

BORIS GLÄSER

AUFBAU DES ELEKTRONEN-TAGGERS ZUR
ERWEITERUNG DES A₄-EXPERIMENTS FÜR
MESSUNG DER PARITÄTSVERLETZENDEN
ELEKTRON-PROTON-STREUUNG UNTER
RÜCKWÄRTSSTREUWINKELN

AUFBAU DES
ELEKTRONEN-TAGGERS ZUR
ERWEITERUNG DES
A₄-EXPERIMENTS FÜR MESSUNG
DER PARITÄTSVERLETZENDEN
ELEKTRON-PROTON-STREUUNG
UNTER RÜCKWÄRTSSTREUWINKELN



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Dissertation

zur Erlangung des Grades
„Doktor der Naturwissenschaften“

am Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik
der Johannes Gutenberg-Universität
in Mainz

von
Dipl. Phys. Boris Gläser
geb. in Mainz

Mainz, den 5. Juli 2021

Boris Gläser: *Aufbau des Elektronen-Taggers zur Erweiterung des A4-Experiments für Messung der paritätsverletzenden Elektron-Proton-Streuung unter Rückwärtsstreuwinkeln*, Dipl. Phys., © 5. Juli 2021

INHALTSVERZEICHNIS

Inhaltsverzeichnis	v
Abbildungsverzeichnis	vii
1 MOTIVATION	3
1.1 Strange-Quarks im Proton	3
1.1.1 Experimentelle Hinweise auf Strangeness-Beiträge zu den Eigenschaften des Protons	4
1.2 Elastische Elektron-Nukleon-Streuung	7
1.3 Neutrale schwache Ströme	10
1.4 Paritätsverletzende Asymmetrie	12
2 A4-EXPERIMENT	15
2.1 Messprinzip	15
2.2 Übersicht A4-Experiment	18
2.3 Beschleuniger	20
2.3.1 Polarisierte Quelle	20
2.3.2 Beschleuniger	23
2.3.3 Strahlmonitore und Stabilisierungssysteme	26
2.4 Target	28
2.5 Luminositätsmonitore	29
2.6 Polarimeter	33
2.6.1 Møller-Polarimeter	33
2.6.2 Mott-Polarimeter	34
2.6.3 Transmission-Compton-Polarimeter	34
2.6.4 Laser-Compton-Rückstreu-Polarimeter	35
2.7 Steuerung des A4-Experiments	37
2.8 A4-Detektor und Datenerfassungssystem	38
3 MESSUNGEN UNTER RÜCKWÄRTSSTREUWINKELN	39
3.1 Kalorimeter	39
3.1.1 Anforderungen	39
3.1.2 Detektormaterial	40
3.1.3 Aufbau	40
3.1.4 Signale der Photomultiplier	44
3.1.5 Datenaufnahmeelektronik MEDUSA	45
3.1.6 Energiespektren	54
3.2 Der Elektronentagger	59
3.2.1 Anforderungen	61
3.2.2 Getestete Detektormaterialien	61
3.2.3 Entwickelter Detektor und Aufbau	71
3.2.4 Integration in das bestehende Datenaufnahmesystem	74
3.2.5 Kalibration	79
3.3 Energiespektren unter Rückwärtsstreuwinkeln	81

4	BESTIMMUNG DER PARITÄTSVERLETZENDEN ASYMMETRIE	85
4.1	Behandlung des Untergrunds	85
4.2	Die Anzahl der elastisch gestreuten Ereignisse	86
4.3	Korrektur auf helizitätskorrelierte Strahldifferenzen	88
4.4	Qualitätsschnitte	90
4.4.1	Qualitätsschnitte auf Basis der helizitätskorrelier- ten Strahlparameter	90
4.4.2	Besonderheiten bei der Strahlenergie von 210 MeV	94
4.5	Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie	101
4.5.1	Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie A_{PV}	101
4.5.2	Bestimmung der Asymmetrie in der elastischen Elektron- Proton-Streuung A_{ep}	106
4.5.3	Übersicht der Korrekturen und Fehlerbeiträge	107
4.6	Systematische Überprüfungen	107
4.6.1	Asymmetrie für verschiedene polare und azimuta- le Streuwinkel	107
4.6.2	Asymmetrie für neutrale Teilchen	107
4.6.3	Variation der Schnittgrenzen für den Bereich der elastisch gestreuten Elektronen	109
4.6.4	Variation der Parameter für den Untergrundabzug im Shift- und Scale-Verfahren	111
5	BEITRÄGE DER STRANGEQUARKS ZU DEN VEKTORFORMFAK- TOREN DES PROTONS	113
5.1	Formfaktoren von Proton und Neutron	113
5.2	Strangeness-Formfaktoren bei $Q^2 = 0.1(\text{GeV}/c)^2$	116
5.2.1	Linearkombination der Strangeness-Formfaktoren aus der Messung unter Rückwärtsstreuwinkeln	116
5.2.2	Separate Bestimmung von G_E^s und G_M^s durch Kom- bination mit der A4-Vorwärtsmessung	117
5.3	Weltdaten für G_E^s und G_M^s	118
6	ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	123
A	ANHANG	127
A.1	Abmessungen der Szintillatoren	127
A.2	Schaltplan des aktiven Spannungsteilers	127
	LITERATURVERZEICHNIS	131
	Literaturverzeichnis	131

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1	Meßprinzip des A4-Experiments	15
Abbildung 2	Übersicht über die wichtigsten Komponenten des A4-Experiments.	19
Abbildung 3	Übersichtszeichnung des Elektronenbeschleunigers Mainzer Mikrotron (MAMI)	21
Abbildung 4	Schematischer Aufbau der polarisierten Elektronenquelle.	22
Abbildung 5	Funktionsprinzip Rennbahn-Mikrotron.	25
Abbildung 6	Funktionsprinzip harmonisches doppelseitiges Mikrotron (HDSM).	25
Abbildung 7	Aufbau der Targetzellen	30
Abbildung 8	Aufbau der Luminositätsmonitore	31
Abbildung 9	Schematischer Aufbau des Transmissions-Compton-Polarimeters	35
Abbildung 10	Funktionsprinzip des Laser-Compton-Rückstreuung-Polarimeters	36
Abbildung 11	Histogramm der Meßgate-Differenzen	38
Abbildung 12	Schnittzeichnung des A4-Kalorimeteraufbaus	41
Abbildung 13	Fotografie des A4-Kalorimeteraufbaus	42
Abbildung 14	Signal eines Photomultipliers an PbF ₂ -Kristall	45
Abbildung 15	Relative Bezeichnung der Detektorkanäle	46
Abbildung 16	Mögliche Schauerverteilungen im Kalorimeter bei Einschluß eines Elektrons	47
Abbildung 17	Konzept einer Signalverarbeitungseinheit	48
Abbildung 18	Photographie einer Triggerkarte.	51
Abbildung 19	Sieben Triggerkarten werden in einem Triggerrahmen zusammengefaßt.	51
Abbildung 20	Photographie des Elektronikturms MEDUSA	52
Abbildung 21	Konzept der Histogrammierkarten	53
Abbildung 22	Schnittzeichnung des Gesamtaufbaus der Datenaufnahmeelektronik	55
Abbildung 23	Zweidimensionales Histogramm der Energieverteilung in einem Detektorkanal (855 MeV, Vorwärtsstreuwinkel)	56
Abbildung 24	Zweidimensionales Histogramm der Energieverteilung in einem Detektorkanal (210 MeV, Rückwärtsstreuwinkel)	57
Abbildung 25	Histogramm der Summenenergie eines 3 × 3-Clusters (855 MeV, Vorwärtsstreuwinkel)	58
Abbildung 26	Histogramm der Summenenergie eines 3 × 3-Clusters (210 MeV, Rückwärtsstreuwinkel)	59

Abbildung 27	Energiespektren unter Rückwärtsstreuwinkeln bei 225 MeV, 255 MeV, 315 MeV und 570 MeV	60
Abbildung 28	Prinzip Elektronentagger	62
Abbildung 29	Schnittzeichnung der Schwellen-Tscherenkovzähler	63
Abbildung 30	Photographie des Gas-Tscherenkovzählers	64
Abbildung 31	Photographie des Aerogel-Tscherenkovzählers	65
Abbildung 32	Elektronik der Tscherenkovzähler	66
Abbildung 33	Photographie des Szintillator-Prototypdetektors	67
Abbildung 34	Elektronik des Plastik-Szintillationsdetektors	68
Abbildung 35	Energiespektren mit Prototypdetektoren (315 MeV)	69
Abbildung 36	Zeichnung des Elektronentaggers	72
Abbildung 37	Zeichnung des Gesamtaufbaus aus Kalorimeter mit Tagger	73
Abbildung 38	Zeichnung eines Einzelmoduls des Elektronentaggers	74
Abbildung 39	Photographie eines Einzelmoduls des Elektronentaggers.	74
Abbildung 40	Photographie eines aktiven Spannungsteilers des Elektronentaggers	75
Abbildung 41	Erweiterung der Datenaufnahmeelektronik für den Elektronentagger	76
Abbildung 42	Verlauf der mittleren Hochspannung aller Taggerdetektoren	79
Abbildung 43	Delayscan eines Szintillators für einen überdeckten Kalorimeterkanal	80
Abbildung 44	Energiespektren eines Kalorimeterkanals mit zugeschaltetem Taggerdetektor	82
Abbildung 45	Abschätzung des Untergrunds aus Konversionseignissen	87
Abbildung 46	Schnittgrenzen zur Bestimmung der Anzahl elastisch gestreuter Elektronen	89
Abbildung 47	Helizitätskorrelierte Strahlstromasymmetrie.	91
Abbildung 48	Helizitätskorrelierte Energiedifferenz.	92
Abbildung 49	Helizitätskorrelierte horizontale Positionsdifferenzen.	92
Abbildung 50	Helizitätskorrelierte horizontale Winkeldifferenzen.	93
Abbildung 51	Gemessene Ortsdosisleistung in Experimentierhalle A3.	95
Abbildung 52	Gemessene Ortsdosisleistung in Experimentierhalle A4.	95
Abbildung 53	Signale der acht Luminositätsmonitore für den fünfminütigen Datenlauf Nr. 86250.	96
Abbildung 54	Zeitlicher Ausschnitt der Signale der acht Luminositätsmonitore über den fünfminütigen Datenlauf Nr. 86250.	97
Abbildung 55	Zeitaufgelöstes Signal des Luminositätsmonitors 4 für den Datenlauf Nr. 86250.	98

Abbildung 56	Berechnete Sprungmaße über den gesamten Datensatz für den Luminositätsmonitor 4.	99
Abbildung 57	Korrelation der berechneten Sprungmaße der Luminositätsmonitore 4 und 3.	100
Abbildung 58	Paritätsverletzende Asymmetrie A_{PV} in Abhängigkeit der gewählten Sprungmaßgrenze Q_{max}	102
Abbildung 59	A_{PV} für sehr kleine Sprungmaßgrenzen Q_{max}	103
Abbildung 60	Asymmetrien A_{exp}^i/P für die einzelnen Datensamples i	104
Abbildung 61	Histogramm der Asymmetrien A_{exp}^i für jeden Datenlauf i	105
Abbildung 62	Asymmetrien für unterschiedliche Sektoren bzw. Ringe des Kalorimeters.	108
Abbildung 63	Asymmetrien für das Spektrum neutraler Teilchen.	110
Abbildung 64	Asymmetrie A_{PV} in Abhängigkeit von der unteren Schnittgrenze.	110
Abbildung 65	Elektrische Formfaktoren von Proton und Neutron nach verschiedenen Parametrisierungen.	114
Abbildung 66	Magnetische Formfaktoren von Proton und Neutron nach verschiedenen Parametrisierungen.	115
Abbildung 67	Effektiver axialer Formfaktor \tilde{G}_Λ^p des Protons nach Zhu et al.	116
Abbildung 68	Verteilung der Strangeness-Formfaktoren, wie sie sich aus der Monte-Carlo-Separation ergeben.	119
Abbildung 69	Linearkombination der Strangeness-Formfaktoren aus Messungen unter Vorwärts- und Rückwärtstreuwinkeln im A4-Experiment.	120
Abbildung 70	Elektrischer und magnetischer Strangeness Formfaktor für verschiedene Impulsüberträge Q^2	120
Abbildung 71	Verlauf der Strangeness-Formfaktoren G_E^s und G_M^s in Abhängigkeit des Impulsübertrags Q^2 aus [38].	121
Abbildung 72	Abmessungen der Szintillatoren des Elektronentaggers.	127
Abbildung 73	Schaltplan eines aktiven Spannungsteilers	129

EINLEITUNG

In der modernen Physik werden Hadronen als gebundene Zustände von Quarks und Gluonen aufgefasst. Ihre Beschreibung wirft jedoch in der zugrundeliegenden relativistischen Feldtheorie, der Quantenchromodynamik (QCD), insbesondere bei der Behandlung niederenergetischer Prozesse, noch offene Fragen auf. Eine Möglichkeit um diese Prozesse zu erforschen bietet dabei die Untersuchung der Struktur der Nukleonen. Das Nukleon wird als ein dynamisches System stark wechselwirkender Teilchen aus drei Valenzquarks, Seequarks und Gluonen aufgefasst. Die Verteilung auf Up- und Down-Quarks der Valenzquarks bestimmt, ob es sich um Proton oder Neutron handelt, und der sogenannte See wird aus ständig erzeugt und vernichtet werdenden Quark-Antiquarkpaaren und Gluonen gebildet. Die Bestimmung der Strange-Quark-Beiträge zu den Vektor-Formfaktoren des Nukleons gibt nun Aufschluß über die Verteilung der Strange- und Antistrange-Quarks im Nukleon und ermöglicht somit einen exklusiven Nachweis von Seequarks.

Die A₄-Kollaboration am Elektronenbeschleuniger MAMI der Johannes Gutenberg-Universität Mainz bedient sich zu diesem Zweck der Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie in der elastischen Streuung longitudinal polarisierter Elektronen an unpolarisiertem Wasserstoff. Als Targetmaterial kommt hierzu flüssiger Wasserstoff zum Einsatz, es werden aber auch Messungen mit flüssigem Deuterium durchgeführt. Im Gegensatz zu anderen Experimenten auf diesem Gebiet verwendet das A₄-Experiment zum Nachweis elastisch gestreuter Elektronen und zum Abtrennen von anderen auftretenden Ereignissen ein Kalorimeter. Mit dem Kalorimeter sind Messungen unter Vorwärtsstreuwinkeln von 30° bis 40° sowie unter Rückwärtsstreuwinkeln von 140° bis 150° möglich. Für Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln wurde der Aufbau zusätzlich um ein Detektorsystem aus Plastikszintillatoren, den sogenannten Elektronentagger, erweitert. Hiermit ist es zusätzlich möglich zu unterscheiden, ob die den Detektor erreichenden Teilchen geladen oder ungeladen sind. Diese Arbeit stellt eine Messung unter Rückwärtsstreuwinkeln bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ vor. Mit diesem Messpunkt und einer vorangegangenen Messung bei gleichem Impulsübertrag unter Vorwärtsstreuwinkeln ist eine Separation der erhaltenen elektrischen und magnetischen Formfaktoren möglich.

Diese Arbeit befasst sich in Kapitel 1 zunächst mit der Motivation für ein derartiges Experiment und der hierfür nötigen Theorie. Kapitel 2 beschäftigt sich mit dem grundlegenden Aufbau des A₄-Experiments und dessen Integration in den Elektronenbeschleuniger MAMI. Da das Kalorimeter und der Elektronen-Tegger eine zentrale Rolle in dem experimentellen Ausbau spielen, widmet sich Kapitel 3 detailliert diesen Komponenten. Wie aus den gemessenen Daten die gesuchte physika-

lich Asymmetrie gewonnen werden kann sowie systematische Untersuchungen zu deren Bestätigung zeigt Kapitel 4 auf. Die Strangeness-Beiträge zu den Vektorformfaktoren des Nukleons werden schließlich in Kapitel 5 vorgestellt und mit den Daten der anderen Kollaborationen zusammengeführt.

MOTIVATION

Die A₄-Kollaboration befasst sich mit der Bestimmung des Beitrags der Strange-Quarks zu den Vektor-Formfaktoren des Protons. Hierzu bedient man sich der Paritätsverletzung, die eine spezifische Eigenschaft der schwachen Kraft darstellt. Die Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung [86] ist Teil des Standardmodells der Teilchenphysik und wurde in den fast fünfzig Jahren seit ihrer Einführung in zahlreichen Experimenten bestätigt. Die Paritätsverletzung eröffnet eine Möglichkeit zur präzisen Untersuchung der Struktur des Nukleons mit Hilfe leptonomischer Sonden. Besondere Beachtung findet hier vor allem der Beitrag der Strange- und Anti-Strange-Quarks zu den statischen Eigenschaften des Protons. Dieses Kapitel befasst sich mit der Strangeness im Proton und entwickelt den Formalismus der paritätsverletzenden Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton-Streuung. Diese Asymmetrie ist Grundlage zur Bestimmung des Beitrags der Strange-Quark zu den Vektor-Formfaktoren des Protons.

1.1 STRANGE-QUARKS IM PROTON

Die uns umgebende sichtbare Materie ist aus lediglich drei Bausteinen aufgebaut, den Elektronen, Protonen und Neutronen. Elektronen zählen hierbei zu den Elementarteilchen. Es sind nach heutigem Stand des Wissens strukturlose Punktteilchen, die einzig elektrische Ladung, Spin und Masse tragen. Als Nukleonen bezeichnet man Proton und Neutron, welche die Bausteine der Atomkerne sind. Da sie über Anregungsspektren und auch über magnetische Momente, deren Größen mit der Dirac-theorie für strukturlose Teilchen nicht vereinbar sind, verfügen, müssen die Nukleonen jedoch eine innere Struktur besitzen. Nach heutiger Erkenntnis sind die Nukleonen aus Quarks und Gluonen aufgebaut. Eine einfache Vorstellung liefern statische nichtrelativistische Quarkmodelle. Quarks treten hier in den sechs Sorten, auch Flavour genannt, auf: Up (u), Down (d), Strange (s), Charme (c), Bottom (b), und Top (t). Zudem existiert zu jedem Quark das entsprechende Antiquark (\bar{u} , \bar{d} , \bar{s} , \bar{c} , \bar{b} , \bar{t}). Die aus Quarks aufgebauten Teilchen werden Hadronen genannt. Sie gliedern sich in die schwereren Baryonen, zu denen auch die Nukleonen zählen und die aus drei Quarks bestehen, und die leichteren Mesonen, die aus zwei Quarks aufgebaut sind, auf. In diesen Modellen sind Proton und Neutron aus uud bzw. udd, den sogenannten Valenzquarks, aufgebaut, denen typischerweise mit etwa 300 MeV Massen von einem Drittel der Nukleonmasse zugeordnet werden. Dieses einfache Modell ist in der Lage, die Anregungszustände und Massen der Baryonen qua-

litativ zu erklären, und es sind auch Abschätzungen über noch nicht beobachtete hadronische Zustände möglich.

Nach heutigem Wissensstand sind das Nukleon und alle anderen Hadronen jedoch dynamische Systeme stark wechselwirkender Teilchen. Dieses Verhalten kann mit Hilfe der Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben werden. Die fundamentalen Freiheitsgrade der QCD sind die Quarks und Gluonen, wobei die Gluonen die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind. Vergleichbar mit dem Austauschteilchen der Quantenelektrodynamik (QED), dem Photon, das sich zeitweise in ein e^+e^- -Paar aufspalten kann, können die Gluonen der QCD in Quark-Antiquark-Schleifen aufspalten. Das Nukleon besteht jetzt nicht mehr nur aus den Valenzquarks wie in den statischen, nichtrelativistischen Quarkmodellen, sondern zusätzlich aus einem sogenannten Quarksee aus permanent erzeugten und sich vernichtenden Quark-Antiquark-Paaren. Dieser Quarksee, der auch aus anderen Flavours als denen der Valenzquarks bestehen kann, trägt in erheblichem Maße zu den Eigenschaften des Nukleons bei. So ist es möglich, daß zu den Eigenschaften des Protons, obwohl es mit einer Strangeness-Quantenzahl von $S = 0$ keine Netto-Strangeness enthält, auch Strange-Seequarks beitragen. Eine Untersuchung derartiger Beiträge ist von besonderer Bedeutung, da hier reine Seequark-Effekte studiert werden können. Ein möglicher experimenteller Zugang zu den Beiträgen der Strange-Seequarks zu den Eigenschaften des Protons, wie Masse, Ladungsradius, Spin und Impuls, wurde von Kaplan und Manohar entwickelt [60]. Sie geben einen Weg an, wie man experimentell Zugang auf die Strange-Matrixelemente im Proton erlangen kann:

$$\begin{aligned} \langle p | \bar{s}s | p \rangle & \text{ skalare Dichte} \\ \langle p | \bar{s}\gamma_\mu s | p \rangle & \text{ Vektorstrom} \\ \langle p | \bar{s}\gamma_\mu\gamma_5 s | p \rangle & \text{ Axialvektorstrom} \end{aligned}$$

In einer Vielzahl an Übersichtsartikeln wurde in der Vergangenheit über den Zugriff auf das Matrixelement des Vektorstroms mit Hilfe von Paritätsexperimenten diskutiert [76] [66] [8] [26] [25] [74]. Im Folgenden soll ein kurzer Einblick über experimentelle Hinweise für Strange-Quarks im Proton und einige hierzu zugrunde liegende theoretische Modelle gegeben werden.

1.1.1 Experimentelle Hinweise auf Strangeness-Beiträge zu den Eigenschaften des Protons

1.1.1.1 Charmproduktion in tiefinelastischer Neutrinostreuung am Nukleon

Werden Myon neutrinos ν_μ tiefinelastisch an Nukleonen gestreut, so bewirkt die Leptonenzahlerhaltung für die geladenen schwachen Ströme, daß eine Auswahl der beteiligten Quarkflavours stattfindet. Eine Wech-

selwirkung der Myonneutrinos kann daher nur mit d- oder s-Quarks stattfinden.

$$\nu_{\mu} + d \rightarrow \mu^{-} + u \quad \text{bzw.}$$

$$\nu_{\mu} + s \rightarrow \mu^{-} + c$$

Der Übergang $d \rightarrow c$ ist zudem aufgrund des schwachen Mischungswinkels θ_{CKM} stark unterdrückt. Die aus den s-Quarks generierten c-Quarks zerfallen wiederum semileptonisch:

$$c \rightarrow \mu^{+} \nu_{\mu}$$

Der Nachweis eines $\mu^{+}\mu^{-}$ -Paares aufgrund der ν_{μ} -s-Wechselwirkung läßt folglich auf die Anwesenheit von Strangeness im Quarksee des Nukleons schließen. Führt man das Experiment mit Anti-Myonneutrinos $\bar{\nu}_{\mu}$ durch, so gibt ein Auftreten von $\mu^{-}\mu^{+}$ -Paaren einen Anhaltspunkt für die Anwesenheit von \bar{s} -Quarks im Nukleon [2]. Experimente wurden im Rahmen der CDHS-Kollaboration am CERN und der CCFR- und NuTeV-Kollaboration am Fermilab sowohl mit Neutrinos als auch mit Antineutrinos durchgeführt [23] [6] [47]. Die Ergebnisse zeigten, daß für kleine Werte der Bjorkenschen Skalenvariablen $x < 0.1$ die Quarkstrukturfunktionen $s(x)$ und $\bar{s}(x)$ einen signifikanten Beitrag zum Quarksee leisten. Die NuTeV-Kollaboration konnte zudem das Verhältnis des Impulsanteils der $s\bar{s}$ -Seequarks zum Impulsanteil der \bar{u} - und \bar{d} -Quarks bei $Q^2 = 16 \text{ GeV}^2$ bestimmen [47]:

$$\kappa = \frac{\langle x(s + \bar{s}) \rangle}{\langle x(\bar{u} + \bar{d}) \rangle} = 0.42 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.06_{\text{sys}}$$

Gemessen am Impulsanteil tragen $s\bar{s}$ -Paare folglich erheblich zum Quarksee des Nukleons bei.

1.1.1.2 Tiefinelastische Leptonstreuung am Nukleon

Beiträge zum Spin der Nukleonen leisten sowohl die Spin- und Bahndrehimpulsanteile der Quarks ($\Delta\Sigma, L_q$) als auch der Gluonen ($\Delta G, L_G$):

$$S = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_q + L_G$$

Der Vorfaktor am Anteil der Quarkspins drückt aus, daß Quarks Spin 1/2 Teilchen sind, Gluonen hingegen tragen einen Spin von 1. Eine Zerlegung des Quarkspinanteils in die einzelnen Flavours liefert:

$$\Delta\Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s$$

Der Spinanteil der einzelnen Flavours kann wiederum zusammengesetzt aus den spinabhängigen Strukturfunktionen dargestellt werden. Der Anteil der u-Quarks ist somit definiert als:

$$\Delta u \equiv \int_0^1 \left([u^{\uparrow}(x) - u^{\downarrow}(x)] + [\bar{u}^{\uparrow}(x) - \bar{u}^{\downarrow}(x)] \right) dx$$

In gleicher Weise werden auch die Anteile der d-Quarks (Δd) und s-Quarks (Δs) definiert. Experimentell zugänglich ist die spinabhängige Strukturfunktion des Nukleons $g_1^{p,n}(x)$, aus der sich ihr erstes Moment $\Gamma_1^{p,n}$ berechnen läßt:

$$\Gamma_1^{p,n} = \int_0^1 g_1^{p,n}(x) dx$$

Unter der Annahme der SU(3)-Symmetrie im Farbraum und eines unpolarisierten s-Quarksees ($\Delta s = 0$) läßt sich mit Hilfe der Ellis-Jaffe-Summenregel [41] die spinabhängige Strukturfunktion des Protons und deren erstes Moment berechnen. Inklusiv der QCD-Strahlungskorrekturen [67] ergibt sich der theoretische Wert zu $\Gamma_1^p = 0.167 \pm 0.008$, wobei experimentell signifikant verschiedene Werte bestimmt wurden [82]. In den Anteilen für die Quarkflavours ausgedrückt gilt für das Proton:

$$\Gamma_1^p = \frac{1}{2} \left(\frac{4}{9} \Delta u + \frac{1}{9} \Delta d + \frac{1}{9} \Delta s \right)$$

Mit Hilfe zweier zusätzlicher Relationen können daraus die individuellen Flavour-Beiträge extrahiert werden. Zum einen nutzt man den axialen Formfaktor, der aus dem β -Zerfall des Neutons bestimmt wurde [29]:

$$G_A(Q^2 = 0) = \Delta u - \Delta d = 1.2601 \pm 0.0025$$

Zum anderen die sogenannte Oktett-Kombination, die aus Hyperon- β -Zerfällen bestimmt wurde [57]:

$$\alpha_8 = \Delta u + \Delta d - 2\Delta s = -0.60 \pm 0.12$$

Aus den verfügbaren Daten ergibt sich, daß die Spins der Quarks nur mit etwa 20% zum Spin des Nukleons beitragen [1]:

$$\Delta \Sigma = \Delta u + \Delta d + \Delta s = 0.20 \pm 0.1$$

Eine aktuelle Analyse für den Beitrag der Spins der s-Quarks zum Spin des Nukleons ergibt [68]:

$$\Delta s = -0.045 \pm 0.007$$

1.1.1.3 Pion-Streuung am Nukleon

Über die Untersuchung des π -N-Sigma-Terms in der Pion-Streuung am Nukleonen ist es möglich, den Beitrag der s-Quarks zur Masse des Nukleons zu bestimmen. Hierzu bedient man sich der experimentell bestimmten isospin-geraden π N-Streuamplitude $\Sigma_{\pi N}$ und extrapoliert diese zu $q^2 = 0$ hin. Auf diese Weise erhält man für $\Sigma_{\pi N}(0)$, je nach verwendeter Analyse, Werte zwischen 45 MeV und 79 MeV [44] [77]. Aus Hyperonmassen-Relationen läßt sich die Größe σ herleiten:

$$\sigma \equiv \frac{m_u + m_d}{2m_p} \langle p | \bar{u}u + \bar{d}d | p \rangle$$

Nach SU(3)-Korrekturen beträgt σ etwa 35 MeV. Ohne Strangeness im Nukleon erwartet man $\Sigma_{\pi N}(0) = \sigma$. Die Definition des skalaren s-Quark-Inhalts des Protons lautet:

$$y \equiv \frac{2\langle \bar{p} | \bar{s}s | p \rangle}{\langle \bar{p} | \bar{u}u + \bar{d}d | p \rangle}$$

Gasser et al. [44] bestimmten aus einem Wert für $\Sigma_{\pi N}(0)$ von etwa 50 MeV einen skalaren Strangeness-Inhalt von $y \approx 0.2$ und schlossen daraus auf einen Beitrag der s-Quarks zur Protonenmasse von:

$$m_s \langle p | \bar{s}s | p \rangle \approx 130 \text{ MeV} \quad (1)$$

Dieses Ergebnis wird jedoch kontrovers diskutiert. So bestehen nicht nur Unsicherheiten in der Extrapolation der πN -Amplitude, sondern auch über die experimentellen πN -Daten und die SU(3)-Symmetriebrechung in der Hyperonmassen-Relation. Werden Berechnungen mit Hilfe der Gitter-QCD durchgeführt, so erhält man für den Strangeness-Beitrag zur Nukleonenmasse sowohl wesentlich höhere als auch wesentlich niedrigere Werte [39] [88]. Daher ist für den von Gasser et al. ermittelten Wert eine Unsicherheit von 100% gerechtfertigt [26]. Da die s-Quarks jedoch nicht nur über den Massestrom (Gl. 1), sondern auch über ihre kinetische und potentielle Energie und die sogenannte Spur-Anomalie zur Masse des Protons beitragen, wurde über all diese Beiträge summiert und so ein Wert für den s-Quark-Beitrag zur Masse des Protons von -30 MeV ermittelt [58].

1.2 ELASTISCHE ELEKTRON-NUKLEON-STREUUNG

In erster Bornscher Näherung läßt sich die elastische Elektron-Nukleon-Streuung mit Hilfe ebener Wellen, welche die ein- und auslaufenden Teilchen repräsentieren, und ein virtuelles Wechselwirkungsphoton beschreiben. Hierbei ist der Viererimpuls des einlaufenden Elektrons $k_i = (E, \vec{k}_i)$ und der des auslaufenden Elektrons $k_f = (E', \vec{k}_f)$. Der Viererimpuls des ausgetauschten Photons ist $q = (\omega, \vec{q}) = k_i - k_f$. Für die elastische Streuung eines Elektrons an einem ruhenden Nukleon der Masse M gilt dann:

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

wobei θ den Laborstreuwinkel des Elektrons beschreibt. Der Impulsübertrag Q^2 wird definiert als das negative Quadrat des Viererimpulses q des Austauschphotons. Unter Vernachlässigung der Elektronenmasse gilt:

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

Das an der Streuung beteiligte Nukleon trägt den Viererimpuls $P_i = (E_i, \vec{P}_i)$. Die elastische Elektron-Nukleon-Streuung kann über die Wechselwirkung eines Elektronenstroms j_μ mit einem hadronischem Strom

J_μ beschrieben werden. Der Vierervektor $J_\mu(x)$, bzw. dessen Fouriertransformierte $J_\mu(q)$, der die Ladungs- und Stromverteilung des Nukleons beschreibt, ist mit $\hbar = c = 1$, gegeben als:

$$J_\mu(x) = \begin{pmatrix} \rho(x) \\ \vec{j}(x) \end{pmatrix}$$

$$J_\mu(q) = \int e^{-iqx} \cdot J_\mu(x) d^4x$$

Aus dem Photon-Propagator und den beteiligten Strömen lässt sich das Übergangsmatrixelement der elastischen Streuung ermitteln [50]:

$$\mathcal{M}_\gamma = -i \int j_\mu \left(\frac{1}{Q^2} \right) J^\mu d^4x \quad (2)$$

Wobei j_μ den Elektronenstrom beschreibt, der mit dem Elektronenspinor u_e gegeben ist durch:

$$j_\mu = -e \bar{u}_e(\vec{k}_f) \gamma_\mu u_e(\vec{k}_i)$$

Da die Nukleonen eine innere Struktur besitzen gilt für den hadronischen Strom eine komplexere Darstellung. Die allgemeinste Paritäts- und Zeitumkehr-invariante Beschreibung für ein Proton der Masse M_N ist:

$$J^\mu = e \bar{u}_p(\vec{P}_f) \left(F_1(Q^2) \gamma^\mu + \frac{1}{2M_N} F_2(Q^2) i\sigma^{\mu\nu} q_\nu \right) u_p(\vec{P}_i) \quad (3)$$

Hierbei beschreibt u_p den Protonspinor, und die beiden von Q^2 abhängigen Funktionen F_1 und F_2 , die sogenannten Dirac- und Pauli-Formfaktoren, beschreiben die elektromagnetische Struktur des Nukleons. Das anomale magnetische Moment des Protons κ ist in der hier verwendeten Darstellung in F_2 enthalten. Die häufig verwendeten elektrischen bzw. magnetischen Sachs-Formfaktoren, G_E bzw. G_M , können als Linearkombinationen der Formfaktoren $F_1(Q^2)$ und $F_2(Q^2)$ dargestellt werden [31].

$$G_E(Q^2) = F_1(Q^2) - \tau F_2(Q^2)$$

$$G_M(Q^2) = F_1(Q^2) + F_2(Q^2)$$

mit $\tau = Q^2/4M_N$. Da beide Darstellungen der Formfaktoren äquivalent sind, kann man sie je nach Bedarf einsetzen. So lassen sich z. B. die Nukleonenströme einfacher mit Hilfe der Dirac- und Pauli-Formfaktoren ausdrücken, wohingegen für den Wirkungsquerschnitt der elastische Elektron-Proton-Streuung die Sachs-Formfaktoren die geeignetere Wahl darstellen. Aus den Sachs-Formfaktoren erhält man für $Q^2 \rightarrow 0$ die Ladung $Q_{p,n}$ und das magnetische Moment $\mu_{p,n}$ des Nukleons:

$$\lim_{Q^2 \rightarrow 0} G_E = \frac{Q_{p,n}}{e}$$

$$\lim_{Q^2 \rightarrow 0} G_M = \mu_{p,n}$$

Für Proton und Neutron gelten $G_E^p(0) = 1$, $G_E^n(0) = 0$, $G_M^p(0) = \mu_p = 2.79\mu_N$ und $G_M^n = \mu_n = -1.91\mu_N$, wobei $\mu_N = e/2m_p$ das Kernmagneton ist. Der mittlere quadratische Ladungsradius $\langle r^2 \rangle$, der sich aus der Reihenentwicklung der Fouriertransformation der Ladungsdichte $\rho(\vec{r})$ bei $Q^2 = 0$ ergibt, läßt sich über die Steigung von $G_E(Q^2)$ an der Stelle $Q^2 = 0$ definieren:

$$\langle r^2 \rangle = -6 \cdot \left. \frac{dG_E(Q^2)}{dQ^2} \right|_{Q^2=0}$$

Es ist jedoch darauf zu achten, daß die Ladungsdichte $\rho(\vec{r})$ nur in einem bestimmten Bezugssystem, dem sogenannten Breit-Frame ($\vec{P}_f = -\vec{P}_i$), die Fouriertransformierte des elektrischen Formfaktors $G_E(\vec{q})$ darstellt [50]. Mit Hilfe der Sachs-Formfaktoren kann der Wirkungsquerschnitt der elastischen Elektron-Proton-Streuung in niedrigster Ordnung (α^2) durch die sogenannte Rosenbluthformel elegant ausgedrückt werden [78]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{lab}} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\theta_e/2)} \frac{E'}{E} \left\{ \frac{(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2}{1 + \tau} \cos^2 \frac{\theta_e}{2} + 2\tau(G_M^p)^2 \sin^2 \frac{\theta_e}{2} \right\}$$

Faßt man den Strom des Nukleons als Summe der einzelnen Quarkströme auf, kann man eine sogenannte Flavour-Dekomposition durchführen und so die Beiträge der verschiedenen Quarkflavours trennen. Die Beiträge der schweren Quarks (c, b, t) werden bei diesem Ansatz vernachlässigt, da sie als sehr klein überschlagen wurden [60]. Für den hadronischen Strom (Gl. 3) folgt [24]:

$$J^\mu = \bar{u}_p(\vec{P}_f) \left[\sum_{f=u,d,s} q_f \left(F_1^f(q^2) \gamma^\mu + \frac{1}{2M_N} F_2^f(q^2) i\sigma^{\mu\nu} q_\nu \right) \right] u_p(\vec{P}_i)$$

Hierbei bezeichnet q_f die elektrische Ladung des Quarkflavours f (siehe Tab. 1) und F_1^f bzw. F_2^f die entsprechenden Pauli- und Dirac-Flavour-Formfaktoren. Für die Sachs-Formfaktoren läßt sich ebenfalls eine Flavour-Dekomposition durchführen. Für Proton und Neutron gilt dann:

$$G_{E,M}^p = \sum_{f=u,d,s} q_f G_{E,M}^{p,f} = \frac{2}{3} G_{E,M}^{p,u} - \frac{1}{3} G_{E,M}^{p,d} - \frac{1}{3} G_{E,M}^{p,s} \quad (4)$$

$$G_{E,M}^n = \sum_{f=u,d,s} q_f G_{E,M}^{n,f} = \frac{2}{3} G_{E,M}^{n,u} - \frac{1}{3} G_{E,M}^{n,d} - \frac{1}{3} G_{E,M}^{n,s} \quad (5)$$

Experimentellen Zugang erhält man auf die linken Seiten der Gleichungen $G_{E,M}^{p,n}$. Durch Anwendung der Isospin- bzw. Ladungssymmetrie, lassen sich die Variablen der rechten Seiten der Gleichungen verringern.

Teilchen	q	g^V	g^A	g^L	g^R
e^-	-1	$-\frac{1}{4} + \sin^2 \theta_W$	$+\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{2} + \sin^2 \theta_W$	$+\sin^2 \theta_W$
u	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	$-\frac{1}{4}$	$+\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$	$-\frac{2}{3} \sin^2 \theta_W$
d, s	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{4} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$	$+\frac{1}{4}$	$-\frac{1}{2} + \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$	$+\frac{1}{3} \sin^2 \theta_W$

Tabelle 1: Elektroschwache Kopplungsstärken des Elektrons und der Quarks nach dem Standardmodell [31]. Mit der elektromagnetischen Ladung q , der schwachen vektoriellen Ladung g^V , der schwachen axialen Ladung g^A und der schwachen axialen Ladung für links- g^L wie rechtshändige g^R Teilchen. Es gelten $g^L = g^V - g^A$ und $g^R = g^V + g^A$

Hierbei liegt die Annahme zugrunde, daß die Lagrange-Dichte der QCD unter Vertauschung von u- und d-Quarks invariant ist. Für die in dieser Arbeit untersuchten Impulsüberträge Q^2 ist der Effekt einer Ladungssymmetriebrechung klein. Er führt auf Modifikationen der elektromagnetischen Formfaktoren von weniger als 1% [65]. Nimmt man also an, daß sich u-Quarks im Proton wie d-Quarks im Neutron verhalten, so gelten: $G_{E,M}^{u,p} = G_{E,M}^{d,n}$, $G_{E,M}^{d,p} = G_{E,M}^{u,n}$ und $G_{E,M}^{s,p} = G_{E,M}^{s,n}$. Und somit:

$$G_{E,M}^p = \frac{2}{3}G_{E,M}^u - \frac{1}{3}G_{E,M}^d - \frac{1}{3}G_{E,M}^s \quad (6)$$

$$G_{E,M}^n = \frac{2}{3}G_{E,M}^d - \frac{1}{3}G_{E,M}^u - \frac{1}{3}G_{E,M}^s \quad (7)$$

Hierbei wurde die Konvention ausgenutzt, daß sich die Flavour-Formfaktoren stets auf das Proton p beziehen, wenn die Indizes p und n nicht angegeben werden.

Das folgende Unterkapitel befaßt sich mit der schwachen Wechselwirkung, die eine weitere Beziehung und damit einen experimentellen Zugang auf die Strangeness-Formfaktoren liefert.

1.3 NEUTRALE SCHWACHE STRÖME

Die Vereinigung von elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung wird mit Hilfe der elektroschwachen Theorie des Standardmodells beschrieben. Ihr liegt die Symmetriegruppe $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ zugrunde [86] [79] [45]. Hier werden in ähnlicher Weise wie in der elektromagnetischen Wechselwirkung die sogenannten schwachen Formfaktoren eingeführt. Zu den Vektor-Formfaktoren \tilde{F}_1 und \tilde{F}_2 , bedingt die Lorentz-Struktur des neutralen Stroms jedoch noch die Erweiterung um den schwachen axialen Formfaktor \tilde{G}_A . Im Folgenden werden Größen der schwachen Wechselwirkung mit einer Tilde versehen. Tabelle 1 gibt eine Übersicht der Kopplungsstärke schwacher Elektron- und Nukleonströme [31]. Hierbei ist zu beachten, daß zwischen rechts- und linkshändigen Teilchen unterschieden wird. Durch Einführung des schwachen

Isospins T wird eben dieser Eigenschaft der schwachen Wechselwirkung Rechnung getragen. So bilden die rechtshändigen u - und d -Quarks ein Singulett mit $T = 0$, wohingegen die linkshändigen u - und d -Quarks ein Dublett mit $T = 1/2$ bilden. Die Größe θ_W steht für den schwachen Mischungswinkel, der auch als Weinbergwinkel bezeichnet wird. Sowohl im Niederenergiebereich als auch im $\overline{\text{MS}}$ -Renormierungsschema ist $\sin^2 \theta_W(m_Z)_{\overline{\text{MS}}} \equiv s_2^2 = 0.23116(12)$ [29].

Im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung (Gl. 2) ist das Übergangsmatrixelement für den Austausch des neutralen Z^0 -Bosons der Masse m_Z gegeben als:

$$\mathcal{M}_Z = -i \int \tilde{j}_\mu \left(\frac{1}{Q^2 + m_Z^2} \right) \tilde{j}^\mu d^4x \quad (8)$$

Der schwache Strom des Elektrons ist:

$$\tilde{j}_\mu = \left(-\frac{1}{4} + \sin^2 \theta_W\right) \bar{u}_e \gamma_\mu u_e + \frac{1}{4} \bar{u}_e \gamma_\mu \gamma_5 u_e$$

Und der schwache Strom des Nukleons, aufgespalten in die einzelnen Quarkströme für u -, d - und s -Quarks, lautet [24]:

$$\tilde{j}_\mu = \langle p' | \sum_{f=u,d,s} \bar{q} \left[\gamma^\mu \left(\frac{1}{2} T_3^f - q_f \sin^2 \theta_W \right) - \frac{1}{2} T_3^f \gamma^\mu \gamma^5 \right] q_f | p \rangle$$

Die dritte Komponente des schwachen Isospins beträgt hierbei für alle rechtshändigen Quarks $T_3 = 0$ und für linkshändige u -Quarks $T_3 = 1/2$, sowie für linkshändige d - und s -Quarks $T_3 = -1/2$. Die drittelzahlige elektrische Ladung der Quarks ist mit q_f bezeichnet. Unter Verwendung der Formfaktoren $\tilde{F}_{1,2}^f$ für die Quarkflavours f kann der Nukleonenstrom auch geschrieben werden als:

$$\begin{aligned} \tilde{j}^\mu = & \bar{u}_p(\vec{P}_f) \sum_{f=u,d,s} \left\{ \left(\frac{1}{2} T_3^f - q_f \sin^2 \theta_W \right) \left[\gamma^\mu \tilde{F}_1^f + i \frac{\tilde{F}_2^f}{2m_N} \sigma^{\mu\nu} q_\nu \right] \right. \\ & \left. - \frac{1}{2} T_3^f \gamma^\mu \gamma^5 \tilde{G}_A^f \right\} u_p(\vec{P}_i) \end{aligned}$$

Wird die Universalität der Quarkverteilungen vorausgesetzt, so gilt $\tilde{F}_1^f = F_1^f$ und $\tilde{F}_2^f = F_2^f$. Drückt man die Flavour-Dekomposition mit Hilfe der Sachs-Formfaktoren aus, so erhält man für das Proton:

$$\tilde{G}_{E,M}^p = \left(\frac{1}{4} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_W \right) G_{E,M}^u - \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) G_{E,M}^d - \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{3} \sin^2 \theta_W \right) G_{E,M}^s \quad (9)$$

Diese Gleichung stellt die dritte Gleichung dar, die es in Verbindung mit Gl. 6 und Gl. 7 prinzipiell ermöglicht, über eine Messung des schwachen und elektromagnetischen Formfaktors des Nukleons, die Flavour-Formfaktoren für u - d - und s -Quarks zu separieren.

1.4 PARITÄTSVERLETZENDE ASYMMETRIE

Im A₄-Experiment liegen die Impulsüberträge im Bereich von Q^2 zwischen etwa $0.1 \text{ GeV}^2/c^2$ und $0.6 \text{ GeV}^2/c^2$. Die schwachen Formfaktoren lassen sich bei solch kleinen Impulsüberträgen nicht direkt aus einer Messung des Wirkungsquerschnitts bestimmen. Dies wird bedingt durch die hohe Masse des Z^0 -Bosons m_Z von etwa $92 \text{ GeV}/c^2$, wodurch der schwache Beitrag zum Wirkungsquerschnitt stark gegenüber dem elektromagnetischen unterdrückt wird. Einen Ausweg bietet jedoch die Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung. So erhält man in der elastischen Elektron-Proton-Streuung einen experimentellen Zugang zu den schwachen Formfaktoren über die Messung der Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt für unterschiedliche Elektron-Helizitäten. Als Helizität H bezeichnet man die Projektion des Teilchenspins \vec{s} auf dessen Impulsrichtung \vec{p} :

$$H = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{|\vec{s}| |\vec{p}|} = \pm 1$$

Hierbei werden rechtshändige Teilchen mit $+1$ und linkshändige mit -1 beschrieben. Um eine Punktspiegelung eines physikalischen Zustandes am Koordinatenursprung darzustellen, wird der Paritätsoperator \mathbf{P} verwendet. Eine Anwendung des Paritätsoperators ändert den Impuls \vec{p} eines Teilchens, da es sich hierbei um einen Vektor handelt, nicht jedoch den Axialvektor des Spins \vec{s} . Somit werden durch die Paritätsoperation rechtshändige (R) in linkshändige (L) Teilchen überführt und umgekehrt. Für das Elektron gilt beispielsweise:

$$\mathbf{P}|e_L\rangle = |e_R\rangle$$

$$\mathbf{P}|e_R\rangle = |e_L\rangle$$

Die Definition der paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton-Streuung für rechts- bzw. linkshändig polarisierte Elektronen und unpolarisierte Protonen aus deren Wirkungsquerschnitten σ_R und σ_L ist gegeben durch:

$$A_{PV} := \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} \quad (10)$$

Aus den Quadraten der Übergangsmatrixelemente für den γ - und Z^0 -Austausch, wobei $\mathcal{M} \propto \langle f|S|i\rangle$ gilt, lassen sich nach den Feynman-Regeln die entsprechenden Wirkungsquerschnitte bestimmen. Nach Gl. 2 und Gl. 8 gilt:

$$\mathcal{M}_\gamma \propto j_\mu \frac{1}{Q^2} J^\mu$$

$$\mathcal{M}_Z \propto \tilde{j}_\mu \frac{1}{Q^2 + m_Z^2} \tilde{J}^\mu \quad \text{für } Q^2 \ll m_Z^2 \approx \frac{\tilde{j}_\mu \cdot \tilde{J}^\mu}{m_Z^2}$$

Es besteht eine Proportionalität zwischen dem Wirkungsquerschnitt und der Summe der beiden Übergangsmatrixelemente, wobei \mathcal{M}_γ aufgrund

der Paritätserhaltung der elektromagnetischen Wechselwirkung für beide Helizitäten gleich ist, wohingegen sich \mathcal{M}_Z aufgrund der unterschiedlichen Kopplungsstärken der rechts- und linkshändigen Teilchen unterscheidet:

$$\sigma_R \propto |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z,R}|^2$$

$$\sigma_L \propto |\mathcal{M}_\gamma + \mathcal{M}_{Z,L}|^2$$

Mit Hilfe von Gl. 10 ergibt sich nun für die Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung:

$$A_{PV} =$$

$$\frac{|\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z,R}) + |\mathcal{M}_{Z,R}|^2 - |\mathcal{M}_\gamma|^2 - 2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z,L}) - |\mathcal{M}_{Z,L}|^2}{|\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z,R}) + |\mathcal{M}_{Z,R}|^2 + |\mathcal{M}_\gamma|^2 + 2 \operatorname{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_{Z,L}) + |\mathcal{M}_{Z,L}|^2}$$

Da die Interferenzterme $\operatorname{Re}(\mathcal{M}_\gamma \mathcal{M}_Z)$ aufgrund der hohen Masse des Z-Bosons um etwa den Faktor 10^{-6} kleiner sind als $|\mathcal{M}_\gamma|^2$ und $|\mathcal{M}_Z|^2$ wiederum um etwa das 10^{-6} -fache kleiner ist als die Interferenzterme, kann man die Asymmetrie annähern als:

$$A_{PV} \approx \frac{\operatorname{Re}(\mathcal{M}_\gamma [\mathcal{M}_{Z,R} \mathcal{M}_{Z,L}]^*)}{|\mathcal{M}_\gamma|^2}$$

Die paritätsverletzende Asymmetrie kann dann mit Hilfe der elektromagnetischen Formfaktoren des Protons $G_{E,M}^p$, den neutralen schwachen Formfaktoren des Protons $\tilde{G}_{E,M}^p$ und dem neutralen schwachen Axialvektor-Formfaktor \tilde{G}_A^p wie folgt geschrieben werden [74] [33]:

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

Die Definitionen der aufgeführten Größen sind nach Gl. 13 aufgeführt, und schwache Strahlungskorrekturen sind in diesem Ausdruck noch nicht enthalten. Die Asymmetrie kann unter Zuhilfenahme der Flavour-Dekomposition (Gln. 4 und Gl. 5), der Ladungssymmetrie (Gl. 7) und der Universalität der Quarkverteilung (Gl. 9) in den bekannten elektromagnetischen, den s-Formfaktoren $G_{E,M}^s$ und dem schwachen axialen Formfaktor \tilde{G}_A^p ausgedrückt werden. Man kann die Asymmetrie dann als aus drei Teilen zusammengesetzt auffassen:

$$A_{PV} = A_V + A_A + A_S = A_0 + A_S$$

Der erste Anteil A_V beschreibt hierbei die Vektorkopplung am Proton-Vertex ohne mögliche Beiträge der s-Quarks, der zweite Anteil A_A die Axialkopplung am Proton-Vertex und der dritte Anteil A_S schließlich die Beiträge der Strangeness zu den Vektor-Formfaktoren. Die Anteile A_V und A_A können zu dem Ausdruck A_0 zusammengefasst werden, der die Asymmetrie ohne Strangeness-Beiträge zu den Vektor-Formfaktoren beschreibt. Die einzelnen Terme lauten mit Einbeziehung der schwachen Strahlungskorrekturen [76]:

$$A_V = -\frac{G_\mu Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \rho'_{eq} \left\{ (1 - 4\hat{\kappa}'_{eq} \hat{s}_Z^2) - \frac{\epsilon G_E^p G_E^n + \tau G_M^p G_M^n}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \quad (11)$$

$$A_A = \frac{G_\mu Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \left\{ \frac{(1 - 4\hat{s}_Z^2) - \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{\tau(1 + \tau)} G_M^p \tilde{G}_A^p}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \quad (12)$$

$$A_S = \frac{G_\mu Q^2}{4\pi\alpha\sqrt{2}} \rho'_{eq} \left\{ \frac{\epsilon G_E^p G_E^s + \tau G_M^p G_M^s}{\epsilon(G_E^p)^2 + \tau(G_M^p)^2} \right\} \quad (13)$$

Wobei:

G_μ	$= 1.1663787(6) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$	Fermi Kopplungskonstante [29]
α	$= 1/137.035999074(44)$	Feinstrukturkonstante [29]
ρ'_{eq}	$= 0.9878$	elektroschwache Strahlungs- korrektur in \overline{MS} [29]
$\hat{\kappa}'_{eq}$	$= 1.0027$	elektroschwache Strahlungs- korrektur in \overline{MS} [29]
\hat{s}_Z^2	$= 0.23116(12)$	schwacher Mischungswinkel $\sin^2 \theta_W(m_z)_{\overline{MS}}$ in \overline{MS} [29]
ϵ	$= [1 + 2(1 + \tau) \tan^2 \frac{\Theta}{2}]^{-1}$	kinematischer Parameter
ϵ'	$= \sqrt{1 - \epsilon^2} \sqrt{\tau(1 + \tau)}$	kinematischer Parameter
τ	$= Q^2/4m_p$	kinematischer Parameter
Θ	$= 140^\circ - 150^\circ$	Streuwinkel im Laborsystem
m_p	$= 938.272046(21) \text{ MeV}/c^2$	Protonmasse

Die Parameter ρ'_{eq} und $\hat{\kappa}'_{eq}$ beinhalten die schwachen Strahlungskorrekturen am Elektron-Vertex inklusive der γZ -Boxgraphen. Aufgrund ihrer geringen Größe können Korrekturen am Proton-Vertex hingegen vernachlässigt werden. Wie man der Gleichung entnehmen kann, steigt der Betrag der Asymmetrie nicht nur mit dem Impulsübertrag Q^2 an, sondern auch mit dem Laborstreuwinkel Θ . Die Asymmetrie für die in dieser Arbeit analysierten Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln von $\Theta = 145^\circ$ bei einer Strahlenergie von 210.1 MeV, entsprechend einem Impulsübertrag von $Q^2 = 0.11 \text{ (GeV}/c)^2$, beläuft sich ohne s-Quark Beiträge auf $A_0 = (-8.13 \pm 0.56) \cdot 10^{-6}$.

A₄-EXPERIMENT

Das A₄-Experiment wurde entwickelt, um die paritätsverletzende Asymmetrie A_{PV} im Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung polarisierter Elektronen an unpolarisierten Protonen zu bestimmen. Es ist ein klassisches Streuexperiment, das gestreute Teilchen in einem festen Raumwinkelbereich nachweist. Allerdings müssen hier zur Bestimmung von A_{PV} elastisch gestreute Elektronen identifiziert und von Untergrundeignissen getrennt werden. Dies geschieht beim A₄-Experiment mit Hilfe eines äußerst schnellen elektromagnetischen Kalorimeters. Außerdem bedingt die Messung einer sehr kleinen Asymmetrie eine große statistische Genauigkeit und somit den Nachweis sehr vieler Teilchen. Zum Erreichen der geforderten Genauigkeit ist aber nicht nur der Nachweis vieler Teilchen vonnöten, auch müssen die Eigenschaften des primären Elektronenstrahls sowie des verwendeten Targets ständig mit hoher Genauigkeit überwacht und geregelt werden, um so systematische Fehlerquellen zu minimieren. Das folgende Kapitel befaßt sich daher mit dem Meßprinzip des A₄-Experiments sowie den wesentlichen Komponenten, die zur Durchführung des Experiments benötigt werden.

2.1 MESSPRINZIP

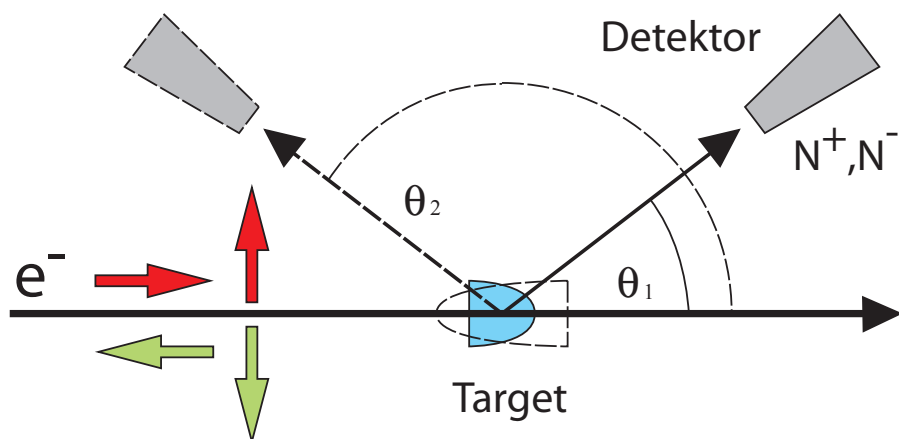


Abbildung 1: Meßprinzip des A₄-Experiments. Longitudinal bzw. transversal polarisierte Elektronen werden an einem unpolarisierten Target gestreut und mit Hilfe eines Detektors werden die entsprechenden Zählraten bestimmt.

Der im A₄-Experiment zu bestimmende Meßwert ist die paritätsverletzende Asymmetrie A_{PV} im Wirkungsquerschnitt elastisch gestreuter

longitudinal polarisierter Elektronen an einem unpolarisierten Target. Diese Asymmetrie ist definiert als:

$$A^{PV} = \frac{\sigma^+ - \sigma^-}{\sigma^+ + \sigma^-} \quad (14)$$

mit σ^+ bzw. σ^- dem Wirkungsquerschnitt für longitudinal rechts- (+) bzw. linkshändig (-) polarisierte Elektronen. Das im Grunde einfache Meßprinzip ist in Abb. 1 dargestellt. Der longitudinal polarisierte Elektronenstrahl trifft auf das unpolarisierte Target, wobei dem A4-Experiment ein Flüssigwasserstofftarget und ein Flüssigdeuteriumtarget zur Verfügung stehen. Die gestreuten Elektronen werden anschließend von einem Detektor unter dem Polarwinkel θ detektiert. Der verwendete Detektor kann für Messungen unter Vorwärtsstreuwinkeln einen Polarwinkelbereich $\theta_1 = 35^\circ \pm 5^\circ$ bzw. $\theta_2 = 145^\circ \pm 5^\circ$ für Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln abdecken. Um elastisch gestreute Elektronen von Untergrundprozessen unterscheiden zu können, erfolgt der Nachweis mit Hilfe eines Kalorimeters. Man spricht hier von einer kalorimetrischen Einarmmessung. Der Nachweis des gestreuten Protons bzw. Neutrons ist hierbei nicht nötig, da mit der Messung von Winkel und Energie des gestreuten Elektrons in der elastischen Streuung die Kinematik eindeutig festgelegt ist. Die vom Kalorimeter registrierten Ereignisse werden anschließend entsprechend ihrer Energie und der Polarisationsrichtung des Elektronenstrahls histogrammiert. Daher können die elastischen Ereignisse mit Hilfe ihrer Energiesignatur aus den erhaltenen Spektren extrahiert und deren Anzahl N^+ bzw. N^- entsprechend der jeweiligen Polarisation bestimmt werden. Aus N^+ und N^- lässt sich nun die Zählratenassymmetrie A_{roh} bilden:

$$A^{roh} = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} \quad (15)$$

Sie entspricht, da der Wirkungsquerschnitt σ^\pm proportional zu den elastisch nachgewiesenen Ereignissen N^\pm ist und sich Proportionalitätsfaktoren, die für beide Polarisationsrichtungen (+ und -) gleich sind, bei der Asymmetriebildung heraus kürzen, für ein ideales Experiment der gesuchten paritätsverletzenden Asymmetrie A_{PV} . Auch lässt sich aus A_{roh} leicht über deren statistischen Fehler ΔA_{roh} die notwendige Anzahl nachzuweisender elastischer Ereignisse abschätzen. Mit

$$\Delta A^{roh} = \sqrt{\left(\frac{\partial A^{roh}}{\partial N^+} \Delta N^+\right)^2 + \left(\frac{\partial A^{roh}}{\partial N^-} \Delta N^-\right)^2} \quad (16)$$

und der Annahme, daß N^+ und N^- in etwa gleich sind, da die zu erwartende Asymmetrie sehr klein ist, und der Poissonstatistik folgen ($\Delta N^\pm = \sqrt{N^\pm}$), ergibt sich:

$$\Delta A^{roh} \sim \frac{\sqrt{1 - (A^{roh})^2}}{\sqrt{N^+ + N^-}} \sim \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (17)$$

Will man zum Beispiel eine Asymmetrie von $2 * 10^{-6}$ auf 10% statistisch genau bestimmen, so folgt, daß man ca. $3 * 10^{13}$ elastische Ereignisse nachweisen muß. In einem realen Experiment treten allerdings Proportionalitätsfaktoren auf, die mit der Helizität des Elektronenstrahls korreliert sind. So ist zum einen die Dichte des verwendeten Flüssigwassertargets nicht konstant, und es kann nicht gewährleistet werden, daß sie für beide Polarisationsrichtungen immer gleich ist. Die Targetdichte $\rho^{\pm} = L^{\pm}/I^{\pm}$ ist das Verhältnis aus Luminosität L^{\pm} und Strahlstrom I^{\pm} , wobei beide Größen helizitätskorrelierte Fluktuationen aufweisen können. Daher wird die experimentelle Rohasymmetrie A^{exp} definiert als:

$$A^{\text{exp}} = \frac{\frac{N^+}{\rho^+} - \frac{N^-}{\rho^-}}{\frac{N^+}{\rho^+} + \frac{N^-}{\rho^-}} \quad (18)$$

Es treten aber auch sogenannte triviale apparative Asymmetrien A^{app} auf, die aus helizitätskorrelierten Strahlfluktuationen resultieren. So bewirkt z.B. ein Unterschied in der Strahlage für die beiden Polarisationsrichtungen (+, -) von nur 280 nm bei einer Strahlenergie von $E = 855$ Mev eine triviale apparative Asymmetrie von $A^{\text{app}} = 1$ ppm. Dies liegt an den unterschiedlichen Streuwinkeln und Raumwinkeln, die sich aus der veränderten Strahlage ergeben und im Wirkungsquerschnitt widerspiegeln. Um einen Zusammenhang zwischen der experimentellen Rohasymmetrie A^{exp} und der physikalischen Asymmetrie A^{PV} herzustellen, muß auf die apparativen Asymmetrien korrigiert werden und zusätzlich noch der Polarisationsgrad P des Elektronenstrahls berücksichtigt werden, da unpolarisierte Elektronen im Strahl die Asymmetrie verdünnen. Der Zusammenhang zwischen A^{exp} und A^{PV} läßt sich nun schreiben als:

$$A^{\text{exp}} = P \cdot A^{\text{PV}} + \sum_i A_i^{\text{app}} \quad (19)$$

Aus der erhaltenen physikalischen Asymmetrie lassen sich dann die gesuchten Größen, nämlich die Strange-Quark-Beiträge zu den Vektorformfaktoren des Nukleons, ableiten.

Für die Entwicklung des verwendeten Detektorsystems ergeben sich nun die folgenden Aufgaben. Aufgrund der kleinen zu bestimmenden Asymmetrie und der damit verbundenen sehr großen Anzahl nachzuweisender elastischer Streueignisse muß das Detektorsystem eine hohe Ratenfestigkeit aufweisen. So kann gewährleistet werden, daß man bei einer festgelegten Kinematik die zu messende Asymmetrie mit einer vorgegebenen statistischen Genauigkeit in möglichst kurzer Zeit bestimmen kann. Zudem muß der Detektor elastische Ereignisse vom inelastischen Untergrund separieren können. Inelastische Ereignisse, wie beispielsweise die Pion-Produktion, können eine eigene, unbekannteparitätsverletzende Asymmetrie aufweisen und könnten somit die zu bestimmende Asymmetrie in der elastischen Streuung beeinflussen. In der Vergangenheit wurden mehrere Ansätze verfolgt, um die Beimischung

inelastischen Untergrundes zu verhindern. So verwendete beispielsweise das SAMPLE-Experiment eine so geringe Strahlenergie, daß die inelastischen Ereignisse keinen nennenswerten Beitrag zur Asymmetrie mehr lieferten. Das HAPPEX Experiment nutzte ein Magnetspektrometer und konnte so elastische von inelastischen Ereignissen unterscheiden. Die geringe Akzeptanz eines Magnetspektrometers hat jedoch den Nachteil, daß man auf kleine Streuwinkel festgelegt ist. Bei größeren Streuwinkeln sind der Wirkungsquerschnitt und damit die zu messenden Raten, zu klein und im Gegenzug die benötigte Meßzeit zu lang. Die A4-Kollaboration verfolgte nun den Ansatz, die Separation der elastischen Streueignisse mit Hilfe eines schnellen Kalorimeters zu verwirklichen. Mit einem Kalorimeter ist es möglich, größere Raumwinkelbereiche abzudecken, und man erhält dadurch Zugang zu größeren Streuwinkeln ohne eine zu starke Reduzierung der Streueignisse. Die Unterscheidung der elastischen Ereignisse vom Untergrund wird hier durch Schnitte in den aufgenommenen Energiespektren der detektierten Teilchen erreicht. Um die Kinematik des Experiments zu optimieren, wurde ein Gütefaktor (Figur Of Merit) $FOM(E, \theta) = A^2 \cdot d\sigma/d\Omega$ definiert [53]. Sein Maximum gibt an, welcher Streuwinkel gewählt werden muß, um in möglichst kurzer Zeit eine Asymmetrie mit einem festgelegten relativen statistischen Fehler messen zu können. Der Wirkungsquerschnitt in der elastischen Streuung fällt mit der vierten Potenz des Impulsübertrags Q^4 ab, jedoch wächst die Asymmetrie mit Q^2 . Das A4-Experiment wurde für eine Strahlenergie von 854.3 MeV ausgelegt. Für diese Energie liegt das Maximum des Gütefaktors bei einem Streuwinkel von $\theta = 35^\circ$. Die Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie mit einer geforderten Genauigkeit von $\Delta A/A < 10\%$ stellt hohe Anforderungen an das Experiment. So ist es unumgänglich, den systematischen Fehler weit möglichst zu minimieren. Hierzu wird zum einen ein schneller Wechsel zwischen den Polarisationszuständen (+, -) angestrebt. Mit Hilfe des sogenannten Gate-Generators wird daher ein Wechsel des Polarisationszustandes alle 20 ms an der Quelle angefordert. So wird verhindert, daß langfristige Veränderungen in den Experimentbedingungen die zu messende Asymmetrie beeinflussen. Zum anderen werden die gesamten Strahlparameter des Experimentes von der Quelle bis zum Target überwacht und geregelt. So sorgen Stabilisierungssysteme dafür, helizitätskorrelierte Schwankungen der Strahlparameter zu minimieren, und die Protokollierung der verbleibenden Schwankungen ermöglicht eine spätere Korrektur der gemessenen Asymmetrie. Die folgenden Kapitel befassen sich mit den wichtigsten Komponenten des A4-Experiments und des Elektronenbeschleunigers MAMI (Mainzer Mikrotron).

2.2 ÜBERSICHT A4-EXPERIMENT

Abb. 2 gibt eine schematische Übersicht über die wichtigsten Komponenten des A4-Experiments. Für die Erzeugung der polarisierten Elektronen

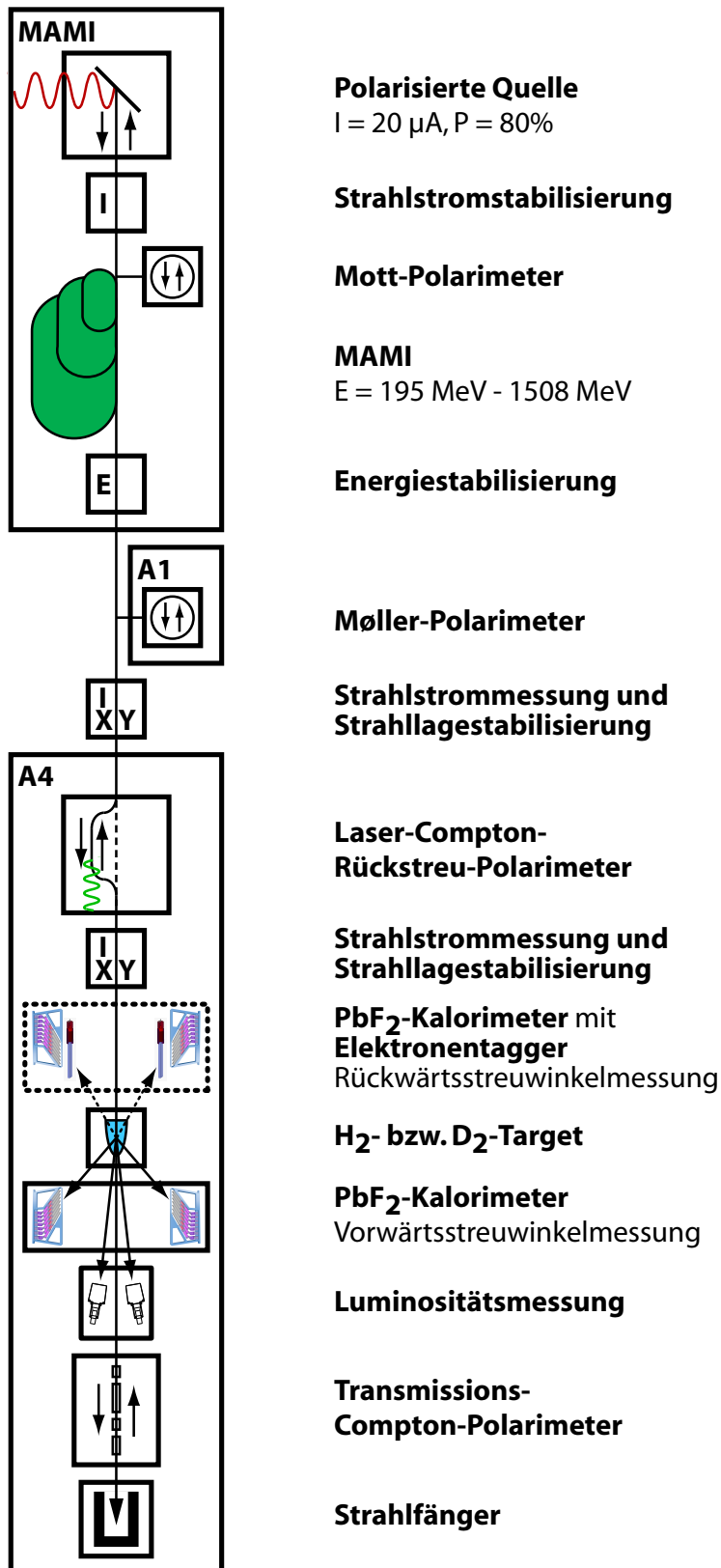


Abbildung 2: Übersicht über die wichtigsten Komponenten des A4-Experiments.

steht eine Photoeffekt-Elektronenquelle zur Verfügung, die für das Experiment polarisierte Elektronen mit einem Strahlstrom von $I = 20 \mu\text{A}$ und einem Polarisationsgrad von $P \sim 80\%$ liefern kann. Die erzeugten Elektronen werden anschließend im Elektronenbeschleuniger Mainzer Mikrotron (MAMI) von drei Rennbahn-Mikrotronen und gegebenenfalls zusätzlich einem harmonischen doppelseitigem Mikrotron auf Energien von 195 MeV bis 1508 MeV beschleunigt. Die Stahlparameter Strom, Energie und Lage werden kontinuierlich von der Quelle bis zum Experiment überwacht und über rückgekoppelte Stabilisierungssysteme kontrolliert. Die Polarisation des Elektronenstrahls kann von vier Polarimetern überwacht werden. Die absolute Polarisation kann von einem Mott-Polarimeter kurz nach dem Injektor-Linac und einem Moller-Polarimeter in der Experimentierhalle der A1-Kollaboration destruktiv, d.h. der Strahl steht dem Experiment nicht mehr zur Verfügung, bestimmt werden. Das Laser-Compton-Rückstreu-Polarimeter ist in der Lage, die absolute Polarisation quasi verlustfrei während des laufenden Experimentierbetriebs zu bestimmen, stand dem Experiment aber nur bedingt zur Verfügung. Polarisationschwankungen werden schließlich von einem Transmissions-Compton-Polarimeter vor dem Strahlfänger erfasst. Als Target steht dem A4-Experiment ein mit Helium gekühltes Hochleistungs-Kryotarget zur Verfügung. Es kann sowohl mit Wasserstoff als auch mit Deuterium befüllt werden und hält das Targetmaterial in der flüssigen Phase. Mit Hilfe einer Luminositätsmessung können Rückschlüsse auf auftretende Dichteschwankungen des Targetmaterials gezogen werden. Hierzu stehen acht Wasser-Tscherenkovdetektoren zur Verfügung, die die Luminosität des Experiments kontinuierlich überwachen. Das Herzstück des Experiments bildet schließlich das elektromagnetische Bleifluorid-Kalorimeter. Es kann sowohl unter Vorwärtsstreuwinkeln als auch unter Rückwärtsstreuwinkeln eingesetzt werden, wobei es bei Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln um einen sogenannten Elektronentagger aus Plastikszintillatoren ergänzt wird, der in der Lage ist, geladene Teilchen von Untergrund-Photonen zu trennen. Die nächsten Abschnitte befassen sich detailliert mit den einzelnen Komponenten, die zur Durchführung des A4-Experiment benötigt werden.

2.3 BESCHLEUNIGER

2.3.1 *Polarisierte Quelle*

Die Aufgabe der polarisierten Quelle ist es, einen niederenergetischen polarisierten Elektronenstrahl zu erzeugen, der in den MAMI-Beschleuniger eingespeist und weiter beschleunigt werden kann. Das A4-Experiment stellt hierbei hohe Anforderungen an die Strahlqualität. So werden nicht nur ein hoher Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$, ein möglichst hoher Polarisationsgrad und die Möglichkeit eines schnellen Wechsels der Polarisationsrichtung mit 50 Hz gefordert, auch müssen alle systematischen Effekte, insbesondere die Unabhängigkeit des Strahlstroms von der Po-

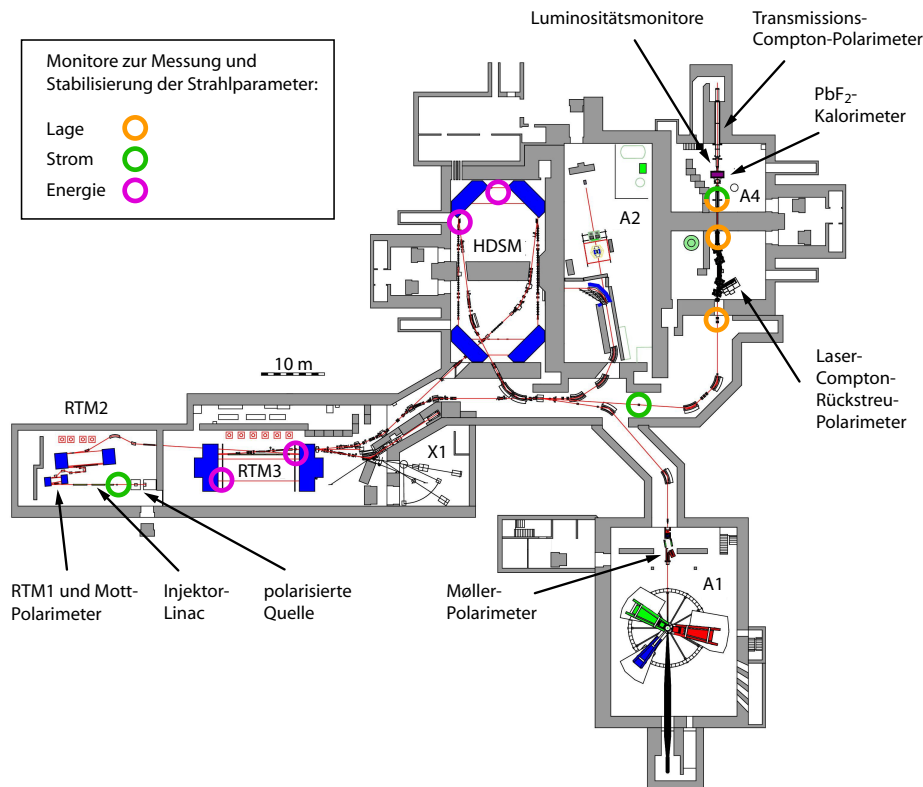


Abbildung 3: Übersichtszeichnung des Elektronenbeschleunigers Mainzer Mikrotron (MAMI). Die wichtigsten zur Durchführung des A4-Experiments notwendigen Komponenten sind markiert. Die an der polarisierten Quelle erzeugten polarisierten Elektronen können über drei Racetrack-Mikrotrons (RTM) auf Energien von 195 MeV bis 855 MeV beschleunigt werden und anschließend an jeweils einer der Experimentierhallen zur Verfügung gestellt werden. Alternativ können die Elektronen nach RTM₃ mit der maximalen Energie in ein harmonisches doppelseitiges Mikrotron (HDSM) eingeschossen werden und auf Energien bis 1508 MeV weiter beschleunigt werden, bevor sie zu einem Experiment geleitet werden. Für das A4-Experiment müssen Strahlstrom, -lage und -energie der Elektronen auf ihrem Weg zum Experiment sowie deren Einfallswinkel am Target mit Hilfe von Mikrowellenkavitäten ständig präzise überwacht und über rückgekoppelte Stabilisierungssysteme geregelt werden, um Schwankungen der Strahlparameter möglichst weit zu minimieren. Mit Hilfe von vier Polarimetern kann der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls gemessen bzw. im Falle der Compton-Polarimeter ständig überwacht werden. Als Target dient dem A4-Experiment ein Flüssigwasserstoff- bzw. Flüssigdeuteriumtarget. Die Elektronen werden nach der Streuung im Target in einem Bleifluorid-Kalorimeter nachgewiesen. Die Messung der Luminosität erfolgt mit acht Wasser-Tscherenkovmonitoren direkt hinter dem Kalorimeter.

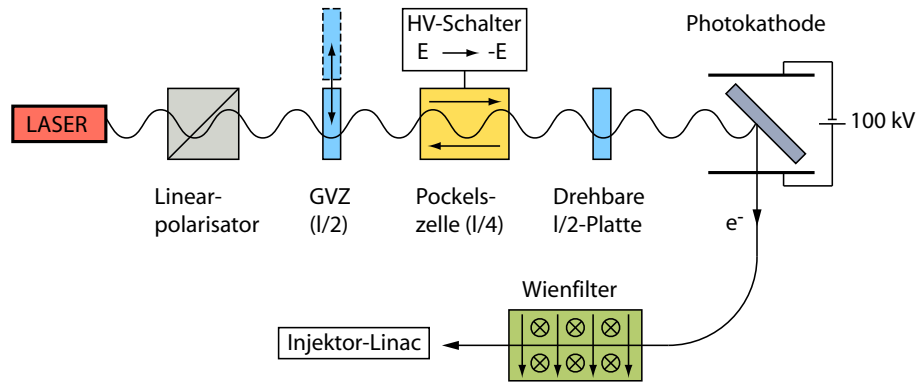


Abbildung 4: Schematischer Aufbau der polarisierten Elektronenquelle.

larisationsrichtung, unter Kontrolle sein. Die Polarisationsrichtung muß zudem am Experiment genau bekannt und einstellbar sein. Die Funktion der Quelle polarisierter Elektronen beruht auf dem Prinzip der Photoemission aus Galliumarsenid (GaAs). Trifft zirkular polarisiertes Licht auf eine GaAs Photokathode, so hängt die Helizität der emittierten Elektronen von der Helizität des auftreffenden Lichtes ab. In Abb. 4 ist die Funktionsweise der Elektronenquelle schematisch aufgezeigt [16]. Die 100 ps breiten Lichtpulse eines getakteten Halbleiter-Lasers treffen zunächst auf einen Linear-Polarisator, wobei die Wiederholrate des Lasers auf die MAMI Hochfrequenz von 2,45 GHz synchronisiert ist. Die linear polarisierten Lichtpulse treffen nun auf eine Pockelszelle. Eine Pockelszelle ist ein schaltbares doppelbrechendes optisches Gerät, das abhängig von einem anliegendem elektrischen Feld die Phasen der Polarisationskomponenten parallel bzw. senkrecht zur optischen Achse der Zelle des durchtretenden Lichtes der Wellenlänge λ gegeneinander verschieben kann. Mit den entsprechenden elektrischen Feldern kann eine Phasenverschiebung in der Zelle von $\pm\lambda/4$ erreicht werden. Dies führt dazu, daß das eintreffende, um 45° gegen die optische Achse der Zelle gedrehte, linear polarisierte Licht je nach Einstellung des Feldes rechts- bzw. links-zirkular polarisiert wird. Anschließend trifft das jetzt zirkular polarisierte Licht auf eine GaAs-Photokathode, wo es über Photoeffekt Elektronen aus dem Kathodenkristall auslöst, die entsprechend der Helizität des einfallenden Lichtes polarisiert sind und mit Hilfe einer angelegten Hochspannung von 100 kV extrahiert und beschleunigt werden. Zur Erhöhung des Polarisationsgrades wird ein Superlattice-Kristall als Photokathode eingesetzt, mit dem es möglich ist, einen Polarisationsgrad des extrahierten Elektronenstrahls von ca. 80% zu erreichen [15]. Der verwendete Superlattice-Kristall besteht aus einer sich periodisch wiederholenden Abfolge dünner Schichten zweier GaAs-Verbindungen, wobei die Schichten eine Dicke von nur wenigen Monolagen aufweisen. Im Strahlengang des Lasers befinden sich noch zwei weitere Halbwellenplatten, vor bzw. nach der Pockelszelle. Sie dienen dazu, unerwünschte systematische Effekte, die mit der Polarisatonsumschaltung

korreliert sind, zu unterdrücken. Die erste der $\lambda/2$ -Platten, auch Generalvorzeichenwechsler (GVZ) genannt, kann in den Strahlengang des Lasers zwischen Linear-Polarisator und Pockelszelle hinein und heraus bewegt werden. Ist sie herein gefahren, wird die Linearpolarisation des einfallenden Lichtes um 90° gedreht. Dies führt dazu, daß die Zirkularpolarisation nach der Pockelszelle gerade umgekehrt wird und somit auch die Helizität der extrahierten Elektronen. Dadurch kehrt sich das Vorzeichen der zu messenden Asymmetrie um, der Betrag sollte jedoch gleich bleiben. Messungen mit (GVZ IN) und ohne (GVZ OUT) eingefahrenem GVZ können so zur Untersuchung helizitätskorrelierter systematischer Effekte herangezogen werden. Die zweite Halbwellenplatte befindet sich zwischen Pockelszelle und Photokatode. Sie ist permanent im Strahlengang, allerdings ist sie drehbar gelagert, wobei ihre Achse in Richtung der Laserstrahls orientiert ist. Sie dient dazu, die Strahlstromasymmetrie zu minimieren. Eine Asymmetrie im Strahlstrom tritt auf, da die Pockelszelle eine Einstellung der Phasenverschiebung von $\pm\lambda/4$ nicht exakt erreicht und somit das ausfallende Licht noch einen kleinen Anteil an linearer Polarisation, der für beide Einstellungen unterschiedlich sein kann, behält. Die auf der verbleibenden Linearpolarisation beruhende Stromasymmetrie kann mit Hilfe der richtigen Einstellung der drehbaren $\lambda/2$ -Platte auf $< 10^{-5}$ begrenzt werden. Das letzte Bauelement der polarisierten Quelle ist der Wien-Filter [83]. Er wird gebraucht, um die Polarisationsrichtung der extrahierten longitudinal polarisierten Elektronen beliebig drehen zu können, so daß sie später, wenn sie am Experiment ankommen, die gewünschte Spinrichtung haben. In einem Wien-Filter werden ein elektrisches und ein magnetisches Feld erzeugt, die senkrecht zueinander stehen und senkrecht zur Strahlachse sind. Die Feldstärke der Felder wird so gewählt, daß sich die elektrostatische Kraft und die Lorentzkraft auf die Strahlelektronen gerade aufheben. Werden nun Elektronen durch den Filter geleitet, erfahren diese zwar keine Ablenkung, die Spinrichtung der Elektronen wird jedoch aufgrund der Thomas-Präzession verändert. Über die Einstellung der Stärke des elektrischen und magnetischen Feldes kann ein Spinwinkel von -90° bis $+90^\circ$ eingestellt werden, und mit Berücksichtigung der weiteren Präzession im Beschleuniger und der Strahlführung kann ein Elektronenstrahl mit beliebiger Polarisationsrichtung am Experiment zur Verfügung gestellt werden.

2.3.2 Beschleuniger

Der Elektronenbeschleuniger Mainzer Mikrotron (MAMI) ist ein Dauerstrich-Elektronenbeschleuniger, der es ermöglicht, einen quasi kontinuierlichen Elektronenstrahl zu erzeugen. Die wesentlichen Bestandteile des Beschleunigers sind die Elektronenquelle, der Injektor- oder Vorbeschleuniger, drei Rennbahn- oder Race-Track-Mikrotrone (RTM) und als letzte und optionale Beschleunigerstufe ein harmonisches doppelseitiges Mikrotron. Eine Übersicht des MAMI-Beschleunigers und der an-

geschlossenen Experimentierhallen ist in Abb. 3 gegeben. Mit Hilfe der drei RTMs kann ein Elektronenstrahl mit einer Energie von 195 MeV bis 855 MeV bei einem Strahlstrom bis $100 \mu\text{A}$ erzeugt werden. Ein RTM besteht im wesentlichen aus einem Linearbeschleuniger und zwei Dipolmagneten, die den Strahl um jeweils 180° umlenken, wie in Abb. 5 dargestellt ist [54]. Die in ein RTM eingeleiteten Elektronen mit einer Energie E^{Ein} durchlaufen zuerst die beiden Umlenkmagnete, treffen dann auf den Linearbeschleuniger und werden anschließend immer wieder nach Durchlaufen der Umlenkmagnete dem Linearbeschleuniger zugeführt. Hierbei erfahren die Elektronen bei jedem Umlauf einen Energiegewinn ΔE und ihre Halbkreis-Bahnen in den Umlenkmagneten werden immer größer. Ist die gewünschte Energie oder die durch die Dimension der Magnete bedingte maximal erreichbare Energie erreicht, wird der Elektronenstrahl mit Hilfe eines Dipolmagneten nach Durchlaufen des ersten Umlenkmagneten extrahiert. Wegen des diskreten Energiegewinns ΔE bei jedem Umlauf ist es mit den Standard-Betriebsparametern nicht möglich, jede beliebige Energie aus einem RTM zu extrahieren, sondern nur Energien $E = E^{\text{Ein}} + n \cdot \Delta E$. Im Falle von MAMI RTM₃ sind dies 195 MeV bis 855 MeV in Schritten von 15 MeV, wobei hier eine Extraktion nur alle zwei Umläufe möglich ist ($\Delta E = 7.5 \text{ MeV}$). Um beliebige Strahlenergien einzustellen, ist es jedoch möglich, über die in die Linearbeschleuniger eingespeiste Hochfrequenzleistung den Energiegewinn der Elektronen pro Durchlauf zu variieren, wobei hierbei auch die Felder der Umlenkmagnete angepasst werden müssen. Da in einem RTM immer derselbe Linearbeschleuniger verwendet wird, ist es wichtig, daß sich die Geschwindigkeit der Elektronen nach jedem Umlauf nicht signifikant ändert. Um dies zu vermeiden, müssen die in das RTM eingeleiteten Elektronen hoch relativistische Geschwindigkeiten haben. Am MAMI kommt daher vor RTM₁ ein Vorbeschleuniger, auch Injektor-Linac genannt, zum Einsatz, der die mit 100 keV aus der Quelle extrahierten Elektronen auf 3.97 MeV vorbeschleunigt, bevor sie dort eingeleitet werden. Als Linearbeschleuniger kommen normalleitende Hochfrequenzkavitäten zum Einsatz, die über Hohlleiter mit Klystroten verbunden sind, die sie mit Mikrowellen von 2.45 GHz versorgen. Die letzte Beschleunigerstufe von MAMI ist das harmonische doppel-seitige Mikrotron (HDSM). Es kann, wie in Abb. 3 zu erkennen, über einen Dipolmagneten in der Strahlführung nach RTM₃ optional zugeschaltet werden. Mit dem HDSM sind Strahlenergien von 870 MeV bis 1508 MeV in Schritten von circa 15 MeV möglich. Das Funktionsprinzip des HDSM ist in Abb. 6 dargestellt [59]. Es ist ganz ähnlich der Funktionsweise eines RTM, die 180° Umlenkmagnete werden allerdings gegen jeweils zwei 90° Umlenkmagnete ersetzt. Dadurch erreicht man, daß sich die Elektronen zwei gemeinsame Strahlachsen teilen, auf denen Linearbeschleuniger installiert werden können. Aufgrund der Größe der zur Verfügung stehenden Halle hat sich jedoch ergeben, daß die Grundfrequenz des HDSM höher als die MAMI Grundfrequenz sein muß, da sonst die Linearbeschleunigerstrecken zu lang ausgefallen wären. Auch

zeigten Simulationen, daß der Beschleunigungsvorgang stabiler stattfindet und vor allem die Energieschärfe des Strahls erhöht werden kann, wenn einer der Linearbeschleuniger auf der MAMI-Grundfrequenz betrieben wird. Daher wird einer der Linearbeschleuniger des HDSM mit der MAMI-Grundfrequenz von 2.45 GHz betrieben und der andere mit der doppelten Frequenz von 4.9 GHz.

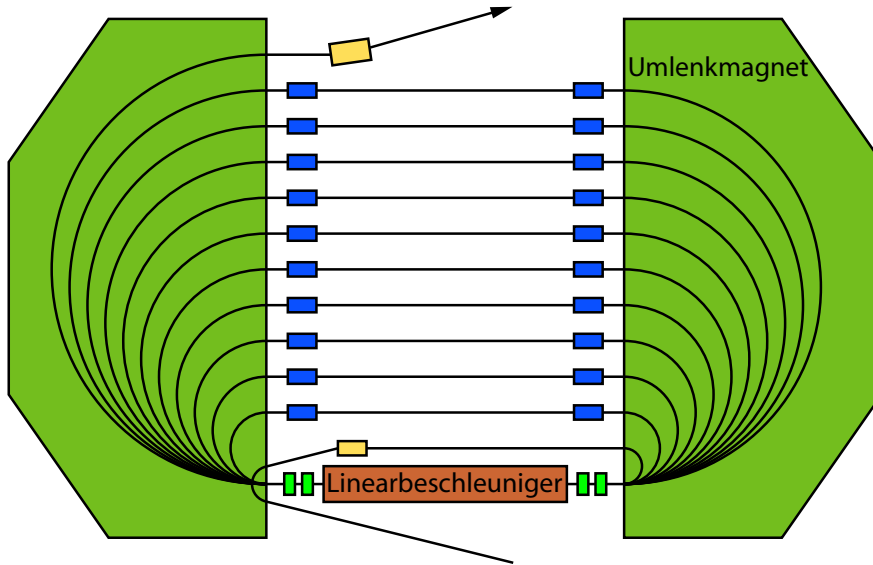


Abbildung 5: Funktionsprinzip Rennbahn-Mikrotron.

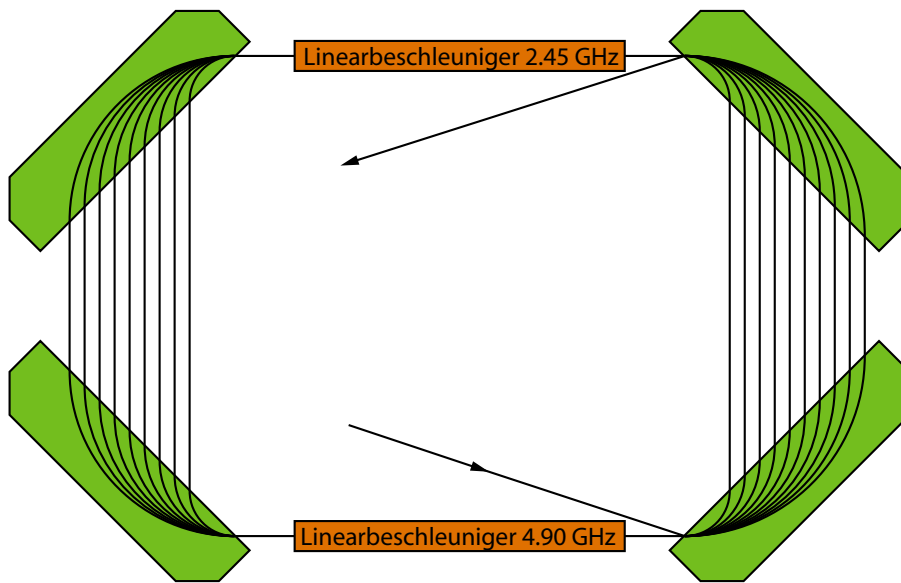


Abbildung 6: Funktionsprinzip harmonisches doppelseitiges Mikrotron (HDSM).

2.3.3 *Strahlmonitore und Stabilisierungssysteme*

Für ein Präzisionsexperiment, wie es von der A4-Kollaboration durchgeführt wird, ist die kontinuierliche Messung der Strahlparameter und deren aktive Stabilisierung unerlässlich. Daher wurden im Rahmen der B1-Kollaboration am Institut für Kernphysik Monitore und Regelungssysteme entwickelt, die es ermöglichen, die Strahlparameter durchgängig im gesamten Betrieb zu überwachen und über rückgekoppelte Regelkreisläufe zu stabilisieren. Dies betrifft insbesondere die Strahllage, den Strahlstrom und die Strahlenergie. Eine Übersicht der Lage der einzelnen Überwachungs- und Regelsysteme ist in Abb. 3 gegeben. Zur Aufzeichnung der Signale der einzelnen Überwachungsmonitore sind diese in das A4-Datenaufnahmesystem integriert und werden während der Datennahme synchron zur Polarisationsumschaltung über Länge der Meßintervalle von 20 ms integriert, digitalisiert und gespeichert.

2.3.3.1 *Strahllage*

Da helizitätskorrelierte Änderungen der Strahllage die zu bestimmende Asymmetrie verfälschen, ist es nötig, diese Effekte zu minimieren und die Strahllage ständig zu überwachen. Hierzu stehen zwei HF-Lagemonitore, die mit XYMO₂₀ und XYMO₂₇ bezeichnet werden und 8.4 m bzw. 1.2 m in der Strahlführung vor dem Target eingebaut sind, zur Verfügung. Sie bestimmen jeweils die horizontale und vertikale Strahlposition an den jeweiligen Punkten. Ihre Ausgangssignale sind mit dem A4-Datenaufnahmesystem verbunden und ermöglichen so die Rekonstruktion von Lage und Winkel für beide Helizitäten des Strahls in der späteren Analyse. Der Kalibrierung der Monitore dient ein Drahttarget, auf dem jeweils zwei Wolfram-Drähte horizontal und vertikal parallel in definiertem Abstand gespannt sind, über das der Strahl langsam gewedelt wird. In einer fünfminütigen Datennahme ist es möglich, abhängig von den gegebenen Strahlkonditionen, helizitätskorrelierte Strahllageschwankungen auf 50 nm bis 400 nm genau zu bestimmen. Zur Stabilisierung der Strahllage werden die von den Monitoren erhaltenen Lage-signale verwendet, um jeweils zwei vor den Lagemonitoren befindliche Korrekturwedlerpaare anzusteuern und so Lage- wie auch Richtungsfluktuationen am Target zu minimieren. Um niederfrequente Strahlfluktuationen zu reduzieren, wurden zwei zusätzliche Korrekturwedlerpaare angebracht, die etwa alle 15 Sekunden die Strahllage zur Achse hin nachstellen. Sämtliche Parameter, die für die Regelung notwendig sind, werden über das MAMI-Kontrollsystem eingestellt.

2.3.3.2 *Strahlstrom*

Zur Überwachung des Strahlstroms stehen zwei verschiedene Systeme zur Verfügung. Zum einen ist es möglich, den Strahlstrom absolut mit Hilfe einer Förstersonde zu messen. Eine Förstersonde ist ein Fluxgate- oder auch Saturations-Magnetometer. Hiermit wird das vom Elektro-

nenstahl erzeugte sehr kleine Magnetfeld und darüber der Strom des Strahls bestimmt. Die Förstersonde ist in RTM₃ integriert und kann die absolute CW-Stromstärke des Strahls mit einer Genauigkeit von $\pm 1\%$ ab 0.1 nA Strahlstrom bestimmen. Sie hat allerdings nur eine Bandbreite von 0.1 Hz und wird daher nicht wie alle anderen Strahlmonitore über ein Zeitfenster von 20 ms, sondern über 1 s integriert und gespeichert. Als zweites System zur Messung des Strahlstroms stehen Phasenintensitätsmonitore (PIMO) zur Verfügung, wobei es sich hierbei um HF-Resonanz-Kavitäten handelt. Sie haben eine wesentlich höhere Bandbreite im MHz-Bereich als die Förstersonde und sind daher für die Überwachung schneller Stromfluktuationen geeignet, müssen jedoch über die Förstersonde kalibriert werden. Zur Strahlstromüberwachung stehen dem A₄-Experiment zwei Phasenintensitätsmonitore (PIMO₀₈ und PIMO₂₇) zur Verfügung. Mit ihnen ist es möglich, die von helizitätskorrelierten Schwankungen des Strahlstroms hervorgerufenen Strahlstromasymmetrien, innerhalb einer fünfminütigen Datennahme auf weniger als $\Delta A_I/A_I = 1 \cdot 10^{-6}$ genau zu bestimmen. Des Weiteren wird der Phasenintensitätsmonitor PIMO₁₃ für eine aktive Stromstabilisierung genutzt. Mit ihm ist es möglich, Stromschwankungen im Frequenzbereich unter 100 kHz zu unterdrücken. Hierzu wird über PIMO₁₃ der Strahlstrom gemessen und mit einem Sollwert verglichen. Liegt eine Abweichung vom Sollwert vor, so wird ein Regelsignal erzeugt, welches die Ansteuerung der Master-Oszillator-Diode des Lasers der polarisierten Quelle korrigiert und so den Strahlstrom nachstellt. Die Regelung ist hierfür aus zwei Bestandteilen aufgebaut: Zum einen eine AC-Regelung, die direkt das Netzgerät des Lasers beeinflusst, und zum anderen eine DC-Regelung, die einen im Strahlengang des Lasers befindlichen spannungsgesteuerten Dämpfer regelt. Zur Verbesserung des Rauschanteils verwendet die Regelung eigene Einstellglieder für die Frequenzbereiche von 1 Hz, 10 Hz, 100 Hz und 10 kHz.

2.3.3.3 Strahlenergie

Zur Messung der Strahlenergie stehen in RTM₃ bzw. HDSM integrierte Energiemonitore (ENMO) zur Verfügung. Sie bestehen aus HF-Kavitäten, die auf der letzten je nach gewünschter Energie verwendeten Strahlführungsbahn vor dem jeweiligen 180° bzw. 90° Umlenkmagneten vor der Strahlextraktion und in der Extraktionsstrahlführung integriert sind. Die Energiebestimmung erfolgt über die Messung der Laufzeit der Elektronen zwischen den HF-Kavitäten vor bzw. nach dem jeweiligen Magneten, da verschiedene Elektronenergien zu unterschiedlichen Laufzeiten führen. Für RTM₃ liegt die Auflösung dieser Messung bei ca. 1 keV, wobei der Fehler für die absolute Energiebestimmung bei ca. 150 keV liegt. Das aus der Messung extrahierte Energiesignal wird von der A₄-Datenaufnahmeelektronik erfasst und so können helizitätskorrelierte Energiedifferenzen während einer fünfminütigen Datennahme bei einer Strahlenergie von 855 MeV auf ca. 10 eV genau ermittelt werden. Das Energiesignal wird ebenfalls dazu verwendet, eine aktive Energiestabilisierung

zu realisieren [80]. Hierzu wird über das Energiesignal die Einschußphase in das entsprechende Mikrotron derart manipuliert, daß die Laufzeit zwischen den jeweiligen Monitoren und somit die Strahlenergie möglichst konstant gehalten wird.

2.4 TARGET

Dem A4-Experiment stehen zwei Targetzellen zur Verfügung (siehe Abb. 7). Die erste Targetzelle besitzt einen 10 cm langen Targethut und auch eine 10 cm lange Wechselwirkungszone. Sie wird für Messungen unter Vorwärtsstreuwinkeln verwendet. Die zweite verwendet einen 20 cm langen Targethut, ihre Wechselwirkungszone ist jedoch aufgrund der leicht veränderten Geometrie von Ein- und Austrittskollektor etwa 23 cm lang. Diese Zelle kommt für Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln zum Einsatz, da man hier aufgrund der geringeren Streuraten auf eine höhere Luminosität angewiesen ist. Als Targetmedium stehen dem A4-Experiment Wasserstoff oder Deuterium zur Verfügung. Das Medium wird im Experimentierbetrieb über einen Heliumkryostaten im flüssigen Zustand gehalten, um die Dichte des Mediums zu steigern und damit die Luminosität zu maximieren. Die im Target bei 20 μA Strahlstrom deponierte Leistung beträgt mit der kurzen Targetzelle etwa 100 W, mit der langen etwa 200 W. Diese Wärmeleistung muß abgeführt werden, ohne daß es zu signifikanter Blasenbildung durch Kochen im Targetmedium kommt, da Dichteschwankungen zu Fluktuationen der gemessenen Zählraten und damit zu einer Verbreiterung in den Verteilungen der zu bestimmenden Asymmetrie führen. Treten Dichteschwankungen helizitätskorreliert auf, so führt dies zu einer Verfälschung der Asymmetrie. Es wurde gezeigt, daß Targetdichteschwankungen in den Meßintervallen von 20 Millisekunden Länge kleiner 10^{-3} gehalten werden müssen [51]. Diese Anforderungen führten zur Entwicklung der A4-Targetzelle [10]. Das vom Kryostaten gekühlte Medium wird in den Eintrittskollektor der Targetzelle eingeleitet und dann durch eine sogenannte Düse geführt. Die Düse umschließt fast die gesamte Wechselwirkungszone, und das Targetmedium hat hier seine größte Fließgeschwindigkeit, wobei eine turbulente Strömung entsteht. Dieser turbulente Fluß entlang der Wechselwirkungszone führt zu einem transversalen Volumenaustausch und damit zu einer Erhöhung der Wärmeleitfähigkeit des Mediums. Dieses Targetkonzept ermöglicht es, ohne das in anderen Experimenten benötigte Rastern des Elektronenstrahls über das Targetvolumen auszukommen. Durch den Austrittskollektor verläßt das Medium dann wieder die Targetzelle und wird über eine Turbine dem Wärmetauscher des Kryostaten zugeführt. Der Wärmetauscher wird hierbei so geregelt, daß das Medium möglichst unterkühlt, d.h. möglichst weit unter dem Siedepunkt, gehalten wird. Es ist jedoch darauf zu achten, mit der Temperatur nicht zu nahe an den Gefrierpunkt des Mediums zu kommen, so daß ein plötzlicher Strahlausfall, der den Wärmeeintrag ins Target schlagartig verringert, nicht zu einem Gefrieren des Mediums

führt, da die Regelung des Wärmetauschers nicht auf derartige Sprünge des Wärmeeintrags ausgelegt ist. Im Experimentierbetrieb erwiesen sich für flüssigen Wasserstoff etwa 18 K, für Deuterium etwa 20 K als geeignet. Um die Targetdichtefluktuationen weitestgehend zu minimieren, wurden weitere Untersuchungen insbesondere des Einflusses des Strahldurchmessers und der Strahlposition durchgeführt [52]. Da der Elektronenstrahl die meiste Energie in einem kleinen Gebiet um die Strahlachse abgibt, können die Dichtefluktuationen reduziert werden, indem man den Strahldurchmesser auf einen geeigneten Wert einstellt. Auch führt die Verschiebung der Strahlachse um etwa 1 mm gegenüber der Mittelachse des Targets zu einer Verbesserung der Dichteschwankungen um etwa den Faktor 4. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die geringste Strömungsgeschwindigkeit in der Targetzelle genau an der Spitze des Targethutes vorliegt. Eine Verschiebung der Strahlachse gegenüber der Symmetrieachse des Targets führt nun dazu, daß der Elektronenstrahl nicht mehr genau die Spitze des Targets trifft und dadurch seine Energie in einem Bereich mit höherer Strömung um die Targetspitze abgeben kann. Die Steuerung und Erfassung aller Targetparameter, insbesondere der Targetmedium- und Heliumtemperaturen sowie die Einstellung des zur Regelung verwendeten Heizers im Heliumkreislauf, wird von einem separaten Rechner durchgeführt, der mit dem A4-Datenerfassungssystem verbunden ist, das sämtliche Targetparameter minütlich speichert.

2.5 LUMINOSITÄTSMONITORE

Zur Messung der Luminosität stehen dem A4-Experiment acht Wasser-Tscherenkovmonitore zur Verfügung. Sie sind etwa 1.5 m hinter dem Target am Flansch der Streukammer symmetrisch um die Strahlachse montiert und decken einen Streuwinkelbereich von 4.4° bis 10° ab [52]. Abb. 8 zeigt eine Schnittzeichnung durch ein Detektormodul und dessen Frontansicht. Ein Detektor besteht hauptsächlich aus einem mit Wasser gefüllten Detektorvolumen und einem Photomultiplier. Die unter kleinen Winkeln gestreuten Elektronen treffen auf das Wasser im Detektor und erzeugen dort Tscherenkovlicht, welches von dem Photomultiplier erfaßt wird. Aufgrund der hohen Streuraten, die den Detektor unter den kleinen Vorwärtsstreuwinkeln treffen und der damit verbundenen Strahlenbelastung ist das Fenster zwischen Multiplier und Wasser sowie das Multiplier-Fenster zur Vermeidung von Strahlenschäden in Quarzglas ausgeführt. Ebenfalls ist bei den hohen Raten keine Einzel-Event-Erfassung mehr möglich und der Detektor wird daher integrierend ausgelesen. Die Auslese erfolgt über die A4-Datenerfassung innerhalb der polarisationssynchronen 20 Millisekunden langen Zeitfenster. Die Luminositätsmonitore dienen zur Erkennung von Targetdichtefluktuationen und werden daher dazu herangezogen, Blasenbildung aufgrund von Kochen im Targetmedium zu erkennen und z.B. durch Optimierung des Strahldurchmessers darauf reagieren zu können. Die Hauptaufga-

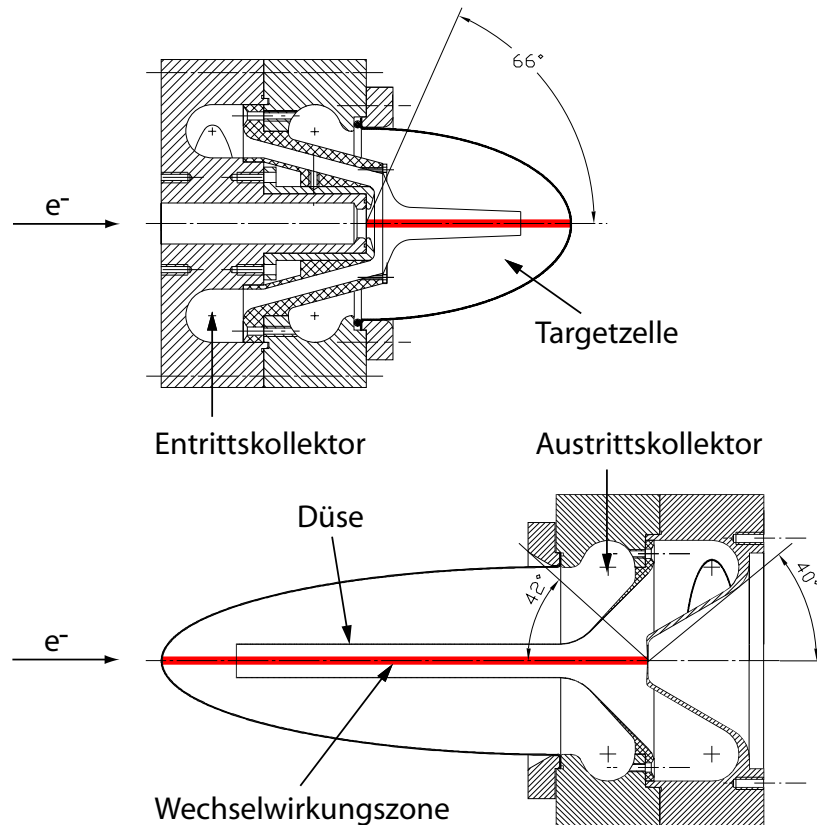


Abbildung 7: Aufbau der Targetzellen. Das obere Bild zeigt das Target für Messungen unter Vorwärtsstreuwinkeln, das untere das für Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln. Das Target kann sowohl mit flüssigem Wasserstoff als auch mit flüssigem Deuterium betrieben werden. Wegen der gewünschten Winkelauflösung des PbF_2 -Kalorimeters beträgt die Länge des Targethuts für Messungen unter Vorwärtswinkeln 10 cm. Bei Messungen unter Rückwärtswinkeln wird, um größere Streuraten zu erhalten, ein 20 cm langer Targethut verwendet, wodurch sich jedoch die Winkelauflösung des Kalorimeters verschlechtert. Das Target besteht aus mehreren mit Indium gedichteten Aluminiumbauteilen. Das flüssige Targetmedium tritt am Eintrittskollektor ein und gelangt dann in eine Düse, in der das Maximum der Flußgeschwindigkeit erreicht wird. Durch den Austrittskollektor verläßt das Medium das Target wieder. Das Eintrittsfenster (Vorwärtsstreuwinkel) bzw. Austrittsfenster (Rückwärtsstreuwinkel) hat eine Dicke von $75\ \mu\text{m}$. Der Targethut hat eine Wandstärke von $250\ \mu\text{m}$, die an der Spitze auf ca. $75\ \mu\text{m}$ verkleinert wurde. Die Wände der Düse sind $200\ \mu\text{m}$ dick. Dadurch ist gewährleistet, daß der 66° -Kegelbereich (Vorwärtswinkel) bzw. 138° -Kegelbereich (Rückwärtswinkel) so materialarm wie möglich ist. Im Target für Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln ist daher auch der Bereich um das Strahlaustrittsfenster ausgespart, um die Rate der im Aluminium gestreuten Elektronen zu minimieren. Das Target ist über eine thermische Brücke am Kryostat befestigt, um eine Bewegung durch Temperaturveränderungen und mechanische Erschütterungen so gering wie möglich zu halten.

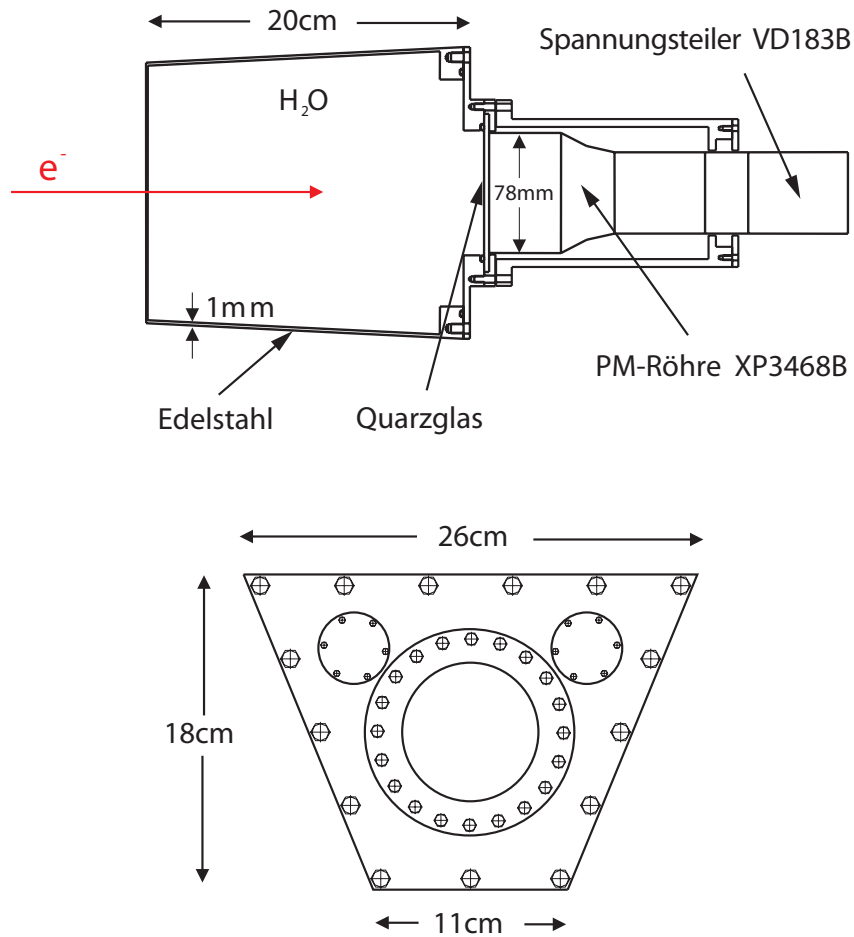


Abbildung 8: Aufbau der Luminositätsmonitore. Das obere Bild zeigt eine seitliche Schnittansicht eines Moduls. Die von links einlaufenden Elektronen treffen auf das Wasser im 20 cm langen Edelstahltank und erzeugen dort Tscherenkovstrahlung, die von einer über ein Quarzglas-Fenster angekoppelten Photomultierröhre detektiert wird. Zur Minimierung von Rückstreuungseffekten sind die Module so materialarm wie möglich konstruiert. Das untere Bild zeigt eine Frontalansicht, wobei sich etwa in der Mitte das Gehäuse für den Photomultiplier befindet. Da acht der Module zentrisch um die Strahlachse angebracht sind und einen Streuwinkelbereich von 4.4° bis 10° abdecken, hat der Wassertank die Form eines trapezoidalen Pyramidenstumpfs.

be der Monitore besteht aber darin, die Zählraten N^\pm des Kalorimeters auf die Luminosität L^\pm zu normieren, um falsche Asymmetrien aufgrund von helizitätskorrelierten Targetdichteschwankungen zu unterdrücken. Die Luminosität L ist definiert als das Produkt des einlaufenden Elektronenflusses ϕ_e (Elektronen/s) und der effektiven Targetdichte ρ_T (Atome/cm²):

$$L = \phi_e \cdot \rho_T \quad (20)$$

Dies führt bei einem 10 cm langen mit flüssigem Wasserstoff gefüllten Target bei einem Strahlstrom von 20 μA auf eine Luminosität von $L = 5.37 \cdot 10^{37} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Für Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln mit dem 23 cm langen Target bzw. für Messungen mit Deuterium ($\rho_{\text{H}_2} \sim 2\rho_{\text{D}_2}$) erhöht sich die Luminosität um den entsprechenden Faktor. Bei der Luminositätsmessung ist es wichtig, daß der zu Grunde liegende physikalische Prozeß keine bzw. eine nur sehr kleine eigene physikalische Asymmetrie aufweist. Der Zusammenhang zwischen Targetdichte ρ^\pm , Luminosität L^\pm und Strahlstrom I^\pm ist gegeben als:

$$\rho^\pm = \frac{L^\pm}{I^\pm} \quad (21)$$

Damit läßt sich die experimentelle Rohasymmetrie (Gl. 18) vereinfacht schreiben als:

$$A^{\text{exp}} \sim \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} - \frac{L^+ - L^-}{L^+ + L^-} + \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-} \quad (22)$$

Dies zeigt, daß eine physikalische Asymmetrie aus der Luminositätsmessung direkt in die zu messende Asymmetrie A^{exp} eingeht. Der physikalische Prozeß, der die Luminositätsmessung unter den kleinen Vorwärtsstreuwinkeln dominiert, ist die Møllerstreuung. Die Elektron-Elektron-Streuung besitzt wie die Elektron-Proton-Streuung eine physikalische Asymmetrie, die im Falle eines longitudinal polarisierten einlaufenden Elektrons aus der Interferenz der elektromagnetischen und schwachen Streuamplituden herrührt. In Bornscher Näherung läßt sich diese Asymmetrie $A_{M\theta}^{\text{PV}}$ schreiben als [35]:

$$A_{M\theta}^{\text{PV}} = m_e E \frac{G_F}{\sqrt{2}\pi\alpha} \frac{16 \sin^2\theta_{\text{CM}}}{(3 + \cos^2\theta_{\text{CM}})^2} \left(\frac{1}{4} - \sin^2\theta_{\text{W}} \right) \quad (23)$$

wobei m_e die Elektronenmasse ist, E die Energie des einlaufenden Elektrons, $G_F = 1.16637 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ die Fermi Kopplungskonstante, θ_{CM} der Streuwinkel im Schwerpunktsystem und $\sin^2\theta_{\text{W}} = 0.23116$ der schwache Mischungswinkel. Werden Strahlungskorrekturen einbezogen, kann dies zu einer erheblichen Änderung der Asymmetrie um etwa 40% führen. Betrachtet man jedoch die über die Streuwinkelakzeptanz der Luminositätsmonitore gemittelte Asymmetrie $A_{M\theta}^{\text{PV}}$, so erhält man für den gesamten möglichen Energiebereich des MAMI-Beschleunigers Asymmetrien im Bereich von weniger als $1 \cdot 10^{-9}$. Somit liegt die physikalische Asymmetrie aus der Luminositätsmessung mindestens drei

Größenordnungen unterhalb der zu bestimmenden paritätsverletzenden Asymmetrie A^{exp} in der elastischen Elektron-Proton-Streuung und ist daher vernachlässigbar. Damit ist sichergestellt, daß die Zählraten des PbF_2 -Kalorimeters mit Hilfe der Luminositätsmonitore normiert werden können und die Asymmetriemessung dadurch nur unwesentlich beeinflußt wird.

2.6 POLARIMETER

Dem A_4 -Experiment stehen vier Polarimeter zur Vermessung des Polarisationsgrades des Elektronenstrahls zur Verfügung. Dies ist nötig, da, wie aus Gl. 19 zu entnehmen ist, die zu bestimmende experimentelle Asymmetrie direkt proportional zum Polarisationsgrad des Elektronenstrahls ist. Damit geht auch die Unsicherheit in der Bestimmung des Polarisationsgrades direkt in den Fehler der Asymmetriebestimmung ein. Zur Minimierung des Gesamtfehlers ist daher eine möglichst genaue Bestimmung des Polarisationsgrades unerlässlich. Zudem ist die Quanteneffizienz der GaAs-Photokathode der polarisierten Quelle und damit der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls zeitlich nicht konstant. Daher ist eine permanente Überwachung der Polarisation nötig. Dem A_4 -Experiment stehen daher ein Møller- und ein Mott-Polarimeter zur Verfügung, mit denen es möglich ist, die absolute Strahlpolarisation destruktiv in regelmäßigen Abständen zu bestimmen. Zudem existiert ein Transmissions-Compton-Polarimeter, das im Meßbetrieb dauerhaft relative Polarisationschwankungen protokolliert. Außerdem wurde ein Compton-Rückstreu-Polarimeter aufgebaut, das es ermöglicht, eine absolute Polarisationsmessung dauerhaft und verlustfrei während des Experimentierbetriebs durchzuführen.

2.6.1 Møller-Polarimeter

Das Møller-Polarimeter der A_1 -Kollaboration ist in der A_1 - bzw. Spektrometerhalle aufgebaut. Als Meßprinzip liegt die Møller-Streuung zugrunde, wobei hier das einlaufende Elektron und Targetelektron polarisiert sind. Das Polarimeter ist nur sensitiv auf die longitudinale Komponente der Strahlpolarisation. Der longitudinal polarisierte Elektronenstrahl trifft auf eine mit Hilfe eines 4 T starken Magnetfeldes eines supraleitenden Magneten zur Sättigung polarisierte Reineisenfolie. Die Folie hat eine Dicke von etwa $10\ \mu\text{m}$, und die Elektronen der Folie sind zu etwa 8% polarisiert. Der Strahlstrom bei einer Messung beträgt nur etwa 80 nA. Aufgrund der Helizitätsabhängigkeit der Møller-Streuung kann über Messungen von paralleler und antiparalleler Einstellungen von Strahl- und Targetpolarisation auf die Strahlpolarisation geschlossen werden. Der Fehler der Messung beträgt etwa 2% [19]. Es ist jedoch zu beachten, daß die Messung sehr zeitaufwendig ist, da eine Umstellung und Optimierung der Strahlführung benötigt wird. So ist mit einer Polarisationsmessung eine Unterbrechung der A_4 -Datennahme von

bis zu acht Stunden verbunden. Daher wird diese Messung nur einmal die Woche durchgeführt und mit Hilfe des A4-Transmissions-Compton-Polarimeters wird der Verlauf des Polarisationsgrades des Strahls zwischen den Møller-Messungen interpoliert. Zudem können die für die Polarisationsmessung nötigen Umstellungen des Strahlstroms und der Strahlführung unbekannt systematische Effekte zur Folge haben. Dies führt auf einen Gesamtfehler in der Polarisationsbestimmung von etwa 4%.

2.6.2 Mott-Polarimeter

Das Mott-Polarimeter wurde von der B2-Kollaboration am MAMI entwickelt und ist nach dem Injektor-Linac neben RTM₁ installiert [84]. Das Polarimeter nutzt die Abhängigkeit des Mott-Wirkungsquerschnitts von der Polarisationsrichtung des Elektronenstrahls in der Streuung an einem Target mit hoher Kernladungszahl, welche sich aus der Spin-Bahn-Wechselwirkung zwischen Elektronenspin und Targetkern ergibt. Der Elektronenstrahl wird an einer 15 µm dicken Goldfolie gestreut und die unter 164° Rückwärtswinkeln gestreuten Elektronen werden in zwei Magnetspektrometern von Bleiglas kalorimetern nachgewiesen. Die Einschußenergie des Elektronenstrahls kann vom Injektor-Linac von 1 MeV bis 3.6 MeV variiert werden. Die relative Strahlpolarisation kann mit Hilfe des Mott-Polarimeters auf unter 1% statistische Genauigkeit bei einem systematischen Fehler von 2% innerhalb von fünf Minuten bestimmt werden. Für eine absolute Messung der Polarisation vergrößert sich der Gesamtfehler auf etwa 4%, da die Analysierstärke des Polarimeters nicht exakt bekannt ist. Ein Vorteil des Polarimeters ist jedoch seine kurze Meßzeit. Da für eine Mott-Messung nicht die Strahlführung optimiert und umgestellt werden muß wie beim Møller-Polarimeter, ist für diese Messung nur eine Unterbrechung in der A4-Datennahme von einer viertel bis halben Stunde nötig. Während des A4-Meßbetriebs werden daher Mott-Messungen etwa alle zwei Tage durchgeführt, um die zeitliche Veränderung der Strahlpolarisation zu überwachen und Stützstellen für das Transmissions-Compton-Polarimeter zu erhalten.

2.6.3 Transmission-Compton-Polarimeter

Das Transmissions-Compton-Polarimeter ist im Strahlführungsrohr hinter Target und Luminositätsmonitoren vor dem Strahlfänger aufgebaut. Es dient zur permanenten relativen Überwachung des Polarisationsgrades des Elektronenstrahls im A4-Experiment [87]. Der schematische Aufbau des Polarimeters ist in Abb. 9 dargestellt. Im Target und den beiden folgenden Graphit-Streuer wird von den einlaufenden polarisierten Elektronen polarisierte Bremsstrahlung erzeugt. Diese trifft auf einen Permanentmagneten, wobei Bremsstrahlungsphotonen an den polarisierten Elektronen des Magneten Compton-Streuung erfahren. Da dieser Prozeß polarisationsabhängig ist, bedingt eine Umschaltung der Polari-

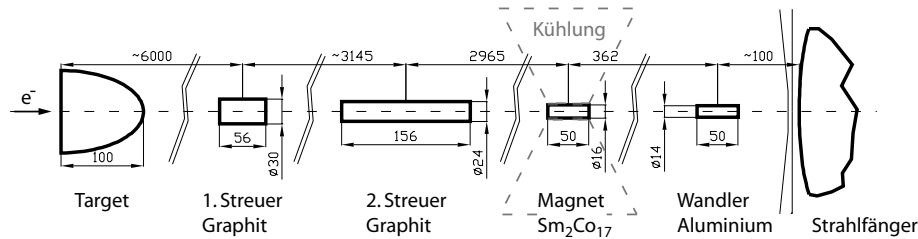


Abbildung 9: Schematischer Aufbau des Transmissions-Compton-Polarimeters (Längenangaben in mm). Im Target sowie den Graphit-Streuern werden über den polarisierten Elektronenstrahl polarisierte Bremsstrahlungs-Photonen generiert, die wiederum mit den polarisierten Elektronen des Permanentmagneten wechselwirken. Da der Compton-Wirkungsquerschnitt polarisationsabhängig ist, führt dies zu einer Asymmetrie im Teilchenfluß hinter dem Magneten bezüglich der beiden Polarisationsstellungen des Elektronenstrahls. Diese Asymmetrie ist proportional zum longitudinalen Polarisationsgrad des Strahls. Das Polarimeter kann parallel zur A4-Datennahme betrieben werden und wird für relative Messungen des Polarisationsgrades eingesetzt.

sationsrichtung des Elektronenstrahls eine Asymmetrie in der Durchlässigkeit des Magneten für die Bremsstrahlung und somit im Teilchenfluß hinter dem Magneten. Diese Asymmetrie ist proportional zum longitudinalen Polarisationsgrad des Elektronenstrahls. Da jedoch die Zahl der Compton-gestreuten Photonen und die Analysierstärke im Permanentmagneten nicht hinreichend genau bekannt sind, ist mit dem Polarimeter nur eine relative Messung möglich. Da es jedoch hinter dem Target aufgebaut ist, beeinflusst es die A4-Datennahme nicht und kann daher dauerhaft parallel zum Experiment betrieben werden. Das Polarimeter wird für verschiedene Aufgaben eingesetzt. Zum einen dient es bei longitudinaler Spinstellung des Strahls zur Überwachung des Status der GVZ-Halbwellenplatte der Quelle, die das Vorzeichen der gemessenen Asymmetrie sowohl im Kalorimeter wie im Polarimeter umkehrt. Zudem unterstützt die permanente Messung die Extrapolation des Polarisationsgrades zwischen den Mott- bzw. Møller-Polarimeter-Messungen. Es kann aber auch eingesetzt werden, um mit Hilfe der Aufnahme einer Spindrehkurve die genaue Einstellung des Spinwinkels zu bestimmen.

2.6.4 Laser-Compton-Rückstreu-Polarimeter

Im Rahmen der A4-Kollaboration wurde in der Experimentierhalle A3 ein Laser Compton-Rückstreu-Polarimeter entwickelt. Mit einem solchen Polarimeter kann der Polarisationsgrad des Elektronenstrahls verlustfrei, ohne den Experimentierbetrieb zu stören, kontinuierlich vermessen werden. Zahlreiche Diplom- ([70], [63], [55], [36], [85][81],[75]) und Doktorarbeiten ([69], [37], [56]) der A4-Kollaboration befassen sich mit

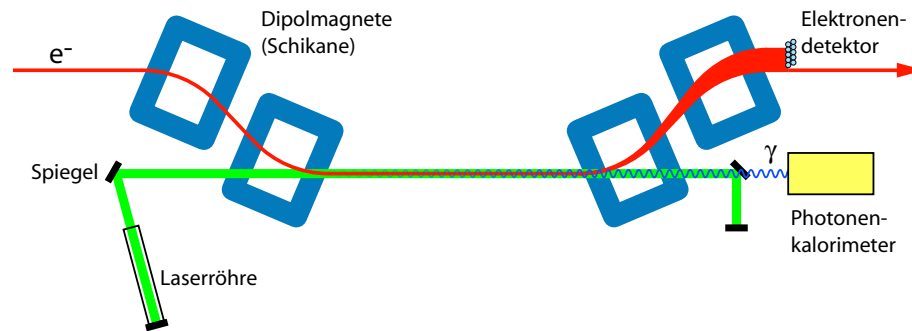


Abbildung 10: Funktionsprinzip des Laser-Compton-Rückstreu-Polarimeters. Der eintreffende Elektronenstrahl wird durch eine Schikane bestehend aus vier Dipolmagneten geleitet, um mit einem Laserstrahl zum Überlapp gebracht werden zu können. Die Elektronen des Strahls können nun über Compton-Streuung mit den Photonen des Lasers wechselwirken. Die rückgestreuten Photonen (Gammastrahlung) werden mit einem Photon-Kalorimeter aus LYSO-Kristallen in Koinzidenz mit den an der Streuung beteiligten Elektronen nachgewiesen, wobei der zweite Teil der Schikane als Magnetspektrometer genutzt wird, und die Elektronen dahinter in einem ortsauflösenden Detektor aus szintillierenden Plastikfasern nachgewiesen werden. Der Faserdetektor ist hierfür so aufgestellt, daß an der Streuung unbeteiligte Elektronen in ihrer Bahn nicht behindert werden und unbeeinflusst zum Experiment durch geleitet werden.

Voruntersuchungen, der Entwicklung, dem Aufbau, der Inbetriebnahme und Messungen des Polarimeters. Das zu Grunde liegende Meßprinzip beruht auf der Helizitätsabhängigkeit im Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung von zirkular polarisierten Photonen an polarisierten Elektronen und ist in Abb. 10 dargestellt. Über eine magnetische Schikane aus vier Dipolmagneten wird der Elektronenstrahl parallel versetzt, um mit einem Laserstrahl auf einer etwa 2.5 m langen Wechselwirkungsstrecke zum Überlapp gebracht zu werden. Zur Steigerung der Laserintensität und damit der Luminosität wird für den Laser ein sogenanntes Intra-Cavity-Verfahren verwendet. Dazu wird nicht wie in anderen Laser-Compton-Rückstreu-Polarimetern ein externer Fabry-Pérot-Resonator verwendet, mit dem es aufgrund seines Aufbaus nicht möglich ist, den Laserstrahl parallel mit dem Elektronenstrahl zum Überlapp zu bringen, sondern nur unter kleinen Winkeln. Beim Intra-Cavity-Verfahren wird der primäre Laserresonator über die gesamte Wechselwirkungszone hinweg erweitert. Auf diese Weise erreicht man nicht die Intensitäten eines Fabry-Pérot-Resonators, kann dies jedoch über die deutlich längere Wechselwirkungszone ausgleichen. Der verwendete Laser erzeugt hierbei zirkular polarisiertes Licht bei einer Wellenlänge von 514.5 nm (2.4 eV) und Intensitäten von deutlich über 100 W im erweiterten Resonator. In der Wechselwirkungszone werden die zirkular polarisierten Photonen an den polarisierten Elektronen des Strahls Compton-

gestreut. Die rückgestreuten Photonen, die jetzt bei einer Elektronenenergie von 855 MeV eine Energie von bis zu 26 MeV besitzen, werden in einem Photonen-Kalorimeter nachgewiesen. Das Kalorimeter besteht aus dem anorganischen Szintillatorkristall LYSO ($\text{Lu}_{1,8}\text{Y}_{0,2}\text{SiO}_2$). Um das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu verbessern, werden die gestreuten Elektronen in Koinzidenz zu den Photonen nachgewiesen. Dazu dient der zweite Teil der magnetischen Schikane als Spektrometer und die Elektronen werden in einem ortsauflösenden Detektor aus szintillierenden Plastikfasern hinter der Schikane nachgewiesen, wobei ihr Auftreffort mit ihrer Energie korreliert ist. Der Faserdetektor ist so aufgestellt, daß nicht an einer Streuung beteiligte Elektronen den Faserdetektor nicht durchdringen müssen und somit der Elektronenstrahl nicht beeinflusst wird. Das Polarimeter ist sensitiv auf den longitudinalen Spinanteil des Elektronenstrahls. Mit dem Compton-Rückstreu-Polarimeter kann der Polarisationsgrad der Elektronenstrahls mit einer statistischen Unsicherheit von etwa 1% ab einer Strahlenergie ab 855 MeV in weniger als 12 Stunden Strahlbetrieb bestimmt werden. Messungen mit kleineren Energien sind schwierig, da hier die zu messenden Asymmetrien und auch die Energien der rückgestreuten Photonen klein und somit der Meßfehler groß wird. Der systematische Fehler in der Messung setzt sich aus etwa 1% aus der Analyse der Daten des Photondetektors [37] und etwa 1% aus der Unsicherheit bezüglich der Laser-Polarisation [56] zusammen.

Der größte Vorteil des Laser-Compton-Rückstreu-Polarimeters besteht in der quasi nicht-destruktiven Messung des absoluten Polarisationsgrades des Elektronenstrahls. So können Experiment und Polarimeter parallel betrieben werden und es sind keine Unterbrechungen der Datennahme nötig.

2.7 STEUERUNG DES A4-EXPERIMENTS

Um die Helizitätsumschaltung des Elektronenstrahls mit dem A4-Datenerfassungssystem zu synchronisieren, wurde ein so genannter Gate-Generator entwickelt. Er weist die Quelle für polarisierte Elektronen an, einen Elektronenstrahl mit definierter Helizität zu liefern, teilt diesen der A4-Datenaufnahme mit und aktiviert sie, wenn der gewünschte Zustand bereit steht. Um Beeinflussungen durch mit 50 Hz korrelierten Störsignalen zu unterdrücken, arbeitet der Gate-Generator netzsynchron. Das an das A4-Datenerfassungssystem gesendete Zeitfenster zur Aktivierung der Datenaufnahme, das sogenannte Meßgate, ist daher an die Netzfrequenz angebunden und hat eine Länge von etwa $T = 1/f \sim 20$ ms. Das Zeitfenster hat nicht exakt die Länge einer Netzperiode, da nach jedem Umschalten der Helizität $80 \mu\text{s}$ gewartet werden muß, um der Pockels-Zelle der polarisierten Quelle Zeit zu geben, einen stabilen Zustand einzunehmen. Um systematische Effekte zu vermeiden, die aus einer Korrelation der Asymmetrie mit der Umschaltfrequenz herrühren könnten, werden für die Polarisationsumschaltung Sequenzen definiert.

Eine Sequenz besteht aus vier Meßgates mit jeweils festgelegter Helizität (+ oder -), wobei zufällig zwischen den Abfolgen $+ - - +$ oder $- + + -$ gewählt wird. Somit ist das Auftreten beider Helizitäten gleich wahrscheinlich, nicht aber direkt mit der Netzfrequenz korreliert.

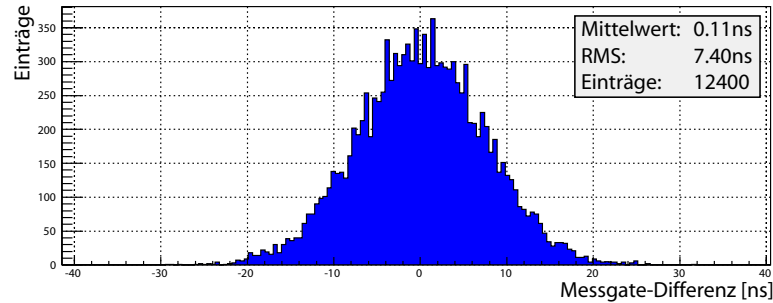


Abbildung 11: Histogramm der Meßgate-Differenzen zwischen den beiden Polarisationsrichtungen für longitudinal polarisierten Strahl bei 210.1 MeV. Da die Differenzen sehr klein sind, führen sie auf keinen signifikanten Beitrag der zu messenden Asymmetrie.

Falsche Asymmetrien können aber auch auftreten, wenn die gesendeten Meßgates verschieden lang sind für die beiden Polarisationszustände. Um einen Zugang zu diesem Effekt zu erhalten, werden die Längen der einzelnen Meßgates von der A4-Datenerfassung histogrammiert. Abb. 11 zeigt ein Beispiel. Hier ist ein Histogramm der helizitätskorrelierten Meßgate-Differenzen bei einer Strahlenergie von $E = 210.1$ MeV und longitudinaler Polarisation aus 12400 Datennahmen von jeweils 5 min gezeigt. Die Differenzen betragen im Mittel 0.11 ns, was einen falschen Beitrag zur Asymmetrie von nur $\Delta A/A = 5.5^{-9}$ liefert.

2.8 A4-DETEKTOR UND DATENERFASSUNGSSYSTEM

Das A4-Detektorsystem besteht aus einem vollabsorbierenden PbF_2 -Kalorimeter und einer modularen Erweiterung für Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln, dem sogenannten Elektronentagger. Mit Hilfe des Kalorimeters wird die Energie E' , der Polarstreuwinkel θ_e und der Azimutstreuwinkel ϕ_e der im Target gestreuten Elektronen bestimmt. Um photonischem Untergrund in Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln zu unterdrücken, wird das Kalorimeter mit einem Detektor aus Plastikszintillatoren, dem Elektronentagger, erweitert, der in der Lage ist, Photonen von Elektronen zu unterscheiden.

Das A4-Datenerfassungssystem MEDUSA dient zur Auslese der verwendeten Photomultiplier, der Aufbereitung und Digitalisierung ihrer Signale und zur Histogrammierung der extrahierten Ereignisse.

Die Analyse der Daten des A4-Detektorsystems ist ein Hauptteil dieser Arbeit, daher wird im folgenden Kapitel (Kap. 3) eine detaillierte Beschreibung der Detektoren und des Auslesesystems gegeben.

3.1 KALORIMETER

Das A₄-Experiment ist ein Streuexperiment, bei dem die Zählratenasymmetrie der elastisch gestreuten Elektronen eines longitudinal polarisierten Elektronenstrahls an unpolarisierten Protonen vermessen wird. Es verwendet das Prinzip einer kalorimetrischen Ein-Arm-Messung. Da die Kinematik der elastischen Streuung vollständig bestimmt ist, indem Energie E' und Streuwinkel Θ_e gemessen werden, kann mit Hilfe der kalorimetrischen Vermessung der Energie der gestreuten Elektronen eine Abtrennung elastischer von inelastischen Streuereignissen erreicht werden. Dem Kalorimeter kommt daher eine zentrale Rolle im A₄-Experiment zu, wobei dessen Entwicklung und Eigenschaften in zwei Dissertationen ausführlich beschrieben sind [4] [49].

3.1.1 Anforderungen

Die wichtigsten Anforderungen an das Kalorimeter sind die Möglichkeit zur quasi totzeitfreien Verarbeitung hoher Ereignisraten im Bereich von 100 MHz, eine ausreichende Energieauflösung zur Trennung elastischer von inelastischen Ereignissen und die Strahlenfestigkeit insbesondere des Detektormaterials.

Das Experiment wurde geplant, um Messungen mit longitudinal polarisiertem Elektronenstrahl bei einer Strahlenergie von $E = 855 \text{ MeV}$ und einem Streuwinkel von $\theta_e = 35^\circ$, woraus sich ein Impulsübertrag $Q^2 = 0.23 (\text{GeV}/c)^2$ ergibt, durchzuführen. Die unter diesen Voraussetzungen zu erwartende Asymmetrie ohne Strangeness-Beitrag A_0 beträgt $-6.3 \cdot 10^{-6}$. Um diese Asymmetrie mit einem statistischen Fehler von weniger als 10% zu messen, ist bei einer Strahlpolarisation von 80% der Nachweis von $3.9 \cdot 10^{12}$ elastischen Ereignissen erforderlich. Bei einer Luminosität von $5.37 \cdot 10^{37} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, die durch das 10 cm lange LH₂-Target bei einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ erreicht wird, ergibt sich eine elastische Rate von etwa 10 MHz auf den gesamten Detektor. Berücksichtigt man noch eine etwa zehnfache Rate an Untergrund, ergibt dies, daß das Kalorimeter eine maximale Ereignisrate von 100 MHz bewältigen muß. Eine ausreichende Energieauflösung ist von Nöten, da elastische Streuereignisse eindeutig von inelastischen Ereignissen, die eine eigene, unbekannte paritätsverletzende Asymmetrie besitzen können, kalorimetrisch getrennt werden sollen. Bei der oben genannten Kinematik besitzen die elastisch gestreuten Elektronen eine Energie $E' = 735 \text{ MeV}$ und die maximale Energie der unter Pionproduktion inelastisch gestreuten Elektronen beträgt etwa 610 MeV. Daraus ergibt sich eine benötigte

Energieauflösung von 4.3%, um diese Ereignisse mit einer statistischen Sicherheit von 2σ zu trennen. Die Anforderung an die Strahlenfestigkeit der Detektormaterialien ergibt sich aus der hohen Luminosität, bei der das Experiment durchgeführt wird. Bei Aufnahme eines Datenpunktes, der einige hundert Stunden Meßzeit erfordert, führt die aufgenommene Strahlendosis zu einer Energiedeposition von einigen 100 krad im Detektor.

3.1.2 Detektormaterial

Ein Detektormaterial, das die genannten Anforderungen erfüllt, ist Bleifluorid (PbF_2) [48]. PbF_2 ist ein reiner Tscherenkovstrahler und besitzt daher eine sehr kurze Lichtabklingzeit im Nanosekunden-Bereich, wodurch die Verarbeitung hoher Ereignisraten ohne erhebliche Totzeiteffekte ermöglicht wird. Zudem besitzt es eine ausreichende Strahlenfestigkeit zur Durchführung des Experiments. D. h. Strahlenschäden, die maßgeblich an Fehlstellen in der Kristallstruktur auftreten, verschlechtern zwar sukzessive die Lichtausbeute und damit die Energieauflösung des Detektors, lassen sich aber durch Bestrahlung mit Licht im nahen UV-Bereich wieder regenerieren [5]. PbF_2 besitzt einen hohen Brechungsindex n . Daraus ergibt sich eine für einen Tscherenkovstrahler hohe Intensität des erzeugten Lichtes. Für Licht im Wellenlängenbereich von 400 nm ist $n = 1.8$, was auf eine Energieschwelle für Elektronen zur Erzeugung von Tscherenkovlicht von etwa 104 keV führt. Zusammen mit den guten Transmissionseigenschaften, besonders im Wellenlängenbereich von 300 nm bis 600 nm, in dem die Quanteneffizienz der verwendeten Photomultiplier am höchsten ist, führt dies zu einer Ausbeute von etwa 1.7 Photoelektronen/MeV Elektronenenergie im an den Kristall angekoppelten Photomultiplier. Für das Kalorimeter wurde PbF_2 -Einkristalle mit kubischer Kristallstruktur und einer Dichte $\rho = 7.77 \text{ g/cm}^2$ verwendet. Sie besitzen eine effektive Strahlungslänge von $X_0 = 0.93 \text{ cm}$, und der Molière-Radius für die Produktion von Tscherenkovlicht beträgt $R_M^C = 1.8 \text{ cm}$.

3.1.3 Aufbau

Die Abmessungen der verwendeten PbF_2 -Kristalle und somit der Grundaufbau des Kalorimeters ergeben sich aus der geforderten Energieauflösung von mindestens 4.3% und der benötigten Winkelakzeptanz des Detektors. Das Kalorimeter soll den gesamten Azimutwinkelbereich und einen Polarwinkelbereich von 30° bis 40° abdecken. Die Kristalle sind daher in sieben Ringen zu jeweils 146 Kristallen angeordnet, wobei die Stirnseiten der Kristalle auf den Mittelpunkt des Targets zeigen. Jeder Ring deckt demnach einen Polarwinkelbereich von etwa 1.4° ab. Die 1022 Kristalle sollen möglichst lückenlos aneinander passen, um so die Energie des elektromagnetischen Schauers vollständig erfassen zu können. Sie haben daher die Form eines trapezoidalen Pyramidenstumpfs,

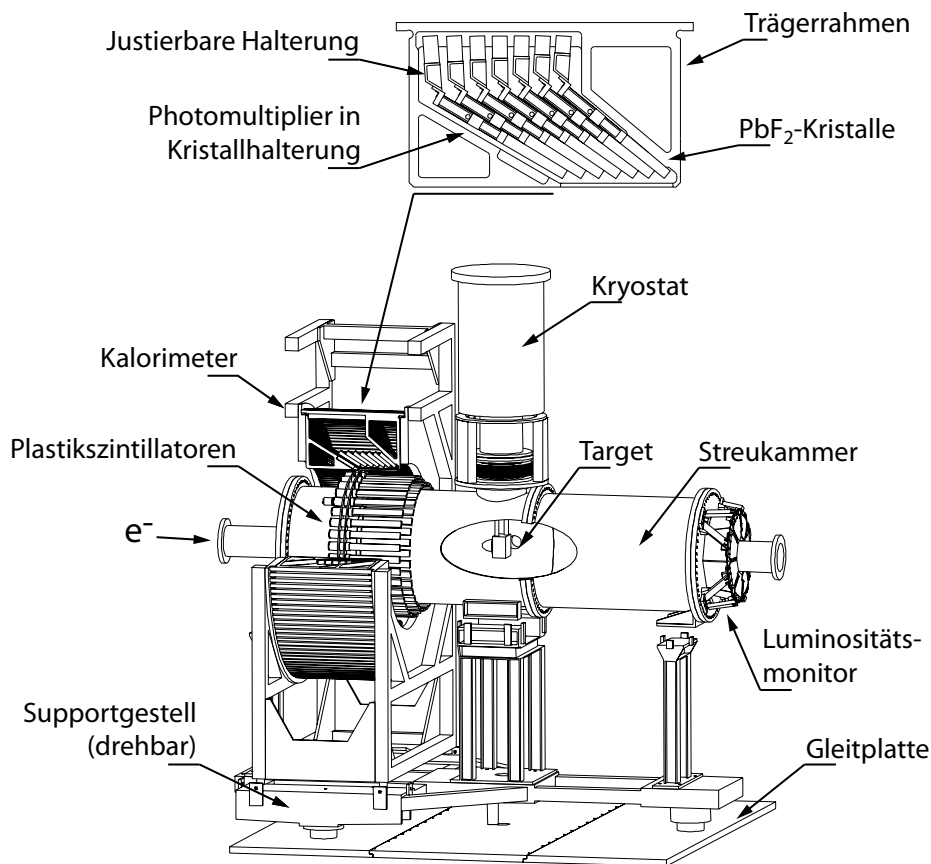


Abbildung 12: Schnitzzeichnung des A₄-Kalorimeteraufbaus. Das Kalorimeter besteht aus 1022 PbF₂-Kristallen, die in 146 Trägerrahmen mit jeweils sieben Kristallen symmetrisch um die Strahlachse montiert sind. Das Kalorimeter ist zusammen mit der Streukammer, dem Target mit Kryosystem, sowie den Luminositätsmonitoren und den optionalen Plastiksintillatoren auf einem auf Öl-Gleitfüßen gelagerten drehbaren Supportgestell aufgebaut. Dies ermöglicht es, den Aufbau mit wenig Aufwand zu drehen und somit für Messungen sowohl unter Vorwärts-, wie auch unter Rückwärtsstreuwinkeln zu verwenden. Die Polarwinkelakzeptanz des Kalorimeters bezüglich des Targetmittelpunktes liegt für die entsprechende Messung bei 30° bis 40° bzw. 140° bis 150°. Die Zeichnung zeigt den Aufbau für Rückwärtsstreuwinkelmessungen, entsprechend tritt der Elektronenstrahl von links in die Streukammer ein. Für Vorwärtsmessungen wird der Aufbau um 180° gedreht, wobei die Luminositätsmonitore nun kalorimeterseitig an die Streukammer montiert und die Plastiksintillatoren entfernt werden.

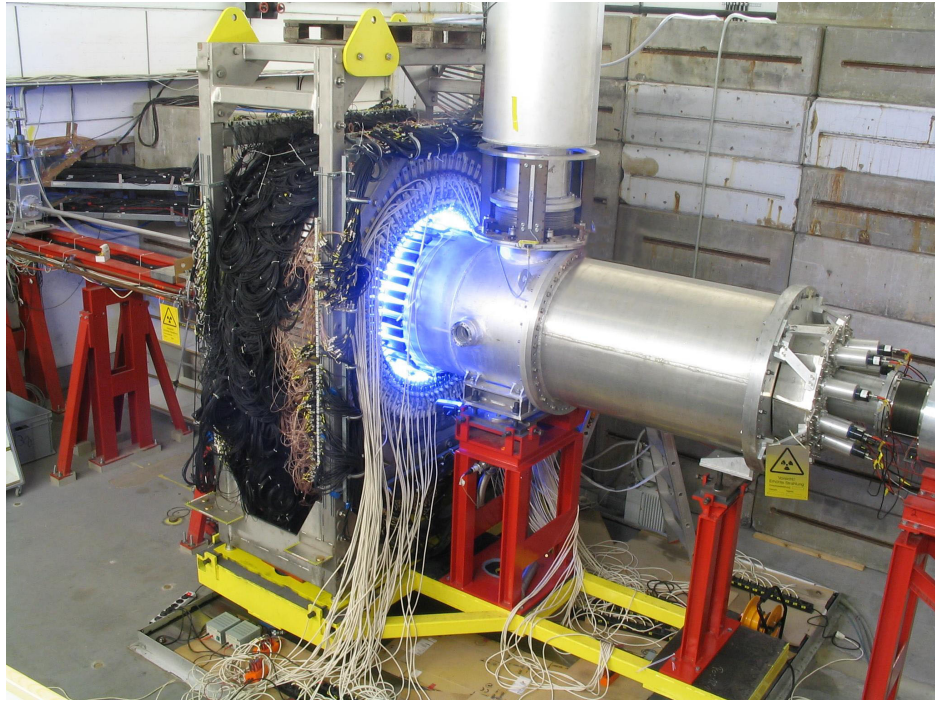


Abbildung 13: Fotografie des A₄-Kalorimeternaufbaus. Das Foto zeigt den Aufbau für Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln. Die Elektronen treten von links in die Streukammer ein und werden am Target, das sich in etwa auf Höhe des kleinen Fensters in der Mitte der Streukammer befindet, gestreut. Die unter Polarwinkeln von 140° bis 150° rückgestreuten Elektronen werden vom Kalorimeter erfasst. Zudem ist ein Teil der Plastiksintillatoren zwischen Streukammer und Kalorimeter zu erkennen, die zur Unterdrückung von photonischem Untergrund eingesetzt werden. Das dort ebenfalls sichtbare blaue Licht stammt von Lampen, die der Regeneration der PbF₂-Kristalle dienen und regelmäßig zwischen Strahlzeiten eingebaut werden. Am rechten Ende der Streukammer sind zudem die Luminositätsmonitore zu erkennen. Der gesamte Aufbau ist auf einer rotierbaren Plattform montiert, um Messungen sowohl unter Vorwärts- als auch unter Rückwärtsstreuwinkeln ohne großen Umbauaufwand zu ermöglichen.

wobei die Stirnseite etwa $26\text{ mm} \times 26\text{ mm}$ und die Rückseite etwa $31\text{ mm} \times 31\text{ mm}$ mißt. Die Länge der Kristalle variiert je nach Ring von 150 mm bis 180 mm . Dies entspricht etwa 16 bis 20 Strahlungslängen und somit wird in longitudinaler Richtung fast der gesamte entstehende elektromagnetische Schauer erfasst. In transversaler Richtung deckt ein Kristall etwa $4/3R_M^C$ ab. Ein Cluster aus 3×3 Kristallen deckt folglich einen Zylinder von zwei Molière-Radien ab. Damit ist gewährleistet, daß bei einem Treffer des Zentralkristalls eines solchen Clusters mehr als 95% der Energie des Schauers in den neun Kristallen deponiert wird. Um die Lichtausbeute zu erhöhen, sind die Kristalle in eine diffus reflektierende Folie gehüllt. Zum Einsatz kommt hier eine Folie des Typs Immobilon-P der Firma Merck Millipore aus Polyvinylidenfluorid (PVDF) mit einer Stärke von etwa $120\text{ }\mu\text{m}$ und einem ab 280 nm nahezu konstanten Reflektionskoeffizienten von etwa 95%. Zur Auslese des Tscherenkovlichts sind zehnstufige Photomultiplier des Typs XP2900/01 der Firma Phillips mit einem an die Transmission des Bleifluorids angepassten Borsilikatfenster an die Enden der Kristalle angekoppelt. Um eine ausreichende Ratenfestigkeit zu garantieren, kommt ein am IPN Orsay entwickelter und gebauter aktiv stabilisierter, voll transistorisierter Spannungsteiler zur Versorgung und Auslese des Photomultipliers zum Einsatz. Die Verarbeitung von hohen Ereignisraten ist gewährleistet, da die Photomultiplier-Pulse schon nach etwa 20 ns abgeklungen sind. Aufgrund der hohen Ausbeute an Photoelektronen liegt der statistische Anteil der Energieauflösung bei etwa $3.2\%/\sqrt{E/\text{GeV}}$.

Erste Messungen mit dem A₄-Kalorimeter wurden 2001 durchgeführt, wobei hier erst zwei gegenüberliegende Sektoren mit insgesamt 511 Kristallen bestückt waren. Der Vollausbau des Kalorimeters auf 1022 Kristalle wurde 2002 abgeschlossen und der Detektor für Messungen unter Vorwärtsstreuwinkeln eingesetzt. Im Jahre 2005 schließlich wurde der Messaufbau auf ein rotierbares Supportgestell montiert [46]. Dadurch wurde es ermöglicht, Messungen mit geringem Umbauaufwand (etwa ein Monat) sowohl unter Vorwärts-, als auch Rückwärtsstreuwinkeln durchzuführen. Abb. 12 zeigt eine technische Schnittzeichnung des Kalorimeteraufbaus für Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln. Der Elektronenstrahl tritt hier von links in die Streukammer ein und trifft in der Mitte der Kammer das über einen Kryostaten gekühlte Target. Die in einen Polarwinkelbereich von 140° bis 150° rückgestreuten Elektronen werden anschließend vom Kalorimeter erfasst. Die 1022 Kalorimeterkristalle sind in 146 Trägerrahmen montiert, die ringförmig in einem Stahlgestell um die Streukammer angeordnet sind. Jedem einzelnen PbF₂-Kristall ist hierbei ein einzelner parallel arbeitender Elektronikkanal zugeordnet (siehe Kapitel 3.1.5). Durch die Segmentierung des Kalorimeters ist zum einen die Verarbeitung hoher Ereignisraten im Gesamtdetektor durch die Elektronik gewährleistet, zum anderen kann aber auch der Auftreffort im Detektor bestimmt werden. Zwischen Streukammer und Kalorimeter ist zudem der Elektronentagger, bestehend aus 72 Plastikszintillatoren, montiert. Es dient zur Unterdrückung photonischen

Untergrunds und ist in Kapitel 3.2 beschrieben. Am rechten Ende der Streukammer sind die Luminositätsmonitore angebracht. Der Aufbau für Messungen unter Vorwärtsstreuwinkeln (30° bis 40°) unterscheidet sich nur insoweit, als daß der Aufbau mit Hilfe des Supportgestells, welches mit drei Öl-Gleitfüßen auf einer Stahlplatte gelagert ist, um 180° gedreht wird. Die Luminositätsmonitore müssen jetzt jedoch an dem detektorseitigen Ende der Streukammer angebracht werden, um immer noch den gleichen Streuwinkelbereich abzudecken. Außerdem können die Plastiksintillatoren aufgrund der hohen Raten unter Vorwärtsstreuwinkeln nicht eingesetzt werden und müssen entfernt werden. Abb. 13 zeigt eine Fotografie des Kalorimeteraufbaus in Experimentierhalle 4.

3.1.4 Signale der Photomultiplier

Die von den an die PbF_2 -Kristalle angekoppelten Photomultipliern erzeugten Ströme sind die Eingangssignale für die Datenerfassungselektronik. Ihre Eigenschaften bestimmen daher maßgeblich die Entwicklung dieser Elektronik und sind daher im Vorfeld untersucht worden. Das typische Signal eines an einen der Detektorkristalle angekoppelten Photomultipliers zeigt Abb. 14. Die Anstiegszeit t_R und Abklingzeit t_F des Signals bezogen auf 10% bzw. 90% der Maximalamplitude betragen: $t_R \sim 2.5$ ns und $t_F \sim 12$ ns. Das Abklingen des Signals erfolgt annähernd exponentiell, wobei die absteigende Flanke eine schnelle Komponente von $t_{FF} \sim 4$ ns und eine kleinere langsame Komponente von $t_{Fs} \sim 20$ ns aufweist. Die Ladung des Photomultipliersignals, sowie die Fläche unter der Spannungskurve, ist proportional zu der Energie, die im Kristall deponiert wurde. Im gezeigten Beispiel beträgt die Pulsladung im eingezeichneten Intervall von 0 – 20 ns etwa 50 pC, was ca. 90% der Gesamtladung entspricht. Da sich einzelne Photomultiplier in ihren Signalparametern unterscheiden, wurden Untersuchungen mit sieben auf gleiche Pulsladung kalibrierten Multipliern [20] durchgeführt. Aus den Messungen wurden die wichtigsten Eigenschaften der Photomultiplier extrahiert. So ergaben sich die Signalamplituden zu $A = (230.3 \pm 20.0)$ mV, bei einer Anstiegszeit von $t_R = (2.4 \pm 0.3)$ ns und einer Abklingzeit von $t_F = (13.3 \pm 1.9)$ ns. Der Flächenanteil des Zeitintervalls von 0 – 20 ns, wobei sich der zeitliche Nullpunkt wie im obigen Beispiel auf den Zeitpunkt des Signalanstiegs auf 10% des Maximalanstiegs bezieht, in Bezug zur Gesamtfläche des Signals wurde auf $(90.2 \pm 1.9)\%$ bestimmt. Zudem ist zu beachten, daß eine Änderung der den Multiplier versorgenden Hochspannung nicht nur dessen Verstärkung, sondern auch die Anstiegszeit und die zeitliche Lage des Signals verändert. Eine Änderung der Hochspannung von +100 V führt zu einer Verringerung der Anstiegszeit t_R um 0.1 ns und zu einer Verringerung der zeitlichen Lage t_0 von 0.8 ns.

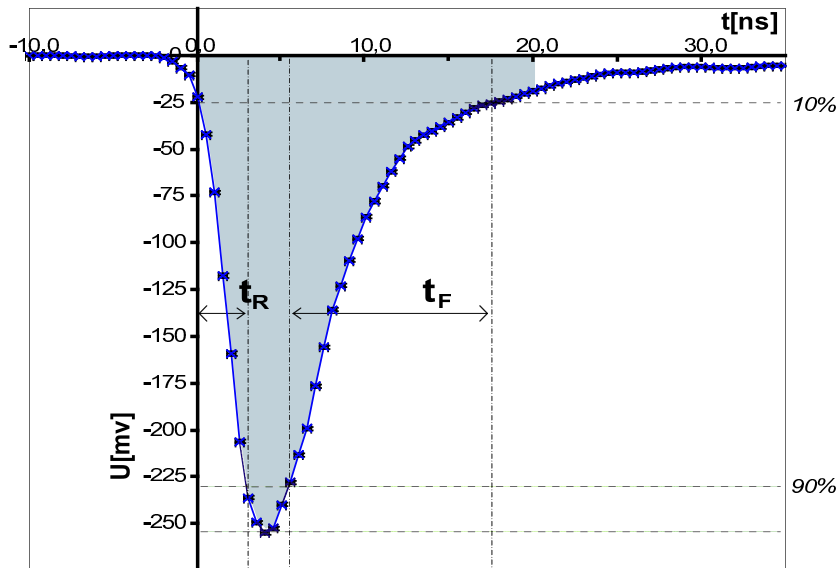


Abbildung 14: Typisches Signal eines an einen PbF_2 -Kristall angekoppelten Photomultipliers [64]. Die Anstiegszeit t_R und Abklingzeit t_F des Signals beziehen sich hier auf die Änderung der Signalamplitude zwischen 10% und 90% der Maximalamplitude.

3.1.5 Datenaufnahmeelektronik MEDUSA

Die Hauptanforderungen, die an die Datenaufnahmeelektronik gestellt werden, sind die annähernd totzeitfreie Verarbeitung, Integration, Digitalisierung und Speicherung der Photomultiplier-Pulse der PbF_2 -Detektormodule im Zeitbereich von 20 ns. Dabei ist zu beachten, daß in einem Einzelkanal mittlere Ereignisraten von 100 kHz zu erwarten sind und die Elektronik Pulsraten bis 1 MHz bewältigen soll. Hierfür ist eine Erkennung und Unterdrückung von Doppeltreffern sowie eine effiziente Speicherung der erzeugten Daten nötig. Ebenso muß, aufgrund der gewählten Segmentierung des Kalorimeter, zur Bestimmung der gesamten Energie eines im Kalorimeter ausgelösten elektromagnetischen Schauers die Summe der Signale eines 3×3 -Kristallclusters gebildet werden.

Um diese Anforderungen, insbesondere die der hohen Ereignisraten, zu erfüllen, wurde eine parallel arbeitende Datenaufnahmeelektronik entwickelt, die analog die eintreffenden Detektorpulse integriert und summiert. Die Trigger- und Veto-Bedingungen wurden hierzu in Hardware implementiert. Da es sich beim A4-Experiment um ein Zählexperiment handelt, konnte der Umfang der zu speichernden Daten außerdem reduziert werden, indem Histogramme anstelle von Einzelereignissen gespeichert werden. Dadurch reduziert sich der benötigte Speicherplatz für 1000 h Datennahme von etwa 500 TByte auf nur etwa 500 GByte. Dies bedeutet jedoch eine aufwendige Implementation in Hardware [61] [64]. Im Folgenden werden das Konzept und die Funktion der Datenaufnahmeelektronik vorgestellt.

Jedes der 1022 Detektormodule ist mit einer eigenen parallel arbeitenden elektronischen Verarbeitungseinheit ausgestattet, wobei jede Einheit ihr eigenes Histogramm mit Information über Elektronenenergie, Strahlpolarisation und gegebenenfalls dem Zustand des Elektronentaggers erzeugt. Zur Rekonstruktion des elektromagnetischen Schauers muß eine Verarbeitungseinheit den Kristall mit dem größten Anteil an Energie im Schauer ermitteln (S_0). Die diesen Kristall umgebenden Detektoren bilden die Nachbarschaftszone ($S_1 - S_8$), die wiederum von der Randzone umgeben werden ($R_1 - R_{16}$) (siehe Abb. 15). Aufgrund der parallelen Signalverarbeitung müssen die einzelnen Einheiten die Trigger- und Vetobedingungen unabhängig voneinander bestimmen. Ein Kanal beginnt die Signalverarbeitung, wenn das Signal seines zugeordneten Kristalls eine festgelegte Schwelle überschreitet. Um den Zentralkristall (S_0), der die meiste Energie des Schauers absorbiert hat, zu bestimmen, wird ein Vergleich seines Signals mit denen seiner direkten Nachbarn (S_1, S_3, S_5, S_7) durchgeführt.

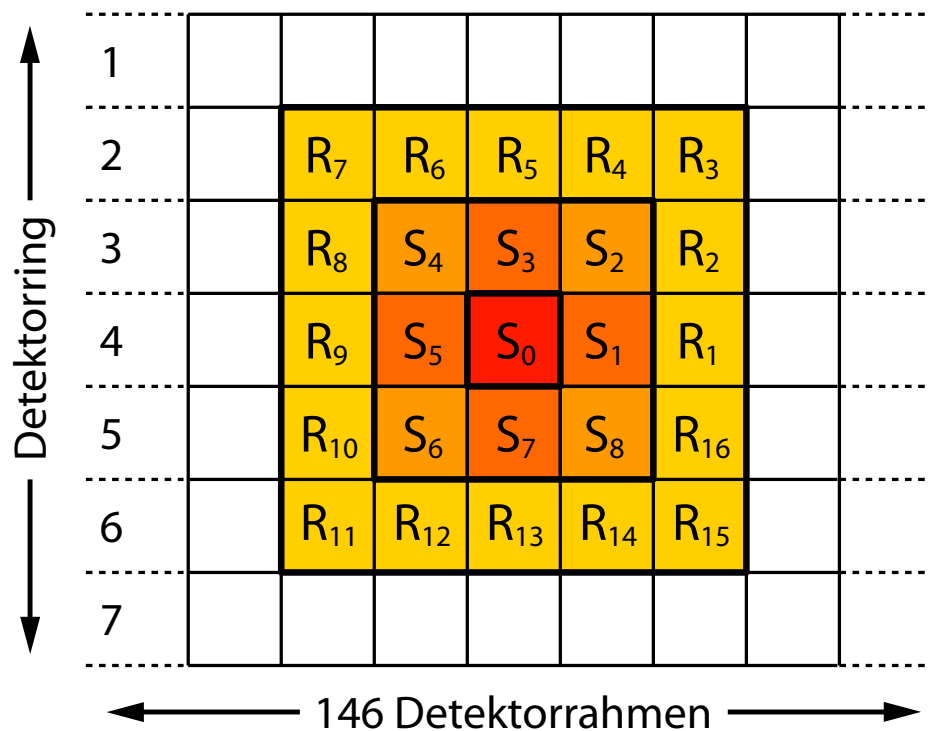


Abbildung 15: Relative Bezeichnung der Detektorkanäle. Der Kristall, der die meiste Energie eines elektromagnetischen Schauers absorbiert hat, wird Zentralkristall S_0 genannt. Seine Nachbarschaftszone bilden die Kristalle S_1 bis S_8 , mit den direkten Nachbarn S_1, S_3, S_5 und S_7 und den diagonalen Nachbarn S_2, S_4, S_6 und S_8 . Die Randzone schließlich besteht aus den Kristallen R_1 bis R_{16} .

Die Signale der Kristalle der Randzone werden für die Untersuchung auf Doppeltreffer herangezogen. Wie in Abb. 16 gezeigt, überlappen zwei Schauer, wenn ein zweites Teilchen während des Integrationsintervalls einen Kristall innerhalb der Randzone des ersten Schauers trifft.

Treffer außerhalb der Randzone können vernachlässigt werden, da hier der Überlapp der Schauer vernachlässigbar klein bis nicht vorhanden ist. Jeder Doppeltreffer eines der 25 Kristalle innerhalb der Randzone soll von der Elektronik erkannt und verworfen werden. Ebenso sollen Doppeltreffer eines einzelnen Kristalls über eine Analyse der Signalform erkannt und unterdrückt werden.

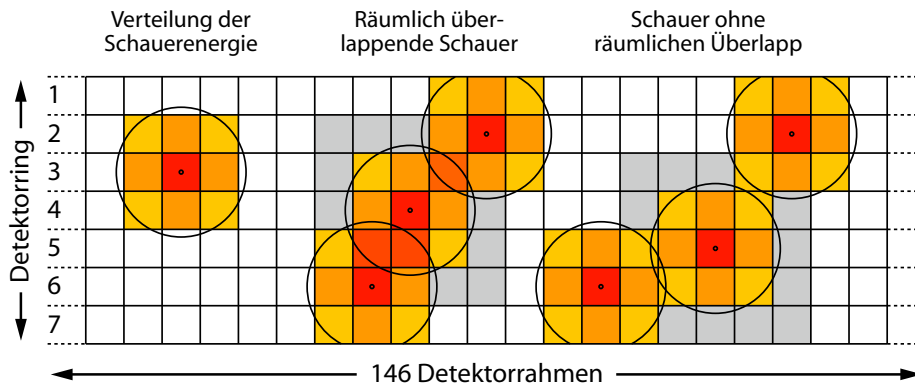


Abbildung 16: Mögliche Schauerverteilungen im Kalorimeter bei Einschuss eines Elektrons in die mit Punkten markierten Kristalle. Links: Etwa 95% der Energie des Schauers wird in den acht Kristallen der Nachbarschaftszone und dem Zentralkristall deponiert, wobei der Zentralkristall den größten und die diagonalen Nachbarn den geringsten Anteil erhalten. Mitte: Zwei oder mehr Schauer überlappen innerhalb ihrer Randzonen. Diese Ereignisse müssen von der Elektronik verworfen werden, da hier die Energiebestimmungen der Ereignisse zu stark beeinflusst werden. Rechts: Überlappen die Schauer außerhalb ihrer Randzone, ist der Einfluß auf die Energiebestimmung vernachlässigbar und die Ereignisse können aufgenommen werden.

Abb. 17 zeigt das entwickelte Gesamtkonzept der Datenaufnahmeelektronik für einen Detektor kanal. Die Elektronik wurde hierbei in zwei getrennte Einheiten unterteilt: Die sogenannte Triggerkarte (siehe Kapitel 3.1.5.1) empfängt das Signal des zugehörigen Detektormoduls sowie der Module seiner Nachbarschaftszone und verteilt sein Signal ebenso. Die eingehenden Signale werden summiert, integriert und digitalisiert, und soweit der zugehörige Kristall als Zentralkristall identifiziert und kein Doppeltreffer erkannt wurde, wird ein Schreibpuls ausgelöst. Der Schreibpuls veranlaßt die zweite Einheit, die sogenannte Histogrammeinheit (siehe Kapitel 3.1.5.2), die digitalisierten Daten zwischenspeichern und schließlich zu histogrammieren. Die Verarbeitungseinheit des nachgerüsteten und optional einsetzbaren Elektronentaggers (siehe Kapitel 3.2) setzt lediglich, abhängig von der Signalamplitude des zugehörigen Szintillatormoduls, ein weiteres Bit im Zwischenspeicher der Histogrammeinheit und zeigt so ein koinzidentes Ereignis in Detektorkristall und Szintillator an.

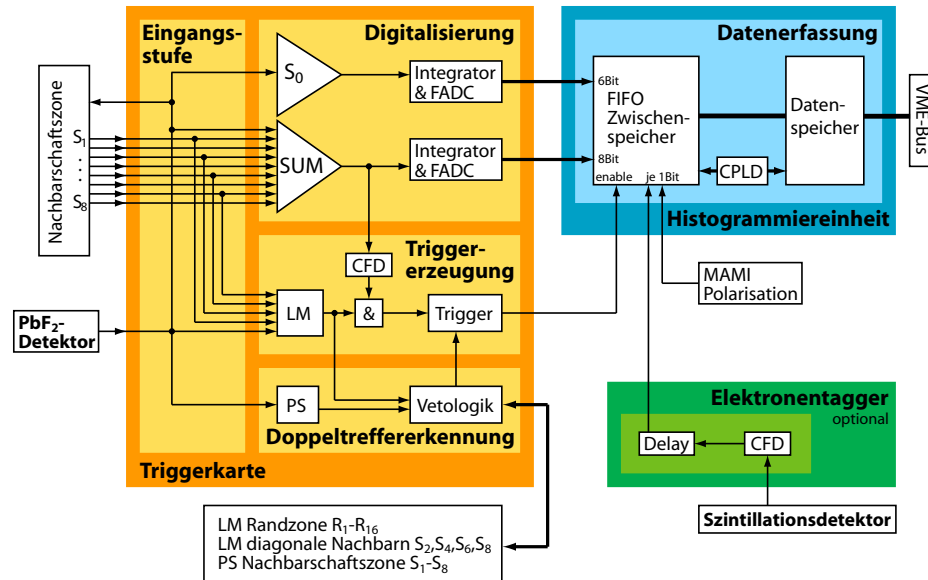


Abbildung 17: Konzept der Signalverarbeitungseinheit einer der 1022 Detektorkanäle. Die Signale der einzelnen PbF_2 -Detektormodule werden parallel in jeweils einer dieser Einheiten verarbeitet. Eine Verarbeitungseinheit spaltet sich auf in eine sogenannte Triggerkarte und eine zugeordnete Histogrammiereinheit. In der Triggerkarte wird das eingehenden Signale des zugeordneten Detektormoduls (S_0) und seine Summe mit den Signalen seiner Nachbarschaftszone $S_1 - S_8$ integriert und digitalisiert. Zudem wird das Signal S_0 mit den Signalen seiner direkten Nachbarn (S_2, S_4, S_6, S_8) verglichen und sofern es die größte Amplitude besitzt (LM) und kein Doppeltreffer erkannt wurde, wird ein Triggerimpuls erzeugt. Der Triggerimpuls schließlich veranlaßt die Histogrammiereinheit, die empfangenen digitalisierten Daten in einem FIFO-Zwischenspeicher zu puffern, um sie anschließend im Datenspeicher zu histogrammieren. Die Verarbeitungseinheit des Elektronentaggers ist optional einsetzbar und setzt lediglich ein weiteres Bit im FIFO, welches ein koinzidentes Ereignis im PbF_2 -Detektormodul und entsprechenden Szintillationsdetektor des Taggers anzeigt.

3.1.5.1 Triggerkarten

Eine Triggerkarte ist in vier Untereinheiten aufgeteilt (siehe Abb. 17): Die Eingangsstufe und die parallel arbeitenden Einheiten der Digitalisierung, der Triggererzeugung und der Doppeltreffererkennung.

Die Eingangsstufe empfängt das Signal seines zugeordneten PbF_2 -Detektormoduls (S_0), aber auch die Signale seiner Nachbarschaftsmodule ($S_1 - S_8$). Die eingehenden Signale werden anschließend an die nachfolgenden drei Verarbeitungseinheiten verteilt. Außerdem sendet die Eingangsstufe ihr S_0 -Signal zu den Eingangsstufen ihrer Nachbarschaftszone. Aufgrund der in Hardware implementierten Funktionalität der Verarbeitungseinheiten können die eintreffenden Detektorsignale nicht nachträglich kalibriert werden. Daher stellen sich hohe Anforderungen an die Präzision der verwendeten Bauteile ebenso wie eine exakte Anpassung der einzelnen Signallaufzeiten. Dies wird gewährleistet durch die Verwendung entsprechender Operationsverstärker und Widerstände (Toleranz $< 0.1\%$) und entsprechende Führung der Signalwege zur Laufzeitanpassung.

Der ersten der parallel arbeitenden Verarbeitungseinheiten, der Digitalisierung, werden alle Signale, die die Eingangsstufe empfängt, zugeführt. Das Zentralsignal (S_0) aber auch die hier analog gebildete Summe aus dem Zentralsignal und den Signalen der Nachbarschaftszone ($S_1 - S_8$) werden über ein Zeitfenster von 20 ns integriert und anschließend mit Hilfe von schnellen Flash-Analog-Digital-Wandlern (FADC) digitalisiert. Die digitalisierten Daten werden anschließend zur Datenerfassung der zugeordneten Histogrammiereinheit weitergeleitet. Das mit 6 Bit gewandelte Zentralsignal ist in der späteren Analyse zur Bestimmung des Auftreffortes des einlaufenden Teilchens im Kristall vorgesehen [32]. Die Daten des mit 8 Bit gewandelten Summensignals ($S_0 - S_8$) werden zur Analyse der paritätsverletzenden Asymmetrie herangezogen. Zudem wird das erzeugte Summensignal der Einheit zur Triggererzeugung weitergeleitet.

Die zweite der parallelisierten Verarbeitungseinheiten, die Triggererzeugung, erhält zusätzlich zum Summensignal der Digitalisierungsstufe das Zentralsignal (S_0) und die Signale der vier direkten Nachbarn (S_2, S_4, S_6, S_8) von der Eingangsstufe und ein sogenanntes Vetosignal von der Einheit zur Doppeltreffererkennung. Die Verarbeitungseinheit überprüft zunächst in der sogenannten Local-Maximum-Schaltung (LM), ob die Amplitude des Zentralsignals größer ist als die der direkten Nachbarn. Ist dies der Fall, lag das Zentralsignal (S_0) im Zentrum der Schauer-Verteilung, und ein LM-Signal wird ausgelöst. Das LM-Signal wird anschließend mit dem Ausgangssignal eines Constant-Fraction-Diskriminators (CFD), dem das Summensignal der Digitalisierungsstufe zugeführt wurde, über ein UND-Gatter verknüpft und bildet das eigentliche Triggersignal. Das Ausgangssignal des CFDs wird hierbei zur genauen Festlegung des Triggerzeitpunktes benutzt. Von diesem Signal werden auch alle zeitlichen Bezugspunkte für Steuersignale, wie z.B. das zur Erzeugung des 20 ns Integrationsfenster der Digitalisierungsstufe, abge-

leitet. Nach dem UND-Gatter gelangt der Triggerpuls in die Triggerschaltung, in der er noch von einem Vetosignal der Einheit zur Doppeltreffererkennung verworfen werden kann. Ist dies nicht der Fall, wird ein Schreibpuls (WRFIFO) erzeugt, der zur Histogrammiereinheit geleitet wird und dort die Datenspeicherung veranlasst, die jetzt anliegenden Daten der Digitalisierungseinheit zwischenspeichern und zu histogrammieren. Zudem wird das LM-Signal der Einheit der Doppeltreffererkennung zugeführt.

Die dritte der parallelen Verarbeitungen schließlich, die Doppeltreffererkennung, erhält zum LM-Signal das Zentralsignal (S_0) von der Eingangsstufe und kommuniziert zusätzlich direkt mit den Einheiten zur Doppeltreffererkennung ihrer Nachbarschafts- und Randzone. Zur Erkennung von Doppeltreffern wird hier zunächst das Zentralsignal von einer so genannten Puls-Shaper-Schaltung auf schnelle Amplitudenänderungen untersucht, die Anzeichen für einen Doppeltreffer im Zentralkristall innerhalb des Integrationsintervalls sind. Ist dies der Fall, wird ein PS-Signal ausgelöst und zur Vetologik-Schaltung geleitet. Ein PS-Signal darf nur innerhalb eines kleinen Zeitfensters von ± 3 ns um den Triggerzeitpunkt auftreten, ansonsten wird ein Veto-Signal erzeugt. Zusätzlich kommuniziert die Vetologik-Schaltung mit den entsprechenden Schaltungen ihrer Nachbarschafts- und Randzone. Hierbei werden die LM-Signale der Randzone und der diagonalen Nachbarn (S_1, S_3, S_5, S_7) ausgewertet, die soweit vorhanden auf einen weiteren Treffer im entsprechenden Modul hinweisen. Zudem werden die PS-Signale der Nachbarschaftszone ausgewertet, die ebenfalls auf einen zu verwerfenden Doppeltreffer schließen lassen. Ist eines der erwähnten Signale vorhanden, wird ein Vetosignal erzeugt, das die Erzeugung des Schreibpulses in der Triggererzeugungseinheit verhindert.

Da die einzelnen Triggerkarten stark mit den Karten in ihrer Nachbarschafts- und Randzone vernetzt sein müssen, bildet der Gesamtaufbau der Karten die Detektortopologie ab. Dazu sind jeweils sieben der Triggerkarten (siehe Abb. 18) in einem sogenannten Triggerrahmen (siehe Abb. 19) eingebaut. Die 146 Triggerrahmen sind wiederum so angeordnet, daß sie einen Torus bilden (siehe Abb. 20). So ist gewährleistet, daß die Signalwege für die Kommunikation möglichst kurz gehalten werden können und die gleich Länge besitzen.

3.1.5.2 Histogrammiereinheiten

Die Histogrammiereinheiten dienen zur Speicherung der von den Triggerkarten gelieferten digitalisierten Daten in Form von Histogrammen. Abb. 21 gibt einen Überblick über die Funktionsweise der Einheiten. Auf einer sogenannten Histogrammierkarte sind sieben parallel arbeitende Histogrammiereinheiten realisiert, die über Flachbandkabel mit den korrespondierenden Karten eines Triggerrahmens verbunden sind. Eine Histogrammierkarte ist zusätzlich über ein 6-poliges Flachbandkabel mit der vierten Karte ihres zugehörigen Analograhmens verbunden, um die auf den Triggerkarten verbauten Digital-Analog-Converter (DAC)

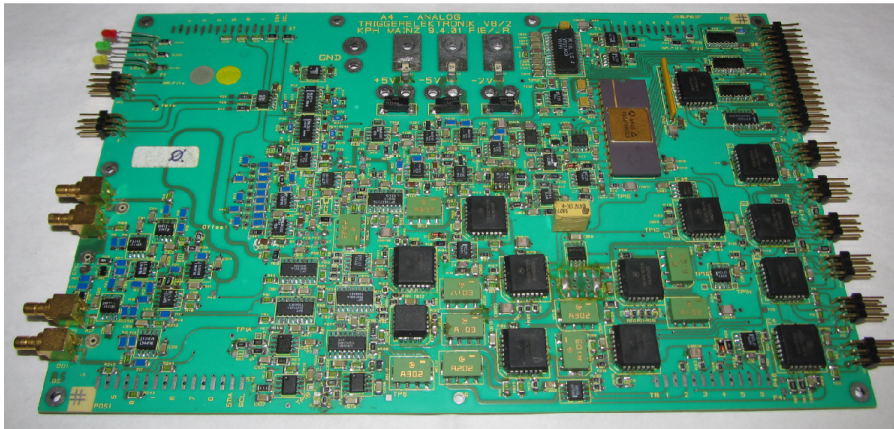


Abbildung 18: Photographie einer Triggerkarte.

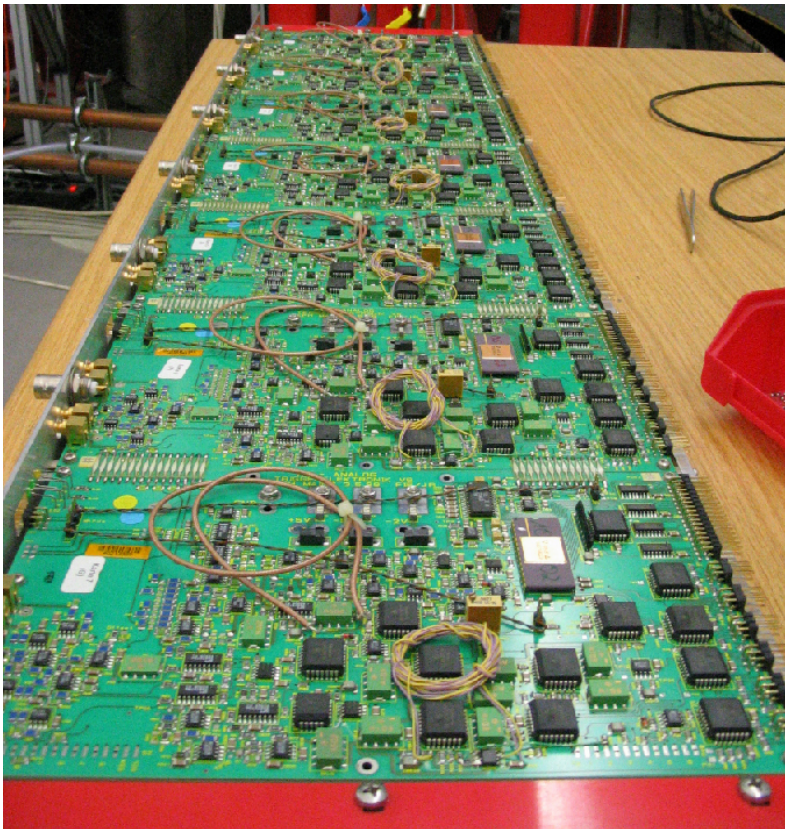


Abbildung 19: Sieben Triggerkarten werden in einem Triggerrahmen zusammengefaßt.

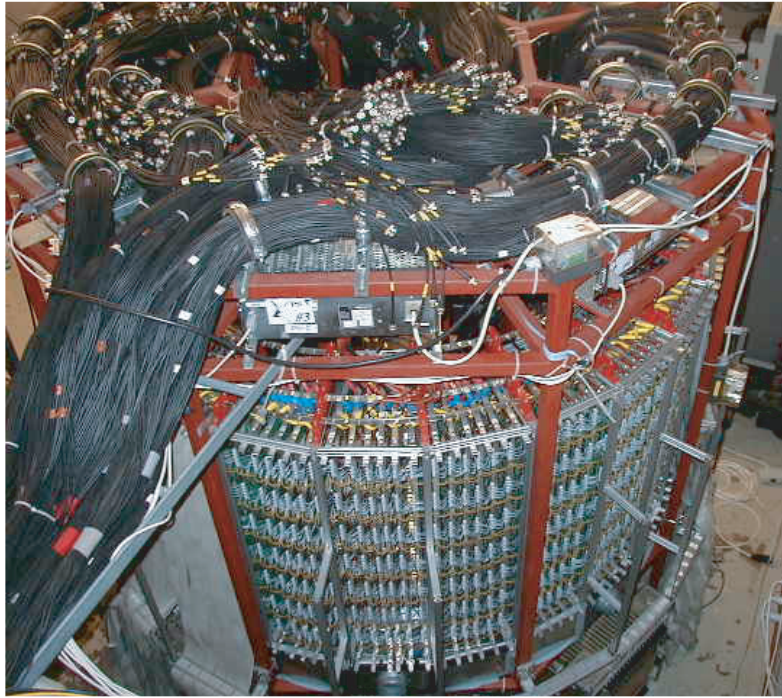


Abbildung 20: Die Photographie zeigt die Triggerrahmen, eingebaut in den Elektronikturm MEDUSA. Um die Rahmen erkennen zu können ist ein Teil der Verkabelung entfernt.

zur Einstellung von Diskriminatorschwellen und Offsets zu steuern. Die DACs werden über i^2c -Bus angesprochen, und die Steuersignale der Histogrammierkarte werden von der verbundenen Triggerkarte an die übrigen Karten des Rahmens verteilt. Die Histogrammierkarten verfügen über ein VME-Interface, über welches sie zur Auslese und Steuerung mit der Experimentsteuerung verbunden sind.

Die Hauptaufgabe der Karten, die Erzeugung der Histogramme, erfolgt in mehreren Schritten. Zunächst werden die von der Triggerkarte empfangenen mit 6- und 8-Bit digitalisierten Daten sowie der momentane Polarisationszustand (POLABIT) und gegebenenfalls der Zustand des Elektronentaggers (TAGGBIT) in einem schnellen First-In-First-Out-Zwischenspeicher (FIFO) gepuffert. Dies ist nötig, da der minimale Abstand zwischen zwei Ereignissen 20 ns betragen kann und es in dieser kurzen Zeitspanne nicht möglich ist, die eintreffenden Daten direkt zu histogrammieren. Bei dem verwendeten FIFO handelt es sich um einen asynchronen Speicherbaustein. Schreib- und Lesezugriffe sind hierbei unabhängig voneinander möglich, und damit ist gewährleistet, daß während der Auslese des Speichers neue Daten ohne zeitliche Verzögerung geschrieben werden können und nicht verloren gehen. Um diese Zwischenspeicherung anzustoßen, genügt es jedoch nicht, nur den von den Triggerkarten gesendeten Schreibpuls (WRFIFO) auszuwerten, da eine unerwünschte Speicherung vermieden werden soll. Daher müssen zur Erzeugung des Schreibpulses (FLD) zwei weitere Bedingungen erfüllt sein. Zum einen muß die Histogrammiereinheit von der Experiment-

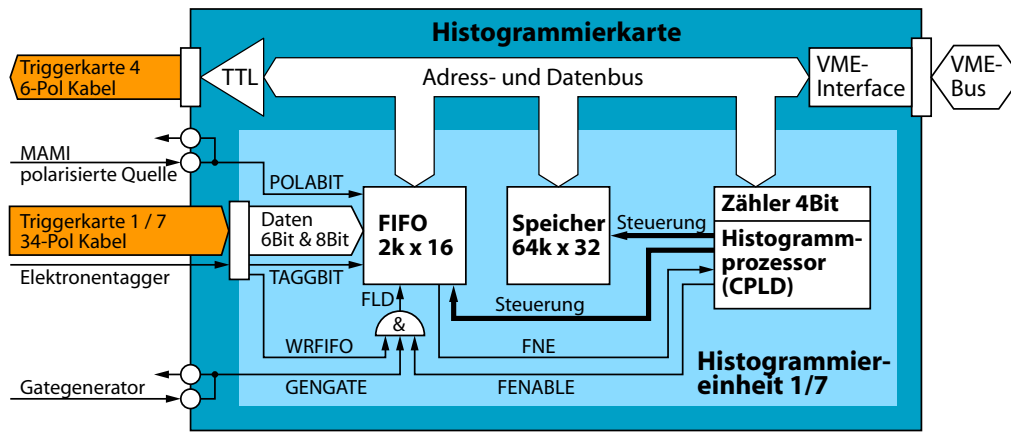


Abbildung 21: Konzept der Histogrammierskarten. Auf einer Histogrammierskarte sind jeweils sieben Histogrammiersinheiten (Hellblau) angeordnet, wobei jede Histogrammierskarte einem Triggerrahmen zugeordnet ist. Eine Histogrammiersinheit empfängt die digitalisierten Daten ihrer korrespondierenden Triggerkarte, puffert diese zuerst in einem schnellen FIFO-Zwischenspeicher und speichert sie anschließend in Form eines Histogramms im Datenspeicher. Die Histogrammierskarten werden über VME-Bus gesteuert und kommunizieren außerdem mit den jeweiligen Triggerrahmen, um deren DACs für Diskriminatorschwellen und Offsets zu setzen.

steuerung in den Datenaufnahmemodus geschaltet werden (FENABLE-Datenleitung). Zum anderen dürfen während der etwa $80 \mu\text{s}$ dauernden Helizitätsumschaltung des Strahls ebenfalls keine Daten genommen werden, da diese nicht eindeutig einer bestimmten Polarisation zugeordnet werden können. Daher wird vom Gategenerator das sogenannte Messgate (GENGATE) erzeugt, das seriell an alle Histogrammierskarten verteilt wird. Liegt nun ein Schreibpuls (FLD) am FIFO an, werden die anliegenden Daten gespeichert. Um einen Überlauf des Zwischenspeichers zu vermeiden, wird ein FIFO mit 2 kByte eingesetzt. Sind Daten im FIFO vorhanden, signalisiert er dies über die FIFO-NOT-EMPTY-Leitung (FNE) dem Histogrammprozessor. Dieser veranlaßt, daß das im FIFO gespeicherte 16-Bit-Datenwort als Adresse an den Histogramm-Speicher angelegt wird, liest den adressierten Speicherbereich aus, inkrementiert den ausgelesenen Wert um eins und schreibt ihn wieder zurück. Als Histogramm-Speicher kommt ein Speicherbaustein mit 64k Adressraum bei einer Wortlänge von 32 Bit zum Einsatz. Bei einer Ereignisrate von 100 kHz würde ein Überlauf des Speichers etwa alle 12 h auftreten, wenn alle Ereignisse in eine Speicherzelle geschrieben würden. Zur Kontrolle der Histogrammierung wird zusätzlich mit jedem verarbeiteten Ereignis ein 4 Bit Zähler erhöht, um so eine Checksumme zu bilden die später mit der Gesamtzahl der Histogrammeinträge verglichen werden kann. Auf diese Weise können Fehlfunktionen in den Speicherbausteinen, die z. B. von Strahlung verursacht werden könnten, aufgedeckt werden.

3.1.5.3 *Der Gesamtaufbau der Datenaufnahmeelektronik*

Abb. 22 zeigt eine Schnittzeichnung des Gesamtaufbaus der Datenaufnahmeelektronik. Die Elektronikkomponenten sind in ein Stahlgestell in Form eines achteckigen Turmes mit einer Höhe von etwa 2.80 m und einem Durchmesser von etwa 2.30 m eingebaut. Im oberen Teil des Turmes sind acht Niederspannungs-Netzgeräte installiert, welche die im jeweiligen Sektor des Turms befindlichen Triggerkarten versorgen. Die Triggerkarten sind in Form eines Torus im mittleren Teil des Turms angeordnet. Im unteren Teil des Elektronikturms befinden sich acht VME-Crates, in welche die Histogrammierkarten eingeschoben sind. Die Signale der 1022 Detektormodule werden über RG-58 BNC-Kabel, die über die Oberseite des Turms ins Innere verlegt werden, den entsprechenden Triggerkarten zugeführt. Die Verbindung der Triggerkarten mit den Histogrammiereinheiten erfolgt über 1022 Flachbandkabel, die über die Außenseite verlegt werden.

3.1.6 *Energiespektren*

Zwei Beispiele für die mit dem Detektorsystem aufgenommenen Energiespektren sind in Abb. 23 und Abb. 24 dargestellt. Die Histogramme zeigen jeweils die Daten eines fünfminütigen Datenlaufes bei einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ und einer Strahlenergie von 855 MeV bzw. 210 MeV. Das Spektrum bei 855 MeV wurde hierfür mit dem Detektorsystem in der Ausrichtung für Messungen unter Vorwärtsstreuwinkeln aufgenommen. Das Spektrum bei 210 MeV wurde unter Rückwärtstreuwinkeln mit zugeschaltetem Elektronentagger aufgenommen und zeigt das sogenannte Koinzidenzspektrum (siehe Kap. 3.3). Aufgrund der sehr kleinen Asymmetrien im Wirkungsquerschnitt im Bereich von 10^{-6} sind in den Histogrammen nur die Daten für eine Polarisations-einstellung des Elektronenstrahl aufgetragen. Die x-Achse zeigt die mit 8-Bit digitalisierte Summenenergie des gewählten 3×3 -Clusters und die y-Achse die mit 6-Bit digitalisierte Energie des zugehörigen Zentralkristalls. Wegen der unterschiedlichen Digitalisierung können die an den Achsen aufgetragenen ADC-Einheiten jedoch nicht direkt miteinander verglichen werden. In den beiden Spektren sind rechts die Einträge der elastisch gestreuten Elektronen zu erkennen, links bei niedrigeren Energien die der inelastisch gestreuten Elektronen.

Das 6-Bit-Histogramm der Energie des Zentralkristalls wurde in die Datenaufnahme integriert um ein Maß für den Auftreffort eines Ereignisses im Kristall zu erhalten [32]. Beim Bau des Kalorimeters konnten kleine Abstände zwischen den Kristallen nicht vollständig vermieden werden. Diese verursachen eine Verschlechterung der Energieauflösung für Teilchen die nahe am Rand eines Kristalls auftreffen, da hier die Verluste des elektromagnetischen Schauers in den Zwischenräumen größer sind als bei einem zentralen Treffer [49]. Mit Hilfe geeigneter Schnitte in

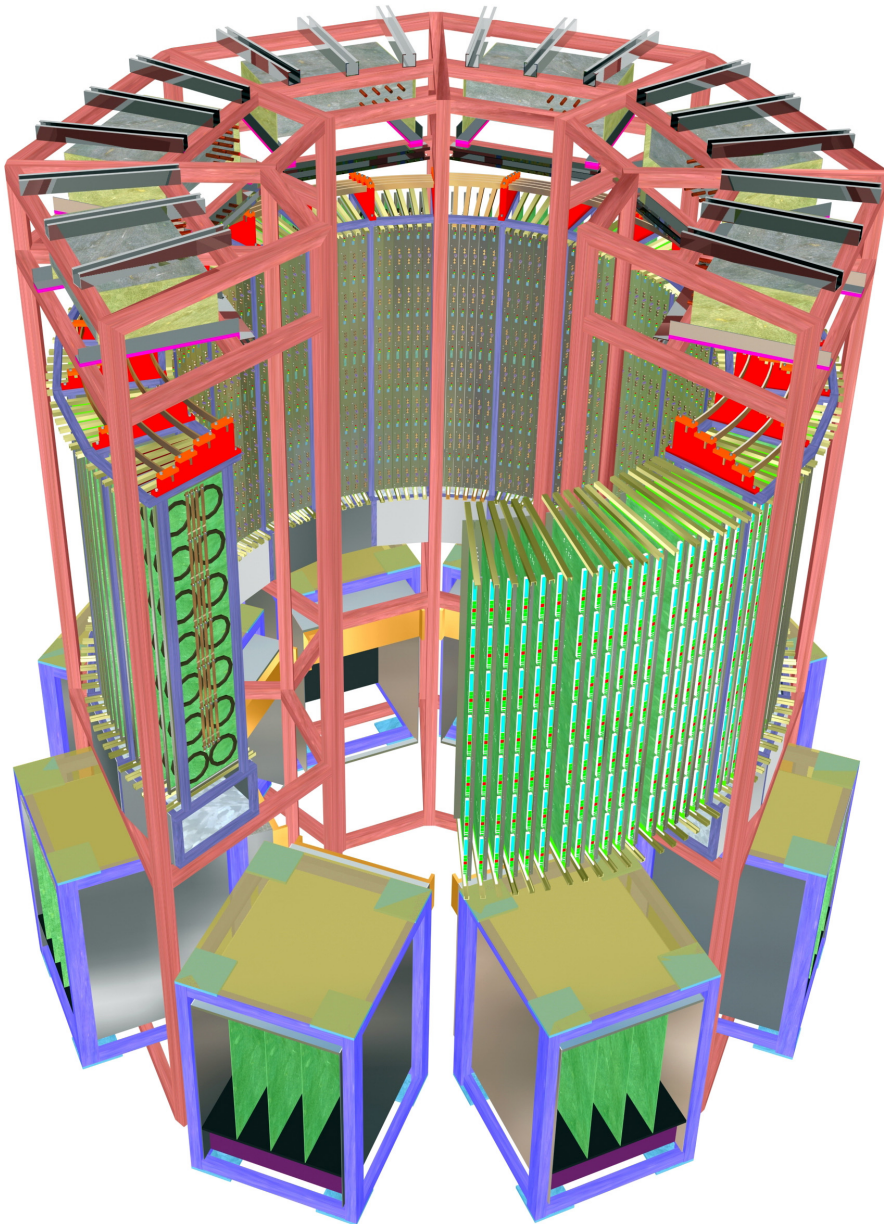


Abbildung 22: Schematische Schnittzeichnung des Gesamtaufbaus der Datenaufnahmeelektronik [49]. Im oberen Teil des Elektronikturms ist die Spannungsversorgung für die in der Mitte eingebauten Histogrammierkarten installiert. Unten befinden sich in acht VME-Crates die Histogrammierkarten. Die Verkabelung ist nicht gezeigt. Die 1022 Signalkabel werden über die Oberseite des Turms ins Innere geführt und dort mit den Triggerkarten verbunden. Die Verbindungskabel zwischen den Triggerkarten und den Histogrammiereinheiten werden über die Außenseite verlegt.

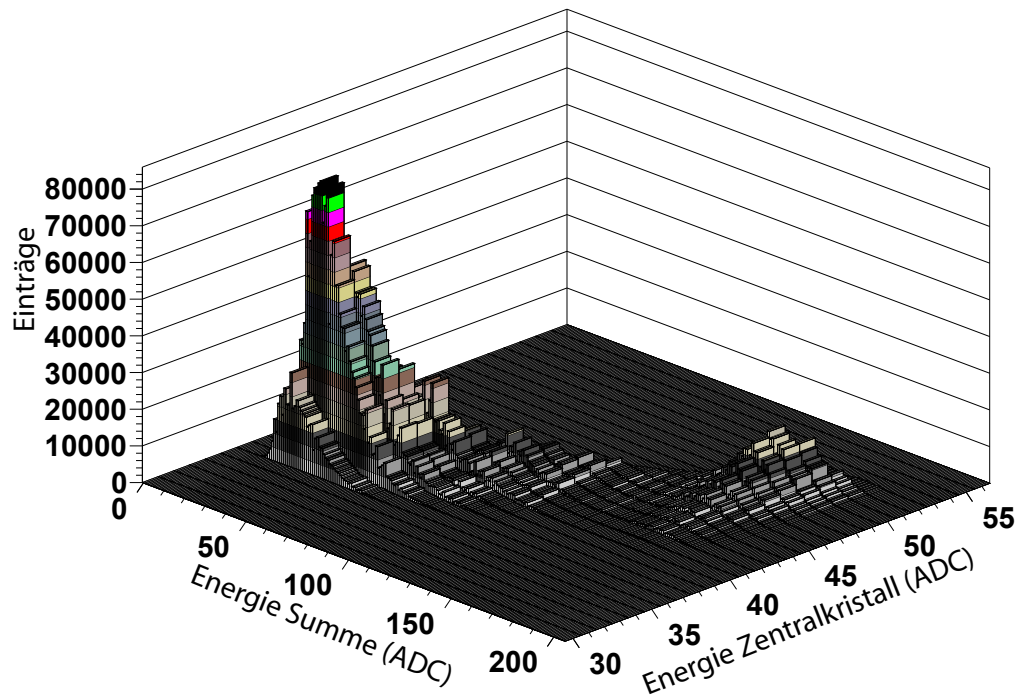


Abbildung 23: Zweidimensionales Histogramm der Energieverteilung in einem Detektorkanal für eine Messung unter Vorwärtsstreuwinkeln bei 855 MeV Strahlenergie. Auf der x-Achse ist die mit 8-Bit digitalisierte Summenenergie eines 3×3 -Clusters aufgetragen. Die y-Achse zeigt die mit 6-Bit digitalisierte Energie des Zentralkristalls des Clusters. Die Skalen sind in ADC-Einheiten, können aufgrund der unterschiedlichen Digitalisierung jedoch nicht miteinander verglichen werden. Auf der z-Achse ist die Anzahl der Ereignisse im jeweiligen Energieintervall aufgetragen.

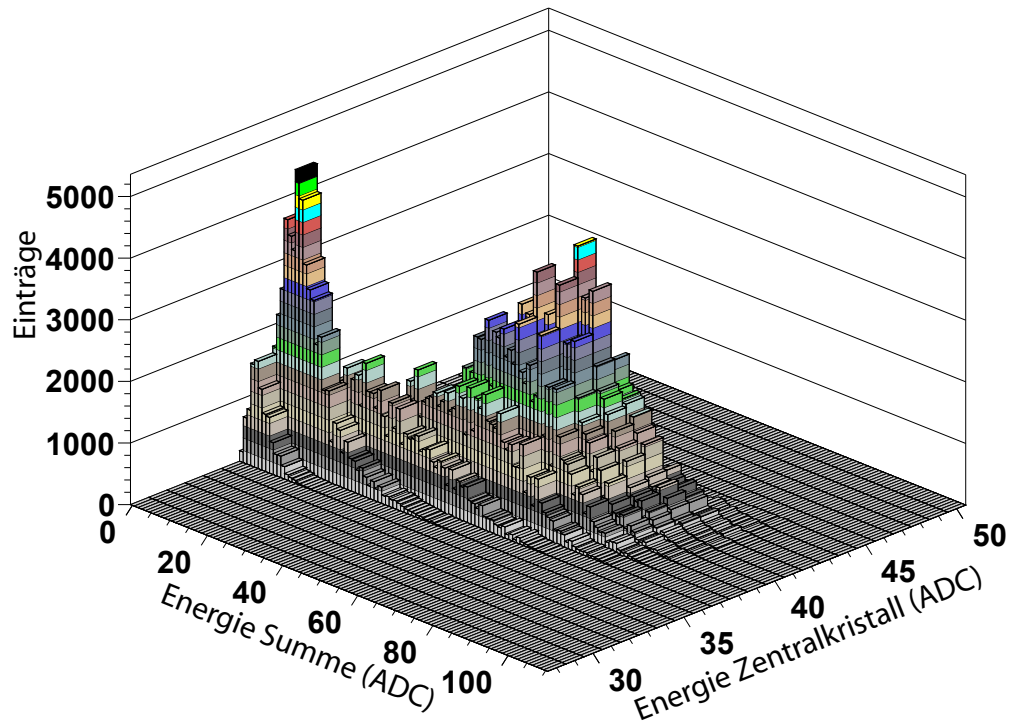


Abbildung 24: Zweidimensionales Histogramm der Energieverteilung in einem Detektorkanal für eine Messung unter Rückwärtsstreuwinkeln bei 210 MeV Strahlenergie. Die Daten wurden mit dem zugeschalteten Elektronentagger aufgenommen und man sieht das sogenannte Koinzidenzspektrum (siehe Kap. 3.3). Im Vergleich mit Abb. 23 erkennt man, daß der dynamische Bereich der ADC bei der geringeren Strahlenergie weniger gut ausgenutzt wird.

den Spektren können daher Randereignisse in der Analyse unterdrückt und die Energieauflösung verbessert werden.

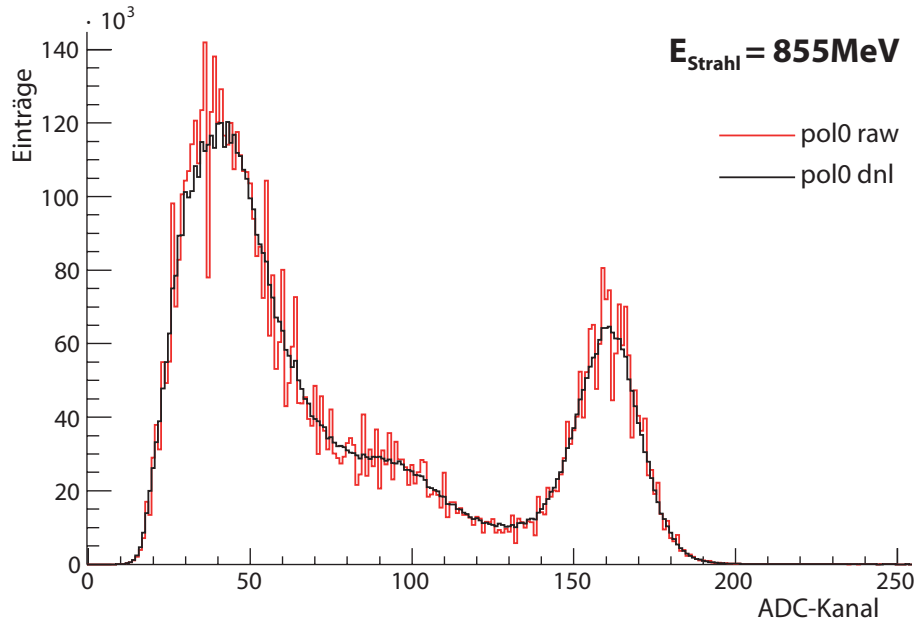


Abbildung 25: Histogramm der Summenenergie eines 3×3 -Clusters des Kalorimeters bei einer Messung unter Vorwärtsstreuwinkeln. Die Messung wurde bei einer Strahlenergie von 855 MeV und einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ für fünf Minuten durchgeführt. Die Energie ist in ADC-Einheiten aufgetragen. Bei hohen Energien erkennt man den elastischen Peak, der durch ein Tal von den inelastischen Untergrundereignissen abgetrennt ist.

Eindimensionale Histogramme, die die Summenenergie eines 3×3 -Clusters des Bleifluorid-Kalorimeters zeigen, erhält man durch Projektion der zweidimensionalen Histogramme auf die Achse der Summenenergie. Die Abbildungen Abb. 25 und Abb. 26 zeigen diese Projektionen für die vorigen zweidimensionalen Spektren (Abb. 23 und Abb. 24). Bei hohen Energien ist in dem jeweiligen Spektrum der sogenannte elastische Peak, der von den elastisch gestreuten Elektronen herrührt, zu erkennen. Durch ein Tal ist er von den inelastischen Untergrundereignissen getrennt. Die Spektren zeigen wieder nur die Daten für einen Polarisationszustand des Elektronenstrahls. Zusätzlich zu den Rohdaten sind hier allerdings noch die auf differentielle Nichtlinearitäten (DNL) der ADC korrigierten Daten aufgetragen. DNL sind Eigenschaften der verwendeten Flash-ADC. Die Übertragungsfunktion eines ADC beschreibt das Verhältnis der angelegten Eingangsspannung U_{ref} zum digitalen Ausgangswert. Im Idealfall ist sie bei einem Wandler mit einer Auflösung von n -Bit eine Stufenfunktion mit 2^n äquidistanten Stufen und einer Breite von $U_{\text{LSB}} = U_{\text{ref}}/2^n$. Die Spannungsdifferenz ΔU_i zwischen

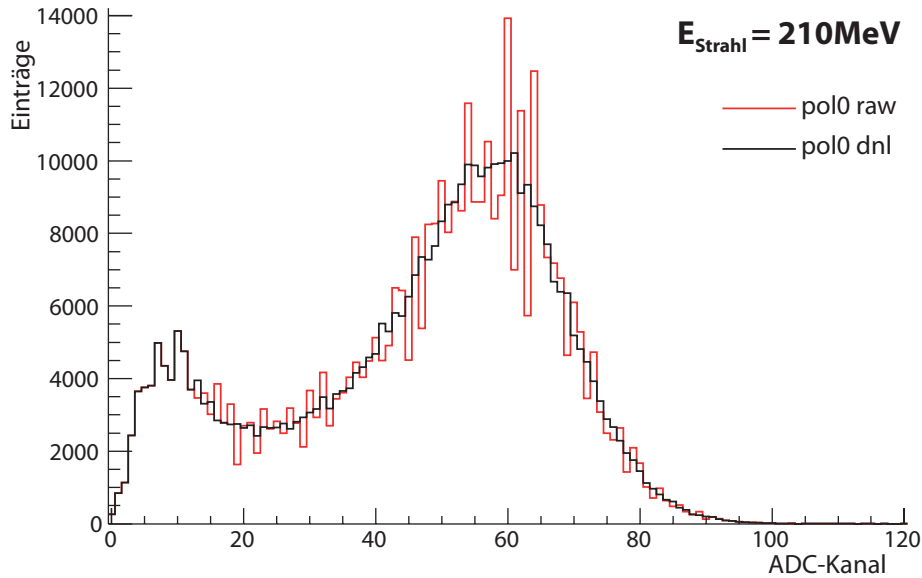


Abbildung 26: Histogramm der Summenenergie eines 3×3 -Clusters des Kalorimeters bei einer Messung unter Rückwärtsstreuwinkeln mit zugeschaltetem Elektronentagger. Gezeigt ist wieder das Koinzidenzspektrum (siehe Kap. 3.3). Die Messung wurde bei einer Strahlenergie von 210 MeV und einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ für fünf Minuten durchgeführt. Um ADC-Kanal 60 ist klar der elastische Peak zu erkennen.

jedem Stufenübergang i sollte also U_{LSB} betragen. Bei realen ADC ist dies aber nicht der Fall und wird mittels der DNL beschrieben:

$$\text{DNL}_i = \frac{\Delta u_i}{U_{\text{LSB}}} - 1 \quad (24)$$

Die unterschiedlichen Stufenbreiten verursachen unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten einzelner Ausgangswerte der ADC und verzerren so die aufgenommenen Energiespektren. Um die aufgenommenen Spektren nachträglich korrigieren zu können, wurden die DNL aller 1022 8-Bit FADC im fertiggestellten Elektronikaufbau vermessen [64]. Damit ist es möglich, die Spektren nachträglich wieder zu glätten und die Energieauflösung zu optimieren, um die Genauigkeit und Zuverlässigkeit der zu bestimmenden Peakpositionen und Schnittgrenzen zu verbessern. Für die Bestimmung der Zahl der elastisch gestreuten Elektronen werden die DNL korrigierten Spektren jedoch nicht herangezogen, um mögliche Verfälschungen bei der Bestimmung der Zählratenasymmetrie durch die DNL-Messungen zu vermeiden.

3.2 DER ELEKTRONENTAGGER

Nach Abschluß der Umbauarbeiten am A4-Detektorsystem wurden im Mai 2005 erste Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln durchgeführt. Um das Verhalten des Detektorsystems zu untersuchen, wurden Energiespektren mit verschiedenen Strahlenergien von 225 MeV bis 570 MeV

aufgenommen. Die zugehörigen Histogramme sind in Abb. 27 dargestellt. Man kann klar erkennen, daß mit zunehmender Strahlenergie die Zählraten im Bereich der elastisch gestreuten Elektronen immer stärker von Untergrundereignissen dominiert werden. Simulationen [34] haben gezeigt, daß dieser Untergrund hauptsächlich von Photonen aus dem π_0 -Zerfall herrührt. Die Ursache des schnellen Anstiegs der Untergrundergebnisse liegt an der Anregung der $\Delta(1232)$ Resonanz, wobei die Schwerpunktenenergie das Maximum der Resonanz bei einer Strahlenergie von 315 MeV erreicht. Ab einer Strahlenergie von mehr als 255 MeV ist eine zuverlässige Abtrennung des Untergrundes von den elastischen Ereignissen bei Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln nicht mehr gewährleistet. Daher wurde mit der Entwicklung eines Detektorsystems begonnen, das in der Lage sein soll, Elektronen von Photonen zu unterscheiden und im weiteren Elektronentagger genannt wird. Die folgenden Kapitel (Kap. 3.2.1 bis Kap. 3.3) befassen sich mit der Entwicklung der ersten Prototypen, dem Aufbau des resultierenden Elektronentaggers, dessen Integration in die bestehende Ausleseelektronik und seinen Eigenschaften.

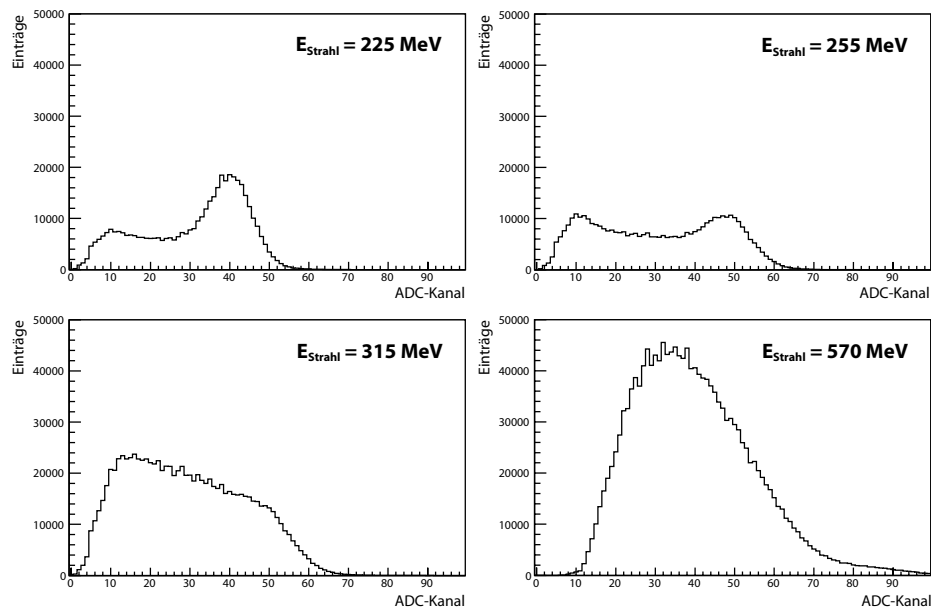


Abbildung 27: Rückwärtsstreuwinkelmessungen bei $20 \mu\text{A}$ Strahlstrom und 300 s Meßzeit: Die Histogramme zeigen die experimentellen Energiespektren bei Strahlenergien E_{Strahl} von 225 MeV, 255 MeV, 315 MeV und 570 MeV. Mit steigender Strahlenergie dominiert der Untergrund zunehmend die Raten im Bereich des elastischen Peaks, während dieser stetig abnimmt. Zur Verdeutlichung sind die Spektren mit gleicher Skalierung dargestellt.

3.2.1 Anforderungen

Der Elektronentagger soll Elektronen von Photonen unterscheiden können. Wählt man ein Detektormaterial, welches eine hohe Nachweiseffizienz für Elektronen, aber eine sehr geringe bis gar keine für Photonen bietet, kann man den Detektor zwischen dem Target und den Kalorimeterkristallen positionieren. Schaltet man nun das Signal des Taggers mit den entsprechenden Kalorimeterkanälen in Koinzidenz, hat man die geforderte Trennung erreicht. In dem bestehenden Kalorimeternaufbau bieten sich hierfür zwei Plätze an: Entweder innerhalb der Streukammer im Vakuum oder außerhalb zwischen der Streukammerwand und den Kalorimeterkristallen. Da der Aufbau gut wartbar, schnell realisierbar und nicht zuletzt auch kostengünstig sein sollte, wurde sich für letztere Variante entschieden und der Tagger, wie in Abb. 28 gezeigt, außerhalb der Streukammer realisiert. Wie in der Abbildung verdeutlicht, kann man hier allerdings den Photonen-Untergrund nicht vollständig unterdrücken, da Photonen in der Streukammerwand zu $e^+ e^-$ Paaren konvertieren können, die dann ein im Tagger und Kalorimeter koinzidentes Signal erzeugen. In Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln ist aufgrund der veränderten Kinematik die Rate der gestreuten Elektronen weitaus geringer als unter Vorwärtsstreuwinkeln. So liegt die Rate elastisch gestreuter Elektronen bei $20\mu\text{A}$ Strahlstrom und einer Strahlenergie von 855MeV im Bereich von 10kHz und trotz einer geringeren Strahlenergie von 315MeV und eines doppelt so langen Targets unter Rückwärtswinkeln bei nur etwa einem Zehntel im Bereich von 1kHz im Einzelkanal. Daher ist es nicht nötig, jedem einzelnen Kalorimeterkristall einen einzelnen Taggerdetektor bereit zu stellen, vielmehr können die einzelnen Elektronentagger mehrere PbF_2 -Kristalle überdecken.

3.2.2 Getestete Detektormaterialien

Um ein Detektormaterial, das die Anforderungen an den Elektronentagger erfüllt, zu finden, wurden drei Prototypdetektoren entwickelt und im experimentellen Betrieb getestet. Zum Einsatz kamen zwei Schwellen-Tscherenkovdetektoren, wobei der eine Aerogel und der zweite Isobutan als Detektormaterial enthielt. Als dritter Detektor wurde ein Szintillationszähler verwendet.

3.2.2.1 Schwellen-Tscherenkovdetektoren

Abb. 29 zeigt eine Schnittzeichnung des verwendeten Detektorgehäuses der Schwellen-Tscherenkovzähler. Es hat die Form eines Prismas mit einem Trapez als Grundfläche (Stirnseite mit Öffnung für Photomultiplier). Das Gehäuse besteht aus Aluminium und besitzt eine Höhe von 130mm und eine Länge von 506mm . Die Breite ist so gewählt, daß vier Rahmen des PbF_2 -Kalorimeters, insgesamt 28 Kristalle, überdeckt werden. Der Detektor wird, wie in Abb. 28 angedeutet, in das Kalorimeter

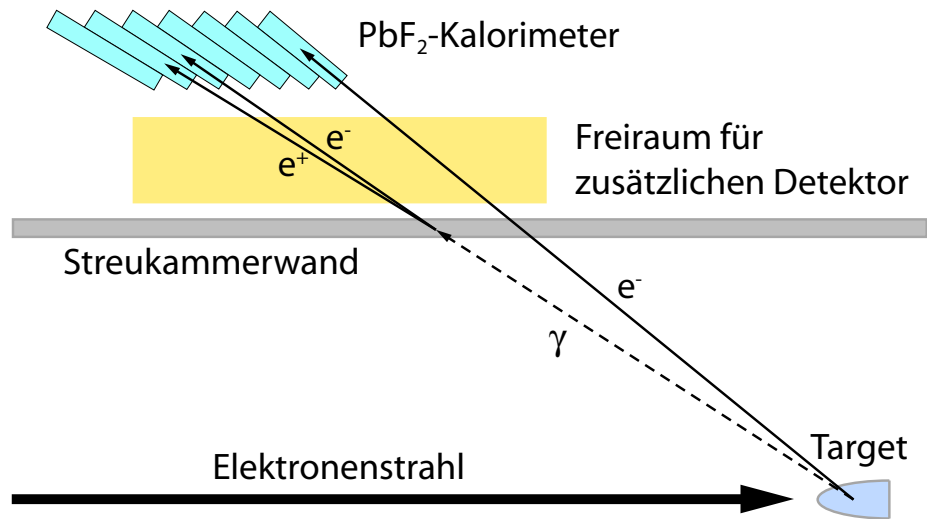


Abbildung 28: Der Elektronentagger wird zwischen der Streukammerwand und den Kalorimeterkristallen positioniert. Er muß empfindlich auf Elektronen, aber nicht auf Photonen reagieren. Jedoch kann hier nicht der gesamte Photonenuntergrund unterdrückt werden, da ein Teil der Photonen in der Streukammerwand konvertiert und die resultierenden $e^+ e^-$ Paare Signale im Tagger wie im Kalorimeter erzeugen.

integriert. Die gestreuten Elektronen treten von der Unterseite, das als Eintrittsfenster fungiert, in das Gehäuse ein und verlassen es durch die Oberseite, das Austrittsfenster, Richtung Target. Um den Materialeintrag auf dem Weg der gestreuten Elektronen zwischen Target und den Kalorimeterkristallen so gering wie möglich zu halten, bestehen Ein- und Austrittsfenster aus einer dünnen, lichtdichten und mit dem für den jeweiligen Detektor verwendeten Reflektormaterial versehenen Plastikfolie. Das Gehäuse kann sowohl mit Aerogel, wie in der Abbildung gezeigt, als auch mit Gas befüllt werden. Im Aerogeldetektor kommt eine diffus reflektierende Folie (Millipore der Firma Merck) als Reflektor zum Einsatz, der Gaszähler ist mit aluminisiertem Mylar, einer spiegelnden Folie, ausgekleidet. Wird Gas als Detektormaterial verwendet, muß das Gehäuse lediglich um zwei Ventile erweitert werden, um eine einfache Befüllung zu gewährleisten. Beim Zusammenbau ist zudem auf Gasdichtheit zu achten. Die Abb. 30 und Abb. 31 zeigen Photographien der getesteten Gas- bzw. Aerogel-Tscherenkovzähler. Die Lichtauslese der Detektoren erfolgte mit jeweils vier der auch im Kalorimeter eingesetzten zehnstufigen Photomultiplier des Typs XP2900/1 der Firma Philips mit den am IPN Orsay entwickelten voll transistorisierten Spannungsteilern, da zum Zeitpunkt der Tests keine größeren Photomultiplier mit ausreichender Verstärkung zur Verfügung standen.

Die Vorteile eines Schwellen-Tscherenkovdetektors sind die je nach verwendetem Material sehr hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen von bis zu 100% und die sehr geringe Nachweiseffizienz für Pho-

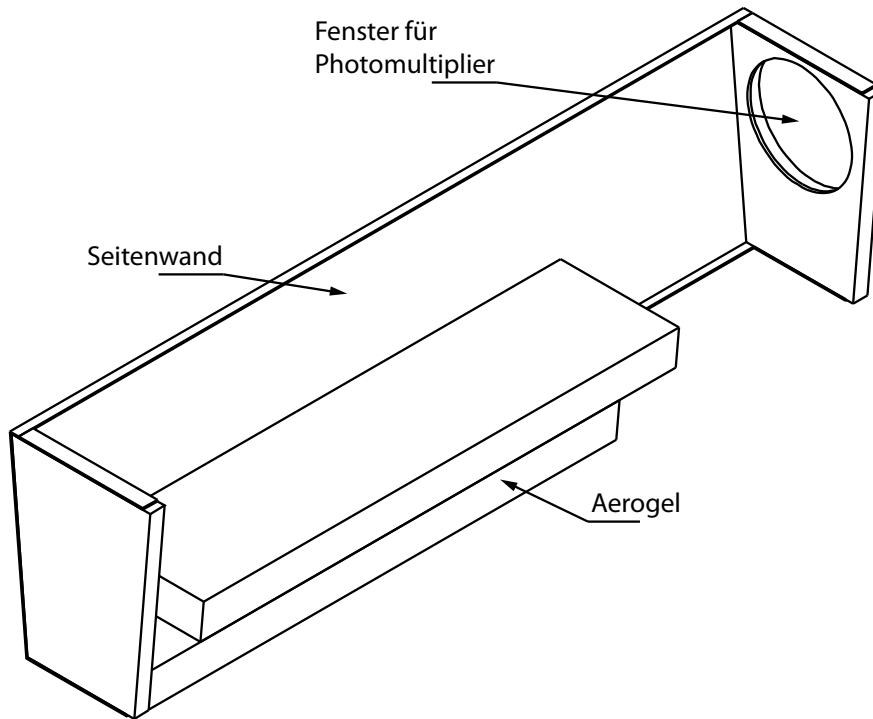


Abbildung 29: Schnittzeichnung des Detektorgehäuses der Schwellen-Tscherenkovzähler. Das Gehäuse besteht aus Aluminium und hat eine Höhe von 130 mm und eine Länge von 506 mm. Es kann sowohl mit Aerogel als auch mit Gas befüllt werden, wobei dann noch zwei Ventile zum Befüllen ergänzt werden. Die vom Target kommenden gestreuten Elektronen treten von unten in den Detektor ein und verlassen ihn oben Richtung PbF_2 -Kristalle. Um den Materialeintrag auf ihrem Weg so gering wie möglich zu halten, wird die Ober- und Unterseite des Gehäuses nur mit einer dünnen, lichtdichten und dem entsprechenden Reflektormaterial versehenen Plastikfolie verschlossen.

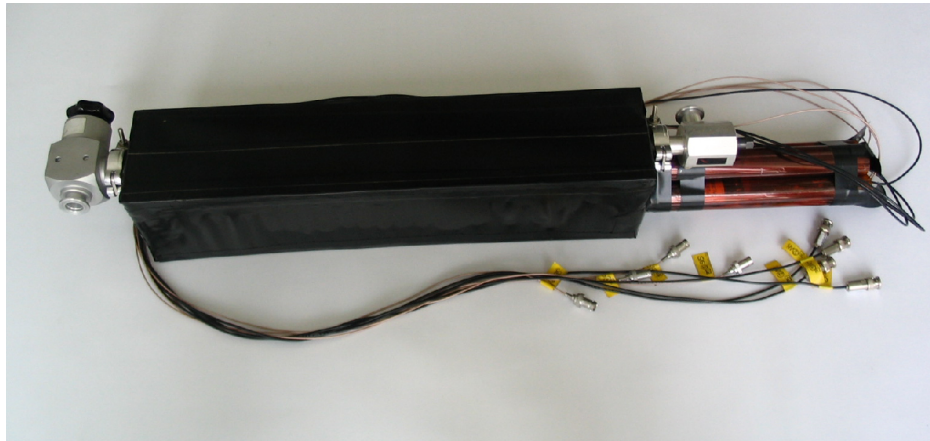


Abbildung 30: Photographie des Gas-Tscherenkovzählers. Die Abbildung zeigt in der Mitte in schwarz das Detektorvolumen. An der linken Seite des Gehäuses ist ein Ventil zur Gasversorgung angebracht. An der rechten Seite befinden sich ein zweites Ventil sowie die vier Photomultiplier, die zur elektrischen Isolierung und zum Schutz mit Kapton-Folie verkleidet sind.

tonen von nahezu 0%, verbunden mit einer geringen Massenbelegung im Strahlengang. Die Massenbelegung für den entwickelten Gaszähler beträgt mit dem verwendeten Füllgas Isobutan nur etwa 0.1% einer Strahlungslänge. Bei einem Brechungsindex des Gases von $n = 1.0019$ erwartet man etwa 4 erzeugte Photoelektronen beim Durchgang eines elastisch gestreuten Elektrons durch den Detektor. Auf Basis der Poisson-Statistik erhält man für den Detektor eine Effizienz von 97% bzw. 88% bei einer Nachweisschwelle von einem bzw. zwei Photoelektronen. Der Aerogeldetektor ist mit einem hochtransparenten Aerogel des Budker Institut of Nuclear Physics SB RAS in Novosibirsk bestückt. Der Detektor enthält wie auf Abb. 29 dargestellt zwei Lagen Aerogel mit einer Dicke von jeweils 25 mm. Das Aerogel besitzt einen Brechungsindex von $n = 1.05$ und der Detektor besitzt eine Massenbelegung von etwa 5% einer Strahlungslänge. Man erwartet bei ihm etwa 5 erzeugte Photoelektronen für ein elastisch gestreutes Elektron, was wiederum einer Nachweiseffizienz von 98% bei einer Schwelle von einem Photoelektron bzw. 96% bei einer Schwelle von zwei Photoelektronen entspricht.

Eine schematische Darstellung der für den Test der Detektoren benötigten Elektronik ist in Abb. 32 gezeigt. Um die Detektoren erproben zu können, mußte aus den Ausgangssignalen der Photomultiplier des Taggerdetektors ein für die Datenaufnahme des Kalorimeters verwertbares Signal erzeugt werden und ein Weg gefunden werden, dieses einzuspeisen. Um einen einfachen Zugang zur Datenaufnahmeelektronik zu erlangen, wird daher anstelle des Polarisationsignals (Pola-Bit), welches die Polarisation des Elektronenstrahls anzeigt, das aus dem Taggerdetektor erzeugte Signal eingespeist. Die beiden für einen Kalorimeterkanal erhaltenen Spektren zeigen dann nicht mehr ein Spektrum für positive Helizität des Elektronenstrahls und eines für negative, sondern



Abbildung 31: Photographie des Aerogel-Tscherenkovzählers. Die obere Abdeckung des Gehäuses ist entfernt. Im Inneren ist gelblich schimmernd bis auf etwa halbe Höhe des Gehäuses die Aerogelfüllung zu erahnen. Am oberen Rand des Bildes befinden sich die vier Photomultiplier, deren Eintrittsfenster ins Innere des Gehäuses zeigen und die über eine rote runde Adapterplatte aus Kunststoff fixiert sind.

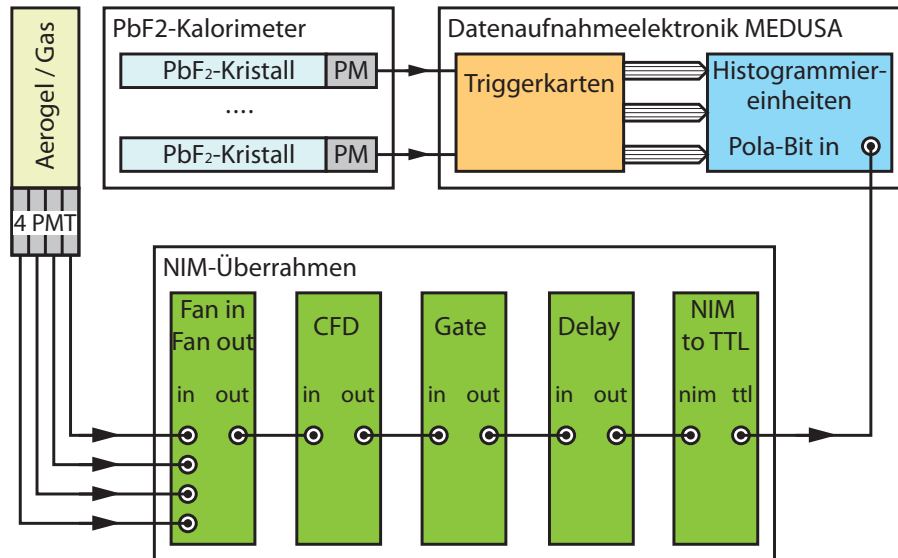


Abbildung 32: Elektronik der Tscherenkovzähler. Die Signale der vier Photomultiplier des Tscherenkovdetektors werden zunächst mit Hilfe eines Fan-In/Fan-Out-Moduls zusammengeführt und einem CFD zugeführt. Das Triggersignal des CFDs wird anschließend in einem Gategeneratormodul in ein Rechtecksignal mit einstellbarer Breite gewandelt. Über das Delaymodul werden die unterschiedlichen Signallaufzeiten der Kalorimeter- und Tscherenkovdetektorelektronik ausgeglichen. Schließlich wird in einem NIM-TTL-Wandlermodul der Signalpegel konvertiert, um ihn mit den Histogrammierenheiten kompatibel zu machen. Für die Detektortests wurde das extrahierte Signal des Prototypdetektors dem Eingang für das Polarisationsignals (Pola-Bit) der Histogrammierenheiten zugeführt. Man erhält jetzt nicht mehr zwei Histogramme für die unterschiedlichen Helizitätseinstellungen des Elektronenstrahls, sondern ein Histogramm mit koinzidenten Signalen in Kalorimeter (Koinzidenzspektrum) und Tscherenkovdetektor und eines mit Signalen im Kalorimeter, aber nicht im Tscherenkovdetektor (Nicht-Koinzidenzspektrum).

ein Spektrum, in dem ein Signal sowohl im Taggerdetektor als auch im entsprechenden Kalorimeterkanal aufgetreten ist (Koinzidenzspektrum) und eines, in dem nur ein Ereignis im Kalorimeter aufgetreten ist (Nicht-Koinzidenzspektrum). Um dies zu erreichen, wurde der folgende Elektronikaufbau in einem NIM-Überrahmen realisiert. Zunächst werden die von den vier Photomultipliern des Tscherenkovzählers kommenden Signale mit Hilfe eines Fan-In/Fan-Out-Moduls der Firma Caen des Typs N401 analog summiert. Das kombinierte Signal wird nun, um ein Triggersignal zu erhalten, dessen Zeitpunkt möglichst unabhängig von der Signalamplitude ist, einem Constant-Fraction-Discriminatoremodul der Firma Ortec des Typs 934 zugeführt. Das erzeugte Triggersignal gelangt nun in ein Gategeneratoremodul, in dem aus dem Eingangspuls ein Rechtecksignal mit einstellbarer Breite erzeugt wird. Schließlich wird das Gatesignal über ein Delaymodul verzögert und danach von NIM-Pegel zu TTL-Pegel umgesetzt, um ein mit den Histogrammiereinheiten kompatibles Signal zu erzeugen. Der Delaybaustein ist hierbei wichtig, um die unterschiedlichen Signallaufzeiten der Datenaufnahmeelektronik und der Taggerelektronik so ausgleichen zu können, daß ein im Tagger und im Kalorimeter koinzidentes Ereignis auch als solches gezählt wird. Hierfür muß auch die Länge des vom Gategeneratoremoduls erzeugten Rechtecksignals angepasst werden, um zum einen zu gewährleisten, daß während der Histogrammierung der Daten in der entsprechenden Histogrammiereinheit ein konstantes Signal anliegt, aber auch um Laufzeitunterschiede auszugleichen, die von der Position eines Elektronendurchtritts im Taggerdetektor herrühren.

3.2.2.2 *Plastikszintillator*



Abbildung 33: Photographie des Szintillator-Prototypdetektors. Das linke zylindrische Gehäuse beherbergt den Photomultiplier samt Spannungsteiler. Der quaderförmige Szintillator auf der rechten Seite des Bildes ist über einen Lichtleiter (dreieckiges Gebilde) an dem Photomultiplier angekoppelt.

Abb. 33 zeigt eine Photographie des verwendeten Plastik-Szintillationsdetektors. Es handelt sich um einen modifizierten Detektor einer ehemaligen Flugzeitwand der COMPASS-Kollaboration am CERN. Auf der linken Seite

des Bildes ist das zylindrische Gehäuse mit Photomultiplier und zugehörigem Spannungsteiler zu sehen. In der Mitte befindet sich ein dreieckiger Lichtleiter und rechts der Plastikszintillator. Die Modifikation bestand darin, den Szintillator auf die benötigte Länge zu kürzen und in der Breite anzupassen. Der Lichtleiter wurde der Einfachheit halber nicht weiter bearbeitet. Der Szintillator besteht aus BC-404 der Firma St. Gobain, besitzt eine Dicke von 2 cm, entsprechend etwa 5% einer Strahlungslänge. Länge und Breite wurden so angepasst, daß zwei Kalorimeterrahmen, insgesamt 14 Kristalle, überdeckt werden.

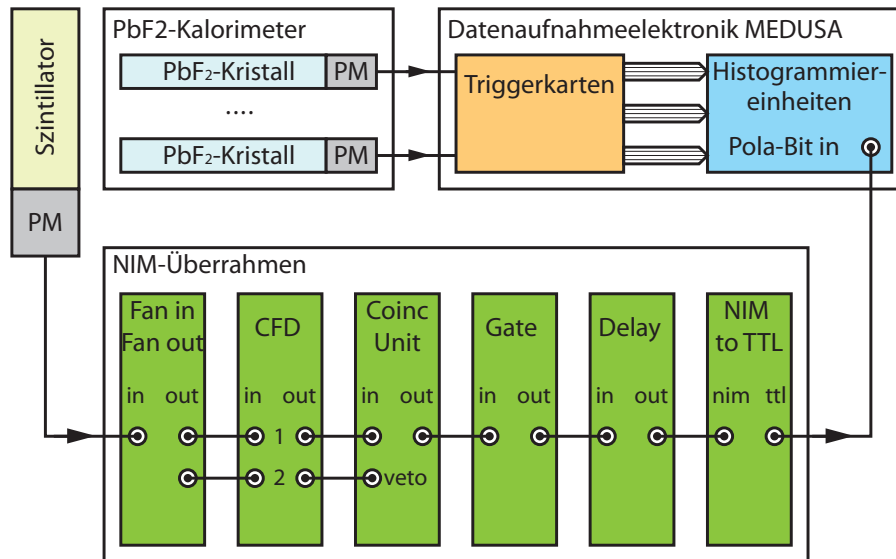


Abbildung 34: Elektronik des Plastik-Szintillationsdetektors. Im Unterschied zur Elektronik der Tscherenkovzähler (Abb. 32), wird hier das Signal des Photomultipliers des Szintillators zunächst mit Hilfe des Fan-In/Fan-Out-Moduls gesplittet und anschließend auf zwei Eingänge des CFDs gegeben. In Verbindung mit dem nachfolgenden Koinzidenzmodul, wobei hier der Ausgang des zweiten CFD-Kanals auf den Veto-Eingang gegeben wird, ist es möglich, einen Amplitudenbereich der Eingangssignale auszuwählen, die ein Koinzidenzsignal in einer Histogrammierungseinheit der Datenaufnahmeelektronik erzeugen. Auch hier erhält man pro Histogrammierungseinheit zwei Energiespektren, das Koinzidenzspektrum mit koinzidenten Ereignissen in Kalorimeter und Szintillator, und das Nicht-Koinzidenzspektrum, bei dem nur das Kalorimeter angesprochen hat.

Die Vorteile eines Szintillators liegen in der hohen Lichtausbeute bei der Detektion von Elektronen, die im hier vorliegenden Fall bei mehr als 10000 Photonen/MeV liegt. Aufgrund der Dichte des Materials besitzt der Detektor jedoch eine geringe von Null verschiedene Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen, und auch die Energieverluste der durchdringenden Elektronen sind nicht vernachlässigbar. Das typische Pulshöhenspektrum eines dünnen Plastikszintillators beim Durchgang minimal ionisierender Elektronen entspricht einer Landau-Verteilung. Die-

ses Spektrum weist aufgrund der starken Abhängigkeit der Lichtausbeute von der Energiedeposition im Szintillator eine untere Grenze auf, die zu einer einfachen Erkennung der Signale und somit einer sehr hohen Nachweeffizienz von nahezu 100% für minimal ionisierende Elektronen führt. Aufgrund der Landau-Verteilung der Signale ist es zudem möglich, die Abtrennung von Ereignissen elastisch gestreuter Elektronen zu optimieren, indem man den entsprechenden Pulshöhenbereich für die weitere Signalverarbeitung abtrennt. Abb. 34 zeigt ein Schema des hierfür verwendeten Elektronikaufbaus. Im Gegensatz zum Tscherenkovzähler (Abb. 32) wird hier das einkommende Photomultipliersignal von dem Fan-In/Fan-Out-Modul gesplittet und anschließend auf zwei unterschiedliche Kanäle des CFD-Moduls gegeben. Durch Einstellen unterschiedlicher Schwellen der beiden CFD-Kanäle ist es nun möglich, in Verbindung mit dem nachfolgenden Koinzidenzmodul ein Signalfenster einzustellen. Ereignisse, die eine größere Amplitude als die in Kanal 1 eingestellte Schwelle, aber eine kleinere Amplitude als die von Kanal 2 des CFD besitzen, erzeugen am Gatemodul ein Triggersignal. Überschreitet die Signalamplitude auch die Schwelle von Kanal 2, wird das Triggersignal mit Hilfe des Veto-Eingangs des Koinzidenzmoduls verworfen. Der weitere Signalverlauf ist der gleiche wie im Falle des Tscherenkovdetektors.

3.2.2.3 Energiespektren der Prototypdetektoren

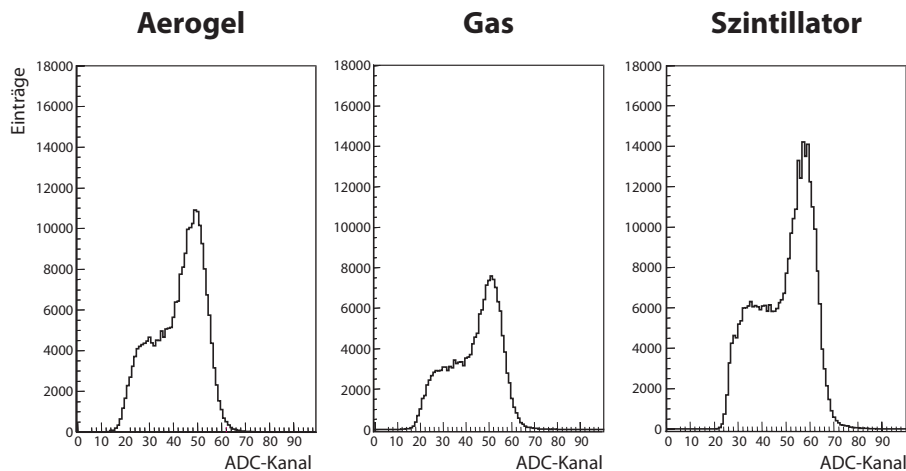


Abbildung 35: Energiespektren mit Prototypdetektoren. Aufgetragen sind die Energiespektren des Kalorimeters, in denen ein koinzidentes Signal sowohl in Kalorimeter als auch dem jeweiligen Prototypdetektor vorlag (Koinzidenzspektren). Die Spektren wurden aus einem fünfminütigen Datenlauf bei einer Strahlenergie von 315 MeV und einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ gewonnen. Im Vergleich zu Abb. 27 ist in den Spektren klar der Peak elastisch gestreuter Elektronen zu erkennen. Man sieht, daß die Nachweeffizienz gestreuter Elektronen im Gas-Tscherenkovzähler am geringsten und im Szintillator am größten ist.

EJ-204	
Material	Polivinylnoluen
Dichte	1.023 g/cm ³
Strahlungslänge	43.90 g/cm ²
Atomdichte H	5.15 · 10 ²² Atome/cm ³
Atomdichte C	4.68 · 10 ²² Atome/cm ³
Lichtausbeute	68% Anthrazen
Szintillationseffizienz	10400 Photonen/MeV _{e-}
Wellenlänge max. Emission	408 nm
Typische Abschwächlänge	160 cm
Anstiegszeit	0.7 ns
Abklingzeit	1.8 ns
Pulsbreite, FWHM	2.2 ns
Brechungsindex	n = 1.58

Tabelle 2: Eigenschaften des verwendeten Szintillators EJ-204 der Firma Eljen Technology. Die Werte sind dem Datenblatt des Herstellers entnommen.

Abb. 35 zeigt die Energiespektren für Koinzidente Ereignisse in Kalorimeter und Taggerdetektor für die verschiedenen Prototypdetektoren. Die Datennahme lief, bei einer Strahlenergie von 315 MeV, jeweils fünf Minuten, und der Strahlstrom betrug 20 μA. In den Spektren ist jetzt klar, im Vergleich zu Abb. 27 ohne Taggerdetektor, der elastische Peak zu erkennen. Die erwartete Rate elastisch gestreuter Elektronen belief sich in der Messung für die Tscherenkovdetektoren auf etwa 30 kHz und für den Szintillationszähler, da er nur die halbe Anzahl an PbF₂ Kristallen abdeckt auf etwa 15 kHz. Die gemessene totale Rate in den Detektoren betrug etwa 2 MHz für die Tscherenkovdetektoren und etwa 3 MHz im Szintillator. Ein Vergleich der gewonnenen Spektren zeigt, daß die Nachweiseffizienz für elastisch gestreute Elektronen für den Gas-Tscherenkovzähler am schlechtesten ist. Sie beträgt nur etwa 46%. Der Aerogel-Tscherenkovdetektor liegt mit 68% im Mittelfeld. Die beste Nachweiseffizienz erreicht man mit dem Szintillationsdetektor mit etwa 81%. Der Hauptgrund für dieses Verhalten ist in erster Linie die geringe Photon-Statistik der Tscherenkovdetektoren im Vergleich zu der hohen Lichtausbeute im Szintillator. Aus diesem Grund wurde sich im Weiteren für die Entwicklung des Elektronentaggers auf einen Plastiksintillator als Detektormaterial konzentriert.

3.2.3 *Entwickelter Detektor und Aufbau*

Bei dem für den Elektronentagger ausgewählten Detektormaterial handelt es sich um den Plastikszintillator EJ-204 der Firma Eljen Technology. Die wichtigsten Eigenschaften des Materials sind in Tab. 2 aufgeführt. Der Szintillator besitzt eine gute Lichtausbeute und ist mit einer Breite (FWHM) der Lichtpulse von 2.2 ns für den Nachweis von Ereignissen mit hohen Raten geeignet.

Eine Zeichnung des Taggerdetektors ist in Abb. 36 gegeben, Abb. 37 zeigt eine Schnittzeichnung des Kalorimeters inklusive Streukammer mit dem eingebauten Detektor. Der Elektronentagger besteht aus 72 Einzelmodulen, die in einem Trägerrahmen aus zwei verbundenen Aluminiumringen befestigt sind. Zur Montage um die Streukammer sind die Aluminiumringe des Trägerrahmens teilbar. Die Einzelmodule sind in dem Träger in zwei konzentrischen Kreisen angeordnet. Dadurch ist gewährleistet, daß sich die einzelnen Detektormodule leicht überlappen können und so keine Spalten zwischen den Modulen auftreten und eine vollständige Überdeckung der entsprechenden Kalorimeterrahmen gegeben ist. Der Überlapp der einzelnen Szintillatoren beträgt etwa 2 mm und erleichtert zudem die Justage des Systems. Die einzelnen Taggermodule bestehen aus jeweils 36 Einzelmodulen, wobei jedes Modul im äußeren Ring zwei Kalorimeterrahmen zu jeweils sieben PbF_2 -Kristallen überdeckt. Da jedoch 146 Kalorimeterrahmen abgedeckt werden müssen, besteht der innere Ring aus 34 Modulen, die jeweils zwei Rahmen überdecken, und zwei Modulen, die drei Rahmen überdecken. Um einen symmetrischen Aufbau zu erhalten, der für die Analyse systematischer Fehler von Vorteil ist, liegen sich die breiteren Detektormodule gegenüber. Aufgrund der Streugeometrie stehen zudem die Module des inneren Rings etwas weiter aus dem Träger vor und sind geringfügig kürzer. Die genauen Abmessungen der Module sind in Kap. A.1 aufgeführt.

Abb. 38 zeigt eine Zeichnung eines einzelnen Taggermoduls, Abb. 39 eine Photographie. Das Modul besteht aus dem Plastikszintillator (EJ-204), der über einen Kunststoffadapter mit einem zylindrischen Aluminiumgehäuse verbunden ist. Im Inneren des Gehäuses befindet sich ein 12-stufiger Photomultiplier XP 2262B der Firma Photonis, der mit Hilfe von Elastosil RT601, einem durchsichtigen Zwei-Komponenten-Silikon der Firma DRAWIN/WACKER, an den Szintillator gekoppelt ist. Das Zwei-Komponenten-Silikon ist mit einem Brechungsindex $n = 1.41$ gut zur Kopplung des Photomultiplier-Fensters ($n = 1.54$) und des Szintillators ($n = 1.58$) geeignet und hat den zusätzlichen Vorteil, daß es im Gegensatz zu einem optischen Fett den Photomultiplier am Adapter fixiert, so daß keine zusätzliche Befestigung nötig ist. Zur Reparatur eines Moduls kann der Multiplier dennoch ohne Schaden entfernt werden. An der Basis des Photomultipliers ist ein voll-transistorisierter Spannungsteiler aufgesteckt, der von der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz entwickelt wurde. Der spezielle Spannungsteiler ist notwendig, da passive Spannungsteiler die Raten,

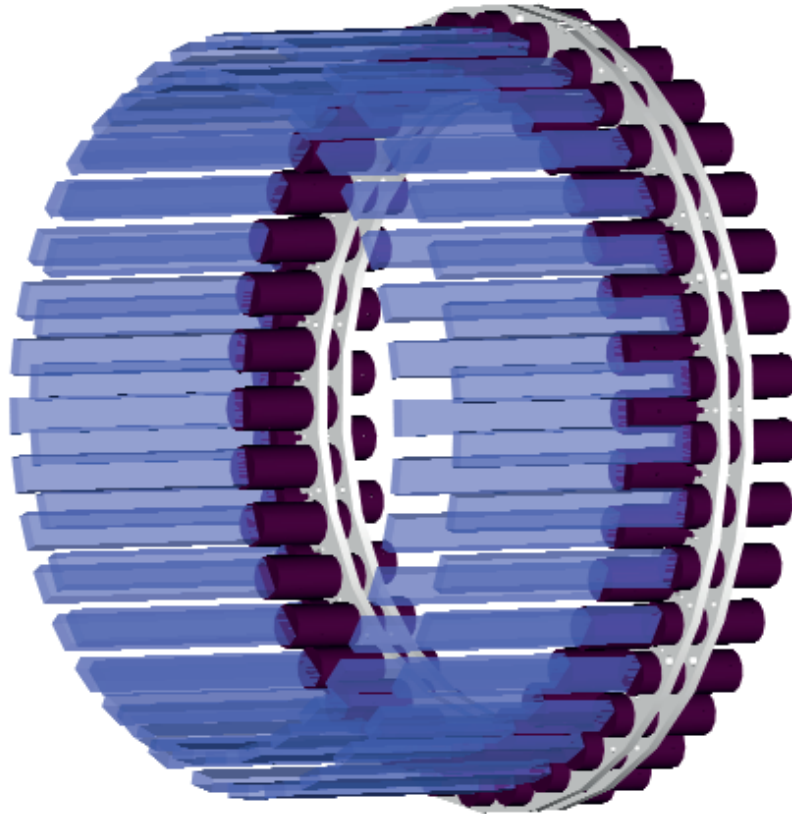


Abbildung 36: Zeichnung des Elektronentaggers. Der Detektor besteht aus 72 Einzelmodulen, die in einem runden Aluminiumrahmen aus zwei verbundenen Ringen eingesetzt sind. Die Module sind in zwei Kreisen zu jeweils 36 Modulen angeordnet, um Spalten zwischen den einzelnen Szintillatoren zu vermeiden. Da das Kalorimeter aus 1022 Kristallen in insgesamt 146 Rahmen besteht, überdecken 34 Szintillatormodule jeweils geringfügig mehr als zwei Kalorimeterrahmen und zwei Module drei Rahmen. Der Überlapp der Module abträgt etwa 2 mm. Aufgrund des Abstands der beiden Detektorringe und der Geometrie des Experimentieraufbaus muß der innere Ring etwas weiter aus dem Träger vorstehen.

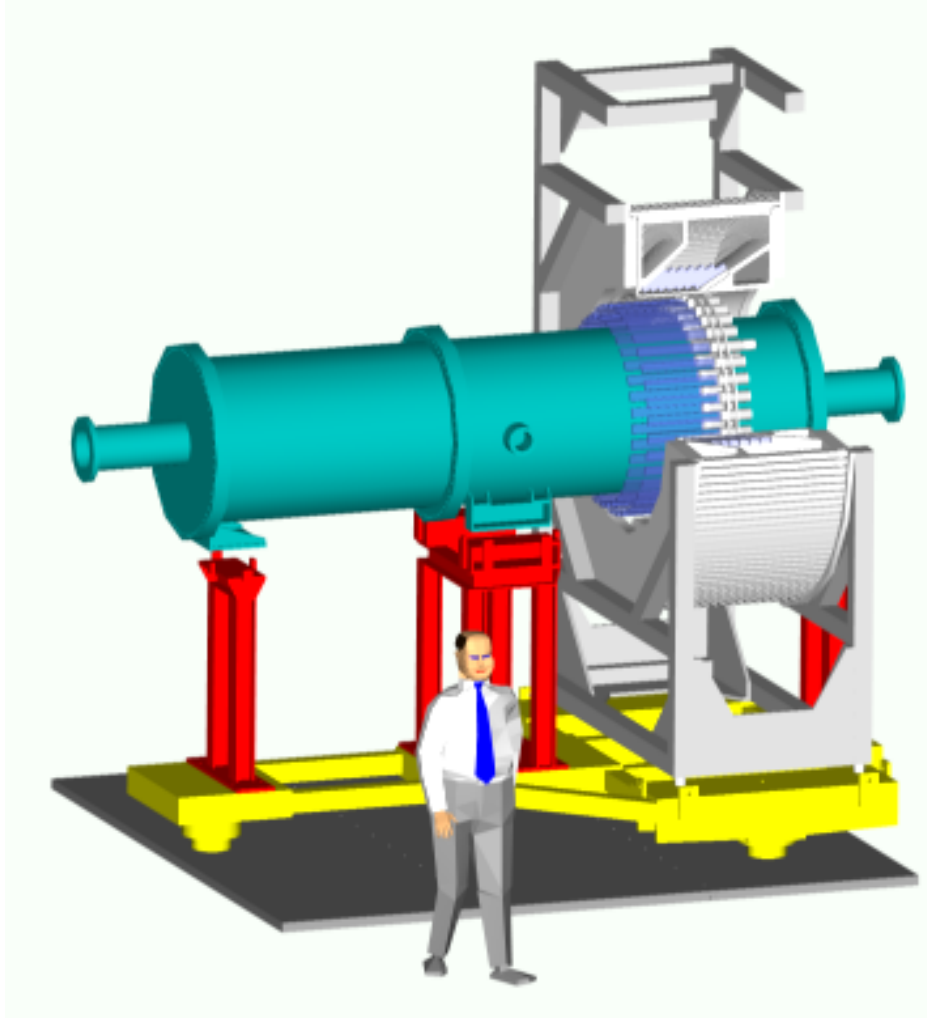


Abbildung 37: Zeichnung des Gesamtaufbaus aus Kalorimeter mit Elektronentagger. Der Taggerdetektor wird zwischen Kalorimeter und Streukammer montiert. Die im Target (etwa auf Höhe des Fensters in der Mitte der Streukammer) gestreuten Elektronen treten aus der Streukammer aus, durchqueren den Taggerdetektor und werden schließlich im Kalorimeter nachgewiesen.



Abbildung 38: Zeichnung eines Einzelmoduls des Elektronentaggers. Der auf der linken Seite zu erkennende Plastiksintillator ist über einen Adapter aus PVC an den Photomultiplier gekoppelt. Dieser ist wiederum von einem Aluminiumgehäuse umgeben, das ebenfalls mit dem Adapter verbunden ist. An der Basis des Multipliers ist ein vollständig transistorisierter Spannungsteiler gesteckt. Das gezeigte Modul ist so ausgelegt, daß es zwei Detektorrahmen, insgesamt 14 PbF_2 -Kristalle, überdeckt.



Abbildung 39: Photographie eines Einzelmoduls des Elektronentaggers.

die in einem der Module auftreten, nicht bewältigen können und bei steigender Belastung immer kleinere Ausgangsamplituden erzeugen. Abb. 40 zeigt eine Photographie des aktiven Spannungsteilers und der hierzu entwickelten Platine. Ein Schaltplan kann Kap. A.2 entnommen werden.

3.2.4 Integration in das bestehende Datenaufnahmesystem

Die grundlegende Idee der Taggerelektronik besteht darin, daß die Ausleseelektronik eines Taggermoduls mit den entsprechenden Histogrammiereinheiten der von diesem Modul überdeckten PbF_2 -Kristalle verschaltet wird. Erreicht der Ausgangspuls des Taggermoduls einen bestimmten Amplitudenbereich, soll ein Signal, das sogenannte TAGGBIT (siehe Kap. 3.1.5.2), einen dedizierten und anderweitig nicht genutzten Eingang des FiFo-Zwischenspeichers der Histogrammiereinheiten für ein gewisses Zeitintervall mit logisch eins adressieren. Tritt nun ein Ereignis in einem der Kalorimeterkanäle auf, wird dieses Bit mit histogrammiert, wodurch sich die gespeicherte Datenmenge um den Faktor zwei vergrößert im Gegensatz zu Messungen ohne den Taggerdetektor. In der Auslese der Daten der einzelnen Histogrammiereinheiten wird dieses Bit nun genutzt, um die Daten, analog zum Polarisations-Bit, in die sogenannten Koinzidenzspektren bzw. Nicht-Koinzidenzspektren aufzuteilen, die den Energiespektren der geladenen bzw. neutralen Teilchen entsprechen, die im jeweiligen Kalorimeterkanal nachgewiesen wurden.

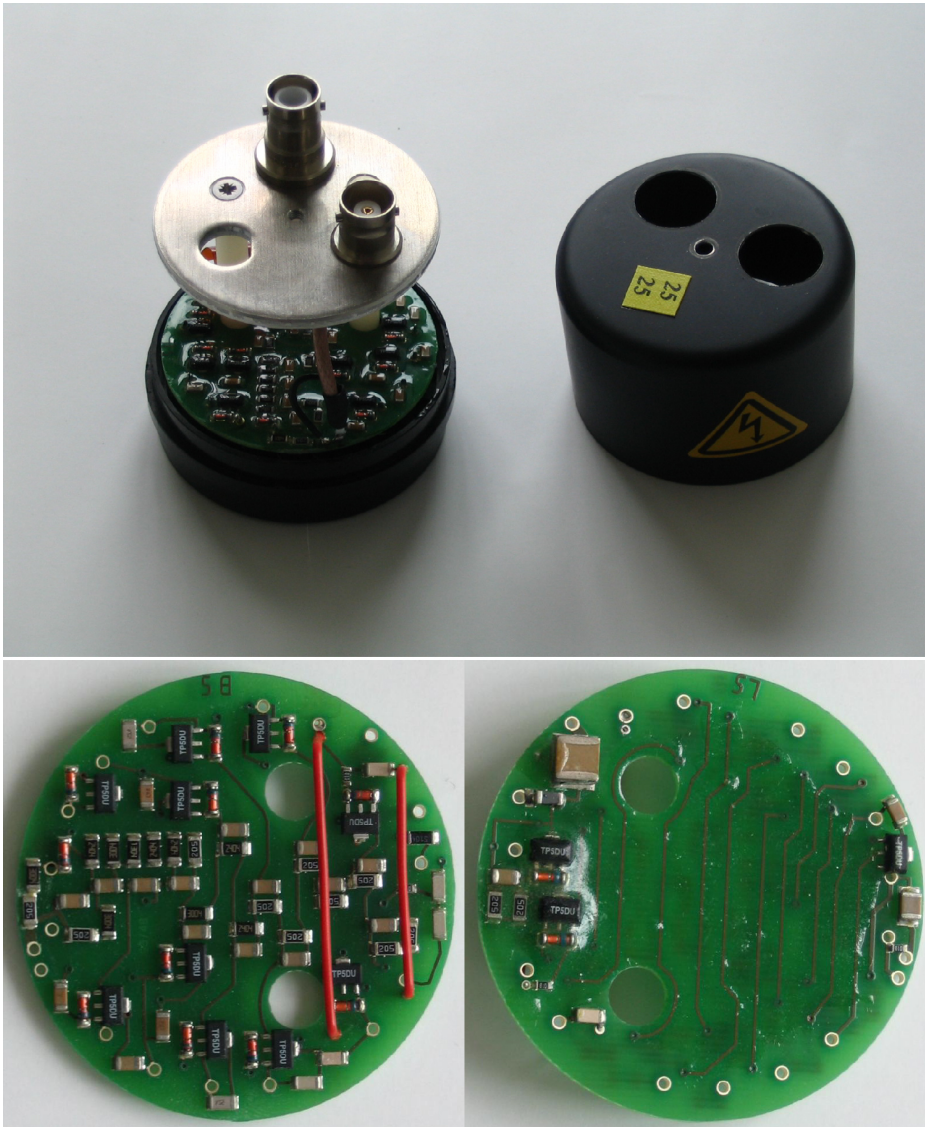


Abbildung 40: Photographie des aktiven Spannungsteilers, bzw. der Vorder- und Rückseite der eigens entwickelten Platine.

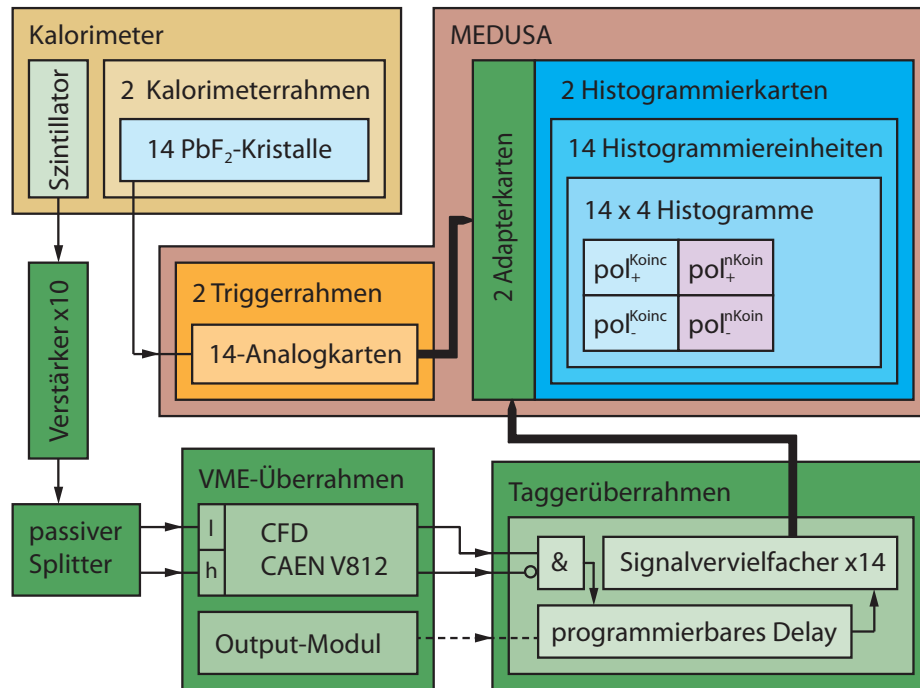


Abbildung 41: Erweiterung der Datenaufnahmeelektronik für den Elektronentagger. Grün unterlegte Abschnitte zeigen die neue Elektronik. Die schematische Darstellung zeigt die Signalverarbeitung eines Szintillatormoduls, das 14 PbF_2 -Kristalle in zwei Kalorimeterrahmen überdeckt. Die Signale der Photomultiplier des Szintillators werden zunächst zehnfach verstärkt, anschließend passiv gesplittet und zwei Kanälen eines CFDs zugeführt. Über die anschließende Verknüpfung der beiden Ausgangssignale der CFD-Kanäle mit hoher (h) und niedriger (l) Schwelle wird ein Amplitudenbereich der Szintillatortpulse ausgewählt, der weiter verarbeitet werden soll. Hierzu wird das Ausgangssignal mit niedriger Schwelle (l) mit dem invertierten Signal des Ausgangs mit hoher Schwelle (h) verundet. Um die unterschiedlichen Signallaufzeiten der Elektroniken des Kalorimeters und des Szintillators einstellen zu können wird das Signal einem programmierbaren Delaybaustein zugeführt. Schließlich wird es 14fach vervielfacht und über zwei Adapterplatinen den 14 Histogrammiereinheiten zweier Histogrammierkarten zugeführt. Das Signal zeigt ein koinzidentes Signal in Szintillator und Kalorimeter an, indem es ein zusätzliches Bit im FIFO-Zwischenspeicher der Histogrammiereinheiten setzt. Man erhält nun vier anstelle von zwei Histogrammen pro Histogrammiereinheit, zwei für positive Helizität des Elektronenstrahls und koinzidentem Signal im Tagger ($\text{pol}_+^{\text{Koinc}}$) sowie nicht koinzidentem Signal ($\text{pol}_+^{\text{nKoinc}}$) und zwei für negative Helizität des Strahls ($\text{pol}_-^{\text{Koinc}}$, $\text{pol}_-^{\text{nKoinc}}$).

Pro Kalorimeterkanal erhält man folglich vier Energiespektren, zwei Koinzidenzspektren, eines mit Ereignissen mit positiver Helizität des Elektronenstrahls und eines mit negativer, und entsprechend zwei Nicht-Koinzidenzspektren.

Das Konzept des erweiterten Datenaufnahmesystems ist in Abb. 41 für einen Szintillator, der zwei Kalorimeterrahmen überdeckt, dargestellt. Die Komponenten der Taggerelektronik sind grün unterlegt dargestellt. Die Photomultiplierpulse des Szintillators werden zunächst in einem schnellen Verstärker zehnfach verstärkt und anschließend mit Hilfe eines passiven $50\ \Omega$ -Splitters in zwei gleiche Signale mit halber Amplitude des Eingangssignals geteilt. Um einen Amplitudenbereich des Szintillatorsignals auswählen zu können, werden die beiden Signale an zwei getrennte Kanäle eines Constant-Fraction-Diskriminators geleitet. Das Ausgangssignal des Diskriminators mit niedrig eingestellter Schwelle (l) und das anschließend invertierte Ausgangssignal mit hoher (h) Schwelle werden anschließend über ein UND-Gatter verknüpft. Auf diese Weise erzeugen nur Signale die am Eingang des CFDs anliegen und eine Amplitude zwischen den eingestellten Schwellen haben, nach dem UND-Gatter ein Triggersignal. Die Breite dieses Triggersignals kann über das verwendete CFD-Modul eingestellt werden. Anschließend wird das Triggersignal in einem programmierbaren Delaybaustein verzögert, um die unterschiedlichen Signallaufzeiten in der Taggerelektronik und der Datenaufnahmeelektronik des Kalorimeters zu kompensieren. Danach wird das Signal noch in einem Signalvervielfacher vierzehnfacht und auf mit den Histogrammiereinheiten kompatible Pegel gebracht. Über Adapterkarten werden die Signale schließlich den Histogrammiereinheiten zur Verfügung gestellt. Man erhält nun vier Energiespektren pro Histogrammiereinheit. Zwei Energiespektren die koinzidente Signale von Kalorimeter und Elektronentagger zeigen und mit positiver (pol_+^{Koinc}) bzw. negativer (pol_-^{Koinc}) Helizität des Elektronenstrahls aufgenommen wurden, und zwei Energiespektren in denen nur das Kalorimeter angesprochen hat (pol_{+-}^{nKoinc} , pol_-^{nKoinc}).

Die Verstärker wurden nachgerüstet, da sich in ersten Strahlzeiten herausstellte, daß die verwendeten Photomultiplier bei den eingestellten Hochspannungen und den auftretenden Ereignisraten, die zu einem hohen Anodenstrom im Multiplier führen, massiv altern. Abb. 42 zeigt den Verlauf der mittleren Hochspannung aller Szintillatoren für zwei hintereinander liegende Meßperioden von jeweils etwa 40 Tagen reiner Meßzeit. Aus dem Verlauf der Kurve für Messungen ohne die Verstärker kann man abschätzen, daß man das Detektorsystem insgesamt für nur etwa 93 Tage reine Meßzeit einsetzen könnte bis die mittlere Hochspannung den für die Spannungsteiler kritischen Wert von 2000 V erreicht hätte. Zudem bedingt die rasche Zunahme der Hochspannung eine sehr häufige Kalibration derselben. In den ersten Strahlzeiten mit dem Taggerdetektor mußten die Hochspannungen täglich nachkalibriert werden. Daher wurden Untersuchungen angestellt, ob die stete Erhöhung der Hochspannungen in Zusammenhang mit einer durch Strah-

lenschäden verursachten Abnahme der Transmission der Szintillatoren oder des Lime-Glass-Fensters des Photomultipliers herrührt. Die Ergebnisse zeigten jedoch, daß der zwar nachweisbare, aber geringe Transmissionsverlust nicht ursächlich für dieses Verhalten war. Versuche mit Verstärkern zeigten hingegen, daß die Abnahme der Verstärkung der Photomultiplier von den hohen auftretenden Ereignisraten und den benötigten Signalamplituden und dem daraus resultierenden Anodenstrom im Multiplier verursacht wurde. Daher wurden mit der Elektronikabteilung des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz die Schaltung und die Platinen für ein 72-Kanal-Verstärkersystem entwickelt. Die einzelnen Verstärkerkanäle arbeiten zweistufig und verwenden den schnellen verzerrungsarmen stromrückgekoppelten Verstärkerbaustein THS3210 der Firma Texas Instruments mit einer Bandbreite von 1.8 GHz. In den einzelnen Stufen sind die Verstärkerbausteine derart verschaltet, daß sie eine zweifache bzw. fünffache Verstärkung aufweisen, und somit jeder der 72 Kanäle eine Gesamtverstärkung von zehn besitzt. Der Verlauf der grünen Kurve, welche nach Einbau der zehnfach Verstärker aufgenommen wurde, zeigt, daß mit Einführung der Verstärker nicht nur die angelegte Hochspannung stark gesenkt werden konnte, sondern auch die Steigung der Kurve stark abgenommen hat. Bei einer Steigerung der mittleren Hochspannung von nur etwa 0.9 V/d wird der für die Spannungsteiler kritische Wert von 2000 V erst nach mehr als 700 weiteren Tagen reiner Meßzeit erreicht und auch eine Nachkalibrierung des Systems ist nur noch einmal in einer Woche Strahlzeit nötig.

Als CFDs kommen zehn V812-Module der Firma CAEN mit jeweils 16 Kanälen zum Einsatz, die in einem VME-Überrahmen eingesetzt sind. Jedes der Diskriminatormodule kann somit die Signale von bis zu acht Szintillatoren verarbeiten. Um zufällige Koinzidenzen gering zu halten, ist die Breite der Ausgangssignale der einzelnen Kanäle auf 20 ± 1 ns eingestellt. Außerdem wurde, um Totzeitverluste in den Koinzidenzspektren zu vermindern, die minimal einstellbare Totzeit der Module durch Austausch eines Abstimmkondensators von 100 ns auf etwa 40 ns verkürzt. In dem verwendeten VME-Crate befindet sich zudem ein TTL-Outputmodul mit Optokopplung zur Ansteuerung der programmierbaren Delaybausteine in den Taggerüberrahmen und ein VME-Bus-CPU-Modul zur Kommunikation der VME-Module mit der Experimentsteuerung, welche beide von der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz entwickelt wurden.

Die weitere Verarbeitung der Ausgangssignale der CFDs erfolgt auf den sogenannten Taggerkarten. Neun dieser Karten stecken in einem der vier sogenannten Taggerüberrahmen, die gleichmäßig um den Elekturmturm der Kalorimerelektronik verteilt sind und neben den Taggerkarten nur ein Netzteil für deren Stromversorgung beinhalten. Eine Taggerkarte ist für die Verarbeitung zweier Szintillatorkanäle ausgelegt und besteht pro Kanal im Wesentlichen jeweils aus einem UND-Baustein (Texas Instruments SN74ALVCo8), einem Delaybaustein (MAXIM DS1045-3) mit Ansteuerungslogik und zwei Signalvervielfachern

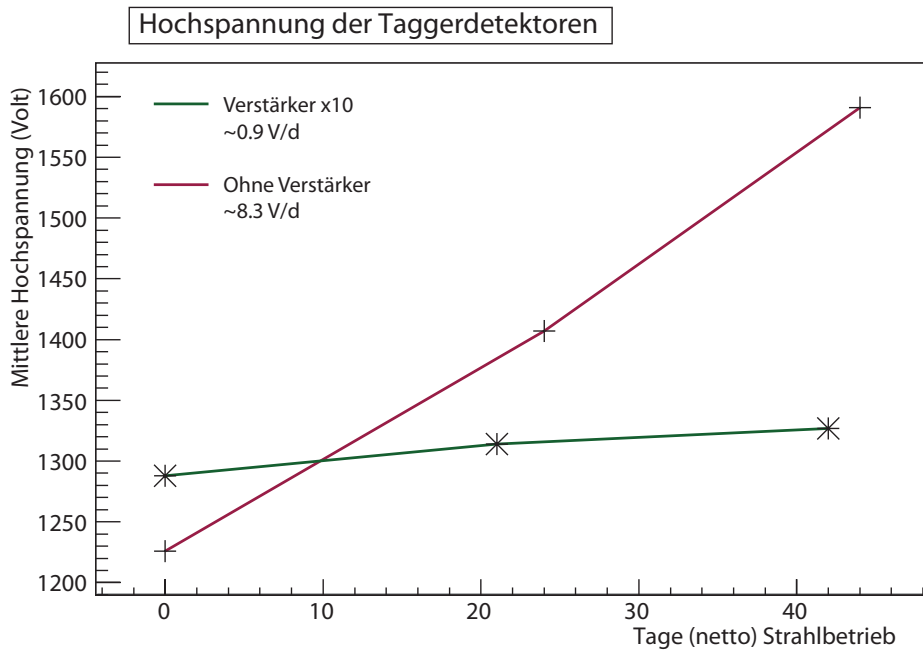


Abbildung 42: Verlauf der mittleren Hochspannung aller Taggerdetektoren für zwei Meßperioden von jeweils etwa 40 Tagen reine Meßzeit. Man erkennt, daß nach Einbau der Verstärker (grüne Kurve) die Hochspannung stark gesenkt werden konnte, aber auch, daß die mittlere Steigerung der Spannungen von etwa 8.3 V/Tag auf nur noch 0.9 V/Tag abgesunken ist.

(Texas Instruments SN65LVDS116) mit jeweils 16 differentiellen Ausgängen, die mit den Histogrammiereinheiten kompatible LVDS-Signalpegel ausgeben. Da jeder Szintillator zwei bzw. drei mal sieben PbF_2 -Kristalle überdeckt, deren Signale auf zwei bzw. drei Histogrammierkarten verarbeitet werden, werden jeweils sieben der vervielfältigten Koinzidenzsignale über jeweils eine Adapterkarte den entsprechenden zwei bzw. drei Histogrammiereinheiten zugeführt. Die Adapterplatine trennt hierzu die ursprünglichen Signalpfade zwischen Triggerkarten und Histogrammiereinheiten für ein bisher nicht genutztes Datenbit und speist stattdessen das Koinzidenzsignal ein. Dies führt bei der Histogrammierung zu der gewünschten Aufteilung des Speichers für koinzidente und nicht koinzidente Ereignisse. Die Taggerkarten wie die Adapterkarten wurden ebenfalls zusammen mit der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik der Universität Mainz entwickelt.

3.2.5 Kalibration

Um die Trennung elastisch gestreuter Elektronen von dem neutralen Untergrund in den erhaltenen Energiespektren zu optimieren, müssen verschiedene Parameter des Taggerdetektors eingestellt und gegebenenfalls nachgeregelt werden. So müssen zum einen die geeigneten Verzögerungen in den Delaybausteinen eingestellt und regelmäßig kontrolliert wer-

den, da Änderungen in der Hochspannung der Photomultiplier deren Signallaufzeiten verändern. Auch muß die Hochspannung der Photomultiplier regelmäßig kalibriert werden, da diese, trotz der eingesetzten Verstärker, altern und an Verstärkung einbüßen. Und schließlich müssen auch Werte für die obere und untere Schwelle der CFDs gefunden werden, um den optimalen Amplitudenbereich aus den Multipliersignalen auszuwählen. Die genauen Kalibrationsprozeduren können [64] entnommen werden.

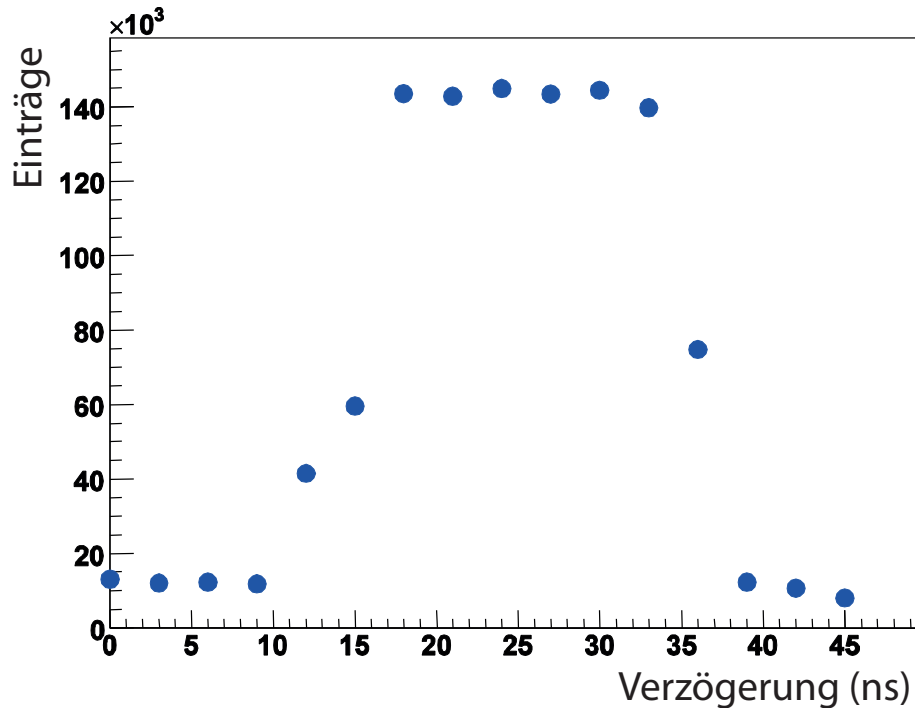


Abbildung 43: Delayscan eines Szintillators für einen überdeckten Kalorimeterkanal. Die einstellbare zeitliche Verzögerung eines Szintillatorkanals wird von 0 ns bis 45 ns in 3 ns durchgeföhren und die totale Eintragszahl im Koinzidenzspektrum gegen die Verzögerung aufgetragen. Die Breite des Plateaubereichs entspricht mit etwa 20 ns der Breite des Koinzidenzsignals.

Die genauen Werte zur Einstellung des Delaybausteins können über einen Delayscan ermittelt werden. Jeder Szintillatorkanal verfügt über einen Delaybaustein, der somit die Signalverzögerung für 14 (bzw. 21) Kalorimeterkanäle gemeinsam einstellt. Der Delaybaustein kann für Verzögerungen von 0 ns bis 45 ns in 3 ns Schritten programmiert werden. Für einen Delayscan werden diese Werte für jeden Szintillator durchgeföhren und die jeweilige totale Eintragszahl in den Koinzidenzspektren der überdeckten Kalorimeterkanäle gegen die Verzögerung aufgetragen. Abb. 43 zeigt das Ergebnis eines solchen Scans für einen Kalorimeterkanal. Die Breite des Plateaubereichs zwischen 15 ns und 35 ns Verzögerung entspricht in etwa der Breite des Koinzidenzsignals von 20 ns und entsteht aus dem Überlapp von Koinzidenzsignal und dem Schreibpuls des Kalorimeterkanals. Da die Scans für die einzelnen Kalorimeterkanäle

le leicht variieren, werden sie für die von einem Szintillator überdeckten Kanäle zusammengefasst und aus dem resultierenden Spektrum der optimale Wert für die Einstellung des Delays ermittelt.

Zur Kalibration der Hochspannungen der Photomultiplier wurde, da die Multiplier insbesondere vor Einbau der Signalverstärker ein starkes Alterungsverhalten aufwiesen, ein automatisches Verfahren entwickelt, mit dem eine Einstellung der Hochspannungen ohne großen Zeitaufwand während des Experimentierbetriebs möglich ist. Das Verfahren ist derart ausgelegt, daß alle Szintillationssignale bei gleicher deponierter Energie gleiche Amplituden aufweisen sollen. Dazu werden in einzelnen Messungen im Strahlbetrieb die unteren Schwellen der Diskriminatoren durchgeföhren, während die oberen Schwellen auf einem festen hohen Wert eingestellt sind bzw. auch ganz ausgeschaltet werden können. Aus den erhaltenen Koinzidenzspektren wird dann mit einem Fit an die Daten die Eintragszahl im elastischen Peaks bestimmt. Diese Eintragszahl nimmt zunächst mit steigender Schwelle geringfügig zu und fällt dann bei noch höheren Schwellen bis nahezu null ab. Als nächstes wird für jeden Szintillator die untere Schwelle bestimmt, an der die Eintragszahl auf 90% des Maximums abgefallen ist. Die ermittelte Schwelle wird eingestellt und die Ereignisrate im Szintillator mit Hilfe eines Scalers gemessen. Sind die jeweiligen Raten bestimmt, wird eine gemeinsame untere Schwelle von 30 mV eingestellt und die einzelnen Hochspannungen so lang variiert, bis die zuvor bestimmten Raten bei der neuen Schwelle erreicht sind. Diese Grundkalibration wird am Anfang einer Strahlzeit durchgeföhrt. Im weiteren Verlauf der Strahlzeit findet eine Nachkalibration der Hochspannungen statt, indem nur noch die Hochspannungen variiert werden, um die bei der Grundkalibration ermittelten Raten bei 30 mV unterer Schwelle wieder herzustellen.

Im Experimentierbetrieb wird die untere Schwelle auf 24 mV eingestellt. Damit ist gewährleistet, daß nur minimale bis keine Verluste von elastischen Ereignissen in den Koinzidenzspektren auftreten. Abtastungen der unteren Schwellen des kalibrierten Taggersystems zeigen, daß diese Schwelle der unteren Grenze der Landau-Verteilung entspricht, die der Energieverlust der elastisch gestreuten Elektronen im Szintillator verursacht. Die obere Schwelle wird mit 120 mV für Messungen mit Wasserstoff so gewählt, daß auch der Schwanz der Landau-Verteilung zum größten Teil im Signalfenster liegt, und somit nur mit minimalen Verlusten im Koinzidenzspektrum zu rechnen ist, die Unterdrückung von Untergrundereignissen aber noch nicht beeinträchtigt.

3.3 ENERGIESPEKTREN UNTER RÜCKWÄRTSSTREUWINKELN

Abb. 44 zeigt die Energiespektren für die Summenenergie eines Kalorimeterkanals mit zugeschaltetem Taggerdetektor. Die Spektren wurden in einem fünfminütigen Datenlauf bei 210 MeV Strahlenergie, 20 μ A Strahlstrom und mit dem Kalorimeter positioniert für Messungen unter Rückwärtsstreuwinkel aufgenommen. Die Spektren teilen sich jetzt

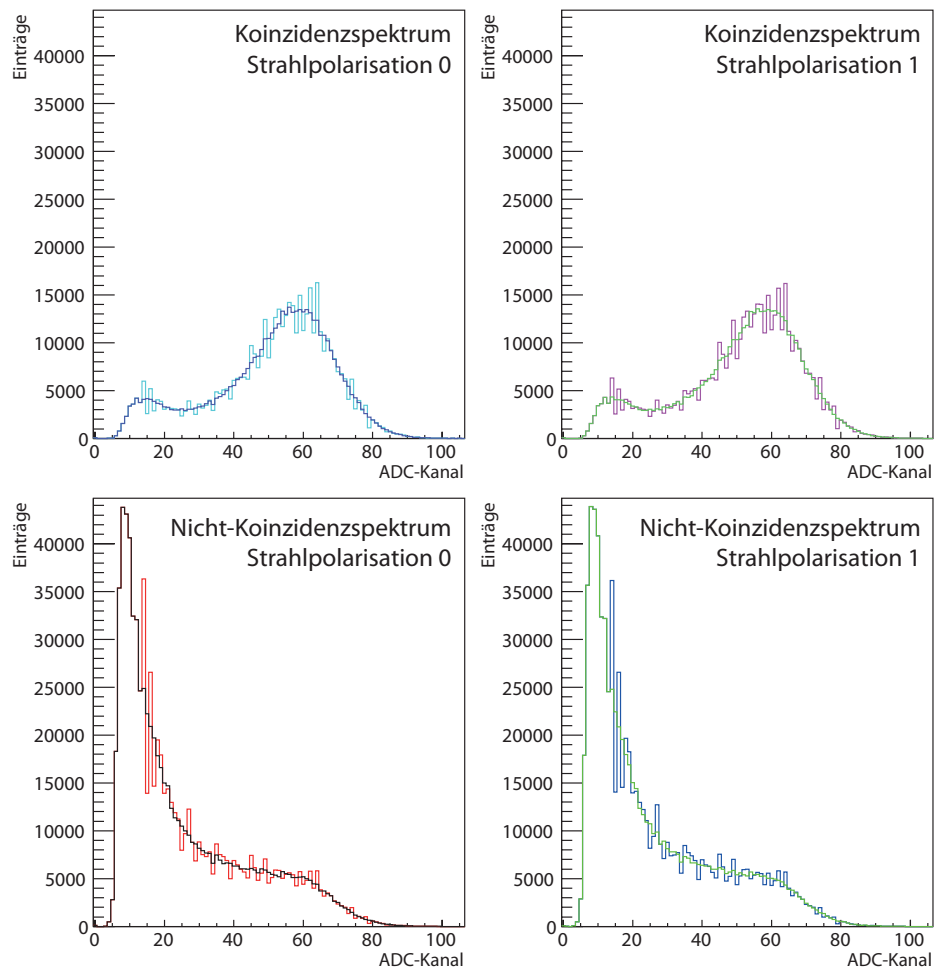


Abbildung 44: Energiespektren eines Kalorimeterkanals mit zugeschaltetem Taggerdetektor. Die Spektren wurden bei einer Strahlenergie von 210 MeV und einem Strahlstrom von $20 \mu\text{A}$ während eines fünfminütigen Datenlaufs aufgenommen. Die beiden ohne Taggerdetektor erhaltenen Spektren für Strahlpolarisation 0 und 1 teilen sich jetzt zusätzlich in Koinzidenz- und Nicht-Koinzidenzspektrum auf. In den Spektren sind jeweils die Rohdaten (verrauschte Kurven) und die DNL-korrigierten Daten (geglättete Kurven) aufgetragen.

nicht nur durch Auswertung des POLABITs in eines für positive und eines für negative Strahlhelizität auf. Durch Auswertung des TAGGBITs teilen sich die Spektren zusätzlich in koinzidente und nicht koinzidente Ereignisse in Kalorimeter und Taggerdetektor auf. Die Koinzidenzspektren entsprechen hierbei den Energiespektren der geladenen Teilchen, die Nicht-Koinzidenzspektren denen der neutralen Teilchen, die im Kalorimeter nachgewiesen wurden. In den Koinzidenzspektren ist bei hohen Energien klar der elastische Peak zu erkennen. Bei niedrigen Energien sind allerdings auch noch Einträge von Untergrundereignissen zu sehen. Der neutrale Untergrund kann mit dem Taggerdetektor nicht vollständig abgetrennt werden, da, wie in Kap. 3.2.1 beschrieben, Photonen in der Streukammerwand, aber auch im Szintillator in e^+e^- -Paare konvertieren können und so ein in Kalorimeter und Taggerdetektor koinzidentes Signal erzeugen. Die Nicht-Koinzidenzspektren zeigen den neutralen Untergrund, wobei der schnelle Abfall der Spektren bei niedrigen Energien von der Diskriminatorschwelle der Kalorimerelektronik herrührt. Man erkennt aber auch, daß im Bereich des elastischen Peaks noch Ereignisse übrig sind, die diesem zugeordnet werden können. Dieser Rest elastischer Ereignisse entsteht aufgrund der Totzeiten der in der Taggerelektronik eingesetzten Diskriminatoren, die sich bei den recht hohen Raten in Rückwärtsstreuwinkelmessungen bei 210 MeV bemerkbar machen. Der geringe Verlust an elastischen Ereignissen im Koinzidenzspektrum von unter 10% ist jedoch vernachlässigbar.

BESTIMMUNG DER PARITÄTSVERLETZENDEN ASYMMETRIE

Die folgenden Abschnitte befassen sich mit der Extraktion der gesuchten physikalischen Asymmetrie A_{PV} in der Streuung longitudinal polarisierter Elektronen an unpolarisierten Protonen unter Rückwärtsstreuwinkeln bei der Strahlenergie von 210.2 MeV. Der Viererimpulsübertrag entspricht in dieser Kinematik $0.11 \text{ GeV}^2/c^2$. Es wurde das für Rückwärtsstreuwinkel konzipierte Flüssigwasserstofftarget mit einer 23.4 cm langen Wechselwirkungszone benutzt, wobei der Strahlstrom $I = 20 \mu\text{A}$ betrug. Es wurden insgesamt 13043 Runs, was einer Datennahmezeit von 1087 h entspricht, für die Asymmetriemessung genommen.

Zunächst wird erläutert, wie die Koinzidenzspektren, die die gesuchten Ereignisse aus der elastischen Elektronenstreuung enthalten, mit Hilfe der Nicht-Koinzidenzspektren, die den neutralen Untergrund darstellen, bereinigt werden. Aus den dann erhaltenen korrigierten Spektren wird die Anzahl der Einträge der elastisch gestreuten Elektronen bestimmt. Zudem müssen auf den Datensatz Qualitätsschnitte angewendet werden, um Runs mit ungenügenden Strahlbedingungen von der Analyse auszuschließen. Dieser Schritt erfordert für die hier vorliegenden Daten einen größeren Aufwand im Vergleich zu den vorangegangenen A4 Messungen.

Die ermittelte Rohasymmetrie muß jetzt noch auf verschiedene Effekte korrigiert werden, beispielsweise auf helizitätskorrelierte apparative Asymmetrie, den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls oder Beiträge der quasielastischen Streuung am Aluminium der Targetfenster. Abschließend werden systematische Überprüfungen erläutert und der Wert von A_{PV} vorgestellt.

4.1 BEHANDLUNG DES UNTERGRUNDS

Außer den elastischen gestreuten Elektronen können auch andere Streuprozesse Ereignisse im Koinzidenzspektrum erzeugen. Ausführlich wurden diese Untergrundprozesse in [34] untersucht.

Zu diesen Prozessen zählen inelastisch gestreute Elektronen. Dabei handelt es sich um Elektronen, die bei der Streuung am Proton ein Pion erzeugen und dabei die hierfür notwendige Energie verlieren. Durch einen geeigneten Schnitt im Koinzidenzspektrum können diese Elektronen daher von den elastisch gestreuten abgetrennt werden.

Auch trägt die Streuung an Aluminium zum Untergrund bei. Werden Elektronen quasielastisch am Aluminium der Targetwände gestreut, können diese nicht separiert werden. Daher wird die aus der Messung bestimmte Asymmetrie am Ende auf diese Beimischung korrigiert. Die-

ses Verfahren wurde in [21] beschrieben. Im Vergleich zu Messungen unter Vorwärtsstreuwinkeln fällt die Korrektur für Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln noch kleiner aus, da sich hier zwar wie unter Vorwärtsstreuwinkeln ca. 150 μm Aluminium auf der Strahlachse befinden, allerdings befinden sich unter Rückwärtsstreuwinkeln 234 mm Flüssigwasserstoff in der Targetzelle, im Gegensatz zu 100 mm unter Vorwärtsstreuwinkeln. Diese Korrektur wird in Abschnitt 4.5 angegeben.

Zudem tritt auch Konversionsuntergrund auf. Dieser Untergrundbeitrag im Koinzidenzspektrum wird von Photonen aus dem Zerfall neutraler Pionen, die in der Streukammerwand oder im Scintillatormaterial des Elektronentaggers wechselwirken und dabei ein Signal im Elektronentagger auslösen, erzeugt. Hierzu tragen Compton-Streuung und Paarzeugung bei. Dieser Untergrundbeitrag kann mit Hilfe des gemessenen Nicht-Koinzidenzspektrums abgeschätzt werden [34]. Unter Vernachlässigung der Energieabhängigkeit von der Konversionswahrscheinlichkeit und des Energieverlustes der Konversionsereignisse im Material vor dem Kalorimeter, kann der Konversionsuntergrund durch Multiplizieren des Nicht-Koinzidenzspektrums mit einem konstanten Faktor κ und einem Verschieben um einen konstanten Betrag ΔE hin zu niedrigen Energien gewonnen werden. Dieses sogenannte „Shift&Scale“-Verfahren ist in Abb. 45 beispielhaft mit den Werten $\kappa = 0.1$ und $\Delta E = 8$ ADC-Einheiten (entspricht $\Delta E = 27.8 \text{ MeV}$) gezeigt. Der Anteil der Konversionsereignisse an allen Ereignissen im Schnittbereich des elastischen Peaks im Koinzidenzspektrum beträgt je nach Wahl der unteren Schnittgrenze zwischen 1% und 5%.

4.2 DIE ANZAHL DER ELASTISCH GESTREUTEN EREIGNISSE

Um die Anzahl elastisch gestreuter Elektronen zu ermitteln, werden die Eintragszahlen in den Spektren innerhalb von oberer und unterer Schnittgrenze aufsummiert [21]. Die untere Schnittgrenze dient hierbei dem Abtrennen inelastisch gestreuter Elektronen, da diese stets mehr Energie als die elastisch gestreuten verlieren. Die Pionproduktion an der Schwelle ist der energetisch der elastischen Streuung am nächsten kommende Prozeß. Die Streuenergie E' der an der Schwellenproduktion von π^0 und π^+ beteiligten Elektronen kann aus der Kinematik berechnet werden. Es ergibt sich für die Energie E' eines gestreuten Elektrons mit der ursprünglichen Energie E unter Vernachlässigung der Elektronenmasse:

$$E'(\theta_e) = \frac{m_p^2 c^4 + 2m_p c^2 E - W^2 c^4}{2m_p^2 c^2 + 4E \sin^2 \frac{\theta_e}{2}} \quad (25)$$

Wobei θ_e den Streuwinkel des Elektrons im Laborsystem, m_p die Protonenmasse und W die invariante Masse des angeregten hadronischen Zustands bezeichnen. In Tab. 3 sind die Werte E' für die sieben Kalorimeterringe bei einer Strahlenergie von $E = 210.2 \text{ MeV}$ angegeben. Ausgehend von der Schwellenenergie für die π^0 -Produktion und der Ener-

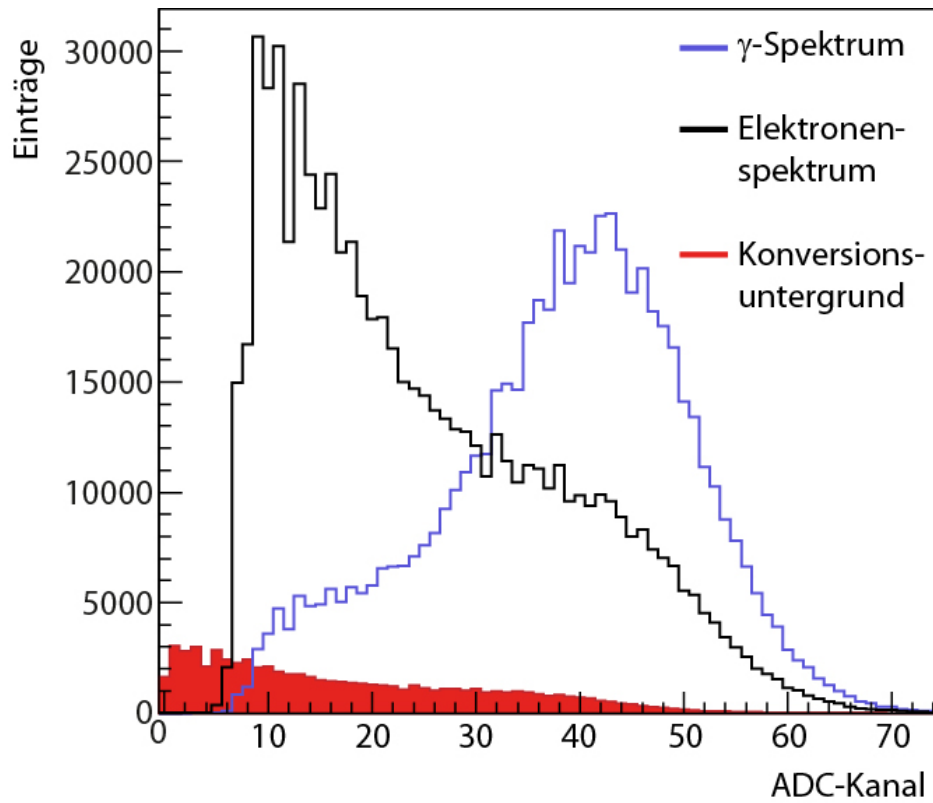


Abbildung 45: Abschätzung des Untergrunds aus Konversionsereignissen mit Hilfe des Nicht-Koinzidenzspektrums. In blau dargestellt ist ein gemessenes Koinzidenzspektrum, in schwarz das dazugehörige Nicht-Koinzidenzspektrum. Mit dem sogenannten Shift&Scale-Verfahren ergibt sich als Untergrundbeitrag zum Koinzidenzspektrum das in rot dargestellte Spektrum. Angewendet wurden hierzu die auch in der finalen Analyse verwendeten Parameter für den Skalierungsfaktor von 0.1 und den Verschiebewert von 8 ADC-Kanälen.

210.2 MeV			
Ring	Streuenergie E' [MeV]		
	elast.	π^0	π^+
1	150.56	46.93	42.12
2	150.14	46.80	42.00
3	149.75	46.68	41.89
4	149.40	46.57	41.79
5	149.06	46.46	41.70
6	148.76	46.37	41.61
7	148.47	46.28	41.53

Tabelle 3: Streuenergie.

gieunschärfe ΔE_{Thr} eines Moduls bei der Schwellenenergie kann eine untere Schnittgrenze definiert werden:

$$E^u = E_{\text{Thr}}^{\pi^0} + k \cdot \Delta E_{\text{Thr}} \quad (26)$$

Somit ist die untere Schnittgrenze k -mal die Energieunschärfe ΔE_{Thr} von der Schwellenenergie entfernt. Zur Bestimmung der Energieunschärfe ΔE_{Thr} wird eine Anpassung einer in [4] entwickelten Funktion an die Daten im Bereich der elastisch gestreuten Elektronen in den einzelnen Histogrammen durchgeführt. In der hier vorliegenden Arbeit wurde der Faktor $k = 1.5$ für alle Detektormodule gewählt. Die Abhängigkeit der extrahierten Asymmetrie von der unteren Schnittgrenze wird in Kapitel 4.6 vorgestellt. Die obere Schnittgrenze dient dem Abtrennen nicht erkannter Doppeltreffer. Verwendung findet hierbei die sogenannte hochenergetische Kante E_K [21], die definiert ist als der Wendepunkt der fallenden Flanke der elastischen Linie im logarithmierten Koinzidenzspektrum. Die resultierenden Schnittgrenzen sind in Abb. 45 anhand eines Beispiels gezeigt.

4.3 KORREKTUR AUF HELIZITÄTSKORRELIERTE STRAHLDIFFERENZEN

Für Messungen im A4-Experiment wird die Helizität des Elektronenstrahls während eines Datenlaufs ständig gewechselt. Diese Helizitätswechsel erfolgen zufällig, jedoch immer in Form der beiden Muster „+-+“ und „-++-“, wobei „+“ und „-“ für einzelne sogenannte Helizitätsfenster stehen, in denen die Helizität der Elektronen positiv bzw. negativ eingestellt ist. Die Länge der einzelnen Helizitätsfenster beträgt 20 ms. Die Polarisationsumschaltung kann jedoch helizitätskorrelierte Veränderungen in den einzelnen Strahlparametern wie Intensität, Lage oder Strahlenergie hervorrufen. Die sechs Strahlparameter X^i , die in der folgenden Analyse berücksichtigt wurden, sind in Tab. 4 aufgeführt. Die-

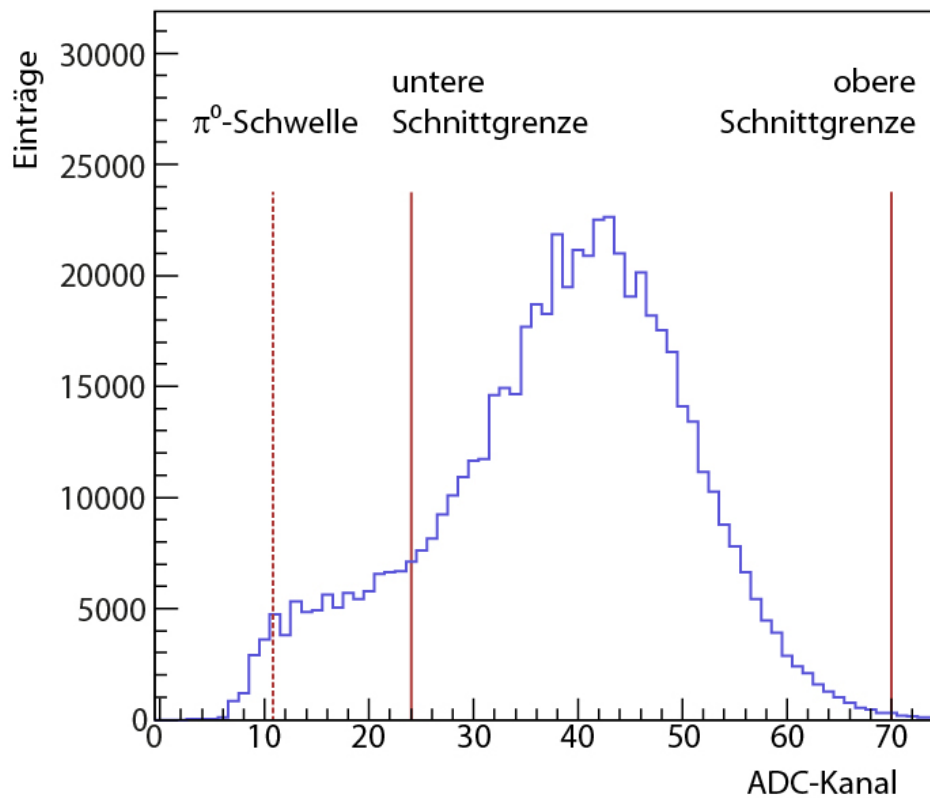


Abbildung 46: Schnittgrenzen zur Bestimmung der Anzahl der elastisch gestreuter Elektronen anhand eines Beispielspektrums des Rings 4 des Kalorimeters. Für die untere Schnittgrenze wurde nach Gl. 26 der Wert $k = 1.5$ gewählt.

Parameter	Bedeutung	Formel
X^1	Stromasymmetrie	$A_I = (I^+ - I^-)/(I^+ + I^-)$
X^2	Horizontale Lagedifferenz	$\Delta x = x^+ - x^-$
X^3	Vertikale Lagedifferenz	$\Delta y = y^+ - y^-$
X^4	Horizontale Winkeldifferenz	$\Delta x' = x'^+ - x'^-$
X^5	Vertikale Winkeldifferenz	$\Delta y' = y'^+ - y'^-$
X^6	Energiedifferenz	$\Delta E = E^+ - E^-$

Tabelle 4: Übersicht der für die Analyse herangezogenen helizitätskorrelierten Strahlasymmetrien bzw. -differenzen

se helizitätskorrelierten Strahlasymmetrien bzw. -differenzen rufen im Detektor apparative Asymmetrien hervor. Unter Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen den helizitätskorrelierten Strahlasymmetrien bzw. -differenzen und der dadurch hervorgerufenen apparativen Asymmetrie, lässt sich für die in einem Datenlauf i gemessenen Asymmetrie A_i^{exp} ansetzen:

$$A_i^{\text{exp}} = P \cdot A_{PV} + \sum_{j=1}^6 a^j X_i^j \quad (27)$$

wobei P den Polarisationsgrad des Elektronenstrahls beschreibt. Die Koeffizienten a^j können, wie in [21] gezeigt, mit Hilfe einer multilinearen Regressionsanalyse bestimmt werden. Hier wurde insbesondere gezeigt, daß der stabilisierte MAMI-Strahl im allgemeinen derart kleine helizitätskorrelierte Lage-, Winkel und Energiedifferenzen aufweist, daß für die Parameter a^2 bis a^6 die Unsicherheiten immer so groß sind, daß ihr Wert im Rahmen des Fehlers mit Null verträglich ist. Der Parameter a^1 für die Asymmetrie in der Stromintensität ist der einzige, der signifikant von Null verschieden bestimmt werden kann. Die multilineare Regression wurde in der hier vorliegenden Analyse implementiert, und die Ergebnisse werden in den folgenden Unterkapiteln vorgestellt.

4.4 QUALITÄTSSCHNITTE

Da während der Messung Ereignisse auftreten können, die eine Verwendung des aktuellen Datenlaufs für die Analyse unmöglich machen, sind Schnitte notwendig, die einzelne Datenläufe aus der Analyse ausschließen. Die folgenden Unterkapitel beschreiben die Kriterien, welche hierfür angewendet werden.

4.4.1 Qualitätsschnitte auf Basis der helizitätskorrelierten Strahlparameter

Zu den helizitätskorrelierten Strahlparametern zählen die Strahlstromasymmetrie, die Energiedifferenz sowie die Lage- und Winkeldifferenzen.

zen. Die Abb. 47 bis 50 zeigen eine Auswahl der Parameter für alle Datenläufe, die für die Asymmetriemessung vorgesehen waren. Mittelwerte und quadratische Mittel aller Parameter können Tab. 5 entnommen werden. Da Störungen im Betrieb des Experiments die Asymmetriemessung verfälschen können, sollen mit Hilfe eines ersten Qualitätsschnitts die betroffenen Datenläufe aussortiert werden. Zu diesen Störungen zählen der Ausfall des Beschleunigers während einer Datennahme oder der Ausfall eines Stabilisierungssystems aber auch experimentseitig beispielsweise der Ausfall der Hochspannungen der Photomultiplier des Bleifluoridkalorimeters oder der Luminositätsmonitore. Da die Daten des Bleifluoridkalorimeters histogrammiert werden und nicht zeitaufgelöst vorliegen, muß in einem solchen Fall der jeweils gesamte Datenlauf verworfen werden. Für den Qualitätsschnitt werden Mittelwerte und quadratische Mittel sowie helizitätskorrelierte Asymmetrien und Differenzen der Strahlage-, Strahlintensitäts-, Energie- und Luminositätsmonitore geprüft. Dabei werden etwa 5% der Datenläufe aussortiert, genau 704 von 13043, so daß 12339 Datenläufe, entsprechend 1028 h Datennahme, für die Analyse verbleiben. Dies entspricht der Quote der vorangegangenen A₄-Datennahmen bei Strahlenergien von 855 MeV, 570 MeV und 315 MeV. Hier wurden jeweils zwischen 5% und 10% der Datenläufe durch den Qualitätsschnitt entfernt.

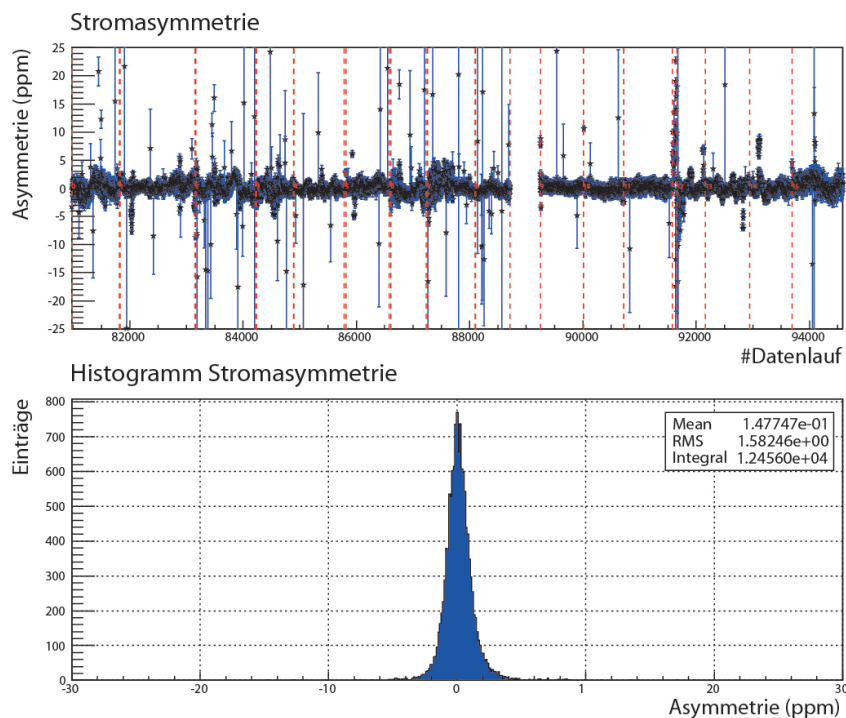


Abbildung 47: Helizitätskorrelierte Strahlstromasymmetrie. Gezeigt sind alle Datenläufe, die für die Asymmetriemessung vorgesehen waren.

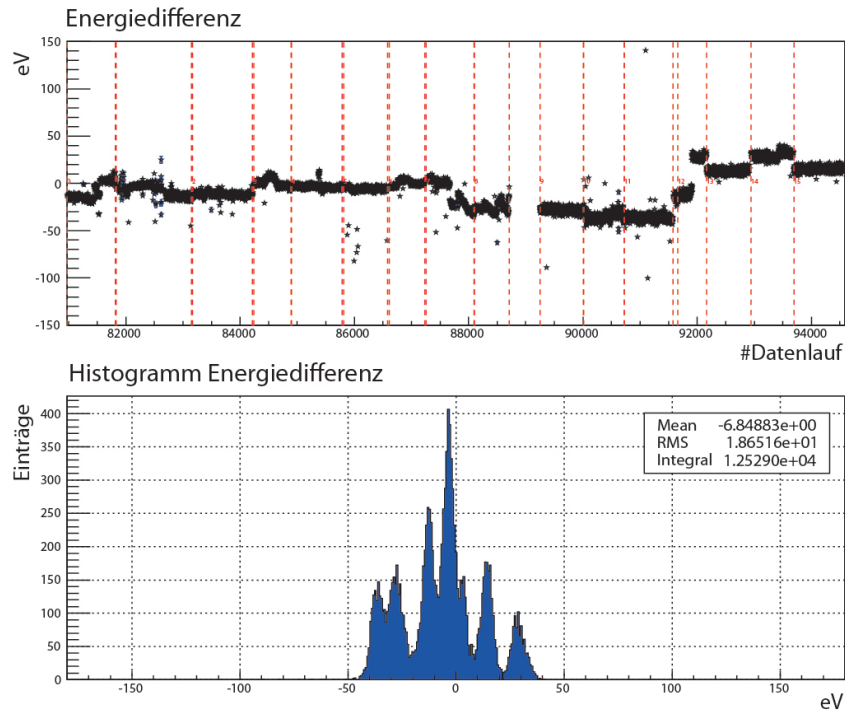


Abbildung 48: Helizitätskorrelierte Energiedifferenz. Gezeigt sind alle Datenläufe, die für die Asymmetriemessung vorgesehen waren.

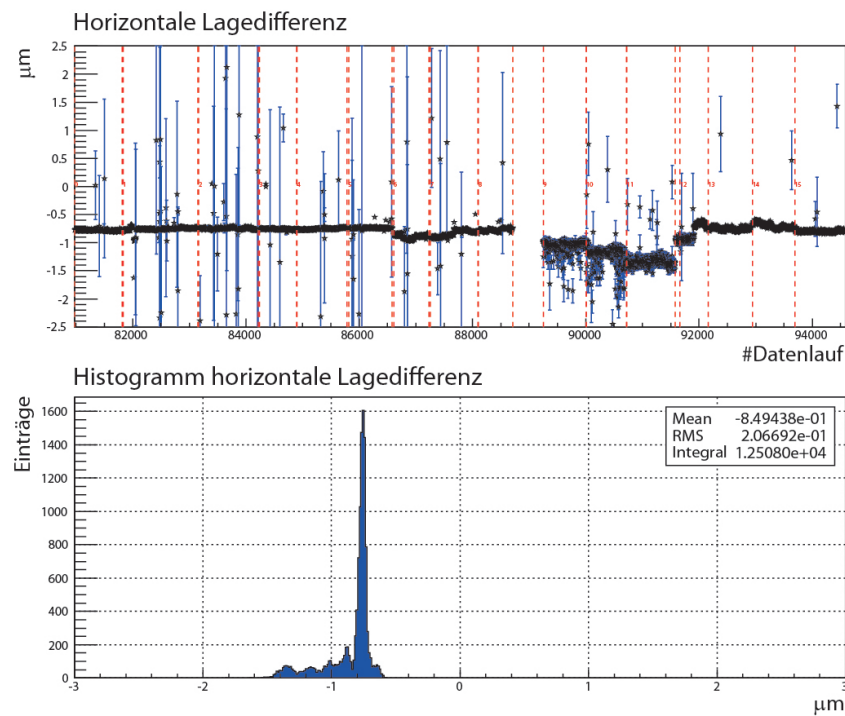


Abbildung 49: Helizitätskorrelierte horizontale Positionsdifferenzen. Gezeigt sind alle Datenläufe, die für die Asymmetriemessung vorgesehen waren.

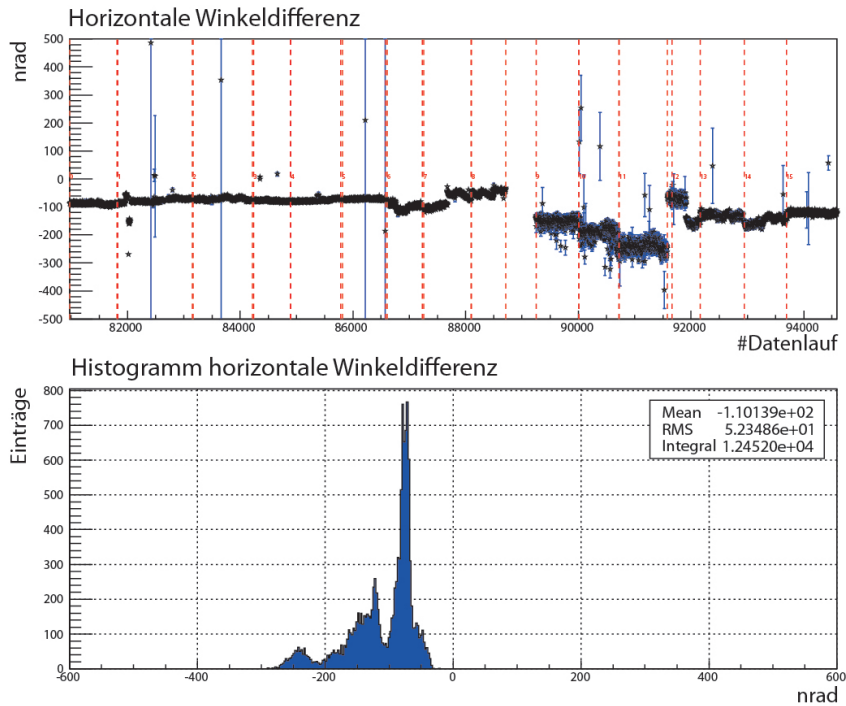


Abbildung 50: Helizitätskorrelierte horizontale Winkeldifferenzen. Gezeigt sind alle Datenläufe, die für die Asymmetriemessung vorgesehen waren.

Parameter	Mittelwert	RMS
Stromasymmetrie	0.15 ppm	1.58 ppm
Horizontale Lagedifferenz	-0.85 μm	0.21 μm
Vertikale Lagedifferenz	-0.24 μm	0.11 μm
Horizontale Winkeldifferenz	-110.1 nrad	52.3 nrad
Vertikale Winkeldifferenz	-27.2 nrad	11.8 nrad
Energiedifferenz	-6.85 eV	18.65 eV

Tabelle 5: Mittelwerte und quadratische Mittel der für den Qualitätsschnitt herangezogenen Strahlparameter.

4.4.2 Besonderheiten bei der Strahlenergie von 210 MeV

Die im vorigen Unterkapitel beschriebenen Qualitätsschnitte wurden in ähnlicher Weise auch schon für die vorangegangenen Messungen bei anderen Strahlenergien angewandt. Bei der kleinsten je im Rahmen des A4-Experiments verwendeten Strahlenergie von 210 MeV stellen sich für die Analyse jedoch Herausforderungen, die bisher nicht aufgetreten sind und somit weitere Qualitätsschnitte erfordern. Symptomatisch für die bislang unbekanntenen Probleme ist das Auftreten erhöhter Strahlungspegel in den Experimentierhallen A3 und A4, die von den dort installierten Ionisationssonden SFA₃IOSO₀₃ und SFA₃IOSO₀₄ registriert wurden. Der Datennahme des A4-Experiments standen die Messwerte dieser Sonden zur Verfügung und minütlich wurden die aktuell gemessenen Ortsdosisleistungen gespeichert. Die Zuordnung der Strahlungspegel zu den einzelnen Datenläufen ist über die Uhrzeit möglich. Für jeden Datenlauf des hier untersuchten Datensatzes sind die Ortsdosisleistungen in den Experimentierhallen A3 und A4 in Abb. 51 und Abb. 52 aufgetragen. Man erkennt, daß der Strahlungspegel in der Halle A3 mit typischerweise 20 bis 30 µSv/h grundsätzlich sehr viel kleiner ist, als der in der Halle A4 mit Werten um etwa 1600 µSv/h. Dies liegt daran, daß der Elektronenstrahl die Halle A3 weitgehend wechselwirkungsfrei passiert, in Halle A4 jedoch auf das Flüssigwasserstofftarget und anschließend den Strahlfänger trifft. Man erkennt zudem, daß die Ortsdosisleistungen in den Hallen bis kurz vor dem Datenlauf mit der Nummer 92000 im Vergleich zu den Datenläufen danach grundsätzlich leicht erhöht sind und darüber hinaus wiederholt drastisch ansteigen. Dieses Verhalten ist für die Halle A3 wegen der dort grundsätzlich niedrigeren Ortsdosisleistung noch deutlicher zu erkennen als für Halle A4. In vorangegangenen Messungen bei anderen Strahlenergien traten vereinzelt auch erhöhte Strahlungspegel auf. Diese konnten jedoch mit einer Optimierung am Beschleuniger zuverlässig wieder beseitigt werden. Bei den hier vorgestellten Messungen wurden häufig Optimierungen durchgeführt, die allerdings nicht zuverlässig zu einer drastischen Reduzierung der gemessenen Werte der Ionisationssonden führten. Die Optimierungen führten stochastisch manchmal zu einer leichten Verminderung, aber manchmal auch zu einer Vergrößerung der Werte. Daher mußten die Messungen bei den hier gezeigten häufig hohen Ortsdosisleistungen durchgeführt werden.

Ein weiteres Symptom für schwierige Meßbedingungen sind die häufig zu beobachtenden „Sprünge“ in den Signalen der Luminositätsmonitore. Abb. 53 zeigt die Signale der acht Luminositätsmonitore für einen fünfminütigen Datenlauf. In allen acht Monitoren beobachtet man wiederholt gleichzeitig auftretende Sprünge, welche die gemessene Luminosität in der Größenordnung von einem Prozent verändern. Abb. 54 stellt einen 1.6 Sekunden langen Ausschnitt der Luminositätssignale dar. Eine Kanalnummer auf der x-Achse entspricht einem Helizitätswindow von 20 ms. Man erkennt, daß sich der hier gezeigte vermeintliche Sprung

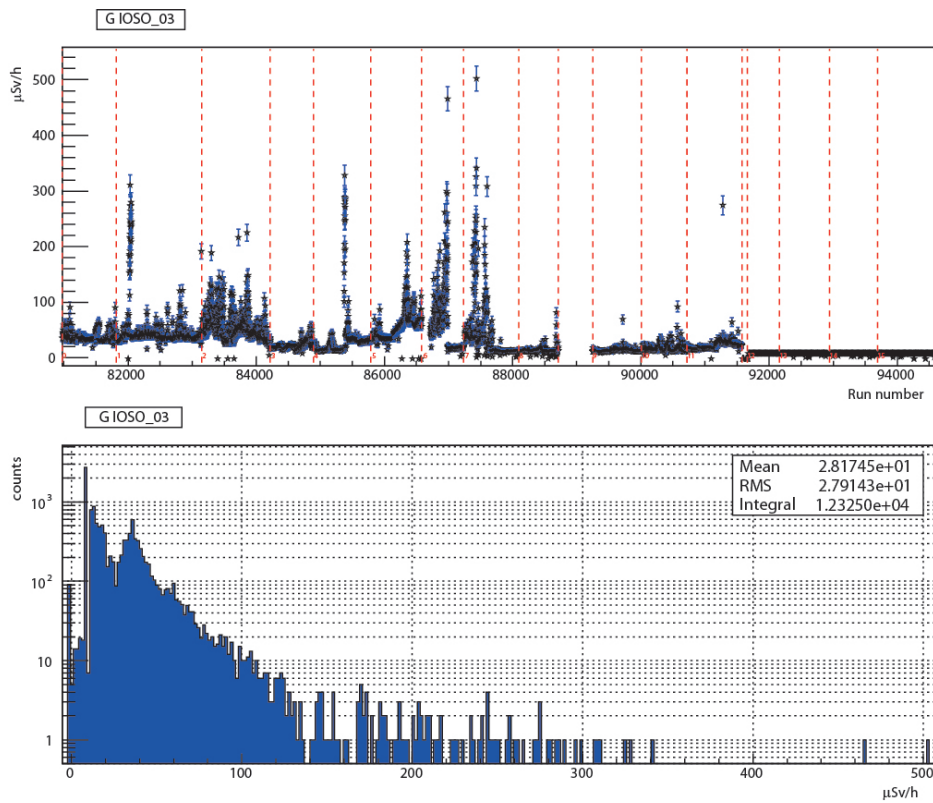


Abbildung 51: Gemessene Ortsdosisleistung in Experimentierhalle A3 für alle Datenläufe des hier untersuchten Datensatzes.

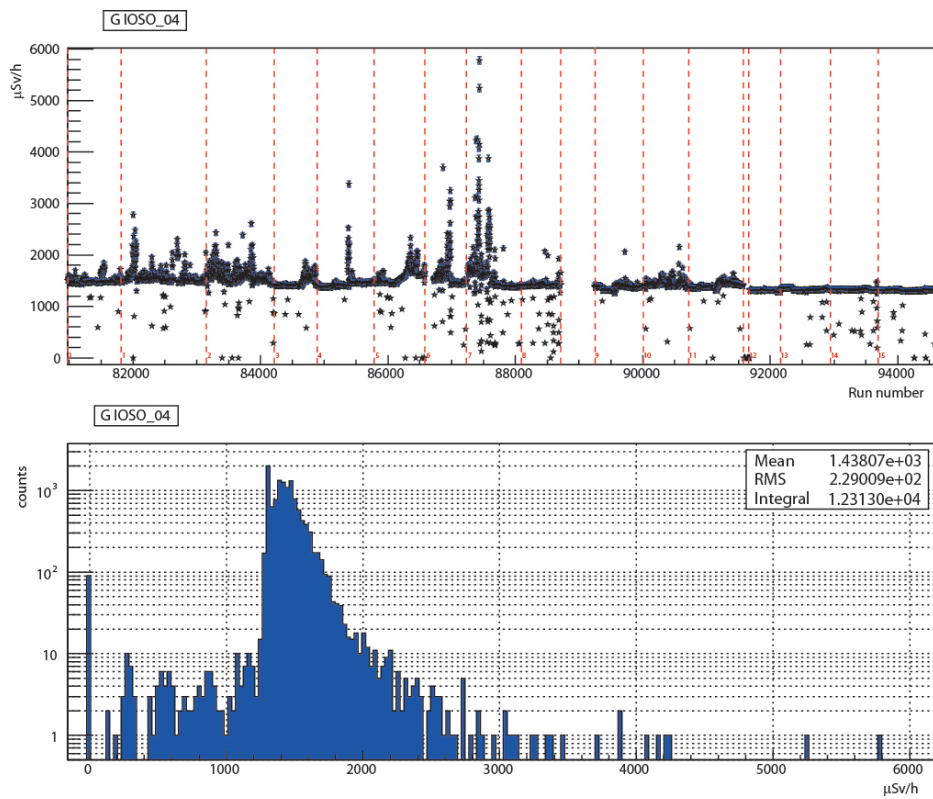


Abbildung 52: Gemessene Ortsdosisleistung in Experimentierhalle A4 für alle Datenläufe des hier untersuchten Datensatzes.

über 15 Kanalnummern, entsprechend 300 ms, erstreckt. Der genaue Mechanismus, der zu den hier beschriebenen Symptomen führt, ist nicht bekannt. Allerdings konnte die Ursache dafür lokalisiert werden: Für die Energiestabilisierung bei einer bestimmten Strahlenergie muß in der entsprechenden Rückführungsbahn des RTM₃ am MAMI eine Kavität eingebaut werden. Für eine Strahlenergie von 210 MeV ist dies die vierte Rückführungsbahn. Erst nachdem ein Großteil der hier beschriebenen Messungen durchgeführt waren, wurde entdeckt, daß diese Kavität in hohem Maße aufaktivierte wurde. Hierfür waren Strahlverluste an der Kavität verantwortlich. Dies führte zu Abschwächungen und Aufstreuungen des Elektronenstrahls an der Kavität, die dann in die Experimentierhallen A₃ und A₄ weitertransportiert wurden. Die Strahlverluste an der Kavität wurden erst so spät entdeckt, da am Standort von RTM₃ in Halle B des Beschleunigers keine Ionisationssonden in Rückführungsrichtung vorhanden waren. Nach Installation einer solchen Sonde, die zeitlich kurz vor dem Datenlauf 92000 des A₄-Experiments stattfand, konnten diese Strahlverluste sofort entdeckt und durch entsprechende Einstellungen am Beschleuniger fortan vermieden werden.

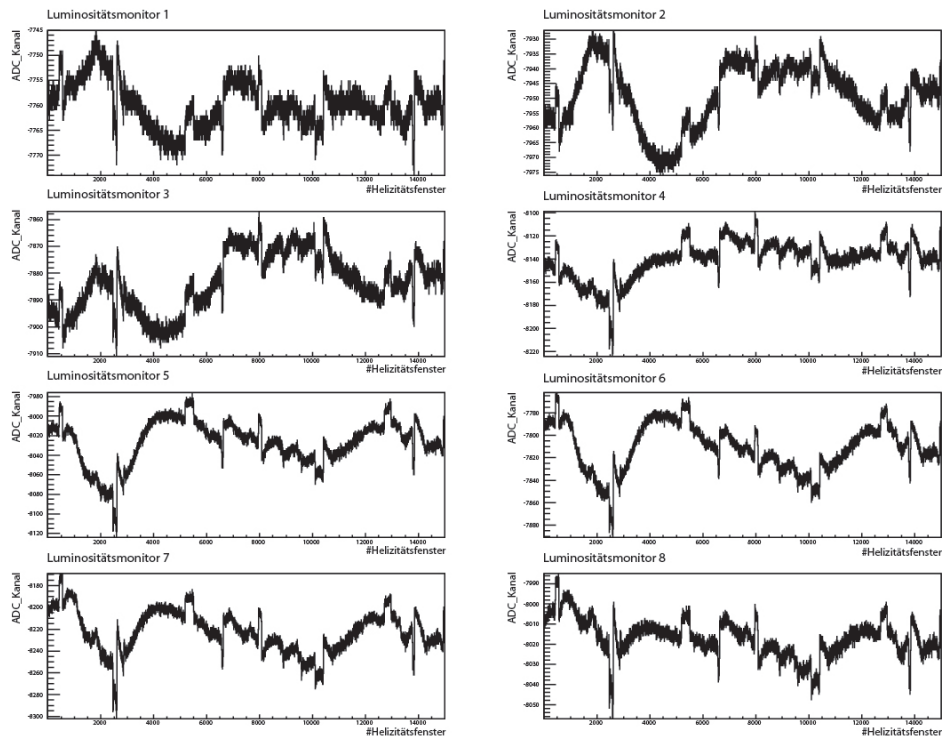


Abbildung 53: Signale der acht Luminositätsmonitore für den fünfminütigen Datenlauf Nr. 86250.

Im Folgenden muß nun untersucht werden, inwieweit sich die mit dem Bleifluoridkalorimeter gemessenen Asymmetrien von den zuvor beschriebenen Strahlbedingungen beeinflusst werden. Da die erwarteten Asymmetrien in der elastischen Elektron-Proton-Streuung im Bereich von 10^{-6} liegen, lassen Sprünge im Luminositätssignal in der Größenordnung von 10^{-3} einen signifikanten Einfluß befürchten. Für eine Un-

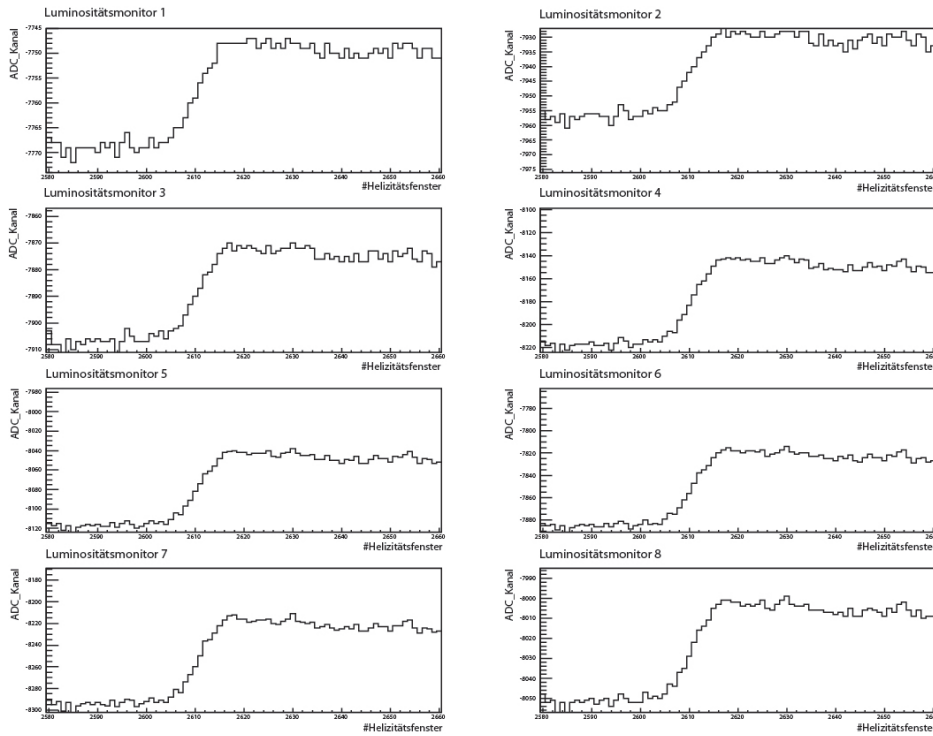


Abbildung 54: Zeitlicher Ausschnitt der Signale der acht Luminositätsmonitore über den fünfminütigen Datenlauf Nr. 86250. Ausschnitt von 1,6 Sekunden von 51,6 Sekunden bis 53,2 Sekunden.

tersuchung können sowohl die von den Ionisationssonden gemessenen Ortsdosisleistungen in den Experimentierhallen A3 und A4, als auch die Luminositätssignale herangezogen werden. Da die Luminositätssignale im Gegensatz zu den minütlich aufgenommenen Strahlungspegeln alle 20 ms gemessen werden, eignen sich diese für eine präzisere quantitative Untersuchung. Deshalb werden hier im Weiteren die Luminositätssignale herangezogen.

Zu Beginn wird zunächst ein Maß definiert, das sowohl die Anzahl an Sprüngen im Luminositätssignal als auch die Sprungstärke berücksichtigt. Hierbei wird wie folgt verfahren: Damit der Algorithmus keine kleinen statistischen Schwankungen im Luminositätssignal mit einbezieht, werden die zeitaufgelösten Werte für jedes Modul und jeden Datenlauf zunächst mit einem Fenster der Breite 11 Kanäle geglättet. D.h. für den Luminositätsmonitor n ergeben sich die geglätteten zeitaufgelösten Werte gemäß:

$$L_n^{\text{glätt}}(i) = \frac{1}{11} \sum_{j=i-5}^{i+5} L_n^{\text{roh}}(j) \quad , 5 \leq i \leq 14994 \quad (28)$$

Die ersten fünf und letzten fünf Werte eines fünfminütigen Datenlaufs werden nicht geglättet und im weiteren Schritt nicht verwendet. Abb. 55 zeigt das Ergebnis dieser Glättung. Anschließend werden die geglätteten Signale daraufhin untersucht, ob es dort kontinuierliche Anstiege oder Abfälle über mindestens 14 Kanäle gibt. Solche Veränderungen

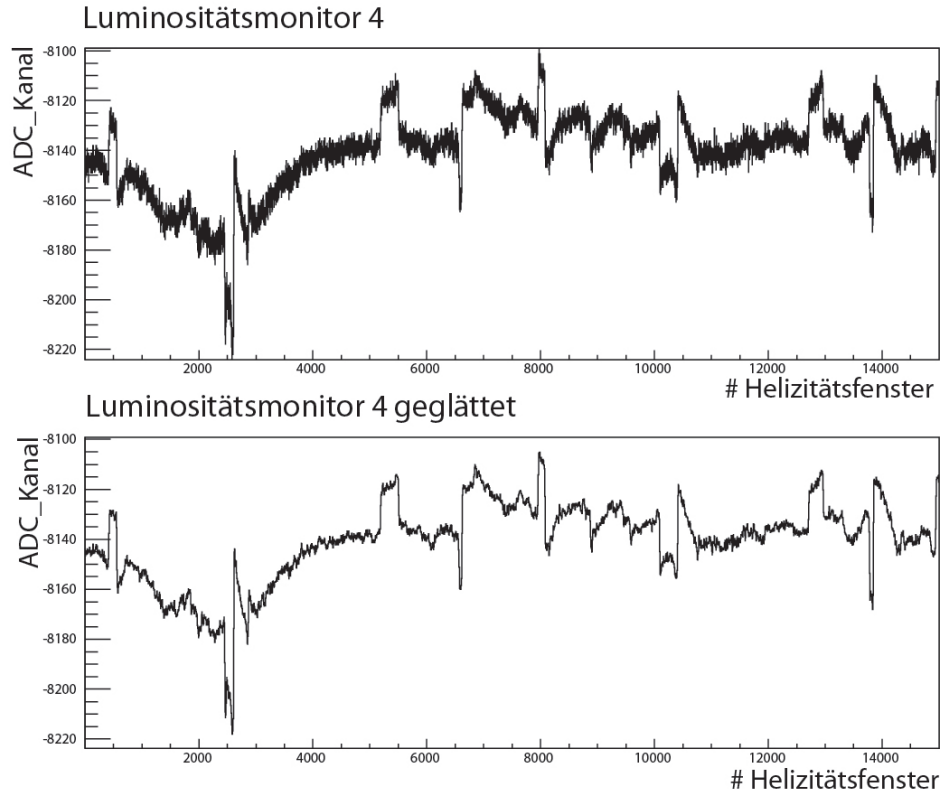


Abbildung 55: Zeitaufgelöstes Signal des Luminositätsmonitors 4 für den Datenlauf Nr. 86250 vor und nach der Glättung.

werden als Sprünge gewertet. Für jeden gefundenen Sprung k wird die Sprunglänge l_k in Kanälen vermerkt. Wurde für ein Modul i und einen Datenlauf runno insgesamt N Sprünge gefunden, so wird ein Sprungmaß $Q_i(\text{runno})$ definiert:

$$Q_i(\text{runno}) = \sum_{k=1}^N (l_k - 13) \quad (29)$$

Ein Sprung der Länge $l = 14$ geht also mit einer 1 in das Sprungmaß ein, ein Sprung der Länge $l = 15$ mit einer 2 usw. Dadurch werden länger anhaltende Sprünge stärker im Sprungmaß Q berücksichtigt als kürzere. Für das in Abb. 55 gezeigte Signal des Monitors 4 ergibt sich beispielsweise ein Sprungmaß $Q_4(86250) = 1803$. Für den gesamten Datensatz zeigt Abb. 56 die berechneten Sprungmaße für den Luminositätsmonitor 4. Die Sprungmaße der einzelnen Luminositätsmonitore korrelieren stark. In Abb. 57 sind beispielhaft die Sprungmaße der Monitore 4 und 3 gegeneinander aufgetragen. Es genügt daher, mit dem Sprungmaß eines einzelnen Luminositätsmonitors zu arbeiten. Hierfür wurde Luminositätsmonitor 4 ausgewählt. Mit dem Sprungmaß kann nun untersucht werden, inwieweit die Strahlbedingungen, welche die Sprünge im Luminositätssignal und die erhöhten Strahlenpegel in den Experimentierhallen hervorrufen, auch die Messungen der paritätsverletzenden ep-Streuung im Bleifluoridkalorimeter beeinflussen. Hierfür wurde

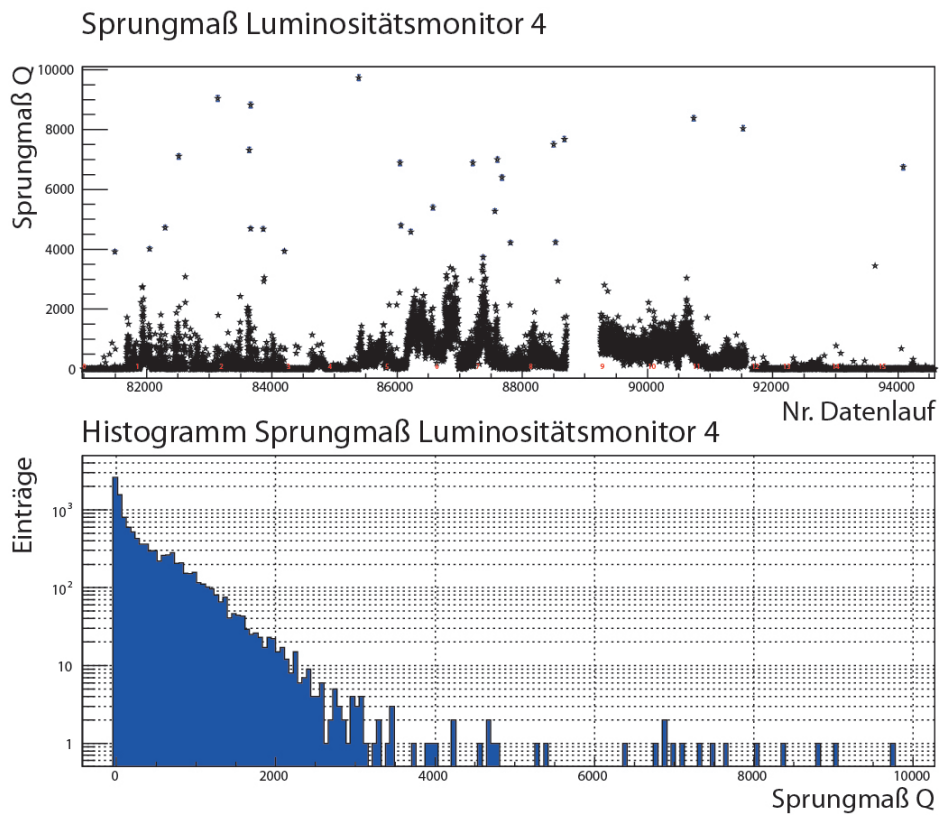


Abbildung 56: Berechnete Sprungmaße über den gesamten Datensatz für den Luminositätsmonitor 4, als Funktion der Datenlaufnummer (oben) und als Histogramm (unten).

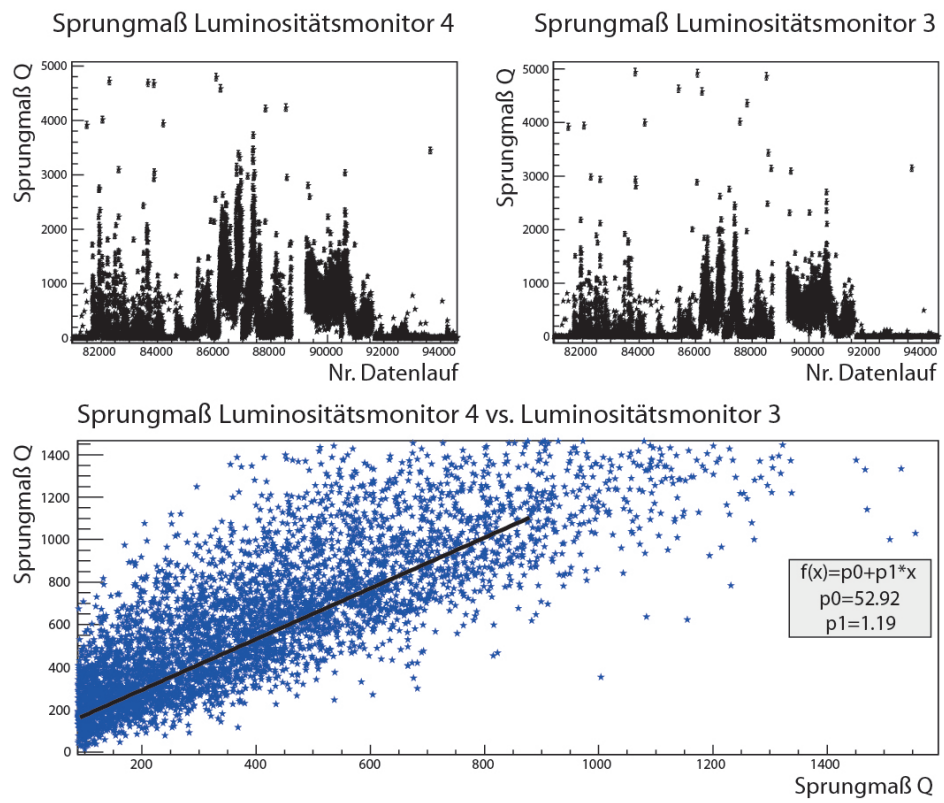


Abbildung 57: Berechnete Sprungmaße für die Luminositätsmonitore 4 und 3 über den gesamten Datensatz. Man erkennt eine starke Korrelation.

wiederholt die vollständige Analyse (siehe Unterkapitel 4.5) durchgeführt und hierbei jeweils alle Datenläufe aus der Analyse ausgeschlossen, bei denen das Sprungmaß Q_4 einen bestimmten Wert überschreitet. Diese Studie wurde in kleinen Schritten beginnend bei der unteren Sprungmaßgrenze 1 bis zur unteren Sprungmaßgrenze 2500 durchgeführt. Dabei wurde für größere Werte die Schrittweite sukzessive erhöht. Das Resultat der Studie ist in Abb. 58 dargestellt. Man erkennt, daß der Ausschluß von Datenläufen aufgrund zu hoher Sprungmaße einen erheblichen Einfluß auf die am Ende bestimmte Asymmetrie A_{PV} hat. Zur besseren Erkennbarkeit ist im unteren Graphen ein Ausschnitt für kleinere Sprungmaße bis hin zu 250 gezeigt. Das Sprungmaß eignet sich allerdings nicht dazu, den Beitrag den die Strahlbedingungen zu der gemessenen Asymmetrie leisten, etwa im Rahmen einer linearen Regression zu korrigieren. Deshalb muß die Sprungmaßgrenze Q_{max} derart restriktiv gesetzt werden, daß eine Verfälschung der gemessenen Asymmetrie durch die unvollständig verstandenen Strahlbedingungen ausgeschlossen werden kann. Hierzu wurde im Bereich sehr kleiner Sprungmaßgrenzen eine Konstante angepasst. Das Ergebnis ist in Abb. 59 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Asymmetrie A_{PV} für Sprungmaßgrenzen $Q_{max} < 14$ weitgehend konstant bei etwa $-8,8 \cdot 10^{-6}$ ist, während sich im Anschluß daran ein Anstieg der Werte zu größeren Asymmetrien zeigt. Basierend auf dieser Untersuchung wird für die Bestimmung von A_{PV} eine Sprungmaßgrenze von $Q_{max} = 10$ festgelegt. Durch diesen Qualitätsschnitt werden 8457 Datenläufe von der Analyse ausgeschlossen. Dadurch verbleiben insgesamt 3882 Datenläufe in der Analyse. Dies entspricht einer Datennahmezeit von 323.5 Stunden. Von 1087 Stunden Datennahme vor den Qualitätsschnitten werden also etwa 70% der Daten verworfen.

4.5 BESTIMMUNG DER PARITÄTSVERLETZENDEN ASYMMETRIE

Zunächst wird die sich aus den gemessenen Daten ergebende Asymmetrie A_{PV} bestimmt. Wegen der aus Aluminium bestehenden Targetfenster befinden sich jedoch innerhalb der Schnittgrenzen in den Energiespektren nicht nur Ereignisse von Elektronen aus der elastischen ep-Streuung, sondern auch solche von quasielastisch am Aluminium gestreuten Elektronen. In einem zweiten Schritt wird daher eine Korrektur angewandt, um letztlich die Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton-Streuung A_{ep} zu bestimmen.

4.5.1 Bestimmung der paritätsverletzenden Asymmetrie A_{PV}

Mit den in den vorhergehenden Unterkapiteln vorgestellten Schnittgrenzen zur Extraktion der Ereigniszahlen für die elastische ep-Streuung aus den Histogrammen des Bleifluoridkalorimeters (Kap. 4.2), der Korrektur auf Untergrundereignisse (Kap. 4.1), der Korrektur auf helizitätskorrelierte Strahldifferenzen mittels multipler linearer Regression (Kap. 4.3)

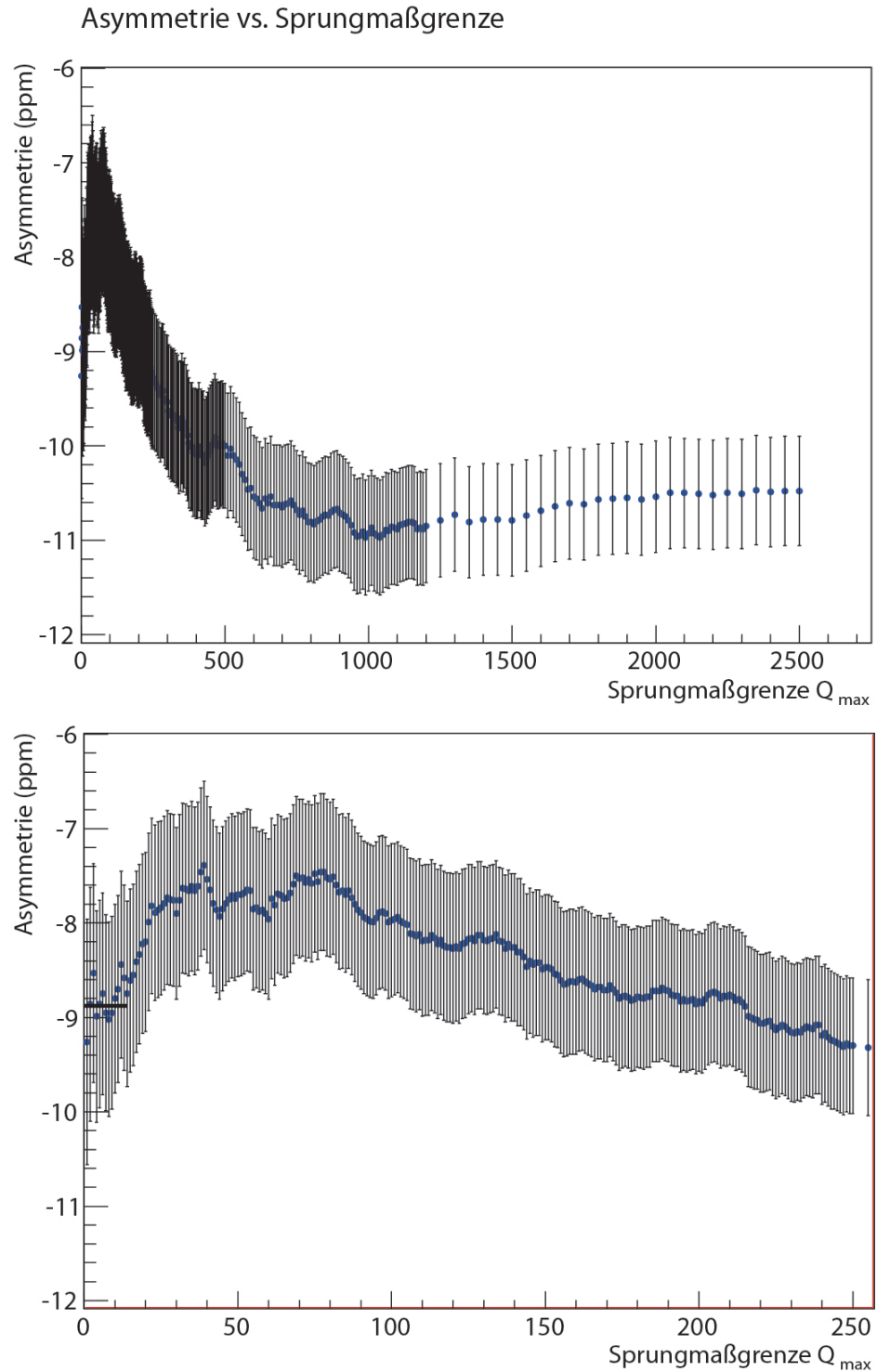


Abbildung 58: Mit dem Bleifluoridkalorimeter bestimmte paritätsverletzende Asymmetrie A_{PV} in der elastischen ep -Streuung in Abhängigkeit von der gewählten Sprungmaßgrenze Q_{\max} . Alle Datenläufe $runno$ bei denen das Sprungmaß $Q_4(runno) > Q_{\max}$ beträgt, wurden von der Analyse ausgeschlossen. Im oberen Graphen ist der gesamte untersuchte Bereich von Q_{\max} dargestellt, der untere Graph zeigt den kleinen Bereich bis $Q_{\max} = 250$.

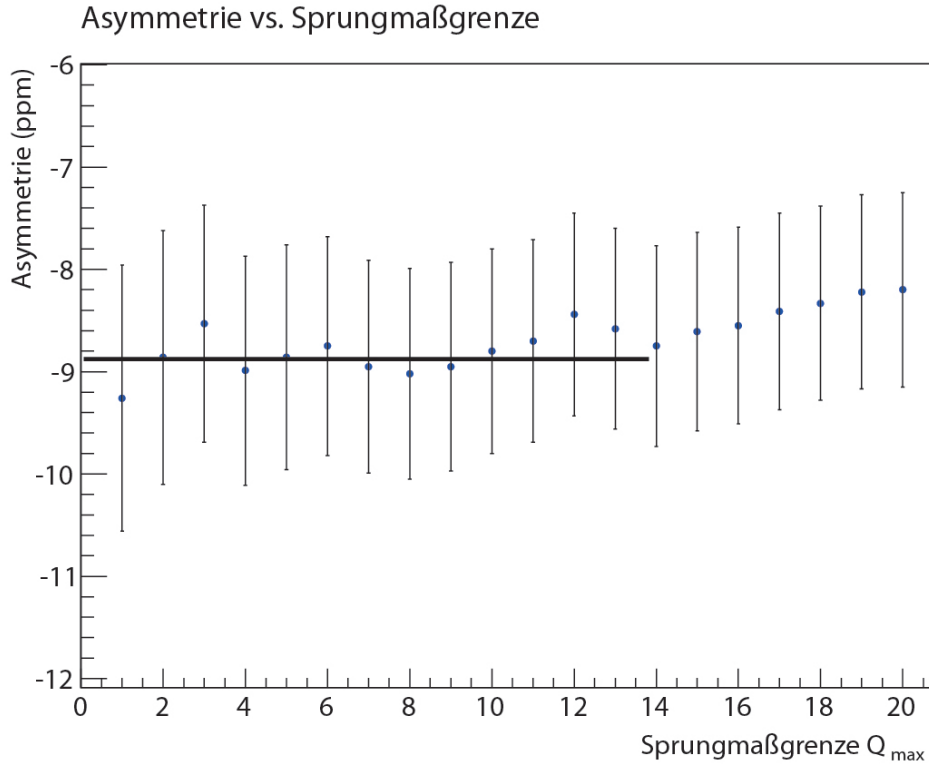


Abbildung 59: Aus der Analyse bestimmte Werte für A_{PV} für sehr kleine Sprungmaßgrenzen Q_{\max} . An die Werte bis $Q_{\max} = 13$ wurde eine Konstante angepasst.

sowie dem Ausschluß von Datenläufen aufgrund der gewählten Qualitätsschnitte (Kap. 4.4) lässt sich die experimentelle Asymmetrie A_{exp} nun bestimmen. Tabelle 6 listet die in der Analyse bestimmten Asymmetrien A_{exp}^i/P für die einzelnen Datensamples i auf. Einige Datensamples werden in der Tabelle nicht aufgeführt, da es hier zum vollständigen Ausschluß aller Datenläufe kommt. Eine graphische Darstellung der Werte zeigt Abb. 60. Die Parameter der multiplen linearen Regression nach Gl. 27 sind in Tab.7 zu sehen. Die experimentelle Asymmetrie A_{exp} berechnet sich aus dem gewichteten Mittelwert der einzelnen Werte für A_{exp}^i . Anschließend wird die Polarisationskorrektur durchgeführt:

$$A_{PV} = \frac{A_{exp}}{P} \quad (30)$$

$$\Delta A_{PV} = \sqrt{\left(\frac{A_{exp}}{P} \Delta A_{exp}\right)^2 + \left(\frac{A_{exp}}{P^2} \Delta P\right)^2} \quad (31)$$

mit $P = 0.87$ und $\Delta P = 0.04$ erhält man:

$$A_{PV} = (-8.60 \pm 1.00_{\text{stat}} \pm 0.71_{\text{syst}}) \cdot 10^{-6} \quad (32)$$

i	Runnr.	Anzahl Runs	GVZ	Polarisation	Asymmetrie (ppm)
0	80973 - 81817	609 (77%)	in	0.87	$+8.37 \pm 2.56$
1	81828 - 83150	253 (21%)	out	0.89	-7.98 ± 3.87
2	83163 - 84219	348 (34%)	in	0.84	$+7.80 \pm 3.45$
3	84238 - 84892	392 (61%)	out	0.86	-9.05 ± 3.20
4	84899 - 85788	170 (19%)	in	0.90	$+10.24 \pm 4.67$
12	91664 - 92160	365 (78%)	in	0.86	$+6.61 \pm 3.35$
13	92166 - 92905	359 (49%)	out	0.87	-7.25 ± 3.33
14	92947 - 93681	620 (85%)	in	0.89	$+10.06 \pm 2.48$
15	93692 - 94586	766 (86%)	out	0.90	-9.01 ± 2.22

Tabelle 6: Aus der Analyse bestimmte Asymmetrien A_{exp}^i/P für die einzelnen Datasamples i.

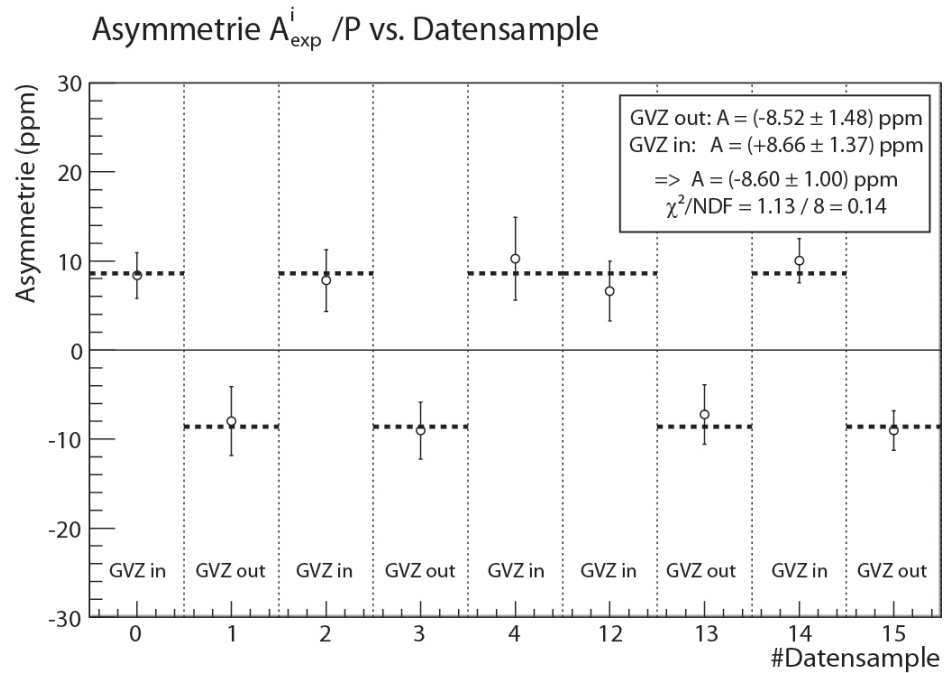


Abbildung 60: Asymmetrien A_{exp}^i/P für die einzelnen Datasamples i. Datasamples, in denen wegen der Qualitätsschnitte keine Daten mehr verblieben sind, wurden aus der Darstellung herausgenommen. Die gestrichelten Linien zeigen das Ergebnis der Anpassung einer Konstanten, die separat für die Samples mit „GVZ in“ und „GVZ out“ durchgeführt wurde.

210.2 MeV		
Koeff	Parameter	Wert
a1	Stromasymmetrie	(2.08 ± 0.69) ppm/ppm
a2	Hor. Lagediff.	(4.57 ± 28.32) ppm/ μm
a3	Vert. Lagediff.	(-25.73 ± 193.57) ppm/ μm
a4	Hor. Winkeldiff.	(-4324 ± 4120) ppm/ μrad
a5	Vert. Winkeldiff.	(17136 ± 28686) ppm/ μrad
a6	Energiedifferenz	(-214.1 ± 747.9) ppm/eV

Tabelle 7: Regressionskoeffizienten a_i nach Gl. 27.

wobei sich der statistische Fehler aus der Zahl $N_{ges} = 1.299 \cdot 10^{12}$ der elastisch gestreuten in dieser Analyse verwendeten Elektronen und der mittleren Polarisation $P_{mean} = 0.874$ ergibt:

$$(\Delta A_{PV})_{stat} = \frac{1}{\sqrt{N_{ges}} P_{mean}} = 1.00 \cdot 10^{-6} \quad (33)$$

Die Asymmetrien für jeden Datenlauf sind in Abb. 61 in Histogrammform dargestellt.

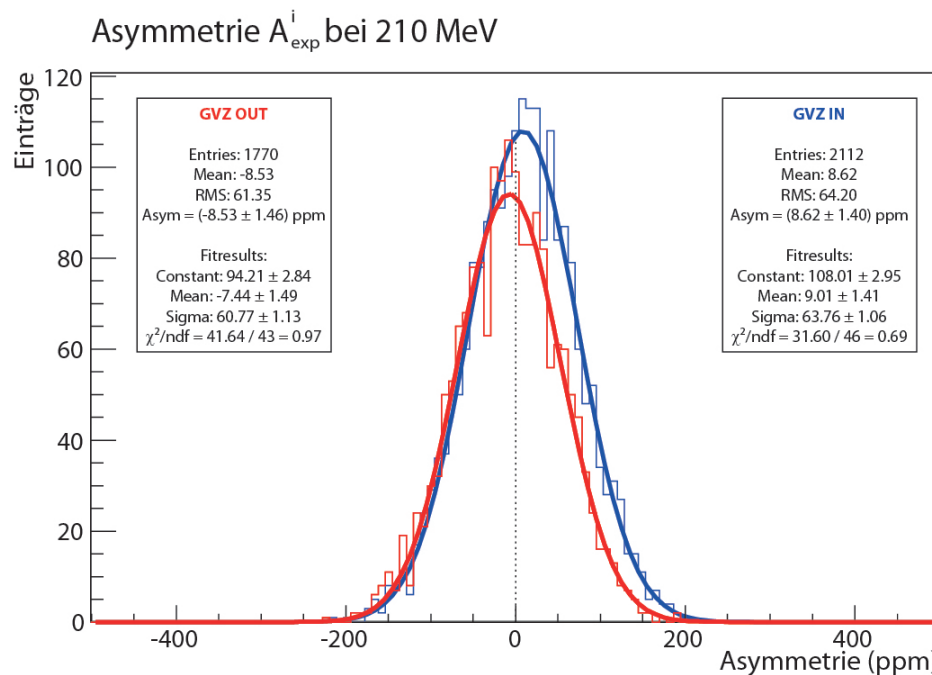


Abbildung 61: Die Asymmetrien A_{exp}^i für jeden Datenlauf i als Histogramm. Die Asymmetrien für GVZ in und GVZ out wurden getrennt histogrammiert.

4.5.2 Bestimmung der Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton-Streuung A_{ep}

Der Anzahl elastisch am Proton gestreuter Elektronen sind quasielastisch am Aluminium der Targetfenster gestreute Elektronen beigemischt. Dieser Beitrag muß in der weiteren Analyse berücksichtigt werden. Die elastische Streuung am Aluminium kann dagegen bei der hier betrachteten Kinematik vernachlässigt werden. Bezeichnen R_{ep} und R_{Al} die Raten der beiden erstgenannten Prozesse, die zum Peak in den Energiespektren innerhalb der gewählten Schnittgrenzen beitragen, so definiert man den sogenannten Verdünnungsfaktor f :

$$f = \frac{R_{Al}}{R_{ep} + R_{Al}} \quad (34)$$

Die paritätsverletzende Asymmetrie A_{pV} , die mit diesen Schnittgrenzen aus den Energiespektren gewonnen wird, setzt sich also zusammen aus der Asymmetrie in der elastischen ep-Streuung und der Asymmetrie der quasielastischen eAl-Streuung:

$$A_{pV} = (1 - f)A_{ep} + fA_{Al} \quad (35)$$

Der Verdünnungsfaktor wurde mit leerer bzw. nur mit Wasserstoffgas gefüllter Targetzelle bestimmt [17]. Er beträgt $f = (3.47 \pm 0.12)\%$. Die Asymmetrie A_{Al} wird in der statischen Näherung berechnet. Ein Aluminiumkern besteht aus $Z = 13$ Protonen und $N = 14$ Neutronen:

$$A_{Al} = \frac{13 \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p A_p + 14 \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n A_n}{13 \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_p + 14 \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_n} \quad (36)$$

Die Berechnung der Asymmetrien in der Streuung am Proton A_p bzw. am Neutron A_n erfolgt ohne Strangeness-Beitrag gemäß der Formeln 11 und 12.

$$A_{p,n} = A_V + A_A \quad (37)$$

wobei für Proton und Neutron jeweils die entsprechenden Formfaktoren einzusetzen sind. Bei der Asymmetrie A_V muß zusätzlich jeweils die passende schwache Ladung von Proton $Q_W^p = 1 - 4\sin^2\theta_W$ bzw. $Q_W = -1$ eingesetzt werden. Es wird über die Streuwinkel der Ringe 2 bis 6 des Kalorimeters gemittelt. Daraus ergibt sich:

$$A_p = (-8.09 \pm 0.68) \cdot 10^{-6} \quad (38)$$

$$A_n = (+2.41 \pm 0.61) \cdot 10^{-6} \quad (39)$$

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden über den Raumwinkelbereich der Ringe 2 bis 6 integriert. Man erhält:

$$\sigma_p = 13.88 \cdot 10^{-9} \text{ barn} \quad (40)$$

$$\sigma_n = 5.32 \cdot 10^{-9} \text{ barn} \quad (41)$$

Durch Umstellen von Gl. 35 und Anwendung der Gaußschen Fehlerfortpflanzung erhält man für die Asymmetrie der elastischen Elektron-Proton-Streuung:

$$A_{el} = (-9.00 \pm 1.00_{\text{stat}} \pm 0.78_{\text{sy st}}) \cdot 10^{-6} \quad (42)$$

4.5.3 Übersicht der Korrekturen und Fehlerbeiträge

Die Größe der einzelnen Korrekturen und deren Beiträge zum Fehler in der Asymmetrie A_{ep} können ermittelt werden, indem eine einzelne jeweilige Korrektur aus der Analyse ausgeschlossen wird und das Resultat mit dem finalen Ergebnis verglichen wird. Die relevanten Korrekturen sind in Tab 8 aufgeführt.

	Größe der Korrektur (ppm)	Beitrag zum Fehler (ppm)
Strahlpolarisation	-1.10	0.34
Helizitätskorrel. Strahlparameter	-1.09	0.56
Targetfenster	-0.40	0.30
Neutraler Untergrund	-0.07	0.15
Summe	-2.66	0.74

Tabelle 8: Übersicht über alle relevanten Korrekturen an der Asymmetrie und deren Beiträge zum Fehler.

4.6 SYSTEMATISCHE ÜBERPRÜFUNGEN

4.6.1 Asymmetrie für verschiedene polare und azimutale Streuwinkel

Da das Kalorimeter segmentiert ist, lassen sich Asymmetrien für ausgewählte Detektormodule bestimmen und damit polare bzw. azimutale Streuwinkelbereiche eingrenzen. Um den statistischen Fehler nicht zu groß werden zu lassen, wird das Kalorimeter in acht Sektoren eingeteilt, die unterschiedlichen Azimutwinkeln φ entsprechen bzw. in sieben Ringe, die unterschiedlichen polaren Streuwinkeln θ entsprechen. Zur Definition des Azimutwinkels φ im A4-Experiment siehe z.B. [21]. Für jeden Bereich des Kalorimeters wird die lineare Regression vollständig durchgeführt. Die Ergebnisse dieser Analyse sind in Tab. 9 aufgeführt und graphisch in Fig. 62 dargestellt.

4.6.2 Asymmetrie für neutrale Teilchen

Die in Kap. 4.5 vorgestellte Analyse läßt sich in gleicher Weise auch auf das Nicht-Koinzidenzspektrum anwenden. Es werden also die gleichen

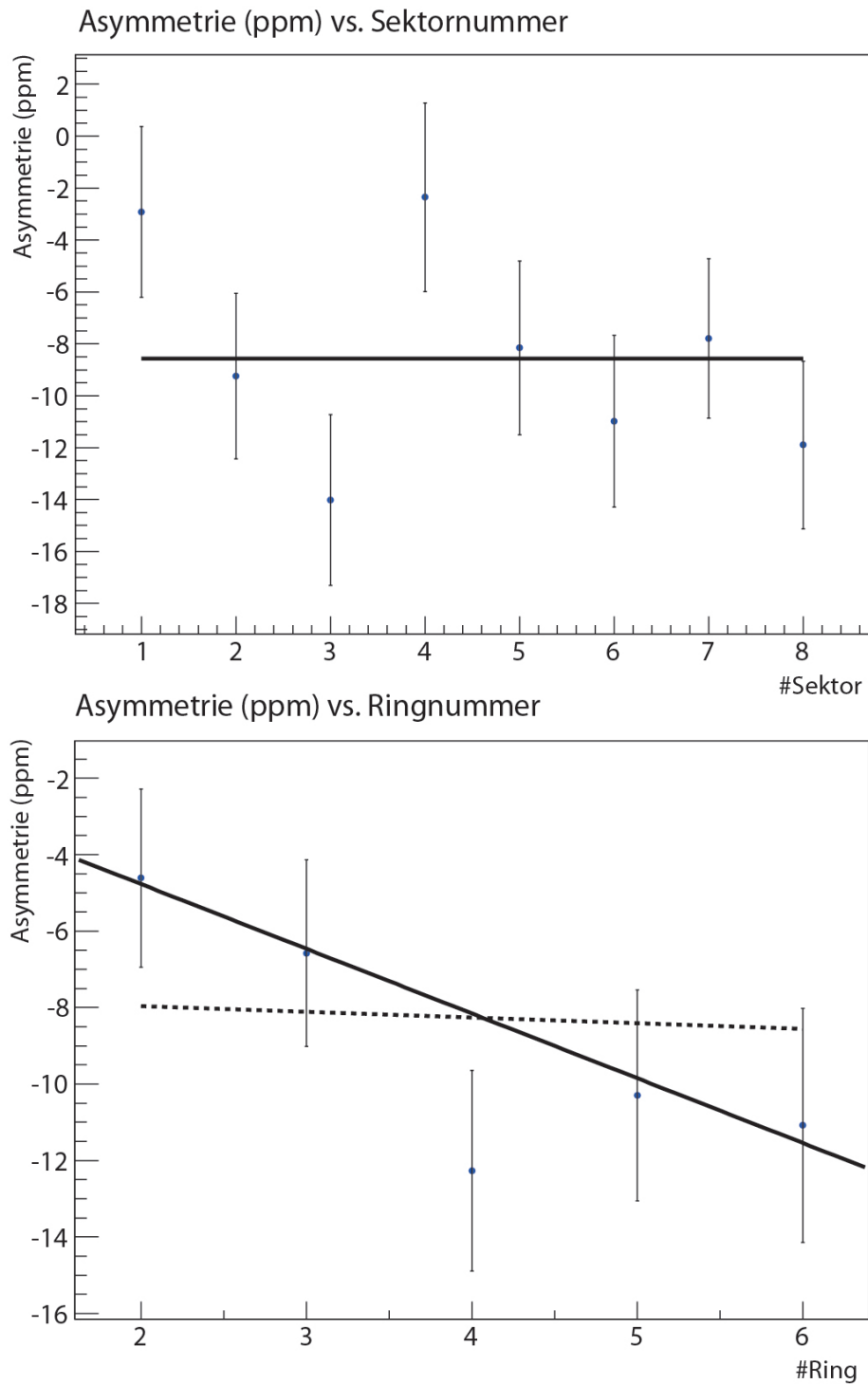


Abbildung 62: Asymmetrien für unterschiedliche Sektoren bzw. Ringe des Kalorimeters. Die entsprechenden Winkelbereiche sind in Tab. 9 angegeben. Bei den Sektoren wurde eine Konstante an die Daten angepasst, da man keine Abhängigkeit der Asymmetrie vom Azimutwinkel erwartet. An die Daten der Ringe wurde eine Gerade angepasst (durchgezogene Linie). Die gestrichelte Linie gibt näherungsweise die erwartete Asymmetrie A_0 ohne Strangeness-Erwartung an. Die Variation von A_0 über den gezeigten Streuwinkelbereich ist schwach.

	mittl. polarer Streuwinkel $\bar{\theta}$	azimutaler Streuwinkelbereich	Asymmetrie (ppm)
Sektor 1	145°	0° ≤ φ ≤ 45°	-2.92 ± 3.29
Sektor 2	145°	45° ≤ φ ≤ 90°	-9.24 ± 3.19
Sektor 3	145°	90° ≤ φ ≤ 135°	-14.02 ± 3.29
Sektor 4	145°	135° ≤ φ ≤ 180°	-2.35 ± 3.63
Sektor 5	145°	180° ≤ φ ≤ 225°	-8.15 ± 3.35
Sektor 6	145°	225° ≤ φ ≤ 270°	-10.98 ± 3.30
Sektor 7	145°	270° ≤ φ ≤ 315°	-7.79 ± 3.07
Sektor 8	145°	315° ≤ φ ≤ 360°	-11.89 ± 3.23
Ring 2	142.14°	0 ≤ φ ≤ 2 π	-4.61 ± 2.33
Ring 3	143.57°	0 ≤ φ ≤ 2 π	-6.58 ± 2.44
Ring 4	145.00°	0 ≤ φ ≤ 2 π	-12.27 ± 2.62
Ring 5	146.43°	0 ≤ φ ≤ 2 π	-10.30 ± 2.76
Ring 6	147.86°	0 ≤ φ ≤ 2 π	-11.08 ± 3.06

Tabelle 9: Asymmetrien A_{PV} für unterschiedliche Sektoren bzw. Ringe des Kalorimeters.

Schnittgrenzen in den Energiespektren verwendet, die gleichen Qualitätsschnitte vorgenommen und die multiple lineare Regression angewandt. Einzig die Korrektur auf neutralen Untergrund entfällt naheliegenderweise. Die erhaltenen Asymmetrien sind in Abb. 63 für GVZ out und GVZ in getrennt dargestellt. Daraus erhält man folgendes Ergebnis für die Asymmetrie:

$$A_{\text{noncoinc}} = (-5.16 \pm 1.89) \cdot 10^{-6} \quad (43)$$

Diese Asymmetrie ist betragsmäßig kleiner als die Asymmetrie der elastischen ep-Streuung. Die Unsicherheit hingegen ist hingegen größer, da im Nicht-Koinzidenzspektrum innerhalb der gewählten Schnittgrenzen weniger Ereignisse zur Verfügung stehen.

4.6.3 Variation der Schnittgrenzen für den Bereich der elastisch gestreuten Elektronen

Inelastische Streuprozesse, z.B. die Erzeugung eines Pions, haben eine eigene, unbekanntes paritätsverletzende Asymmetrie. Sind solche Ereignisse innerhalb der Schnittgrenzen beigemischt, können sie die daraus bestimmte Asymmetrie modifizieren. Daher wird hier untersucht, wie sich die extrahierte Asymmetrie A_{PV} bei Variation der unteren Schnittgrenze verhält. Hierfür wurde für die untere Schnittgrenze nach Gl. 26 der k-Wert von 0 bis 3 in Schritten von 0.5 verändert. Das Ergebnis der Analyse ist in Abb. 64 dargestellt. Mit zunehmendem k-Wert schneidet

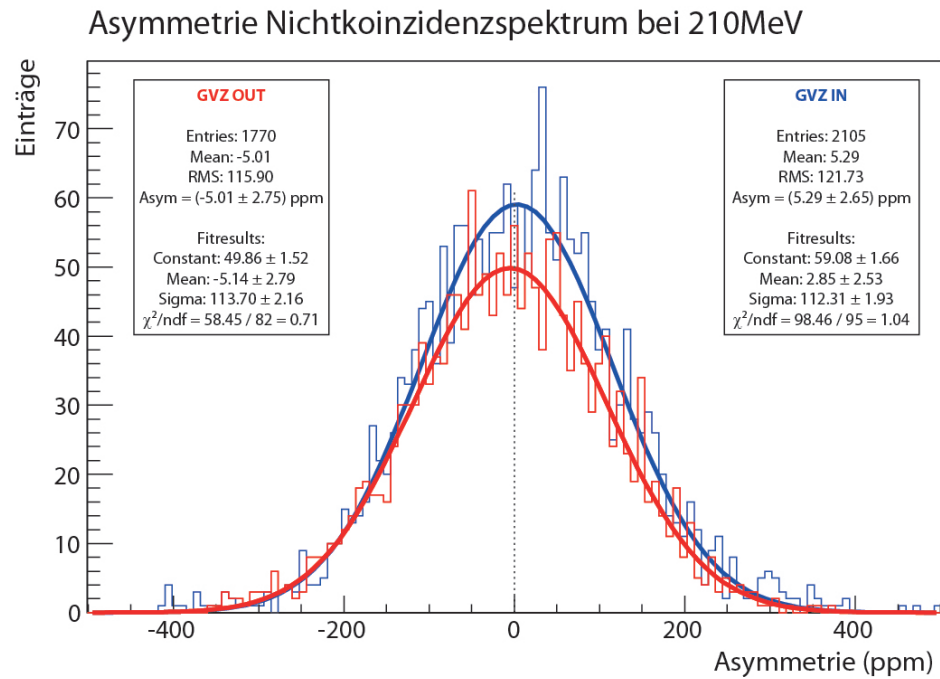


Abbildung 63: Asymmetrien für das Spektrum neutraler Teilchen A_{noncoinc}^i/P für alle verwendeten Datenläufe i histogrammiert für GVZ in und GVZ out.

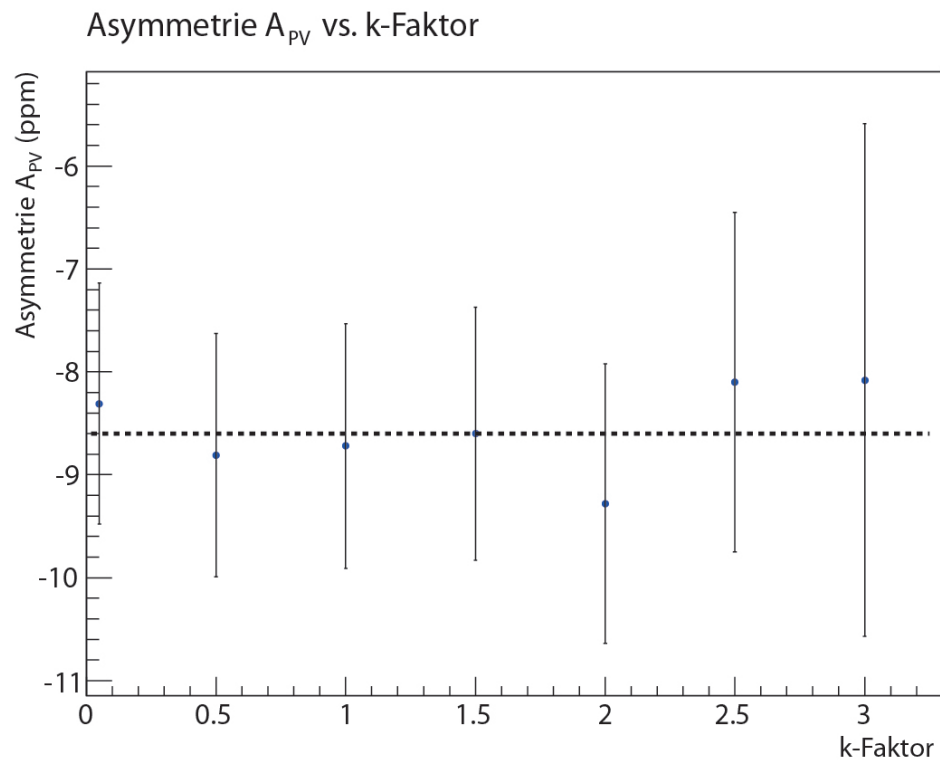


Abbildung 64: Asymmetrie A_{pV} in Abhängigkeit der unteren Schnittgrenze. Der k -Wert ist in Gl. 26 definiert. Die gestrichelte Linie zeigt den Wert $k = 1.5$, der in der vorliegenden Arbeit für die Analyse verwendet wurde.

ΔE	A_{pV} (ppm)	κ	A_{pV} (ppm)
6	-8.59 ± 1.24	0.08	-8.59 ± 1.23
7	-8.60 ± 1.23	0.09	-8.59 ± 1.23
8	-8.60 ± 1.23	0.10	-8.60 ± 1.23
9	-8.62 ± 1.23	0.11	-8.60 ± 1.23
10	-8.63 ± 1.24	0.12	-8.64 ± 1.23

Tabelle 10: Veränderung der extrahierten Asymmetrie A_{pV} bei Variation der Shift- und Scale-Parameter. Man erkennt, daß die Wahl der Parameter keinen großen Einfluß auf die Asymmetrie hat.

die untere Schwelle immer weiter in den Bereich der elastisch gestreuten Elektronen hinein, so daß immer weniger Ereignisse für die Berechnung der Asymmetrie zur Verfügung stehen. Daher nimmt der Fehler mit wachsendem κ zu. Man erkennt keine systematische Veränderung der Asymmetrie. Dies spricht für entweder keine nennenswerten Beiträge von inelastischen Ereignissen innerhalb der Schnittgrenzen, oder aber, daß die inelastisch gestreuten Elektronen eine Asymmetrie haben, die der gesuchten Asymmetrie der elastischen ep-Streuung sehr ähnlich ist. Daher erwächst aus der Wahl der unteren Schnittgrenze kein relevanter Beitrag zur systematischen Unsicherheit.

4.6.4 Variation der Parameter für den Untergrundabzug im Shift- und Scale-Verfahren

Ogleich der Beitrag der neutralen Teilchen zum Spektrum der geladenen Teilchen aufgrund der niedrigen Strahlenergie klein ist und daher keine großer Einfluß auf die Asymmetrie A_{pV} zu erwarten ist, soll hier dennoch untersucht werden, wie die Wahl des Shift-Parameters ΔE und des Scale-Parameters κ den Wert der extrahierten Asymmetrie beeinflusst. In der Analyse wird $\Delta E = 8$ ADC-Einheiten und $\kappa = 0.10$ verwendet. Für die hier vorliegende Untersuchung wird ΔE im Bereich zwischen 6 und 10 ADC-Einheiten variiert und κ zwischen 0.08 und 0.12. Dabei wurde bei einer Variation von ΔE $\kappa = 0.10$ festgehalten und bei einer Variation von κ wurde $\Delta E = 10$ ADC-Einheiten fixiert. Die Ergebnisse dieser Untersuchung zeigt Tab. 10. Es kann kein relevanter Einfluß der Wahl der Shift- und Scale-Parameter auf den Wert der extrahierten Asymmetrie festgestellt werden.

BEITRÄGE DER STRANGEQUARKS ZU DEN VEKTORFORMFAKTOREN DES PROTONS

Das vorherige Kapitel befasste sich mit der Extraktion der Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton-Streuung A_{ep} aus den aufgenommenen Meßdaten. Mit dieser Asymmetrie A_{ep} läßt sich aus den Gln. 11 - 13 eine Linearkombination $G_E^s + \alpha \cdot G_M^s$ bestimmen, wobei noch die Formfaktoren für Proton und Neutron benötigt werden. Kap. 5.1 beschäftigt sich daher zunächst mit diesen Formfaktoren. Die Linearkombination der Strangeness-Formfaktoren sowie die Trennung in elektrischen und magnetischen Strangeness-Formfaktor unter Zuhilfenahme einer A_4 -Messung bei gleichem Impulsübertrag unter Vorwärtsstreuwinkeln wird in Kap. 5.2 vorgestellt. Kap. 5.3 befasst sich schließlich mit den verfügbaren Welt Daten bei dem hier untersuchten Impulsübertrag von $Q^2 = 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$.

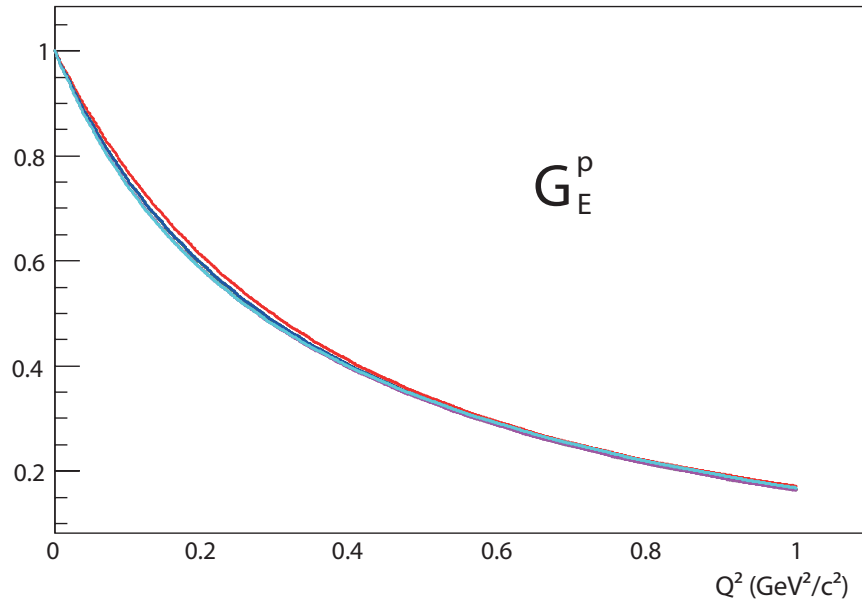
5.1 FORMFAKTOREN VON PROTON UND NEUTRON

Für die Vektorformfaktoren des Proton und des Neutron existieren eine Reihe von Parametrisierungen, angefangen von der Galster-Parametrisierung [43], über Friedrich/Walcher [42], Kelly [62], Arrington/Sick [14], Yakoubi [40] bis hin zu Bernauer [30]. In Abb. 65 und Abb. 66 sind einige dieser Parametrisierungen dargestellt. Man erkennt, daß sich die Parametrisierungen nur beim elektrischen Formfaktor des Neutrons in größerem Maße unterscheiden. Bei dem in dieser Arbeit betrachteten Impulsübertrag von $Q^2 = 0.1 \text{ (GeV/c)}$ liegen auch für G_E^n alle Parametrisierungen nahe beieinander. In der hier vorliegenden Arbeit wird im Weiteren die Parametrisierung von Friedrich/Walcher verwendet. Aus dieser lassen sich auch auf einfache Weise die Unsicherheiten für die einzelnen Formfaktoren berechnen.

Der effektive axiale Formfaktor \tilde{G}_A^p beinhaltet große Strahlungskorrekturen und hat deswegen eine größere Unsicherheit als die Vektorformfaktoren. Er wird nach Zhu et al. [89] bestimmt. Abb. 67 zeigt den Verlauf des Formfaktors als Funktion des Impulsübertrags.

Bei der Bestimmung des Impulsübertrags Q^2 muß berücksichtigt werden, daß die Elektronen auf dem Weg durch das Flüssigwasserstofftarget Energie verlieren, so daß sie je nach Position im Target am Vertex eine geringere Energie E haben als die Strahlenergie E_{beam} . Der Energieverlust beträgt bei einer Strahlenergie von 210 MeV $dE/dz = 0.5 \text{ MeV/cm}$ [27]. Bei einer Targetlänge von $l = 23.4 \text{ cm}$ ergibt sich ein mittlerer Energieverlust von $\Delta E = 5.85 \text{ MeV}$. Q^2 ist näherungsweise proportional zu E^2 , daher gilt für den tatsächlichen mittleren Impuls-

Elektrischer Formfaktor Proton



Elektrischer Formfaktor Neutron

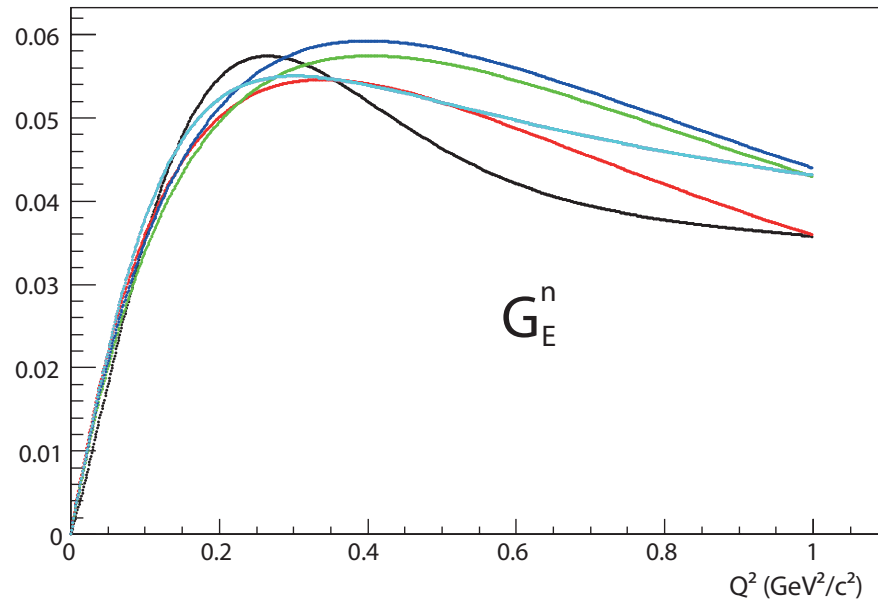
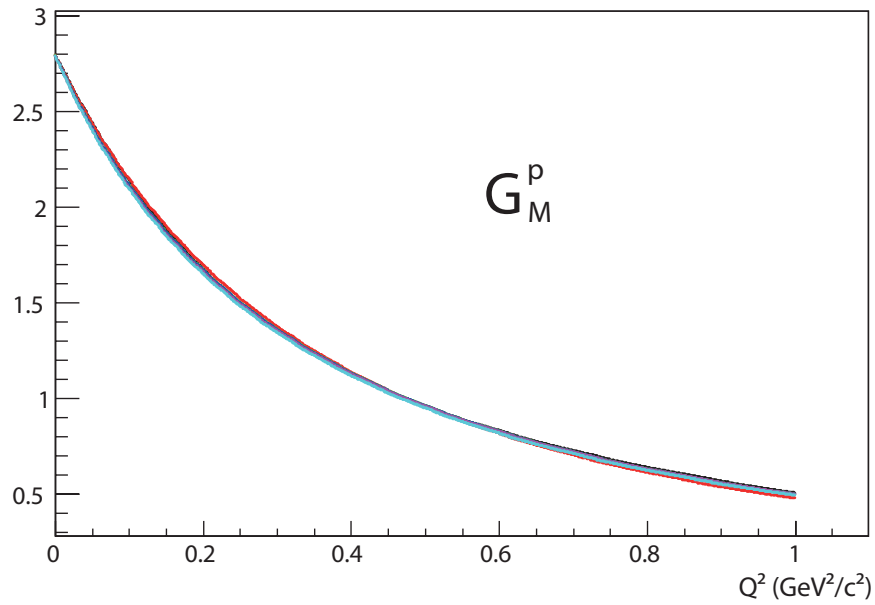


Abbildung 65: Elektrische Formfaktoren von Proton und Neutron nach verschiedenen Parametrisierungen. Galster (rot), Friedrich/Walcher (schwarz), Kelly (Grün), Arrington/Sick (hellblau) und Yakoubi (dunkelblau).

Magnetischer Formfaktor Proton



Magnetischer Formfaktor Neutron

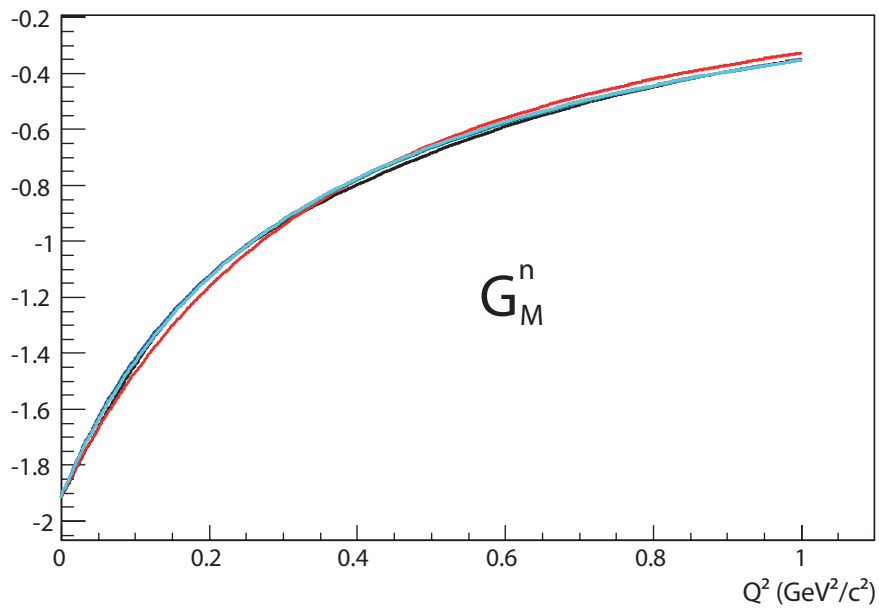
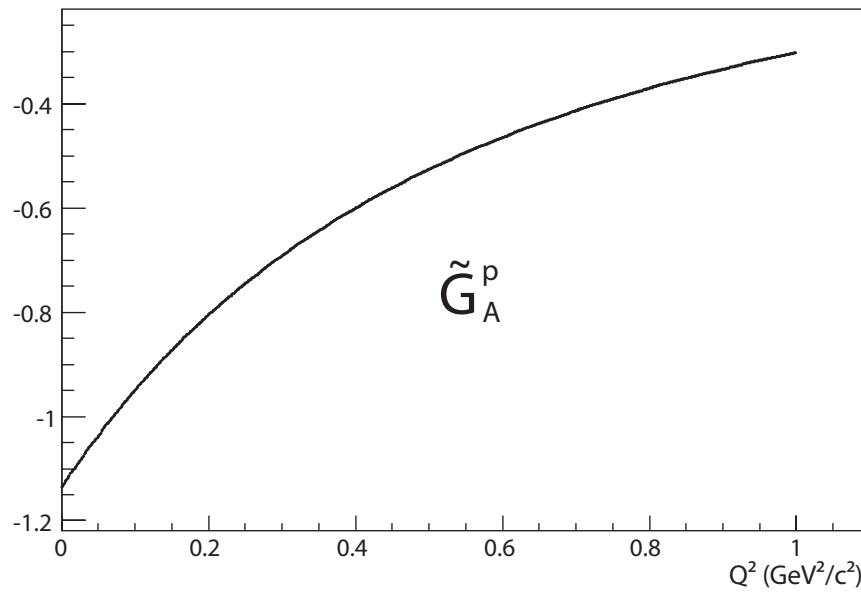


Abbildung 66: Magnetische Formfaktoren von Proton und Neutron nach verschiedenen Parametrisierungen. Galster (rot), Friedrich/Walcher (schwarz), Kelly (Grün), Arrington/Sick (hellblau) und Yakoubi (dunkelblau).

Effektiver Axialer Formfaktor Proton Zhu et al.

Abbildung 67: Effektiver axialer Formfaktor \tilde{G}_A^p des Protons nach Zhu et al.

übertrag Q^2 gegenüber dem Impulsübertrag ohne Berücksichtigung des Energieverlusts im Target Q_{Noncorr}^2 :

$$Q^2 = F \cdot Q_{\text{Noncorr}}^2 \text{ mit } F = 0.942 \quad (44)$$

Beim zentralen Streuwinkel $\theta = 145^\circ$ ergibt sich ein Impulsübertrag von $Q^2 = 0.107 \text{ (GeV/c)}^2$. Die Formfaktoren bei diesem Impulsübertrag betragen:

$$\begin{aligned} G_E^p &= +0.737 \pm 0.022 \\ G_M^p &= +2.095 \pm 0.063 \\ G_E^n &= +0.038 \pm 0.004 \\ \tilde{G}_A &= -0.937 \pm 0.579 \end{aligned}$$

5.2 STRANGENESS-FORMFAKTOREN BEI $Q^2 = 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$

5.2.1 Linearkombination der Strangeness-Formfaktoren aus der Messung unter Rückwärtsstreuwinkeln

Die Asymmetrie in der elastischen ep-Streuung wurde über den Streuwinkelbereich ermittelt, den die Ringe 2 - 6 des Kalorimeters abdecken, d.h. $141.4^\circ \leq \theta \leq 148.6^\circ$ bezogen auf den Mittelpunkt des Targets. Zusätzlich kann die Streuung über die gesamte Länge des Targets stattfinden. Daher müssen die Asymmetrie ohne Strangeness-Beitrag A_0 und

der Impulsübertrag Q^2 gemittelt über diese Akzeptanz berechnet werden [21], wobei mit dem Wirkungsquerschnitt gewichtet wird:

$$\langle A_0 \rangle = \frac{\int_{\text{Target}} dl \int_{\text{Kalorimeter}} d\Omega A_0 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}}{\int_{\text{Target}} dl \int_{\text{Kalorimeter}} d\Omega} = (-7.60 \pm 0.65) \cdot 10^{-6} \quad (45)$$

Die Unsicherheit von A_0 wird dominiert von der Unsicherheit des effektiven axialen Formfaktors $\Delta \tilde{G}_A^p$:

$$\langle A_0 \rangle = (-7.60 \pm 0.30_{A_{\text{vektor}}} \pm 0.58_{A_{\text{axial}}}) \cdot 10^{-6} \quad (46)$$

Für den Impulsübertrag erhält man:

$$\langle Q^2 \rangle = \frac{\int_{\text{Target}} dl \int_{\text{Kalorimeter}} d\Omega Q^2 \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega}}{\int_{\text{Target}} dl \int_{\text{Kalorimeter}} d\Omega} \cdot F = 0.107 (\text{GeV}/c)^2 \quad (47)$$

Mit Hilfe der Gln. 11 - 13 läßt sich die Linearkombination $G_E^s + a \cdot G_M^s$ der Strangeness-Formfaktoren bestimmen, wobei auch der Vorfaktor a gemittelt wird [21]. Es gilt:

$$G_E^s + a \cdot G_M^s = \frac{4\pi\alpha\sqrt{2}}{G_{\mu\rho'_{eq}} Q^2} \left(G_E^p + \frac{\tau (G_M^p)^2}{\epsilon G_E^p} \right) (\langle A_{ep} \rangle - \langle A_0 \rangle) \quad (48)$$

$$a = \frac{\int_{\text{Target}} dl \int_{\text{Kalorimeter}} d\Omega \frac{\tau G_M^p}{\epsilon G_E^p}}{\int_{\text{Target}} dl \int_{\text{Kalorimeter}} d\Omega} \quad (49)$$

Man erhält die Linearkombination:

$$G_E^s + 1.891 G_M^s = -0.6860 \pm 0.6242_{\text{exp}} \pm 0.3176_{\text{FF}} \quad (50)$$

wobei sich der erste Fehler aus der Unsicherheit der aus der Messung bestimmten Asymmetrie A_{ep} ergibt und der zweite Fehler aus den Unsicherheiten der Vektorformfaktoren von Proton und Neutron sowie des effektiven axialen Formfaktors des Protons.

5.2.2 Separate Bestimmung von G_E^s und G_M^s durch Kombination mit der A_4 -Vorwärtsmessung

Durch Messung verschiedener Linearkombinationen von G_E^s und G_M^s bei gleichem Impulsübertrag, aber verschiedenen Streuwinkeln, ist es möglich die Formfaktoren zu separieren. Im A_4 -Experiment wurde bereits bei gleichem Impulsübertrag ($Q^2 = 0.108(\text{GeV}/c)^2$), aber unter Vorwärtsstreuwinkeln bei einem mittleren Streuwinkel von $\theta = 35^\circ$ die paritätsverletzende Asymmetrie in der elastischen ep -Streuung gemessen [72]. Die Strahlenergie betrug $E_{\text{beam}} = 570 \text{ MeV}$ und die gemessene Asymmetrie $A_{ep} = (-1.36 \pm 0.32) \cdot 10^{-6}$. Nachträgliche Analysen

ergaben, daß der in dieser Veröffentlichung verwendete Wert für die Strahlpolarisation um 6.6% zu hoch angesetzt war. Mit der korrigierten Strahlpolarisation ergibt sich eine Asymmetrie in der Messung unter Vorwärtsstreuwinkeln von $A_{ep} = (-1.45 \pm 0.34) \cdot 10^{-6}$. Diese Asymmetrie wurde neu evaluiert, wobei analog zur Messung unter Rückwärtsstreuwinkeln verfahren wurde. Es ergibt sich eine Linearkombination der Strangeness-Formfaktoren von

$$G_E^s + 0.1056 G_M^s = 0.0612 \pm 0.0370_{exp} \pm 0.0144_{FF} \quad (51)$$

Mit Gl. 50 und Gl. 51 hat man zwei Gleichungen mit zwei Unbekannten G_E^s und G_M^s zur Verfügung. Die Lösung dieses Gleichungssystems ergibt $G_M^s = -0.419 \pm 0.393$ und $G_E^s = 0.105 \pm 0.059$. Bei dieser Methode bleibt die Korrelation der Formfaktoren in beiden Linearkombinationen unberücksichtigt. Dies führt dazu, daß der Gesamtfehler überschätzt wird. Daher wurde ein Monte-Carlo-Verfahren implementiert, welches die beiden Asymmetrien der Messungen unter Rückwärts- und Vorwärtsstreuwinkeln sowie die Formfaktoren gemäß ihren Unsicherheiten zufällig gaußverteilt erzeugt und hieraus die Strangeness-Formfaktoren bestimmt. Abb. 68 zeigt die so gewonnenen Verteilungen der Strangeness-Formfaktoren. Es ergeben sich leicht kleinere Gesamtfehler, und man erhält:

$$\begin{aligned} G_E^s(Q^2 = 0.11 \text{ GeV}^2/c^2) &= +0.106 \pm 0.056 (\pm 0.052_{exp} \pm 0.020_{FF}) \\ G_M^s(Q^2 = 0.11 \text{ GeV}^2/c^2) &= -0.411 \pm 0.387 (\pm 0.334_{exp} \pm 0.196_{FF}) \end{aligned}$$

Die Linearkombinationen sind in Abb. 69 in der G_E^s - G_M^s -Ebene aufgetragen. Die hier vorgestellte Messung bei $Q^2 = 0.11 (\text{GeV}/c)^2$ favorisiert ebenso wie die bereits zuvor durchgeführte A_4 -Messung bei $Q^2 = 0.23 (\text{GeV}/c)^2$ [22] positive Werte für G_E^s und negative Werte für G_M^s . Hier waren $G_E^s(Q^2 = 0.23 \text{ GeV}^2/c^2) = +0.050 \pm 0.042$ und $G_M^s(Q^2 = 0.23 \text{ GeV}^2/c^2) = -0.14 \pm 0.16$.

5.3 WELTDATEN FÜR G_E^s UND G_M^s

Um G_E^s und G_M^s zu separieren, sind immer mindestens zwei Messungen bei gleichem Impulsübertrag Q^2 , aber unterschiedlichen Linearkombinationen der Strangeness-Formfaktoren notwendig. Dies ist zum einen mit einer Messung unter Vorwärtsstreuwinkeln und einer Messung unter Rückwärtsstreuwinkeln zu erreichen (A_4 , G_0), aber auch mit Messungen an unterschiedlichen Targets (Sample, Happex). Insgesamt gibt es drei Impulsüberträge, bei denen solche Daten vorliegen. Abb. 70 gibt einen Überblick über alle verfügbaren Datenpunkte [7], [3], [12], [13], [11], [18], [22], [72], [71]. Man erkennt, daß Vorhersagen, die einen großen Beitrag der Strangequarks zu den Formfaktoren des Protons vorschlugen, experimentell nicht bestätigt wurden. Dieser Befund deckt sich mit neueren Berechnungen aus der Gitter-QCD [9], [38]. Diese sagen für den Bereich des Impulsübertrags von $Q^2 < 0.7 (\text{GeV}/c)^2$ für den

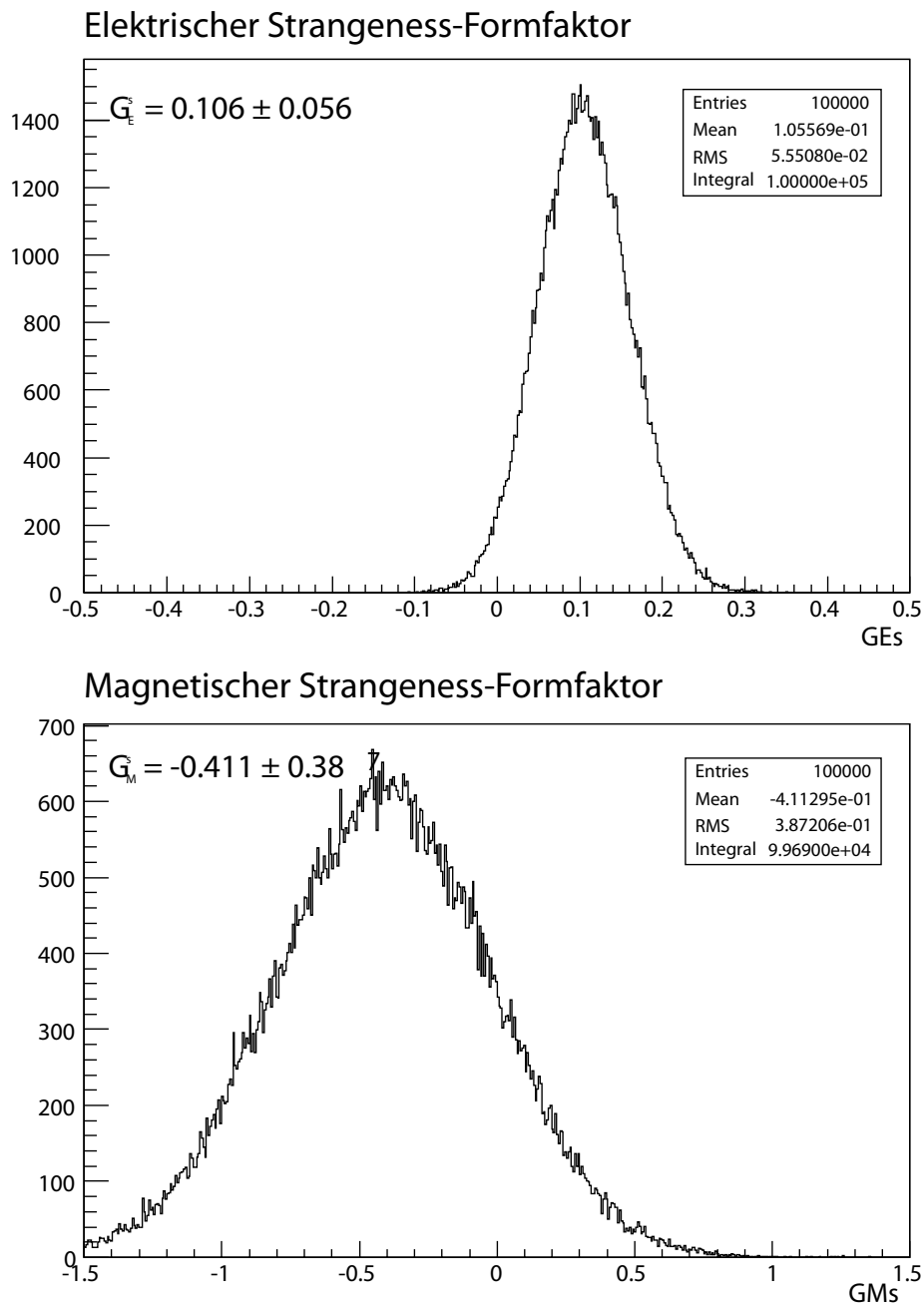


Abbildung 68: Verteilung der Strangeness-Formfaktoren, wie sie sich aus der Monte-Carlo-Separation ergeben.

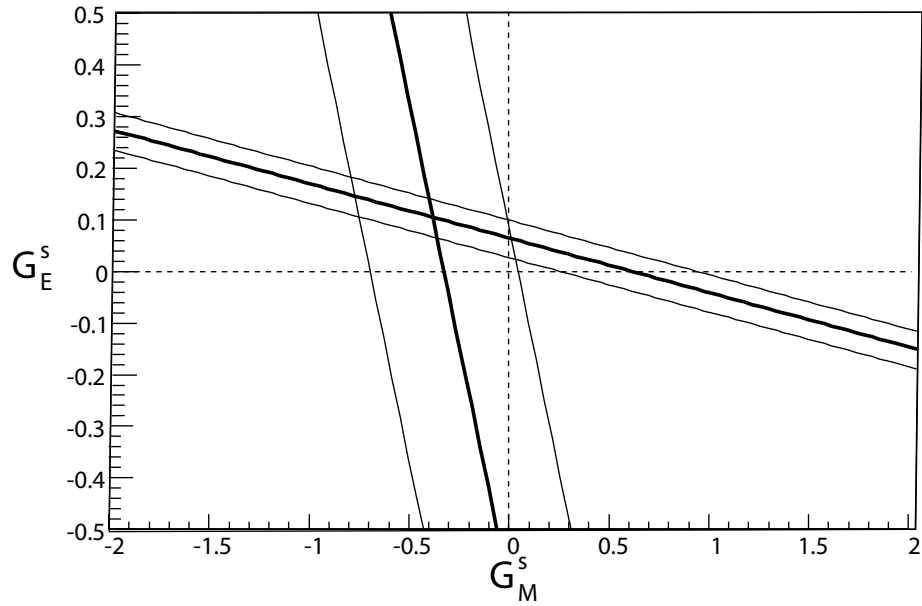


Abbildung 69: Linearkombination der Strangeness-Formfaktoren aus Messungen unter Vorwärts- und Rückwärtsstreuwinkeln im A4-Experiment. Die dicken Linien geben jeweils den Zentralwert, die dünnen Linien den 1σ -Fehlerbereich an.

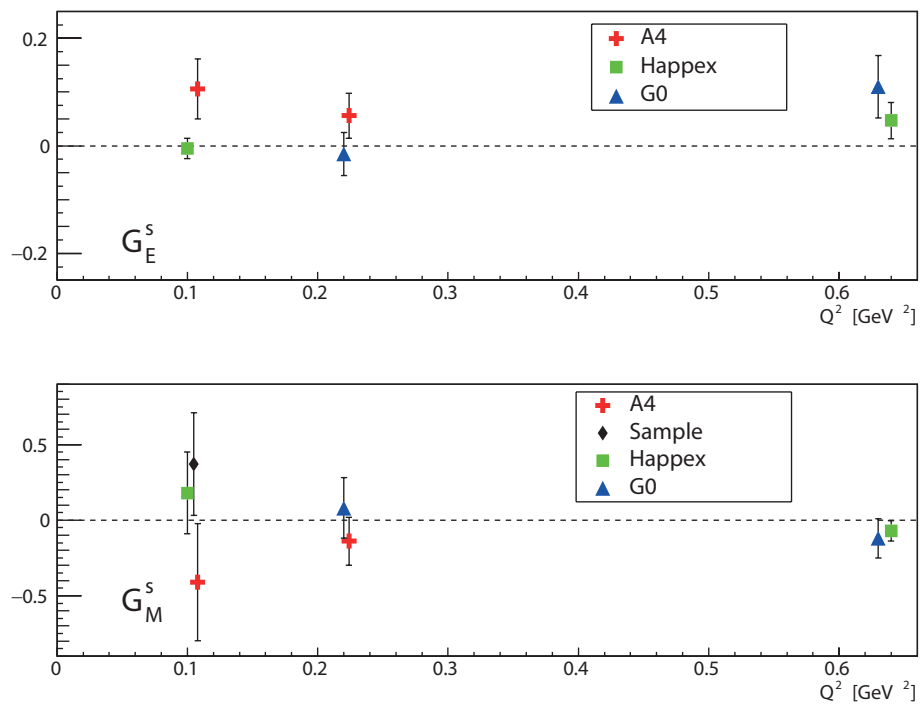


Abbildung 70: Elektrischer und magnetischer Strangeness Formfaktor für verschiedene Impulsüberträge Q^2 . Die Happex-Kolaboration hat bei $Q^2 = 0.63$ (GeV/c^2) nur eine Messung unter Vorwärtsstreuwinkeln an Wasserstoff durchgeführt. Die angegebenen Werte entstammen einem Fit zusammen mit den Meßergebnissen von G0. Die Meßwerte entstammen [7], [3], [12], [13], [11], [18], [22], [72] und [71].

elektrischen Strangeness-Formfaktor Werte von $0 \leq G_E^s \leq 0.01$ voraus und für den magnetischen Strangeness-Formfaktor Werte von $-0.05 \leq G_M^s \leq 0.05$. Abb. 71 zeigt den Verlauf der Strangeness-Formfaktoren aus [38] zusammen mit den hier vorgestellten Meßwerten für G_E^s und G_M^s . Die Messung stimmt im Rahmen von 2σ (G_E^s) bzw. 1σ (G_M^s) mit

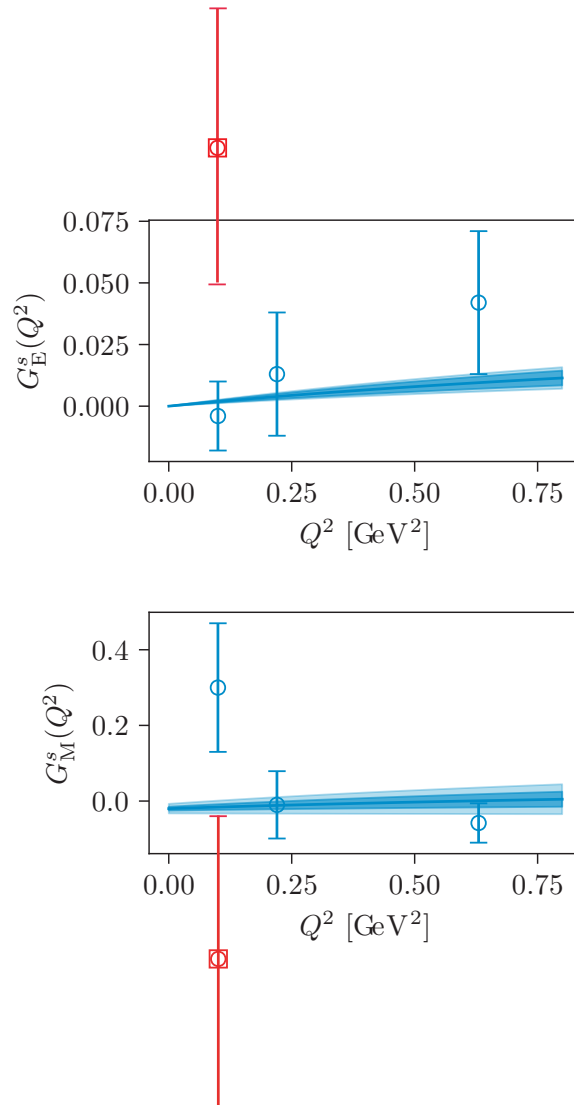


Abbildung 71: Verlauf der Strangeness-Formfaktoren G_E^s und G_M^s in Abhängigkeit des Impulsübertrags Q^2 aus [38]. Die Fehlerbänder zeigen den statistischen Fehler (dunkelblau) und den Gesamtfehler (hellblau) inklusive systematischer Unsicherheiten für diese Berechnung an. In rot dargestellt sind die A4-Meßwerte. Die blauen Punkte zeigen existierende Messungen [73].

den Gitter-QCD-Berechnungen überein. Die Genauigkeiten dieser Berechnungen sind mit dem A4-Experiment nicht zu erreichen.

Die A4-Kollaboration am Mainzer Mikrotron MAMI hat Experimente zur Untersuchung der Struktur des Protons durchgeführt. Dazu wurde die elastische Streuung polarisierter Elektronen an unpolarisierten Protonen untersucht. Das verwendete Bleifluorid-Kalorimeter war in der Lage, bei einer Messung einen Streuwinkelbereich unter Vorwärtsstreuwinkeln von 30° bis 40° oder einen unter Rückwärtsstreuwinkeln von 140° bis 150° abdecken. Die Elektronen konnten hierbei sowohl longitudinal als auch transversal zur Richtung des Elektronenstrahls polarisiert sein. Bei longitudinaler Polarisation des Elektronenstrahls kann man den Beitrag der Strangequarks zu den Vektor-Formfaktoren des Protons untersuchen. Hierzu wurde die paritätsverletzende Asymmetrie im Wirkungsquerschnitt der Streuung bei verschiedenen festen Streuwinkeln und Impulsüberträgen gemessen. Aus den einzelnen Messungen können Linearkombinationen der Strangeness-Formfaktoren G_E^s und G_M^s bestimmt werden. Auf eine transversale Einstellung des Elektronenspins wurde in der Arbeit nicht eingegangen, es sei nur erwähnt, daß bei diesen Messungen Normalspin-Asymmetrien auftreten, die Aufschluß über den Imaginärteil der Zwei-Photonen-Amplitude im Wirkungsquerschnitt geben.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Elektronentagger zur Erweiterung des A4-Experiments für Messungen unter Rückwärtsstreuwinkeln entwickelt sowie eine Meßreihe bei einem Impulsübertrag von $Q^2 = 0.1 (\text{GeV}/c)^2$ durchgeführt. Der Elektronentagger dient dazu, Elektronen von Photonen, die hauptsächlich aus dem π_0 -Zerfall durch Anregung der $\Delta(1232)$ -Resonanz entstehen, zu unterscheiden. Hierzu wurden verschiedene Prototypdetektoren entwickelt. Zum Einsatz kamen ein Gas-Tscherenkovzähler, ein Aerogel-Tscherenkovzähler und ein Szintillationszähler. Zur Erprobung der Detektoren wurden diese an geeigneter Stelle im Kalorimeter platziert, und ihre Elektronik mit der Ausleseelektronik des A4-Experiments verbunden. Ein Datenlauf lieferte jetzt bei den von den Prototypzählern überdeckten Kristallen nicht mehr jeweils ein Histogramm für positive bzw. negative Helizität der gestreuten Elektronen, sondern insgesamt vier Histogramme, zwei für positive Helizität des Elektronenstrahls und koinzidentes Signal im Tagger sowie nicht koinzidentes Signal und zwei für negative Helizität des Strahls.

Der Szintillationszähler erwies sich in den Tests als der vielversprechendste Ansatz. Daher wurde schließlich der Elektronentagger aus 72 Szintillationszählern entwickelt, in das Kalorimeter sowie dessen Ausleseelektronik integriert und in Betrieb genommen.

Zudem wurde die paritätsverletzende Asymmetrie A_{PV} in der Streuung longitudinal polarisierter Elektronen an unpolarisierten Protonen

unter Rückwärtsstreuwinkeln bei einer Strahlenergie von 210.2 MeV bestimmt. In dieser Kinematik entspricht der Viererimpulsübertrag $Q^2 = 0.11 \text{ GeV}^2/c^2$. Dazu wurden die Koinzidenzspektren zunächst mit Hilfe der Nicht-Koinzidenzspektren, die den neutralen Untergrund darstellen, bereinigt. Um aus den korrigierten Spektren die Anzahl der elastisch gestreute Elektronen zu ermitteln und damit die Rohasymmetrie zu bestimmen mußten allerdings noch Qualitätsschnitte eingeführt werden. Zu den Qualitätsschnitten zählen Schnitte auf Basis der helizitätskorrelierten Strahlparameter wie der Strahlstromasymmetrie, der horizontalen und vertikalen Lage- und Winkeldifferenzen und der Energiedifferenz. Zudem mußte aufgrund widriger Strahlbedingungen ein weiterer Qualitätsschnitt auf Grundlage des sogenannten Sprungmaßes eingeführt werden. Ursächlich für die schlechten Strahlbedingungen war eine Kavität zur Energiestabilisierung in RTM₃ am MAMI, die der Elektronenstrahl streifte und aufaktivierte. Dies führte zu einer Verfälschung der gemessenen Asymmetrie und konnte an erhöhter Strahlung in den Experimentierhallen und häufig auftretenden Sprüngen in den Signalen der Luminositätsmonitore erkannt werden. Das Sprungmaß Q gibt Auskunft über die Anzahl und Länge der während eines Datenlaufs auftretenden Sprünge in einem Luminositätsmonitor. Ab einem Sprungmaß von $Q = 10$ wurde der Datenlauf von der Analyse ausgeschlossen. Aus den verbleibenden Daten wird zunächst die Asymmetrie A_{exp} bestimmt, wobei diese noch auf helizitätskorrelierte Strahldifferenzen mittels einer multiplen linearen Regression korrigiert wird. Die paritätsverletzende Asymmetrie wurde schließlich zu $A_{\text{PV}} = (-8.60 \pm 1.00_{\text{stat}} \pm 0.71_{\text{sys}}) \cdot 10^{-6}$ bestimmt.

Um die Asymmetrie in der elastischen Elektron-Proton Streuung A_{ep} zu bestimmen, mußten noch quasielastisch am Aluminium der Targetfenster gestreuter Elektronen berücksichtigt werden. Man erhält: $A_{\text{ep}} = (-9.00 \pm 1.00_{\text{stat}} \pm 0.78_{\text{sys}}) \cdot 10^{-6}$

Aus der erhaltenen Asymmetrie konnte eine Linearkombination der Strangeness Vektorformfaktoren bei $Q^2 = 0.11 \text{ GeV}^2/c^2$ berechnet werden: $G_E^s + 1.891 G_M^s = -0.6860 \pm 0.6242_{\text{exp}} \pm 0.3176_{\text{FF}}$. Schließlich wurden mit Hilfe einer vorherigen Messung der A4-Kollaboration bei gleichem Impulsübertrag aber unter Vorwärtsstreuwinkeln G_E^s und G_M^s separat bestimmt zu:

$$G_E^s(Q^2 = 0.11 \text{ GeV}^2/c^2) = +0.106 \pm 0.056 (\pm 0.052_{\text{exp}} \pm 0.020_{\text{FF}}) \text{ und} \\ G_M^s(Q^2 = 0.11 \text{ GeV}^2/c^2) = -0.411 \pm 0.387 (\pm 0.334_{\text{exp}} \pm 0.196_{\text{FF}})$$

Eine Verbesserung der Datenlage ist zu erwarten, wenn die Analyse des Datensatzes der A4-Messung an Deuterium bei $Q^2 = 0.11 (\text{GeV}/c)^2$ abgeschlossen ist. Hierbei stehen etwa 1000 h an Rohdaten zur Verfügung. Diese Daten können dahingehend ausgewertet werden, daß man den effektiven axialen Formfaktor des Protons durch Kombination mit den beiden anderen A4-Messungen bei diesem Impulsübertrag experimentell bestimmt. Hier sind die Unsicherheiten aufgrund großer Strahlungskorrekturen derzeit groß. Es ist auch denkbar, den axialen Formfaktor weiterhin als Eingabeparameter mit den bisherigen Unsicherheiten

zu verwenden und die Daten zur Verringerung des statistischen Fehlers von G_M^s zu verwenden.

Am Institut für Kernphysik der Universität Mainz befindet sich derzeit ein Experiment im Aufbau, welches zum Ziel hat, die schwache Ladung des Protons mit hoher Genauigkeit zu bestimmen [28]. Im Rahmen dieses Experiments sind Messungen der paritätsverletzenden ep-Streuung unter Rückwärtsstreuwinkeln vorgesehen. Diese Messungen bei niedrigem Impulsübertrag $Q^2 < 0.1 (\text{GeV}/c)^2$ lassen eine substantielle Verbesserung der Unsicherheiten des magnetischen Strangeness-Formfaktors G_M^s und des effektiven axialen Formfaktors \tilde{G}_A^p erwarten.

ANHANG

A.1 ABMESSUNGEN DER SZINTILLATOREN

Die grundsätzliche Lage der Detektoren des Elektronentaggers zeigt Abb. 72. Sie sind in dem Spalt zwischen den Kalorimeterkristallen und der Streukammerwand positioniert. Die Länge der verwendeten Szintillatoren ergibt sich aus dem horizontalen und vertikalen Abstand der Detektoren zum Target und den Kalorimeterkristallen. Zudem muß noch der Durchmesser der Gehäuse der Photomultiplier und die Länge der Halterungen der Szintillatoren berücksichtigt werden, da die gestreuten Elektronen hier nicht von zusätzlichem Material behindert werden sollen. Die Breite der Szintillatoren ergibt sich auf ähnliche Weise, wobei hier zwei Rahmen von Kalorimeterkristallen überdeckt werden sollen und ein Überlapp der einzelnen Szintillatoren von ca. 2 mm gefordert wurde. Die Ausdehnung der Gehäuse und Halterungen spielt hier keine Rolle mehr. Die Breite wurde für den inneren und äußeren Ring von Szintillatoren (siehe Abb. 36 und Abb. 37) gleich gewählt. Zwei der Szintillatoren mußten jedoch 3 Rahmen mit Kalorimeterkristallen überdecken, um die Aufteilung in die zwei Ringe um die Streukammer zu gewährleisten. Tab. 11 zeigt die resultierenden Abmessungen der verwendeten Szintillatoren.

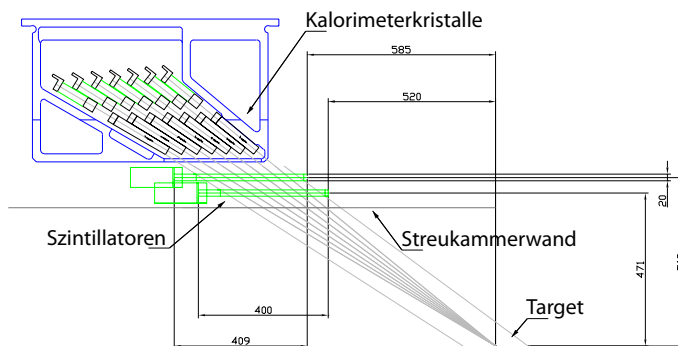


Abbildung 72: Die Abmessungen der Szintillatoren des Elektronentaggers ergeben sich aus dem Abstand und der Lage der Detektoren zum Target und den Kalorimeterkristallen.

A.2 SCHALTPLAN DES AKTIVEN SPANNUNGSTEILERS

Der aktive Spannungsteiler der für die Photomultiplier des Elektronentaggers verwendeten Photomultiplier (XP 2262B von Photonis) wurde von der Elektronikwerkstatt des Instituts für Kernphysik der Johannes

Anzahl	Abgedeckte Kristalle/Rahmen	Br. \times Hö. \times L \ddot{a} . [mm \times mm \times mm]	Entfernung zum Target [mm]
36	14/2	50 \times 20 \times 409	519
34	14/2	50 \times 20 \times 400	471
2	21/3	75 \times 20 \times 400	471

Tabelle 11: Abmessungen der Plastiksintillatoren des Elektronentaggers

Gutenberg-Universität Mainz in Zusammenarbeit mit der A4-Kollaboration entwickelt und gebaut. Der zugrunde liegende Schaltplan ist exemplarisch für einen 10-stufigen Photomultiplier in Abb. 73 gezeigt. Der hier verwendete Spannungsteiler ist vollständig transistorisiert, um eine möglichst große Ratenfestigkeit der Ausgangssignale zu gewährleisten. Die Spannungen der einzelnen Dynoden werden, wie auch bei einem passiven Spannungsteiler, über die Widerstandskette eingestellt. Jedoch fließt der Strom nicht mehr über die Widerstandskette zu den einzelnen Dynoden, sondern über die Kette von Transistoren. Damit kann die Widerstandskette hochohmiger gestaltet werden, da hier nur noch Steuerströme für die Transistoren fließen müssen, und der Strom an die einzelnen Dynoden ist nicht mehr durch die Spannungsteilerkette begrenzt und kann sehr niederohmig an die Dynoden geleitet werden. Dadurch kann bei hohen Raten der Stromfluß insbesondere an die letzten Dynoden aufrecht erhalten werden, und die Signalamplituden können wesentlich länger als bei Verwendung eines passiven Spannungsteilers aufrecht erhalten werden.

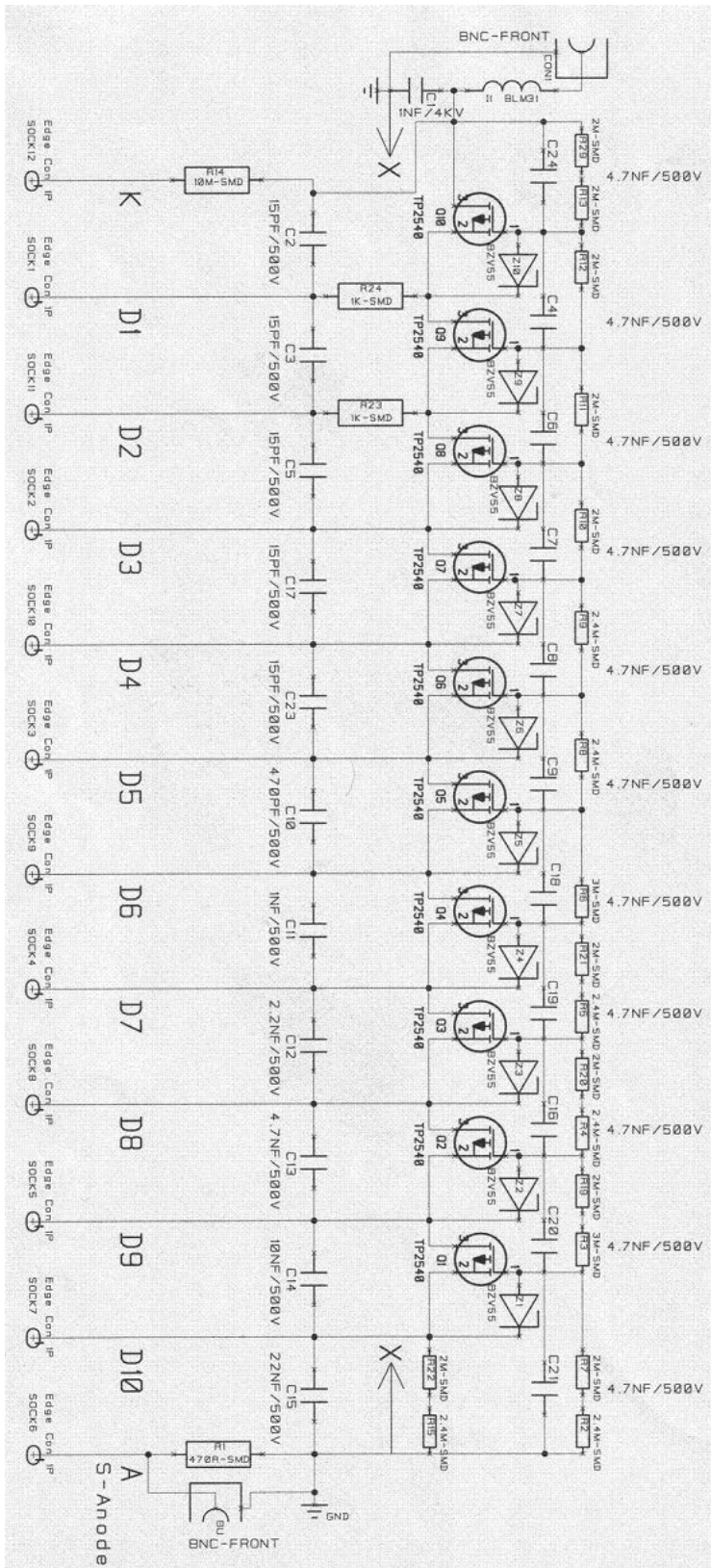


Abbildung 73: Exemplarischer Schaltplan für den im A4-Experiment am Elektronentagger verwendeten aktiven Spannungsteiler. Gezeigt ist ein Schaltplan für einen 10-Stufigen Photomultiplier.

LITERATURVERZEICHNIS

- [1] ABE, K. et al.: *Next-to-leading order QCD analysis of polarized deep inelastic scattering data*. Phys. Lett., B405:180–190, 1997.
- [2] ABRAMOWICZ, H., J. G. H. DE GROOT, J. KNOBLOCH, J. MAY, PAOLO PALAZZI et al.: *Experimental Study of Opposite Sign Dimuons Produced in Neutrino and anti-neutrinos Interactions*. Z. Phys., C15:19, 1982.
- [3] ACHA, A. et al.: *Precision Measurements of the Nucleon Strange Form Factors at $Q^{*2} \sim 0.1\text{-GeV}^{*2}$* . Phys. Rev. Lett., 98:032301, 2007.
- [4] ACHENBACH, P.: *Aufbau eines Bleifluorid-Kalorimeters zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2001.
- [5] ACHENBACH, P., I. ALTAREV, K. GRIMM, T. HAMMEL, D. VON HARRACH et al.: *Radiation resistance and optical properties of lead fluoride Cherenkov crystals*. Nucl. Instrum. Meth., A416:357–363, 1998.
- [6] ADAMS, T. AND OTHERS: *Strange content of the nucleon (NuTeV)*, 1999.
- [7] AHMED, Z. et al.: *New Precision Limit on the Strange Vector Form Factors of the Proton*. Phys. Rev. Lett., 108:102001, 2012.
- [8] ALBERICO, W. M., SAMOIL M. BILENKY und C. MAIERON: *Strangeness in the nucleon: Neutrino - nucleon and polarized electron - nucleon scattering*. Phys. Rept., 358:227–308, 2002.
- [9] ALEXANDROU, C., S. BACCHIO, M. CONSTANTINOU, J. FINKENRATH, K. HADJIYIANNAKOU, K. JANSEN und G. KOUTSOU: *Nucleon strange electromagnetic form factors*. Phys. Rev. D, 101(3):031501, 2020.
- [10] ALTAREV, I., E. SCHILLING, S. BAUNACK, L. CAPOZZA, J. DIEFENBACH et al.: *A High power liquid hydrogen target for the Mainz A4 parity violation experiment*. Nucl. Instrum. Meth., A564:13 – 25, 2006.
- [11] ANDROIC, D. et al.: *Strange quark contributions to nucleon electric and magnetic form factors from parity-violating electron scattering asymmetries in the backward angle go experiment*. Phys. Rev. Lett., 104:012001, 2010.
- [12] ANIOL, K. A. et al.: *Parity-violating electron scattering from He-4 and the strange electric form-factor of the nucleon*. Phys. Rev. Lett., 96:022003, 2006.
- [13] ARMSTRONG, D. S. et al.: *Strange quark contributions to parity-violating asymmetries in the forward Go electron-proton scattering experiment*. Phys. Rev. Lett., 95:092001, 2005.

- [14] ARRINGTON, JOHN und INGO SICK: *Precise determination of low- Q nucleon electromagnetic form factors and their impact on parity-violating e - p elastic scattering*. Phys. Rev. C, 76:035201, 2007.
- [15] AULENBACHER, K.: *Erzeugung intensiver hochpolarisierter Elektronenstrahlen mit hoher Symmetrie unter Helizitätswechsel*. Shaker-Verlag, 2007. Habilitationsschrift.
- [16] AULENBACHER, K., C. NACHTIGALL, H. G. ANDRESEN, J. BERMUTH, T. DOMBO et al.: *The MAMI source of polarized electrons*. Nucl. Instrum. Meth., A391:498–506, 1997.
- [17] BALAGUER RÍOS, D.: *Parity violating asymmetry in the electron deuteron quasielastic scattering, strange vector and axial vector form factors and beam normal spin asymmetries*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2015.
- [18] BALAGUER RÍOS, D. et al.: *Measurement of the parity violating asymmetry in the quasielastic electron-deuteron scattering and improved determination of the magnetic strange form factor and the isovector anapole radiative correction*. Phys. Rev. D, 94(5):051101, 2016.
- [19] BARTSCH, P.: *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, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2005.
- [20] BAUNACK, S.: *Echtzeitkalibration des elektromagnetischen A_4 -Kalorimeters*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1999.
- [21] BAUNACK, S.: *Einzelspin-Asymmetrien in der elastischen Elektron-Proton-Streuung und die Beiträge der Strange-Quarks zu den Formfaktoren des Nukleons*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2005.
- [22] BAUNACK, S. et al.: *Measurement of Strange Quark Contributions to the Vector Form Factors of the Proton at $Q^{*2}=0.22$ (GeV/c) *2* . Phys. Rev. Lett., 102:151803, 2009.
- [23] BAZARKO, A. O. et al.: *Determination of the strange quark content of the nucleon from a next-to-leading order QCD analysis of neutrino charm production*. Z. Phys., C65:189–198, 1995.
- [24] BECK, D. H.: *Strange Quark Vector Currents and Parity Violating Electron Scattering From the Nucleon and From Nuclei*. Phys. Rev., D39:3248–3256, 1989.
- [25] BECK, D. H. und B. R. HOLSTEIN: *Nucleon structure and parity violating electron scattering*. Int. J. Mod. Phys., E10:1–41, 2001.
- [26] BECK, D. H. und R. D. MCKEOWN: *Parity violating electron scattering and nucleon structure*. Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 51:189–217, 2001.

- [27] BECKER, D.: *Voruntersuchungen zur Messung der schwachen Ladung des Protons im Rahmen des P₂-Experiments*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2018.
- [28] BECKER, DOMINIK et al.: *The P₂ experiment - A future high-precision measurement of the weak mixing angle at low momentum transfer*. Eur. Phys. J. A, 54(11):208, 2018.
- [29] BERINGER, J. et al.: *Review of Particle Physics*. Phys. Rev., B592:1–1109, 2012.
- [30] BERNAUER, J. C. et al.: *High-precision determination of the electric and magnetic form factors of the proton*. Phys. Rev. Lett., 105:242001, 2010.
- [31] BJORKEN, J. D. und S. D. DRELL: *Relativistic quantum fields*. Mcgraw-Hill College, 1965.
- [32] BUGNER, P.: *Untersuchungen zur Echtzeit-Ortsrekonstruktion in homogenen EM-Kalorimetern*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [33] CAHN, R. N. und F. J. GILMAN: *Polarized electron-Nucleon Scattering in Gauge Theories of Weak and Electromagnetic Interactions*. Phys. Rev., D17:1313, 1978.
- [34] CAPOZZA, L.: *Untergrundstudien zur Messung der Strangeness-Vektorformfaktoren des Protons durch paritätsverletzende Elektronenstreuung unter Rückwärtswinkeln*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2010.
- [35] DERMAN, E. und W. J. MARCIANO: *Parity violating asymmetries in polarized electron scattering*. Annals Phys., 121:147, 1979.
- [36] DIEFENBACH, J.: *Aufbau einer elektronischen Stabilisierung für das A₄-Compton-Polarimeter*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2003.
- [37] DIEFENBACH, J.: *Bestimmung der Analysierstärke des A₄-Compton-Rückstreupolarimeters zur Messung der longitudinalen Spinpolarisation des MAMI-Elektronenstrahls*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2010.
- [38] DJUKANOVIC, DALIBOR, KONSTANTIN OTNAD, JONAS WILHELM und HARTMUT WITTIG: *Strange electromagnetic form factors of the nucleon with N_f = 2 + 1 O(α)-improved Wilson fermions*. Phys. Rev. Lett., 123(21):212001, 2019.
- [39] DONG, S. J., J. F. LAGAE und K. F. LIU: *Pi N sigma term, anti-s s in nucleon, and scalar form-factor: A Lattice study*. Phys. Rev., D54:5496–5500, 1996.
- [40] EL YAKOUBI, M.: *Contribution of the strange quark to the nucleon electromagnetic structure*. Doktorarbeit, Université Paris Sud, 2007.

- [41] ELLIS, J. R. und R. L. JAFFE: *A Sum Rule for Deep Inelastic Electroproduction from Polarized Protons*. Phys. Rev., D9:1444, 1974.
- [42] FRIEDRICH, J. und T. WALCHER: *A Coherent interpretation of the form-factors of the nucleon in terms of a pion cloud and constituent quarks*. Eur. Phys. J. A, 17:607–623, 2003.
- [43] GALSTER, S., H. KLEIN, J. MORITZ, K. H. SCHMIDT, D. WEGENER und J. BLECKWENN: *Elastic electron-deuteron scattering and the electric neutron form factor at four-momentum transfers $5\text{fm}^{-2} < q^2 < 14\text{fm}^{-2}$* . Nucl. Phys. B, 32:221–237, 1971.
- [44] GASSER, J., H. LEUTWYLER und M. E. SAINIO: *Unbekannter Titel*. Phys. Lett, B253:252–259, 1991.
- [45] GLASHOW, S. L., J. ILIOPOULOS und L. MAIANI: *Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry*. Phys.Rev., D2:1285–1292, 1970.
- [46] GLÄSER, B.: *Entwicklung und Realisierung eines experimentellen Aufbaus für die Messung der paritätsverletzenden Asymmetrie in Elektron-Proton-Streuung unter Rückwärtswinkeln*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2005.
- [47] GONCHAROV, M. et al.: *Precise measurement of dimuon production cross-sections in muon neutrino Fe and muon anti-neutrino Fe deep inelastic scattering at the Tevatron*. Phys. Rev., D64:112006, 2001.
- [48] GRIMM, K.: *Untersuchungen von Detektormaterialien zur Eignung als Kalorimeter für die Messung der paritätsverletzenden Elektronenstreuung*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [49] GRIMM, K.: *Aufbau eines Lichtauslesesystems für ein Bleifluorid-Kalorimeter zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2002.
- [50] HALZEN, F. und A. D. MARTIN: *QUARKS AND LEPTONS: AN INTRODUCTORY COURSE IN MODERN PARTICLE PHYSICS*. New York, USA: Wiley, 1984.
- [51] HAMMEL, T.: *Entwicklung eines Luminositätsmonitors für ein Experiment zur paritätsverletzenden Elektronenstreuung*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [52] HAMMEL, T.: *Luminositätsmessung und Korrektur helizitätskorrelierter Effekte für ein Experiment zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2003.

- [53] HEINEN-KONSCHAK, E.: *Vorbereitende experimentelle Studien für die Messung der Paritätsverletzung in der elastischen ep-Streuung*. Doktorarbeit, Mainz, Joh. Gutenberg-Universität, Fachbereich Physik, 1994.
- [54] HERMINGHAUS, H., A. FEDER, K. H. KAISER, W. MANZ und H. v.D. SCHMITT: *The design of a cascaded 800 MeV normal conducting C.W. race track microtron*. Nucl. Instrum. Meth., 138(1):1 – 12, 1976.
- [55] IMAI, Y.: *Entwicklung eines optischen Systems für ein Compton-Rückstreupolarimeter*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2003.
- [56] IMAI, Y.: *Unbekannter Titel*. Dissertation in Vorbereitung, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2013.
- [57] JAFFE, R. L. und A. MANOHAR: *The $G(1)$ Problem: Fact and Fantasy on the Spin of the Proton*. Nucl. Phys., B337:509–546, 1990.
- [58] JI, XIANG-DONG: *A QCD analysis of the mass structure of the nucleon*. Phys. Rev. Lett., 74:1071–1074, 1995.
- [59] KAISER, K. H., K. AULENBACHER, O. CHUBAROV, M. DEHN, H. EUTENEUER et al.: *The 1.5-GeV harmonic double-sided microtron at Mainz University*. Nucl. Instrum. Meth., A593:159 – 170, 2008.
- [60] KAPLAN, D. B. und A. MANOHAR: *Strange Matrix Elements in the Proton from Neutral Current Experiments*. Nucl. Phys., B310:527, 1988.
- [61] KÖBIS, S.: *Entwicklung eines Triggersystems zur Selektion elastischer Elektronenstreueignisse in einem schnellen Kalorimeter*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [62] KELLY, J. J.: *Simple parametrization of nucleon form factors*. Phys. Rev. C, 70:068202, 2004.
- [63] KETTER, W.: *Entwurf zum Bau eines optischen Resonators für ein Comptonrückstreupolarimeter*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1998.
- [64] KOTHE, R.: *Aufbau und Betrieb einer schnellen Kalorimerelektronik für ein Experiment zur Messung der Paritätsverletzung in der elastischen Elektronenstreuung*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 2008.
- [65] KUBIS, B. und R. LEWIS: *Isospin violation in the vector form factors of the nucleon*. Phys. Rev., C74:015204, 2006.
- [66] KUMAR, K. S. und P. A. SOUDER: *Strange quarks and parity violation*. Prog. Part. Nucl. Phys., 45:S333–S395, 2000.
- [67] LARIN, S. A., T. VAN RITBERGEN und J. A. M. VERMASEREN: *The α_s^{*3} approximation of quantum chromodynamics to the Ellis-Jaffe sum rule*. Phys. Lett, B404:153–160, 1997.

- [68] LEADER, E., A. V. SIDOROV und D. B. STAMENOV: *On the role of higher twist in polarized deep inelastic scattering*. Phys. Rev, D67:074017, 2003.
- [69] LEE, J. H.: *Concept and Realization of the A₄ Compton Backscattering Polarimeter at MAMI*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 2009.
- [70] LOPES, A.: *Vorstudien zum Bau eines Polarisationsmonitors für ein paritätsverletzendes Experiment*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 1996.
- [71] MAAS, F. E. et al.: *Measurement of strange quark contributions to the nucleon's form-factors at $Q^{*2} = 0.230\text{-(GeV/c)}^{*2}$* . Phys. Rev. Lett., 93:022002, 2004.
- [72] MAAS, F. E. et al.: *Evidence for strange quark contributions to the nucleon's form-factors at $q^{*2} = 0.108\text{ (GeV/c)}^{*2}$* . Phys. Rev. Lett., 94:152001, 2005.
- [73] MAAS, F. E. und K. D. PASCHKE: *Strange nucleon form-factors*. Prog. Part. Nucl. Phys., 95:209–244, 2017.
- [74] MCKEOWN, R. D. und M. J. RAMSEY-MUSOLF: *The Nucleon's mirror image: Revealing the strange and unexpected*. Mod. Phys. Lett., A18:75–84, 2003.
- [75] MORA ESPÍ, M. C.: *Development of a new photon detector for the A₄-Compton backscattering polarimeter at MAMI*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2007.
- [76] MUSOLF, M. J., T. W. DONNELLY, J. DUBACH, S. J. POLLOCK, S. KOWALSKI et al.: *Intermediate-energy semileptonic probes of the hadronic neutral current*. Phys. Rept., 239:1–178, 1994.
- [77] PAVAN, M. M., I. I. STRAKOVSKY, R. L. WORKMAN und R. A. ARNDT: *The Pion nucleon Sigma term is definitely large: Results from a G.W.U. analysis of pi nucleon scattering data*. PiN Newslett., 16:110–115, 2002.
- [78] ROSENBLUTH, M. N.: *High Energy Elastic Scattering of Electrons on Protons*. Phys. Rev., 79:615–619, 1950.
- [79] SALAM, A. und J. C. WARD: *Electromagnetic and weak interactions*. Phys. Lett, 13:168–171, 1964.
- [80] SEIDEL, M.: *Untersuchungen zur Strahldynamik am Mainzer Mikrotron*. Doktorarbeit, Institut für Kernphysik, Joh. Gutenberg-Universität Mainz, 2003.
- [81] SIKORA, M.: *Aufbau und Inbetriebnahme eines Natriumiodid-Detektors für das A₄-Comptonpolarimeter*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2004.

- [82] THOMAS, A. W. und W. WEISE: *The Structure of the Nucleon*. Wiley-VCH Verlag Berlin, 2001.
- [83] TIOUKINE, V. und K. AULENBACHER: *Operation of the MAMI accelerator with a Wien filter*. Nucl.Instrum.Meth., A568:537–542, 2006.
- [84] TIOUKINE, V., K. AULENBACHER und E. RIEHN: *A Mott polarimeter operating at MeV electron beam energies*. Rev. Sci. Instrum., 82/3, 2011.
- [85] WEBER, G.: *Erstellung der Meßdatenerfassung für das A4-Compton-Polarimeter*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2003.
- [86] WEINBERG, S.: *A Model of Leptons*. Phys. Rev. Lett, 19:1264–1266, 1967.
- [87] WEINRICH, C.: *Entwicklung eines Transmissions-Compton-Polarimeters für das A4-Experiment*. Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2000.
- [88] WRIGHT, S. V. und A. W. LEINWEBER, D. B. AND THOMAS: *The sigma commutator from lattice QCD*. Nucl. Phys., A680:137–140, 2000.
- [89] ZHU, SHI-LIN, S. J. PUGLIA, BARRY R. HOLSTEIN und M. J. RAMSEY-MUSOLF: *The Nucleon anapole moment and parity violating e p scattering*. Phys. Rev. D, 62:033008, 2000.