

Bachelorarbeit

Studium durch Ionenstrahlen hervorgerufener induzierter Ladung in Halbleiterpixeldetektoren

Ion Beam Induced Charge Studies in Semiconductor Pixel Sensors

angefertigt von

Steffen Korn

aus Kiel

am II. Physikalischen Institut

Arbeitsnummer: II.Physik-UniGö-BSc-2017/03

Bearbeitungszeit: 27. März 2017 bis 3. Juli 2017

Erstgutachter/in: Prof. Dr. Arnulf Quadt

Zweitgutachter/in: Prof. Dr. Ariane Frey

Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Möglichkeit der Messung von Ladung in einzelnen Pixeln eines Pixeldetektors, welche durch Ionenstrahlen induziert wurde. Die hierbei genutzte Ionenquelle ist der Pelletron-Beschleuniger des zweiten Physikalischen Instituts der Georg-August-Universität. Im Laufe der Arbeit soll untersucht werden, wie Ladung innerhalb des Pixeldetektors deponiert wird und ob eine solche Studie mit dem derzeitigen Aufbau des Beschleunigers mit einer Genauigkeit im Mikrometerbereich durchgeführt werden kann.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.2	Limitierung des SM	4
2.3	Der Large Hadron Collider und das ATLAS-Experiment	5
2.3.1	LHC	5
2.3.2	High Luminosity Large Hadron Collider	5
2.3.3	Überblick über den ATLAS-Detektor	5
2.4	Halbleiterdetektoren	8
2.4.1	Eigenschaften von Silizium als Halbleiter	9
2.4.2	Siliziumdetektoren	10
2.4.3	Pixeldetektoren	13
2.4.4	Erwartete Ladungsmessung	14
2.4.5	δ -Elektronen	15
2.4.6	Ladungscluster	16
3	Experimenteller Aufbau und Messmethoden	17
3.1	Der Beschleuniger	17
3.2	Messaufbau	17
3.2.1	Die X-Y-Z-Plattform	18
3.3	Fokussierung des Protonenstrahls	19
3.4	Geräte zur Messung der Strahlbreite	19
3.4.1	S-Kurven Strommessung	19
3.4.2	Messung an einem szintillierenden Kristall	22
3.4.3	Abstände der Messapparaturen	23
3.5	Das Auslesesystem und der FE-I4-B Auslesechip	23
3.5.1	Analog-Scan und Digital-Scan	25
3.5.2	Schwellenscan	25
3.5.3	Noise Occupancy Scan	25

3.5.4	Quellenscan	26
4	Ergebnisse	27
4.1	Zustand des Sensors	27
4.1.1	Validierung und Tuning des Pixeldetektors	27
4.1.2	Schwelle des Sensors	28
4.1.3	Signal auf dem Sensor	29
4.2	Messung mit dem Protonenstrahl	29
4.2.1	Optische Messung des Strahldurchmessers	29
4.2.2	Messung des Strahles beim Überfahren der Kupferkante	32
4.3	Analyse der Ladung in einzelnen Pixeln	34
4.3.1	Ladungscluster	34
4.4	Machbarkeit einer Ionenstrahl induzierten Ladungsstudie	38
4.4.1	Operationsgebiet des Beschleunigers	39
4.4.2	Reproduzierbarkeit einer Messung	39
4.4.3	Durchmesser des Strahls	40
4.4.4	Temperatur des Sensors	40
5	Zusammenfassung	41
6	Ausblick	43
6.1	Verbesserungen an der Positionierung von Messproben	43
6.2	Einbau von Messinstrumenten	43
6.3	Verbesserung der Messung der Strahlbreite	44
6.4	Messung durch Rutherford Backscattering	44
6.5	Feines Abrastern von Sensoren	44
6.6	Verständnis von δ -Elektronen	45

1 Einleitung

Die fundamentale Frage der Teilchenphysiker ist die Frage, “was die Welt im Innersten zusammenhält“. Zur Beantwortung dieser Frage werden große Teilchenbeschleuniger, wie zum Beispiel der LHC, der *Large Hadron Collider*, benötigt. Anhand der Zerfallsprodukte, die bei den Kollisionen einzelner Partonen von Protonen der hochenergetischen Protonen-Pakete in diesem Ringbeschleuniger entstehen, lassen sich Rückschlüsse auf Elementarteilchen ziehen, die in unserem täglichen Leben nicht auftauchen. Erst die hohen Kollisionsenergien führen zu ihrer Existenz.

Die wohl bekannteste neueste Entdeckung der Experimente ATLAS und CMS am europäischen Kernforschungszentrum CERN stellt die Entdeckung des Higgs-Bosons aus dem Jahr 2012 dar [1, 2]. Neben der Suche nach Physik, die über die gegenwärtig akzeptierte Theorie, das Standardmodell, hinausgeht, stellen Physiker eben jenes in unabhängigen Experimenten immer wieder auf die Probe, um gegebenenfalls dieses widerlegen zu können.

Um in der Lage zu sein, diese Physik zu untersuchen, werden komplexe Detektoren benötigt. Bei ATLAS besteht die innerste Region aus sogenannten Spurdetektoren, die teilweise aus Halbleiterpixeldetektoren aufgebaut sind. Derzeit bieten hybride Pixeldetektoren den besten Einklang zwischen schneller Auslese, Strahlungshärte und den allgemein extremen Bedingungen, wie sie innerhalb des ATLAS-Detektors auftreten. Nachfolgend soll es vornehmlich um die Eigenschaften der Ladungsmessung dieser Pixeldetektoren gehen. Hierzu wird untersucht, inwiefern eine solche Studie mit dem Aufbau des Pelletron Beschleunigers des zweiten Physikalischen Instituts der Georg-August-Universität durchgeführt werden kann.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Die heute beste Beschreibung der Teilchenphysik bietet das Standardmodell. Das Standardmodell hat seine Basis in der Quantenfeldtheorie, der Diracgleichung und einer Eichtheorie mit lokaler Eichinvarianz. Es umfasst die bekannten Elementarteilchen, die elektromagnetische Wechselwirkung sowie die starke und schwache Wechselwirkung. Die Gravitation, sowie Phänomene wie zum Beispiel dunkle Materie oder dunkle Energie, werden bisher noch nicht vom Standardmodell erfasst. Die Elementarteilchen umfassen zwölf Fermionen, die sich in sechs Quarks und sechs Leptonen unterteilen lassen. Sie formen den Teil der Materie des Universums, der heute als weitgehend verstanden gilt. Eine nähere Auflistung der Fermionen ist nachfolgend in Tabelle 2.1 gegeben.

	Leptonen	Quarks
1. Generation	ν_e, e	u, d
2. Generation	ν_μ, μ	c, s
3. Generation	ν_τ, τ	t, b
Spin	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$
Ladung [e]	0, -1	$\frac{2}{3}, -\frac{1}{3}$

Tab. 2.1: Auflistung der Fermionen, wie sie das SM beschreibt.

Des weiteren beschreibt das Standardmodell die Eichbosonen der fundamentalen Wechselwirkungen. Diese Kräfte können als Austausch eines Spin-1-Eichbosons verstanden werden. Hierbei ist der elektromagnetischen Kraft das Photon (γ), der schwachen Wechselwirkung das geladene W -Boson und das neutrale Z -Boson sowie der starken Wechselwirkung acht Gluonen (g) zugeordnet. Das Photon ist nicht elektrisch geladen und koppelt nur an elektrisch geladene Teilchen. Die Gluonen tragen zwar keine elektrische Ladung, aber dennoch Farbladungen (Kombinationen aus *rot*, *grün* und *blau*). Die Farbnamen sind hierbei als reine Analogien zu verstehen, die drei qualitativ unterschiedliche Werte einer Ladung beschreiben. Gluonen koppeln an Quarks und Gluonen, die selbst Farbladungen tragen. Weiterhin beschreibt das Standardmodell die Wechselwirkung aller

massebehafteten Elementarteilchen mit dem Higgs-Boson über den Higgs-Mechanismus. Die Vorhersagen des Standardmodell stimmen mit beeindruckender Genauigkeit mit den Daten aus Experimenten der Teilchenphysik überein. Aus diesem Grund stellt das Standardmodell momentan die beste Theorie zur Beschreibung der Spin- $\frac{1}{2}$ -Fermionen, der in ihrem Spin ganzzahligen Bosonen und der drei genannten Wechselwirkungen dar.

2.2 Limitierung des SM

Obwohl das Standardmodell erstaunlich präzise Vorhersagen trifft, ist es keine Theorie, die die Natur in ihrer Gänze beschreiben kann. Nachfolgend sollen einige Limitierungen des Standardmodells vorgestellt werden:

- Wie bereits oben erwähnt, ist die Schwerkraft nicht im Standardmodell enthalten. Das derzeitige auf der allgemeinen Relativitätstheorie basierende Verständnis der Schwerkraft kann bisher nicht mit dem Standardmodell in Einklang gebracht werden.
- Abgesehen von den Neutrinos sind die Massen innerhalb einer Generation ähnlich. Das Standardmodell erklärt dies nicht. Auch die Größenunterschiede der Massen werden nicht erklärt.
- Die Existenz von dunkler Materie deutet eindeutig darauf hin, dass es Physik gibt, die nicht vom Standardmodell erfasst wird. Der Beweis für die Existenz von dunkler Materie erfolgt unter anderem aus der Beobachtung von Geschwindigkeitsverteilungen von Sternen in Galaxien, die das galaktische Zentrum umkreisen. Diese Geschwindigkeitsverteilungen sind nicht konsistent mit der aus der sichtbaren Masse erwarteten radialen Abhängigkeit.
- Obwohl es anscheinend exakt drei Generationen von Fermionen gibt, erklärt das Standardmodell nicht warum dies der Fall ist.
- Das Standardmodell erklärt nicht die beobachtete Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im heutigen Universum.

2.3 Der Large Hadron Collider und das Atlas-Experiment

2.3.1 LHC

Der Large Hadron Collider stellt die größte und komplexeste Maschine dar, die bisher von Menschen gebaut wurde, um die Natur zu untersuchen [3]. Außerdem ist der LHC zur Zeit der größte Teilchenbeschleuniger der Welt. In ihm werden Pakete von Protonen in entgegengesetzter Richtung beschleunigt und an den Standorten der vier Experimente ATLAS, ALICE, CMS und LHCb zur Kollision gebracht.

2.3.2 High Luminosity Large Hadron Collider

Viele der Prozesse, die über das Standardmodell hinausgehen, sind sehr selten, das heißt, sie treten mit sehr geringen Raten auf. Um die zur näheren Untersuchung dieser Prozesse notwendige Menge an Daten zu erzeugen, soll die Luminosität des LHC erhöht werden. Dieses Upgrade wird als *High Luminosity Large Hadron Collider* (HL-LHC) bezeichnet. Diese erhöhte Luminosität und die mit ihr erhöhte Anzahl an Teilchen im Detektor stellen besondere Anforderungen sowohl an den Beschleuniger als auch an die Detektoren der Experimente.

Ein wichtiger Teil von Teilchendetektoren ist der Spurdetektor, der Spurinformatoren von Teilchen im Innersten des Detektors beisteuert [4, 5]. Hierdurch können der Ursprung eines Teilchens und sein Impuls in einem magnetischen Feld bestimmt werden. Im Hinblick auf das Upgrade ist ein gutes Verständnis der benutzten Pixeldetektoren von großer Bedeutung, da besonders dieser Teil des Detektors erhöhten Teilchenflüssen ausgesetzt sein wird. Weitere Anforderungen dieses Upgrades an den Detektor finden sich in [6].

2.3.3 Überblick über den Atlas-Detektor

Nachfolgend soll ein kurzer Überblick über das ATLAS-Experiment [7] erfolgen. Der Aufbau des Detektors wird im Detail in [8, 9] erläutert.

Das Magnetsystem

Die Konfiguration der Magneten [10] besteht aus einer dünnen supraleitenden Zylinder-spule, die den Spurdetektor umgibt, acht Ringkernspulen, die in einer azimuthalen Symmetrie um die Kalorimeter angeordnet sind, sowie jeweils drei großen, supraleitenden Ringkernspulen in den Endkappen. Die Stärke des solenoidalen Magnetfelds im Innersten

2 Theoretische Grundlagen

des Detektors beträgt 2 T. Das System der Ringkernspulen führt zu einem toroidalen Magnetfeld von bis zu 4 T. Die Felder werden jeweils genutzt, um die Bahnen von geladenen Teilchen im Detektor zu krümmen und so eine Impulsmessung über die Messung der Krümmung möglich zu machen. Der schematische Aufbau des gesamten Detektors ist in Abb.2.1 dargestellt.

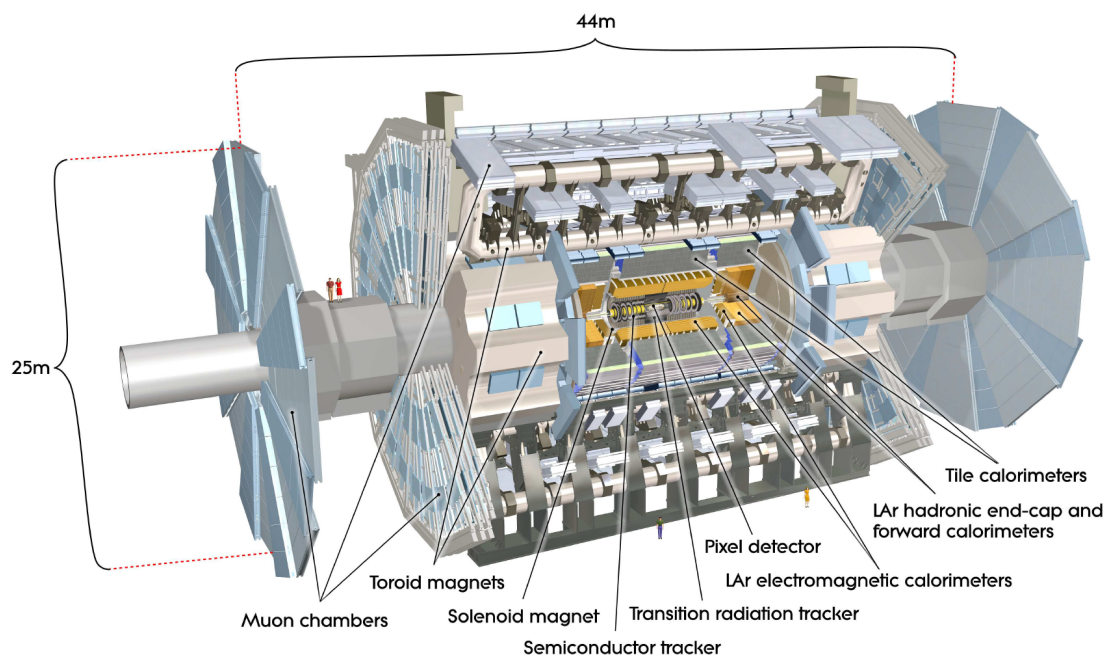


Abb. 2.1: Schematischer Aufbau des ATLAS-Detektors. Der Detektor ist 25 m hoch und 44 m lang. Insgesamt beträgt sein Gewicht circa 7000 Tonnen. Dargestellt sind der Innere Detektor, die Kalorimeter, das Magnetsystem sowie die Muon-Kammern [7].

Das System der Spurdetektoren

Im Innersten des Detektors ist das System der Spurdetektoren [4, 5] beherbergt. Da $\sim 10^3$ Teilchen alle 25 ns innerhalb eines Bereichs von $|\eta| < 2,5$ bei den Kollisionen der Partonen den Spurbereich des Detektors durchqueren, entsteht eine hohe Spur-Dichte innerhalb der inneren Region. Um die Impuls- und Vertex-Auflösung zu erhalten, die für das Verständnis der physikalischen Prozesse notwendig ist, sind Ortsmessungen mit hoher Präzision und feiner Detektorgranularität nötig. Diese Aufgaben werden derzeit von Pixel-, Silizium-Microstrip-Detektoren (SCT) und dem Transition-Radiation-Tracker (TRT) erfüllt. Der schematische Aufbau der inneren Region des ATLAS-Detektors ist in Abb.2.2 dargestellt. Die Pixel- und Silizium-Microstrip-Detektoren, die Präzisionspurdetektoren des Systems,

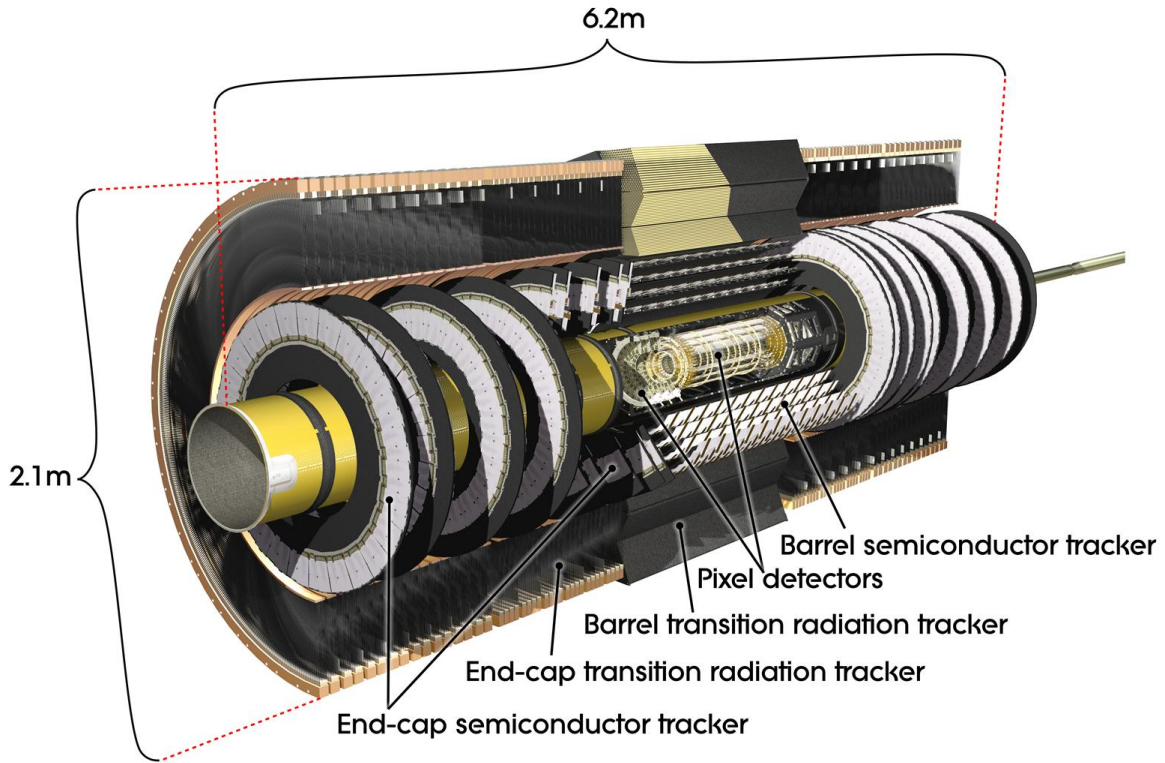


Abb. 2.2: Schematische Darstellung des inneren Bereichs des ATLAS-Detektors [7]. Das Innere wird umgeben von der Zylinderspule und ist mit einem 2 T Magnetfeld durchsetzt. Das Magnetfeld im Inneren erstreckt sich über eine Länge von 5,3 m mit einem Durchmesser von 2,5 m.

bedecken den Bereich $|\eta| < 2,5$. In der innersten Region sind sie in konzentrischen Zylindern um die Strahlachse angelegt. Der "Transition Radiation Tracker" schließt das Spurdetektorsystem nach außen konzentrisch ab. In den äußeren Regionen befinden sich die Spurdetektoren auf Scheiben, die senkrecht zur Strahlachse stehen. Die Leistungsanforderungen des inneren ATLAS-Detektors (ID) sind in [4, 5] beschrieben. Das Pixelsystem spielt bei diesen Anforderungen für das Innere des Detektors eine tragende Rolle [11]. Durch Messung der Krümmungsradien der Bahnen der geladenen Teilchen kann auf den Impuls der Teilchen geschlossen werden. Hierbei sind Pixeldetektoren besonders geeignet, da sie Spurpunkte mit einer hohen Ortsauflösung auch bei hohen Teilchenflüssen liefern können. Für N äquidistante Messungen des Ortes eines Teilchens kann hieraus die relative transversale Impulsungenauigkeit mit Hilfe der Glückstern-Formel (für $N \geq 10$) bestimmt werden:

$$\frac{\sigma_{p_T}}{p_T} \Big|_{\text{gemessen}} = \frac{\sigma(x)p_T}{0.3 \cdot BL^2} \sqrt{\frac{720}{N+4}}$$

2 Theoretische Grundlagen

Hierbei beschreibt p_T den Transversalimpuls des Teilchens in natürlichen Einheiten, B das anliegende Magnetfeld, $\sigma(x)$ die Ortsauflösung der Messpunkte und L die Basislänge eines gleichschenkligen Dreiecks, dessen Schenkel jeweils der Radius der Teilchenbahn ist.

Das Kalorimetersystem

Das Kalorimetersystem umgibt die innere Region des Detektors. Es besteht aus einem inneren elektromagnetischen (ECAL) und einem äußeren hadronischen Kalorimeter (HCAL). Das Elektromagnetische Kalorimeter nutzt hierbei Blei und flüssiges Argon um Photonen und Elektronen zu identifizieren und ihre Energie zu messen. Dieses Kalorimeter unterteilt sich in eine zylinderförmige Region um das Zentrum und zwei Endkappen. Das hadronische Kalorimeter besteht aus Plastiksintillatorplatten, die in einen Absorber aus Eisen eingebettet sind. Es wird zur Rekonstruktion von hadronischen Jets genutzt und dient dazu Hadronen zu stoppen und so ihre Energie zu messen, bevor diese die äußeren Myonkammern erreichen. Während der Zweck des elektromagnetischen Kalorimeters darin besteht, Teilchen zu stoppen, die hauptsächlich elektromagnetisch wechselwirken, besteht der Zweck des hadronischen Kalorimeters darin, Teilchen zu detektieren, die über die starke Wechselwirkung mit dem Material im Kalorimeter interagieren. In beiden Fällen findet eine Messung der Energie des Teilchens statt.

Die Myonkammern

Die Myonkammern stellen die äußerste Schale des Detektors dar. Bis zu diesem Punkt wurden abgesehen von Neutrinos und Myonen alle anderen Teilchen bereits durch die Kalorimeter weitgehend gestoppt. Dies bedeutet, dass lediglich die elektrisch geladenen Myonen in den Myonenkammern eine Spur hinterlassen. Ähnlich wie im Spurdetektor kann in diesen Kammer ein weiteres Mal der Transversalimpuls der Myonen unabhängig von der Messung im Inneren Detektor gemessen werden. Diese Information dient unter anderem als Triggerinformation für viele physikalische Prozesse, die Myonen in einem bestimmten Transversalimpulsbereich erzeugen.

2.4 Halbleiterdetektoren

Wie bereits in Abschnitt 2.3.3 dargelegt sind Pixeldetektoren wesentlich für den inneren Bereich des Detektors. Verbesserungen an den Pixelsensoren sind besonders im Hinblick auf das in Abschnitt 2.3.2 angesprochene Upgrade des LHC nötig, da die Erhöhung der Luminosität des LHC zu mehr Spuren im Spurdetektor pro Raumwinkel führt. Dies bedeutet

einen höheren Teilchenfluss sowie eine höhere Interaktionsrate zwischen Teilchen und den Pixeldetektoren. Entwicklungen bezüglich schnellerer Auslesemethoden und strahlungsbeständiger Detektoren sind daher zwingend notwendig.

Nachfolgend soll der Fokus darin liegen, zu untersuchen, wie Ionenstrahlen Ladung in Halbleiterpixeldetektoren induziert. Das Verständnis dieses Prozesses ist wichtig zur Verbesserung von Pixeldetektoren für kommende Experimente mit erhöhten Teilchenflüssen. Um dies zu behandeln, wird zunächst näher auf diese Art von Detektoren eingegangen.

2.4.1 Eigenschaften von Silizium als Halbleiter

Heutzutage werden die meisten hochauflösenden Spurdetektoren aus Silizium gefertigt. Dies liegt neben den passenden Eigenschaften von Silizium unter anderem daran, dass in der heutigen Technologie-Branche Silizium in ausreichender Reinheit und Qualität von vielen Firmen produziert werden kann. Weiterhin ist die Beweglichkeit der freien Ladungsträger in Silizium höher als in den Gasen, die bei gasgefüllten Teilchendetektoren zum Einsatz kommen. Dies führt zu einer schnelleren Signalbildung. Des Weiteren steht das Material in ausreichender Menge zur Verfügung, was aus wirtschaftlicher Sicht einen Vorteil darstellt. Nachfolgend soll kurz auf die grundlegenden Eigenschaften eines Halbleiters am Beispiel von Silizium eingegangen werden.

Nach dem Modell der Energiebänder lässt sich ein Festkörper durch Valenz- und Leitungsbänder beschreiben. Während die Elektronen im energetisch tiefer gelegenen Valenzband an individuelle Atome gebunden sind, können sie sich im Leitungsband frei bewegen. Wenn Elektronen in das Leitungsband angeregt werden, wird das Material elektrisch leitend. Ist das Leitungsband leer und das Valenzband gefüllt, handelt es sich um einen Isolator.

Der Unterschied zwischen einem Halbleiter und einem Metall beziehungsweise Isolator liegt in der Größe der Bandlücke, das heißt, dem Abstand zwischen dem Valenzband und dem Leitungsband, die im Fall von Silizium 1,11 eV (bei ~ 300 K) [12] beträgt. Bei Isolatoren ist die Bandlücke deutlich größer. Bei Metallen überlappen die einzelnen Bänder. Die Eigenschaften der verschiedenen Stoffe werden durch dieses Modell klar.

Zu unterscheiden sind im Falle der Halbleiter die direkten und indirekten Halbleiter. Im Falle eines direkten Halbleiters ist der Impuls der Elektronen im Valenz- und Leitungsband derselbe. Dies ist für einen indirekten Halbleiter nicht der Fall. Hier befinden sich das Maximum des Valenzbandes und das Minimum des Leitungsbandes an unterschiedlichen Positionen im reziproken Raum (Impulsraum). Daher ist ein Impulsübertrag durch ein beteiligtes Phonon für einen Übergang zwischen den beiden Bändern nötig. Während das Phonon den benötigten Impuls liefert, muss die nötige Energiedifferenz für einen Bandwechsel von außen kommen. Dies führt dazu, dass im Mittel für Silizium, welches ein

indirekter Halbleiter ist, 3,65 eV [13] für einen Übergang zwischen Valenz- und Leitungsband nötig sind.

2.4.2 Siliziumdetektoren

Das Fundament eines Siliziumteilchendetektors bildet die Erzeugung von Elektronen-Loch-Paaren im Halbleiter. Diese Erzeugung von freien Ladungsträgern wird durch die Durchquerung von ionisierenden Teilchen durch das Medium hervorgerufen. In einem angelegten elektrischen Feld induzieren die freien Ladungsträger bei ihrem Drift durch das elektrische Feld ihrerseits ein Signal an den Elektroden. Hierbei ist zu beachten, dass sowohl die Elektronen als auch die Ionen zur Signalfeldbeitragen. Da die Driftgeschwindigkeit der Ionen in Festkörpern typischerweise um einen Faktor drei bis vier kleiner ist als die der Elektronen, bestimmt die Driftgeschwindigkeit der Ionen und die Geometrie des Detektors die Zeit, die benötigt wird, um das gesamte Signal auszulesen.

Energieverlust von Teilchen

Durchqueren geladene Teilchen Materie, interagieren sie über die Coulomb Wechselwirkung mit dieser. Aufgrund dieser Interaktionen verlieren sie einen Teil ihrer Energie. Solange die Energie des Teilchens unter der kritischen Energie liegt, ab der Strahlungsverluste dominieren, ist der dominante Verlustprozess die Ionisation. Der Energieverlust ist hierbei von der Masse, der Ladung und der Energie des Teilchens abhängig.

Wenn ein entsprechendes geladenes Teilchen, für dessen Masse $m \gg m_e$ gilt (wobei m_e die Ruhemasse des Elektrons charakterisiert), Materie durchquert, verliert es daher den Hauptteil seiner Energie aufgrund von Ionisation. Hierbei werden Elektronen-Loch-Paare produziert. Die Menge an Energie, die ein Teilchen pro Weglänge aufgrund von Ionisation verliert, wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = \frac{4\pi}{m_e c^2} \cdot \frac{nz^2}{\beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \cdot \left[\ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I(1-\beta^2)} \right) - \beta^2 \right]. \quad (2.1)$$

Hierbei beschreibt c die Vakuumlichtgeschwindigkeit, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, E die Energie des Teilchens, x die Weglänge, z die Ladungszahl des Teilchens, e die Elementarladung, n die Elektronendichte des Materials und I sein mittleres Anregungspotential. Der Faktor $\beta = \frac{v}{c}$ beschreibt die Geschwindigkeit des Teilchens als Bruchteil der Lichtgeschwindigkeit. Die Bethe-Bloch-Kurve (vergleiche Abbildung 2.3) hat ein Minimum bei $\beta\gamma \approx 3,5$. Dieses Minimum führt zu einem mittleren Energieverlust von $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle \approx 1,5 \frac{\text{MeVcm}^2}{\text{g}}$. Diese Teilchen werden "minimal ionisierende Teilchen" (MIP) ge-

nannt. Bei hochenergetischen Teilchen, wie sie im ATLAS-Experiment vorkommen, liegen die Teilchenenergien im GeV-Bereich. Da die Bethe-Bloch-Formel jedoch durch einen logarithmischen Anstieg charakterisiert ist, kann in guter Näherung von MIP ausgegangen werden.

Photonen verhalten sich anders als geladene Teilchen, wenn sie sich durch Materie bewegen. Sie verlieren ihre Energie durch den Photoeffekt, Compton-Streuung und Paar-Produktion. Abhängig von der Energie des durchquerenden Photons dominiert jeweils ein bestimmter Prozess. Hochenergetische Photonen ($\mathcal{O}(\text{MeV})$) verlieren ihre Energie größtenteils durch Paar-Produktion. Liegt die Energie der Photonen zwischen $\mathcal{O}(100 \text{ keV})$ und $\mathcal{O}(10 \text{ MeV})$, stellt der Compton Effekt den dominierenden Prozess dar. Für Photonenergien zwischen $\mathcal{O}(\text{eV})$ und $\mathcal{O}(100 \text{ keV})$ verlieren die Photonen den Großteil ihrer Energie durch den Photoelektrischen Effekt.

Des Weiteren ist zu beachten, dass die Bethe-Bloch-Formel den Energieverlust geladener Teilchen durch Ionisation und Strahlungsverluste nur ab einem $\beta\gamma$ -Wert von $\beta\gamma \approx 0.1$ beschreibt. Teilchen, die einen kleineren $\beta\gamma$ -Wert besitzen, werden nicht durch diese einfache Beschreibung erfasst. Diese Teilchen verlieren ihre Energie durch verschiedene Kernprozesse. Dies ist ebenfalls in Abbildung 2.3 dargestellt.

Die p-n-Diode und Detektion von Teilchen

Um ionisierende Teilchen zu detektieren, werden in der Teilchenphysik unter anderem p-n-Dioden genutzt. Hierbei werden zwei verschieden dotierte Siliziumregionen aneinander geführt. Es formt sich eine Verarmungszone am Übergang, in der die Ladung der ionisierten Donatoren beziehungsweise Akzeptoren nicht durch die Ladung der freien Ladungsträger kompensiert wird. Das Resultat ist der Aufbau einer Raumladung und eines intrinsischen Potentials. Durch Anlegen einer Spannung an die Diode kann die Breite dieser Verarmungszone von wenigen μm bis auf die gesamte Länge der Diode erweitert werden.

Bei einer Diode ohne angelegte Spannung ist das sensitive Medium klein gegenüber der Größe des Sensors. Zwar werden auch freie Ladungsträger außerhalb der Verarmungszone erzeugt, jedoch rekombinieren diese dort schnell, da sie nicht vom elektrischen Feld getrennt werden. Durch Anlegen einer Spannung wird die Größe des sensitiven Mediums erhöht.

Werden durch die ionisierenden Teilchen Elektron-Loch-Paare erzeugt, werden diese aufgrund des anliegenden elektrischen Feldes zu den entsprechenden Elektroden gezogen. Hierbei ist zu bemerken, dass das Signal bereits vor Erreichen der Ladungsträger auftaucht, weil die Ladungsträger Ladung auf den Elektroden induzieren. Während der

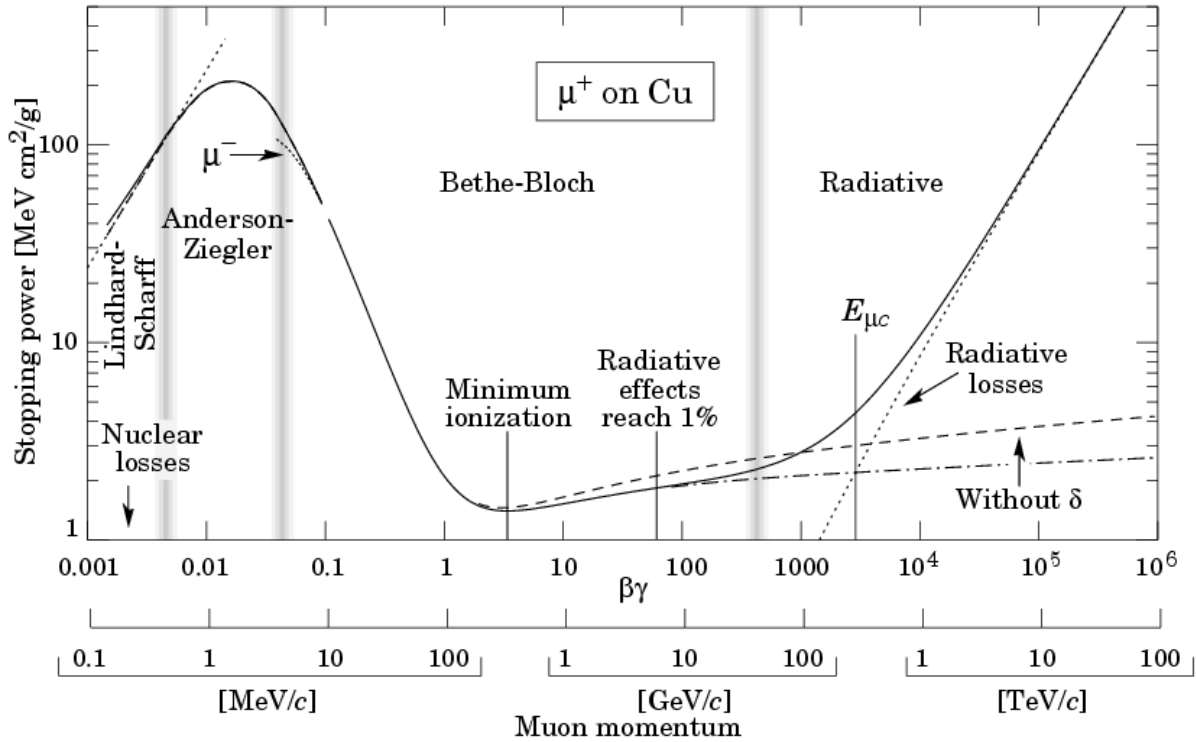


Abb. 2.3: Darstellung der Bethe-Bloch-Kurve für positive Myonen (μ^+) in Kupfer als Absorber. Weiterhin dargestellt sind Strahlungsverluste die aufgrund von Paarbildung und Bremsstrahlung auftreten und ab einer kritischen Energie E_c den Energieverlust durch Ionisation überwiegen. Aufgetragen ist das Bremsvermögen $\langle \frac{dE}{dx} \rangle$ als Funktion von $\beta\gamma = \frac{p}{Mc}$. Teilchen mit $\beta\gamma < 0.1$ verlieren ihre Energie vornehmlich durch Kernprozesse und nicht mehr durch Ionisation oder Strahlungsverluste. Diese Teilchen werden nicht von der Bethe-Bloch-Formel erfasst. Dies ist durch die Unstetigkeit in der Kurve dargestellt.

Separation der Elektronen und Löcher induzieren diese aufgrund der unterschiedlichen Entfernungen zu den Elektroden unterschiedliche Ladungen auf den Elektroden. Zur Berechnung des Stromes, der durch ein geladenes Teilchen in der Nähe einer Elektrode hervorgerufen wird, kann das Shockley-Ramo Theorem genutzt werden:

$$I = \vec{E}_r q \vec{v}. \quad (2.2)$$

Hierbei beschreibt I den induzierten Strom, q die Ladung des eingehenden Teilchens, \vec{v} die Driftgeschwindigkeit und \vec{E}_r die Feldkonfiguration ohne eingebrachte Ladung.

2.4.3 Pixeldetektoren

Wie bereits in Abschnitt 2.3.3 erörtert, sind für das Verständnis vieler physikalischer Prozesse eine gute Impulsmessung sowie Spur- und Vertexrekonstruktion wichtig, die jeweils eine hohe Ortsauflösung benötigen. Dies erfordert eine feine Segmentierung der Ausleselektroden. Weit verbreitet sind die bereits angesprochenen Micro-Strip-Detektoren. Sie bestehen aus einem langen Streifen, dessen Länge im Prinzip identisch mit der des Sensors ist. Die Breite der Streifen beträgt ca. 10 μm . Um eine 2-dimensionale Information zu erhalten, werden hintereinander liegende Lagen von Streifen gegeneinander verdreht. Die Kombination der Information aus den zwei aufeinander folgenden Streifen ermöglicht die Rekonstruktion der Treffer-Region.

Im Gegensatz dazu sind Pixeldetektoren in beide Richtungen sehr fein segmentiert. Dies bedeutet, dass auf ihnen im Mikrometer-Bereich Elektroden platziert sind, die rechteckig sind. Das Entfallen einer zweiten Ebene zur Bestimmung der X-Y-Position ist ein offensichtlicher Vorteil dieser Detektoren. Im Folgenden soll kurz auf den Aufbau dieser Detektoren und der hybriden Pixeldetektoren eingegangen werden.

Die Pixelzellen bestehen hierbei aus einem pixeliertem Implantat, das auf einer dotierten Hauptmasse (englisch: “bulk material”) aufgebracht ist. Die Dotierung der Pixel und der Hauptmasse definieren die Bezeichnung des Pixelsensors wie zum Beispiel p-in-n-, n-in-n- oder n-in-p-Sensor. Hierbei ist zu beachten, dass sich die Dotierung durch intensive Bestrahlung ändern kann.

Hybride Pixeldetektoren

Die Herausforderungen für Detektoren in der Nähe des Interaktionspunktes liegen in der räumlichen Auflösung, der Geschwindigkeit der Signalauslese und der Möglichkeit der Langzeitnutzung innerhalb einer Umgebung mit hoher Strahlung. Zurzeit wird innerhalb des ATLAS-Detektors diese Funktion von Hybriden Pixeldetektoren ausgeübt. Ein hybrider Pixeldetektor ist durch seine Unterteilung in zwei oder mehr Teilkomponenten definiert. Ein Beispiel ist hier eine Kombination aus einem in Pixelzellen strukturiertem Siliziumsensor und einem oder mehreren Auslesechips. Diese beiden Bauteile sind durch eine sog. “Bump-Verbindung” verbunden. In Abbildung 2.4 ist der Aufbau einer typischen Pixelzelle und der daraus resultierenden Pixelmatrix dargestellt. Modular aufgebaut ergibt sich aus diesen Komponenten und weiterer Versorgungs-, Steuerungs- und Ausleseelektronik der gesamte Pixeldetektor (vergleiche Abbildung 2.2).

Für die Ladungsmessung in den einzelnen Pixeln werden ladungsempfindliche Verstärker

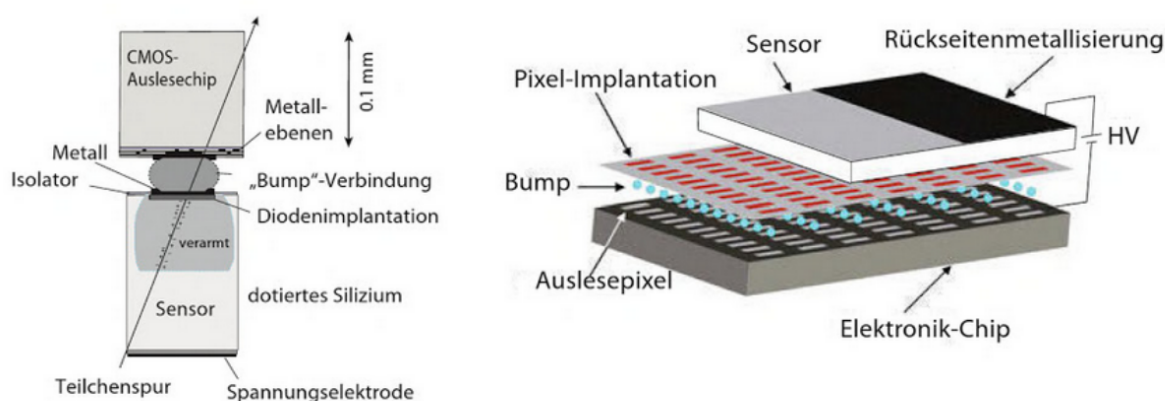


Abb. 2.4: Links: Hybrider Pixeldetektor [13]. Sichtbar sind unter anderem die Verarmungszone und die charakteristische “Bump-Verbindung” zwischen der Pixelzelle und dem Auslesechip. Rechts: Eine Pixelmatrix. Aus mehreren einzelnen Pixelzellen setzt sich eine Pixelmatrix zusammen. Hierbei ist zur besseren Darstellung der Siliziumsensor von der Pixelimplementation getrennt. Dies ist in der Realität nicht der Fall.

durch eine Konstantstromquelle entladen. Die linear ansteigenden und danach absteigenden Flanken erzeugen ein Dreieckssignal. Dieses Signal triggert über den Diskriminator die Pixeladresse und die jeweiligen Zeitmarken. Die Zeit, während derer die Amplitude des Dreieckssignals über einer definierten Grenze liegt, die “time-over-threshold, ToT”, ist proportional zur deponierten Ladung. Diese Informationen werden zunächst lokal im eigenen RAM der Pixelzelle gespeichert und später in die passive Zone des Pixelchips weitergegeben.

Die Größe der Pixel eines solchen Pixeldetektors wird hierbei durch die Größe seiner Ausleseelektronik und die minimal möglichen Abstände zweier Bumpverbindungen gegeben. Tiefgehendere Informationen zu den Pixeldetektoren im ATLAS-Experiment finden sich in [11]. Die genutzten Pixeldetektoren in dieser Arbeit besitzen eine metallisierte Oberfläche. Damit ist eine Ladungsinduktion durch einen Laser nicht möglich. Da die Breite des Teilchenstrahls im Mikrometerbereich liegen soll ist die Verwendung von radioaktiven Quellen nicht zweckmäßig, da die austretenden Teilchen schwer auf diese Größe fokussiert werden können. Daher wird in dieser Arbeit ein fokussierter Protonenstrahl genutzt.

2.4.4 Erwartete Ladungsmessung

Im Experiment, welches mit der Mikrostrahl-Messstation am Pelletron des zweiten Physikalischen Instituts der Georg-August-Universität durchgeführt wird, werden niederenerge-

tische Protonen mit 2,66 MeV Energie benutzt. Dies bedeutet, dass die Protonen bereits an der Oberfläche des Sensors gestoppt werden und die freien Ladungsträger durch den gesamten Sensor driften. Die Protonen deponieren ihre gesamte Energie im Sensor. Der Pixeldetektor fungiert also quasi als Kalorimeter im Mikrometerbereich. Da die Energie der Protonen bekannt ist und diese vollständig innerhalb des Sensors gestoppt werden, ist es möglich, hieraus die erwartete deponierte Ladung Q_{dep} zu berechnen:

$$Q_{dep} \approx \frac{E_p}{E_{Ladungspaar}} \cdot e \approx 729 \cdot 10^3 e$$

Hierbei beschreibt E_p die Energie der Protonen, $E_{Ladungspaar} \approx 3,65$ eV die Energie, die nötig ist, um ein Elektron-Loch-Paar im Silizium zu erzeugen und e die Elementarladung. Werden mehrere nebeneinander liegende Pixelzellen betrachtet, so ist aufgrund der Diffusion, hervorgerufen durch die inhomogene Verteilung der Ladungsträger innerhalb des Mediums, zu erwarten, dass für die genutzte Ionenstrahlung mehrere Pixelzellen anschlagen. Da der Ionenstrahl geringen Durchmesser besitzt, wird erwartet, dass dieser Effekt nur an der Kante der Pixelzelle eintritt (Abstand = $\mathcal{O}(10\mu\text{m})$). Da die genutzten Protonen sich bereits im Bereich der Kernprozesse der Bethe-Bloch-Kurve befinden, kann es zu Effekten kommen, die Ladungsstudien behindern können.

2.4.5 δ -Elektronen

Während des Prozesses der Ionisation durch ein geladenes Teilchen können δ -Elektronen entstehen, wenn ein Proton bei einer Wechselwirkung mehr als den mittleren Energieverlust abgibt. Diese hochenergetischen Elektronen können lange Strecken innerhalb des sensitiven Mediums zurücklegen und selbst für Ionisation sorgen. Hierdurch produzieren sie sekundäre Ladungswolken, die ebenfalls Signale hervorrufen. Die Abhängigkeit, die den Emissionswinkel $\Theta_{\delta e}$ der δ Elektronen beschreibt, ist gegeben als

$$\Theta_{\delta e} = \arctan \left[\frac{1}{\gamma} \left(\frac{T_{max}}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \approx \arctan \sqrt{\frac{2m_e}{T}}. \quad (2.3)$$

Hierbei beschreibt m die Elektronenmasse, γ den Lorentzfaktor, T die kinetische Energie des Elektrons und $T_{max} = 2mc^2\beta^2\gamma^2$ seine kinematisch maximal mögliche kinetische Energie. Hochenergetische δ -Elektronen werden in Vorwärtsrichtung emittiert und stark ionisierende δ -Elektronen in einem rechten Winkel zur Einfallsrichtung. Das Emissionsmaximum liegt hierbei bei $\Theta = \frac{\pi}{2}$. Diese δ -Elektronen bewegen sich bei einem senkrecht zur Oberfläche liegenden Einfall parallel zu dieser durch den Pixeldetektor. Dies führt

dazu, dass mehrere Nachbarpixel zu feuern beginnen, obwohl kein primäres Teilchen sie passiert hat.

2.4.6 Ladungscluster

Trifft ein Teilchen auf die Randregion eines Pixels induziert es in mehreren Pixeln ein Signal, da die induzierte Ladung sich aufgrund der Diffusion über mehrere Pixel verteilt. Um die ursprüngliche Ladung zu erhalten müssen solche Treffer zusammengefasst werden. Dies geschieht durch Clustern von Treffersignalen zu einem gemeinsamen Ereignis. Hierbei werden Pixel mit einbezogen, die räumlich und zeitlich nahe beieinander Treffer aufzeigen, welche vom selben primären Teilchen hervorgerufen werden. Anhand der gemessenen Ladungsverteilung auf mehreren Pixeln kann die Position des ursprünglichen Treffers, der durch das eingehende Teilchen verursacht wurde, rekonstruiert werden. Hierzu werden die Positionen der Pixel mit Hilfe der gemessenen Ladungen gewichtet.

3 Experimenteller Aufbau und Messmethoden

3.1 Der Beschleuniger

In Göttingen werden Protonen mit der Hilfe eines Pelletron-Beschleunigers auf eine Energie von 2,66 MeV beschleunigt. Hierbei liefern Ionenquellen zunächst negative Ionen, die durch eine Vorbeschleunigung zum Zentrum des Beschleuniger-Tanks beschleunigt werden. Im sogenannten Strippergas-Kanal findet dann eine Umladung der negativen Ionen statt. Dies geschieht durch Stöße der Ionen mit dem Strippergas. Nach den Stößen werden die positiv geladenen Ionen in der zweiten Hälfte des Beschleunigertanks zu dessen Ende hin beschleunigt. Hinter dem Beschleunigertank kann der Strahl mit Hilfe elektromagnetischer Steuerungseinheiten in x- und y-Richtung verschoben werden. Des Weiteren sind im Verlauf des Strahlrohrs eine Objekt- und Apperturblende eingebaut, die die Breite des Strahls im Experiment bestimmen. Die Objektblende wird hierbei durch magnetische Quadrupollinsen auf den Pixeldetektor fokussiert.

3.2 Messaufbau

Der gesamte Aufbau des Experiments befindet sich in einer zylinderförmigen Vakuumkammer aus Aluminium und ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Im Vakuumbetrieb wird die Kammer bei einem Druck von $p \sim 10^{-6}$ mbar betrieben. Um die Qualität dieses Vakuums zu erreichen, werden eine Vorpumpe und ein System von Turbopumpen genutzt. Das Vorvakuum, welches durch die Vorpumpe erzeugt wird, besitzt einen Druck von $p \sim 10^{-1}$ mbar. Durch die anschließende Nutzung der Turbopumpen wird schließlich über einen mehrstündigen Pumpvorgang das angestrebte Vakuum erreicht. Durch ein in die Kammer eingelassenes Druckmessgerät kann der Innendruck der Kammer jeweils verifiziert werden. Der Pumpvorgang muss aufgrund seiner Dauer bereits am Vortag gestartet werden, um die Qualität des Vakuums zu erreichen.

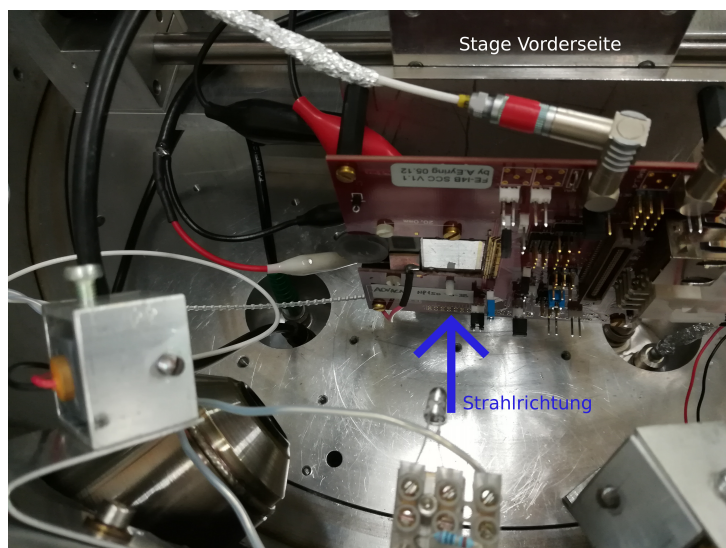


Abb. 3.1: Frontansicht des experimentellen Aufbaus innerhalb der Vakuumkammer.

3.2.1 Die X-Y-Z-Plattform

Die X-Y-Z-Plattform besitzt drei Schrittmotoren, die separat angesteuert werden können. Nachfolgend soll zum besseren Verständnis der Bewegungsrichtungen das Koordinatensystem innerhalb der Kammer definiert werden. Das Koordinatensystem ist in Strahlrichtung auf das Experiment blickend definiert. Die einzelnen Achsen sind hiernach bezüglich der Bewegungsrichtungen definiert. Bewegungen von links nach rechts sind positive Bewegung entlang der X-Achse, Bewegungen von unten nach oben sind positive Bewegungen entlang der Y-Achse und Bewegungen von vorne nach hinten sind positive Bewegungen entlang der Z-Achse.

Da keine absolute Messung der Position möglich ist, muss der Verfahrenweg in Motorschritten kalibriert werden. Aus Messungen der Schrittweiten durch Messung eines verfahrenen Weges von 10^4 Motorschritten ergeben sich hierbei die in Tabelle 3.1 angegebenen Schrittweiten. Da die Messung dieser Strecke einen Fehler von $\sigma = 0,01$ mm besitzt, welcher den kleinsten Skalenteil des genutzten Messschiebers darstellt, ist der systematische Fehler der Messung $\sigma_{sys} = 0,001$ μm . Die Messung wurde für jede Achse 30 Mal wiederholt.

Achse	Schrittweite eines Motorschritts [μm]	Unsicherheit
X-Achse (M_x)	2,000	$\pm 0,0005(\text{stat.}) \pm 0,001(\text{sys.})$
Y-Achse (M_y)	1,999	$\pm 0,0008(\text{stat.}) \pm 0,001(\text{sys.})$
Z-Achse	1,994	$\pm 0,0004(\text{stat.}) \pm 0,001(\text{sys.})$

Tab. 3.1: Gemessene Schrittweite eines Motorschritts sowie zugehörige Unsicherheiten.

Durch diese Beweglichkeit ist es möglich, den Sensor innerhalb der Kammer zu verfahren

und den Protonenstrahl auf unterschiedliche Regionen des Sensors auszurichten.

3.3 Fokussierung des Protonenstrahls

Die Fokussierung des Protonenstrahls geschieht mit Hilfe von magnetischen Quadrupollinsen. In diesem Experiment werden vier hintereinander liegende Linsen genutzt. Nacheinander sind in Abbildung 3.2 die Quadrupollinsen dargestellt. Zu erkennen sind die vier magnetischen Joche, die rechtwinklig um die Strahlachse angebracht sind. Durch Ausrichten der vier Linsen können Linsenfehler erster und zweiter Ordnung ausgeglichen werden. Hierbei werden die Linsen nacheinander angesteuert und ihre Linsenfehler in einem iterativen Verfahren durch Verschieben und Rotieren minimiert. Die Linsen werden durch Lüfter gekühlt, sodass die genutzten Ströme von mehreren Ampere nicht zu einer Überhitzung der Linsen führen können. Während dieses Verfahrens ist der Protonenstrahl auf einen Szintillator in der Kammer ausgerichtet, sodass die Änderungen der Positionen der Linsen direkt beobachtet werden können. Beobachtet werden diese Veränderungen durch eine eingebrachte Kamera. Digitale Referenzlinien werden auf dem Bildschirm aufgebracht um die Linsen auszurichten. Da ein einzelner Pixel des Detektors $50 \mu\text{m} \times 250 \mu\text{m}$ groß ist, ist es erforderlich, den Strahl auf eine Größe von deutlich weniger als $50 \mu\text{m} \times 50 \mu\text{m}$ zu fokussieren. Dies ermöglicht die Vermessung der Ladungssammlung innerhalb eines einzelnen Pixels.

3.4 Geräte zur Messung der Strahlbreite

3.4.1 S-Kurven Strommessung

Neben dem Sensor ist eine Kupferplatte mit geraden Kanten leitend auf einer Edelstahlplatte aufgebracht. Dies ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Sichtbar sind die Kupferplatte, der Sensor sowie 2 Kristalle aus Siliziumdioxid. Die Silizium Pin-Diode wurde in dieser Arbeit nicht verwendet. Zwei Ränder der Kupferplatte hängen hierbei frei in der Luft. Durch Verfahren des Strahls über den Rand der Kupferplatte hinaus kann der auf der Kupferplatte auftreffende Strahlstrom mit Hilfe eines Sub-Femtoamperemeter gemessen werden. Der Schaltplan des Messaufbaus für die Messung des Stromes auf der Kupferplatte ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Dargestellt sind der Kristall, die Kupferplatte und das FE-I4B Modul. Als Sternpunkt des Erdungsschemas dient die Wand der Vakuumkammer, zu deren Potential alle Spannungen referenziert werden. Die Spannungen $VDDA$ und $VDDD$ symbolisieren die Spannungen des Analog- und Digitalbereichs des Moduls.

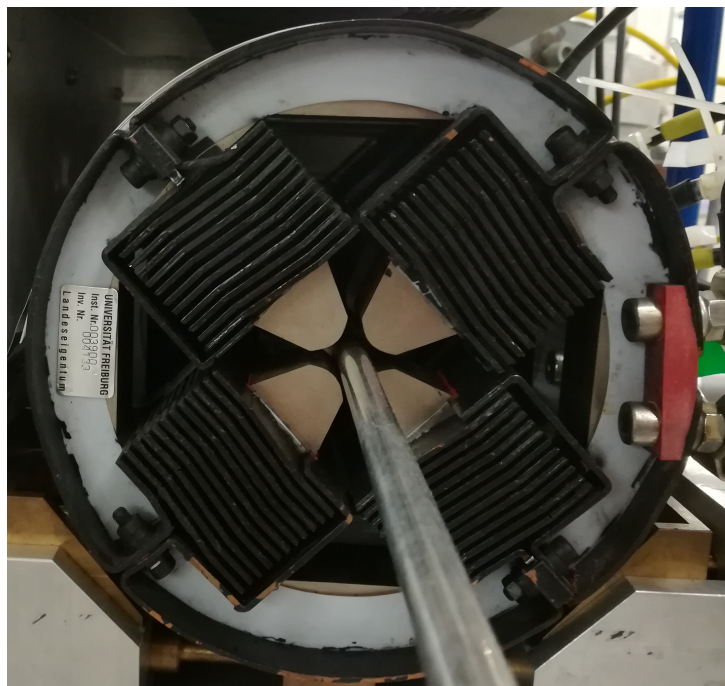


Abb. 3.2: Darstellung der Quadrupollinsen entlang der Strahlachse. Zu sehen sind die vier magnetischen Joche der ersten Linse sowie ihre Halterung, welche sowohl Rotation als auch Bewegungen vertikal und horizontal zur Strahlachse erlaubt. Aufgrund eines hohen Stromflusses durch die Linsen werden diese durch einfache Ventilatoren auf ihrer Oberseite gekühlt.

Die USBPix Adapterkarte wird durch die Abkürzung “Ad. Karte” beschrieben. Die Schalter S1 und S2 symbolisieren die Möglichkeit, den Strom auf der Kupferplatte und dem Kristall separat zu messen. Die Messung auf dem Kristall dient hierbei zur Einschätzung des Strahlstromes. Des Weiteren symbolisiert das eingezeichnete Strommessgerät (AM) das genutzte Sub-Femtoamperemeter

Bei dieser Messung ist besonders zu beachten, dass die Kupferplatte eine gerade Kante besitzt. Diese gerade Kante wurde durch eine Messung unter einem Mikroskop mit 500-facher Vergrößerung verifiziert. Die Unebenheiten der Kante befinden sich hierbei im ein bis drei μm -Bereich. Die Unsicherheit dieser Messung besteht im systematischen Fehler des Mikroskop von $\sigma = 0,16 \mu\text{m}$. In Abbildung 3.5 ist der Rand der Kupferplatte unter der genannten Vergrößerung dargestellt. Aus dieser Abbildung geht ebenfalls hervor, dass die Unebenheiten nicht homogen über die Kante verteilt sind. Bestimmte Bereiche zeigen weniger Unebenheiten als andere.

Beim Verfahren eines gaußförmigen Strahlprofils über die Kante der Kupferplatte folgt die durch das Auftreffen der Protonen auf der Kupferplatte hervorgerufene Stromstärke einer S-Kurve, die sich aus der Faltung eines gaußförmigen Strahlprofil und einer Trep-

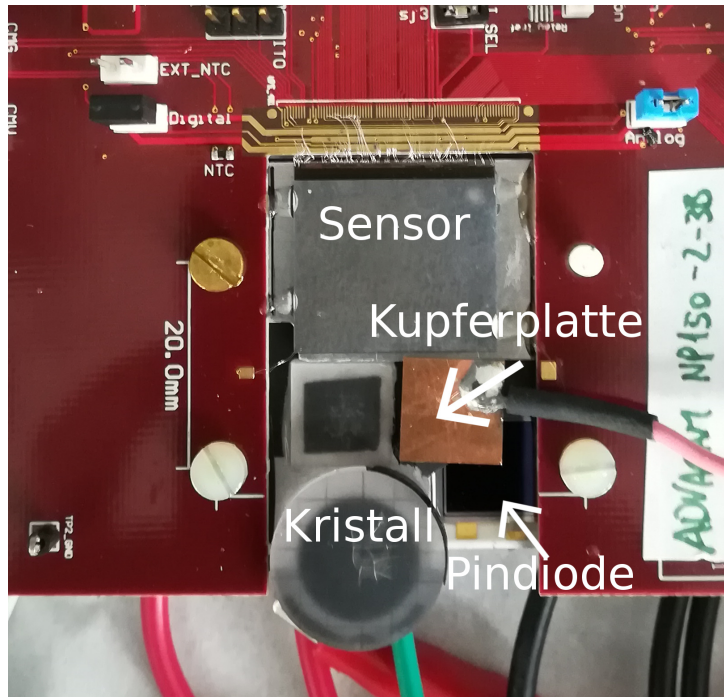


Abb. 3.3: Vergrößerte Darstellung der Messapparaturen zur Strahlbreitenmessung.

penfunktion zusammensetzt:

$$\left[\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{2 \cdot \sigma^2}\right) \right] * [\Theta(x)] = \frac{1}{2} \left(\operatorname{erf}\left(\frac{y}{\sigma\sqrt{2}}\right) + 1 \right). \quad (3.1)$$

Hierbei stellt $\Theta(x)$ die Heaviside-Funktion und $\operatorname{erf}(x, \sigma)$ die Fehlerfunktion dar. Des Weiteren definiert σ^2 die Varianz der Normalverteilung. Durch Entfaltung dieser Funktionen lässt sich aus diesen Daten die ursprüngliche Strahlbreite rekonstruieren. Während der Messungen der Strahlbreite wird ein Effekt beobachtet, der den Strom in der Nähe der Kante erhöht. Dieser Effekt wird im Folgenden als Kanteneffekt definiert. Es wird angenommen, dass die Ursache dieses Kanteneffekts sekundäre Elektronen sind, die im Bereich der Kante die Möglichkeit haben das Kupfer zu verlassen und für einen Anstieg des Stromes sorgen. Diese Annahme begründet sich in der Tatsache, dass ein ähnlicher Effekt aus der Elektronenmikroskopie bereits bekannt ist. Zur Modellierung des Kanteneffekts wird zusätzlich zu Gleichung 3.1 eine Gaußverteilung mit negativer Amplitude addiert. Es wird angenommen, dass die Anzahl der ausgelösten Elektronen aufgrund von Protonen konstanter Energie proportional zur Anzahl der einfallenden Protonen ist.

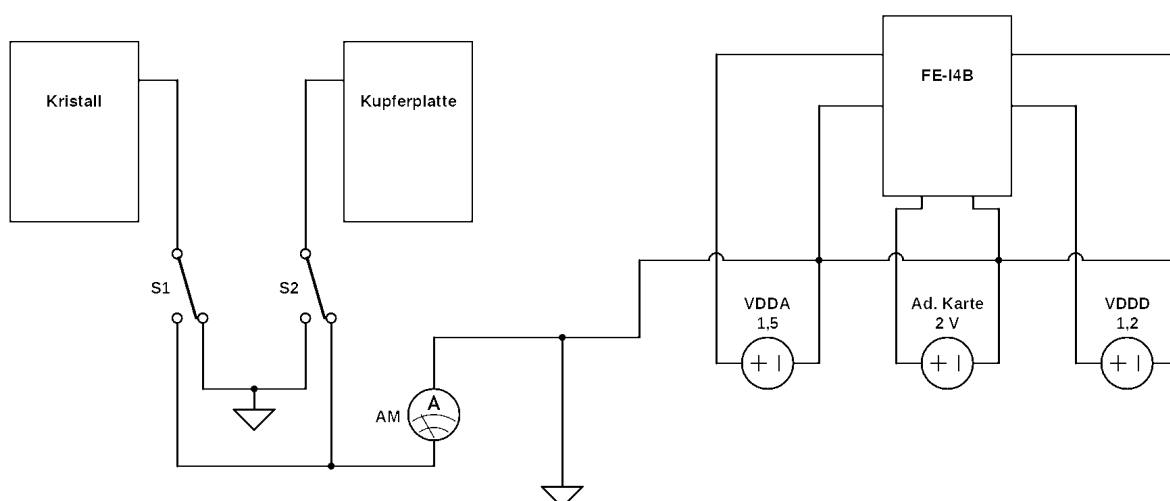


Abb. 3.4: Schaltplan für die Messung des Stromes auf der Kupferplatte.

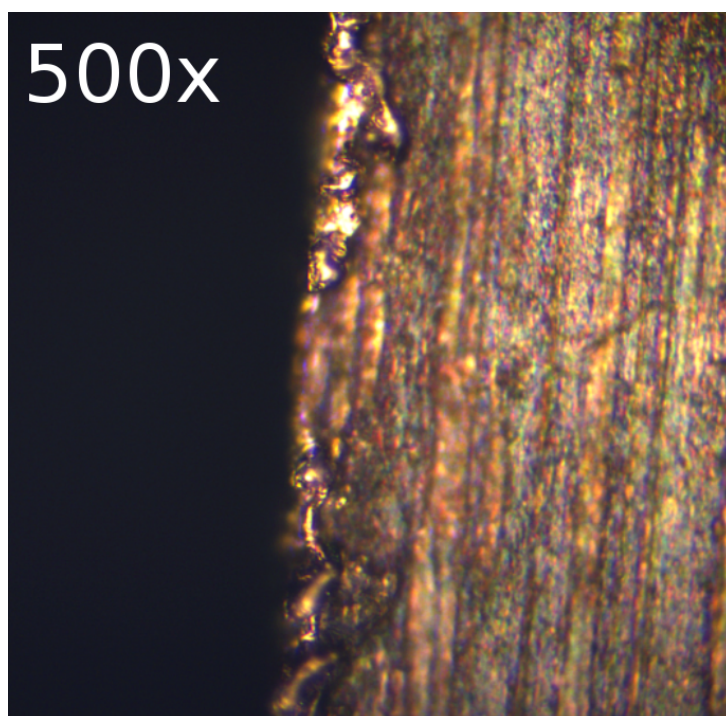


Abb. 3.5: Aufnahme der Kante der Kupferplatte unter einem Mikroskop mit 500-facher Vergrößerung. Die Größenordnung der Unebenheiten der Kante ist hierbei im Bereich $1\ \mu\text{m}$ bis $3\ \mu\text{m}$. Die Unsicherheit dieser Messung besteht im systematischen Fehler des Mikroskop von $\sigma = 0,16\ \mu\text{m}$.

3.4.2 Messung an einem szintillierenden Kristall

Weiterhin ist neben dem Sensor ein szintillierender Kristall aus dotiertem Siliziumdioxid angebracht. Auf diesem Kristall sind Markierungen aufgebracht. Durch Verfahren der

Plattform um eine bekannte Distanz wird der Maßstab des Kamerabildes geeicht. Mit Hilfe des geeichten Maßstabes kann der Strahl optisch vermessen werden. Um den Effekt des optischen Rauschens der Kamera zu minimieren, werden mehrere Bilder aufgezeichnet. Diese unterschiedlichen Einzelbilder werden dann zur Rauschminimierung gemittelt und der resultierende Strahlfleck vermessen. Im Zuge der Rauschminimierung wird jedes Einzelbild mit einer Belichtungszeit von einer Sekunde aufgezeichnet.

3.4.3 Abstände der Messapparaturen

Die Messapparaturen, welche zur Messung der Strahlbreite dienen, wurden in Abbildung 3.3 dargestellt. Um eine korrekte Messung der Breite des Strahls durchführen zu können, ist es notwendig, die jeweilige Messapparatur jeweils an der gleichen Z-Position zu positionieren, da der Strahl abseits des Fokus eine nicht verschwindende Divergenz besitzt. Um dies gewährleisten zu können, wurden die Entfernungen der Messapparaturen relativ zur Sensoroberfläche bestimmt und entsprechend dieser Strecken entlang der z-Richtung verfahren. Die Abstände sind nachfolgend in Tabelle 3.2 aufgelistet. Die Abstände ergeben sich aus optischen Messungen mit Hilfe eines Mikroskops mit 500-facher Vergrößerung. Hierbei wird der rechteckige Kristall als Kristall 2 definiert und der runde Kristall als Kristall 1. Da der rechteckige Kristall als Ersatz dient, ist sein Abstand hier nicht angegeben. Die optischen Messungen finden mit Kristall 1 statt.

Apparatur	Abstand [mm]	Unsicherheit [mm]
Kupferplatte	0.0942	$\pm 0.00032(\text{stat.}) \pm 0.00016(\text{sys.})$
Kristall	-2.1899	$\pm 0.00075(\text{stat.}) \pm 0.00016(\text{sys.})$

Tab. 3.2: Abstände der verschiedenen Messapparaturen relativ zum Sensor.

Nachfolgend ist in Abbildung 3.3 eine vergrößerte Darstellung der Messapparaturen dargestellt, welche der Messung der Strahlbreite dienen. Hierbei sind die Kristalle, die Pindiode (schwarz) und die Kupferplatte der Strahlbreitenmessung zuzuordnen. Die silberne Oberfläche stellt die Rückseite des Pixeldetektors dar.

3.5 Das Auslesesystem und der FE-I4-B Auslesechip

Der Aufbau einer analogen Pixelzelle des FE-I4-Chips ist in Abbildung 3.6 dargestellt [14]. Nachfolgend sollen einige Elemente der analogen Pixelzelle erläutert werden.

Der eingezeichnete Vorverstärker (“Preamp”) verstärkt die Ladung, die im Sensor aufgrund eines Teilchens erzeugt wird. Der Rückkoppelkondensator dieses Verstärkers wird

3 Experimenteller Aufbau und Messmethoden

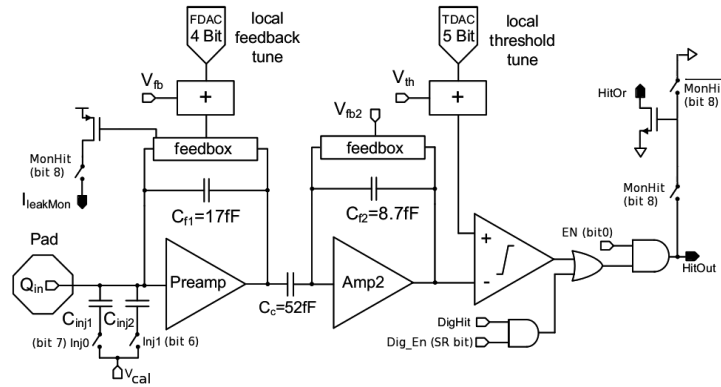


Abb. 3.6: Schematische Darstellung einer analogen Pixelzelle. Ausgabe Pins sind hierbei schwarz ausgefüllt und Eingabe Pins sind weiß.

durch eine Konstantstromquelle entladen, den “Feedback Current”. Alternativ kann vor dem Verstärker über die eingezeichneten Kondensatoren $C_{inj1} = 1,95 \text{ fF}$ und $C_{inj2} = 3,9 \text{ fF}$ Ladung in den analogen Teil des Pixels injiziert werden. In diesem Fall werden über die Spannung v_{cal} die eingebauten Kondensatoren beladen. Es können beide Kondensatoren parallel oder einzeln genutzt werden. Durch einen weiteren Verstärker wird das Signal der Ladung weiter verstärkt und dann mit Hilfe eines Diskriminators gemessen. Während der Vorverstärker für die Signalformung sorgt führt der zweite Verstärker zu einer Spannungsverstärkung. Am Diskriminator wird durch einen Komparator geprüft ob das Signal über der eingestellten Schwelle liegt. Die Zeit, die dieses Signal oberhalb der eingestellten Schwelle liegt wird in einem Takt von 25 ns gemessen und als “Time-over-Threshold” (ToT) bezeichnet. Wird in den analogen Bereich eine negative Ladung injiziert löst dies einen positiven Puls am Ausgang des Vorverstärkers aus dessen Amplitude A in einem idealen System $A = \frac{Q_{in}}{C_{f1}}$ ist. Da jedoch eine schnelle Rückkehr des Signals zum Nullniveau nötig ist und der Verstärker selbst nicht ideal ist, führt dies zu einer Verringerung der Amplitude des Signals. Wird die Zeit, die es braucht, bis das Signal wieder auf den Impulsboden zurückkehrt, maximiert, wird die Amplitude minimiert.

Um die Messergebnisse zu verstehen ist es nötig den Betrieb des Detektors zu verstehen. Das USBpix Auslesesystem liefert hierzu standardisierte Tests und ermöglicht außerdem die Implementierung von eigenen Ausleseverfahren [15]. Nachfolgend soll auf die einzelnen Scans eingegangen werden, die in diesem Experiment mit dem USBpix Auslesesystem durchgeführt werden [16].

3.5.1 Analog-Scan und Digital-Scan

Während beim Digital-Scan in den Diskriminator eines Pixels mehrfach ein rechteckiges Spannungssignal hinter dem Ausgang des Diskriminators angelegt wird, wird beim Analog-Scan eine definierte Ladung mehrfach vor dem Vorverstärker injiziert. Da die Anzahl der Injektionen bekannt ist, kann durch die Ausleseelektronik die Anzahl übertragener Signale festgestellt werden. Stimmt diese Anzahl mit der Anzahl der injizierten Ladungen überein, verifiziert dies die Funktionalität des analogen oder digitalen Teils des Pixels. Bei diesen Scans wird nicht in jeden Pixel gleichzeitig injiziert, sondern eine Injektionsmaske verwendet. Hierbei wird beispielsweise nur in jeden sechsten Pixel eine Ladung injiziert und im nächsten Schritt die Maske um einen Schritt versetzt. Durch Iteration dieses Verfahrens wird in jeden Pixel Ladung injiziert.

3.5.2 Schwellenscan

Ein Schwellenscan stellt die Überprüfung der einstellbaren Schwelle dar. Bei diesem Scan vergleicht der Diskriminator der Pixelzelle das Signal des Sensors mit einer eingestellten Schwelle. Um die Schwelle zu ermitteln, wird hierzu mehrfach Ladung in den Analogen Teil des Pixels injiziert. Die injizierte Ladung wird dabei in jedem Schritt variiert. Dies wird durch den PlsrDAC kontrolliert. Für einen idealen Pixel entspräche das Resultat einer Stufenfunktion, deren oberes Plateau gleich der Anzahl der injizierten Treffer ist und deren unteres Plateau bei Null Treffern liegt. Da die Elektronik des Sensors nicht ideal ist, wird diese Funktion mit einer Gaussverteilung gefaltet, die das elektronische Rauschen beschreibt. Das Resultat ist erneut eine S-Kurve. Die Höhe der Schwelle wird in der Regel in Elektronenladungen angegeben. Die Schwelle wird hierbei als die Position der S-Kurve definiert, bei der die S-Kurve auf die Hälfte ihrer Höhe gestiegen ist. Diese Größe ist ein Fitparameter.

3.5.3 Noise Occupancy Scan

Bei einem "Noise Occupancy Scan" wird das elektronische Rauschen des Sensors gemessen. In der Realität werden Treffer nicht nur durch eingehende Teilchen erzeugt, sondern ebenfalls durch das elektronische Rauschen. Für eine gegebene Anzahl von Triggern wird die Anzahl der Treffer in einem Pixel gemessen. Die hierdurch berechnete Okkupanz ergibt sich aus dem Quotienten der gemessenen Treffer und der Trigger. Da in diesem Fall Treffer nur durch Rauschen verursacht werden, heißt diese Okkupanz Rauschokkupanz (Noise Occupancy).

3.5.4 Quellenscan

Im Gegensatz zu den bereits beschriebenen Scans wird die gemessene Ladung beim Quellenscan nicht injiziert, sondern direkt durch eingehende Teilchen hervorgerufen. Diese setzen aufgrund ihres Energieverlustes Elektron-Loch-Paare frei, die detektiert werden. Die Datennahme wird hierbei durch einen Trigger aktiviert. Dieser Trigger kann vom Hitbus des Sensors aktiviert werden. Hierfür müssen Pixel, die immer ein Signal abgeben maskiert werden, sodass sie nicht für das Senden eines Triggersignals verantwortlich sind. Nach einer eingestellten Anzahl an Triggersignalen werden die Rohdaten der Messung in eine ASCII-Datei ausgelagert.

4 Ergebnisse

4.1 Zustand des Sensors

4.1.1 Validierung und Tuning des Pixeldetektors

Da der Sensor während des Betriebs lange ohne Kühlung im Vakuum verbleibt, ist es nötig, seine Funktionsfähigkeit zu überprüfen. Um die Funktionsfähigkeit des Detektors im Vakuum zu bestätigen, wurden ein Digitaltest und ein Analogtest, wie in Abschnitt 3.5.1 beschrieben, durchgeführt. Hierbei wurde jeweils 200 Mal Ladung in die einzelnen Pixel injiziert. Die Ergebnisse dieser Tests sind in den Abbildungen 4.1 und 4.2 dargestellt. Während der Digitalbereich des Pixeldetektors keine Auffälligkeiten erkennen lässt, sind

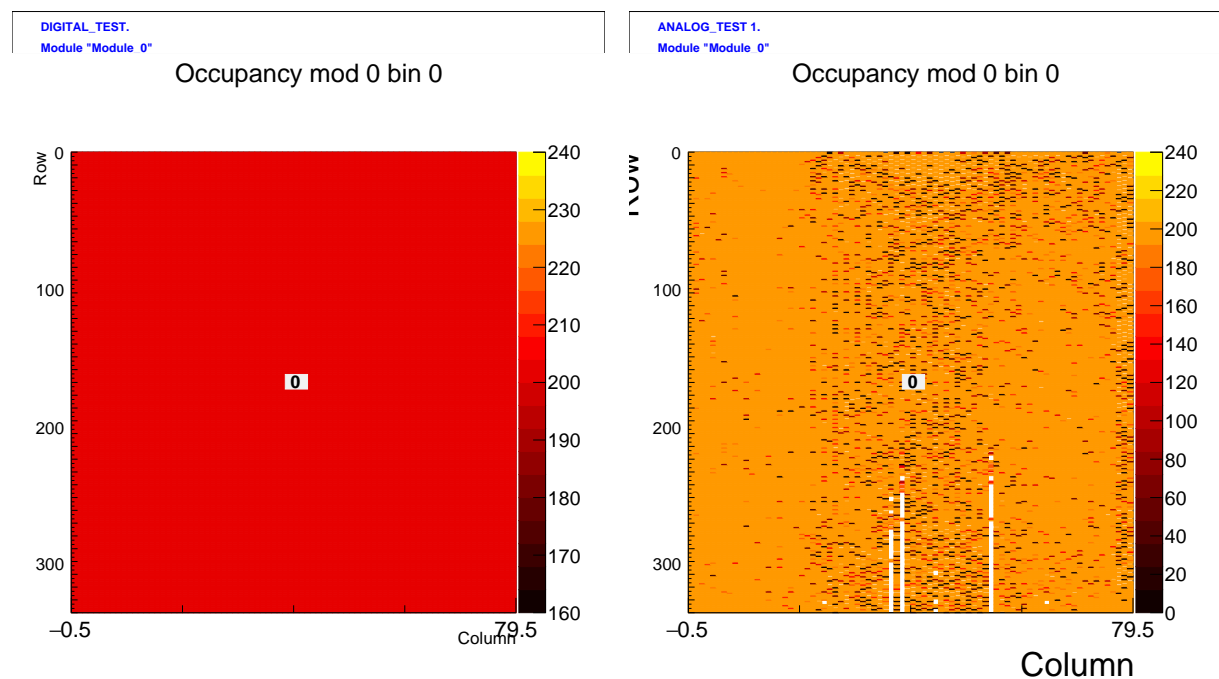


Abb. 4.1: Ergebnis des Digitaltests des Sensors.

Abb. 4.2: Ergebnis des Analogtests des Sensors.

einige Auffälligkeiten im Analogbereich des Detektors zu erkennen. Da diese räumlich außerhalb der Position des Protonenstrahls liegen, werden sie im Folgenden vernachlässigt.

4.1.2 Schwelle des Sensors

Die Schwelle beträgt im durchgeführten Experiment 5006 ± 1 Elektronenladungen. Sie wurde mit Hilfe eines Schwellenscans ermittelt, wie er in Abschnitt 3.5.2 erläutert ist. Die Abbildung 4.3 zeigt das Ergebnis dieses Scans als Okkupanz-Plot, Histogramm und Scatter-Plot. Der Mittelwert der Schwelle S liegt bei 5006 ± 1 Elektronenladungen und die zugehörige Standardabweichung σ_S beträgt $\sigma_S = 67 \pm 0,3$ Elektronenladungen. Es sind einige Pixel zu erkennen, bei denen die Schwelle nicht eingestellt werden konnte. Sie liegen außerhalb des Bereichs, in den der Protonenstrahl trifft.

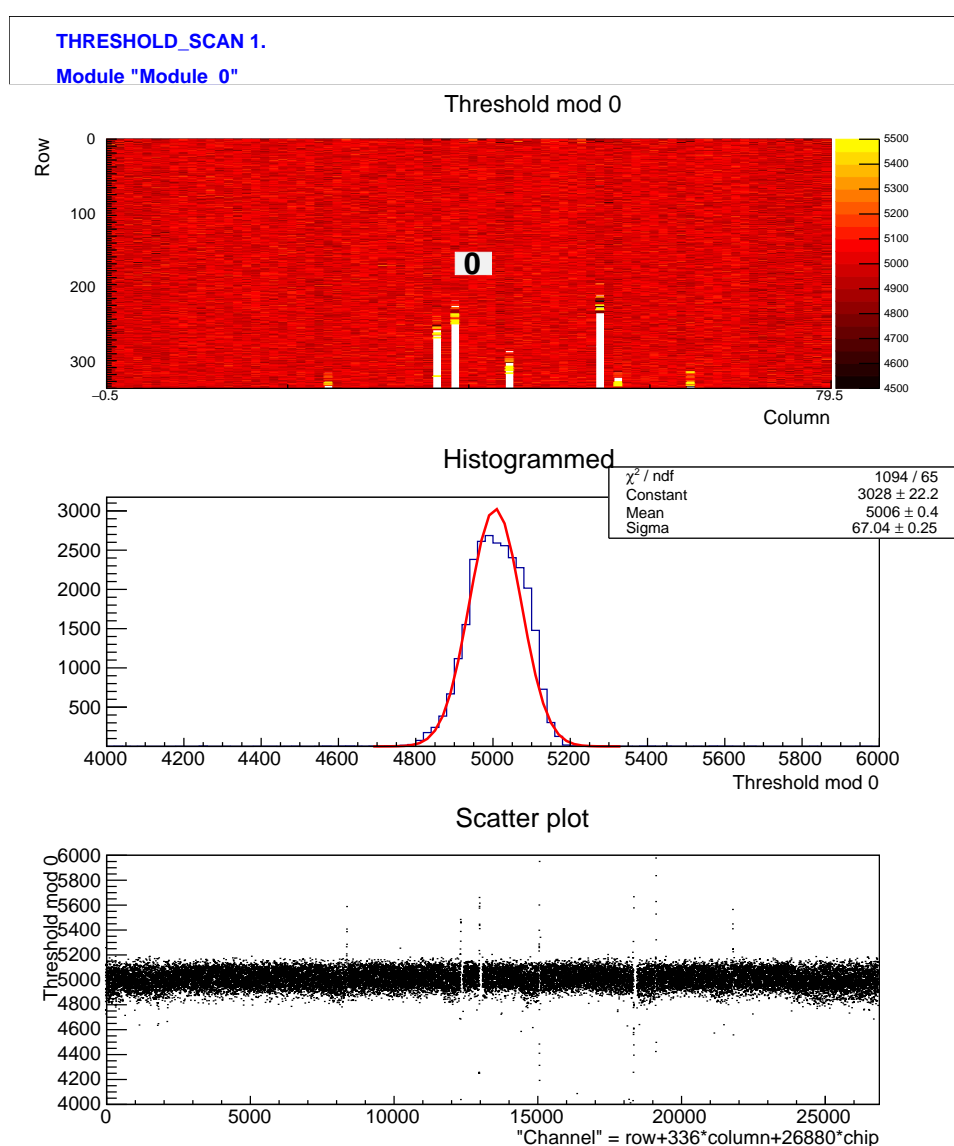


Abb. 4.3: Ergebnis des Schwellenscans des Sensors.

4.1.3 Signal auf dem Sensor

Nachfolgend ist in Abbildung 4.4 die Ausgabe des Hitbus des Sensors dargestellt. Anhand dieser Ausgabe kann nachvollzogen werden, wie viele Protonen gerade auf den Detektor auftreffen, da der Hitbus im Falle eines Quellenscans, wie in Abschnitt 3.5.4 beschrieben, einen Treffer irgendwo auf dem Sensor registriert. Die Form der abfallenden Flanken hat ihren Ursprung in der Länge der genutzten Kabel, welche eine Kapazität in das System einbringen. Dadurch gleicht das Entladen dem Entladen eines Kondensators und das Signal erhält die dargestellte Flanke.

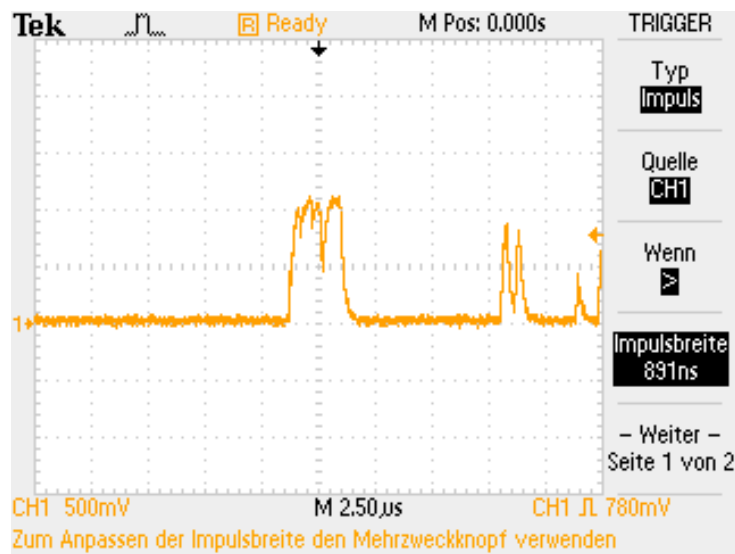


Abb. 4.4: Darstellung der Ausgabe des Hitbus. Ausgelesen wurden diese Signale mit Hilfe eines Oszilloskops über den Hitbus-Ausgang des Moduls.

4.2 Messung mit dem Protonenstrahl

4.2.1 Optische Messung des Strahldurchmessers

Das Ergebnis der optischen Messung des Strahldurchmessers ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Als Maßstab sind zwei rote Linien eingezeichnet. Die vertikale Linie hat eine Länge von $\Delta y = (26 \pm 13) \mu\text{m}$. Die horizontale Linie hat eine Länge von $\Delta x = (70 \pm 13) \mu\text{m}$. Hierbei fällt die vertikale Linie mit der y-Richtung und die horizontale Linie mit der x-Richtung zusammen. Zur Eichung der Längenmessung wurde die Plattform um eine bekannte Strecke entlang der y-Richtung verfahren. Diese Strecke dient zur Kalibration der digitalen Messinstrumente, da sie keine Parallaxe aufweist. Hierbei wird einen Fehler von zwei Pixeln bei der Kalibration angenommen. Zusätzlich wird für die Bestimmung

4 Ergebnisse

der Länge im digitalen Bild ein Fehler von zwei Pixeln bei der Identifizierung von blau gefärbten Pixeln angenommen. Diese Fehler setzen sich jeweils aus der Annahme zusammen, dass bei beiden Längen die Länge auf beiden Seiten um jeweils einen Pixel falsch eingeschätzt werden kann. Daraus setzt sich jeweils ein maximaler Fehler von zwei Pixeln zusammen, der als Abschätzung des Fehlers genutzt wird. Der Fehler einer Längenmessung $\sigma_{\text{Länge}}$ ergibt sich zu $\sigma_{\text{Länge}} = 4 \cdot \frac{512}{162} \mu\text{m} = 13 \mu\text{m}$. Hierbei stellt $\frac{512}{162} \mu\text{m}$ die Länge eines Pixels der Kamera dar. Die eingezeichneten Linien beschreiben die Ausdehnung des

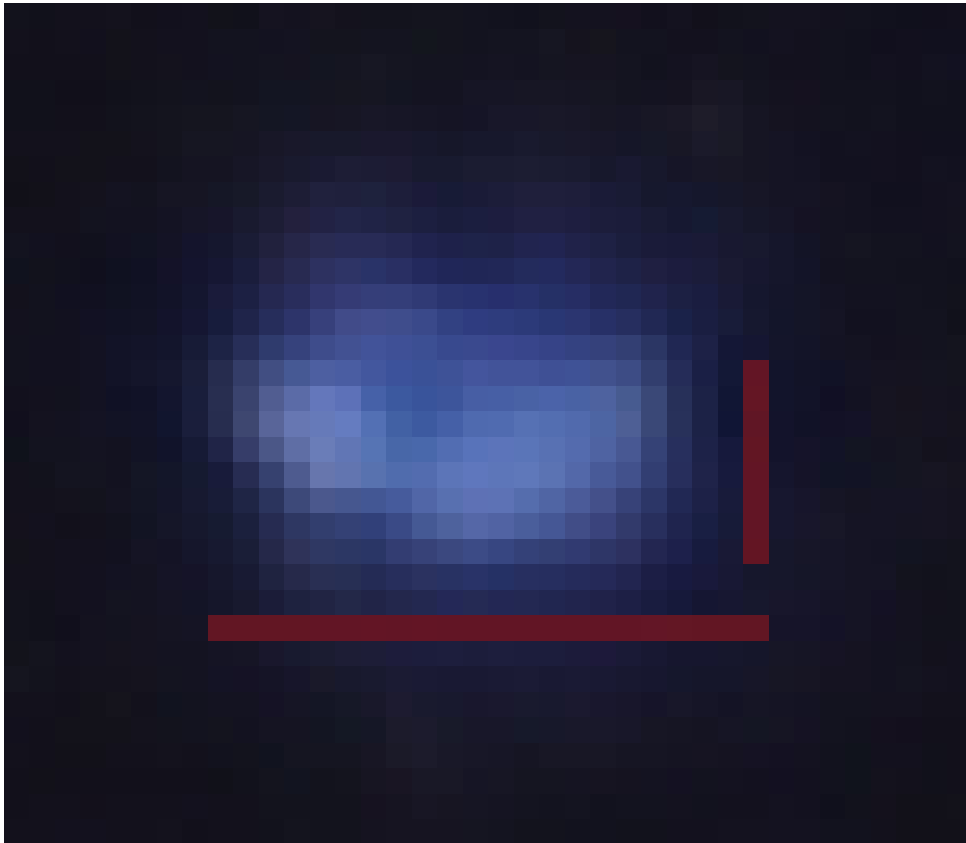


Abb. 4.5: Aufgenommenes Foto des Kristalls bei Beschuss mit Protonen.

erkennbaren hellen Kern des Bildes. Hierbei ist zu beachten, dass die mittlere Eindringtiefe der Protonen mit einer Energie von 2.66 MeV in Siliziumdioxid $62 \mu\text{m}$ beträgt [17]. Hierbei wurde von einer Dichte von $2,648 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$ für Siliziumdioxid ausgegangen. Wegen der von Null verschiedenen Eindringtiefe wurde für die x-Richtung der gesamte Strahlbereich für die Messung der Breite einbezogen, da aus diesem Winkel das Licht aus tieferen Regionen des Kristalls, wie es in Abbildung 4.6 dargestellt wurde, erkennbar ist. Für die y-Richtung ist dies nicht der Fall. Hier wird der helle Kern des Strahls vermessen. Die

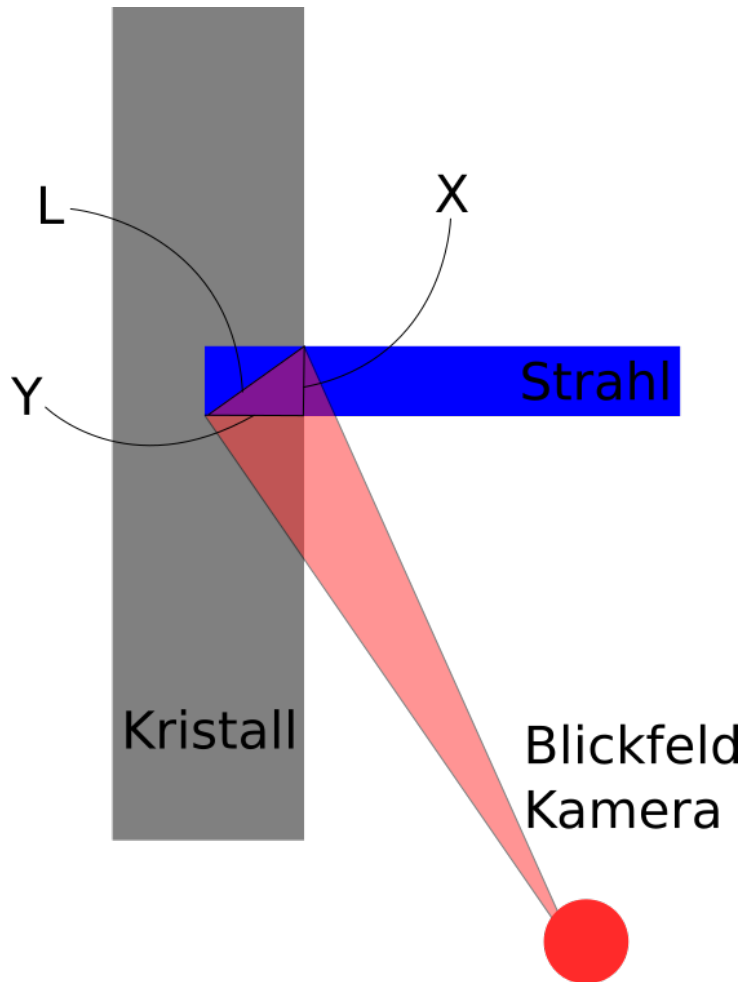


Abb. 4.6: Schematische Darstellung der Messung der Breite des Strahles auf dem durchsichtigen Siliziumdioxid Kristall.

Ausdehnung des Strahles in x-Richtung $X = \Delta x$ beträgt somit:

$$\Delta x = \sqrt{L^2 - Y^2} = (32 \pm 30) \mu\text{m}. \quad (4.1)$$

In diesem Fall stellt L die mit der Kamera gemessene Breite in der x-Richtung dar. Dies ist aufgrund der dargestellten Geometrie in Abbildung 4.6 eine parallaxefreie Messung. Hierbei wurden die Fehler der Dichte des Kristalls sowie der Fehler der Eindringtiefe gegen den Fehler der Längenmessung vernachlässigt. Die optische Messung bietet in dieser Arbeit eine Möglichkeit zur Bestimmung der Größenordnung des Strahldurchmessers.

4.2.2 Messung des Strahles beim Überfahren der Kupferkante

Zur Messung der Breite des Strahls wird dieser orthogonal zur Kupferkante über diese Verfahren. Hierbei wird der Strahl in beide Richtungen verfahren. Dieses Verfahren wird mehrfach für die x-Richtung und die y-Richtung durchgeführt.

Validierung von Messreihen

Um die unterschiedlichen Messreihen zu validieren, wurden jeweils die Reihen, bei denen in die gleiche Richtung verfahren wurde, verglichen. Zeigten einzelne Messreihen Unterschiede, die auf ein Verhaken der Plattform hindeuten könnten, wurden diese nicht in die Auswertung einbezogen. Diese Unterschiede äußern sich in einem Verschiebung der Position der Kante basierend auf dem Punkt, an dem die S-Kurve auf die Hälfte ihrer Höhe angestiegen ist oder einem Fehler während der Bewegung auf dem Kamerabild. Die Ergebnisse der validen Messreihen sind nachfolgend in Abschnitt 4.2.2 dargestellt.

Auswertung der Strommessung beim Überfahren der Kupferkante

Nachfolgend sind in den Abbildungen 4.7 und 4.8 die Ergebnisse der Strommessung an der Kupferkante aufgetragen. Die Abbildungen stellen jeweils Messungen dar, bei der die

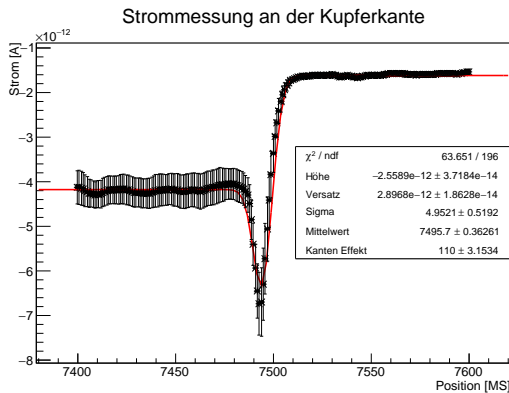


Abb. 4.7: Ergebnis der Strommessung an der Kupferkante entlang der x-Richtung. Die Standardabweichung des Strahles beträgt $\sigma_{x,M} = 5 \pm 0,6$ Motorschritte.

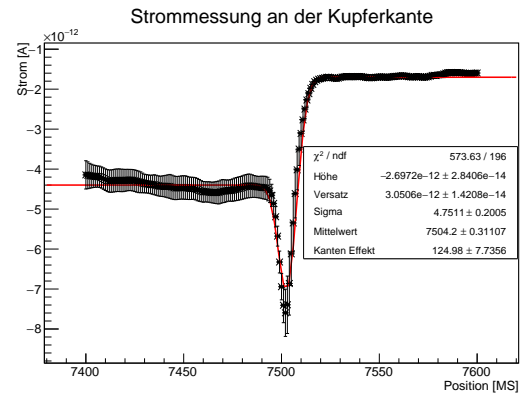


Abb. 4.8: Ergebnis der Strommessung an der Kupferkante entlang der x-Richtung. Die Standardabweichung des Strahles beträgt $\sigma_{x,M} = 4,8 \pm 0,2$ Motorschritte.

Startposition der Bewegung auf oder neben der Kupferplatte lag. Es ist ein eindeutiger Kanteneffekt zu erkennen. Die Position der Kante wird durch den Mittelwert der Gleichung 3.1 gegeben. Diese Funktion wird unter der Annahme, dass durch Addition einer Gaußverteilung mit negativer Amplitude der Kanteneffekt modelliert werden kann, an

die vorliegenden Daten mit Hilfe der χ^2 -Methode gefittet. Diese Gaußverteilung besitzt die selbe Standardabweichung wie die Gaußverteilung des Strahles, die bereits in die S-Kurve eingeht. Die Differenz der beiden Mittelwerte begründet sich durch den von Null verschiedenen Versatz des Schrittmotors dieser Achse.

In Abbildung 4.9 ist das Ergebnis der Messung an der Kupferkante und die Dimension des Strahles entlang der y-Richtung dargestellt. Der Abfall der Stromstärke auf der rechten Seite des Mittelwertes der Funktion wird vom vorliegenden Modell nicht erfasst. Die Umrechnung der Breiten $\sigma_{x,M}$ und $\sigma_{y,M}$ aus den Abbildungen erfolgt mit Hilfe der

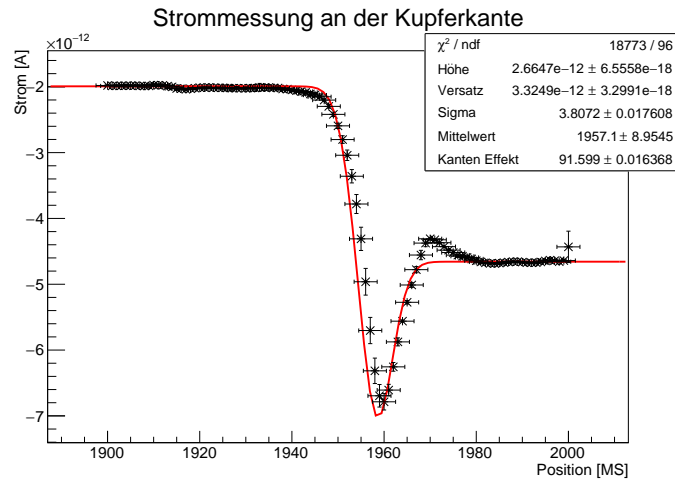


Abb. 4.9: Ergebnis der Strommessung an der Kupferkante bei Bewegung entlang der y-Richtung. Die Standardabweichung des Strahles beträgt $\sigma_{y,M} = (3,08 \pm 0,02)$ Motorschritte.

Ergebnisse aus Abschnitt 3.2.1. Die Dimensionen des Strahles ergeben sich somit zu:

$$\sigma_x = \Delta x \cdot M_x = (9,6 \pm 0.4) \mu\text{m} \quad (4.2)$$

$$\sigma_y = \Delta y \cdot M_y = (7,61 \pm 0.04) \mu\text{m}. \quad (4.3)$$

Der Strahlstrom

Der Strahlstrom wird durch die Differenz der beiden Plateaus der S-Kurven charakterisiert. Aus den Ergebnissen aus Abbildung 4.7 und 4.8 ergibt sich der Strahlstrom I_{Strahl} zu

$$I_{\text{Strahl}} = (277 \pm 3) \cdot 10^{-14} \text{ A}. \quad (4.4)$$

Dies entspricht einer Protonenfrequenz f von $f = 14.16 \pm 0.19$ Mhz. Diese Interaktionsrate ist zu hoch für ein einzelnes Pixelmodul. Auch wenn die Kollisionsrate im ATLAS-Detektor

40 Mhz beträgt, ist dennoch ein einzelnes Pixel-Modul nicht dafür ausgerichtet, eine entsprechende Frequenz an Teilchen zu verarbeiten. Im weiteren Verlauf des Experiments wird daher die Strahlintensität des Beschleunigers so lange reduziert, bis der Hitbus des Moduls einzelne Signale trennen kann. Diese Situation wurde in Abbildung 4.4 bereits dargestellt.

4.3 Analyse der Ladung in einzelnen Pixeln

4.3.1 Ladungscluster

Im Folgenden werden Cluster nach ihrer Größe und Form charakterisiert. Die Größe eines Cluster wird definiert als die Anzahl an benachbarten Pixeln, die innerhalb eines definierten Zeitintervalls von $\Delta t \leq 2 \cdot 25$ ns einen Treffer registriert haben. Die maximale räumliche Entfernung eines Pixels, der noch zu einem Cluster gezählt wird, ist hierbei $\Delta x, y = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} \leq 4$ Pixel. Hierbei charakterisieren x_1 und y_1 die Reihe und Spalte eines Pixels und x_2, y_2 die Reihe und Spalte eines zweiten Pixels, der zu dem Cluster gehören könnte.

Durch Protonen verursachte Ladungscluster

Die Protonen, die auf den Sensor treffen, verursachen Ladungscluster unterschiedlicher Größe. Die Größe und Anzahl dieser Cluster ist dabei abhängig davon, in welchem Bereich eines Pixels ein Proton einschlägt. Schlägt ein Proton in der Mitte eines Pixels ein, misst dieser Pixel den größten Teil der deponierten Ladung in Form einer hohen ToT. Schlägt das Proton jedoch am Rand des Pixels oder in einer seiner Ecken ein, verteilt sich aufgrund der Diffusion der freien Ladungsträger die Ladung auf mehrere Pixel. In der Abbildung 4.10 ist beispielhaft die charakteristische Verteilung der Clustergrößen an einer Motorposition aufgetragen. Die Verteilung der Clustergrößen an anderen Motorpositionen stimmt qualitativ mit dieser Verteilung überein. Es ist zu erkennen, dass besonders Cluster der Größe sieben sehr häufig auftreten.

In Abbildung 4.11 ist für die selbe Strahlposition die Verteilung der Clustergrößen entlang der kurzen Pixelrichtung dargestellt. Es ist ein Maximum bei einer vertikalen Ausdehnung von fünf Pixeln zu erkennen. Hierbei befinden sich die Pixel mit der höchsten ToT im Zentrum des Clusters und die Pixel mit niedrigerer ToT am Rand. Dies deutet eine große Ladungswolke an, die sich über diese fünf Pixel erstreckt hat. In Abbildung 4.12 ist in zwei Dimensionen die durchschnittliche ToT der Pixel im Bereich des Strahls dargestellt. Die mittleren Pixel haben hierbei maximale ToT = 14. Zur Normierung wurde

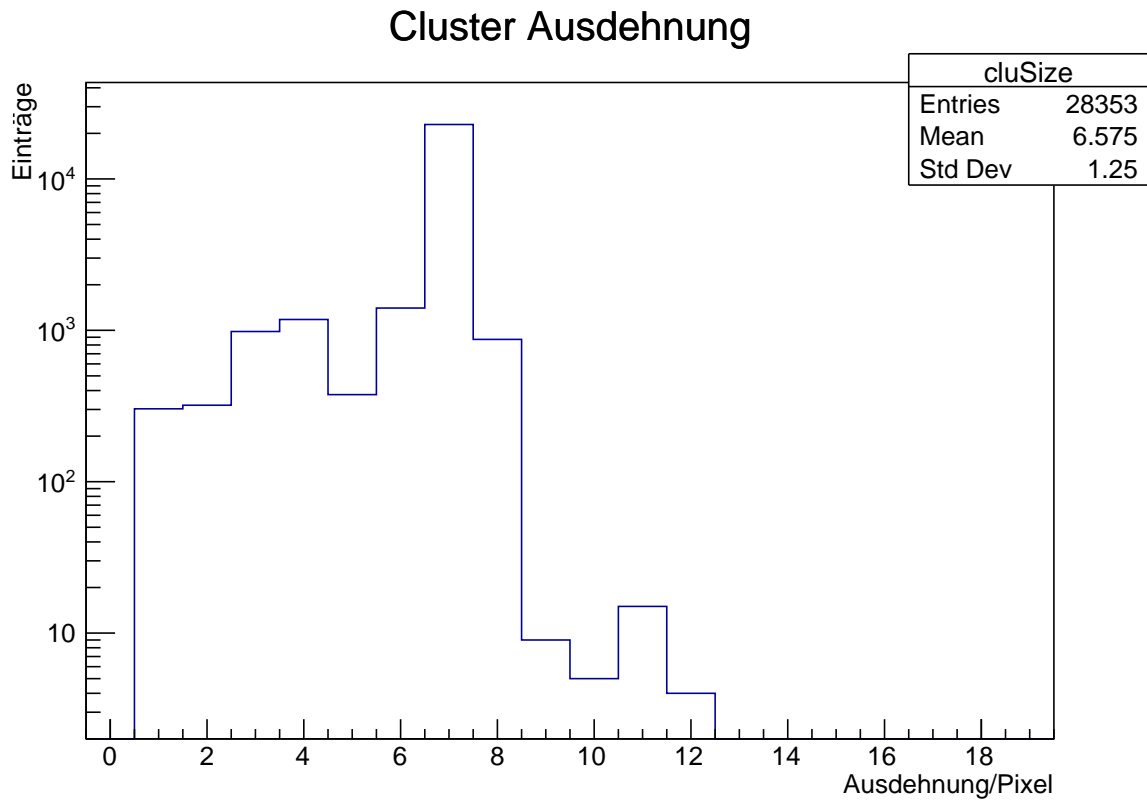


Abb. 4.10: Verteilung der einzelnen Clustergrößen. Es ist zu erkennen, dass die meisten Cluster die Größe sieben besitzen. Cluster der Größe eins bis sechs sind ungefähr 100 mal häufiger als Cluster der Größe 9-12.

jeweils die Anzahl der Treffer in einem Pixel genutzt. Nachfolgend wurde die Ladungs-

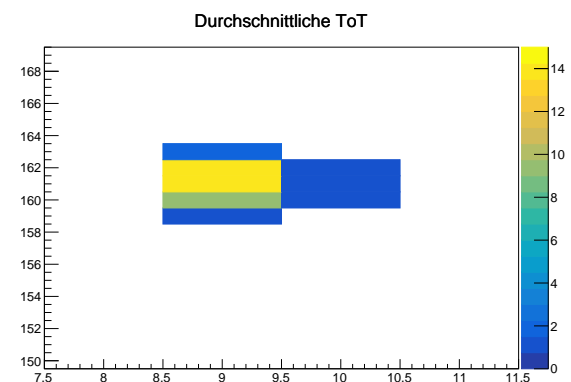
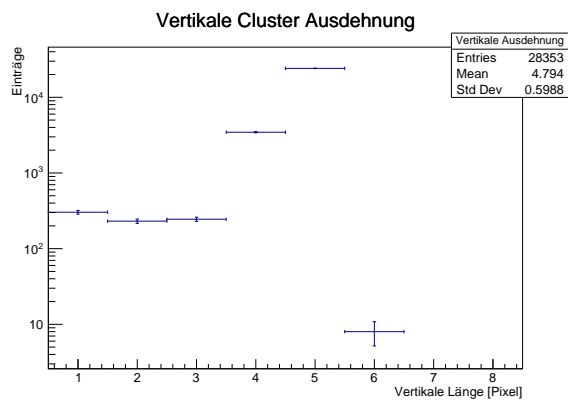


Abb. 4.11: Verteilung der Clustergrößen entlang der kurzen Pixelrichtung.

Abb. 4.12: Durchschnittliche ToT jedes Pixels innerhalb des durch den Strahl getroffenen Bereiches.

verteilung an verschiedenen Strahlpositionen, die jeweils zwei Motorschritte auseinander liegen, untersucht. Hierzu wurde zunächst die Standardabweichung des Mittelwertes der

4 Ergebnisse

ToT-Verteilung jedes Clusters der Größe vier und größer bestimmt und über alle Standardabweichungen gemittelt. In den Abbildungen 4.13 und 4.14 sind jeweils die mittlere Standardabweichung und die mittlere ToT aller Cluster an einer bestimmten Motorposition dargestellt. Die niedrigeren Bereiche auf der linken Seite der beiden Abbildungen haben ihren Grund in einer niedrigeren Proton-Energie, die mit einer kurzzeitig beobachteten, verringerten Beschleunigungsspannung im Beschleuniger vereinbar ist. Die Relation zwischen der gemessenen ToT eines Clusters wie sie in Abbildung 4.14 dargestellt wurde und der Breite der Ladungswolke ist nicht linear, da die Pixel im Zentrum des Clusters bereits die maximal mögliche ToT besitzen. Hier kann keine Aussage getroffen werden wie hoch die ToT dieser Pixel tatsächlich ist. Geringe Änderungen der Ladungswolke äußern sich in diesem Fall zunächst in den Pixeln am Rand des Clusters, die niedrigere ToT besitzen. Für die Berechnung der mittleren Breite der Ladungswolke werden daher die Daten oberhalb der Motorposition 42 in Betracht gezogen, da in diesem Bereich die stabile Beschleunigungsspannung des Beschleunigers im Tank des Beschleunigers anlag. Die Messdaten im Bereich 70-80 wurden aufgrund eines Fehlers nicht aufgezeichnet. Der mittlere Radius der

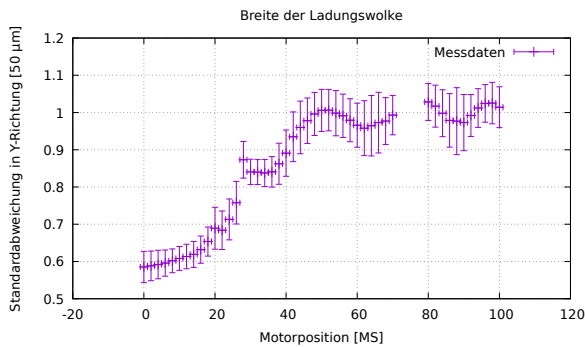


Abb. 4.13: Darstellung der mittleren Standardabweichung des Mittelwertes der ToT-Verteilung.

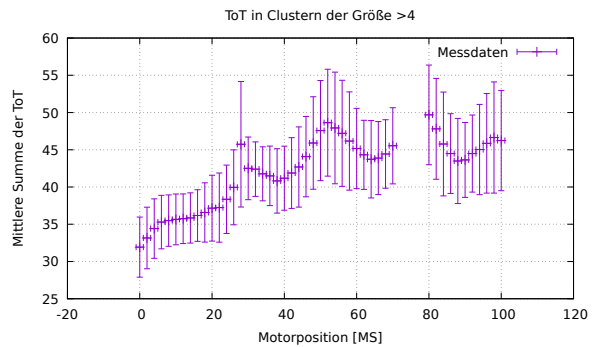


Abb. 4.14: Darstellung der mittleren ToT aller Cluster der Größe vier und größer.

Ladungswolke $\sigma_{MW,y}$ entlang der y-Richtung ergibt sich aus dem Mittelwert der mittleren Standardabweichungen dieser angefahrenen Motorpositionen zu:

$$\sigma_{MW,y} = (49.8 \pm 0,7) \mu\text{m}. \quad (4.5)$$

Hierbei wurde angenommen, dass ein Pixel entlang der y-Richtung exakt $50 \mu\text{m}$ lang ist. Diese Annahme spiegelt sich in der Y-Achse von Abbildung 4.13 wider. Hieraus ergibt sich, dass die Ladungswolke sich im Durchschnitt über mehr als einen Pixel entlang der kurzen Pixelrichtung ausdehnt. Dies stimmt mit der Beobachtung der erhöhten Anzahl an Clustern mit mehr als vier beteiligten Pixeln überein. Des Weiteren wurde in diese

Rechnung die Ausdehnung entlang der langen Pixelrichtung nicht mit einbezogen, da sich in dieser Richtung die Ladung wie in Abbildung 4.12 nur auf zwei Pixel verteilte.

Position der Ladungswolke

Neben der Größe der Ladungswolke bestimmt auch die Genauigkeit der Positionsbestimmung die Nützlichkeit des in dieser Arbeit untersuchten Verfahrens zur Untersuchung von Pixeldetektoren. Die Genauigkeit der Positionsbestimmung der Ladungswolke ergibt sich aus der Standardabweichung des oben genannten Mittelwertes des Zentrums der Ladungswolke. In Abbildung 4.15 ist für denselben Datenbereich wie oben der Mittelwert in Abhängigkeit der Motorposition angegeben. Hierbei stellt die Nummerierung der Y-Achse die Reihen des Pixeldetektors dar. Unter der Annahme, dass ein Pixel 50 μm breit

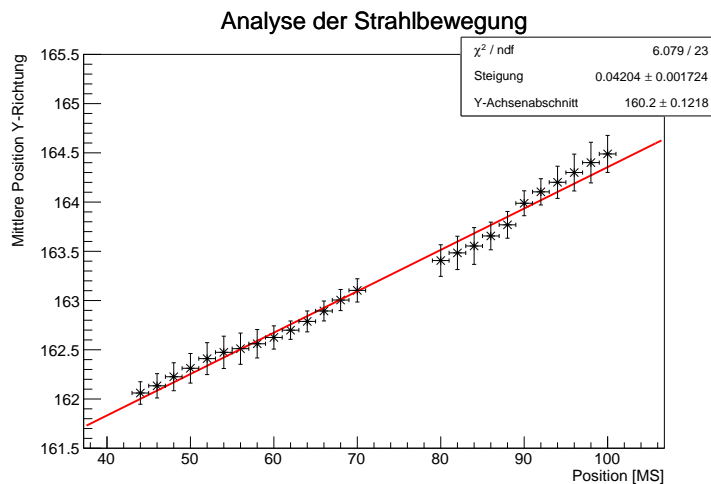


Abb. 4.15: Lineare Entwicklung des Mittelwertes der Ladungsverteilung und die berechnete Unsicherheit jedes Mittelwertes aufgetragen gegen die Motorpositionen. Der Bereich der betrachteten Daten ist hierbei identisch mit dem Bereich zur Berechnung der mittleren Breite der Ladungswolke aus Abbildung 4.13. Dieses Verfahren des Strahles geschieht entlang der x-Richtung der Plattform. Die Regressionsgerade wurde mit Hilfe der Methode der kleinsten χ^2 bestimmt.

ist kann aus der Steigung m durch Multiplikation mit der Pixelbreite die Schrittweite eines einzelnen Motorschrittes berechnet werden. Der Y-Achsenabschnitt beschreibt die Pixelposition, an der die Messung gestartet wurde. Diese Position ist zufällig gewählt. Aus diesen Daten ergibt sich die Schrittweite Δx entlang der x-Richtung zu :

$$\Delta x = (2,1 \pm 0,09) \mu\text{m}. \quad (4.6)$$

4 Ergebnisse

Dieser Wert überschneidet sich mit seinem $2\text{-}\sigma$ -Fehlerintervall mit dem in Abschnitt 3.2.1 dargestellten Wert für die x-Richtung. Dies unterstützt die Annahme diese Daten für die Berechnung der Genauigkeit der Bestimmung der Position der Ladungswolke und ihrer Breite zu verwenden. Die Genauigkeit der Bestimmung $\sigma_{\text{Genauigkeit}}$ der Mitte der Ladungswolke unter der Annahme einer homogenen Ausdehnung beträgt basierend auf den dargestellten Daten:

$$\sigma_{\text{Genauigkeit}} = (7,2 \pm 0,3) \mu\text{m}. \quad (4.7)$$

Es ist zu erkennen, dass die Genauigkeit der Bestimmung der Ladungswolke in derselben Größenordnung liegt wie die in Abschnitt 4.2.2 gemessene Strahlbreite in dieser Richtung. Aufgrund des Fehlens feinerer Messgeräte, die noch niedrigere Ströme messen können, konnte jedoch nicht verifiziert werden, ob sich das Strahlprofil signifikant geändert hat, als die Intensität verringert wurde.

Die Intensität des Strahles, mit der in Abschnitt 4.2.2 die Breite des Strahles gemessen wurde führt zu einer dauerhaften Sättigung des Hitbuses. Daher wurde der Strahlstrom minimiert. Dies geschah durch Defokussierung der Ionenquelle innerhalb des Beschleunigers. Hierdurch wird die Anzahl an Ionen, die beschleunigt wird verringert und der Strahlstrom gesenkt. Der Strahlstrom wurde so von der in Abschnitt 4.2.2 gemessenen Stromstärke auf der Kupferplatte um einen Faktor 150 ± 2 verringert. Der Strahlstrom wurde hierbei direkt hinter dem Beschleunigertank gemessen. Es wird die Annahme gemacht, dass die Verringerung des Strahlstromes im Tank des Beschleunigers äquivalent zur Verringerung des Strahlstromes auf dem Detektor ist.

4.4 Machbarkeit einer Ionenstrahl induzierten Ladungsstudie

Im Folgenden soll anhand der vorangegangenen Ergebnisse erläutert werden, inwiefern der derzeitige Aufbau des Pelletron des zweiten Physikalischen Instituts der Georg-August-Universität in der Lage ist, Experimente zur Untersuchung von Ladungsentwicklung in einzelnen Pixeln auf der μm -Skala durchzuführen, da eine solche Anlage prinzipiell dazu in der Lage sein kann, diese Informationen im Mikrometerbereich innerhalb eines Halbleiterpixeldetektors zu liefern.

4.4.1 Operationsgebiet des Beschleunigers

In dieser Arbeit wurde zum ersten Mal ein FE-I4B Modul ohne Kühlung in einer Vakuumkammer betrieben, die eigentlich für Experimente mit kleineren Aufbauten ausgelegt ist. Weiterhin wurde der Beschleuniger, der für Strahlströme auf dem Zielobjekt im nA-Bereich und Strahlbreiten von $> 10 \mu\text{m}$ konzipiert ist, bei Strahlströmen von wenigen pA auf dem Detektor betrieben. Dieser Umstand führt zu einem Betrieb des Beschleunigers außerhalb des konzipierten stabilen Bereichs. Dies erhöht den zeitlichen Aufwand der in dieser Arbeit durchgeführten Messungen, da es eines großen Aufwandes bedarf, die Strahlposition und -Intensität in diesem Regime stabil zu halten.

4.4.2 Reproduzierbarkeit einer Messung

Die Reproduzierbarkeit der Messung ist durch die Reproduzierbarkeit des Strahldurchmessers und der Position auf dem Sensor gegeben. Während die Reproduzierbarkeit der Position des Strahls auf dem Sensor von den einzelnen Motorpositionen der Plattform abhängt und anhand optischer Positionsmarkierungen überprüft werden kann, hängt die Reproduzierbarkeit des Strahldurchmessers von der Reproduzierbarkeit der Blendenöffnungen im vorderen Bereich des Strahlrohres ab. Da die Steuerung der Blendenöffnungen über weitere Schrittmotoren geregelt wird, deren digitale Anzeigen nicht die erforderliche Genauigkeit besitzen, ist es nicht möglich die Blendenöffnung im μm -Bereich zu reproduzieren. Die Schrittmotoren besitzen jeweils einen Versatz. Dieser Versatz erschwert die Repositionierung des Strahles. Weiterhin verfährt die Plattform nicht fehlerfrei und kann an einigen Punkten hängen bleiben. Daher ist eine genaue Repositionierung des Strahles im Ortsraum mit der derzeitigen Steuerungsmechanik nicht möglich. Bei Strahlbreiten, die größer als $\sim 20 \mu\text{m}$ sind, kann der Strahl mit Hilfe der Kamera auf dem Kristall beobachtet werden. Für weitere Verkleinerungen ist es aufgrund des Kamerabildes schwer, die Form und Größe des Strahles auf dem Kristall abzuschätzen. Dies ist ebenfalls in Abbildung 4.5 zu erkennen. Die optische Messung eignet sich für kleine Strahldurchmesser nicht als Indikator des tatsächlichen Strahldurchmessers.

Insgesamt kann somit bei einem erneuten Hochfahren des Beschleunigers nicht gewährleistet werden, eine bestimmte Stelle innerhalb eines Pixels erneut zu treffen. Eine Näherungslösung für dieses Problem kann das Verfahren über weite Bereiche, die den Zielbereich enthalten, darstellen. Aufgrund des Zeitaufwandes, den diese Messung erfordern würde, wurde dies in dieser Arbeit jedoch nicht weiter untersucht.

Weiterhin muss bei jedem neuen Strahl Lauf die Strahl optik neu eingestellt werden. Dies liegt daran, dass die Linsen- und Blendensysteme im Strahlrohr nicht absolut, sondern

relativ zueinander positioniert sind. Da der Strahl beim Hochfahren des Beschleunigers nicht jedes Mal gleich in das Strahlrohr eintritt, ist es somit nötig, bei jedem Strahllauf die Linsen- und Blendensysteme erneut einzustellen. Da in diesem Prozess vier Quadrupollinsen eingestellt werden müssen, deren Linsenfehler jeweils iterativ gegeneinander minimiert werden, stellt dies eine weitere Komponente dar, die die benötigte Zeit zur Aufnahme von Messdaten erhöht.

4.4.3 Durchmesser des Strahls

Die Qualität eines in dieser Arbeit beschriebenen Experiments wird maßgeblich von der Qualität des Strahlflecks auf dem Sensor bestimmt. Hierzu gehören dessen Ausdehnung, Form und Stabilität und die Kenntnis dieser Größen. Mit den derzeit implementierten Messgeräten ist es möglich, die Ausdehnung des Strahls in zwei Dimensionen zu messen, wie sie zum Beispiel in Abschnitt 4.2.2 beschrieben wird. Diese Messung liefert jedoch nicht genügend Informationen, um die tatsächliche Form des Strahls zu bestimmen. Die Form des Strahls muss aus der Ausdehnung in den zwei Raumdimensionen abgeschätzt werden. Außerdem ist es schwer Strahldurchmesser zu erreichen, die kleiner als 10 μm sind. Dies begrenzt die Nützlichkeit der Messung.

4.4.4 Temperatur des Sensors

Die thermische Kopplung des Moduls an die Plattform ist im momentanen Aufbau nicht ideal, was dazu führt, dass sich das Modul im Vakuum stark erwärmt. Eine Sättigung des Leckstromes, der von der Sensortemperatur abhängt, deutet darauf hin, dass sich nach einiger Zeit ein thermisches Gleichgewicht einstellt, auch wenn die genaue Temperatur des Sensors unbekannt ist. Diese hohe Betriebstemperatur beeinflusst unter Umständen den Betrieb des FE-I4B und kann zu Änderungen der Diskriminatorschwellen und des Feedbackstromes führen.

5 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde untersucht, wie Ladung durch einen Protonenstrahl in einzelnen Pixeln eines Silizium-Pixeldetektors deponiert wird.

Es wurde zwei Methoden zur Messung der Ausdehnung des Protonenstrahls präsentiert. Während sich die optische Methode als obere Abschätzung eignet, ist die Methode an der Kupferkante in der Lage, Ströme im pA-Bereich zu messen und in dieser Größenordnung die Strahlbreite zu bestimmen. Dieser Strahlstrom ist jedoch zu hoch für eine Messung mit einem FE-I4B Pixelmodul. Da diese Messungen insgesamt sehr zeitintensiv sind, wurden keine Messungen mit der eingebrachten Silizium-Pindiode durchgeführt. Die Zeit einer Messung wird durch die Anzahl der Messpunkte, der Wiederholungen und der Integrationszeit eines Messpunktes bestimmt, die bei den genutzten niedrigen Strömen mehrere Sekunden beträgt. Ein in die Kammer eingebrachter RBS-Detektor wurde ebenfalls nicht genutzt, da ein einziger Messpunkt in diesem Fall eine Integrationszeit von mindestens 10 min verlangen würde, um ein signifikantes Signal im Detektor hervorzurufen. Daher benötigt diese Messung ebenfalls mehrere Stunden.

Es wurden die Probleme der Reproduzierbarkeit von Messungen erläutert, die teilweise intrinsisch mit dem derzeitigen Aufbau des Beschleunigers verbunden sind.

Weiterhin wurde die Größe der Ladungswolke, die von 2,66 MeV Protonen ausgelöst wird, zu $\sigma_{MW,y} = (49.8 \pm 0,7) \mu\text{m}$. gemessen. Hierbei wurde angenommen, dass diese Größe den Radius der Wolke beschreibt. Diese Wolke dehnt sich somit über mehrere Pixel aus. Analysen der Clustergrößen bestätigen weiterhin eine Ladungswolke in der berechneten Größenordnung. Die Größe dieser Ladungswolke erschwert es, in einzelnen Pixeln zu untersuchen, wie genau Ladung durch Ionen induziert wird. Durch kleinere Ladungswolken und eine genauere Bestimmung des Zentrums dieser, könnten Regionen innerhalb eines einzelnen Pixels auf ihre Eigenschaften bezüglich der Ladungsentwicklung untersucht werden.

Es wurde die Genauigkeit der Bestimmung des Zentrums der Ladungswolke berechnet. Diese liegt in der selben Größenordnung wie die Größe des Protonenstrahls.

Diese Arbeit sollte unter anderem als Machbarkeitsstudie dienen. Im Zuge dieser Studie musste festgestellt werden, dass sich der Aufbau des Pelletrons derzeit nicht für ein Ex-

5 Zusammenfassung

periment, wie es in dieser Arbeit thematisiert wurde, eignet. Gründe hierfür sind neben der mangelnden Reproduzierbarkeit einer Messung unter anderem die zu niedrige Energie der Protonen, die große Ladungswolken verursachen. Diese großen Ladungswolken können schlecht von einem FE-I4B Pixeldetektor erfasst werden, der für kleinere Ladungsmengen konzipiert wurde.

6 Ausblick

6.1 Verbesserungen an der Positionierung von Messproben

Im aktuellen Aufbau ist die X-Y-Z-Plattform mit Hilfe von Schrauben mit dem Boden der Vakuumkammer verbunden. Diese Variante ist nicht ideal, da hierdurch die Position der einzelnen Schrauben bei einer Neuinstallation des Experiments in der Vakuumkammer von einer vorherigen Position abweichen kann. Die Genauigkeit dieser Repositionierung ist nicht bekannt und muss untersucht werden. Eine Lösung für dieses Problem könnte ein präzise gefertigter Halter darstellen, der neben den Schraubblöchern Platz für Bolzen lässt, die die Schrauben sichern. Diese Bolzen könnten mit größerer Präzision gefertigt werden. Hierdurch kann die Wiederholbarkeit des Experiments nach Entnahme von Komponenten gesteigert werden. Dieses Problem stellt jedoch ein untergeordnetes Problem dar, da es bei guter Kenntnis des Detektors im Vakuum ebenfalls möglich ist, den gesamten Aufbau mehrere Wochen im Vakuum zu belassen.

6.2 Einbau von Messinstrumenten

Zur Verbesserung der Einstellung des Strahles ist es nötig, mehr Messinstrumente in die Vakuumkammer einzubauen. Beispielsweise würden mehrere Kameras in der Nähe der Strahlachse ein besseres Bild des tatsächlichen Strahlprofils auf dem Kristall liefern. Diese Messgeräte müssen hohen Standards genügen. Daher sollte die Wärmeentwicklung der Geräte niedrig sein, um eine Überhitzung im Vakuum aufgrund fehlender Konvektion zu verhindern. Außerdem dürfen diese Geräte keine elektrischen Felder hervorrufen, die etwaige Strommessungen im pA-Bereich beeinflussen. Des Weiteren kann zur Minimierung der sichtbaren Kanteneffekte, welche durch δ -Elektronen ausgelöst werden, ein Draht Gitter in die Kammer eingebracht werden, das als Faradayscher Käfig fungiert und den Effekt der sekundären Elektronen durch Anlegen einer hohen Gegenspannung unterdrückt. Weiterhin fehlt es derzeit aufgrund der beschriebenen Herausforderungen an einem Kon-

zept die Intensität und Ausdehnung des Strahles auf dem Sensor unabhängig zu messen. Ein solches Konzept muss daher im Zuge einer weiterführenden Studie entwickelt werden.

6.3 Verbesserung der Messung der Strahlbreite

In dieser Arbeit wurde die Kupferkante mit Hilfe eines Funkenschneiders geschnitten. Diese Vorgehensweise liefert bereits gute Ergebnisse. Dennoch zeigt die Kante sichtbare Unebenheiten. Eine lithographische Maske kann im Vergleich hierzu mit höherer Präzision produziert werden. Weiterhin werden durch die geringe Höhe dieser lithographisch aufgetragenen Strukturen Effekte durch austretende Sekundärelektronen unterdrückt, da die Höhe der Kante in diesem Fall niedriger ist. Hierdurch sinkt die Wahrscheinlichkeit, dass ein Proton, welches die Kante streift an dieser Sekundärelektronen auslöst. Des Weiteren kann der Effekt weiter unterdrückt werden, indem ein Gitter um das Experiment errichtet wird, welches auf Hochspannung gelegt wird.

6.4 Messung durch Rutherford Backscattering

In diesem Versuch wurden die Daten eines RBS-Detektors nicht in die Auswertung der Kantenmessung einbezogen. Dies liegt daran, dass die Zählrate des Detektor bei kleinen Strahlintensitäten zu gering ist. Eine Messung der Kante über diese Messmethode ist somit mit der derzeitigen Positionierung nicht realistisch, da die Messzeit sich hierbei über viele Stunden erstrecken würde. Durch eine Positionierung des Detektors näher an der Strahlachse und dem Sensor selbst wäre es möglich, diese Zählrate zu erhöhen und somit die Messung der Strahlbreite durch diese Messmethode möglich zu machen. Diese Methode würde ebenfalls von einer Struktur profitieren, die lithographisch aufgetragen wird, da dann der Unterschied zwischen den genutzten Materialien abrupt auftritt. Für eine weitere Verstärkung der Zählrate sollten sich die Materialien an der Kante in ihren Kernladungszahlen signifikant unterscheiden damit die Kante deutlich identifiziert werden kann.

6.5 Feines Abrastern von Sensoren

In dieser Arbeit wurde der Sensor nur sehr lokal getestet. Für weiterführende Arbeiten muss der zu untersuchende Sensor weitläufig mit dem Strahl abgerastert werden. Aufgrund der erhöhten Datenmenge muss hier für eine gute Verwaltung der Daten gesorgt werden, sodass diese in einer akzeptablen Zeit bearbeitet werden können.

6.6 Verständnis von δ -Elektronen

Bei dem Beschuss durch Protonen können δ -Elektronen innerhalb des Detektors entstehen. Diese können untersucht werden, indem Cluster betrachtet werden, die in ihrer Form asymmetrisch sind. Hinweise auf Ereignisse, an denen δ -Elektronen beteiligt sind, können aus diesem Grund Cluster liefern, die beispielsweise ihren Ursprungspixel am Rand haben. Durch diese Charakterisierung könnte abgeschätzt werden, wie hoch die Wahrscheinlichkeit ist, bei der genutzten Energie der Protonen δ -Elektronen zu erzeugen.

Literaturverzeichnis

- [1] ATLAS Collaboration, *Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 1 (2012), 1207.7214
- [2] S. Chatrchyan, et al. (CMS), *Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC*, Phys. Lett. **B716**, 30 (2012), 1207.7235
- [3] L. Evans, P. Bryant, *LHC Machine*, JINST **3**, S08001 (2008)
- [4] ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector: Technical design report. Vol. 1*, CERN-LHCC-97-16, ATLAS-TDR-4 (1997)
- [5] ATLAS Collaboration, *ATLAS inner detector: Technical design report. Vol. 2*, CERN-LHCC-97-17 (1997)
- [6] M. Dobre (ATLAS), *ATLAS Detector Upgrade Prospects*, J. Phys. Conf. Ser. **798(1)**, 012205 (2017)
- [7] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST **3(08)**, S08003 (2008)
- [8] ATLAS Collaboration, *ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 1*, CERN-LHCC-99-14, ATLAS-TDR-14 (1999)
- [9] ATLAS Collaboration, *ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 2*, CERN-LHCC-99-15, ATLAS-TDR-15 (1999)
- [10] ATLAS Collaboration, *ATLAS magnet system: Technical design report*, CERN-LHCC-97-18 (1997)
- [11] ATLAS Collaboration, *ATLAS pixel detector electronics and sensors*, JINST **3**, P07007 (2008)
- [12] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, Oldenbourg (2006)

Literaturverzeichnis

- [13] H. Kolanski, N. Wermes, *Teilchendetektoren, Grundlagen und Anwendungen*, Springer Spektrum (2015)
- [14] FE-I4 Collaboration, *The FE-I4B Integrated Circuit Guide*
- [15] *USBPix, Universität Bonn*, <http://icwiki.physik.uni-bonn.de/twiki/bin/view/Systems/UsbPix>, Zugriff: 01.06.2017
- [16] *PixLibScans, Universität Bonn*, <http://icwiki.physik.uni-bonn.de/twiki/bin/view/Systems/PixLibScans>, Zugriff: 01.06.2017
- [17] *PSTAR: Stopping Powers and Range Tables for Protons*, <https://www.nist.gov/pml/stopping-power-range-tables-electrons-protons-and-helium-ions>, Zugriff 30.06.2017

Danksagung

Hiermit möchte ich allen Menschen danken, die mir bei der Erstellung dieser Arbeit zur Seite gestanden haben. Ich danke Professor Quadt dafür, dass ich die Arbeit in der Arbeitsgruppe durchführen konnte. Vielen Dank an Jens für die aktive Hilfe und die interessanten Diskussionen. Ich danke allen Menschen im zweiten Institut für die angenehme Arbeitsatmosphäre. Besonders die Kaffeepausen hatten ihren ganz besonderen Charme. Daumen hoch an Jörn als Gastgeber dieser anregenden Gespräche. Auch vielen Dank an die beiden Werkstätten, die immer gute Arbeit geleistet haben bei der Konstruktion von allen möglichen Kleinigkeiten. Auch bedanke ich mich bei Professor Hofsäss, Alrik und Felipe, die sich um den Beschleuniger gekümmert haben.

Ich möchte mich besonders bei meiner Familie bedanken, bei meinen Eltern, Großeltern und Geschwistern. Ohne euch wäre mein Studium so nicht möglich. Vielen Dank für eure Unterstützung, euer Interesse und eure offenen Ohren und dass ihr mich auch mal einfach alleine machen lasst.

Erklärung

nach §13(9) der Prüfungsordnung für den Bachelor-Studiengang Physik und den Master-Studiengang Physik an der Universität Göttingen:

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Abschlussarbeit selbständig verfasst habe, keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe und alle Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen wurden, als solche kenntlich gemacht habe.

Darüberhinaus erkläre ich, dass diese Abschlussarbeit nicht, auch nicht auszugsweise, im Rahmen einer nichtbestandenen Prüfung an dieser oder einer anderen Hochschule eingereicht wurde.

Göttingen, den 28. August 2017

(Steffen Korn)