat sich jedoch als zu ungenau herausgestellt. Daher mußte ein anderer Weg gewählt werden, der die Geometrie des Faserbündels und die Eigenschaften der magnetischen Schikane berücksichtigt. Durch eine Parametrisierung dieser Eigenschaften konnte ein Fitverfahren entwickelt werden, das aus den Simulationsdaten für einen Para-

metersatz (Position des Faserdetektors, Schikanendispersion usw.) Spektren der energiemarkierten Photonen aus den Detektorsimulationen erzeugt. Diese lassen sich mit den gemessenen Spektren vergleichen und durch eine χ^2 -Minimierung können die Parameter optimiert werden, bis die zu jeder Faser gehörenden Elektronenimpulse bekannt sind. Diese lassen sich über die bekannte Strahlenergie mit den Zentralenergien der rückgestreuten Photonen, die zu den einzelnen energiemarkierten Spektren beitragen, in Beziehung setzen und somit können die Analysierstärken bestimmt werden.

Anschließend werden die bei dem Verfahren zu berücksichtigenden Fehlerquellen und Korrekturen vorgestellt und diskutiert, darunter Totzeit- und Pileupkorrekturen, Unsicherheiten aus der Energiekalibration und Untergrundasymmetrien.

Ein Überblick über die mit dem Verfahren unter Anbringung aller Korrekturen aus den Daten der 855 MeV-Strahlzeit vom Februar 2008 (*beam200208*) gewonnenen Meßwerte für das Produkt von Elektronen- und Laserpolarisation $P_e P_L$ schließt das Kapitel ab.

7.1 Bestimmung der Comptonasymmetrie mit einem idealen Photonendetektor

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung zirkularpolarisierter Photonen an linearpolarisierten Elektronen zerfällt, wie in Kapitel 3.2 diskutiert, in einen polarisationsunabhängigen Anteil σ_0 und einen polarisationsabhängigen Anteil σ_p :

$$\frac{d\sigma}{d\rho} = \frac{d\sigma_0}{d\rho} - P_e P_L \frac{d\sigma_p}{d\rho} \quad (7.1.1)$$

Dabei sind, wie bereits in Kapitel 3.2 definiert, P_e der (vorzeichenbehaftete!) Linearpolarisationsgrad des Elektronenstrahls und P_L der (ebenfalls vorzeichenbehaftete) Zirkularpolarisationsgrad des Photonenstrahls. Schaltet man die Polarisation eines der Strahlen um, so ändert sich das Vorzeichen des *Polarisationsproduktes* $P_e P_L$ und man kann mit

$$\sigma^\pm = d\sigma_0 \mp |P_e P_L| d\sigma_p \quad (7.1.2)$$

die experimentelle Compton-Asymmetrie

$$A_C^{exp} = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} = |\bar{P}_e P_L| \frac{\sigma_p}{\sigma_0} \quad (7.1.3)$$

ausdrücken, wobei P_L durch eine Messung der Stokesparameter bestimmt werden muß. Die mittlere Polarisation des Elektronenstrahls \bar{P}_e kann somit

durch Messung der totalen Wirkungsquerschnitte für die Comptonstreuung bestimmt werden (*integrale Messung*).

7.2 Modifikation der Comptonasymmetrie durch einen realen Photonendetektor

Ein realer Photonendetektor wird immer eine endliche Energieauflösung besitzen. Dadurch wird die Analysierstärke A_C des Polarimeters modifiziert. Im einfachsten Fall kann man die nicht-idealen Eigenschaften des Detektors näherungsweise dadurch modellieren, daß man eine gaußförmige Antwort anstatt einer deltaförmigen auf monoenergetische Photonen annimmt:

$$r_{ideal}(E_0) = \delta(E - E_0) \quad \longrightarrow \quad r(E_0) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (7.2.1)$$

$$A_C^{ideal}(E) \quad \longrightarrow \quad A_C(E) = A_C^{ideal}(E) \otimes r(E) \quad (7.2.2)$$

Für vergleichsweise hohe Photonenenergien von mehreren 100 MeV wie im JLAB Hall A-Experiment läßt sich die Antwort des Photonendetektors durch eine Gaußfunktion mit einem Strahlungsschwanz zu niedrigen Energien hin gut annähern [28]. Bei den niedrigeren Photonenenergien am MAMI-Elektronenstrahl ist eine *ad hoc*-Annahme über die Detektorantwort kaum möglich. Die Antwort muß vielmehr durch Simulationen ermittelt und durch Vergleich mit experimentellen Daten bestätigt werden. Die genaue Vorgehensweise dazu wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

7.3 Analysierstärke des Polarimeters

Aus den simulierten Rückstreuenspektren kann nun die Analysierstärke des Polarimeters bestimmt werden, indem Comptonasymmetrien gebildet werden. Zwischen der Analysierstärke A_P , den Polarisationen der beiden Strahlen P_e und P_L (wir betrachten wieder longitudinal polarisierte Elektronen und zirkularpolarisierte Photonen) und der im Experiment bestimmten Asymmetrie gilt der Zusammenhang:

$$A_P := A_{exp} P_e P_L \quad (7.3.1)$$

Dabei wird die Analysierstärke durch Bildung der Comptonasymmetrie aus den simulierten Daten auf dieselbe Weise wie die Bildung der Comptonasymmetrie aus den gemessenen Daten bestimmt. Der Zusammenhang zwischen der Analysierstärke und dem Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung

polarisierter Strahlen muß durch die Simulation bestimmt werden. Im Prinzip handelt es sich bei dieser Aufgabe um die numerische Integration eines mehrfachen Faltungsintegrals:

$$\tilde{\sigma}^{\pm}(E) = (\sigma_{|P_e P_L|=1}^{\pm}(E) \cdot \mathcal{L}) \otimes T_{Strahlf.} \otimes R \cdot T_{Trig}. \quad (7.3.2)$$

Die einzelnen Größen sollen im folgenden erläutert werden: $\sigma_{|P_e P_L|=1}^{\pm}$ ist der Comptonwirkungsquerschnitt für maximale Polarisierung beider Strahlen für positives bzw. negatives Vorzeichen des Polarisationsproduktes $P_e P_L$ und \mathcal{L} die Luminosität (der Einfachheit halber für beide Vorzeichen als gleich angenommen).

Aus der Wechselwirkungszone erhält man somit zunächst ein Photonenpektrum, das nur durch den Wirkungsquerschnitt (und das Vorzeichen von $P_e P_L$) gegeben ist.

Auf seinem Weg zum Detektor werden Teile dieses Photonenstrahlbündels von Aperturen ausgeblendet, bzw. Photonen an Teilen der Strahlführung gestreut, teilweise unter Bildung geladener Teilchen (Elektronen bzw. e^+e^- -Paare). Dadurch ändert sich das Energiespektrum, im wesentlichen, weil Photonen geringer Energie unter relativ großen Winkeln von den Aperturen absorbiert werden. Außerdem wird aus dem anfänglich reinen Photonenstrahl ein Strahl mit Beimischung von Elektronen und Positronen. Diese Veränderungen werden in (7.3.2) durch die Faltung mit $T_{Strahlf.}$ ausgedrückt.

Der Teilchenstrahl dringt schließlich in den Detektor ein und wechselwirkt mit der Materie des Detektors. Dabei sind die dominanten Prozesse e^+e^- -Paarbildung bei hohen Photonenenergien, Comptonstreuung bei mittleren und Photoeffekt bei niedrigen Energien. Elektronen und Positronen können Bremsstrahlung erzeugen, Positronen können zusätzlich mit Elektronen der Materie unter Aussendung zweier 511 keV-Photonen annihilieren. Die geladenen Teilchen verlieren außerdem Energie durch Ionisation der Materie, die zur Bildung angeregter Zustände im Detektormaterial und letztlich zur Aussendung von Szintillationslicht führt. Die Menge der auf diese Weise an das Detektormaterial abgegebenen Energie wird im folgenden als *deponierte Energie*, E_{dep} bezeichnet. Vom Teilchenspektrum (Energiespektrum und Teilchensorte) gelangt man durch Faltung mit der Detektorantwort oder *Response* R zur deponierten Energie.

Durch den Szintillationsprozeß wird die deponierte Energie in Licht und dieses mit Hilfe eines Photomultipliers an jedem Kristall in ein elektrisches Signal umgewandelt. Dabei spielen statistische Prozesse eine Rolle. Ein wesentlicher Faktor für die Auflösung des Detektors ist die Statistik der an der Kathode des Photomultipliers erzeugten Photoelektronen, die von der Szintillationseffizienz, der Sammeleffizienz für das Szintillationslicht und der Quan-

tenausbeute der Kathode des Multipliers abhängt. In der Datenerfassungselektronik wird das Signal mit einer Triggerschwelle verglichen und der Detektor somit nur bei einem Mindestsignalpegel ausgelesen. In (7.3.2) kommt dies durch die Multiplikation mit der Triggereffizienz $T_{Trig.}$ zum Ausdruck.

Das „primäre“ Photonenspektrum wird vom Eventgenerator zur Verfügung gestellt. Die Faltungen mit $T_{Strahlf.}$ und R werden von den in GEANT implementierten Tracking- und Wechselwirkungs-Algorithmen bzw. -parametrisierungen für geladene Teilchen durchgeführt. Das Energiedepositionsspektrum muß noch mit der Szintillationsphotonen- und Photoelektronenstatistik gefaltet werden. Dabei muß die Verstärkung der Photomultiplier eingehen. Erst danach kann die Triggereffizienz berücksichtigt werden. Um eine Anpassung an unterschiedliche Kalibrationszustände des Detektors und verschiedene Triggerschwellen zu ermöglichen, ohne jedesmal viele Stunden simulieren zu müssen, werden von der GEANT-Simulation lediglich Energiedepositionsspektren erzeugt:

$$E_{dep}(E) = (\sigma_{|P_e P_L|=1}^{\pm}(E) \cdot \mathcal{L}) \otimes T_{Strahlf.} \otimes R_{WW} \quad (7.3.3)$$

Die Unsicherheit des Energiedepositionsspektrums (also des Ergebnisses dieses Faltungsintegrals) hängt von der Anzahl der simulierten Ereignisse ab.

Die auf diese Weise erzeugten Spektren können anschließend analysiert werden, um die Comptonasymmetrie zu extrahieren, die der in der Simulation angenommenen Polarisation von Elektronen- und Laserstrahl entspricht, und somit die Analysierstärke zu bestimmen. Durch Vergleich der aus den im Experiment gemessenen Daten extrahierten Comptonasymmetrie mit der Analysierstärke erhält man bei Kenntnis des Zirkularpolarisationsgrades des Laserlichts schließlich die Strahlpolarisation.

Allerdings gibt es viele verschiedene Möglichkeiten, wie man vorgehen könnte, um die Comptonasymmetrie aus den Daten bzw. die Analysierstärke aus der Simulation zu extrahieren.

Asymmetrie der Photonenzahl Die einfachste Möglichkeit besteht darin, die Asymmetrie der Anzahl nachgewiesener Photonen für beide Polarisationsrichtungen (in einem sinnvollen Intervall) zu bilden. Wir wollen im folgenden die Anzahl der Einträge der beiden Spektren als N_i^+ bzw. N_i^- bezeichnen, wobei das „+“ bzw. „-“ das Vorzeichen des Polarisationsproduktes $P_e P_L$ (Longitudinalpolarisation der Elektronen, multipliziert mit dem Zirku-

larpolarisationsgrad des Laserlichts) meint.

$$\Sigma^{\pm} = \sum_i N_i^{\pm} \quad (7.3.4)$$

$$A = \frac{\Sigma^+ - \Sigma^-}{\Sigma^+ + \Sigma^-} \quad (7.3.5)$$

Bereits aus der Form des Asymmetriespektrums, das sich direkt aus den Wirkungsquerschnitten ergibt (vgl. Abbildungen 3.3.3, 3.3.4 und Gleichung (3.2.4)), läßt sich folgern, daß diese Vorgehensweise sicherlich nicht die kleinstmögliche statistische Unsicherheit liefern wird. Die Asymmetrie ist bei hohen Photonenenergien ($\rho \approx 1$) maximal und nimmt mit der Energie ab, bis unterhalb ungefähr der halben Maximalenergie ($\rho < 0,5$) sogar ein Vorzeichenwechsel auftritt. Die hohe Asymmetrie der hochenergetischen Photonen wird durch die niedrigen Asymmetrien der anderen Photonen sozusagen „verdünnt“ und bei noch geringeren Energien durch den Vorzeichenwechsel sogar teilweise kompensiert.

Eine solche Vorgehensweise entspräche schließlich einem reinen Zählexperiment, bei dem die Anzahl der rückgestreuten Photonen, die ein Signal oberhalb der Diskriminatorschwelle erzeugen, für beide Helizitäten gezählt wird. Da im hier vorliegenden Fall jedoch auch die Photonenenergie gemessen wird, kann eine effizientere Analyse durchgeführt werden. Zunächst können die Grenzen des Intervalls, innerhalb dessen die Flächen verglichen werden, im Hinblick auf die Minimierung des statistischen Fehlers optimiert werden. Die obere Grenze wird gerade bei der Maximalenergie der Photonen liegen, da diese den größten Asymmetriebeitrag liefern und unbedingt berücksichtigt werden müssen. Die untere Grenze wird oberhalb des Nulldurchgangs der Asymmetrie liegen. Als Beispiel sei hier die Abbildung 7.3.1 angeführt, die die aus den Daten extrahierte Asymmetrie bei Variation der unteren Intervallgrenze zeigt. Bei ca. 16,5 MeV hat die relative Unsicherheit der Asymmetrie ein Minimum.

Gewichtung Durch Einführung einer Gewichtungsfunktion läßt sich das beschriebene Verfahren weiter verbessern. Die einfachste Variante stellt dabei die energiegewichtete Messung, die in Abschnitt 3.5 diskutiert wurde, dar.

Da beim A4-Compton-Laserrückstreupolarimeter jedoch die differentielle Meßmethode eingesetzt wird, gibt es die Möglichkeit, eine dedizierte Gewichtungsfunktion zu verwenden, um den statistischen Fehler zu minimieren. Bildet man die Asymmetrie mit den Gewichten w_i

$$A = \frac{\sum_i w_i (N_i^+ - N_i^-)}{\sum_i w_i (N_i^+ + N_i^-)} \quad (7.3.6)$$

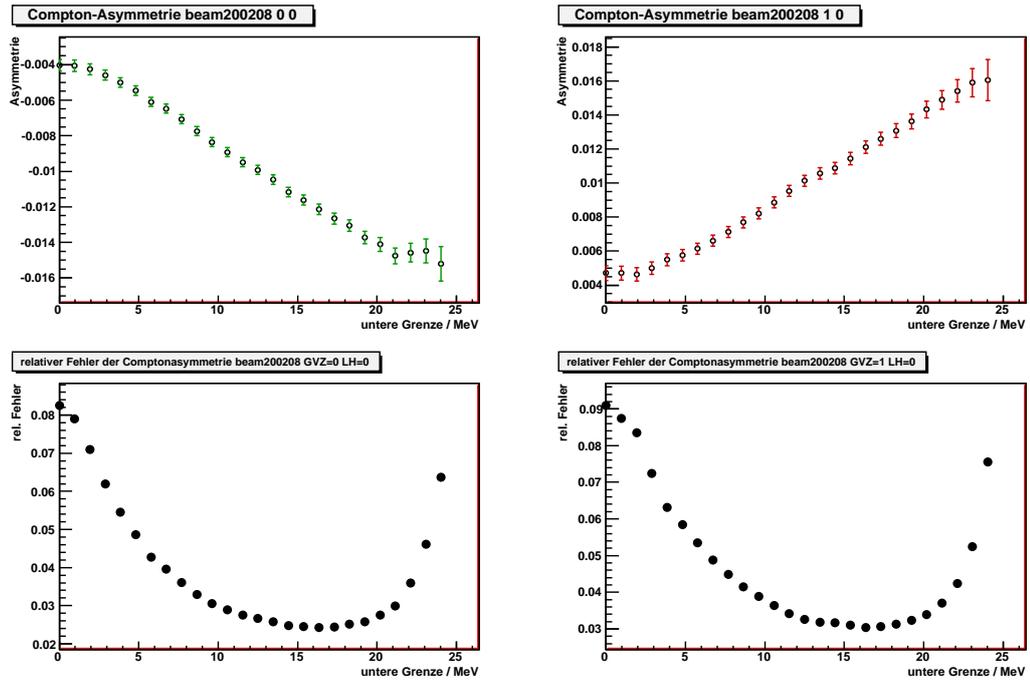


Abbildung 7.3.1 Optimierung der unteren Grenze zur Bestimmung der Asymmetrie der Flächen unter den Rückstreuenspektren. Auf der linken Seite das Ergebnis der Strahlzeit vom Februar 2008 (*beam200208*) ohne GVZ und rechts mit GVZ. Die Asymmetrien wurden aus den Flächen der Rückstreuenspektren für beide Helizitäten des Elektronenstrahls zwischen einer variablen unteren Grenze und einer festen oberen Grenze (oberhalb des Rückstreuenspektrums) bestimmt. Oben ist jeweils die Flächenasymmetrie als Funktion der unteren Grenze der Flächenbestimmung mit dem sich ergebenden statistischen Fehler dargestellt. Unten ist der statistische Fehler dividiert durch die Asymmetrie dargestellt, d.h. der relative Fehler der Asymmetrie, der minimiert werden soll, um später die Strahlpolarisation mit dem kleinstmöglichen relativen Fehler bestimmen zu können. Im Bereich um 16,5 MeV ist der relative Fehler minimal.

so kann man die Kenntnis der Form des Asymmetriespektrums ausnutzen, um die Gewichte w_i in geeigneter Weise zu wählen, so daß der Fehler der Asymmetrie minimiert wird. Wie in Abschnitt 3.6 gehen wir von dem allgemeinen Fall aus, daß das Signal-Untergrundverhältnis im i -ten Kanal des gemessenen Energiespektrums s_i beträgt und die Form des Untergrundspektrums in einer separaten Messung bestimmt wird, so daß der statistische Fehler der Anzahl rückgestreuter Photonen im i -ten Kanal

$$\delta N_i^\pm = \sqrt{N_i^\pm(1 + 2/s_i)} \quad (7.3.7)$$

beträgt. Mit den Abkürzungen

$$N_{(i)} \approx N_{(i)}^+ + N_{(i)}^- \quad (7.3.8)$$

$$\Delta_{(i)} = N_{(i)}^+ - N_{(i)}^- \quad (7.3.9)$$

$$N^\pm = \sum_i w_i N_i^\pm \quad (7.3.10)$$

$$\delta N = \sum_i w_i^2 \delta N_i \quad (7.3.11)$$

läßt sich der relative Fehler der Asymmetrie als

$$\frac{\delta A}{A} = \frac{\sqrt{(\sum_i w_i^2 N_i)}}{\sum_i w_i \Delta_i} \quad (7.3.12)$$

schreiben. Für die optimale Gewichtung erhält man durch Nullsetzen von Gleichung (7.3.12)

$$w_i \propto A_i \frac{1}{1 + 2/s_i} \quad (7.3.13)$$

Dabei setzt man für A_i sinnvollerweise die Analysierstärke ein.

Wie in Abschnitt 7.3.1 erläutert wird, wurden zur Analyse der Rückstreuungsspektren allerdings die Spektren der energiemarkierten Photonen herangezogen anstatt das Gesamtspektrum auszuwerten, um den systematischen Fehler möglichst gering zu halten.

Grenzen dieses Verfahrens Die im vorangegangenen Abschnitt beschriebene Vorgehensweise ist zwar prinzipiell zulässig, hat allerdings den Nachteil, daß sie auf der *exakten* Beschreibung der Detektorantwort durch eine Simulationsrechnung beruht. Bereits geringfügige Abweichungen in der Parametrisierung der physikalischen Prozesse bei der Energiedeposition im Detektor

können zu erheblichen Abweichungen der auf diese Weise bestimmten Analysierstärke führen.

Unter Verwendung unterschiedlicher Parametrisierungen für elektromagnetische Prozesse wurden mit dem genannten Verfahren unterschiedliche Analysierstärken erhalten, deren relative Abweichungen voneinander zum Teil mehr als 10 % betragen. Es stellt sich daher die Frage, auf welche Weise bei einem solchen Vorgehen sichergestellt werden soll, daß die erhaltene Analysierstärke mit der Realität kompatibel ist, bzw. wie der systematische Fehler (der offensichtlich vorhanden ist) abgeschätzt werden soll. Der folgende Abschnitt beschreibt ein alternatives Verfahren, bei dem derartige systematische Effekte deutlich unterdrückt sind und das in der vorliegenden Arbeit zur Extraktion der Comptonasymmetrien unter gleichzeitiger, impliziter Bestimmung der Analysierstärke des Polarimeters entwickelt und angewendet wurde.

7.3.1 Comptonasymmetrie aus Spektren getagter Photonen

Da die systematische Unsicherheit der Polarisationsmessung so gering wie möglich gehalten werden soll, um eine wirkliche Absolutmessung – unabhängig von anderen Polarimetern – durchführen zu können, wurde nach einem Verfahren gesucht, bei dem mit deutlich geringeren systematischen Einflüssen gerechnet werden kann.

Das Hauptproblem stellt die Detektorantwort dar, deren „absolute“ Simulation mit der notwendigen Genauigkeit schwierig ist. Insbesondere ist unklar, wie die systematischen Fehler der Simulation selbst bestimmt werden sollen. Effekte wie etwa eine ungenaue Kalibration des Detektors oder eventuelle Nichtlinearitäten des Detektors können durch Simulation eines „idealen“ Detektors ohne diese Effekte und eine Reihe von Simulationen, bei denen Nichtlinearitäten usw. künstlich in die Simulation eingeführt werden und anschließenden Vergleich der Ergebnisse, untersucht werden. Die Simulation selbst ist dagegen möglicherweise intrinsisch ungenau und eine „perfekte“ Simulation ist nicht vorhanden, so daß die Analysierstärke am Ende mit einem systematischen Fehler unbekannter Größe behaftet bliebe.

Durch Vergleich der gemessenen Asymmetrie bei gegebener Laserpolarisation mit den Meßergebnissen anderer Polarimeter wäre zwar eine „Eichung“ der Analysierstärke möglich, allerdings nur zum Preis einer dann nicht mehr unabhängigen Absolutbestimmung der Polarisierung. Die Motivation für Entwicklung und Bau des Comptonrückstreupolarimeters war jedoch gerade, daß es eine absolute und von anderen Polarimetern unabhängige Messung der

Polarisation des Elektronenstrahls ohne wesentliche systematische Unsicherheiten ermöglichen würde.

Aus diesem Grund ist es naheliegend, stattdessen ein Verfahren zu entwickeln, das eine Extraktion der Comptonasymmetrie aus den Daten ermöglicht, das von der tatsächlichen Detektorantwort weitgehend unabhängig ist.

Nehmen wir an, es wäre für jedes Ereignis die Energie E_0 des Comptonphotons exakt bekannt. Dies wäre z.B. bei Verwendung eines idealen Photodetektors der Fall, der die Energie jedes eintreffenden Photons vollständig absorbiert und mit unendlich guter Energieauflösung mißt. Das gemessene Spektrum wäre proportional zum Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung nach Gleichung (7.1.1). Die Comptonasymmetrie, die sich aus den Daten ergäbe, wäre also gerade gleich der Comptonasymmetrie (7.1.3), die sich direkt aus dem Wirkungsquerschnitt ergibt, die Analysierstärke wäre also exakt bekannt. Da in der Realität eine perfekte Energiemessung allerdings nicht möglich ist, bietet sich die Nutzung der Überbestimmung des Comptonprozesses durch gleichzeitige Messung von Photonenenergie *und* Elektronenimpuls für jedes Comptonstreuereignis an.

Da die Summe der Energien von Photon und Elektron (k bzw. E) vor und nach der Streuung gleich sein muß,

$$k_i + E_i = k_f + E_f, \text{ wobei } k_i \ll E_i \quad (7.3.14)$$

kann durch Messung des Elektronenimpulses $p_f \approx E_f$ die Unsicherheit in der Messung der Photonenenergie k_f ausgeglichen werden. Da die beiden Dipolmagnete, die sich an die Wechselwirkungszone anschließen, als Magnet-spektrometer aufgefaßt werden können, ist es möglich, durch ort aufgelösten Nachweis der gestreuten Elektronen am Ende der Schikane p_f für jedes Ereignis zu messen [50]. Zu diesem Zweck wurde der Faserdetektor in der Strahlführung installiert, der mit seinen 24 Kanälen von jeweils ca. 1,8 MeV Breite (bei 855 MeV Strahlenergie) die Impulse der gestreuten Elektronen mißt. Die Elektronen werden dabei in Koinzidenz mit den gestreuten Photonen im Photonenkalorimeter nachgewiesen.

Da für jedes Ereignis bestimmt wird, welche Fasern des Elektronendetektors getroffen wurden, kann für jede Faser (d.h. für jedes Impulsintervall der gestreuten Elektronen) ein Photonenspektrum generiert werden. Diese Technik wird auch als *Energiemarkierung* (engl. *tagging*) bezeichnet. Durch die Koinzidenzbedingung wird außerdem unkorrelierter Untergrund, der vom Strahlhalo in der Strahlführung produziert wird, unterdrückt und somit das Signal-Untergrund-Verhältnis verbessert.

Vollkommen unabhängig von der Detektorsimulation wird die Datenanalyse damit jedoch nicht. Wir werden aber sehen, daß die systematischen Effekte klein im Vergleich zum statistischen Fehler sind und zudem gut abgeschätzt

werden können. Die Eigenschaften des zusätzlich verwendeten Faserdetektors zum Nachweis der gestreuten Elektronen müssen ebenfalls simuliert werden, um die Analysierstärke bestimmen zu können. In den folgenden Abschnitten wird daher zunächst die Simulation der Triggereffizienz des Faserdetektors diskutiert und anschließend gezeigt, daß die Spektren getaggtter Photonen durch die Kombination beider Simulationen (der der Photonendetektorantwort und der der Triggereffizienz des Faserdetektors) beschrieben werden können. Eine geeignete Parametrisierung erlaubt es, die erwarteten Spektren getaggtter Photonen aus der Simulation (zweidimensionales Histogramm, Abbildung 7.3.5) zu projizieren, um sie mit den tatsächlich gemessenen Spektren zu vergleichen. Durch Variation der Parameter und Minimierung der quadratischen Abweichungen zwischen projizierten und gemessenen Spektren mit Hilfe von *Minuit* kann dann für ein Spektrum ein Parametersatz bestimmt werden, der die Triggereffizienz der einzelnen Kanäle des Elektronendetektors, die Energieauflösung des Photonendetektors usw. beschreibt. Aus diesen Informationen läßt sich die Analysierstärke für das Photonenpektrum jedes Spektrums getaggtter Photonen aus den Wirkungsquerschnitten für die Comptonstreuung sofort berechnen.

Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß die Empfindlichkeit auf die Genauigkeit der Photonendetektorsimulation relativ gering ist. Anhand der Abbildung 7.3.2 kann man sich die Gründe dafür klarmachen. Wenn die Form des Energiespektrums, mit dem der Detektor auf Photonen einer bestimmten Energie E_0 antwortet (im folgenden kurz die Detektorantwort), von der Simulation nicht präzise wiedergegeben wird, kommt es im Fall der Analyse des Gesamtspektrums in einem Energieintervall oberhalb einer unteren Schwelle E_U zu einer systematischen Verfälschung der Asymmetrie. Das Verhältnis der in die Analyse eingehenden Ereignisse (in der Abbildung grün) der Photonen bestimmter Energie und der Anteil der von der Analyse ausgeschlossenen Ereignisse (rot) wird von der Simulation falsch vorhergesagt. Damit legt die Simulation eine falsche „Zusammensetzung“ des Gesamtspektrums zur Bestimmung der Analysierstärke im interessierenden Bereich zugrunde.

Bei der Analyse der energiemarkierten Photonenspektren (die in der Abbildung angedeutet sind) kann zunächst die untere Schwelle zu sehr kleinen Energien verschoben werden, weil keine Verdünnung durch Photonen geringer Energie auftreten kann. Der Bruchteil der Ereignisse eines Spektrums getaggtter Photonen, die unterhalb dieser Schwelle liegen, ist klein gegenüber allen Ereignissen im Spektrum. Daher ist auch der Einfluß der Unsicherheiten der Photonendetektorsimulation klein (in Abbildung 7.3.2 würde die rote sehr klein gegenüber der grünen Fläche). Außerdem wird für jedes Spektrum die Analysierstärke separat bestimmt. Daher wird durch die untere Schwelle die Anzahl der in die Analyse eingehenden Ereignisse, nicht jedoch die

Zusammensetzung der Spektren und damit die Analysierstärke, beeinflusst.

Triggereffizienz des Faserdetektors

Der Detektor soll die gestreuten Elektronen nachweisen, die durch die dispersive Wirkung der beiden letzten Dipolmagnete der magnetischen Schikane eine ihrem bei der Streuung erlittenen Impulsverlust näherungsweise proportionale Ortsablage erfahren.

Elektronen, die eine Faser durchqueren, erleiden einen Energieverlust, der proportional zu der in der Faser zurückgelegten Wegstrecke ist. Die deponierte Energie wird teilweise in Form von Szintillationslicht von angeregten Farbstoffmolekülen des Plastikszintillators abgestrahlt und zum Multianoden-Photomultiplier transportiert. Das im Multiplier erzeugte Signal wird von der Elektronik integriert und digitalisiert und anschließend von der Datennahmesoftware für jeden Kanal des Faserdetektors mit einer Schwelle verglichen, um zu entscheiden, ob die Faser von einem Teilchen getroffen wurde. In Abschnitt 6.5 wurde die dazu durchgeführte GEANT4-Simulation besprochen.

Auf der Grundlage dieser Simulation kann nun die Triggereffizienz der Fasern bestimmt werden. Dazu müssen lediglich simulierte Spektren an die gemessenen Spektren der Fasern wie oben beschrieben angepaßt werden. Damit ist dann für jede Faser die Umrechnung von ADC-Kanälen in Anzahl Photoelektronen bekannt, so daß die gesetzte Softwareschwelle die Bestimmung des Verhältnisses der Anzahl von Ereignissen oberhalb der gesetzten Schwelle zu der Anzahl aller Ereignisse, bei denen die Faser getroffen wird, erlaubt.

Betrachtet man nochmals die Abbildung 6.5.1, so wird unmittelbar klar, daß bei gegebener Softwaretriggerschwelle die Triggerwahrscheinlichkeit einer Faser eine Funktion der Energie der gestreuten Elektronen sein muß. Bei einer sinnvoll gesetzten Schwelle sollte für die Elektronen, die die Faser ungefähr mittig treffen, die Effizienz nahe bei 100 % liegen und um die Energie dieser Elektronen herum relativ flach sein. Weiter außen wird die Effizienz dann steil abfallen. In Abbildung 7.3.3 ist die aus o.g. Abbildung abgeleitete Triggereffizienz für die Faser *F19* in der Strahlzeit vom Februar 2008¹ gemäß der gesetzten Softwareschwelle dargestellt.

Die Triggereffizienz wird im folgenden für die Simulation der Spektren getaggtter Photonen benötigt und wird daher als Faltung einer kastenförmigen Funktion mit einer Gaußkurve parametrisiert. Diese Funktion kann als

¹*beam200208*

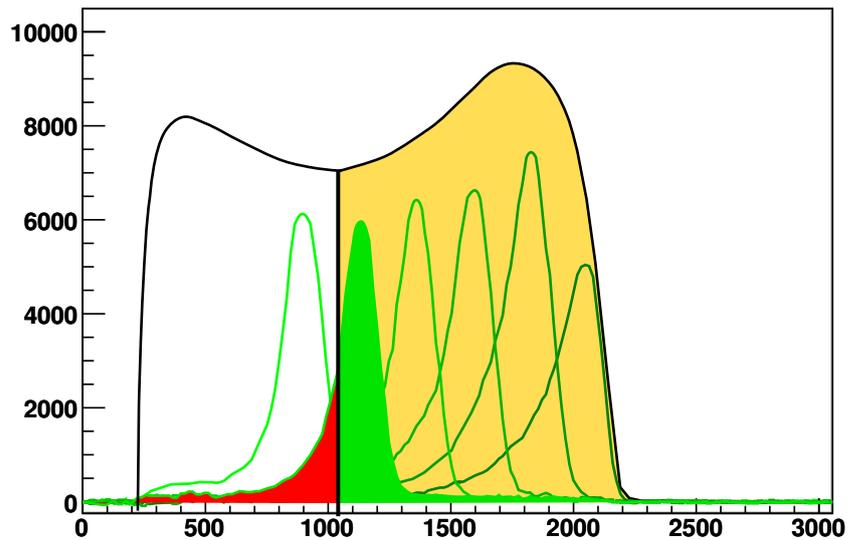


Abbildung 7.3.2 Illustration des Entstehens systematischer Unsicherheiten bei der Analyse des gesamten Energiespektrums der rückgestreuten Photonen mit einer unteren Energieschwelle E_U . In gelb ist der Anteil des Gesamtspektrums dargestellt, der zur Bestimmung der Asymmetrie herangezogen wird. Die untere Schwelle befindet sich etwa bei Kanal 1050. In grün sind schematisch einige der Spektren energiemarkierter Photonen eingezeichnet. Man kann erkennen, daß auf die Photonen sehr hoher Energie die untere Schwelle nur eine geringe Auswirkung hat. Dagegen ist für die Photonen gerade oberhalb der unteren Schwelle das Verhältnis zwischen dem Anteil, der zur Asymmetrie beiträgt (grün) und dem Anteil der Ereignisse, der von der Analyse ausgeschlossen wird (rot), von der Größenordnung eins. Wird die Detektorantwort in diesem Energiebereich von der Simulation schlecht wiedergegeben, resultiert daraus ein entsprechender systematischer Fehler bei der Analyse des Gesamtspektrums mit unterer Schwelle.

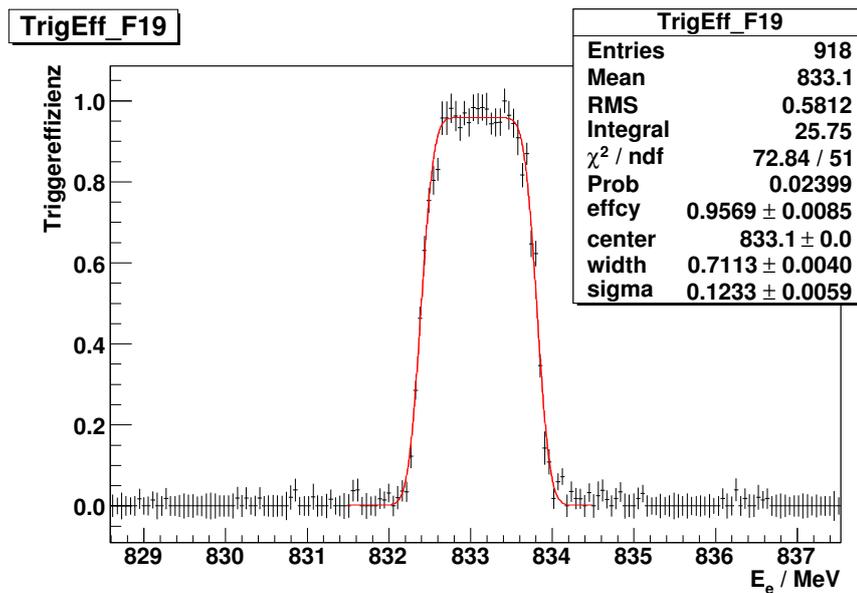


Abbildung 7.3.3 Simulation der Triggereffizienz von Faser *F19* unter Berücksichtigung der Schwelle des Softwaretriggers der Strahlzeit vom Februar 2008 (*beam200208*). An das Simulationsergebnis wurde eine Kastenfunktion, gefaltet mit einer Gaußkurve, angepaßt, um die Triggereffizienz zu parametrisieren. Der Parameter $p0$ beschreibt die Triggereffizienz im Bereich des Plateaus. Die Entsprechungen der Parameter sind wie folgt: „effcy“ entspricht η_0 , „center“ E_0 , „width“ w und „sigma“ σ . Die Abbildung dient nur der Illustration, die bestimmten Parameter haben nichts mit denen aus der Strahlzeit *beam200208* (s.a. Abbildung 7.3.4) zu tun.

Produkt zweier komplementärer gaußscher Fehlerfunktionen Φ_0

$$\Phi_0(z) = \operatorname{erfc}(z) = 1 - \operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_z^\infty e^{-t^2} dt \quad (7.3.15)$$

geschrieben werden:

$$\eta_{trig}(E_e) = \frac{\eta_0}{4} \cdot \frac{\Phi_0(E_e - E_0 - w)}{\sqrt{2}\sigma} \cdot \frac{\Phi_0(-E_e + E_0 - w)}{\sqrt{2}\sigma} \quad (7.3.16)$$

Dabei steht η_0 für die Triggereffizienz im Plateaubereich, E_0 für die Energie der Elektronen, die die Faser mittig treffen, w für die Breite der Kastenfunktion und σ für die Breite der Gaußkurve, mit der die Kastenfunktion gefaltet ist, also die Flankenbreite.

Mit den Softwaretriggerschwellen und den gemessenen Energiedepositionsspektren, die in der Strahlzeit zur Bestimmung der Schwellen aufgenommen wurden, kann nun die Triggereffizienz für jede Faser als Funktion der Energie der gestreuten Elektronen angegeben werden, sofern die Dispersion der Schikane als Funktion der Elektronenenergie bekannt ist.

Außerdem kann die absolute Triggereffizienz für jede Faser angegeben werden. Dazu wird an die gemessenen Energiedepositionsspektren der Fasern jeweils das simulierte Energiedepositionsspektrum angepaßt und anschließend die Softwareschwellen von ADC-Kanälen in Photoelektronen umgerechnet. Dann kann durch Integration des simulierten Spektrums $n(E)$ (das rote Spektrum in Abbildung 6.5.2) die Triggereffizienz berechnet werden (Abbildung 7.3.4):

$$\eta_{trig} = \frac{\int_t^\infty n(k)dk}{\int_0^\infty n(k)dk} \quad (7.3.17)$$

Dabei sind t die Softwaretriggerschwelle in ADC-Kanälen und k ADC-Kanäle.

Simulation der Spektren getaggtter Photonen

Werden rückgestreute Photonen in Koinzidenz mit den einzelnen Fasern als getaggte Photonen nachgewiesen, so muß die „Zusammensetzung“ des Spektrums für jede Faser bestimmt werden, um die dementsprechend zu erwartende Asymmetrie berechnen und mit der Asymmetrie dieses Spektrums getaggtter Photonen vergleichen zu können.

Daher muß die Detektorantwort, die eine nicht-triviale Funktion der Photonenenergie ist, mit der Triggereffizienz der jeweiligen Faser gefaltet werden. Wie die Triggereffizienz der Fasern parametrisiert werden kann, wurde im vorangegangenen Abschnitt gezeigt. Allerdings wurde lediglich gezeigt, daß

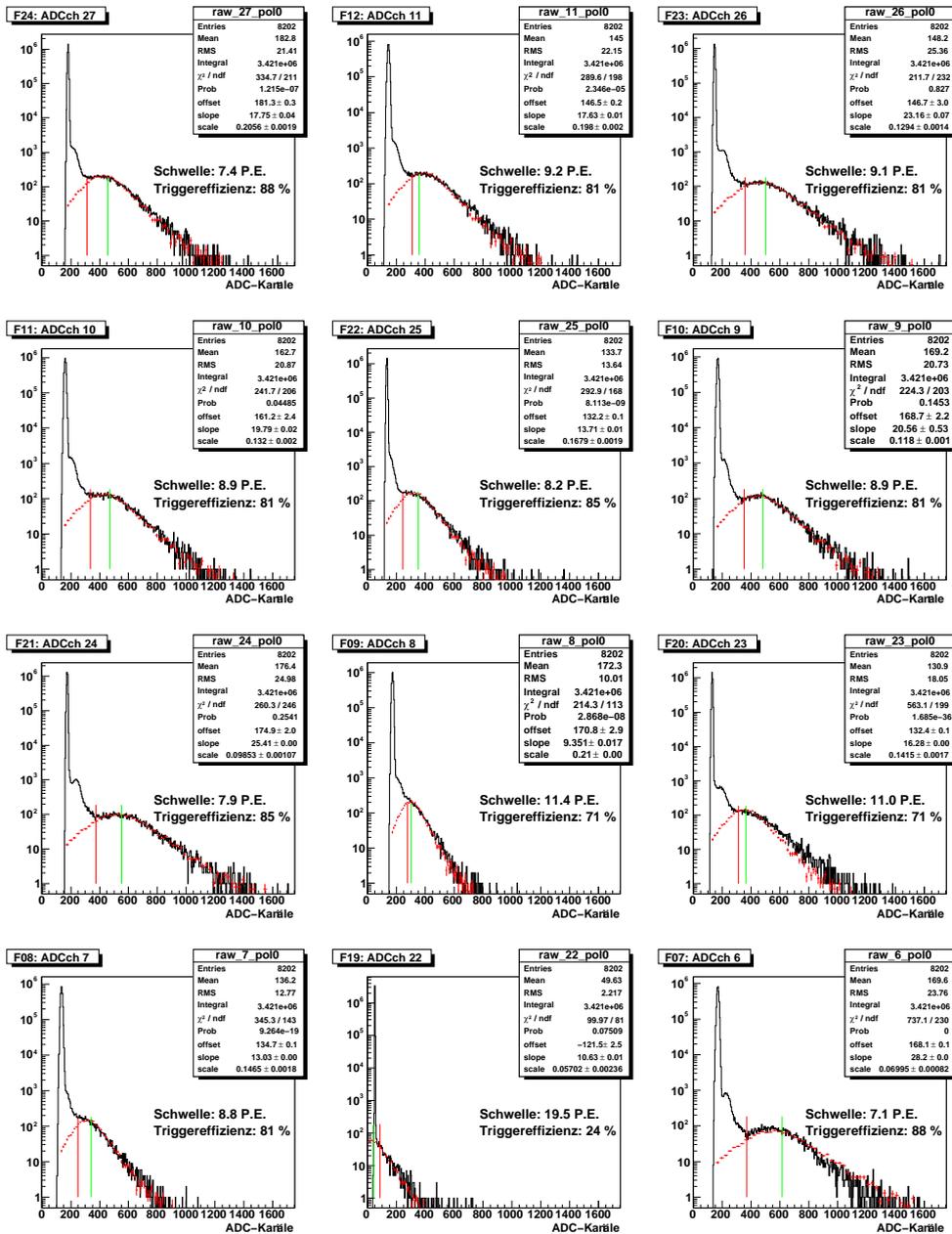


Abbildung 7.3.4 Energiedepositionsspektren (schwarz) der Fasern aus der Strahlzeit *beam200208* (855 MeV). Die senkrechten roten Striche geben jeweils die Lage der Softwareschwelle für jede Faser an. Die grünen Linien sind die vom Fitalgorithmus gefundenen Schätzwerte für die Lage des Peaks (wahrscheinlichste Energiedeposition der Elektronen). Die roten Spektren sind die simulierten Photoelektronenspektren, die an die gemessenen Daten angepaßt wurden. Die Softwareschwellen wurden in Photoelektronen umgerechnet und die jeweils resultierenden Triggereffizienzen sind angegeben.

eine einfache Funktion ausreicht, um die Form der Triggereffizienzfunktion η_{trig} zu beschreiben. Es bleibt die Frage, welches Elektronenenergie- bzw. -impulsintervall von den einzelnen Fasern tatsächlich abgedeckt wird.

Im vorangegangenen Abschnitt waren beispielsweise Strahllageschwankungen vernachlässigt worden, die zu einer effektiven Verbreiterung der Funktion η_{trig} – also einem Anwachsen insbesondere des Parameters w – führen. Darüber hinaus ist die Dispersion der magnetischen Schikane im Rahmen der sich damit befassenden Arbeit [50] lediglich für Elektronen berechnet worden, die in der Wechselwirkungszone weder eine Ablage von der Sollachse noch eine Verkippung um dieselbe aufweisen, und unter der Bedingung gleicher Magnetfelder in den Dipolmagneten.

Um unter Berücksichtigung dieser Effekte die Triggereffizienz der einzelnen Fasern aus den gemessenen Spektren getaggtter rückgestreuter Photonen bestimmen zu können, wurde zunächst die Antwort des Photonenkalorimeters als Funktion der Energie der rückgestreuten Photonen simuliert, wie in Abschnitt 6.4 beschrieben. Dort ist auch das Ergebnis (Abbildung 6.4.2) dargestellt.

Das Spektrum der Energiedeposition der getaggtten Photonen einer Faser erhält man nun durch die mit der Triggereffizienz der Faser gewichtete Projektion der Daten in Abbildung 6.4.2 auf die vertikale Achse.

Wir bezeichnen dazu die Dichte der Ereignisse in der E_0 - E_{dep} -Ebene um den Punkt (E_0, E_{dep}) mit $P(E_0, E_{dep})$. Das Spektrum $S(E_{dep})$ der Energiedeposition der von der Faser i getaggtten Photonen, wenn die von der Elektronenenergie E_e abhängige Triggereffizienz der i -ten Faser $\eta_i^{trig}(E_e)$ beträgt, ist dann

$$S(E_{dep}) = \int_0^{E_0^{max}} P(E', E_{dep}) \eta_i^{trig}(E') dE' \quad (7.3.18)$$

also die mit der Funktion η_i^{trig} gewichtete Projektion von $P(E_0, E_{dep})$ auf die E_{dep} -Achse.

Verwendet man die parametrisierte Triggereffizienz wie in Abbildung 7.3.3 als Gewichtungsfunktion, so kann man, wie in Abbildung 7.3.5 illustriert, das Energiedepositionsspektrum aus den simulierten Daten herausprojizieren. Dieses Spektrum muß noch mit einer Gaußfunktion mit einer energieabhängigen Breite $\sigma \sim \sqrt{E}$ gefaltet werden, um das Auflösungsvermögen des Photonenkalorimeters zu berücksichtigen², und mit einer weiteren Gaußfunktion, deren (konstante) Breite angepaßt wird, um weitere Effekte wie z.B. Strahllageschwankungen zu berücksichtigen.

²Die Auflösung ist festgelegt auf das Auflösungsvermögen bei der Energie der 4,43 MeV-Linie einer AmBe-Quelle.

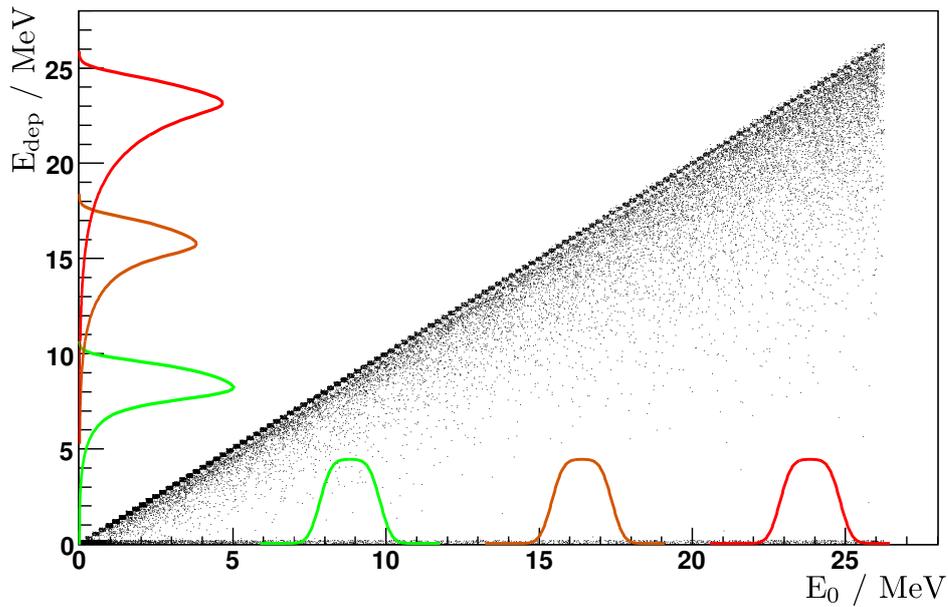


Abbildung 7.3.5 Illustration der mit der Triggereffizienz gewichtete Projektion. Dargestellt ist das zweidimensionale Histogramm aus Abbildung 6.4.2 (mit etwas verändertem Binning). Auf der x-Achse (E_0) sind die Triggereffizienzfunktionen dreier Fasern angedeutet. Die zugehörigen mit diesen Funktionen gewichteten Projektionen des zweidimensionalen Histogramms auf die y-Achse (E_{dep}) sind die auf der y-Achse dargestellten Energiedepositionsspektren.

Zum direkten Vergleich mit den gemessenen Spektren energiemarkierter rückgestreuter Photonen müssen die Energiedepositionsspektren jetzt noch mit Gaußfiltern zur Modellierung der Photoelektronenstatistik und der Strahllageschwankungen gefaltet werden (hier nicht dargestellt).

Da die Geometrie des Faserdetektors – bis auf mechanische Toleranzen – bekannt ist, bietet es sich nun an, einen Satz von Parametern aufzustellen, der eine Beschreibung

1. die Triggereffizienz aller Fasern des Elektronendetektors,
2. die Energieauflösung des Photonendetektors,
3. die Lageschwankungen des Elektronenstrahls

darstellt und mit dessen Hilfe aus der Detektorsimulation durch gewichtete Projektionen auf die E_{dep} -Achse und Faltung mit geeigneten Funktionen (um Energieauflösung und Strahllageschwankungen zu berücksichtigen) die gemessenen Spektren prinzipiell reproduziert werden können. Durch Vergleich der gemessenen mit den auf diese Weise aus der Simulation abgeleiteten Spektren, etwa durch Berechnung der binweisen Summe der quadratischen Differenzen der zu vergleichenden Spektren, kann sodann ein Maß für die Güte des Parametersatzes angegeben werden. Mit Hilfe des *Minuit*-Pakets läßt sich der Parametersatz dann optimieren, um die optimale Anpassung zu finden.

Dispersion der magnetischen Schikane Die comptongestreuten Elektronen werden in den letzten beiden Dipolmagneten der Strahlführung des Polarimeters jeweils stärker abgelenkt als die ungestreuten Elektronen. Dadurch treten sie aus der Schikane mit einem Versatz aus, der in erster Näherung proportional zu ihrem Energieverlust ist. Eine grobe Abschätzung liefert eine Ablage von

$$\Delta x = \frac{350 \text{ mm}}{855 \text{ MeV}} \Delta E \approx 0,41 \frac{\text{mm}}{\text{MeV}} \Delta E \quad (7.3.19)$$

oder ca. 2,44 MeV Energieverlust je Millimeter Ablage. Im Rahmen von [50] wurden die Ablagen am Ort des Faserdetektors mithilfe einer TRANSPORT-Rechnung bestimmt. Demnach muß zusätzlich ein zu $(\Delta E)^2$ proportionaler Term berücksichtigt werden, um aus dem Energieverlust die Ablage zu erhalten. In Abbildung 7.3.6 ist die Ablage der gestreuten Elektronen am Ort des Faserdetektors als Funktion ihres Energieverlustes bei der Streuung dargestellt.

Durch Anpassung der Funktion $\Delta x = p_0 \Delta E + p_1 (\Delta E)^2$ läßt sich der mit der TRANSPORT-Rechnung ermittelte Zusammenhang sehr gut beschreiben. Für eine Strahlenergie von 854,3 MeV erhält man für die beiden Parameter $p_0 = 2,4677$ und $p_1 = -0,00681$.

In der TRANSPORT-Rechnung wurden die Dipolmagnete als ideal angenommen. Es wurde davon ausgegangen, daß sich der Elektronenstrahl auf der

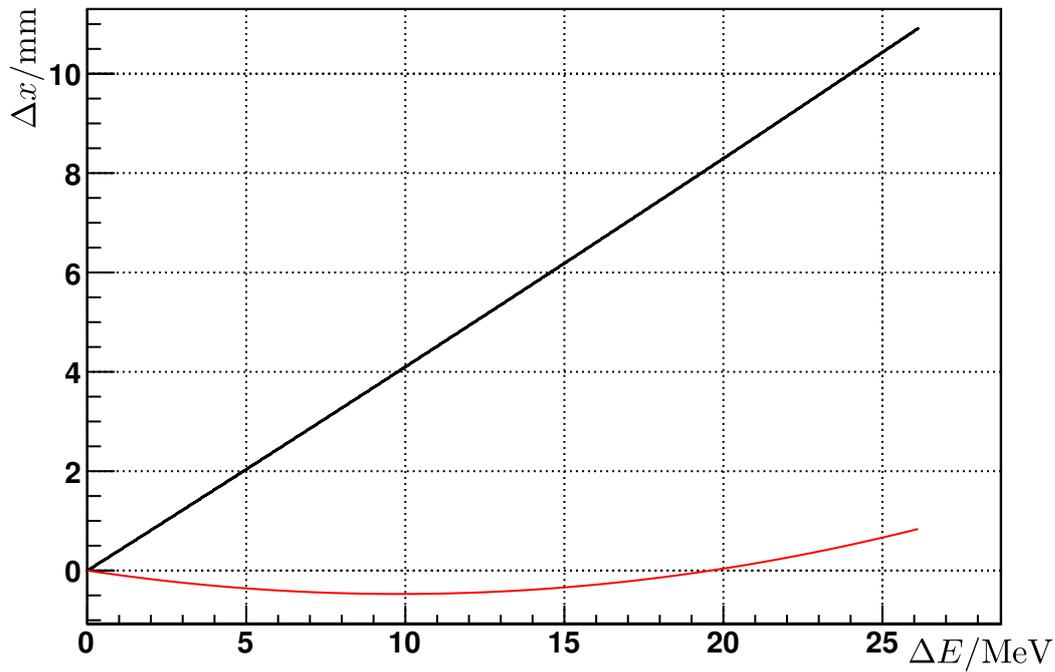


Abbildung 7.3.6 Ablage Δx der gestreuten Elektronen auf Höhe des Faserdetektors in Bezug auf die Trajektorie der 855 MeV-Elektronen als Funktion des bei der Streuung aufgetretenen Energieverlustes ΔE . In schwarz ist die Ablage $\Delta x(\Delta E)$ dargestellt, die mittels TRANSPORT berechnet wurde [50]. In rot ist die Abweichung von der vereinfachenden Annahme $\Delta x \sim \Delta E$ zehnfach vergrößert aufgetragen.

Solltrajektorie befindet, d.h. daß der Strahl um die Sollachse weder verschoben noch verkippt ist. In der Realität wird die Lage des Elektronenstrahls an die des Laserstrahls angepaßt, um Überlapp zu erhalten. Dazu werden auch die Magnetfelder der Dipole um bis zu einigen Prozent variiert. Aus diesem Grund werden die oben genannten Werte für die Parameter zur Beschreibung der Dispersion der Schikane als Startwerte für eine Optimierung mit Minuit benutzt. Es wird eine maximale Abweichung von 5 % von den Startwerten erlaubt.

Simultaner Fit an die gemessenen Spektren getaggtter Photonen

In Abbildung 7.3.7 sind die Spektren rückgestreuter Photonen für die zwölf strahlnächsten Fasern mit den aus der Simulation projizierten erwarteten Spektren (in grün) dargestellt. Für die Projektion wurden die Dispersion der Schikane, der transversale Abstand von Elektronenstrahl und Faserbündel und die Breite eines Gaußfilters, der zur Beschreibung von Strahllageschwankungen dient, mit Hilfe von Minuit angepaßt. Die quadratische Summe der Abweichungen der gemessenen und der auf diese Weise aus der Simulation gewonnenen Spektren wurde als Maß für die Güte der Anpassung jeweils an Minuit übergeben.

Die sich aus den Fitparametern ergebende Triggereffizienz jeder einzelnen Faser kann daraufhin verwendet werden, um die Analysierstärke A_i für das zugehörige Spektrum getaggtter Photonen aus dem Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung nach Gleichung (3.2.4) zu bestimmen:

$$A_i = \frac{-\int_0^\infty \eta_i^{trig}(E) \frac{d\sigma_p}{dE} dE}{\int_0^\infty \eta_i^{trig}(E) \frac{d\sigma_0}{dE} dE} \quad (7.3.20)$$

Aus den Fitparametern wird vom Analyseprogramm die Position jeder Faser in die zugehörige zentrale Photonenenergie und die Breite der Faser in ein entsprechendes Energieintervall umgerechnet. Zur Extraktion der Comptonasymmetrie werden die Ereignisse für die beiden Strahlhelizitäten innerhalb eines „Integrationsfensters“ separat aufsummiert. Die untere Grenze des Fensters wird fest vorgegeben (typischerweise 2,0 bis 2,5 MeV), während die obere Grenze für jedes Spektrum vom Analyseprogramm automatisch aus den Fitparametern bestimmt wird. Die geometrische Breite der Faser (umgerechnet in MeV) wird zu der Zentralenergie der Faser addiert, um die obere Grenze zu erhalten. Abbildung 7.3.8 illustriert dies am Beispiel eines Spektrums.

In Abbildung 7.3.9 sind schließlich die aus den Spektren getaggtter Photonen eines Mikrosamples bestimmten Comptonasymmetrien gegen die aus

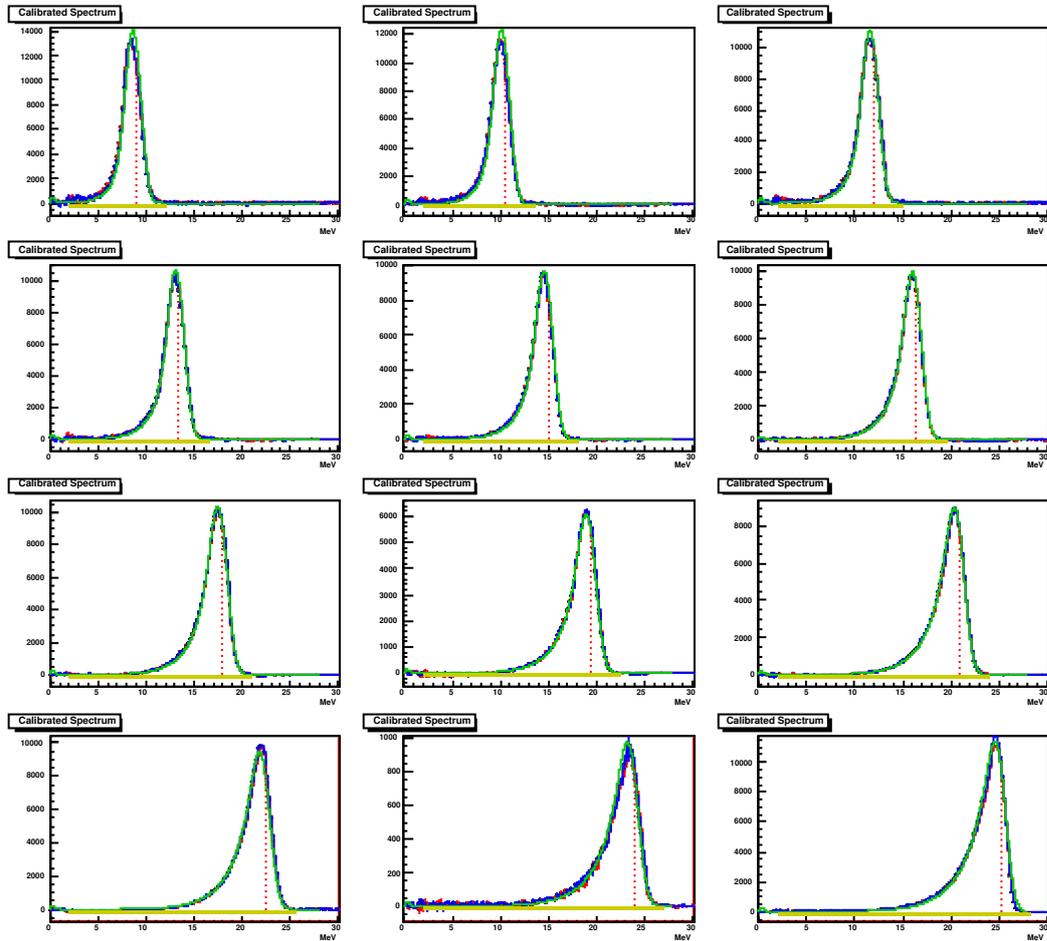


Abbildung 7.3.7 Spektren getaggtter Photonen, an die simultan die Simulationsdaten mit gewichteter Projektion angepaßt wurden. Die Meßdaten für die beiden Elektronenstrahlhelizitäten sind in blau und rot dargestellt. Die grünen Kurven sind die durch simultane Anpassung der Parameter für Triggereffizienz der Fasern, Photonendetektorauflösung usw. an die Daten aus der Detektorsimulation erzeugte Spektren. Die senkrechten roten Linien geben die Zentralenergie der jeweiligen Faser (gemäß Fit) an. Das Intervall zur Asymmetriebestimmung ist auf der x-Achse gelb unterlegt.

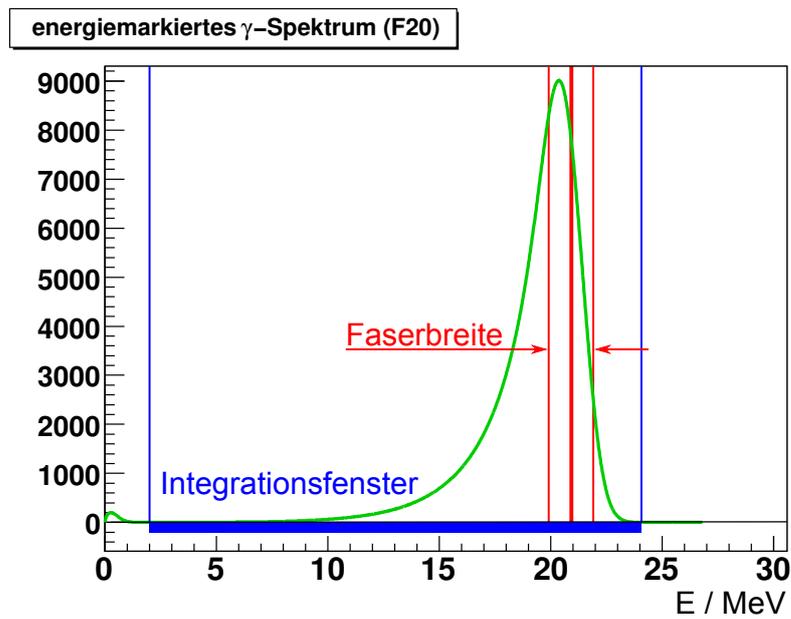


Abbildung 7.3.8 Automatische Bestimmung des Integrationsfensters zur Extraktion der Comptonasymmetrien aus einem Spektrum energiemarkierter Photonen. In rot sind die Photonenenergien, die der geometrischen Mitte und den Rändern der betrachteten Faser entsprechen, eingezeichnet. Das Analyse- oder Integrationsfenster hat eine feste untere Schwelle. Die obere Grenze ergibt sich aus der geometrischen Mitte der Faser zuzüglich einem Faserdurchmesser (umgerechnet in Photonenenergie mittels der im Fit bestimmten Dispersion).

dem Fit bestimmte Analysierstärke aufgetragen. Darunter ist das Verhältnis von gemessener Asymmetrie zur Analysierstärke dargestellt, an das eine Konstante angepaßt wurde, die damit gerade $P_e P_L$ entspricht.

Bei mehrfacher Wiederholung der simultanen Fits mit unterschiedlichen Startparametern und Abbruchbedingungen wurden Abweichungen des aus allen Daten einer Strahlzeit extrahierten Polarisationsproduktes $P_e P_L$ von lediglich 0,1 % beobachtet.

Der Beitrag der Unsicherheiten in den ermittelten Fitparametern ist klein gegenüber der Unsicherheit in der Bestimmung der Asymmetrien der Spektren der getaggtten Photonen, die aus der begrenzten Statistik resultiert. Einen signifikanten Beitrag zum Fehler liefert allerdings die Unsicherheit der Energiekalibration, der im folgenden Unterkapitel diskutiert wird.

Die Auswertung der Asymmetrien getaggtter Photonen für die Strahlzeit vom Februar 2008³ findet sich in Kapitel 7.5.

7.3.2 Korrelationen durch Überlappung der Triggereffizienzen benachbarter Fasern

Aufgrund der geometrischen Anordnung (Abbildung 5.1.7) der szintillierenden Fasern des Elektronendetektors gibt es eine Überlappung der Triggereffizienzen direkt benachbarter Fasern. In Abbildung 7.3.10 sind die idealisierten Triggereffizienzfunktionen aller Fasern dargestellt – also ohne Berücksichtigung von tatsächlichen Softwareschwellen usw. Zwei benachbarte Fasern „teilen“ sich offensichtlich ein gewisses Elektronenimpulsintervall, in dem das Produkt ihrer beider Triggereffizienzen deutlich von Null verschieden ist. Das bedeutet, daß es Elektronen geben wird, die nicht nur in der einen oder der anderen Faser, sondern in beiden Fasern gleichzeitig ein Triggerereignis auslösen (d.h. ein Signal oberhalb der jeweiligen Softwaretriggerschwellen verursachen). Die rote Kurve in der Abbildung 7.3.11 stellt die Triggereffizienz für koinzidenten Nachweis von Elektronen in zwei benachbarten Fasern dar.

Die im Kalorimeter gemessene Energie des zu einem solchen Elektron gehörenden Photons wird daher den Photonenspektren beider Fasern hinzugefügt. Wertet man die Daten in der oben angegebenen Art und Weise aus, wird der statistische Fehler im gewichteten Mittel von $P_e P_L$ über alle Spektren getaggtter Photonen unterschätzt. Die statistischen Schwankungen der Asymmetrien der Photonenspektren benachbarter Fasern sind durch die gemeinsame Triggereffizienz miteinander korreliert. Der Fehler von $P_e P_L$ muß daher unter Berücksichtigung der Kovarianzen berechnet werden.

³*beam200208*

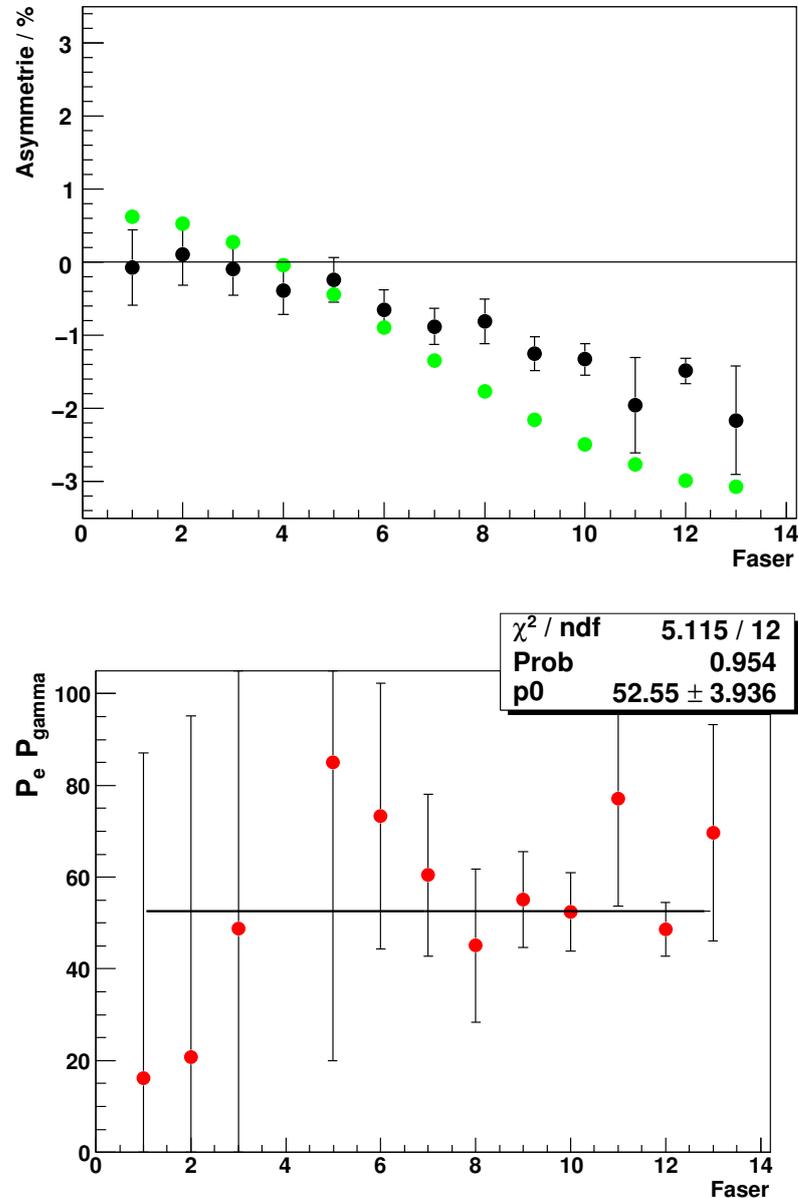


Abbildung 7.3.9 Oben: Gemessene Comptonasymmetrien (schwarz) der Spektren getaggtter Photonen für die einzelnen Fasern (Numerierung entsprechend dem Abstand vom Strahl) gegen die aus dem simultanen Fit bestimmten Analysierstärken (grün). **Unten:** Verhältnis zwischen gemessenen Asymmetrien und Analysierstärken mit angepasster Konstante zur Bestimmung von $P_e P_L$.

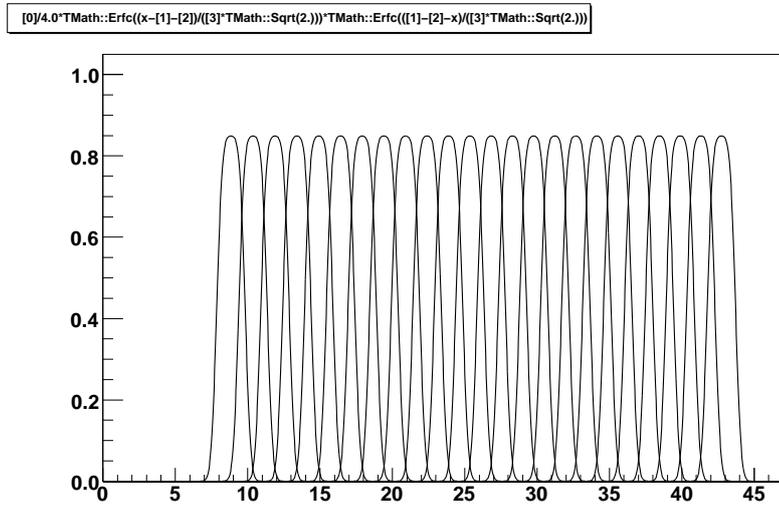


Abbildung 7.3.10 Triggereffizienzen der Fasern unter der idealisierten Annahme, daß die Verstärkungen aller Kanäle gleich und alle Schwellen gleich eingestellt sind. Auf der x-Achse ist die korrespondierende Photonenenergie, also die Differenz der Energie der gestreuten Elektronen zur Strahlenergie, aufgetragen.

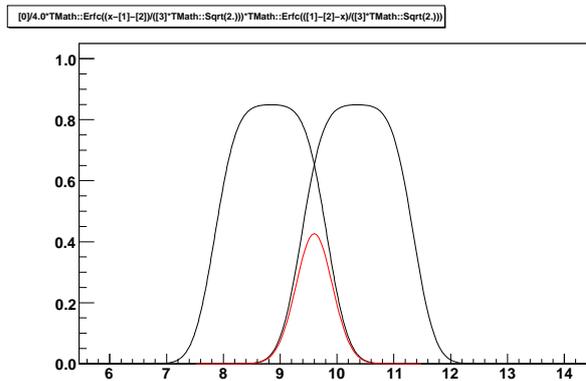


Abbildung 7.3.11 Produkt der Triggereffizienzfunktionen zweier benachbarter Fasern. Die rote Funktion ist die Koinzidenztriggereffizienz der beiden benachbarten Fasern, deren einzelne Triggereffizienzfunktionen schwarz dargestellt sind.

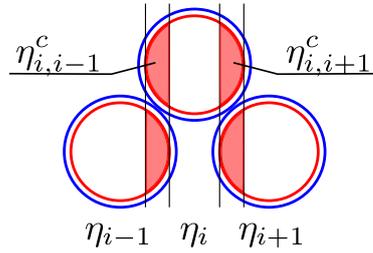


Abbildung 7.3.12

Berücksichtigung doppelt registrierter Photonen Eine Faser kann eine oder auch zwei Nachbarfasern haben. Wir betrachten den Fall zweier Nachbarn und rechnen mit integrierten Triggereffizienzen anstatt mit Triggereffizienzfunktionen. Die Triggereffizienz der i -ten Faser für alle sie durchdringenden Teilchen sei η_i und die Triggereffizienzen ihrer Nachbarn dementsprechend η_{i-1} und η_{i+1} (Abbildung 7.3.12).

Wir betrachten die i -te Faser (in der Abbildung in der Mitte). Aufgrund der Geometrie des Faserbündels gibt es zwei Überlappbereiche (in der Abbildung rot schattiert), einen mit der linken und einen mit der rechten Nachbarfaser. Bildet man die Produkte der Triggereffizienzfunktionen der Fasern i und $i-1$ oder $i+1$, so erhält man Funktionen, die die Wahrscheinlichkeit für koinzidenten Nachweis von Teilchen beschreiben (siehe 7.3.11). Die Flächen dieser Funktionen sind proportional zu den Koinzidenzwahrscheinlichkeiten $\eta_{i,i-1}^c$ und $\eta_{i,i+1}^c$, also den Wahrscheinlichkeiten, dafür, daß ein Teilchen, das von der i -ten Faser nachgewiesen wird, zugleich auch in der $i-1$ -ten bzw. $i+1$ -ten Faser nachgewiesen wird.

Die i -te Faser möge nun N_i Teilchen⁴ nachgewiesen haben. Dies bedeutet, sie wurde von insgesamt $M_i = \frac{N_i}{\eta_i}$ Teilchen getroffen. Die zugehörigen Photonen wurden dem Photonenspektrum, das mit dieser Faser assoziiert ist, zugewiesen. Allerdings werden einige Teilchen im Überlappbereich gelegen haben, so daß jeweils

$$\begin{aligned} N_{i,i-1}^c &= M_i \eta_{i,i-1}^c = N_i \frac{\eta_{i,i-1}^c}{\eta_i} \\ N_{i,i+1}^c &= M_i \eta_{i,i+1}^c = N_i \frac{\eta_{i,i+1}^c}{\eta_i} \end{aligned} \quad (7.3.21)$$

Teilchen in den beiden Nachbarn in Koinzidenz mit der i -ten Faser nachgewiesen wurden.

⁴Der Einfachheit halber verkürzte Ausdrucksweise. Gemeint sind Elektronen, die in Koinzidenz mit einem Photon im Photonendetektor nachgewiesen werden.

Von den N_i Ereignissen (in der i -ten Faser nachgewiesene Elektronen in Koinzidenz mit Photonen im Photonokalorimeter) haben wir also $N_{i,i-1}^c + N_{i,i+1}^c$ doppelt gezählt, nämlich einmal im Photonenpektrum zur Faser i und entweder in Spektrum $i - 1$ oder $i + 1$. Die Idee ist nun, bei der Bestimmung der statistischen Fehler diese Doppelzählungen zu berücksichtigen. Die Triggereffizienzfunktionen (und damit die Triggereffizienzen und Koinzidenzwahrscheinlichkeiten) sind bekannt, so daß die Anzahl doppelt gezählter Ereignisse ebenfalls bekannt ist. Man betrachtet nun einfach von den in Faser i doppelt registrierten Ereignissen $\frac{1}{2}N_{i,i+1}^c$ als überzählig. Diese Ereignisse „gehören“ zu den Spektren $i \pm 1$, während die übrigen in Faser i doppelt gezählten Ereignisse als in den Nachbarn überzählig betrachtet werden. Die Anzahl der in der i -ten Faser allein (und nicht in Koinzidenz mit einem Nachbarn) detektierten Ereignisse beträgt

$$N_i - \frac{1}{2}N_{i,i-1}^c - \frac{1}{2}N_{i,i+1}^c = N_i \left(1 - \frac{\eta_{i,i-1}^c + \eta_{i,i+1}^c}{2\eta_i} \right) \quad (7.3.22)$$

und damit ist der Bruchteil der überzähligen Ereignisse im i -ten Spektrum

$$\epsilon = \frac{1}{2} \left(\frac{\eta_{i,i-1}^c}{\eta_i} + \frac{\eta_{i,i+1}^c}{\eta_i} \right) \quad (7.3.23)$$

Berücksichtigt man diese Doppeltreffer in der Datenanalyse, ergibt sich eine relative Vergrößerung des statistischen Fehlers von 5 %, die in der Zählstatistik (s. Fehlerbilanz D) zu berücksichtigen, aber von untergeordneter praktischer Bedeutung ist. Die Beeinflussung der extrahierten Comptonasymmetrien ist sehr klein. Für eine exakte Behandlung wäre es erforderlich, weitere Effekte zu berücksichtigen (siehe Abschnitt 7.4.5). Für die 1,5 GeV-Daten ist daher eine genauere Abschätzung mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation geplant. Dabei lassen sich eventuelle (sehr kleine) systematische Einflüsse auf die extrahierten Asymmetrien untersuchen.

Übersprechen Eine weitere mögliche Quelle für Korrelationen benachbarter Fasern ist das optische Übersprechen, das in der Analyse (noch) nicht berücksichtigt wird. Die Fasern sind im Bündel zwar durch weiße Farbe optisch voneinander isoliert, allerdings ist diese Isolation nicht perfekt. Es ist geplant, für den Fall sehr großer Energiedeposition in einer Faser (also eine große Zahl von Szintillationsphotonen) das Übersprechen auf die Nachbarn zu messen. Außerdem kann Übersprechen an der Ankopplung an den Multianoden-Photomultiplier auftreten. Dort wurde eine Pixelanordnung gewählt, die das Übersprechen minimiert.

Da Ereignisse mit großer Energiedeposition weniger wahrscheinlich sind, erwartet man keine zunächst keine signifikanten Korrekturen. Für die Analyse der 1,5 GeV-Daten sollten diese Messungen dennoch durchgeführt, ausgewertet und bei der Bestimmung der Korrelationen der mit benachbarten Fasern assoziierten Photonenspektren berücksichtigt werden.

7.4 Fehlerquellen der Analyse

In den vorangehenden Abschnitten wurden bereits einige offensichtliche systematische Effekte wie etwa der Einfluß der Energiekalibration auf die Comptonasymmetrie diskutiert. Im folgenden werden weitere mögliche systematische Fehler untersucht, die sich mitunter erst bei näherer Betrachtung offenbaren. Ihr Einfluß auf die Analyse wird abgeschätzt und es wird diskutiert, inwieweit eine Korrektur jeweils möglich bzw. sinnvoll ist.

7.4.1 Energiekalibration

Bei der Asymmetriebestimmung wirkt sich ein Fehler in der absoluten Energiekalibration der Photonenspektren auf die Analysierstärke aus. Bei Analyse des Gesamtspektrums oder der Koinzidenzspektren sind die Grenzen des Intervalls zur Asymmetriebestimmung aufgrund der Unsicherheiten der Parameter der Energiekalibration mit einem Fehler behaftet. Bei der Analyse der Spektren der getaggtten, rückgestreuten Photonen werden die Triggereffizienzfunktionen verschoben sein und damit die Analysierstärken für die einzelnen Spektren verfälscht.

Die Vorgehensweise bei der Energiekalibration wurde in Abschnitt 6.2.2 beschrieben. Das Verfahren liefert zwei Parameter p_0^E und p_1^E , die als Achsenabschnitt (Lage des Nullpunkts der Energieskala in ADC-Kanälen im unkalibrierten Spektrum) und Steigung (ADC-Kanäle je MeV) interpretiert werden. Die beiden Parameter werden durch Fits ermittelt und sind daher mit Fehlern Δp_0^E und Δp_1^E behaftet.

Im Prinzip könnte man zur Bestimmung des daraus resultierenden Fehlers der Analysierstärke so vorgehen, daß die Parameter der Energiekalibration $p_{0,1}^E$ entsprechend ihren Unsicherheiten $\Delta p_{0,1}^E$ gaußverteilt in Intervallen von mehreren Standardabweichungen „gewürfelt“ werden und anschließend der simultane Fit an die Spektren getaggtter Photonen durchgeführt wird. Nach jedem Fit wird schließlich $P_e P_L$ bestimmt. Histogrammiert man die so erhaltenen Werte von $P_e P_L$, kann man die Streuung der Analysierstärke aufgrund der Variation der Parameter $p_{0,1}^E$ bestimmen. Allerdings bräuchte dieses Verfahren relativ viel Zeit, da jeder simultane Fit ein bis zwei Minuten Zeit in

Anspruch nimmt.

Die Änderungen in der Energiekalibration werden sich jedoch praktisch ausschließlich in Änderungen der Parameter der Dispersion der Schikane niederschlagen. Der zeitaufwendige Fitvorgang läßt sich deshalb vermeiden, wenn man einfach die Energieskalen der Triggereffizienzfunktionen entsprechend den gewürfelten Parametern der Energiekalibration anpaßt und auf diese Weise die Analysierstärken für die verschiedenen Parametersätze der Kalibration bestimmt.

Dazu wird zunächst für jedes Spektrum getaggtter Photonen die Analysierstärke bei der „Zentralenergie“ \bar{E}_i der Triggereffizienzfunktion und jeweils ein δE_i (Unsicherheit der Zentralenergie aufgrund der Fehler $\Delta p_0^E, \Delta p_1^E$) oberhalb und unterhalb der Zentralenergie bestimmt. Man erhält so die sich mit der Änderung der Zentralenergie ergebende Änderung der Analysierstärke $dA_i/d\bar{E}_i$. Nun wird durch Variation der Parameter der Energiekalibration eine neue Energiekalibration gewürfelt und die Analysierstärken für alle Spektren mit Hilfe der $dA_i/d\bar{E}_i$ bestimmt. Das sich mit den gemessenen Asymmetrien ergebende Polarisationsprodukt $(P_e P_L)'$ wird histogrammiert.

In Abbildung 7.4.1 ist die Verteilung von $P_e P_L$, die sich für ein Mikrosample ergibt, exemplarisch dargestellt. Die Breite der Verteilung kann als Maß für den Fehlerbeitrag der Energiekalibration zur Unsicherheit in $P_e P_L$ angenommen werden.

7.4.2 Totzeit

Wird ein Detektor von einem Teilchen getroffen, so benötigt das „Auslesen“ des Detektors eine gewisse Zeit. Die *Totzeit* ist das Zeitintervall, das vom Beginn der Verarbeitung eines Ereignisses bis zu dem Zeitpunkt vergeht, in dem das Datenerfassungssystem bereit ist, ein weiteres Ereignis zu verarbeiten. Während der Totzeit eintreffende Ereignisse werden nicht erfaßt und gehen damit verloren, so daß zu niedrige Raten gemessen werden. Durch die Totzeitverluste verlängert sich außerdem die Meßzeit, die benötigt wird, um eine gewisse Anzahl von Ereignissen zu registrieren. Man unterscheidet zwischen Systemen, bei denen das Totzeitintervall durch das Eintreffen weiterer Ereignisse während der Totzeit zusätzlich verlängert wird (*paralysierbare Systeme*) und solchen, bei denen die Totzeitlänge durch das Eintreffen weiterer Ereignisse nicht beeinflusst wird (*nicht-paralysierbare Systeme*). Das Auslesesystem des Laserpolarimeters verhält sich nicht-paralysierbar. In Abbildung 7.4.2 ist die Situation illustriert.

Registriert ein nicht-paralysierbares System mit einer Totzeit τ_{tot} eine Rate \dot{m} , so ist das System während des Bruchteils $\dot{m}\tau_{tot}$ nicht in der Lage,

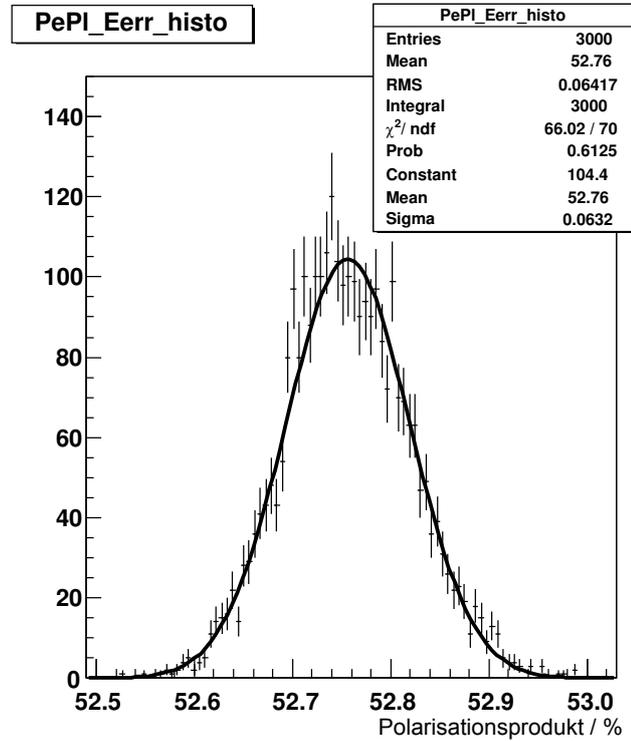


Abbildung 7.4.1 Einfluß der Unsicherheit der (absoluten) Energiekalibration auf die Analysierstärke bzw. das Polarisationsprodukt $P_e P_L$. Es wurden 3000 neue Energiekalibrationen gewürfelt und jeweils die Analysierstärken für die Spektren getaggtter Photonen bestimmt und mit den gemessenen Asymmetrien daraus wiederum das Polarisationsprodukt $P_e P_L$ berechnet und histogrammiert (*beam200208*, Mikrosample 1). An das Histogramm wurde eine Gaußkurve angepaßt, deren Parameter σ als Maß für den Beitrag der Energiekalibration zum Fehler von $P_e P_L$ interpretiert wird. Der statistische Fehler des Polarisationsproduktes des Mikrosamples beträgt 3,84 % (absolut) und wird durch die zusätzliche Unsicherheit von 0,06 % (absolut) aus der Energiekalibration jedoch praktisch nicht beeinflusst.

Ereignisse zu registrieren. Die „wahre“ Rate \dot{n} beträgt also

$$\dot{n} = \frac{\dot{m}}{1 - \dot{m}\tau_{tot}} \quad (7.4.1)$$

und die „verlorene“ Rate $\dot{m}\tau_{tot}$.

Im Fall des Laser-Comptonpolarimeters wird das Energiespektrum der rückgestreuten Photonen für unterschiedliche Strahlhelizitäten bestimmt. Da sich der totale Wirkungsquerschnitt mit der Strahlhelizität ändert (s. Gleichung (3.2.7)), ändert sich mit der Helizität auch die Ereignisrate, der der Detektor ausgesetzt wird. Daher wird im allgemeinen eine Totzeitkorrektur erforderlich sein, um die Comptonasymmetrien korrekt zu bestimmen zu können.

Eine Datennahme, ein sogenannter *Run*, dauert immer gleich lang (t_{Run}). Die Raten für beide Strahlhelizitäten, die *mit* Laserlicht gemessen werden, seien \dot{m}_{Laser}^{\pm} und die Raten *ohne* Laserlicht \dot{m}_{Ug}^{\pm} (Ug=Untergrundmessung). Allgemein wollen wir die gemessenen Raten mit \dot{m}_i^{\pm} mit $i = Laser, Ug$ bezeichnen.

Bestimmt werden soll aber die Asymmetrie aus den „wahren“ Raten \dot{n}_i^{\pm} :

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad \text{mit} \quad N^{\pm} = (\dot{n}_{Laser}^{\pm} - k\dot{n}_{Ug}^{\pm}) \cdot t_{Run} \quad (7.4.2)$$

Dabei ist k der Normierungsfaktor gemäß Gleichung (6.2.2). Aufgrund von Totzeitverlusten wird jeweils nur ein Bruchteil η_i^{\pm} der wahren Raten gemessen, der nach Gleichung (7.4.1) durch

$$\eta_i^{\pm} = \frac{\dot{m}_i^{\pm}}{\dot{n}_i^{\pm}} = 1 - \dot{m}_i^{\pm}\tau_{tot} \quad (7.4.3)$$

gegeben ist, so daß wir die „wahren“ Raten als

$$\dot{n}_i^{\pm} = \frac{\dot{m}_i^{\pm}}{\eta_i^{\pm}} \quad (7.4.4)$$

schreiben können. Eingesetzt in Gleichung (7.4.2) erhalten wir die totzeitkorrigierte Asymmetrie aus den gemessenen Raten. Da im A4-Experiment alle Strahlparameter wie Strahlstrom, -energie und -lage stabilisiert sind, um helizitätskorrelierte Schwankungen zu unterdrücken [37, 14], können wir davon ausgehen, daß zumindest $\eta_{Ug}^+ \approx \eta_{Ug}^- \approx \eta_{Ug}$ gilt. Da bei der Bestimmung des Normierungsfaktors k (s. Kapitel 6.2.1) die Totzeitverluste zunächst unberücksichtigt bleiben, wird η_{Ug} effektiv von der Größe k absorbiert. Daher kann man für die Asymmetrie schreiben:

$$A = \frac{(\dot{m}_{Laser}^+/\eta_{Laser}^+ - k\dot{m}_{Ug}^+) - (\dot{m}_{Laser}^-/\eta_{Laser}^- - k\dot{m}_{Ug}^-)}{(\dot{m}_{Laser}^+/\eta_{Laser}^+ - k\dot{m}_{Ug}^+) + (\dot{m}_{Laser}^-/\eta_{Laser}^- - k\dot{m}_{Ug}^-)} \quad (7.4.5)$$

In der Realität müssen selbstverständlich die Triggerrate, also die „wahre“ Rate, und die Ausleserate während der Messungen mitgeschrieben werden, da die Raten während eines Runs Schwankungen unterworfen sind. Bei zu großen Schwankungen, bei denen anzunehmen ist, daß die Zeitauflösung der Ratenmessung unzureichend ist, müssen die betreffenden Runs gegebenenfalls verworfen werden. Da man jedoch sowohl die wahre als auch die totzeitverlustbehaftete Rate kennt, kann für jede Ratenmessung die Totzeit des Systems nach Gleichung (7.4.1) bestimmt werden.

Für ein nicht-paralysierbares System wird man immer denselben Wert für die Totzeit erhalten. Das Datenerfassungssystem des Polarimeters verhält sich allerdings komplizierter, da die verwendeten ADCs über Zwischenspeicher verfügen, die vorübergehend „vollaufen“ können, wodurch das gesamte System vorübergehend blockiert wird. Dabei spielt die Auslastung des Ausleserechners (VMEbus-CPU) eine wesentliche Rolle. In der Praxis ist die Totzeit des Auslesesystems des Compton-Laserrückstreupolarimeters daher strenggenommen nicht konstant. Weicht die bestimmte Totzeit während einer Ratenexkursion von der mittleren Totzeit während des übrigen Runs um z.B. vier statistische Schwankungsbreiten ab, so wird der Run von der Analyse ausgeschlossen, um sicherzustellen, daß die angebrachten Totzeitkorrekturen an die Asymmetrien ausreichend genau sind. In Anhang B.2 ist die erreichbare Ausleserate als Funktion der Diskriminatorrate für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Auslesesoftware dargestellt.

Für die bei 1,5 GeV aufgenommenen Daten wird eine Verbesserung der Totzeitkorrekturen möglich sein, weil durch zusätzliche Hard- und Software die Zählraten aller Detektorkanäle nicht nur sekundlich, sondern für jedes einzelne Helizitätssample von 20 ms Dauer ausgelesen wurden.

Um beurteilen zu können, ob die Totzeitverluste zu einer nennenswerten Beeinflussung der Comptonasymmetrien führen, die korrigiert werden müßte, führen wir im folgenden eine einfache Abschätzung durch.

Die Totzeitverluste treten bei der Datennahme auf, bei der auf jedes Ereignis im Photonendetektor getriggert wird. Daher müssen wir die Gesamtrate des Photonendetektors betrachten – die Rate rückgestreuter Photonen ist zunächst nicht wesentlich. Die Comptonasymmetrie ist gegeben durch:

$$A = \frac{N^+ - (1 + \epsilon)N^-}{N^+ + (1 + \epsilon)N^-} \quad (7.4.6)$$

Dabei sind N^+ und $(1 + \epsilon)N^-$ die bereits um die Totzeitverluste korrigierten Ereigniszahlen für die beiden Strahlhelizitäten. Aufgrund der Comptonasymmetrie waren die Raten bei der Messung unterschiedlich, so daß für die beiden Helizitäten unterschiedliche Verluste auftraten und daher unterschiedliche

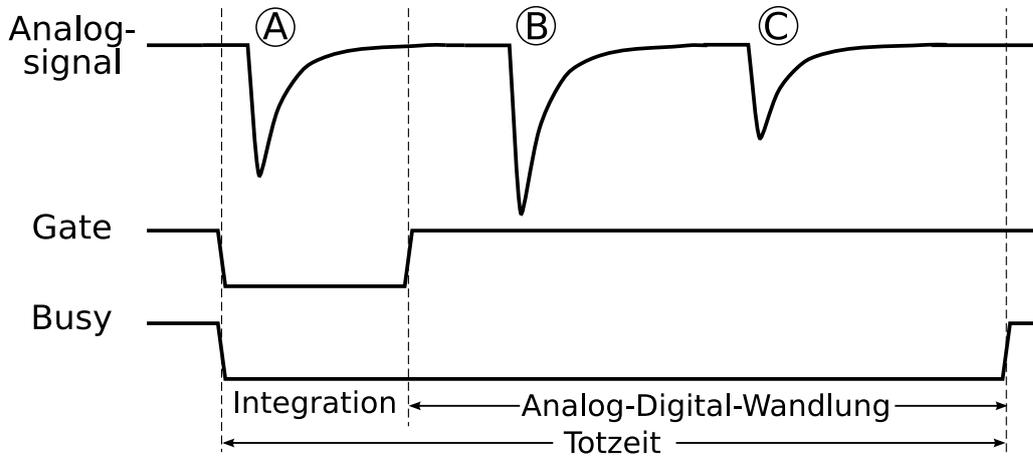


Abbildung 7.4.2 Entstehung von Totzeitverlusten. Dargestellt sind von oben nach unten das Analogsignal aus dem Detektor, das Gate-Signal, das das Integrationsfenster festlegt und das Busy-Signal des ADC, das anzeigt, daß der ADC gerade ein Ereignis verarbeitet.

Das Signal **A** löst eine Verarbeitung aus und wird aufintegriert („Integration“). Während der Analog-Digital-Wandlung kann der ADC keine weiteren Ereignisse verarbeiten („Totzeit“). Die Signale **B** und **C** werden daher nicht registriert und werden nicht zum gemessenen Spektrum beitragen.

Korrekturfaktoren verwendet werden mußten. Die Korrekturfaktoren unterscheiden sich um den Faktor $(1 + \epsilon)$. Entwickelt man die Asymmetrie in ϵ , so erhält man

$$A \approx A - \frac{N^-}{N^+ + N^-} (1 + A) \epsilon \approx A - \frac{\epsilon}{2} \quad (7.4.7)$$

da $1 + A \approx 1$ und $N^- / (N^+ + N^-) \approx 1/2$.

Schätzen wir nun noch ϵ ab. Die mittleren Ausleseraten für das Mikrosample 1 der Strahlzeit vom Februar 2008⁵ betragen

$$\begin{aligned} \dot{m}^+ &= (14626 \pm 4) \text{ 1/s} \\ \dot{m}^- &= (14643 \pm 4) \text{ 1/s} \end{aligned} \quad (7.4.8)$$

Mit einer mittleren Totzeit von $8 \mu\text{s}$ erhält man als Schätzwerte für die wahren Raten

$$\begin{aligned} \dot{n}^+ &= 16539 \text{ 1/s} \\ \dot{n}^- &= 16561 \text{ 1/s} \end{aligned} \quad (7.4.9)$$

und als Verhältnis der Korrekturfaktoren damit $(1 + \epsilon) = 1 + 139 \text{ ppm}$. Die Unsicherheit von ϵ ergibt sich aus der Zählstatistik zu $\delta\epsilon = 25 \text{ ppm}$.

⁵beam200208

Im vorliegenden Beispiel beträgt beträgt die Asymmetrie vor bzw. nach der Korrektur auf Totzeitverluste

$$\begin{aligned} A_{unkorr.} &= -1,13 \% \\ A_{korrr.} &= -1,14 \% \end{aligned} \quad (7.4.10)$$

was einer relativen Änderung der Asymmetrie durch die Totzeitverluste von $\epsilon/2A \approx (0,61 \pm 0,22)\%$ entspricht. Die anzubringenden Korrekturen sind also klein, aber nicht vernachlässigbar, wenn die Strahlpolarisation auf 1 % (statistischer Fehler) bestimmt werden soll.

Dieses Beispiel wurde für die Comptonasymmetrie aus dem Gesamtspektrum der rückgestreuten Photonen gerechnet. Für die Analyse der energie-markierten Photonenspektren müssen natürlich ebenso die Raten der Gesamtspektren herangezogen werden, um die Korrekturen zu bestimmen, die an die extrahierten Polarisationsprodukte anzubringen sind.

Im Anhang, Abschnitt B.2.5 sind die Ergebnisse einer Messung gezeigt, bei der das Totzeitverhalten des Datennahmesystems mit der alten Datennahmesoftware und mit der neuen Software (daccord-Server, s. Abschnitt 5.3.2) bestimmt wurde. Diese Daten werden zusammen mit den gemessenen Zählraten der Detektoren (insbesondere die Triggerrate und die Rate, mit der die ADCs tatsächlich ausgelesen werden) verwendet, um die Totzeitkorrekturen an die Daten anzubringen.

7.4.3 Pileup

Unter *Pileup* versteht man das zufällige Eintreffen mehrerer Teilchen in einem Detektor in kurzem zeitlichem Abstand, so daß die Teilchen nicht separat nachgewiesen werden können und stattdessen vom Detektor als *ein* Teilchen gesehen werden. Bei dem verwendeten Photonenkalorimeter handelt es sich um einen Szintillationsdetektor mit einer Abklingzeitkonstante des Szintillationslichtes von 41 ns [60]. Der Lichtpuls wird von einem Photomultiplier in einen elektrischen Strom $I(t)$ gewandelt (siehe Abschnitt 5.1.1) und in der Datenerfassungselektronik die Fläche unter dem Puls durch Integration zu einer Ladungsmenge Q integriert:

$$I(t) = Ae^{-t/\tau} \longrightarrow Q = \int_0^T I(t') dt' \quad (7.4.11)$$

Die Integrationszeit T wurde mit fünf Zeitkonstanten $T = 200 \text{ ns}$ so gewählt, daß nur ein möglichst kleiner Teil des Signals von etwa $e^{-5} \approx 0,7\%$ verlorenght.

Wir nehmen nun an, daß der Detektor einer Photonenrate \dot{n} ausgesetzt wird. Es möge zum Zeitpunkt $t = 0$ ein Photon auf den Detektor treffen, das genügend Energie deponiert und ein Triggerereignis auslöst. Gemäß der statistischen Natur der Ereignisse läßt sich die Wahrscheinlichkeit dafür, daß in die Integrationszeit eines Ereignisses mindestens ein weiteres Ereignis fällt, mittels der Poissonverteilung berechnen (s.a. [46]):

$$P_{Pileup} = 1 - P_T(\dot{n}, 0) = 1 - \frac{(\dot{n}T)^0 e^{-\dot{n}T}}{0!} = 1 - e^{-\dot{n}T} \quad (7.4.12)$$

Diese Situation, das zufällige Auftreten eines weiteren Ereignisses während der Integrationszeit, ist in Abbildung 7.4.3 dargestellt. Durch das zusätzliche Ereignis wird das Ergebnis der Energiemessung des ersten Ereignisses verfälscht.

Damit wird allerdings nur das Auftreten weiterer Ereignisse *nach* dem Ereignis zum Zeitpunkt $t = 0$ betrachtet. Hätte es ein Ereignis *vor* dem Zeitpunkt $t = 0$ gegeben, so hätte dieses ja den Trigger bereits ausgelöst. Unser Ereignis zum Zeitpunkt $t = 0$ wäre dann das Pileupereignis gewesen und nicht umgekehrt.

Es gibt aber einen weiteren möglichen Fall, der in der Abbildung 7.4.4 illustriert wird. Ein Ereignis hat den Trigger ausgelöst, der Analogpuls wird integriert und die Ladungsmenge in eine digitale Information gewandelt. Währenddessen trifft ein weiteres Photon den Detektor und zwar kurz vor dem Ende der Totzeit. Dieses Photon kann die Datenerfassung nicht auslösen, aber es kann bei genügend großer Amplitude die Energieinformation nachfolgender Pulse verfälschen. Aufgrund der kurzen Abklingzeit des verwendeten Szintillatormaterials LYSO von $\tau = 41$ ns können aber selbst Bremsstrahlungsphotonen nahe der Strahlenergie allenfalls in den letzten 500 oder 600 ns des 8 μ s langen Totzeitintervalls einen Beitrag von mehr als 10^{-3} zu einem nachfolgenden Ereignis liefern. Außerdem sind solche Ereignisse sehr selten, da die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten dreier Ereignisse eingeht.

Verfälschung der Comptonasymmetrien durch Pileup Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten von Pileup läßt sich nach Gleichung (7.4.12) berechnen. Für eine typische Diskriminatorrate von ca. $2 \cdot 10^4$ 1/s ergibt sich eine Wahrscheinlichkeit von ca. 0,4 % dafür, daß die Energieinformation eines Ereignisses durch Pileup verfälscht wird. Der größte Anteil des Untergrunds entfällt beim A4-Comptonpolarimeter auf Photonen aus Haloschauern. Die Form des Spektrums wurde mit GEANT4 simuliert (s. Abbildung 6.6.1). Daher ist eine gute Abschätzung für den Verlauf des Spektrums auch unterhalb der Diskriminatorschwelle bekannt und kann bei der Abschätzung der Pileupeffekte berücksichtigt werden.

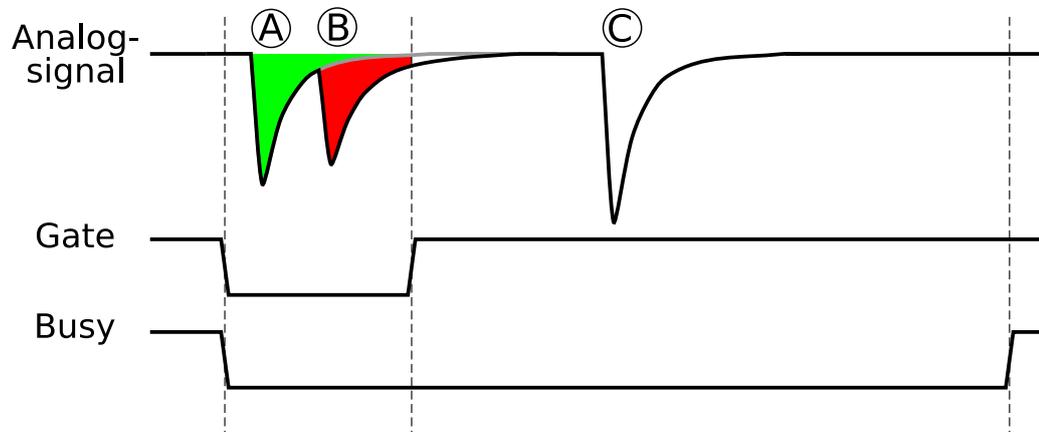


Abbildung 7.4.3 Das Ereignis **A** löst die Datenerfassung aus. Während der Integrationszeit tritt jedoch zufällig das Ereignis **B** auf. Die grüne Fläche entspricht der Energieinformation von Ereignis **A** ohne Pileup, die durch die rote Fläche (Energieeintrag durch Ereignis **B** während der Integrationszeit) verfälscht wird. Das Ereignis **C** hingegen tritt während der Analog-Digital-Wandlung auf und hat keinen Einfluß auf die Energiebestimmung von **A**.

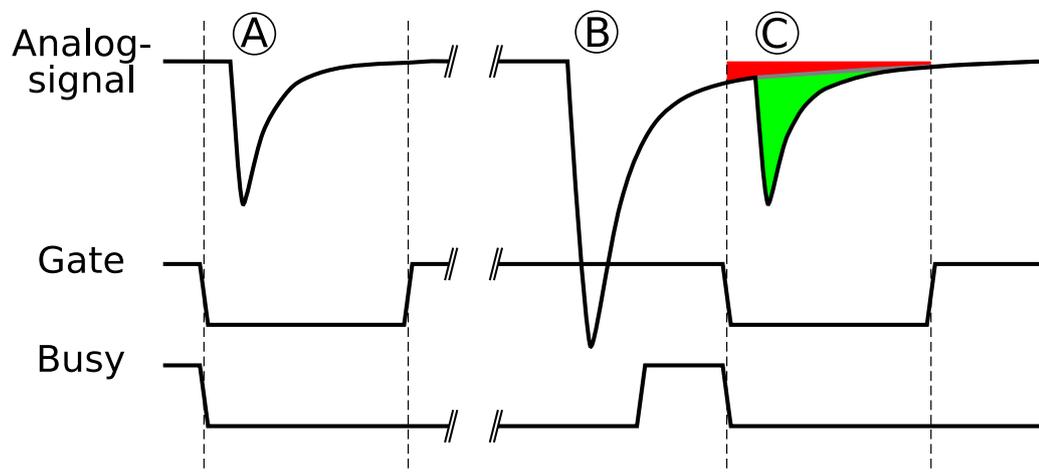


Abbildung 7.4.4 Das Ereignis **A** löst die Datenerfassung aus. Kurz vor Ablauf der Totzeit tritt das Ereignis **B** auf (z.B. ein hochenergetisches Bremsstrahlungsphoton). Der Schwanz der Exponentialfunktion von **B** verfälscht die Energieinformation des Ereignisses **C**, das nach Ablauf der Totzeit die Datenerfassung erneut auslöst.

Basierend auf der Annahme, daß nur ein kleiner Bruchteil der gemessenen Photonenenergien durch Pileup verfälscht ist, wurden gemessene Rohdaten vor allen weiteren Analysen (Untergrundsubtraktion usw.) durch „künstlichen Pileup“ modifiziert. Für jeden Kanal eines Rohspektrums wurde eine Anzahl von Pileupereignissen ausgewürfelt. Für jedes Pileupereignis wurde dann gemäß dem simulierten Untergrundspektrum ein pileupbedingter Energieeintrag gewürfelt. Es wurde berücksichtigt, daß das Pileupereignis zu irgendeinem Zeitpunkt im Integrationsfenster auftreten kann, so daß nicht immer seine volle Energie beitragen kann. Die aus diesen Ereignissen (mit und ohne Pileup) zusammengesetzten neuen Rohdaten wurden dann regulär analysiert und die extrahierte Comptonasymmetrie mit der Asymmetrie, die ohne Annahme zusätzlichen Pileups bestimmt worden wäre, verglichen.

In Abbildung 7.4.5 ist die Veränderung der Asymmetrie gegen die Pileupwahrscheinlichkeit für Extraktion der Asymmetrie aus den Gesamtspektren aufgetragen. Für die koinzidenten Daten ergibt sich ein ähnliches Verhalten. Die Änderungen der Asymmetrien und ihre Fehler wurden durch mehrfaches Anwenden des oben beschriebenen Verfahrens und Bestimmung von Mittelwert und RMS der für eine Pileupwahrscheinlichkeit erhaltenen Asymmetrien bestimmt. Der Verlauf läßt sich für kleine Pileupwahrscheinlichkeiten von bis zu ungefähr 2 % sehr gut durch einen linearen Zusammenhang beschreiben. Daher kann man als gesichert annehmen, daß die „wahre“ Asymmetrie, die man erhalten hätte, wenn während der Messungen überhaupt kein Pileup aufgetreten wäre, durch Extrapolation nach $-p_{Pileup}^{Messung}$ auf der x-Achse ermittelt werden kann:

$$A_{korr} = A_{exp} - \Delta A \quad (7.4.13)$$

Die Veränderung der Asymmetrie durch Pileup beruht darauf, daß bei kleinen Pileup-Energieeinträgen von wenigen MeV die Ereignisse innerhalb des Comptonpektrums umverteilt werden. Da das Untergrundspektrum zu größeren Energien hin schnell abfällt (s. Abbildung 6.6.1), sind diese kleinen Energieeinträge der Regelfall. Die Asymmetrie ist aber eine Funktion der Photonenenergie, so daß die gemessene Asymmetrie durch die Umverteilung einiger Ereignisse modifiziert werden kann. Bei großen Energieeinträgen wiederum „verschwinden“ die Ereignisse aus dem Integrationsfenster, innerhalb dessen die Asymmetrie bestimmt wird.

Für die Spektren getaggtter Photonen sollte sich daher eine wesentlich geringere Abhängigkeit der Asymmetrie von der Pileupwahrscheinlichkeit ergeben, da die Asymmetrie innerhalb eines Spektrums getaggtter Photonen praktisch konstant ist. Exemplarisch ist in Abbildung 7.4.6 das aus den Daten bestimmte Polarisationsprodukt $P_e P_L$ gegen die Pileupwahrscheinlichkeit aufgetragen. Die Änderung von $P_e P_L$ mit p_{Pileup} ist mit Null verträglich, so

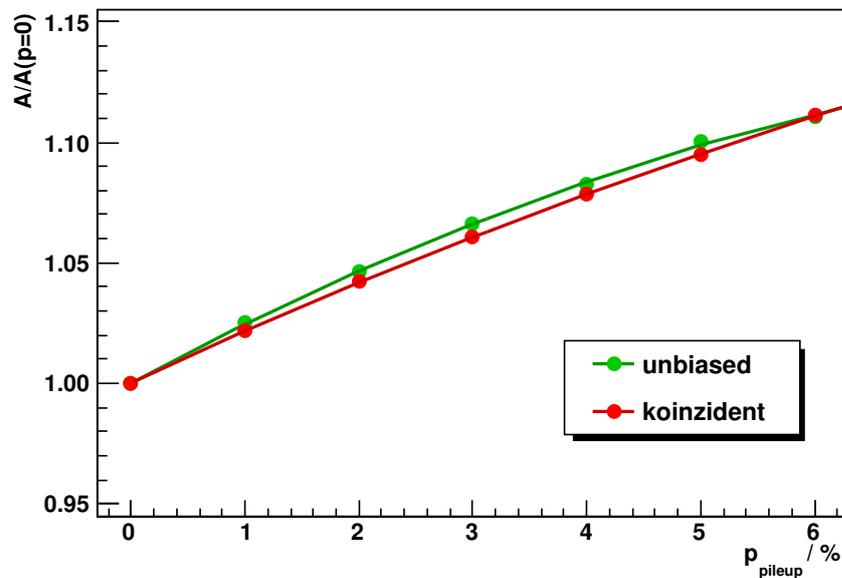


Abbildung 7.4.5 Relative Änderung der Comptonasymmetrie in den Gesamtspektren und Koinzidenzdatensätzen durch Pileup. Der Beitrag der falschen Asymmetrie kann durch ein Polynom zweiter Ordnung beschrieben werden. In grün ist die Änderung der Asymmetrie für die Gesamtspektren und in rot für die koinzidenten Daten dargestellt. Für kleine Pileupwahrscheinlichkeiten $p_{\text{Pileup}} < 2\%$ kann von $\Delta A/p_{\text{Pileup}} \sim +2\%/%$ ausgegangen werden.

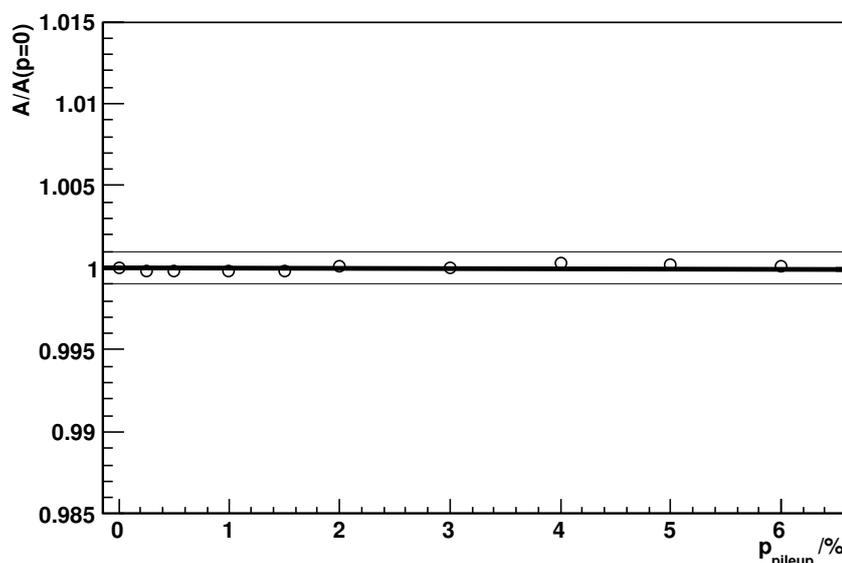


Abbildung 7.4.6 Relative Änderung des aus den Spektren getaggtter Photonen bestimmten Polarisationsproduktes durch Pileup. Die durch Pileup hervorgerufenen falschen Asymmetrien in den Spektren getaggtter Photonen sind offenbar kleiner als 0,05 % und damit vernachlässigbar.

daß bei der Analyse der Spektren getaggtter Photonen keine Korrekturen angebracht werden müssen.

Die Unempfindlichkeit der Asymmetrien der Spektren getaggtter Photonen mag paradox erscheinen. Die Gesamtrate, der der Photonendetektor ausgesetzt ist, ist zwar wegen Gleichung (3.2.7) helizitätsabhängig, allerdings sind die Beiträge der Untergrundprozesse erheblich höher. Dadurch ist die Helizitätsabhängigkeit der Gesamtrate und damit der zur Gesamtrate direkt proportionalen Pileupwahrscheinlichkeit klein. Aus diesem Grund ergeben sich für die Spektren energiemarkierter Photonen keine nennenswerten Korrekturen.

7.4.4 Untergrundasymmetrien und Untergrundverdünnung

Durch mögliche physikalische Asymmetrien im Untergrund könnten die Comptonasymmetrien verfälscht werden. Da von den Rohspektren mit Laserlicht für die Analyse Untergrundspektren (ohne Laserlicht) abgezogen werden, müßte eine eventuell vorhandene Asymmetrie des Untergrunds berücksichtigt werden, da die Untergrundnormierung mit einer statistischen Unsicher-

heit behaftet ist. Selbst bei verschwindender Untergrundasymmetrie kann natürlich eine Verdünnung (oder „Konzentration“) der Comptonasymmetrien durch den statistischen Fehler der Untergrundnormierung erfolgen. Diese Effekte werden dadurch abgeschätzt, daß die bestimmten Untergrundnormierungskonstanten im Rahmen ihrer statistischen Fehler variiert werden und der Einfluß auf die extrahierte Comptonasymmetrie in den systematischen Fehler mit einbezogen wird.

Eine weitere Verfälschung der gemessenen Asymmetrien kann durch den im vorangegangenen Abschnitt diskutierten Pileup verursacht werden. Die Hauptkomponente des Untergrundspektrums speist sich aus Haloteilchen, die in der Strahlführung der Wechselwirkungszone an zwei Engstellen im Strahlrohr aufschauern. Während dieser Prozeß der Schauerbildung selbst eigentlich keiner Helizitätskorrelation unterliegen dürfte, könnte allerdings die Halointensität durchaus mit der Strahlhelizität korreliert sein. Durch helizitätskorrelierte Strahlablagen könnte im Beschleuniger an kleinen Aperturen Strahlhalo helizitätskorreliert abgestreift werden.

Aus diesem Grund wurde aus den Untergrunddaten („Laser aus“) ein Satz von Mikrosamples zusammengestellt. Diese wurden dann wie normale Daten behandelt, mit dem Unterschied, daß auf die Energiekalibration verzichtet und natürlich keine Untergrundsubtraktion vorgenommen wurde. Die Asymmetrien wurden dann in entsprechenden Intervallen (in ADC-Kanälen) bestimmt, die den in der normalen Analyse verwendeten Energieintervallen entsprechen. Die bislang gemessenen Untergrundspektren für die Gesamtspektren und Koinzidenzdaten wiesen alle stets innerhalb von maximal $1,4 \sigma$ mit Null verträgliche Asymmetrien auf (siehe Abbildung 7.4.7). Die Asymmetrien in den Untergrundspektren getaggtter Photonen sind exemplarisch für ein Mikrosample in Abbildung 7.4.8 dargestellt und sind üblicherweise entweder sehr klein oder mit Null verträglich.

Bei der Analyse der Spektren getaggtter Photonen tritt zusätzlich allerdings ein Problem auf, das durch die Kontamination der Spektren mit Zufallskoinzidenzen, wie in Abschnitt 6.3 bereits diskutiert, hervorgerufen wird.

7.4.5 Systematische Unsicherheiten

Die wesentlichen systematischen Unsicherheiten ergeben sich aus der Wahl der unteren Schwelle des Energieintervalls zur Bestimmung der Asymmetrien und aus einem Geometriefehler des Faserbündels, der bei der Analyse der Daten entdeckt wurde. Zusätzlich wurden weitere mögliche systematische Fehlerquellen betrachtet, von denen hier die Ungenauigkeit mit der die Strahlenergie und die Laserwellenlänge bekannt sind, diskutiert werden. Zusätzlich wurden unter anderem der Einfluß der Grenzen des Intervalls zur

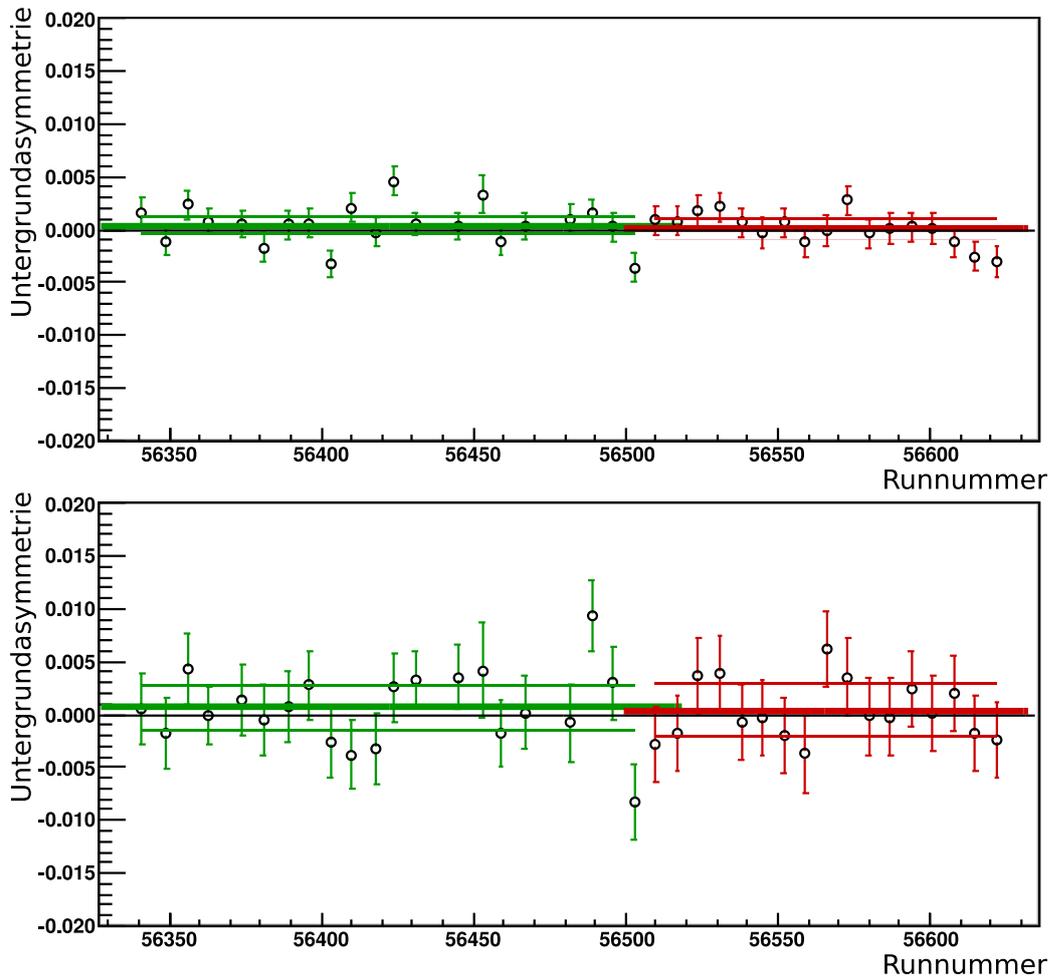


Abbildung 7.4.7 Untergrundasymmetrien in der Strahlzeit vom Februar 2008 (*beam200208*). Oben für die Gesamtspektren und unten für die Koinzidenzdaten. In allen Fällen sind die Asymmetrien innerhalb des Energiebereichs der rückgestreuten Photonen bestimmt worden und ihre Mittelwerte über jeweils eine GVZ-Einstellung sind innerhalb von höchstens $1,4\sigma$ mit Null verträglich. Die dicken farbigen Linien geben die Mittelwerte der Asymmetrien für das jeweilige GVZ-Sample an und die dünnen farbigen Linien die 3σ -Intervalle der jeweiligen Mittelwerte.

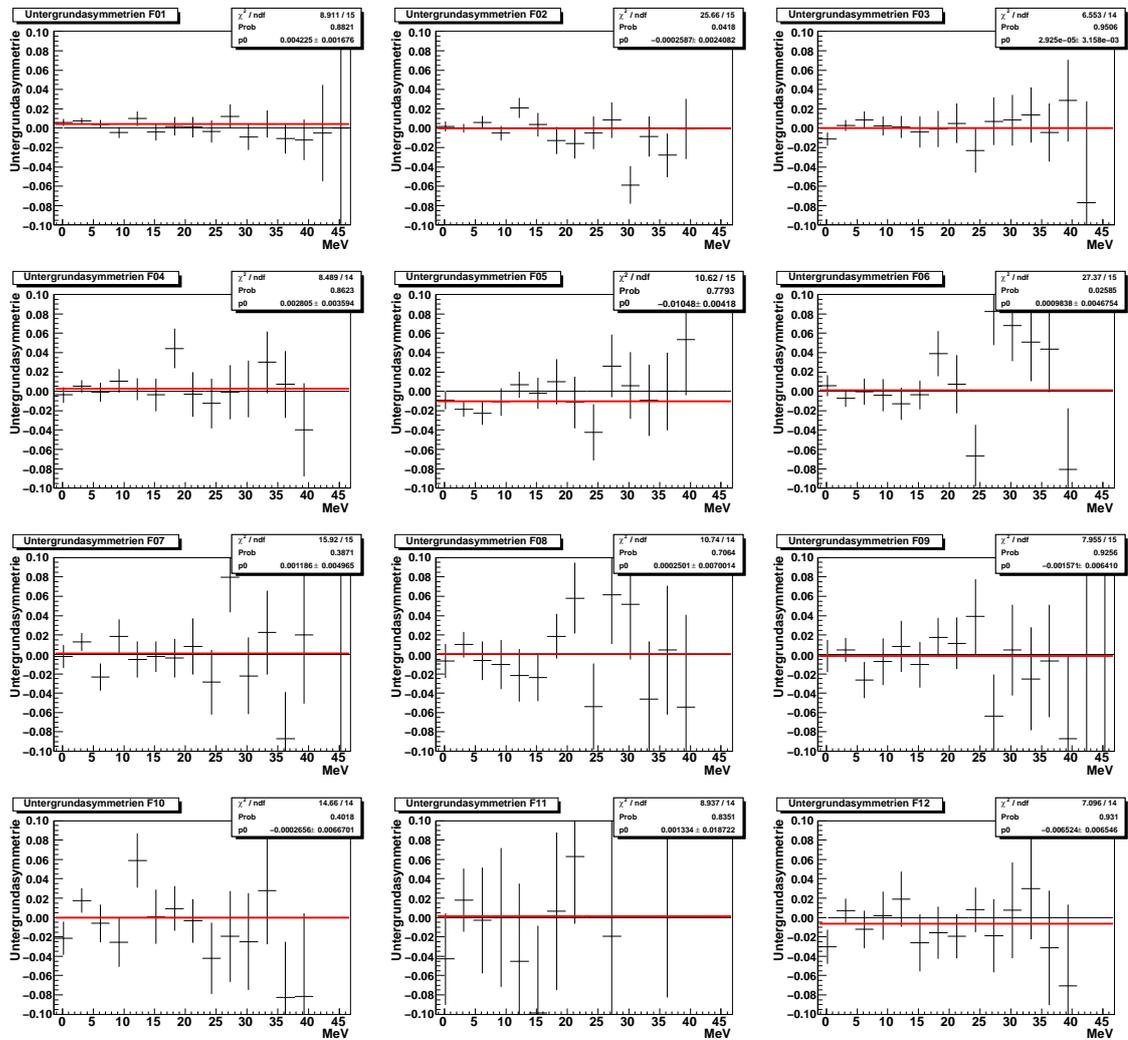


Abbildung 7.4.8 Untergrundasymmetrien („Laser aus“-Spektren) für Mikrosample 2 der Spektren getaggtter Photonen aus der Strahlzeit *beam200208*. Es wurden die Mittelwerte jeweils über das gesamte Spektrum gebildet und rot eingezeichnet. Die Untergrundasymmetrien sind für alle Spektren bis auf ein Spektrum innerhalb einer Standardabweichung mit Null verträglich oder zumindest sehr klein (<0,5 %).

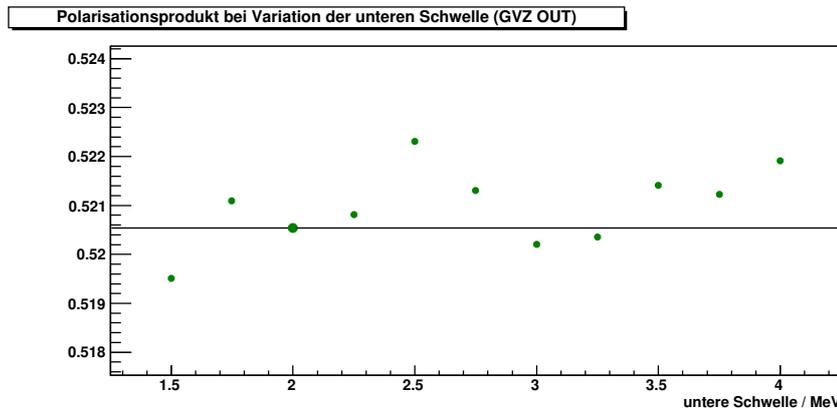


Abbildung 7.4.9 Einfluß der unteren Schwelle der Analyse auf das extrahierte Polarisationsprodukt für die Strahlzeit vom Februar 2008 (*beam200208*). Der Nominalwert der unteren Schwelle liegt bei 2,0 MeV (dicker Punkt). Die Schwelle wurde im Bereich von 1,5 bis 4,0 MeV variiert.

Untergrundnormierung und die Wahl der Abbruchbedingungen für die simultanen Fits untersucht. Die gefundenen Effekte waren jedoch mit Null verträglich und werden hier nicht weiter besprochen.

Wahl der Schwellen

Das Energieintervall, innerhalb dessen die Asymmetrien der Spektren getagter Photonen bestimmt werden, beginnt bei einer festen unteren Schwelle (hier 2 MeV) und endet bei einer oberen Schwelle, die vom Analyseprogramm aus den Parametern der Triggereffizienzfunktionen für jedes Spektrum separat und automatisch ermittelt wird (s. Abbildung 7.3.8). Die untere Schwelle wurde so gewählt, daß sie definitiv oberhalb der Schwelle des CFD des Photonendetektors liegt, gleichzeitig jedoch möglichst tief, um die Statistik zu maximieren. Da diese Bedingungen keinen exakten Wert liefern, sondern prinzipiell ein gewisser Bereich – ungefähr zwischen 1,5 und 4,0 MeV – für die Wahl der unteren Schwelle zulässig ist, muß der Einfluß der Schwelle auf das Ergebnis der Polarisationsmessung untersucht werden.

Es wurde sowohl untersucht, inwieweit sich das Polarisationsprodukt über alle Mikrosamples gemittelt ändert, als auch wie sich das aus einzelnen Mikrosamples extrahierte Polarisationsprodukt ändert, wenn die untere Schwelle variiert wird. In Abbildung 7.4.9 ist der erstgenannte Fall dargestellt. Für die einzelnen Mikrosamples ergaben sich damit kompatible Ergebnisse. Die Variation von $P_e P_L$ mit der Schwelle liegt in der Größenordnung von etwa

$\pm 0,2$ % (relativ) bei Änderungen von $\pm 0,5$ MeV und wird dem systematischen Fehler zugerechnet.

Es wurde ebenfalls untersucht, ob der Ausschluß einzelner Photonenspektren (also z.B. der Spektren, die zur strahlnächsten Faser gehören), andere Abhängigkeiten von $P_e P_L$ von der unteren Schwelle ergibt. Dies könnte zum Beispiel einen Hinweis darauf liefern, daß die Beiträge der mit strahlnahen Fasern verknüpften Spektren zum Mittelwert $P_e P_L$ systematisch von denen der anderen Spektren verschieden sind, weil die Statistik dieser Spektren von der unteren Schwelle am stärksten beeinflusst wird. Allerdings konnte keine Abweichung von dem Verhalten, das sich bei Berücksichtigung aller Spektren ergibt, festgestellt werden.

Ein anderer interessanter Effekt wurde jedoch mit einer ähnlichen Methode gefunden, die in diesem Abschnitt weiter unten diskutiert wird.

Strahlenergie

Die Energie des Elektronenstrahls in der Extraktion des RTM3 wird in den A4-Strahlzeiten von der Beschleunigergruppe gemessen. Die Unsicherheit der Messung beträgt dabei 160 keV und ergibt sich im wesentlichen aus der Unsicherheit in der Position des verwendeten Strahllageмонitors.

Die Detektorsimulationen wurden für eine Strahlenergie von 854,3 MeV durchgeführt. Allerdings ändert sich die Form der Spektren bei kleinen Änderungen der Strahlenergie nur unwesentlich, so daß die Simulationen zur Energiekalibration und zur Bestimmung der Detektorantwort verwendet werden können.

Die Comptonasymmetrie nach Gleichung (3.2.4), die sich aus dem Wirkungsquerschnitt ergibt, ändert sich bei kleinen Abweichungen der Strahlenergie E in zweierlei Hinsicht. Die Funktion wird skaliert, wobei sich die Skalierung aus der Änderung der maximalen Asymmetrie A_C^{max} für $\rho = 1$ aus Gleichung (3.2.6) abschätzen läßt:

$$\frac{\partial A_C^{max}}{\partial E} = \frac{16k}{m^2 a (1 + 1/a^2)^2} \quad (7.4.14)$$

Eine Unsicherheit von 160 keV in der Strahlenergie entspricht damit einer Unsicherheit von 5,7 ppm in A_C^{max} , entsprechend einem relativen Fehler von $\delta A_C^{max}/A_C^{max} = 1,9 \cdot 10^{-4}$. Zusätzlich wird sich die Position des Nulldurchgangs der Asymmetrie ρ_0 (Gleichung 3.2.5) verändern:

$$\frac{\partial \rho_0}{\partial E} = \frac{4k}{m^2 (1 + 1/a)^2} \quad (7.4.15)$$

Die Unsicherheit in E von 160 keV entspricht einer Unsicherheit von 37,5 eV in der Position des Nulldurchgangs.

Damit sind beide Effekte im Vergleich zu den übrigen Unsicherheiten praktisch vernachlässigbar.

Bei der Datenanalyse wird zur Bestimmung der Analysierstärke aus dem Wirkungsquerschnitt stets mit dem Meßwert der Strahlenergie gearbeitet. Die gemessenen Energien liegen in aller Regel um etwa 0,1 bis 0,2 MeV höher. Die Nominalenergie liegt für A4 bei 854,25 MeV (Standarddatensatz für A4-Strahlzeiten mit longitudinalem Spin). Dabei ergibt sich durch die Spinpräzession in Beschleuniger und Strahlführung, daß der Spin in den Experimentierhallen des A4-Experiments longitudinal steht. Zusätzlich gibt es die MAMI-Standarddatensätze. Dabei entsprechen 90 Umläufe im RTM 3 einer Strahlenergie von 855,15 MeV. Die longitudinale Spinstellung muß dabei durch entsprechende Einstellung des Wienfilters sichergestellt werden.

In der Strahlzeit vom Februar 2008⁶ betrug die gemessene Strahlenergie 855,33 MeV (Energiesmessung vom 22.02.2008). Verwendet wurde der MAMI-Standarddatensatz für 855,15 MeV, so daß sich eine Abweichung von 0,18 MeV ergibt. Die relative Abweichung der Comptonasymmetrie bzw. Analysierstärke beträgt damit lediglich 0,02 % (6,4 ppm absolut). Durch die Rechnung mit dem gemessenen Wert der Strahlenergie wird jedoch auch die Lage von ρ_0 bzw. die gesamte Abhängigkeit der Comptonasymmetrie von der Energie der rückgestreuten Photonen aufgrund der Änderung des kinematischen Faktors a nach Gleichung (3.1.12) korrekt berücksichtigt. Abweichungen von der Nominalenergie können damit zu keinen signifikanten Abweichungen der angenommenen Analysierstärke führen.

Laserwellenlänge

In der Analyse wurde mit einer Wellenlänge von $\lambda = 514,5$ nm bzw. einer Photonenenergie von $k = 2,41$ eV gerechnet. Die Unsicherheit von k_f^{max} (Gln. (3.1.11)) hängt von k wie folgt ab:

$$\delta k_f^{max} = \delta k \cdot \frac{a}{k} k_f^{max} \quad (7.4.16)$$

Für die Rundung von λ auf 0,1 nm erhält man $\delta k_f^{max} = 5$ keV, also einen relativen Fehler von 0,02 % – halb so groß wie der aus der Unsicherheit der Strahlenergie resultierende Fehler. Die Wellenlänge der Argonionen-Linie bei 514,53 nm (entsprechend $\nu = 5,8 \cdot 10^{14}$ Hz) ist bei einer Linienbreite von typischerweise 10 GHz (entsprechend ungefähr 0,01 nm) deutlich genauer bekannt als auf 0,1 nm [10].

⁶beam200208

Geometrie des Faserbündels

Bei der Anfertigung des Faserbündels wurde großer Wert auf die präzise Anordnung der Fasern gemäß Abbildung 5.1.7 gelegt [50]. Die Analyse ist jedoch empfindlich auf kleine Abweichungen der Lage der Fasern von ihren Sollagen. Daher wurde kontrolliert, ob aufgrund möglicher Toleranzen der Faserpositionen eine systematische Verfälschung der Analysierstärke des Polarimeters vorliegt.

Dazu wurde bei der Bestimmung des Polarisationsproduktes $P_e P_L$ jeweils ein Spektrum energiemarkierter Photonen *nicht* berücksichtigt. Wenn die tatsächliche Lage einer Faser von ihrer Sollage abweicht, führt dies dazu, daß die tatsächliche Analysierstärke für das betreffende Photonspektrum von der aus den Parametern des simultanen Fits bestimmten Analysierstärke abweicht, da hier die Sollgeometrie des Faserbündels eingeht. Läßt man in der Analyse das entsprechende Photonspektrum weg, sollte eine Abweichung von $P_e P_L$ gegenüber dem Wert mit dem vollen Datensatz auftreten, wenn die Lageabweichung groß genug ist.

In Abbildung 7.4.10 ist das Ergebnis für $P_e P_L$ dargestellt, wobei jeweils ein Photonspektrum in der Auswertung weggelassen wurde. Läßt man das zu Faser 10 oder 12 gehörende Spektrum weg, so führt dies zu einer deutlichen Beeinflussung des Ergebnisses. Da die Abweichungen der beiden Kanäle praktisch gleich groß sind und sie sich somit kompensieren, ergibt sich daraus keine systematische Beeinflussung der Analysierstärke des Polarimeters.

Die Fasern wurden in einer in der Werkstatt des Instituts CNC-gefertigten Halterung verklebt, um die vorgegebenen Abstände der Fasern mit einer Genauigkeit von 20 μm einzuhalten. Dennoch kann nicht mit völliger Sicherheit ausgeschlossen werden, daß zum Beispiel beim Verkleben der Fasern mit reflektierender Farbe durch Verklumpungen in der Farbe die Positionen bestimmter Fasern nicht den Vorgaben entsprachen. Abbildung 7.4.11 zeigt ein Beispiel für eine mögliche Erklärung eines symmetrischen Lagefehlers zweier Fasern. Die in der rechten Skizze illustrierte Situation entspricht dem in Abbildung 7.4.10 beobachteten Verhalten von $P_e P_L$.

Die Analysierstärken der beiden Fasern weichen um ca. 4 % (relativ) von den erwarteten Analysierstärken ab. Aus der Asymmetrie des Comptonwirkungsquerschnitts erhält man $dA_C/dx \approx 0,5 \text{ %/mm}$ (Faser 10) bzw. $0,33 \text{ %/mm}$ (Faser 12), bei erwarteten Analysierstärken von $A_C \approx 2,5 \text{ %}$ (Faser 10) bzw. $3,0 \text{ %}$ (Faser 12). Daraus kann die Abweichung δx der Fasern von ihren Sollagen auf ungefähr 100 bis 150 μm abgeschätzt werden.

Es muß betont werden, daß einerseits die Ursache für die offensichtliche systematische Abweichung der Analysierstärken der beiden Fasern 10 und 12 nicht eindeutig geklärt werden kann, nachdem auch in Photographien

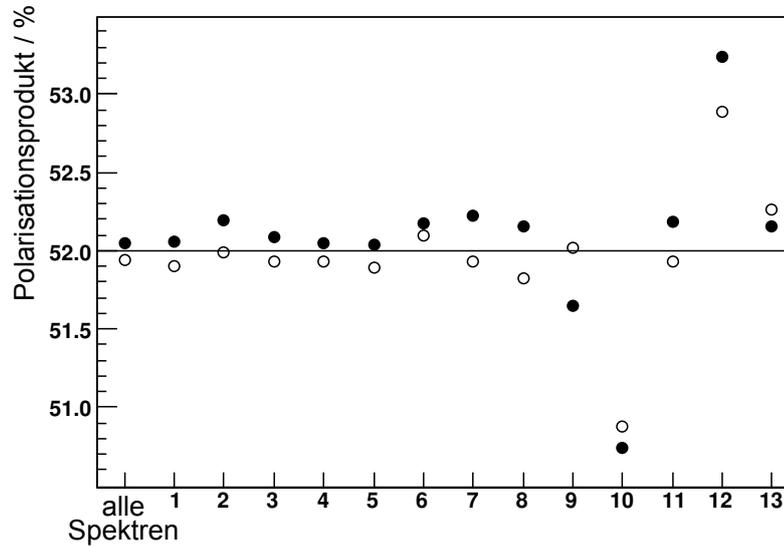


Abbildung 7.4.10 Polarisationsprodukt $P_e P_L$ unter Nichtberücksichtigung des mit jeweils einer Faser assoziierten Spektrums getaggtter Photonen. Man erwartet Werte, die um das mit allen Spektren ermittelte Ergebnis schwanken. Für zwei Fasern (10 und 12) erhält man jedoch deutliche Abweichungen mit entgegengesetztem Vorzeichen, die zum Beispiel durch eine Fehlpositionierung dieser beiden Fasern erklärt werden können.

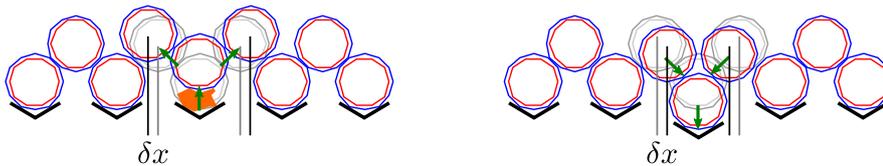


Abbildung 7.4.11 Mögliche Entstehung symmetrischer Lagefehler von Fasern des Elektronendetektors. Die Situation **links** kann entstehen, wenn etwa durch eine Verklumpung in der zum Verkleben verwendeten reflektierenden Farbe oder durch einen Fertigungsfehler der Montagehalterung für das Faserbündel eine Faser aus ihrer Sollage nach oben verschoben wird und ihre Nachbarn zur Seite drückt. **Rechts** ist illustriert, wie durch eine zu tief ausgefräste Nut der Montagehalterung eine Faser aus der Sollage nach unten verschoben werden kann, so daß ihre Nachbarn nach innen „nachrutschen“.

des Faserbündels keine sichtbaren Abweichungen der Faserpositionen sichtbar waren. Andererseits stellt das beobachtete Verhalten durch die offensichtliche gegenseitige Kompensation der beiden Abweichungen einen unkritischen Fall dar.

Da eine *nicht* vollständige Kompensation bei der vorliegenden Statistik nicht ausgeschlossen werden kann, wird aus Abbildung 7.4.10 ein systematischer Fehler abgeschätzt. Die absolute Abweichung von $P_e P_L$ für die zehnte Faser beträgt $-1,18\%$ von $P_e P_L$ für alle Fasern, die für die zwölfte Faser $+1,07\%$. Der Unterschied in den Abweichungen von $0,11\%$ entspricht einem relativen Einfluß von $0,21\%$ auf $P_e P_L$, der sicherheitshalber auf $0,25\%$ „aufgerundet“ wird.

Die abgeschätzten Sollageabweichungen der beiden Fasern werden bei den 1508 MeV-Datensätzen noch genauer bestimmt werden können, da die größeren Asymmetrien bei diesen Daten zu deutlich besserer statistischer Genauigkeit der Polarisationsmessung führen. Daher ist geplant, für die Analyse der 1508 MeV-Daten die Lageabweichungen aus den Daten zu bestimmen und in die Beschreibung des Faserbündels in den Analyseprogrammen zu implementieren. Dadurch sollte sich auch die Beurteilung der Qualität der durchgeführten simultanen Fits an die Spektren energiemarkierter Photonen sowie das Konvergenzverhalten der Fits verbessern lassen.

Spinwinkel

Das Compton-Laserrückstreupolarimeter mißt die Projektion des Elektronenspins auf den Photonspin im Ruhesystem des Elektrons. In der Praxis (für kleine Kreuzungswinkel der Strahlen) entspricht dies der Projektion auf die Elektronenstrahlachse.

Der Strahl kann allerdings in der Wechselwirkungszone innerhalb der magnetischen Schikane gegen die Sollachse verkippt sein. Nimmt man eine maximal mögliche Verkippung von 6 mrad an, die erforderlich sein kann, um Überlapp zwischen Elektronen- und Laserstrahl zu erhalten, so entspricht dies wegen der Präzession der Elektronenspins in den Magnetfeldern der Schikane mit einem Spin Tune $\nu \approx 2^7$ einem Fehlwinkel des Spins von maximal $\phi = 12\text{ mrad}$ und damit einem Fehler in der Polarisationsmessung von $1 - \cos \phi = 72\text{ ppm} \approx 10^{-4}$, was vernachlässigt werden kann. Die typischen Winkel zwischen Elektronen- und Laserstrahl und die daraus resultierende mögliche „Verkürzung“ des Spins in der Projektion liegen typischerweise bei nur etwa zwei oder drei Milliradian, so daß die Korrektur für die Projektion auf den Photonspin nochmals deutlich geringer ausfällt.

⁷Spin Tune $\nu = E[\text{GeV}]/0,44065 \approx 2$ bei 855 MeV Strahlenergie

7.5 Polarisationsbestimmung für einen ausgewählten Datensatz (855 MeV)

Im Rahmen einer 315 MeV-Produktionsstrahlzeit im Februar 2008⁸ wurde für die Dauer eines Wochenendes die Strahlenergie auf 854,3 MeV umgestellt, um die Polarisation des Elektronenstrahls mit dem Comptonrückstreupolarimeter zu bestimmen. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in diesem Abschnitt kurz vorgestellt.

7.5.1 Daten

Es wurden insgesamt 303 Runs von je fünf Minuten Dauer bei einer gemessenen Strahlenergie von 854,33 MeV genommen. In die Analyse gehen davon 190 Runs mit Laserlicht und 78 Runs zur Untergrundbestimmung ohne Laserlicht ein. Die übrigen 12 % der Daten wurden von der Analyse ausgeschlossen. Etwas mehr als die Hälfte der Daten wurde ohne GVZ und der Rest mit GVZ genommen. Die Helizität des Laserlichts war während der Datennahme linkshändig. Es wurden mehrere Messungen des Polarisationszustands des Laserlichts durchgeführt, die einen Zirkularpolarisationsgrad von 83,5 % ergaben, siehe Abschnitt 7.5.3.

7.5.2 Analyse

Runs, während denen der Strahl oder eine der Strahlstabilisierungen ausgefallen war, wurden verworfen. Ebenso Runs, bei denen auffällige Veränderungen in den Energiespektren des Photonendetektors oder in den Zählraten der Detektoren auftraten, beispielsweise ungewöhnlich hohe Raten während einiger Sekunden, die auf erhöhte Strahlung in der Halle hindeuten.

Die unbeschädigten Daten wurden wie oben beschrieben analysiert. Eine Serie von Runs mit gleichen Strahlbedingungen bildet ein Sample. Insgesamt wurden 9 Samples definiert. Jedes Sample wurde in Mikrosamples unterteilt, die sich vorzugsweise aus jeweils fünf Runs mit Laserlicht und zwei Runs ohne Laserlicht zusammensetzen. Die Daten wurden in 38 Mikrosamples unterteilt (davon 21 ohne GVZ und 17 mit GVZ).

Für die Bestimmung der Asymmetrien der Mikrosamples der Gesamtspektren und der Koinzidenzdatensätze wurden als Grenzen 16,5 und 27,0 MeV gewählt. Die untere Grenze von 16,5 MeV wurde durch Minimierung des relativen statistischen Fehlers der Asymmetrien festgelegt.

⁸*beam200208*

Datensatz	GVZ	Rohasymmetrie / %	
Gesamtspektrum	in	$-1,025 \pm$	0,027
Gesamtspektrum	out	$+1,040 \pm$	0,033
koinzident	in	$-1,056 \pm$	0,017
koinzident	out	$+1,022 \pm$	0,021
Datensatz	GVZ	$P_e P_L$ (korr.) / %	
getaggt	in	$+52,09 \pm$	0,87
getaggt	out	$-52,10 \pm$	1,10

Tabelle 7.5.1 Aus den Daten der Strahlzeit vom Februar 2008 (*beam200208*) für den Datensatz bei 855 MeV Strahlenergie extrahierte Comptonasymmetrien. An die Asymmetrien und das Polarisationsprodukt sind keine Totzeitkorrekturen angebracht.

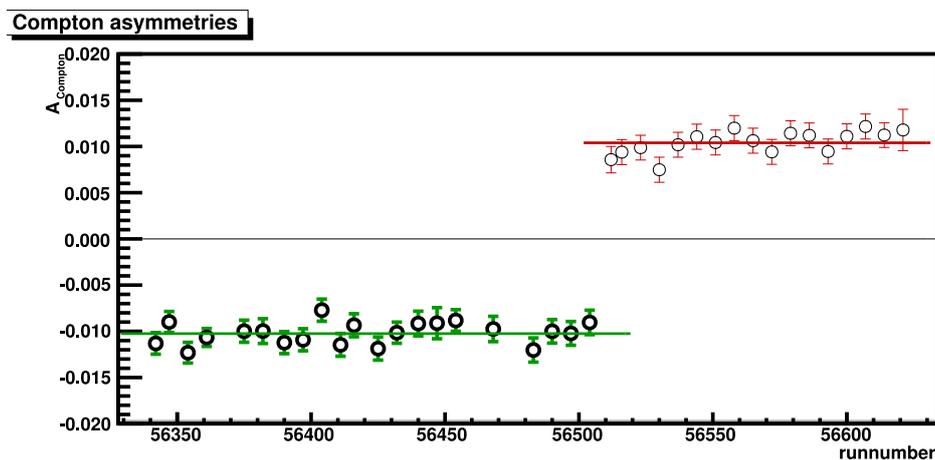


Abbildung 7.5.1 Comptonasymmetrien, Gesamtspektren

Die Auswertung der Gesamtspektren liefert die in Abbildung (7.5.1) dargestellten Asymmetrien. In gleicher Weise wurden die Koinzidenzdaten analysiert. Die Ergebnisse sind in Abbildung 7.5.2 dargestellt.

Für die Bestimmung des Polarisationsproduktes aus den Spektren energiemarkierter Photonen wurden von den strahlernen Fasern bedarfsweise zufallskoinzidente Ereignisse subtrahiert, um eine Verfälschung der Asymmetrien zu vermeiden. Die Asymmetrien der einzelnen Spektren wurden anschließend im Energiebereich zwischen 2,0 und (abhängig von der Energie der getaggtten Photonen) bis zu 27,0 MeV bestimmt. Die erwarteten Asymmetrien wurden aus den Wirkungsquerschnitten $d\sigma_0/d\rho$ und $d\sigma_p/d\rho$ durch

	Wert	stat.	sys.
Polarisationsprod./%	53.24		
Korrektur: Totzeit	+0.28	0.10	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+2.24	0.09	
korr. Polarisationsprod.	55.76		
Untergrundnormierung		0.02	
Zählstatistik (inkl. Korrel.)		4.05	
Energiekalibration		0.06	
untere Schwelle			0.11
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler Faserbündel			0.14
Polarisationsprod./%	55.20	4.05	0.18

Tabelle 7.5.2 Fehlerbeiträge zum Polarisationsprodukt für Mikrosample 1 aus der Strahlzeit im Februar 2008 (*beam200208*).

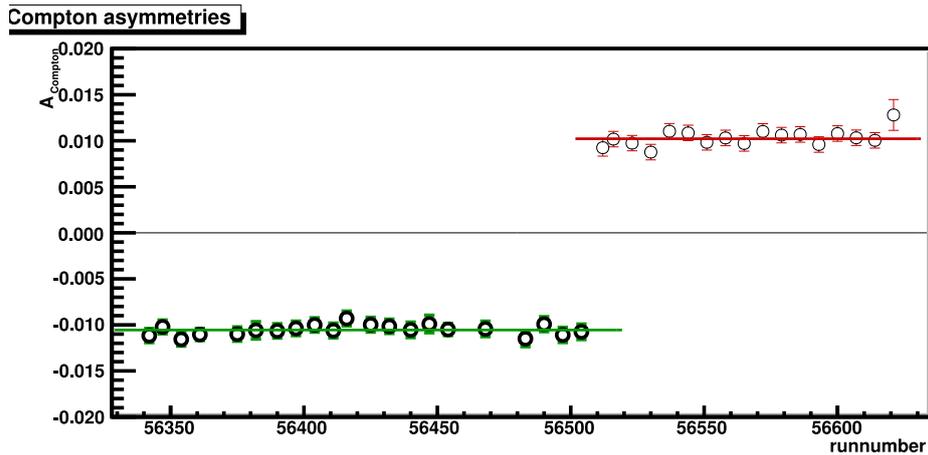


Abbildung 7.5.2 Comptonasymmetrien, Koinzidenz-Daten

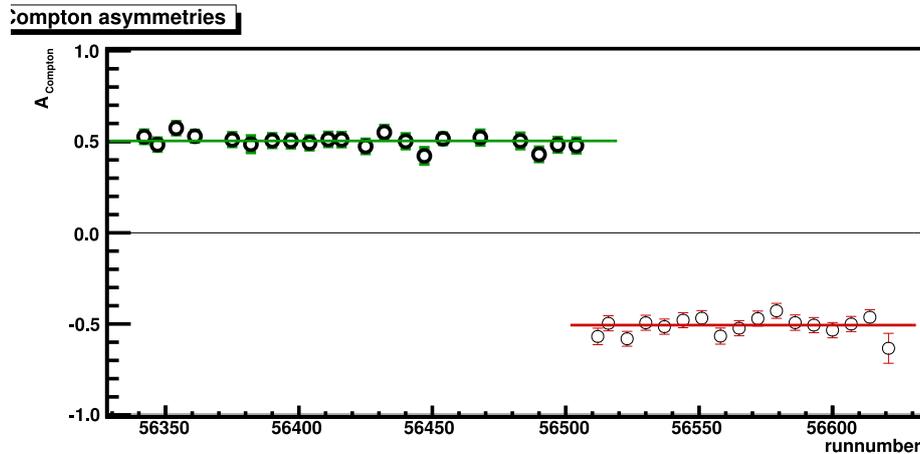


Abbildung 7.5.3 Polarisationsprodukt $P_e P_L$, energiemarkierte Photonen

mit den jeweiligen Triggereffizienzfunktionen gewichtete Integration und Verhältnisbildung bestimmt (Abbildung 7.5.3).

In der Tabelle 7.5.2 sind die einzelnen Beiträge zu statistischem und systematischem Fehler, aufgeschlüsselt für das erste Mikrosample der Strahlzeit, exemplarisch aufgeführt. Die sich aus den Fehlern der Parameter des simultanen Fits ergebenden Unsicherheiten waren für den hier diskutierten Datensatz vernachlässigbar klein (typischerweise 65 ppm des Polarisationsprodukts).

Aus den Asymmetrien (bzw. Polarisationsprodukten) wurden jeweils gewichtete Mittelwerte der GVZ- und Laserhelizitäts-Samples berechnet. Die Mittelwerte sind in den Abbildungen eingezeichnet. Tabelle 7.5.1 zeigt die gewichtet gemittelten Asymmetrien und Polarisationsprodukte im Überblick. Die ermittelten Asymmetrien wechseln mit Einfügen der Halbwellenplatte an der polarisierten Quelle (GVZ) ihre Vorzeichen. Die Abweichungen sind lediglich bei den Koinzidenzdaten etwas größer, aber die Asymmetrien sind noch innerhalb von zwei Standardabweichungen der statistischen Fehler miteinander verträglich.

Der relative statistische Fehler $\delta P_e P_L / P_e P_L$ beträgt 1,7 % mit GVZ und 2,1 % ohne GVZ für die Bestimmung des Polarisationsproduktes aus den Spektren getagter Photonen.

7.5.3 Ergebnis der Polarisationsbestimmung

Aus dem im vorangehenden Abschnitt ermittelten Polarisationsprodukt $P_e P_L$ kann mit Hilfe des Zirkularpolarisationsgrades des Laserlichts die Longitu-

dinalpolarisation des Elektronenstrahls bestimmt werden. In der Strahlzeit vom Februar 2008⁹ wurden zwei Messungen der Laserpolarisation vorgenommen, die einen Zirkularpolarisationsgrad von

$$P_L = (83,5 \pm 1,0) \% \quad (7.5.1)$$

ergaben. An die Werte für das Polarisationsprodukt müssen nun noch Totzeitkorrekturen angebracht werden. Man erhält:

$$P_e P_L = \begin{cases} (52,67 \pm 1,15_{\text{stat.}} \pm 0,18_{\text{syst.}}) \% \text{ GVZ OUT} \\ (52,82 \pm 0,92_{\text{stat.}} \pm 0,18_{\text{syst.}}) \% \text{ GVZ IN} \end{cases} \quad (7.5.2)$$

Die Strahlpolarisation betrug demnach

$$P_e = \begin{cases} (63,08 \pm 1,38_{\text{stat.}} \pm 0,22_{\text{syst.}} \pm 1,11_{P_L}) \% \text{ GVZ OUT} \\ (63,26 \pm 1,10_{\text{stat.}} \pm 0,22_{\text{syst.}} \pm 1,11_{P_L}) \% \text{ GVZ IN} \end{cases} \quad (7.5.3)$$

Dabei ist zu beachten, daß bei der Laserpolarisationsmessung die Veränderung des Polarisationszustands durch Reflexion am Vakuumfenster (W45) nicht berücksichtigt ist. Der Einfluß auf die Polarisation des Laserstrahls ist mitunter nicht unerheblich und wird in einer anderen Arbeit [40] untersucht. Abweichungen von 5 % können derzeit nicht ausgeschlossen werden.

Mit Hilfe des A1-Møllerpolarimeters wurde die Elektronenpolarisation in dieser Strahlzeit ebenfalls bestimmt. Dabei wurde eine Polarisation von

$$P_e^{\text{Møller}} = \begin{cases} (68,0 \pm 0,6_{\text{stat.}} \pm 0,5_{\text{syst.}}) \% \text{ GVZ OUT} \\ (66,4 \pm 0,7_{\text{stat.}} \pm 0,4_{\text{syst.}}) \% \text{ GVZ IN} \end{cases} \quad (7.5.4)$$

gemessen. Der Spinwinkel in den Hallen (Halle 4 und Spektrometerhalle) wurde durch MAMI-Energiemessungen bestimmt. Die Fehlstellungen betragen jeweils $+2,5^\circ$ bzw. $-2,5^\circ$, so daß die entsprechende Korrektur mit Null verträglich ist.

Die Messungen des Compton-Laserrückstreupolarimeters und des A1-Møllerpolarimeters erscheinen zunächst als nicht miteinander kompatibel. Aufgrund des Einflusses der Reflexion des Laserlichts am Vakuumfenster ist eine abschließende Beurteilung jedoch noch nicht möglich. Da die Veränderung der Polarisation des herausreflektierten Laserstrahls von den Eigenschaften der dielektrischen Beschichtung des jeweiligen Fensters abhängt, muß die Transfermatrix für das verwendete Fenster bestimmt werden, um eine Korrektur für den Meßwert der Laserpolarisation zu bestimmen. Für spätere Strahlzeiten bei einer Strahlenergie von 1,5 GeV wurden solche Messungen routinemäßig durchgeführt [40]. Für den besprochenen Datensatz muß die entsprechende Messung jedoch noch nachgeholt und ausgewertet werden.

⁹beam200208

Strahlzeit	Runs insgesamt	Runs mit Laser	Runs ohne Laser	Mikrosamples
beam170309	381	275	106	8
beam260509	2011	1351	660	69
beam210709	635	416	219	47
beam101109	863	564	272	17

Tabelle 7.6.1 Übersicht über die vorhandenen Daten zur Bestimmung der Strahlpolarisation mit dem Compton-Laserrückstreupolarimeter in 1,5 GeV-Strahlzeiten.

7.6 Ausblick auf die Polarisationsbestimmung bei 1508 MeV

Im Jahr 2009 wurde das Compton-Laserrückstreupolarimeter bei vier Strahlzeiten¹⁰ im Routinebetrieb parallel zum laufenden Paritätsexperiment eingesetzt, um die Elektronenstrahlpolarisation zu messen. Die Tabelle 7.6.1 gibt einen Überblick über die vorhandenen Daten.

Die Datenanalyse ist noch in Arbeit, da für die simultanen Fits noch geeignete Start- und Abbruchbedingungen festgelegt werden müssen. Außerdem sollten die wesentlich detaillierteren Informationen über die Detektorraten, die bei diesen Strahlzeiten für jeden Detektorkanal und jedes 20 ms-Helizitätsfenster ausgelesen wurden, genutzt werden, um die Datenqualität und Totzeitkorrekturen genauer bestimmen zu können.

Als Ausblick auf die endgültigen Analyseergebnisse sollen hier exemplarisch Spektren energiemarkierter rückgestreuter Photonen aus der Strahlzeit vom November 2009¹¹ mit den vorläufig bestimmten Polarisationsprodukten vorgestellt werden.

7.6.1 Vorläufiges Ergebnis der Analyse

Insgesamt wurden in einer Strahlzeit im November 2009¹² 863 Datennahmeruns zu je 300 Sekunden Dauer genommen, davon 272 bei geschlossenem und 564 bei offenem Shutter. Diese Daten wurden in 38 Mikrosamples unterteilt, von denen drei vorläufig analysiert wurden. Die extrahierten Polari-

¹⁰ *beam170309*, *beam260509*, *beam210709* und *beam101109*

¹¹ *beam101109*

¹² *beam101109*

sationsprodukte betragen

$$\begin{aligned}
 (P_e P_L)_{\text{unkorr.}}^{\mu\text{Sa}2} &= (71,63 \pm 2,10) \% \\
 (P_e P_L)_{\text{unkorr.}}^{\mu\text{Sa}10} &= (72,14 \pm 4,11) \% \\
 (P_e P_L)_{\text{unkorr.}}^{\mu\text{Sa}11} &= (72,88 \pm 4,37) \%
 \end{aligned}
 \tag{7.6.1}$$

Die angegebenen Werte enthalten noch keinerlei Korrekturen. Die Subtraktion von Zufallskoinzidenzen wird nach derzeitigem Kenntnisstand nicht erforderlich sein (Faserdetektor ca. 10 mm weit vom Strahl entfernt). Allerdings werden Totzeitkorrekturen angebracht werden müssen.

Das Polarisationsprodukt ist etwa um die Hälfte größer als für den oben diskutierten 855 MeV-Datensatz. Dies liegt mit Sicherheit an der in der 1508 MeV-Strahlzeit verwendeten Photokathode an der polarisierten Quelle, die eine höhere Strahlpolarisation lieferte. Zusätzlich könnte eine möglicherweise höhere Zirkularpolarisation des Lasers des Comptonpolarimeters eine Rolle spielen. Mit den vorhandenen Daten wird eine Bestimmung des Polarisationsproduktes mit einem statistischen Fehler von ca. 1,3 % je GVZ-Einstellung möglich sein¹³.

Die in anderen 1,5 GeV-Strahlzeiten genommenen Datenmengen sind zum Teil noch erheblich größer (2011 Datennahmeruns zu je 300 Sekunden in *beam 260509*). Die Polarisationen werden nach ersten Abschätzungen aus den Gesamtspektren und Koinzidenzdaten für die jeweiligen GVZ-Einstellungen für die meisten Datensätze auf 1 % oder besser bestimmt werden können. Damit wird das Compton-Laserrückstreupolarimeter durch unabhängige Absolutmessungen der Elektronenstrahlpolarisation einen wichtigen Beitrag zur Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie bei 0,6 (GeV/c)² liefern.

Nach dem aktuellen Stand der Analyse der Daten aus den Strahlzeiten mit 1,5 GeV beträgt die paritätsverletzende Rohasymmetrie bei einem Viererimpulsübertrag von $Q^2 = 0,6$ (GeV/c)²

$$A_{PV}^{\text{Roh}} = (-20,0 \pm 0,9_{\text{stat}}) \cdot 10^{-6} \tag{7.6.2}$$

Nimmt man die Strahlpolarisation zu 80 % an, so erhält man aufgrund der Unsicherheit der Strahlpolarisationsmessung von bisher $\Delta P_e/P_e = 5$ % einen statistischen Fehler für A_{PV} von

$$\Delta A_{PV} = \sqrt{\left(\frac{\Delta A_{PV}^{\text{Roh}}}{0,80}\right)^2 + \left(\frac{A_{PV}^{\text{Roh}}}{P_e^2} \Delta P_e\right)^2} = 1,68 \cdot 10^{-6} \tag{7.6.3}$$

¹³Erreicht werden kann ein statistischer Fehler von <1 % bei 1,5 GeV Strahlenergie, allerdings waren die Meßbedingungen speziell bei dieser Strahlzeit nicht optimal.

Wird die Polarisation mit dem Compton-Laserrückstreupolarimeter (CLRP) auf $\Delta P_e/P_e = 1,5 \%$ genau bestimmt (davon 1% aus der Messung des Polarisationsproduktes $P_e P_L$ und 1% Unsicherheit aus der Bestimmung von P_L), so verringert sich der Fehler auf

$$\Delta A_{PV}^{CLRP} = 1,19 \cdot 10^{-6} \quad (7.6.4)$$

Dies entspricht einer Abnahme um 29% , so daß der relative Fehler von A_{PV} von $8,4$ auf 6% verringert werden und die Signifikanz der Messung somit deutlich gesteigert werden kann.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Das A4-Experiment am Elektronenbeschleuniger MAMI mißt paritätsverletzende Asymmetrien in der elastischen Streuung von spinpolarisierten Elektronen an unpolarisierten Nukleonen, um den Beitrag der *Strange*-Quarks zu den elektromagnetischen Formfaktoren des Nukleons zu bestimmen.

Dazu ist die Kenntnis der Polarisation des Elektronenstrahls erforderlich, da die Meßgröße, die paritätsverletzende Asymmetrie, proportional zur Polarisation ist. Bislang wurden Messungen der Strahlpolarisation mit insgesamt drei verschiedenen Polarimetern an MAMI durchgeführt. Zwei dieser Polarimeter können zur Überwachung der Änderungen der Polarisation durch relative Messungen verwendet werden, während mit dem dritten, dem A1-Møllerpolarimeter, absolute Messungen der Polarisation des Strahls durchgeführt wurden.

Zur Minimierung systematischer Effekte wurde nun ein neuartiges Laser-Comptonrückstreupolarimeter in der Strahlführung des A4-Experiments verwendet, um die Polarisation des Elektronenstrahls während der laufenden Paritätsmessung zu bestimmen. Für die besonderen Anforderungen beim A4-Experiment an MAMI – Strahlenergien zwischen 315 und 1508 MeV und ein fester Strahlstrom von 20 μA – wurde ein neues Konzept umgesetzt, bei dem der Elektronenstrahl durch den Resonator eines Argonionenlasers geleitet wird. Dadurch können Luminositäten erreicht werden, die mit denen anderer Comptonrückstreupolarimeter vergleichbar sind.

Durch den Einsatz schneller Detektoren und den Nachweis der rückgestreuten Photonen als energiemarkierte Photonen, indem die an der Streuung beteiligten Elektronen impuls aufgelöst in Koinzidenz nachgewiesen wurden, konnte die systematische Unsicherheit der Analyse der Rückstreuenspektren minimiert werden. Um die Meßdaten auf dem für die Extraktion der Strahlpolarisation notwendigen Niveau verstehen zu können, wurden umfangreiche Simulationen des Photonen- und des Elektronendetektors durchge-

führt. Durch eine geeignete Parametrisierung wurden Projektionen aus einer GEANT-Simulation direkt und simultan an alle Spektren energiemarkierter Photonen angepaßt, um die Analysierstärke des Polarimeters zu ermitteln.

Die Daten einer Strahlzeit bei 855 MeV Strahlenergie wurden ausgewertet und das Produkt von Elektronen- und Laserstrahlpolarisation zu

$$\begin{aligned} P_e P_L &= (52,67 \pm 1,15_{\text{stat.}} \pm 0,18_{\text{sys.}}) \% \text{ GVZ OUT} \\ P_e P_L &= (52,82 \pm 0,92_{\text{stat.}} \pm 0,18_{\text{sys.}}) \% \text{ GVZ IN} \end{aligned} \quad (8.0.1)$$

bestimmt. Die einzelnen Beiträge zum statistischen Fehler aus den Fits zur Energiekalibration und Ermittlung der Analysierstärke wurden untersucht und sind klein gegenüber der durch die Zählstatistik bedingten Unsicherheit. Durch die Berücksichtigung von Totzeitverlusten ergaben sich kleine Korrekturen zu den gemessenen Comptonasymmetrien. Befindet sich der Faserdetektor zum Nachweis der gestreuten Elektronen bei der Messung sehr nah am Strahl (etwa in 2 bis 3 mm Abstand), so müssen die Spektren energiemarkierter Photonen auf Zufallskoinzidenzen korrigiert werden. Diese Korrektur lag bei dem exemplarisch betrachteten Datensatz in der Größenordnung von 3 bis 4 % (relativ).

Im Rahmen dieser Arbeit wurde außerdem die Strahlführung des Polarimeters (Dipolmagnete und zugehörige Shunts) für den Betrieb bei einer Strahlenergie von 1,5 GeV ausgerüstet. Dazu wurden unter anderem die Leistungsteile der elektronisch programmierbaren Shunts neu ausgelegt und aufgebaut und Magnetfeldmessungen durchgeführt.

Eine weitere Untersuchung, bei der die Startwerte und Abbruchbedingungen für die durchgeführten simultanen Fits der Detektorsimulation an die Spektren energiemarkierter Photonen systematisch variiert werden, wäre interessant, um die systematische Unsicherheit des Fitverfahrens abschätzen zu können. Aufgrund der bislang sehr guten Anpassungen an die Daten sind von dieser Seite allerdings keine großen Effekte zu erwarten.

Punkte auf experimenteller Seite, die noch genauer untersucht werden sollten sind, die Linearität des Photonenkalorimeters und die Dispersion der Schikane. Idealerweise sollten die Einstellungen der magnetischen Schikane und die Einschußbedingungen des Strahls genutzt werden, um die Dispersion der Schikane genauer abzuschätzen und dadurch die erlaubten Variationsbereiche der entsprechenden Parameter des simultanen Fits einzugrenzen. Bei der ausstehenden Fertigstellung der Analyse der Daten, die mit 1,5 GeV Strahlenergie genommen wurden, sollte der gefundene Geometriefehler des Faserbündels genauer untersucht werden und bei der Beschreibung des Faserbündels (Parametrisierung für den simultanen Fit) Berücksichtigung finden.

Im Jahr 2009 wurden mit dem A4-Paritätsexperiment Daten zur Bestimmung des Beitrags der Strange-Quarks zu den Vektorformfaktoren des Pro-

tons bei $Q^2 = 0,6 \text{ (GeV/c)}^2$ genommen. Nach dem derzeitigen Stand der Analyse wird sich der statistische Fehler der paritätsverletzenden Asymmetrie aufgrund der verbesserten Kenntnis der Strahlpolarisation durch die Messungen mit dem Compton-Laserrückstreupolarimeter um 29 % verringern.

Für die Zukunft kann das Polarimeter als absoluter Polarisationsmonitor bei allen Messungen mit mindestens 855 MeV Strahlenergie und longitudinaler Strahlpolarisation eingesetzt werden. Durch Ausstattung mit einem ortauflösenden Photonendetektor wären zusätzlich Messungen der transversalen Spinpolarisation möglich.

Derzeit wird diskutiert, mit dem experimentellen Aufbau der A4-Kollaboration die Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie bei einem Q^2 von $0,1 \text{ (GeV/c)}^2$ bei der Streuung an Wasserstoff und Deuterium durchzuführen und dabei die Unsicherheiten in den Strangeness-Formfaktoren, die von anderen Experimenten (SAMPLE, HAPPEX) bei diesem Impulsübertrag gemessen wurden, um einen Faktor bis zu zwei zu reduzieren.

Anhang A

Erwartete Untergrundrate aus Bremsstrahlung

Nach [5] (Gleichung (27.26)) gilt für die Anzahl von Bremsstrahlungsfotonen im Energieintervall $k_{min} < k < k_{max}$ die ein Elektron der Energie E in einem Target der Strahlungslänge X_0 von der Dicke d , wobei $d \ll X_0$, abstrahlt:

$$N_\gamma = \frac{d}{X_0} \left[\frac{4}{3} \ln \left(\frac{k_{max}}{k_{min}} \right) - \frac{4}{3E} (k_{max} - k_{min}) + \frac{k_{max}^2 - k_{min}^2}{2E^2} \right] \quad (\text{A.0.1})$$

Exemplarisch wollen wir die Raten unter der Annahme, daß das Restgas ($p \approx 10^{-7}$ mbar) von Luft bzw. von CO_2 dominiert wird, berechnen:

$$\begin{aligned} X_0^{Luft, 10^{-7} \text{ mbar}} &= 3,04 \cdot 10^{12} \text{ m} \\ X_0^{CO_2, 10^{-7} \text{ mbar}} &= 1,83 \cdot 10^{12} \text{ m} \end{aligned} \quad (\text{A.0.2})$$

Die „Dicke“ des Targets betrage $d = 3$ m und das Energieintervall, in dem die Photonen nachgewiesen werden, $k_{min} = 10$ MeV bis $k_{max} = 36$ MeV, bei einer Strahlenergie von 855 MeV, so daß

$$N_\gamma = \frac{d}{X_0} \cdot 1,667 \quad (\text{A.0.3})$$

Bei einem Strahlstrom von 20 μA ($1,25 \cdot 10^{14}$ Elektronen/s) ergeben sich die in Tabelle A.0.1 angegebenen Raten. Die Rate der insgesamt im genannten Energieintervall nachgewiesenen Teilchen liegt etwa einen Faktor sechs bis sieben über der für CO_2 erwarteten Rate. Die Rate der Ereignisse im Photonendetektor, die in Koinzidenz mit dem Elektronendetektor nachgewiesen wurden liegt dagegen in der Größenordnung der erwarteten Rate aus

Gas	erwartete Rate / 1/s	gemessene Rate / 1/s
Luft	206	2422
CO ₂	341	Gesamtspektren, 375 in Koinzidenz

Tabelle A.0.1 Vergleich der nach Gleichung (A.0.1) bei einer Strahlenergie von 855 MeV erwarteten und der in der Strahlzeit *bem200208* bei 855 MeV im Intervall von 10 bis 36 MeV mit dem Photonendetektor gemessenen Untergrundraten.

Bremsstrahlungsereignissen. Daraus läßt sich schließen, daß es zusätzlich zur Bremsstrahlung mindestens eine weitere und wesentlich bedeutendere Quelle von Untergrundereignissen geben muß.

Da die in Koinzidenz nachgewiesene Rate mit der aus Bremsstrahlungsereignissen erwarteten Rate kompatibel ist, muß der zusätzliche Untergrund aus Teilchen bestehen, die zwar den Photonendetektor treffen, jedoch ohne daß gleichzeitig der Elektronendetektor von korrelierten Teilchen getroffen wird.

Anhang B

Konfiguration der Datenerfassungselektronik

B.1 Belegung der Eingänge der VMEbus-Module

Es ist darauf zu achten, daß alle Eingangssignale immer einen Offset von -1 bis -3 mV haben sollten. 50 Ω -Signaltransformatoren dürfen unmittelbar an den Eingängen der CAEN-ADCs nicht verwendet werden (DC-Kurzschluß der Eingänge führt zu Fehlfunktion der Eingangsstufen).

Wegen der Empfindlichkeit der Eingangsstufen auf schlechte Masseverbindungen müssen die Analogsignale des Faserdetektors nach den 200 ns-Delaykabeln, unmittelbar vor den ADC-Eingängen, mit linearen LeCroy-Fifos „gepuffert“ werden.

In den folgenden Tabellen sind die Eingangssignale für die drei VMEbus-Module aufgeführt. Auf eine Aufstellung der Konfigurationen der CAMAC-Module wurde verzichtet, da die CAMAC-Scaler etc. inzwischen obsolet sind.

ADC- Eingang	Signal
0	LYSO-Summe
1	LYSO-Kristall 1
2	LYSO-Kristall 2
...	...
9	LYSO-Kristall 9
10	(Plastikszintillator/Neutronendetektor)
11	—
12	soft coincidence bit
13	Monoflop-Ausgang, TDC-Emulation)
14	pola
15	pola

Tabelle B.1.1 Belegung der Eingänge des Photon-ADCs (ADC1).

ADC- Eingang	Signal
0	F01
1	F02
2	F03
...	...
23	F24
24..29	—
30	pola
31	pola

Tabelle B.1.2 Belegung der Eingänge des Elektron-ADCs (ADC2).

Scaler- Eingang	Signal
0	1 MHz-Clock
1	Foerstersonde
2..31	—

Tabelle B.1.3 Belegung der Eingänge des Scalers für die Foerstersonde (Foersterscaler).

Scaler- Eingang	Signal
0	T01
1	T02
...	...
23	T24
24	gate
25	Halo-Rate
26	(soft coinc.)
27	—
28	LYSO-CFD
29	1 MHz-Clock
30	pola
31	pola

Tabelle B.1.4 Belegung der Eingänge des Scalers für die Zählraten der Detektoren des Polarimeters (Polarimeterscaler).

B.2 daccord-Server

Die folgenden Abschnitte dienen der Dokumentation des Datennahmeservers für die Detektoren des Comptonpolarimeters.

B.2.1 Konfigurationsdateien

Polabitschwellen

Die Schwellen zur Identifizierung des aktuellen Helizitätszustands des Elektronenstrahls werden in den Dateien `~marcopol/defiadc/polabitschwellen_adcX.dat` festgelegt (X=1: Photon-ADC, X=2: Elektron-ADC). In den Dateien wird die Nummer des ADC-Eingangssignals, das ausgewertet werden soll, angegeben, danach der Maximalwert für die erste Helizität und dann der Minimalwert für den zweiten Helizitätszustand. *Es sollte zusätzlich zum Helizitätseingangssignal „pola“ immer auch das komplementäre Helizitätssignal „pola“ aufgesteckt sein, um apparative Verfälschungen der gemessenen Asymmetrien durch helizitätskorrelierte Eingangsströme zu vermeiden!*

Abschalten von Kanälen

Zur Erhöhung der Auslesegeschwindigkeit können die Digitalisierung und das Auslesen von ADC-Eingangskanälen deaktiviert werden. Dazu werden in den Dateien *~marcopol/defiadc/usedchannels_adcX.dat* die Eingangskanalnummer und „yes“ (wenn der Kanal digitalisiert und ausgelesen werden soll) bzw. „no“ (wenn der Kanal nicht ausgelesen werden soll) angegeben. Der Datennahmeprozess setzt das Schwellenregister des jeweiligen Kanals auf 0x000 (wird ausgelesen) bzw. 0x100 („Kill-Bit“ gesetzt, wird weder digitalisiert noch ausgelesen). **Achtung!** Kanäle, die nicht in der Datei aufgeführt sind, werden digitalisiert und ausgelesen, da zu Beginn jeder Datennahme ein Softwarereset des betreffenden ADC-Moduls durchgeführt wird („Kill-bits“ und Schwellen werden dabei gelöscht).

Eine weitere Verbesserung der Auslesegeschwindigkeit kann man durch Deaktivieren der strahlfernen Fasern, die ohnehin nicht von mit rückgestreuten Photonen korrelierten Elektronen getroffen werden, erreichen!

Softwarekoinzidenzschwelle

Die Schwelle für die Softwarekoinzidenzbedingung und der auszuwertende Eingangskanal werden in der Datei *~marcopol/defiadc/coincthreshold_adc1.dat* gesetzt.

Dateiformat: Kanal Schwelle (in ADC-Kanälen)

Faserschwellen („soft thresholds“)

In der Datei *~marcopol/defiadc/fibrethresholds.dat* werden die Schwellen für die Korrelationsdatennahme gesetzt. In der letzten Zeile wird die maximal zulässige Multiplizität auf dem Faserdetektor angegeben. Ereignisse mit höherer Multiplizität werden für die Korrelationsdaten verworfen.

Im Routinebetrieb sollten diese Schwellen über das Programm „lumigo“ eingestellt werden – von Hand in den Dateien vorgenommene Änderungen werden von lumigo gegebenenfalls überschrieben!

Dateiformat: Fasernummer Schwelle (in ADC-Kanälen)

Faser-LED-Schwellen („hard thresholds“)

Einstellung erfolgt nicht vom daccord-Server, sondern über CAMAC, üblicherweise von lumigo aus. Die Hardwarekoinzidenz ist für die spätere Datenanalyse normalerweise nicht erforderlich, zu Diagnosezwecken in der Strahlzeit aber eventuell hilfreich.

B.2.2 Webinterface

Zur einfachen manuellen Datennahme existiert ein selbsterklärendes Webinterface, auf das über die URL <https://compton1.a4.kph:2000/main.html> zugegriffen werden kann.

B.2.3 Ausgabedateiformate

Die Dateinamen der alten Software wurden aus Kompatibilitätsgründen beibehalten.

Gesamtspektren und Koinzidenzdaten

Gesamtspektren („unbiased“): *ComptonNaIFaserDetektoren_XXXXXnoncoinc_polP.dat*
„Koinzidenz“: *ComptonNaIFaserDetektoren_XXXXXcoinc_polP.dat*

Dabei steht XXXXX für die Runnummer und P=1,2 für das Strahlheli- zitätsbit (Polabit).

Dateiformat: 32 Spalten (32 ADC-Signalkanäle) mal 4102 Zeilen (4096 ADC-Kanäle (12 Bit) + Pseudokanäle)

Korrelationsdaten

ComptonNaIFaserDetektoren_XXXXX_2Dhisto_0_polP.dat

Dabei steht XXXXX für die Runnummer und P=1,2 für das Strahlheli- zitätsbit (Polabit). Die „0“ ist aus historischen Gründen vorhanden (früher 2D-Spektren für einzelne Photomultiplier des Photodetektors).

Dateiformat: 28 Spalten (24 mit den Fasern assoziierte Photonspektren und 4 Pseudokanäle für Fehlerbehandlung (werden nicht mehr genutzt, aus Kompatibilitätsgründen beibehalten)) mal 4104 Zeilen (4096 ADC-Kanäle (12 Bit) + Pseudokanäle)

TDC-Spektren

ComptonNaIFaserDetektoren_XXXXX_TDC_noncoinc.dat
ComptonNaIFaserDetektoren_XXXXX_TDC_coinc.dat

Dateiformat: 32 Spalten (1 unbenutzter Pseudokanal, dann 24 mit den Fasern assoziierte TDC-Spektren, der Rest sind unbenutzte Pseudokanäle) mal 4101 Zeilen (4096 ADC-Kanäle, der Rest unbenutzte Pseudokanäle)

Scalerdaten

polarimeterscalerVME_XXXXX

Dateiformat: 32 Spalten (Scalerkanäle) mal 15000 Zeilen (für einen Run von 300 Sekunden Dauer, eine Zeile je 20 ms Helizitätsfenster)

B.2.4 Logdatei

Zu jedem Run wird eine Logdatei *polarimeterLog_XXXXX.txt* angelegt. Diese ist in „sections“ unterteilt und enthält Informationen über GVZ, Runkommentar, Status der Polabitrelais, Konfiguration des Triggers und den Lasershutter.

B.2.5 Ausleserate/Totzeit

Die mit dem daccord-Server mögliche Datennahmerate (Ausleserate) wurde in einer Meßreihe als Funktion der Diskriminator- oder Triggerrate mit der der alten Datennahmesoftware für alle verfügbaren Datennahmemodi verglichen. Abbildung B.2.1 zeigt das Ergebnis der Messung für die Erfassung von Spektren energiemarkierter Photonen (inklusive Gesamt- und Koinzidenzspektren) unter Berücksichtigung des Helizitätsbits. An die Datenpunkte, die mit der alten Software genommen wurden, wurde eine von Gleichung (7.4.1) abgeleitete Funktion angepaßt, die abschnittsweise definiert ist und bei einer bestimmten Rate plötzlich sättigt. Die Totzeit (Parameter p_0) wurde damit zu $8,0 \pm 0,2 \mu\text{s}$ bestimmt (wie nach [19] erwartet). Die Rate, bei der Sättigung eintritt (wahrscheinlich u.a. bedingt durch Zeitscheibenverlust wegen zu geringer Prozeßpriorität des Ausleseprogramms) beträgt 25000 Ereignisse/s. Das Verhalten des daccord-Servers ist komplizierter und kann durch ein Polynom vierter Ordnung beschrieben werden. In dem der Messung zugänglichen Ratenbereich läßt sich kein explizites Sättigungsverhalten beobachten. Die Fitparameter wurden verwendet, um die Totzeitkorrekturen für die Comptonasymmetrien zu berechnen. In dem Ratenbereich, in dem mit der alten Software Sättigungsverhalten auftritt, muß zur Berechnung der Korrekturen selbstverständlich die Trigger- oder Diskriminatorrate herangezogen werden. Für den in dieser Arbeit betrachteten Datensatz aus der Strahlzeit im Februar 2008 (*beam200208*) war dies aufgrund der niedrigen Raten jedoch nicht erforderlich.

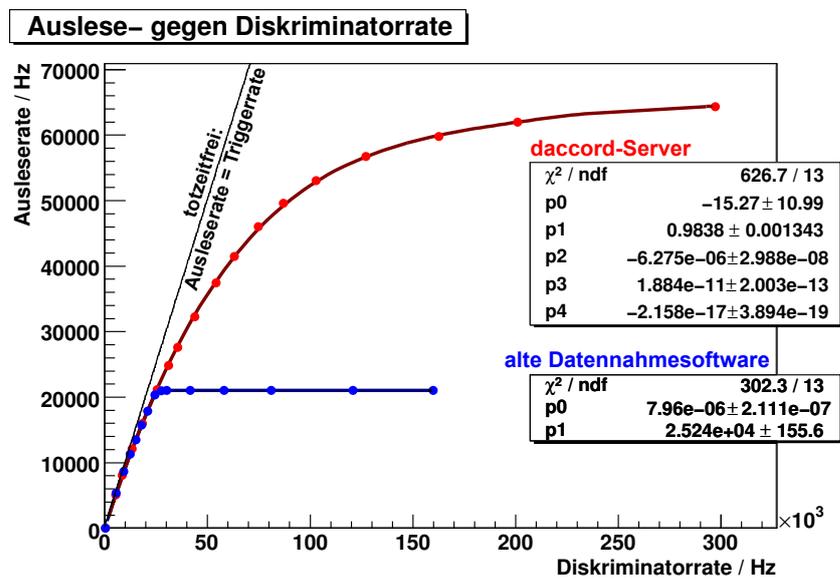


Abbildung B.2.1 Ausleserate als Funktion der Diskriminator- bzw. Triggerrate für den Datenerfassungsmodus „softwaretrigger“ (energiemarkierte Photonen mit Helizitätsbit, zuzüglich Gesamt- und Koinzidenzspektren). Die blauen Punkte stellen die Situation mit der alten Datennahmesoftware dar und die rote die mit der neuen Software (daccord-Server).

Anhang C

Magnetische Schikane und Shunts

Dieser Abschnitt ist als technische Dokumentation für den Fall, daß Modifikationen oder Reparaturen an den Shunts oder der magnetischen Schikane erforderlich werden sollten, gedacht (z.B. bei Anpassung an neue Strahlenergien).

C.1 Auslegung der Shunts

Eine Beschreibung der Funktionsweise und ein Schaltplan des verwendeten Reglers finden sich in [26] (Abbildung 5.2, S. 38). Der Leistungsteil wurde für 1,5 GeV neu entworfen. Wichtig ist die zusätzliche Suppressordiode über dem MOSFET, da das Dipolnetzgerät bei hohen Strömen beim Herunterfahren des Stroms auf Null manchmal „hustet“ und die MOSFETs dabei zerstört werden können (die Zenerdiode im Regler ist zu weit (i.S. von Induktivität der Verkabelung) entfernt, um die Gateisolation schützen zu können).

Der Leistungsteil besteht im wesentlichen aus einem Leistungs-MOSFET-Modul, einem dazu in Serie geschalteten Begrenzungswiderstand und einem Meßwiderstand. Bei der Elektronik für 1,5 GeV sind zwei gleiche Zweige mit Begrenzungswiderständen und MOSFETs parallelgeschaltet, um genug Reserve bzgl. der Verlustleistung der Bauteile zu haben.

Der Shunt „sieht“ die Spulenspannung, die über den Spulen seines Dipolmagneten abfällt. Da das DIPL2X eine Stromquelle darstellt, ist die Spulenspannung abhängig von der Stärke des durch den parallelgeschalteten Shunt fließenden Stroms. Die Shunts „sättigen“ daher bei einer bestimmten Stromstärke I_{max}^{shunt} („Stromteiler“), da die Begrenzungswiderstände nur eine be-

stimmte maximale Stromstärke bei gegebenem Strom I_0 zulassen:

$$I_{shunt} = I_0 \frac{R_0}{R_0 + R_S} \quad (\text{C.1.1})$$

$$I_{shunt}^{max} = I_0 \frac{R_0}{R_0 + R_S^{min}} \quad (\text{C.1.2})$$

Für 1508 MeV gilt typischerweise

$$\begin{aligned} I_0 &\approx 328 \text{ A} \\ R_S^{min} &= R_B + R_{on}^{MOSFET} + R_M \\ &\approx (1,00 + 0,08 + 0,025) \Omega \approx 1,105 \Omega \end{aligned} \quad (\text{C.1.3})$$

Der Widerstand der Spulen beträgt bei 328 A und dem eingestellten Kühlwasserdurchfluß (ca. 1400 l/h) $R_0 \approx 0,124 \Omega$, so daß dann $I_{shunt}^{max} \approx 33,1 \text{ A}$ wird. Der Zusammenhang zwischen der Sollwertvorgabe durch MAMI (0..100 %) und dem tatsächlichen Shuntstrom ergibt sich aus dem Ausgangsspannungsbereich des DACs, der Dimensionierung des Meßwiderstands und der Skalierung der sich daraus ergebenden Ströme, die in den Summationspunkt (am nicht-invertierenden Eingang) des I-Reglers fließen. Der DAC liefert eine Ausgangsspannung von 0 bis 10 V (Übermittlung als 16-Bit-Wort von MAMI, entsprechend 0 bis 100 %) und liegt über $R_1 = 82 \text{ k}\Omega$ am Summationspunkt an (0 bis 122 μA). Die Spannung über dem Meßwiderstand R_M beträgt bei 33,1 A ca. 0,827 V, angeschlossen an den Summationspunkt über $R_3 = 10 \text{ k}\Omega$, entsprechend einem Strom von 82,7 μA . Das sind knapp 68 % des Stroms, der bei einer Sollwertvorgabe von 100 % über R_1 in den Summationspunkt fließt. Daher sättigen die Shunts bei einem Sollwert von ungefähr 68 %, d.h. der Shuntstrom steigt bei Erhöhung der Sollwertvorgabe über diesen Wert hinaus nicht mehr weiter an.

C.2 Umbau der Shunts

Zum „Durchfädeln“ des Strahls durch die Schikane des Polarimeters und zur komfortablen Einstellung des Überlapps mit dem Laserstrahl muß jeder Dipol über einen (ferngesteuert durch den Beschleunigeroperator) programmierbaren elektronischen Nebenwiderstand (im folgenden kurz *Shunt*) verfügen. Dieser muß zwischen Null und drei Prozent des Schikanenstroms an den Spulen seines Dipolmagneten vorbeileiten können. Dazu war in der dieser Arbeit vorangehenden Diplomarbeit eine geeignete Schaltung dimensioniert und aufgebaut worden [26]¹, mit der alle vier Magnete ausgerüstet sind.

¹S. 35ff.

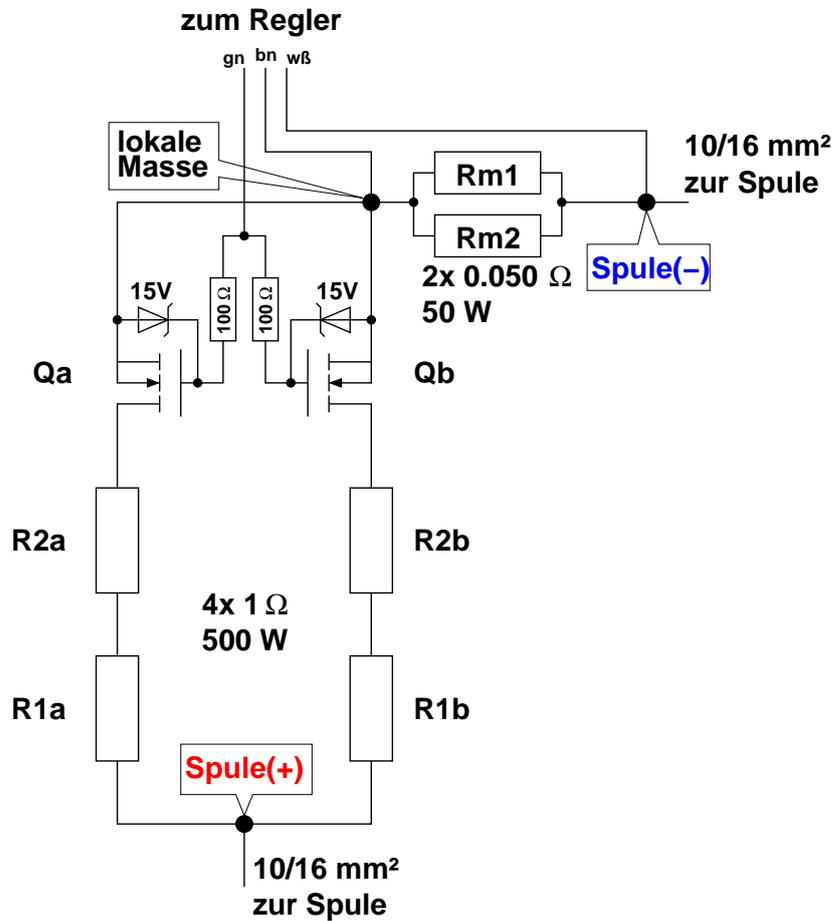


Abbildung C.2.1 Schaltbild des Leistungsteils eines Shunts für 1,5 GeV Strahlenergie. Die Widerstände $R1a$, $R2a$, $R1b$ und $R2b$ nehmen im Normalbetrieb einen Teil der Verlustleistung auf, so daß die MOSFETs Qa und Qb nie mit mehr als etwa 170 W belastet werden. Im Fehlerfall dienen sie der Strombegrenzung auf <40 A. Die MOSFETs Qa und Qb arbeiten als spannungsgesteuerte Widerstände, wobei die Steuerspannung als Potentialdifferenz gn/bn vom Regler zugeführt wird. Der Spannungsabfall über $Rm1||Rm2$ ist proportional zum Shuntstrom und wird vom Regler über $w\beta/bn$ ausgelesen und mit dem Sollwert verglichen. Parallel zur Gate-Source-Strecke der MOSFETs ist jeweils eine Suppressordiode (Vishay, ICTE-15) geschaltet, um die Gateisolation vor Überspannung zu schützen. Der Anschluß an die Magnetspulen erfolgt mit Kupferkabel von 10 mm^2 bzw. 16 mm^2 Querschnitt in Abhängigkeit von der Länge der Kabel, um einen vergleichbaren Spannungsabfall über den Anschlußleitungen aller Shunts zu gewährleisten.

In Abbildung C.2.1 ist das Schaltbild des Leistungsteils gezeigt. Der Begrenzungswiderstand R_B dient dazu, den maximal möglichen Strom beim Überspringen (oder gar beim Versagen!) der Stromregelung so festzulegen, daß der MOSFET T und der Meßwiderstand R_M nicht zerstört werden können. Der Spannungsabfall über den Spulen eines der Dipolmagnete beträgt ungefähr 18,2 V bei 146 A (entsprechend einem ohmschen Widerstand der Spulen von knapp 0,125 Ω . Einem Stellbereich von 3,5 % von 146 A entspricht ein maximaler Shuntstrom von 5,11 A, was mit einem Begrenzungswiderstand von $R_B = 3,3 \Omega$ erreicht werden kann. Aufgrund der in den vergangenen Jahren in Strahlzeiten gesammelten Erfahrungen ist ein Stellbereich der Shunts von mindestens 3,5 % bei 1,5 GeV anzustreben. In Tabelle 4.1.1 sind die Stellbereiche, Ströme, Widerstände und maximalen Verlustleistungen für verschiedene Strahlenergien zusammengefaßt (insbesondere bei 1508 MeV die maximal zu erwartenden Spannungen/Ströme/Verlustleistungen, weshalb die dort aufgeführten Zahlen von den Ergebnissen der angestellten Überlegungen geringfügig abweichen).

Für 1,5 GeV wurde der Stellbereich auf ca. 6 % festgelegt. Das ist deutlich mehr als die oben erwähnten 3,5 %. Da jedoch davon ausgegangen werden mußte, daß Probleme durch die unterschiedlich frühe Sättigen der Jochs der Magnete auftreten, wurde dieser etwas großzügigere Wert gewählt.

Aufgrund der nun sehr viel größeren maximalen Verlustleistung der Shunts von über 800 W war es erforderlich, die alten Wasserkühlkörper durch neue, größere zu ersetzen – alleine um die zur Montage zweier 500 W-Dickfilm-Leistungswiderstände erforderliche Fläche zur Verfügung zu haben. In Abbildung C.2.2 ist eine Zeichnung des Kühlkörpers, von dem vier Stück in der Werkstatt des Instituts angefertigt wurden, wiedergegeben. Der Durchmesser der beiden Wasserkanäle beträgt 12 mm. Zusammen mit dem Volumenstrom von $\dot{V} = 600$ l/h Kühlwasser in jedem der beiden Kanäle ergibt sich für die Reynoldszahl:

$$Re = \rho l v / \eta \approx 18000 \quad (\text{C.2.1})$$

$\rho = 1,0$ kg/m³ die Dichte von Wasser, $\eta \approx 0,001$ Pa·s die Viskosität von Wasser und $v \approx 1,5$ m/s die Fließgeschwindigkeit des Kühlwassers in den Kanälen des Kühlkörpers. In Rohren findet der Umschlag von laminarer zu turbulenter Strömung typischerweise im Bereich $2000 < Re < 3000$ statt. Man kann daher von einer turbulenten Strömung ausgehen. Um allerdings sicherzustellen, daß praktisch das gesamte Wasservolumen an der Wärmeaufnahme teilnimmt, wurden wie in der Zeichnung dargestellt, die Anschlüsse für den Vorlauf unter 90° seitlich angebracht. Der Kühlwasserstrom muß daher zunächst um eine scharfe 90°-Kurve fließen, was aufgrund des auftretenden Gradienten der Fließgeschwindigkeit transversal zur Flußrichtung zur

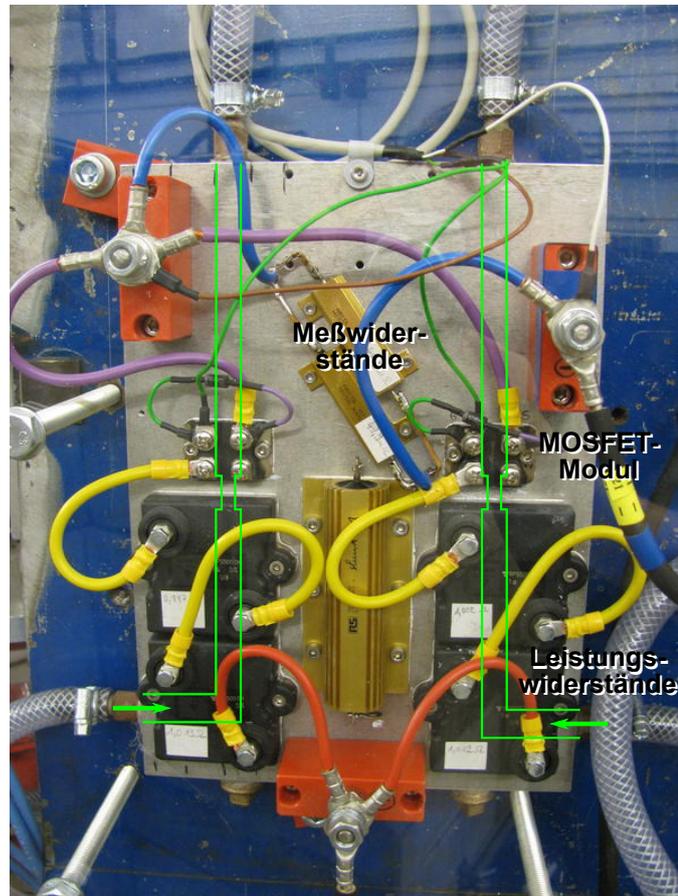


Abbildung C.2.2 Leistungsteil eines Shunts für 1,5 GeV Strahlenergie. Der Verlauf der Kanäle für das Kühlwasser (2×600 l/h) ist in grün ange-deutet. Die 90° -Knicke und die Verengungen der Kühlwasserkanäle dienen der Verwirbelung der Strömung, um die Verlustleistung der Bauteile sicher abführen zu können. Der rote Anschlußblock ganz unten dient zum Anschluß an das positive Ende der Spulenwicklungen, der Block rechts oben zum Anschluß an das negative Ende. Der Anschlußblock links oben ist die „lokale Masse“ (vgl. Abbildung C.2.1).

Bildung ausgeprägter Turbulenzen führen muß. Zusätzlich wurde in der Mitte des Kühlkörpers eine Engstelle von 8 mm Durchmesser auf einer Länge von 10 mm vorgesehen. Da die Effizienz der Wärmeabfuhr erst im Betrieb (bei eingebautem Kühlkörper und montierter und angeschlossener Leistungselektronik) durch Messungen der Bauteiltemperaturen kontrolliert werden konnten und Nachbessern der Kühlwasserkanäle dann mit sehr großem Aufwand verbunden gewesen wäre, wurde diese Konstruktion gewählt.

Funktionstest der Shunts Nachdem die Shunts an die Dipole angeschlossen worden waren, wurden die Temperaturen von Kühlkörper und Bauteilen exemplarisch am Shunt von Dipol 21 näher untersucht. Dazu wurde der Shunt bei einem Magnetstrom von 320 A entsprechend einem Spannungsabfall über Dipol 21 von 39,6 V (bei „geschlossenem“ Shunt) getestet. Die Temperatur des Kühlkörpers zwischen zwei der 500 W-Leistungswiderstände sowie die der Montageplatte eines der beiden Leistungs-MOSFETs wurden mit einem Thermoelement² gemessen. Mit einem Infrarotthermometer wurde ein einfaches Wärmebild des Shunts bei einem Shuntstrom von 0 A sowie bei 34,3 A (entsprechend etwa 1214 W bei einem Spannungsabfall von 35,4 V) erstellt (Abbildung C.2.3). Gemäß Datenblatt liegt die maximal zulässige Kühlkörpertemperatur für die 500 W-Leistungswiderstände bei 100°C und für die Leistungs-MOSFETs bei 70°C. Die höchsten gemessenen Temperaturen lagen bei 45,6°C bei maximalem Shuntstrom (Dipol-Netzgerät eingestellt auf 328 A).

Außerdem wurde der für den Leistungs-MOSFET kritische Fall untersucht, der im täglichen Betrieb auftreten kann. Der Shunt wird zunächst bei maximalem Strom betrieben, bis die Kühlkörpertemperatur sich stabilisiert hat (siehe Wärmebild, Abbildung C.2.3, rechts). Dann wird der Shunt auf die Hälfte seiner maximalen Stromstärke programmiert, so daß der MOSFET auf dem vorgewärmten Kühlkörper seine maximal mögliche Verlustleistung erreicht. Es wurde verifiziert, daß bei der darauf folgenden zusätzlichen Temperaturexkursion des MOSFET-Moduls von bis zu 10°C (also bis auf knapp 56°C) über den Wert bei maximalem Shuntstrom die Grenzwerte im Datenblatt nicht überschritten werden.

²Typ K (Chromel-Alumel)

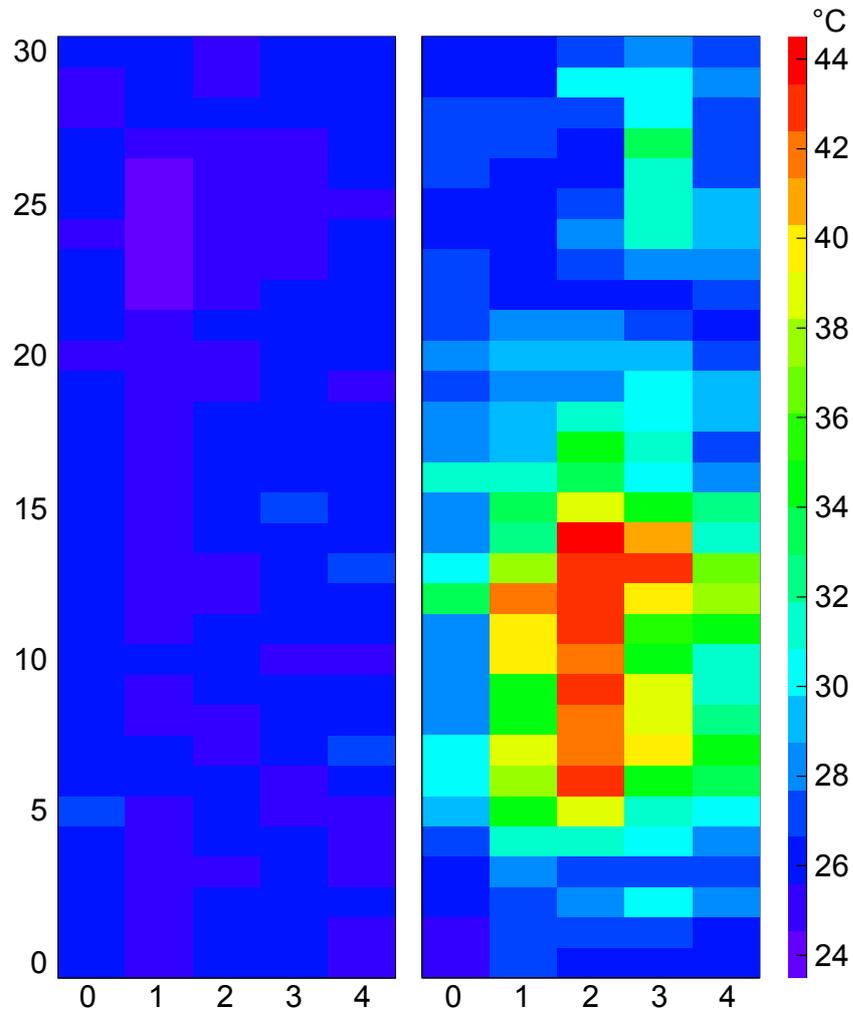


Abbildung C.2.3 Wärmebilder des Shunts 21 bei Shuntstrom Null (links) und bei einer Verlustleistung von ca. 1214 W (rechts, Shuntstrom 34,3 A und 35,4 V Spannungsabfall). Die Vorlauf­temperatur des Kühlwassers be­trug jeweils 25°C. Die Bilder wurden durch Abtasten mit einem Infrarot­thermometer aufgenommen.

C.3 Berücksichtigung der bauartbedingten unterschiedlich frühen Sättigung der Magnetjochs

Während der Phase der Planung des Polarimeters vor mehreren Jahren fiel auf, daß die vier zur Verwendung im Ablensystem des Polarimeters bestimmten Dipolmagnete nicht vollständig baugleich sind. Insbesondere der Dipolmagnet DIPL21 weist einen (entlang der Strahlachse) um 15 mm kürzeren Polschuh als die anderen drei Magnete auf. Durch das Anbringen einer Weicheisenplatte wurde dieser Unterschied damals beseitigt. Kleinere Unterschiede sind ohnehin aufgrund von Fertigungstoleranzen auch zwischen den drei übrigen Magneten zu erwarten. Gerade aufgrund der Tatsache, daß es sich bei DIPL21 offensichtlich um einen Magneten etwas anderer Bauart handelt, ist damit zu rechnen, daß der mittlere Querschnitt des Jochs anders (wegen des kürzeren Polschuhs geringer) als bei den übrigen drei Dipolen ausfällt. Es mußte daher mit einem früheren Eintreten der Sättigung des Jochs bei Betrieb mit Erregerströmen oberhalb von 150 A gerechnet werden.

Tatsächlich ist am Arbeitspunkt (ca. 320 A) die magnetische Feldstärke dieses Magneten um etwa 2 % geringer als bei den übrigen drei Dipolen. Da die Steigung der I/B-Kurve um einen Faktor 2,77 geringer ist als unterhalb von 150 A, entsprechen diese 2 % einer notwendigen Verringerung der Erregerströme der drei stärkeren Dipole von ungefähr 5,5 %, also ca. 17,7 A. Bei einem Spannungsabfall von 40 V je Dipol müßten die drei Magnete mit festen Nebenwiderständen von jeweils 2,26 Ω ausgestattet werden. In jedem dieser Nebenwiderstände würden im Betrieb der Schikane permanent etwa 700 W Verlustleistung dissipiert werden.

Eine Alternative wäre die Verstärkung des Jochs von Dipol 21, um den Eintritt in die Sättigung ein wenig zu höheren Strömen zu verschieben. Zusätzlich könnte durch einige Hilfswindungen die magnetische Erregung dieses Dipols erhöht werden. Bei einer Windungszahl von 26 Windungen je Spule und 10 Spulen je Magnet entsprächen 10 zusätzliche Hilfswindungen einer Zunahme der magnetischen Erregung von 3,85 % und damit einer Zunahme der magnetischen Feldstärke von etwa 1,39 % im Arbeitspunkt. Somit müßten die Feldstärken der drei stärkeren Dipole nur noch um 1,38 % verringert werden. Dies entspricht nur noch ungefähr 4,4 A bei einer Verlustleistung von 175 W je festem Nebenwiderstand von 9,1 Ω .

In der Strahlzeit im August 2008 stellte sich allerdings heraus, daß die „Feldstärkenhierarchie“ der Dipole bei 1,5 GeV Strahlenergie im Vergleich zu den niedrigeren Energien invertiert ist, die „starken“ Dipole durch ihr frühes Sättigen also relativ schwächer werden, dies jedoch gerade zu einem Ausgleich

der Unterschiede der Feldstärken der Dipolmagnete führt. Dadurch läßt sich der Strahl besonders einfach durch die Schikane fädeln, so daß auf die oben genannten Maßnahmen letzten Endes verzichtet werden konnte.

Anhang D

Analyseergebnisse *beam200208*

Auf den folgenden Seiten sind für alle 38 Mikrosamples des Datensatzes der Strahlzeit *beam200208* bei 855 MeV Strahlenergie die extrahierten Polarisationsprodukte $P_e P_L$ mit allen derzeit in der Analyse verfügbaren Korrekturen, statistischen und systematischen Fehlerbeiträgen angegeben. Die systematischen Fehler sind der Vollständigkeit halber für die einzelnen Mikrosamples angegeben. Für Endergebnis (mittleres Polarisationsprodukt) erhält man den systematischen Fehler aus dem mittleren Polarisationsprodukt nach Abschnitt 7.4.5 wie für die einzelnen Mikrosamples.

	Wert	stat.	syst.		Wert	stat.	syst.
<i>Mikro sample 1</i>				<i>Mikro sample 4</i>			
Polarisationsprod./%	53.24			Polarisationsprod./%	53.43		
Korrektur: Totzeit	+0.28	0.10		Korrektur: Totzeit	+0.38	0.09	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+2.24	0.09		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.77	0.73	
korr. Polarisationsprod.	55.76			korr. Polarisationsprod.	55.58		
Untergrundnormierung		0.02		Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.05		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		3.52	
Energiekalibration		0.06		Energiekalibration		0.07	
untere Schwelle			0.11	untere Schwelle			0.11
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.14	Geometriefehler			0.14
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	55.76	4.06	0.18	Polarisationsprod./%	55.58	3.59	0.18
<i>Mikro sample 2</i>				<i>Mikro sample 5</i>			
Polarisationsprod./%	48.96			Polarisationsprod./%	52.05		
Korrektur: Totzeit	+0.10	0.10		Korrektur: Totzeit	+0.18	0.10	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+2.30	0.05		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.85	0.04	
korr. Polarisationsprod.	51.36			korr. Polarisationsprod.	54.08		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.02	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		3.98		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.18	
Energiekalibration		0.07		Energiekalibration		0.07	
untere Schwelle			0.10	untere Schwelle			0.11
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.13	Geometriefehler			0.13
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	51.36	3.98	0.16	Polarisationsprod./%	54.08	4.18	0.17
<i>Mikro sample 3</i>				<i>Mikro sample 6</i>			
Polarisationsprod./%	57.20			Polarisationsprod./%	48.53		
Korrektur: Totzeit	+0.37	0.10		Korrektur: Totzeit	+0.50	0.13	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.34	0.03		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.02	0.04	
korr. Polarisationsprod.	58.91			korr. Polarisationsprod.	50.05		
Untergrundnormierung		0.02		Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		3.95		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		5.02	
Energiekalibration		0.07		Energiekalibration		0.05	
untere Schwelle			0.12	untere Schwelle			0.10
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.15	Geometriefehler			0.12
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	58.91	3.95	0.19	Polarisationsprod./%	50.05	5.02	0.16

	Wert	stat.	syst.		Wert	stat.	syst.
<i>Mikrosample 7</i>				<i>Mikrosample 10</i>			
Polarisationsprod./%	51.00			Polarisationsprod./%	52.84		
Korrektur: Totzeit	+0.27	0.10		Korrektur: Totzeit	+0.34	0.10	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.39	0.04		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.11	0.02	
korr. Polarisationsprod.	52.66			korr. Polarisationsprod.	54.29		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.02	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.15		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.24	
Energiekalibration		0.07		Energiekalibration		0.07	
untere Schwelle			0.10	untere Schwelle			0.11
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.13	Geometriefehler			0.13
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	52.66	4.15	0.17	Polarisationsprod./%	54.29	4.24	0.17
<i>Mikrosample 8</i>				<i>Mikrosample 11</i>			
Polarisationsprod./%	50.32			Polarisationsprod./%	51.84		
Korrektur: Totzeit	+0.26	0.10		Korrektur: Totzeit	+0.14	0.10	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.47	0.04		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+2.02	0.04	
korr. Polarisationsprod.	52.05			korr. Polarisationsprod.	54.00		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.18		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.28	
Energiekalibration		0.07		Energiekalibration		0.07	
untere Schwelle			0.10	untere Schwelle			0.11
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.13	Geometriefehler			0.13
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	52.05	4.18	0.17	Polarisationsprod./%	54.00	4.28	0.17
<i>Mikrosample 9</i>				<i>Mikrosample 12</i>			
Polarisationsprod./%	50.14			Polarisationsprod./%	46.30		
Korrektur: Totzeit	+0.39	0.09		Korrektur: Totzeit	+0.33	0.10	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.40	0.03		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.35	0.04	
korr. Polarisationsprod.	51.93			korr. Polarisationsprod.	47.98		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.22		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.32	
Energiekalibration		0.07		Energiekalibration		0.07	
untere Schwelle			0.10	untere Schwelle			0.10
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.13	Geometriefehler			0.12
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	51.93	4.22	0.17	Polarisationsprod./%	47.98	4.32	0.15

	Wert	stat.	syst.		Wert	stat.	syst.
<i>Mikrosample 13</i>				<i>Mikrosample 16</i>			
Polarisationsprod./%	54.76			Polarisationsprod./%	51.61		
Korrektur: Totzeit	+0.22	0.10		Korrektur: Totzeit	+0.33	0.07	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.77	0.06		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.96	0.04	
korr. Polarisationsprod.	56.75			korr. Polarisationsprod.	53.90		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.17		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		3.56	
Energiekalibration		0.07		Energiekalibration		0.09	
untere Schwelle			0.11	untere Schwelle			0.11
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.14	Geometriefehler			0.13
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	56.75	4.18	0.18	Polarisationsprod./%	53.90	3.56	0.17
<i>Mikrosample 14</i>				<i>Mikrosample 17</i>			
Polarisationsprod./%	50.95			Polarisationsprod./%	52.23		
Korrektur: Totzeit	+0.31	0.10		Korrektur: Totzeit	+0.28	0.10	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.91	0.08		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.94	0.08	
korr. Polarisationsprod.	53.18			korr. Polarisationsprod.	54.45		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.02	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.53		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.51	
Energiekalibration		0.07		Energiekalibration		0.07	
untere Schwelle			0.11	untere Schwelle			0.11
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.13	Geometriefehler			0.14
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	53.18	4.53	0.17	Polarisationsprod./%	54.45	4.51	0.17
<i>Mikrosample 15</i>				<i>Mikrosample 18</i>			
Polarisationsprod./%	42.20			Polarisationsprod./%	52.99		
Korrektur: Totzeit	+0.31	0.10		Korrektur: Totzeit	+0.45	0.10	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.00	0.03		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.48	0.05	
korr. Polarisationsprod.	43.51			korr. Polarisationsprod.	54.91		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		5.09		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.66	
Energiekalibration		0.07		Energiekalibration		0.06	
untere Schwelle			0.09	untere Schwelle			0.11
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.11	Geometriefehler			0.14
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	43.51	5.09	0.14	Polarisationsprod./%	54.91	4.66	0.17

	Wert	stat.	syst.		Wert	stat.	syst.
<i>Mikrosample 19</i>				<i>Mikrosample 22</i>			
Polarisationsprod./%	42.52			Polarisationsprod./%	57.03		
Korrektur: Totzeit	+0.30	0.10		Korrektur: Totzeit	+0.28	0.10	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.33	0.03		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+2.43	0.08	
korr. Polarisationsprod.	44.14			korr. Polarisationsprod.	59.74		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.02	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.38		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		5.01	
Energiekalibration		0.06		Energiekalibration		0.06	
untere Schwelle			0.09	untere Schwelle			0.12
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.11	Geometriefehler			0.15
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	44.14	4.38	0.14	Polarisationsprod./%	59.74	5.02	0.19
<i>Mikrosample 20</i>				<i>Mikrosample 23</i>			
Polarisationsprod./%	50.39			Polarisationsprod./%	50.07		
Korrektur: Totzeit	+0.13	0.10		Korrektur: Totzeit	+0.26	0.09	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.92	0.03		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.99	0.07	
korr. Polarisationsprod.	52.43			korr. Polarisationsprod.	52.32		
Untergrundnormierung		0.02		Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.39		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.53	
Energiekalibration		0.06		Energiekalibration		0.06	
untere Schwelle			0.10	untere Schwelle			0.10
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.13	Geometriefehler			0.13
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	52.43	4.39	0.17	Polarisationsprod./%	52.32	4.53	0.17
<i>Mikrosample 21</i>				<i>Mikrosample 24</i>			
Polarisationsprod./%	48.71			Polarisationsprod./%	57.26		
Korrektur: Totzeit	+0.37	0.09		Korrektur: Totzeit	+0.33	0.09	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.38	0.03		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.45	0.03	
korr. Polarisationsprod.	50.46			korr. Polarisationsprod.	59.04		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.02	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.52		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.52	
Energiekalibration		0.07		Energiekalibration		0.06	
untere Schwelle			0.10	untere Schwelle			0.12
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.13	Geometriefehler			0.15
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	50.46	4.53	0.16	Polarisationsprod./%	59.04	4.52	0.19

	Wert	stat.	syst.		Wert	stat.	syst.
<i>Mikrosample 25</i>				<i>Mikrosample 28</i>			
Polarisationsprod./%	49.92			Polarisationsprod./%	46.78		
Korrektur: Totzeit	+0.30	0.09		Korrektur: Totzeit	+0.40	0.09	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.36	0.07		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+0.85	0.02	
korr. Polarisationsprod.	51.58			korr. Polarisationsprod.	48.03		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.55		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.58	
Energiekalibration		0.06		Energiekalibration		0.06	
untere Schwelle			0.10	untere Schwelle			0.10
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.13	Geometriefehler			0.12
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	51.58	4.55	0.16	Polarisationsprod./%	48.03	4.59	0.15
<i>Mikrosample 26</i>				<i>Mikrosample 29</i>			
Polarisationsprod./%	51.80			Polarisationsprod./%	57.49		
Korrektur: Totzeit	+0.27	0.09		Korrektur: Totzeit	+0.40	0.09	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.45	0.50		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.36	0.05	
korr. Polarisationsprod.	53.52			korr. Polarisationsprod.	59.25		
Untergrundnormierung		0.02		Untergrundnormierung		0.02	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.61		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.89	
Energiekalibration		0.07		Energiekalibration		0.07	
untere Schwelle			0.11	untere Schwelle			0.12
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.13	Geometriefehler			0.15
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	53.52	4.64	0.17	Polarisationsprod./%	59.25	4.89	0.19
<i>Mikrosample 27</i>				<i>Mikrosample 30</i>			
Polarisationsprod./%	48.89			Polarisationsprod./%	52.68		
Korrektur: Totzeit	+0.40	0.09		Korrektur: Totzeit	+0.44	0.09	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.49	0.04		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.68	0.05	
korr. Polarisationsprod.	50.77			korr. Polarisationsprod.	54.80		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.59		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.57	
Energiekalibration		0.06		Energiekalibration		0.06	
untere Schwelle			0.10	untere Schwelle			0.11
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.13	Geometriefehler			0.14
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	50.77	4.59	0.16	Polarisationsprod./%	54.80	4.57	0.17

	Wert	stat.	syst.		Wert	stat.	syst.
<i>Mikrosample 31</i>				<i>Mikrosample 34</i>			
Polarisationsprod./%	47.04			Polarisationsprod./%	51.02		
Korrektur: Totzeit	+0.22	0.09		Korrektur: Totzeit	+0.36	0.09	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.84	0.05		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.22	0.04	
korr. Polarisationsprod.	49.09			korr. Polarisationsprod.	52.60		
Untergrundnormierung		0.00		Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.57		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.61	
Energiekalibration		0.07		Energiekalibration		0.07	
untere Schwelle			0.10	untere Schwelle			0.10
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.12	Geometriefehler			0.13
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	49.09	4.57	0.16	Polarisationsprod./%	52.60	4.61	0.17
<i>Mikrosample 32</i>				<i>Mikrosample 35</i>			
Polarisationsprod./%	43.25			Polarisationsprod./%	54.26		
Korrektur: Totzeit	+0.27	0.09		Korrektur: Totzeit	+0.37	0.09	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+0.92	0.03		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.54	0.04	
korr. Polarisationsprod.	44.44			korr. Polarisationsprod.	56.18		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.02	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.53		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.62	
Energiekalibration		0.06		Energiekalibration		0.06	
untere Schwelle			0.09	untere Schwelle			0.11
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.11	Geometriefehler			0.14
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	44.44	4.53	0.14	Polarisationsprod./%	56.18	4.63	0.18
<i>Mikrosample 33</i>				<i>Mikrosample 36</i>			
Polarisationsprod./%	49.45			Polarisationsprod./%	50.60		
Korrektur: Totzeit	+0.34	0.09		Korrektur: Totzeit	+0.40	0.09	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+0.66	0.02		Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+1.20	0.05	
korr. Polarisationsprod.	50.45			korr. Polarisationsprod.	52.19		
Untergrundnormierung		0.01		Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.67		Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.59	
Energiekalibration		0.07		Energiekalibration		0.06	
untere Schwelle			0.10	untere Schwelle			0.10
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00	Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler			0.13	Geometriefehler			0.13
Faserbündel				Faserbündel			
Polarisationsprod./%	50.45	4.67	0.16	Polarisationsprod./%	52.19	4.59	0.17

	Wert	stat.	sys.
<i>Mikrosample 37</i>			
Polarisationsprod./%	45.90		
Korrektur: Totzeit	+0.33	0.09	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	+0.86	0.03	
korr. Polarisationsprod.	47.09		
Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		4.61	
Energiekalibration		0.07	
untere Schwelle			0.09
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler Faserbündel			0.12
Polarisationsprod./%	47.09	4.61	0.15
<i>Mikrosample 38</i>			
Polarisationsprod./%	64.61		
Korrektur: Totzeit	+0.80	0.21	
Korrektur: Zufallskoinzidenzen	-0.55	0.44	
korr. Polarisationsprod.	64.86		
Untergrundnormierung		0.01	
Zahlstatistik (inkl. Korrel.)		8.56	
Energiekalibration		0.03	
untere Schwelle			0.13
Strahlenergie, Laserwellenlänge			0.00
Geometriefehler Faserbündel			0.16
Polarisationsprod./%	64.86	8.58	0.21

Literaturverzeichnis

- [1] *Organikum*. Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1986.
- [2] ACHENBACH, PATRICK: *Aufbau eines Bleifluorid-Kalorimeters zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Doktorarbeit, Universität Mainz, Mai 2001.
- [3] ALBERICO, W.M., S.M. BIENKY und C. MAIERON: *Strangeness in the nucleon: neutrino-nucleon and polarized electron-nucleon scattering*. Phys. Rep., (358):227–308, 2002.
- [4] ALTAREV, I., E. SCHILLING, S. BAUNACK, L. CAPOZZA, J. DIEFENBACH, K. GRIMM, TH. HAMMEL, D. VONHARRACH, Y. IMAI, E. M. KABUSS, R. KOTHE, J. H. LEE, A. LOPESGINJA, F. E. MAAS, A. SANCHEZLORENTE, G. STEPHAN und C. WEINRICH: *A high power liquid hydrogen target for the Mainz A4 parity violation experiment*. NIM A, 564:13, 2006.
- [5] AMSLER, C. et al.: *Review of Particle Physics*. Physics Letters, B(667), 2008.
- [6] ARMSTRONG, D. S., J. ARVIEUX, R. ASATURYAN, T. AVERETT, S. L. BAILEY, G. BATIGNE, D. H. BECK, E. J. BEISE, J. BENESCH, L. BIMBOT, J. BIRCHALL, A. BISELLI, P. BOSTED, E. BOUKOBZA, H. BREUER, R. CARLINI, R. CARR, N. CHANT, Y.-C. CHAO, S. CHATTOPADHYAY, R. CLARK, S. COVRIG, A. COWLEY, D. DALE, C. DAVIS, W. FALK und J. M. FINN: *Strange-Quark Contributions to Parity-Violating Asymmetries in the Forward G0 Electron-Proton Scattering Experiment*. Phys. Rev. Lett., 95(9):092001, Aug 2005.
- [7] AULENBACHER, K.: *Vakuumsystem am HDSM*. Technischer Bericht, Institut für Kernphysik, 2001.

- [8] AULENBACHER, K.: *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*. Doktorarbeit, Juli 2007.
- [9] AULENBACHER, K. und V. TIOUKINE: *Ab Initio Calculation of Effective Sherman Functions in MeV Mott Scattering*. In: CRABB, DONALD G., YELENA PROK, MATT POELKER, SIMONETTA LIUTI, DONAL B. DAY und XIAOCHAO ZHENG (Herausgeber): *SPIN PHYSICS: 18th International Spin Physics Symposium*, Band 1149, Seiten 1155–1159, Charlottesville (Virginia), 2009. AIP.
- [10] AUMAYR, F. et al.: *Quenching of Einstein's A Coefficients by Photons*. Phys. Rev. Lett., 63(12):1215–1218, 1989.
- [11] BAKER, M.A.: *Plasma Cleaning and the removal of carbon from metal surfaces*. Thin Solid Films, 69(3):359–368, 1980.
- [12] BARDIN, G. et al.: *Conceptual Design Report of a Compton Polarimeter for Cebaf Hall A*. Technischer Bericht, 1996.
- [13] BARTSCH, PETER: *Aufbau eines Møller-Polarimeters für die Drei-Spektrometer-Anlage und Messung der Helizitätsasymmetrie in der Reaktion $p(\vec{e}, e'p)\pi^0$ im Bereich der Δ -Resonanz*. Doktorarbeit, Universität Mainz, 2001.
- [14] BAUNACK, SEBASTIAN: *Einzelspin-Asymmetrien in der elastischen Elektron-Proton-Streuung und die Beiträge der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons*. Doktorarbeit, Universität Mainz, Januar 2006.
- [15] BECK, D.H. und B.R. HOLSTEIN: *Nucleon structure and parity-violating electron scattering*. Int. J. Mod. Phys., (E10):1–41, 2001.
- [16] BECK, D.H. und R.D. MCKEOWN: *Parity-violating electron scattering and nucleon structure*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., (51):189–217, 2001.
- [17] BENNETT, S. C. und C. E. WIEMAN: *Measurement of the $6S \rightarrow 7S$ Transition Polarizability in Atomic Cesium and an Improved Test of the Standard Model*. Phys. Rev. Lett. B, 82(12):2484–2487, 1999.
- [18] CAEN S.P.A.: *C207 User's Manual*, Jan. 1996.
- [19] CAEN S.P.A.: *V965 User's Manual*, Jan. 1996.

- [20] CATES, G.: *The Bates polarized electron source*. Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A278, 1989.
- [21] COLLABORATION, THE G0: *Strange Quark Contributions to Parity-Violating Asymmetries in the Backward Angle G0 Electron Scattering Experiment*. 0909.5107, September 2009. Phys.Rev.Lett.104:012001,2010.
- [22] COOPER, P. S. et al.: *Polarized Electron-Electron Scattering at GeV Energies*. Phys. Rev. Lett., 34(25):1589–1592, 1975.
- [23] *Kuraray Technical Information*.
- [24] DEHN, MARCO: *Dissertation in Vorbereitung*. Doktorarbeit, Universität Mainz, 2010.
- [25] DENNER, A. und S. DITTMAIER: *Complete $\mathcal{O}(\alpha)$ QED corrections to polarized Compton scattering*. CERN-TH/98-142, 1998.
- [26] DIEFENBACH, JÜRGEN: *Aufbau einer elektronischen Stabilisierung für das A4-Comptonrückstreu-Polarimeter*. Diplomarbeit, Universität Mainz, Februar 2003.
- [27] DÜRR, S. et al.: *Ab Initio Determination of Light Hadron Masses*. Science, 322:1224–1227, 2008.
- [28] ESCOFFIER, S. et al.: *Accurate measurement of the electron beam polarization in JLab Hall A using Compton polarimetry*. NIM, (2-3):563–574, 2005.
- [29] ESPI, MARIA CARMEN MORA: *Development of a new photon detector for the A4-Compton backscattering polarimeter at MAMI*. Diplomarbeit, Universität Mainz, August 2007.
- [30] FALLETTO, N. et al.: *Compton scattering of polarized electrons with a high-finesse Fabry Pèrot Cavity at JLab*. NIM A, 2000.
- [31] FLYCKT, S-O und C. MARMONIER (Herausgeber): *Photomultiplier tubes – principles and applications*. Photonis, September 2002.
- [32] GASSER, J. und H. LEUTWYLER: *Sigma-term update*. Phys. Lett. B, 253(1,2):252–259, 1991.
- [33] GELL-MANN, M.: *The Eightfold Way*. Benjamin, NewYork, 1964.

- [34] GINJA, AMILCAR LOPES: *Vorstudien zum Bau eines Polarisationsmonitors für ein paritätsverletzendes Experiment*. Diplomarbeit, Universität Mainz, Dezember 1996.
- [35] GLÄSER, BORIS: *Dissertation in Vorbereitung*. Doktorarbeit, Universität Mainz.
- [36] HALZEN, F. und A. D. MARTIN: *Quarks and Leptons*. John Wiley & Sons, 1984.
- [37] HAMMEL, THORSTEN: *Luminositätsmessung und Korrektur helizitätskorrelierter Effekte für ein Experiment zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Doktorarbeit, Universität Mainz, Oktober 2003.
- [38] HEIL, W. et al.: *Improved limits on the weak, neutral, hadronic axial vector coupling constant from quasielastic scattering of polarized electrons*. Nucl. Phys. B, 327(1):1–31, 1989.
- [39] HERMINGHAUS, H.: *Interne Notiz*. Technischer Bericht, MAMI, 2/82.
- [40] IMAI, YOSHIO: *Dissertation in Vorbereitung*. Doktorarbeit, Universität Mainz, 2010.
- [41] IMAI, YOSHIO: *Entwicklung eines optischen Systems für ein Compton-Rückstreupolarimeter*. Diplomarbeit, Universität Mainz, Februar 2003.
- [42] ISABELL, T.C. und P.E. FISCHIONE: *Applications of plasma cleaning for electron microscopy of semiconducting materials*. In: *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, Band 523, Seiten 31–38, 1998.
- [43] JAFFE, R. L. und A. MANOHAR: *The $G(1)$ Problem: Fact And Fantasy On The Spin Of The Proton*. Nucl. Phys. B337, 1990.
- [44] KAPLAN, D.B. ; MANOHAR, A.: *Strange matrix elements in the proton from neutral-current experiments*. Nucl. Phys., B(310):527–547, 1988.
- [45] KERNPHYSIK, INSTITUT FÜR. In: *Jahresbericht 1994-1995, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz*. Mainz 1996.
- [46] KNOLL, GLENN F.: *Radiation detection and measurement*. John Wiley, 1989.
- [47] KUMAR, K.S. ; SOUDER, P.A.: *Strange quarks and parity violation*. Prog. Part. Nucl. Phys., (45):333–395, 2000.

- [48] LARIN, S. A. et al.: *The a_8^3 approximation of quantum chromodynamics to the Ellis-Jaffe sum rule.* Phys. Rev. B 404, 1997.
- [49] LEADER, E. et al.: *Role of Higher Twist in Polarized Deep Inelastic Scattering.* Phys. Rev. D, 67, 074017, 2003.
- [50] LEE, JEONGHAN: *Concept and Realization of the A4 Compton Back-scattering Polarimeter at MAMI.* Doktorarbeit, Universität Mainz, Dezember 2008.
- [51] LEO, W. R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments.* Springer, 1994.
- [52] MAO, RIHUA et al.: *Optical and Scintillation Properties of Inorganic Scintillators in High Energy Physics.* IEEE Trans. on Nucl. Sc., 55(4):2425–2431, 2008.
- [53] MATULEWICZ, T.: *Quenching of scintillation in BaF2 for light charged particles.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 325(1-2):365–366, Februar 1993.
- [54] MCKEOWN, R.D. und M.J. RAMSAY-MUSOLF: *The Nucleon's mirror image: Revealing the Strange and the Unexpected.* Mod. Phys. Lett., (A18):75–84, 2003.
- [55] MUSOLF, M.J., T.W. DONNELLY, J. DUBACH, S.J. POLLOCK, S. KOWALSKI und E.J. BEISE: *Intermediate-Energy semileptonic probes of the hadronic neutral current.* Phys. Rep., (239):1–178, 1994.
- [56] PAVAN, M. M., et al.: *The pion nucleon Sigma term is definitely large: Results from a GWU analysis of pi N scattering data.* PiN Newslett., 16:110–115, 2002.
- [57] PERKINS, D. H.: *Introduction to High Energy Physics.* University Press, Cambridge, 2000.
- [58] PRESCOTT, C. et al.: *Spin Dependent Compton Scattering for Use in Analyzing Electron Beam Polarizations.* SLAC-TN-73-001, 1973.
- [59] PRESCOTT, C. et al.: *Parity non-conservation in elastic electron scattering.* Phys. Lett. B, 77(3):347–352, 1978.
- [60] SAINT-GOBAIN CRYSTALS: *Prelude 420 Datasheet.*

- [61] SOUDER, P. A. et al.: *Measurement of Parity Violation in the Elastic Scattering of Polarized Electrons from ^{12}C* . Phys. Rev. Lett., 65(6):694–697, 1990.
- [62] SPAYDE, DAMON T.: *Updated results from the SAMPLE experiment*. The European Physical Journal A, 24(S2):51–54, 2005.
- [63] TIOUKINE, V. und K. AULENBACHER: *Operation of the MAMI accelerator with a Wien filter based spin rotation system*. NIM, A(568):537–542, 2006.
- [64] WEINRICH, CH.: *persönliche Mitteilung*.
- [65] WEINRICH, CHRISTOPH: *Entwicklung eines Transmissions-Compton-Polarimeters für das A4-Experiment*. Diplomarbeit, Universität Mainz, Juli 2000.
- [66] WRULICH, A.: *Yellow Cern Report*. Technischer Bericht, CERN, 94-01.
- [67] YAO, W.-M.: *Review of Particle Physics*. Journal of Physics G 33, 2006.

Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich die Gelegenheit nutzen, mich bei den vielen Menschen zu bedanken, die mich während der letzten Jahre begleitet und bei meiner Arbeit unterstützt haben.

Herrn Prof. von Harrach möchte dafür danken, in seiner Arbeitsgruppe geforscht und gelernt haben zu dürfen. Er hat unter anderem an einigen Stellen immer wieder unangenehme Fragen gestellt, die mich schließlich zum Verständnis diverser Untergründe führten.

Bei Frank Maas möchte ich mich ganz besonders für die langjährige Unterstützung und Motivation bedanken. Er hat mir immer den nötigen Freiraum gelassen, um selbständig arbeiten und forschen zu können. Ich habe viel von ihm – nicht nur über Physik – gelernt.

Herr Dr. Stephan hat mir sehr vieles was ich über Elektronik weiß beigebracht. Sein reichhaltiger Erfahrungsschatz und seine Ratschläge waren stets eine große Bereicherung und Hilfe und haben mir sehr viel Zeit (und Frustration) erspart. Vielen Dank!

Die Mitarbeiter der Elektronikwerkstatt, unter anderem Herr Lohr, Herr Reinemann, Herr Klein, Herr Waldhaus und Herr Unverdorben, waren in den vielen Jahren immer kompetente Ansprechpartner und haben viele wichtige Beiträge geleistet. Viele Bauteile wurden bestellt, Platinenlayouts erstellt, Platinen bestückt und Geräte repariert.

Kurt Aulenbacher war in allen Fragen zu Spin, Polarisation und Strahlhalo ein kompetenter Ansprechpartner (mit dem nötigen Verständnis für meinen häufigen „Polarimetriezynismus“). Er hat sich auch immer wieder nach dem Stand der Arbeit erkundigt und mich motiviert, endlich fertig zu werden.

Werner Lauth hat diverse Geräte (Detektoren, Glasapparaturen für die Plasmareinigung) zur Verfügung gestellt und mich überhaupt erst auf die Idee gebracht, einfach mal mit Glimmentladungen zu experimentieren, was letztlich in das Optikreinigungsverfahren mündete.

Bei Herrn Kaiser bedanke ich mich für sein stetes Interesse und seine Ratschläge zum Betrieb der magnetischen Schikane bei 1,5 GeV und für die Zeit, die er sich für meine Fragen zu Dipolmagneten und Strahlhalo genommen hat. Auch Andreas Jankowiak und Marco Dehn haben geduldig meine Fragen angehört und mir immer wieder die Details der Strahlstabilisierungen und Strahlmonitore erklärt. Bei den übrigen Mitarbeitern der Beschleunigergruppe bedanke ich mich für die Unterstützung in technischen Detailfragen und viele hundert Stunden sehr guten Strahl.

Die Mitglieder (und Ehemaligen) der Arbeitsgruppe A4 haben über all die Jahre für ein angenehmes Arbeitsklima gesorgt. Yoshio danke ich für die viele Jahre währende, produktive Zusammenarbeit an diesem nicht enden

wollenden Projekt mit seinen vielen Durststrecken (z.B. wenn mal wieder die Sicherungen im Laser durchgebrannt waren oder die strangenix sich nicht mehr booten lassen wollte...). Eine unschätzbare Hilfe war seine unendliche Geduld, mit der er auf meine Fragen zu Pointern und Klassen eingegangen ist. Luigi hat mir viele Fragen zur Physik beantwortet (und ich habe einiges dann sogar verstanden!) und mir die kulinarischen Seiten meiner mir bis dahin gänzlich unbekanntes Heimatstadt (ich kannte nur die Hallen 3 und 4 und unseren Meßraum) näher gebracht. Nicht zu vergessen die gemeinsamen Diskussionen über Detektorsimulationen, Fits und andere (aber nicht nur) „Pixelphysik“. Sebastian hat mich gerade in der Endphase meiner Arbeit mit Rat und Tat und besonders mit dem Rotstift unterstützt. Ohne seine Korrekturen und Ratschläge wären viele Passagen für Uneingeweihte unlesbar geblieben. Jeonghan verdanke ich (neben vielen anderen Dingen) die Erkenntnis, daß Ubuntu manchmal gar keine schlechte Alternative zu Debian ist (vor allem auf Laptops – zumindest wenn man Gnome deinstalliert). Mamen hat durch unermüdliches Messen von ungezählten Spektren und den Bau des Photonenkalorimeters in ihrer Diplomarbeit und gemeinsame Diskussionen unverstandener Daten einen wichtigen Anteil daran, daß nunmehr seit einigen Jahren überhaupt „sinnvolle“ Rückstreuenspektren genommen werden können. Boris verdanke ich die Übernahme einer Reihe „zotteliger“ Projekte wie den hydraulischen Hubtisch für das Kalorimeter und die ferngesteuerte Bleibende. Rainer danke ich für seinen seelischen Beistand bei der Eliminierung von Erdschleifen und Ausgleichströmen auf den Signalkabeln der Polarimeterelektronik. Christoph „Fusel“ danke ich dafür, daß er sich (oft stundenlang) meine Ausführungen zu energiemarkierten Photonen ernsthaft angehört und auch nachgefragt hat, wenn etwas unklar war. Dadurch habe ich manche Sachen oft selbst erst verstanden. Unvergessen werden selbstverständlich auch unsere Gespräche über die „Regenbogenverteilungen von Bernsteinchen- und Lichtteilchennachweisern“ bleiben. Alicia danke ich für Gespräche über die Irrungen und Wirrungen bei der Arbeit mit GEANT4. David hat unter anderem durch seine mathematische Sichtweise auf Plastiksintillatoren zu meiner Bildung beigetragen. Ernst hat mir viel über Thermodynamik, Kryotechnik und Vakuumtechnik beigebracht und mich durch seine „Ernst-typischen“ Fragen oft zunächst verwirrt, aber dadurch auch zur Erhellung vieler Probleme beigetragen. Nachdem Frau Jakob sich über viele Jahre unserer Gruppe in solch profanen Fragen wie „Wann brauche ich einen neuen Arbeitsvertrag?“ angenommen hatte, fand sie in Frau Bischof eine würdige Nachfolgerin und Bäckerin köstlicher Kuchenkreationen.

Herrn Luzius und seinen Mitarbeitern gebührt mein Dank für viele, viele Stunden Arbeit an allen kleinen und großen Teilen, die sie für das Polarimeter angefertigt haben, aber auch für die Tipps und Ideen durch die meine „Physikerkonstruktionen“ oft erst Praxistauglichkeit erlangten. Zudem wurden die Nöte junger, unerfahrener Drehmaschinchenbesitzer von ihnen ernstgenommen und durch kompetenten Rat gelindert!

Herr Bengard und Herr Neumann und die übrigen Mitarbeiter der Beschleunigerwerkstatt haben ungezählte Meter an Kabeln, Wasser- und Druckluftleitungen verlegt, um unser Polarimeter zu versorgen. Außerdem wäre die Installation der Strahlführung ohne ihre Arbeit beim Vergießen der Gestelle und Aufstellen des ersten Dipols nicht möglich gewesen.

Die Mitarbeiter der Vakuumwerkstatt, Herr Skora, Herr Kauth, Herr Bibo und Herr Grube haben sich um verölte Turbopumpen und Lecks in der Strahlführung gekümmert, die ansonsten das Aus für manche Strahlzeit bedeutet hätten. Und sie hatten auch immer die passende Dichtung zur Hand, wenn mal wieder unsere Vorräte zur Neige gingen.

Herrn Krygier danke ich für viele hilfreiche Beratungsgespräche rund um alle computerbezogenen Themen und die Bereitstellung einiger ausgemusterter Server, die unsere schlimmsten „Krücken“ im Polarimeter ersetzt haben. Herr Weindel hat zum unserem Glück die KPH-VMEbus-CPU's entwickelt, die ein vernünftiges Auslesen der Detektoren ermöglicht haben.

Allen übrigen Kolleginnen und Kollegen des Instituts für Kernphysik, die unerwähnt geblieben sind, spreche ich meinen herzlichen Dank aus für die Unterstützung, gute Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima.

Bei Herrn Prof. Dr. Walz vom Institut für Physik bedanke ich mich für das Ausleihen eines Argonionenlasers, mit dem die Strahlzeiten bei 315 MeV bestritten wurden, die aus Platz- und Zeitgründen in dieser Arbeit nicht diskutiert werden konnten.

Bei Mattias und Elena bedanke ich mich an dieser Stelle ganz herzlich für die langjährige Freundschaft und die geselligen Stunden, bei denen auch des öfteren quantenmechanische Spitzfindigkeiten diskutiert werden („...not even in principle...!“).

Meinen Eltern danke ich für die jahrelange Unterstützung und ganz besonders für die Duldung der Nutzung im Keller gelegener Räumlichkeiten für kern- und teilchenphysikalische Experimente.