

Dissertation

Kalibration von Siliziumdetektoren für den HERMES Rückstoßdetektor

21. Juli 2008

Der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg
zur Erlangung des Doktorgrades

vorgelegt von

Christian Vogel

aus

Fürth

Als Dissertation genehmigt von der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität
Erlangen-Nürnberg.

Tag der mündlichen Prüfung: 17. Juli 2008

Vorsitzender der Promotionskommission: Prof. Dr. Eberhard Bänsch

Erstberichterstatte r : Prof. Dr. Klaus Rith

Zweitberichterstatte r : Prof. Dr. Wolfgang Eyrich

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	5
1 Einleitung	7
2 Generalisierte Partonverteilungen und die Tiefvirtuelle Comptonstreuung	9
2.1 Kinematik der Tiefinelastischen Streuung	9
2.2 Exklusive Prozesse und das Handtaschendiagramm	12
2.3 Generalisierte Partonverteilungen	13
2.4 Messung mittels der Tiefvirtuellen Comptonstreuung	15
2.5 Verbesserter Nachweis mit Hilfe des Rückstoßdetektors	17
3 Das HERMES Experiment	25
3.1 Der HERA Beschleuniger	25
3.2 Das HERMES-Spektrometer	27
3.2.1 Spurrekonstruktion	28
3.2.2 Teilchenidentifikation	30
3.2.3 Trigger und Luminositätsmessung	31
3.3 Der HERMES-Rückstoß-Detektor	31
3.3.1 Speicherzelle und Gastarget	32
3.3.2 Supraleitender Magnet	33
3.3.3 Photonen-zähler	33
3.3.4 Szintillierende Fasern	34
3.3.5 Silizium-zähler	35
4 Der RECOIL Siliziumdetektor	37
4.1 Komponenten in der Targetkammer	37
4.1.1 Die TIGRE Zähler	38
4.1.2 Silizium-Module	39
4.1.3 Ladungsteilung	42
4.1.4 Hybrid und Pitchadapter	42
4.1.5 HELIX128	44
4.2 Steuerungs- und Ausleseelektronik	48
4.2.1 HADC	48
4.2.2 HLCU	50

4.2.3	ACC	50
4.2.4	Spannungsversorgung, <i>SlowControl</i>	51
5	Kalibration der Siliziumzähler	53
5.1	Experimentelle Aufbauten	54
5.1.1	Kalibration am Tandembeschleuniger	54
5.1.2	Testmessungen an der GSI	61
5.2	Modell der Ausleseelektronik	62
5.2.1	Zusammensetzung des Messsignals	64
5.2.2	Extraktion der Parameter und Korrektur	69
5.3	Einfluß weiterer Ausleseelektronik	73
5.4	Analyse der Kalibrationsmessungen	74
5.4.1	Monte-Carlo Simulationen	75
5.4.2	Aufbereitung der Daten	76
5.4.3	Absolute Kalibration	77
5.4.4	Relative Kalibration	84
5.4.5	Übersprechen	84
5.4.6	Winkelabhängigkeit (GSI)	85
6	Erste Daten des Rückstoßdetektors	89
7	Zusammenfassung	97
8	English Summary	99
A	Kalibrationstabellen	101
A.1	Modul 01	101
B	Korrektur des Übersprechens	107
C	Kalibration der ACC	109
D	Strahlenergie- und Szintillatorkalibration	113
	Literaturverzeichnis	117

Abbildungsverzeichnis

2.1	Zweidimensionales Bild des Nukleons	10
2.2	Tiefinelastische Streuung	10
2.3	Handtaschendiagramm der Tiefvirtuellen Comptonstreuung	12
2.4	Streuwinkel zwischen Streu- und Produktionsebene	13
2.5	Bethe-Heitler Prozess	15
2.6	Strahl-Spin Asymmetrie	18
2.7	Strahl-Ladungs Asymmetrie	19
2.8	Strahl-Ladungs-Asymmetrie, in t , x_B und Q^2	20
2.9	Verteilung von m_X im Prozess $e^+p \rightarrow e^+\gamma X$	21
2.10	Impuls-Winkeldiagramm für exklusive Prozesse	22
2.11	Erwartete Fehler für A_{LU} mit dem Rückstoßdetektor	23
3.1	HERA Ring	26
3.2	HERA Polarisation	27
3.3	Seitenansicht HERMES	28
3.4	CAD-Zeichnung einer BC-Drahtkammer	29
3.5	CAD-Modell des Rückstoß-Detektors	32
3.6	Akzeptanz des Rückstoßdetektors	34
3.7	Speicherzelle mit Silizium-Detektor-Modulen	35
4.1	Mikroskopaufnahme des TIGRE-Detektors	39
4.2	Photo eines Silizium-Detektormoduls	40
4.3	Orientierung der Si-Detektor-Streifen	41
4.4	Ladungsteilung	43
4.5	Photo eines Silizium-Modul Hybrids	44
4.6	Blockdiagramm des HELIX128	45
4.7	Pulsformung innerhalb des HELIX	46
4.8	Simuliertes Ausgangssignal eines HELIX-Chips	47
4.9	Programmierung der HELIX-Chips	49
4.10	Skizze der Ausleseelektronik des Siliziumdetektors	52
5.1	Skizze des Tandem Beschleunigers	55
5.2	3D-Zeichnung des Tandem Beschleunigers	55
5.3	Photo der Streukammer	56

5.4	Zweidimensionale Darstellung der Messpunkte auf der Detektoroberfläche	57
5.5	Skizze des Elektronik-Setups	58
5.6	Trigger-Elektronik	59
5.7	Verteilung der TDC Messwerte	60
5.8	Triggerdetektoren am GSI Teststrahl	61
5.9	Flugzeitmessung von Protonen und Pionen	62
5.10	Energiespektren für Protonen und Pionen	63
5.11	Skizze einer Detektorseite	66
5.12	Common-Mode Verteilung	69
5.13	Ermittlung der Common-Mode Funktion	71
5.14	Korrektur der Si-Messsignale während der Kalibration	72
5.15	Signalfluß	74
5.16	Simulation des Energieverlustes mit GEANT	76
5.17	Zeitabhängigkeit der Signalhöhe	78
5.18	ADC Signal eines Streifens	79
5.19	ADC Signal-Verteilung eines Sensors	80
5.20	Kalibrationsfaktoren Modul 1, Sensor 1, P-Seite	81
5.21	Energieverlust in den Auslesefolien	82
5.22	Einfluss der Auslesefolien und dessen Korrektur	83
5.23	Verhältnis hohe/niedrige Verstärkung	84
5.24	Relativer Signalanteil	85
5.25	Winkelabhängigkeit der Energiedeposition	87
6.1	HERMES-Statistik 2006, 2007	90
6.2	Korrektur der Si-Messsignale während der Datennahme	91
6.3	Energiedeposition von minimalionisierenden Teilchen	92
6.4	Energiedeposition in zwei Si-Lagen	93
6.5	Energiedeposition gegen Impuls	94
6.6	Strahl-Spin Asymmetrien, Daten des Jahres 2007	95
C.1	Kalibration einer ACC	110
C.2	Verstärkungsfaktoren aller ACCs	111
C.3	Schaltung zur ACC-Kalibration	112
C.4	ACC-Modul	112
D.1	Kalibration des Oberflächensperrschichtzählers	114
D.2	Kalibration der Szintillatordicke	115
D.3	Oberflächensperrschichtdiode im Messrahmen	116
D.4	Triggerszintillator S1	116

Kapitel 1

Einleitung

Die Untersuchung der Struktur des Nukleons ist seit Jahren ein wichtiger Teil der physikalischen Grundlagenforschung. Vor allem die Frage nach der Zusammensetzung des Nukleonspins aus den Beiträgen der Quarks und Gluonen, in den 1980er Jahren als „Spinkrise“ bezeichnet, war zentrale Motivation zum Bau verschiedener Experimente.

Traditionell beschränkte sich die Beschreibung dieser Struktur hauptsächlich auf die longitudinale Impulsverteilung und die transversale Ladungsverteilung durch Quarkverteilungen und Formfaktoren. Seit einigen Jahren existiert jedoch mit den Generalisierten Partonverteilungen [Rad97] ein neuer Ansatz um diese Struktur darzustellen.

Die Generalisierten Partonverteilungen, welche in Kapitel 2 eingeführt werden, beinhalten dabei die altbekannten Quarkverteilungen und Formfaktoren, erschließen mit Jis Summenregel jedoch auch neue Möglichkeiten zur Ermittlung des Bahndrehimpulsanteils der Quarks am Nukleonspin.

Den einfachsten Prozess zur Messung der generalisierten Partonverteilungen stellt die Tiefvirtuelle Comptonstreuung (DVCS) dar, welche mit einem Prozess identischer Signatur, dem Bethe-Heitler-Prozess (BH) interferiert. Durch Messung des Interferenzterms im Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion können Asymmetrien des Wirkungsquerschnittes bezüglich z.B. der Strahlladung oder der Strahlpolarisation extrahiert werden. Die Abhängigkeit dieser Asymmetrien von der Streukinematik wiederum kann analytisch aus den generalisierten Partonverteilungen ermittelt werden.

Das HERMES-Experiment konnte diese Asymmetrien für die Strahlladungs-, Strahlpolarisations- und Targetspinasymmetrie bereits in der Vergangenheit messen [HERMES08a, HERMES01a, Mur07], diese Messungen waren jedoch durch einen starken Untergrund verunreinigt. Daher wurde der HERMES-Detektor um den sogenannten *Rückstoßdetektor* erweitert, welcher diesen Untergrund stark reduziert (siehe Kapitel 3).

Eine zentrale Komponente des Rückstoßdetektors stellen die Silizium-Streifenzähler dar (Kapitel 4), welche, im Strahlvakuum angebracht, einen Nachweis der Rückstoßteilchen bei der Tiefvirtuellen Compton-Streuung ermöglichen. Da hierbei in einem großen Impulsbereich energieaufgelöst gemessen wird, ist es nötig, diese Siliziumzähler zu kalibrieren. Diese Kalibration bildet den zentralen Teil dieser Arbeit (Kapitel 5).

Bis zur Abschaltung des HERA-Beschleunigers wurden ca. 58 Millionen tiefinelastische Streueignisse aufgezeichnet. Erste Messungen dieser Datennahme-Periode wer-

den abschließend in Kapitel 6 präsentiert.

Kapitel 2

Generalisierte Partonverteilungen und die Tiefvirtuelle Comptonstreuung

Die Generalisierten Partonverteilungen (Generalized Parton Distributions, GPDs, [Rad97]) stellen eine Verallgemeinerung der Quarkverteilungen und Formfaktoren dar, mit welchen üblicherweise die Struktur des Nukleons in einer eindimensionalen Form beschrieben wird. Während im Partonmodell die Quarkverteilungen ein Maß für die Wahrscheinlichkeit sind, daß in einem schnell bewegten Bezugssystem ein Quark einen definierten Anteil (x_B) des longitudinalen Nukleonimpulses trägt, stellen die Formfaktoren die Fouriertransformierte der transversalen (radialen) Verteilung der Ladungsdichte (bzw. des magnetischen Moments) dar [PRSZ07]. Die generalisierten Partonverteilungen vereinen diese isoliert voneinander gemessenen Größen nun zu einer gleichzeitigen zweidimensionalen Beschreibung wie in Abbildung 2.1 gezeigt. Das rechte Bild zeigt Modellrechnungen für den Verlauf der Radialverteilung von Quarks als Funktion ihres Impulsbruchteils x_B (hier nach einer anderen Konvention mit x bezeichnet). Für kleine Werte von x_B ist die radiale Verteilung stark ausgeschmiert, bei großen Werten von x_B sind die Quarks im Zentrum des Nukleons konzentriert.

Einen Zugriff auf diese GPDs eröffnet die Messung von exklusiven Prozessen in der Elektron-Nukleon-Streuung, bei denen im Endzustand neben dem gestreuten Elektron und dem intakt gebliebenen Nukleon ein einzelnes Meson oder Photon beobachtet wird. Der theoretisch einfachste derartige Prozess ist die Tiefvirtuelle Comptonstreuung (Deeply Virtual Compton Scattering, DVCS, [BMK02]) die im Folgenden beschrieben wird.

2.1 Kinematik der Tiefinelastischen Streuung

Zur Beschreibung der Tiefvirtuellen Comptonstreuung müssen zuerst einige kinematischen Variablen definiert werden. Diese Definitionen entsprechen dem Fall der tiefinelastischen Streuung, wie sie in Abbildung 2.2 illustriert ist. Hierbei tritt ein hochenergetisches Lepton (Elektron, e^-) mit Viererimpuls k mit einem Quark innerhalb des Nukleons (N , Viererimpuls P) in Wechselwirkung. Dies geschieht durch den Austausch eines virtuellen Photons γ^* . Das Nukleon fragmentiert in Folge in Reaktionsprodukte (X), das gestreute Elektron wird im Experiment nachgewiesen und seine Kinematik bestimmt.

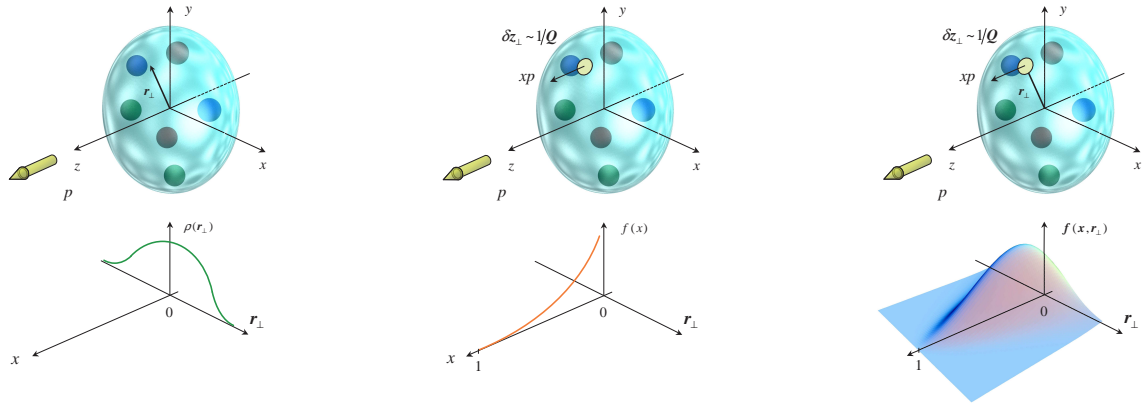


Abbildung 2.1: Formfaktoren (links) und Quarkverteilungen (Mitte) beschreiben eindimensional die transversaler Ladungsverteilung bzw. den longitudinalen Impulsanteil der Quarks im Nukleon. Die generalisierten Partonverteilungen kombinieren dies zu einem zweidimensionalen Bild (rechts).

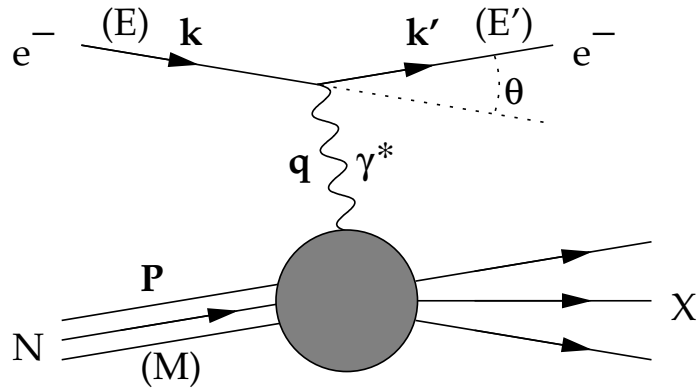


Abbildung 2.2: Diagramm der tief-inelastischen Streuung (siehe Text).

Um diesen Prozess unabhängig vom verwendeten Bezugssystem beschreiben zu können, werden typischerweise die folgenden Lorentz-invarianten Variablen herangezogen, deren Größen sich vollständig anhand der Rekonstruktion des ausgehenden Leptons ermitteln lassen (inklusive Messung).

$$s = (\mathbf{k} + \mathbf{P})^2, \quad (2.1)$$

$$q^2 = -Q^2 = (\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2, \quad (2.2)$$

$$W^2 = (\mathbf{P} + \mathbf{q})^2, \quad (2.3)$$

$$\nu = \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{M}. \quad (2.4)$$

s entspricht hierbei dem Quadrat der gesamten im Schwerpunktsystem von Elektron und Nukleon verfügbaren Energie und ist eine durch den experimentellen Aufbau vorgegebene Konstante. q^2 und W^2 dagegen beschreiben für jedes Streueignis das Quadrat des Viererimpulsübertrags durch das virtuelle Photon, sowie der invarianten Masse des Photon-Nukleon-Systems. Eine anschauliche Bedeutung des vierten Parameters ν zeigt sich, wenn diese Größen im Bezugssystem eines Experiments mit ruhendem Target –wie HERMES– formuliert werden:

$$s = 2ME + M^2, \quad (2.5)$$

$$Q^2 = 4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}, \quad (2.6)$$

$$W^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2, \quad (2.7)$$

$$\nu = E - E'. \quad (2.8)$$

Hierbei ist E die Energie des Leptonenstrahls, bei HERMES also 27,6 GeV, sowie M die Ruhemasse des Nukleons. Das Lepton wird mit einer Energie E' und unter dem Winkel θ herausgestreut. ν beschreibt damit die Differenz der Energie des gestreuten Leptons zur Strahlenergie. Die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} beträgt bei HERMES circa 7,3 GeV.

Mit drei dieser Größen (s , Q^2 sowie W^2) ist die Kinematik eines Streueignisses komplett festgelegt, dennoch werden oftmals noch die Skalenvariablen y und x_B („Bjorken- x “) verwendet, da sie eine sehr anschauliche Interpretation besitzen. y ist hierbei definiert als

$$y = \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}{\mathbf{P} \cdot \mathbf{k}} = \frac{\nu}{E}, \quad (2.9)$$

$$0 \leq y \leq 1, \quad (2.10)$$

und entspricht dem relativen Energieübertrag vom Lepton auf das Nukleon. x_B dagegen beschreibt die Inelastizität des Streueignisses:

$$x_B = \frac{Q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}} \stackrel{\text{L.S.}}{=} \frac{Q^2}{2M\nu} = \frac{Q^2}{Q^2 + W^2 - M^2}, \quad (2.11)$$

$$0 \leq x_B \leq 1. \quad (2.12)$$

Elastische Ereignisse werden durch $x_B = 1$ klassifiziert ($W^2 = M^2$), für inelastische Ereignisse ist $x_B < 1$ ($W^2 > M^2$). Eine weitere Interpretation von x_B ergibt sich im Formalismus der sogenannten *Lichtkegel*-Koordinaten ([Dir49], [Lei87]), dort beschreibt x_B den relativen longitudinalen Impulsanteil des Nukleons, den das getroffene Quark trägt. Dies liefert eine anschauliche Beschreibung von Quarkverteilungen.

2.2 Exklusive Prozesse und das Handtaschendiagramm

Der Prozess der Tiefvirtuellen Comptonstreuung ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Hierbei streut das virtuelle Photon γ^* an einem aus dem Nukleon herausgenommenen Quark, dieses emittiert ein reelles Photon γ und fällt in das Nukleon zurück, wobei unter Umständen eine Resonanz angeregt wird. Der Endzustand dieser Reaktion besteht ausschließlich aus drei Teilchen: Dem gestreuten Elektron, dem gestreuten Nukleon sowie dem Photon. Dies ist das theoretisch einfachste Beispiel für einen *exklusiven* Prozess. Von Bedeutung für die Bestimmung der generalisierten Partonverteilungen ist außerdem die exklusive Erzeugung von pseudoskalaren Mesonen (z.B. Pionen) oder Vektormesonen (z.B. ρ -Mesonen).

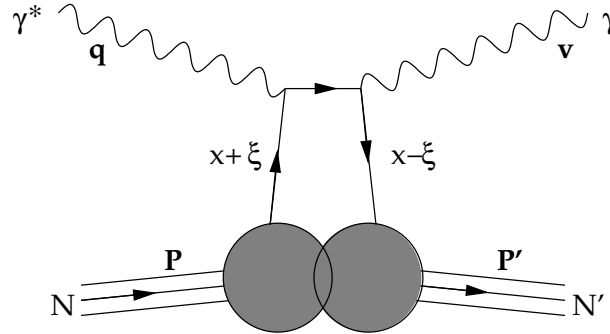


Abbildung 2.3: Handtaschendiagramm der Tiefvirtuellen Compton-Streuung.

Aufgrund der zusätzlichen Freiheitsgrade dieses Prozesses werden zwei weitere Größen zu dessen Beschreibung nötig. Dies ist zum einen der Impulsübertrag auf das Nukleon

$$\Delta = \mathbf{P}' - \mathbf{P}, \quad (2.13)$$

$$t = \Delta^2 < 0, \quad (2.14)$$

sowie der Winkel ϕ zwischen der Leptonen-Streuebene und der Produktionsebene welche durch das reelle Photon und das gestreute Nukleon aufgespannt wird (Abb.2.4).

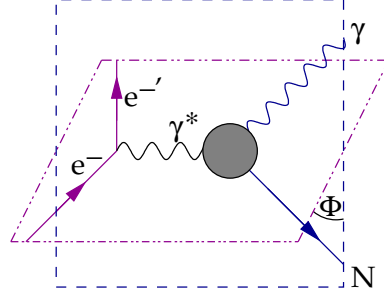


Abbildung 2.4: Streuwinkel zwischen Streu- (----) und Produktionsebene (--) bei der Tiefvirtuellen Comptonstreuung.

Die Impulse des aus dem Nukleon herausgenommenen bzw. wieder in dieses zurückfallenden Quarks werden traditionell mit den Größen $x + \xi$ und $x - \xi$ identifiziert. Analog zu x_B kommt hierbei wieder der Formalismus der *Lichtkegelkoordinaten* zur Anwendung. Dabei ist

$$\xi = -\frac{1}{2} \frac{P^+ - P'^+}{\frac{1}{2}(P^+ + P'^+)} = -\frac{1}{2} \frac{\Delta^+}{P^+} \quad (2.15)$$

die relative Änderung der Lichtkegel-„+“-Komponente des Nukleonimpulses durch den Streuvorgang. Da dies auch der Differenz in den Impulsen der beiden Quarklinien entspricht, wird diese Größe in der Literatur auch als *Skewedness* bezeichnet und entspricht der kinematischen Variable *Bjorken-x*

$$x_B = \frac{2\xi}{1 + \xi} \quad (2.16)$$

in der tiefinelastischen Streuung. Gleichung 2.16 schränkt auch anschaulich den gültigen Bereich dieser Variablen zu $0 < \xi < 1$ ein.

2.3 Generalisierte Partonverteilungen

Die generalisierten Partonverteilungen erweitern die Quarkverteilungen und Formfaktoren zu einer zweidimensionalen Beschreibung des Nukleons. Bei der Streuung an Kernen mit Spin $\frac{1}{2}$, in führender Ordnung der starken Kopplungskonstante α_s und im *leading-twist* (führende Ordnung in Q^2 , siehe [Jaf96]) sind dies die folgenden vier Größen [Ji97]:

$$H(x, \xi, t), \quad \tilde{H}(x, \xi, t), \quad E(x, \xi, t), \quad \tilde{E}(x, \xi, t).$$

Die kinematische Variable x beschreibt hierbei den longitudinalen Impulsanteil, ξ und t das Quadrat des Viererimpulsübertrags auf das zurückgestreute Nukleon, entsprechend den Definitionen im vorangehenden Abschnitt.

Diese vier generalisierte Partonverteilungen lassen sich in zwei Kategorien unterteilen. Einerseits ist dies die Unterscheidung in polarisierte (\tilde{H} , \tilde{E}) und unpolarisierte (H , E) GPDs. Die exklusive Produktion von pseudoskalaren Mesonen ist empfindlich auf die polarisierten GPDs, die exklusive Produktion von Vektormesonen auf die unpolarisierten GPDs, während die tiefvirtuelle Comptonstreuung von allen vier GPDs abhängt. Die zweite Kategorie bezieht sich auf Änderungen der Helizität des Nukleons während des Streuvorganges wobei H und \tilde{H} als helizitätserhaltende, E und \tilde{E} als helizitätsändernde generalisierte Partonverteilungen bezeichnet werden.

Im Grenzfall $t \rightarrow 0$ sowie $\xi \rightarrow 0$ degeneriert die Tiefvirtuelle Comptonstreuung zur herkömmlichen tiefinelastischen Streuung, daher erhält man in diesem Grenzfall aus den helizitätserhaltenden GPDs die unpolarisierte Impulsverteilung $q(x)$ sowie die Helizitätsverteilung $\Delta q(x)$ der Quarks:

$$\lim_{t \rightarrow 0, \xi \rightarrow 0} H^q(x, \xi, t) = H^q(x, 0, 0) = q(x), \quad (2.17)$$

$$\lim_{t \rightarrow 0, \xi \rightarrow 0} \tilde{H}^q(x, \xi, t) = \tilde{H}^q(x, 0, 0) = \Delta q(x). \quad (2.18)$$

Die Quarkverteilung $q(x)$ beschreibt im Quark-Parton-Modell die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Quark der Quarksorte $q \in \{u, d, s, \dots\}$ einen Anteil x des longitudinalen Impulses trägt. $\Delta q(x)$ dagegen ist die Differenz der Wahrscheinlichkeiten für Quarks, deren Spin parallel bzw. antiparallel zu dem des Nukleons ausgerichtet ist.

Hierbei beschreiben negative Werte für x die Partonverteilungen der Antiquarks, positive x die der Quarks. Weiterhin ergeben sich aus den generalisierten Partonverteilungen durch Integration über den erlaubten Bereich von x die Dirac- und Pauliformfaktoren des Nukleons

$$\sum_q \int_{-1}^1 H^q(x, t, \xi) dx = F_1(t) \quad \text{und} \quad \sum_q \int_{-1}^1 E^q(x, t, \xi) dx = F_2(t), \quad (2.19)$$

sowie die axialen und pseudoskalaren Formfaktoren

$$\sum_q \int_{-1}^1 \tilde{H}^q(x, t, \xi) dx = g_a(t) \quad \text{und} \quad \sum_q \int_{-1}^1 \tilde{E}^q(x, t, \xi) dx = h_a(t). \quad (2.20)$$

Bemerkenswert ist überdies, daß sich aus dem ersten Moment in x der Summe der unpolarisierten generalisierten Partonverteilungen der gesamte Drehimpuls der Quarks des

Nukleons J_q ergibt. Zusammen mit der Messung der Beiträge der Quark- und Antiquark-Helizitäten zum Spin des Nukleons mittels inklusiver tiefinelastischer Streuung ($\Delta\Sigma$, siehe [HERMES07a]) läßt eine derartige Bestimmung von J_q damit den Rückschluß auf den Bahndrehimpuls der Quarks L_q zu:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \sum_q \int_{-1}^1 \frac{1}{2} [H^q(x, t, \xi) + E^q(x, t, \xi)] x dx = J_q = \frac{1}{2} \Delta\Sigma + L_q. \quad (2.21)$$

2.4 Messung mittels der Tiefvirtuellen Comptonstreuung

Neben der Tiefvirtuellen Compton-Streuung gibt es einen weiteren Prozess mit identischer Signatur ($e^- N \rightarrow e^- N \gamma$, siehe Abb. 2.5). Dieser sogenannte *Bethe-Heitler*-Prozess ist die Abstrahlung von Bremsstrahlung im elektrischen Feld des Targetnukleons. Im Gegensatz zur Tiefvirtuellen Comptonstreuung werden hier die Photonen nicht vom getroffenen Quark sondern von dem einlaufenden oder dem gestreuten Lepton abgestrahlt.

Experimentell sind beide Prozesse nicht zu unterscheiden, die komplexe Streuamplitude \mathcal{T} ist daher die Summe der Amplituden der Tiefvirtuellen Comptonstreuung ($\mathcal{T}_{\text{DVCS}}$) und der des *Bethe-Heitler*-Prozesses (\mathcal{T}_{BH}). Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zum Betragsquadrat dieser Amplitude

$$|\mathcal{T}|^2 = |\mathcal{T}_{\text{DVCS}} + \mathcal{T}_{\text{BH}}|^2 = |\mathcal{T}_{\text{DVCS}}|^2 + |\mathcal{T}_{\text{BH}}|^2 + \underbrace{\mathcal{T}_{\text{DVCS}} \mathcal{T}_{\text{BH}}^* + \mathcal{T}_{\text{DVCS}}^* \mathcal{T}_{\text{BH}}}_I. \quad (2.22)$$

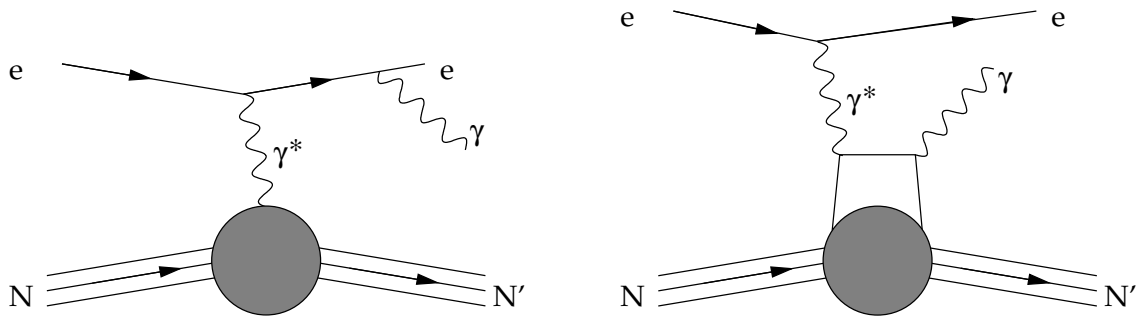


Abbildung 2.5: Bethe-Heitler Prozess am auslaufenden Lepton (links) im Vergleich zur Tiefvirtuellen Compton-Streuung (rechts).

Der (reelle) Term I beschreibt hierbei den Grad der Interferenz zwischen beiden Prozessen. Zur Messung der generalisierten Partonverteilungen bedient man sich des vierfach-

differentiellen Wirkungsquerschnittes der oben beschriebenen exklusiven Prozesse

$$\frac{d^4\sigma}{dx dQ^2 dt d\phi} \propto |\mathcal{T}|^2. \quad (2.23)$$

Dieser Wirkungsquerschnitt bzw. dessen Anteile $|\mathcal{T}_{\text{BH}}|^2$, $|\mathcal{T}_{\text{DVCS}}|^2$ und I besitzen Abhängigkeiten von Harmonischen des Winkels ϕ zwischen der Leptonen- und der Produktionsebene [BMK02, DGPR97]. Der Interferenzterm beispielsweise, welcher im kinematischen Bereich von HERMES dominiert [Kra05], läßt sich als

$$I = \pm \frac{e^6}{xy^3 p_1(\phi) p_2(\phi) t} \left(c_0^I + \sum_{i=1}^3 c_i^I (\cos i\phi) + s_i^I (\sin i\phi) \right). \quad (2.24)$$

schreiben. Hierbei hängt das Vorzeichen von der Ladung der Strahlteilchen (e^- oder e^+) ab, $p_{1,2}$ sind Leptonenpropagatoren. Die Fourierkoeffizienten (s_i , c_i) besitzen eine lineare Abhängigkeit von den Compton-Formfaktoren (\mathcal{H} , $\tilde{\mathcal{H}}$, \mathcal{E} , $\tilde{\mathcal{E}}$). Diese gehen wiederum aus den allgemeinen Partonverteilungen durch Faltung mit den Amplituden aus harten inelastischen Streuprozessen (C) hervor (siehe [Col98]).

$$\mathcal{H}(\xi, t) = \sum_q \int_{-1}^1 C^-(x, \xi) H^q(x, \xi, t) dx \quad (\text{äquivalent für } \mathcal{E} \text{ bzw. } E), \quad (2.25)$$

$$\tilde{\mathcal{H}}(\xi, t) = \sum_q \int_{-1}^1 C^+(x, \xi) \tilde{H}^q(x, \xi, t) dx \quad (\text{äquivalent für } \tilde{\mathcal{E}} \text{ bzw. } \tilde{E}). \quad (2.26)$$

$$(2.27)$$

Hiermit ist der vierfach differentielle Winkelquerschnitt (fünffach differentiell, falls an einem polarisierten Target gestreut wird [DS05]) vollständig durch die verallgemeinerten Partonverteilungen beschrieben. Prinzipiell könnten daher, durch Ermittlung der Cosinus- und Sinusmomente im Wirkungsquerschnitt der Tiefvirtuellen Comptonstreuung, die verallgemeinerten Partonverteilungen extrahiert werden.

Der HERMES-Detektor ist jedoch zur Messung absoluter Wirkungsquerschnitte schlecht geeignet. Dies liegt einerseits daran, daß die Detektionseffizienz des Spektrometers, in Abhängigkeit von der Lage der Spuren und den kinematischen Variablen, stark variieren kann und andererseits auch die Messung der absoluten Luminosität mit einem Fehler von $\Delta\mathcal{L} \approx 6,3\%$ behaftet ist [B⁺01].

Aus diesem Grund bedient man sich der Messung von Asymmetrien dieses Wirkungsquerschnittes bei Änderung der Strahlladung (BCA, *beam charge asymmetry*), der Strahlpolarisation (BSA, *beam spin asymmetry*) oder, bei einem polarisierten Target, der Targetpolarisation (TSA, *target spin asymmetry*) [ENVY06].

Die Strahl-Spin-Asymmetrie (siehe Abbildung 2.6)

$$A_{\text{LU}}(\phi) = \frac{N^+(\phi) - N^-(\phi)}{N^+(\phi) + N^-(\phi)} \quad (2.28)$$

ergibt sich hierbei aus den auf die Luminosität normierten Zählraten N^\pm für Ereignisse mit positiver bzw. negativer Strahlhelizität. Unter der Annahme, daß sich Effekte der Detektoreffizienz unabhängig von der Ausrichtung des Spins der longitudinal polarisierten Elektronen auswirken, heben sich diese bei der Ermittlung der so definierten Asymmetrie auf.

Eine entsprechende Definition gilt für die Strahl ladungsasymmetrie A_C [HERMES07b], siehe Abbildung (2.7). Dieser Abbildung liegen HERMES-Daten bis einschließlich 2005 zu Grunde. Die Messung von BCA und BSA war die Hauptmotivation zum Bau des HERMES-Rückstoßdetektors [HERMES01b].

Die Sinus- und Kosinuskomponenten s_i und c_i werden aus diesen Asymmetrien durch einen Fit extrahiert. In der Praxis kommt hierbei –anders als in den Abbildungen 2.7 und 2.6 gezeigt– eine *Extended-Maximum-Likelihood* Methode [Bar90] zum Einsatz. Diese ist bei geringer Statistik einem χ^2 -basierten Fit überlegen, wodurch eine Extraktion der Asymmetrie in einzelnen Bereichen von Q^2 , t und x_B erst möglich wird.

Im Fall der Strahl-Spin-Asymmetrie kann A_{LU} auf den Imaginärteil der verallgemeinerten Partonverteilungen \mathcal{H} , $\tilde{\mathcal{H}}$ und \mathcal{E} zurückgeführt werden:

$$A_{\text{LU}} \approx (\sin \phi) \text{Im} \left(F_1(t) \mathcal{H} + \frac{x_B}{2 - x_B} (F_1(t) + F_2(t)) \tilde{\mathcal{H}} - \frac{t}{4M^2} F_2(t) \mathcal{E} \right). \quad (2.29)$$

Führt man diese Prozedur unter Schnitten auf Q^2 , t oder x durch, so kann man hieraus die harmonischen Faktoren c_i in verschiedenen kinematischen Bereichen extrahieren. Die daraus gewonnenen Werte sind in Abbildung 2.8 für die Strahl ladungsasymmetrie (BCA) A_C aufgetragen. Diese Abbildung aus [HERMES08a] zeigt im Vergleich mit zwei Modellrechnungen, daß gerade in der Abhängigkeit vom Impulsübertrag auf das Nukleon, t , ein deutlicher Unterschied zwischen den Modellrechnungen existiert. Messungen mit dem Rückstoßdetektor können in diesen Bereichen helfen, physikalische Modelle zu bestätigen oder auszuschließen.

2.5 Verbesserter Nachweis mit Hilfe des Rückstoßdetektors

Die Messung der Tiefvirtuellen Compton-Streuung ist mit dem HERMES Spektrometer (siehe Abschnitt 3.2) prinzipiell möglich, indem das gestreute Lepton und das reelle Photon nachgewiesen werden. Bei dieser, sogenannten semiinklusiven, Messung wird der Viererimpuls des Rückstoßteilchens aus den Impulsen von Lepton und Photon ermittelt. Schnitte auf das Quadrat dieses Viererimpulses, entsprechend der invarianten

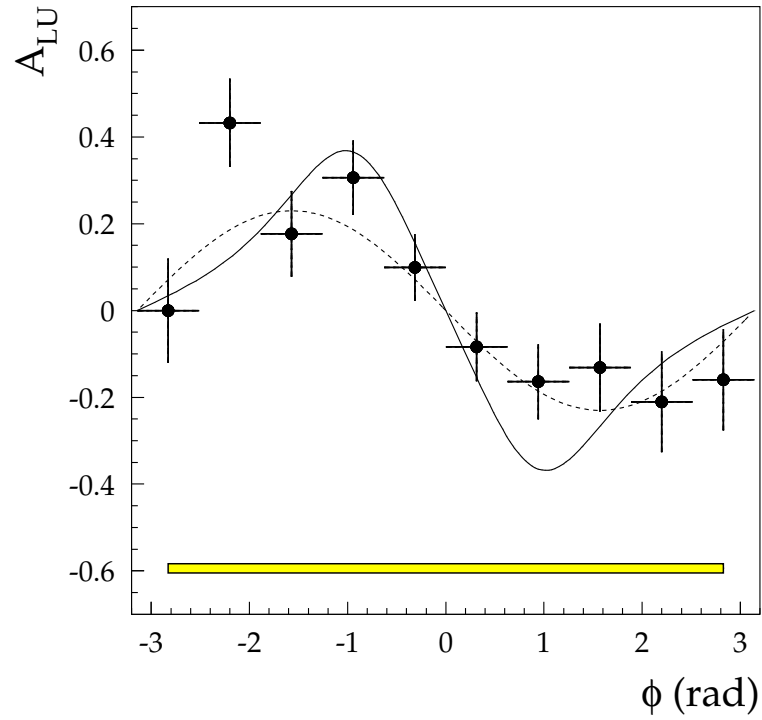


Abbildung 2.6: HERMES Messung der Strahl-Spin Asymmetrie A_{LU} in Abhängigkeit vom azimuthalen Winkel ϕ aus [HERMES01a]. Die gestrichelte Kurve entspricht der Funktion $0,23 \sin(\phi)$ (siehe Gleichung 2.29), die durchgezogene Linie einem Modell von Kivel, Polyakov und Vanderhaeghen [KPV01].

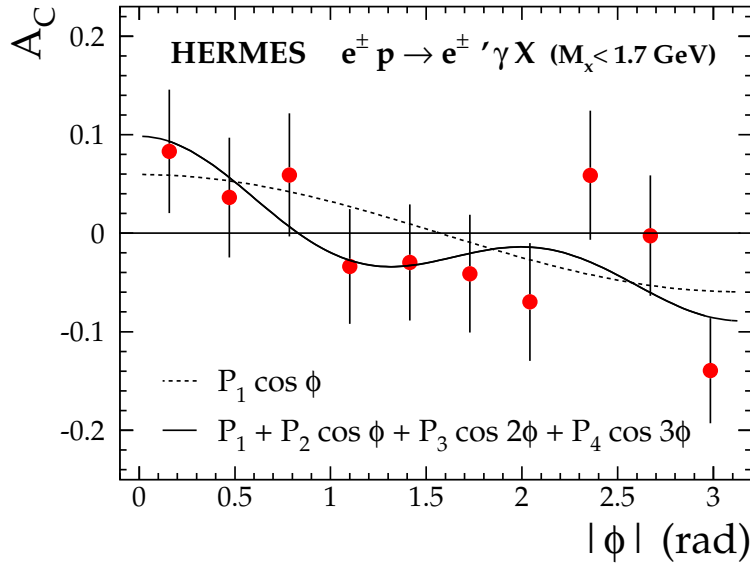


Abbildung 2.7: HERMES-Messung der Strahl-Ladungs Asymmetrie A_C . Die durchgezogene Linie entspricht einer Modellrechnung von Goecke et al [GPV01].

Masse des Rückstoßteilchens, sollen hierbei sicherstellen, dass dieses ein Proton ist. Mit dem HERMES-Spektrometer ist diese Ermittlung jedoch nur mit einer Auflösung von $m_x^2 \approx 1,5 \text{ GeV}^2$ möglich [Kra05], daher ist eine entsprechende Datenanalyse immer mit einem hohen Untergrund behaftet. Dies ist in der linken Hälfte von Abbildung 2.9 anhand von Monte-Carlo Simulationen dargestellt.

Um eine signifikante Verbesserung zur Selektion von DVCS-Ereignissen zu erreichen, ist es daher nötig, das Rückstoßteilchen direkt nachzuweisen und damit die *Exklusivität* des Ereignisses festzulegen. Wie man in Abbildung 2.10 erkennt, werden die meisten Rückstoßteilchen bei exklusiven Prozessen jedoch unter relativ großen Winkeln und kleinen Impulsen herausgestreut. Beide Parameter liegen weit ausserhalb der Akzeptanz des HERMES-Spektrometers.

Aus diesem Grund wurde in den Jahren 1997 und 2001 [HERMES01b] dem DESY der Vorschlag zum Bau des HERMES Rückstoß-Detektors unterbreitet, der zur Messung der Rückstoßteilchen dient. Die dadurch zu erwartende Unterdrückung des Untergrundes ist ebenfalls in Abbildung 2.9, in der rechten Grafik, aufgezeigt. Vor allem der Untergrund durch semiinklusive Ereignisse kann durch den Rückstoßdetektor praktisch komplett unterdrückt werden. Erreicht wird diese Verbesserung unter anderem durch

- eine verkürzte Targetzelle zur Sammlung des Targetgases innerhalb eines kleineren Volumens, verglichen mit dem früheren HERMES-Target. Die dünne Alumi-

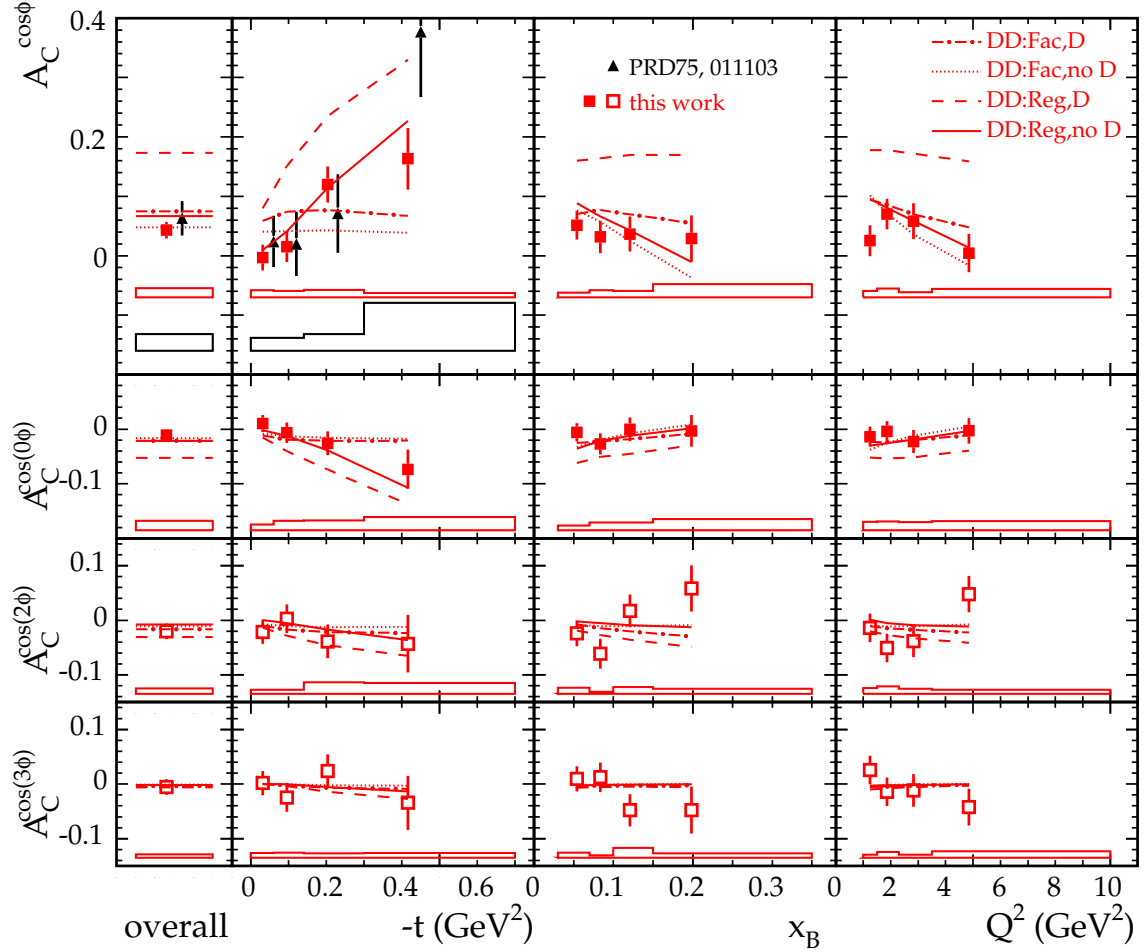


Abbildung 2.8: Cosinismomente der Strahlungsasymmetrie in Abhängigkeit von den kinematischen Variablen t , x_B sowie Q^2 für HERMES-Daten der Jahre 2002–2005 (Rechtecke). Dreiecke sind Datenpunkte aus [HERMES07b]. Die Kurven entsprechen Vorhersagen aus den Referenzen [GPV01] sowie [VGG99]. Grafik aus [HERMES08a].

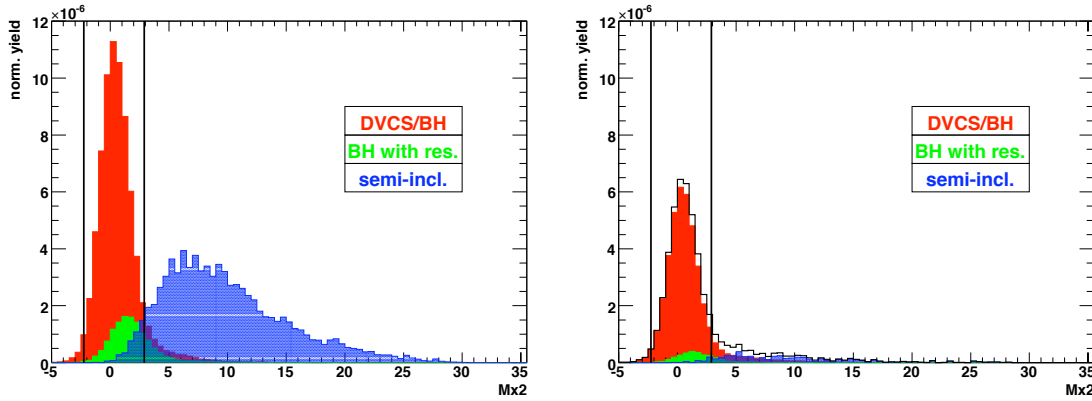


Abbildung 2.9: Invariante Masse m_χ bei der Rekonstruktion des Prozesses $e^+p \rightarrow e^+\gamma\chi$, Simulation mit dem HERMES-Monte-Carlo (hmc_dvcs und disng). Links: Ohne Rückstoßdetektor, Rechts: Detektion eines Protons im Rückstoßdetektor.

niumfolie stoppt Protonen erst bei sehr geringen Impulsen unterhalb von $90 \frac{\text{MeV}}{c}$. Dies ermöglicht eine Akzeptanz, innerhalb derer fast sämtliche Rückstoßteilchen der Tiefvirtuellen Comptonstreuung bzw. der exklusiven Mesonproduktion liegen. (Abschnitt 3.3.1);

- einen direkt am Elektronenstrahl betriebener Siliziumzähler, dessen Kalibration Thema dieser Arbeit ist. Da dieser sich noch im Vakuum des Beschleunigers befindet ist es möglich, mit ihm alle Rückstoßteilchen nachzuweisen, die die Targetzelle verlassen. Der hohe dynamische Bereich ermöglicht es darüberhinaus, in einem Übergangsbereich durch den Energieverlust im Silizium den Teilchenimpuls, sowie im hohen Impulsbereich Spurpunkte nachzuweisen. (Kapitel 4);
- den Faserdetektor zur Impulsrekonstruktion anhand der Spurkrümmung im Feld des supraleitenden Solenoiden (Abschnitt 3.3.2) für hochenergetische Teilchen;
- den Photonendetektor zum Nachweis von neutralen Pionen aus Zerfällen der Deltaresonanz, einem weiteren wichtigen Untergrundprozess bei Tiefvirtueller Comptonstreuung.

Die durch den Rückstoßdetektor zu erwartende Verbesserung in der Messung der Asymmetrien zeigt Abbildung 2.11. An diesem Bild wird deutlich, daß die Asymmetrie durch die erhöhte Statistik, die genauere Bestimmung des Impulses der Rückstoßteilchen sowie die Verringerung des Untergrundes deutlich genauer gemessen werden wird. Gleichzeitig wird eine Analyse der mit dem Rückstoßdetektor genommenen Daten

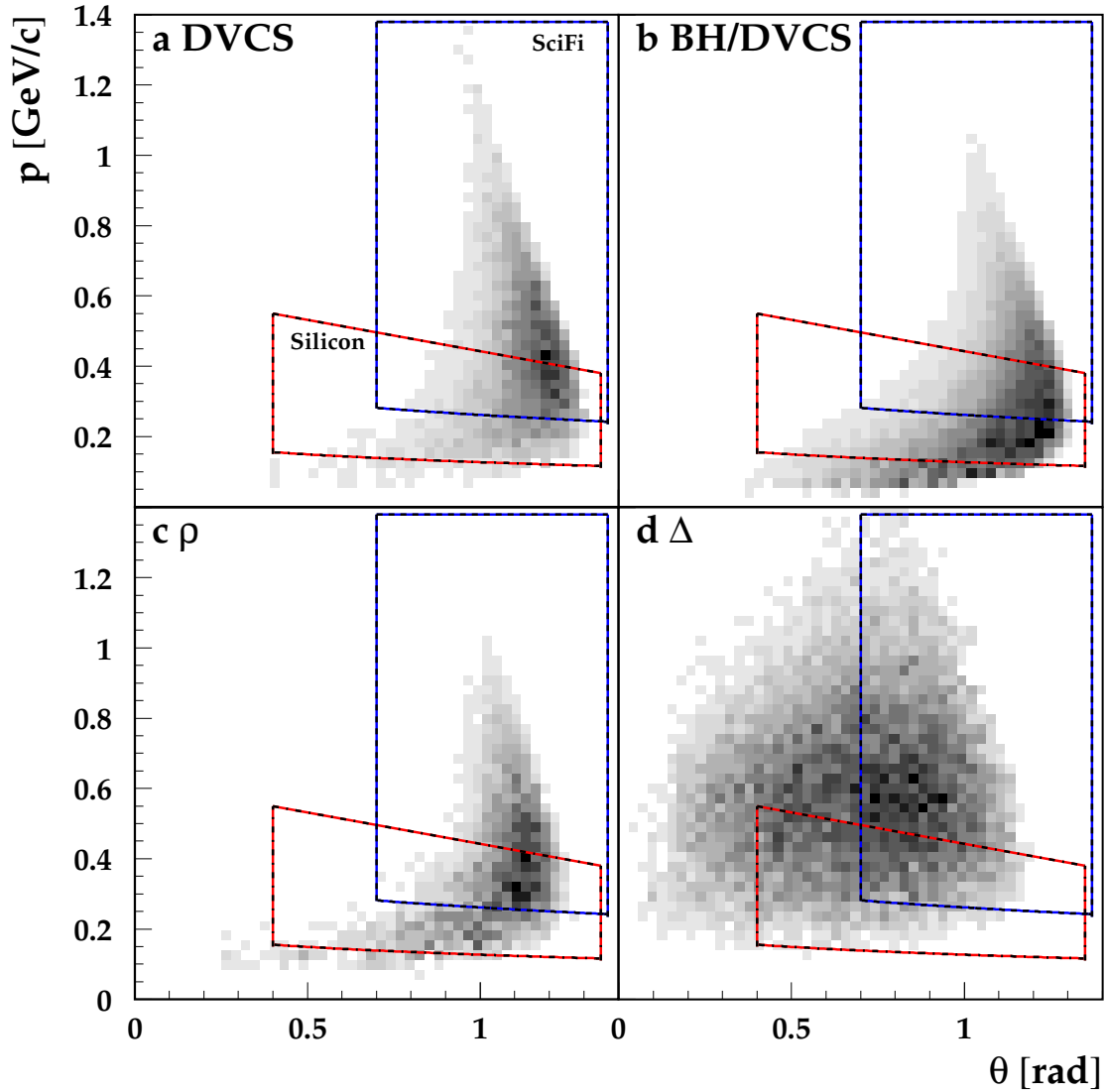


Abbildung 2.10: Verteilung der exklusiven Prozesse nach Impuls und Azimutalwinkel des Rückstoßteilchens, Monte-Carlo Studie aus [Kra05]. a) Tiefvirtuelle Comptonstreuung, b) Tiefvirtuelle Comptonstreuung mit Bethe-Heitler-Prozess, c) exklusive Mesonenproduktion von ρ -Teilchen, d) Anregung einer Δ -Resonanz. Die Rahmen zeigen die Akzeptanz des Rückstoßdetektors an (blau: Szintillierende Fasern, rot: Siliziumdetektor).

eine Extraktion der gemessenen Asymmetrien in mehreren Intervallen der kinematischen Variablen ermöglichen.

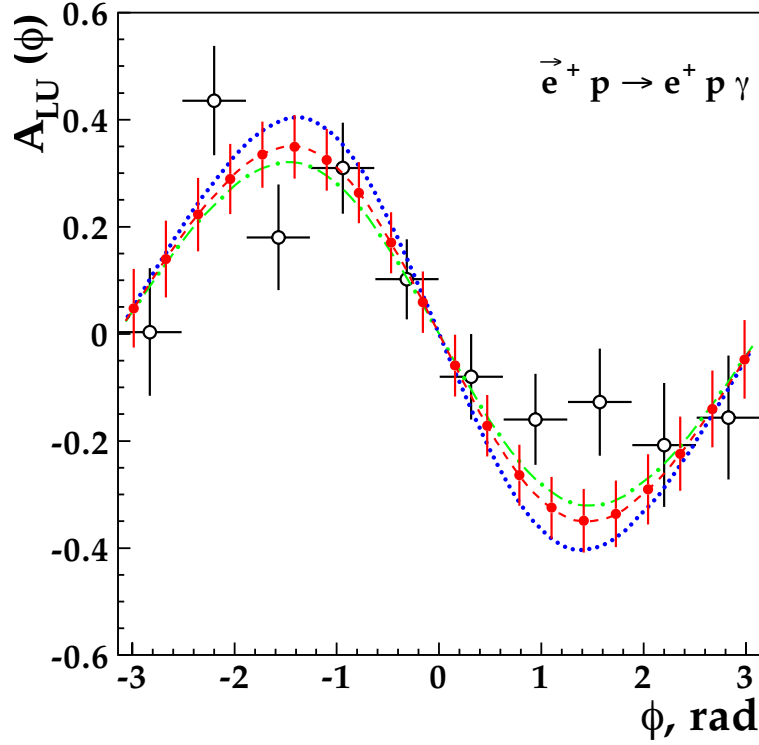


Abbildung 2.11: Erwarteter statistischer Fehler bei der Messung der Strahl-Spin-Asymmetrie A_{LU} mit dem HERMES Rückstoßdetektor. Die schwarzen Datenpunkte sind HERMES-Daten der Jahre 1998–2000 ([HERMES01a], siehe auch Abb. 2.7) mit einer integrierten Luminosität von $0,13 \text{ fb}^{-1}$. Die roten Datenpunkte entsprechen einer projizierten integrierten Luminosität von $2,0 \text{ fb}^{-1}$, gemessen mit dem HERMES-Rückstoßdetektor. Aus [HERMES02b].

Kapitel 3

Das HERMES Experiment

In den 80er Jahren kam unter anderem das EMC Experiment zu dem Ergebnis, dass sich der Spin des Protons nicht alleine durch die Beiträge der Spins der Quarks erklären läßt [Muon89]. Dies wurde im allgemeinen als die *Spinkrise* bezeichnet. Um dieses Rätsel zu lösen und die Spinstruktur des Nukleons detaillierter zu untersuchen, wurden daher mehrere Experimente zur Erforschung der Spin-Strukturfunktionen des Nukleons vorgeschlagen. Neben SMC und HELP am CERN¹ sowie mehreren Projekten am SLAC² war dies unter anderem auch das HERMES³-Experiment an der HERA⁴ Beschleunigeranlage des DESY⁵.

Die Planungen zu HERMES begannen im Jahr 1988 [HERMES89], es wurde ab 1993 aufgebaut und nahm seit 10. Mai 1995 seine ersten, am 30. Juni 2007 seine letzten Daten. Es ist eines von vier Experimenten an HERA und verwendet dessen polarisierten Elektronen/Positronenstrahl mit einem Impuls von $27,5 \frac{\text{GeV}}{c}$. Dieser wird an einem internen Gastarget gestreut, dessen Speicherzelle (siehe Abb. 3.7) deutlich höhere Teilchendichten als z.B. Gas-Strahl-Targets erlaubt. Bis zum Einbau des Rückstoß-Detektors (Abschnitt 3.3) wurde zum überwiegenden Teil der Strahlzeit am polarisierten Wasserstoff/Deuterium-Target gemessen. Dieses wurde von der Atomic-Beam-Source (ABS), einer Quelle für polarisierte Atomstrahlen, gespeist [N⁺03, Tai06]. Ein Speisesystem für unpolarisierte Gase stellt dem Target molekularen Wasserstoff, Deuterium, Stickstoff oder Edelgase zur Verfügung, dieses UGFS (Unpolarised Gas Feed System) wird seit dem Einbau des Rückstoßdetektors ausschließlich verwendet.

3.1 Der HERA Beschleuniger

Die *Hadronen Elektronen Ring Anlage* HERA wird vom Deutschen Elektronen Synchrotron in Hamburg betrieben und befindet sich in einem unterirdischen Tunnel mit einer Länge von 6,3 km. Der kreisförmige Beschleuniger wird durch die Experimentierhallen mit

¹Centre Européenne pour la Recherche Nucléaire

²Stanford Linear Accelerator

³HERA Measurement of Spin

⁴Hadronen Elektronen Ring Anlage

⁵Deutsches Elektronen Synchrotron

den geraden Wechselwirkungszonen für die vier Experimente H1 (im Norden), HERA-B [H⁺95] (Westen), Zeus (Süden) sowie HERMES (Osten) unterbrochen (Abbildung 3.1). HERA beschleunigt zwei gegenläufige Teilchenstrahlen: Den Protonenstrahl mit einem Teilchenimpuls von $p_p = 920 \frac{\text{GeV}}{c}$ sowie den polarisierten Leptonenstrahl mit einem Impuls von $p_e = 27,5 \frac{\text{GeV}}{c}$.

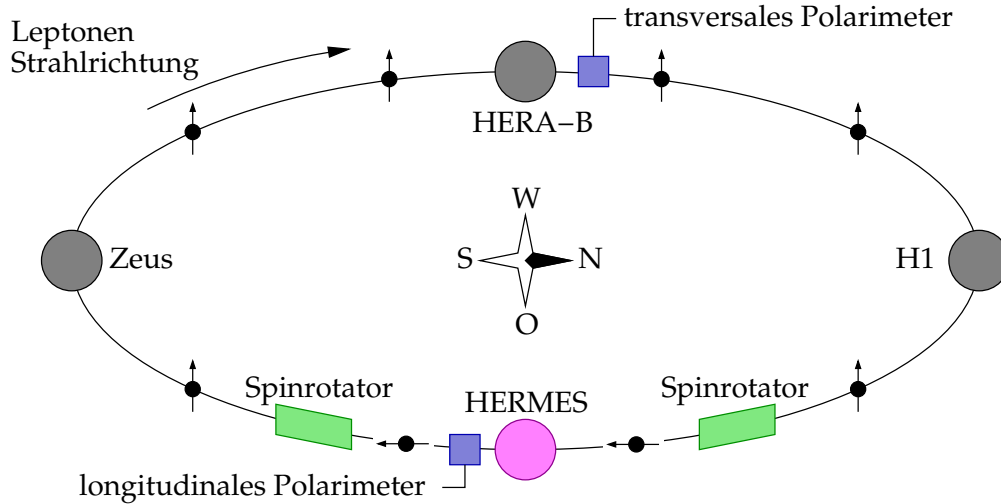


Abbildung 3.1: Schematischer Überblick über die Experimente am Elektronenring der HERA-Beschleunigeranlage. Die Polarisationsrichtung ist durch die ausgerichteten Elektronen (Pfeil) illustriert.

Die Polarisation erfolgt aufgrund des Sokolov-Ternov-Effektes [ST64], einer Asymmetrie in der Abstrahlung von Synchrotronstrahlung, bei welcher sich die Ausrichtung des Leptonenspins relativ zum Magnetfeld der Dipolmagnete ändert. Wird durch sorgfältige Einstellung der Beschleuniger-Magnete eine Depolarisation vermieden, so steigt die Polarisation typischerweise auf über 50%, mit einer Zeitkonstante von $\tau \approx 25 \text{ min}$ (siehe Abb. 3.2).

Beide Strahlen werden in den Detektoren der Experimente H1 und Zeus gekreuzt, HERA-B sowie HERMES verwenden ausschließlich den Protonen- bzw. Leptonenstrahl. Vor und nach HERMES sind darüberhinaus Spinrotatoren installiert, welche die transversale Polarisation in longitudinale Richtung und wieder zurück rotieren. Ein transversales sowie ein longitudinales Polarimeter messen die mittlere Strahlpolarisation mit einer statistischen Genauigkeit von $\approx 1\%$ innerhalb von einer Minute. [B⁺02]

Die Umlauffrequenz des Beschleunigers beträgt 47,3 kHz, wobei eine Umlaufperiode in 220 Teilchenpakete (sogenannte *Bunche*) eingeteilt ist. Dies entspricht einer Bunchfrequenz von 10,4 MHz, zu welcher die Datennahme von HERMES synchronisiert ist. Typi-

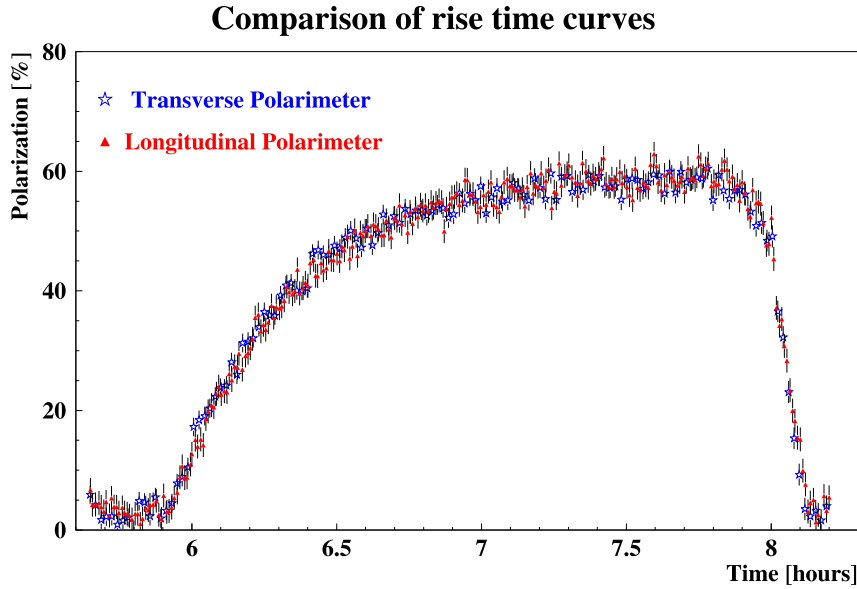


Abbildung 3.2: Messung der transversalen und longitudinalen Polarisation, Anstieg aufgrund des Sokolov-Ternov-Mechanismus[ST64] gemäß $P(t) = P_{\infty}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$.

scherweise werden 174 dieser möglichen Bunchpositionen mit Elektronen bzw. Positronen gefüllt, so dass im Normalfall ein Strahlstrom von ≈ 50 mA in den Beschleuniger injiziert wird. Dieser fällt mit einer Zeitkonstante von ca. 10 h ab. Die Länge der Elektronenpakete beträgt etwa $l = 8$ mm, entsprechend einer Zeitdauer von $\sigma_{\tau} = l/c = 31$ ps [Tai06]. Entsprechend dieser kurzen Pulsdauer besitzt das Spektrum der abgestrahlten Radiowellen eine große Breite von

$$\sigma_f = \frac{1}{2\pi\sigma_{\tau}} = 5,1 \text{ GHz}. \quad (3.1)$$

Diese breitbandig abgestrahlte Energie ist besonders bei den Planungen zum Betrieb von Detektorkomponenten innerhalb des Strahlrohres, wie dies bei den im Rahmen dieser Arbeit kalibrierten Siliziumzählern der Fall ist, zu berücksichtigen (Kapitel 4).

3.2 Das HERMES-Spektrometer

Das HERMES Spektrometer [HERMES98] ist ein Vorwärtsspektrometer (siehe Abbildung 3.3) welches im Jahr 2006 um einen Detektor zum Nachweis von Rückstoßteilchen (RE-COIL Detektor, siehe 3.3) erweitert wurde. Es besteht aus zwei identischen Hälften, wel-

che horizontal durch die Strahlrohre des Leptonen- und des nicht verwendeten Protonenrings geteilt werden. Im Zentrum der experimentellen Aufbauten befindet sich ein Spektrometermagnet mit einer integrierten Feldstärke von 1,3 Tm. Die Strahlrohre werden im Inneren des Magnete durch eine Eisenplatte geführt, um die umlaufenden Teilchen von diesem starken Magnetfeld abzuschirmen. Die Dicke dieser Eisenplatte bestimmt maßgeblich die minimale vertikale Winkelakzeptanz von ± 40 mrad. Die maximale Akzeptanz beträgt horizontal ± 170 mrad, vertikal ± 140 mrad.

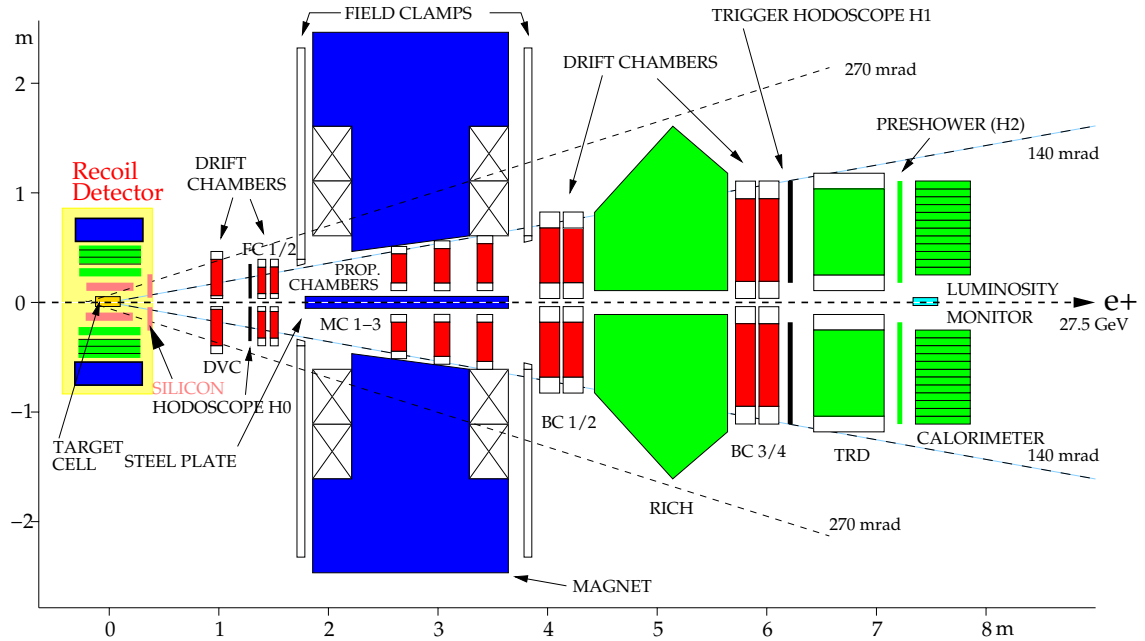


Abbildung 3.3: Seitenansicht des HERMES Spektrometers. Detektoren zur Spurrekonstruktion in rot, zur Teilchenidentifikation in grün eingezeichnet.

3.2.1 Spurrekonstruktion

Zur Spurrekonstruktion verwendet HERMES hauptsächlich Drahtkammern, welche sich vor (DVC, Drift Vertex; FC, Front Chambers), in (MC, Magnet Chambers) und nach dem Spektrometer-Magneten (BC, Back Chambers) befinden.

Gemein ist allen Drahtkammern eine Anordnung in zwei versetzten Ebenen in XUV -Anordnung (siehe Abb. 3.4). Hierbei sind die Kammerdrähte in drei Ebenen angeordnet, wobei die Drähte der X-Ebene vertikal verlaufen. Die Ebenen U und V sind um einen Winkel von 30° gegenüber der Vertikalen rotiert. Paare von Ebenen (z.B. X_1 , X_2) sind jeweils um eine halbe Zellenbreite gegeneinander versetzt (im Falle der Back-Chambers

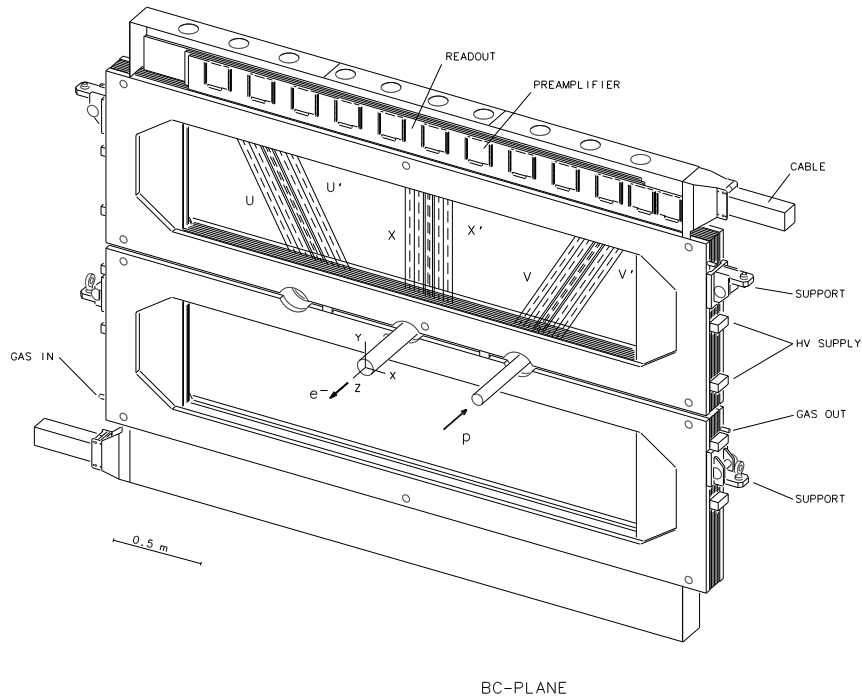


Abbildung 3.4: CAD-Zeichnung einer BC-Drahtkammer. Eingezeichnet sind schematisch die Kammerdrähte in XUV -Anordnung. Aus [B⁺98].

sind dies $\frac{d}{2} = 7,5 \text{ mm}$). Dadurch können Mehrdeutigkeiten bei Ermittlung des Driftweges aus der Driftzeit aufgelöst werden. Die Ortsauflösung dieser Kammern beträgt $\approx 300 \mu\text{m}$.

Die Driftvertex-Kammern decken einen in der Vertikalen erweiterten Winkel von $\pm 270 \text{ mrad}$ ab und können daher – zusammen mit den sogenannten Wide Angle Muon Hodoskopen direkt vor dem Spektrometermagneten und in der Verlängerung des H1 Hodoskopes – Zerfälle von Teilchen mit Charmquarks (z.B. J/Ψ) mit größerer Wahrscheinlichkeit nachweisen.

Ein weiterer Detektor zum Nachweis von Teilchen, welche die Targetzelle unter größeren Winkeln verlassen, sind die sogenannten Lambda(Λ)-Räder (**SILICON**). Dieser aus kreissektorförmigen Einzelmodulen aufgebaute Mikrostreifenzähler deckt in zwei Lagen eine Scheibe mit einem Außenradius von 17,5 cm ab, der Leptonenstrahl wird durch einen Ausschnitt mit dem Radius 5,4 cm in der Mitte dieser Scheibe geführt. Die Λ -Räder dienen hauptsächlich zur Detektion der Zerfallsprodukte kurzlebiger Λ -Teilchen.

An der von der Streukammer abgesetzten Vakuumkammer, welche die Λ -Räder beherbergt, befindet sich auch das dünne Austrittsfenster hin zum Spektrometer.

Die Spurverfolgung der HERMES Analysesoftware-Kette rekonstruiert aus den Infor-

mationen dieser Detektoren mittels einer „schnellen Baumsuche“ Teilspuren vor und hinter dem Spektrometermagneten, welche in einem zweiten Schritt zu vollen Spuren zusammengesetzt werden [Wan96]. Elektronenspuren können hierbei mit einer Winkelauflösung von $0,3 - 0,6$ mrad rekonstruiert werden, die Genauigkeit der Impulsbestimmung beträgt $\frac{\Delta p}{p} \approx 0,6 - 1,3 \%$.

3.2.2 Teilchenidentifikation

Die weiteren Detektoren innerhalb des HERMES Experiments dienen vornehmlich der Teilchenidentifikation. Der **RICH** [HERMES02a] (Ring Imaging Čerenkov) verwendet dazu die charakteristische Abstrahlung von Čerenkov-Licht in zwei Radiatoren mit den Brechzahlen $n = 1,0005$ (C_4F_{10}) bzw. $n = 1,03$ (Aerogel). Mit seiner Hilfe lassen sich Pionen, Kaonen und Protonen ab $1 \frac{\text{GeV}}{c}$ trennen.

Direkt hinter den BC-Kammern befindet sich ein Übergangsstrahlungs-Detektor (**TRD**, Transition Radiation Detector). Dieser besteht aus Radiatormodulen mit Fasern mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ und Proportionalkammern, welche mit einer Mischung aus Xenon und Methan gefüllt sind. Die Intensität der Übergangsstrahlung ist proportional zum relativistischen γ -Faktor, daher ist diese bei HERMES-Energien hauptsächlich für Elektronen nachweisbar, die hierdurch von Pionen getrennt werden können.

Zusammen mit der *Muon-Wall*, einer einen Meter dicken Eisenwand am hinteren Ende des Detektors weisen Myonen-Hodoskope Myonen nach, welche im Gegensatz zu Hadronen oder Elektronen die Eisenwand durchdringen können. Auch dient die Eisenwand als Abschirmung gegen vom gegenläufigen Protonenstrahl erzeugten Hintergrund.

Das Kalorimeter besteht aus 840 Bleiglasblöcken der Größe $9 \times 9 \times 50 \text{ cm}^3$, welche pro Detektorhälfte in einer Matrix aus 42×10 Blöcken angeordnet sind. Photonenvervielfacher messen die durch Schauerbildung im Bleiglas erzeugten Photonen. Die Linearität der Energiemessung wurde in Teststrahlzeiten zu besser als 1% bestimmt [A⁺96] und wird durch folgenden Ausdruck in Abhängigkeit der Energie beschrieben [HERMES98].

$$\frac{\sigma(E)}{E} = (5,1 \pm 1,1) \cdot 10^{-2} \sqrt{\frac{1\text{GeV}}{E}} + (1,5 \pm 0,5) \cdot 10^{-2}. \quad (3.2)$$

Bereits bei der Generierung des Auslesetriggers unterdrückt das Kalorimeter Pionensignale um eine Größenordnung, während der Analyse können diese um weitere zwei Größenordnungen reduziert werden.

Die Signale der Detektoren zur Teilchenidentifikation werden schlussendlich mit Hilfe von Kalibrationstabellen und mit Hilfe des Bayestheorems zu mehreren PID (Particle-ID) Werten kombiniert, welche die Wahrscheinlichkeit für eine Hadronen- oder Leptonenspür darstellen.

3.2.3 Trigger und Luminositätsmessung

Der HERMES-Trigger wird durch die Triggerhodoskope (**H0**, **H1**, **H2**) und das Kalorimeter gebildet. Ein Vergleich mit dem Beschleunigertakt stellt hierbei die Korrelation mit dem Durchgangszeitpunkt des Elektronenbunche (siehe Abschnitt 3.1) sicher.

Die Luminosität ist bei HERMES als das Produkt der Dichte des Gastargets und des Strahlstroms definiert. Um diese zu messen und damit auch die Funktion des Targets zu überprüfen sind auf beiden Seiten des Strahlrohrs jeweils zwölf extrem strahlungsfeste NaBi(WO₄) Čerenkov Kristalle mit den Abmessungen $22 \times 22 \times 200 \text{ mm}^3$ angebracht. Diese registrieren unter einen horizontalen Winkel von $4,6 - 8,9 \text{ mrad}$ Produkte elastischer Streuung an der Atomhülle des Targetgases: Bhaba- oder Møllerstreuung sowie $e^+ - e^-$ -Vernichtung.

3.3 Der HERMES-Rückstoß-Detektor

Die letzte Erweiterung des HERMES-Detektors war im Jahr 2006 der Einbau des RE-COIL-Detektors[HERMES01b]. Dieser ermöglicht die Beobachtung von Rückstoßteilchen bei kleinem t , welche die Targetzelle also unter großen Winkeln und mit geringem Impuls verlassen und daher nicht in die Akzeptanz des Hautspektrometers fallen.

Die direkte Messung solcher Teilchenspuren ist besonders zur Analyse der Tiefvirtuellen Comptonstreuung (DVCS, Deeply Virtual Compton Scattering, siehe Kap. 2) interessant. Bis zum Einbau des Rückstoß-Detektors konnte man zur Rekonstruktion der Reaktion $e^+p \rightarrow e^+\gamma p$ das Proton nicht direkt nachweisen. In diesem Fall rekonstruiert man den Impuls des Protons mit Hilfe der Impulserhaltung aus den Impulsen des gestreuten Elektrons und des Photons und fordert, daß diese fehlende invariante Masse im Bereich der Ruhemasse des Protons liegt.

Wie die linke Grafik in Abbildung 2.9 zeigt verunreinigt hierbei ein Untergrund, bestehend aus Bethe-Heitler-Ereignissen mit Resonanzanregung (grün) sowie semiinklusive Prozesse (blau), die Ereignisse aus Tiefvirtueller-Compton-Streuung und elastischen Bethe-Heitler Prozessen (rot). Die rechte Hälfte der Abbildung zeigt eine identische Analyse mit der Einschränkung, daß ein Proton in der Akzeptanz des Rückstoßdetektors (Silizium sowie szintillierende Fasern) nachgewiesen wurde. Hierbei erkennt man neben dem Rückgang der Statistik durch diese Einschränkung eine starke Abnahme der Einträge im oben genannten Untergrund.

Der Rückstoßdetektor besteht aus drei unterschiedlichen Detektorkomponenten, welche sich zusammen mit einer modifizierten Speicherzelle für das Targetgas und der veränderten Streukammer in einem supraleitenden Magneten mit einer longitudinalen Feldstärke von ca. 1 T befinden [Pic07] (Abb. 3.5). Dieser Aufbau wird im folgenden beschrieben.

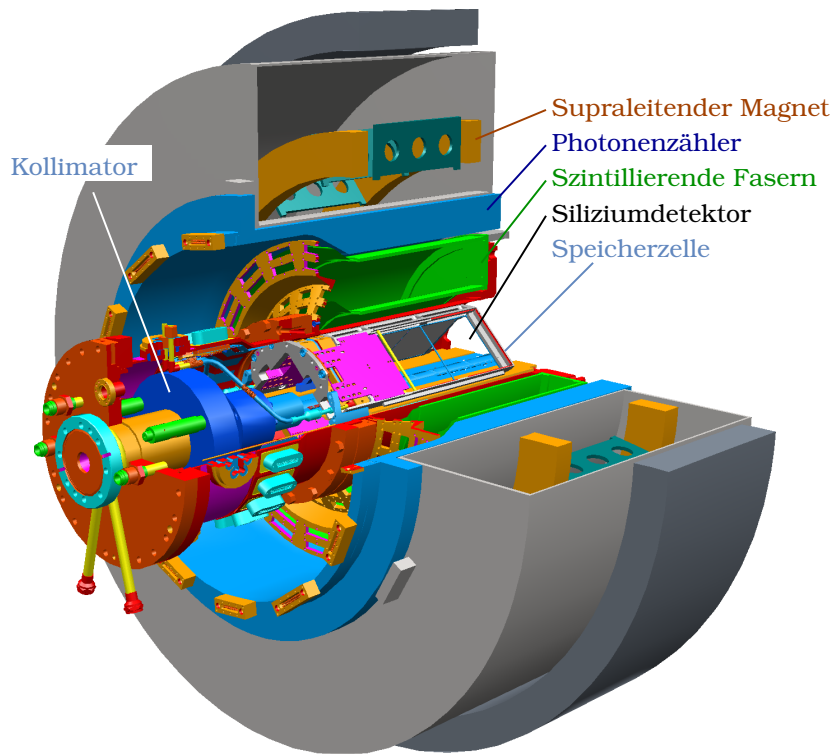


Abbildung 3.5: CAD Modell des Rückstoß-Detektors.

3.3.1 Speicherzelle und Gastarget

Der HERMES Rückstoßdetektor umschließt die gesamte Targetregion von HERMES und erreicht dadurch eine große Winkelakzeptanz. Er belegt damit den gesamten Targetbereich des HERMES-Detektors und kollidierte hierdurch mit der Quelle für spinpolariertes Targetgas, welche daher im Jahre 2005 dem Rückstoßdetektor weichen musste. Das Targetgas wird daher ausschließlich durch das unpolarisierte Gassystem (UGFS) in die Targetzelle injiziert.

In Folge dessen kann einerseits die Targetspin-Asymmetrie (TSA, *Target Spin Asymmetry*) nicht mehr gemessen werden, andererseits ist es möglich, mit der erhöhten Gasdichte, welche das UGFS liefert, die verbleibenden Asymmetrien (BCA, BSA) mit erhöhter Statistik zu untersuchen. (siehe Kapitel 2).

Die Anforderung an eine möglichst große Winkelakzeptanz zog ebenfalls Änderungen im Design der Targetzelle nach sich. Diese wurde von 40 cm auf 15 cm verkürzt, um die hohe Winkelakzeptanz in Verbindung mit den Siliziumzählern (siehe Abschnitt 4) zu erreichen.

Der minimale Impuls, mit welchen Protonen das Material der Targetzelle, Aluminium

mit einer Dicke von $75\text{ }\mu\text{m}$, noch durchdringen können, beträgt $90\frac{\text{MeV}}{c}$, dies entspricht einer kinetischen Energie von etwa $4,3\text{ MeV}$ und stellt die untere Grenze der Siliziumakzeptanz (Abbildung 3.6) dar.

3.3.2 Supraleitender Magnet

Der Supraleitende Magnet besteht aus einem zylinderförmigen Kryostaten in welchem zwei supraleitende Spulen teilweise in ein Heliumbad getaucht sind. Die NbTi-Drähte der Spulen sind mit einem Kupfermantel umgeben. Dieser kühlt durch die thermische Leitfähigkeit des Kupfers den Teil der Spulen, der nicht direkt in Kontakt zu flüssigem Helium steht [Sta06].

Der Kryostat umschließt mit einer kreisförmigen Öffnung von 500 mm Durchmesser den gesamten Rückstoßdetektor, die magnetische Flußdichte beträgt auf der Strahlachse 1 T . Innerhalb eines zentralen Detektorbereiches mit einem Radius von 300 mm beträgt die Homogenität $\frac{\Delta B}{B} \leq 20\%$. Dies erlaubt durch die Messung der Krümmung von Teilchenspuren die Ermittlung von Ladung und Impuls. Ebenso verhindert das Magnetfeld, daß eine große Zahl von Strahlteilchen, welche an den Hüllenelektronen des Targetgases gestreut werden, die innerste Lage der Siliziumzählers erreichen. Insbesondere bei den Messungen mit erhöhter Targetdichte am Ende einer Beschleunigungserfüllung könnten diese sogenannten Möller- oder Bhabha-Elektronen die Siliziumzähler oder ihre Ausleseelektronik beschädigen.

Da die Photovervielfacher des Fasertrackers sowie die ersten Kammern des Hauptspektrometers nur geringe Magnetfelder tolerieren, sorgt eine Abschirmung aus Weicheisen für ein geringes Magnetfeld von $B \leq 5\text{ mT}$ im Abstand ab 1 m .

3.3.3 Photonenzähler

Um bei der Analyse von DVCS-Ereignissen den Untergrund durch die Anregung der Δ -Resonanz des Protons zu minimieren, welche über den Kanal $\Delta^+ \rightarrow p\pi^0$ zerfällt, wurde als äußerster Ring ein Photonenzähler für die Produkte des Zerfalls $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ vorgesehen [vH07].

Der Nachweis dieser Photonen erleichtert die Separation von DVCS-Ereignissen mit- und ohne Anregung einer Delta-Resonanz ($e^-p \rightarrow e^-p\gamma$ bzw. $\rightarrow e^-\Delta\gamma$, siehe 2.9).

Der Photonenzähler besteht aus drei Schichten Wolfram, in welchen die Photonen in geladene Teilchen (e^+, e^-) konvertiert werden, gefolgt von Plastiksintillatoren zu deren Nachweis. Das optische Signal der Szintillatoren wird durch Lichtleiter Photovervielfachern zugeführt. Die Gesamtlänge der Szintillatoren beträgt 288 mm .

Die erste Wolframlage ist als Hohlzylinder mit dem Innendurchmesser 194 mm bei einer Dicke von 6 mm ausgeführt, die zweite und dritte Schicht weist noch eine Stärke von $3,5\text{ mm}$ auf. Diese Dicke entspricht $1,8$ bzw. $1,0$ Strahlungslängen und wurde anhand von Monte-Carlo Simulationen auf maximale Detektionseffizienz optimiert.

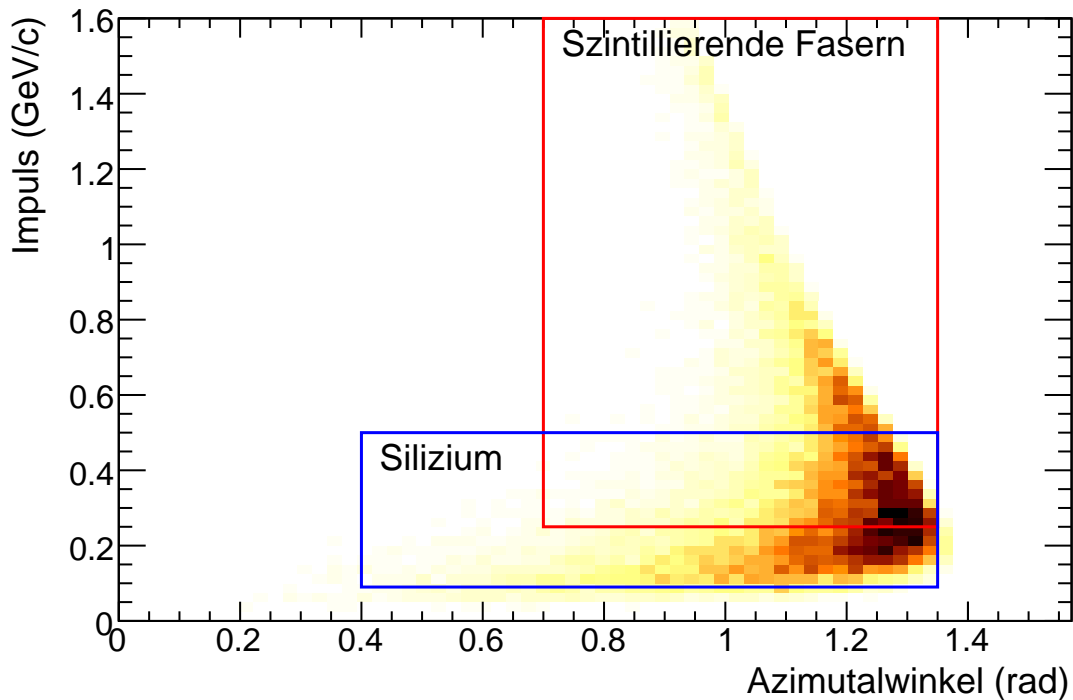


Abbildung 3.6: Impuls des Rückstoßteilchens sowie Azimutalwinkel bezogen auf die Strahlrichtung bei tiefvirtueller Comptonstreuung. Eingezeichnet ist die Akzeptanz der Siliziumzähler und des Faserdetektors.

Die Szintillatorblöcke zum Nachweis der aufgeschauerten Teilchen befinden sich in der innersten Lage parallel zur Strahlrichtung, die beiden darauf folgenden Ebenen sind um $\pm 45^\circ$ gegen diese geneigt. Dies ermöglicht die Ermittlung des Raumpunktes, an welchem ein Photon den Photonendetektor durchdringt.

Während Kalibrationsmessungen mit kosmischer Strahlung diente der Photonenzähler zusätzlich als Trigger, um die weiteren Komponenten des Rückstoßdetektors auszu-lesen.

3.3.4 Szintillierende Fasern

Zur Positionsbestimmung hochenergetischer Teilchen dient der Scintillating Fiber Tracker (SFT) [Hö07], aufgebaut aus zwei Hohlzylindern mit jeweils 4 Lagen szintillierender Fasern mit einem Radius von ≈ 110 mm und ≈ 185 mm.

Die beiden inneren Lagen beider Hohlzylinder verlaufen parallel zur Strahlrichtung,

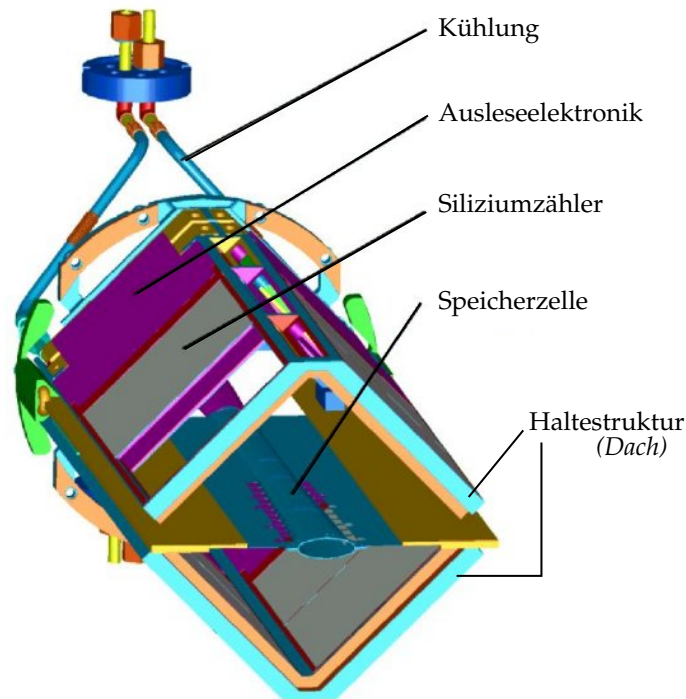


Abbildung 3.7: Speicherzelle des internen Gastargets mit Siliziumdetektor-Modulen.

gefolgt von zwei Lagen unter einem Winkel von 10° . Dies erlaubt die dreidimensionalen Positionsbestimmung der Teilchenspuren.

Der Fasertracker weist Protonen mit einem Impuls zwischen $0,25$ und $1,6 \frac{\text{GeV}}{c}$ nach. Im Impulsbereich von $0,25$ bis $0,40 \frac{\text{GeV}}{c}$ ermöglicht er darüberhinaus eine Trennung von Pionen und Protonen anhand der Krümmung ihrer Teilchenspur. Dies ermöglicht ebenfalls die Detektion der Zerfallsprodukte der Δ -Resonanz.

3.3.5 Siliziumzähler

Die Siliziumzähler bilden die innerste Lage des Rückstoß-Detektors. Sie sind jeweils paarweise zu Modulen kombiniert und hexagonal in zwei Lagen um die Targetzelle gruppiert (Abb. 3.7). Ab einem Impuls von $90 \frac{\text{MeV}}{c}$ können Protonen die Aluminiumhülle der Targetzelle durchdringen und in der innersten Silizium-Lage registriert werden. Die Kalibration der Siliziummodule am Tandembeschleuniger der Universität Erlangen (Kap. 5) und am SIS der GSI⁶ ist zentraler Teil dieser Arbeit. Eine detaillierte Beschreibung

⁶Schwerionensynchrotron der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt

der Module findet sich daher im folgenden Kapitel 4.

Kapitel 4

Der RECOIL Siliziumdetektor

Ionisationsdetektoren stellen die ältesten elektrischen Detektoren zur Spurverfolgung und Teilchenidentifikation dar. Anfangs kam hierbei ausschließlich die Erzeugung von freien Elektron-Ionen-Paaren in Gasen zum Einsatz, dieses Prinzip wird bis heute beispielsweise in Geiger-Müller-Zählrohren und Driftkammern verwendet. [Leo87].

Seit den 1960er Jahren stehen jedoch auch Detektoren aus Halbleitermaterial zur Verfügung, in denen durch ionisierende Strahlung erzeugte Elektron-Loch-Paare nachgewiesen werden. Diese Detektoren sind aus mehreren Gründen sehr gut zum Nachweis von Teilchenspuren und zur Impulsmessung geeignet:

Im Vergleich zu Gasen besitzt das Halbleitermaterial eine deutlich höhere Dichte, was den Energieverlust in dünnen Detektoren erhöht. Darüberhinaus benötigt man zur Ionisation von Gasen eine um eine Größenordnung höhere Energie (Xe: 22 eV – He: 41 eV) als zur Erzeugung der Elektron-Loch-Paare im Halbleiter (Ge 2,9, Si 3,6, GaAs 4,1 eV). Aufgrund der höheren Anzahl von Ionisationsprozessen führt dies zu einer besseren Energieauflösung.

Die direkte Messung der freigesetzten Ladung erlaubt einen unmittelbaren Zugriff auf den Energieverlust, eine Verstärkung durch Lawinenbildung (wie z.B. im Geiger-Müller-Zählrohr, oder in Avalanche-Photodioden) ist aufgrund empfindlicher Ausleseelektronik oftmals nicht nötig.

Die Fortschritte in der industriellen Halbleiterfertigung erlauben eine relativ preisgünstige Fertigung hoch aufgelöster und hoch integrierter Detektorkomponenten.

4.1 Komponenten in der Targetkammer

Ein Hauptaugenmerk beim Entwurf des Rückstoßdetektors lag auf dem Nachweis von Teilchen mit geringem Impuls nahe am Interaktionspunkt von HERMES. Da diese jedoch in der Wand einer Vakuumapparatur gestoppt werden, erforderte dies den Betrieb unter beengten Platzverhältnissen direkt im Beschleunigervakuum der Targetkammer.

Da innerhalb der HERMES-Kollaboration bereits Erfahrung mit den Λ -Rädern und einem Silizium-Testdetektor [V⁺04] vorhanden war, führte dies zusammen mit den oben genannten Vorteilen zur Entscheidung zugunsten eines Siliziumdetektors.

Die Herausforderung beim Bau des Siliziumdetektors lag vor allem in der Notwendigkeit des Betriebs direkt im Strahlvakuum begründet, denn die Teilchenpakete des hochrelativistischen Elektronenstrahls sind aufgrund ihrer Länge von nur $\sigma_t = l/c = 31$ ps und der Bunchfrequenz von 10,4 MHz eine Quelle starker und breitbandiger elektromagnetischer Wechselfelder.

4.1.1 Die TIGRE Zähler

Herzstück des Siliziumdetektors [R⁺04] bilden Mikrostreifenzähler, welche von Micron Semiconductors hergestellt wurden. Aufgrund der geringen benötigten Stückzahl und der begrenzten Zeit von der Planung bis zur Fertigstellung des Rückstoßdetektors wurde auf das Design der TIGRE¹-Kollaboration [OBD⁺00] zurückgegriffen und dieses nur leicht abgeändert.

Die quadratischen Siliziumzähler bestehen aus circa 300 μm dickem n-dotiertem Basismaterial und sind $(99\text{mm})^2$ groß. Die aktive Fläche beträgt $(97,3\text{mm})^2$. Jede Detektorseite ist in 128 Streifen in einem Raster von 758 μm unterteilt, der Abstand zwischen zwei Streifen beträgt 56 μm . Während auf der sogenannten *Junction*-Seite die p-dotierten Streifen durch n-p-n-Übergänge intrinsisch voneinander isoliert sind, trennen auf der *ohmschen*-Seite p-dotierte Ringe die n-dotierten Streifen vom schwach n-dotierten Basismaterial. Die Detektorvorspannung wird den einzelnen Streifen über Widerstände aus polikristallinem Silizium zugeführt. Diese wurden abweichend vom ursprünglichen Wert (50 M Ω) auf 7,5 M Ω erniedrigt, um bei hohen Untergrundraten –wie beim Betrieb in HERMES zu erwarten– die entstandenen Ladungen schneller abfließen zu lassen.

Eine vollständige Ladungsträgerfreiheit stellt sich bei den TIGRE Detektoren ab einer Vorspannung von 50 V ein, die Kapazität der p-dotierten Auslesestreifen gegen das Basismaterial beträgt in diesem Fall 52 pF, auf der n-Seite 70 pF.

Eine kapazitive Kopplung der Ausleseelektronik an die Streifen wird durch eine isolierende Schicht aus Siliziumoxid zwischen Detektor-Basismaterial und einem Gitter aus Aluminium an der Detektoroberfläche realisiert. Im ursprünglichen Design war diese Schicht nicht dick genug, um bei den zu erwartenden Vorspannungen von ca. 50 V das Durchbrechen zuverlässig zu verhindern. Um die Ausleseelektronik vor den Folgen eines solchen Durchbruchs zu schützen, wurde daher die Oxidschicht für die in HERMES eingesetzten Detektoren auf 0,8 μm verstärkt. Dies resultiert in einer Kopplungskapazität von 1 nF.

Abbildung 4.1 zeigt eine Mikroskopaufnahme zweier Ecken der p-Seite eines TIGRE-Detektors. Auf der rechten Hälfte ist das Metallgitter zu erkennen, welches kapazitiv an die Auslesestreifen gekoppelt ist. Die hellen Flächen stellen Bondpads dar, durch die das Signal von den Gittern abgegriffen wird. Links sieht man das gegenüberliegende Ende der Auslesestreifen, dort verbinden die mäanderförmigen *Bias*-Widerstände die Ausle-

¹Tracking and Imaging Gamma Ray Experiment

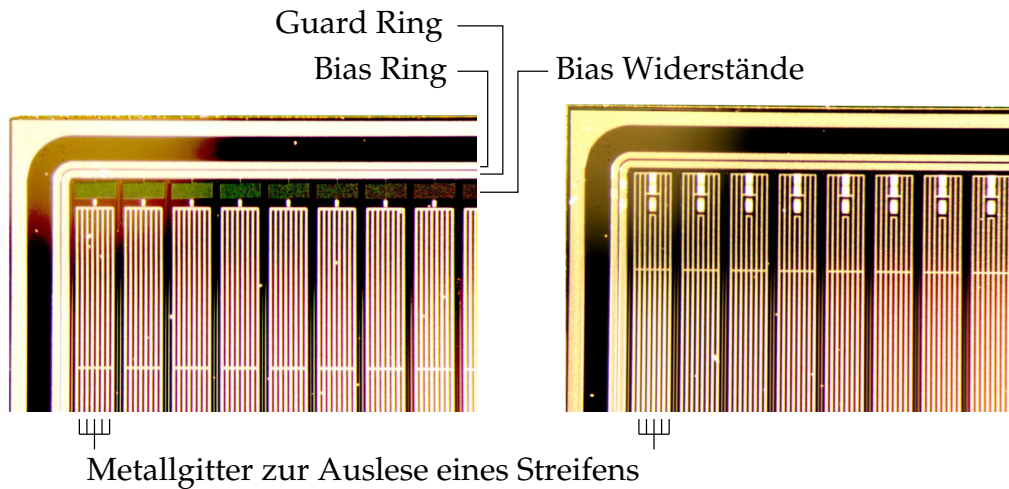


Abbildung 4.1: Mikroskopaufnahme der p-Seite eines TIGRE-Detektors (siehe Text).

sestreifen mit dem *Bias*-Ring, welcher die aktive Detektorfläche umschließt. Ein weiterer Ring, genannt *Guard*-Ring, kann verwendet werden, um am Rand des Detektors ein definiertes Potential anzulegen. Hierdurch können hohe Potentialgradienten an Störstellen vermieden werden, welche durch den Schnitt des Detektors aus dem Silizium-Wafer entstehen.

4.1.2 Silizium-Module

Als Haltestruktur für jeweils zwei Siliziumzähler des HERMES Rückstoßdetektors dienen dünnwandige Rahmen ($2 \times 3 \text{ mm}^2$) aus der Keramik *Shapal-M*. Dieses Material wurde aus den folgenden Gründen gewählt:

- Der thermische Ausdehnungskoeffizient von *Shapal-M* ($4,4 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$) ist dem von Silizium ($2,2 \frac{10^{-6}}{\text{K}}$) sehr ähnlich. Damit werden die mechanischen Verspannungen, wie sie z.B. beim Aushärten der verwendeten Klebstoffe bei $\vartheta = 150^\circ\text{C}$ während der Fertigung auftreten, minimiert.
- *Shapal-N* ist elektrisch isolierend, damit werden elektrische Störungen minimiert, es konnte daher auf eine zusätzliche Isolierung der Siliziummodule verzichtet werden.
- Das Material gast unter Ultrahochvakuumbedingungen, wie sie in der HERMES-Streukammer im Vakuum des Beschleunigers herrschen, nicht aus.

Die keramischen Rahmen sind mit einer 0,5 mm starken Aluminiumplatte verschraubt, auf welche beidseitig die Ausleseelektronik für die p- und n-Seite eines Siliziummoduls

aufgeklebt ist. Mit dieser Aluminiumplatte werden jeweils 4 Module an einem sogenannten Dach (Abb. 3.7) fixiert. Darüberhinaus wird durch die gute Wärmeleitfähigkeit des Aluminiums die Abwärme der 8 HELIX-3.0 Auslesechips (pro Chip ≈ 500 mW, siehe auch 4.1.5) an die Dächer abgeführt.

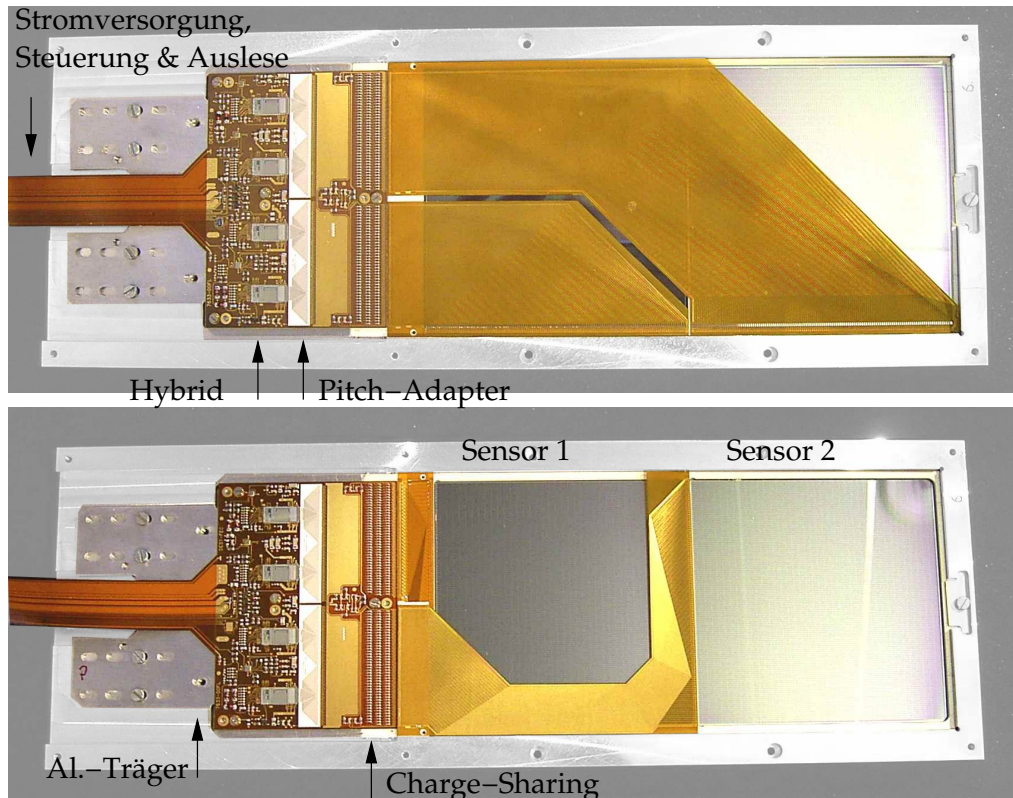


Abbildung 4.2: Ein Silizium-Detektormodul in seinem Transportrahmen. Von links nach rechts: *Flexfoil* zur Zuführung von Versorgungsspannung, Steuersignalen und zur Auslese, *Hybrid* mit 4 HELIX Auslesechips pro Seite, *Pitch-Adapter* aus weißem Keramiksubstrat, Feld mit Koppelkondensatoren für *Charge Sharing*, *Flexfoils* zur Kontaktierung der zwei Siliziumzähler. Oben: Blick auf die n-Seite, unten: p-Seite.

Die im folgenden beschriebene Ausleseelektronik besteht aus drei getrennten Baugruppen, welche aufgrund der hohen Signalanzahl und der Anforderung an das Beschleunigervakuum untereinander durch Bonddrähte verbunden wurden.

Die Verbindung zwischen den Siliziumzählern und der ersten Baugruppe, der Kondensatorbank zur Ladungsaufteilung zwischen der Auslese mit hoher und niedriger Ver-

stärkung (siehe 4.1.3), erfolgt durch flexible Kunststofffolien aus Polyimid mit einer Dicke von $50\text{ }\mu\text{m}$, auf welchen photolithographisch geätzte Leiterbahnen aufgebracht sind ($5\text{ }\mu\text{m}$ Kupfer, 100 nm Gold). Die Leiterbahnen dieser sogenannten *Flexfoils* sind elektrochemisch mit einem Überzug aus Nickel und Gold gegen Korrosion geschützt. Trotz der geringen Dicke der Flexfoils stoppen diese Folien Protonen ab einer kinetischen Energie von $\lesssim 1,8\text{ MeV}$ (mit Kupfer und Gold ab $\lesssim 2,2\text{ MeV}$).

Um für die innere Detektorlage eine möglichst hohe Akzeptanz zu geringen Teilchenimpulsen hin zu erreichen, wurde daher auf der p-Seite eine Form der Flexfoils gewählt, welche den Sensor 2 überhaupt nicht, den Sensor 1 nur teilweise überdeckt.

Die Elektronik der Siliziummodule ist direkt auf sogenannte *Hybride* geklebt und gebondet (Abb. 4.5). Diese Hybride bestehen aus einer mehrlagigen Platine aus flexibler Kunststofffolie, deren oberste Lage in die Flexfoils zum Anschluß an die Vakuumdurchführungen der Streukammer übergeht. Dort sind diese mit vakuumtauglichen DSUB-25-Steckverbindern versehen und direkt auf die Vakuumdurchführungen gesteckt.

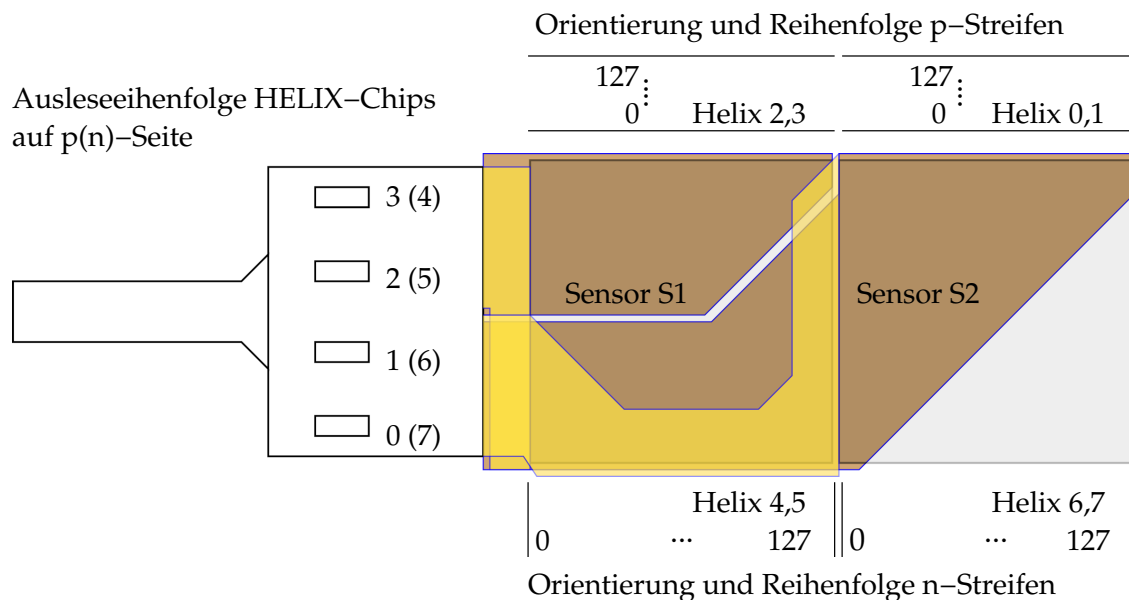


Abbildung 4.3: Orientierung und Numerierung der Streifen auf den beiden Seiten eines Siliziummoduls. Einzeichnet sind die Siliziumzähler sowie die Flexfoils zur Auslese. Die p-Seite der Siliziumzähler befindet sich oben.

Abbildung 4.2 zeigt ein Silizium-Detektormodul in einem aus Aluminium gefertigten Transportrahmen, in Abbildung 4.3 ist die Orientierung der Auslesestreifen eines Detektormoduls illustriert.

4.1.3 Ladungsteilung

Um sowohl Protonen mit hohem Energieverlust als auch minimalionisierende Teilchen (minimum ionising particles, MIP) wie Protonen mit Impulsen oberhalb von $3 \frac{\text{GeV}}{c}$ oder Pionen mit Impulsen oberhalb von $450 \frac{\text{GeV}}{c}$ nachzuweisen, benötigt die analoge Ausleseelektronik einen hohen dynamischen Bereich. Dieser Parameter ist als der Quotient aus dem maximal meßbaren Signal und dem Eigenrauschen des Detektors definiert. Das Eigenrauschen sollte hierbei einen deutlichen Faktor unter dem minimal zu messenden Signal liegen, entsprechend dem Energieverlust der minimalionisierenden Teilchen. Dieser Energieverlust wiederum läßt sich leicht aus der Detektordicke $d = 300 \mu\text{m}$ und gängigen Energieverlusttabellen (z.B. [BCZC05]) ermitteln, er beträgt $dE_{\text{MIP}} = 116 \text{ keV}$.

Das maximal zu erwartende Signal bei senkrechtem Einfall von Protonen wurde in Monte-Carlo-Studien ermittelt sowie experimentell am Tandem-Beschleuniger verifiziert. Es entspricht der maximalen kinetischen Energie, mit welcher Protonen noch komplett im Detektormaterial gestoppt werden und beträgt $6,22 \text{ MeV}$, entsprechend 53 mal dem minimalen Energieverlust dE_{MIP} .

Das System aus TIGRE-Detektor und HELIX-Chip besitzt jedoch nur einen dynamischen Bereich von ≈ 40 . Daher wurde das elektrische Signal der Siliziumzähler-Streifen zwischen den Eingängen zweier HELIX-Chips aufgeteilt. Ein Auslesechip bezieht dabei das Signal direkt von den Koppelkapazitäten auf den Siliziumzählern, vor die Eingänge des zweiten Chips wurde ein zusätzlicher Kondensator zur Abschwächung geschaltet.

Das Prinzip ist in Abbildung 4.4 illustriert:

Setzt ein ionisierendes Teilchen proportional zum Energieverlust die Ladung Q frei, wird diese auf der Streifenkapazität C_s sowie der effektiven Kapazität der gesamten Ausleseelektronik, gebildet durch C_c , C_{cs} und den effektiven Eingangskapazitäten der HELIX-Chips C_{HELIX} , verteilt. Das Verhältnis der Ladungen, welche von den HELIX-Chips für hohe (Q_H) und niedrige Verstärkung (Q_L) aufgenommen werden, ergibt sich zu

$$\frac{Q_H}{Q_L} = \frac{C_{\text{HELIX}} + C_{cs}}{C_{cs}}. \quad (4.1)$$

Die effektive Kapazität der HELIX Eingangsverstärker ergibt sich aus dem Produkt der Rückkopplungskapazität C_{FB} und der einstellbaren Verstärkung g : $C_{\text{HELIX}} = -gC_{\text{FB}}$.

Beim HERMES Rückstoßdetektor ist $C_{\text{HELIX}} \approx 30 \text{ pF}$ und $C_{cs} = 10 \text{ pF}$, aufgrund zusätzlichen kapazitiven Belags auf den Verbindungen zu den HELIX-Chips ergab sich ein Verhältnis von $\frac{Q_H}{Q_L} = 4,6$.

4.1.4 Hybrid und Pitchadapter

Die sogenannten Hybride bestehen aus einer vierschichtigen, flexiblen Platine aus Kapton. Auf diese sind die Ladungsteilung, HELIX-Auslesechips, analoge Treiberchips sowie

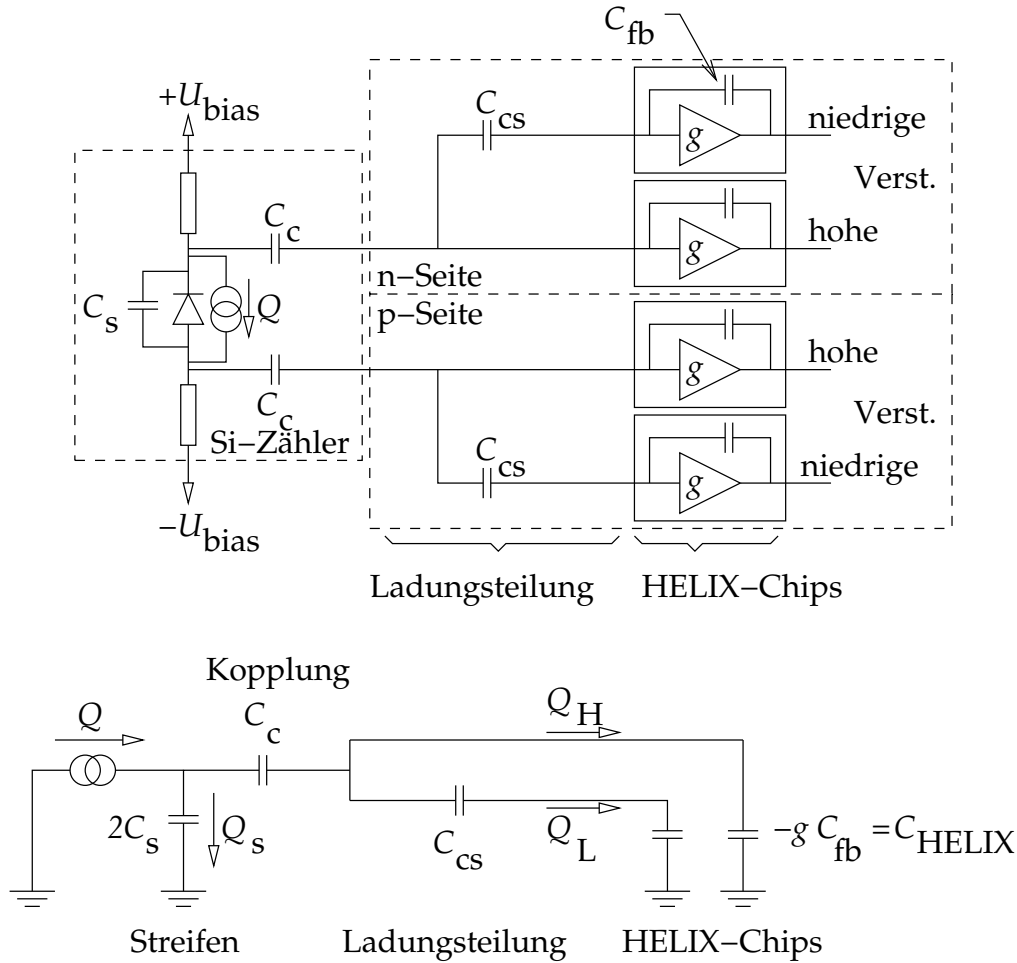


Abbildung 4.4: Oben: Schaltung zur Ladungsteilung. Der Siliziumzähler ist als Ersatzschaltbild aus Diode und parallel geschaltetem Kondensator C_s dargestellt. Die Diode entspricht dem p-n-Übergang, der in Sperrichtung betrieben wird. Die Widerstände führen die Vorspannung U_{bias} zu. Unten: Vereinfachte Schaltung einer Detektorhälfte zur Illustration der Ladungsteilung: ein ionisierendes Teilchen setzt die Ladung Q frei, ein Teil (Q_s) fließt auf die Streifenkapazität C_s , der Rest in die Ausleseelektronik ($Q_H + Q_L$). Der Zweig mit niedriger Verstärkung verringert die effektive Eingangskapazität der HELIX-Chips durch den in Serie geschalteten Kondensator C_{cs} . Nicht eingezeichnet sind parasitäre Kapazitäten zwischen den Verbindungsleitungen und der Masse des Detektormoduls.

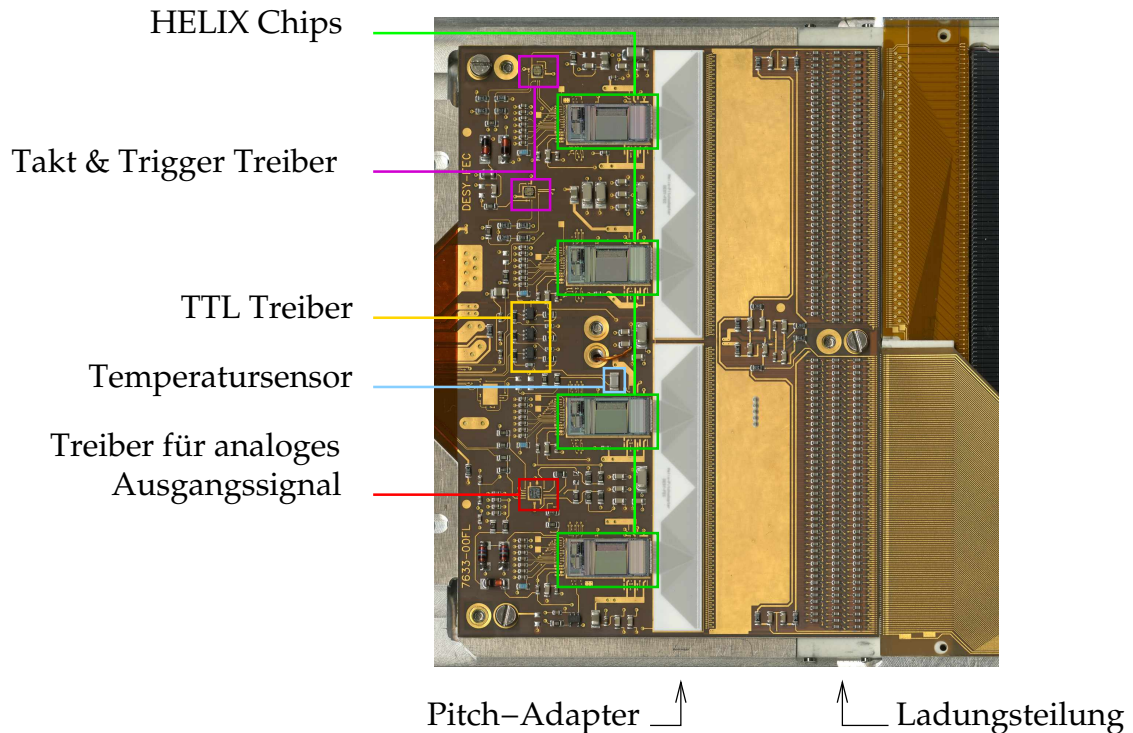


Abbildung 4.5: Bild der Elektronik auf einem Silizium-Modul.

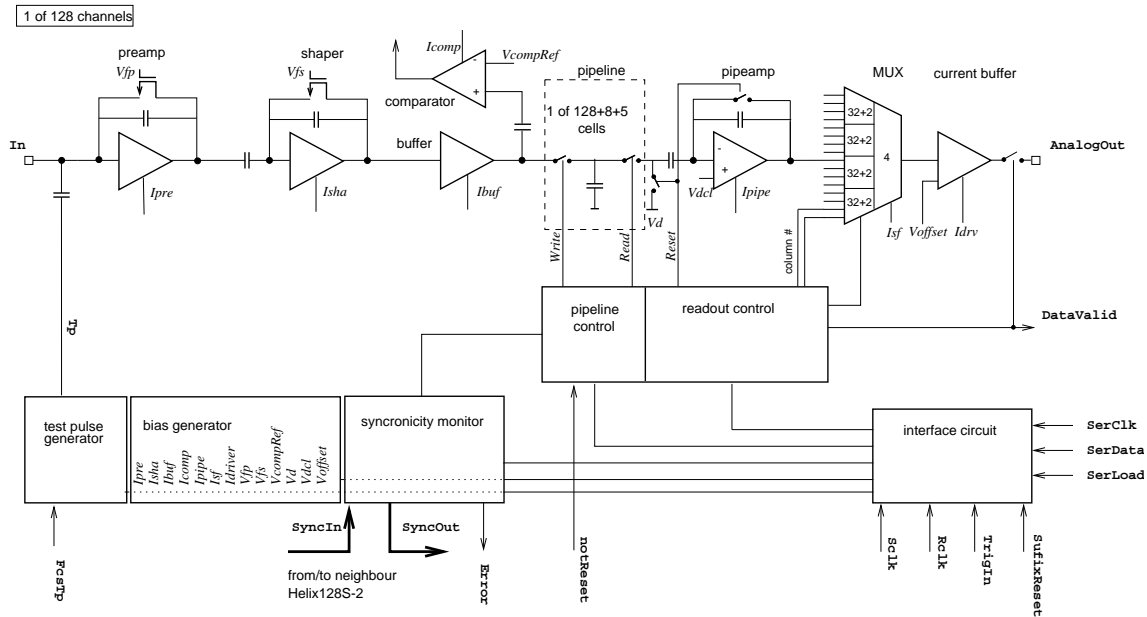
die LVDS-Empfänger² für die Steuersignale integriert. Auch hier sind aufgrund der hohen Bestückungsdichte die meisten integrierten Schaltungen direkt durch Bonddrähte mit der Platine verbunden. Im Fall der HELIX-Chips kommt zusätzlich ein sogenannter Pitch-Adapter zum Einsatz, da die hohe Anschlußdichte der HELIX-Eingänge von $41,4 \mu\text{m}$ pro Kanal auf den Kaptonplatinen nicht realisiert werden konnte. Die litographisch auf Keramiksubstrate geätzten Leiterbahnen der Pitch-Adapter weiten diesen Abstand auf deutlich besser handhabbare $182 \mu\text{m}$ auf.

Abbildung 4.5 zeigt diesen Bereich des Detektormoduls, integrierte Schaltungen sind mit Rahmen gekennzeichnet, auf den weißen Keramiksubstraten des Pitch-Adapters sind grau die sich aufweitenden Leiterbahnen zur Adaption der HELIX-Eingänge an die Bondpads der Ladungsteilungsschaltung zu erkennen.

4.1.5 HELIX128

Die zur Auslese verwendeten HELIX Chips wurden vom ASIC-Labor der Universität Heidelberg ursprünglich für die HERA-B-Kollaboration entwickelt und in Folge in ver-

²LVDS beschreibt einen Übertragungsstandard für differentielle Signale, siehe [TIA644]

Abbildung 4.6: Blockdiagramm des HELIX128. Aus [FB⁺99].

schiedenen Projekten der Hochenergiephysik eingesetzt [ZEUS03] [A⁺00]. Da bei HERMES bereits ein Siliziumdetektor in Form der Λ -Räder mit diesem Chip ausgelesen wurde, lag es nahe ihn –in der Version 3.0– auch für den Rückstoßdetektor einzusetzen. Ein vereinfachtes Schaltbild dieser integrierten Schaltung zeigt Abbildung 4.6. Hierbei ist nur einer von 128 Eingangskanälen sowie nur einer der 141 Speicherkondensatoren pro Kanal dargestellt.

Oben links ist in dieser Abbildung die Eingangsstufe des HELIX-Chips dargestellt. Sie besteht aus einem ladungssensitiven (integrierenden) Eingangsverstärker (*preamp*) und einem nachfolgenden Pulsformer (*shaper*). Die Zeitkonstanten beider Verstärker lassen sich einstellen, indem über interne Register des HELIX-Chips die Ruhestrome der Verstärker (I_{pre} und I_{sha}) sowie die Gatespannungen der eingezeichneten Feldeffekttransistoren (V_{fp} , V_{fs} und V_{fs}) gesteuert werden.

Auf diese Weise kann die Bandbreite der Verstärker und damit die Pulsform angepasst werden. Dies ist wichtig, um den Einfluß von breitbandigem Rauschen am Verstärkereingang zu vermindern. Eine zu starke Verringerung der Bandbreite und damit eine zeitliche Verbreiterung des Ausgangssignals hat andererseits jedoch zur Folge, dass auch die Beiträge des zu messenden Signals stark gedämpft werden. Weiterhin kann die Wahl einer zu großen Zeitkonstante bewirken, daß zeitlich kurz hintereinanderfolgende Pulse nicht mehr getrennt werden können, da das Ausgangssignal in diesem Fall nicht ausreichend schnell abfällt. Das Ergebnis einer Simulation des Eingangsverstärkers und des

Pulsformers ist in Abbildung 4.7 dargestellt. Eine detaillierte Diskussion des Einflusses der Pulsformung auf die Rauschbeiträge findet sich in [Spi05].

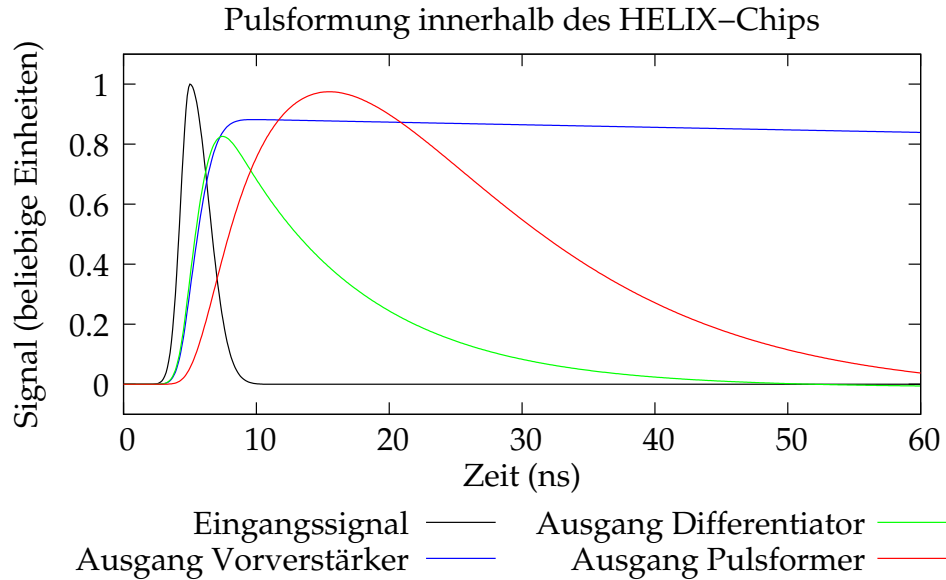


Abbildung 4.7: Simulation der Pulsformen innerhalb des HELIX-Chips. Das Eingangssignal ist annähernd gaußförmig ($t_0 = 5 \text{ ns}$, $\sigma = 2 \text{ ns}$). Der Eingangsvorverstärker sowie die Pulsformung wurden durch eine Kette von drei RC-Gliedern simuliert, die Zeitkonstanten betrugen $1 \mu\text{s}$ für den Eingangsvorverstärker sowie 10 ns für die Pulsformung.

Im Anschluß an den Pulsformer folgt ein Pufferverstärker (*Buffer*), der das Messsignal in die Kondensatorbank einspeist. Diese besteht pro Eingangskanal aus 141 einzelnen Kondensatoren, welche jeweils über FET-Schalter adressiert werden können (*Pipeline*). Während eines normalen Messzyklus werden mit der Frequenz des HERA-Bunchtaktes zyklisch das analoge Ausgangssignal des Pulsformers in dieser Matrix aus Kondensatoren abgespeichert (*Signal Write*). Im Falle eines Triggersignals werden die Kapazitäten einer Spalte, welche eine feste Anzahl von Taktzyklen vor dem aktuellen Zeitpunkt gefüllt wurden, als belegt markiert und zur Auslese vorbereitet. Die Anzahl von Taktzyklen, welche zwischen der Aufnahme des Messsignals und dem Trigger liegt, wird als Latenz (*Latency*) bezeichnet.

Zur Auslese wird diese Spalte der Kondensatormatrix daraufhin mit dem Ausleseverstärker (*Pipeamp*) verbunden (*Signal Read*). Dieser misst die abgespeicherte Ladung. Die analogen Ausgangssignale aller 128 Kanäle werden nacheinander durch einen Multiplexer an den analogen Ausgang ausgegeben (*MUX, current buffer*). Zusätzlich werden an

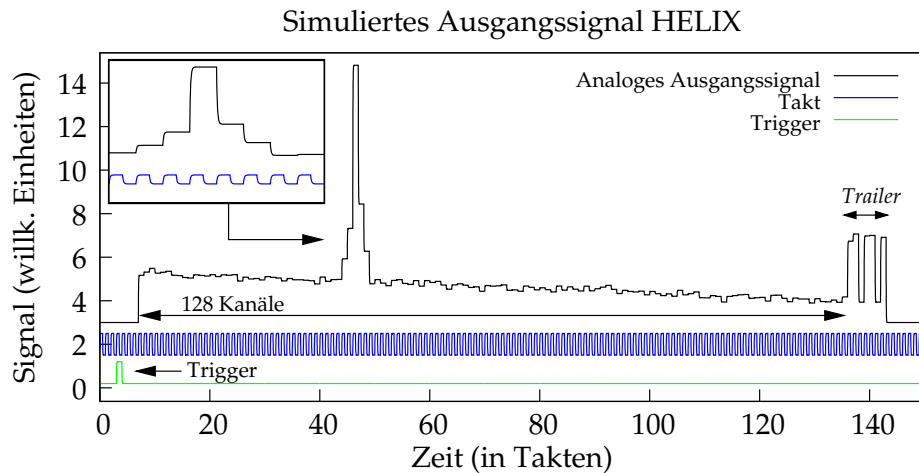


Abbildung 4.8: Simuliertes Ausgangssignal eines HELIX128-Chips (siehe Text.)

dieser Stelle die 8 sogenannten *Trailer*-Bits generiert (*column#*), welche der entsprechenden Spaltennummer entsprechen. Hierdurch kann bei Beschädigungen der Kondensatorbank eine eventuell unbrauchbare Kondensatorzelle identifiziert werden.

Das Ausgangssignal eines HELIX-Chips ist folglich eine Treppenfunktion mit $128 + 8$ Stufen, entsprechend der gesammelten Ladung an den 128 Eingangskanälen, sowie 8 digitalen Bits, ein entsprechendes Signal ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Hierbei wurde in der Umgebung des HELIX-Eingangs 39 Ladung injiziert, der Ausschnitt zeigt diese Kanäle vergrößert.

Vier HELIX-Chips werden in einer Kettenkonfiguration eingesetzt, um pro Detektorseite 128 Streifen der zwei Detektoren in zwei Verstärkungen auszulesen. In dieser Konfiguration teilen sich die Chips die Steuer- und Datenleitungen. Um den Auslesevorgang zu koordinieren, verfügen die HELIX-Chips über Ein- und Ausgänge, die ein sogenanntes *Token*-Signal weitergeben. Dieses startet bei den individuellen Chips die Ausgabe der analogen Daten und wird im Anschluß an die Erzeugung der *Trailer*-Signale an den nächsten Chip der Kette weitergegeben.

Eine individuelle Programmierung der HELIX-Chips ist möglich, da diesen über spezielle Bondpads eine eindeutige Adresse zugewiesen werden kann (siehe Tabelle 4.1). Die einstellbaren Parameter sind z.B. Ruhestrome der Verstärker. Die einzelnen Daten werden seriell über die Triggerleitung an die HELIX-Chips übertragen, ein spezielles Signal (*Serial Load*) lädt die entsprechenden Parameter. Ein Oszilloskopbild dieser Programmierung zeigt Abbildung (4.9).

Reihen- folge	p-Seite.....	Verstärkung	Adresse	n-Seite.....	Verstärkung	Adresse
	Sensor			Sensor		
1	S2	niedrig	32	S1	niedrig	0
2	S2	hoch	40	S1	hoch	8
3	S1	niedrig	48	S2	niedrig	16
4	S1	hoch	56	S2	hoch	24

Tabelle 4.1: Reihenfolge der Auslese der HELIX128-Chips und ihre Adressen.

4.2 Steuerungs- und Ausleseelektronik

Einen Überblick über die gesamte Elektronik des Siliziumdetektors gibt Abbildung 4.10. Die einzelnen Module werden im Folgenden kurz vorgestellt und beschrieben:

4.2.1 HADC

Um das Ausgangssignal der HELIX-Chips zu digitalisieren, kommen beim HERMES-Rückstoßdetektor die sogenannten HADCs zum Einsatz. Diese Analog-zu-Digital Wandler wurden am NIKHEF ursprünglich für die Λ -Räder entwickelt und sind speziell auf die Verarbeitung der HELIX-Ausgangssignale (Abb. 4.8) zugeschnitten. Diese Spezialisierung zeigt sich in folgenden Punkten:

- Die Eingangssignale sind durch Kondensatoren (optional) gleichspannungsentkoppelt. Dies erlaubt –wie auch beim HERMES Rückstoßdetektor realisiert– den Betrieb der HELIX-Chips auf dem erhöhten Potential der Detektorvorspannung;
- Ein Komparator am Eingang ermöglicht die Generierung des HADC-Triggers direkt aus dem analogen HELIX-Ausgangssignal. Diese Möglichkeit wird bei den Λ -Rädern verwendet und kommt beim Rückstoßdetektor nicht zur Anwendung;
- Mittels eines sogenannten *Offset-DACs* kann das Signal in beide Richtungen des ADC-Bereichs verschoben werden. Da die Messsignale auf den beiden Detektorseiten eine feste Polarität besitzen, kann man durch Verschieben entgegen der Messsignalrichtung den nutzbaren Bereich der ADCs vergrößern;
- Die Pedestalwerte der analogen Kanäle können in Hardware vom Messsignal abgezogen werden. Darüberhinaus wird auch der sogenannte *Common-Mode* direkt im HADC-Modul korrigiert (siehe Kapitel 5.2). Dies erlaubt eine verbesserte Unterdrückung von Kanälen ohne Messsignal. Nur so ist es möglich, die 8192 Kanäle effizient auszulesen;

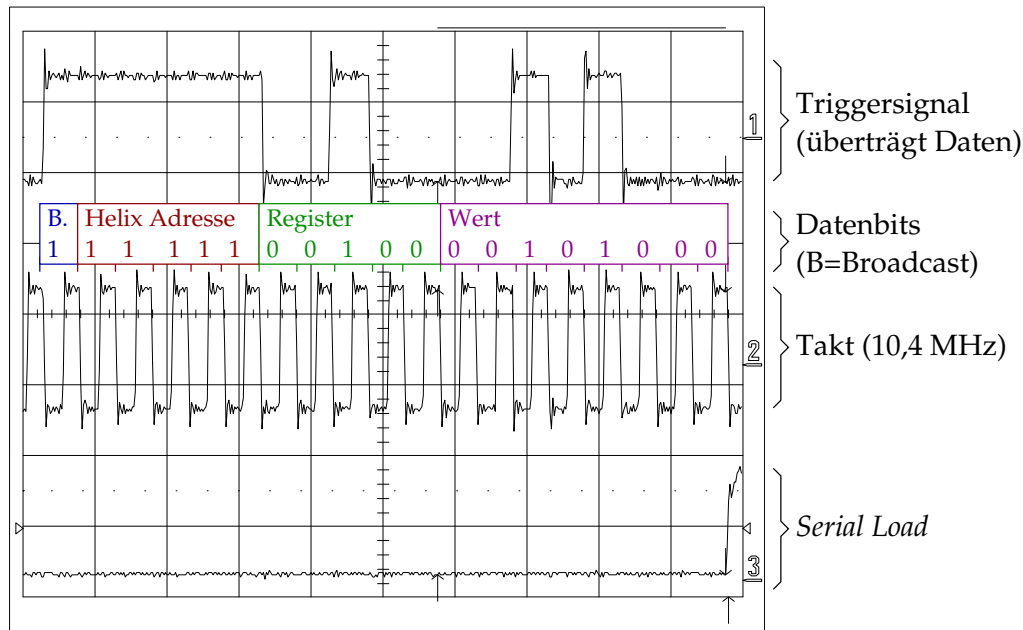


Abbildung 4.9: Programmierung der HELIX-Chips (Oszilloskopbild): Es wird der Wert 40 ($00101000_{\text{bin}} = 8 + 32$) in das Register 4 ($00100_{\text{bin}} = 4$) aller Helix-Chips eines Detektormoduls (Broadcast=1) geschrieben. Das höherwertige Bit (MSB) wird jeweils zuerst gesendet.

- Die *Trailer* werden ebenfalls direkt auf dem HADC-Modul dekodiert und stehen bei der Auslese als digitale Datenworte zur Verfügung. Inkonsistenzen der *Trailer* von vier HELIX-Chips werden mittels eines Fehlerbits signalisiert.

Die HADCs verfügen über eine Auflösung von 10 Bit und werden über einen VME-Bus [VITA-1-1994] ausgelesen. Die Daten werden in einem 64 kiByte großen Zwischenspeicher abgelegt, welcher Platz für die Daten von maximal 4 Ereignissen bietet. Eingänge an der Frontplatte des ADCs können zur Realisierung einer zweiten Triggerebene herangezogen werden (*Accept/Reject*), kommen bei HERMES jedoch auch nicht zum Einsatz.

Die Eingänge der HADCs bilden zwei RJ45-Buchsen [TIA568b], welche jeweils die Signale von zwei Modulhälften führen. Da diese Anschlüsse jedoch ausschließlich Signale von p- oder n-Seiten verarbeiten, müssen diese zuvor permutiert werden. Dies geschieht an einem, in Abbildung 4.10 mit *Patchpanel* bezeichneten, entsprechend beschalteten Rangierfeld. Ein HADC verarbeitet somit die Ausgangssignale von zwei Siliziummodulen, daher kommen beim HERMES-Rückstoßdetektor 4 HADCs zum Einsatz.

4.2.2 HLCU

Ein weiteres Modul, das speziell auf die Anforderung der HELIX-Chips hin entwickelt wurde, ist die HLCU (**HELIX Control Unit**). Diese erzeugt aus den vom Experiment gelieferten Takt- und Triggersignalen entsprechende Steuersignale für die HELIX-Chips. Zur Anpassung an den HERA-Takt sowie zum Ausgleich unterschiedlicher Driftzeiten von Elektronen- und Löchern im Halbleitermaterial verfügt die HLCU zusätzlich über Verzögerungsleitungen mit einer Auflösung von 0,5 ns in den Taktleitungen für p- und n-Seiten der Siliziummodule.

Die zweite wichtige Funktion besteht in der Erzeugung der Programmierpulse für die HELIX-Chips (Abb. 4.9). Auch die HLCU ist ein VME-Modul, die Steuerung der Verzögerungsleitungen sowie die Erzeugung der Programmierimpulse erfolgen über VME-Zugriffe.

Die Verbindung zu den Silizium-Modulen erfolgt ebenso wie beim HADC durch RJ45-Steckverbinder. Hierbei versorgt eine HLCU jeweils vier Siliziumzähler-Module. Es wird dabei zwischen den für einen zuverlässigen Betrieb kritischen Takt- und Triggersignalen und den relativ unkritischen Signalen zur Steuerung der Resetlogik, dem Testpuls und dem *Serial-Load* Signal zur HELIX-Programmierung unterschieden.

Takt und Trigger beider Modulhälften werden daher, als differentielle Signale entsprechend des LVDS-Standards [TIA644], jeweils über ein Paar eines Kategorie-6 Netzkabels [TIA568b] an die ACC-Platinen (siehe unten) geleitet und belegen den ersten von zwei Anschlüssen eines Moduls an der HLCU.

Die unkritischen Signale werden unsymmetrisch und mit TTL-Pegeln am zweiten Anschluß der HLCU ausgegeben. Gepaart mit jeweils einer masseführenden Leitung werden sie ebenfalls durch Kategorie-6-Netzkabel geleitet.

4.2.3 ACC

Eine zentrale Position in der Elektronik des Siliziumdetektors nimmt das sogenannte ACC-Board (Analog Clock Control) ein, welches am Institut für Hochenergiephysik in Zeuthen entwickelt wurde. Dieses befindet sich in Nähe der Streukammer und führt alle Steuersignale und Versorgungsspannungen zusammen, bevor diese durch eine Vakuumdurchführung getrennt nach n- und p-Seite zu den Modulen geleitet werden. Auf der ACC befinden sich Verstärker für das analoge Ausgangssignal der Module sowie Logikbausteine zur Regeneration der digitalen Steuerimpulse, des Taktes sowie des Triggers. Diese Signale werden dabei auch von dem elektrischen Potential der einzelnen Detektorseiten auf das der VME-Elektronik umgesetzt. Darüberhinaus findet hier eine weitere Filterung der Versorgungsspannungen und der Detektorvorspannung statt. Zusätzlich generiert die ACC aus dem analogen Ausgangssignal einen Trigger für den HADC. (Siehe auch Anhang C.)

4.2.4 Spannungsversorgung, *SlowControl*

Für die Versorgung der Elektronik des Siliziumdetektors wurden von der Universität Glasgow besonders rauscharme Netzteile entwickelt, diese stellen an mehreren potentialgetrennten Ausgängen Niederspannungen von $\pm 2\text{ V}$ und $+5\text{ V}$ bei einem Strom von bis zu 1 A bereit. Sie versorgen sowohl die Siliziummodule als auch die Elektronik der ACC und überwachen deren Stromaufnahme.

Die Vorspannung wurde mittels eines A515-Einschubs für bereits in großer Zahl bei HERMES eingesetzten SY527 Hochspannungs-Mainframes der Firma CAEN bereitgestellt.

Ein Interlocksystem für die Kühlung der Siliziummodule, sowie eine Überwachung der Temperatur und der akumulierten radioaktiven Dosis, ermittelt durch die auf den Hybriden angebrachten Sensoren, wurde von den Elektronikwerkstätten des DESY erstellt.

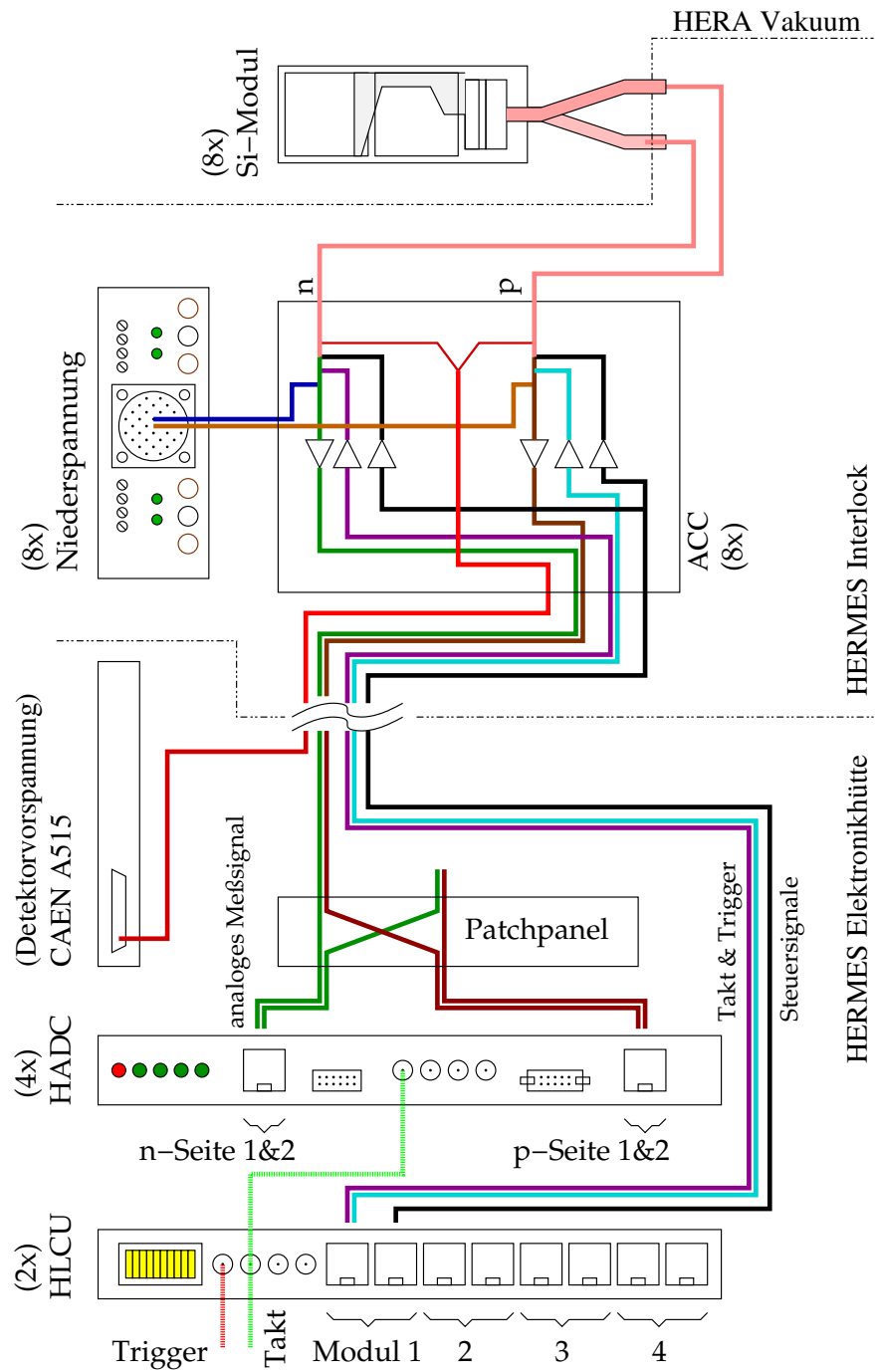


Abbildung 4.10: Zentrale Elemente der Elektronik des Siliziumdetektors. Abgebildet sind die Verbindungen für ein Siliziummodul, die Gesamtanzahl für den gesamten Detektor ist in Klammern angegeben.

Kapitel 5

Kalibration der Siliziumzähler

Betrachtet man die Impulsverteilung der Rückstoßteilchen bei tiefvirtueller Comptonstreuung (Abb. 3.6), so stellt man fest, daß ein großer Teil der Ereignisse in einem Bereich liegt, welcher nur durch die Siliziumzähler des Rückstoßdetektors abgedeckt ist ($p < 250 \frac{\text{MeV}}{c}$). Dies ist der Bereich, in dem Protonen mittlere bis hohe Energieverluste in den Siliziumzählern erleiden ($\Delta E_{\text{max}} \approx 6,2 \text{ MeV}$, $\Delta E_{250 \frac{\text{MeV}}{c}} \approx 0.95 \text{ MeV}$) was eine gute Bestimmung des Teilchenimpulses aus dem Signal des Siliziumdetektors ermöglicht. Hierzu ist jedoch eine genaue Kalibration der Siliziumdetektoren nötig.

Diese Kalibration läßt sich prinzipiell auf mehrere Arten durchführen. Eine Möglichkeit ist die Nutzung bekannter Physikprozesse während der Datennahme. Ein Vorteil dieser Methode ist der Wegfall einer Übertragung der Messwerte eines externen Aufbaus auf den endgültigen Einsatzort. Ein großer Nachteil hierbei ist jedoch die Notwendigkeit einer funktionierenden Spurrekonstruktion (bei Nutzung von durch die Streukinematik bestimmten Größen), somit kann eine derartige Kalibration erst sehr spät während der Analyse der genommenen Daten stattfinden.

Eine weitere Möglichkeit der Kalibration im endgültigen Experiment ist die Nutzung intrinsisch festgelegter Messpunkte wie z.B. dem minimalen oder maximalen Energieverlust bei gegebenen Streuwinkeln. Diese wurde inzwischen auch durchgeführt, ein Problem ist jedoch, daß relativ *langsame* Teilchen einerseits die weiter außen liegenden Detektoren nicht erreichen, so daß der Teilchenimpuls nicht festgelegt werden kann, darüberhinaus auch ihre Statistik insgesamt nicht ausreichend für eine Einzelkalibration aller Streifen ist (siehe Abb. 6.5, bei kleinem Impuls wurden wenig Ereignisse aufgezeichnet). Eine Kalibration anhand des Durchstoßpunktes des inneren Detektors (siehe Abb. 6.4) ist problematisch, da hierbei der Auftreffwinkel nicht bekannt und daher die genaue Energiedeposition nicht bestimmbar ist.

Somit bleibt als beste Lösung die Kalibration mit bekannten Strahlparametern in separaten Strahlzeiten, bei denen die Messwerte mit durch Monte-Carlo-Studien gewonnenen Energieverlusten verglichen werden. Hierbei sind keinerlei Unsicherheiten durch indirekte Bestimmung von Spurparametern zu berücksichtigen. Dies ist die in dieser Arbeit angewandte Methode, deren Messaufbauten im Weiteren beschrieben werden.

5.1 Experimentelle Aufbauten

5.1.1 Kalibration am Tandembeschleuniger

Der Tandembeschleuniger des Physikalischen Instituts der Universität Erlangen war nahezu ideal zur Kalibration der Siliziumdetektoren, da er Protonen mit einer kinetischen Energie von $1 \leq E \leq 11$ MeV liefert und somit den Bereich abdeckt, in welchem in den Siliziumzählern gerade hohe bis mittlere Energieverluste auftreten (Abb. 5.16). Daher war es naheliegend, dort eine Messapparatur zur Kalibration der Siliziumzähler aufzubauen. Auf diesen Messaufbau wird im Folgenden detailliert eingegangen.

Beschleuniger

Bei dem Tandem-Beschleuniger [Kre84] handelt es sich um einen elektrostatischen Linearbeschleuniger. Es stehen Quellen für verschiedene Ionen zur Verfügung, unter anderem negativ geladene H^- Ionen, welche mittels eines *Duoplasmatrons* oder auch einer *Sputterquelle* erzeugt werden. Mit wenigen keV vorbeschleunigt werden diese zum zentralen Drucktank transportiert. Dieser beinhaltet das mittels eines Van-der-Graaf-Generators auf bis zu 5,5 MV positiv geladene *Hochspannungsterminal* und ist zur Unterdrückung von Hochspannungs-Überschlägen mit einer Gasmischung (80% N_2 , 17% CO_2 , 3% SF_6) unter einem Druck von $1,4 \cdot 10^6$ Pa gefüllt.

Die Ionen werden auf dieses *Terminal* hin beschleunigt. Dort werden wahlweise mittels eines sogenannten *Strippergases* (N_2) oder durch dünne *Stripperfolien* aus Kohlenstoff ($13 \frac{\mu g}{cm^2}$) Elektronen abgestreift, so daß die resultierenden positiv geladenen Ionen sukzessive vom *Terminal* hin zum Ausgang des Beschleunigertanks abgestoßen werden.

Im Falle negativer H^- Ionen resultiert dies in einer kinetischen Energie der Protonen von $E_p = 2eU_T \leq 11$ MeV (U_T : Terminalspannung).

Eine Impulsselektion der beschleunigten Teilchen wird erreicht, indem ein *Analysiermagnet* die Teilchenbahn um 90° umlenkt und diese durch eine Blende führt. Gleichzeitig wird der elektrische Strom, welcher durch die auf die Blenden auftreffenden Ionen hervorgerufen wird, gemessen und darüber die *Terminal*-Spannung U_T geregelt.

Ein weiterer, identischer, jedoch drehbar gelagerter Magnet führt daraufhin den Teilchenstrahl einem ausgewählten Strahlrohr zu (Abb. 5.1, 5.2).

Die Energieauflösung des Protonenstrahls wurde während einer technischen Strahlzeit zu $\frac{\Delta E_{\text{Accel}}}{E_{\text{Accel}}} = 2 \cdot 10^{-3}$ bestimmt, diese Messung wird genauer in Anhang D ausgeführt.

Strahlrohr

Das Strahlrohr *West 1* verfügt über Di- und Quadrupole zur Strahlführung bzw. Fokussierung. Daran angeflanscht ist eine Vakuumapparatur, in welcher sich die Halterung für ein zu kalibrierendes Modul unter einem Druck $p \leq 2 \cdot 10^{-5}$ mbar befindet.

Da die Siliziumzähler einen externen Trigger zur Auslese benötigen, war es notwendig, diesen mit Hilfe eines Triggerszintillators zu generieren. Darüberhinaus musste bei Messungen mit Protonen, deren Energie nicht ausreichte, um das Detektormaterial zu

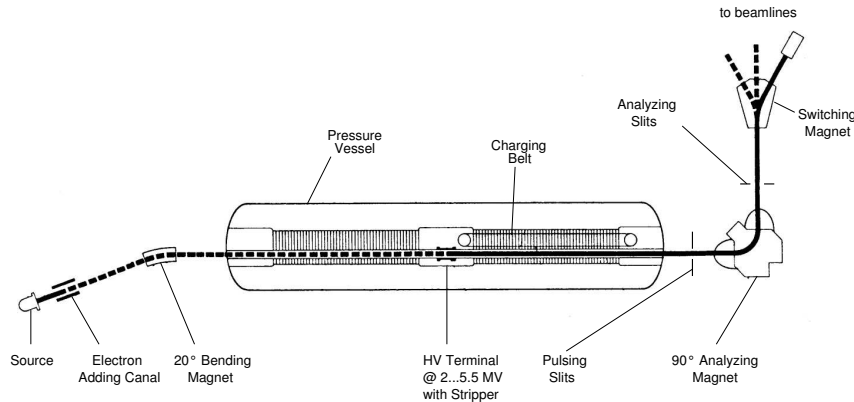


Abbildung 5.1: Schematische Skizze des Tandembeschleunigers im Physikalischen Institut der Universität Erlangen.

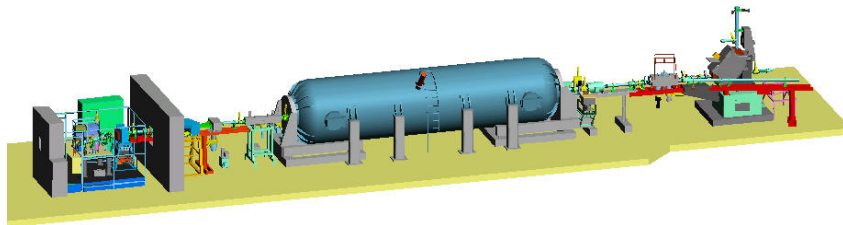


Abbildung 5.2: CAD Zeichnung des Beschleunigertanks mit Quelle (links) und Analysiermagnet (rechts).

durchdringen ($E_{\text{kin}} \approx 6.22 \text{ MeV}$, siehe Durchstoßpunkt in Abb. 5.16), dieser zwingend vor dem zu kalibrierenden Modul angebracht werden. Zu diesem Zweck wurde speziell ein nur $100 \mu\text{m}$ dicker Szintillator (S1) aus dem Material EJ-212, hergestellt von ELJEN Technology, angefertigt, welcher an der oberen Kammerabdeckung befestigt wurde (siehe Abb. 5.3, oberer Bildrand). Der Durchmesser des aktiven Szintillatormaterials beträgt ca. 5 mm.

Für den Fall, daß die Strahlenergie oberhalb des Durchstoßpunktes lag, konnte dieser manuell durch Drehen einer mechanischen Vakuumdurchführung aus dem Strahl gefahren werden, ein zweiter Szintillator (S2), der sich stationär hinter dem zu messenden Modul in der Mitte der Vakuumkammer befand, erzeugte dann das Auslesesignal.

Die Szintillatoren hatten den Vorteil einer guten Zeitauflösung $\Delta t < 2 \text{ ns}$ und, nach der Konvertierung der Photonen durch einen Photomultiplier R7400U von Hamamatsu, ein ausreichend großes Ausgangssignal von $\approx 30 \text{ mV}$ für einen Energieverlust von 3 MeV.

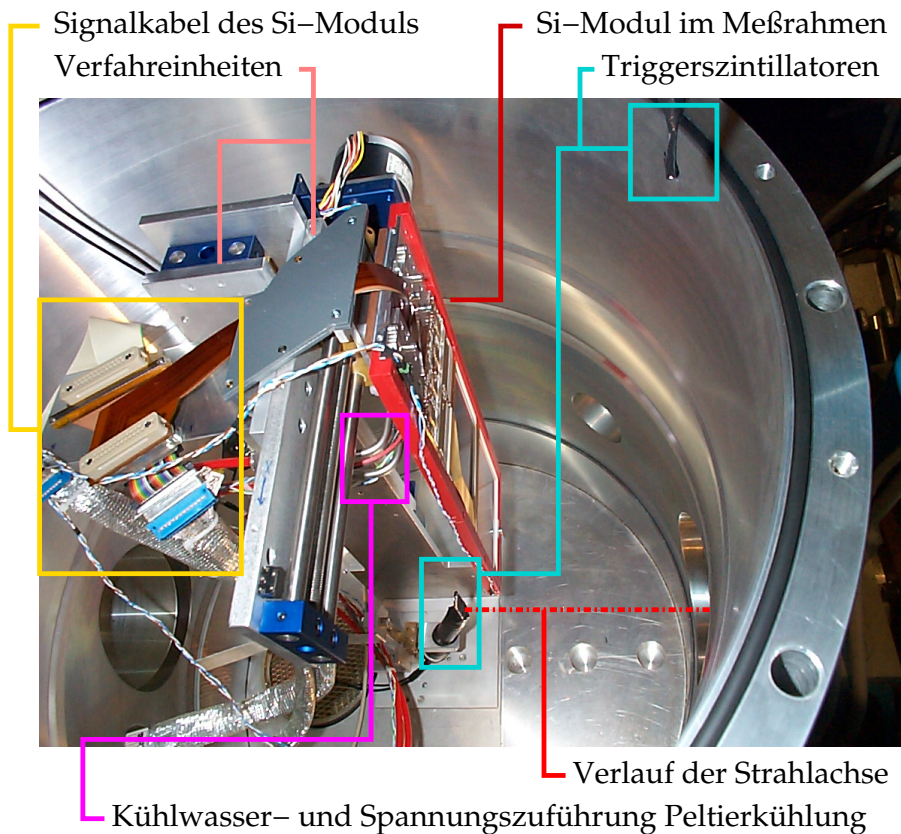


Abbildung 5.3: Photo der Streukammer am Strahlrohr *West 1* des Tandem-Beschleunigers bei geöffneter Kammerdecke.

Die bewegliche Aufhängung von *S1* und genaue Zentrierung von *S2* erlaubte ein genaues und dennoch schnelles Justieren des Strahls bei Änderungen der Strahlenergie. Die Messungen erfolgten bei einer primären Triggerrate von ca. 1 kHz bis 30 kHz.

Das zu kalibrierende Modul wurde mittels eines Messrahmens aus rotem Kunststoff, welcher in Abbildung 5.3 zu sehen ist, an einer durch Schrittmotoren angetriebenen Apparatur befestigt. Mit dieser konnte das Modul durch den Protonenstrahl gefahren werden. Die weite Verfahrstrecke von ca. 20 cm in der Horizontalen erlaubte es außerdem, während der Strahljustage das Modul in einer sicheren *Parkposition* außerhalb des durch den Strahl erreichbaren Volumens zu positionieren.

Die Steuerung der Schrittmotoren wurde durch ein Python[vR06]-Skript automatisiert, welches die X-Y-Punkte eines Messdurchlaufes selbsttätig anfuhr und entsprechend die Datennahme steuerte, den über die Detektoroberfläche gefahrenen Pfad zeigt Abb. 5.4.

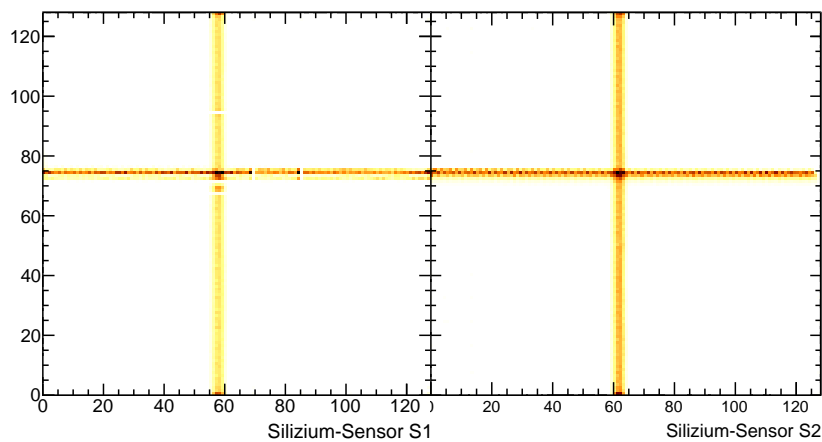


Abbildung 5.4: 2-Dimensionale Darstellung der Messpunkte für die Kalibration des Moduls 8 bei der Messung mit 9 MeV Protonen. Die Detektoroberfläche ist wie in Abb. 4.3 orientiert.

Insgesamt wurden somit pro Energie 218 Punkte angefahren und pro Messpunkt für 20000 Ereignisse Daten genommen. Zusätzlich wurden vor und nach den Kalibrationsmessungen Pedestaldaten ohne Strahl und mit einem künstlich erzeugten Triggersignal abgespeichert. Zusammen mit dem drehbaren Triggerszintillator konnte damit die gesamte Kalibration eines Moduls, inklusive der Strahljustage und mehrerer Energiewechsel ohne zwischenzeitliches Öffnen der Kammer, und damit notwendigem neuen Auspumpen der Vakuumanlage, durchgeführt werden.

Der Strahldurchmesser betrug hierbei stets ein Vielfaches der Streifenbreite des Detektors, eine genauere Positionierung des Messrahmens war daher nicht nötig. Die Reproduzierbarkeit der Positionierung relativ zu den ca. 3 mm im Durchmesser großen Triggerszintillatoren war jedoch genau genug, um die einzelnen Messpunkte für verschiedene Detektoren nicht anpassen zu müssen.

Die Aufnahme für den Messrahmen bestand aus einer massiven Kupferplatte zur Abfuhr der Abwärme der HELIX-Chips von ca. 4 Watt. Auf der Rückseite war ein Peltierelement angebracht, welches von einem wasserdurchströmten Kupferblock gekühlt wurde. Die Temperatur wurde an verschiedenen Stellen der Apparatur gemessen, das Siliziummodul konnte in einem weiten Bereich von $-20^{\circ}\text{C} \leq \vartheta \leq 50^{\circ}\text{C}$ temperiert werden. Die Kalibrationsmessungen erfolgten bei 0°C .

Steuerungs- und Ausleseelektronik

Einen Überblick über die zur Kalibrationsmessung in Erlangen verwendete Elektronik gibt Abbildung 5.5. Im Unterschied zum Aufbau des HERMES-Experiments (Abb. 4.10)

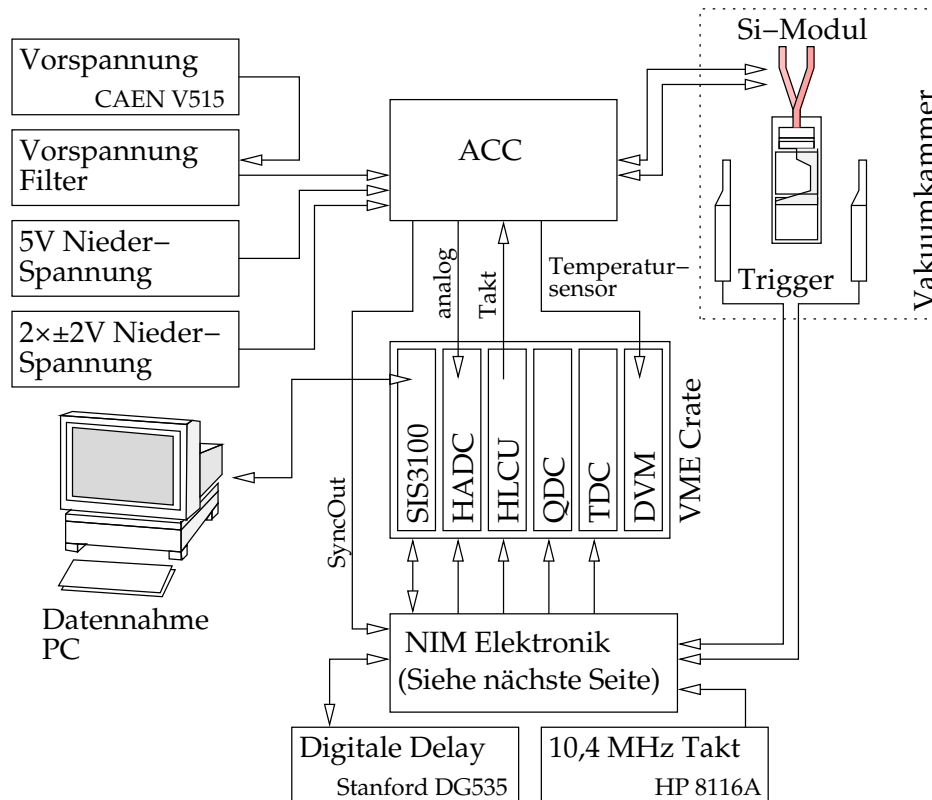


Abbildung 5.5: Überblick über die in der Kalibrationsmessung verwendete Elektronik (siehe Text).

finden sich dort nur Steuer- und Auslesemodule für ein einziges Si-Modul (HADC, HLCU) und es musste zusätzliche Triggerelektronik aufgebaut werden.

Der TANDEM-Beschleuniger liefert als Linearbeschleuniger einen kontinuierlichen Strahl von Teilchen. Die HELIX-Chips dagegen sind durch ihre getaktete Auslese für einen Einsatz an Synchrotronen optimiert, an welchen physikalisch interessante Ereignisse in einem scharfen Zeitfenster jeder Taktperiode auftreten. Die Sensitivität ist daher zu einer festen Phase maximal (siehe Abb. 5.17). Daher wurde mit zweierlei Vorkehrungen eine Selektion der zur Kalibration optimal liegenden Ereignisse erreicht:

- Die Triggerelektronik (Abb. 5.6) selektierte mittels einer Koinzidenzschaltung nur die Ereignisse, bei welchen der Trigger in einem ca. 30% der Gesamtperiode umfassenden Fensters des Taktsignals lag. Bei den übrigen Ereignissen wurde das Siliziummodul nicht getriggert.

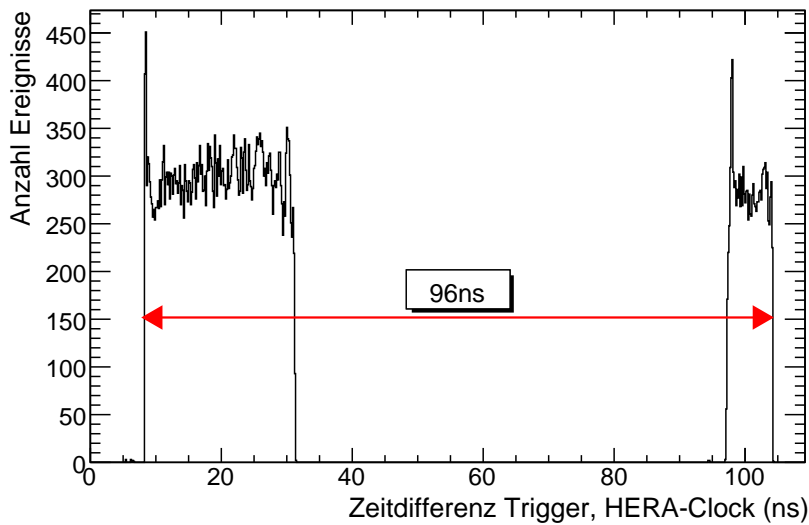


Abbildung 5.7: Verteilung der TDC Messwerte während einer Kalibrationsmessung am Tandem-Beschleuniger. Während ca. 30% des 10,4 MHz Taktes (eingezeichnet, 96 ns) erlaubt die Triggerelektronik die Datennahme.

- Mittels eines TDC wurde die Phase des Taktsignals zum Zeitpunkt des Triggers für jedes einzelne Ereignis registriert (Abb. 5.7). Ein Schnitt auf passende Ereignisse bzw. eine nachträgliche Korrektur der Zeitentwicklung (siehe Abschnitt 5.4.2) war dadurch in Software möglich.

Die Datennahme erfolgte über eine optisch gekoppelte PCI-zu-VME Brücke¹ zur Verbindung des Datennahme-Computers mit dem VME-Crate[VITA-1-1994] des Messaufbaus. Die entsprechende Software wurde aus Geschwindigkeitsgründen in C [ISO9899] geschrieben, die zur Initialisierung der HELIX-Chips, HLCU sowie HADC-Module herangezogenen Programme waren Python-Skripte [vR06]. Die Rohdaten wurden zum Zwecke der einfacheren Analyse in einem Zwischenschritt in das ROOT[BR97]-Format konvertiert (siehe Abschnitt 5.4).

Zur Temperaturmessung und -stabilisierung kam ein VME-Multimeter zur Auslese des auf dem Siliziummodul vorhandenen Temperatursensors (PT1000 Platinwiderstand) zum Einsatz, ein ADC ermittelte verschiedene weitere Temperaturen an über den Aufbau verteilten Thermofühlern (AD590). Auf eine automatische Regelung mittels eines Digital-Analog-Wandlers wurde verzichtet, da sich die manuelle Temperatureinstellung

¹SIS3100/SIS1100, Struck GmbH

über den Strom des am Halterahmen angebrachten Peltierkühlers als äußerst praktikabel und einer ursprünglich implementierten automatischen Regelung ebenbürtig erwies. Auch die hierzu verwendete Software wurden in Python programmiert.

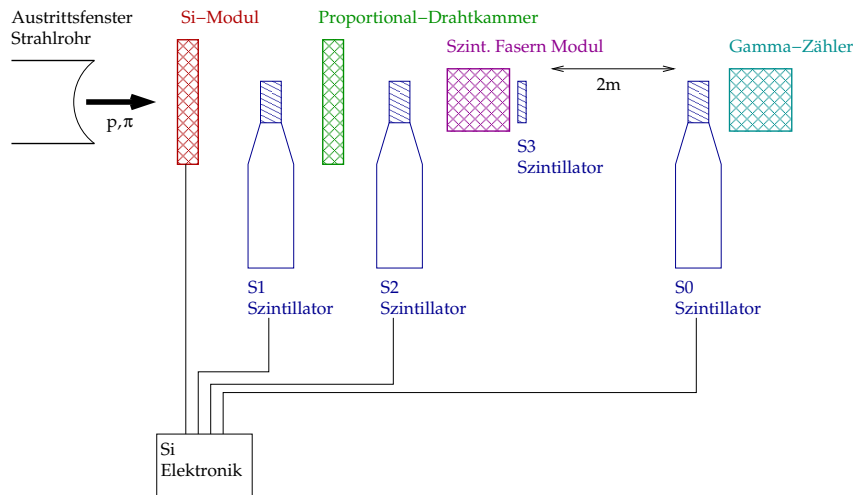


Abbildung 5.8: Anordnung der Detektoren am GSI Teststrahl. S1, S2 und S0 sind Triggerszintillatoren. Die Proportional-Drahtkammer dient als Referenz für das Fasernmodul, welches, ebenso wie der Gammazähler, ein Prototyp eines Detektors des HERMES Recoil-Detektors ist.

5.1.2 Testmessungen an der GSI

Im Dezember 2003 fanden am Strahlrohr *Cave A* des Schwerionensynchrotrons *SIS* der Gesellschaft für Schwerionenforschung *GSI* in Darmstadt vorbereitende Messungen an einem Detektorprototypen statt. Verwendet wurde ein Sekundärstrahl aus Protonen und Pionen im Impulsbereich von 300 bis $900 \frac{\text{MeV}}{c}$. In dieser gemeinsamen Strahlzeit wurden neben dem Siliziumdetektor auch Prototypen des Photonenzählers sowie des Fasertrackers einem ersten Test unterzogen. Die Messgeometrie ist in Abbildung 5.8 skizziert.

Der Aufbau der Triggerelektronik war zu dem der Kalibrationsmessungen (Abb. 5.5 und 5.6) weitgehend identisch. Anstelle eines einzelnen Triggerszintillators wurde aus einer Koinzidenz von bis zu drei Szintillatorsignalen der primäre Trigger geformt. Der zeitliche Abstand des Signals in den Triggerszintillatoren S1 und S2 wurde zusätzlich durch einen TDC aufgezeichnet und für Flugzeitmessungen genutzt.

Das Detektormodul war im Gegensatz zur Kalibrationsmessung in Erlangen nicht in der Detektorebene verfahrbar, es wurde jedoch in zwei unterschiedlichen Orientierungen und unter verschiedenen Winkeln der Teilchenbahnen zur Moduloberfläche vermessen.

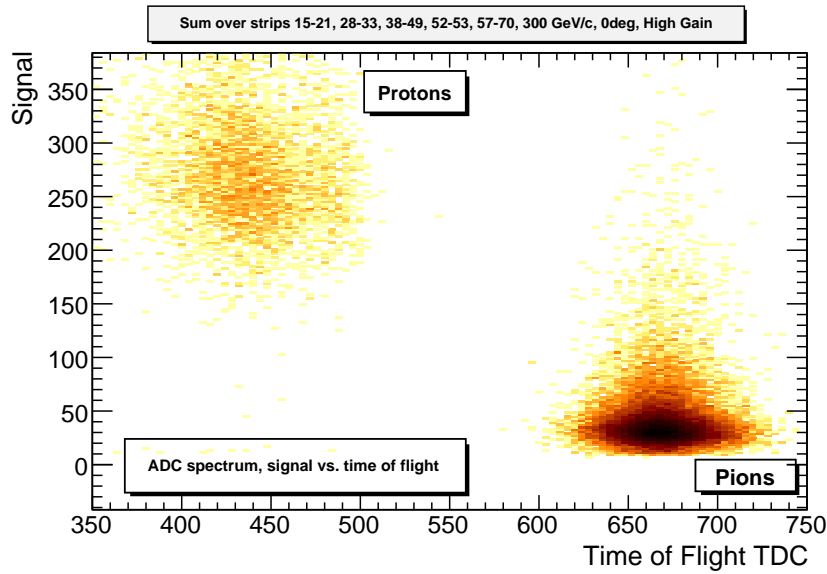


Abbildung 5.9: Separation von Protonen und Pionen durch Flugzeitmessung. X-Achse: TDC Messwert der Flugzeit (TDC-Kanäle) hierbei entsprechen hohe Werte einer kürzeren Flugzeit, Y-Achse: Signal im Siliziumzähler (ADC Kanäle). Der Teilchenimpuls beträgt $300 \frac{\text{GeV}}{c}$.

Dies erlaubte Rückschlüsse auf die Ladungsaufteilung zwischen verschiedenen Detektorstreifen bei einem nicht senkrechten Auftreffen von Teilchen auf die Detektoroberfläche. Die Messungen bei unterschiedlicher Orientierung waren nötig, da dieser Prototyp nur einseitig ausgelesen werden konnte.

Da die Messungen sowohl an Protonen als auch Pionen erfolgten, war es nötig, für jedes Ereignis eine Unterscheidung zwischen diesen beiden Teilchenarten zu treffen. Diese Unterscheidung erfolgte mittels einer Flugzeitmessung durch einen TDC. Wie Abbildung 5.9 zeigt, können anhand des TDC-Signals Pionen und Protonen klar getrennt werden.

Während dieser Strahlzeit wurden an 5 Tagen 654 *Runs* mit jeweils 20 000 Ereignissen aufgezeichnet, es wurden hierbei vor allem wertvolle Erfahrungen in Bezug auf die korrekte Einstellung der programmierbaren HELIX-Parameter gewonnen. Ein Beispiel für die genommenen ADC-Spektren zeigt Abbildung 5.10. Hierbei stellt man fest, daß die Pionen zwischen 300 und $900 \frac{\text{MeV}}{c}$ einen gleichbleibend geringen Energieverlust aufweisen, entsprechend eines minimalionisierenden Teilchens.

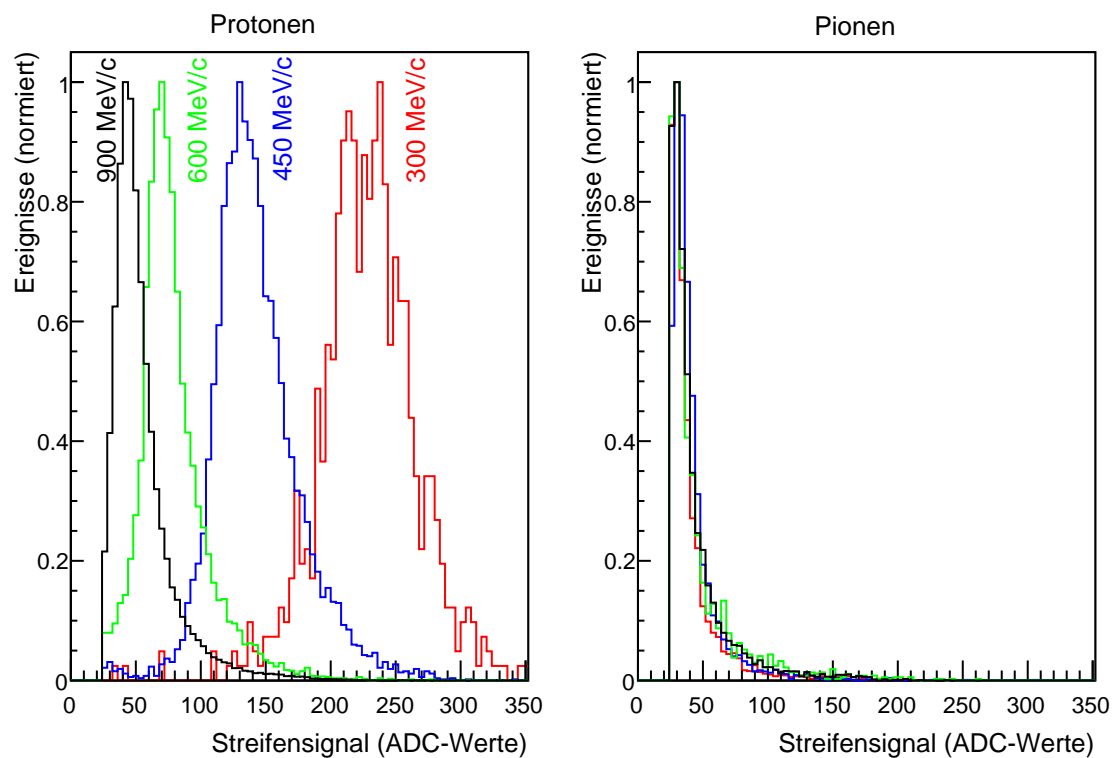


Abbildung 5.10: Energiespektren für Protonen und Pionen mit verschiedenen Impulsen, aufgenommen mit einem Prototypen des Siliziumdetektors während einer Strahlzeit an der GSI. Energieverlust in ADC-Kanälen.

5.2 Modell der Ausleseelektronik

Um das Verhalten eines realen Silizium Detektor Moduls des HERMES Rückstoßdetektors zu beschreiben, wurde ein einfaches mathematisches Modell des Detektor-Frontends sowie der Signalverarbeitung erstellt. Mit Hilfe dieses Modells konnten Algorithmen zur Korrektur der unterschiedlichen, das Signal verfälschenden, Effekte entwickelt werden.

Die dabei verwendeten Größen sind in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Sie werden im folgenden detailliert in der Reihenfolge ihres Entstehens beschrieben:

5.2.1 Zusammensetzung des Messsignals

Energieverlust und Übersprechen

Erleidet ein ionisierendes Teilchen im an freien Ladungsträgern verarmten Detektormaterial einen Energieverlust dE , so setzt es dort eine bestimmte Ladungsmenge frei. Diese wird aufgrund der Basisvorspannung und des im Detektormaterial herrschenden elektrischen Feldes getrennt und von den Auslesestreifen auf beiden Seiten des Detektorvolumens aufgenommen. Diese Ladung $Q_{n,i}$, die zum Zeitpunkt des Ereignisses n im Gebiet des Auslesestreifens i freigesetzt wird, ist linear zum Energieverlust.

Geht man davon aus, daß der Ladungsverlust an der Nahtstelle zwischen zwei Detektorkanälen vernachlässigbar ist, so wird diese Ladung komplett von den ladungssensitiven Verstärkern des HELIX-Chips aufgenommen und als analoges Ausgangssignal im HADC-Modul in einen numerischen Zahlenwert konvertiert. Unter Korrektur der im Weiteren beschriebenen Störeffekte entspricht somit dem Ladungsverlust in einem Detektorstreifen ein numerischer Wert $w_{n,i}$ in ADC-Einheiten, der Umrechnungsfaktor zwischen beiden Größen ist der Kalibrationsfaktor ρ_i , der für jeden Detektorkanal im Rahmen dieser Arbeit ermittelt wurde:

$$w_{n,i} = \rho_i dE_{n,i}. \quad (5.1)$$

Übersprechen

Die geometrische Ausdehnung der Ladungswolke im Detektormaterial liegt in der Größenordnung von $20 \mu\text{m}$ [LCC⁺00] und ist damit deutlich kleiner als die Streifenbreite von $758 \mu\text{m}$. Das durch das ionisierende Teilchen hervorgefundene Signal $s''_{n,i}$ ist jedoch selbst bei einem direkten Treffer in der Mitte eines Auslesestreifens nicht auf diesen Detektorkanal beschränkt.

Das Signal in den nicht direkt getroffenen Nachbarstreifen muß seinen Ursprung in elektronischen Effekten wie z.B. einer kapazitiven Kopplung der Streifen und Verbindungsleitungen untereinander haben (siehe Abb. 5.11). Ebenso gibt es innerhalb der Ausleseelektronik Übersprechen. Die Tatsache, daß diese Effekte ihrer Natur nach linear sind,

Symbol, Definition, Beschreibung		
n		Ereignis n
i, j		Auslesekanal bzw. Streifennummer $1 \leq i \leq 128$ (bzw. j)
o		Abstand zu einem Auslesekanal oder Streifen
$dE_{n,i}$		Energieverlust zum Ereignis n , Streifen i
f_{HADC}		Umwandlungsfaktor HADC-Modul
g_{ACC}		Verstärkungsfaktor ACC
$\theta_{M,j}$		Kalibrationsfaktor eines Siliziummoduls
ρ_j		Gesamtkalibrationsfaktor
c_n		<i>Common Mode</i> für Ereignis n
$f_i(c_n)$		allgemeine Gewichtung des <i>Common Mode</i> des Streifens i
γ_i		relativer <i>Common Mode</i> des Streifens i
$s_{n,i}$		Durch den ADC gemessenes Signal, unkorrigiert
$s'_{n,i}$		Um <i>Pedestal</i> korrigiertes Signal
$s''_{n,i}$		Um <i>Pedestal</i> und <i>Common Mode</i> korrigiertes Signal
$w_{n,i} = \sum_o s''_{n,i+o}$		Summe der Signale in der Umgebung um einen Streifen i , proportional zum Energieverlust
Meßsignale bei einem Treffer eines Streifens $i \dots$		
$k_i = \alpha_{i,-2}$		relatives Signal im Auslesekanal $i - 2$
$l_i = \alpha_{i,-1}$		relatives Signal im Auslesekanal $i - 1$ (<i>links</i>)
$z_i = \alpha_{i,0}$		relatives Signal im Auslesekanal i
$r_i = \alpha_{i,1}$		relatives Signal im Auslesekanal $i + 1$ (<i>rechts</i>)
$u_i = \alpha_{i,2}$		relatives Signal im Auslesekanal $i + 2$
$\alpha_{i,o} = \frac{s''_{n,i+o}}{w_{n,i}}$		im Auslesekanal $i + o$ (unter Offset o)

Tabelle 5.1: Zusammenfassung der Modellparameter.

führt direkt zu einer linearen Abhängigkeit des Signals im Nachbarstreifen von der gesamten freigesetzten Ladung, und damit vom Gesamtsignal:

$$s''_{n,i+o} = w_{n,i} \alpha_{i,o} \quad (\text{falls } w_{n,j} = 0 \ \forall j \neq i). \quad (5.2)$$

Hierbei ist $\alpha_{i,o}$ der relative Anteil des Signals im Nachbarkanal mit dem Abstand o bei einem direkten Treffer des Detektorstreifens i . Den Signalanteil z.B. des linken Nachbarn beschreibt damit $\alpha_{i,-1}$. Die Größe w ist hierbei so gewählt, daß sie der Summe der Signale in der Umgebung des getroffenen Streifens entspricht, dies führt zu einer Normierung der Werte von α :

$$w_{n,i} = \sum_{o=-N}^N s''_{n,i+o}, \quad (5.3)$$

$$\sum_{o=-N}^N \alpha_{i,o} = 1. \quad (5.4)$$

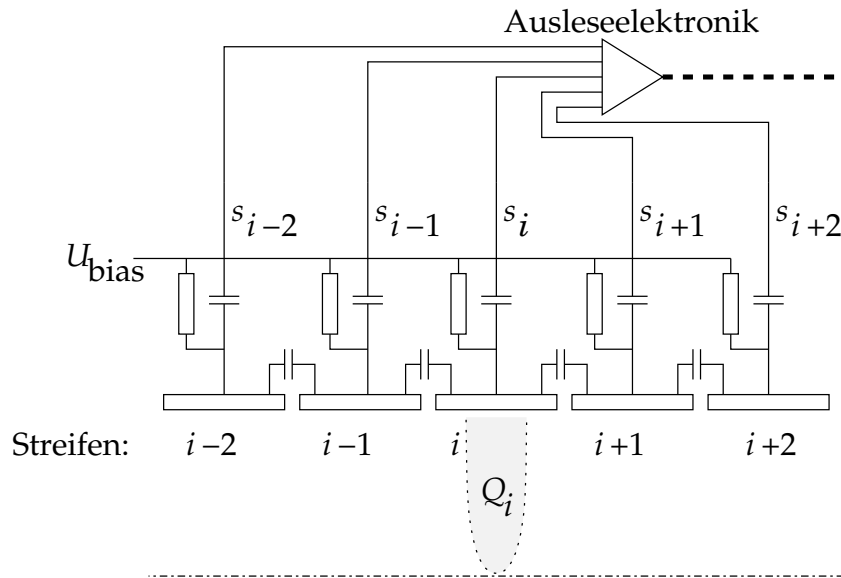


Abbildung 5.11: Skizze einer Seite des Detektors mit 5 Auslesekanälen. Ein ionisierendes Teilchen erzeugt eine Ladungswolke Q_i im Gebiet des Detektorstreifens i . Es resultieren auch in den Nachbarstreifen Signale s'' durch kapazitive Kopplung zwischen den Streifen sowie in der Ausleseelektronik (hier nicht gezeigt).

Wechselt man die Blickrichtung nun von der Verschmierung eines punktförmigen, d.h. auf einen Streifen beschränkten, Energieverlustes auf die Zusammensetzung eines Messsignals aus den Beiträgen eines ausgedehnten Energieverlustes (verursacht z.B. durch eine relativ zur Detektoroberfläche flache Teilchenspur), so ändert sich Gleichung 5.2 zu

$$s''_{n,i} = \sum_{o=-N}^N \alpha_{i,o} w_{n,i-o}. \quad (5.5)$$

Am realen Detektor beträgt die relative Verschmierung des Meßsignals zu den Nachbarstreifen ca. 15%, zu den zweiten Nachbarn ca. 2%. Über mehr als 3 Streifen hinweg wird die Beeinflussung vernachlässigbar klein (Abb. 5.24), daher wurden in den Modellen lediglich übernächste Nachbarn betrachtet. Die allgemeine Form von Gleichung 5.5 wandelt sich anhand der Definitionen für die konkreten Faktoren der relativen Beiträge t, r, z, l, k (siehe Tabelle 5.1) zu

$$s''_{n,i} = \sum_{o=-2}^{o=2} \alpha_{i,o} w_{n,i-o} = u_{i-2} w_{n,i-2} + r_{i-1} w_{n,i-1} + z_i w_{n,i} + l_{i+1} w_{n,i+1} + k_{i+2} w_{n,i+2}. \quad (5.6)$$

Ein einfacheres Modell betrachtet lediglich das Übersprechen aus direkten Nachbarstreifen:

$$s''_{n,i} \approx \sum_{o=-1}^{o=1} \alpha_{i,o} w_{n,i-o} = r_{i-1} w_{n,i-1} + z_i w_{n,i} + l_{i+1} w_{n,i+1}. \quad (5.7)$$

Allgemein kann man diesen Prozess auch durch eine Matrixmultiplikation beschreiben:

$$\begin{pmatrix} s''_0 \\ \vdots \\ s''_i \\ \vdots \\ s''_{N-1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \ddots & k_{i-1} & 0 & 0 \\ \ddots & l_{i-1} & k_i & 0 \\ \ddots & z_{i-1} & l_i & k_{i+1} \\ & r_{i-1} & z_i & l_{i+1} \\ & t_{i-1} & r_i & z_{i+1} & \ddots \\ & 0 & t_i & r_{i+1} & \ddots \\ & 0 & 0 & t_{i+1} & \ddots \end{pmatrix} \begin{pmatrix} w''_0 \\ \vdots \\ w''_i \\ \vdots \\ w''_{N-1} \end{pmatrix}. \quad (5.8)$$

Common-Mode-Rauschen

Der Abgriff des Signals von den Detektorstreifen erfolgt durch die sehr empfindlichen ladungssensitiven Vorverstärker des HELIX-Chips[FB⁺99]. Diese befinden sich auf jeweils

identischen Platinen auf beiden Seiten des Detektormoduls. Aus technischen Gründen befindet sich die Ausleseelektronik jeder Seite auf dem durch die Detektorvorspannung vorgegebenen Potential. Dieser im Normalfall konstante Potentialunterschied kann z.B. durch Störungen auf den Versorgungsleitungen der Detektorvorspannung oder einen variablen magnetischen Fluß, welcher von den Anschlußkabeln des Detektors eingeschlossen wird, leicht gestört werden. Diese Wechsellspannung führt daraufhin zu einem Signal, welches parallel in allen Detektorkanälen registriert wird, dem sogenannten *Common-Mode*. In erster Ordnung ist dieser *Common-Mode* c_n eines Ereignisses n für alle Detektorkanäle eines HELIX-Chips gleich, das entsprechende *Common-Mode*-behaftete Signal $s'_{n,i}$ ergibt sich damit zu:

$$s'_{n,i} \approx s''_{n,i} + c_n. \quad (5.9)$$

In der Realität existiert jedoch eine unterschiedliche starker Kopplung der einzelnen Streifen zu diesem *Common-Mode*. Daher verwendet eine umfassendere Beschreibung eine passend gewählte Funktion $f_i(c_n)$ welche die Reaktion der einzelnen Streifen auf den *Common-Mode* beschreibt:

$$s'_{n,i} = s''_{n,i} + f_i(c_n). \quad (5.10)$$

Die Größe c_n muß hierbei passend definiert werden, mögliche Definitionen werden in Abschnitt 5.2.2 aufgezeigt. Hierbei ist eine Normierung zweckmäßig, bei welcher der durchschnittliche *Common-Mode* dem einfachen Fall (Gl. 5.9) entspricht:

$$\sum_0^{N-1} f_i(c_n) = Nc_n. \quad (5.11)$$

Ein Beispiel für eine gemessene *Common-Mode*-Verteilung zeigt Abbildung 5.12. Hierbei wurde bei der Messung mit Protonen der Energie 6 MeV die Größe c_n , jeweils getrennt für die 4 HELIX-Chips, histogrammiert, welche mit dem Sensor 1 des Silizium-Moduls 1 verbunden sind. Wie nicht anders zu erwarten, ist der Einfluß des *Common-Mode* auf die Kanäle mit hoher Verstärkung deutlich größer, die Verteilung ist dadurch verbreitert. Die unregelmäßige Form der Verteilungen ergibt sich aus der Art der sie verursachenden Störungen und wurde nicht weiter analysiert.

Pedestal-Offset

Abschließend werden noch zwei Effekte in diesem Modell berücksichtigt. Das erste ist der sogenannte *Pedestal-Offset* p_i und das unkorrelierte Rauschen $m_{n,i}$. Ersterer beruht auf den unterschiedlichen Ruhezuständen der HELIX-Verstärker und verschiebt das Signal um einen konstanten Wert. Letzterer beschreibt in Summe die statistischen Fluktuationen aller an der Auslese beteiligten Komponenten.

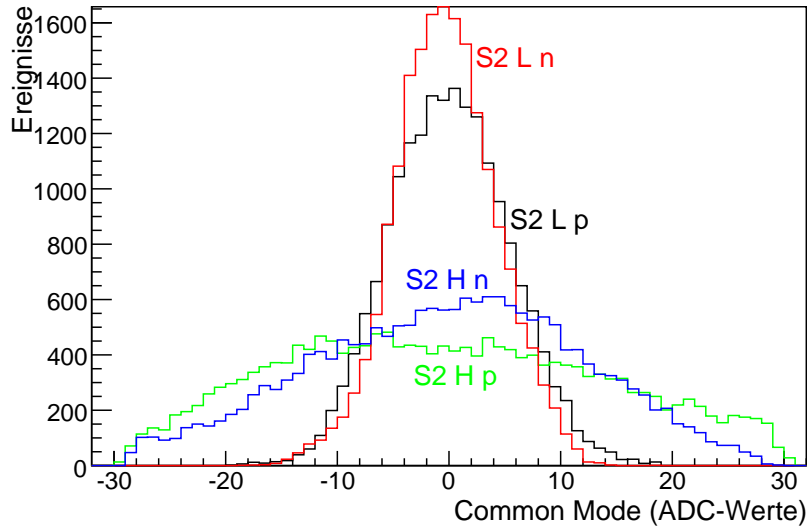


Abbildung 5.12: Common-Mode-Verteilung für den Detektor 1 während der Kalibration mit 6 MeV Protonen, gezeigt ist die Verteilung für die 4 mit dem Sensor 2 verbundenen Auslesechips (H/L: Verstärkung, p/n: Detektorseite).

Endgültig führen alle bis hierhin beschriebenen Prozesse zum durch den ADC registrierten Signal $s_{n,i}$:

$$s_{n,i} = s'_{n,i} + p_i + m_{n,i} \quad (5.12)$$

$$= s''_{n,i} + f_i(c_n) + p_i + m_{n,i} \quad (5.13)$$

$$= \sum_{o=-2}^{o=2} \alpha_{i,o} w_{n,i-o} + f_i(c_n) + p_i + m_{n,i}. \quad (5.14)$$

5.2.2 Extraktion der Parameter und Korrektur

Um die Modellparameter zu extrahieren und mit ihrer Hilfe ein möglichst rauschfreies Signal zur Ermittlung der deponierten Energie zu erhalten, werden mehrere Korrekturschritte durchgeführt. Die dazu benötigten Modellparameter müssen aus den mit dem Detektor aufgenommenen Daten gewonnen werden.

Pedestal Ermittlung und Korrektur

Den ersten Schritt in der Datenaufbereitung stellt die Korrektur des Pedestalwertes dar. Dazu wird eigens zu diesem Zweck eine *Pedestal*-Messung durchgeführt. Hierbei wird ein Signal durch ionisierende Teilchen nach Möglichkeit vermieden, indem z.B. der Trigger des Experiments durch eine mit dem zu messenden Prozess unkorrelierte Quelle erzeugt oder –wie im Falle einer Kalibrationsmessung– der Teilchenstrahl abgeschaltet wird.

Die Pedestalmessung extrahiert die Ruhelage p_i eines Detektorkanals i unter der Annahme, daß die Mittelwerte von unkorreliertem Rauschen und *Common Mode* verschwinden ($\langle c_n \rangle_n = \langle m_{n,i} \rangle_n = 0$) und kein physikalisch generiertes Signal gemessen wird ($s''_{n,i} = 0$).

$$p_i = \langle s_{n,i} - s''_{n,i} - f_i(c_n) - m_{n,i} \rangle_n = \langle s_{n,i} \rangle_n . \quad (5.15)$$

Die hier durch $\langle \rangle_n$ formulierte Mittelwertbildung kann auch z.B. durch das Anpassen einer Gaußfunktion an histogrammierten Daten erfolgen. Der Schwerpunkt der Gaußfunktion ersetzt dann den Mittelwert.

Der Pedestal korrigierte Messwert ergibt sich folglich zu

$$s'_{n,i} = s_{n,i} - p_i . \quad (5.16)$$

Common Mode Ermittlung und Korrektur

Im Falle des einfachen Modells, in welchem der *Common Mode* auf alle Detektorkanäle in gleicher Stärke wirkt, beschränkt sich die Korrektur auf eine einfache Subtraktion des *Common Mode* c_n jedes Ereignisses, es ist lediglich nötig, diesen zu ermitteln. Man betrachtet dazu für jede Messung n den Pedestalkorrigierten Messwert $s'_{n,i}$ aller Streifen eines HELIX-Chips und definiert den *Common Mode* Wert

$$c_n = \langle s'_{n,i} \rangle_i . \quad (5.17)$$

Hierbei werden für den Fall einer Pedestalmessung alle Streifen in die Mittelung miteinbezogen. Für den Fall einer Messung mit Signalen physikalischen Ursprungs wird der Common-Mode nur durch Streifen ohne Signal ermittelt, dieses Signal wird z.B. durch Vergleich des Pedestalkorrigierte Signals $s'_{n,i}$ mit einem geeigneten Schwellwert detektiert.

Die HADC-Module ermitteln den Common-Mode, indem die Pedestal-korrigierten Signale der ersten 32 Kanäle jedes HELIX-Chips mit einem Schwellwert verglichen werden. Der Common-Mode ist dann der Mittelwert der Signale der ersten 16 Kanäle welche unterhalb dieses Schwellwertes liegen. Die Beschränkung auf 32 bzw. 16 Kanäle hat rein

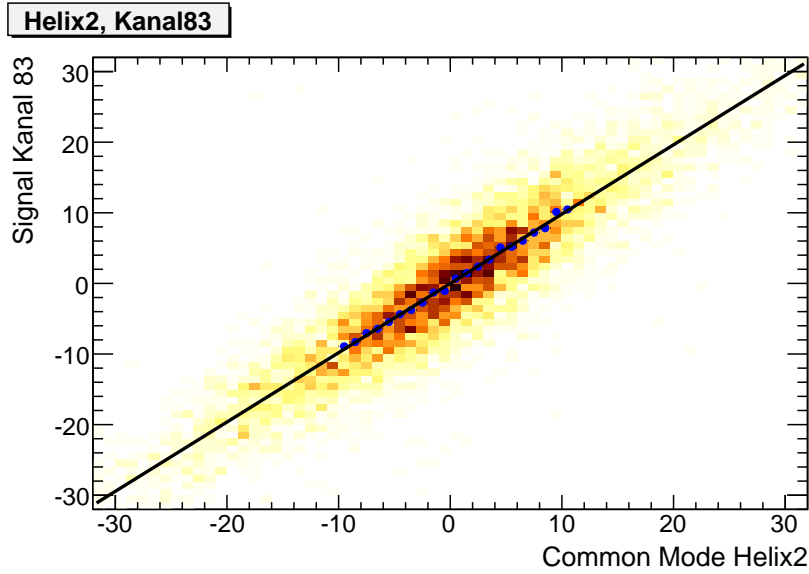


Abbildung 5.13: Ermittlung der Gewichtungsfunktion $f_i(c_n) = \gamma_i c_n$ für Kanal 83 des dritten Helix-Chips eines Silizium-Prototypen der GSI Testmessungen. Als Steigung der Gerade ergibt sich ein *Common Mode*-Faktor von 0.98 ± 0.013 .

technische Gründe, die vermutlich in der Kapazität der verwendeten FPGA-Bausteine² zu suchen sind.

Verwendet man ein komplizierteres Modell, bei welchem die Beeinflussung einzelner Streifen durch den *Common Mode* nicht gleichmäßig sondern entsprechend einer Gewichtungsfunktion $f_i(c_n)$ erfolgt, so ist die Funktion $f_i(c_n)$ an eine Pedestalmessung anzupassen (Gl. 5.14, Abb 5.13):

$$f_i(c_n) = s_{n,i} - s''_{n,i} - p_i - m_{n,i}. \quad (5.18)$$

Per Definition verschwindet in einer *Pedestal*-Messung das durch ionisierende Strahlung verursachte Messsignal $w_{n,i}$ und damit auch $s''_{n,i}$. $f_i(c_n)$ ist typischerweise eine lineare Funktion bzw. ein Polynom geringen Grades mit einer Nullstelle bei $c_n = 0$ (jeder nicht-verschwindende Wert dort würde dem Pedestal p_i zugerechnet). Die Anpassung an die Pedestalmessung geschieht damit zweckmässigerweise durch zweidimensionales Histogrammieren von $s'_{n,i}$ gegen $c_{n,i}$.

Die im Zuge dieser Arbeit angefertigte Kalibration verwendet eine einfache Proportio-

²Field Programmable Gate Array, konfigurierbarer Logikbaustein

nalität als Gewichtung des streifenweisen Common-Mode:

$$f_i(c_n) = \gamma_i c_n. \quad (5.19)$$

Abbildung 5.14 illustriert die bis hierhin erfolgten Korrekturschritte. Oben links sind die Rohdaten als zweidimensionales Histogramm gezeichnet. Man erkennt deutlich die inhomogene Verteilung der Ruhelagen der einzelnen Kanäle. Im ersten Schritt, von links oben nach rechts oben, werden die Ruhelagen ermittelt und von den genommenen Daten abgezogen. Das Ergebnis ist eine homogene, um den Nullpunkt zentrierte Verteilung. Daraufhin werden die *Common-Mode*-Faktoren durch einen Fit (Abb. 5.13) ermittelt, diese sind unten links für alle Streifen aufgetragen. Man erkennt eine Verteilung mit Mittelwert 1 (entsprechend Gl. 5.11) da der Common-Mode im Mittel gleich auf die Streifen wirkt. Mit Hilfe der ermittelten Faktoren werden nun die Daten möglichst um den *Common-Mode* bereinigt. Das Ergebnis zeigt das untere, rechte, Histogramm. Man erkennt im Mittel eine deutlich reduzierte Breite der Verteilungen.

Korrektur des Übersprechens

Nach der Pedestal- und *Common-Mode*-Korrektur liegen die Messwerte in einer Form vor, welche es erlaubt, getroffene Streifen zu identifizieren und das durch ionisierende Strahlung erzeugte Signal entsprechend Gl. 5.1 in den Energieverlust umzurechnen.

Es gibt jedoch Fälle, in denen man an der relativen Aufteilung der erzeugten Ladung interessiert ist, beispielsweise um einen Rückschluß auf den Winkel oder die genaue Position der Teilchenbahn ziehen zu können. Aufgrund des Übersprechens ist dieses Signal jedoch zwischen den Detektorkanälen verschmiert und es ist daher nötig, Gl. 5.6 bzw. 5.7 hin zum unverschmierten Signal w_i aufzulösen bzw. die Matrix in Gl. 5.8 zu invertieren.

Die spezielle Struktur dieser Gleichung mit jeweils 4 zwischen den Nachbarkanälen überlappenden Termen erlaubt es nicht, eine exakte Invertierung der Matrix bzw. der Gleichungen durchzuführen. Durch physikalisch motiviertes Reduzieren der Kopplung zu weiter entfernten Streifen lässt sich jedoch eine geschlossene Form für die Korrektur des Übersprechens angeben, welche eine ausreichende Unterdrückung der Nachbarkanäle liefert (Anhang B).

5.3 Einfluß weiterer Ausleseelektronik

Hat man die im vorhergehenden Abschnitt aufgezeigten Korrekturen vorgenommen, so liegt zu jedem Ereignis der Kalibrationsmessungen ein Messwert des Energieverlustes in ADC Einheiten vor, welcher histogrammiert und mit einer Simulation verglichen werden kann. Hieraus ergibt sich der Kalibrationsfaktor ρ_i aus Gleichung (5.1).

Um hierbei jedoch den Einfluß der verschiedenen Elektronikmodule zu berücksichtigen, die im endgültigen Einsatz bei HERMES zum Einsatz kommen (Gl. 5.20), wurde die-

ser Kalibrationsfaktor entsprechend dem Signalfluß (Abb. 5.15) aufgeteilt. Hierbei ist g der einstellbare Verstärkungsfaktor der ACC sowie f der Konversionsfaktor des HADC.

$$w_{n,i} = \rho_i dE_{n,i} = f_{\text{HADC}} g_{\text{ACC}} \theta_{M,i} dE_{n,i}. \quad (5.20)$$

Um die Universalität der erhaltenen Kalibration nicht durch einen Bezug auf eine feste Kombination von ADC und ACC einzuschränken, wurde mittels der bekannten Werte für f_{HADC} und g_{ACC} des Erlanger Messaufbaus die Größe $\theta_{M,j}$ für jeden Streifen j aller kalibrierten Module M errechnet. Diese setzt die am Modul ausgegebene Spannung $U_{n,i}$ zum Energieverlust $dE_{n,i}$ in Beziehung:

$$U_i = \theta_{M,j} dE_i. \quad (5.21)$$

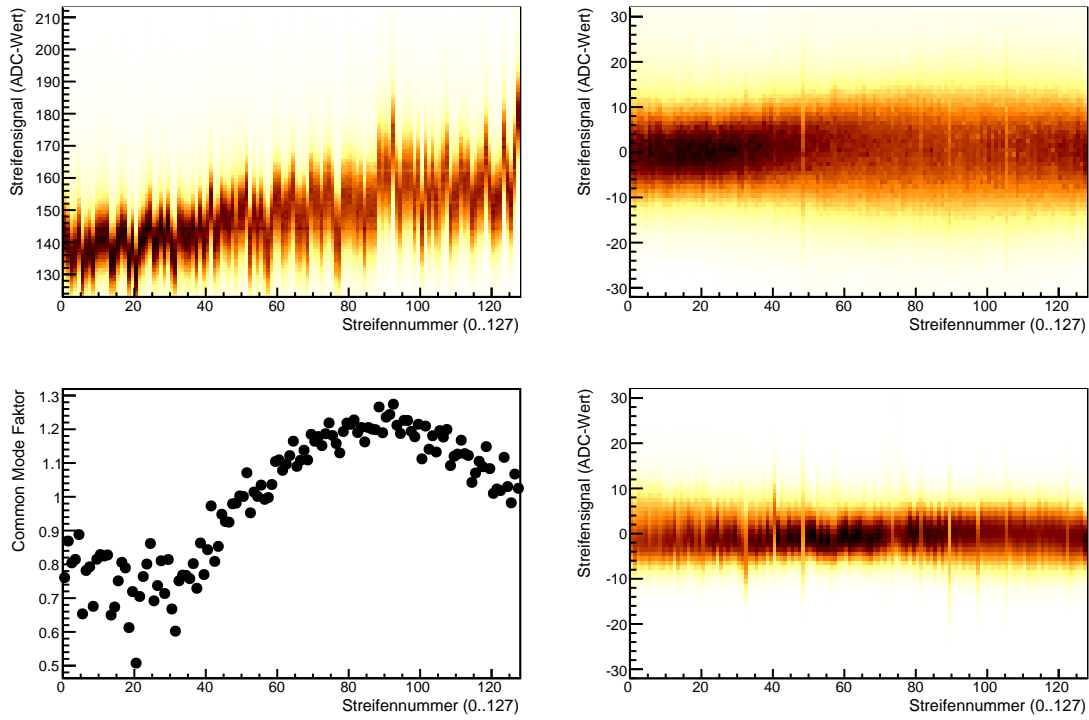


Abbildung 5.14: Korrektur der Silizium-Messsignale am Beispiel des Sensors S2, p-Seite, hohe Verstärkung des Siliziummoduls 8. In der Reihenfolge der Korrektur: Unkorrigierte Rohdaten (oben links), Pedestalsubtrahierte Daten (oben rechts), *Common Mode*-Faktoren γ_i (unten links), *Common Mode*-korrigiertes Signal (unten rechts).

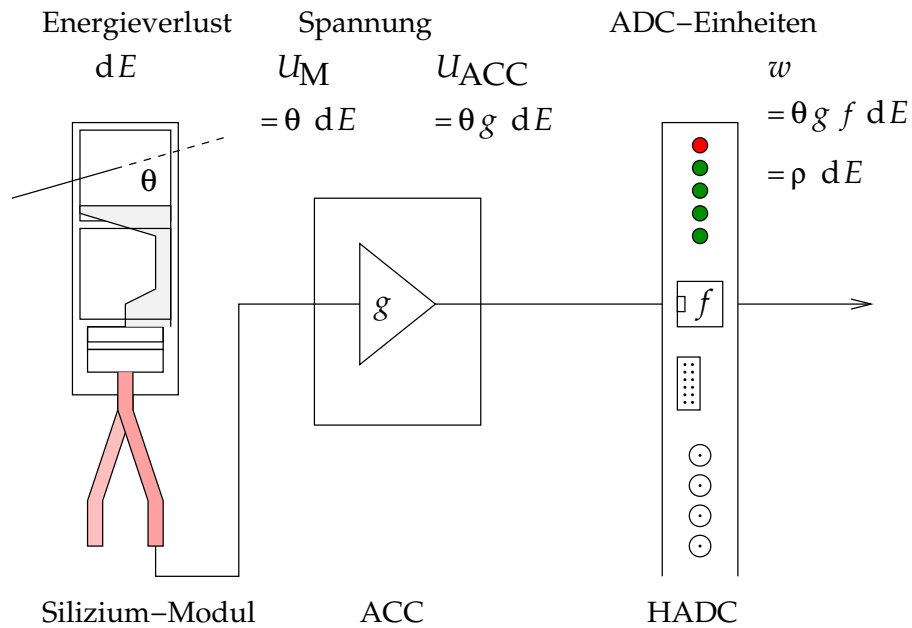


Abbildung 5.15: Signalfluß vom Energieverlust dE über die Ausgangsspannungen von Modul (U_M) und ACC (U_{ACC}) bis zum ADC-Wert w .

Eine Kalibration aller im Zuge des Hermes-Rückstoßdetektors eingesetzten ACC beschreibt Anhang C, die HADC-Module wurden bereits bei der Fertigung in Glasgow vermessen.

5.4 Analyse der Kalibrationsmessungen

Die Kalibration der Detektormodule wurde mit Protonenenergien von 9,0, 4,0 sowie 3,5 MeV durchgeführt. Der Entscheidung für diese Messpunkte lagen folgende Überlegungen zu Grunde:

- Eine Kalibration am Tandem benötigt einen externen Trigger, welcher bei einer Strahlenergie unterhalb des Durchstoßpunktes ($E = 6,2 \text{ MeV}$, siehe Abb.5.16) zwingend von einem Szintillator, der sich vor dem zu kalibrierenden Modul befindet, generiert werden muß. Dies vermindert die Strahlgüte und führt zu einer weiteren höchst nicht-linearen Abhängigkeit von Szintillatordicke und Strahlenergie;
- Eine Kalibration mit einer durch den Tandem erreichbaren Strahlenergie oberhalb des Durchstoßpunktes ($6,2 \text{ MeV} < E < 10 \text{ MeV}$) besitzt einen Energieverlust, bei welchem die Auslesekanäle mit hoher Verstärkung bereits in Sättigung geraten;

- In diesem Bereich, zwischen 6,2 und 10 MeV, nimmt die Energiedeposition mit zunehmender Strahlenergie ab, die Verteilung der Energiedeposition wird schmaler;

Ein weiterer technischer Grund für eine möglichst hohe Strahlenergie war zum Anfang der Messungen die Hoffnung, bei 10 MeV in einen Bereich vorzustößen, in dem sowohl die Kanäle mit hoher- sowie auch die mit niedriger Verstärkung noch linear arbeiten und daher für jedes Modul nur eine einzige Kalibrationsmessung notwendig gewesen wäre.

Dies hatte sich aufgrund eines eingeschränkten linearen Bereiches auf mindestens einer Seite jedes Moduls jedoch als nicht durchführbar herausgestellt.

Schlussendlich wurden die Kalibrationen der niedrig verstärkenden Kanäle bei einer Strahlenergie von 9 MeV und mit nachgeschaltetem Triggerszintillator durchgeführt, da ein Erreichen der Maximalenergie des Beschleunigers mit einer längeren Konditionierungs- und Justagezeit verbunden ist.

Die Messungen mit 4 MeV dienten zur relativen Anpassung der Kanäle mit hoher an die mit niedriger Verstärkung, Messungen mit 3,5 MeV wurden zur Überprüfung der Übereinstimmung mit den Monte-Carlo Simulationen herangezogen.

5.4.1 Monte-Carlo Simulationen

Zur Bestimmung des Energieverlustes sowohl im Szintillator S1 als auch in den Siliziummodulen wurden Simulationen durchgeführt. Dabei wurde das Programm SRIM (Stopping and Range of Ions in Matter [Zie06]) sowie ein einfaches Energieverlustprogramm, welches die bekannte Energieverlustgleichung (z.B. aus [PDG06]),

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \quad (5.22)$$

integriert, verwendet. (In dieser Gleichung sind β und γ die Faktoren der Lorentztransformation in das Ruhesystem des einfallenden Teilchens, ze dessen Ladung, Z und A Kernladung und Nukleonenzahl des Mediums, I die durchschnittliche Anregungsenergie [IKSS05] sowie T_{\max} die maximal während eines Stoßes auf ein Elektron übertragene Energie. Die Funktion $\delta(\beta\gamma)$ beschreibt dichteabhängige Effekte.) Hierbei ist bemerkenswert, daß die einfache Energieverlustformel zumindest in dem betrachteten Bereich von 1 bis 10 MeV Strahlenergie quasi identische Energieverluste liefert wie das ungleich komplexere SRIM, welches auch Sekundärteilchen und die Ablenkung der Primärteilchen im Medium berücksichtigt.

Weiterhin wurde eine Monte-Carlo-Simulation mit dem Softwarepaket GEANT4 [GEANT403] entwickelt, diese implementiert im betrachteten Energiebereich die SRIM-Routinen und liefert daher ebenfalls zum Großteil identische Ergebnisse.

Abbildung 5.16 zeigt die mit GEANT4 simulierte Energieverlustkurve. Eingezeichnet ist dort der Durchstoßpunkt, an dem die Energie der Protonen gerade ausreicht, um das Material des Siliziumzählers zu durchdringen. Darüberhinaus zeigt diese Abbildung

den zu erwartenden Energieverlust von ca. 3 MeV bei der Kalibrationsenergie von 9 MeV (entsprechend Gl. 5.23).

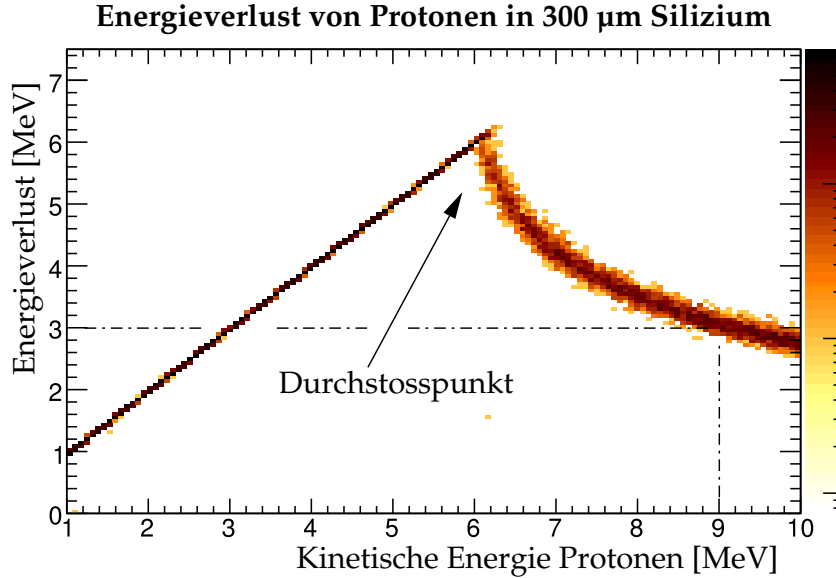


Abbildung 5.16: Energieverlust von Protonen in 300 µm Silizium im Energiebereich des Tandemschleunigers, simuliert mit GEANT4. Links vom Durchstosspunkt werden Protonen im Material des Siliziumzählers gestoppt. Bei der Kalibrationsenergie von 9 MeV deponieren die Protonen ≈ 3 MeV im Detektormaterial.

Ein Ergebnis dieser Monte-Carlo-Studien ist folgende lineare Approximation für die Energiedeposition im Silizium in Abhängigkeit von der Sensordicke d bei einer Protonenenergie von 9,0 MeV:

$$dE = (3\,013 \pm 3)\text{keV} + 12 \frac{\text{keV}}{\mu\text{m}} \cdot (d - 300\,\mu\text{m}) \quad (5.23)$$

5.4.2 Aufbereitung der Daten

Die HELIX Auslesechips sind auf den Betrieb an einem Synchrotron hin entwickelt worden und werden aus diesem Grund mit der Bunchfrequenz des entsprechenden Beschleunigers getaktet. Dies ist die Frequenz, mit welcher die Pakete beschleunigter Teilchen die Wechselwirkungszone eines Experiments passieren, physikalisch interessante Prozesse sind daher fest mit diesem Takt korreliert.

Fehlt diese Korrelation zum Bunchtakt, so existiert aufgrund der Signalformung im ladungsempfindlichen Verstärker der HELIX Chips eine Abhängigkeit der Eingangsempfindlichkeit von der Zeitdifferenz zwischen dem Zeitpunkt des Stromflusses und z.B. der steigenden Flanke des Bunchtaktes.

Die Triggerelektronik führte eine Vorselektion durch, die ca. 30% der Ereignisse in einem Fenster um die optimale Phasenlage akzeptierte (siehe Abschnitt 5.1.1). Die Breite dieses zeitlichen Fensters wurde so gewählt, dass einerseits ein aussagekräftiger Ausschnitt um den Spitzenwert herum analysiert werden konnte und auch bei Instabilitäten im Aufbau dieser Spitzenwert nicht aus dem Beobachtungsfenster herausdriften würde. Andererseits sollte der Anteil unbrauchbarer Ereignisse mit einer zu großen Abweichung vom optimalen Triggerzeitpunkt minimiert werden.

Eine genauere Betrachtung des zeitlichen Verlaufes der Empfindlichkeit führte zu dem Schluss, daß ohne weitere Korrekturen für eine Abweichung $\leq 3\%$ von der maximalen Signalthöhe der Triggerzeitpunkt weniger als 4,5 ns von seinem Optimalwert abweichen durfte. Da jedoch der Signalverlauf deterministisch vom relativen Triggerzeitpunkt abwich, konnte mittels einer Normierung der Daten auf einen parabolischen Fit diese Einschränkung auf ein Gebiet von ± 10 ns angehoben werden. Die Abweichung beträgt hierbei nur noch $\leq 2,5\%$ vom Maximalwert, verglichen mit einem Abfall auf $< 80\%$ im unkorrigierten Fall (siehe Abb. 5.17).

5.4.3 Absolute Kalibration

Zur absoluten Energiekalibration wurden Messungen am 9 MeV Protonenstrahl herangezogen. Hierbei wurde das Energiesignal w_i als Summe der Signale in einem Cluster von 5 Streifen histogrammiert (siehe Abb. 5.18), die entsprechenden Einzelspektren aller Kanäle mit Gaußfunktionen angenähert (siehe Abb. 5.19) und die erhaltenen Schwerpunkte auf die Monte-Carlo Ergebnisse normiert. Der statistische Fehler dieses Fits ist typischerweise $\leq 0,5\%$, die systematische Unsicherheit aufgrund von Schwankungen der Strahlenergie beträgt ebenfalls $\leq 0,5\%$ (siehe Anhang D).

Entsprechend Gleichung 5.1 und 5.23 wurde dazu aus dem zu erwartende Energieverlust und dem Clustersignal w_i der Kalibrationsfaktor ρ für die gesamte Signalstrecke ermittelt:

$$\rho_{M,j} = \frac{\langle w_i \rangle}{\langle dE \rangle} \quad (5.24)$$

und in einem zweiten Schritt der vom Messaufbau unabhängige Kalibrationsfaktor θ für ein einzelnes Modul gemäß Gleichung 5.20 und 5.21 bestimmt:

$$\theta_{M,j} = \frac{\rho_{M,j}}{f_{\text{HADC}g_{\text{ACC}}}}. \quad (5.25)$$

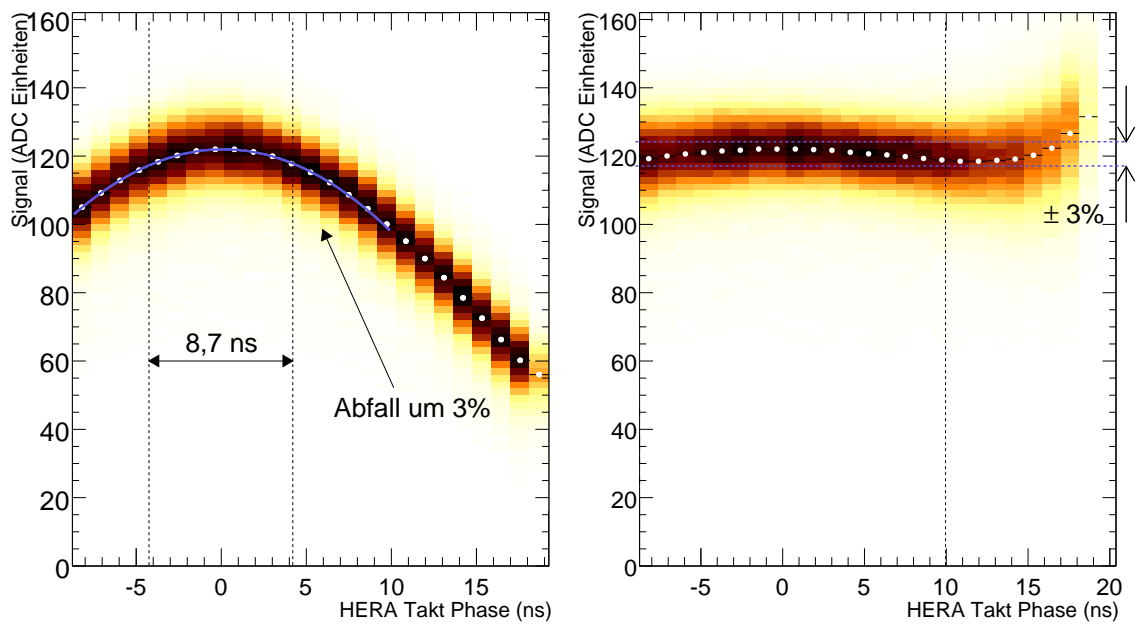


Abbildung 5.17: Links: Abhängigkeit der Signalthöhe von der Phase des HERA-Taktes bei einem Treffer im Siliziumzähler, parabolischer Fit an die Daten. Rechts: Korrektur der Daten durch Normierung auf den parabolischen Fit. (Streifen 74, p-Seite, Sensor 1 des Detektors 8 bei der Kalibration mit 9 MeV Protonen).

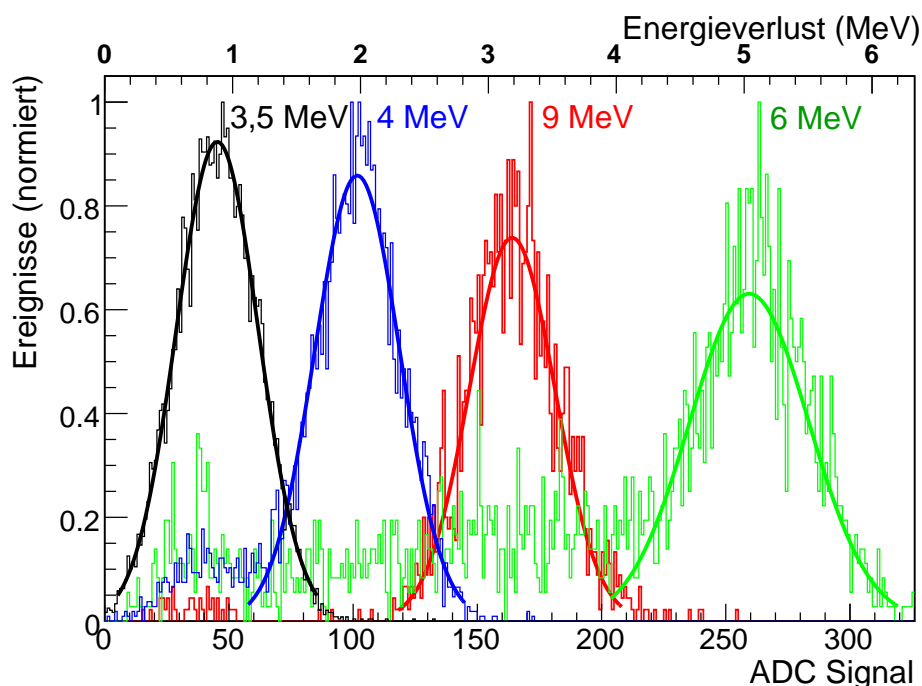


Abbildung 5.18: ADC Signal eines Clusters aus 5 Streifen um den zentralen Streifen 90 im Sensor S2, p-Seite des Moduls 8. Der Energieverlust bei 9 MeV wurde zur Kalibration der Energieachse herangezogen und beträgt ca. 3 MeV entsprechend Abbildung 5.16. Die Punkte bei 3,5, 4 und 6 MeV sind Messungen mit vorgeschaltetem Triggerszintillator bei welcher die Protonen im Siliziumsensor gestoppt werden. Sie deponieren die gesamte verbleibende Protonenenergie nach dem Durchgang durch den Triggerszintillator entsprechend Abbildung D.2, dies sind ca. 1, 2 bzw. 5 MeV

Diese Größe ist in Abbildung 5.20 aufgetragen und im Anhang A tabellarisch aufgelistet. Zusammen mit der relativen Kalibration (siehe unten) dient sie im folgenden Einsatz im HERMES Rückstoßdetektor zur Berechnung des tatsächlichen Energieverlustes. In mittleren Energiebereichen erlaubt dies unter Rückgriff auf Energieverlusttabellen die Ermittlung des ursprünglichen Teilchenimpulses.

Berücksichtigung der Auslesefolien

In Bereichen, in welchen die Siliziumsensoren von den Auslesefolien abgeschattet werden (siehe Abbildung 4.3) erfahren die Protonen einen Energieverlust, bevor sie das aktive Detektormaterial erreichen. Abbildung 5.21 zeigt eine Simulation des Energieverlustes mittels SRIM[Zie06]. In Folge ist der Energieverlust in den Siliziumzählern bei der Mes-

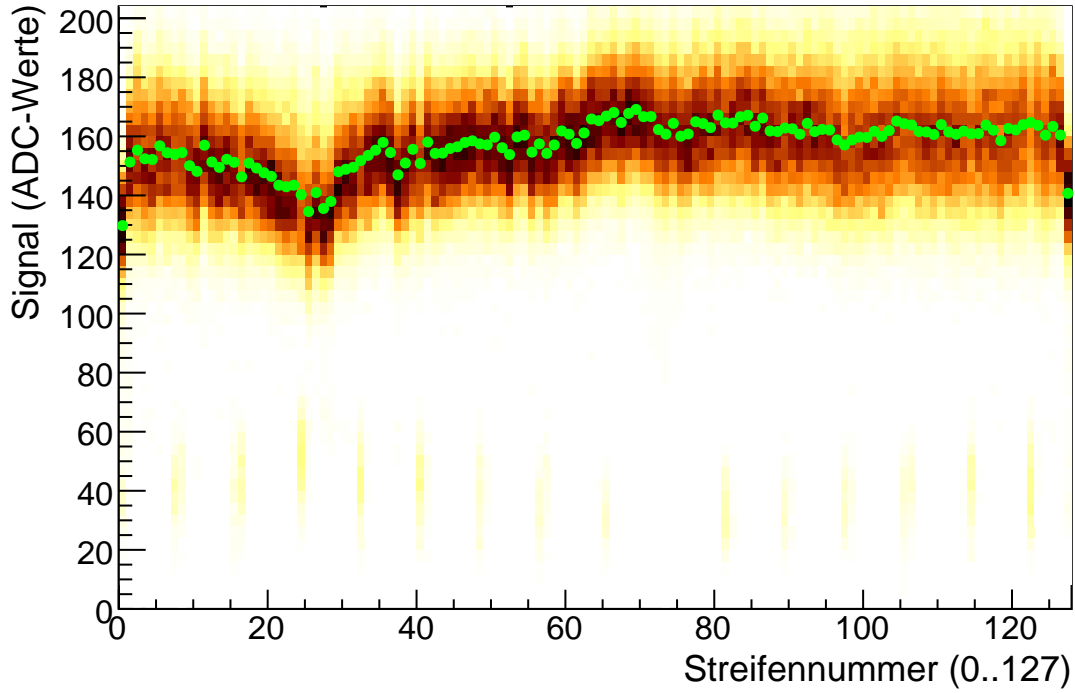


Abbildung 5.19: ADC Signal von Clustern aus 5 Streifen für alle Streifen des Sensors S2, p-Seite, Modul 8 bei 9 MeV Strahlenergie. Die grünen Punkte stellen jeweils den Mittelpunkt eines Gaußfits an die Daten der einzelnen Streifen dar.

sung mit 9 MeV entsprechend Abbildung 5.16 erhöht. Simulationen mit SRIM liefern die folgende Gleichung (analog zu Gl. 5.23) für den Energieverlust bei 9 MeV Strahlenergie in den durch die Auslesefolien abgeschatteten Streifen:

$$dE_{\text{ff},9\text{MeV}} = (3212 \pm 60)\text{keV} + 13,22 \frac{\text{keV}}{\mu\text{m}} \cdot (d - 300 \mu\text{m}). \quad (5.26)$$

Zur Ermittlung der betroffenen Streifen können die Messungen mit geringerer Strahlenergie herangezogen werden: Bei der Messung mit 4 MeV Strahlenergie verlieren die Protonen einen signifikanten Anteil der Energie in den Auslesefolien, bei kleineren Strahlenergien werden sie dort komplett gestoppt und die entsprechenden Streifen zeigen kein Signal. Man erkennt dabei die folgende Aufteilung in freie bzw. abgeschattete Auslesekanälen:

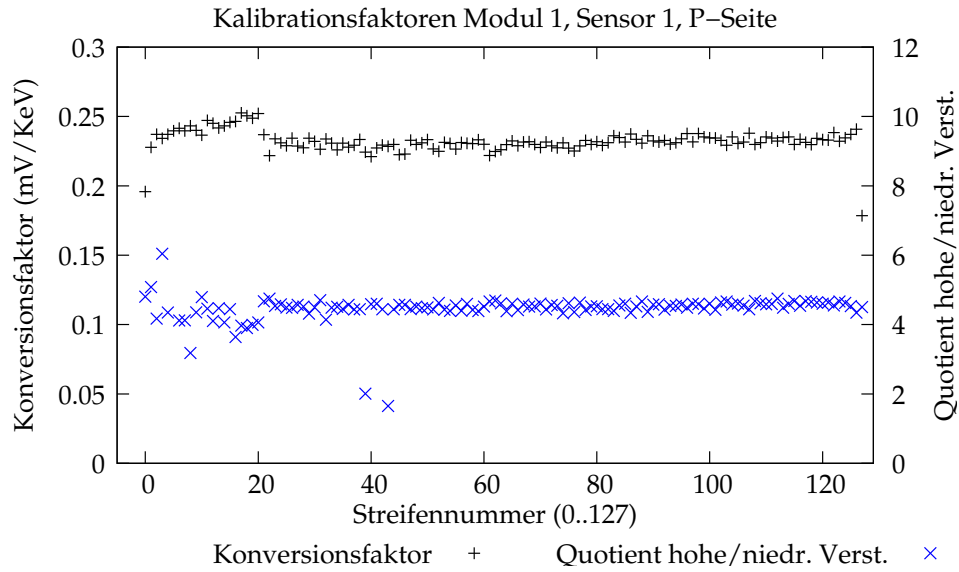


Abbildung 5.20: Konversionsfaktor ρ und der relative Verstärkungsfaktor zwischen Streifen hoher und niedriger Verstärkung r_{LH} (siehe Anhang A) für den Sensor 1, P-Seite des Detektormoduls 01.

Siliziumsensor	Auslesekanäle/Streifen	
	frei	abgeschattet
Sensor 1, p-Seite	22 – 127	0 – 21
Sensor 1, n-Seite	0 – 107	108 – 127
Sensor 2, p-Seite	0 – 127	—
Sensor 2, n-Seite	0 – 127	—

Ein Beispiel für den Einfluß der Auslesefolien zeigt Abbildung 5.22. Hierbei ist sowohl die Zunahme der Energiedeposition bei 9 MeV als auch die Abnahme bei 6 MeV zu erkennen:

- Bei der Messung mit 9 MeV können die Protonen den Siliziumsensor durchdringen. Verlieren sie in den Auslesefolien einen Teil ihrer Energie so ist der Energieverlust im Silizium erhöht.
- Werden die Protonen im Siliziumzähler gestoppt (6 MeV), so wird deren gesamte Energie registriert, der Energieverlust in den Auslesefolien führt zu einem erniedrigten Signal.

Die korrigierten Datenpunkte der Messung mit 9 MeV, welche auch für die absolute Energiekalibration verwendet wurden, sind entsprechend des Quotienten aus Gl. 5.23

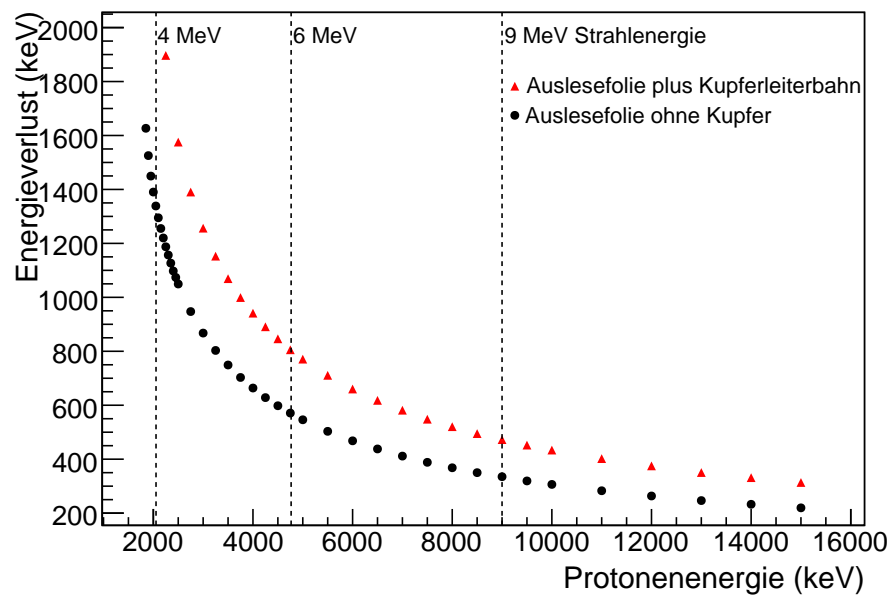


Abbildung 5.21: Energieverlust von Protonen in den Auslesefolien der Siliziummodule, Simulation mit SRIM[Zie06]. Bei den Datenpunkten mit 6 und 4 MeV Strahlenergie haben die Protonen im Szintillator bereits Energie verloren bevor sie die Flexfoils erreichen. Bei noch geringeren Energien werden die Protonen in den Auslesefolien gestoppt.

und 5.26 skaliert. Die Korrektur der 6 MeV-Daten erfolgte durch Anpassung der Mittelwerte von abgeschatteten sowie direkt getroffenen Streifen.

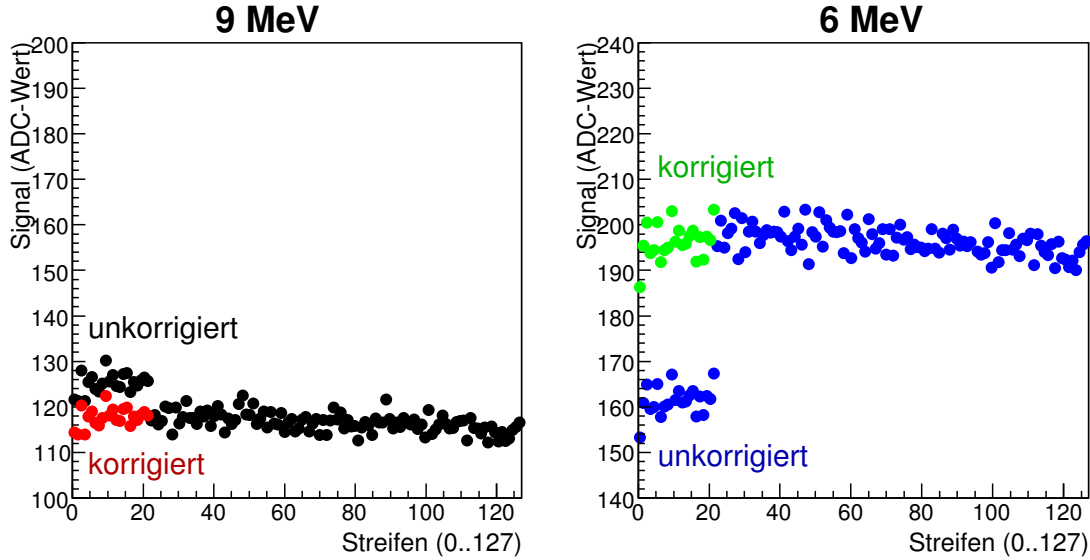


Abbildung 5.22: Einfluss der Auslesefolien auf die Kalibrationsdaten bei der Messung mit 6 (blau, grün) und 9 MeV (schwarz, rot) an Detektor 12, Sensor 1, p-Seite. Die 9 MeV-Daten sind entsprechend dem Ergebnis von Simulationen skaliert, die Datenpunkte der Messung mit 6 MeV durch Anpassung des Mittelwertes von durch die Auslesefolien abgeschatteten bzw. nicht abgeschatteten Streifen.

Beim Betrieb im HERMES-Experiment werden die Einflüsse dieser Auslesestreifen gesondert simuliert, da sie aufgrund der hoch nichtlinearen Abhängigkeit des Energieverlustes vom Teilchenimpuls nicht als einfacher Korrekturfaktor in die Ermittlung des rekonstruierten Energieverlustes im Gesamtdetektor eingehen können.

5.4.4 Relative Kalibration

Bei den Messungen mit vorgeschaltetem Triggerszintillator wurde die Energieunschärfe des Strahls durch diesen Massebelag stark erhöht. Daher folgte die Kalibration der Kanäle mit hoher Verstärkung relativ zu den Kanälen mit niedriger Verstärkung, indem ereignisweise der Quotient aus den Clustersignalen in beiden Kanälen histogrammiert wurde (Siehe Abb. 5.23).

Unter der Annahme einer idealen Verstärkerkurve bleibt dieser Quotient unabhängig

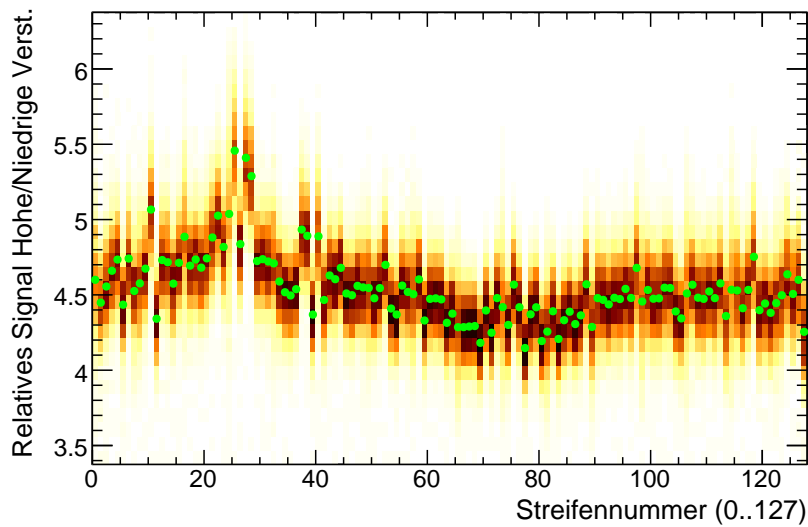


Abbildung 5.23: Verhältnis zwischen dem Verstärkungsfaktor von Streifen mit hoher und niedriger Verstärkung, Modul 8, Messung mit 4 MeV, p-Seite des Sensors S2.

von der absoluten Energiedeposition konstant und die Messung kann daher auch mit dem in diesem Fall stark verschmierten Energiespektrum durchgeführt werden. Auch eine Korrektur des Einflusses der Auslesefolien ist hierbei nicht nötig.

5.4.5 Übersprechen

Zur Ermittlung der Stärke des Übersprechens wurden der relative Anteil eines Streifens innerhalb eines Clusters von 5 Nachbarstreifen am Gesamtsignal histogrammiert sowie der Schwerpunkt dieser Verteilung ermittelt. Hierbei fällt ins Auge, daß sich aufgrund der Signalführung im Inneren des HELIX-Chips das Übersprechen zwischen geraden und den folgenden ungeraden Kanälen erhöht (*Problem #8* in [FB⁺99]). Die Folge ist ein kammartiges Muster wie man es in der oberen Hälfte von Abbildung 5.24 erkennt. Diese zeigt das entsprechende Histogramm, wobei in der unteren Hälfte die einzelnen Streifen umsortiert wurden. Man erkennt daraufhin die unterschiedliche Stärke des Übersprechens in den linken bzw. rechten Teilabbildungen, das Kamm-Muster ist nach der Umsortierung stark unterdrückt.

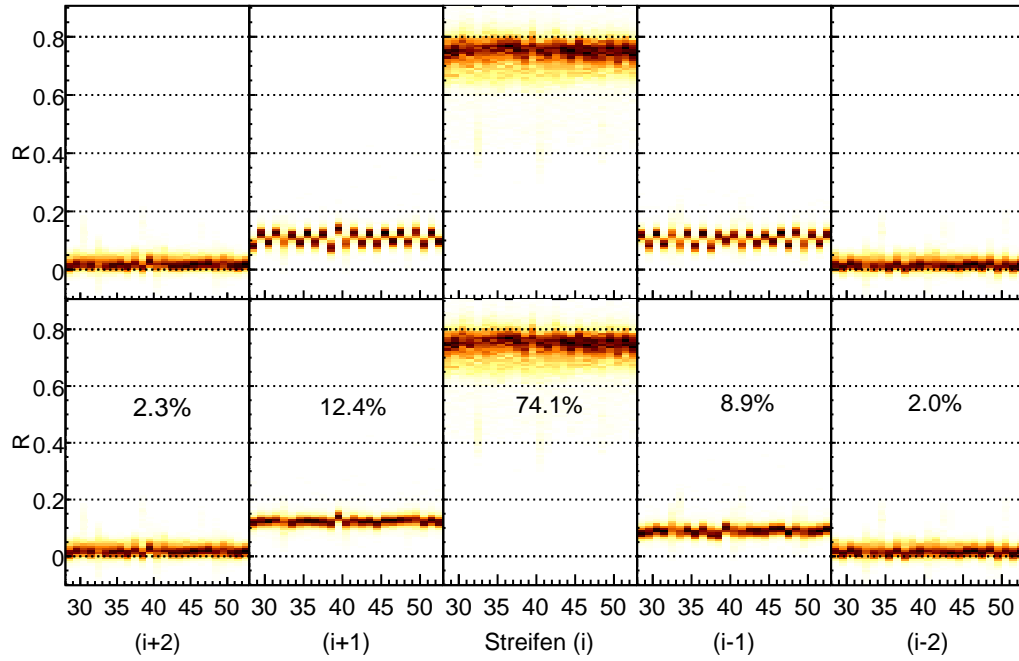


Abbildung 5.24: Relativer Anteil R des Signals in der Umgebung eines getroffenen Streifens an der Summe dieser Signale. p-Seite des Detektormoduls 4 bei der Messung mit 9 MeV Protonen. Gezeigt ist der Anteil im Kanal i bei einem Treffer des Streifens $i + 2$, $i + 1$, i , $i - 1$ bzw. $i - 2$. In der unteren Hälfte ist dieser Streifenoffset jeweils für gerade i invertiert, das Kamm-Muster ist daraufhin unterdrückt (siehe Text). Die Prozentangaben entsprechen dem Mittelwert der abgebildeten Verteilungen.

5.4.6 Winkelabhängigkeit (GSI)

Während der Strahlzeit an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) wurden Daten an einem gemischten Protonen- und Pionenstrahl, mit verschiedenen Teilchenimpulsen sowie unter verschiedenen Winkeln genommen. Der hierfür verwendete Prototyp konnte jedoch nur in einer Detektorebene (Sensor 1, p-Seite) einseitig ausgelesen werden. Dennoch konnten hierbei die grundlegende Funktionsweise des Detektors untersucht werden. Typische Energiespektren dieser Messungen zeigt Abbildung 5.10. Aufgrund des hohen Impulses sind hierbei die Energiedepositionen deutlich geringer als bei den Messungen am Tandembeschleuniger. Bei den Messungen an Protonen mit einem Impuls von $900 \frac{\text{MeV}}{c}$ liegt das Signal daher bereits teilweise unterhalb der Schwelle für die Treffererkennung.

Ein Beispiel für die Winkelabhängigkeit der Energiedeposition im Detektor zeigt hierbei Abbildung 5.25. Hierbei erkennt man, daß sich die Zunahme der Energiedeposition bei einer Drehung um einen Winkel α sehr gut durch die Zunahme der Weglänge im Silizium $\propto \frac{1}{\cos \alpha}$ erklären lässt. Bei niedrigeren Impulsen ist dieser einfache Zusammenhang jedoch wegen der signifikanten Impulsänderung der Teilchen nicht mehr gegeben.

Die Abweichung von diesem Fit sind durch Ungenauigkeiten bei der Rotation des Detektorprototypen zu erklären, dieser musste manuell zwischen den einzelnen Messzyklen neu montiert werden.

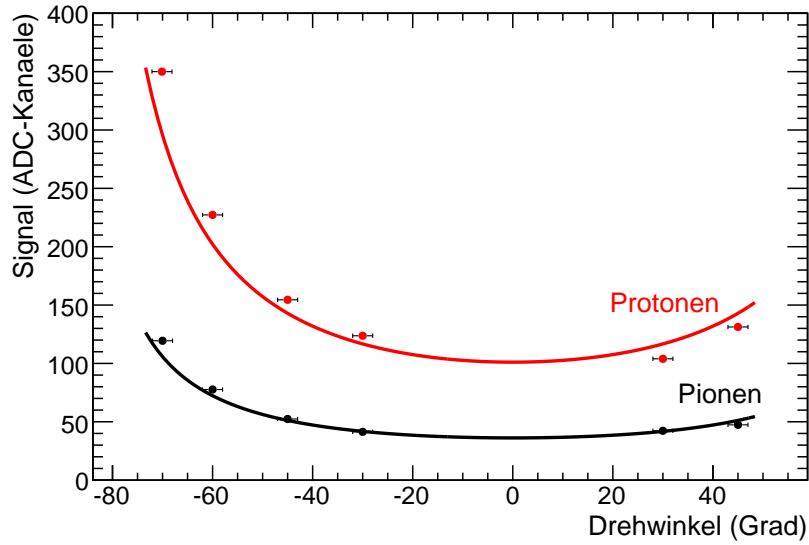


Abbildung 5.25: Winkelabhängigkeit der Energiedeposition bei der Messung an Protonen und Pionen mit einem Impuls von $600 \frac{\text{MeV}}{c}$. Aufgetragen ist das Gesamtsignal in einer Umgebung von 3 Streifen um den getroffenen Streifen von Sensor 1, p-Seite. Negative Drehwinkel entsprechen einer Drehung um eine in Abbildung 4.3 horizontal verlaufende Achse, positive Drehwinkel einer vertikalen Achse. Die eingezeichnete Funktion entspricht der durch den Drehwinkel verursachten Vergrößerung der effektiven Detektordicke $\propto \frac{1}{\cos \alpha}$.

Kapitel 6

Erste Daten des Rückstoßdetektors

Während der Winterpause zum Jahreswechsel 2005-2006 wurde der Rückstoßdetektor in HERMES eingebaut. Bis zur Abschaltung von HERA Ende Juni 2007 wurden daraufhin mit dem Rückstoßdetektor Daten an unpolarisierten Gastargets aufgezeichnet. Insgesamt wurden ca. 58 Millionen tiefinelastische Ereignisse registriert. Abbildung 6.1 zeigt die Zahl der tiefinelastischen Ereignisse als Funktion der jeweiligen Datennahmezeit in Tagen für die Messung an den Gassorten Wasserstoff und Deuterium sowie mit einem Elektronen- bzw. Positronenstrahl.

Zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit wurden bereits Teile der im HERMES Experiment mit dem Rückstoßdetektor genommenen Daten analysiert. Dabei handelt es sich zum Großteil um technische Untersuchungen, um die korrekte Funktionsweise der Einzeldetektoren sowie der Spurrekonstruktion sicherzustellen.

Abbildung 6.2 zeigt die Reihenfolge der Korrektur der Silizium-Messsignale während der Datennahme im HERMES Experiment. Dies ist analog zu Abbildung 5.14, in HERMES findet jedoch eine andere Form der Common-Mode-Unterdrückung Anwendung [HERMES08b]. Diese *Spline*-Methode verfeinert die in den HADC-Modulen (siehe Abschnitt 4.2.1) vorgenommene Korrektur, indem an 13 über jeden HELIX-Chip verteilte Stützstellen eine Spline-Funktion [Rei67] angenähert wird. Diese Funktion wird daraufhin von den Messsignalen der zwischen den Stützstellen liegenden Kanäle abgezogen. Unter den Bedingungen während der Datennahme in HERMES ermöglichte diese Art der Nachkorrektur eine deutliche Reduzierung des Rauschens der Siliziumdetektoren, dies zeigt der Vergleich des Histogramms unten links (HADC) mit der Teilabbildung unten rechts (Spline). Die deutlich geringere Breite aller Verteilungen, verglichen mit den Kalibrationsmessungen in Erlangen, ist aufwendigen Studien im Vorfeld des Einbaus in HERMES geschuldet, diese sind detailliert in [Pic07] beschrieben.

Ein Resultat dieser Optimierungen ist, daß während Messungen an kosmischer Höhenstrahlung das Signal dieser minimalionisierenden Teilchen mit einem Signal- zu Rausch-Verhältnis von ca. 5:1 registriert werden konnte, dies ist in Abbildung 6.3 dargestellt. Diese Messungen fanden zwischen einzelnen Beschleunigerfüllungen statt und dienen zur Überprüfung der Funktionsfähigkeit des Rückstoßdetektors. Darüberhinaus lieferten diese Messungen wertvolle Daten zur relativen Ausrichtung der einzelnen Subdetektoren.

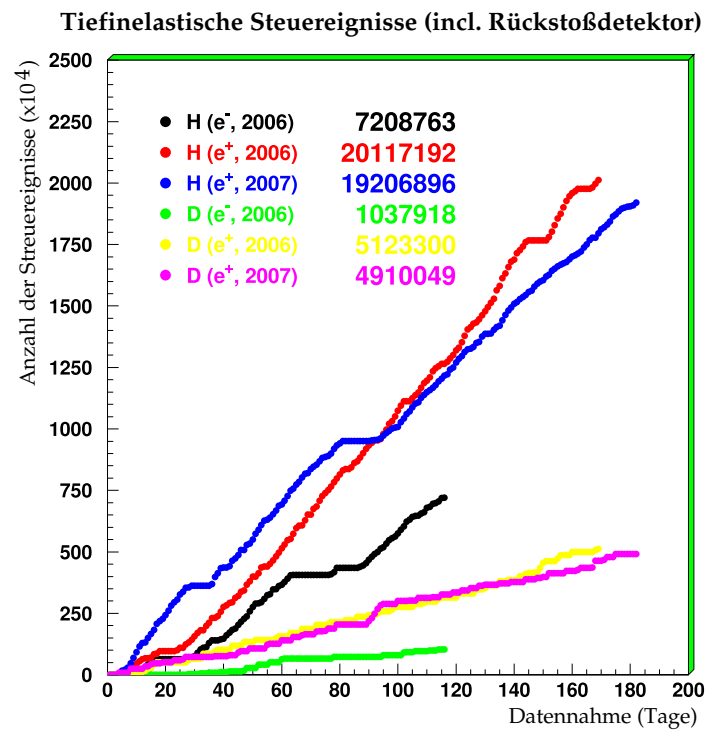


Abbildung 6.1: Anzahl der mit HERMES gemessenen tiefinelastischen Ereignisse an Wasserstoff und Deuterium der Jahre 2006 sowie 2007.

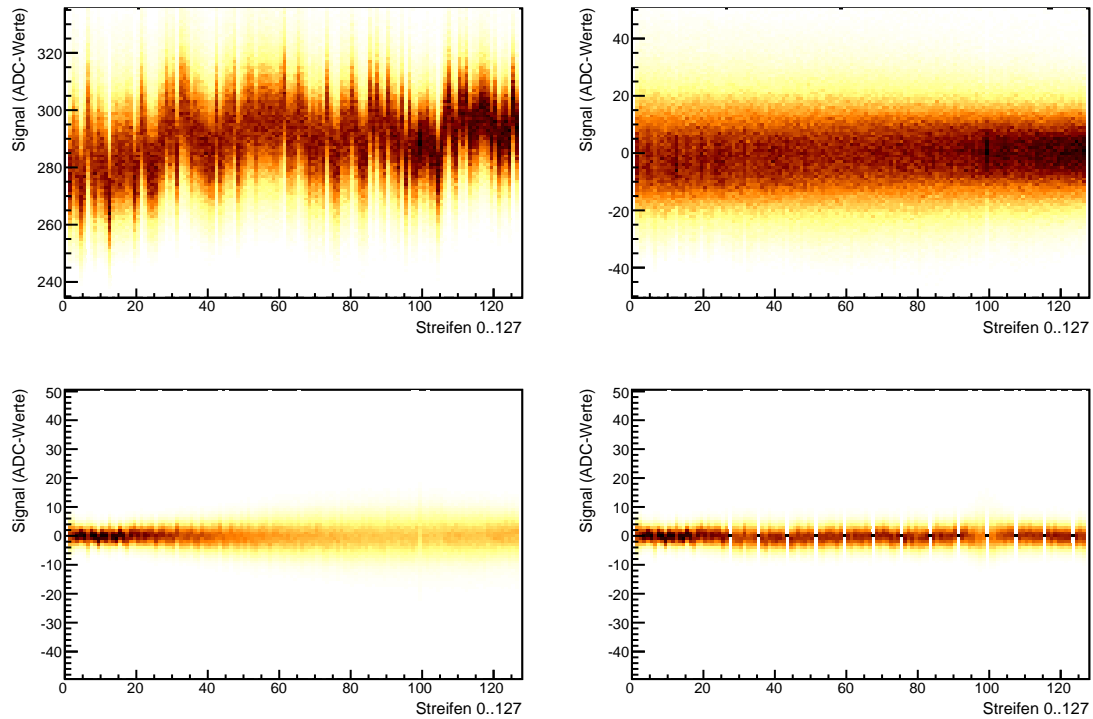


Abbildung 6.2: Korrektur der Silizium-Messsignale während der Datennahme im HERMES Experiment, Sensor 2, p-Seite eines inneren Siliziummoduls. In der Reihenfolge der Korrektur: Unkorrigierte Rohdaten (oben links), Pedestelsubtrahierte Daten (oben rechts), vom HADC Common-Mode-korrigierte Daten (unten links), mit einer Spline-Methode CM-korrigierte Daten (unten rechts).

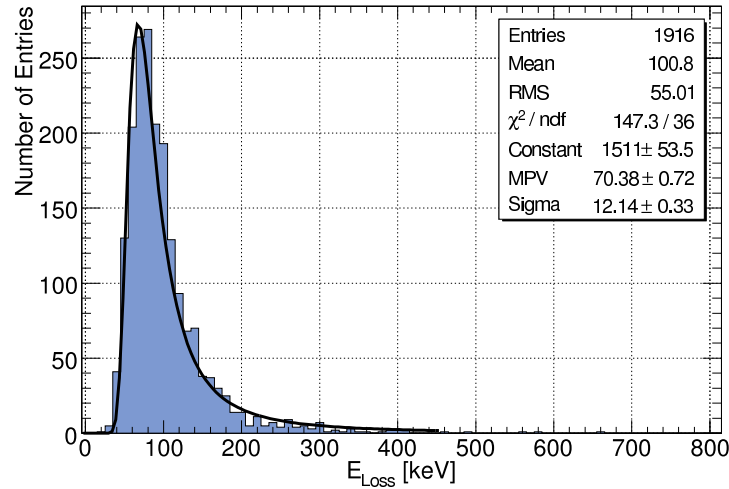


Abbildung 6.3: Energiedeposition von minimalisierenden Teilchen während der Datennahme an kosmischen Teilchen (aus [Pic07]).

Abbildung 6.4 zeigt ein zweidimensionales Histogramm, in welchem die Energiedepositionen von Protonen in den zwei Lagen des Siliziumdetektors gegeneinander aufgetragen sind. Der Durchstoßpunkt der ersten Lage befindet sich am linken Rand bei ca. 6 MeV Energiedeposition. Protonen mit einer höheren Energie, die jedoch immer noch in der zweiten Lage gestoppt werden, bilden die obere Kante des Dreiecks, die rechte Spitze den Durchstoßpunkt der äußeren Lage. Mit weiter zunehmender Energie wandert der Energieverlust in den beiden Lagen zum Häufungspunkt gleichmäßig niedrigen Energieverlustes nahe dem Koordinatenursprung. Die linke Abbildung entspricht hierbei Daten, welche mit dem Rückstoßdetektor aufgenommen wurden, die rechte Seite zeigt zum Vergleich eine Monte-Carlo-Simulation. Die deutlich schmalere Verteilung des Energieverlustes im Falle der Simulation ergibt sich daraus, daß Teilchen bei der realen Messung unter unterschiedlichen Winkeln auf die Sensoroberfläche treffen. Die Monte-Carlo-Studie dagegen simuliert nur den Fall einer senkrecht zum Siliziumzähler verlaufenden Protonenspur.

Die Impulsrekonstruktion anhand der Spurkrümmung im Magnetfeld ist in Abbildung 6.5 gezeigt. Hierbei ist der Energieverlust in der innersten Lage des Siliziumdetektors gegen den rekonstruierten Teilchenimpuls aufgetragen. Man erkennt deutlich getrennt die Signale, welche von Protonen sowie positiven und negativen Pionen erzeugt wurden.

Einen Ausblick auf die mit dem Rückstoßdetektor möglichen Verbesserungen in der Bestimmung der Asymmetrien bei der tiefvirtuellen Comptonstreuung gibt Abbildung

6.6. Hierbei wurde ein bestehendes Analyseprogramm auf die am unpolarisierten Gastarget genommenen Daten angewendet. Obgleich die Daten des Rückstoßdetektors hierbei nicht zur Unterdrückung des Untergrundes herangezogen wurden, ist im Vergleich zu Abbildung 2.6 bereits eine deutliche Verbesserung im statistischen Fehler festzustellen. Dies liegt an der hohen Luminosität, welche mit dem unpolarisierten Target des Rückstoßdetektors erreicht werden konnte. Diese liegt ca. eine Größenordnung über der des polarisierten Targets ($\approx 2 \dots 4 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$) an welchem bis zum Einbau des Rückstoßdetektors die überwiegende Zeit gemessen wurde.

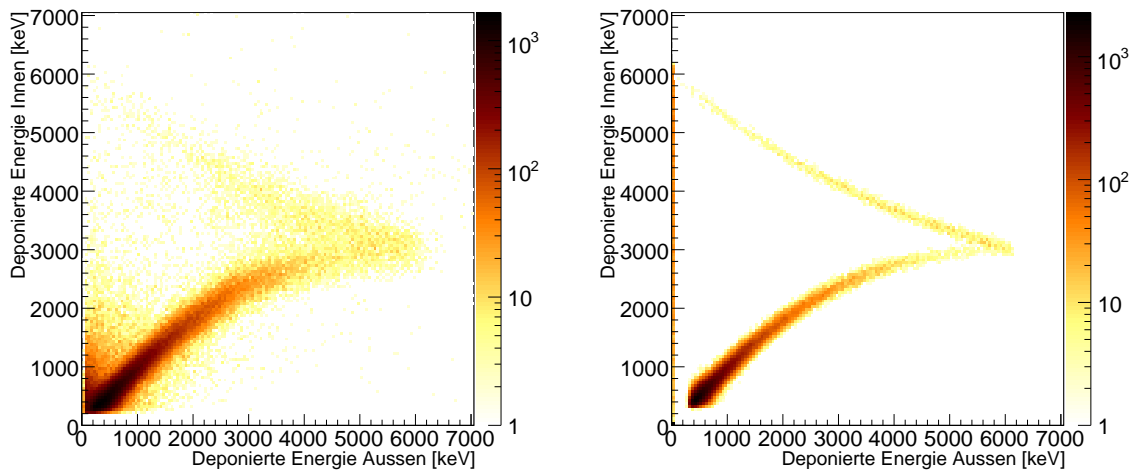


Abbildung 6.4: Energiedeposition in der inneren Lage des Si-Detektors, aufgetragen gegen die in der äußere Lage. Links: Messung mit dem Rückstoßdetektor, Rechts: Simulation mit GEANT4 bei senkrechtem Einfall der Protonen auf die Detektoroberfläche.

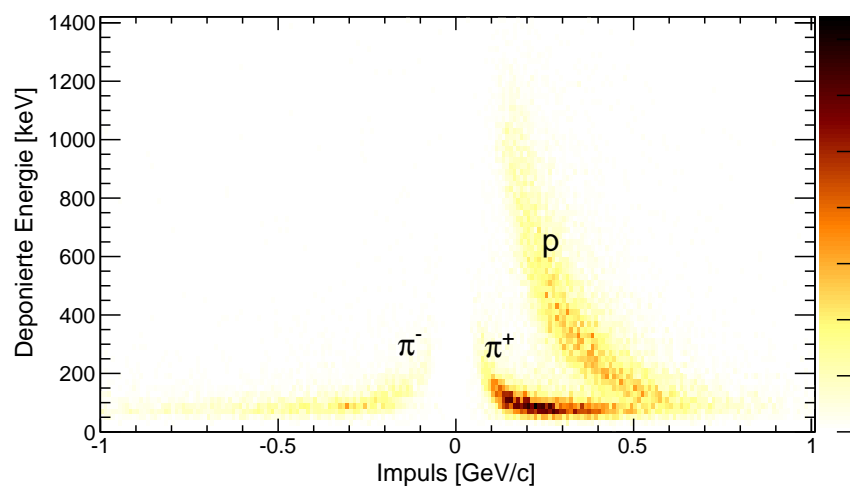


Abbildung 6.5: Energiedeposition in der inneren Lage des Si-Detektors, aufgetragen gegen den rekonstruierten Impuls.

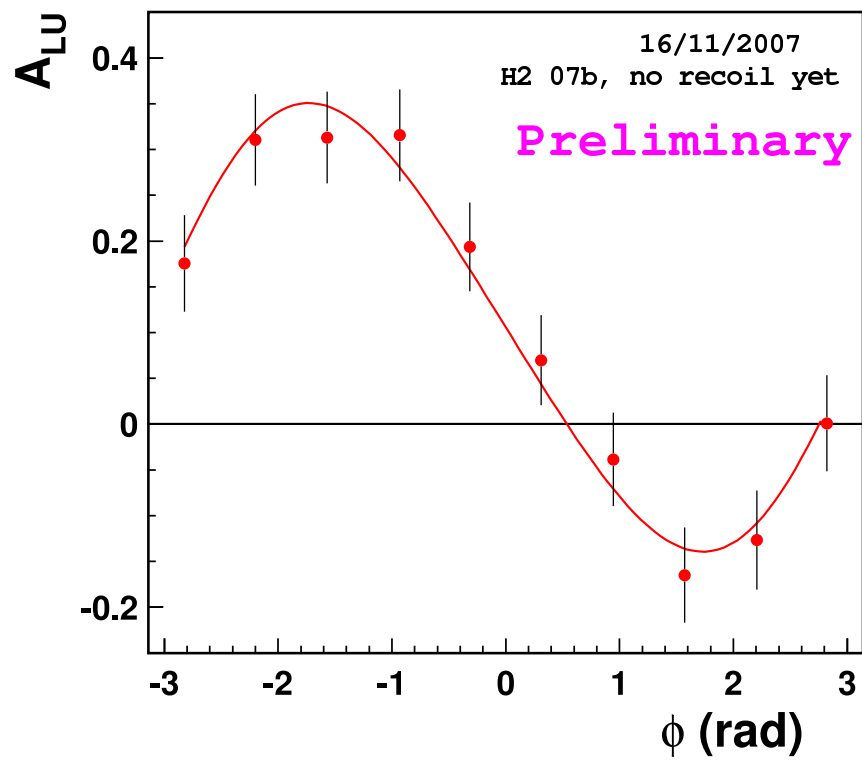


Abbildung 6.6: Vorläufige Analyse der Strahl-Spin Asymmetrien unter Verwendung der Daten des Jahres 2007. Durch die hohe Statistik der Messung am unpolarisierten Gastargets zeigt sich ein im Vergleich zu Abb. 2.6 deutlich ver-ringerter Fehler.

Kapitel 7

Zusammenfassung

Die Generalisierten Partonverteilungen stellen eine neuartige Beschreibung der Struktur des Nukleons dar. Sie vereinigen die traditionellen Formfaktoren und Quarkverteilungen zu einer zweidimensionalen Beschreibung und erlauben, z.B. durch Jis Summenregel, einen Zugriff auf einen weiteren Teil der Beiträge zum Nukleonspin, den Bahndrehimpuls der Quarks. Die Generalisierten Partonverteilungen können mittels exklusiver Prozesse gemessen werden, die Tiefvirtuelle Comptonstreuung stellt hierbei den einfachsten exklusiven Prozess dar. Asymmetrien im Wirkungsquerschnitt der Tiefvirtuellen Comptonstreuung können analytisch auf die Generalisierten Partonverteilungen zurückgeführt werden.

Das HERMES-Experiment kann diese Asymmetrien messen, indem die Exklusivität der Ereignisse durch Schnitte auf die invariante Masse eines nicht beobachteten Rückstoßteilchens sichergestellt wird. Auf diese Art wurden bereits die Strahlladungs-, die Strahls핀- sowie die transversale Targetspinasymmetrie erfolgreich extrahiert. [HERMES08a, HERMES01a, Mur07]

Eine deutliche Verbesserung in der Messung der tiefvirtuellen Comptonstreuung stellt der direkte Nachweis des Rückstoßteilchens dar. Dies ermöglicht der Rückstoßdetektor, um welchen HERMES im Jahr 2005 erweitert wurde. Dieser Detektor besteht aus drei Subdetektoren: einem Photonenzähler, einem Ring aus szintillierenden Fasern sowie dem direkt im Beschleunigervakuum betriebenen Siliziumdetektor, welcher die Zelle zur Speicherung des Targetgases umgibt. Eine Impulsrekonstruktion ermöglicht das supraleitende Solenoid mit einer Feldstärke von 1 T, welches den Detektor einschließt.

Der Siliziumzähler, dessen Kalibration den zentralen Teil dieser Arbeit bildet, besteht aus 8 Modulen, welche den Elektronenstrahl des HERA-Beschleunigers rautenförmig in zwei Lagen umgeben. Ein Modul fasst zwei Mikrostreifenzähler mit jeweils 128 Streifen pro Seite, die resultierenden 4096 einzelnen Detektorstreifen werden jeweils mit hoher und niedriger Verstärkung ausgelesen.

Die Kalibration dieser Siliziumzähler wurde am Tandem-Beschleuniger des Physikalischen Instituts der Universität Erlangen durchgeführt. Dazu wurde im Rahmen dieser Arbeit entsprechende Messaufbauten erstellt und damit der Energieverlust sowie die Detektorantwort der Siliziumzähler bei verschiedenen Protonenenergien gemessen. Durch Vergleich mit entsprechenden Simulationen konnten verschiedene Detektorpara-

meter präzise ermittelt werden. Der relative Fehler der Kalibration der Detektormodule wurde auf $< 1\%$ abgeschätzt.

Seit dem Einbau des Rückstoßdetektors zum Jahreswechsel 2005/2006 und bis zur Abschaltung des HERA-Beschleunigers im Juni 2007 hat das HERMES-Experiment ca. 58 Millionen tiefinelastische Streuereignisse aufgezeichnet. Die Auswertung der Daten war zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Arbeit noch nicht abgeschlossen. Erste technische Analysen zeigen jedoch die Funktionsfähigkeit der Impulsrekonstruktion aus den Daten des Rückstoßdetektors. Darüberhinaus ist alleine durch die höhere Statistik der mit dem Rückstoßdetektor genommenen Daten ein signifikant geringerer Fehler bei der Ermittlung der Asymmetrien in der tiefvirtuellen Comptonstreuung festzustellen.

Kapitel 8

English Summary

Generalized parton distributions (GPDs) are a novel way to describe the structure of the nucleon. They unite traditional form factors and parton distributions to become a multi-dimensional view of the nucleon structure and allow the extraction of, for example, the contribution of the quark's angular momentum to the nucleon's spin via Ji's sum rule. Generalized parton distributions can be measured by analyzing asymmetries in the cross section of exclusive processes of which deep-virtual Compton scattering is the simplest one.

The HERMES experiment is able to measure these asymmetries ensuring the exclusivity of the event-sample via cuts on the invariant missing mass of the undetected recoil-particle. Using this method, beam-charge-, beam-spin- and transversal target-spin asymmetries have been extracted successfully [HERMES08a, HERMES01a, Mur07].

Measurement of the deep-virtual Compton-scattering process can be improved significantly by detecting the recoil particle directly. This was made possible by the installation of the Recoil Detector into HERMES in the year 2005. This detector consists of three sub-detectors: A photon detector, a multi-layered scintillating fibre tracker and the silicon detector which is operated directly in the scattering chamber in the ultra-high vacuum of the accelerator. Momentum reconstruction is made possible through the magnetic field of 1 T that is provided by a superconducting solenoid.

The silicon-counter which was calibrated in the course of this work consists of 8 modules that surround the lepton beam in a double-layered rhombus shape. One module consists of two microstrip sensors with 128 readout strips per side. This results in a total of 4096 strips for the whole detector that are read out simultaneously with high- and low amplification.

The calibration was carried out at the Tandem Accelerator that is operated by the Physics Institute of the University of Erlangen. The energy loss and the detector response of the silicon detectors have been analyzed at various proton energies. By comparing detector response with simulations several detector parameters were determined with high precision. The relative error of the energy calibration has been estimated to $< 1\%$.

Since the installation of the Recoil Detector in 2005 and until the last fill of HERA in June 2007, the Recoil Detector has recorded around 58 million deep-inelastic scattering events. Analysis of this data has been ongoing until publication of this thesis but first

technical analyses demonstrate that the detector is able to reconstruct particle tracks and momenta as planned. Furthermore the increased statistics of the data taken alone can significantly reduce the statistical errors in the measured asymmetries of the deep-virtual Compton scattering process.

Anhang A

Kalibrationstabellen

Wegen der großen Anzahl an Messdaten sind im Folgenden nur die Kalibrationsfaktoren eines einzelnen Siliziumzählers aufgeführt. Eine vollständige Sammlung der Kalibrationsergebnisse findet sich auf dem Webserver der HERMES-Kollaboration unter der Adresse

<http://www.desy.de/~vogelchr/calib/>

In den Kalibrationstabellen entsprechen die Größen θ_p bzw. θ_n dem elektrischen Ausgangssignal des Moduls bei niedriger Verstärkung, normiert auf den Energieverlust für p- und n-Seite (siehe Gl. 5.21). r_{LH} ist der relative Unterschied im Verstärkungsfaktor zwischen den Kanälen mit niedriger und hoher Verstärkung.

A.1 Modul 01

Parameter	Sensor 1	Sensor 2
Sensordicke:	316 μm	312 μm
Energieverlust von 9 MeV Protonen im Sensor...		
... ohne Auslesefolien:	3239 keV	3189 keV
... mit Auslesefolien:	3446 keV	3392 keV

Tabelle A.1: Kalibrationsfaktoren des Siliziummoduls 01

Str.	Sensor 1				Sensor 2			
	θ_p [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{LH,p}$ [1]	θ_n [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{LH,n}$ [1]	θ_p [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{LH,p}$ [1]	θ_n [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{LH,n}$ [1]
0	0.196	4.80	0.163	1.44	0.198	4.23	0.156	3.60
1	0.228	5.08	0.233	3.89	0.233	4.51	0.205	3.89
2	0.237	4.17	0.242	3.68	0.245	4.36	0.216	3.76
3	0.234	6.04	0.236	3.44	0.240	4.43	0.217	4.07
4	0.237	4.35	0.241	3.59	0.241	4.56	0.221	4.08
5	0.240	13.64	0.239	3.44	0.248	4.36	0.219	4.04
6	0.241	4.12	0.241	3.83	0.246	4.48	0.250	4.11

Tabelle A.1 – Kalibrationsfaktoren des Siliziummoduls 01 – Fortsetzung

Str.	Sensor 1				Sensor 2			
	θ_p [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH,p}}$ [1]	θ_n [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH,n}}$ [1]	θ_p [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH,p}}$ [1]	θ_n [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH,n}}$ [1]
7	0.240	4.12	0.236	3.70	0.246	4.41	0.256	4.10
8	0.243	3.18	0.234	3.66	0.248	4.35	0.218	4.05
9	0.240	4.35	0.232	3.79	0.244	4.64	0.222	4.10
10	0.236	4.79	0.219	3.79	0.246	4.35	0.216	4.12
11	0.247	4.46	0.214	3.69	0.243	4.51	0.228	3.92
12	0.245	4.10	0.200	4.00	0.239	4.57	0.214	4.14
13	0.242	4.47	0.195	4.01	0.242	4.47	0.216	4.08
14	0.243	4.06	0.191	4.00	0.248	4.52	0.221	4.18
15	0.246	4.44	0.180	4.09	0.241	4.59	0.217	3.95
16	0.246	3.64	0.178	4.12	0.247	4.45	0.247	4.17
17	0.253	3.97	0.180	4.17	0.249	4.41	0.221	3.96
18	0.250	3.90	0.184	4.01	0.249	4.37	0.216	3.98
19	0.249	3.99	0.184	4.05	0.243	4.71	0.215	4.19
20	0.252	4.06	0.187	4.09	0.246	4.47	0.215	3.91
21	0.237	4.67	0.183	3.98	0.249	4.45	0.210	4.14
22	0.222	4.75	0.181	4.15	0.244	4.58	0.212	4.24
23	0.234	4.54	0.187	4.01	0.246	4.48	0.214	4.00
24	0.231	4.58	0.178	4.21	0.243	4.60	0.220	4.17
25	0.229	4.49	0.179	4.16	0.244	4.61	0.217	4.24
26	0.234	4.48	0.181	4.19	0.245	4.53	0.217	4.01
27	0.229	4.57	0.180	4.17	0.240	4.68	0.217	4.06
28	0.227	4.52	0.177	4.15	0.241	4.53	0.218	4.17
29	0.234	4.31	0.185	4.07	0.242	4.58	0.227	4.24
30	0.232	4.50	0.187	4.11	0.246	4.47	0.216	4.18
31	0.226	4.70	0.186	4.14	0.236	4.64	0.212	4.25
32	0.234	4.14	0.187	4.12	0.238	4.62	0.217	4.19
33	0.231	4.48	0.185	4.13	0.232	4.64	0.214	4.14
34	0.226	4.51	0.187	4.10	0.232	4.79	0.212	4.17
35	0.231	4.45	0.193	4.00	0.238	4.64	0.217	3.99
36	0.228	4.57	0.187	4.13	0.241	4.62	0.225	4.28
37	0.229	4.44	0.190	4.12	0.243	4.48	0.211	4.21
38	0.233	4.44	0.194	4.09	0.251	4.38	0.217	4.23
39	0.224	2.01	0.194	4.05	0.246	4.54	0.211	4.26
40	0.221	4.59	0.192	4.16	0.247	4.43	0.208	4.29
41	0.227	4.60	0.200	3.91	0.255	4.30	0.210	4.19

Tabelle A.1 – Kalibrationsfaktoren des Siliziummoduls 01 – *Fortsetzung*

Str.	Sensor 1				Sensor 2			
	θ_p [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH},p}$ [1]	θ_n [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH},n}$ [1]	θ_p [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH},p}$ [1]	θ_n [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH},n}$ [1]
42	0.229	4.44	0.196	4.08	0.247	4.51	0.208	4.36
43	0.228	1.65	0.198	4.07	0.250	4.39	0.206	4.34
44	0.230	4.44	0.195	4.08	0.253	4.36	0.210	4.26
45	0.223	4.57	0.196	4.00	0.252	4.38	0.208	4.28
46	0.223	4.57	0.195	4.13	0.246	4.48	0.209	4.33
47	0.233	4.45	0.201	3.92	0.248	4.41	0.208	4.16
48	0.230	4.52	0.195	4.11	0.249	4.46	0.204	4.25
49	0.231	4.47	0.194	4.04	0.248	4.50	0.209	4.58
50	0.233	4.50	0.197	4.05	0.254	4.37	0.209	4.82
51	0.227	4.44	0.197	4.02	0.254	4.39	0.207	4.96
52	0.225	4.62	0.196	4.14	0.255	4.38	0.199	4.66
53	0.231	4.43	0.197	4.01	0.256	4.31	0.190	4.71
54	0.231	4.39	0.196	4.12	0.250	4.63	0.177	4.78
55	0.226	4.55	0.197	4.09	0.253	4.37	0.164	4.97
56	0.231	4.40	0.197	4.07	0.253	4.53	0.159	4.78
57	0.231	4.60	0.194	4.06	0.252	4.45	0.155	4.74
58	0.230	4.42	0.197	4.10	0.253	4.42	0.153	4.80
59	0.233	4.39	0.199	3.92	0.254	4.44	0.155	4.71
60	0.230	4.52	0.196	4.11	0.254	4.41	0.155	4.72
61	0.222	4.66	0.195	4.14	0.249	4.43	0.158	4.77
62	0.225	4.69	0.195	4.12	0.253	4.43	0.174	4.70
63	0.226	4.61	0.193	4.09	0.255	4.38	0.161	4.74
64	0.230	4.38	0.190	4.22	0.247	4.60	0.163	4.72
65	0.232	4.60	0.193	4.03	0.253	4.26	0.155	4.78
66	0.229	4.42	0.194	4.09	0.254	4.33	0.141	38.06
67	0.232	4.58	0.190	4.18	0.255	4.41	0.080	11.12
68	0.232	4.52	0.191	4.12	0.254	4.36	0.115	9.14
69	0.230	4.52	0.190	4.10	0.252	4.46	0.059	6.42
70	0.228	4.61	0.188	4.13	0.254	4.39	0.155	35.13
71	0.232	4.43	0.188	4.09	0.257	4.28	0.130	4.37
72	0.229	4.56	0.186	4.22	0.256	4.44	0.156	4.47
73	0.227	4.54	0.187	4.13	0.253	4.38	0.173	4.46
74	0.231	4.33	0.190	4.10	0.258	4.31	0.180	4.39
75	0.227	4.62	0.187	4.13	0.260	4.30	0.199	4.52
76	0.225	4.36	0.183	4.17	0.255	4.42	0.208	4.58

Tabelle A.1 – Kalibrationsfaktoren des Siliziummoduls 01 – Fortsetzung

Str.	Sensor 1				Sensor 2			
	θ_p [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH},p}$ [1]	θ_n [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH},n}$ [1]	θ_p [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH},p}$ [1]	θ_n [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH},n}$ [1]
77	0.229	4.63	0.189	4.05	0.257	4.35	0.199	4.37
78	0.233	4.42	0.187	4.13	0.253	4.41	0.200	4.40
79	0.230	4.53	0.187	4.19	0.250	4.47	0.201	4.14
80	0.232	4.53	0.188	4.14	0.261	4.33	0.249	3.27
81	0.229	4.44	0.184	4.21	0.258	4.28	0.186	4.42
82	0.231	4.45	0.187	4.27	0.254	4.44	0.185	4.59
83	0.236	4.39	0.189	4.17	0.261	4.35	0.187	4.44
84	0.235	4.55	0.188	4.27	0.252	4.51	0.190	4.37
85	0.232	4.60	0.187	4.19	0.256	4.42	0.186	4.49
86	0.237	4.34	0.190	4.16	0.259	4.39	0.189	4.45
87	0.233	4.52	0.187	4.21	0.255	4.43	0.186	4.55
88	0.231	4.67	0.180	4.33	0.255	4.48	0.188	4.52
89	0.236	4.37	0.186	4.18	0.255	4.37	0.197	4.45
90	0.232	4.57	0.185	4.17	0.258	4.35	0.192	4.51
91	0.232	4.59	0.181	4.25	0.254	4.40	0.189	4.61
92	0.233	4.43	0.184	4.26	0.259	4.40	0.195	4.47
93	0.230	4.54	0.184	4.31	0.256	4.48	0.189	4.46
94	0.231	4.54	0.180	4.29	0.256	4.45	0.192	4.59
95	0.234	4.58	0.182	4.15	0.260	4.38	0.200	4.65
96	0.238	4.49	0.179	4.39	0.254	4.54	0.190	4.60
97	0.232	4.60	0.176	4.42	0.255	4.38	0.189	4.63
98	0.238	4.59	0.184	4.29	0.262	4.34	0.189	4.55
99	0.235	4.46	0.184	4.32	0.259	4.40	0.191	4.62
100	0.235	4.60	0.177	4.36	0.257	4.43	0.185	4.52
101	0.234	4.43	0.182	4.31	0.262	4.35	0.200	4.69
102	0.233	4.64	0.181	4.24	0.258	4.37	0.197	4.76
103	0.229	4.67	0.175	4.37	0.252	4.59	0.186	4.84
104	0.235	4.57	0.179	4.29	0.225	6.94	0.185	4.72
105	0.231	4.61	0.178	4.34	—		0.185	4.78
106	0.232	4.55	0.177	4.43	0.251	4.50	0.193	4.82
107	0.238	4.44	0.182	4.29	0.260	4.35	0.187	4.74
108	0.230	4.68	0.183	4.39	0.260	4.43	0.182	4.84
109	0.231	4.62	0.200	-43.41	0.256	4.57	0.184	4.76
110	0.235	4.58	0.198	-5.81	0.262	4.37	0.179	4.70
111	0.234	4.59	0.196	0.06	0.260	4.47	0.178	4.93

Tabelle A.1 – Kalibrationsfaktoren des Siliziummoduls 01 – *Fortsetzung*

Str.	Sensor 1				Sensor 2			
	θ_p [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH},p}$ [1]	θ_n [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH},n}$ [1]	θ_p [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH},p}$ [1]	θ_n [$\frac{\text{mV}}{\text{keV}}$]	$r_{\text{LH},n}$ [1]
112	0.232	4.75	0.193	-13.60	0.259	4.42	0.183	4.90
113	0.235	4.49	0.199	-24.63	0.262	4.48	0.191	4.80
114	0.235	4.60	0.195	7.18	0.257	4.47	0.211	4.76
115	0.230	4.68	0.195	-17.78	0.260	4.52	0.185	4.99
116	0.234	4.54	0.208	-12.20	0.258	4.45	0.213	4.82
117	0.231	4.67	0.199	-18.14	0.259	4.43	0.185	4.81
118	0.230	4.66	0.199	-30.18	0.256	4.56	0.187	4.87
119	0.234	4.63	0.202	-19.11	0.258	4.50	0.206	4.81
120	0.233	4.60	0.198	2.21	0.256	4.45	0.208	4.86
121	0.233	4.64	0.195	0.87	0.256	4.49	0.188	4.85
122	0.238	4.55	0.193	-42.37	0.258	4.50	0.193	4.66
123	0.232	4.66	0.194	-16.63	0.255	4.55	—	—
124	0.235	4.62	0.189	-45.32	0.255	4.61	—	—
125	0.237	4.53	0.198	0.39	0.259	4.39	0.235	4.79
126	0.241	4.34	0.193	-62.89	0.252	4.38	0.116	4.45
127	0.179	4.51	0.155	-3.51	0.218	4.32	0.139	4.65

Anhang B

Korrektur des Übersprechens

Die Gleichung für die Korrektur des Übersprechens ergibt sich durch sukzessives Einsetzen des nach w_i aufgelösten Ausdrucks für die Signalverteilung auf mehrere Streifen (Gl. 5.6). Es gilt hierbei die Nomenklatur entsprechend Tabelle 5.1.

$$w_i = \frac{1}{z_i} (-w_{i-2}u_{i-2} - w_{i-1}r_{i-1} + s_i'' - w_{i+1}l_{i+1} - w_{i+2}k_{i+2}). \quad (\text{B.1})$$

Dies wird iteriert, wobei jedoch Nachbarstreifen in größerem Abstand ignoriert werden ($w_{i\pm o} \equiv 0$ für $o > 2$), darüberhinaus werden bei der 2. Iteration die Einflüsse der Streifen im Abstand 2 vernachlässigt:

$$w_{i,2,\text{gen}} = \frac{1}{z_i} (-w_{i-1}r_{i-1} + s_i'' - w_{i+1}l_{i+1}), \quad (\text{B.2})$$

sowie bei der 3. Iteration sämtliche Nachbarstreifen.

$$w_{i,3,\text{gen}} = \frac{s_i''}{z_i}. \quad (\text{B.3})$$

Man erhält schließlich den Ausdruck für das vom Übersprechen befreite Signal w_i :

$$w_i = (\mathfrak{K}s_{i-2}'' + \mathfrak{L}s_{i-1}'' + s_i'' + \mathfrak{R}s_{i+1}'' + \mathfrak{U}s_{i+2}'') \frac{1}{\mathfrak{N}} \quad (\text{B.4})$$

Die entsprechenden Faktoren \mathfrak{K} , \mathfrak{L} , \mathfrak{R} , \mathfrak{U} und \mathfrak{N} sind, bis zu einer Ordnung von l^4 , r^4 bzw. k^2 und u^2 :

$$\mathfrak{K} = \frac{r_{i-1}r_{i-2}}{z_{i-2}z_{i-1}} - \frac{u_{i-2}l_{i-1}r_{i-2}}{z_{i-2}^2z_{i-1}} - \frac{l_{i+1}u_{i-1}r_{i-2}}{z_{i+1}z_{i-1}z_{i-2}} - \frac{u_{i-2}}{z_{i-2}}, \quad (\text{B.5})$$

$$\mathfrak{L} = \frac{u_{i-2}l_{i-1}}{z_{i-2}z_{i-1}} + \frac{l_{i+1}u_{i-1}}{z_{i+1}z_{i-1}} - \frac{r_{i-1}}{z_{i-1}} - \frac{r_{i-1}r_{i-2}l_{i-1}}{z_{i-2}z_{i-1}^2}, \quad (\text{B.6})$$

$$\mathfrak{R} = \frac{r_{i-1}k_{i+1}}{z_{i-1}z_{i+1}} + \frac{k_{i+2}r_{i+1}}{z_{i+2}z_{i+1}} - \frac{l_{i+1}}{z_{i+1}} - \frac{l_{i+1}l_{i+2}r_{i+1}}{z_{i+1}^2z_{i+2}}, \quad (\text{B.7})$$

$$\mathfrak{U} = \frac{l_{i+1}l_{i+2}}{z_{i+2}z_{i-2}} - \frac{r_{i-1}k_{i+1}l_{i+2}}{z_{i-1}z_{i+1}z_{i+2}} - \frac{k_{i+2}r_{i+1}l_{i+2}}{z_{i+2}^2z_{i+1}} - \frac{k_{i+2}}{z_{i+2}}, \quad (\text{B.8})$$

$$\begin{aligned} \mathfrak{N} = & z_i - \frac{u_{i-2}k_i}{z_{i-2}} - \frac{r_{i-1}l_i}{z_{i-1}} - \frac{l_{i+1}r_i}{z_{i+1}} - \frac{k_{i+2}u_i}{z_{i+2}} + \frac{r_{i-1}r_{i-2}k_i}{z_{i-1}z_{i-2}} + \frac{u_{i-2}l_{i-1}l_i}{z_{i-2}z_{i-1}} \\ & + \frac{l_{i+1}u_{i-1}l_i}{z_{i+1}z_{i-1}} + \frac{r_{i-1}k_{i+1}r_i}{z_{i-1}z_{i+1}} + \frac{k_{i+2}r_{i+1}r_i}{z_{i+2}z_{i+1}} + \frac{l_{i+1}l_{i+2}u_i}{z_{i+1}z_{i+2}} \\ & - \frac{r_{i-1}r_{i-2}l_{i-1}l_i}{z_{i-2}z_{i-1}^2} - \frac{l_{i+1}l_{i+2}r_{i+1}r_i}{z_{i+1}^2z_{i+2}}. \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Anhang C

Kalibration der ACC

Um die Universalität der Erlanger Kalibrationen nicht durch einen festen Bezug zu einer ACC und einem HADC einzuschränken, mussten die Verstärkung der ACC-Module und auch der Konversionsfaktor der HADCs bekannt sein. Während die HADCs bereits kurz nach der Herstellung an der Universität Glasgow kalibriert wurden, war dies bei den ACC-Modulen nicht der Fall. (Abbildung C.4 zeigt ein Foto eines ACC-Moduls).

Zu diesem Zweck wurden mit einem Aufbau entsprechend Abb. C.3 alle ACCs kalibriert. Hierzu wurde ein kleine Schaltkreis angefertigt, welcher ein unsymmetrisches Eingangssignal von $\pm 5\text{ V}$ um einen bestimmten Faktor abschwächt und der ACC zuführt. Da darauf der gleiche Verstärkerchip (Maxim MAX435, [MAX435]) zum Einsatz kam, war dessen Ausgangsstufe äquivalent zu der der Siliziummodule und der ACC selbst.

Während nun ein Digital-zu-Analog-Wandler diesem Schaltkreis ein zwischen -5 V und $+5\text{ V}$ variierendes Signal zuführte, wurden Eingangs- und Ausgangsspannung der ACC mittels zweier Präzisionsmultimeter gemessen. Das Ergebnis einer dieser Messungen zeigt Abb. C.1.

Tabelle C.1 und Abbildung C.2 fassen die Kalibrationsmessungen an allen ACCs zusammen.

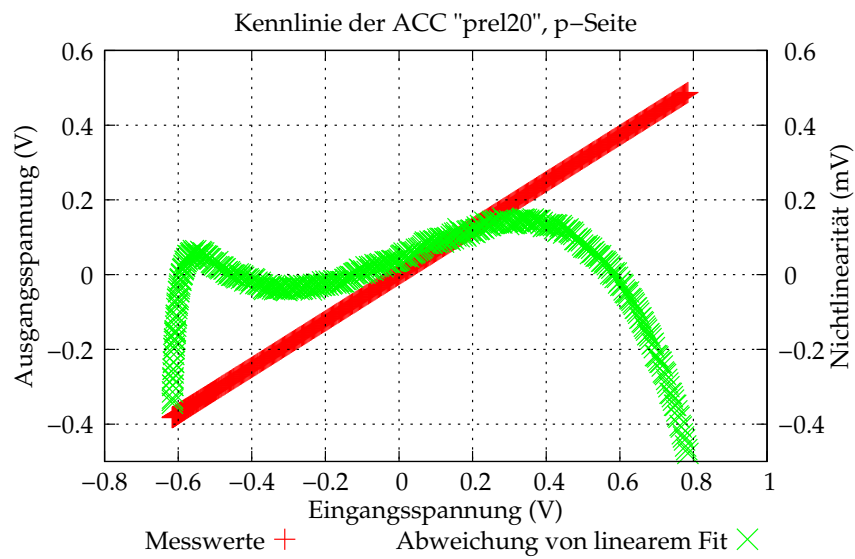


Abbildung C.1: Kalibration der ACC *prel20*, p-Seite. Aufgetragen sind die Kurven für das Ausgangssignal sowie die Abweichung von der idealen Verstärkerkennlinie. Der ermittelte Verstärkungsfaktor ist $g = 0.6212$, die Nichtlinearität liegt bei $\approx 0,1\%$.

Name	Faktor (p)	Offset (p) in mV	Faktor (n)	Offset (n) in mV
erlangen	0,5166	1,4	0,5136	1,4
prel10	0,6213	0,92	0,6217	0,92
prel11	0,6209	-0,69	0,6172	-0,69
prel12	0,6250	-2,1	0,6296	-2,1
prel13	0,6318	-0,97	0,6262	-0,97
prel14	0,6204	0,16	0,6207	0,16
prel15	0,6199	1,59	0,6173	1,59
prel16	0,6233	8,73	0,6299	8,73
prel17	0,6209	1,81	0,6238	1,81
prel18	0,6293	1,08	0,6246	1,08
prel19	0,6198	1,74	0,6236	1,74
prel20	0,6212	0,45	0,6234	0,45
prel21	0,6184	-0,31	0,6184	-0,31
prel22	0,6267	1,49	0,6179	1,49
prel23	0,6286	0,5	0,6241	0,5

Tabelle C.1: Verstärkungsfaktoren (g) aller für den HERMES Rückstoßdetektor eingesetzter ACCs.

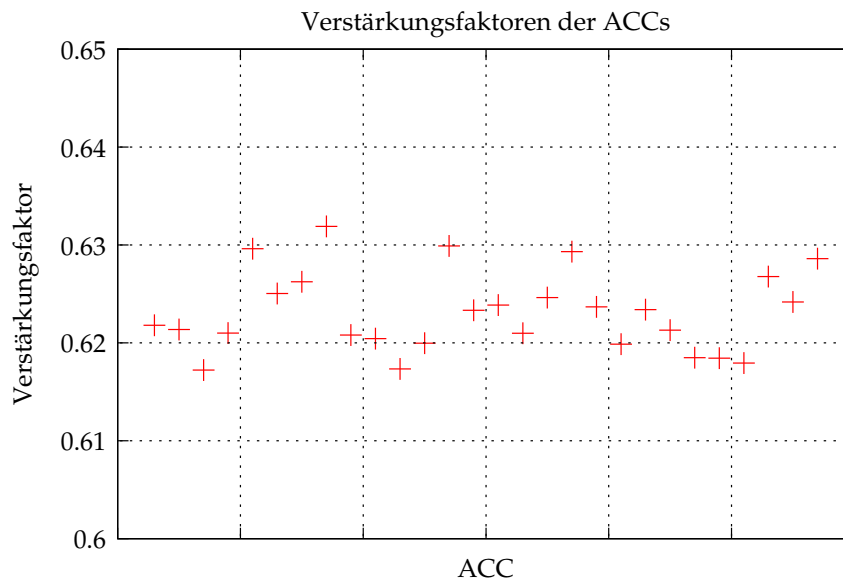


Abbildung C.2: Verstärkungsfaktoren aller bei HERMES verwendeter ACCs. Die Reihenfolge entspricht Tabelle C.1, die Streuung beträgt circa 2%.

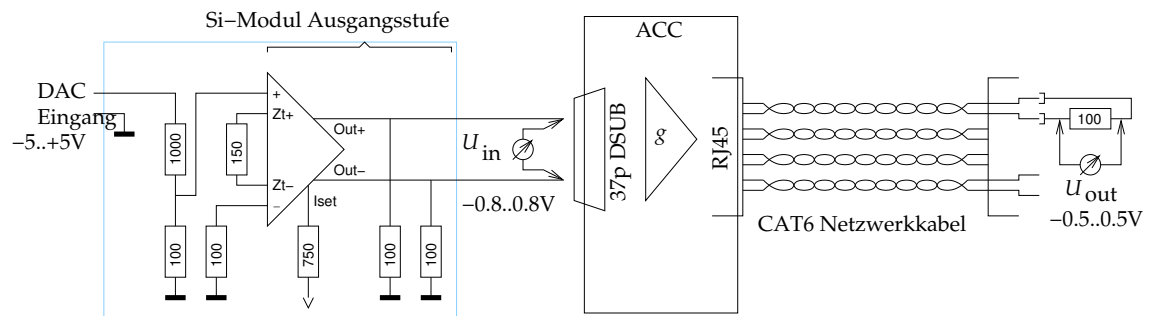


Abbildung C.3: Skizze der zur ACC Kalibration verwendeten Elektronik (siehe Text).

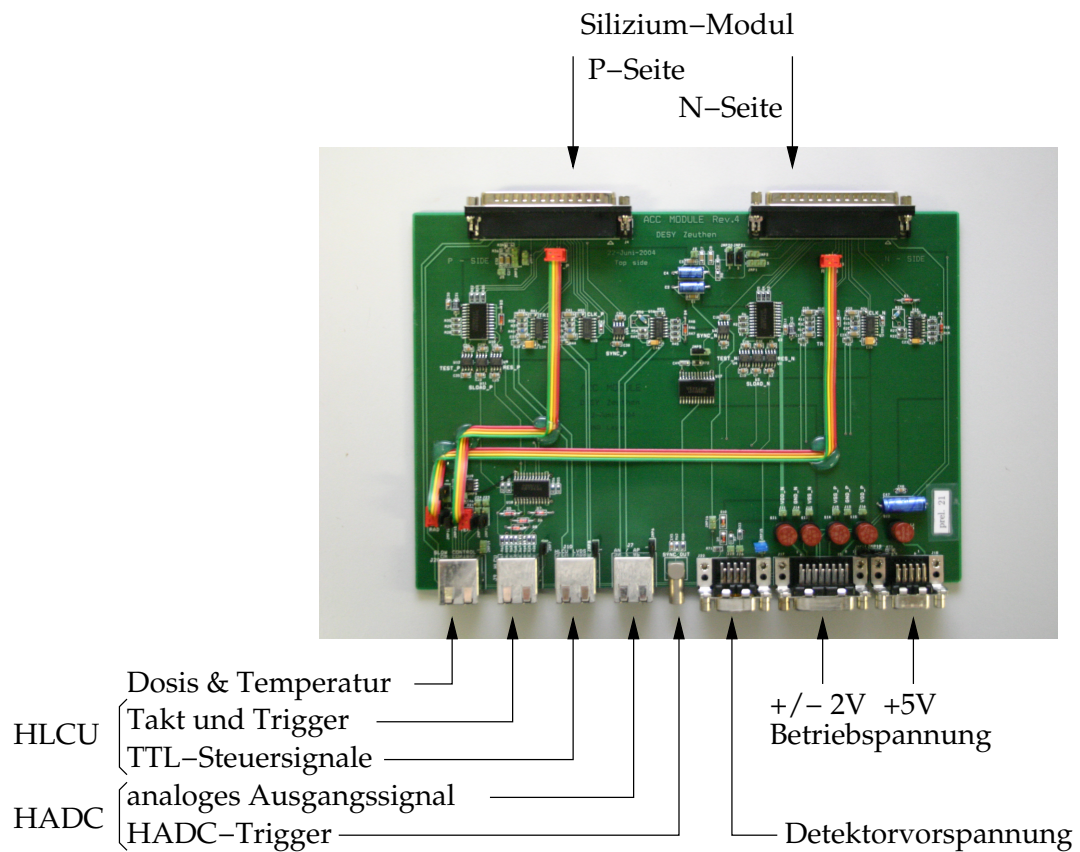


Abbildung C.4: Bild eines ACC-Moduls, die verschiedenen Anschlüsse sind mit Pfeilen gekennzeichnet.

Anhang D

Strahlenergie- und Szintillatorkalibration

Die kinetische Energie der im Tandem-Beschleuniger beschleunigten Teilchen wird durch Blenden am Eingang und Ausgang eines Umlenkmagneten bestimmt und die Magnetfeldstärke mit Hilfe einer Magnetresonanz-Sonde gemessen. Die für eine gegebene Energie benötigte Feldstärke im Umlenkmagneten und daraus folgend die Resonanzfrequenzen der Sonde liegen tabellarisch im Kontrollraum des Beschleunigers vor.

Um die systematischen Fehler dieser Energieeinstellung zu bestimmen und darüberhinaus die Energieunschärfe und ihre Verschlechterung durch einen eingebrachten Triggerszintillator zu ermitteln, wurden mehrere technische Strahlzeiten durchgeführt. Hierbei wurde im Messrahmen (siehe Abb. D.3) eine Oberflächensperrschichtdiode (EG&G Ortec, Ultra-TM) angebracht und mit einem Vielkanalzähler ausgelesen. Diese Diode wurde daraufhin anstelle eines Siliziumzählers in den Protonenstrahl gefahren.

Zur Kalibration der Diode wurde ein Eichpräparat mit den α -Strahlern ^{239}Pu , ^{241}Am und ^{244}Cm vermessen. Zur Kanaleichung wurden jeweils die beiden stärksten Linien der Isotope ^{239}Pu und ^{244}Cm herangezogen, durch Fitten mit einer kombinierten Gaußfunktion konnten daraufhin die drei stärksten Linien des Americiums mit einer Abweichung von $\approx 0,6\text{ keV}$ zum Literaturwert verifiziert werden. Die Auflösung des Messsystems für α -Teilchen wurden anhand dieser Linien auf $\sigma = 11\text{ keV}$ bestimmt. (Siehe Abb. D.1).

Mit dem kalibrierten Messsystem wurden daraufhin Spektren der Protonen des Tandembeschleunigers aufgenommen. Bei $3,4\text{ MeV}$ lag die Breite des Protonensignals bei $\sigma = 8,66\text{ keV}$, die Energieverteilung des Beschleunigers wurde daher zu $\sigma \leq 7\text{ keV}$ bzw. $\frac{\sigma_E}{E} \leq 2 \cdot 10^{-3}$ abgeschätzt.

Bei der Messung der Strahlenergie wurde festgestellt, daß die gemessene Protonenenergie im Bereich zwischen $3,3\text{ MeV}$ und 4 MeV um $\approx 60 \pm 20\text{ keV}$ unter der durch die Beschleunigereinstellung erwarteten Energie lag. Der systematische Fehler konnte nicht abschließend ergründet werden, eine Vermutung liegt in einer nicht optimalen Strahlage oder einer Inhomogenität des Feldes im 90° -Magneten.

Eine Abschätzung des relativen Fehlers bei der Kalibration mit 9 MeV Strahlenergie liefert eine Schwankung von $\pm 0,5\%$ aufgrund des unterschiedlichen Energieverlustes. Bei Messungen bei niedrigerer Strahlenergie und vorgeschaltetem Triggerszintillator ist diese Unsicherheit mit $\pm 2\%$ bei 4 MeV und $\pm 6\%$ bei $3,5\text{ MeV}$ deutlich größer. Bei diesen Energien wurden unter anderem deshalb nur relative Signalverhältnisse zwischen

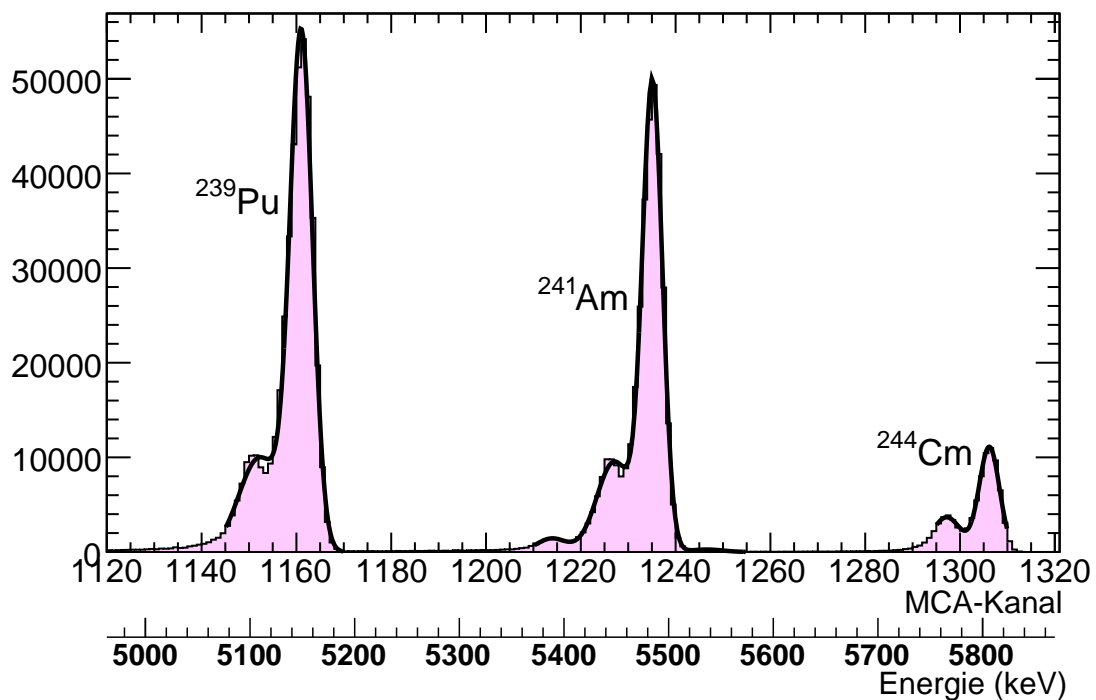


Abbildung D.1: Kalibration des Oberflächensperrschichtzählers mittels eines Eichpräparats.

Siliziumkanälen mit hoher und niedriger Verstärkung ermittelt.

Szintillatordicke

Um die niedrigen Tandemenergien dennoch für Konsistenzprüfungen heranziehen zu können, wurden in einer weiteren Strahlzeit Messungen zur Verifizierung der Szintillatordicke durchgeführt. Dazu wurde der Oberflächensperrschichtzähler hinter dem Triggerszintillator angebracht und im Energiebereich nahe des Durchstoßpunktes des Szintillators Energiespektren aufgezeichnet. In diesem Energiebereich ist die Abhängigkeit des Energieverlustes vom Massebelag sehr hoch, daher konnte auf diese Weise die tatsächliche Dicke sehr genau bestimmt werden. Abbildung D.2 zeigt die Messpunkte sowie Simulationen mit GEANT4 und SRIM. Bis auf die zwei Energien nahe dem Durchstoßpunkt beschreiben die Simulationen die Messung sehr genau. ($|E_{\text{SRIM}} - E_{\text{Messung}}| < 10 \text{ keV}$ für Energien $E_{\text{Strahl}} > 3,4 \text{ MeV}$).

Eine mögliche Erklärung der erhöhten gemessenen Energien im Bereich unterhalb von 3,4 MeV ist, daß die Oberflächensperrschichtdiode bei einem Stopp der Protonen na-

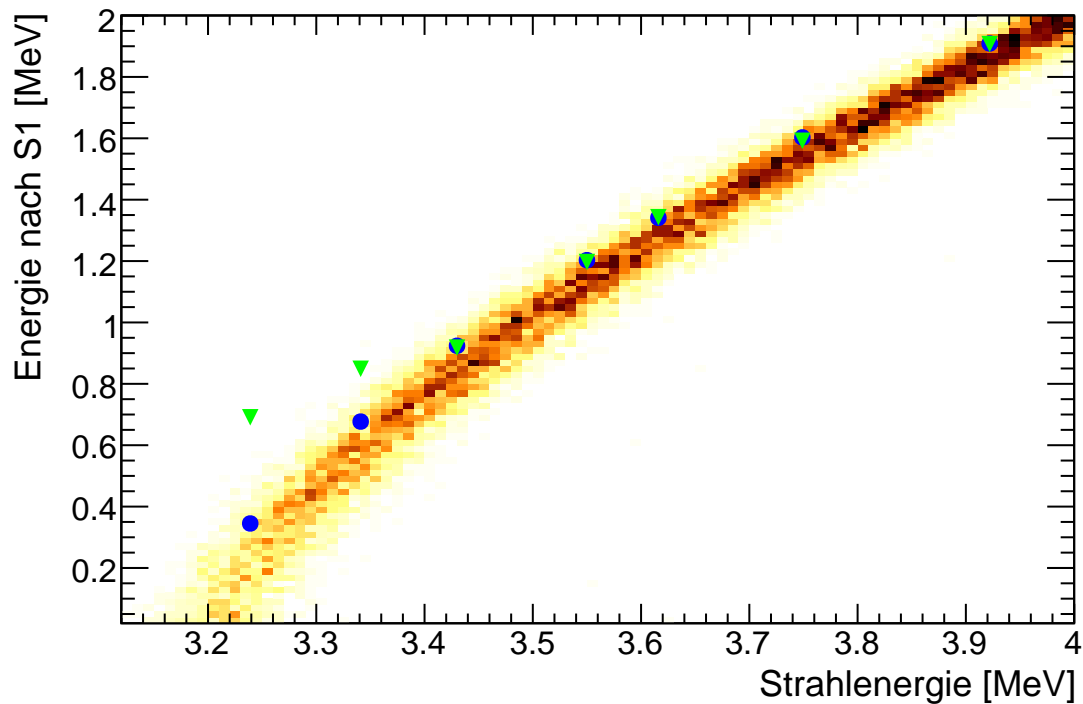


Abbildung D.2: Restenergie der Protonen nach Energieverlust im Szintillator, Monte-Carlo-Simulation mit GEANT4 (2D-Histogramm), SRIM (Kreise) sowie Messung mit Hilfe der Oberflächensperrschichtdiode (Dreiecke).

he der Szintillatoroberfläche die Energie der gestreuten Elektronen misst (sogenannte δ -Rays).

Abbildung 5.18 zeigt vier mit einem Siliziummodul aufgenommene Energiespektren, hierbei wurden die Messpunkte mit 3,5, 4 sowie 6 MeV mit vorgeschaltetem Triggerszintillator aufgenommen. Man erkennt die starke Abnahme der Protonenenergie nahe des Durchstoßpunktes des Szintillators ($\approx 3,2$ MeV) sowie den langen Ausläufer der Landau-Verteilung bei Streuung am Szintillator hin zu geringen Restenergien bei der Messung mit 6 MeV.

Abbildung D.4 zeigt ein Photo des Szintillators sowie schematisch die Abfolge von Aluminiumfolie und Szintillatormaterial, wie sie in den Simulationen parametrisiert wurde.

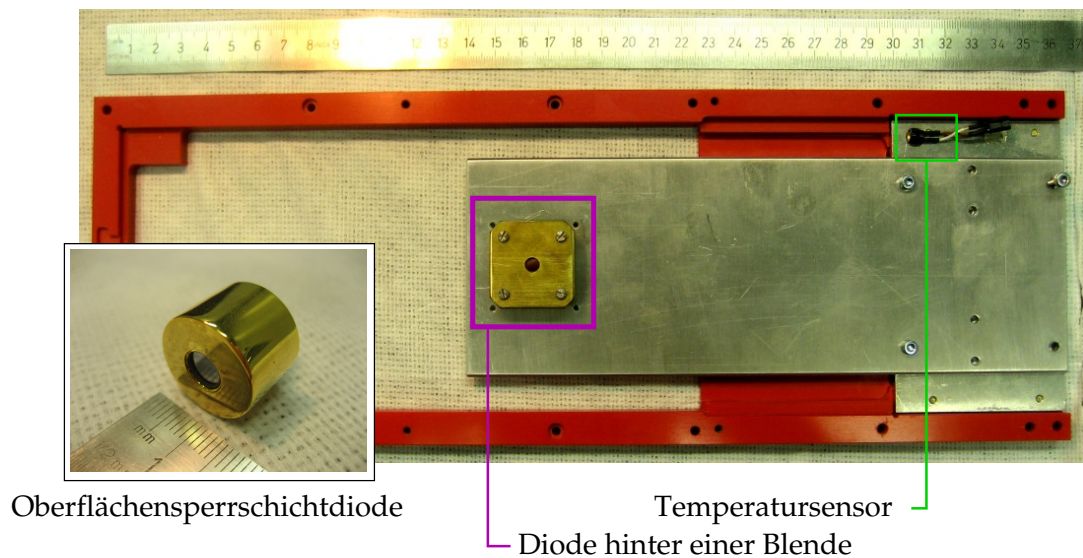


Abbildung D.3: Oberflächensperrschichtdiode, angebracht in einem Messrahmen für die Silizium-Detektor-Kalibration.

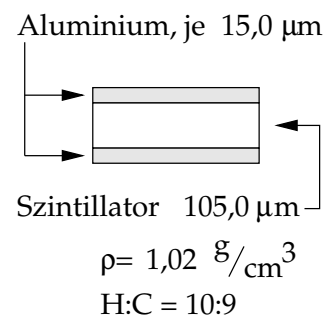
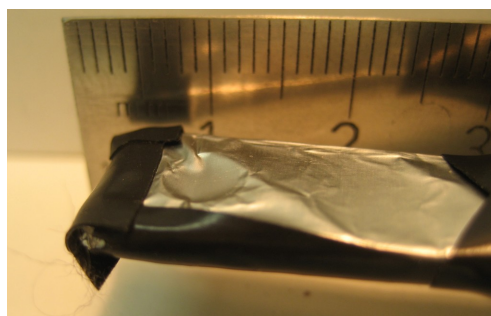


Abbildung D.4: Triggerszintillator S1, links: Photo, rechts: Schichtfolge des Triggerszintillators, ermittelt aus Energieverlustmessungen und Monte-Carlo Simulationen.

Literaturverzeichnis

- [A⁺00] I. Abt et al., *Double-sided microstrip detectors for the high radiation environment in the HERA-B experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A439**, 442–450 (2000).
- [A⁺96] H. Avakian et al., *Performance of F101 radiation resistant lead glass shower counters*, Nucl. Instrum. Meth. **A378**, 155–161 (1996).
- [B⁺01] T. Benisch et al., *The luminosity monitor of the HERMES experiment at DESY*, Nucl. Instrum. Meth. **A471**, 314–324 (2001).
- [B⁺02] M. Beckmann et al., *The longitudinal polarimeter at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A479**, 334–348 (2002), physics/0009047.
- [B⁺98] S. Bernreuther et al., *The HERMES back drift chambers*, Nucl. Instrum. Meth. **A416**, 45–58 (1998), hep-ex/9803005.
- [Bar90] R. J. Barlow, *Extended maximum likelihood*, Nucl. Instrum. Meth. **A297**, 496–506 (1990).
- [BCZC05] M. Berger, J. Coursey, M. Zucker and J. Chang, *ESTAR, PSTAR, and ASTAR: Computer Programs for Calculating Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions (version 1.2.3)*, (2005), <http://physics.nist.gov/Star>.
- [BMK02] A. V. Belitsky, D. Mueller and A. Kirchner, *Theory of deeply virtual Compton scattering on the nucleon*, Nucl. Phys. **B629**, 323–392 (2002), hep-ph/0112108.
- [BR97] R. Brun and F. Rademakers, *ROOT: An object oriented data analysis framework*, Nucl. Instrum. Meth. **A389**, 81–86 (1997).
- [Col98] J. C. Collins, *Proof of factorization for diffractive hard scattering*, Phys. Rev. **D57**, 3051–3056 (1998), hep-ph/9709499.
- [DGPR97] M. Diehl, T. Gousset, B. Pire and J. P. Ralston, *Testing the handbag contribution to exclusive virtual Compton scattering*, Phys. Lett. **B411**, 193–202 (1997), hep-ph/9706344.

- [Dir49] P. A. M. Dirac, *Forms of Relativistic Dynamics*, Rev. Mod. Phys. **21**, 392–399 (1949).
- [DS05] M. Diehl and S. Sapeta, *On the analysis of lepton scattering on longitudinally or transversely polarized protons*, Eur. Phys. J. **C41**, 515–533 (2005), hep-ph/0503023.
- [ENVY06] F. Ellinghaus, W. D. Nowak, A. V. Vinnikov and Z. Ye, *Can the total angular momentum of u-quarks in the nucleon be accessed at HERMES?*, Eur. Phys. J. **C46**, 729–739 (2006), hep-ph/0506264.
- [FB⁺99] W. Fallot-Burghardt et al., *Helix128-x User Manual V2.1*, 1999.
- [GEANT403] S. Agostinelli et al. (GEANT4 Collaboration), *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506**, 250–303 (2003).
- [GPV01] K. Goeke, M. V. Polyakov and M. Vanderhaeghen, *Hard exclusive reactions and the structure of hadrons*, Prog. Part. Nucl. Phys. **47**, 401–515 (2001), hep-ph/0106012.
- [H⁺95] E. Hartouni et al., *HERA-B: An experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring. Design report*, (1995), DESY-PRC-95-01.
- [HERMES01a] A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *Measurement of the beam spin azimuthal asymmetry associated with deeply-virtual Compton scattering*, Phys. Rev. Lett. **87**, 182001 (2001), hep-ex/0106068.
- [HERMES01b] HERMES Collaboration, *A large acceptance recoil detector for HERMES*, (2001), DESY-PRC-97-06-ADD.
- [HERMES02a] N. Akopov et al. (HERMES Collaboration), *The HERMES dual-radiator ring imaging Cerenkov detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A479**, 511–530 (2002), physics/0104033.
- [HERMES02b] M. Diehl et al. (HERMES Collaboration), *The HERMES Recoil Detector*, (2002), DESY PRC 02-01.
- [HERMES07a] A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *Precise determination of the spin structure function $g(1)$ of the proton, deuteron and neutron*, Phys. Rev. **D75**, 012007 (2007), hep-ex/0609039.
- [HERMES07b] A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *The beam-charge azimuthal asymmetry and deeply virtual Compton scattering*, Phys. Rev. **D75**, 011103 (2007), hep-ex/0605108.

- [HERMES08a] A. Airapetian et al. (HERMES Collaboration), *Measurement of Azimuthal Asymmetries With Respect To Both Beam Charge and Transverse Target Polarization in Exclusive Electroproduction of Real Photons*, (2008), arXiv:0802.2499, DESY-07-225.
- [HERMES08b] A. Mussgiller (HERMES Collaboration), *Der HERMES Rückstoss-Silizium-Detektor - Status der Datenanalyse*, DPG Frühjahrstagung, 2008.
- [HERMES89] HERMES Collaboration, *A Proposal to Measure the Spin-Dependent Structure Functions of the Neutron and the Proton at HERA*, (1989).
- [HERMES98] K. Ackerstaff et al. (HERMES Collaboration), *The HERMES Spectrometer*, Nucl. Instrum. Meth. **A417**, 230–265 (1998), hep-ex/9806008.
- [Hö07] M. Höck, *Design and Construction of a Scintillating Fibre Tracker for measuring Hard Exclusive Reactions at HERMES*, PhD thesis, Justus Liebig Universität Gießen, 2007.
- [IKSS05] M. Inokuti, W. Karstens, E. Shiles and D. Y. Smith, *Mean Excitation Energy for the Stopping Power of Silicon from Oscillator-Strength Spectra*, APS Meeting Abstracts , 1055–+ (March 2005).
- [ISO9899] International Organization for Standardization, *International Standard ISO/IEC 9899:1999: Programming languages — C*, 1999.
- [Jaf96] R. L. Jaffe, *Spin, twist and hadron structure in deep inelastic processes*, (1996), hep-ph/9602236.
- [Ji97] X.-D. Ji, *Gauge invariant decomposition of nucleon spin*, Phys. Rev. Lett. **78**, 610–613 (1997), hep-ph/9603249.
- [KPV01] N. Kivel, M. V. Polyakov and M. Vanderhaeghen, *DVCS on the nucleon: Study of the twist-3 effects*, Phys. Rev. **D63**, 114014 (2001), hep-ph/0012136.
- [Kra05] B. Krauss, *Deeply virtual Compton scattering and the HERMES recoil-detector*, PhD thesis, Universität Erlangen Nürnberg, 2005, DESY-THESIS-2005-008.
- [Kre84] W. Kreische, *Tandembeschleuniger*, Universität Erlangen, Physikalisches Institut, (1984).
- [LCC⁺00] M. Lundqvist, B. Cederstrom, V. Chmill, M. Danielsson and D. Nygren, *Computer simulations and performance measurements on a silicon strip detector for edge-on imaging*, IEEE Transactions on Nuclear Science **47**(4), 1487–1492 (2000).

- [Lei87] G. Leibbrandt, *Introduction to noncovariant gauges*, Rev. Mod. Phys. **59**(4), 1067–1119 (Oct 1987).
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments: A How-to Approach*, Springer, 1987.
- [MAX435] MAXIM Semiconductors, MAX435 Datasheet.
- [Muon89] J. Ashman et al. (European Muon Collaboration), *An investigation of the spin structure of the proton in deep inelastic scattering of polarized muons on polarized protons*, Nucl. Phys. **B328**, 1 (1989).
- [Mur07] M. Murray, *DVCS at HERMES: The Recoil Detector & Transverse Target Spin Asymmetries*, PhD thesis, University of Glasgow, 2007.
- [N⁺03] A. Nass et al., *The HERMES polarized atomic beam source*, Nucl. Instrum. Meth. **A505**, 633–644 (2003).
- [OBD⁺00] T. J. O'Neill, D. Bhattacharya, D. D. Dixon, M. Polson, R. S. White, A. D. Zych, J. Ryan, M. McConnell, J. Macri, J. Samimi, A. Akyuz, W. M. Mahoney and L. Varnell, *The TIGRE Gamma-Ray Telescope*, in *American Institute of Physics Conference Series*, edited by M. L. McConnell and J. M. Ryan, volume 510 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 804–+, 2000.
- [PDG06] W. M. Yao et al. (Particle Data Group Collaboration), *Review of particle physics*, J. Phys. **G33**, 1–1232 (2006).
- [Pic07] N. Pickert, *Commissioning of the HERMES Recoil-Detector*, PhD thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, 2007.
- [PRSZ07] B. Povh, K. Rith, C. Scholz and F. Zetsche, *Teilchen und Kerne*, Springer, 2007.
- [R⁺04] M. Reinecke et al., *A Silicon Strip Recoil Detector for Momentum Measurement and Tracking at HERMES*, IEEE Transactions on Nuclear Science **51**(3/III), 1111–1116 (2004).
- [Rad97] A. V. Radyushkin, *Nonforward parton distributions*, Phys. Rev. **D56**, 5524–5557 (1997), hep-ph/9704207.
- [Rei67] C. H. Reinsch, *Smoothing by spline functions*, Numerische Mathematik **10**, 177–183 (1967).
- [Spi05] H. Spieler, *Semiconductor detector systems*, 2005, Oxford, UK: Oxford Univ. Pr. (2005) 489 p.

- [ST64] A. A. Sokolov and I. M. Ternov, *On Polarization and spin effects in the theory of synchrotron radiation*, Sov. Phys. Dokl. **8**, 1203–1205 (1964).
- [Sta06] M. Statera, *Superconducting Magnetic Systems for High Energy Polarized Physics*, PhD thesis, Università degli Studi di Ferrara, 2006.
- [Tai06] P. Tait, *Beam-Induced Depolarisation at the HERMES Transversely Polarised Hydrogen Target*, PhD thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, 2006.
- [TIA568b] Telecommunications Industry Association, *Commercial Building Telecommunications Cabling Standard*, TIA/EIA-568-2001.
- [TIA644] Telecommunications Industry Association, *Electrical Characteristics of Low Voltage Differential Signaling (LVDS) Interface Circuits*, ANSI/TIA/EIA-644-1995.
- [V⁺04] J. Visser et al., *Design and performance of a silicon test counter for HERMES*, Nucl. Instrum. Meth. **A521**, 430–440 (2004).
- [VGG99] M. Vanderhaeghen, P. A. M. Guichon and M. Guidal, *Deeply virtual electroproduction of photons and mesons on the nucleon: Leading order amplitudes and power corrections*, Phys. Rev. **D60**, 094017 (1999), hep-ph/9905372.
- [vH07] Y. van Haarlem, *The HERMES recoil photon-detector and nuclear p_t broadening at HERMES*, PhD thesis, Universiteit Gent, 2007.
- [VITA-1-1994] VMEbus International Trade Association, *ANSI/VITA 1-1994*, 1994.
- [vR06] G. van Rossum, *Python Reference Manual*, volume R2.5, Python Software Foundation, 2006.
- [Wan96] W. Wander, *Rekonstruktion hochenergetischer Streueignisse im HERMES Experiment*, PhD thesis, Universität Erlangen-Nürnberg, 1996.
- [ZEUS03] R. Carlin (ZEUS Collaboration), *The ZEUS microvertex detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A511**, 32–37 (2003).
- [Zie06] J. F. Ziegler, *The Stopping and Range of Ions in Matter*, 2006, <http://www.srim.org/>.