

JUSTUS LIEBIG UNIVERSITÄT GIESSEN

DISSERTATION

**Untersuchung des Einflusses der
 η -Funktion auf die Ortsauflösung von
Si-Streifen-Detektoren unter Verwendung
einer automatisierten, örtlich
hoch-aufgelösten
Infrarot-LASER-Teststation**

Autor:
Martin KESSELKAUL

Betreuer:
Prof. Dr. Kai-Thomas
BRINKMANN

*Dissertation zur Erlangung des
Doktorgrades der Naturwissenschaften (Dr. rer. nat.)*

in

Fachbereich für Mathematik und Informatik, Physik, Geographie
II. Physikalisches Institut

7. Dezember 2021

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorgelegte Thesis selbstständig und ohne unerlaubte fremde Hilfe und nur mit den Hilfen angefertigt zu haben, die ich in der Thesis angegeben habe. Alle Textstellen, die wörtlich oder sinngemäß aus veröffentlichten Schriften entnommen sind, und alle Angaben die auf mündlichen Auskünften beruhen, sind als solche kenntlich gemacht. Bei den von mir durchgeführten und in der Thesis erwähnten Untersuchungen habe ich die Grundsätze guter wissenschaftlicher Praxis, wie sie in der 'Satzung der Justus-Liebig-Universität zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis' niedergelegt sind, eingehalten. Gemäß § 25 Abs. 6 der Allgemeinen Bestimmungen für modularisierte Studiengänge dulde ich eine Überprüfung der Thesis mittels Anti-Plagiatssoftware.

Unterschrift:

Datum:

Zusammenfassung

Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment wird als Teil der künftigen Beschleunigeranlage FAIR in Darmstadt von wesentlicher Relevanz für die Erforschung der starken Wechselwirkung sein. Bei Impulsen von $1,5 \text{ GeV}/c$ bis $15 \text{ GeV}/c$ wird es Kollisionen von Antiprotonenstrahlen mit ruhenden Protonentargets vermessen und so die Quantenchromodynamik bei mittleren Energien erforschen.

Der Mikro-Vertex-Detektor (MVD) übernimmt als zentraler Subdetektor das hochauflösende Vermessen primärer und sekundärer Teilchenspuren. Die inneren Detektorlagen des MVD sind aus Silizium-Pixelsensoren, die äußeren Lagen aus Silizium-Streifensensoren aufgebaut, deren hohe Ortsauflösung unabdingbar für Spurdetektoren ist.

Die vorliegende Arbeit behandelt den Einfluss der alternativen Berechnungsmethode der η -Funktion auf die Ortsauflösung von Silizium-Streifendetektoren. Zu diesem Zweck wurden Si-Streifensensoren mittels eines örtlich hochaufgelösten Infrarotlaser-Teststands mit gezielten IR-Laserpulsen beleuchtet. Die anhand der Sensordaten berechneten Ereignispositionen wurden mit denen des hochaufgelösten Teststands verglichen, dessen Positionswerte aufgrund der hohen Genauigkeit als Referenzwert genutzt wurden. Dabei konnte gezeigt werden, dass sich mit Hilfe der η -Funktion die Ortsauflösung der Streifendetektoren deutlich verbessern lässt.

Abstract

The $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -experiment as part of the future FAIR facility in Darmstadt will be essential for the research of the strong interaction. Collisions of antiproton beams on fixed proton targets will be researched at momenta between $1.5 \text{ GeV}/c$ and $15 \text{ GeV}/c$ and thus quantum chromodynamics will be studied at medium energies.

The micro vertex detector (MVD) as the innermost detector part measures primary and secondary vertices with high resolution. The MVD's inner detector layers are designed as silicon pixel sensors, the outer layers are comprised of silicon strip sensors, the spacial resolution of which is key for tracking detectors.

The present thesis examines the influence of an alternative calculation method called η -function on the spatial resolution of silicon strip detectors. For this purpose infrared laser pulses were applied to silicon strip sensors using a spatially highly resolved infrared laser test stand. The sensor data based calculation of the hit positions were compared to those of the high resolution test stand, the position data of which were used as reference due to its high accuracy. It is shown that the spatial resolution of strip detectors can be improved significantly using the η -function.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	i
Abstract	i
1 Grundlagen	1
1.1 Theoretische Grundlagen	1
1.1.1 Das Standardmodell	1
1.1.2 Die starke Wechselwirkung	3
1.2 Detektorgrundlagen	7
1.2.1 Nachweis geladener Teilchen	7
1.2.2 Simulation geladener Teilchen mittels LASER-Strahlen	9
1.2.3 Silizium-Halbleiter	11
1.2.4 Silizium-Streifendetektoren	19
1.2.5 Silizium-Pixeldetektoren	23
1.2.6 Strahlenschäden	24
1.3 LASER - Physikalische Grundlagen	28
1.3.1 Rubin-LASER	28
1.3.2 Dioden-LASER	31
2 Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$-Experiment	35
2.1 FAIR	35
2.2 $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektor	36
2.2.1 Target-Spektrometer	37
2.2.2 Vorwärts-Spektrometer	44
3 LASER-Teststation	47
3.1 Hardware	47
3.1.1 LASER-Box	47
3.1.2 LASER	49
3.1.3 TTL-Interface	55
3.1.4 Positionierung	55
3.1.5 Sensorboard	60
3.1.6 Supplyboard	63
3.1.7 Readoutsystem	64
3.2 Software	66
3.2.1 Datenaufnahme	66
3.2.2 Tischsteuerung	66
3.2.3 LASER-Ansteuerung mittels TTL-Interface	66
3.3 Datenanalyse	67

4	Diskussion und Bewertung der experimentellen Ergebnisse	69
4.1	Grundlagen zur Ortsauflösung der Streifendetektoren	69
4.1.1	Einzelstreifentreffer	69
4.1.2	Mehrstreifentreffer	71
4.2	Kalibrierung der Einzelstreifensignale	78
4.3	Experimentelle Positionsbestimmung mittels „center of gravity“	84
4.4	Experimentelle Positionsbestimmung mittels „ η -Funktion“	86
4.4.1	Ladungswolke	91
4.5	Einfluss der Aluminiumstreifen	91
4.5.1	Einfluss der oberen Aluminiumstreifen	92
4.5.2	Einfluss der unteren Aluminiumstreifen	97
4.6	Einfluss der Sensorseiten/Oberflächenstrukturen	119
4.6.1	Einfluss der n-Seite	119
4.6.2	Einfluss der p-Seite	131
4.7	Einfluss der LASER-Fokussierung	147
4.8	Einfluss des Thresholds	152
5	Schlussbetrachtung	157
A	A - Tischansteuerung	159
	Literatur	169
	Danksagung	173

Kapitel 1

Grundlagen

In diesem Kapitel wird auf die thematischen Grundlagen der Arbeit eingegangen. Beginnend mit den theoretischen Grundlagen, die sich mit der Mathematik und den physikalischen Modellen beschäftigen, folgen im Anschluss die Detektorgrundlagen, welche den Aufbau, die Eigenschaften und die Funktionsweise der für diese Arbeit relevanten Detektoren beleuchten. Abschließend wird auf die Funktionsweise eines Lasers als absolutes Schlüsselement des in dieser Arbeit verwendeten Versuchsaufbaus eingegangen.

1.1 Theoretische Grundlagen

1.1.1 Das Standardmodell

Die Theorie des Standardmodells beschreibt die elementaren Bestandteile der bekannten Materie sowie die grundlegenden Wechselwirkungen selbiger samt der zugehörigen Austauschteilchen. Das Standardmodell gilt als eine der erfolgreichsten Theorien der Physik, konnten doch seine Vorhersagen immer wieder experimentell bestätigt werden. Allerdings gilt diese Theorie als noch unvollendet, da sich damit aktuell zum Beispiel weder die Gravitation, noch die theoretisch vorhergesagte dunkle Materie und dunkle Energie beschreiben lassen. Die Erweiterung bzw. Komplettierung des Standardmodells ist somit zentrales Bestreben der Teilchenphysik.

Die elementaren Teilchen, die das Standardmodell beschreibt, sind samt den Wechselwirkungen und deren Austauschteilchen in [Abbildung 1.1](#) gezeigt.

Die blau gezeigten Quarks bilden dabei die Hadronen, wie zum Beispiel Protonen oder Neutronen und werden von der starken Wechselwirkung (siehe [Kapitel 1.1.2](#)) zusammengehalten. Insgesamt wurden bisher 6 Quarks gefunden, Up, Down, Charm, Strange, Top und Bottom.

In Gelb sind die 6 Leptonen bestehend aus Elektron, Myon und Tauon, sowie den jeweiligen Neutrinos, gezeigt. Gemeinsam mit den Quarks bilden die Leptonen die uns bekannte Materie, bestehend aus dem Atomkern mit den zugehörigen Elektronen.

Quarks und Leptonen lassen sich in 3 Familien oder auch Generationen unterteilen, von denen die erste die jeweils stabilsten Teilchen enthält. Entsprechend besteht die uns heute umgebende (bekannte) Materie aus Teilchen der ersten Familie, da die Teilchen der anderen beiden Generationen, die es im frühen Stadium des Universums noch gab, nach und nach in stabilere Teilchen zerfallen sind. Diese können heutzutage allerdings noch in Beschleunigerexperimenten erzeugt werden [[13](#)]. Da bis heute weder für die Quarks noch für die Leptonen Anregungszustände gefunden werden konnten, gelten sie nach aktuellem Wissensstand als punktförmige, ausdehnungslose Teilchen, sogenannte Elementarteilchen.

Die beschriebenen Teilchen wechselwirken mittels verschiedener Kräfte. Insgesamt

gibt es vier Grundkräfte, die elektromagnetische Kraft, die schwache Kraft, die starke Kraft und die Gravitation, wobei letztere, wie bereits erwähnt, noch nicht im Standardmodell enthalten ist. Vermittelt werden diese Kräfte über die jeweiligen Austauschteilchen, die sogenannten Eichbosonen, welche in Abbildung 1.1 in Rot dargestellt sind. Das Photon vermittelt dabei die elektromagnetische Kraft, während Gluonen die starke Wechselwirkung vermitteln, die für den Zusammenhalt der Atomkerne entgegen der elektromagnetischen Abstoßung verantwortlich ist und die im nächsten Kapitel noch genauer betrachtet wird. Die W- und Z-Bosonen übertragen die schwache Wechselwirkung und sind damit verantwortlich für den radioaktiven Zerfall bzw. die Umwandlung einzelner Teilchen ineinander. Ein potentiell Austauscheteilchen der Gravitation, das Graviton, wird in verschiedenen Theorien vorhergesagt, konnte bislang aber noch nicht nachgewiesen werden.

Da Photonen weder Masse noch Ladung besitzen und somit auch nicht mit sich selbst wechselwirken können, hat die elektromagnetische Kraft praktisch eine unbegrenzte Reichweite. Gluonen sind zwar ebenfalls masselos und auch elektrisch neutral, tragen jedoch eine Farbladung und können dadurch miteinander wechselwirken, wodurch die Reichweite der starken Kraft auf ca. einen Protonendurchmesser beschränkt ist. Die W- und Z-Bosonen hingegen haben eine vergleichsweise große Masse, weswegen die schwache Kraft eine noch kürzere Reichweite als die starke Kraft hat.

Jüngster Neuzugang im Standardmodell ist das in Orange gekennzeichnete Higgs-Boson, welches erst im Jahre 2012 nachgewiesen werden konnte. Es sorgt dafür, dass die Elementarteilchen ihre Masse erhalten, indem diese mit dem Higgs-Feld wechselwirken.

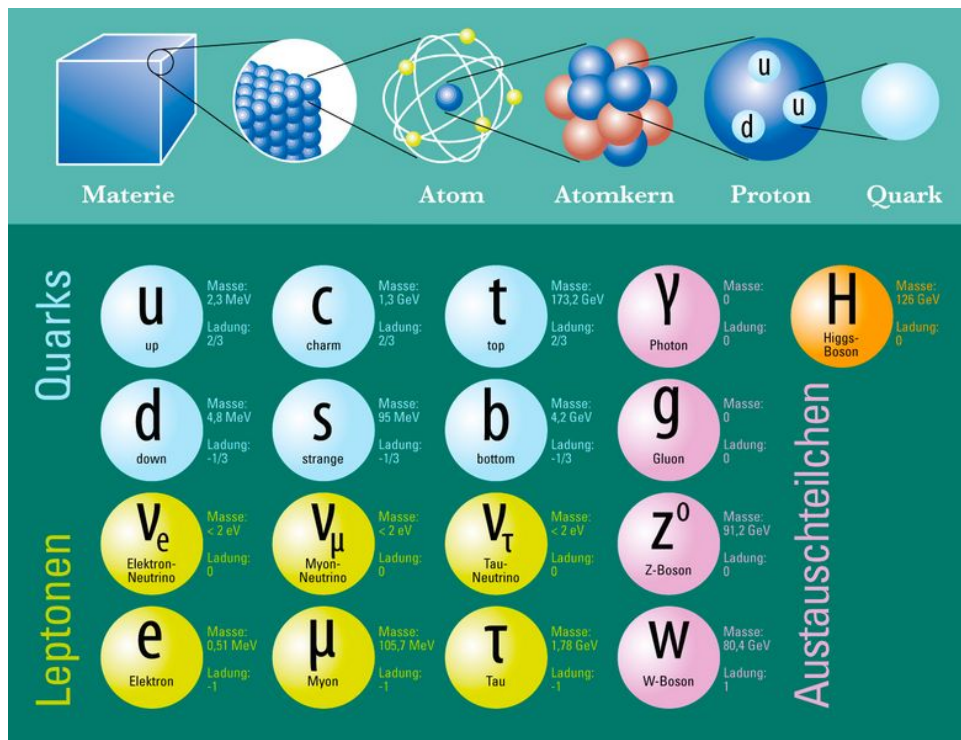


ABBILDUNG 1.1: Abbildung aller bekannten Elementarteilchen inklusive Wechselwirkungen und deren Austauschteilchen des Standardmodells [40].

1.1.2 Die starke Wechselwirkung

Die starke Wechselwirkung verbindet nicht nur, wie bereits erwähnt, die Quarks zu Hadronen, sondern auch die Hadronen zu Atomkernen. Sie beeinflusst alle Teilchen, die eine sogenannte Farbladung tragen, indem diese Gluonen absorbieren oder emittieren; dabei sind Quarks bzw. Anti-Quarks und Gluonen nach aktuellem Kenntnisstand die einzigen Elementarteilchen, die eine Farbladung tragen.

Die Farbladungen werden als rot, grün, blau bzw. die jeweiligen Antifarben mit anti-rot, anti-grün und anti-blau bezeichnet. In der Natur kommen die drei Farbladungen ungebunden bzw. isoliert nicht vor, sondern nur im farbneutralen, weißen Zustand. Dies geschieht entweder durch die Kombination aller drei Farben, oder durch die Neutralisation mittels Farbe und entsprechender Antifarbe. Da Quarks jeweils nur eine Farbladung tragen, können diese im Gegensatz zu Leptonen auch nicht isoliert vorkommen, sondern lediglich im gebundenen Zustand; die gängigsten Zustände sind entweder 2-Quark-Zustände (Mesonen), oder 3-Quark-Zustände (Baryonen). Theoretisch sind auch exotischere Zustände, wie zum Beispiel Tetraquarks, die bereits nachgewiesen wurden und Pentaquarks möglich.

Abbildung 1.2 zeigt die Baryonen-Multiplets, in denen die leichtesten Baryonen samt ihrer Quarkzusammensetzungen aufgezeigt sind. Aufgetragen ist dabei die Hyperladung Y gegen die dritte Komponente des Isospins I_3 . Äquivalent sind die Multiplets der Mesonen in Abbildung 1.3 zu sehen, in denen entsprechend die leichtesten Mesonen samt ihrer Quarkzusammensetzung aufgezeigt sind. Aufgetragen ist an dieser Stelle die Strangeness S gegen die dritte Komponente des Isospins I_3 . Die Notation J^{PC} beschreibt dabei jeweils die Quantenzahlen.

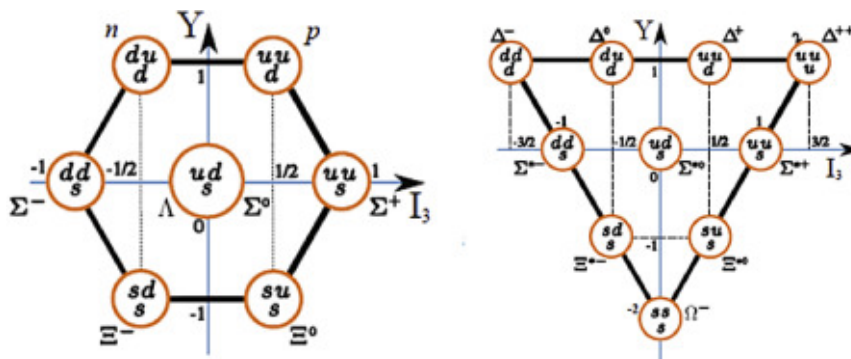


ABBILDUNG 1.2: Baryon-Multiplets für die Zustände $J^P = 1/2^+$ (links) und $J^P = 3/2^+$ (rechts). Aufgetragen ist jeweils die Hyperladung Y gegen die dritte Komponente des Isospins I_3 [37].

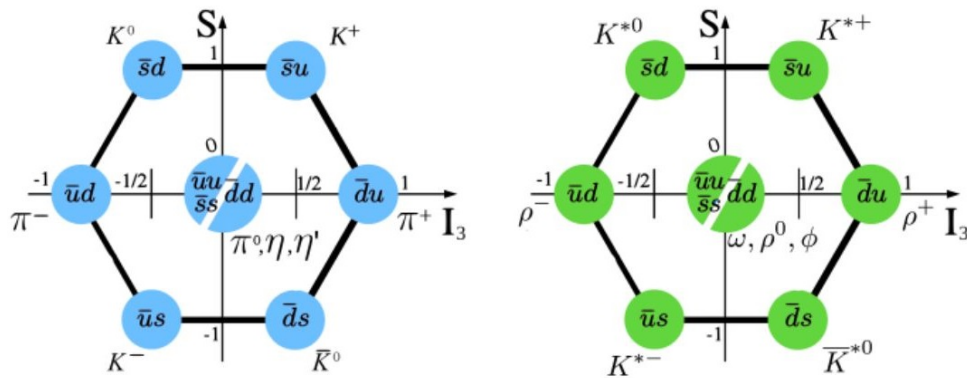


ABBILDUNG 1.3: Meson-Multiplets für die Zustände $J^P = 0^-$ (links) und $J^P = 1^-$ (rechts). Aufgetragen ist jeweils die Hyperladung Y gegen die dritte Komponente des Isospins I_3 [2].

Die Eigenschaft, dass einzelne Farben bzw. Quarks nicht alleine auftreten können wird „confinement“ genannt und resultiert daraus, dass mit steigendem Abstand der Quarks zueinander die Kraft zwischen ihnen immer größer wird, was letztlich zu einer Hadronisierung führt. Dabei bilden sich Quark-Antiquark-Paare, welche sich mit den „ursprünglichen“ Quarks verbinden und somit den Zustand freier bzw. isolierter Quarks unmöglich machen. Ursache für die Zunahme der potentiellen Energie mit steigendem Abstand ist die Selbstinteraktion der Gluonen. Das resultierende Potential sieht dabei wie folgt aus:

$$V(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s(r) \cdot \hbar c}{r} + k \cdot r$$

Dabei steht α_s für die abstands-abhängige Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung, r entspricht dem Abstand zwischen den wechselwirkenden Teilchen und k ist der Parameter, der das Confinement beschreibt.

Eine Visualisierung eben jenes Potentialverlaufs ist in Abbildung 1.4 gezeigt; zu Vergleichszwecken ist in selbiger Darstellung auch der Verlauf des Coulomb-Potentials zu sehen. Dabei ist zu erkennen, dass beide Potentiale zwar eine $1/r$ -Abhängigkeit aufweisen, das QCD-Potential jedoch zusätzlich über einen linearen Term verfügt, welcher mit steigendem Abstand anwächst und so das Confinement bedingt. Auf den Vergleich beider Potentiale wird im folgenden Kapitel 1.1.2.1 noch genauer eingegangen.

Es ist zu beachten, dass die Kopplungskonstante α_s nicht wirklich konstant, sondern vom Abstand bzw. der Energie abhängig ist und mit kleiner werdendem Abstand bzw. steigender Energie entsprechend abnimmt (siehe Abbildung 1.5). Aufgrund dieser Eigenschaft können Quarks bei sehr hohen Energien als quasi-freie Teilchen betrachtet werden; man spricht dann von „asymptotischer Freiheit“. Im Bereich der asymptotischen Freiheit lässt sich die starke Wechselwirkung störungstheoretisch gut beschreiben. Die Genauigkeit theoretischer Vorhersagen schwindet jedoch mit abnehmender Energie aufgrund des steigenden Einflusses der Kopplungskonstante.

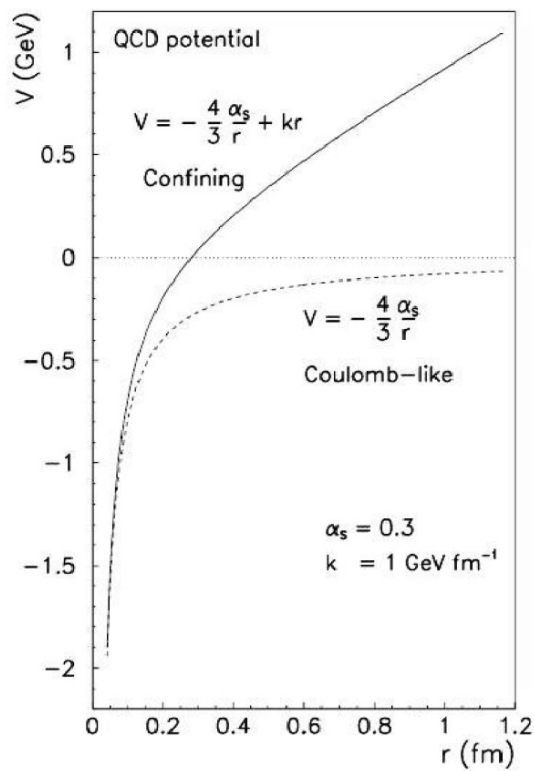


ABBILDUNG 1.4: Wechselwirkungspotentiale der Quantenchromodynamik und Quantenelektrodynamik im Vergleich [54].

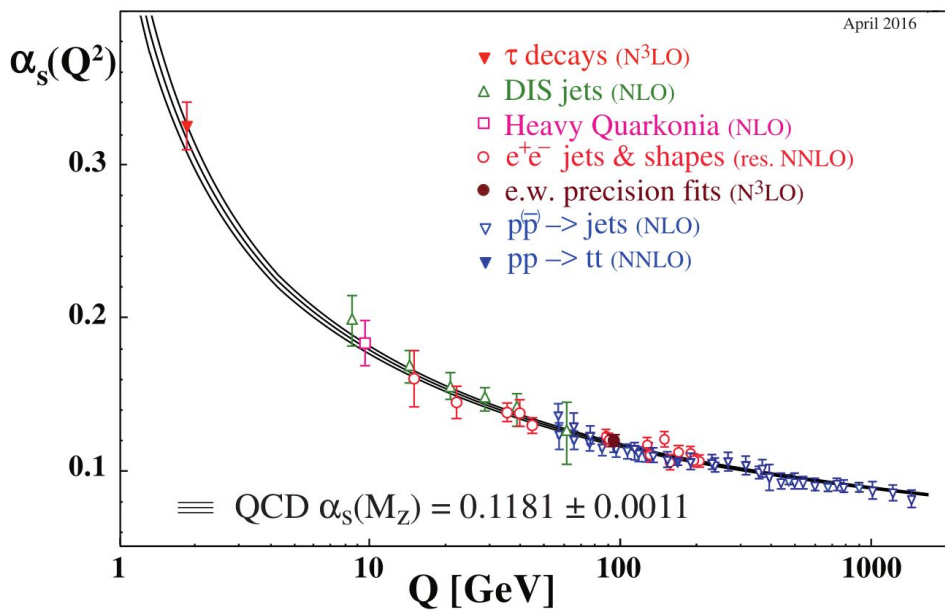


ABBILDUNG 1.5: Kopplungskonstante α_s der Starke Wechselwirkung aufgetragen gegen die Energie [1].

1.1.2.1 Charmonium

Bei der Hadronenspektroskopie werden Hadronen und deren Bindungszustände untersucht. Eines der Untersuchungsobjekte bei PANDA wird das Charmonium sein. Dabei handelt es sich um einen gebundenen Charm-Anticharm-Zustand ($c\bar{c}$). Ganz allgemein wird ein gebundener Quark-Antiquark-Zustand auch Quarkonium genannt. Das Charmonium als gebundener Zustand zweier gegenteiliger Charm-Quarks lässt sich mit dem Positronium, dem gebundenen Zustand zweier gegenteiliger Leptonen (Elektron und Positron), vergleichen. Wie in Abbildung 1.4 bereits veranschaulicht ist, weisen die Potentiale von QED und QCD (zumindest bei entsprechenden Energiebereichen) einen vergleichbaren ($1/r$ -artigen) Verlauf auf. Da das Coulombpotential theoretisch sehr gut verstanden ist, bietet es eine wertvolle Möglichkeit der Vorhersage bzw. Studie für Quarkoniazustände.

Ferner zeigen nicht nur die Potentialverläufe von Charmonium und Positronium Gemeinsamkeiten auf, sondern auch die jeweiligen Energieniveaus bzw. deren relative Lagen. Abbildung 1.6 zeigt die jeweiligen Energieniveauschemata von Charmonium und Positronium. Die eingezeichnete $D\bar{D}$ -Schwelle beim Charmonium ist der Grenzwert, ab dem ausreichend Energie vorhanden ist, um weitere Quarks zu erzeugen, welche sich mit den Charm-Quarks verbinden und somit das Charmonium in zwei D-Mesonen zerfallen lassen (confinement). Die eingezeichnete Schwelle beim Positronium ist gerade jene, bei der es zur Ionisation kommt.

Unterschiede zwischen den Vorhersagen und experimentellen Ergebnissen deuten darauf hin, dass auch bei kleinen Abständen das QCD-Potential nicht nur rein coulombartig sein kann, weshalb weitere Untersuchungen notwendig sind.

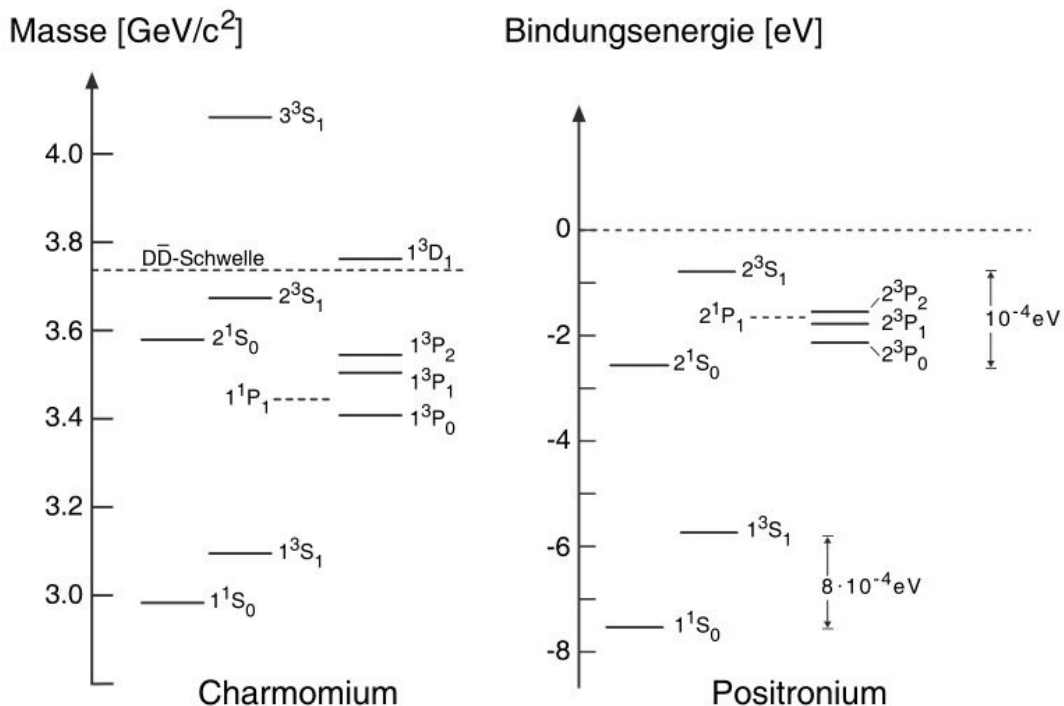


ABBILDUNG 1.6: Vergleich der Energieniveauschemata von Charmonium und Positronium. Die Energieskalen sind so gewählt, dass die jeweiligen 1S- und 2S-Zustände einen gleichen Abstand zueinander haben [42].

1.2 Detektorgrundlagen

1.2.1 Nachweis geladener Teilchen

Geladene Teilchen lassen sich über ihre Wechselwirkung mit Materie nachweisen. Dabei gibt es verschiedene Prozesse, über die ein Teilchen mit einem Material interagieren kann. Welcher dieser Prozesse jeweils dominant vonstatten geht hängt von verschiedenen Faktoren ab. Geladene Teilchen interagieren hauptsächlich über die elektromagnetische Wechselwirkung aufgrund ihrer hohen Reichweite und großen Kopplungskonstanten. Das resultiert in inelastischen Stößen an den Elektronen der Atomhülle und in elastischer Streuung an den geladenen Atomkernen (Rutherford-Streuung). Für höhere Energien können sowohl Bremsstrahlungseffekte als auch Tscherenkow-Strahlung auftreten. Aufgrund der jeweiligen Wechselwirkung verlieren die Teilchen beim Durchqueren von Materie Energie.

Der mittlere Energieverlust pro Weglänge lässt sich dabei mittels der Bethe-Bloch-Formel berechnen [38] S.24:

$$-\frac{dE}{dx} = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \rho \frac{Z}{A} \frac{z^2}{\beta^2} \left[\ln \left(\frac{2m_e \gamma^2 v^2 W_{\max}}{I^2} \right) - 2\beta^2 - \delta - 2\frac{C}{Z} \right]$$

mit:

- N_A : Avogadrokonstante
- r_e : klassischer Elektronenradius = $2,817 \cdot 10^{-15}$ m
- m_e : Elektronenmasse
- I : mittleres Anregungspotential
- Z : mittlere Kernladungszahl des Absorbermaterials
- A : mittlere Massenzahl des Absorbermaterials
- ρ : mittlere Dichte des Absorbermaterials
- z : Ladung des durchdringenden Teilchens
- c : Lichtgeschwindigkeit
- β : auf c normierte Geschwindigkeit v/c des durchdringenden Teilchens
- γ : $\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ des durchdringenden Teilchens
- δ : Dichtekorrektur
- C : Hüllenkorrektur
- W_{\max} : maximaler Energieübertrag einer Kollision

In dem Zusammenhang ist zu beachten, dass der Prozess des Energieverlustes ein rein statistischer Vorgang ist, da sich nicht vorhersagen lässt, wie oft die jeweiligen Teilchen tatsächlich gestreut werden. Folglich gibt die Bethe-Bloch-Formel nur den Mittelwert für die Energieverlustverteilung eines Teilchens an.

Die Form der Energieverlustverteilung hängt dabei von der Dicke des Materials ab, welches durchdrungen wird. Für dicke Absorber ergibt sich eine Gauß-Verteilung, für dünne Absorber hingegen eine Landau-Verteilung, was gerade für dünne Spurdetektoren relevant ist. Das lässt sich darauf zurückführen, dass bei dünnen Absorbern vergleichsweise wenige Stöße stattfinden. Da es vereinzelt allerdings auch vorkommen kann, dass ein Teilchen bei einem Stoß einen Großteil seiner Energie verliert, entsteht dadurch der charakteristische landauförmige Auslauf der Energieverlustverteilung hin zu höheren Energieüberträgen (veranschaulicht in [Abbildung 1.7 links](#)).

Ursächlich dafür ist ein ausreichend hoher Energieübertrag auf ein Hüllenelektron,

welches sich anschließend vom Atom ablöst, als hochenergetisches sogenanntes δ -Elektron weiterbewegt und wiederum selbst Ionisation auslösen kann. Da die δ -Elektronen relativ große Strecken innerhalb des Detektormaterials zurücklegen können (im Bereich von μm), sind entsprechend auch die durch die δ -Elektronen sekundär erzeugten Ladungsträger von der eigentlichen Teilchenspur verschoben und führen somit zu einer Messungenauigkeit im μm -Bereich, die sich nicht vermeiden lässt. Dabei gilt, dass mit steigender Energie der δ -Elektronen deren Erzeugungswahrscheinlichkeit abnimmt, gleichzeitig jedoch die Reichweite innerhalb des Materials (und damit der potentielle Messfehler) zunimmt [35].

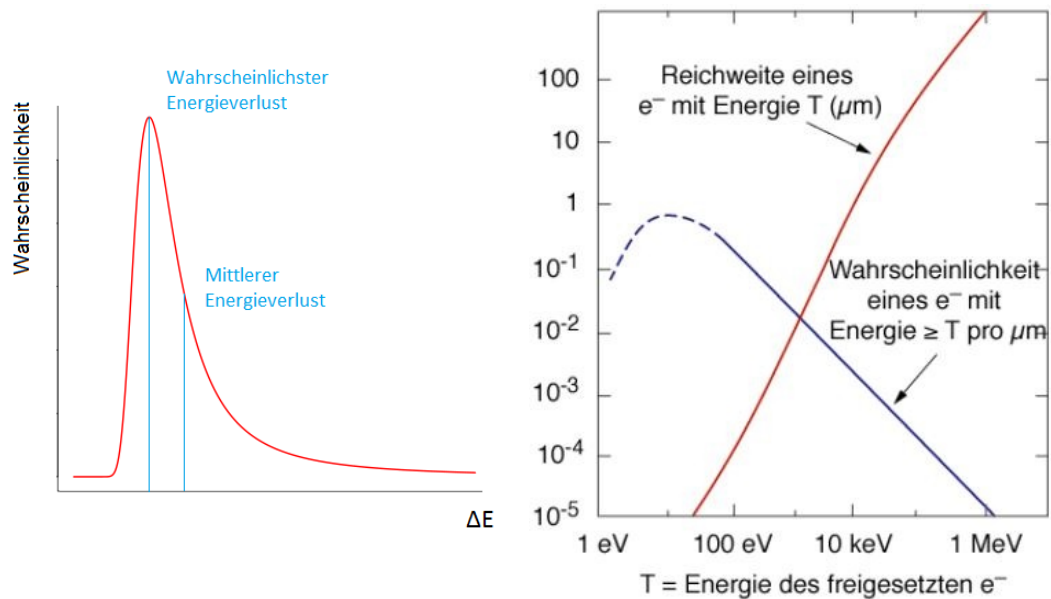


ABBILDUNG 1.7: Links: Schematisch dargestellte landauförmige Energieverlustverteilung mit dem typischen unsymmetrischen Auslauf für hohe Energieüberträge. Rechts: Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung hochenergetischer δ -Elektronen und die jeweilige Reichweite in Silizium [39].

Abbildung 1.8 zeigt die mittlere Energieverlustverteilung pro Weglänge für verschiedene Teilchen (Myonen, Pionen und Protonen) in unterschiedlichen Absorbermaterialien (flüssiges H_2 , He-Gas, C, Al, Fe, Sn, Pb). Dabei ist zu erkennen, dass für alle gezeigten Teilchen und Materialien ein Ionisationsminimum bei einem relativen Impuls von $\beta\gamma \approx 3$ vorliegt. Teilchen mit eben diesem Impuls, deren Energieverlust also gerade dem Minimum der Bethe-Bloch-Gleichung entspricht, werden minimal ionisierende Partikel (MIPs) genannt. Da das Ionisationsminimum verschiedener Teilchen, abhängig von ihrer jeweiligen Masse, bei charakteristischen Impulsen erreicht wird, lässt sich die Energieverlustmessung zur Teilchenidentifikation benutzen.

Dabei gilt es zu beachten, dass sich der Energieverlust von Elektronen und Positronen (unter anderem) aufgrund dominanter Bremsstrahlungseffekte nicht durch die Bethe-Bloch-Formel beschreiben lässt.

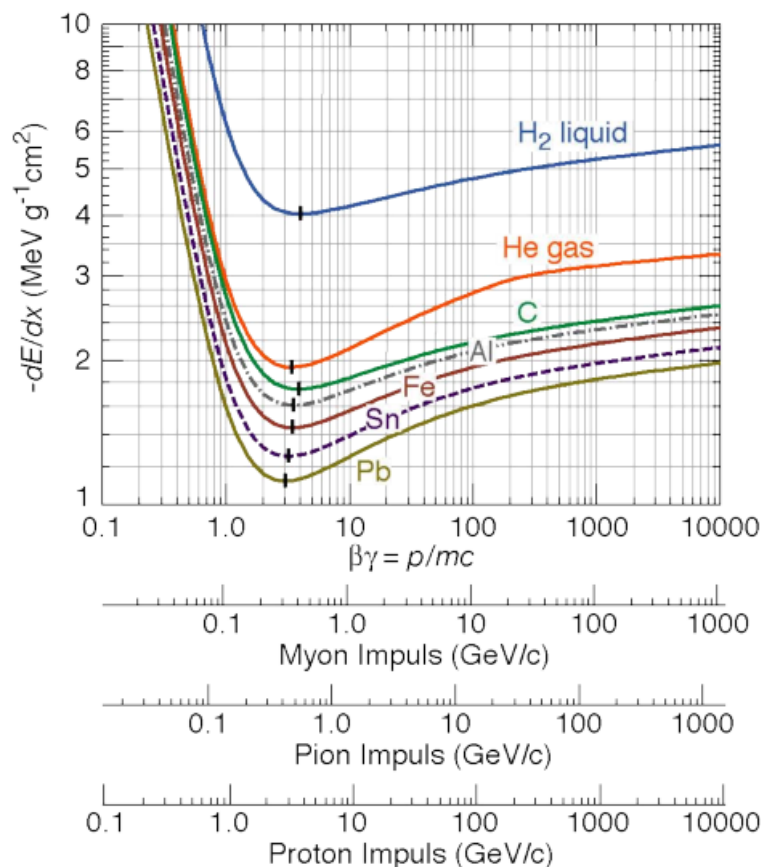


ABBILDUNG 1.8: Energieverlustverteilung von Myonen, Pionen und Protonen für verschiedene Materialien [1].

Um besagte Wechselwirkung und damit ein entsprechendes geladenes Teilchen auch nachweisen zu können, müssen die durch die Ionisation freigesetzten Ladungsträger erfasst werden. Durch ein externes elektrisches Feld driften die Ladungsträger zu den Elektroden, werden extrahiert und somit registriert. Voraussetzung dabei ist, die Anzahl thermischer Ladungsträger zu minimieren, um entsprechend ein Verfälschen des Signals zu vermeiden.

Halbleiter erfüllen genau die Bedingungen, die nötig sind, um als Detektormaterial zu fungieren. Mehr dazu im späteren Kapitel 1.2.3.

1.2.2 Simulation geladener Teilchen mittels LASER-Strahlen

Photonen wechselwirken ebenfalls auf unterschiedliche Arten mit Materie und lassen sich somit in Detektoren nachweisen. Dank des ionisierenden Charakters der Photonen lassen sich mit ihnen aber auch geladene Teilchen in Detektoren simulieren. Die Art der Photonenwechselwirkung hängt dabei von der jeweiligen Energie ab.

Abbildung 1.9 zeigt den Massenabschwächungskoeffizienten μ für Photonen in Silizium. Es ist zu erkennen, dass für geringe Energien im Bereich weniger keV, die Rayleigh-Streuung und besonders der Photoeffekt als dominante Wechselwirkungen hervorstechen. Bei der Rayleigh-Streuung handelt es sich um eine elastische Streuung. Es findet also keine Ionisation statt, sondern lediglich eine Richtungsänderung des Photons, dessen Wellenlänge durch die Streuung unverändert bleibt.

Beim (äußeren) Photoeffekt hingegen, wird das Photon von einem Hüllenelektron vollständig absorbiert, welches dadurch aus seiner Bindung geschlagen wird. Aufgrund der Impulserhaltung wird die Rückstoßenergie auf den ionisierten Atomkern übertragen, folglich kann der Photoeffekt also nur an gebundenen und nicht an freien Elektronen stattfinden. Beim Energieverlauf des Massenabsorptionskoeffizienten μ in Abbildung 1.9 ist bei etwa 2 keV ein abrupter Anstieg von μ zu erkennen. Dabei handelt es sich um die sogenannte K-Kante. Solche Kanten treten jedes mal dann auf, wenn die Energie des Photons gerade ausreicht um ein Elektron der nächst tiefer gelegenen Schale auszulösen.

Für mittlere Energien im Bereich von 1 MeV ist die Compton-Streuung die dominante Wechselwirkung. Sie kommt zustande, wenn die Photonenenergie groß im Vergleich zur Bindungsenergie des getroffenen Hüllenelektrons ist. Bei dem Stoß gibt das Photon einen Teil seiner Energie an das Elektron ab, welches dadurch aus seiner Bindung gestoßen wird. Das Photon wird somit von seiner ursprünglichen Bewegungsrichtung abgelenkt und fliegt mit geringerer Energie, also einer größeren Wellenlänge weiter.

Es ist zu erkennen, dass für Energien ab 1,022 MeV zusätzlich die Paarbildung stattfindet, deren Anteil am Abschwächungskoeffizienten mit steigenden Energien zunimmt. Ab ca. 20 MeV ist die Paarbildung die dominante Wechselwirkung. Dabei wird ein Photon im Coulombfeld eines Stoßpartners in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt. Die Energiegrenze von 1,022 MeV kommt dadurch zustande, dass die Ruhemasse von Elektronen bzw. Positronen jeweils bei 511 keV liegt und dies somit der Mindestenergiebetrag ist, der für die Paarbildung vorausgesetzt wird. Aufgrund der Impulserhaltung muss das Photon zusätzlich noch die Rückstoßenergie des Stoßpartners tragen, was bei vergleichsweise schweren Stoßpartnern wie Atomkernen jedoch vernachlässigbar ist.

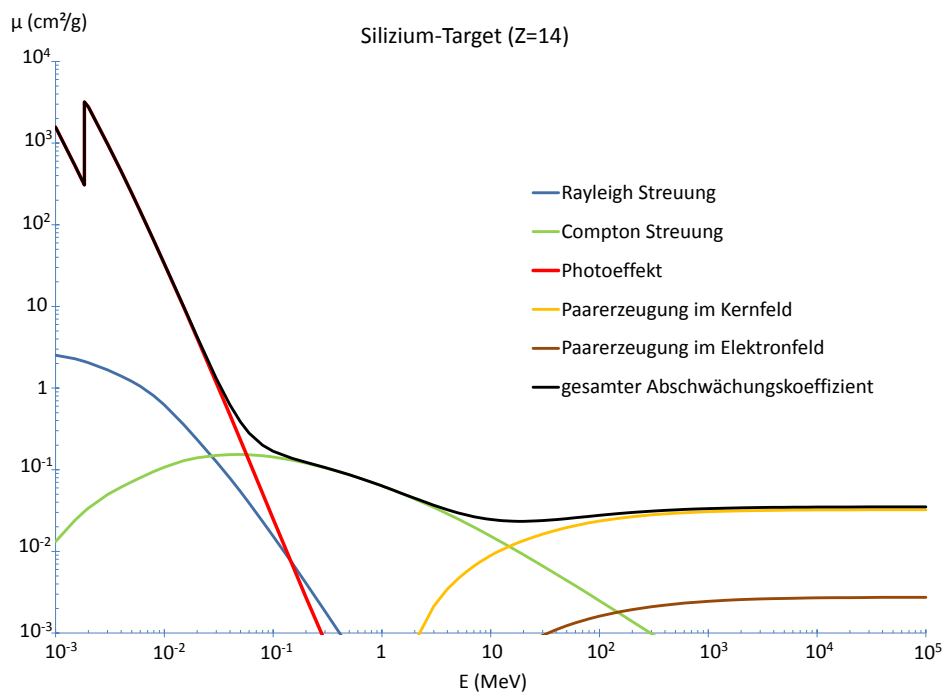


ABBILDUNG 1.9: Massenabsorptionskoeffizient für Photonen in Silizium (berechnet mittels [5]).

Für Halbleitermaterialien gibt es noch eine weitere Wechselwirkung, den sogenannten inneren Photoeffekt. Im Gegensatz zum äußeren Photoeffekt verlassen die Elektronen beim inneren Photoeffekt das Material nicht, sondern werden innerhalb des Materials vom Valenzband in das Leitungsband angehoben. Für den inneren Photoeffekt muss die Energieaufnahme also entsprechend größer als die Bandlücke sein, die bei Silizium im Bereich von etwa 1 eV liegt. Somit ist der innere Photoeffekt die für den in dieser Arbeit verwendeten Infrarotlaser entscheidende Wechselwirkung. Denn die vom Laser ausgesandten Photonen haben gerade eine Energie von etwa 1 eV, sodass durch deren Absorption ein Überwinden der Bandlücke möglich ist.

1.2.3 Silizium-Halbleiter

Halbleiter werden heutzutage in Teilchenphysikexperimenten als Vertexdetektor eingesetzt, meist in Form zahlreicher Lagen von Streifen- und Pixeldetektoren. Verglichen mit Gasdetektoren, die ebenfalls zur Vermessung von Teilchenspuren eingesetzt werden, bieten sie einige Vorteile.

Aufgrund ihrer vergleichsweise hohen Dichte findet in Halbleitern ein höherer Energieverlust pro Volumen statt; damit steht entsprechend mehr Energie für die Ladungsträgererzeugung zur Verfügung. Jedoch geht damit auch eine höhere Wahrscheinlichkeit unerwünschter Wechselwirkungen im Detektormaterial einher.

Die nötige Energie zum Erzeugen von Elektron-Loch-Paaren bei Halbleitern ist im Mittel deutlich geringer (3,6 eV bei Silizium) als jene zum Erzeugen von Elektron-Ion-Paaren in Gasen (30 eV). Folglich wird in Halbleitern mehr Ladung pro deponierter Energie freigesetzt.

Ferner ist bei Halbleitern kein Behälter nötig, um wie bei den Gasdetektoren das Gas zu halten.

Es gibt zahlreiche Halbleiterelemente, von denen die bekanntesten samt einiger ihrer Eigenschaften in Tabelle 1.1 aufgelistet sind [33] S.273.

Eigenschaften	Si	Ge	GaAs	CdTe	Diamant
Ordnungszahl (Z)	14	32	31/33	48/52	6
Atommasse (u)	28,09	72,60	72,32	120,0	12,01
Dichte ρ (g/cm ³)	2,328	5,3267	5,32	5,85	3,51
Gitterkonstante (Å)	5,431	5,646	5,653	6,48	3,57
Halbleitertyp	indirekt	indirekt	direkt	direkt	indirekt
Bandlücke E_g (eV)	1,12	0,66	1,424	1,44	5,5
mittl. Energie ε zur e/h-Erzeugung (eV)	3,65	2,96	4,35	4,43	13,1
intrinsische Ladungsträgerd. (cm ⁻³)	$1,01 \cdot 10^{10}$	$2,4 \cdot 10^{13}$	$2,1 \cdot 10^6$	10^7	≈ 0
Beweglichkeit (cm ² /Vs)					
Elektronen	1450	3900	8500	1050	≈ 1800
Löcher	500	1800	400	90	≈ 2300

TABELLE 1.1: Eigenschaften verschiedener Halbleiter: Silizium, Germanium, Galliumarsenid, Cadmiumtellurid, Diamant [33] S.275.

Halbleiter bilden eine Kristallstruktur, gezeigt am Beispiel von Silizium, welches das am häufigsten verwendete Halbleitermaterial ist. Da Silizium ein Element der vierten Hauptgruppe ist, hat es dementsprechend vier Valenzelektronen. In Abbildung 1.10 ist die kristalline Struktur vereinfacht dargestellt. Es ist zu erkennen, dass

jedes Atom insgesamt vier direkte Nachbarn hat, mit denen es sich jeweils zwei Elektronen teilt. Diese Valenzelektronen sind kovalent gebunden und bei niedrigen Temperaturen „fest verankert“; bei höheren Temperaturen können diese Bindungen jedoch aufgrund thermischer Gitterschwingungen aufbrechen und der Kristall wird elektrisch leitend. Dies lässt sich mittels der Bandstruktur veranschaulichen.

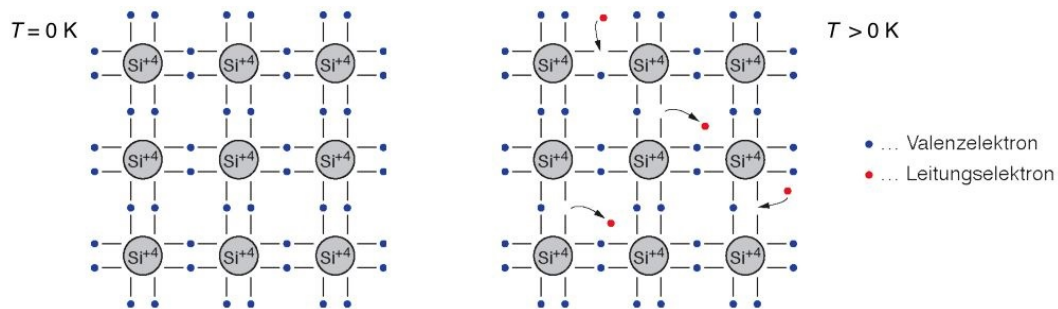


ABBILDUNG 1.10: 2-dimensionale Projektion der Silizium-Gitterstruktur. Bei 0 K (*links*) sind alle Elektronen fest gebunden, bei höheren Temperaturen (*rechts*) sind einige der Bindungen aufgrund von thermischen Gitterschwingungen aufgebrochen, was zu einer elektrischen Leitfähigkeit des Kristalls führt [35].

In Festkörpern überlappen die diskreten atomaren Energieniveaus zu gemeinsamen Energiebändern, wie in Abbildung 1.11 dargestellt. Dabei wird das letzte noch besetzte Band „Valenzband“, das darüber liegende unbesetzte Band „Leitungsband“ genannt. In Isolatoren und Halbleitern sind diese Bänder voneinander getrennt (genannt Bandlücke bzw. band gap) während sie in Leitern eng beieinander liegen oder sogar überlappen können. Die Elektronen können sich lediglich in den erlaubten Zuständen, die hier zu den erwähnten Bändern überlappen, aufhalten. Der Bereich der Bandlücke hingegen ist ein verbotener Zustand und kann nicht besetzt werden. Bei Isolatoren ist das Valenzband voll besetzt, das Leitungsband hingegen ist leer und die Bandlücke ist zu groß, um aufgrund thermischer Schwingungen überwunden werden zu können. Bei Halbleitern jedoch verhält es sich so, dass nur bei niedrigen Temperaturen das Valenzband voll und das Leitungsband leer ist und das Material dann als Isolator wirkt. Die Bandlücke ist dabei allerdings klein genug, sodass sie bei höheren Temperaturen überwunden werden kann und einige Elektronen durch thermische Anregungen aus dem Valenzband in das Leitungsband angehoben werden. Die Elektronen im Leitungsband sowie die Elektronenlöcher im Valenzband ermöglichen dann als freie Ladungsträger einen Stromtransport.

Elektronen können nicht nur thermisch vom Valenz- ins Leitungsband angehoben werden, sondern auch mithilfe der deponierten Energie ionisierender Teilchen beim Durchgang durch den Halbleiter. Eben diese Eigenschaft ermöglicht es, Halbleiter als Teilchendetektoren einzusetzen [35].

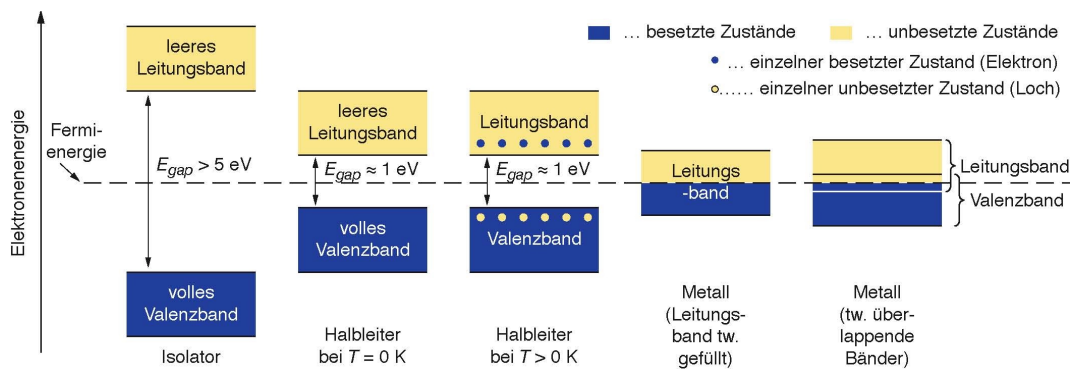


ABBILDUNG 1.11: Schematische Darstellung der Bandstruktur für Isolatoren, Halbleiter und Leiter [35].

Halbleiter werden in zwei Kategorien unterteilt, in direkte und indirekte Halbleiter, abhängig davon, wie der Bandübergang vonstattengeht. Bei direkten Halbleitern reicht eine rein optische Anregung der Elektronen, also eine Anregung durch Photonen um das Elektron ins Leitungsband anzuheben. Bei einer Rekombination würden dementsprechend auch nur Photonen abgestrahlt werden. Das ist darauf zurückzuführen, dass die Extremwerte der Bandkanten, also das niedrigste Energieniveau des Leitungsbandes und das höchste Energieniveau des Valenzbandes, im Impulsraum an der gleichen Stelle liegen. Dies ist in Abbildung 1.12, in der die Bandkanten eines direkten und indirekten Halbleiters im Impulsraum dargestellt sind, veranschaulicht.

Bei indirekten Halbleitern hingegen haben die Extremwerte der Bandkanten im Impulsraum unterschiedliche Werte; die Elektronen haben also einen anderen Impuls als die Elektronenlöcher. Folglich muss es beim Anheben der Elektronen ins Leitungsband auch zu einem Impulsübertrag kommen, der nicht von Photonen geleistet werden kann. Der Impulsübertrag findet mittels sogenannter Phononen statt, was letztlich Gitterschwingungen entspricht. Bei Rekombinationen werden demnach auch wieder Phononen abgestrahlt, was zum Erwärmen des Halbleiters führt [50] S.24.

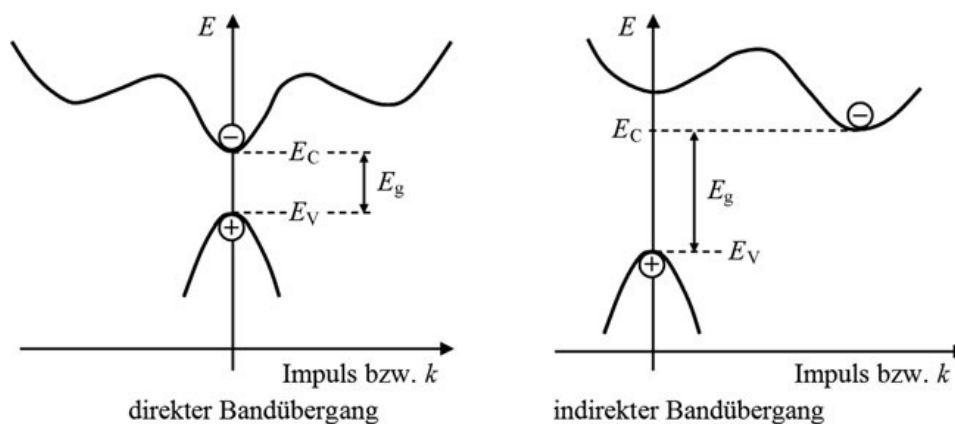


ABBILDUNG 1.12: Direkter und indirekter Bandübergang im Vergleich dargestellt im Impulsraum [50] S.24.

Um als Detektormaterial in Frage zu kommen, ist für den jeweiligen Halbleiter ein gutes Signal-Rausch-Verhältnis eine Voraussetzung. Das erfordert allerdings gegenteilige Eigenschaften: Zum einen eine niedrige Ionisationsenergie, also eine kleine Bandlücke, um entsprechend ein großes Signal zu erhalten, zum anderen wenige freie Ladungsträger, also eine große Bandlücke, um Rauschsignale möglichst zu vermeiden. Eine Bandlücke von $E_g \approx 6$ eV könnten Elektronen mittels thermischer Gitterschwingungen kaum überwinden, sodass das Valenzband nahezu leer und das Rauschen entsprechend unterdrückt wäre. Gleichzeitig wäre dieser Bandabstand immer noch klein genug, um durch ionisierende Teilchen zahlreiche Elektron-Loch-Paare (e/h-Paare) und damit ein deutliches Signal zu erzeugen. Diamant kommt dieser Bandlücke mit 5,5 eV sehr nahe, ist jedoch für den Einsatz zu teuer.

Entscheidend ist zudem auch, wie viele e/h-Paare innerhalb des verwendeten Halbleiters pro deponierter Energie erzeugt werden, denn nicht der gesamte Energieanteil wird in das Überwinden der Bandlücke gesteckt, sondern geht z.B. als Gitterschwingungen verloren. Abbildung 1.13 zeigt für die bekanntesten Halbleitermaterialien die nötige Energie ε zum Erzeugen von e/h-Paaren, aufgetragen gegen die jeweilige Bandlücke E_g . Es ist zu erkennen, dass für die gezeigten Materialien ε zweis- bis dreimal so groß ist wie E_g [35].

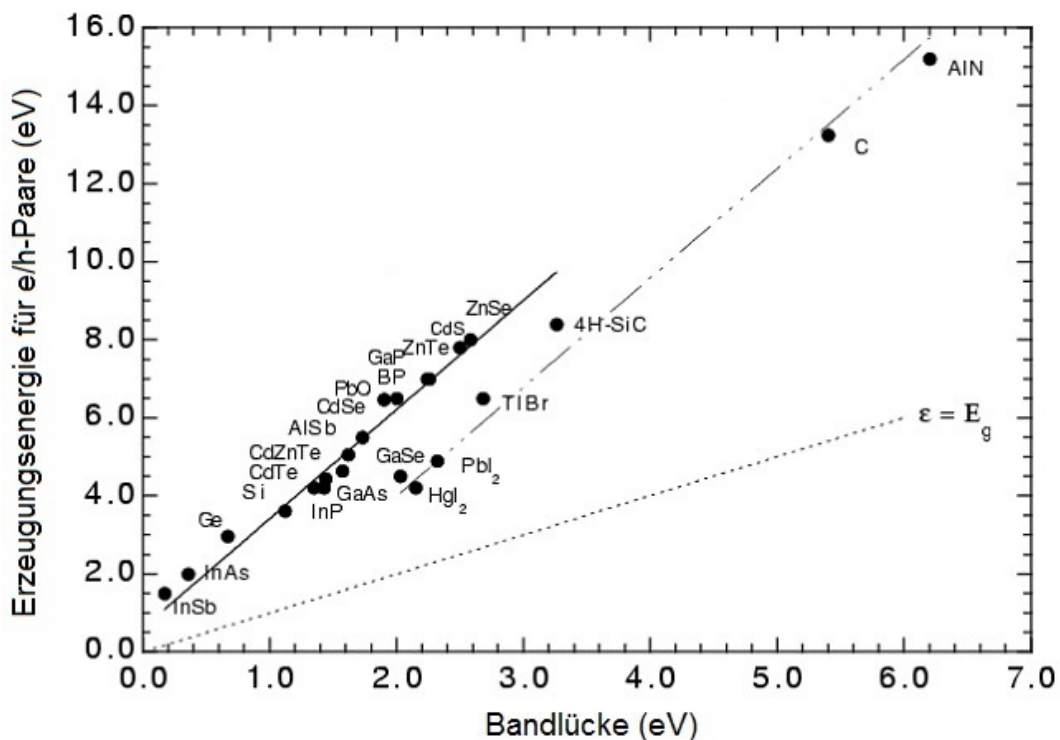


ABBILDUNG 1.13: Erzeugungenergie von Elektron-Loch-Paaren aufgetragen gegen die Bandlücke verschiedener Materialien [35].

Bei Silizium, welches eine günstige Alternative zu Diamant und das am häufigsten verwendete Halbleitermaterial ist, ist die Paar erzeugungsenergie ε mit 3,65 eV ca. drei mal so groß, wie die Bandlücke E_g von 1,12 eV. Ein minimal ionisierendes Teilchen deponiert pro μm etwa eine Energie von 390 eV in Silizium und generiert dabei insgesamt 108 Elektron-Loch-Paare. Für typische Materialstärken von 300 μm , die gerade für diese Arbeit relevant sind, entspricht der mittlere Energieverlust von

MIPs ungefähr 117 keV; es werden also insgesamt etwa 32400 e/h-Paare pro MIP erzeugt.

Da Silizium mit 1,12 eV allerdings eine relativ schmale Bandlücke hat (verglichen zu den „optimalen“ 6 eV, um Rauschsignale zu vermeiden), würden bei einem Beispieldetektor mit einer Dicke von 300 μm , einer Fläche von 1 cm^2 und einer intrinsischen Ladungsträgerdichte von $n_i = 1,5 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ bei 300 K ([50] S.28) bereits $4,5 \cdot 10^8$ thermische e/h-Paare vorliegen. Die Anzahl der thermisch generierten e/h-Paare liegt damit gut vier Größenordnungen über der Menge, die durch ein MIP generiert wird, was eine Signalerfassung unmöglich macht.

Beheben lässt sich dieses Problem mittels der Depletierung, also der Ladungsträgerverarmung des Halbleiters. Realisiert wird dies mithilfe eines pn-Übergangs, der in Sperrrichtung betrieben wird und damit auch bei Raumtemperatur eine Signalerfassung zulässt. Darauf wird in Kapitel 1.2.3.1 genauer eingegangen.

1.2.3.1 pn-Übergang

Um Silizium für den Einsatz als Teilchendetektor gebräuchlich zu machen, bedarf es der Dotierung des Materials. Dabei werden einzelne Fremdatome mittels Diffusion in das Halbleitermaterial eingebracht, um zusätzliche besetzbare Energieniveaus in der Bandlücke zu erzeugen. Übliche Dotierungskonzentrationen sind etwa 10^{12} Fremdatome/ cm^3 (für sehr hohe Dotierungskonzentrationen auch bis zu 10^{20} Fremdatome/ cm^3) auf 10^{22} Siliziumatome/ cm^3 .

Durch das Einbringen eines Atoms der fünften Hauptgruppe, also entsprechend mit fünf statt vier Valenzelektronen wie bei Silizium, ist das zusätzliche Valenzelektron innerhalb des Gitters nicht kovalent sondern nur schwach gebunden. Dies ist in Abbildung 1.14 links beispielhaft mit Phosphor als Fremdatom gezeigt. Dieses schwach gebundene Elektron kann leicht aus seiner Bindung gelöst werden und steht somit als freies Elektron zur Verfügung; in dem Fall spricht man von einer n-Dotierung. Das Fremdatom, welches das zusätzliche Elektron mitbringt, wird als Donator bezeichnet.

Die Auswirkungen im Bändermodell, welche in Abbildung 1.15 visualisiert sind, gestalten sich dahingehend, dass ein zusätzliches besetztes Energieniveau innerhalb des eigentlich verbotenen Bereichs der Bandlücke direkt unterhalb des Leitungsbandes entsteht, von dem aus die Elektronen deutlich leichter in das Leitungsband wechseln können. Das hat zur Folge, dass das Fermi-niveau zum Leitungsband hin verschoben wird. Das Fermi-niveau entspricht dabei dem Mittelwert des höchst besetzten Energiezustandes der Elektronen und des niedrigsten besetzbaren Zustandes der Löcher.

Bei der p-Dotierung hingegen wird ein Atom der dritten Hauptgruppe in das Silizium eingebracht, sodass schließlich eine der potentiellen kovalenten Bindungen, wie in Abbildung 1.14 rechts gezeigt, offen steht und leicht ein zusätzliches Elektron aufnehmen kann; in dem Fall spricht man von einer p-Dotierung. Das Fremdatom, welches für das fehlende Elektron verantwortlich ist (im Beispiel Bor), wird Akzeptor genannt.

Im Bändermodell in Abbildung 1.16 ist gezeigt, dass dies einem zusätzlichen unbesetzten Energieniveau direkt oberhalb des Valenzbandes entspricht, welches leicht Elektronen aus dem Valenzband aufnehmen kann. Das hat zur Folge, dass das Fermi-niveau zum Valenzband hin verschoben wird [32],[35].

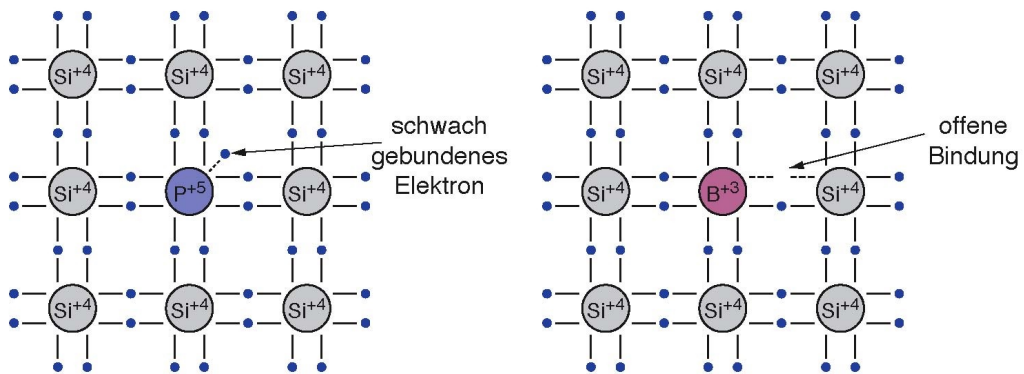


ABBILDUNG 1.14: n-Dotierung von Silizium mittels Phosphor links und p-Dotierung mittels Bor rechts [32],[35].

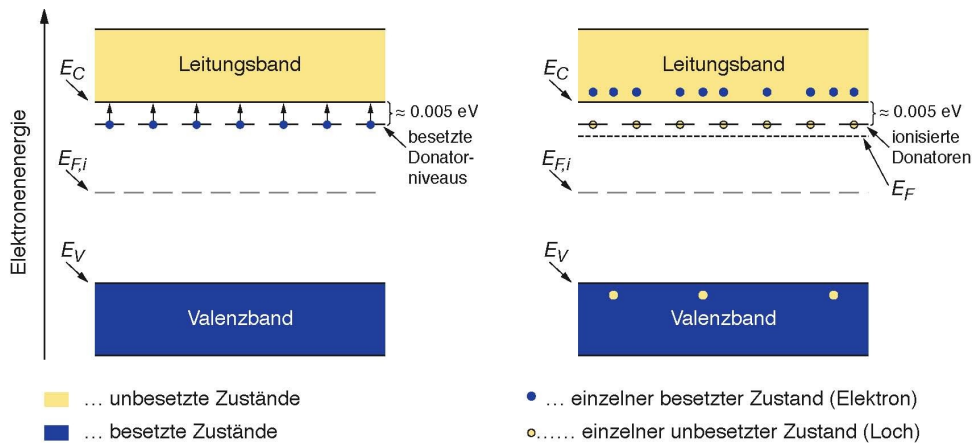


ABBILDUNG 1.15: Auswirkungen der n-Dotierung von Silizium mittels Phosphor auf das Bändermodell [32],[35].

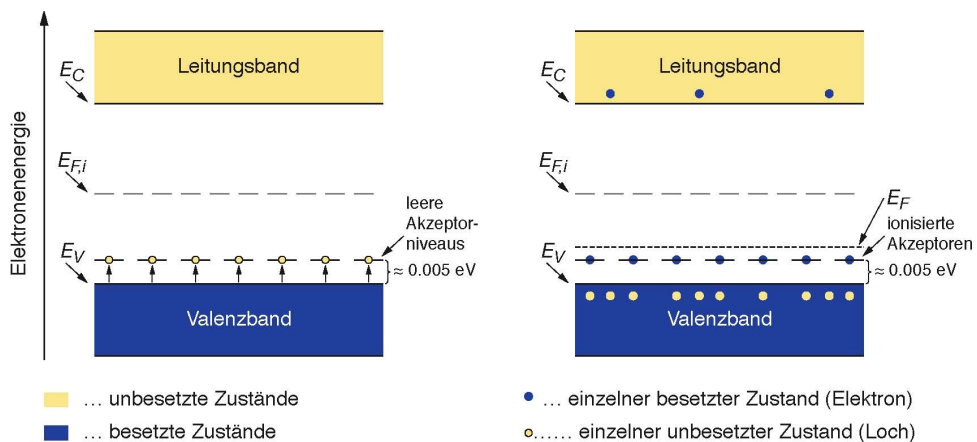


ABBILDUNG 1.16: Auswirkungen der p-Dotierung von Silizium mittels Bor auf das Bändermodell [32],[35].

Getrennt voneinander sind der p-dotierte und n-dotierte Halbleiter jeweils elektrisch neutral, weisen aber unterschiedliche Ladungsträgerdichten auf, was in Abbildung 1.17 links dargestellt ist. Werden jene dotierten Halbleiter in Kontakt zueinander gebracht, gleichen sich die unterschiedlichen Ladungsträgerdichten und damit die jeweiligen Fermi-niveaus aneinander an, indem, wie in Abbildung 1.17 rechts zu sehen, die überschüssigen Elektronen der n-Seite zu den überschüssigen Elektronenlöchern der p-Seite diffundieren und rekombinieren. Ferner wird aufgrund der Ladungsträgerverschiebung zwischen den Halbleiterhälften eine Spannung aufgebaut. Das resultierende elektrische Feld bildet die sogenannte Raumladungszone aus, in der keine freien Ladungsträger mehr vorhanden sind und wirkt der Diffusion entgegen, sodass sich ein Gleichgewicht bildet und die Diffusion zum Erliegen kommt [32],[35].

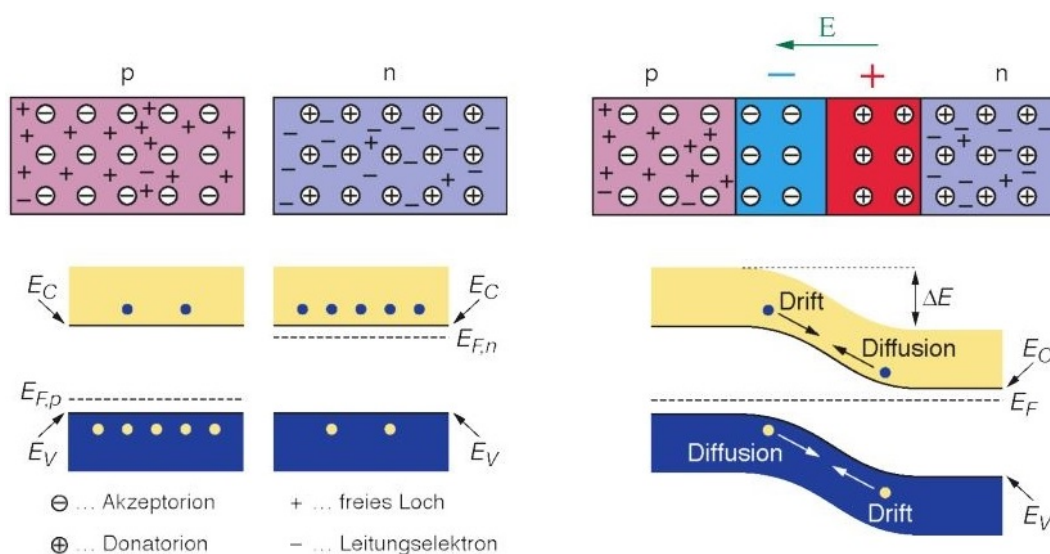


ABBILDUNG 1.17: Bändermodell von n-dotiertem und p-dotiertem Silizium vor (*links*) und nach (*rechts*) Kontakt [32],[35].

Die Ausdehnung der Raumladungszone kann mittels einer externen Spannung beeinflusst werden. Abbildung 1.18 links verdeutlicht, dass das Anlegen einer positiven Spannung an der p-Seite bzw. einer negativen Spannung an der n-Seite zu einer Verkleinerung der Raumladungszone führt, da die Elektronen und Löcher in die Grenzschicht des Halbleiters gedrückt werden, wo sie miteinander rekombinieren; das entspricht gerade einer Zunahme der Diffusionsströme.

Wird die externe Spannung wie in Abbildung 1.18 rechts entgegengesetzt an den Halbleiter angeschlossen, dehnt sich die Raumladungszone aus. Die Ladungsträger werden aus dem Halbleiter herausgezogen, sodass praktisch keine Diffusionsströme mehr stattfinden. Bedingt durch thermisch angeregte e/h-Paare können jedoch noch Leckströme fließen.

Ist die angelegte Spannung groß genug, werden sämtliche Ladungsträger aus dem gesamten Material entfernt, es wird also vollständig depletiert, sodass sich die Raumladungszone über den kompletten Halbleiter erstreckt.

Eben jener Zustand ermöglicht es, den Halbleiter als Teilchendetektor zu verwenden. Das am Ende des vorherigen Kapitels 1.2.3 erwähnte Problem, dass die Zahl der durch ein minimal ionisierendes Teilchen generierten e/h-Paare um mehrere Größenordnungen kleiner ist als die thermisch generierten e/h-Paare, ist durch das

Depletieren des Halbleiters behoben, da die einzigen vorhandenen Ladungsträger nur noch jene sind, die durch MIPs erzeugt werden. Diese werden durch die externe Spannung ebenfalls zu den Kontakten gezogen und dort registriert [32],[35].

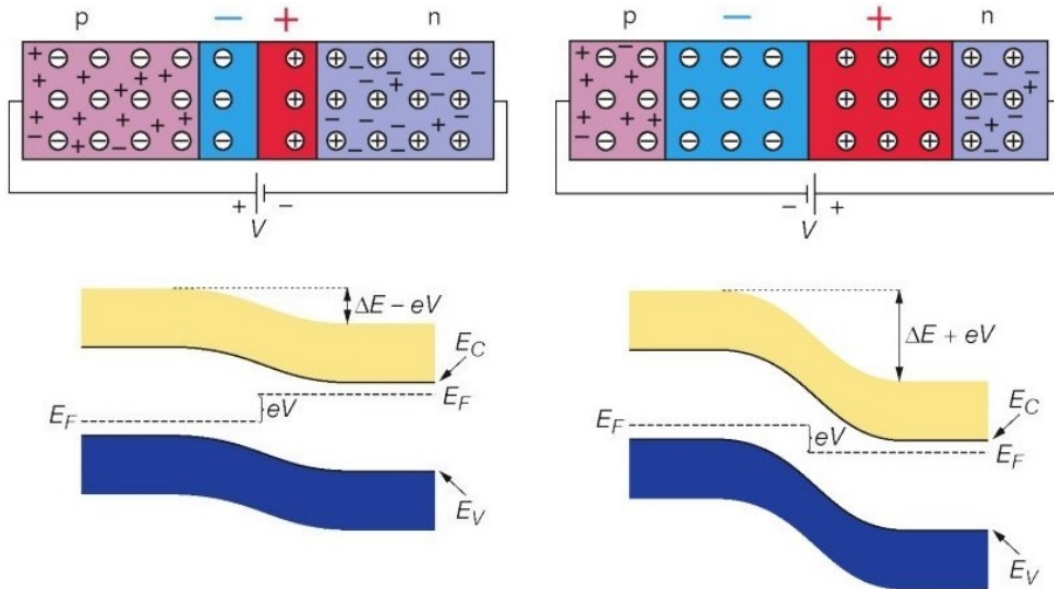


ABBILDUNG 1.18: Bändermodell eines pn-Übergangs mit angelegter Spannung in Durchlassrichtung (*links*) und Sperrichtung (*rechts*) [32],[35].

Für den Einsatz als Teilchendetektor wird eine gesonderte Art des pn-Übergangs verwendet, der p^+n -Übergang. Dabei hat der p-dotierte Bereich eine um mehrere Größenordnungen größere Dotierungskonzentration als der n-Bereich. Das Konzentrationsverhältnis der Dotierungen beeinflusst Ausdehnung und Position der Raumladungszone. Dadurch ist es möglich, mit einem kleinen hochdotierten p^+ -Bereich auf einem großen „normaldotierten“ Substrat die Raumladungszone weit bzw. vollständig in das Substrat hineinreichen zu lassen.

Die Ausdehnung der Verarmungszone wird dabei vor allem durch die Dotierungskonzentration und die externe Spannung definiert, was sich mathematisch wie folgt beschreiben lässt [32],[35]:

$$W_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0(V_0 - V)}{eN_a(1 + N_a/N_d)}} \quad W_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0(V_0 - V)}{eN_d(1 + N_d/N_a)}} \quad (1.1)$$

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_r\epsilon_0}{e} \cdot (V_0 - V) \cdot \left(\frac{1}{N_d} + \frac{1}{N_a}\right)}$$

mit:

- W_n : Ausdehnung der Verarmungszone im n-dotierten Bereich
- W_p : Ausdehnung der Verarmungszone im p-dotierten Bereich
- W : Gesamtbreite der Verarmungszone
- ϵ_r : Dielektrizitätszahl
- ϵ_0 : elektrische Feldkonstante
- N_a : Dotierungsdichte der Akzeptoren
- N_d : Dotierungsdichte der Donatoren
- e : Elementarladung
- V_0 : Diffusionsspannung
- V : externe Spannung

Dabei berechnet sich die Diffusionsspannung mittels:

$$V_0 = \frac{kT}{e} \cdot \ln \left(\frac{N_a N_d}{n_i^2} \right) \quad (1.2)$$

mit:

- n_i^2 : Anzahl der intrinsischen Ladungsträger
- k : Boltzmannkonstante
- T : Temperatur

1.2.4 Silizium-Streifendetektoren

Durch die Unterteilung einer Ausleseelektrode in einzelne Auslesestreifen erhält der Detektor eine eindimensionale Ortsauflösung. Wie in Abbildung 1.19 dargestellt, werden dazu die p⁺-dotierten Bereiche streifenförmig auf dem Siliziumbulk aufgebracht und mit Aluminiumkontakten versehen. Die n⁺-Schicht auf der gegenüberliegenden Seite dient dabei der guten elektrischen Kontaktierung.

Die Ladungswolke, die ein ionisierendes Teilchen hinterlässt, teilt sich dann entsprechend ihrer Verteilung auf die einzelnen p⁺-Streifen auf, sodass aufgrund der jeweiligen Signalstärken der Teilchendurchgang bestimmt werden kann. Kapitel 4.1.2 enthält eine ausführlichere Beschreibung dieser Thematik.

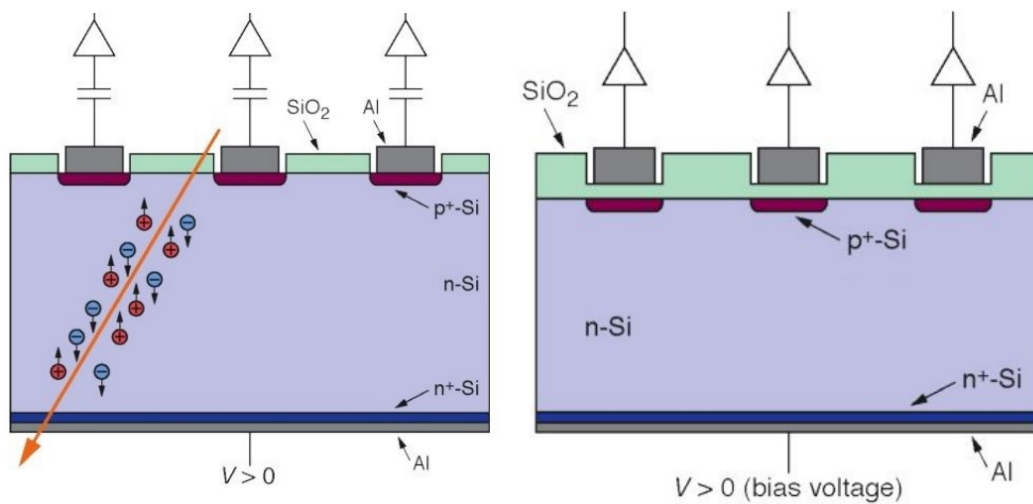


ABBILDUNG 1.19: Silizium-Teilchendetektor mit streifenstrukturierter p-Seite zur eindimensionalen Ortsauflösung, sowohl ohne (*links*) als auch mit (*rechts*) integrierter kapazitiver Kopplung [32],[35].

Ferner können die Auslestreifen nicht nur direkt, sondern kapazitiv mit dem Halbleiter verbunden werden. Dies hat den Vorteil, dass potentielle Leckströme nicht direkt über den Vorverstärker abfließen können. Dies hätte ein Verschieben des Arbeitspunktes des Verstärkers zur Folge und würde somit die Messung negativ beeinflussen. Aus platztechnischen Gründen werden die Kapazitäten direkt auf dem Halbleiter integriert, indem zwischen den p⁺-dotierten Streifen und den Aluminiumkontakten eine Siliziumoxidschicht aufgebracht wird (siehe Abbildung 1.19 *rechts* [32],[35]).

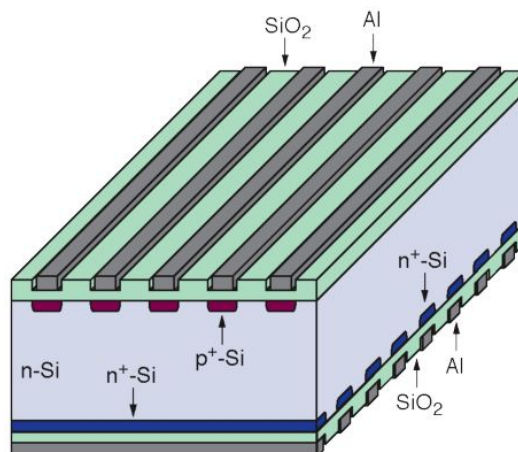


ABBILDUNG 1.20: Silizium-Teilchendetektor mit doppelseitiger Streifenstrukturierung zur zweidimensionalen Ortsauflösung [32],[35].

Für eine zweidimensionale Auflösung des Teilchendetektors werden entsprechend beide Seiten, wie in Abbildung 1.20 vereinfacht dargestellt, mit einer Streifenstruktur versehen, die gegeneinander (in kartesischen Koordinaten bestenfalls um 90°) verdreht sind.

Allerdings ist zu beachten, dass sich wie in Abbildung 1.21 links dargestellt, an der n^+ -dotierten Schicht zwischen den Streifen eine Akkumulationsschicht aus Elektronen bildet, die die jeweiligen Streifen kurzschließt und eine Positionsmessung in dieser Ebene verhindert, denn die gesammelte Ladung verteilt sich auf alle kurzgeschlossenen Streifen. Ursächlich dafür sind positive Oxid-Ladungen, die sich am Si-SiO₂-Übergang befinden und die Elektronen aus dem Bulk herausziehen bzw. an jener Übergangsschicht ansammeln. Um die Bildung eines Kurzschlusses zu unterbinden, werden zwischen den einzelnen n^+ -Streifen ein oder mehrere p^+ -Streifen bzw. p^+ -Implantate, sogenannte p-Stops eingebracht, welche eine potentielle Akkumulationsschicht unterbrechen, jedoch selbst nicht ausgelesen werden. Dies ist schematisch in Abbildung 1.21 rechts bzw. als Mikroskopaufnahme in Abbildung 4.48 aus Kapitel 4.6.1 gezeigt. Dank der p-Stops ist es also möglich, eine auslesbare Streifenstruktur auf beiden Seiten des Sensors zu verwenden und somit eine zweidimensionale Auflösung zu erhalten [32],[35].

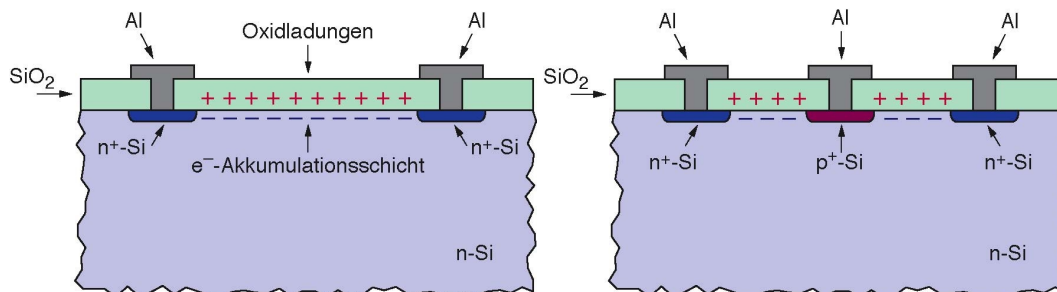


ABBILDUNG 1.21: Silizium-Teilchendetektor ohne (links) und mit (rechts) p-Stops zwischen den n^+ -Streifen zur Vermeidung einer Akkumulationsschicht [32],[35].

Bei den doppelseitigen Streifendetektoren ist zu berücksichtigen, dass unter Umständen falsche Treffersignale, sogenannte Ghost-Hits, ausgegeben werden. Treten, wie in Abbildung 1.22 dargestellt, mehrere Ereignisse gleichzeitig auf, führt das zu einer Nichteindeutigkeit der rekonstruierten Trefferposition, da der beobachtete Status angesprochener Auslestestreifen über verschiedene Ereignisse herbeigeführt werden kann. In dem gezeigten Beispiel aus Abbildung 1.22 erhielte man das gleiche Bild angesprochener Streifen, wären tatsächliche Hits und Ghost-Hits miteinander vertauscht, oder wenn neben den tatsächlichen Treffern wahlweise einer oder beide der Ghost-Hits auch tatsächliche Treffer wären.

Dank der statistischen Natur des Energieverlustmechanismus in dünnen Schichten (siehe Landauverteilung des Energieverlustes in Kapitel 1.2.1), können mehrere (auch identische) Teilchen innerhalb desselben Detektors unterschiedliche Energiebeträge deponieren und damit unterschiedliche Signalstärken verursachen. Da ein ionisierendes Teilchen zwingend genau so viel Elektronen wie Elektronen-Löcher erzeugt, die dann schließlich zu den Elektroden wandern, müssen die Signalstärken eines Ereignisses jeweils zusammenpassen. Somit ist es möglich, über den Vergleich der einzelnen Signalstärken der jeweiligen Auslestestreifen, Ghost-Hits zu erkennen und auszusondern. Voraussetzung dafür ist allerdings, dass der Unterschied einzelner Signalstärken auflösbar groß ist [32].

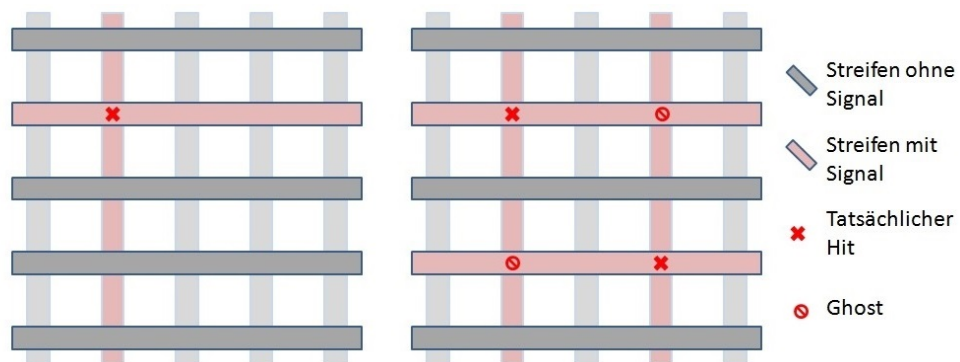


ABBILDUNG 1.22: Schematische Darstellung eines einzelnen Ereignisses (*links*) und zweier gleichzeitiger Ereignisse (*rechts*) mit resultierenden nicht eindeutigen Ereignisrekonstruktionen bei doppelseitigen Streifendetektoren.

1.2.4.1 Guard-Ring

Für gewöhnlich ist die aktive Detektorfläche zusätzlich von (mindestens) einem sogenannten Guard-Ring umgeben. Dabei handelt es sich, wie in Abbildung 1.23 veranschaulicht, um ein ringförmiges p^+ -Implantat, welches die Oberflächenströme am Rand des Detektors abfangen und so dessen Rauschverhalten verbessern soll.

Solche Oberflächenströme sind das Resultat zusätzlicher Oberflächenzustände, verursacht durch Gitterfehler, die durch das Schneiden des Siliziumwafers entstehen. Der p^+ -Guard-Ring liegt auf dem gleichen Potential wie die p^+ -Streifen (oder Pixel) und sorgt dafür, dass zu hohe Feldstärken an der Waferschnittkante unterbunden werden und somit das elektrische Feld des aktiven Detektorbereichs zum Rand hin stabilisiert wird.

Um das Potential zum Detektorrand hin sukzessive zu senken, können auch mehrere Guard-Ringe auf den Sensor aufgebracht werden. Alternativ dazu besteht auch die Möglichkeit, wie im hiesigen Beispiel in Abbildung 1.23 gezeigt, anstelle der zusätzlichen Guard-Ringe ein n^{++} -Implantat zu verwenden, das auf dem gleichen Potential liegt, wie die Rückseite des Sensors [19],[32].

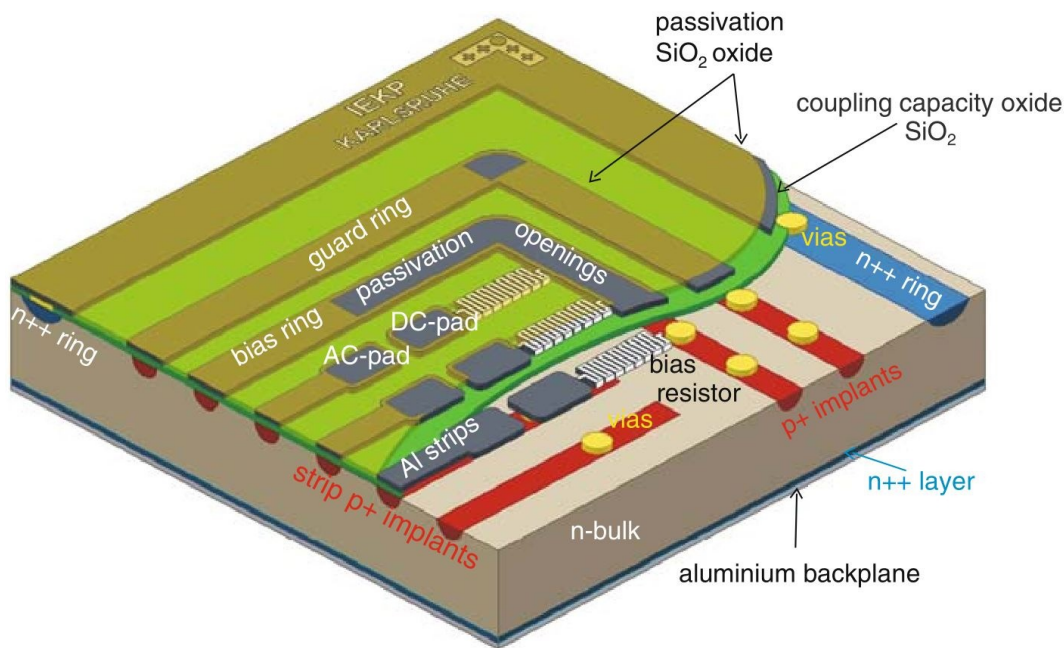


ABBILDUNG 1.23: 3D Darstellung eines Silizium-Streifen-Detektors mit Guard-Ring zur Vermeidung von Leckströmen an den Detektoranten. Die grün dargestellte SiO_2 -Schicht dient als Dielektrikum zur kapazitiven Kopplung von p^+ -Implantaten und Aluminiumstreifen; der Kontakt wird über dafür vorgesehene AC-Pads hergestellt. Zusätzlich ermöglichen DC-Pads, welche mittels sogenannter VIAs (vertical interconnect access) leitend mit den Implantaten verbunden sind, die direkte Kontaktierung der p^+ -Streifen [19].

1.2.5 Silizium-Pixeldetektoren

Eine Alternative zu den Streifendetektoren bilden die Pixeldetektoren. Dabei werden die Elektroden nicht als Streifen, sondern als einzelne Pixel auf dem Detektor aufgebracht. Typische Pixelgrößen liegen bei einigen $100 \mu\text{m}^2$. Der große Vorteil dabei ist, dass dank der Pixelstruktur eine direkte zweidimensionale Ortsinformation geliefert wird; die Möglichkeit eventueller Ghost-Hits wird dabei eliminiert.

Hervorstechende Nachteile sind dabei vor allem die deutlich größere Anzahl an Auslesekanälen und ferner die damit einhergehende Problematik der elektronischen Kontaktierung, denn jeder einzelne Pixel benötigt einen eigenen Auslesekanal. Die Kontaktierung mit der Ausleseelektronik wird dabei häufig mit dem Flip-Chip-Verfahren realisiert. Dabei wird, wie in Abbildung 1.24 verdeutlicht, ein Chip mit den Pixeln auf einen zweiten Chip kontaktiert, auf dem sich die Ausleseelektronik befindet. Der jeweilige Kontakt wird über die leitenden Indium- oder Zinnkügelchen, die sogenannten Bumps, hergestellt. Die beiden zusammengefügt Chips müssen dabei geometrisch aufeinander abgestimmt sein, was zur Folge hat, dass die minimal mögliche Pixelgröße durch die Größe der Ausleseelektronik definiert wird [32],[35].

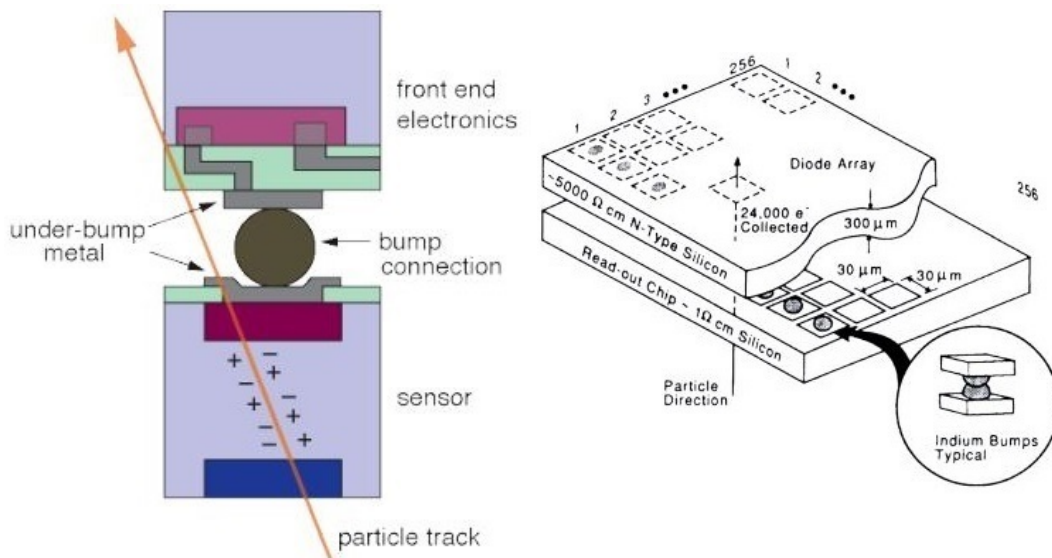


ABBILDUNG 1.24: Schematische Darstellung einer Bump-Bond-Verbindung (links) und eines sogenannten Flip-Chips (rechts) [32],[35].

1.2.6 Strahlenschäden

Die Wechselwirkung der Teilchenstrahlung mit dem Detektormaterial ist unabdingbar für deren Nachweis; sie ist allerdings auch ursächlich für Materialschäden innerhalb des Detektors. Für den PANDA-MVD, der sich unmittelbar am Interaktionspunkt befindet wo die Ereignisraten am größten sind, ist dies von besonderer Relevanz. Die Schäden können sowohl an der Sensoroberfläche als auch im Sensorinneren (dem Bulk) auftreten. Die Oberflächenschäden zeigen sich häufig als Schädigung der Elektronik durch die Bildung zusätzlicher Oxidladungen, meist verursacht durch Photonen und Elektronen. Die Bulkschäden, meist durch Hadronen verursacht, treten hingegen als Gitterfehler auf.

Ist der Gitterfehler nur auf vereinzelte Si-Atome begrenzt, spricht man von Punktdefekten. Dabei können, wie in Abbildung 1.25 links gezeigt, einzelne Si-Atome von ihrer eigentlichen Position verschoben werden und einen neuen Platz einnehmen. Mittels thermischer Gitterschwingungen können diese Atome jedoch unter Umständen wieder auf ihre ursprüngliche Position zurückwandern, sodass der Defekt entsprechend ausheilt. Allerdings können sich im ungünstigen Fall mehrere Frenkeldefekte auch vereinen und Sekundärdefekte bilden.

Weitere Punktdefekte entstehen durch Kernumwandlungen, bei denen wie in Abbildung 1.25 rechts zu sehen, Si-Atome einzelne Neutronen einfangen und sich unter Abgabe eines Elektrons und Elektron-Neutrinos (β -Zerfall) in ein Phosphoratom umwandeln. Die umgewandelten Kerne entsprechen in ihrer Wirkung zusätzlichen Dotieratomen, die somit die Dotierkonzentration und damit entsprechend das Verhalten des Halbleiters maßgeblich beeinflussen.

Ist der Energieübertrag auf einzelne Gitteratome ausreichend groß, sodass diese dann sogenannten „Primary Knock-On Atome“ (PKA) wiederum weitere Si-Atome aus deren Gitterplätzen stoßen, kommt es zu Clusterdefekten. Solche Clusterdefekte entsprechen einer dichten Ansammlung vieler Punktdefekte und sorgen dafür, dass das kristalline Siliziumgitter lokal in eine amorphe Struktur übergeht. Im Gegensatz

zu einzelnen Punktdefekten heilen Clusterdefekte nicht aus, sondern bilden stabile Defektbereiche.

Ob sich ein Strahlenschaden als Punkt- oder Clusterdefekt manifestiert, hängt von der verursachenden Strahlung ab. Punktdefekte stammen von geladenen Teilchen, die mittels elektromagnetischer Wechselwirkung gestreut werden, wohingegen Clusterdefekte eher durch die Streuung neutraler Hadronen mittels starker Wechselwirkung hervorgerufen werden [32],[35].

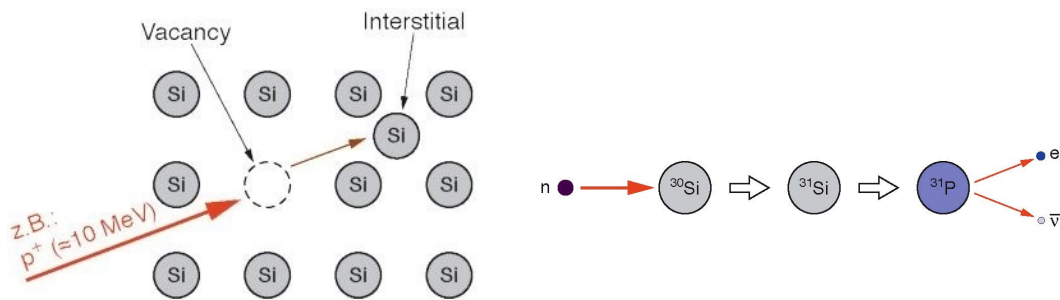


ABBILDUNG 1.25: Links: Schematische Darstellung des Frenkeldefekts. An der ursprünglichen Position bleibt eine Fehlstelle (vacancy) zurück, an der neuen Position wirkt das bewegte Si-Atom wie ein Zwischengitteratom (interstitial). Rechts: Ein einzelnes Si-Atom wandelt sich durch Neutroneneinfang mit anschließendem β -Zerfall in ein Phosphoratom um [32],[35].

Mit Hilfe der NIEL-Hypothese (Non-Ionising Energy Loss) werden die jeweiligen Strahlenschäden der verschiedenen Teilchenarten einheitlich beschrieben. Es wird angenommen, dass Materialschäden proportional zum nicht-ionisierenden Energieverlust der Teilchenstrahlen sind. Strahlenschäden, verursacht durch ionisierende Energieverluste, die meinst in Punktdefekten resultieren, werden dabei ignoriert. Für alle Teilchenarten werden die jeweiligen Strahlenschäden auf den Schädigungsgrad von 1 MeV Neutronen normiert, sodass anstelle des eigentlichen integrierten Strahlenflusses ein äquivalenter integrierter (nicht-ionisierender) Strahlenfluss ϕ_{eq} gleicher Schädigung angegeben wird [32],[35].

1.2.6.1 Auswirkungen von Strahlenschäden

Die Substratschäden resultieren in zusätzlichen bzw. veränderten Donator- bzw. Akzeptorzentren, die weitere Energieniveaus schaffen und damit fundamental die Materialeigenschaften beeinflussen.

Eine der Folgen ist der Anstieg des Dunkelstroms, der aufgrund zusätzlicher Energieniveaus innerhalb der Bandlücke diese leichter überwinden kann. Dabei nimmt der Dunkelstrom linear mit steigendem Teilchenfluss ϕ_{eq} zu (siehe Abbildung 1.26 links). Berechnen lässt sich der Dunkelstrom mittels:

$$\frac{\Delta I}{V} = \alpha \cdot \phi_{eq}$$

mit:

- ΔI : Dunkelstrom
 V : aktives Detektorvolumen
 α : stromabhängige Schadensrate
 ϕ_{eq} : neutronenequivalenter Teilchenfluss

Dabei ist α von der Temperatur und der Zeitspanne zwischen Entstehen und Vermessen der Strahlenschäden abhängig. Diese können mit der Zeit bedingt durch Gitterschwingungen wieder ausheilen. Durch hohe Temperaturen wird dieser Prozess noch begünstigt. Abbildung 1.26 rechts zeigt die Schadensrate α nach Langzeitausheilprozessen bei 60°C, wobei eine deutliche Reduktion von α zu beobachten ist. Typische Vorgehensweise zur Minderung der Störstellen ist ein 80-minütiger Ausheilprozess bei 60°C [32],[35].

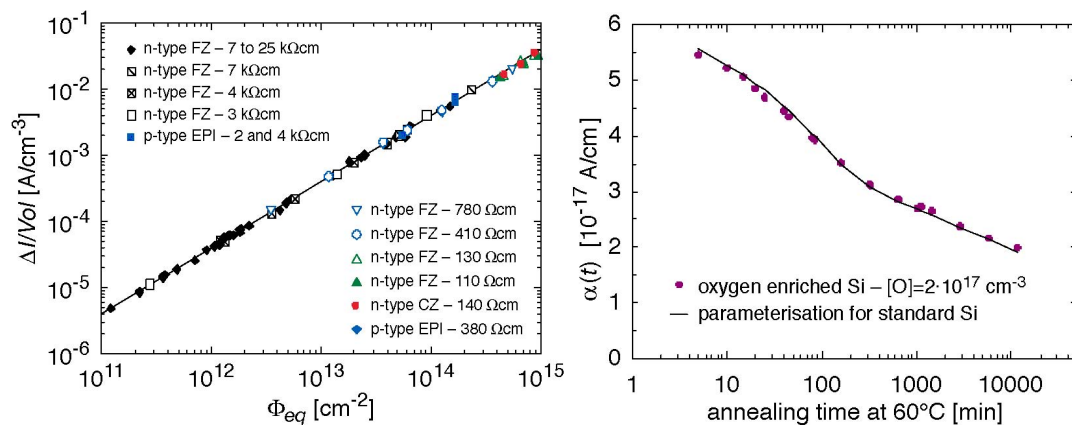


ABBILDUNG 1.26: Links: Anstieg des Dunkelstroms aufgetragen gegen steigende Strahlungsintensität für verschiedene Si-Sensortypen. Die Daten wurden nach einem 80-minütigen Ausheilprozess bei 60°C aufgenommen. Rechts: Langzeitmessung der Schadensrate α nach Ausheilprozessen für Si-Detektoren bei 60°C [35]

Ein weiterer Effekt der Strahlenschäden ist die Effizienzminderung der Ladungssammlung. Verursacht wird dies durch das sogenannte „Trapping“, bei dem die durch ionisierende Teilchen erzeugten freien Ladungsträger von ungeladenen Störstellen eingefangen und kurzzeitig festgehalten werden. Dies führt zu einer verkürzten Lebensdauer der Ladungsträger, da diese eine längere Zeit benötigen, um zu den Elektroden zu driften. Infolgedessen können mehr Rekombinationen von Elektron-Loch-Paaren stattfinden, sodass jene Ladungsträger der Signalerzeugung nicht mehr zur Verfügung stehen. Dieser Effekt kann allerdings durch Erhöhen der Depletionsspannung abgemindert werden [32],[35].

Der wohl deutlichste Einfluss der Strahlenschäden zeigt sich an der Änderung der effektiven Dotierungskonzentration $N_{\text{eff}} = |N_{\text{D}} - N_{\text{A}}|$. Tendenziell bilden sich mehr akzeptorartige als donatorartige Effekte aufgrund der Strahlenschäden. Wird beispielsweise neben einem Sauerstoffatom, welches im „unbeschädigten“ Siliziumkristallgitter keine Akzeptor- oder Donatorwirkung hat, ein Siliziumatom entfernt, wirkt jene Störstelle fortan als Akzeptor. Zusätzlich verlieren Donatorzentren (wie

z.B. Phosphor) ihre Wirkung, wenn ihrer unmittelbaren Umgebung ein Siliziumatom entrissen wird. Die sich somit ändernde Dotierungskonzentration führt bei n-Typ-Detektoren zu einer Typinversion, was entsprechend in Abbildung 1.27 gezeigt ist, wo die Depletionsspannung V und der Betrag der effektiven Dotierungskonzentration $|N_{\text{eff}}|$ gegen den Teilchenfluss ϕ_{eq} aufgetragen sind [20],[35].

Dabei ist die Depletionsspannung linear abhängig von der Dotierungskonzentration, folglich wird die Depletionsspannung mit abnehmender Dotierungskonzentration immer kleiner, bis nach der Typinversion beides wieder zunimmt. Mathematisch wird dieser Zusammenhang wie folgt dargestellt:

$$V_{\text{depletion}} = \frac{e \cdot d^2}{2\epsilon_0\epsilon_r} \cdot |N_{\text{eff}}|$$

Dabei ist N_{eff} die effektive Dotierungskonzentration, d ist die Dicke des Sensors und $V_{\text{depletion}}$ entspricht der Spannung, die nötig ist, um den Sensor vollständig zu depletieren.

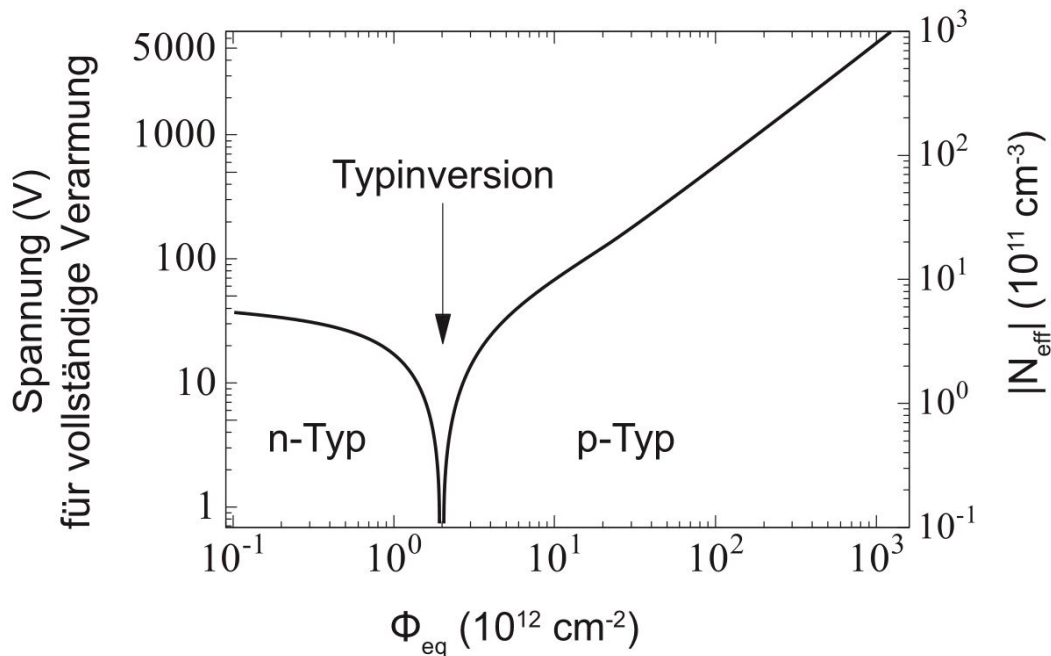


ABBILDUNG 1.27: Typinversion eines n-Typ-Detektors nach Bestrahlung; aufgetragen sind Depletionsspannung und effektive Dotierungskonzentration gegen neutronenäquivalenten Teilchenfluss [33].

Trotz der Typinversion bleibt der Detektor weiterhin einsatzbereit, sofern die Depletionsspannung entsprechend angepasst wird. Dabei ist zu beachten, dass die Depletionsspannung nur bis zur Sensordurchbruchspannung gesteigert werden kann, bis der Detektor schließlich unbrauchbar wird. Hinzu kommt, dass bereits vor Erreichen der Durchbruchspannung die Dunkelströme aufgrund der steigenden Depletionsspannung massiv zunehmen und somit die Datenqualität herabsetzen [32],[35].

1.3 LASER - Physikalische Grundlagen

Für die vorliegende Arbeit ist der verwendete Infrarotlaser ein unverzichtbares Instrument. Deshalb soll an dieser Stelle etwas genauer auf dessen Grundlagen eingegangen werden, beginnend mit Abschnitt 1.3.1 über die Grundlagen des ersten realisierten Lasers überhaupt, einem Rubin-Laser, gefolgt von Abschnitt 1.3.2 über den Dioden-Laser, wie er auch in dieser Arbeit zum Einsatz kommt.

Der Begriff LASER ist ein Akronym und steht für „light amplification by stimulated emission of radiation“ (Lichtverstärkung durch stimulierte Emission von Strahlung). Materie, die sich im optisch angeregten Zustand befindet, regt sich durch Emission eines Photons wieder ab. Bei einem Laser erfolgt die Abregung derart, dass die emittierten Photonen monochromatisch in hoher Intensität und stark gebündelt abgegeben werden. Das daraus resultierende Laserlicht ermöglicht eine Vielzahl von Anwendungen, vor allem im naturwissenschaftlichen und technischen Bereich.

1.3.1 Rubin-LASER

Kernstück eines jeden Lasers (mit Ausnahme des freien Elektronen-Lasers) ist das aktive Medium. Das ist eben jenes Material, in dem das Laserlicht erzeugt wird (im hier beschriebenen Fall ein Rubin-Kristallstab, wie in Abbildung 1.28 gezeigt). Ohne äußeren Einfluss befinden sich die Atome des aktiven Mediums in aller Regel im stabilen Grundzustand. Mittels äußerer Energiezufuhr können die Atome auf ein höheres Energieniveau gehoben, also angeregt werden. Dabei wird ein ankommendes Photon passender Energie von einem Atom des aktiven Mediums absorbiert und hebt dieses auf ein höheres Energieniveau an.

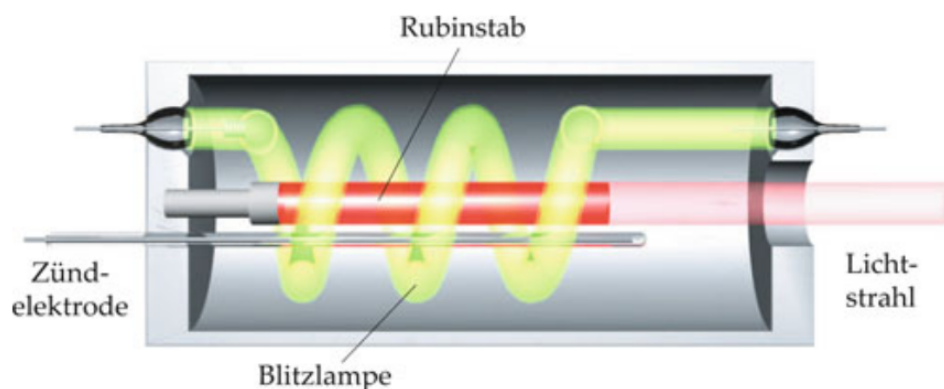


ABBILDUNG 1.28: Schematische Darstellung des ersten einsatzfähigen Lasers. Über eine Blitzlampe werden Photonen ausgesendet, die die Atome des Rubinkristalls auf ein angeregtes Energieniveau pumpen. Von dort gelangen die Atome auf einen metastabilen Energiezustand, aus dem sie stimuliert über die Abgabe von Photonen abgeregt werden können und somit das charakteristische Laserlicht erzeugen [52] S.1238.

Die zusätzliche vom Atom aufgenommene Energie kann in Form eines Photons wieder abgegeben werden, wodurch das Atom wieder in einen niedrigeren Energiezustand (für gewöhnlich den Grundzustand) übergeht. Die Energie des abgegebenen Photons entspricht gemäß Energieerhaltung genau der Energiedifferenz zwischen

angeregtem Niveau und abgeregtem Niveau und ist damit charakteristisch für das jeweilige Material. Die Emission des Photons kann spontan vonstattengehen, das heißt, die Abstrahlung besagter Photonen findet gleichverteilt in jede beliebige Richtung und nicht kohärent statt.

Um die für einen Laser charakteristische intensive und kohärente Strahlung zu erzeugen, bedarf es der stimulierten bzw. induzierten Photonenemission. Diese findet statt, wenn ein Photon auf ein angeregtes Atom trifft, wobei das Photon genau die Energie tragen muss, die der Differenz ($E_1 - E_0$) zwischen angeregtem Niveau E_1 und abgeregtem Niveau E_0 entspricht. Das abgeregte Energieniveau muss nicht notwendiger Weise dem Grundzustand E_0 entsprechen, sondern jedem beliebigen Zustand unterhalb von E_1 . Die durch das ankommende Photon ausgehende Schwingung des elektromagnetischen Feldes kann das angeregte Atom dahingehend stimulieren, ein Photon gleicher Richtung, Frequenz und Phase wie das ankommende Photon auszusenden [52] S.1235.

Das neu entstandene Photon sowie das stimulierende können wiederum weitere angeregte Atome zur Emission stimulieren, wodurch sich lawinenartig immer mehr Photonen dem Ensemble anschließen, vorausgesetzt es befinden sich zu jedem Zeitpunkt eine ausreichende Zahl an Atomen im beschriebenen angeregten Zustand.

Die ausgesendeten Photonen können nicht nur weitere Emissionen stimulieren, sondern auch Atome aus dem niedrigen Energiezustand E_0 in den erhöhten E_1 anregen und dabei absorbiert werden. Absorptions- und Emissionsprozesse finden also in Konkurrenz zueinander statt. Da sich die Atome, wie bereits erwähnt, für gewöhnlich im Grundzustand befinden, würde der Prozess der Absorption überwiegen und die gewünschte Zunahme der Photonen ausbleiben. Um mehr Photonen zu emittieren als zu absorbieren, müssen sich entsprechend die Mehrzahl der Atome auf dem erhöhten Energieniveau E_1 befinden. Dieser Zustand wird als Inversion bezeichnet und kann mittels des sogenannten optischen Pumpens erreicht werden. Grundsätzlich gibt es verschiedene Pumpprozesse, der Einfachheit halber wird hier nur auf den bekanntesten Prozess, das optische Pumpen, eingegangen.

Beim optischen Pumpen werden die Atome des aktiven Mediums einer starken elektromagnetischen Strahlung ausgesetzt und dadurch, wie in Abbildung 1.29 gezeigt, auf ein Energieniveau oberhalb von E_1 angeregt. Von dort gelangen die Atome mittels Energieabgabe (durch Emission eines Photons, oder strahlungslos über Stoßprozesse) auf das Energieniveau E_1 . Die Lebensdauer eines angeregten Zustandes liegt im Allgemeinen in der Größenordnung einiger Nanosekunden. Der Energiezustand E_1 muss allerdings ein metastabiler Zustand sein, in dem die Atome deutlich länger verharren können. Durch die längere Lebensdauer des metastabilen Zustands ist es dann möglich, die Inversion herbeizuführen, also die Mehrzahl der Atome anzuregen, bevor sie durch spontane Emission wieder in den Grundzustand zurückfallen.

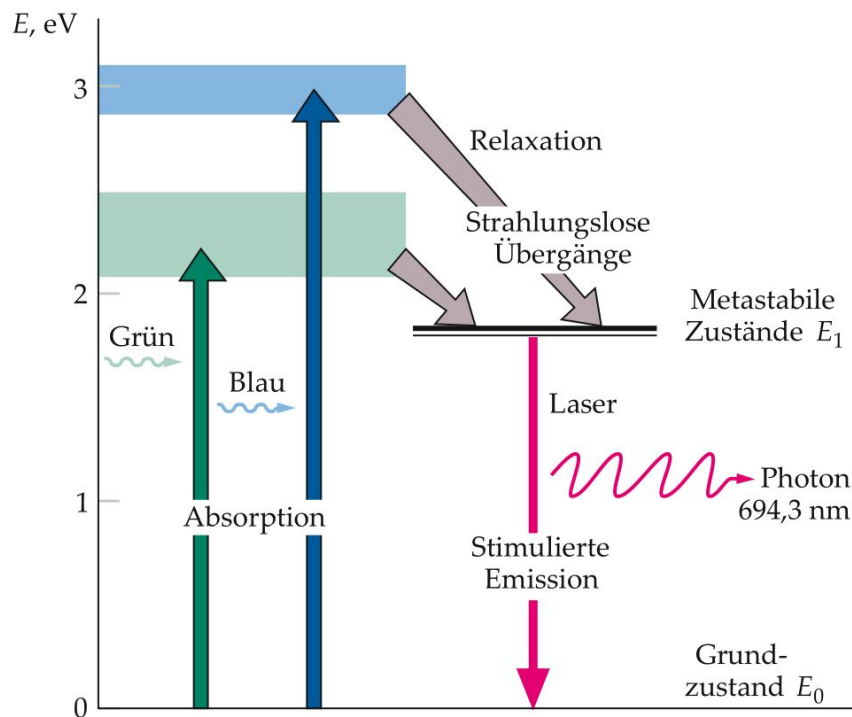


ABBILDUNG 1.29: Schematische Darstellung der Energieniveaus und deren jeweiliger Übergänge. Die Anregung erfolgt mittels Pumpstrahlung deren Photonen eine höhere Energie (grün und blau) haben als die emittierten Photonen. Dadurch gelangen die Atome auf höher gelegene Energieniveaus kurzer Lebenszeit und gelangen anschließend in die langlebigeren metastabilen Zustände, in denen sie zur Abgabe von Photonen stimuliert werden [52] S.1238.

Die spontanen Emissionen aus dem metastabilen Zustand finden, wie angesprochen, in alle Richtungen gleichverteilt statt und die abgegebenen Photonen stimulieren auf ihrem Weg getroffene Atome ebenfalls zur Emission. Damit aus dieser (gleichverteilten) Photonenabgabe ein gerichteter Laserstrahl wird, müssen die Photonen eine gemeinsame Richtung vorweisen. Das lässt sich über die Geometrie des aktiven Mediums realisieren. Wie in Abbildung 1.30 zu sehen ist, verlassen die Photonen, die in „falscher Richtung“ abgestrahlt werden, auf relativ kurzem Wege das aktive Medium und gehen damit (gewollt) verloren. Nur die Photonen die (zufällig) entlang des aktiven Mediums abgestrahlt werden, können einen gebündelten Laserstrahl erzeugen. Ist der Verstärkungsfaktor, also die lawinenartige Zunahme der Photonen, im aktiven Medium groß genug, sodass bereits ein einzelner Durchgang zur Erzeugung des Laserlichts ausreicht, so spricht man von einem „Superstrahler“ [14] S.41.

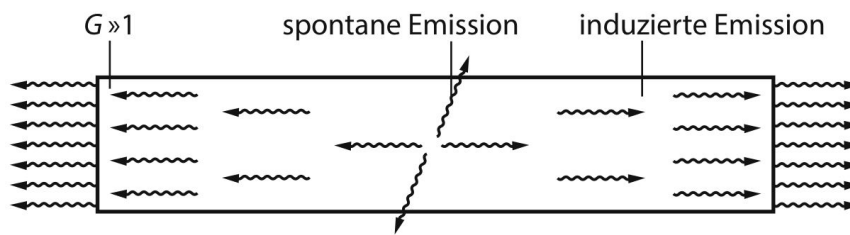


ABBILDUNG 1.30: Schematische Darstellung des aktiven Materials als Superstrahler, der sich dadurch auszeichnet, dass sein Verstärkungsfaktor G groß genug ist, um die Photonen nach nur einem Durchgang eine lawinenartige Vermehrung erfahren zu lassen und somit das charakteristische Laserlicht zu erzeugen [14] S.41.

Da die wenigsten Materialien Superstrahler sind, muss die Verstärkung zusätzlich erhöht werden. Einerseits geht das durch eine direkte Verlängerung des aktiven Mediums, andererseits lässt sich dies mittels Spiegeln an den Seiten, wie in 1.31 gezeigt, wesentlich leichter realisieren. Dabei ist einer der Spiegel teildurchlässig, während der andere die Photonen vollständig reflektiert. Dadurch dass die Photonen das Medium, bedingt durch die Spiegel, mehrfach durchlaufen, legen sie eine deutlich höhere Strecke innerhalb des Mediums zurück und können somit eine höhere Zahl an Emissionen induzieren und einen intensiven Laserstrahl erzeugen, der an dem teildurchlässigen Spiegel das aktive Medium verlässt [14] S.41.

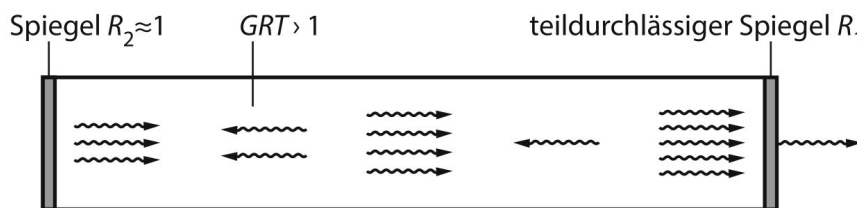


ABBILDUNG 1.31: Schematische Darstellung der Abläufe im aktiven Medium. Abgestrahlte Photonen stimulieren auf ihrem Weg weitere Emissionen. Da die direkt zurücklegbare Wegstrecke zu kurz bzw. der Verstärkungsfaktor des aktiven Mediums zu klein ist, um eine ausreichende Anzahl an Emissionen zu generieren, sind die Enden des aktiven Mediums verspiegelt, sodass dieselbe Wegstrecke von den Photonen mehrfach durchlaufen wird. Eine der verspiegelten Seiten ist dabei teildurchlässig und gibt das Laserlicht ab [14] S.41.

1.3.2 Dioden-LASER

Einer der am weitesten verbreiteten Lasertypen ist der Diodenlaser. Durch seine sehr kleinen Abmessungen eröffnen sich für einen solchen Halbleiterlaser vielseitige Einsatzmöglichkeiten. Bekannteste Anwendung ist wohl sein Einsatz in CD-/DVD-/BluRay-Laufwerken.

Ausgangsmaterial sind im einfachsten Fall zwei dotierte Halbleiter, die in Kontakt

gebracht werden und folglich, wie schon in Kapitel 1.2.3 beschrieben, einen pn-Übergang bilden. Eben jener pn-Übergang, bzw. die daraus resultierende Raumladungszone, stellt dabei das aktive Medium dar, welches die Laserstrahlen emittiert. Die entsprechenden Photonen werden durch die Rekombination von Elektronen und Löchern beim Durchqueren der Raumladungszone abgestrahlt. Anders als bei einer typischen Diode sind beim Halbleiterlaser die Dotierungskonzentrationen so hoch, dass sich die Fermienergie, wie in Abbildung 1.32 zu sehen, innerhalb des Valenz- und Leitungsbandes befinden. Werden die jeweiligen dotierten Halbleiter in Kontakt gebracht, diffundieren Elektronen vom n- in den p-dotierten Bereich (Löcher entsprechend umgekehrt), bis sich die jeweiligen Fermienergie angeglichen haben. Resultierend verbiegen sich die Energiebänder nahe der Grenzfläche [30] S.477.

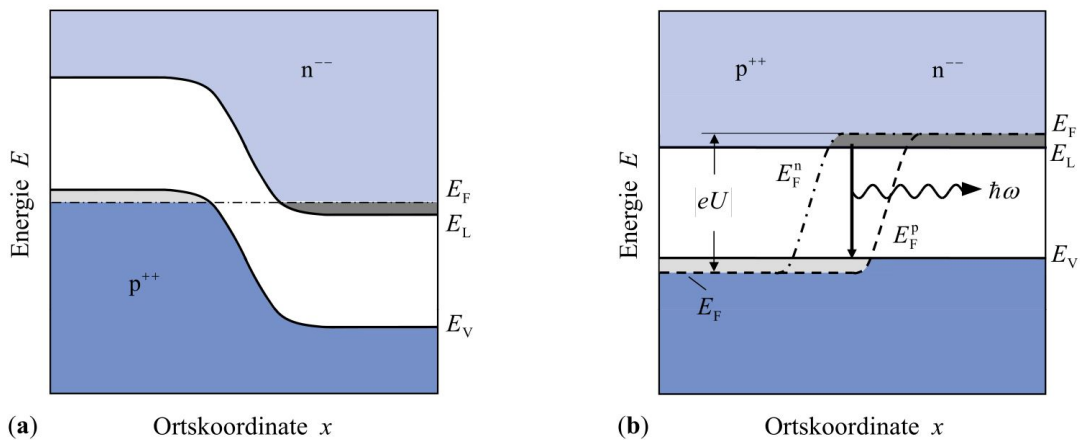


ABBILDUNG 1.32: **a)** Bänderschema bei Kontaktierung von hochdotierten Halbleitern ohne angelegte Spannung. Durch Diffusion der Elektronen gleichen sich die jeweiligen Fermienergie E_F an. **b)** Bänderschema bei Kontaktierung von hoch-dotierten Halbleitern mit angelegter Spannung U in Durchlassrichtung. Aufgrund der daraus folgenden Besetzungsinversion kommt es zur Abstrahlung von Laserlicht [30] S.477.

Durch Anlegen einer entsprechenden externen Spannung in Durchlassrichtung verschieben sich die Fermienergie der Halbleiter gegeneinander, wodurch ein kleiner Bereich entsteht, innerhalb dessen sich die Elektronen im Leitungsband des p-Bereichs bzw. Löcher im Valenzband des n-Bereichs befinden (siehe Abbildung 1.32). In diesem Bereich können Elektronen und Löcher unter Emission von Photonen miteinander rekombinieren. Die Emission kann dabei durch passende Photonen stimuliert werden, sodass sich dieser Effekt lawinenartig wiederholt. Dazu bedarf es einer ausreichenden Anzahl stimulierender Photonen, weswegen die Enden der Diode verspiegelt sind, wodurch diese zum Resonator wird. Die Dicke der emittierenden Schicht ist mit ca. $1 \mu\text{m}$ so klein, dass Beugungseffekte einen divergenten Strahlengang verursachen. Da besagte Schicht breiter als dick ist, ist dieser Effekt in der senkrechten Ausrichtung schwächer, was in Abbildung 1.33 gezeigt ist. Mittels geeigneter Linsen bzw. Kollimatoren wird der Strahlengang nach Verlassen der Diode wieder begradigt.

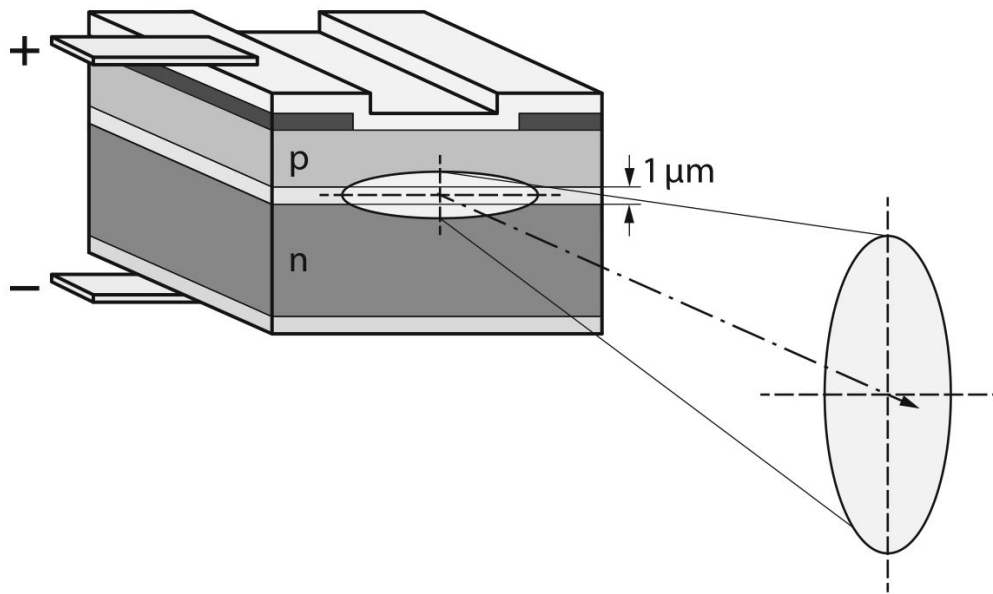


ABBILDUNG 1.33: Schematische Darstellung einer Laserdiode. Zwischen dem hochdotierten p- und n-Bereich entsteht die aktive Schicht, in der das Laserlicht erzeugt wird. Wegen der kleinen Ausmaße der aktiven Schicht treten beugungsbedingte Divergenzen auf, die durch entsprechende Linsen ausgeglichen werden müssen [14] S.178.

Kapitel 2

Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

Dieses Kapitel befasst sich mit der FAIR-Forschungseinrichtung und den jeweiligen Experimenten. Nach einer kurzen allgemeinen Einführung folgt eine detailliertere Beschreibung des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments, für das im Rahmen dieser Arbeit geforscht wurde.

2.1 FAIR

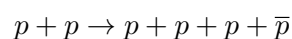
In den kommenden Jahren wird an der GSI (**G**esellschaft für **S**chwer**i**onenforschung) in Darmstadt eine Erweiterung der bereits existierenden Beschleunigeranlage entstehen, die FAIR-Forschungseinrichtung (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch). Das Beschleunigerzentrum FAIR ist ein internationales Gemeinschaftsprojekt, an dem mehr als 3000 Wissenschaftler aus über 50 Ländern mitwirken und wird sich auf dem neuesten Stand der Technik befinden. Mit ihm werden Teilchenstrahlen höchster Qualität und Intensität geliefert, wodurch eine Vielzahl hochspannender Experimente ermöglicht werden, die sich auf 4 Hauptfelder aufteilen [3]:

- APPA (**A**tomic, **P**lasma **P**hysics and **A**pplications)
- CBM (**C**ompressed **B**aryonic **M**atter)
- NuSTAR (**N**uclear **S**tructure, **A**strophysics and **R**eactions)
- $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ (**A**ntiproton **A**nnihilation at **D**armstadt)

Die schon vorhandenen Teilchenbeschleuniger UNILAC (**U**niversal **L**inear **A**ccelerator) und SIS18 (**S**chwer**i**onens**s**ynchrotron) dienen dabei gemeinsam mit dem künftigen Linearbeschleuniger p-LINAC dem neuen Ringbeschleuniger SIS100 als Injektoren bzw. Vorbeschleuniger.

Die Protonen werden zunächst im Linearbeschleuniger auf bis zu 20 % der Lichtgeschwindigkeit beschleunigt und gelangen von dort in den SIS18, wo die Geschwindigkeit auf bis zu 90 % der Lichtgeschwindigkeit ansteigt. Anschließend werden die Protonen in den neuen Ringbeschleuniger SIS100 mit einem Umfang von 1100 Meter eingespeist und erreichen dort Geschwindigkeiten von bis zu 99 % der Lichtgeschwindigkeit [48].

Da für $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ Antiprotonen benötigt werden, werden die beschleunigten Protonen auf einem Metalltarget zur Kollision gebracht. Aufgrund der Kollision mit den Protonen des Targets entstehen über die Reaktionsgleichung



die gewünschten Antiprotonen.

Dem SIS100 folgen zusätzlich zu der Antiprotonenproduktion noch weitere diverse

Experimentstationen, sowie die Speicherringe, die es unter anderem ermöglichen, die bei der Kollision entstehenden Antiprotonen mittels Magnetfeldern zu separieren und anschließend zu speichern und zu kühlen. Um die gewünschte hohe Qualität des Teilchenstrahls zu erreichen, wird sowohl eine stochastische Kühlung als auch eine Elektronenkühlung verwendet.

Für die Experimente kann dann künftig zwischen zwei Betriebsmodi gewählt werden, dem HL-Modus (High Luminosity Mode) und dem HR-Modus (High Resolution Mode). Im HL-Modus wird die maximale Luminosität von $L = 2 \cdot 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ mit einer Impulsunschärfe von $dp/p = 10^{-4}$ erreicht. Für genaue Messungen neuer Zustände kann im HR-Modus eine höhere Auflösung, also geringere Impulsunschärfe von $dp/p = 10^{-5}$ erreicht werden, was allerdings auch eine geringere Luminosität von $L = 2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ zufolge hat [12],[48].

Eine Darstellung der geplanten Beschleunigeranlage ist in der folgenden Abbildung 2.1 gezeigt.

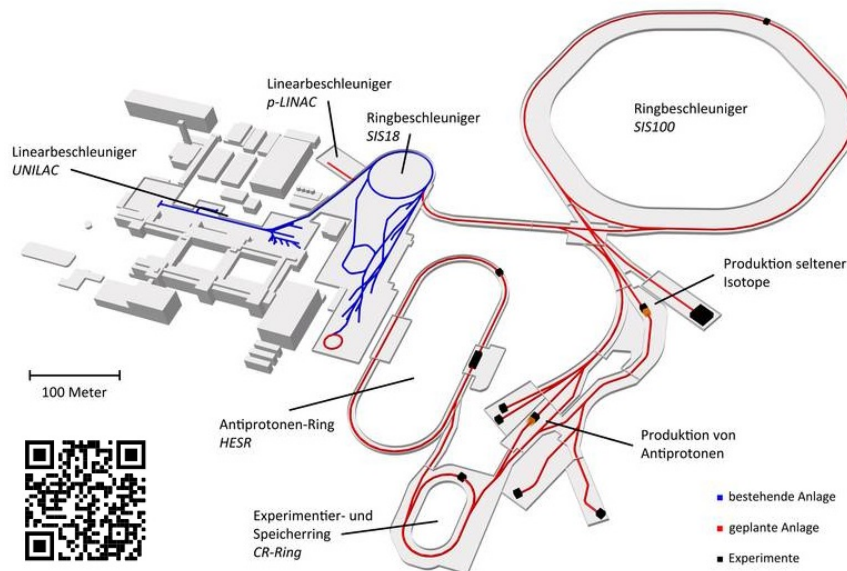


ABBILDUNG 2.1: FAIR Forschungsanlage. Die blau gekennzeichneten Bereiche stellen die bereits bestehende Beschleunigeranlage der GSI dar, die roten Bereiche sollen künftig noch hinzukommen [3]. Der im Bild unten links eingefügte QR-Code führt zu einem Video-Zeitraffer der bisherigen FAIR Baustelle [49].

2.2 \bar{P} ANDA-Detektor

Beim \bar{P} ANDA-Detektor handelt es sich um einen Fixed-Target-Detektor. Folglich treffen die beschleunigten Antiprotonen auf ein ruhendes Target und annihilieren dort mit den Protonen. Da die bei der Kollision entstehenden Teilchen wegen des Fixed-Target-Aufbaus einen Lorentz-Boost in Vorwärtsrichtung erfahren, ist der Detektor asymmetrisch um den Interaktionspunkt aufgebaut. Wie in Abbildung 2.2, die den schematischen Aufbau des \bar{P} ANDA-Detektors zeigt, verdeutlicht ist, lassen sich zwei Hauptbestandteile unterscheiden, das Target-Spektrometer und das Forward-Spektrometer. Durch diesen Aufbau erreicht der \bar{P} ANDA-Detektor eine Raumwinkelabdeckung von nahezu 4π .

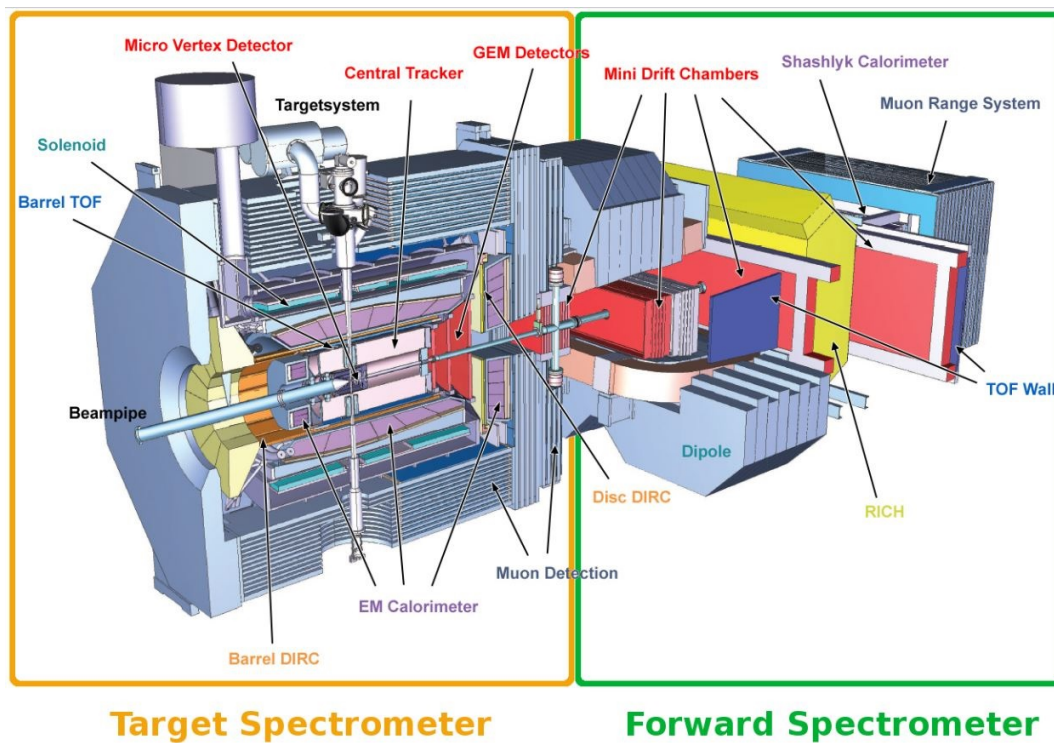


ABBILDUNG 2.2: Schematische Darstellung des \bar{P} ANDA-Detektors. Der Teilchenstrahl gelangt von links kommend in den Detektor und trifft innerhalb des (gelb gekennzeichneten) Target-Spektrometers auf das Target. Rechts neben dem Target-Spektrometer befindet sich (grün gekennzeichnet) das Forward-Spektrometer [46].

2.2.1 Target-Spektrometer

Das Target-Spektrometer ist zwiebelschalenartig um den Interaktionspunkt herum aufgebaut. Es besteht aus verschiedenen Unterdetektoren, auf die im Folgenden kurz eingegangen wird.

2.2.1.1 Das Target-System

Im Zentrum des Target-Spektrometers befindet sich das Target-System, welches die Protonen bzw. die Targets für die Teilchenkollision zur Verfügung stellt und in Abbildung 2.3 gezeigt ist. Der Antiprotonenstrahl wird von links kommend (bezogen auf Abbildung 2.3) mit den Targets kollidieren, welche von oben in den Teilchenstrahl eingebracht werden.

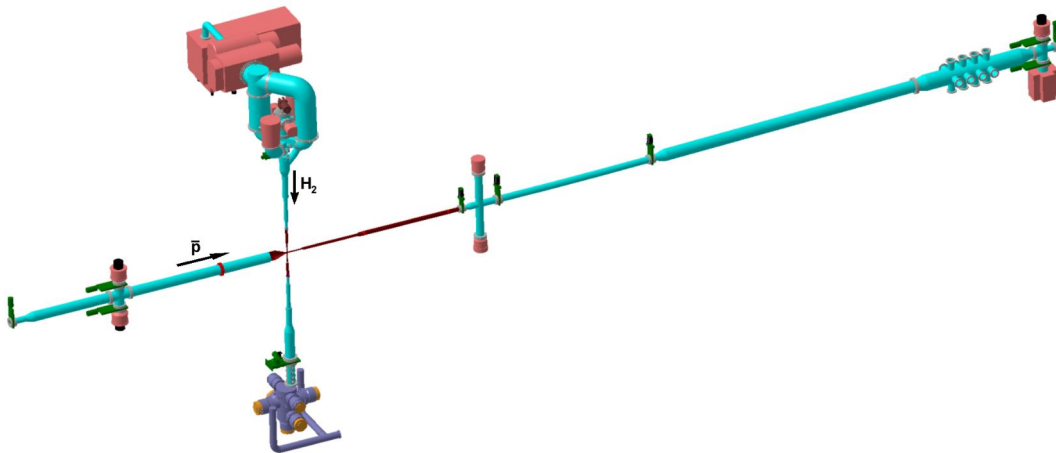


ABBILDUNG 2.3: Schematische Darstellung des \bar{P} ANDA-Targets. Der Antiprotonenstrahl kommt von links und kollidiert mit den von oben kommenden Protonentargets [11].

Das Target wird zunächst als Cluster-Jet-Target realisiert, bei dem 25 K bis 35 K kaltes Wasserstoffgas unter hohem Druck von ca. 10 bar durch eine Lavaldüse gepresst wird. Dabei bildet sich aufgrund von Van-der-Waals-Kräften ein dünner, homogener Strahl aus Wasserstoffclustern mit einer typischen Anzahl von $10^3 - 10^5$ Atomen pro Cluster. Verglichen mit dem alternativen Target-System, welches Wasserstoffpellets benutzt, erreicht man beim Cluster-Jet-Target, dank der homogenen Dichteverteilung, eine konstante Luminosität [11].

Das Pellet-Target dient als optionale Erweiterung und basiert auf dem Target-Design des WASA-Detektors am COSY-Beschleuniger. Dabei wird ein Wasserstoffstrahl über eine oszillierende Düse in die Strahlkammer geschossen. Durch den hohen Druck an der Düse zerstäubt der Strahl zu kleinen Tröpfchen, welche gefrieren und so kleine Wasserstoffkügelchen, die Pellets, bilden. Die Pellets haben dabei eine Größe von ca. $25 \mu\text{m}$ bis $40 \mu\text{m}$ und einen jeweiligen Abstand von $0,5 \text{ mm}$ bis 5 mm zueinander. Sie durchqueren den Antiprotonenstrahl mit einigen kHz und erreichen damit eine effektive Target-Dicke von ca. 10^{15} Atomen/ cm^2 . Dank der kleinen Pelletaushendung lässt sich der Vertex gut rekonstruieren. Ferner wird durch die hohe Dichte der Pellets auch eine höhere Luminosität erreicht, die jedoch bedingt durch den Pelletabstand entsprechend periodisch schwankt [11],[12].

2.2.1.2 Mikro-Vertex-Detektor

Der zentrale Detektorteil ist der **M**ikro-**V**ertex-**D**etektor (MVD). Er umgibt den Interaktionspunkt und ist in zwei Komponenten aufgeteilt, den fassförmigen Barrel- und den Vorwärts-Teil. Mit dem MVD werden die Spuren geladener Teilchen nahe des Interaktionspunktes hochauflösend gemessen. Somit können sekundäre Vertices kurzlebiger Teilchen, wie zum Beispiel von D -Mesonen- und Hyperonenzerfällen, für deren Detektion der MVD optimiert ist, rekonstruiert werden. Die Zerfallslänge des D^0 -Mesons liegt bei $123 \mu\text{m}$. Um dies noch erfassen zu können, braucht der MVD eine entsprechend hohe Auflösung; angestrebt wird eine Auflösung von ca. $100 \mu\text{m}$ [11],[12].

Abbildung 2.4 zeigt eine schematische Darstellung des Mikro-Vertex-Detektors. Es

ist zu erkennen, dass insgesamt sechs Detektorlagen senkrecht zur Strahlachse angeordnet sind. Die inneren vier Lagen sind dabei aus Pixeldetektoren aufgebaut, die äußeren beiden jeweils aus Silizium-Streifen-Sensoren. Zusätzlich sind auch vier Detektorlagen radial entlang der Strahlachse angebracht, wovon die inneren beiden ebenfalls aus Pixeldetektoren und die äußeren beiden entsprechend aus Silizium-Streifen-Sensoren aufgebaut sind.

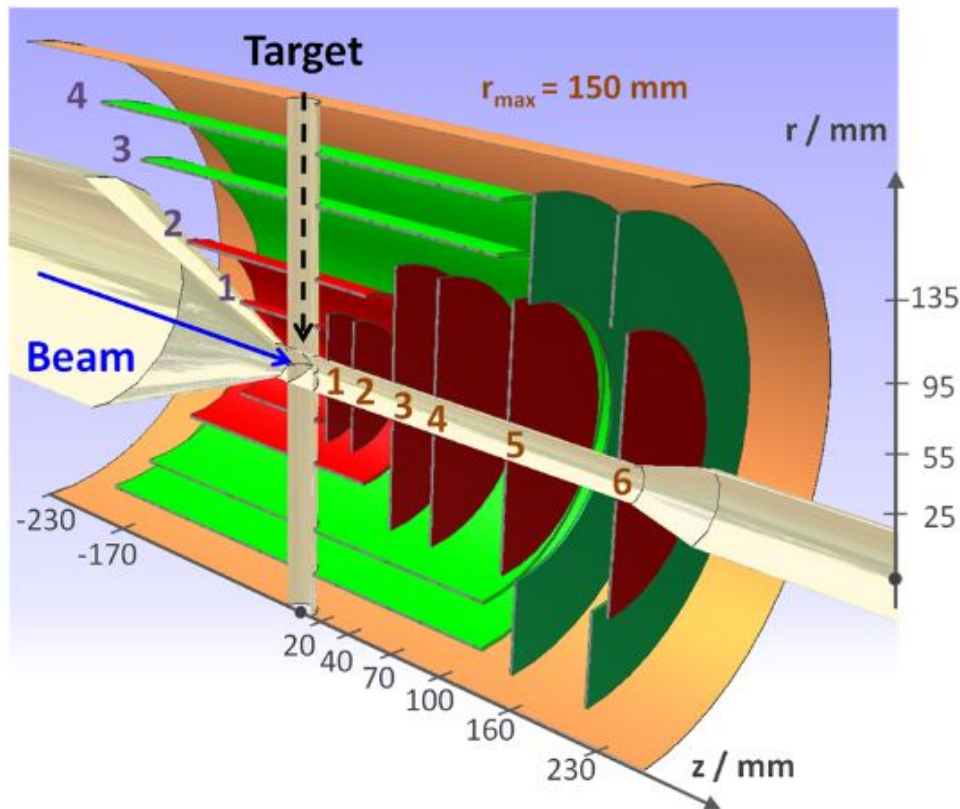


ABBILDUNG 2.4: Schematische Darstellung des Mikro-Vertex-Detektors [12].

Die Pixeldetektoren haben eine Pixelgröße von $100\ \mu\text{m} \times 100\ \mu\text{m}$ und decken insgesamt eine Fläche von $0,15\ \text{m}^2$ ab, die Streifendetektoren hingegen eine Fläche von $0,5\ \text{m}^2$. Die zweidimensionale Auflösung ist bei den Pixeldetektoren größer. Im Vergleich zu den Streifensensoren benötigen sie jedoch deutlich mehr Auslesekanäle mit zugehöriger Elektronik und sind dementsprechend teurer. Für die Pixelsensoren sind etwa $10,3 \cdot 10^6$ für die Streifensensoren ca. 200.000 Kanäle auszulesen. Aus diesem Grund sind die Pixelsensoren nur bei den innen liegenden Detektorlagen verbaut (die geringste Entfernung zur Strahlachse beträgt $2,5\ \text{cm}$), wo der Teilchenfluss am größten ist und folglich die beste Auflösung benötigt wird [12].

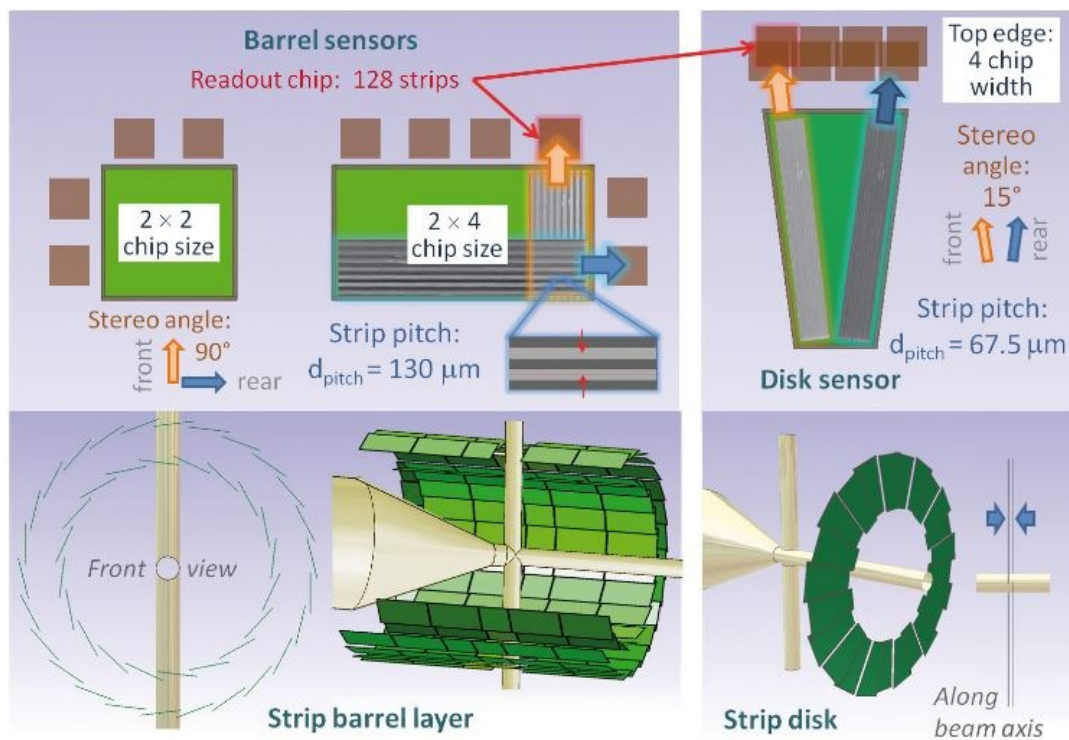


ABBILDUNG 2.5: Schematische Darstellung verschiedener Streifen-detektoren (Barrel- und Disk-Sensoren) des Mikro-Vertex-Detektors [12].

Für den MVD werden zwei unterschiedliche Streifendetektoren verwendet, wovon die einen im Fass-, die anderen im Vorwärts-Teil verbaut sind und jeweils in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt sind. Die Sensoren, welche im fassförmigen Teil eingesetzt werden, sind rechteckig aufgebaut, wobei die Auslesestreifen einen Stereowinkel von 90° und einen Streifenabstand, genannt Streifenpitch, von $65\ \mu\text{m}$ haben. Da jedoch nur jeder zweite Streifen ausgelesen wird, liegt folglich der Auslesepitch bei $130\ \mu\text{m}$.

Die Sensoren des Vorwärts-Teils sind scheibenförmig angeordnet und die jeweiligen Streifensensoren sind trapezförmig aufgebaut mit einem Stereowinkel der Auslesestreifen von 15° . Um die daraus resultierende schlechtere Auflösung auszugleichen, haben die Sensoren einen kleineren Auslesepitch von $67,5\ \mu\text{m}$ [12].

2.2.1.3 Straw-Tube-Tracker

Dem MVD folgt als nächste Detektorschicht der **Straw-Tube-Tracker** (STT), welcher ebenfalls radial um die Strahlachse angebracht ist (verdeutlicht in Abbildung 2.6 rechts). Er ist aus zahlreichen gasgefüllten Zylinderstangen, bestehend aus aluminierter Mylar-Folie aufgebaut und wird zur Spurrekonstruktion und Energieverlustmessung eingesetzt. Die Zylinderstangen, die in Abbildung 2.6 links zu sehen sind, haben einen Durchmesser von $10\ \text{cm}$ und eine Foliendicke von $30\ \mu\text{m}$. Entlang der Zylinderachse verläuft ein $20\ \mu\text{m}$ dicker Golddraht, an dem eine Hochspannung von mehreren Kilovolt anliegt. Geladene Teilchen, die den STT durchqueren, ionisieren das Gas. In Folge dessen wird ein Spannungspuls ausgelöst, der registriert wird.

Bei dem Gas handelt es sich um ein Argon- CO_2 -Gemisch, das mit einem Überdruck

von 1 bar in die Zylinderstangen gefüllt ist und ihnen somit zusätzliche Stabilität verleiht. Die insgesamt 4636 Stangen haben jeweils eine Länge von 150 cm und verteilen sich auf 27 Lagen, von denen 19 parallel zur Strahlachse verlaufen und die mittleren 8 Lagen um $\pm 2,9^\circ$ verdreht sind, wodurch eine longitudinale Spurrekonstruktion möglich wird. Der STT erreicht in Strahlrichtung eine Auflösung von 3 mm. Senkrecht zur Strahlrichtung liegt die Auflösung bei $150 \mu\text{m}$ [9].

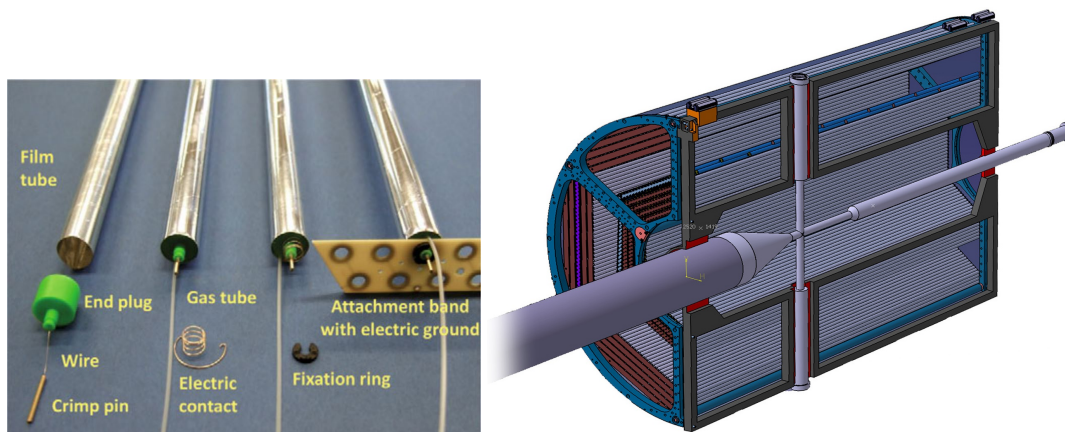


ABBILDUNG 2.6: Schematische Darstellung des Straw Tube Trackers [17],[9].

2.2.1.4 Gas-Elektron-Multiplier

Da der Straw-Tube-Tracker aufgrund seiner Bauform nicht den gesamten Raumwinkel abdeckt, befindet sich in Vorwärtsrichtung der Gas-Elektronen-Multiplier (GEM), ein Spurdetektor, der Teilchenbahnen kleiner 22° erfasst. Er besteht insgesamt aus drei GEM-Lagen, die im Abstand von 1,1 m, 1,4 m und 1,9 m zum Target angebracht sind und eine Auflösung von $100 \mu\text{m}$ haben [12].

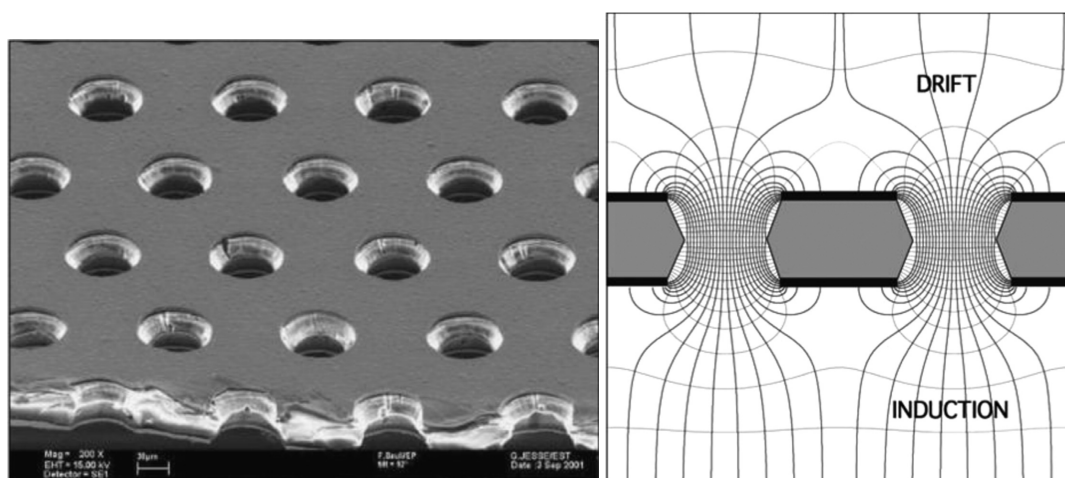


ABBILDUNG 2.7: Darstellung eines Gas-Elektronen-Multipliers [45].

Bei einem Gas-Elektronen-Multiplier ist eine isolierende Kaptonfolie auf beiden Seiten mit einer Kupferlage beschichtet. In der GEM-Folie sind in regelmäßigen Abständen kleine Löcher eingearbeitet, die typischerweise einen Durchmesser von ca. $50\ \mu\text{m}$ haben (zu sehen in Abbildung 2.7 links). Aufgrund einer angelegten Spannung zwischen den leitenden Kupferschichten von mehreren 100 Volt, bildet sich an den Löchern ein starkes elektrisches Feld aus, was in Abbildung 2.7 rechts visualisiert ist. Eintreffende geladene Teilchen ionisieren das die Folie umgebende Gas, das starke elektrische Feld beschleunigt die freien Elektronen, welche weitere Ionisationen durchführen und zu einer Signalverstärkung führen [45].

2.2.1.5 Tscherenkow-Detektor DIRC

Die nächste Detektorschicht bildet der Tscherenkow-Detektor DIRC (**D**etection of **I**nternally **R**eflected **C**herenkov Light). Er dient der Teilchenidentifikation und ist im Gegensatz zu den weiter innen befindlichen Detektorteilen kein Spurdetektor. Er ist aufgeteilt in den parallel zur Strahlachse verlaufenden fassförmigen Barrel-DIRC und einer in Strahlrichtung befindlichen Scheibe, dem Endcap-Disc-DIRC. Das Messprinzip basiert auf dem Tscherenkow-Effekt. Fliegt ein Teilchen durch ein optisches Medium (in hiesigem Fall Quarzglas) mit einer Geschwindigkeit größer als die Lichtgeschwindigkeit innerhalb des selbigen Mediums, wird Tscherenkowlicht abgestrahlt. Die Tscherenkowstrahlung wird mittels Totalreflexion durch das optische Medium auf Photodetektoren geleitet, die sich samt der Ausleseelektronik am „Eingang“ des DIRC-Detektors befindet (verdeutlicht in Abbildung 2.8).

Bei der Tscherenkowstrahlung ist der Abstrahlwinkel abhängig von der Teilchengeschwindigkeit, die somit bestimmt werden kann. Gemeinsam mit der Impulsinformation des Trackingsystems kann so die Masse der jeweiligen Teilchen bestimmt werden [10].

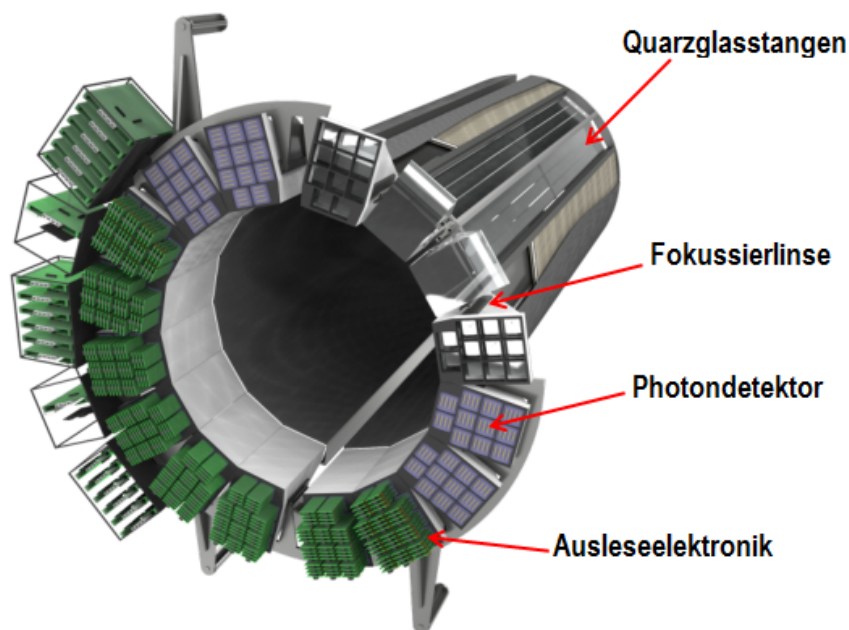


ABBILDUNG 2.8: Schematische Darstellung des DIRC-Detektors [10].

2.2.1.6 Time-of-Flight-Detektor

Teilchen, die so langsam sind, dass sie keine Tscherenkowstrahlung abgeben, können im DIRC nicht gemessen werden. Um diese Messlücke zu schließen und die Teilchengeschwindigkeit dennoch zu bestimmen, wird zusätzlich ein **Time-of-Flight** Detektor (TOF) eingesetzt. Er ist aus 6760 Plastikszintillator-Kacheln aufgebaut und erreicht eine Zeitauflösung von 100 ps [12].

2.2.1.7 Elektromagnetisches Kalorimeter

Der nächste Detektor, der die bisher beschriebenen zylinderförmig umschließt, ist das **elektromagnetische Kalorimeter** (EMC), welches in Abbildung 2.9 schematisch dargestellt ist. Mit ihm soll die Energie von geladenen Teilchen und Photonen gemessen werden. Dazu werden Szintillationskristalle bestehend aus Bleiwolframat verwendet, welche sich durch eine kurze Strahlungslänge auszeichnen. Das Leuchten der Kristalle, welches von den durchquerenden Teilchen verursacht wird, wird mittels Avalanche-Photodioden ausgelesen. Die insgesamt 15.552 Kristalle haben jeweils eine Länge von 22 cm, die zur besseren Lichtausbeute auf -25°C gekühlt werden [8].

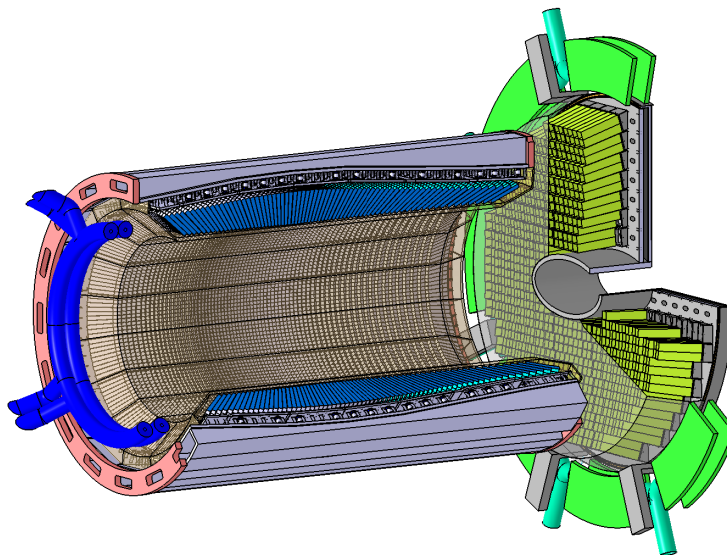


ABBILDUNG 2.9: Schematische Darstellung des EMC-Detektors [8].

2.2.1.8 Myonen-Detektor

Das äußerste Detektorelement des Target-Spektrometers ist der Myonendetektor. Er ist aus 13 einzelnen sensitiven Spurkammer-Schichten aufgebaut, die in entsprechenden Aussparungen des Eisen-Rückführjochs des Solenoidmagneten eingesetzt sind. Die jeweiligen sensitiven Schichten haben eine Dicke von 3 cm. Wie in Abbildung 2.10 zu sehen ist, sind sowohl parallel als auch senkrecht zur Strahlachse angeordnete Spurkammern vorhanden. Die Eisenschichten des Rückführjochs zwischen den Spurkammern haben bei der parallelen Ausrichtung ebenfalls eine Dicke von 3 cm, in der senkrechten Ausrichtung sind es aufgrund der höheren Teilchenimpulse 6 cm. Die Schichten des Rückführjochs dienen dabei als Absorber für den Untergrund [12].

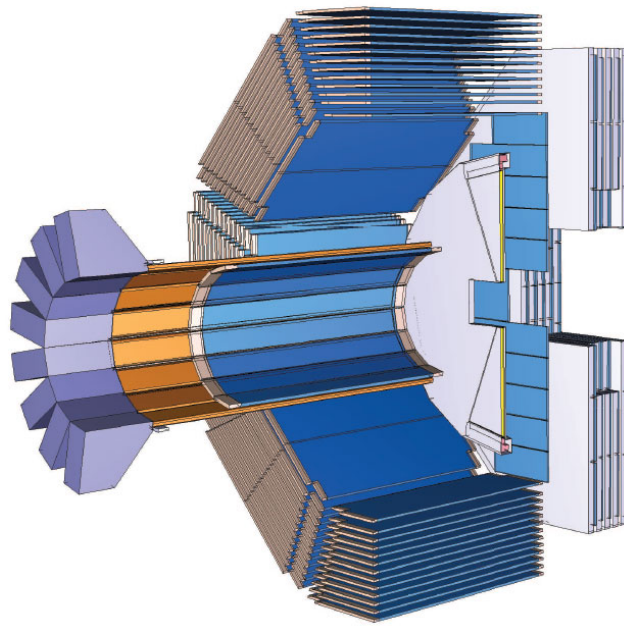


ABBILDUNG 2.10: Schematische Darstellung des Myonen-Detektors [16].

2.2.2 Vorwärts-Spektrometer

Das Vorwärts-Spektrometer soll jene Teilchen vermessen, die sich unter kleinen Winkeln von $\pm 5^\circ$ in vertikaler bzw. $\pm 10^\circ$ in horizontaler Richtung entlang der Strahlachse bewegen und somit vom Target-Spektrometer nicht mehr erfasst werden können. Auf die einzelnen im Vorwärts-Spektrometer verbauten Detektorelemente wird im Folgenden kurz eingegangen.

2.2.2.1 Vorwärts-Tracker

An erster Stelle, aus Sicht des Teilchenstrahls betrachtet, befinden sich im Vorwärts-Spektrometer drei Spurdetektorpaare, bestehend aus Straw-Tube-Trackern (analog zu Kapitel 2.2.1.3). Die jeweiligen Komponenten eines jeden Paares sind dabei voneinander unabhängige Detektoren. Das erste Paar der Spurdetektoren befindet sich dabei vor, das zweite Paar innerhalb und das dritte Paar hinter dem Dipolmagneten. Das mittlere Detektorpaar dient dabei zum Messen niederenergetischer Teilchen [7].

2.2.2.2 Tscherenkow-Detektor RICH

Für die Teilchenidentifikation wird, wie auch im Target-Spektrometer (siehe Kapitel 2.2.1.5), ein Tscherenkow-Detektor eingesetzt. Allerdings wird im Vorwärts-Spektrometer ein Dual-Radiator RICH-Detektor (**R**ing **I**maging **C**herenkov **D**etektor) verwendet. Es kommen zwei verschiedene Radiatormaterialien (Aerogel und C_4F_{10} -Gas) zum Einsatz, um mithilfe der unterschiedlichen Brechungsindizes Pionen, Kaonen und Protonen voneinander unterscheiden zu können [7].

2.2.2.3 Time-of-Flight-Detektor

Teilchen, die für den RICH-Detektor zu langsam sind, werden von einem Flugzeitdetektor erfasst. Etwa 7 Meter vom Interaktionspunkt entfernt befindet sich eine Schicht Plastikszintillatoren, die das Stopp-Signal für die Flugzeitmessung liefern [7].

2.2.2.4 Elektromagnetisches Vorwärtskalorimeter

Das elektromagnetische Vorwärtskalorimeter wird zur Energiemessung von Photonen und geladenen Teilchen benutzt. Dabei handelt es sich um ein sogenanntes Shashlyk-Kalorimeter, wobei sich aktive Szintillator- und passive Bleischichten abwechseln. Das Szintillatorlicht wird über Lichtleiter zu den außen angebrachten Photomultipliern transportiert [7].

2.2.2.5 Myon-Detektor

Der Myonen-Detektor des Vorwärts-Spektrometers besteht analog zu seinem Gegenstück des Target-Spektrometers aus abwechselnden Lagen von Driftkammern und Absorberschichten. Er ist 9 Meter vom Interaktionspunkt entfernt und soll Pionen und Myonen unterscheiden können, sowie die Energie von Neutronen und Antineutronen bestimmen [7].

2.2.2.6 Luminositäts-Detektor

Der letzte Detektor des Vorwärts-Spektrometers ist der Luminositätsdetektor. Mit ihm soll der Streuwinkel der an den Protonen gestreuten Antiprotonen gemessen werden, um die Luminosität bestimmen zu können. Eingesetzt werden dazu Silizium-Pixeldetektoren [7].

Kapitel 3

LASER-Teststation

In diesem Kapitel werden die hardwaretechnischen Komponenten sowie deren Funktion erläutert. Auf die zugehörige verwendete Software wird in Abschnitt 3.2 näher eingegangen, gefolgt von der Beschreibung der Datenanalyse in Abschnitt 3.3.

Beginnend mit Kapitel 3.1.1 wird zunächst die Laser-Dunkel-Box vorgestellt, in der die Messreihen durchgeführt werden. Anschließend werden in Abschnitt 3.1.2 die Eigenschaften und Funktionsweise des verwendeten Infrarotlasers beschrieben. Nähere Informationen über den xy-Tisch, welcher den Laser über dem zu bestrahlenden Sensor positioniert, werden in Abschnitt 3.1.4 dargelegt, gefolgt von den Abschnitten 3.1.5 und 3.1.6, in denen das untersuchte Sensorboard sowie das dazugehörige Supplyboard beschrieben werden. Danach wird in Abschnitt 3.1.7 noch auf das Auslesesystem eingegangen.

Anschließend wird die entsprechende Software der erläuterten Hardwarekomponenten beschrieben. Zuerst wird in den Abschnitten 3.2.1 und 3.2.2 kurz auf die Datenaufnahme und die Tischansteuerungssoftware eingegangen, gefolgt von der Laser-Ansteuerung über ein TTL-Interface in Abschnitt 3.2.3.

3.1 Hardware

3.1.1 LASER-Box

Sämtliche Messungen finden aufgrund der hohen Lichtempfindlichkeit der Sensoren in einer Dunkelkammer statt. Eigens dazu wurde von der universitätsinternen Werkstatt eine lichtdichte Laserbox hergestellt. Zur Minimierung störender Reflexionen wurde das Innere der Box mit schwarzer, nicht-reflektierender Folie ausgekleidet. Wie in Abbildung 3.1 zu sehen ist, werden die Versorgungs- und Datenleitungen für die in der Box befindlichen Gerätschaften durch einen Spalt unterhalb der Montageplatte in die Dunkelkammer hineingeführt. Um äußere störende Lichteinflüsse durch die Spaltöffnung zu vermeiden, ist diese mit schwarzem Gummischaumstoff abgedichtet. Innerhalb der Dunkelkammer befinden sich lediglich die „ausführenden“ Geräte, die jeweiligen Kontrolleinheiten befinden sich jederzeit frei zugänglich außerhalb der Dunkelkammer und sind wie in Abbildung 3.2 gezeigt unter bzw. neben der Montageplatte abgebracht, sodass auch während des Experiments eventuelle Korrekturen an den Einstellungen vorgenommen werden können, ohne die Dunkelkammer öffnen zu müssen.

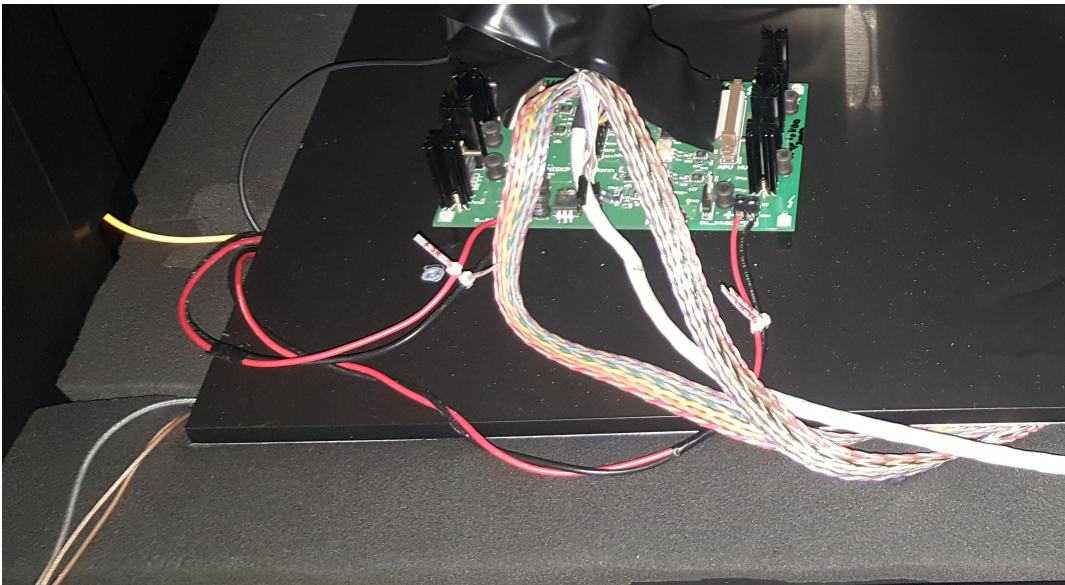


ABBILDUNG 3.1: Jeweilige Versorgungs- und Datenleitungen, die durch einen Spalt unterhalb der Montageplatte in die Dunkelkammer eingeführt werden. Der Spalt ist dabei mit schwarzem Gummischaumstoff abgedichtet.

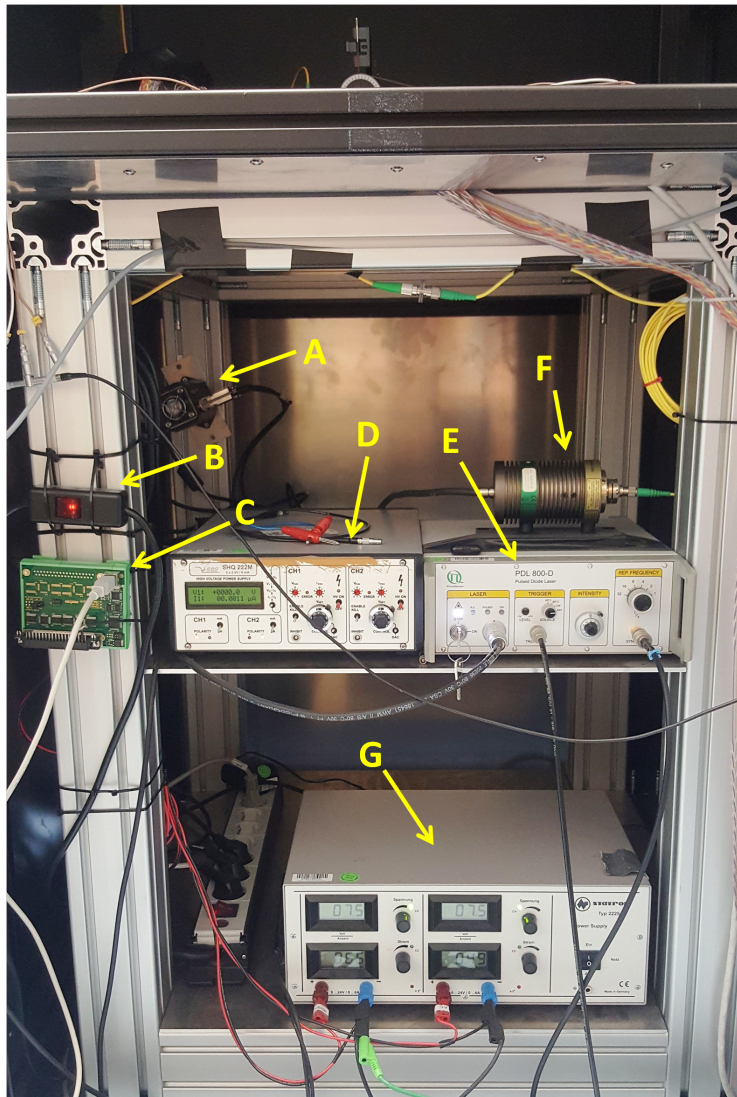


ABBILDUNG 3.2: Bild der unterhalb der Dunkelkammer befindlichen Kontrolleinheiten. A) Hydra-Kontrolleinheit; siehe auch: 3.1.4.1, B) Netzschalter für den xy-Tisch, C) TTL-Interface zum Ansteuern des Laser-Treibers, D) Hochspannungsversorgung für den Sensor, E) Laser-Treiber, F) Laser, G) Spannungsversorgung für das Supply-board.

3.1.2 LASER

Für die Messungen wird ein gepulster Infrarotlaser LDH-D-C-1060 des Herstellers PicoQuant verwendet. Mit einer Wellenlänge von 1052 nm durchdringt das Laserlicht vollständig die 300 μm dicke Siliziumschicht des Sensors und ermöglicht es dadurch, ein den Sensor passierendes, ionisierendes Teilchen zu simulieren. Gezeigt ist der luftgekühlte Laser in Abbildung 3.3. Über einen Lichtwellenleiter SM980-5.8-125 der Firma Thorlabs wird das erzeugte Laserlicht an den Laserkopf übertragen, dort entsprechend gebündelt und abgestrahlt.



ABBILDUNG 3.3: Verwendeter Laser-Treiber PDL 800-D mit zugehörigem Infrarotlaser LDH-D-C-1060 von PicoQuant [26].

Angesteuert wird der Laser über den zugehörigen Laser-Treiber PDL 800-D, ebenfalls aus dem Hause PicoQuant. Über einen internen Oszillator lassen sich 12 Stufen verschiedener Pulsfrequenzen von 31,25 Hz bis 80 MHz am Laser einstellen. Für eine noch spezifischere Anwendung ist es auch möglich ein beliebiges (innerhalb der entsprechenden Parameter liegendes) Signal an den Triggereingang des Laser-Treibers zu legen und entsprechend eine individuelle Pulsfrequenz zu wählen. Die minimale Pulsbreite liegt bei 54 ps, sodass einzelne Pulse eine Leistung von bis zu 1,4 W erreichen können. Die maximale Durchschnittsleistung im gepulsten Betrieb liegt bei höchster Pulsfrequenz jedoch nur bei etwa 20 mW. Zusätzlich besteht die Möglichkeit den Laser im Continuous-Wave-Modus zu betreiben und einen konstanten Strahl mit einer Leistung vom maximal 50,4 mW zu generieren.

Im gepulsten Betrieb wird unabhängig davon, ob ein externer oder interner Taktgeber benutzt wird, bei jeder steigenden Oszillatorflanke ein Laserpuls und zeitgleich auch ein 6 ns Puls am Sync-Out-Connector ausgegeben, der wiederum das Triggersignal für die Auslese stellt.

Speziell für Scan-Anwendungen hat der Laser-Treiber eine zusätzliche Gate-Funktion, die über ein logisches Signal gesteuert wird und das Abschalten des Lasers ermöglicht. Liegt am Gate-Eingang eine logische „0“ an, bleibt der Laser trotz ansteigender Signalfanke des Taktgebers inaktiv; beim Sync-Out-Connector wird unabhängig davon aber weiterhin ein Triggersignal ausgegeben, dies gilt es bei der Datenaufnahme zu berücksichtigen. Um den Laser entsprechend zu aktivieren muss am Gate-Eingang eine logische „1“ angelegt werden [15].

Der Laser hat eine sehr feine Intensitätseinstellung, bis auf einige Milliwatt genau, und liefert bei gleichbleibender Einstellung konstante Pulsintensitäten. Da nur minimal ionisierende Teilchen simuliert werden sollen, ist eine äußerst geringe Intensität notwendig. Für Intensitätseinstellungen im Bereich der unteren 30 % erhält man jedoch keinen linearen Zusammenhang mehr zwischen eingestellter und abgestrahlter Intensität. Angesichts dessen wird die Intensität zusätzlich über einen in den Lichtleiter eingeschalteten einstellbaren Abschwächer (zu sehen in Abbildung 3.4) geregelt.



ABBILDUNG 3.4: Verwendeter Abschwächer der Firma Thorlabs, um den Laser-Treiber bei höheren Intensitäten betreiben zu können und gleichzeitig ausreichend schwache Signale zu erhalten [28].

Der Abschwächer VOA1064-FC ist ebenfalls von der Firma Thorlabs und dient lediglich dazu, die Intensität des Laserlichts in ausreichendem Maße zu reduzieren, sodass im zu vermessenden Sensor einzelne minimal ionisierende Teilchen simuliert werden können, obschon der Laser-Treiber mit einer höheren und damit linearen und stabilen Intensität betrieben wird. Die schematische Funktionsweise eines solchen Abschwächers ist in Abbildung 3.5 verdeutlicht.

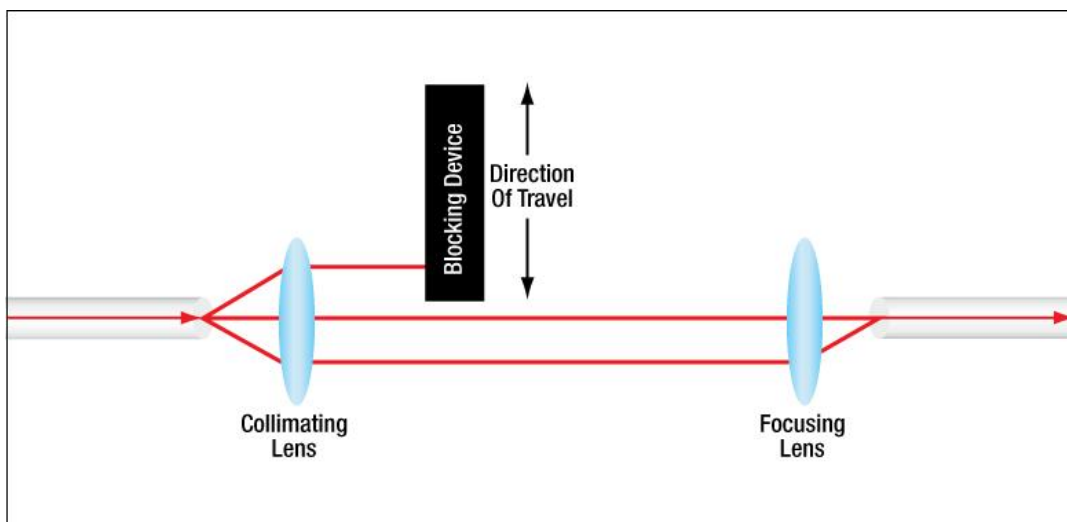


ABBILDUNG 3.5: Vereinfacht dargestellte Funktionsweise eines Abschwächers. Mittels einer Kollimator-Linse wird das Laserlicht zu einem parallelen Strahl größeren Durchmessers kollimiert und anschließend mit einer verstellbaren Schraube teilweise abgeblockt. Der Rest des Laserlichtes wird nachfolgend über eine zweite Linse wieder fokussiert, sodass resultierend ein abgeschwächter Laserstrahl weitergeleitet wird [28].

Wie schon in Abbildung 3.3 gezeigt, befindet sich der eigentliche Laser außerhalb der Dunkelkammer. Dessen Licht wird mittels eines Lichtwellenleiters in die Dunkelbox hineingeführt und über den Laserkopf abgegeben. Der nahezu verlustfreie Transport des Laserlichtes durch die Glasfaser wird mittels Totalreflexion realisiert. Da es sich um einen Klasse 3B Laser handelt¹, bei dem schon das reflektierte Licht potentiell Schäden an den Augen verursacht, ist eine Interlockschaltung unverzichtbar. Entsprechend befindet sich an der Öffnung des Laser-Schranks, wie in Abbildung 3.6 gezeigt, ein Remote-Interlock-Connector der mit dem Laser-Treiber verbunden ist und beim Öffnen der Türe augenblicklich den Laser abschaltet.



ABBILDUNG 3.6: An der Innenseite der Messstation angebrachte Interlockschaltung zum Unterbrechen des Laserbetriebs. Das zugehörige Gegenstück befindet sich an der entsprechend gegenüberliegenden Seite der Zugangstüre, wodurch ein Öffnen der Messstation registriert werden kann.

Am Ende des Lichtwellenleiters befindet sich der Laserkopf, der den Laserstrahl emittiert. Aufgrund eines leicht divergenten Strahlengangs beim Verlassen der Glasfaser ist zur besseren Fokussierung ein Kollimator 60FC-4-A18-03 aus dem Hause Schäfter+Kirchhoff gefolgt von einer Mikrofokus-Optik 5M-M30-37-S desselben Herstellers, welche gemeinsam den Laserkopf bilden, an die Glasfaser angeschlossen. Der Kollimator, der schematisch in Abbildung 3.7 dargestellt ist, parallelisiert das austretende Laserlicht und leitet es weiter durch die Mikrofokus-Optik, die ebenfalls schematisch in Abbildung 3.7 dargestellt ist. Die Mikrofokus-Optik bündelt das ankommende parallele Licht zu einem einige μm großen Fokuspunkt.

¹Sowohl das direkte, als auch das reflektierte Licht kann bei Lasern der Klasse 3B die Augen schädigen. Unter Umständen können auch Schädigungen an der Haut auftreten. Weitere Informationen zu Laser-Klassen sind unter [36] zu finden.

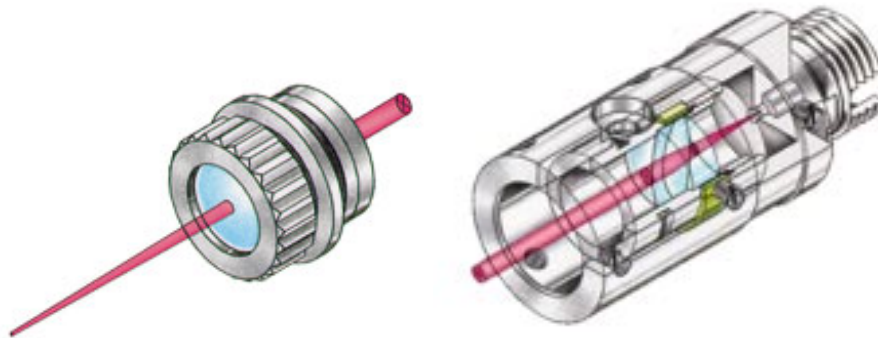


ABBILDUNG 3.7: Schematische Darstellung der verwendeten Mikrofokus-Optik 5M-M30-37-S (links), die das Laserlicht auf einen $10,3\ \mu\text{m}$ großen Punkt fokussiert, sowie eine schematische Darstellung des verwendeten Kollimators 60FC-4-A18-03 (rechts), welcher das Laserlicht nach Verlassen des Lichtleiters parallelisiert und an die Mikrofokus-Optik weiterleitet [27].

Die exakte Größe des Fokuspunktes hängt dabei von verschiedenen Parametern der verwendeten Bauteile Lichtwellenleiter, Kollimator und Mikrofokus-Optik ab und soll hier berechnet werden. Sofern alle benötigten Bauteileigenschaften vom jeweiligen Hersteller angegeben sind, lässt sich der Laserspot wie folgt ermitteln [27]:

$$\varnothing_{Spot} = \frac{f'_{\text{mikrofokus}}}{f'_{\text{kollimator}}} \cdot \text{MFD} \quad (3.1)$$

Dabei ist $f'_{\text{mikrofokus}}$ die Brennweite der Mikrofokus-Optik, vom Hersteller mit 30 mm angegeben und $f'_{\text{kollimator}}$ ist die Brennweite des Kollimators, die laut Hersteller 18,4 mm beträgt.

MFD (**M**ode **F**ield **D**iameter) beschreibt die Ausdehnung der Intensitätsverteilung des Laserstrahls beim Verlassen der Glasfaser und ist eine spezifische Größe des Lichtwellenleiters, die von dessen numerischer Apertur und der abgestrahlten Wellenlänge anhängt. Die Intensität eines Laserstrahls beschreibt in aller Regel eine Gaußverteilung, die noch über den Durchmesser des durchquerten Glasfaserkerns hinausgeht. Das MFD wird dabei typischerweise als die Ausdehnung des Strahls angegeben, bei dem dessen Intensität auf den $1/e^2$ -fachen Wert des Maximums abgefallen ist [27],[22].

Da der MFD nicht angegeben ist, soll dieser nun für die Lösung von Gleichung 3.1 berechnet werden [27]:

$$\text{MFD} = \frac{2\lambda}{\pi \cdot \text{NA}_{e^2}} \quad (3.2)$$

λ entspricht dabei der abgestrahlten Wellenlänge des Laserlichts (im Rahmen dieser Arbeit 1052 nm) und NA_{e^2} ist die effektive numerische Apertur des Lichtwellenleiters.

Die numerische Apertur entspricht dem Produkt des Brechungsindex des den Lichtwellenleiter umgebenden Mediums mit dem Sinus des Akzeptanzwinkels θ_{max} . Der

Akzeptanzwinkel ist der größte Winkel des eingestrahnten (bzw. wegen der Umkehrbarkeit des Lichtweges auch abgestrahlten) Lichtes zum Lot der Lichtleitergrenzfläche, unter dem noch Licht in den Leiter eingespeist werden kann.

Signale, die in einem größeren Winkel als θ_{max} auf den Lichtwellenleiter treffen, werden nicht mehr im Glasfaserkern totalreflektiert und somit hindurch geleitet, sondern treten in den umgebenden Mantelbereich des Glasfaserkabels ein. Somit ist θ_{max} also entscheidend von den jeweiligen Brechungsindizes des Glasfaserkerns (n_1) und dessen Ummantelung (n_2) abhängig, wie in Gleichung 3.3 gezeigt ist.

Im Falle einer Messung in Luft liegt der Brechungsindex des umgebenden Materials (also der Luft) bei $n_0 = 1$. Dadurch erhält man für die numerische Apertur folgenden Zusammenhang [27],[41]:

$$NA = \sin \theta_{max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.3)$$

Anstelle der nominalen numerischen Apertur (NA) wird für die Berechnung des MFD die effektive numerische Apertur (NA_{e2}) verwendet. Bezogen auf Gleichung 3.3 verwendet man für θ_{max} also den Winkel, unter dem noch der $1/e^2$ -fache Anteil des Signals in die Glasfaser eintreten kann.

Mit einer effektiven numerischen Apertur der Glasfaser von 0,106 erhält man mit Gleichung 3.2 einen MFD von $6,3 \mu\text{m}$. Eingesetzt in Gleichung 3.1 ergibt sich schlussendlich eine Laserspotgröße von $10,3 \mu\text{m}$.

Ebenso essentiell wie die Laserspotgröße ist der Arbeitsabstand, bei dem der Laser den berechneten Fokus erreicht. Dieser lässt sich wie folgt ermitteln [27]:

$$A = f' + \frac{\varnothing_{Beam}^2 \cdot \pi}{8 \cdot \lambda} \quad (3.4)$$

Dabei steht A für den gesuchten Arbeitsabstand, f' ist die Brennweite der verwendeten Kollimatorlinse, \varnothing_{Beam} entspricht dem Durchmesser des Laserstrahls beim Verlassen der Linse und λ ist die abgestrahlte Wellenlänge.

Der benötigte Laserstrahldurchmesser ist von der Brennweite der Kollimatorlinse (18,4 mm) und der effektiven numerischen Apertur der Glasfaser (0,106) abhängig und berechnet sich zu [27]:

$$\varnothing_{Beam} = 2 \cdot f' \cdot NA_{e2} \quad (3.5)$$

$$\varnothing_{Beam} = 3,9 \text{ mm}$$

Setzt man den berechneten Strahldurchmesser in Gleichung 3.4 ein, erhält man einen Arbeitsabstand von 24,08 mm.

Die untersuchten Sensoren haben eine Standarddicke von $300 \mu\text{m}$. Da der Laserstrahl den gesamten Sensor durchleuchtet, ist an dieser Stelle auch die Rayleighlänge von Interesse. Sie entspricht dem Abstand vom Fokuspunkt, an dem der Radius des Laserstrahls um den Faktor $\sqrt{2}$ zunimmt. Dies bedeutet, dass an jener Stelle die Querschnittsfläche des Laserstrahls im Vergleich zum Fokuspunkt verdoppelt ist. Berechnet wird die Rayleighlänge z_R wie folgt [27]:

$$z_R = \frac{\pi \cdot \varnothing_{Spot}^2}{\lambda \cdot 4} \quad (3.6)$$

$$z_R = 79,2 \mu\text{m}$$

Für beliebige Abstände z_{dist} vom Fokuspunkt berechnet sich der Durchmesser der Laserspotgröße mittels [53]:

$$d(z_{dist}) = \varnothing_{Spot} \cdot \sqrt{1 + \left(\frac{4 \cdot \lambda \cdot z_{dist}}{\pi \cdot \varnothing_{Spot}^2} \right)^2} \quad (3.7)$$

Für eine Entfernung zum Fokuspunkt von 300 μm (entspricht gerade der Dicke des Sensors) ergibt dies einen Durchmesser des Laserspots von ca. 40 μm .

3.1.3 TTL-Interface

Wie bereits im vorherigen Kapitel 3.1.2 erwähnt, lässt sich über ein logisches Signal am Gate-Eingang des Laser-Treibers ein Aussenden des Laserpulses (bei angelegtem Signal eines Taktgebers am Triggereingang) ein- bzw. ausschalten. Um ein solches logisches Signal zu generieren, wird ein 32-Bit TTL-Interface (**T**ransistor-**T**ransistor-**L**ogik) des Unternehmens Deditec verwendet (gezeigt in Abbildung 3.8). Eine mitgelieferte Treiberbibliothek ermöglicht das einfache Einbinden in die Vermessungssoftware, sodass nach erfolgter Messung der Laser entsprechend automatisch deaktiviert werden kann. Als logische Ausgangssignale des TTL-Interfaces können wahlweise 3 V oder 5 V mittels Jumper eingestellt werden. Die Spannungsversorgung erfolgt in dem Fall über den USB-Port, der ebenfalls zur Befehlsübermittlung dient. Sollte eine alternative Ausgangsspannung bevorzugt werden, kann diese über ausgewählte Input-Pins dem TTL-Interface (und damit der jeweiligen angeschlossenen Elektronik) zur Verfügung gestellt werden.

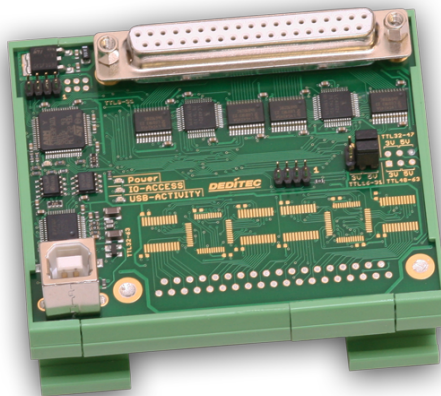


ABBILDUNG 3.8: Verwendetes 32-Bit TTL-Interface der Firma Deditec zur automatisierten An- bzw. Abschaltung des Lasers [21].

3.1.4 Positionierung

3.1.4.1 xy-Tisch

Die möglichst genaue Positionierung des Laserkopfes über dem Sensor wird mittels eines Kreuztisches realisiert. Der Tisch FCS100 (Flat Cross Stage) ist eine Entwicklung aus dem Hause ITK Dr. Kassen GmbH und besteht wie in Abbildung 3.9 gezeigt, aus zwei aufeinander montierten Lineartischen FLS100 (Flat Linear Stage)

gleicher Bauweise, die orthogonal zueinander angeordnet sind. Mittels einer selbst-erstellten Software lässt sich der xy-Tisch ansteuern und dessen Daten auch entsprechend auslesen.

Auf einem verfügbaren Verfahrweg von $100\text{ mm} \times 100\text{ mm}$ lässt sich der Tisch mit einer Geschwindigkeit von 100 nm/s bis hin zu 500 mm/s bewegen; für die Beschleunigung lassen sich dabei Werte von $100\text{ }\mu\text{m/s}^2$ bis 10.000 mm/s^2 einstellen. Die jeweilige Tischposition wird mit einer Auflösung von $0,05\text{ }\mu\text{m}$ zurückgegeben. Bei der Beschaffung des Tisches lag der Fokus vor allem auf der guten Positioniergenauigkeit von $\pm 1\text{ }\mu\text{m}$, die für qualitativ hochwertige Messungen unabdingbar ist.

Die Montagefläche von $105\text{ mm} \times 105\text{ mm}$ in der Mitte des Kreuztisches bietet ausreichend Platz für eine höhenverstellbare Haltevorrichtung (siehe Abschnitt 3.1.4.2) des Laserkopfes. Der komplette Tisch nimmt in Ausgangsposition eine Fläche von $233\text{ mm} \times 233\text{ mm}$ und bei maximaler Auslenkung $283\text{ mm} \times 283\text{ mm}$ in Anspruch. Zusammen mit dem flachen Design eignet sich der xy-Tisch mit einer Höhe von 46 mm perfekt für Anwendungen auf kleinstem Raum innerhalb der Dunkelkammer [23], [32].

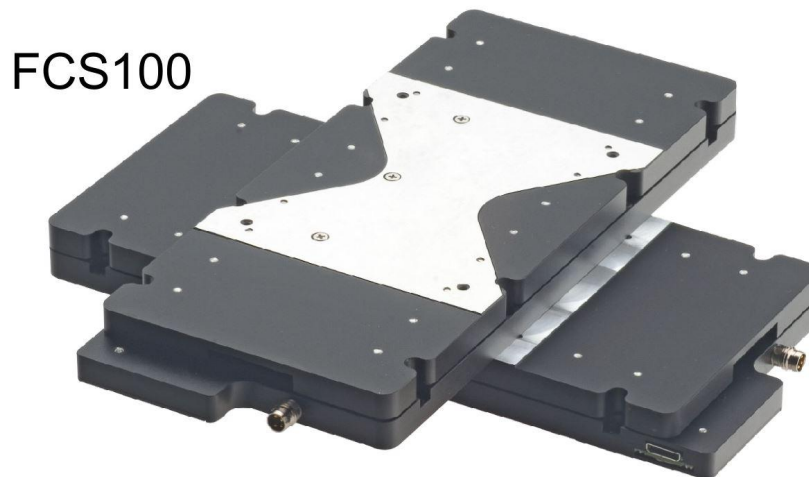


ABBILDUNG 3.9: Verwendeter xy-Tisch FCS100 der Fima ITK Dr. Kasen GmbH, bestehen aus zwei Linear-Tischen FLS100 senkrecht zueinander angeordnet, zur automatisierten Ausrichtung des Lasers in der zu vermessenden Ebene [23].

Die Datenübermittlung von und zur Tischansteuerung wird vom Hydra CM - 2 Axis-Controller übernommen, der in Abbildung 3.10 gezeigt ist. Sämtliche Befehle und Informationen können über Ethernet oder eine RS-232-Schnittstelle an den Hydra-Controller gesendet und empfangen werden. Der wiederum stellt die nötige Stromversorgung, die bis zu 10 Ampère betragen kann, für den Tisch zur Verfügung und leitet die Daten über den ITK Motor-Bus an die jeweiligen Tischmotoren weiter [23], [32].



ABBILDUNG 3.10: Hydra-Controller zur Steuerung und Signalverarbeitung des xy-Tisches [18].

3.1.4.2 Höhenverstellung

Vor jeder Messung muss der Brennpunkt des Lasers auf den sensitiven Bereich des Sensors fokussiert werden. Bewerkstelligt wird das mit Hilfe eines manuellen Lineartisches XSB60 der Firma MiSUMi (zu sehen in Abbildung 3.11). Der XSB60 ermöglicht einen Verfahrweg von ± 21 mm bei einer Positioniergenauigkeit von $30 \mu\text{m}$.

Um auch während einer laufenden Messung den Fokuspunkt des Lasers in der Höhe zu verändern und dessen Einfluss in Echtzeit zu beobachten, lässt sich der Tisch, wie in Abbildung 3.12 gezeigt, mittels eines Zahnriemens über einen Schrittmotor automatisiert ansteuern. Aufgrund des bewusst groß gewählten Verhältnisses zwischen Abtriebs- und Antriebszahnrad, ist eine sehr langsame und damit genaue Höheneinstellung möglich. Das Zahnrad der Einstellwelle des XSB60 verdeckt durch seine Größe die eigentliche Skala der Höhenverschiebung, weswegen eine Winkelskala auf dem Zahnrad angebracht und damit die Positionsermittlung problemlos möglich ist.

Alternativ lassen sich auch die gezählten Schritte des Schrittmotors in die entsprechende zurückgelegte Strecke umrechnen; dabei ist zu beachten, dass die verwendete Steuerungskarte TB6560 (Abbildung 3.13) immer nur den relativen Verfahrweg ausgibt, da der Schrittzähler bei jedem Geräteneustart auf null zurückgesetzt wird.



ABBILDUNG 3.11: Verwendeter Lineartisch XSB60 des Herstellers Mi-SuMi zur Höhenkorrektur bzw. Fokussierung des Lasers auf den sensitiven Bereich des Sensorboards [25]. Die äußere Einstellschraube wurde durch ein Zahnriemen-angetriebenes Zahnrad ersetzt.

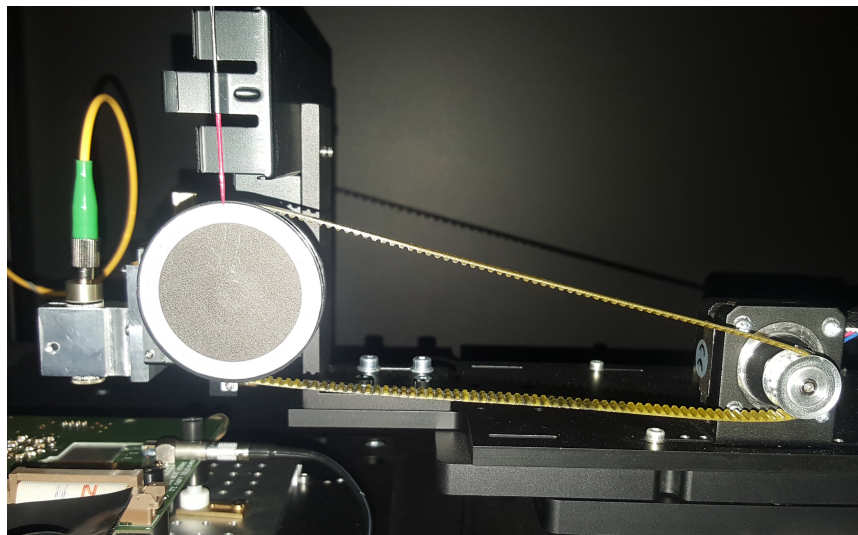


ABBILDUNG 3.12: Verwendeter Zahnriemen, welcher über einen Schrittmotor betrieben den Lineartisch XSB60 ansteuert und damit die Höhe des Laserkopfes einstellt.



ABBILDUNG 3.13: Verwendete Schrittmotorsteuerung basierend auf dem IC TB6560 des Herstellers Toshiba, mit der bis zu vier Motoren gleichzeitig angesteuert werden können. Die Bedienung erfolgt wahlweise mittels Computerprogramm oder via Tastenfeld auf dem Gehäuse. Die Motorschrittggeschwindigkeit lässt sich mittels interner Schalter in vier unterschiedliche Stufen einstellen. Die gezählten Schritte werden auf dem Gehäusedisplay ausgegeben.

3.1.4.3 Winkelverstellung

Um den Einfluss verschiedener Einstrahlwinkel des Lasers untersuchen zu können, ist die Halterung des Laserkopfes an einem manuellen Goniometer GFSG40-25 (gezeigt in Abbildung 3.14) des Herstellers MiSUMi befestigt. Die Halterung wurde so konstruiert, dass sich der Laserkopf genau in der Drehachse befindet. Das Goniometer ermöglicht mit einem Verfahrweg von $\pm 20^\circ$ und einer Genauigkeit von $\pm 0,1^\circ$ die Rotation um die y-Achse.



ABBILDUNG 3.14: Verwendetes Goniometer des Herstellers MiSUMi, zur Realisierung verschiedener Winkelmessungen mit dem Laser [24].

Für die Rotation um die x-Achse wurde in der Universitäts-Werkstatt die in Abbildung 3.15 links gezeigte passgenaue Drehvorrichtung entworfen, in der der Laserkopf eingespannt werden kann. Sie ermöglicht eine Rotation in 1° -Schritten innerhalb eines Verfahrensweges von $\pm 10^\circ$.

Wegen der deutlich geringeren Genauigkeit im Vergleich zum oben beschriebenen Goniometer und aufgrund der Tatsache, dass (je nach Ausrichtung des Sensors) die Rotation um die x-Achse kaum verwertbare Ergebnisse liefert (näheres dazu in Kapitel 4.5.2.2) wurde nach den ersten Messungen nur noch das Goniometer zur Winkeleinstellung benutzt. Anstelle der drehbaren wurde anschließend eine starre und damit genauere Laserkopfhalterung verwendet (siehe Abbildung 3.15 rechts).

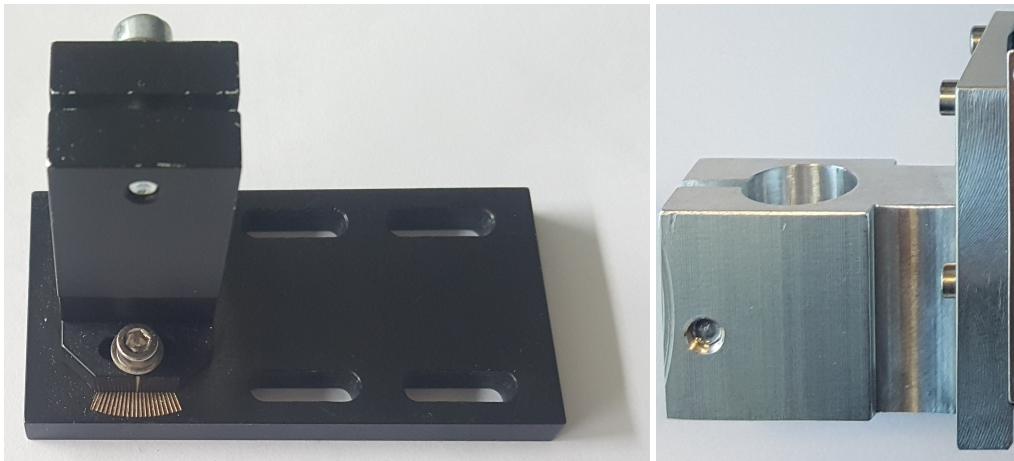


ABBILDUNG 3.15: Links: Drehvorrichtung zum Einstellen des Einstrahlwinkels des Lasers. Rechts: Starre Halterung für den Laserkopf.

3.1.5 Sensorboard

Der vermessene Sensor ist ein doppelseitiger Silizium-Streifen-Sensor, der vom ITC-irst (Istituto trentino di cultura - L'Istituto per la ricerca scientifica e tecnologica — dt.: Trentino Institut für Kultur - Institut für wissenschaftliche und technologische Forschung) stammt. Die beidseitigen Streifen sind orthogonal zueinander angeordnet.

Wie bei Silizium-Streifen-Sensoren üblich, sind auf dem negativ dotierten n-Substrat auf der p-Seite stark p^+ -dotierte und auf der n-Seite stark n^+ -dotierte Auslestreifen vorhanden. Diese sind jeweils über eine AC-Kopplung (kapazitive Kopplung) mit den Aluminiumkontaktstreifen verbunden. Realisiert wird die AC-Kopplung durch eine dünne Oxidschicht zwischen den dotierten, implantierten Auslestreifen und den Aluminiumkontaktstreifen. Die Kontaktierung erfolgt über extra dafür vorgesehene Kontaktflächen (Pads), die zur einfacheren Kontaktierung etwas breiter sind als die Aluminiumstreifen (zu sehen in Abbildung 3.16).

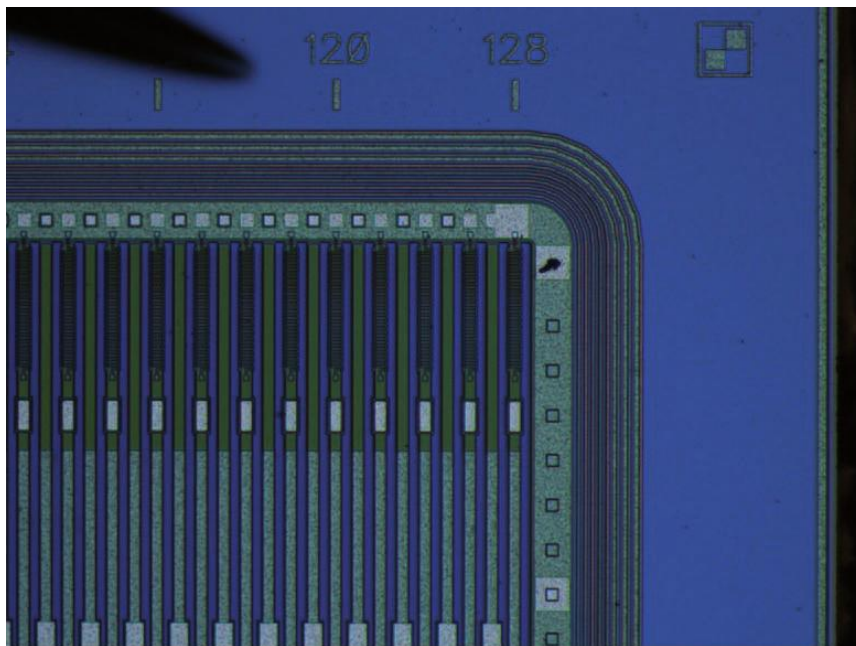


ABBILDUNG 3.16: Mikroskopaufnahme mit Detailausschnitt des sensitiven Bereichs der p-Seite eines SI-Streifen-Sensors. Zu erkennen sind die Kontaktpads auf den Auslesestreifen sowie die zwischen den Auslesestreifen befindlichen Zwischenstreifen. An den Auslesestreifen ist zusätzlich auch jeweils der Biaswiderstand zu sehen [43].

Um eine Akkumulationsschicht, d.h. eine Kurzschluss verursachende Ansammlung zahlreicher Elektronen zwischen den Streifen auf der n-Seite zu verhindern, befinden sich zwischen den n^+ -dotierten Streifen sogenannte p^+ -Stopps, bestehend aus stark p^+ -dotierten Bereichen, welche die Akkumulationsschicht unterbrechen sollen. Tabelle 3.1 zeigt weitere Sensoreigenschaften im Überblick.

Sensorbreite	:	2,082 cm
Sensordicke	:	300 μm
Breite aktiver Bereich	:	1,92 cm
Länge aktiver Bereich	:	1,92 cm
Geometrischer Pitch p-Seite	:	25 μm
Geometrischer Pitch n-Seite	:	50 μm
Auslese-Pitch p-Seite	:	50 μm
Auslese-Pitch n-Seite	:	50 μm
Breite Al-Streifen p-Seite	:	12 μm
Breite Al-Streifen n-Seite	:	15 μm
Stereowinkel	:	90°
Anzahl Guard-Ringe	:	1
(Auslese-) Streifen pro Seite	:	385
Depletionsspannung	:	50-80 V

TABELLE 3.1: Eigenschaften des untersuchten Si-Streifen-Sensors von ITC-irst

Angebracht ist der Sensorchip auf einem eigens dafür entwickelten Sensorboard,

welches in Abbildung 3.17 gezeigt ist. Das Board besteht aus zwei „L“-förmigen Platinen, welche neben dem im Zentrum befindlichen Sensorchip auch weitere benötigte Bauteile tragen, auf die im Folgenden eingegangen wird.

Der Sensor ist über Bonddrähte² mit einem Pitchadapter verbunden. Dieser wird benötigt, weil die Auslesestreifen auf dem Sensor einen geringeren Abstand zueinander haben als die Anschlüsse der verbauten APV25 Frontends. Entsprechend ist der Pitchadapter ebenfalls mit den Frontends verbunden und verknüpft somit den Sensor mit den Frontends.

Der APV25 Frontend ist ein ASIC (**A**pplication-**S**pecific **I**ntegrated **C**ircuit) der ursprünglich für das CMS-Experiment (**C**ompact **M**uon **S**olenoid) am LHC (**L**arge **H**adron **C**ollider) entwickelt wurde und sich durch seine gute Strahlenresistenz auszeichnet. Jeder APV25 hat 128 Auslesekanäle, weswegen auf dem Sensor pro Seite (385 Auslesestreifen) je drei Frontends installiert sind. Jeder Kanal des APV25 besteht aus einem Vorverstärker gekoppelt an einen CR-RC-Pulsformer. Damit die negativen Signale der n-Seite sowie die positiven Signale der p-Seite eines Sensors in gleicher Polarität am Pulsformer ankommen, ist zwischen dem Vorverstärker und dem Pulsformer ein schaltbarer Inverter verbaut, der ein Anpassen der Polarität ermöglicht. Die Ausgangssignale des Pulsformers werden in einem 192 Zellen umfassenden Analog-Puffer zwischengespeichert und können dort bis zu einer Dauer von 4 μ s abgelegt werden, bis sie von der Auslese abgerufen werden. Die Daten aller Kanäle werden anschließend von einem Multiplexer zusammengefasst und als differentiell Signal ausgegeben [44].

Die Signale werden über einen High-Density-Connector an das Supply Board (siehe Kapitel 3.1.6) weitergeleitet. Über selbige Verbindung wird auch die Spannungsversorgung sichergestellt. Die Hochspannungsversorgung bzw. Biasspannung des Sensors hingegen wird über einen Lemo-Anschluss geliefert. Zusätzlich sind noch zahlreiche Stützkondensatoren auf dem Sensorboard verbaut, welche eine stabile Spannungsversorgung der Frontends ermöglichen.

²Beim sogenannten Bonden wird die Kontaktierung über dünne Bond-Drähte hergestellt. Bei diesem Verfahren werden die Drähte auf die Kontaktflächen gedrückt und mittels Ultraschallschwingungen fest mit dem Kontaktpad verbunden.

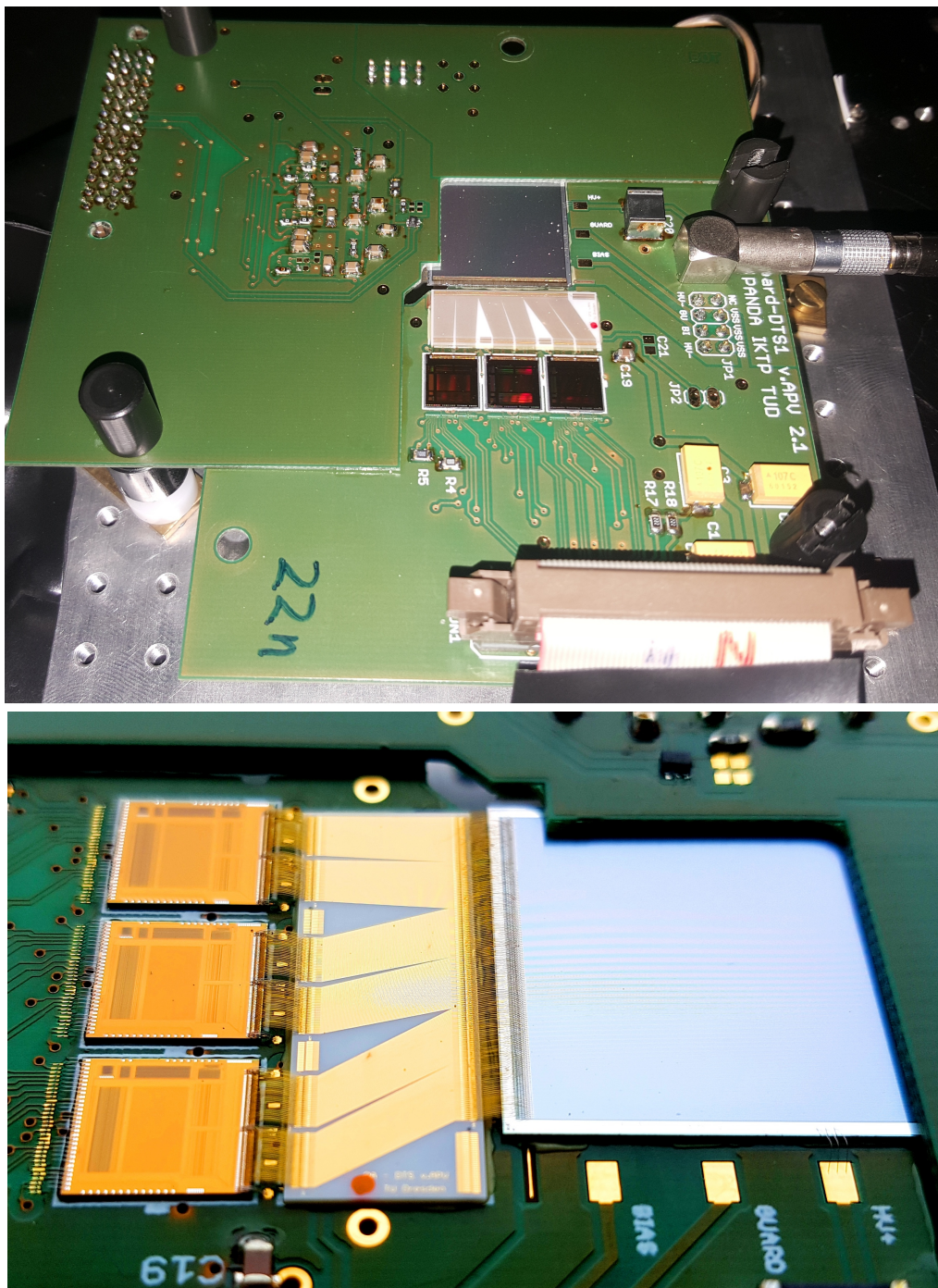


ABBILDUNG 3.17: Sensorboard als Ganzes inklusive Zoom auf den sensitiven Bereich mit dem dazugehörigem Strippitch-Adapter und den Frontends.

3.1.6 Supplyboard

Wie im vorherigen Absatz 3.1.5 angesprochen, werden die vom Sensorboard erfassten Signale an das Supplyboard (gezeigt in Abbildung 3.18) über High-Density-Connectoren weitergegeben. Dieses leitet die von einem Repeater aufbereiteten Signale an die Auslesekomponenten weiter. Neben der Signalweiterleitung hat das

Supplyboard auch überwachende Funktionen, wie das Messen von Strömen, Spannungen und Temperaturen, die mittels I²C ausgelesen werden können. Die nötigen Versorgungsspannungen für die Frontends werden ebenfalls vom Supplyboard zur Verfügung gestellt. Es besteht die Möglichkeit, entweder zwei einseitige Sensoren oder einen doppelseitigen Sensor mit einem Supplyboard zu versorgen [47].

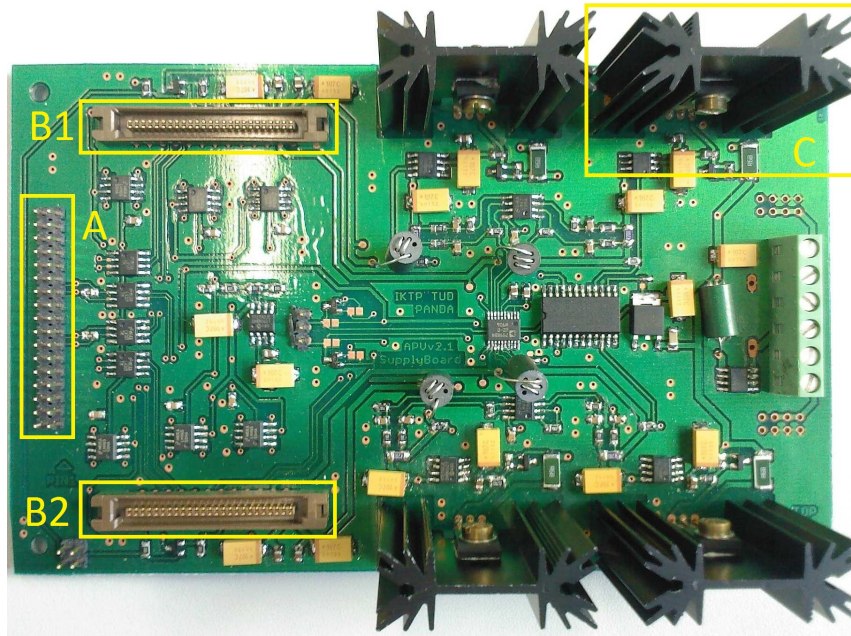


ABBILDUNG 3.18: Bild des Supplyboards mit Beschreibung einzelner Komponenten. A: Anschlusspins für die externe Elektronik. B: High-Density-Connector für die Verbindung mit dem Sensorboard. C: Schaltung für die Spannungsversorgung der Frontends [47] S.27.

3.1.7 Readoutsystem

Das FPGA-gestützte Auslesesystem, welches die vom Sensor kommenden Daten verarbeitet und an einen Computer weiterleitet, befindet sich, wie in Abbildung 3.20 gezeigt, unmittelbar neben dem Testschrank. Das VHDL-basierte (Very High Speed Integrated Circuit Hardware Description Language) System ist modular aufgebaut und ermöglicht dadurch eine einfache Realisierung verschiedener Änderungen bzw. Erweiterungen.

Wird ein Triggerereignis ausgelöst, werden die von den APV25-Front-Ends kommenden analogen 128 Ausgangssignale durch ein VME-Modul (Versa Module Eurocard³) des Typs VFB2 (VME FPGA Board) digitalisiert. Dies geschieht mittels 12-Bit ADCs, die auf Tochterkarten (sogenannten Mezzanine-Boards) des VME-Moduls verbaut sind [34].

Die gemeinsamen Takt- und Triggersignale der Front-Ends und VME-Auslesemodule werden von einem weiteren VME-Modul (ebenfalls vom Typ VFB2) erzeugt. Dieses ist dafür mit einer NIM-Out-Tochterkarte (Nuclear Instrument Modul) bestückt, welche Takt und Trigger über NIM-Signale⁴ bereitstellt [34].

³Der VMEbus ist ein Bussystem für die Steuerungstechnik

⁴Logische Signale mit negativem Logikpegel. Logische 0: 0 V; logische 1: -0,6 V bis -1,6 V

Die digitalisierten Daten der ADCs werden durchgehend, gemeinsam mit zugehöriger Front-End-ID und Trigger-ID, in einem Ringpuffer gespeichert. Mit jedem nachkommenden Datensatz wird der arithmetische Mittelwert für jedes der 128 Ausgangssignale über das gesamte Puffersegment berechnet. Dies ergibt einen jeweiligen durchschnittlichen Ausgangssignalwert, der auch Pedestal genannt wird. Dieser Pedestal wird vom jeweiligen Ausgangssignal abgezogen, sofern im jeweiligen Kanal kein Signal verzeichnet ist. Dadurch erhält man Ausgangssignale, die im Mittel frei von Offsets sind. Schwankungen um das resultierende Nullniveau entsprechen dem Kanalrauschen [34].

Die pedestalkorrigierten Daten werden anschließend auf einzelne Streifentreffer geprüft, die einen festgelegten Threshold überschreiten. Als Treffer markierte Ereignisse werden anschließend zusammen mit u.a. Front-End-ID, Trigger-ID, Zeitstempel und Amplitudenhöhe abgespeichert [34], [54].

In Abbildung 3.19 ist ein vereinfachtes Blockschaltbild der hier beschriebenen Datenauslese gezeigt.

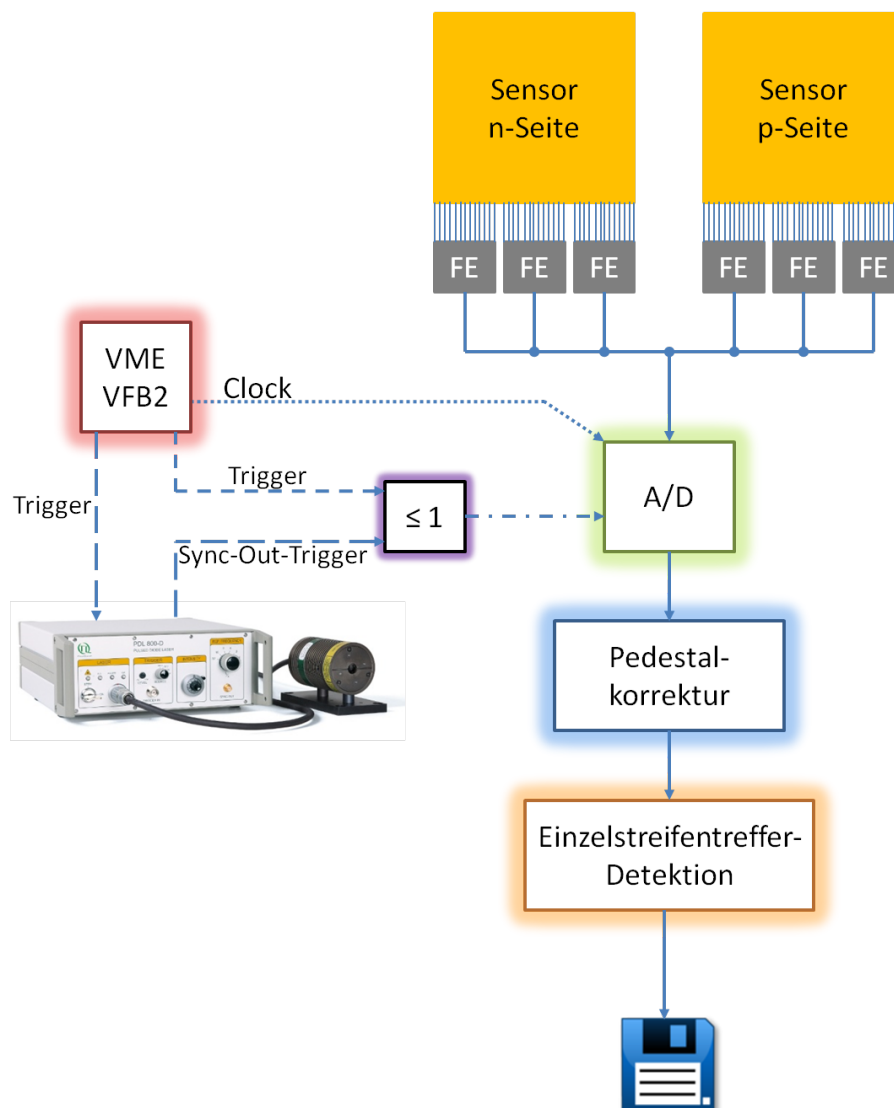


ABBILDUNG 3.19: Blockschaltbild der Datenauslese.

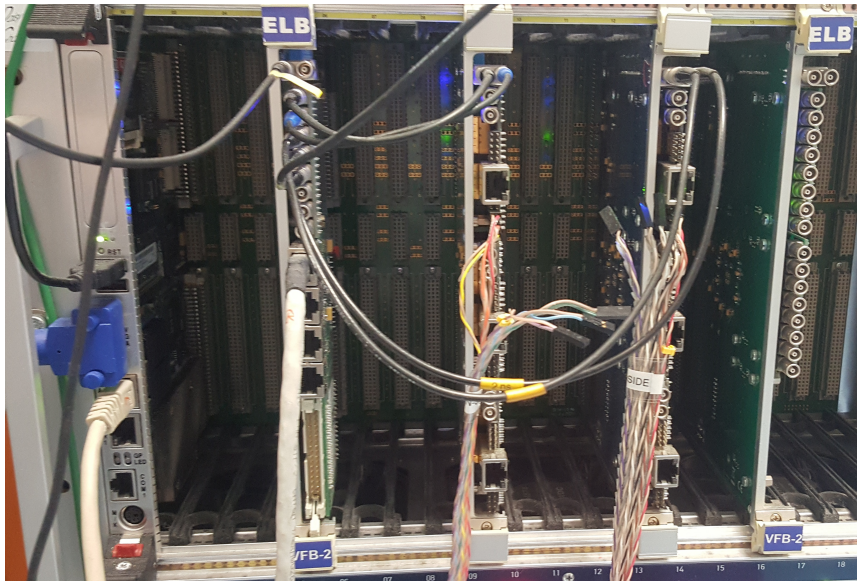


ABBILDUNG 3.20: Foto der verwendeten FPGA Boards, die zum Auslesen der Daten verwendet werden.

3.2 Software

3.2.1 Datenaufnahme

Die Software des Sensor-Auslesesystems ist ebenso modular gestaltet die Hardware und wurde ursprünglich von Karsten Koop [34] entworfen und im Zuge der hier vorliegenden Arbeit entsprechend erweitert.

3.2.2 Tischansteuerung

Für die Ansteuerung des xy-Tisches wurde eine eigene Benutzeroberfläche erstellt, auf der alle nötigen Einstellungen für den automatisierten Ablauf der Messungen getätigt werden können. Sämtliche relevanten Statusinformationen werden dem Benutzer über die Bedienoberfläche in Echtzeit mitgeteilt. Eine detaillierte Beschreibung der Software, ihrer Benutzeroberfläche sowie der einzelnen Funktionalitäten findet sich im Anhang A.

3.2.3 LASER-Ansteuerung mittels TTL-Interface

Wie in den Kapiteln 3.1.2 bzw. 3.1.3 bereits beschrieben, wird der Laser nach Beendigung eines Messvorgangs über ein logisches Signal am Gate-Eingang deaktiviert. Das entsprechende Signal wird von einem 32-Bit TTL-Interface generiert.

Eine Programmierschnittstelle (API), welche vom Hersteller mitgeliefert wurde, ermöglicht die Anbindung des Programms an das System. Die aktuelle Treiberbibliothek lässt sich jeder Zeit von der Herstellerseite herunterladen.

Die 32 Pins sind in 4 Blöcke zu jeweils 8 Pins unterteilt und können über 4-Bit-Befehle adressiert und als Eingangs- bzw. Ausgangspin definiert werden. Über einen definierten Ausgangspin wird anschließend eine logische „1“ ausgegeben, welche den Laser deaktiviert. Eine detaillierte Beschreibung des Programmcodes zur Steuerung des TTL-Interfaces findet sich in [32].

3.3 Datenanalyse

Für die Analyse werden die entsprechenden gespeicherten Daten erneut eingelesen und verarbeitet. Der erste Schritt dabei ist, die gemessenen Amplituden mit einem Kalibrierungsfaktor zu verrechnen, um so eine Vergleichbarkeit der jeweiligen Kanäle herzustellen; genauere Informationen zum Ablauf einer Kalibrierung befinden sich in Kapitel 4.2.

Da für jeden der 6 Frontends die jeweiligen Kanäle separat abgespeichert werden, müssen im nächsten Schritt die 768 Sensorkanäle samt ihrer zugehörigen Informationen entsprechend ihrer Anordnung auf dem Sensor folgendermaßen umsortiert werden:

$$i_{\text{Ch}} = \text{FE} \cdot 128 + \text{FE}_{\text{Ch}} \quad (3.8)$$

Dabei steht i_{Ch} für die Kanalnummer des Sensors ($i_{\text{Ch}} \in [0..768]$), FE entspricht der Frontendnummer ($\text{FE} \in [0..6]$) und FE_{Ch} ist die Kanalnummer des jeweiligen Frontends ($\text{FE}_{\text{Ch}} \in [0..128]$).

Alle Daten werden gemeinsam mit der derzeitigen Trigger-Nummer der Auslese abgespeichert. Daten mit einer identischen Trigger-ID gehören somit zu ein und demselben Ereignis bzw. Trigger. Sofern die gemessenen Amplituden verschiedener Kanäle eines Triggers den Threshold übersteigen, werden sie anschließend weiterverarbeitet. Der Threshold liegt dabei nur knapp über dem Untergrundrauschen um möglichst wenige Daten zu verwerfen, da, wenn sich die deponierte Ladung eines Ereignisses auf mehrere Streifen aufteilt, die aufgenommene (Teil-)Ladung einzelner Streifen sehr klein ausfallen und somit leicht unter einen zu hohen Threshold fallen kann.

Um auch die fehlerhaften Daten mit höherer Amplitude aussortieren zu können, gibt es einen zweiten Threshold auf höherem Niveau. Dieser wird auf Mehrfachstreifentreffer angewendet, da die aufsummierte Gesamtamplitude der einzelnen Mehrfachstreifentreffer bei konstanter Laserintensität immer einen Mindestwert erreichen sollte. Somit kann durch die Kombination beider Thresholds der Datensatz auf die vom Laser abgegebenen Signale eingeschränkt werden.

Da bei den verwendeten Sensoren jeder 64. Streifen nicht mit der Ausleseelektronik verbunden ist, gelten diese als Zwischenstreifen, welche die deponierte Ladung zwar aufsammeln aber gleichmäßig an die jeweiligen Nachbarstreifen weitergeben. Deshalb werden bei der Auswertung auch dann Mehrfachstreifentreffer als solche gewertet, wenn einer der entsprechenden Streifen kein Signal liefert, gleichzeitig aber die Trefferbedingungen beider Nachbarstreifen erfüllt sind. Theoretisch können die Messungen auch zwischen den besagten nicht-angeschlossenen Streifen durchgeführt werden. So lassen sich mit der Analysesoftware auch Sensoren auswerten, die ein höheres Aufkommen von Zwischenstreifen aufweisen.

Für jede einzelne angefahrene Tischposition werden die jeweiligen Ereignisse gesammelt, zusammengefasst und entsprechend der in den Kapiteln 4.1.2.2 und 4.1.2.3 vorgestellten Methodik verarbeitet. Um zusätzlich noch weitere eventuell als Treffer gewertete Signale, welche nicht vom Laser stammen, auszusortieren, wird die Anzahl der Laserpulse pro Position berücksichtigt. Lediglich die Ereignisse, die pro Kanal mit mindestens 80 % der vom Laser abgegebenen Pulsanzahl gezählt werden, werden auch als Treffer gewertet. In Abbildung 3.21 sind die einzelnen Schritte der durchgeführten Datenanalyse in einem vereinfachten Blockschaltbild dargestellt.

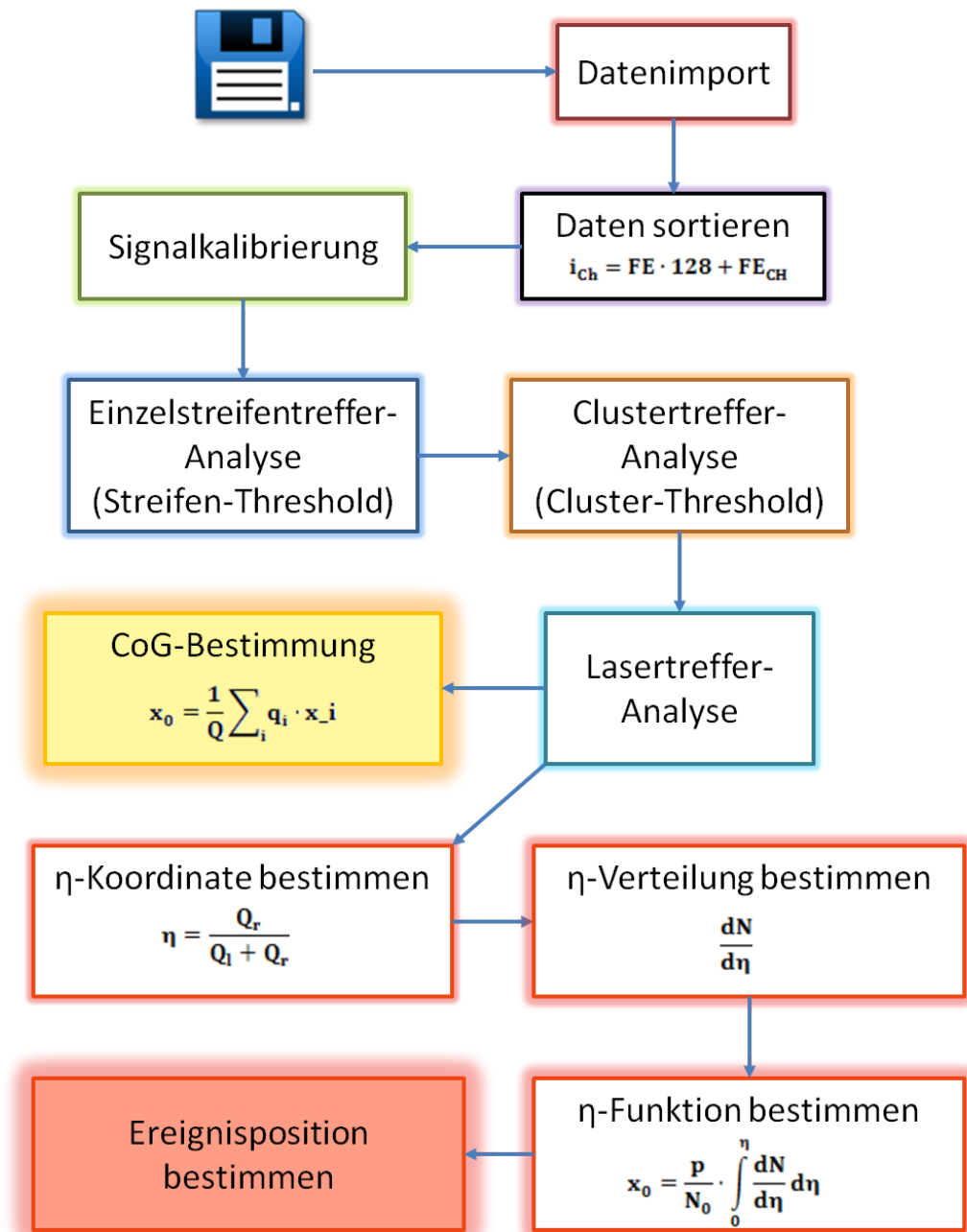


ABBILDUNG 3.21: Blockschaltbild der Datenanalyse.

Kapitel 4

Diskussion und Bewertung der experimentellen Ergebnisse

In diesem Kapitel werden, nach einem kurzen Einschub über die Grundlagen der Ortsauflösung von Streifendetektoren, die aufgenommenen Messdaten sowie deren Analysen vorgestellt. Sämtliche zusammenhängende Messungen wurden zu Vergleichszwecken bei möglichst gleichbleibenden Parametern durchgeführt.

Der Infrarotlaser wurde in $1\ \mu\text{m}$ großen Schrittweiten bei einer Beschleunigung von $25\ \text{mm/s}^2$ und einer maximalen Geschwindigkeit von $25\ \text{mm/s}$ über den Sensor gefahren. An jeder Position wurden bei gleichbleibender Intensität und einer Laserspotgröße von ca. $10\ \mu\text{m}$ mit einer Frequenz von $12,5\ \text{Hz}$ jeweils 100 Laserpulse durch den Sensor appliziert. Die Ausleserate des Sensors betrug für die jeweiligen Messungen $125\ \text{Hz}$.

Für die Analysen werden Daten über das Ladungsverteilungsverhalten benachbarter Auslestreifen benötigt. Dazu wird die Signalquelle, in diesem Fall der Infrarotlaser, in gleichmäßigen Schritten senkrecht zwischen mindestens zwei Streifen verfahren und die jeweilige Änderung des Verhältnisses der Ladungsaufnahme beider Streifen betrachtet. Der Verfahrensweg des Tisches und damit die Messstrecke wurden so gewählt, dass (je nach Seite des Sensors) über 5 bzw. 10 Auslestreifen hinweg Daten erfasst wurden. Bei einem Streifen-Pitch von $50\ \mu\text{m}$ entspricht das einer Strecke zwischen 250 und $300\ \mu\text{m}$ bzw. 500 und $550\ \mu\text{m}$. Für jede Messung wurden die Strecken jeweils 10 mal hin und her abgefahren. Die Messungen dauerten dabei je nach Verfahrensweg 1-2 Tage.

4.1 Grundlagen zur Ortsauflösung der Streifendetektoren

Die möglichst genaue Bestimmung der Ortskoordinaten der zu messenden Teilchen bzw. ihrer Vertices ist die Hauptaufgabe eines (Mikro-)Vertex-Detektors. Realisiert wird die hierfür nötige hohe Ortsauflösung meist mittels strukturierter Ausleseelektroden, an denen je nach Situation binäre oder nicht binäre Trefferinformationen anliegen können, abhängig davon, ob das von einem Teilchen ausgelöste Signal nur an einer oder an mehreren Elektroden registriert wird. Der daraus resultierende Unterschied wird in den folgenden Abschnitten [4.1.1](#) und [4.1.2](#) diskutiert.

4.1.1 Einzelstreifentreffer

Bei Einzelstreifentreffern liegt das Signal in binärer Form vor (1 =Signal, 0 =kein Signal). Das geschieht dann, wenn die Breite der erzeugten Ladungswolke (siehe Kapitel [1.2.4](#)) klein ist im Vergleich zum Streifenabstand. Die Mitte des registrierenden

Auslesestreifens wird dann als rekonstruierte Koordinate für die Trefferposition angenommen. Damit ergibt sich als Messfehler (Δ_x) der Abstand von tatsächlicher (x_0) zu rekonstruierter bzw. gemessener Trefferposition (x_{mess}) ([33] S.842):

$$\Delta_x = x_0 - x_{mess} \quad (4.1)$$

Für einen symmetrischen Aufbau ohne systematische Beeinträchtigungen der Messung ist der arithmetische Mittelwert des Messfehlers gleich Null:

$$\langle \Delta_x \rangle = 0 \quad (4.2)$$

Damit vereinfacht sich die Berechnung der Standardabweichung unter Anwendung des Verschiebungssatzes zu:

$$\sigma_x = \sqrt{\langle \Delta_x^2 \rangle - \langle \Delta_x \rangle^2} = \sqrt{\langle \Delta_x^2 \rangle} \quad (4.3)$$

Für eine Gleichverteilung von Treffern im sensitiven Bereich von $-p/2$ bis $p/2$ ergibt sich (wie an Abbildung 4.1 zu erkennen) eine Dichtefunktion von:

$$f(x) = \begin{cases} \frac{1}{p/2 - (-p/2)} = \frac{1}{p} & -\frac{p}{2} < x < \frac{p}{2} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.4)$$

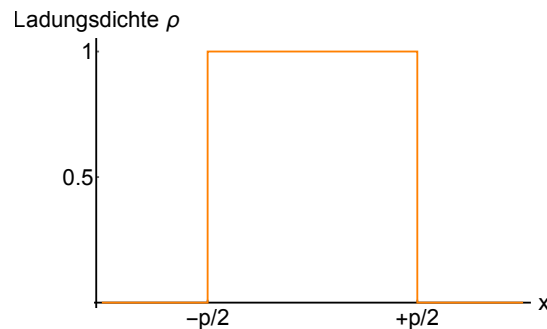


ABBILDUNG 4.1: Darstellung der Dichtefunktion für eine Gleichverteilung von Ereignissen zwischen zwei Streifen mit Abstand p

Die Varianz einer beliebigen Dichtefunktion $f(x)$ entspricht dem Quadrat der Standardabweichung ($\text{Var}(x) = \sigma_x^2$) und errechnet sich als das zentrale Moment zweiter Ordnung $\text{Var}(x) = \int_{\min}^{\max} x^2 f(x) dx$. Somit ergibt sich für die Standardabweichung σ_x des Messfehlers Δ_x :

$$\begin{aligned} \sigma_x^2 &= \frac{1}{p} \cdot \int_{-\frac{p}{2}}^{\frac{p}{2}} \Delta_x^2 d\Delta_x \\ &= \frac{1}{p} \cdot \left[\frac{1}{3} \Delta_x^3 \right]_{-\frac{p}{2}}^{\frac{p}{2}} \\ &= \frac{1}{3p} \cdot \left(\left(\frac{p}{2} \right)^3 - \left(-\frac{p}{2} \right)^3 \right) = \frac{1}{3p} \cdot \frac{2p^3}{8} \\ &= \frac{p^2}{12} \\ \sigma_x &= \frac{p}{\sqrt{12}} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Hieraus ergibt sich, dass die beste zu erreichende Ortsauflösung für Einzelstreifentref-fer bei $1/\sqrt{12}$ des Streifenpitches liegt. Inwieweit eine Signalaufteilung auf meh-rere Streifen einen Einfluss auf die Ortsauflösung hat, wird im nächsten Kapitel 4.1.2 behandelt.

4.1.2 Mehrstreifentref-fer

In diesem Abschnitt wird der Einfluss der Ladungsaufteilung auf mehrere Auslese-streifen behandelt. Im Gegensatz zu der digitalen Streifenauslese, bei der lediglich registriert wird, ob ein Signal anliegt, werden bei Mehrstreifentreffern die analogen Signalhöhen, also die jeweiligen gesammelten Ladungsmengen betrachtet und mit-einander verglichen (siehe Abbildung 4.2). Der Vergleich der Signalhöhen benach-barter Auslestreifen bei einem Teilchentreffer ermöglicht es, aus dem Signalhöhen-verhältnis einen Ladungsschwerpunkt zu berechnen und damit die Ortsauflösung zu verbessern. Im Wesentlichen wird zwischen zwei Methoden der Betrachtung von Mehrstreifentreffern unterschieden, die in den folgenden Abschnitten 4.1.2.1 und 4.1.2.2 behandelt werden.

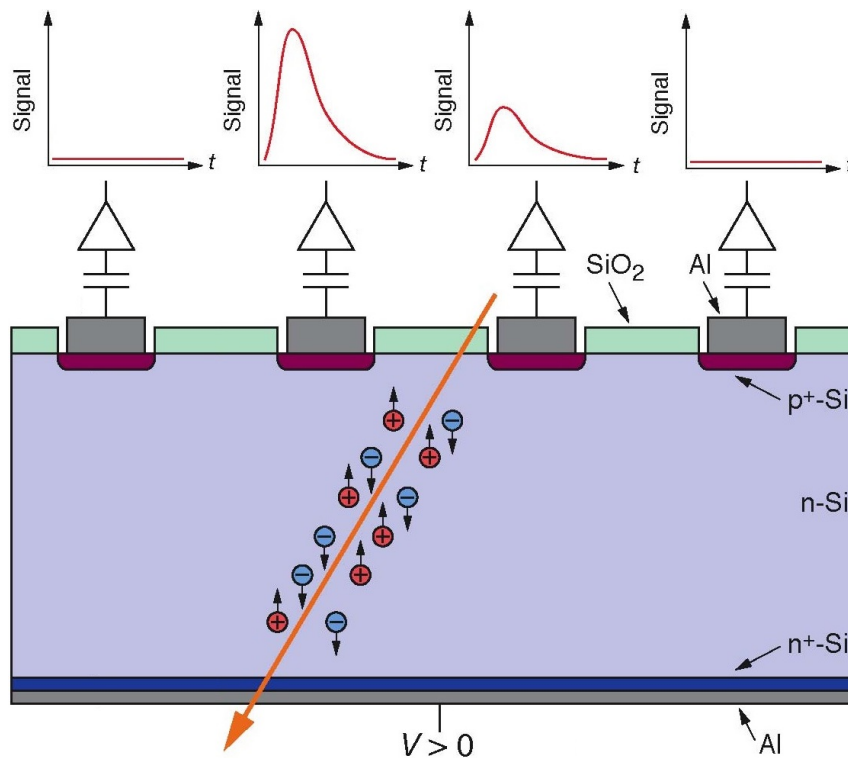


ABBILDUNG 4.2: Schematische Darstellung eines Mehrstreifentreffers. In dem gezeigten Beispiel teilt sich die Ladungswolke auf zwei Auslestreifen auf und generiert unterschiedliche Signalhöhen. Die jeweiligen gesammelten Ladungsmengen können verglichen werden, um so den Ladungsschwerpunkt zu bestimmen (abgeändert aus [35]).

4.1.2.1 Center of Gravity

Der Ladungsschwerpunkt und damit die rekonstruierte Trefferposition wird bei der „center of gravity“-Methode wie folgt berechnet:

$$x_0 = \frac{1}{Q} \sum_i q_i \cdot x_i \quad (4.6)$$

Dabei ist Q die Summe der gesammelten Ladungen bzw. Signalhöhen aller teilnehmenden Auslesestreifen, x_i sind die Koordinaten der jeweiligen Streifen und q_i deren jeweilige Ladungen bzw. Signalhöhen.

Bei dieser Art der Schwerpunktermittlung ist die erzielbare Ortsauflösung vom Streifenpitch abhängig (siehe Abbildung 4.3). Ist der Streifenpitch kleiner als die zweifache Breite der als gaußförmig angenommenen Ladungsverteilung ($2\sigma \geq p$), erhält man eine sehr genaue Rekonstruktion der Trefferposition mit vernachlässigbarem Fehler. Für σ -Werte klein im Vergleich zum Streifenpitch, strebt die erzielbare Ortsauflösung wieder gegen $\sigma_x = p/\sqrt{12}$ [33].

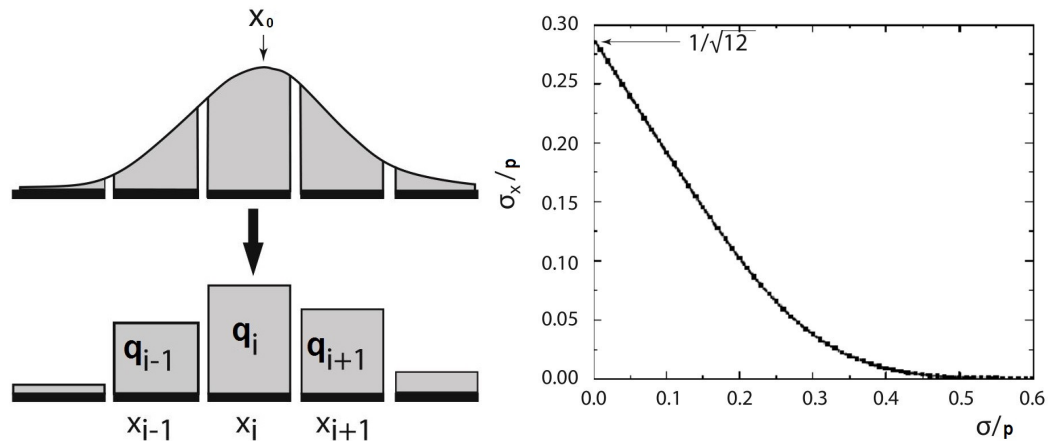


ABBILDUNG 4.3: Auswirkungen der Anzahl der Auslesestreifen auf die Ortsrekonstruktion [33] S.844 f.

Links: Darstellung einer gaußförmigen Ladungsverteilung über mehrere Auslesestreifen. Das Signal wird digitalisiert und daraus das „center of gravity“ (Gleichung 4.6) gebildet. Dies liefert aufgrund der erfüllten Bedingung $2\sigma \geq p$ ein Ergebnis ausreichender Genauigkeit. Rechts: Bestmögliche erzielbare Ortsrekonstruktion über die „center of gravity“-Methode. Sofern das Verhältnis der Breite der Ladungswolke σ zu Streifenpitch p groß genug ist, wird (wie links veranschaulicht) eine Auflösung mit vernachlässigbarem Fehler erreicht. Im umgekehrten Fall tendiert die Ortsauflösung gegen den digitalen Wert $\sigma_x = p/\sqrt{12}$.

4.1.2.2 η -Funktion (Streifenzahl = 2)

Wie im vorherigen Abschnitt 4.1.2.1 beschrieben, ist die Trefferrekonstruktion mittels „center of gravity“ dann besonders effektiv, wenn $2\sigma \geq p$ erfüllt ist. Für den Fall, dass die erzeugte Ladungswolke nur zwei Auslesestreifen erreicht, ist diese Bedingung nicht erfüllt, womit die erreichbare Ortsauflösung durch das „center of gravity“ unbefriedigend ungenau wird. Für Sensoren mit einer typischen Dicke von 200-300 μm und einem Streifenabstand von 20-50 μm tritt eben dieser Fall aber am

häufigsten auf [33]; da solche Sensoren im PANDA-MVD verwendet werden, ist eine genauere Betrachtung der Ladungsverteilung bei Zweistreifentreffern durchaus lohnenswert.

Die genauere Betrachtung der Ladungsverteilung zwischen benachbarten Auslestreifen wird mit Hilfe der sogenannten η -Koordinate beschrieben:

$$\eta = \frac{Q_r}{Q_l + Q_r}, \quad \in [0...1] \quad (4.7)$$

$$\eta = \frac{Q_r - Q_l}{Q_l + Q_r}, \quad \in [-1...1] \quad (4.8)$$

Dabei ist Q_r der Ladungsanteil eines Ereignisses bzw. Treffers der auf dem rechten Auslestreifen des betrachteten Streifenpaares gesammelt wird, während Q_l der Ladungsanteil desselben Ereignisses ist, der vom linken Streifen aufgesammelt wird. η stellt dabei eine lineare Koordinate zwischen den beiden benachbarten Streifen dar, die je nach Formel die Werte von 0 bis 1 (Gleichung 4.7) oder von -1 bis 1 (Gleichung 4.8) annehmen kann. Der Wert $\eta = 0$ (bzw. $\eta = -1$) entspricht dabei der Position der Streifenmitte der linken Elektrode, entsprechend steht der Wert $\eta = 1$ für die Position der Mitte der rechten Elektrode. Beide Definitionen der η -Koordinate sind äquivalente Darstellungen des selben Sachverhaltes. Da in der Literatur häufiger Gleichung 4.7 verwendet wird, wird im Folgenden nur noch auf diese Darstellung Bezug genommen.

Ausgehend von einer Gleichverteilung von Ereignissen zwischen den Elektroden, zeigt die Verteilung gemessener η -Werte in Abbildung 4.4 deutlich das nicht-lineare Ladungsteilungsverhalten zwischen benachbarten Auslestreifen. Die im Detektor deponierte Ladung wird also nicht linear zwischen beiden Elektroden aufgeteilt, sondern sammelt sich zum überwiegenden Teil an der nächstgelegenen Elektrode.

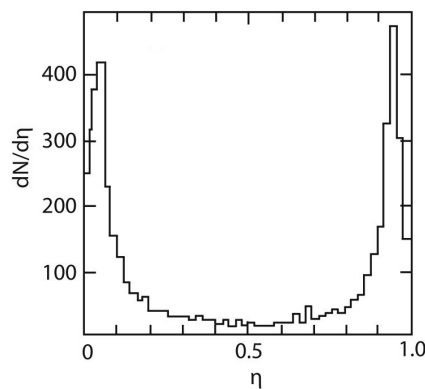


ABBILDUNG 4.4: Gemessene η -Verteilung $dN/d\eta$ mittels Gleichung 4.7 eines Mikrostreifendetektors. Es zeigt sich deutlich eine nicht-lineare Verteilung der Ladungsaufteilung zwischen den Elektroden [4].

Diese η -Verteilung kann unter Verwendung von Relation 4.9 dazu genutzt werden, die Koordinate eines Signals zu rekonstruieren. Mittels der Integration über diese Verteilung ($dN/d\eta$) erhält man also die sogenannte η -Funktion und damit den benötigten in Abbildung 4.5 gezeigten Zusammenhang zwischen η -Koordinate und

rekonstruierter Signalposition [4]:

$$x_0 = \frac{p}{N_0} \cdot \int_0^\eta \frac{dN}{d\eta} d\eta. \quad (4.9)$$

N_0 entspricht dabei der Anzahl gleichverteilter Ereignisse zwischen den betrachteten Elektroden mit einem Streifenpitch von p .

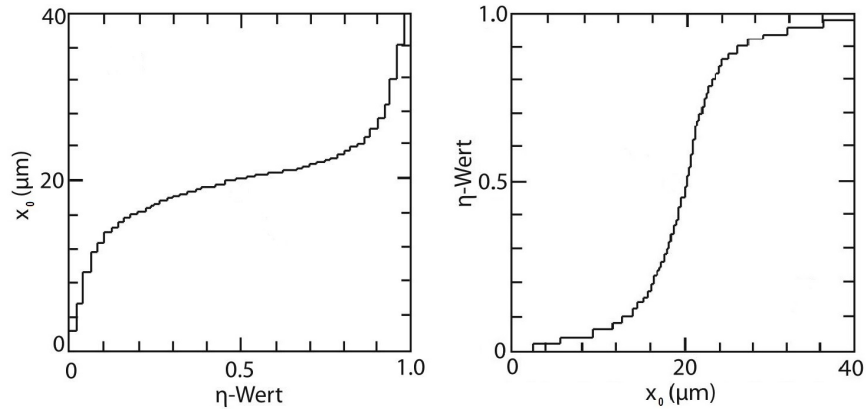


ABBILDUNG 4.5: Über Gleichung 4.9 berechnete η -Funktion, die eine Relation zwischen η und der rekonstruierten Ortskoordinate x_0 liefert. Beide in der Literatur gebräuchlichen Darstellungen (vertauschte Achsen) sind gezeigt. Es ist deutlich der bereits erwähnte nicht-lineare Zusammenhang der Ladungsaufteilung zwischen den Auslestreifen zu erkennen [4].

Befinden sich zwischen den Auslestreifen zusätzlich noch nicht-kontaktierte Zwischenstreifen, haben diese entscheidenden Einfluss auf die Ladungsaufteilung und damit auch auf die Form der η -Funktion. Rein formeltechnisch haben Zwischenstreifen keinen Einfluss auf die η -Funktion, da lediglich die auszulesenden, also kontaktierten Streifen für die Berechnung herangezogen werden. Das Resultat jener Berechnung ändert sich jedoch maßgeblich, was in Abbildung 4.6 veranschaulicht ist.

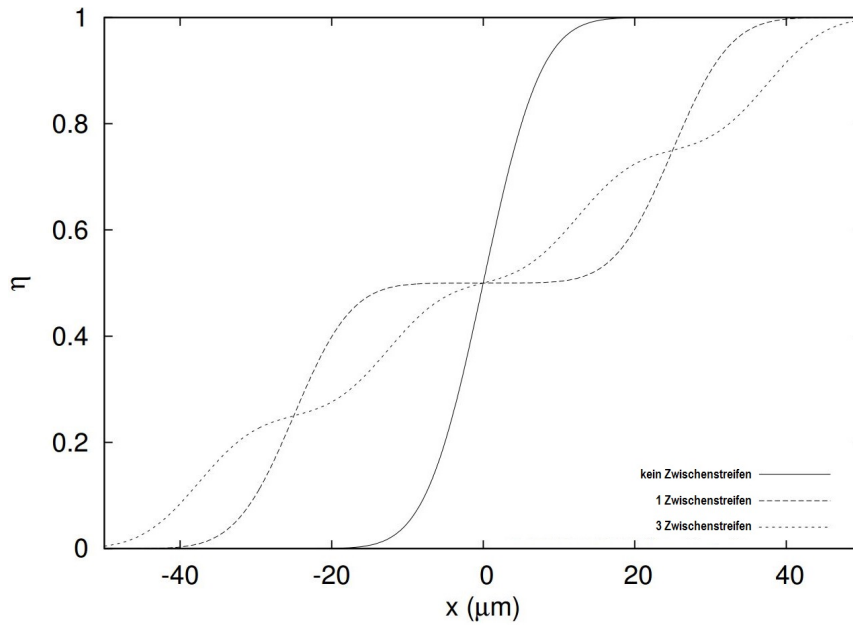


ABBILDUNG 4.6: Schematische Darstellung verschiedener η -Funktionen abhängig von der Anzahl der Zwischenstreifen [54].

Ladung, welche von einem Zwischenstreifen aufgesammelt wird, teilt sich über kapazitive Kopplung auf die benachbarten Auslestreifen sowie die Sensorrückseite auf. Somit lässt sich die vom Zwischenstreifen gesammelte Ladung Q_{ges} in drei von den Kapazitäten (C_b und $C_{i_links} = C_{i_rechts} = C_i$) abhängige Teile (Q_b, Q_l, Q_r) gliedern [54]:

$$Q_{ges} = Q_{ges} \left(\underbrace{\frac{C_b}{C_b + 2C_i}}_{Q_b} + \underbrace{\frac{C_i}{C_b + 2C_i}}_{Q_l} + \underbrace{\frac{C_i}{C_b + 2C_i}}_{Q_r} \right), \quad (4.10)$$

C_b entspricht dabei der Kopplung mit der Sensorrückseite und C_i der Kopplung mit den jeweiligen benachbarten Streifen. Der Ladungsanteil Q_b , welcher an die Sensorrückseite abgegeben wird, wird von der Auslese nicht erfasst und geht damit verloren. Der verbliebene Teil der Ladung Q teilt sich, im Falle eines einzelnen zentralen Zwischenstreifens, gleichmäßig als Q_l und Q_r auf die benachbarten Streifen auf und gliedert sich dort wiederum jeweils in drei Teile [54]:

$$Q_{l,r} = Q_{l,r} \left(\underbrace{\frac{C_b}{C_a + C_b + \frac{1}{2}C_i}}_{q_b} + \underbrace{\frac{C_a}{C_a + C_b + \frac{1}{2}C_i}}_{q_a} + \underbrace{\frac{1}{2} \frac{C_i}{C_a + C_b + \frac{1}{2}C_i}}_{q_{l,r}} \right), \quad (4.11)$$

C_b entspricht dabei wieder der Kopplung mit der Sensorrückseite, C_a der Kopplung mit der Ausleseelektronik und C_i der Kopplung mit dem Nachbarstreifen. Die Teilladungen q_b , q_a und $q_{l,r}$ teilen sich entsprechend der Kapazitäten auf die Sensorrückseite, die Auslese und die jeweiligen Nachbarstreifen auf. Mit der hiesigen Sensorgeometrie ist durchaus davon auszugehen, dass die Kopplung mit der Sensorrückseite deutlich kleiner ist als jene zwischen benachbarten Streifen ($C_b \ll C_i$), welche wiederum deutlich kleiner ist, als die Kopplung mit der Auslese ($C_i \ll C_a$). Unter eben dieser Bedingung lässt sich der Mechanismus der Ladungsaufteilung

4.1.2.3 η -Funktion (Streifenzahl > 2)

Die η -Koordinate und die daraus folgende η -Funktion lassen sich auch dann ermitteln, wenn sich die im Sensor deponierte Ladung auf mehr als zwei Elektroden verteilt. Folglich muss zur Berechnung der η -Koordinate dann der zusätzliche getroffene Streifen mit berücksichtigt werden. Nach [51] sieht die entsprechende Gleichung für drei getroffene (kontaktierte) Elektroden wie folgt aus:

$$\eta = \frac{Q_1 + 2 \cdot Q_2}{Q_0 + Q_1 + Q_2}, \quad \in [0...2] \quad (4.12)$$

Dabei stehen Q_0 , Q_1 und Q_2 jeweils für die aufgesammelten Ladungen des linken, mittleren und rechten Auslestreifens und analog zu 4.7 (bzw. 4.8) gibt das Ergebnis für η den Ladungsschwerpunkt an. Tatsächlich ist Gleichung 4.12 nichts anderes als die zweimalige aufsummierte Anwendung der η -Koordinatenberechnung für Zweistreifentreffer, wobei für die erste Berechnung Q_0 zusammen mit Q_1 als (ein) linker und Q_2 als rechter und für die zweite Berechnung Q_0 als linker und Q_1 zusammen mit Q_2 als (ein) rechter Streifen mit den jeweiligen gesammelten Ladungen angesehen wurden.

Für beliebige Elektrodenzahlen n lässt sich die η -Koordinate wie in Gleichung 4.13 gezeigt schreiben. Dabei ist zu beachten, dass bei genügend getroffenen Elektroden (also bei $2\sigma \geq p$, vergleiche Abschnitt 4.1.2.1) die Trefferrekonstruktion mittels „center of gravity“ wieder hinreichend genau ist.

$$\eta = \frac{\sum_{i=0}^{n-1} i \cdot Q_i}{\sum_{i=0}^{n-1} Q_i}, \quad \in [0...n-1] \quad (4.13)$$

4.1.2.4 Ladungswolkenverteilung

Die η -Verteilung (siehe Abbildung 4.4) kann in Kombination mit Relation 4.9 dazu benutzt werden, die Verteilung der Ladungswolke um den Interaktionspunkt x_0 zu bestimmen; jedem Bin der Verteilung $dN/d\eta$ lässt sich mittels Gleichung 4.9 ein x_0 -Wert zuordnen, sodass mit Hilfe der entsprechenden Rekonstruktion [4]

$$\frac{dN}{d\eta} = \frac{N_0}{p} \frac{1}{f(-x_0)} \quad (4.14)$$

die Ladungsverteilungsfunktion bestimmt werden kann (beispielhaft gezeigt in Abbildung 4.8). Mittels Gauß-Fit lassen sich aus den gewonnenen Parametern Rückschlüsse auf eventuelle externe Einflüsse ziehen. Im hier gezeigten Beispiel ist der Einfluss eines externen Magnetfeldes gezeigt, welches mittels Lorentzkraft die Ladungswolke in Richtung einer der Auslestreifen (abhängig von der Polarisierung) verschiebt. Ebenso hat [4] gezeigt, dass eine Erhöhung der Depletionsspannung in einer kleineren Ladungswolke resultiert, bedingt dadurch, dass eine höhere Spannung die Ladungswolke stärker zu den Elektroden zieht, welche infolge dessen weniger Zeit hat, auseinander zu driften.

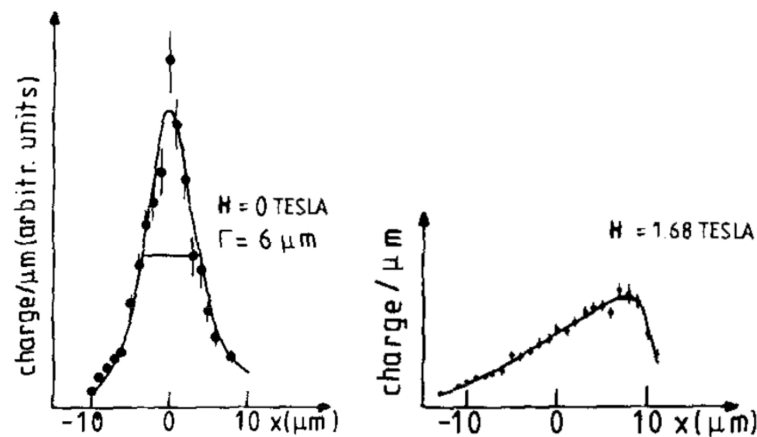


ABBILDUNG 4.8: Beispiel einer Ladungsverteilungsfunktion ohne (links) und mit (rechts) dem Einfluss eines externen Magnetfeldes [4].

4.2 Kalibrierung der Einzelstreifensignale

Um die digitale Pulshöheninformation eines jeden Auslesekanals als Analogon für die aufgesammelte Ladungsmenge sinnvoll verwenden zu können, muss sichergestellt werden, dass der Sensor für alle Kanäle bei gleichen Ladungsmengen auch entsprechend gleiche Signale liefert. Speziell die Algorithmen, welche benachbarte Streifentreffer zu Clustern bündeln, sind auf klar definierte und aufeinander abgestimmte Ausgangssignale der jeweiligen Kanäle angewiesen. Trotz identischer Frontends und Vorverstärker für die einzelnen Kanäle, treten bauteilspezifische Verstärkungsfaktoren auf, welche zu unterschiedlichen Amplitudeninterpretationen führen. Mittels Kalibrierungsmessungen werden eben solche ungewollten Bauteileinflüsse ausgeglichen. Dabei werden durch einen Pulsgenerator klar definierte Ladungsmengen in jeden der 128 Kanäle eines jeden Frontends injiziert und ausgewertet. Als Ladungsmenge können Pakete zu je 625 Elektronen gewählt werden. Dazu wird in einem ICAL-Register des APV-25 Frontends die entsprechende Paketzahl eingetragen, bzw. eine Messreihe mit ansteigenden injizierten Ladungsmengen durchgeführt [31],[54].

Aus der Zahl der injizierten Elektronen zusammen mit den korrelierten Pulshöhen lässt sich ein (innerhalb eines gewissen Wertebereichs) linearer Zusammenhang zwischen deponierter Ladungsmenge und resultierender Pulshöhe für jeden einzelnen Kanal ermitteln. In Abbildung 4.9 wird eben dieser Zusammenhang für einen der Kanäle gezeigt. Bis zu einem ICAL-Wert von ca. 80, der 50.000 Elektronen entspricht, ist der lineare Verlauf gut zu erkennen. Für größere Mengen an injizierten Elektronen flacht die digitalisierte Amplitude ab.

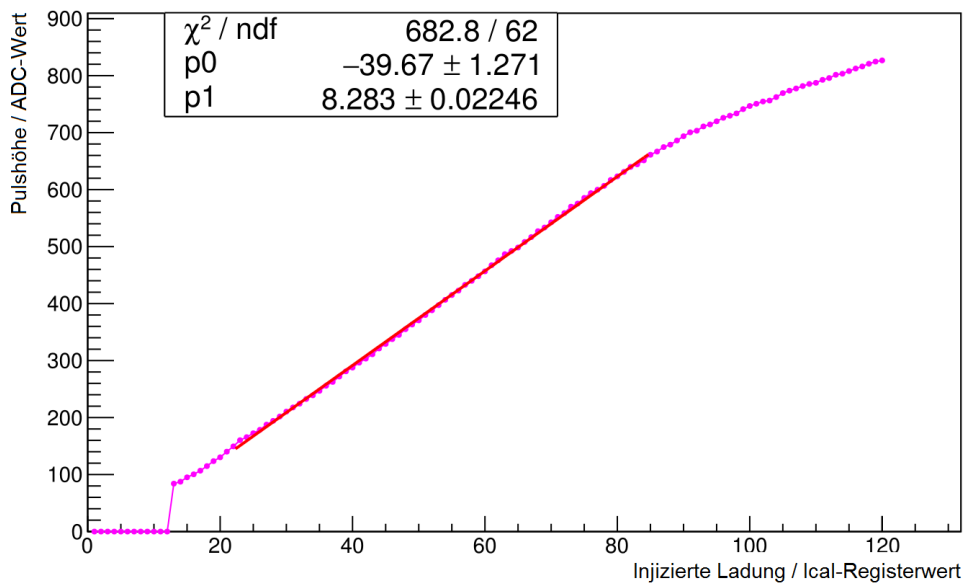


ABBILDUNG 4.9: Gezeigt ist der FE Gain für einen einzelnen ausgewählten Kanal 210. Die Energiekalibrierung wurde durchgeführt mittels der internen Ladungsinjektion in die jeweiligen Auslesekanäle. Der Gain bei steigenden Ladungsinjektionen lässt sich mittels einer linearen Funktion (innerhalb des gezeigten Wertebereichs), die über die Werte gefittet wird, parametrisieren. Die über diesen ausgewählten Kanal berechnete lineare Funktion des Gains dient als Referenz für alle anderen Kanäle.

Die Linearität zwischen injizierten Elektronen und resultierender Pulshöhe ist mit Hilfe einer näherungsweise offset-losen linearen Funktion in Abbildung 4.9 deutlich gemacht. Die Abweichung der Messwerte von dieser Ideallinie ist in der folgenden Grafik 4.10 gezeigt und veranschaulicht die gute Näherung mittels einer Geraden bis hin zum Abflachen der Pulsausgabe, bis zu der sich die Detektorantwort auf die injizierten Elektronen also wie folgt formulieren lässt:

$$ADC_{Counts} = p_0 \cdot ICAL + p_1, \quad (p_1 \approx 0) \quad (4.15)$$

wobei hier ADC_{Counts} für die resultierende Amplitude, p_0 für die Steigung der Geraden, $ICAL$ für die injizierte Ladungsmenge und p_1 für den Offset steht.

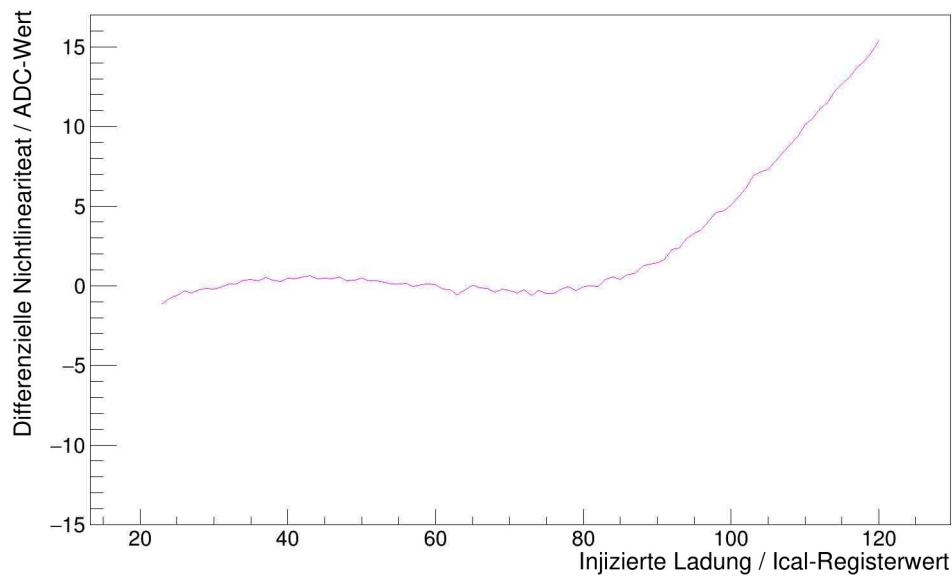


ABBILDUNG 4.10: Abweichung der gemessenen Pulshöhe des ausgewählten Kanals 210 vom „idealen“ (gefitteten) Wert.

Im Idealfall sollten alle Kanäle einen identischen Anstieg (sprich ein identisches p_0) der Amplitudenausgabe zeigen, was die „Reaktion“ des Sensors auf eine detektierte Ladung widerspiegelt. Wie jedoch in Abbildung 4.11, in der die Pulshöhe bei unterschiedlichen Elektronenzahlen für alle vorhandenen Kanäle gezeigt ist, eindeutig zu erkennen ist, weisen die Steigungen deutliche Unterschiede auf. Besonders gravierend sind diese Unterschiede zwischen den Ausgängen der n- und p-Seite (durch farbliche Trennung deutlich gemacht).

Diese Unterschiede gilt es anzugleichen; dazu werden für alle Kanäle die jeweiligen Steigungen bestimmt und die entsprechenden (p_0 -)Werte, wie in Abbildung 4.13 gezeigt, miteinander verglichen und anschließend mithilfe eines Kalibrierungsfaktors auf einen gemeinsamen Wert normiert.

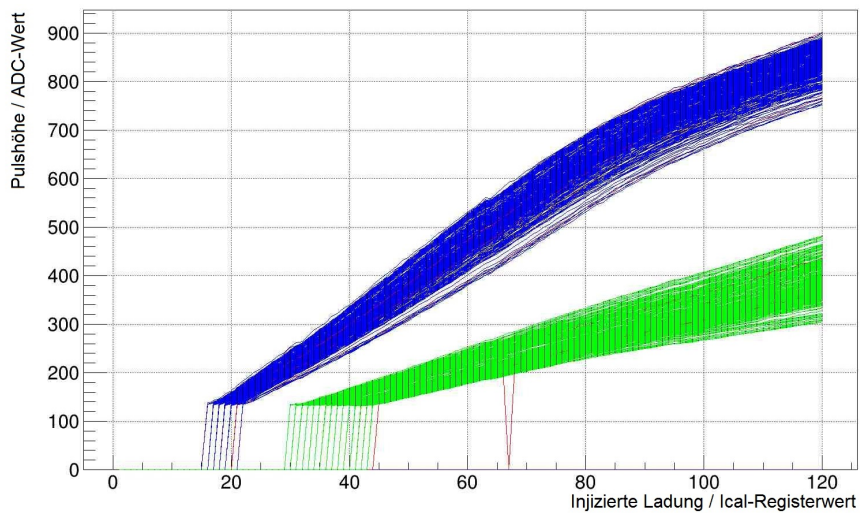


ABBILDUNG 4.11: Gezeigt ist der FE Gain für alle Kanäle. Die jeweiligen Pulshöhen bei steigenden injizierten Ladungsmengen zeigen einen unterschiedlichen Gain der Auslesekanäle, die auf einen Wert (vorgegeben durch den Referenzkanal aus Abbildung 4.9) normiert werden müssen. Die grünen Daten entsprechen dabei den Pulshöhen der Kanäle der p-Seite, die blauen somit denen der n-Seite.

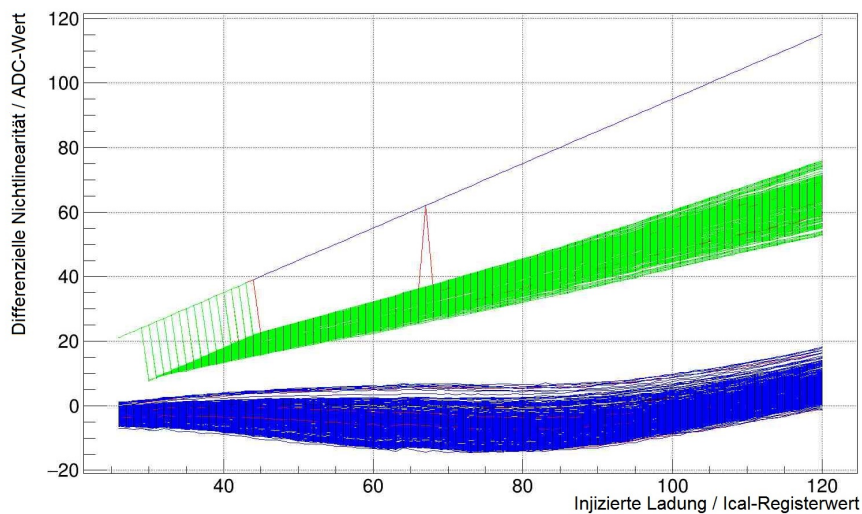


ABBILDUNG 4.12: Hier ist Abweichung aller Kanäle vom Referenzwert des ausgewählten Kanals aus Abbildung 4.9 gezeigt, die es auszugleichen gilt. Die grünen Daten gehören zu den Werten der p-Seite des Sensors, die blauen Daten entsprechend zu den Werten der n-Seite.

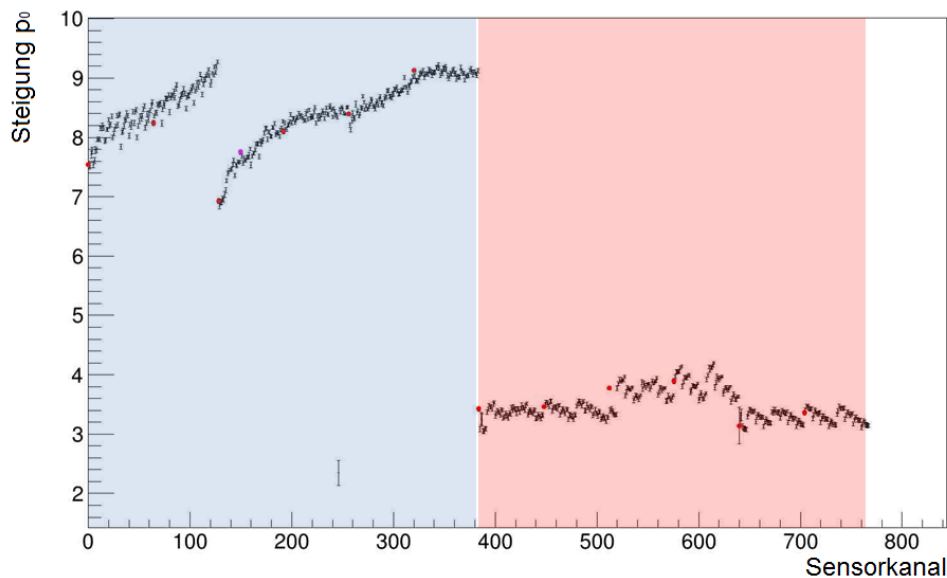


ABBILDUNG 4.13: Gezeigt sind die jeweiligen Steigungen (p_0 -Werte) aller Auslesekanäle der vermessenen 6 Frontends. Zwischen den einzelnen Frontends, insbesondere zwischen denen unterschiedlicher Sensorseiten, sind „Sprünge“ in den Steigungen zu erkennen, die über einen Kalibrierungsfaktor ausgeglichen werden. Die blau markierten Kanäle entsprechen dabei den Kanälen der n-Seite, die rot markierten denen der p-Seite.

Die einheitenlosen Kalibrierungsfaktoren, welche die einzelnen Steigungen aufeinander abstimmen, werden bei allen Messungen mit der zugehörigen Amplitude der Kanäle verrechnet und sorgen für die geforderte einheitliche Detektorantwort.

Das Resultat einer solchen Kalibrierung ist in Grafik 4.14 veranschaulicht. Bei dieser Messung wurde mit dem in Kapitel 3.1.2 beschriebenen Infrarotlaser auf den Sensor gestrahlt und für die jeweiligen Ereignisse die zusammengehörigen Amplituden von n- und p-Seite gegeneinander aufgetragen. Erwartungsgemäß sollten für beide Seiten identische (Cluster-)Amplitudenwerte für ein und dasselbe Ereignis registriert werden, werden doch positive (Elektronenlöcher) und negative Ladungen (Elektronen) paarweise erzeugt und registriert. Es ist jedoch in Abbildung 4.14 oben zu erkennen, dass sich ohne eine Kalibrierung die Digitalisierungen der deponierten Ladungen in hohem Maße voneinander unterscheiden. Nach der Kalibrierung hingegen liegen die Pulshöhen wie erwartet auf einem vergleichbaren Level, zu sehen in Abbildung 4.14 unten. Doch auch nach der Kalibrierung lassen sich noch leichte Unterschiede der jeweiligen Amplitudenhöhen erkennen, wie an der Abweichung der Messwerte von der roten Geraden aus Abbildung 4.14 unten zu sehen ist, welche den Fall exakt gleicher Amplituden ($Q_n = Q_p$) widerspiegelt. Die zu erkennende Abweichung ist darin begründet, dass bei der Kalibrierung die entsprechenden Ladungen direkt in die Auslesekanäle injiziert und folglich auch vollständig registriert werden. Bei der Deponierung einer Ladungswolke in den Sensorbulk, muss diese zunächst die Auslestreifen erreichen. Dabei wird ein Teil der Ladung auch von den auf der p-Seite verbauten Zwischenstreifen aufgesammelt und wie in Kapitel 4.1.2.2 beschrieben, kapazitiv an die benachbarten Auslestreifen weitergegeben. Die dabei auftretenden Verluste bedingen eine leicht geringere Amplitudenausbeute

für die p-Seite, deren Effekt bei der direkten Injektion der Ladungen in die Auslesekanäle während der Kalibrierung ausbleibt.

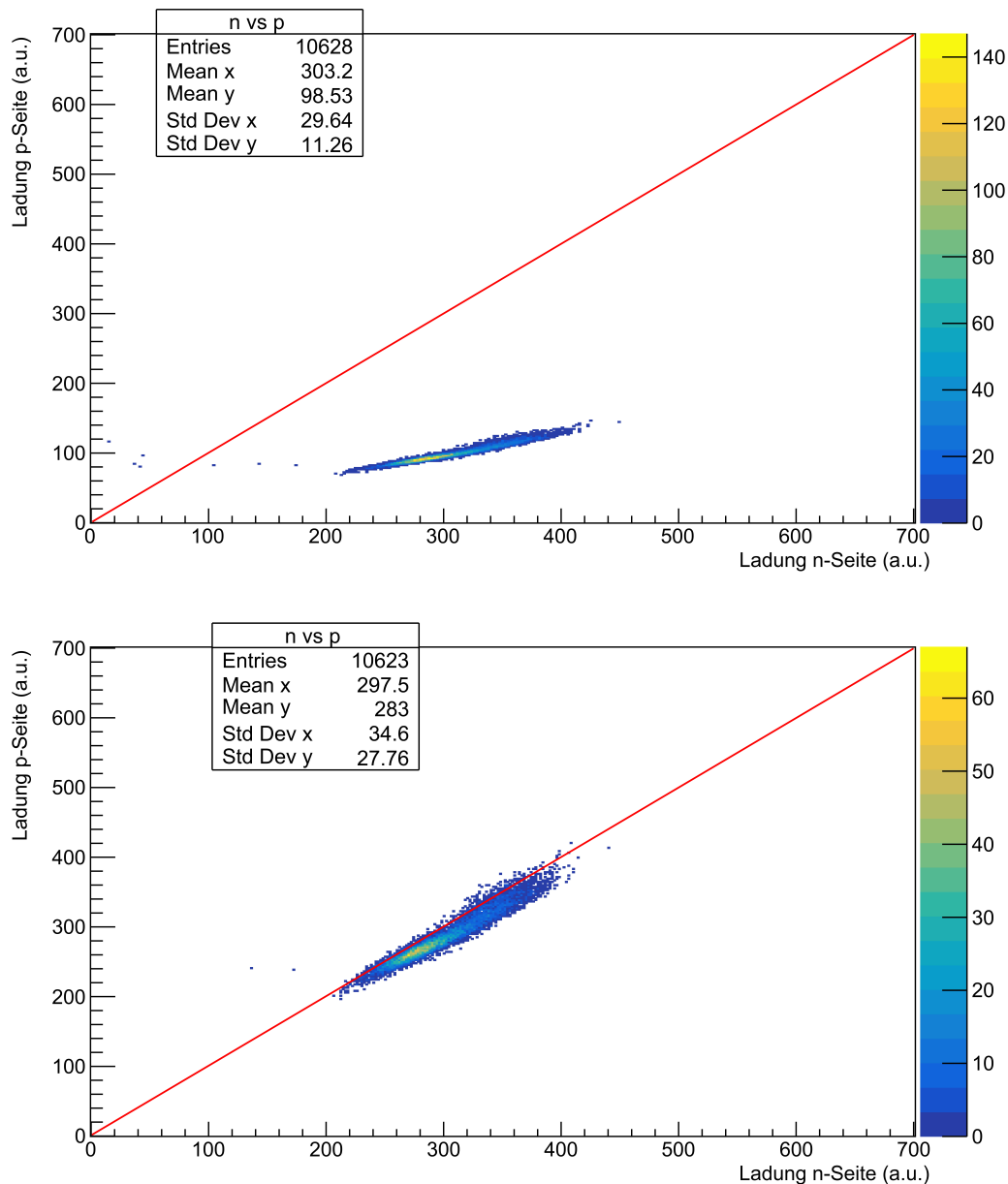


ABBILDUNG 4.14: Gegenüberstellung der jeweiligen Amplituden zusammenhängender Ereignisse der n- und p-Seite vor (oberes Bild) und nach (unteres Bild) einer durchgeführten Kalibrierung. Deutlich erkennbar ist (wie auch schon in Abbildung 4.13), dass vor der Kalibrierung der Gain der jeweiligen Sensorseiten höchst unterschiedlich ist. Nach der Kalibrierung ist der Gain für alle Auslesekanäle weitestgehend aufeinander angepasst.

4.3 Experimentelle Positionsbestimmung mittels „center of gravity“

Die in Abschnitt 4.1.2.1 beschriebene Methode der Berechnung des Ladungsschwerpunktes ist eine einfache Art der Positionsermittlung und in den meisten Fällen der erste Schritt der Analyse. Dabei werden die gesammelten Ladungsmengen benachbarter Auslestreifen mit der jeweiligen Streifenposition multipliziert und durch die gesamte Ladungsmenge geteilt (siehe Gleichung 4.6). Der daraus resultierende Wert stellt im Idealfall die genaue rekonstruierte Position des zu messenden (hier durch einen Laserpuls simulierten) Teilchens dar.

Ist diese Rekonstruktion der Laser- bzw. Tischpositionen über die Sensordaten zuverlässig, sollte ein Vergleich mit den jeweiligen vom Tisch selbst zurückgegebenen Positionen einen perfekt linearen Zusammenhang ergeben. Da die Positionsgenauigkeit des xy-Tisches im Sub- μm -Bereich liegt, werden dessen Werte als Referenz für die „tatsächliche“ Position des Lasers herangezogen. Abbildung 4.15 zeigt jedoch kein ideal lineares Verhalten. Die rekonstruierten Positionen scheinen um die tatsächlichen (vom Tisch zurückgegebenen) Werte zu schwanken, wie in Abbildung 4.16 anhand der Ausgleichsgeraden noch einmal verdeutlicht ist. Die Abweichung vom „Idealverlauf“ (der Ausgleichsgeraden) ist in Abbildung 4.17 gezeigt. Die aus diesen Daten errechenbare mittlere quadratische Abweichung ist ein Maß für die Positionsungenauigkeit der Rekonstruktionsmethode mittels des „center of gravity“ und eine wichtige Vergleichsgröße mit der Rekonstruktionsmethode der η -Funktion aus dem nächsten Kapitel.

Der Grund dafür, dass im Folgenden lediglich Abbildungen der Sensorunterseite gezeigt werden, wird in Kapitel 4.5.1 näher erläutert.

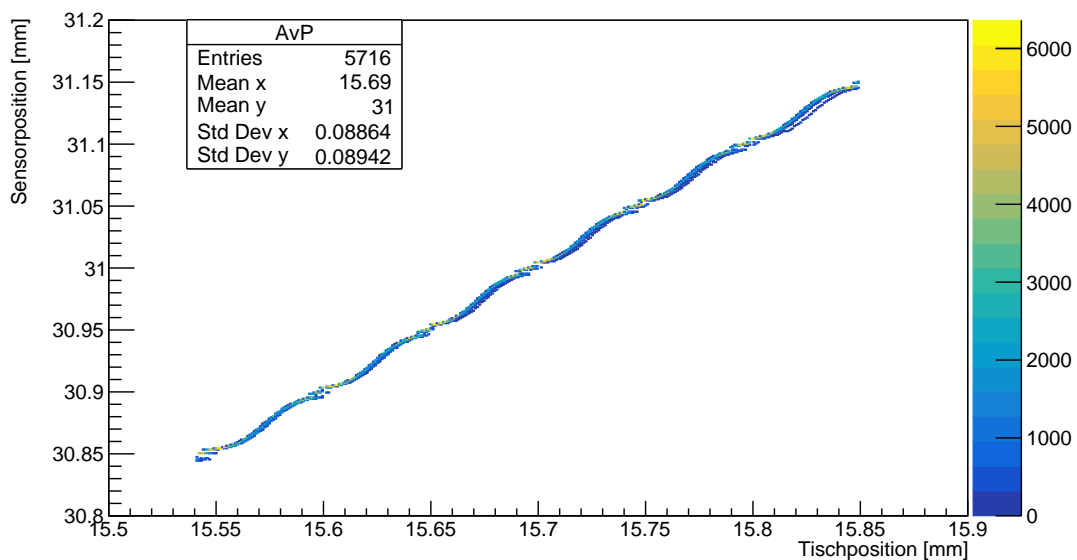


ABBILDUNG 4.15: Gegenüberstellung der mittels „center of gravity“-Methode rekonstruierten und der vom Tisch zurückgegebenen Ortskoordinate für die untere Sensorseite (n-Seite). Von dem Offset der jeweiligen Koordinaten abgesehen (der Sensor liegt nicht im 0-Punkt des xy-Tisches), fällt auch ein „wellenartiges“ Verhalten auf, sprich die Werte schwanken.

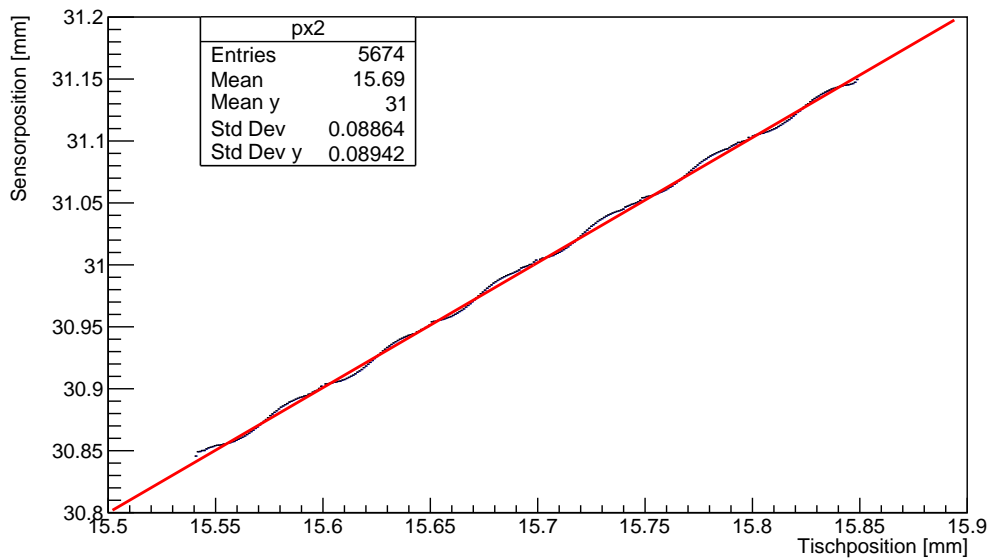


ABBILDUNG 4.16: Die Ausgleichsgerade zeigt den gewünschten linearen Zusammenhang zwischen berechneter und gemessener Ortskoordinate. Die Abweichungen vom „Idealwert“ sind der Ungenauigkeit der „center of gravity“-Methode geschuldet.

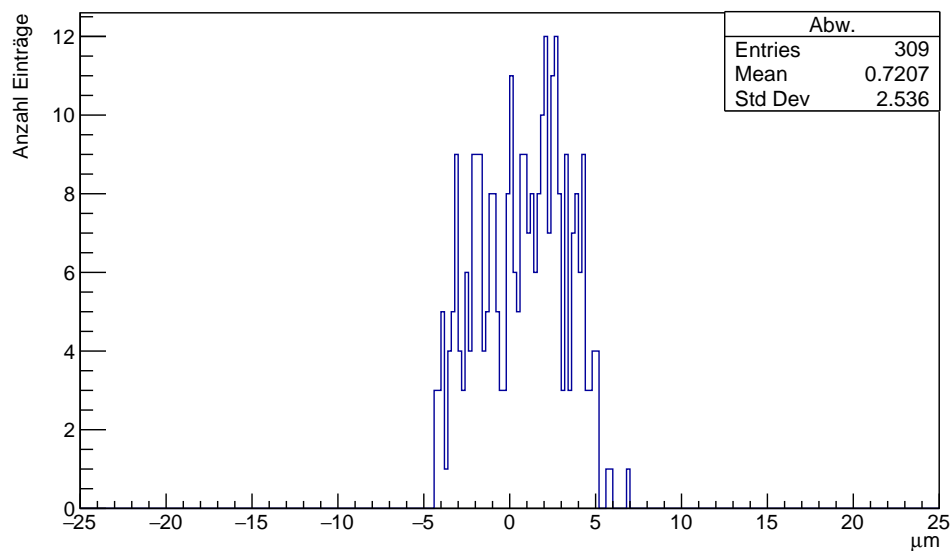


ABBILDUNG 4.17: Abweichung der mittels CoG rekonstruierten Ereignisposition vom in Abbildung 4.16 gezeigten Idealverlauf. Die mittlere quadratische Abweichung ist ein Maß für die Größe der Schwankungen bzw. Abweichungen und damit auch für die mögliche Auflösung.

4.4 Experimentelle Positionsbestimmung mittels „ η -Funktion“

Die im Folgenden gezeigte Analyse mittels der η -Funktion, die bereits in Abschnitt 4.1.2.2 angesprochen wurde, untersucht zunächst genauer die Ladungsaufteilung zwischen benachbarten Auslestreifen. Aus dem Verhältnis der Ladungsaufnahme eines jeden rechten Sensorstreifens zur Gesamtladungsaufnahme der jeweiligen Streifenpaare ergibt sich die sogenannte η -Koordinate, die für jede Position der gleichmäßig abgefahrenen Strecke zwischen den benachbarten Streifen berechnet wird. Im weitesten Sinne entspricht die η -Koordinate also dem „center of gravity“, wobei nun allerdings der jeweils linke Streifen auf die Koordinate „0“ und der rechte Streifen auf Koordinate „1“ gelegt wurde.

In Abbildung 4.18 ist die Häufigkeitsverteilung der η -Koordinate gezeigt. Es fällt auf, dass diese Verteilung einen nicht-linearen Zusammenhang zwischen Ladungsaufteilung und Laserposition beschreibt. Hier lässt sich bereits eine Ursache für die schwankenden Werte bei der Berechnung mittels „center of gravity“ erkennen, da diese Methode den eben hier fehlenden linearen Zusammenhang fordert.

Es fällt auf, dass die Häufigkeit der η -Koordinate zu den Randwerten hin einbricht. Dieses Verhalten ist dem Threshold geschuldet, der bei unterschreiten einer festgelegten Schwelle die aufgenommene Ladung eines Auslestreifens ignoriert, um Rauscheffekte herauszufiltern. Da die deponierte Ladungswolke, bedingt durch die Bewegung des Lasers, kontinuierlich von einem Streifen zum nächsten „wandert“, ändert sich auch das Verhältnis der Ladungsaufteilung. Damit fällt der kleinere Anteil der aufgeteilten Ladung zwangsläufig irgendwann unter den Threshold und wird vernachlässigt. Dies führt genau zu dem Fehlen der Extremwerte (für die hier gezeigten Messung: $\eta < 0,1$ bzw. $\eta > 0,9$) für die η -Koordinate. Damit sind die Randbereiche der η -Verteilung fehlerbehaftet, was für die weitere Analyse berücksichtigt werden muss.

Nichtsdestotrotz kann aus der hier gezeigten η -Verteilung, mittels der in Abschnitt 4.1.2.3 beschriebenen Berechnung 4.13, die η -Funktion und damit der benötigte Zusammenhang von η -Koordinate und Signalposition bestimmt werden (gezeigt in Abbildung 4.19).

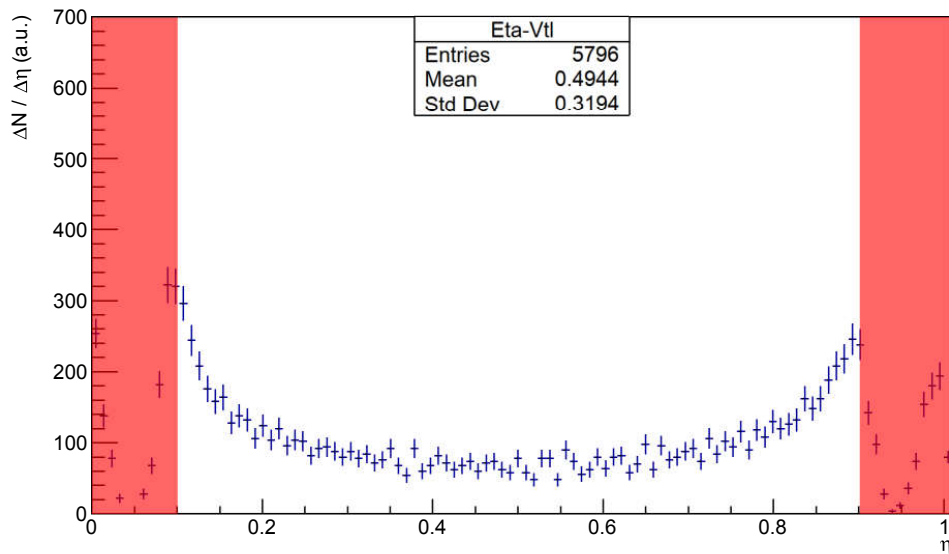


ABBILDUNG 4.18: Häufigkeitsverteilung der η -Koordinate. Wegen des Thresholds bricht die Häufigkeit der Verteilung zu den Randwerten hin ein, da beim Unterschreiten des festgelegten Grenzwertes die erfasste Ladung verworfen wird, wodurch die rot markierten Randbereiche der Verteilung fehlerbehaftet sind.

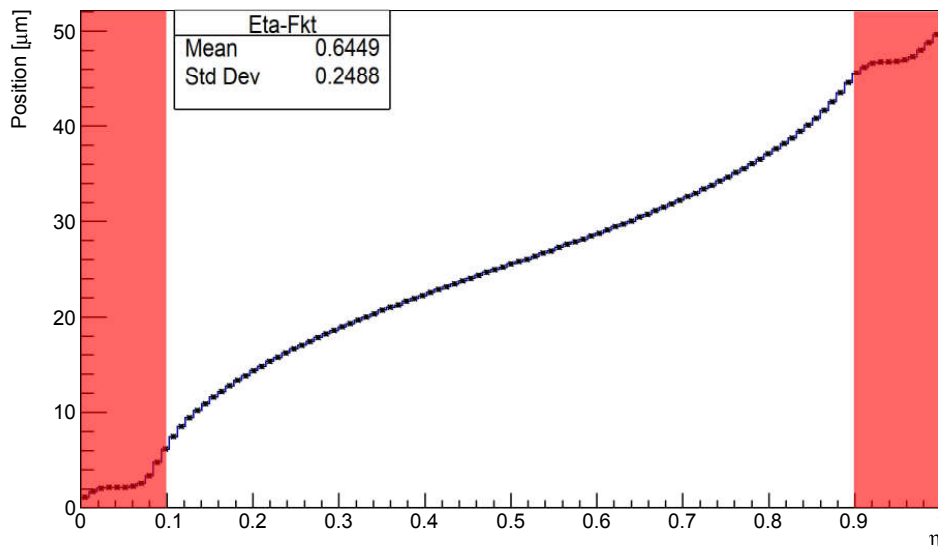


ABBILDUNG 4.19: Rekonstruierte η -Funktion berechnet aus dem Integral der η -Verteilung. Wie bei der η -Verteilung auch, sind die rot markierten Randbereiche hier aufgrund des Einflusses des Thresholds fehlerhaft.

Die Form der η -Funktion zeigt ebenfalls deutlich den nicht-linearen Zusammenhang

zwischen Ladungsaufteilung und Ereignisposition. Für den Fall, dass gar keine Ladungsteilung zwischen den Auslestreifen stattfände, entspräche die Form der η -Funktion einer Stufenfunktion mit einem Schwellenwert von $\eta = 0,5$. Je gleichmäßiger jedoch die Ladung aufgeteilt wird, desto linearer wird die Form der η -Funktion und nähert sich schließlich einer Geraden an.

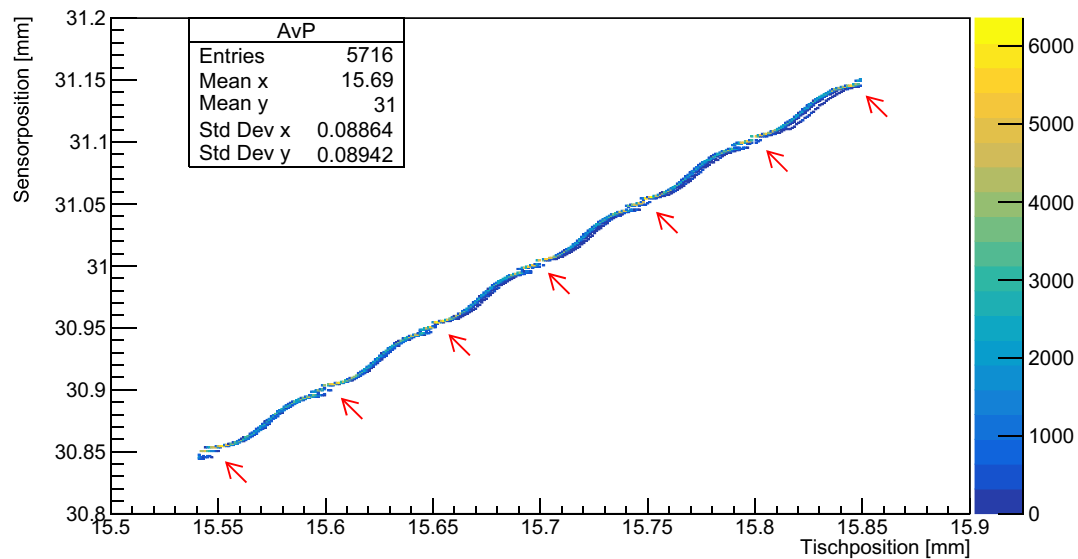
Somit vermittelt bereits die Form der η -Funktion einen ersten Eindruck hinsichtlich des Einflusses auf die Ortsrekonstruktion. Je deutlicher ihr Verlauf von einer Geraden abweicht, desto größer ist damit der Unterschied zur „center of gravity“-Rekonstruktion und desto deutlicher ist folglich der Zugewinn an Rekonstruktionsgenauigkeit durch ihre Anwendung.

Da die η -Funktion auf der η -Verteilung fußt, sind in Abbildung 4.19 die Randbereiche (für $\eta < 0,1$ bzw. $\eta > 0,9$), bedingt durch den Threshold, zwangsläufig ebenfalls fehlerbehaftet. Für die folgende Rekonstruktion werden diese Bereiche deshalb ignoriert und die zugehörigen Positionen entsprechender η -Werte auf exakt „0“ bzw. „1“, also auf die Streifenkoordinaten, gelegt.

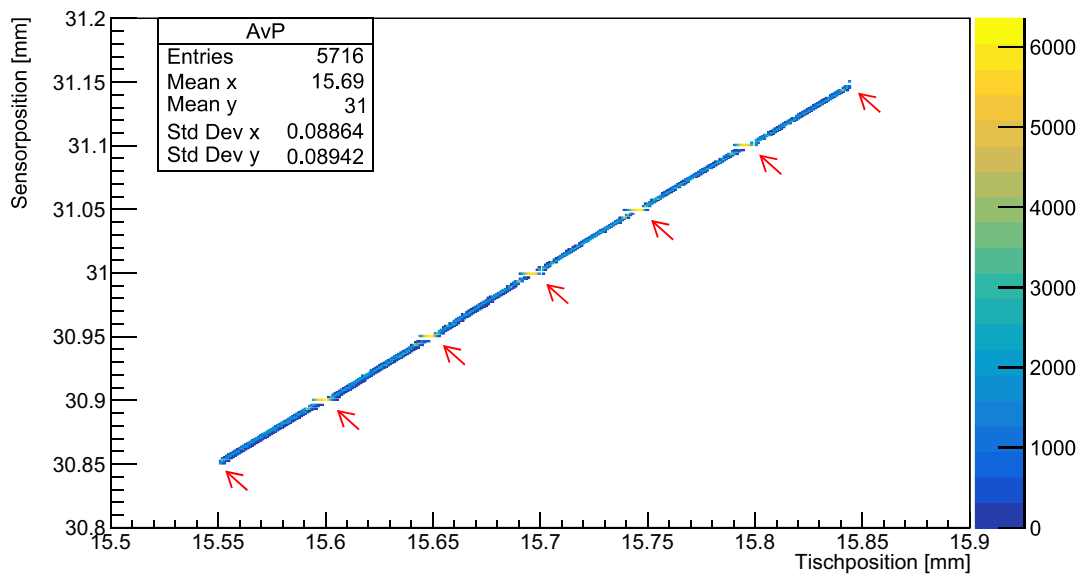
Die Anwendung der η -Funktion auf die Ortsrekonstruktion linearisiert den Zusammenhang zwischen tatsächlicher und rekonstruierter Ereignisposition, was in Abbildung 4.20b zu sehen ist. Der direkte Vergleich mit Abbildung 4.20a in der noch einmal die mittels „center of gravity“-Methode rekonstruierte Ereigniskoordinate gegen die tatsächliche Position gezeigt ist, veranschaulicht den resultierenden Unterschied beider Rekonstruktionsmethoden. Die markierten „Sprünge“ im Datenverlauf beider Abbildungen aus 4.20 entsprechen eben jenen Stellen, an denen die aufgeteilte Ladung eines Streifens unterhalb des Thresholds liegt. Näheres dazu folgt in Kapitel 4.8.

Wird durch die mittels η -Funktion rekonstruierten Messwerte aus Abbildung 4.21 dieselbe Ausgleichsgerade gelegt, wie durch die Messwerte der „center of gravity“-Methode aus Abbildung 4.16 fällt auf, dass die „Schwankungen“ um den Idealverlauf deutlich reduziert sind. Damit wird schließlich der gewünschte lineare Zusammenhang zwischen tatsächlicher und rekonstruierter Ereignisposition erreicht. Die Abweichung vom Idealverlauf ist in Abbildung 4.22 dargestellt. Wie erwartet, kann die Positionsgenauigkeit dank der η -Funktion verbessert werden, wie sich anhand der mittleren quadratischen Abweichung (verglichen zu der aus Abbildung 4.17) belegen lässt. „Größere“ Abweichungen vom gewünschten linearen Verhalten zwischen tatsächlicher und berechneter Position sind lediglich noch an den in Abbildung 4.20 markierten Stellen nahe der Auslestreifen zu erkennen, wo der Threshold massiven Einfluss auf die „Wahrnehmung“ der Ladungsteilung hat.

Leichte Unterschiede in den Mean-Werten der dargestellten Abweichungen vom Idealverlauf (Abbildungen 4.17 bzw. 4.22) sind das Resultat eines nicht exakt senkrechten Messverlaufs. Diese Thematik wird in Abschnitt 4.5.2.2 noch genauer behandelt.



(A) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. berechnete CoG-Ereignisposition der unteren Sensorseite (n-Seite).



(B) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. berechnete η -Ereignisposition der unteren Sensorseite (n-Seite).

ABBILDUNG 4.20: (A) Mittels „center of gravity“-Methode rekonstruierte Ereignisposition verglichen mit der tatsächlichen, vom xy-Tisch zurückgegebenen Position. Es zeigen sich Abweichungen vom linearen Zusammenhang beider Vergleichsgrößen und damit die Schwächen dieser Rekonstruktionsmethode.

(B) Mittels η -Funktion rekonstruierte Ereignisposition verglichen mit der tatsächlichen, vom xy-Tisch zurückgegebenen Position. Verglichen zu (A) zeigt sich ein deutlich linearisiertes Verhalten, was für die Qualität der η -Rekonstruktion spricht.

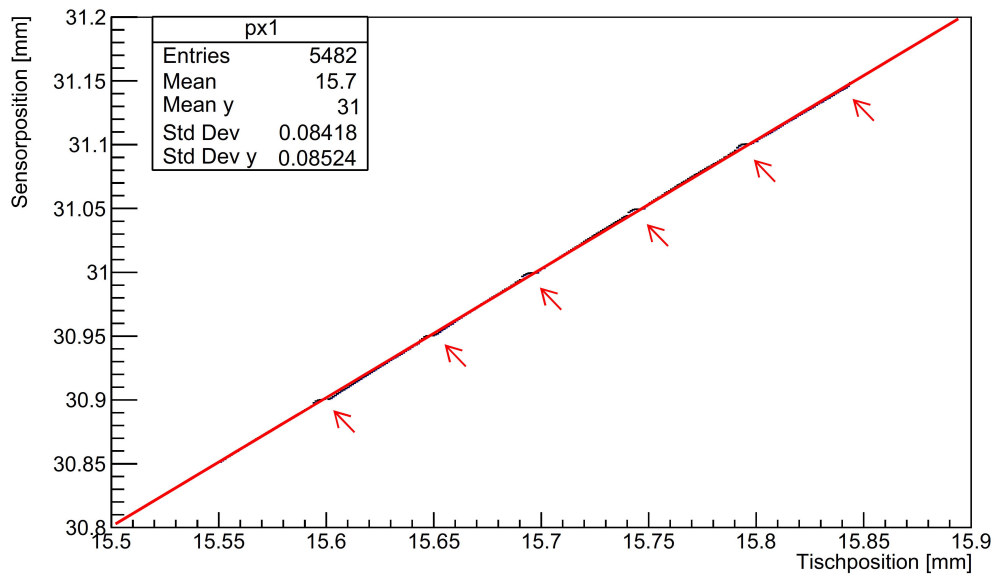


ABBILDUNG 4.21: Die Ausgleichsgerade zu Abbildung 4.20b zeigt den gewünschten linearen Zusammenhang zwischen berechneter und gemessener Ortskoordinate und stimmt mit den Werten der η -Rekonstruktion sehr gut überein. Die Abweichungen an den markierten Stellen sind dem Threshold geschuldet, aufgrund dessen der Sensor zu geringe Ladungsmengen ignoriert und damit nur noch eine digitale Streifenantwort mit höherer Ungenauigkeit liefert.

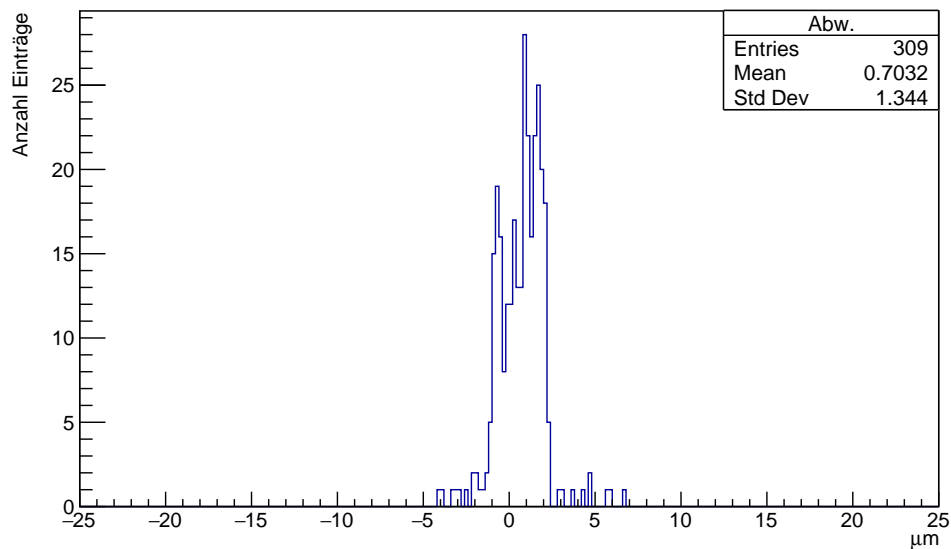


ABBILDUNG 4.22: Abweichung der mittels η -Funktion rekonstruierter Ereignispositionen vom in Abbildung 4.21 gezeigten Idealverlauf. Die mittlere quadratische Abweichung ist bei der hier gezeigten η -Rekonstruktion geringer als bei der Berechnung mittels der GoG-Methode.

4.4.1 Ladungswolke

Wie in Kapitel 4.1.2.4 beschrieben, lässt sich aus den gewonnenen Daten die Verteilung der Ladungswolke berechnen, welche in Abbildung 4.23 gezeigt ist. Das gezeigte Intervall entspricht dem Streifenpitch und der Interaktionspunkt ist in dieser Darstellung auf „0“ gelegt. Die Ladungswolke ist gaußförmig um den Interaktionspunkt verteilt; dabei ist zu beachten, dass die Verteilung an den Rändern des Intervalls fehlerbehaftet ist. Ursache dessen ist der Threshold, welcher wie bereits im vorherigen Kapitel veranschaulicht, eine Verfälschung der Messwerte für große bzw. kleine η -Werte verursacht. Entsprechend sind jene Randbereiche von der Kalkulation der Ladungsverteilung auszuschließen. Die Fitparameter verdeutlichen, dass die Ladung symmetrisch um die Trefferposition verteilt ist, wie es bei einer zur Sensorfläche senkrechten Trajektorie ohne weitere externe Einflüsse auch zu erwarten ist. Die Halbwertsbreite der Gaußverteilung und damit die Ladungswolke an sich, ist vergleichsweise groß (vergleiche mit [4] und [54]). Dies hängt damit zusammen, dass der Laserstrahl mit einem Mindestdurchmesser am Fokuspunkt von $10,3\ \mu\text{m}$ deutlich breiter ist, als ein ionisierendes Teilchen; folglich ist die vom Laserstrahl erzeugte Ladungswolke von Grund auf breiter.

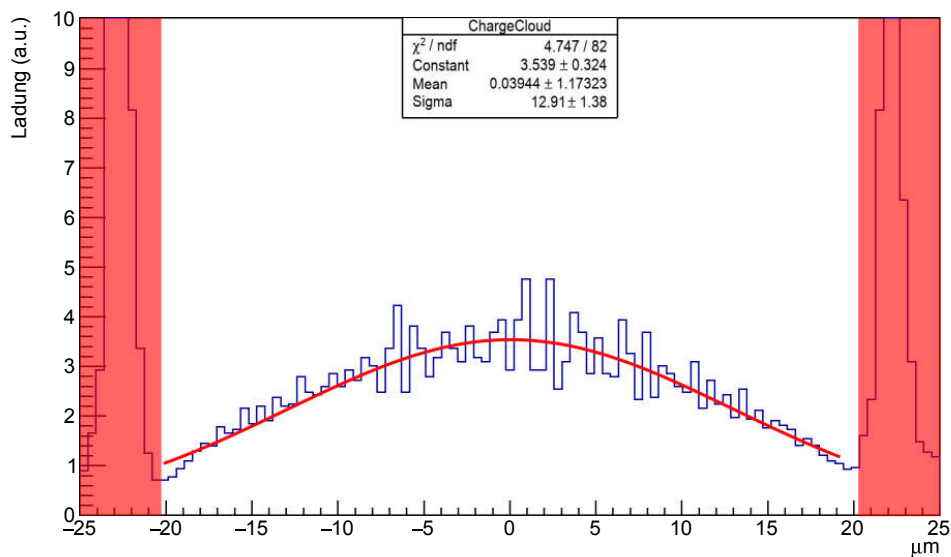


ABBILDUNG 4.23: Darstellung der Ladungswolkenverteilung

4.5 Einfluss der Aluminiumstreifen

Wie bereits erwähnt, wurde für die Messungen ein Infrarotlaser verwendet. Diese Wellenlänge wurde gezielt wegen ihrer Fähigkeit Silizium zu durchdringen ausgewählt. Die Sensoren sind zwecks Kontaktierung mit Aluminiumstreifen versehen, die das Laserlicht reflektieren und damit die Messungen maßgeblich beeinflussen. Je nachdem, ob das Laserlicht beim Eindringen oder Verlassen des Sensors an dessen Aluminiumstreifen reflektiert wird, gestaltet sich dieser Einfluss höchst unterschiedlich, was in diesem Kapitel behandelt wird.

4.5.1 Einfluss der oberen Aluminiumstreifen

Zur Bestimmung der η -Funktion ist, wie in Kapitel 4.1.2.2 bereits angegeben, eine Gleichverteilung von Treffern des gesamten Bereichs zwischen (mindestens) zwei Auslesestreifen nötig. Um das zu gewährleisten, wird der Laserkopf in kleinstmöglichen Schritten von oben quer zu den beobachteten Streifen verfahren. Für den Fall der oberen Auslesestreifen bedeutet das aber, dass der Laserstrahl vom Aluminium reflektiert wird und an den besagten Stellen gar nicht erst in den Sensor eindringt (veranschaulicht in Abbildung 4.24). Damit kann von einer Gleichverteilung von Treffern zwischen den Streifen keine Rede mehr sein. In Abbildung 4.25 ist die deponierte Ladung auf beiden Sensorseiten an der jeweiligen Tischposition gezeigt und man sieht deutlich, dass im Abstand von $50\ \mu\text{m}$ die deponierte Ladung einbricht. Das sind eben jene Positionen, an denen der Laserstrahl blockiert wird. Gewünscht bzw. benötigt würde an dieser Stelle ein durchgehend konstanter Wert an deponierter Ladung.

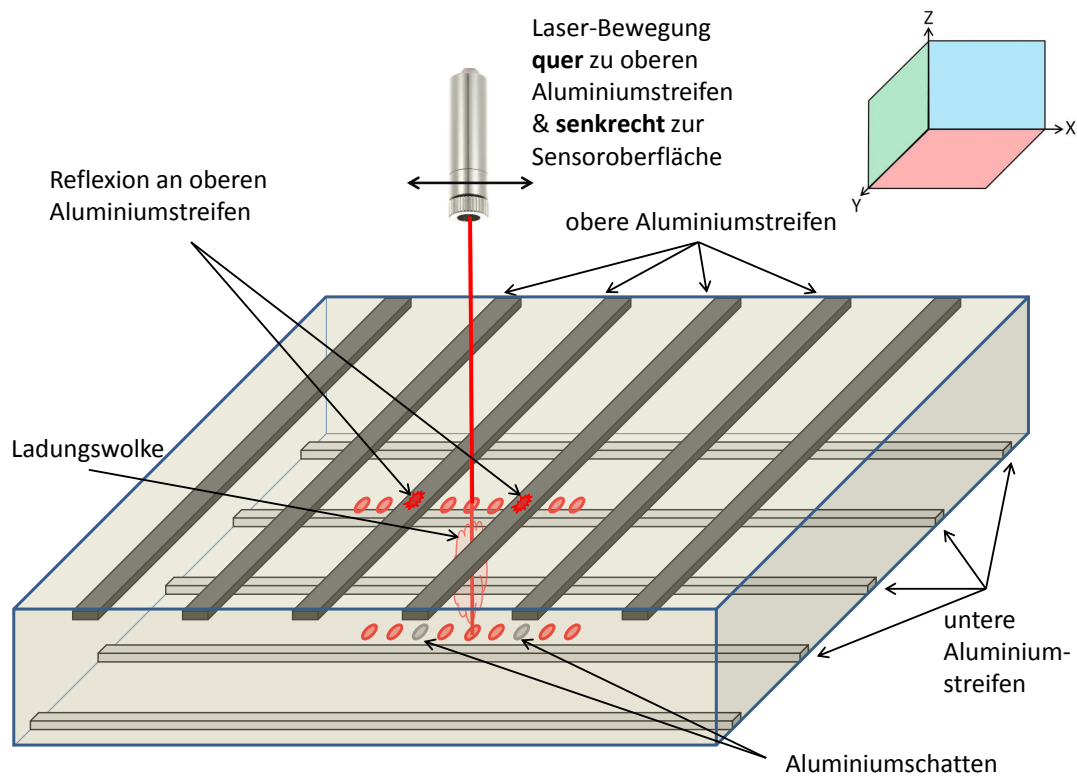
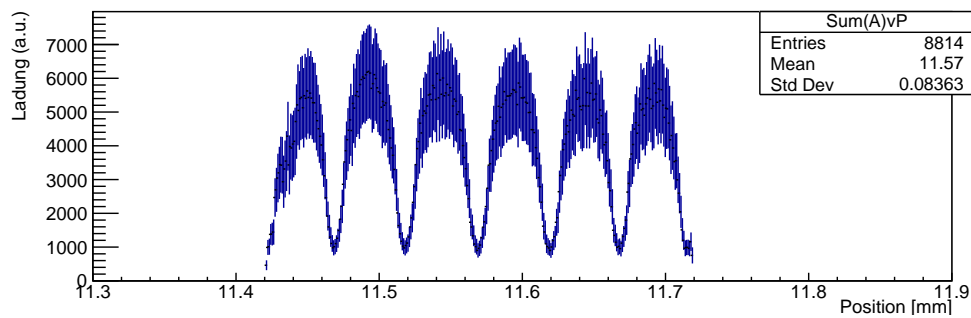
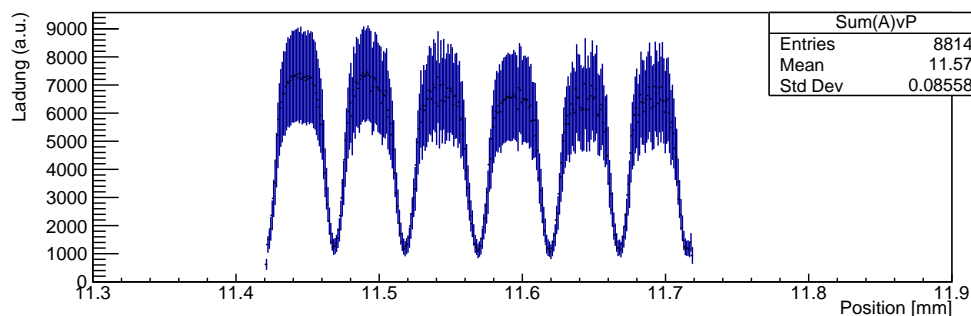


ABBILDUNG 4.24: Schematische Darstellung des durchgeführten Messverlaufs. Der Laserkopf bewegt sich senkrecht zum Sensor und quer zu den oberen Auslesestreifen, anhand deren Daten die η -Rekonstruktion durchgeführt werden soll. Wegen des reflektierenden Einflusses der Aluminiumbeschichtung kann der Laserstrahl an den entsprechenden Stellen nicht in den Sensor gelangen, die jeweiligen „Aluminium-Schatten“ sind in der Grafik als graue Flecken dargestellt.



(A) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der oberen Sensorseite (n-Seite).



(B) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der unteren Sensorseite (p-Seite).

ABBILDUNG 4.25: Gezeigt ist die deponierte Ladung an Sensoroberseite und Sensorunterseite gegen die jeweilige Tischpositionen. Die „Lücken“ in den Daten zeigen an, wo der Laserstrahl von den Aluminiumstreifen blockiert wird und somit nicht in den Sensor gelangt.

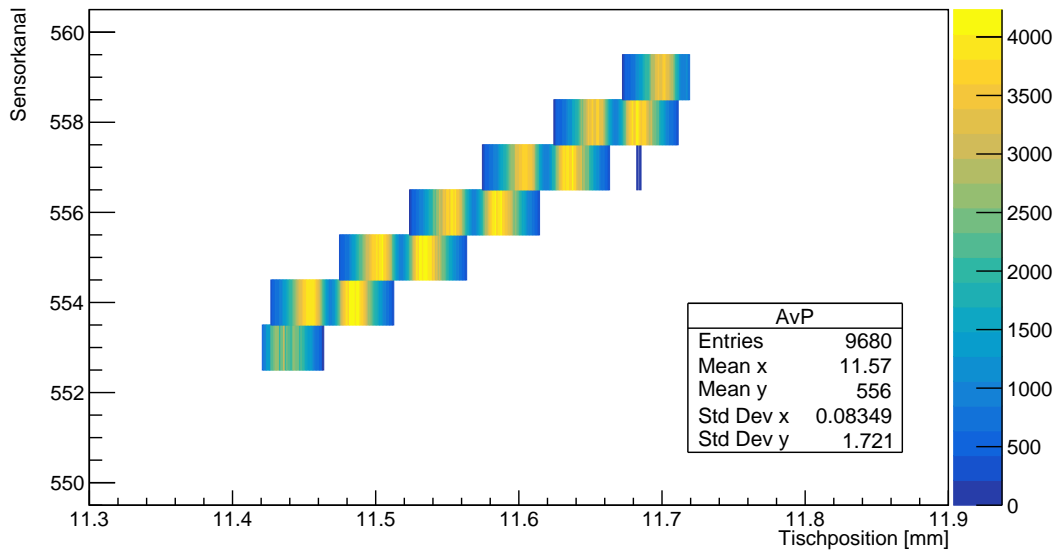
Es ist außerdem zu erkennen, dass die Werte an den Stellen der Auslestreifen nicht völlig auf null fallen, da der Fokuspunkt des Lasers bei dieser Messung innerhalb des Sensors und nicht auf seiner Oberfläche bzw. auf den Auslestreifen liegt. Aus Sicht der Streifen ist der Laserstrahl damit soweit de-fokussiert, dass er breiter als die Aluminiumbeschichtung ist und somit immer ein kleiner Teil in den sensitiven Bereich gelangt. Die Abnahme der deponierten Ladung ist nicht abrupt, da der als gaußförmig angenommene Laserstrahl nur Stück für Stück geblockt wird.

Zusätzlich zu den „Datenlücken“ ist auch eine leichte Abnahme der durchschnittlich deponierten Ladung über die komplette Strecke hinweg zu erkennen. Dieses Phänomen ist bedingt durch die Oberflächengegebenheiten des Sensors (in diesem Fall die Sensorunterseite) und wird in Kapitel 4.6.2 näher behandelt.

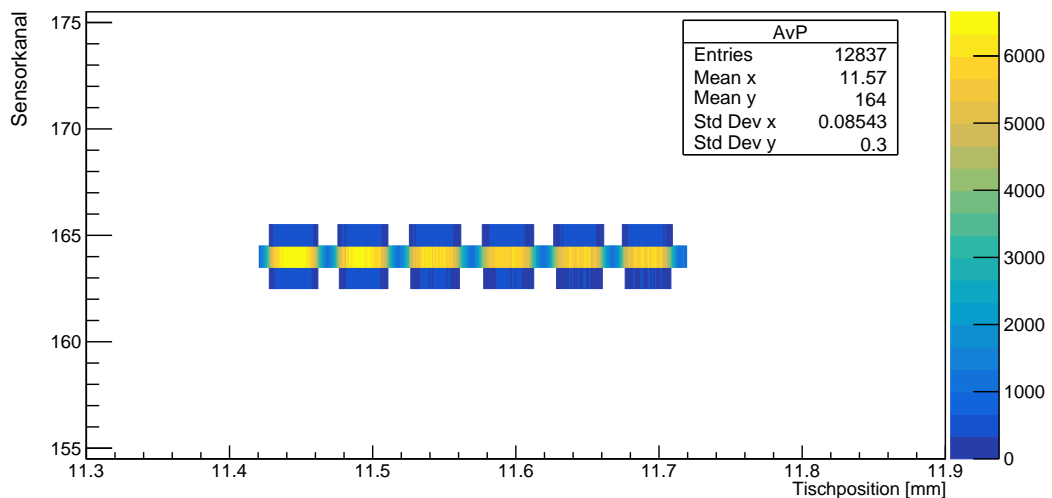
Abbildung 4.26 zeigt die Intensität der aufgenommenen Ladung der jeweiligen Streifen beider Sensorseiten gegen die Tischposition. Je weiter sich der Tisch bewegt, desto weiter „wandert“ auch in Abbildung 4.26a die deponierte Ladung von einem Streifen zum anderen. Je dichter der Laserstrahl dabei einem einzelnen Streifen kommt, desto mehr wird von der aufgeteilten Ladungswolke ausschließlich nur bei eben jenem Streifen deponiert, was durch die Zunahme der Intensität verdeutlicht ist. An den Stellen, an denen sich die Aluminiumstreifen befinden, sieht man wie die Intensität wegen des blockierten Signals einbricht.

Noch deutlicher ist das Einbrechen der Intensität in Abbildung 4.26b zu erkennen, in der für die untere Sensorseite die Ladungsintensität gegen die Tischposition aufgetragen ist. Da sich in dieser Messung der Laserkopf quer zu den oberen Auslestreifen bewegt, bewegt er sich folglich parallel zu den unteren und bestrahlt damit immer die selben unteren Streifen. Man erkennt, dass an den Stellen, an denen der

Laserstrahl vollständig in den Sensor eindringt, die Ladungswolke so weit auseinander diffundiert, dass auch benachbarte Kanäle Ladung aufnehmen, während an den Stellen, an denen der Laserstrahl geblockt wird, lediglich der zentrale Streifen anspricht.



(A) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der oberen Sensorseite (n-Seite).

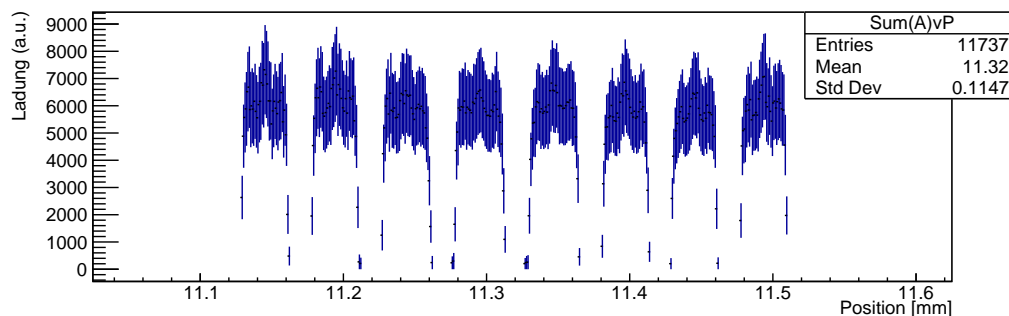


(B) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der unteren Sensorseite (p-Seite).

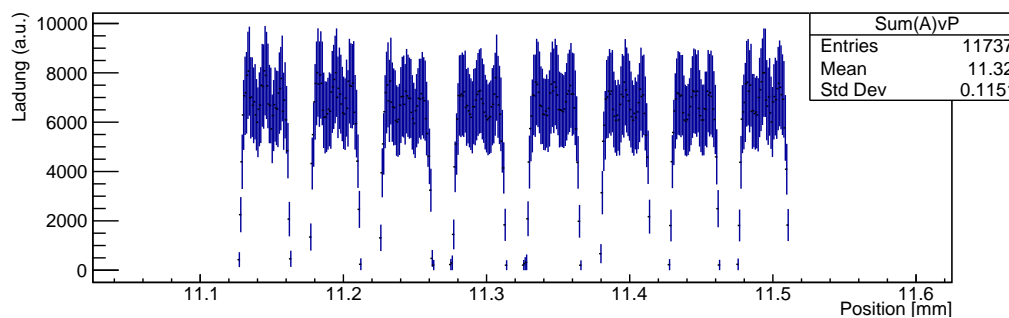
ABBILDUNG 4.26: Gezeigt ist die aufgenommene Ladung der jeweiligen Streifen beider Sensorseiten gegen die entsprechende Tischposition. Die Farben geben dabei die Intensität wieder und zeigen, dass in 50 μm -Abständen die Intensität einbricht.

Für den Fall, dass der Laser genau auf den oberen Auslesestreifen fokussiert wird, ist das Phänomen des Intensitätseinbruchs, wie in Abbildung 4.27 gezeigt, noch extremer. Hier zeigt sich, dass der etwa 10 μm große Fokuspunkt des Lasers vollständig blockiert wird. Besonders auffällig ist an dieser Stelle, dass die Intensitätsspitzen

eine deutlich andere Form aufweisen als jene aus Abbildung 4.25. Dieses Erscheinungsbild ist bedingt durch Einflüsse der Oberflächenstruktur des Sensors (hier die Sensoroberseite) und wird in Abschnitt 4.7 näher behandelt. An dieser Stelle soll vorerst nur gezeigt werden, dass die Aluminiumstreifen den fokussierten Laser vollständig abblocken; das Aluminium wirft quasi einen Schatten.



(A) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der oberen Sensorseite (n-Seite).

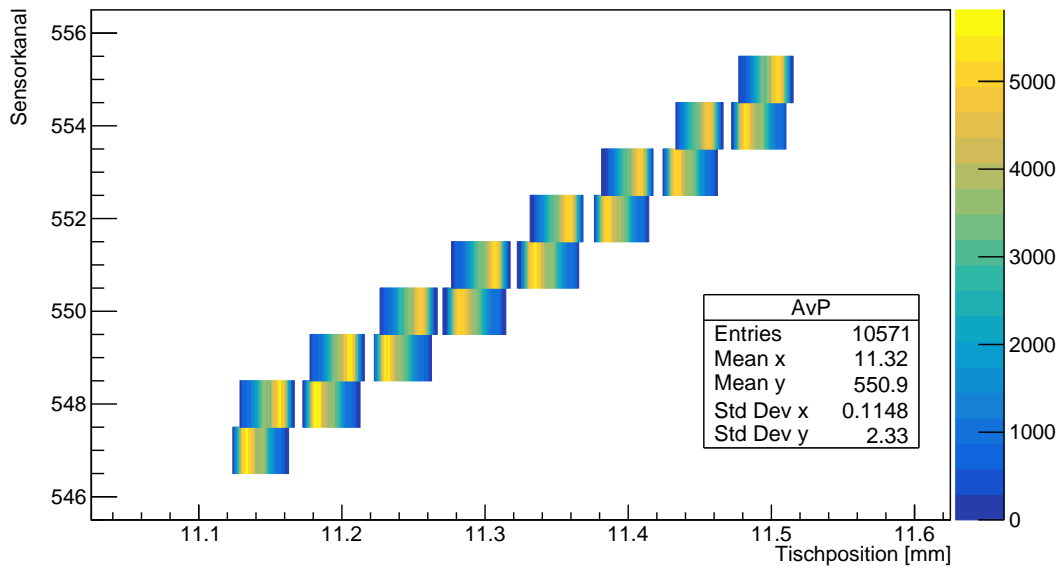


(B) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der unteren Sensorseite (p-Seite).

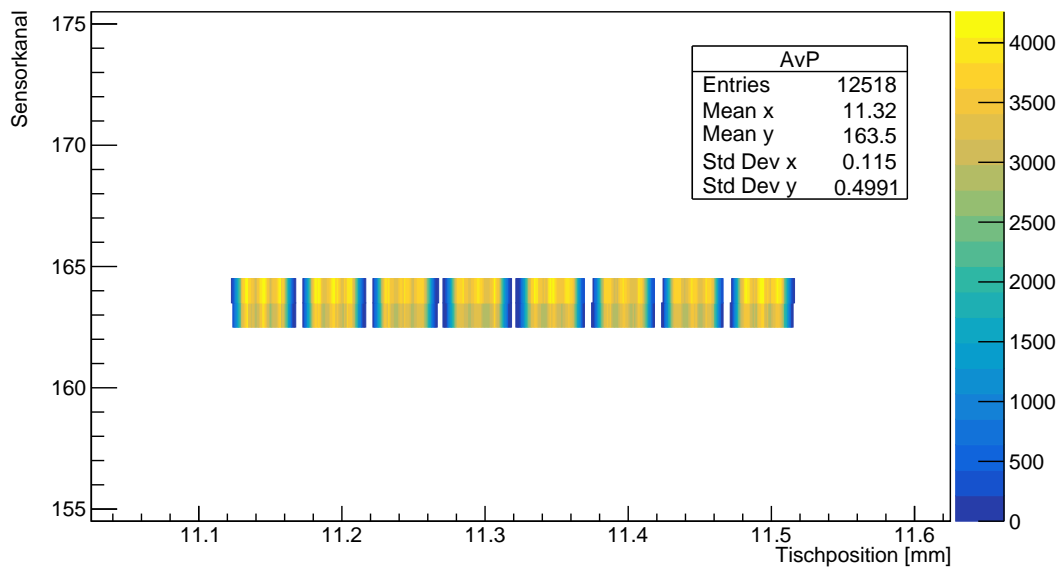
ABBILDUNG 4.27: Gezeigt ist die deponierte Ladung gegen die jeweilige Tischposition für den Fall, dass der Laser genau auf die oberen Auslestreifen fokussiert ist. Die „Lücken“ in den Daten zeigen an, wo der Laserstrahl von den Aluminiumstreifen blockiert wird und somit nicht in den Sensor gelangt. Zusätzlich fallen in den Bereichen der Intensitätsspitzen jeweils drei Maxima auf.

Genau wie in Abbildung 4.26 ist in Abbildung 4.28 die Ladungsintensität beider Sensorseiten gegen die Tischposition aufgetragen. Erwartungsgemäß zeigt sich ein ähnliches Verhalten, jedoch mit dem Unterschied, dass an den Positionen der Auslestreifen die Ladungsaufnahme nicht nur abnimmt, sondern gänzlich auf null reduziert ist, was durch die Datenlücken deutlich wird. Je näher der Laserstrahl den oberen Auslestreifen (Abbildung 4.28a) kommt, desto mehr der deponierten Ladung wird an jenem Streifen aufgesammelt, was an der Farbcodierung zu erkennen ist. Sobald der Laserfokus beginnt über das Aluminium zu wandern, nimmt die Intensität ab und fällt letztlich bis auf null ab.

Bei den unteren Auslestreifen in Abbildung 4.28b sind neben den „Datenlücken“ anhand des Farbcodes auch die bereits bei Abbildung 4.27 angesprochenen Intensitätsspitzen zu erkennen. Zumindest zwischen den Aluminiumstreifen, wenn der Laserstrahl vollständig in den Sensor eindringt, sollten die Intensitätswerte konstant sein und keine drei Maxima ausbilden. Auf die Oberflächenstruktur des Sensors, die Ursache für derlei Schwankungen ist, wird in Kapitel 4.7 eingegangen.



(A) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der oberen Sensorseite (n-Seite).



(B) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der unteren Sensorseite (p-Seite).

ABBILDUNG 4.28: Gezeigt ist die aufgenommene Ladung der jeweiligen Sensorkanäle gegen die Tischposition. Die Farben geben dabei die Intensität wieder und zeigen, dass in $50\ \mu\text{m}$ -Abständen die Intensität einbricht.

Zwischenfazit

Da ein gleichmäßiges „Ausleuchten“ des kompletten Bereichs zwischen den Streifen für die η -Rekonstruktion unbedingt erforderlich ist, sich aber mit der hier gezeigten Messanordnung nicht realisieren lässt, ist die besagte Rekonstruktion an dieser Stelle nicht anwendbar.

4.5.2 Einfluss der unteren Aluminiumstreifen

Wie im vorherigen Abschnitt 4.5.1 beschrieben, ist bei Messungen quer zu den oberen Auslesestreifen deren Einfluss zu groß, als dass die η -Rekonstruktion angewendet werden könnte. Um ein Reflektieren bzw. Abblocken des Laserstrahls zu vermeiden, muss sich dieser parallel zwischen zwei der oberen Auslesestreifen bewegen, sodass das Laserlicht ungehindert in den Sensor eindringen kann. Bei einer solchen Anordnung bewegt sich der Laserkopf folglich quer zu den unteren Auslesestreifen anhand derer die η -Rekonstruktion durchgeführt werden könnte. Da der Laserstrahl das Sensormaterial vollständig durchdringt, sind an der unteren Sensorseite beim Auftreffen auf die dortigen Aluminiumstreifen ebenfalls Reflexionseffekte zu erwarten, welche nun im Folgenden genauer betrachtet werden.

4.5.2.1 Einfluss der unteren Al-Streifen bei senkrechter Messung

Im einfachsten Fall durchstrahlt der Laser den Sensor (von oben) senkrecht zu dessen Oberfläche; bei der hier gewählten Messanordnung befindet sich die p-Seite des Sensors oben, entsprechend die n-Seite unten. Bei Bewegungen parallel zu den oberen Auslesestreifen entfällt ein Blockieren des Laserstrahls, was in Abbildung 4.29 veranschaulicht ist. Im Gegensatz zum vorherigen Abschnitt 4.5.1, wo an den Positionen der oberen Auslesestreifen keine (oder nur geringere) Ladungsmengen deponiert werden, erfasst man nun an jeder gemessenen Position ein Mindestmaß an deponierter Ladung. Da die Intensität des Lasers für alle Messungen konstant bleibt, sollte an jeder Stelle die deponierte Gesamtladung genau gleich sein. Abbildung 4.30, in der die aufgesammelte Gesamtladung der Ober- und Unterseite gegen die Tischposition aufgetragen ist, zeigt jedoch, dass die deponierte Ladung im Abstand von $50\ \mu\text{m}$ Maxima aufweist. Dieser Abstand entspricht genau dem Streifenpitch und lässt darauf schließen, dass an eben diesen Stellen der Laserstrahl von unten zurück in den Sensor reflektiert wird und damit an besagten Stellen eine größere Ladung deponiert.

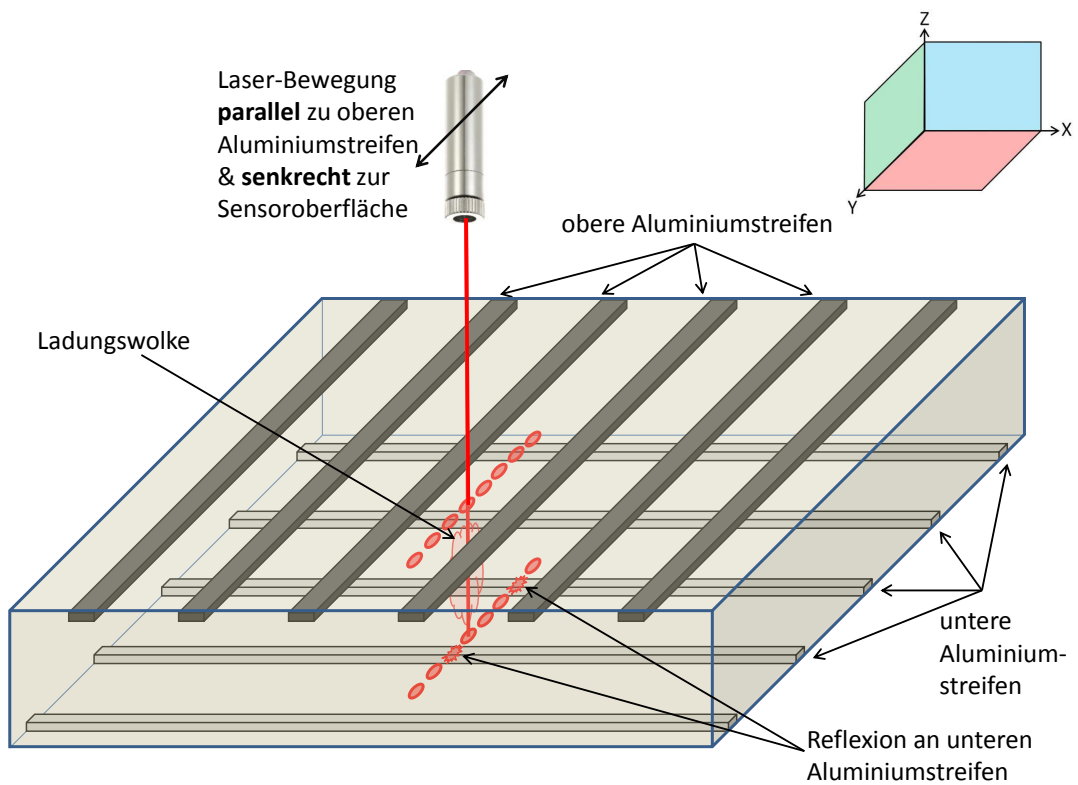
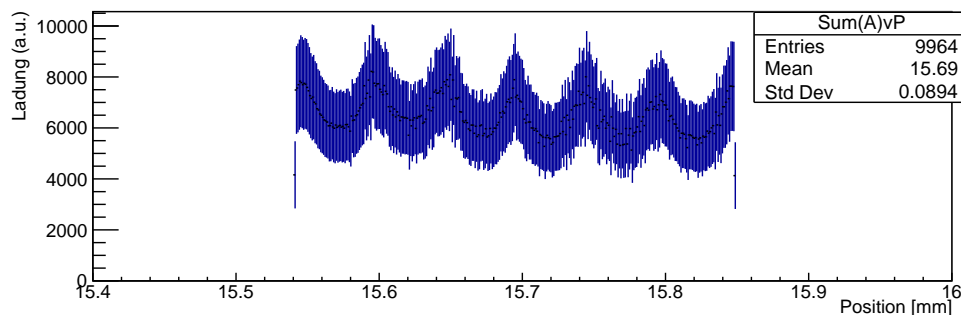
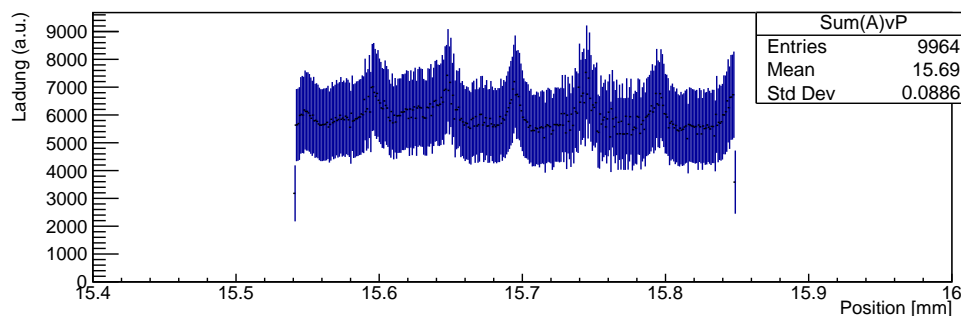


ABBILDUNG 4.29: Schematische Darstellung des durchgeführten Messverlaufs. Der Laserkopf bewegt sich senkrecht zum Sensor und parallel zu den oberen bzw. senkrecht zu den unteren Auslesestreifen. Aus den Daten der unteren Streifen soll die η -Rekonstruktion durchgeführt werden. Wegen des reflektierenden Einflusses der Aluminiumbeschichtung wird der Laserstrahl an den entsprechenden Stellen in den Sensor zurückgeworfen und verursacht dadurch ein erhöhtes Signal gleicher Ladungsaufteilung.



(A) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der oberen Sensorseite (p-Seite).

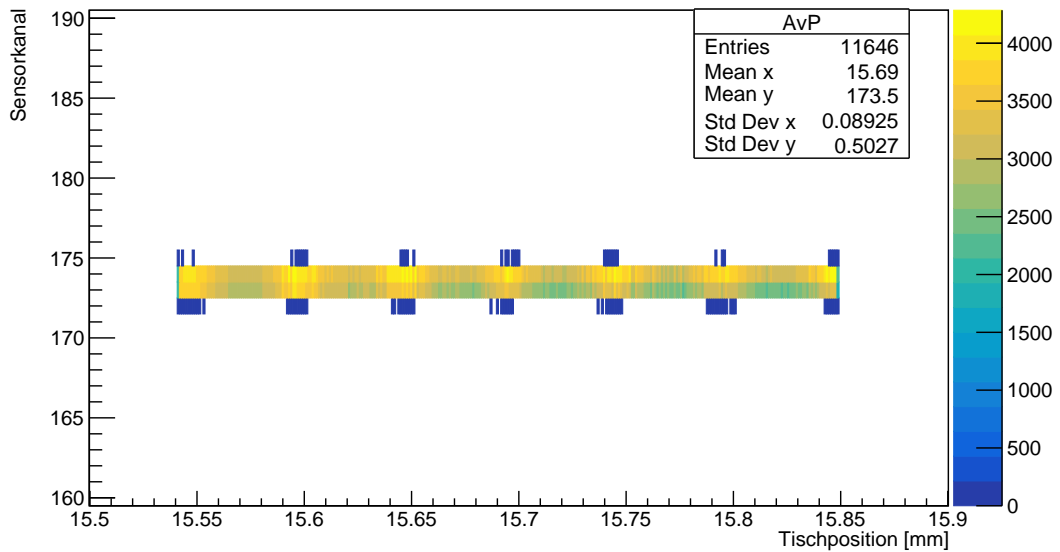


(B) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der unteren Sensorseite (n-Seite).

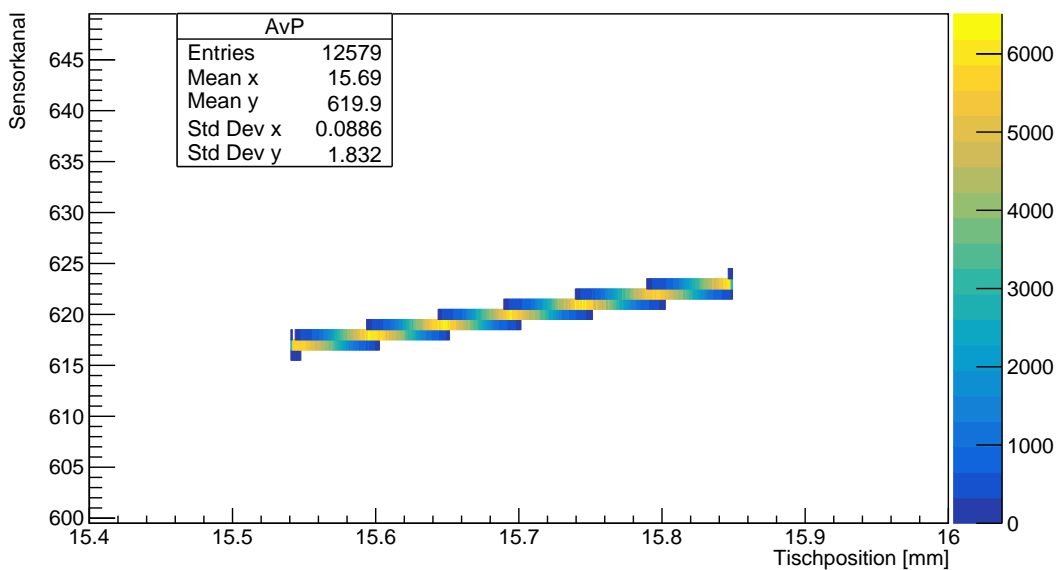
ABBILDUNG 4.30: Gezeigt ist die deponierte Ladung gegen die jeweilige Tischposition für den Fall, dass sich der Laserkopf parallel zwischen zwei der oberen Auslestreifen bewegt und damit ungehindert in den Sensor eindringen kann. Die Maxima, die alle $50\ \mu\text{m}$ auftreten, resultieren aus den Reflexionen des Laserstrahls an den Aluminiumbeschichtungen der unteren Auslestreifen.

Im Falle einer senkrechten Messung wird der Laserstrahl zwangsläufig auch senkrecht zurückgeworfen, somit geben die Positionen der Maxima der deponierten Ladung die Position der jeweiligen Auslestreifen, genauer die Position von deren Aluminiumbeschichtung, an.

Wie groß der Anteil des reflektierten Laserlichts ist, hängt von verschiedenen Faktoren ab. Zum einen kommt es darauf an, wie viel von der abgestrahlten Intensität am unteren Teil des Sensors nach dessen Durchquerung ankommt. Zum anderen ist entscheidend, auf welcher Höhe innerhalb des Sensors sich der Fokuspunkt des Lasers befindet. Bei einer Sensordicke von $300\ \mu\text{m}$ und einer Rayleighlänge von etwa $80\ \mu\text{m}$, kann der Durchmesser des Laserstrahls bei Erreichen der Sensorunterseite unterschiedliche Ausdehnungen haben. Je nach Position befindet sich ein unterschiedlich großer Anteil des Laserstrahls auf dem reflektierenden Aluminium oder eben daneben und verlässt den Sensor ohne Reflexion. Da die Schrittweite des xy-Tisches mit $1\ \mu\text{m}$ kleiner ist als die Ausdehnung des Laserspots (mindestens $10,3\ \mu\text{m}$; siehe Kapitel 3.1.2), nimmt die durch die Reflexion verursachte Erhöhung der deponierten Ladung schrittweise zu, erreicht einen Maximalwert und nimmt anschließend wieder schrittweise ab (zu sehen in Abbildung 4.30).



(A) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der oberen Sensorseite (p-Seite).



(B) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der unteren Sensorseite (n-Seite).

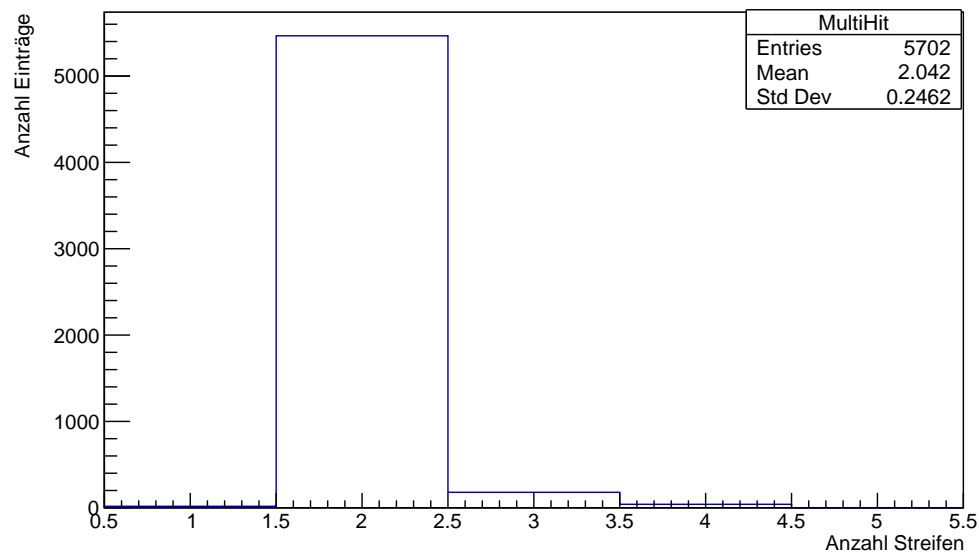
ABBILDUNG 4.31: Gezeigt ist die aufgenommene Ladung der jeweiligen Sensorkanäle gegen die Tischposition. Die Farben geben dabei die Intensität wieder und zeigen, dass diese im regelmäßigen Abstand des Streifenpitches ein Maximum erreicht. Zu erkennen in (A) ist außerdem eine leichte Streuung des Laserlichts an den Stellen der Intensitätsmaxima.

Die Auswirkungen der Reflexionen sind auch in Abbildung 4.31a zu erkennen, wo die erfasste Ladung der oberen Sensorkanäle gegen die Tischposition aufgetragen ist. Da sich der Laserkopf parallel zwischen zwei der oberen Auslestreifen bewegt, teilt sich die deponierte Ladung entsprechend auch nur zwischen diesen zwei (oberen) Kanälen auf. Im Abstand von $50\ \mu\text{m}$ sprechen allerdings zusätzlich auch noch die jeweiligen Nachbarstreifen an und nehmen einen kleinen Teil der Ladung auf.

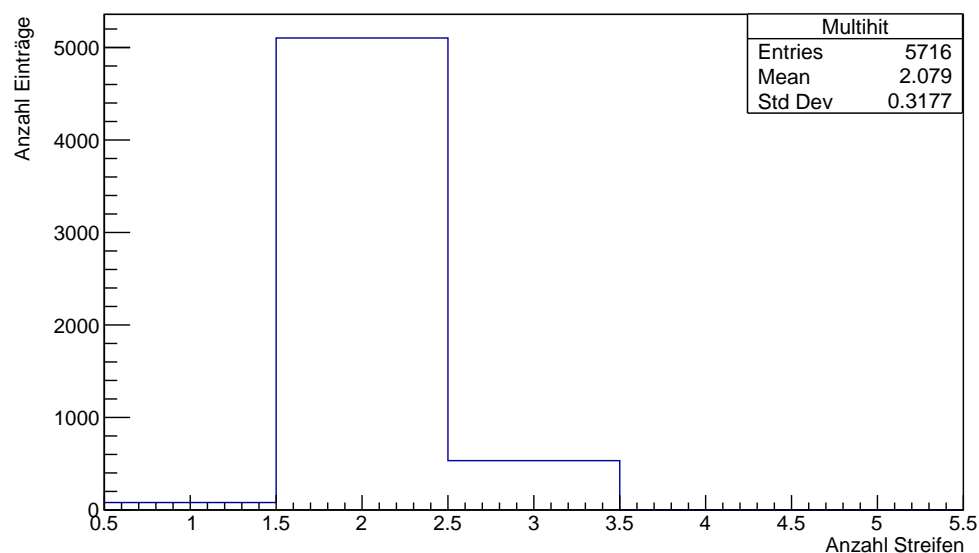
An eben jenen Stellen ist auch die aufgenommene Intensität der beiden „Hauptstreifen“ erhöht, die ja eigentlich konstant sein sollte, sofern auch die Laserintensität konstant gehalten wird. Bedingt durch Reflexionen an der Sensorunterseite treten also in regelmäßigen Abständen von $50\ \mu\text{m}$ Intensitätsmaxima auf und gleichzeitig wird der Laserstrahl leicht gestreut, sodass ein kleiner Teil der Ladungswolke auch über die beiden „Hauptstreifen“ hinaus wahrgenommen wird. Die Farbcodierung aus Abbildung 4.31a macht deutlich, dass die durch die Reflexion verursachte Streuung nur sehr gering ist und lediglich vereinzelt auftritt. Dass diese Streuung überhaupt wahrgenommen wird, liegt lediglich daran, dass auf der Sensoroberseite (p-Seite) zusätzlich Zwischenstreifen vorhanden sind (siehe Kapitel 4.6.2), welche die gestreute Ladung gerade noch erfassen können. Entsprechende Messungen von der anderen Sensorseite lassen diesen Effekt wegen fehlender Zwischenstreifen nicht erkennen, worauf im späteren Kapitel 4.6 noch genauer eingegangen wird.

Einfacher lässt sich der geringe Einfluss der Streuung an Abbildung 4.32a erkennen, in der die Cluster-Treffer mit der jeweilig getroffenen Streifenanzahl für die Sensoroberseite aufsummiert sind. Die Dominanz der Zweistreifentreffer gegenüber den Dreistreifen- bzw. Vierstreifentreffern verdeutlicht, wie gering die Streueffekte durch die Reflexion sind. Der Anteil der Ereignisse, die von drei Streifen registriert werden, liegt bei der hier gezeigten Messung lediglich im niedrigen Prozentbereich, die Vierstreifentreffer sogar nur im niedrigen Promillbereich. Wie viele der Reflexionsereignisse sich auf zwei oder drei (bzw. vier) Kanäle der Sensoroberseite verteilen hängt neben der Sensorgeometrie auch davon ab, wo sich innerhalb des Sensors der Laserfokuspunkt befindet. Je nachdem kann der Anteil der Dreistreifentreffer dadurch leicht variieren, wobei die Vierstreifentreffer in aller Regel vernachlässigbar selten auftreten, dazu mehr in Kapitel 4.7.

In Abbildung 4.31b ist die jeweilige Ladung der unteren Sensorkanäle gegen die Tischposition aufgetragen. In dieser Darstellung „verschwimmen“ die erwarteten Messwerte (wie sie ohne Reflexion wären) mit den Werten der durchgeführten Messungen (mit Reflexion), weswegen die Auswirkungen der Reflexion hier kaum zu erkennen sind. Die sichtbaren Intensitätsmaxima wären auch ohne den reflektierenden Einfluss der Aluminiumstreifen in abgeschwächter Form vorhanden. Befindet sich die deponierte Ladungswolke nahe den Auslesestreifen, wird der Großteil dieser Ladung (mit oder ohne Reflexion) an jenen Streifen aufgesammelt und erzeugt dort somit ein höheres Signal, als an den benachbarten Kanälen. Wie für die oberen Kanäle auch, dominieren für die unteren Kanäle die Zweistreifentreffer, wie in Abbildung 4.32b, in der die Cluster-Treffer der Sensorunterseite aufsummiert wurden, zu sehen ist. Verglichen mit den Cluster-Treffern an der Sensoroberseite (Abbildung 4.32a), lässt sich hier ein höherer Anteil an Dreistreifentreffern ablesen. Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich der Laserstrahl über die Streifen der unteren Sensorseite senkrecht hinweg bewegt, während er sich aus Sicht der oberen Seite immer mittig zwischen zwei Streifen befindet. Die Distanz von einem Streifen zum nächsten benachbarten ist schließlich kürzer als jene von der mittleren Position zwischen zwei Streifen zu deren nächsten Nachbarn. Somit ist ein höheres Aufkommen von Dreistreifentreffern an der unteren Sensorseite bei gleichen Signalen nachvollziehbar.



(A) Mehrstreifentreffer der oberen Sensorseite (p-Seite)



(B) Mehrstreifentreffer der unteren Sensorseite (n-Seite)

ABBILDUNG 4.32: Gezeigt ist die Verteilung der Mehrstreifentreffer an der oberen (A) und unteren (B) Sensorseite.

Zwischenfazit

Da sich im Falle einer senkrechten Messung durch Reflexionen der Ladungsschwerpunkt bzw. das Verhältnis der Ladungsaufteilung nicht ändern sollte, dürfte damit der Effekt auf die η -Funktion vernachlässigbar sein. Davon ausgehend, dass die Streuung des Laserstrahls nicht nur wie beobachtet in sehr geringem Maße, sondern zusätzlich auch symmetrisch vonstatten geht, ist ein nennenswerter Einfluss ihrerseits ebenfalls nicht zu erwarten. Damit sind die betrachteten Messwerte, trotz der beobachteten Reflexionen, durchaus als aussagekräftig zu werten.

Die entsprechende Ortsrekonstruktion mittels „center of gravity“-Methode und η -Funktion ist in den Kapiteln 4.3 und 4.4 bereits gezeigt, deren analysierte Daten auf

den hier gezeigten Messwerten beruhen.

4.5.2.2 Einfluss der Al-Streifen bei schräger Messung

Für den Fall, dass der Laserstrahl nicht senkrecht auf den Sensor bzw. die Aluminiumstreifen trifft, ist wegen der Tatsache, dass einfallender und reflektierter Laserstrahl unterschiedlich verlaufen, ein Versatz des berechneten Ladungsschwerpunktes und damit ein verfälschender Einfluss auf die Ortsrekonstruktion unabdingbare Folge. Jener Einfluss soll an dieser Stelle etwas genauer betrachtet werden, um das Ausmaß der Verfälschung einschätzen zu können.

Es werden stellvertretend für alle möglichen „schrägen“ Messanordnungen zwei Sonderfälle betrachtet, da alle anderen Messungen lediglich eine Kombination dieser darstellen.

Betrachtet wird zunächst der Fall, bei dem wie in Abbildung 4.33 veranschaulicht, der Laserstrahl zwar „schräg“ zur Sensoroberfläche eindringt, dabei aber wie gezeigt, parallel zur yz -Ebene verläuft. Der Winkel, unter dem der Laserstrahl auf die Oberfläche trifft, beträgt bei der hier gezeigten Messung 50° .

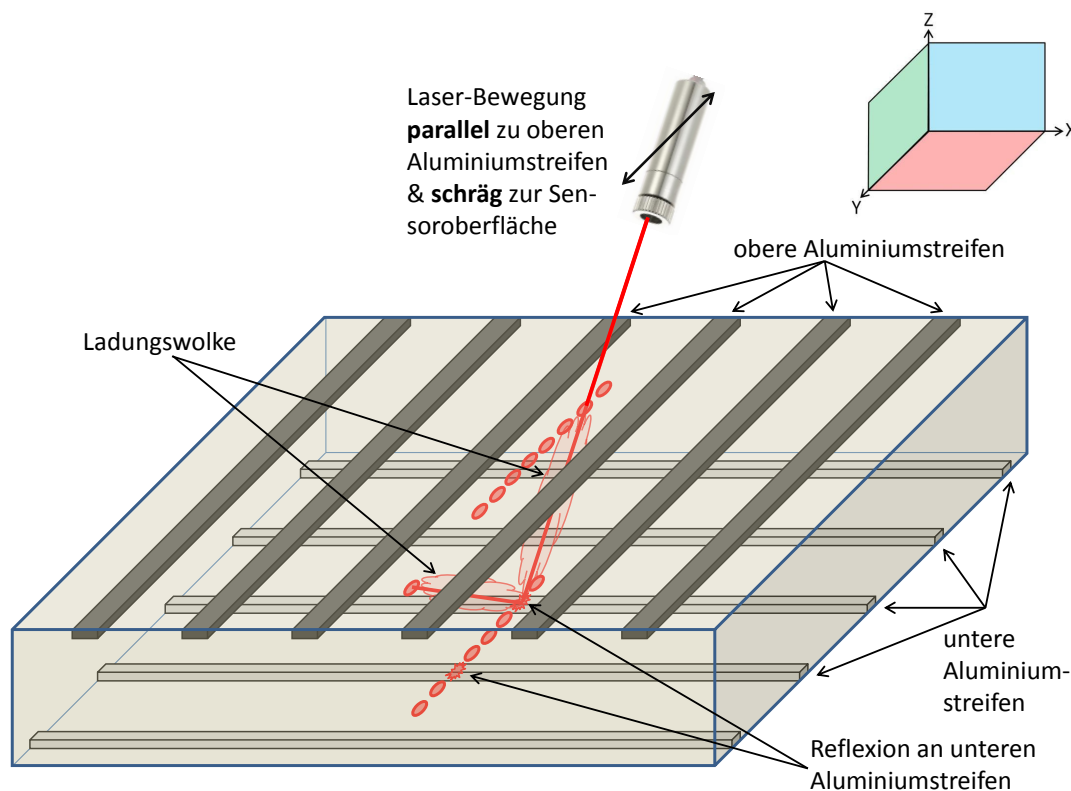
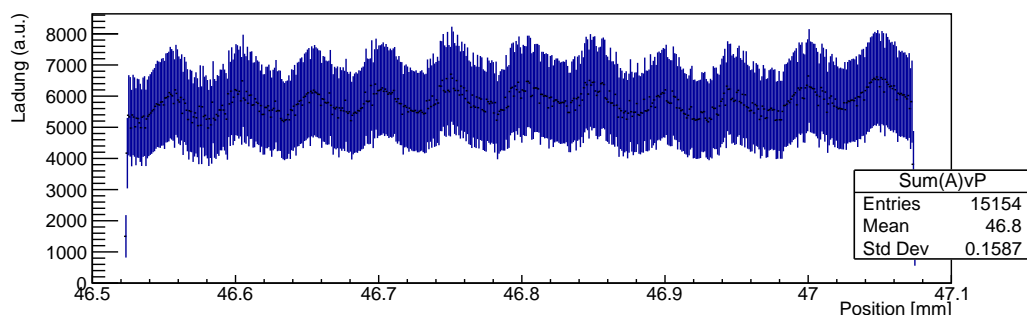
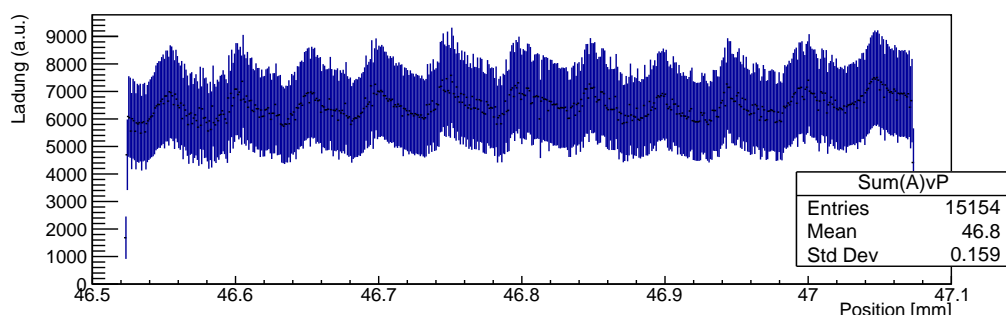


ABBILDUNG 4.33: Schematische Darstellung des durchgeführten Messverlaufs. Der Laserstrahl bewegt sich schräg zur Sensoroberfläche (xy -Ebene) und parallel zur yz -Ebene zwischen zwei der oberen Auslesestreifen. Mit den Daten der unteren Streifen soll die η -Rekonstruktion durchgeführt werden. Wegen des reflektierenden Einflusses der Aluminiumbeschichtung wird das Laserlicht an den entsprechenden Stellen schräg in den Sensor zurück geworfen und verursacht dadurch ein erhöhtes Signal, dessen Ladungsschwerpunkt in Richtung der Reflexion verschoben ist.

Brechungseffekte beim Eindringen in die Siliziumschicht werden in der Darstellung 4.33 der Übersicht halber zunächst vernachlässigt und der Fokus auf die Reflexion bzw. deren Auswirkungen gelegt. Bei der gezeigten Messanordnung durchdringt der Laserstrahl, wie bereits verdeutlicht, das Sensormaterial und hinterlässt auf seiner Spur eine Ladungswolke, welche zu den Elektroden wandert. Da Eintritts- und Austrittspunkt des Laserstrahls zwangsläufig nicht genau übereinander liegen, befindet sich der Ladungsschwerpunkt und damit die rekonstruierte Trefferposition theoretisch genau mittig zwischen eben jenen Punkten. Problematisch ist dabei jedoch die gezeigte, regelmäßige Reflexion an den Aluminiumstreifen. Der reflektierte Laserstrahl erzeugt seinerseits nämlich eine weitere, sekundäre Ladungswolke, die sich im Gegensatz zur senkrechten Messung eben nicht an der gleichen Stelle befindet, wie die primäre Wolke. Der Algorithmus, welcher die Trefferposition anhand der Ladungsteilung rekonstruiert, macht jedoch keinen Unterschied zwischen primärer und sekundärer Ladungswolke. Folglich wird der Schwerpunkt aus beiden Ladungswolken gemeinsam gebildet, der, wenn man vereinfacht von einer 100%igen Reflexion ausgeht, genau auf Höhe des reflektierenden Aluminiumstreifens liegt. Ferner finden die Reflexionen an der Sensorunterseite auch an allen anderen Stellen statt, selbst wenn der Laser nicht auf einen der Aluminiumstreifen trifft. An den aluminiumfreien Stellen sind diese Reflexionen bedeutend schwächer, da der überwiegende Teil des Laserlichts den Sensor verlässt. Nichtsdestotrotz sind diese schwachen Reflexionen beim Verlassen des Sensors nicht vernachlässigbar, da diese ebenfalls, wenn auch deutlich schwächer, eine sekundäre, versetzte Ladungswolke erzeugen.



(A) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der oberen Sensorseite (n-Seite).



(B) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der unteren Sensorseite (p-Seite).

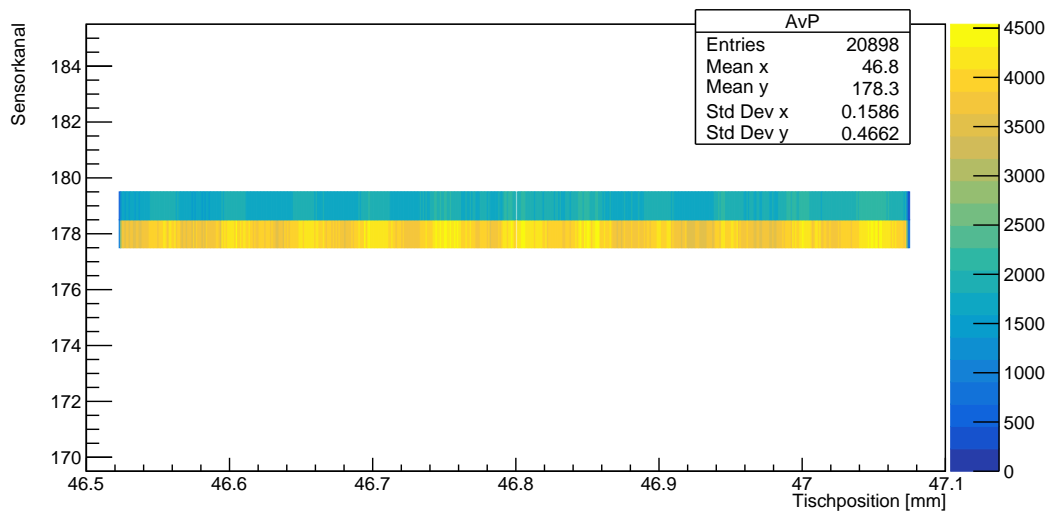
ABBILDUNG 4.34: Gezeigt ist die deponierte Ladung gegen die jeweilige Tischposition für den Fall, dass der Laserstrahl unter einem Winkel von 50° auf die Sensoroberfläche trifft und eine zu den oberen Streifen parallele Bewegung durchführt.

Wird die erfasste Ladung, wie in Abbildung 4.34 gezeigt, gegen die Tischposition aufgetragen, ist in dieser Darstellung ein Versatz der Ladungswolke nicht offensichtlich zu erkennen. Es sind wie üblich Ladungsmaxima im Abstand des Streifenpitch zu sehen. Bei genauerer Betrachtung fällt auf, dass die Maxima der unteren Sensorseite in 4.34b keine symmetrische Form mehr aufweisen. Daraus lassen sich aber vorerst noch keine direkten Rückschlüsse ziehen, da dieser Effekt nicht dominant auftritt.

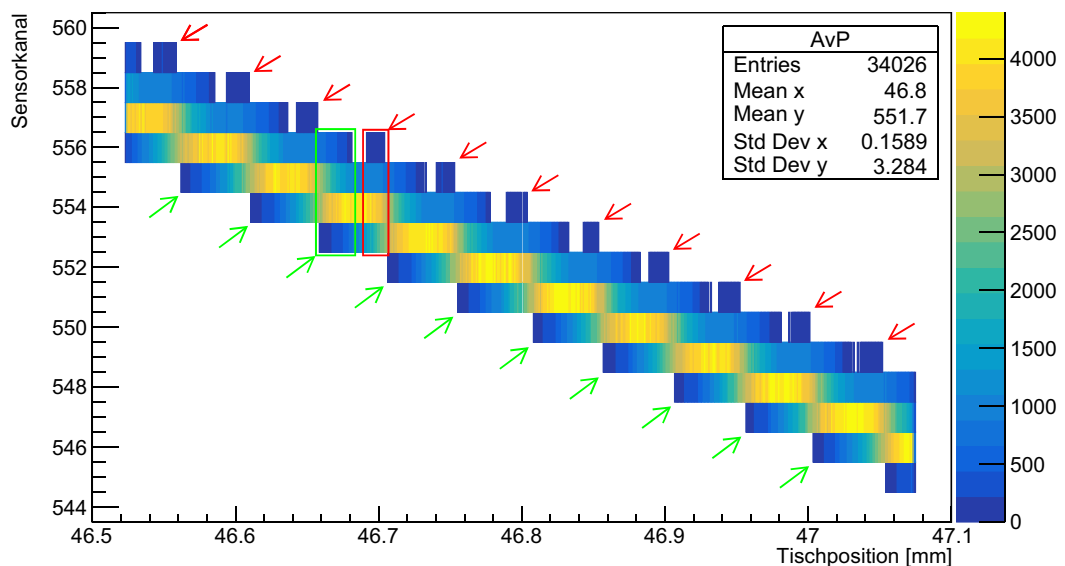
Erste deutliche Auffälligkeiten treten in der Darstellung in Abbildung 4.35b auf, in der die erfasste Ladung des jeweiligen Kanals gegen die Tischposition aufgetragen ist. Verglichen mit bisherigen, senkrechten Messungen verteilt sich die Ladung bei den jeweiligen Tischpositionen nun auf mehrere Auslestreifen. Überdies ist auch eine Asymmetrie der Ladungsaufnahme abhängig von der Tischposition für die einzelnen Streifen zu erkennen. Während bei einer senkrechten Messung die Menge der aufgenommenen Ladung symmetrisch um die jeweiligen Streifenpositionen verteilt ist (vergleiche Abbildung 4.31b), lässt sich in Abbildung 4.35b nun eindeutig erkennen, dass die Auslesekkanäle zu höheren Tischpositionen mehr Ladung aufsammeln. Noch leichter lässt sich das erkennen, stellt man die aufgenommene Ladung eines einzelnen Kanals gegen die Tischposition dar. In Abbildung 4.36 ist das sowohl für eine senkrechte (aus den Daten von Abbildung 4.31) als auch für eine „schräge“ Messung (aus den Daten von Abbildung 4.35) gezeigt. Wie bereits erläutert, verläuft die Ladungsaufnahme bei 4.36a symmetrisch. Die Position des Maximums entspricht dabei der Position des Aluminiumstreifens; aufgrund der Reflexion ist die Ladungsaufnahme an dieser Stelle erhöht. Das hat wegen des symmetrischen Verlaufs aber keinen Einfluss auf die Ladungsaufteilung zu den benachbarten Streifen.

Verglichen damit zeigen sich bei 4.36b nicht nur ein, sondern drei Maxima, deren Gesamtverlauf höchst asymmetrisch ist. Betrachtet man zunächst nur das größte Maximum, fällt auf, dass es deutlich breiter ist als sein Pendant der senkrechten Messung. Dies ist darauf zurückzuführen, dass der Laserstrahl bei einem nicht-senkrechten Verlauf eine größere Laufstrecke im Sensor abdeckt und damit über eine größere Distanz hinweg von ein und demselben Streifen (zumindest anteilig) wahrgenommen wird.

Das zweite Maximum in der Verteilung ist das Resultat der Reflexion des Laserstrahls am direkt benachbarten Aluminiumstreifen. Der Laserstrahl, der entsprechend des Einfallswinkels am Aluminiumstreifen wieder in den Sensor zurückgeworfen wird, erreicht dadurch auch den benachbarten Kanal. Selbiges gilt für das dritte Maximum, wobei sich hier feststellen lässt, dass durch die Reflexionen sogar die jeweils übernächsten Auslestreifen erreicht werden. Das dritte Maximum aus 4.36b entspricht gerade den rot markierten Bereichen aus Abbildung 4.35b. Dabei ist deutlich zu erkennen, dass an jenen Stellen die Ladungsaufnahme der jeweiligen Streifen nicht durchgehend vonstattengeht, sondern unterbrochen ist. Diese Unterbrechungen treten eben dann auf, wenn der Laserstrahl den Bereich der Aluminiumstreifen gerade verlässt und folglich die starke Reflexion wegfällt und sich somit der vom Laser „durchleuchtete“ Bereich verkürzt.

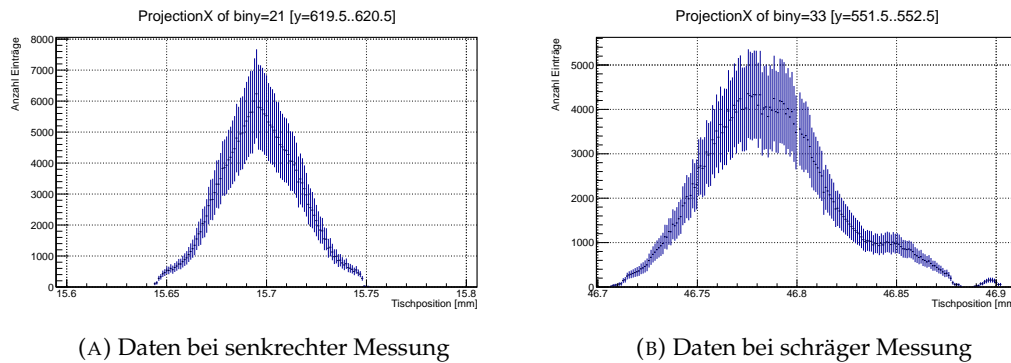


(A) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der oberen Sensorseite (n-Seite).



(B) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der unteren Sensorseite (p-Seite).

ABBILDUNG 4.35: Gezeigt ist die aufgenommene Ladung der jeweiligen Sensorkanäle gegen die Tischposition. Die Farben geben dabei die Intensität wieder und zeigen, dass in $50\ \mu\text{m}$ -Abständen die Intensität ansteigt. Die bei (B) rot markierten Bereiche entsprechen dabei dem erwähnten dritten Maximum, welches durch die Reflexion an den Aluminiumstreifen verursacht wird. Die grün markierten Bereiche sind durch Reflexionen zwischen den Aluminiumstreifen verursacht.



(A) Daten bei senkrechter Messung

(B) Daten bei schräger Messung

ABBILDUNG 4.36: Aufgenommene Ladung eines beliebigen einzelnen Kanals der unteren Sensorseite bei verschiedenen Tischpositionen für eine senkrechte und schräge Messanordnung.

Anhand der gezeigten Daten lässt sich zweifelsfrei die „schräge“ Reflexion des Laserstrahls im Abstand des Streifenpitches belegen. Gleichzeitig zeigt sich in dieser Darstellung bereits das geringere Ausmaß der Reflexionen in den Zwischenbereichen der Aluminiumstreifen, an denen der überwiegende Teil des Laserlichts das Material wieder verlässt. In den Abbildungen 4.35b und 4.36b ist zu sehen, dass die Signalerfassung eines einzelnen Streifens wie bereits erwähnt nicht durchgehend, sondern unterbrochen ist. Folglich bedeutet das, dass die Reflexionen in den Zwischenräumen der Aluminiumstreifen nicht ausreichen, um bis zu dem jeweils vierten Streifen zu gelangen, bzw. dort über den entsprechenden Threshold zu kommen. Um den Ablauf der Reflexionen innerhalb des Sensors besser nachvollziehen zu können, ist es hilfreich, den Strahlengang im Silizium zu kennen. Mittels des Brechungsgesetzes

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin(\alpha)}{\sin(\beta)} \quad (4.16)$$

lässt sich der Verlauf des Laserstrahls berechnen. Der Laserstrahl trifft mit einem Winkel zum Lot von $\alpha = 40^\circ$ auf den Sensor; eine schematische Darstellung des Verlaufs ist in Abbildung 4.37 gezeigt. Der Brechungsindex von Silizium liegt für infrarotes Licht bei $n_2 \approx 3,551$ [29], der von Luft bei $n_1 \approx 1$. Damit ergibt sich nach Gleichung 4.16 ein Brechungswinkel innerhalb des Sensors von $\beta \approx 10,4^\circ$.

Ist damit der Strahlwinkel innerhalb des Sensors gegeben, lässt sich angesichts der bekannten Sensordicke von $d = 300 \mu\text{m}$ die Projektion des Laserstrahls auf die untere Sensorebene und damit der von der Ladungswolke potentiell getroffene Bereich berechnen. Mittels

$$\tan(\beta) = \frac{GK}{AK} \quad (4.17)$$

errechnet sich eine Projektionslänge von ca. $55,2 \mu\text{m}$. Dem ist noch der Durchmesser des Laserstrahls von mindestens $10,3 \mu\text{m}$ hinzuzufügen (abhängig von der Fokussierung), sodass sich schließlich ein vom Laserstrahl abgedeckter Mindestbereich der Länge $L \approx 65,5 \mu\text{m}$ ergibt. Angesichts der Diffusion der vom Laser deponierten Ladungswolke, ist der erfasste Bereich noch etwas größer. Ein weiterer vergrößernder Einfluss bedingt durch die elliptischen Form des Laserstrahls aufgrund seines schrägen Auftreffens auf der Sensorunterseite, ist bei einem Winkel von $10,4^\circ$ vernachlässigbar.

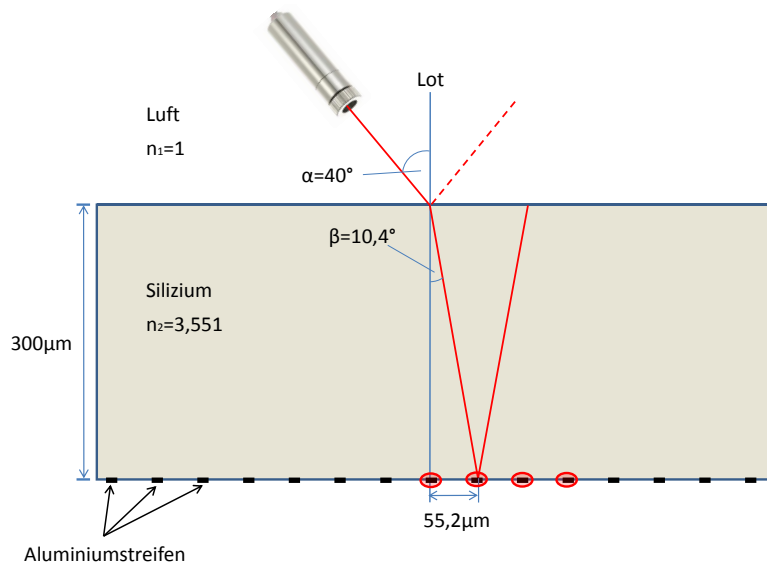


ABBILDUNG 4.37: Schematische Darstellung des Laser-Strahlengangs durch den Streifendetektor unter Berücksichtigung von Brechungs- und Reflexionseffekten. Die vier markierten Auslestreifen erfassen bei der gezeigten Messanordnung gemeinsam die deponierte Ladungswolke.

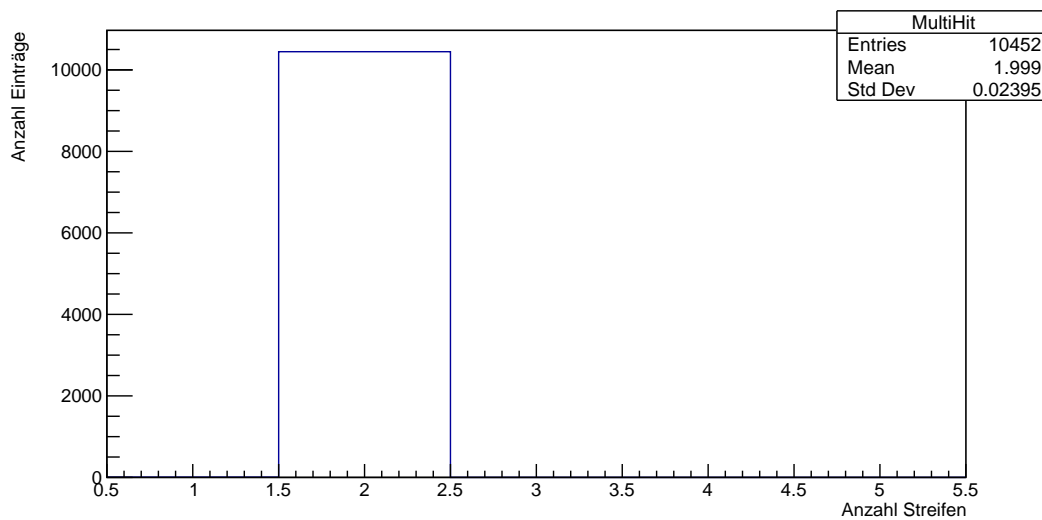
Mit einem Streifenpitch von $50\ \mu\text{m}$ und einer Aluminiumschichtbreite (auf der p-Seite) von $12\ \mu\text{m}$, liegt der von zwei Auslestreifen abgedeckte Bereich inklusive ihrer Streifenbreite bei $62\ \mu\text{m}$ und ist damit etwas kleiner als die Projektion des Laserstrahls. In Abbildung 4.38b, in der die jeweiligen Mehrstreifentreffer gezählt sind, entspricht eine deutliche Dominanz von Dreifachtreffern also durchaus den Erwartungen.

Etwa 30 % der Treffer sind die ausschließlich durch Reflexion verursachten Vierstreifentreffer. Bei einer Streifenbreite von $12\ \mu\text{m}$ und einem Pitch von $50\ \mu\text{m}$ sind 24 % des abgefahrenen Weges „stark verspiegelt“. Betrachtet man jedoch das dritte Maximum aus Abbildung 4.36b bzw. die Farbcodierung der rot markierten Stellen aus Abbildung 4.35b, fällt auf, dass jene Bereiche nur sehr geringe Datenmengen aufweisen und folglich nur ein sehr kleiner Teil des am Aluminium reflektierten Laserlichts den jeweils übernächsten Streifen erreicht bzw. den Threshold überwindet. Dass die Ladungsmenge, welche von der Reflexion am Aluminium verursacht wird, nur in kleinen Teilen am entferntesten der vier getroffenen Streifen ankommt, liegt daran, dass die sekundäre Ladungswolke über den dritten Kanal hinweg deponiert wird (vergleiche Darstellung 4.37) und resultierend zum größten Teil von eben diesem dritten Kanal aufgesammelt wird.

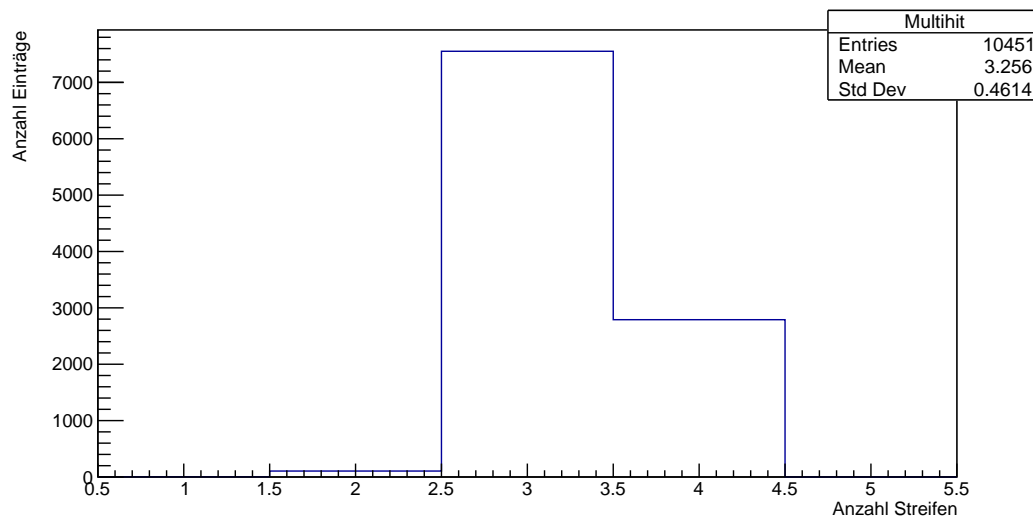
Demzufolge muss es eine weitere Ursache der Vierfachtreffer geben, unabhängig von der Aluminiumbeschichtung. Wie in Abbildung 4.35b zu sehen ist, treten bei kleiner werdenden Tischpositionen, nach Wegfallen der rot markierten Daten, die Vierstreifentreffer wieder auf (grüne Markierung/ grüner Kasten), noch bevor ein weiterer Aluminiumstreifen zwecks Reflexion erreicht wird. Analog zu Abbildung 4.37 entspräche das einer Bewegung nach rechts, sodass der Laserstrahl zwischen den vier markierten Kanälen, welche das Signal erfassen, auftrifft. Dass bei dieser

Anordnung der vierte (rechte) markierte Kanal ein Signal erfasst, kann lediglich dadurch zustande kommen, dass der Laserstrahl auch in den Streifen-Zwischenräumen entsprechend (schwächer) reflektiert wird, sodass dadurch letztlich der erhöhte Anteil von Vierfachtreffern nachvollziehbar ist.

Auf der Sensoroberseite wird die deponierte Ladung immer zwischen den selben beiden Kanälen aufgeteilt bzw. erfasst. Dies ist in den Abbildungen 4.35a und 4.38a zu erkennen. Gelegentliche Einzelstreifentreffer treten vernachlässigbar selten auf; deren Anteil liegt lediglich im Promill-Bereich. Damit hat der schräge Einfallswinkel des Laserstrahls, solange er parallel zur yz-Ebene verläuft (siehe Abbildung 4.33) keinen nennenswerten Einfluss auf die Auslesestreifen der oberen Sensorseite. Das ist nachvollziehbar, da der durch die Reflexion verursachte Versatz des Ladungsschwerpunktes in der für die 1-D-auflösende oberen Sensorseite „blinden“ Dimension stattfindet.



(A) Mehrstreifentreffer der oberen Sensorseite (n-Seite)



(B) Mehrstreifentreffer der unteren Sensorseite (p-Seite)

ABBILDUNG 4.38: Gezeigt ist die Verteilung der Mehrstreifentreffer an der oberen (A) und unteren (B) Sensorseite.

Basierend auf den Erkenntnissen aus Kapitel 4.5.1, werden für die η -Rekonstruktion üblicherweise lediglich die Daten der Sensorunterseite herangezogen, die jedoch aufgrund der in diesem Abschnitt behandelten Problematik für eine verlässliche Ereignisrekonstruktion nicht zu gebrauchen sind. Um die Auswirkungen der schrägen Reflexionen auf die Ereignisrekonstruktion aufzuzeigen, werden an dieser Stelle die Berechnungen dennoch durchgeführt und die entsprechenden Ergebnisse in den Abbildungen 4.39 gezeigt.

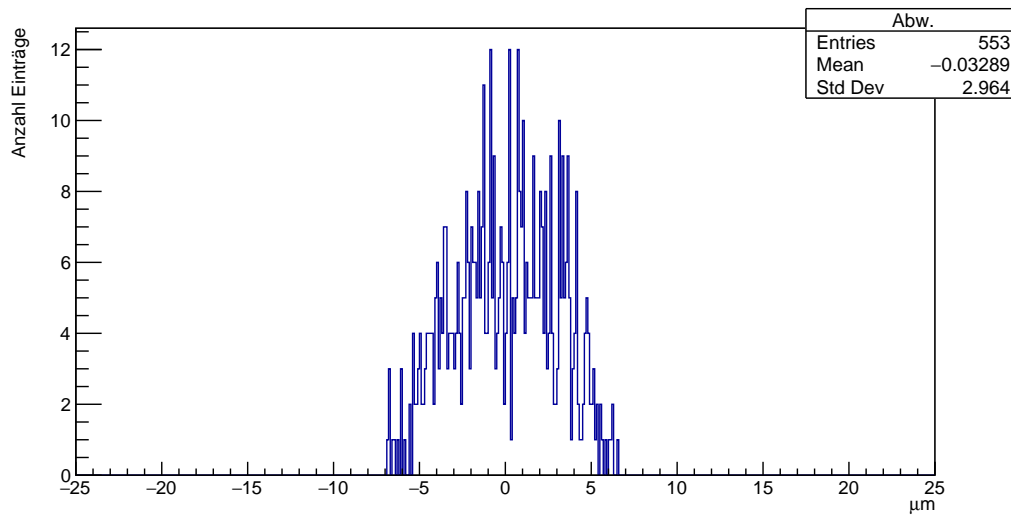
Bei genauerer Betrachtung der Abweichung der berechneten Daten vom gefitteten „Idealverlauf“ in Abbildung 4.39b fällt auf, dass die mittels η -Rekonstruktion gewonnenen Messwerte insgesamt verschoben sind (Mean = -4.75). Dieses Verhalten entspricht genau den Erwartungen, da aufgrund der schrägen Reflexion eine Verschiebung des Ladungsschwerpunktes stattfindet und somit zu einem Versatz der rekonstruierten Position führt. Der Versatz des Ladungsschwerpunktes sollte allerdings auch einen merklichen Einfluss auf die Rekonstruktionsmethode mittels „center of gravity“-Analyse haben und folglich die dortige Berechnung negativ beeinflussen.

Da die Ausgleichsgerade mit Hilfe von „center of gravity“-Daten bestimmt wird, erhält diese den gleichen Offset, wie die Daten anhand derer sie erstellt wird. Somit lässt sich der Versatz des Ladungsschwerpunktes in Abbildung 4.39a nicht erkennen. Lediglich im Vergleich zu den Daten aus Abbildung 4.39b wird der Unterschied deutlich. Es ist also zu beachten, dass in Abbildung 4.39b lediglich der relative Offset (bezogen auf Abbildung 4.39a) angegeben ist und der tatsächliche Offset (für beide Rekonstruktionsmethoden gleichermaßen) größer ausfällt.

Der Offsetunterschied beider Berechnungsmethoden ist darauf zurückzuführen, dass bei der η -Rekonstruktion die Randbereiche des betrachteten Abschnitts zwischen zwei Auslestestreifen, bedingt durch die Form der η -Verteilung (vgl. Kapitel 4.4 Abbildung 4.18) stärker gewichtet werden. Folglich hat ein Versatz des Ladungsschwerpunktes auch größere Auswirkungen in der Berechnung.

Selbiges Verhalten lässt sich entsprechend gespiegelt beobachten, wird der Einfallswinkel von $\alpha \approx +40^\circ$ in $\alpha \approx -40^\circ$ geändert, was in den Abbildungen 4.40 gezeigt ist. Es ist erneut ein deutlicher relativer Offset zu erkennen, welcher in der geänderten Messanordnung jedoch in die entgegengesetzte Richtung geht. Da der Einstrahlwinkel in diesem Fall der einzige geänderte Messparameter ist, sind die beobachteten Änderungen entsprechend auch nur auf den Einstrahlwinkel zurückzuführen.

Auffällig sowohl in Abbildung 4.39 als auch in Abbildung 4.40 ist die Tatsache, dass die jeweilige Standardabweichung bei der Ortsrekonstruktion mittels der η -Funktion verbessert wird. Trotz der in diesem Kapitel beschriebenen erwarteten und auch beobachteten Probleme bei der schrägen Messung lässt sich somit dennoch ein positiver Einfluss bei der Anwendung der η -Rekonstruktion beobachten. Andererseits ist mit dem (relativen) Offset aber auch ein (gesteigerter) negativer Einfluss zu beobachten, da die ungewollten Reflexionen sogar noch stärker in die Ortsrekonstruktion einfließen. Dabei ist allerdings zu beachten, dass im tatsächlichen Beschleunigerexperiment kein Infrarotlaser eingesetzt wird, welcher an den Aluminiumkontakten reflektiert werden könnte. Somit würden die hier beschriebenen Negativeffekte gar nicht erst auftreten und lediglich der positive Effekt der verbesserten Standardabweichung würde verbleiben. Dies lässt sich mit der hier vorgestellten Messstation allerdings nicht zeigen.



(A) Abweichung der mittels CoG rekonstruierten Ereignisposition.

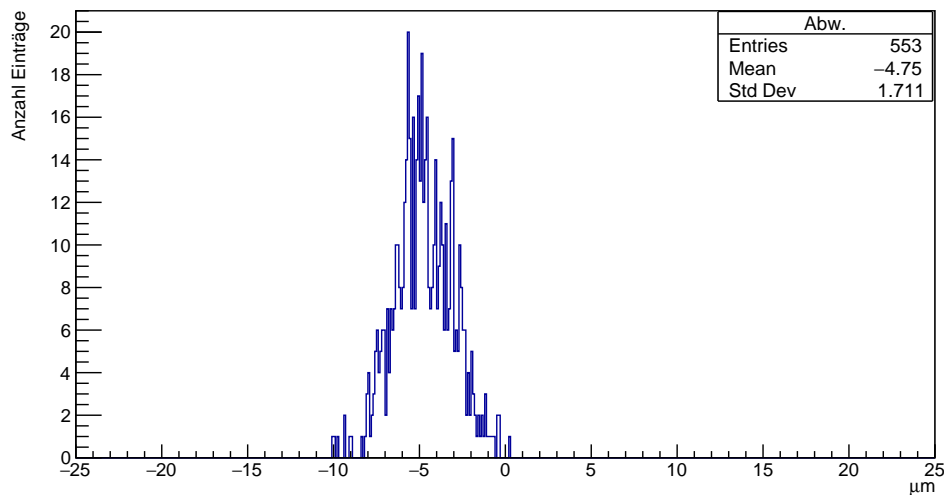
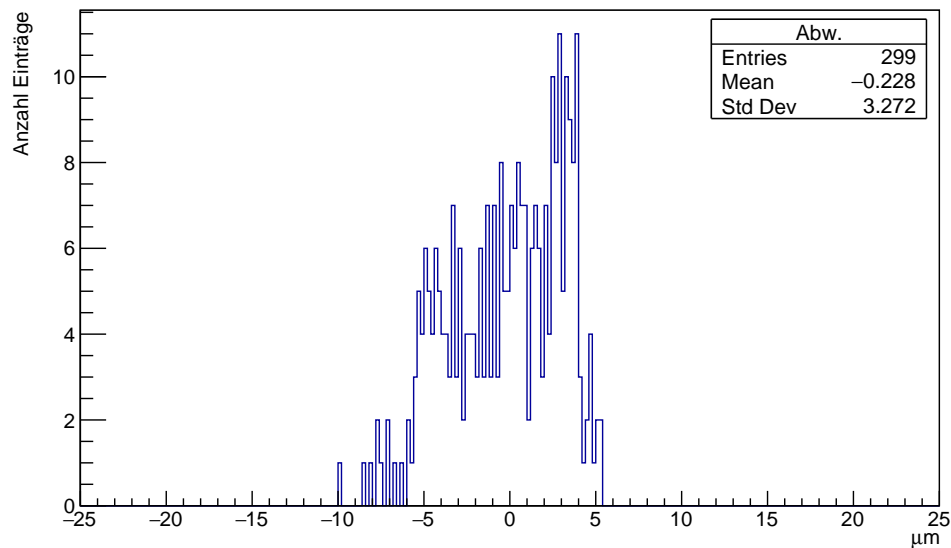
(B) Abweichung der mittels η -Funktion rekonstruierten Ereignisposition.

ABBILDUNG 4.39: Gezeigt ist die Abweichung der rekonstruierten Ereignispositionen vom Idealverlauf sowohl für die Rekonstruktion mittels „center of gravity“-Methode als auch η -Funktion. Der große Unterschied zwischen den Mean-Werten beider Rekonstruktionen ist das Resultat des verschobenen Ladungsschwerpunktes aufgrund der schrägen Reflexionen.



(A) Abweichung der mittels CoG rekonstruierten Ereignisposition.

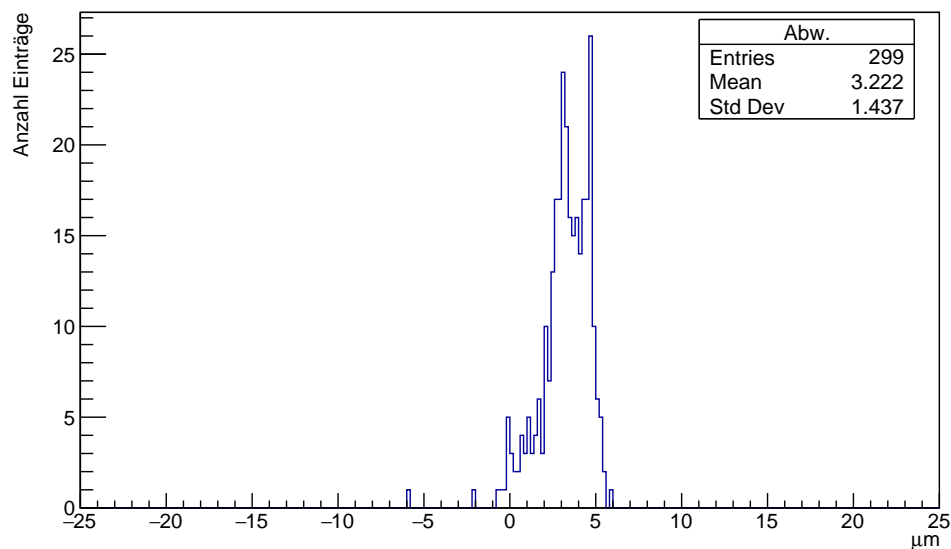
(B) Abweichung der mittels η -Funktion rekonstruierten Ereignisposition.

ABBILDUNG 4.40: Gezeigt ist die Abweichung der Rechenwerte vom Idealverlauf sowohl für die Rekonstruktion mittels „center of gravity“-Methode als auch η -Funktion. Der große Unterschied zwischen den Mean-Werten beider Rekonstruktionen ist das Resultat des verschobenen Ladungsschwerpunktes aufgrund der schrägen Reflexionen.

Nach der Diskussion der negativen Auswirkungen der Laserreflexionen für die in Abbildung 4.33 dargestellte Messanordnung wird nun der zweite angesprochene Fall des „schrägen“ Einstrahlwinkels betrachtet. Die Versuchsanordnung ist in Abbildung 4.41 veranschaulicht. Der Laser strahlt auch hier mit einem Winkel von 50° zur Oberfläche auf den Sensor, verläuft dabei aber parallel zur xz -Ebene. Bei diesem Aufbau sind ebenfalls Reflexionen mit einem Versatz des Ladungsschwerpunktes zu erwarten, dessen Auswirkungen nun näher untersucht werden sollen.

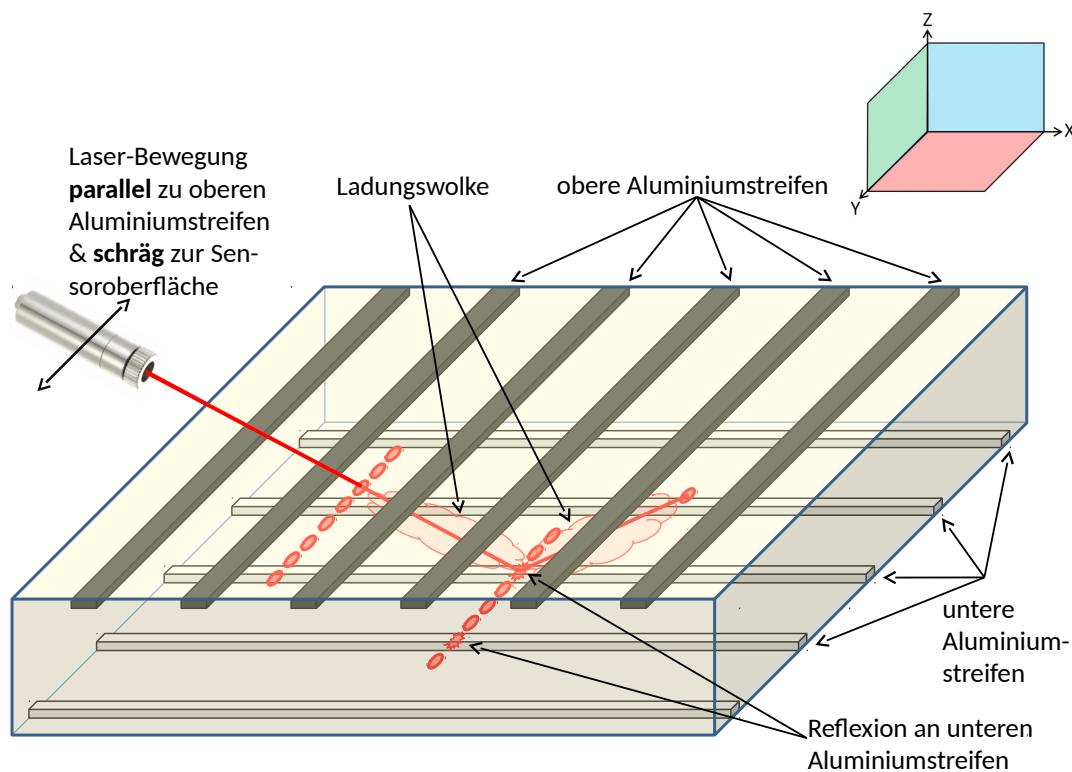
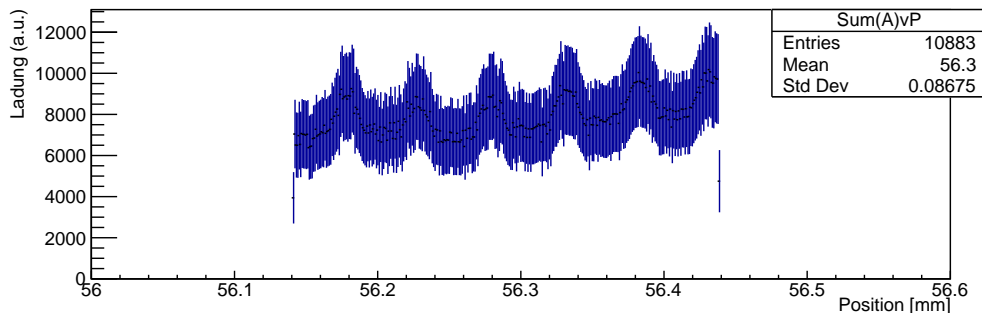
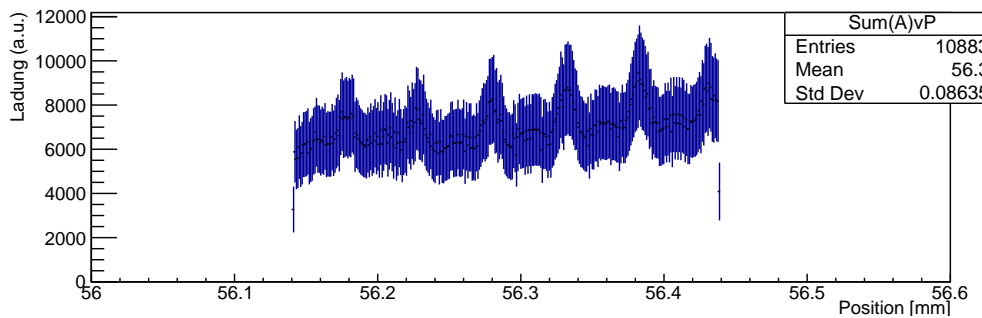


ABBILDUNG 4.41: Schematische Darstellung des durchgeführten Messverlaufs. Der Laserkopf bewegt sich unter einem Winkel von 50° zur Sensoroberfläche (xy -Ebene) und parallel zur yz -Ebene. Der Laserstrahl ist dabei parallel zur xz -Ebene und tritt zwischen zwei der oberen Auslesestreifen in den Sensor ein. Aus den Daten der unteren Streifen soll die η -Rekonstruktion durchgeführt werden.

Brechungseffekte des Laserstrahls beim Eindringen in das Silizium werden hier, wie schon in der vorherigen Messanordnung, aus Übersichtsgründen zunächst vernachlässigt. Wie gezeigt, durchdringt der Laserstrahl das Sensormaterial und hinterlässt auf seiner Spur durch das Material eine Ladungswolke, deren Schwerpunkt theoretisch mittig zwischen Eintritts- und Austrittspunkt liegt. Aufgrund der Aluminiumkontakte treten wie üblich in regelmäßigen Abständen von $50\ \mu\text{m}$ Reflexionen des Laserstrahls auf. Dies hat zur Folge, dass eine zweite, sekundäre Ladungswolke innerhalb des Sensors deponiert wird. Analog zur Messanordnung aus Abbildung 4.33 liegen primäre und sekundäre Ladungswolke nicht wie bei der senkrechten Messung übereinander, wodurch sich der Ladungsschwerpunkt der insgesamt deponierten Ladung entsprechend verschiebt. Zusätzlich wird an den besagten Stellen vom Sensor mehr Ladung registriert, was in den Abbildungen 4.42 zu sehen ist, in denen die insgesamt erfasste Ladung gegen die Tischposition aufgetragen ist. Eine Ladungsschwerpunktverschiebung lässt sich in dieser Darstellung nicht erkennen. Die regelmäßig erhöhte Ladungsaufnahme deutet lediglich darauf hin, dass der Laserstrahl reflektiert wird, liefert aber keine Informationen darüber, ob dies senkrecht oder „schräg“ geschieht.



(A) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der oberen Sensorseite (p-Seite).

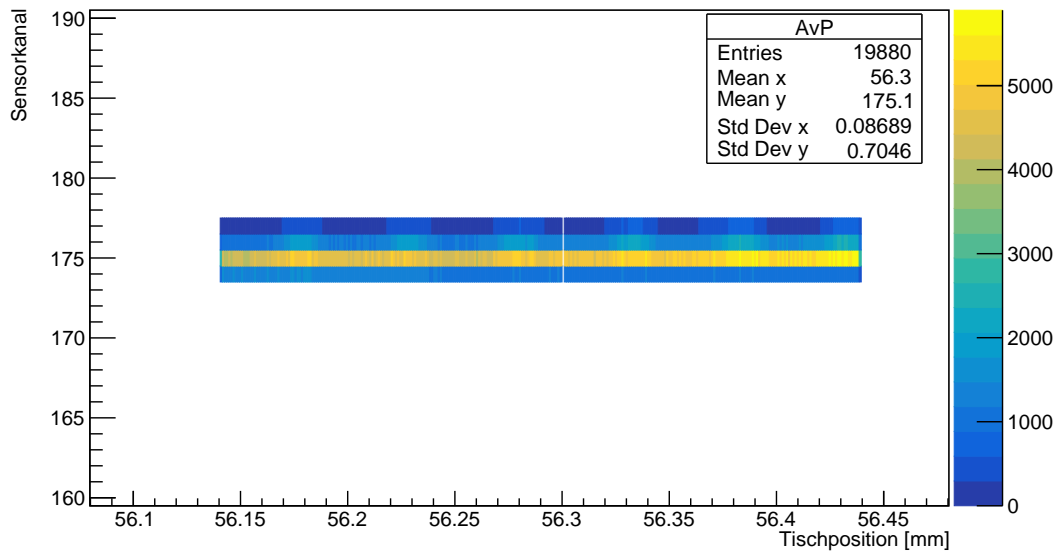


(B) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der unteren Sensorseite (n-Seite).

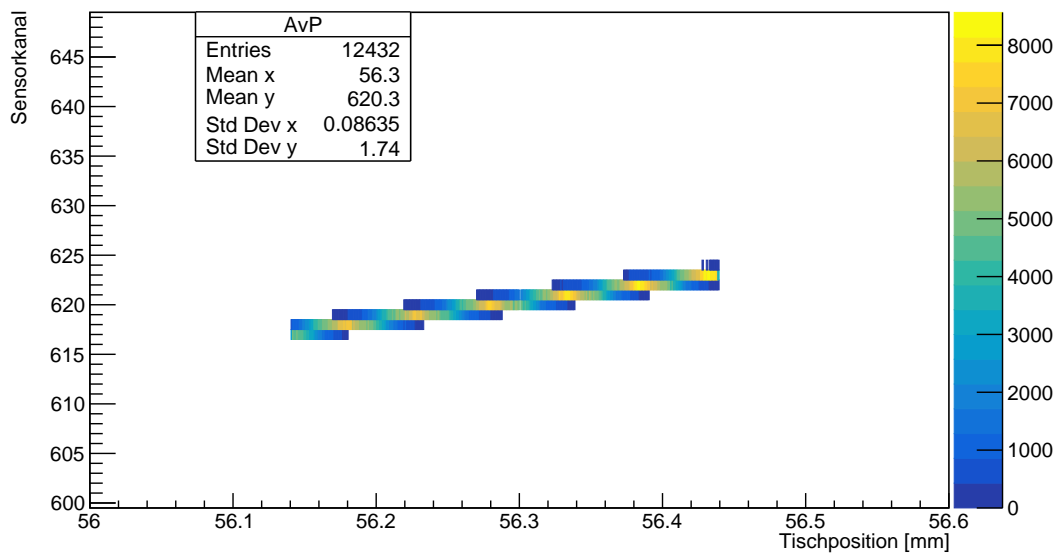
ABBILDUNG 4.42: Gezeigt ist die deponierte Ladung gegen die jeweilige Tischposition für den Fall, dass der Laserstrahl schräg auf die Sensoroberfläche trifft und eine zu den oberen Streifen parallele Bewegung durchführt. Der beobachtbare leichte Anstieg der gemessenen Ladung zu höheren Tischpositionen hin, ist ein Resultat der Beschaffenheit der Sensoroberfläche und wird in Kapitel 4.6 genauer betrachtet.

Erst bei näherer Betrachtung der Abbildungen 4.43, in der die erfasste Ladung eines jeden Kanals gegen die jeweilige Tischposition aufgetragen ist, wird deutlich, dass es sich um eine nicht-senkrechte Messanordnung handelt. Wie auch bei Messanordnung 4.33 verteilt sich die im Sensor deponierte Ladung auf mehrere Auslestreifen. In diesem Fall ist das Phänomen jedoch nicht für die untere (Abbildung 4.43b), sondern die obere Sensorseite (Abbildung 4.43a) zu beobachten. Für die untere Seite ergibt sich nun wieder, wie aus den senkrechten Messanordnungen bereits bekannt, eine symmetrische Ladungsaufnahme um die Trefferposition verteilt, während eine asymmetrische Verteilung bei den Daten der oberen Sensorseite zu beobachten ist.

Abbildung 4.44 zeigt die aufgenommene Ladung eines einzelnen Kanals der unteren Sensorseite für eine senkrechte (Abbildung 4.44a) und die hier gezeigte „schräge“ Messanordnung (Abbildung 4.44b), wodurch die beschriebene symmetrische Verteilung der Ladung auf der unteren Sensorseite trotz der „schrägen“ Messanordnung nochmals veranschaulicht wird. Da die Datenauswertung bzw. η -Rekonstruktion, wie bereits beschrieben, lediglich anhand der unteren Sensordaten durchgeführt wird, lässt sich an dieser Stelle bereits beobachten, dass die in Abbildung 4.41 gezeigte Messanordnung keinen nennenswerten Einfluss auf die Datenauswertung hat.



(A) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der oberen Sensorseite (p-Seite).



(B) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der unteren Sensorseite (n-Seite).

ABBILDUNG 4.43: Gezeigt ist die aufgenommene Ladung der jeweiligen Sensorkanäle gegen die Tischposition für einen nicht-senkrechten Messverlauf. Die Farben geben dabei die Intensität wieder und zeigen, dass in $50\ \mu\text{m}$ -Abständen die Intensität ansteigt.

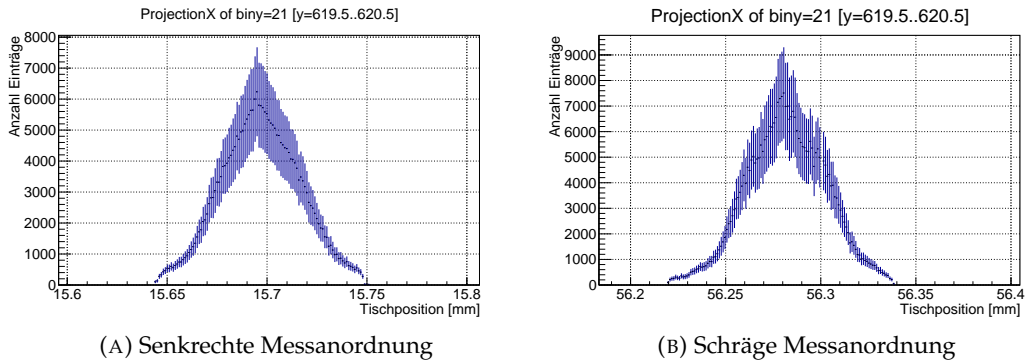
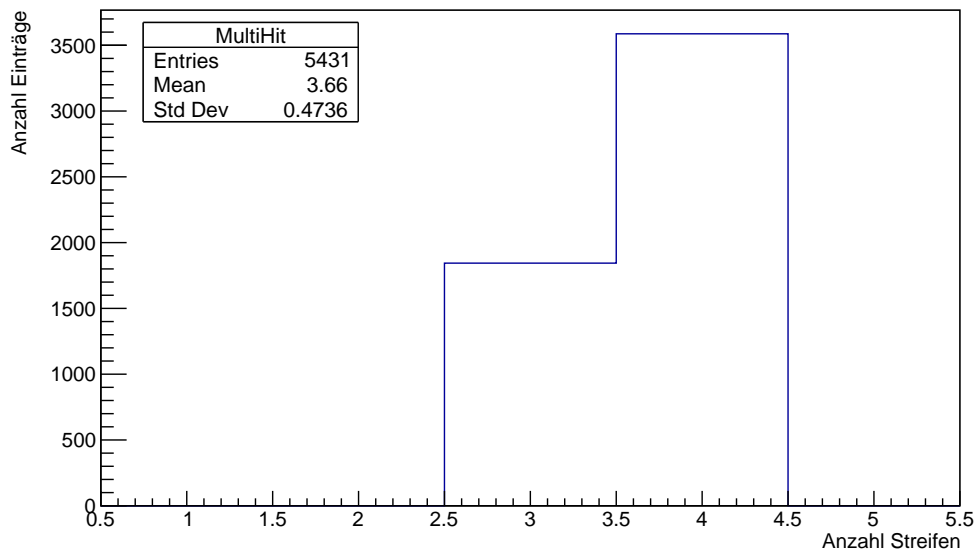


ABBILDUNG 4.44: Aufgenommene Ladung eines beliebigen einzelnen Kanals der Sensorunterseite bei schräger Messanordnung (*links*) verglichen mit der äquivalenten Darstellung für eine senkrechte Messanordnung (*rechts*).

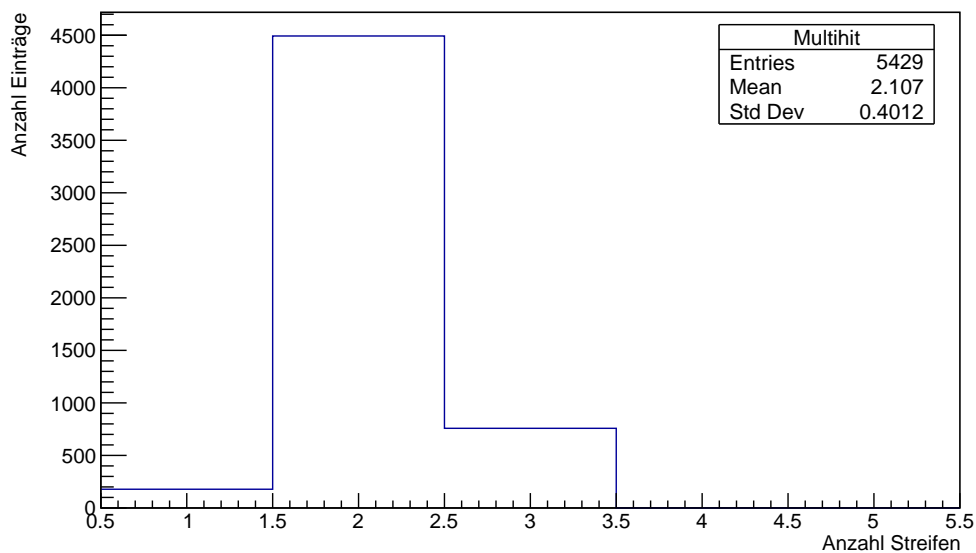
Auch in den Abbildungen 4.45, in denen die Mehrstreifentreffer für beide Sensorseiten gezählt sind, wird deutlich, dass die gewählte Messanordnung lediglich anhand der oberen Sensordaten von einer senkrechten Messanordnung zu unterscheiden ist. Bei den unteren Sensorkanälen dominieren, wie eigentlich für senkrechte Messungen üblich, die Doppelstreifentreffer, während bei den oberen Kanälen meist bis zu vier Kanäle gleichzeitig das Signal erfassen.

Der fehlende Einfluss auf die Datenauswertung (der unteren Sensorseite) liegt darin begründet, dass der Laserstrahl, wie in Abbildung 4.41 gezeigt, zwar schräg, gleichzeitig aber parallel zur xz -Ebene verlaufend in den Sensor eindringt und die Laserreflexion und die damit einhergehende Verschiebung des Ladungsschwerpunktes in der für die 1-D-auflösende unteren Sensorseite „blinden“ Dimension stattfindet. Folglich werden weder der „schräge“ Verlauf des Laserstrahls noch dessen „schräge“ Reflexion (von der unteren Sensorseite) registriert. Lediglich, dass es zu einer Reflexion (unbekannten Reflexionswinkels) kommt kann, dank der erhöhten Ladungsaufnahme in regelmäßigen Abständen, anhand der auszuwertenden (unteren) Sensordaten beobachtet werden.

Somit lässt sich für die Ortsrekonstruktion des Trefferereignisses weder bei der „center of gravity“-Methode noch bei der η -Rekonstruktion eine schwerwiegende Abweichung von den Daten einer senkrechten Messung erwarten. In den Abbildungen 4.46 ist die Abweichung der berechneten Ereignisposition vom „Idealverlauf“ für beide Rekonstruktionsmethoden gezeigt. Wie erwartet, ist für die gewählte Messanordnung dieses mal kein nennenswerter Offset zwischen beiden Methoden zu erkennen. Die Daten entsprechen auch mit den jeweiligen Standardabweichungen völlig den Erwartungen einer Messanordnung ohne den negativen Einfluss des „schrägen“ Signalverlaufs bei der Ereignisanalyse.

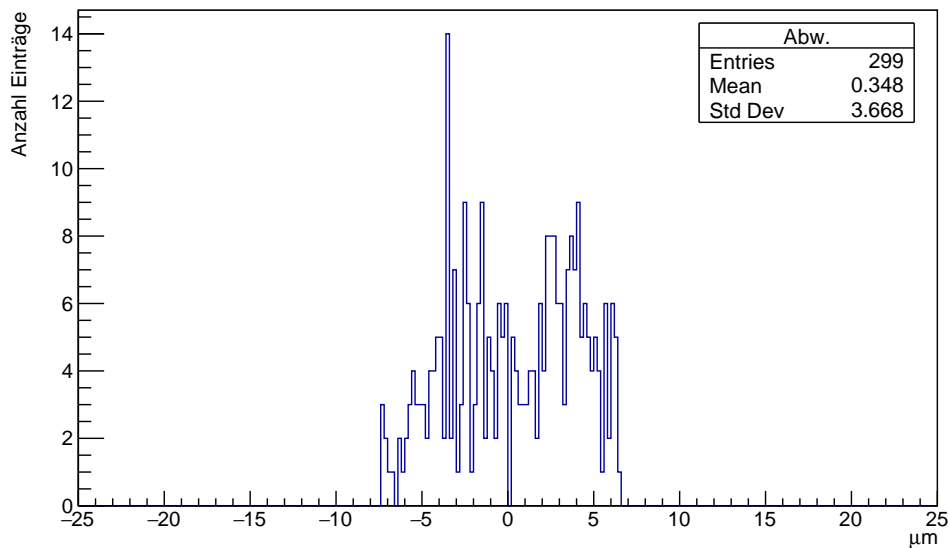


(A) Mehrstreifentreffer der oberen Sensorseite (p-Seite).



(B) Mehrstreifentreffer der unteren Sensorseite (n-Seite).

ABBILDUNG 4.45: Gezeigt ist die Verteilung der Mehrstreifentreffer an der oberen (A) und unteren (B) Sensorseite. Der Einfluss der „schrägen“ Laser-Stellung lässt sich anhand der erhöhten 4er-Treffer an der oberen Sensorseite deutlich erkennen. Selbiger Einfluss ist an der unteren Sensorseite nicht zu sehen.



(A) Abweichung der mittels CoG rekonstruierten Ereignisposition.

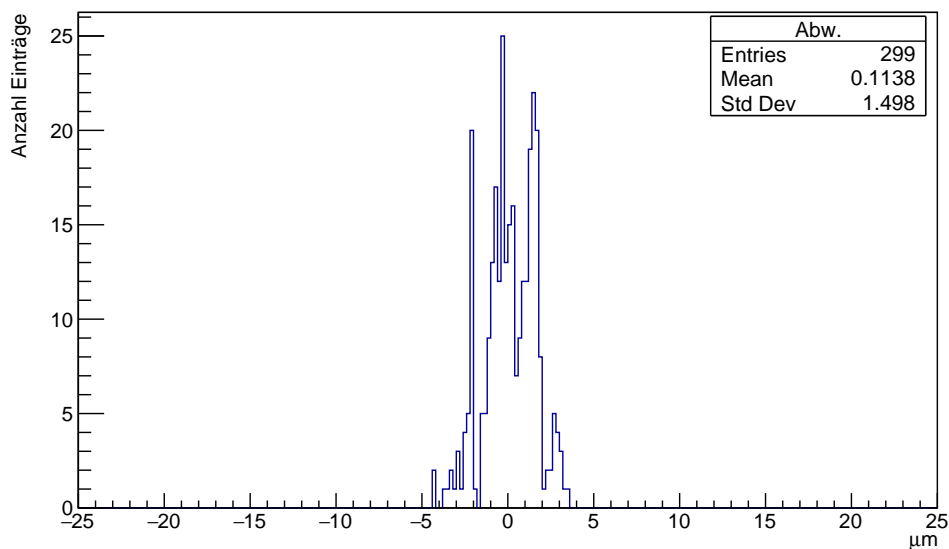
(B) Abweichung der mittels η -Funktion rekonstruierten Ereignisposition.

ABBILDUNG 4.46: Gezeigt ist die Abweichung der rekonstruierten Ereignispositionen vom Idealverlauf sowohl für die Rekonstruktion mittels „center of gravity“-Methode als auch η -Funktion. Die Verschiebung des Ladungsschwerpunktes aufgrund der schrägen Reflexionen lässt sich hier nicht erkennen.

Zwischenfazit

Als Zwischenfazit lässt sich an dieser Stelle festhalten, dass die reflektierenden Aluminiumstreifen eine aussagekräftige Datenanalyse der dem Laser zugewandten Sensorseite (im hiesigen Aufbau die Sensoroberseite) mittels der η -Funktion nicht zulassen. Folglich können also nur die unteren Sensordaten für die Analyse sinnvoll benutzt werden. In diesem Fall ist, wie gezeigt, zwar auch ein Einfluss der (unteren)

reflektierenden Aluminiumstreifen erkennbar, für Messungen in denen der Laserstrahl senkrecht auf den Sensor trifft sind eben jene Einflüsse wegen ihrer symmetrischen Eigenschaften jedoch tolerierbar.

Im Falle eines nicht-senkrechten Messverlaufs ist es entscheidend, ob die Projektion des Laserstrahls parallel oder senkrecht zu den auszulesenden Kanälen verläuft. Verläuft der Laserstrahl quer zu den Auslestreifen, bedingen besonders die durch die Aluminiumstreifen verursachten Reflexionen eine fehlerhafte Datenanalyse, resultierend aus dem unvermeidlichen Versatz des Ladungsschwerpunktes. Es ist dieser Versatz des Ladungsschwerpunktes, der den Offset zwischen den beiden Darstellungen („center of gravity“- und η -Rekonstruktion) also der Abweichung vom „Idealverlauf“, verursacht. Folglich ist eine brauchbare Ortsrekonstruktion, bei entsprechend großen Einstrahlwinkeln (bezogen aufs Lot), nicht mehr möglich, wengleich eine Verbesserung der Standardabweichung von der „Idealposition“ mittels der η -Analysemethode zu beobachten ist.

Verläuft die Projektion des Laserstrahls parallel zu den auszuwertenden Auslesekanälen, findet im Falle einer nicht-senkrechten Messung auch ein Versatz des Ladungsschwerpunktes statt. Da sich der Ladungsschwerpunkt jedoch in der für die 1-D-auflösenden „blinden“ Dimension der betrachteten Sensorseite verschiebt, hat dies keine Auswirkungen auf die Datenanalyse, liefert folglich aber auch keine zusätzlichen bzw. neuen Informationen.

Da also ein nicht-senkrechter Messverlauf in diesem Zusammenhang entweder unbrauchbar verfälschte Ergebnisse liefert, oder solche ohne zusätzlichen Informationsgehalt, ist mit der hier vorgestellten Messstation unter Verwendung eines Infrarotlasers von nicht-senkrechten Messungen abzuraten.

4.6 Einfluss der Sensorseiten/Oberflächenstrukturen

Wie in Kapitel 3.1.5 beschrieben ist, sind die beiden Sensorseiten unterschiedlich gestaltet. Die jeweiligen Auswirkungen der beidseitigen Aluminiumstreifen sind in Kapitel 4.5 näher erläutert, jedoch sind auf den Sensoren neben den Auslestreifen noch weitere Strukturen vorhanden. Während auf der n-Seite des Sensors sogenannte p-Stopps zur Vermeidung einer Akkumulationsschicht verbaut sind, befinden sich auf der p-Seite nicht-kontaktierte Zwischenstreifen zum Verbessern der Ortsauflösung. Die jeweiligen Auswirkungen dieser (Oberflächen-) Gegebenheiten sollen hier näher betrachtet werden. Für die im Folgenden gezeigten Untersuchungen, sind die jeweiligen Messverläufe so gewählt, dass der Laser den Sensor von oben bestrahlt und sich dabei stets parallel zwischen den oberen Auslestreifen bewegt und folglich eine senkrechte Bewegung zu den unteren Auslestreifen vollzieht.

4.6.1 Einfluss der n-Seite

Im ersten Schritt wird an dieser Stelle die Wirkung der (Oberflächen-) Eigenschaften der n-Seite betrachtet. Je nach dem, ob der Laserstrahl an der n-Seite in den Sensor eindringt, oder diesen an eben jener Seite verlässt, lassen sich unterschiedliche Einflüsse in den aufgenommenen Daten beobachten.

Abbildung 4.47 zeigt ein Bild der n-Seite, die mittels eines 3D-Farblasermikroskops vom Typ VK-9700K untersucht wurde. Die dazugehörige Höhendarstellung ist in Abbildung 4.48 zu sehen und in Abbildung 4.49 sind verschiedene Abmessungen

einzelner Oberflächenstrukturen des Höhenprofils gezeigt. Es ist deutlich zu erkennen, dass sich zwischen den Aluminiumstreifen noch weitere Strukturen auf der Oberfläche befinden. Dabei handelt es sich um zwei parallel verlaufende p-Stoppstreifen mit einer jeweiligen Breite von knapp $5\ \mu\text{m}$ (siehe Seg.1 aus Abbildung 4.49). Die p-Stopps dienen lediglich dazu, eine Akkumulationsschicht zwischen den n^+ -dotierten Auslestreifen zu verhindern und haben auf die Ladungsverteilung innerhalb des Sensors keinen Einfluss. Demzufolge sollte in der η -Funktion auch theoretisch nichts auf solche Streifen hinweisen.

Von einem fehlenden Effekt auf die Ladungsaufteilung abgesehen, könnte die reine Oberflächenbeschaffenheit aber noch einen Einfluss direkt auf den Laserstrahl und damit letztendlich auch indirekt auf die Berechnung der η -Funktion haben.

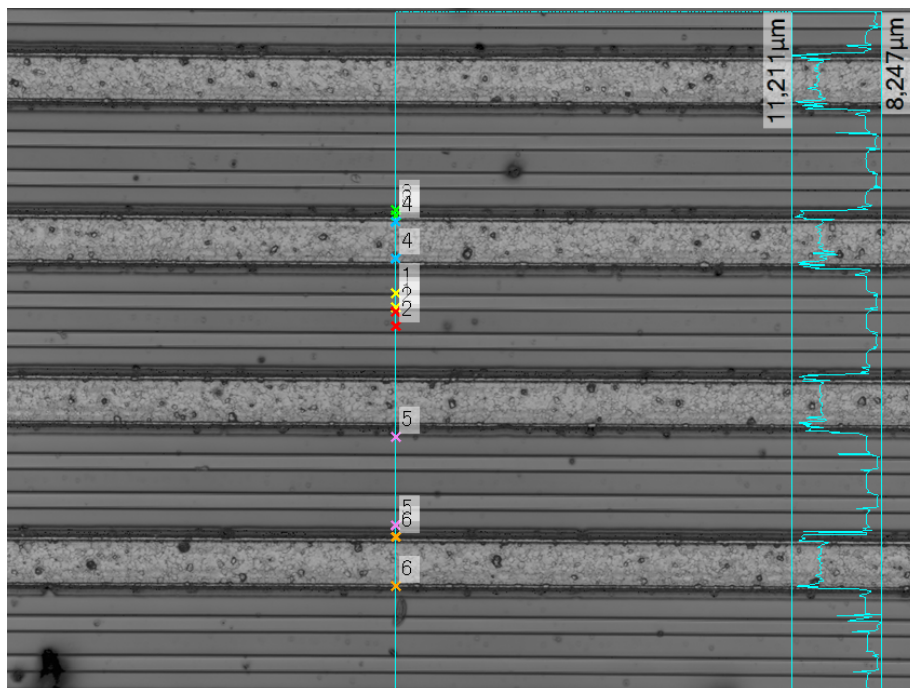


ABBILDUNG 4.47: n-Seite des Sensors mit einem 3D-Farblasermikroskop aufgenommen.

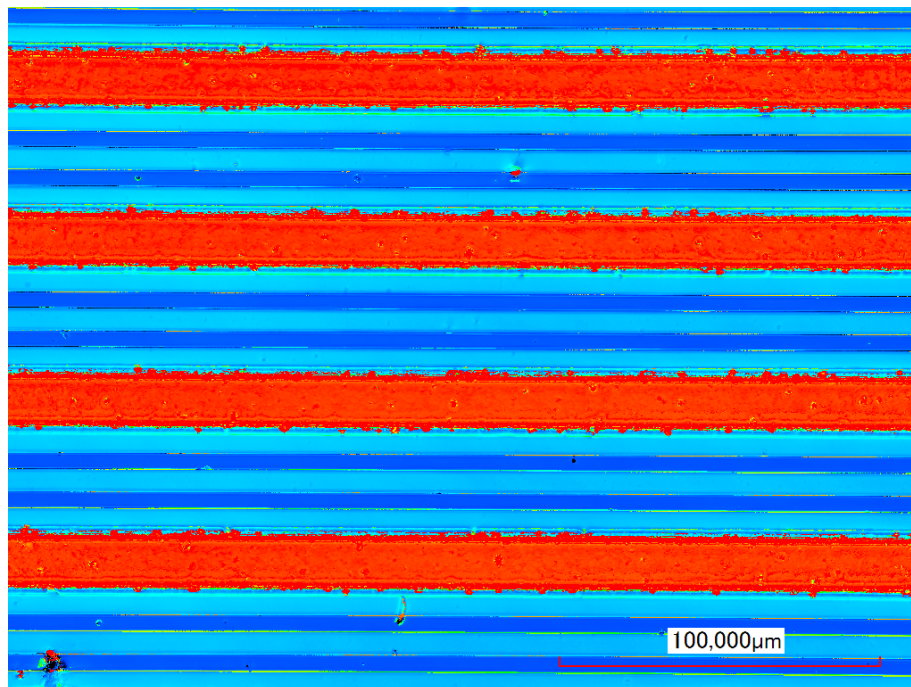
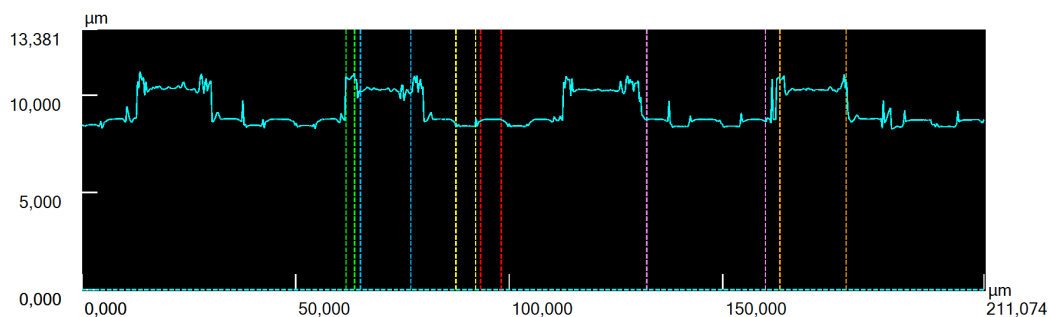


ABBILDUNG 4.48: Farbliche Höhendarstellung der n-Seite des Sensors. Zwischen den hier rot dargestellten Aluminium-Auslesestreifen sind die beiden dunkelblau gezeigten p-Stops zu sehen.



Profil1	Horiz.Abst.	H-Unters.	Durchs.-H	Winkel	Quers.Lä.	Quers.Fl.
Alle	211,074µm	0,308µm	9,239µm	0,084°	260,886µm	1952,592µm²
Seg.1	4,570µm	0,037µm	8,422µm	0,464°	4,669µm	41,990µm²
Seg.2	4,856µm	0,082µm	8,739µm	0,963°	4,863µm	43,571µm²
Seg.3	1,999µm	0,802µm	10,619µm	21,859°	2,661µm	23,531µm²
Seg.4	11,710µm	0,124µm	10,253µm	0,605°	13,366µm	122,125µm²
Seg.5	27,705µm	0,055µm	8,640µm	0,115°	30,768µm	241,715µm²
Seg.6	15,424µm	0,164µm	10,362µm	0,607°	16,946µm	163,598µm²

ABBILDUNG 4.49: Höhenprofil der n-Seite des Sensors inklusive der Abmessungen ausgewählter Abstände.

In Abbildung 4.50 ist die deponierte Gesamtladung von oberer und unterer Sensorseite gegen die Tischposition aufgetragen. Der Sensor ist dabei so angeordnet, dass sich die n-Seite oben befindet, der Laserstrahl also von der n- zur p-Seite durch den Sensor verläuft. Es ist zu erkennen, dass die Ladungsaufnahme zu steigenden Tischpositionen hin einen leichten Rückgang verzeichnet. Da dies sowohl an der oberen,

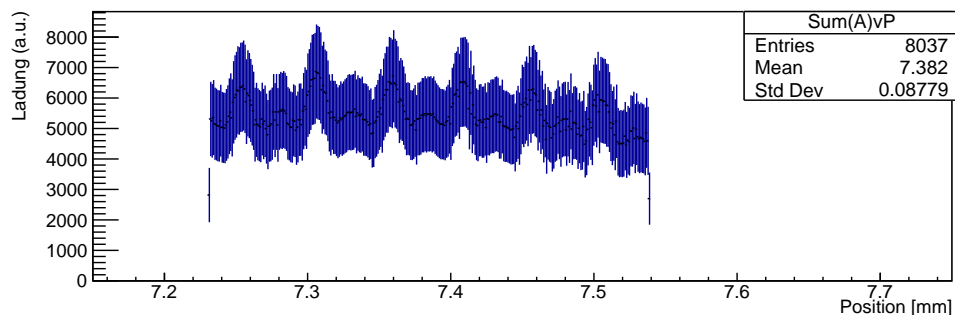
als auch an der unteren Sensorseite gleichermaßen zu beobachten ist, handelt es sich folglich nicht um ein „seitenspezifisches“ Phänomen und deutet somit darauf hin, dass der Laserstrahl bei Auftreffen bzw. Eindringen in den Sensor zu höheren Positionen hin (leicht) behindert wird.

Grund für eben jenes Phänomen sind die p-Stopp-Streifen auf der (oberen) n-Seite. Diese sind zwar für den Laserstrahl weitestgehend transparent, ein geringer Einfluss ihrerseits lässt sich jedoch nicht vermeiden. Verläuft die Bewegung des Laserkopfes bzw. des Tisches perfekt parallel zu diesen Streifen, ist jener Einfluss für alle Tischpositionen identisch und lässt sich in dem Fall gar nicht erst beobachten. In der hier gezeigten Messung verläuft der Weg des Tisches aber nicht exakt parallel zu den gezeigten Strukturen; der Laserstrahl „kreuzt“ also einen der p-Stopps bei den höheren Tischpositionen. Dies resultiert in einer leichten Reduzierung der den Sensor erreichenden Laserintensität. Aufgrund des geometrischen Abstandes der Streifen zueinander von ca. $5 \mu\text{m}$ (siehe Seg.2 aus Abbildung 4.49), liegt ein Teil des Laserstrahls auch bei optimaler Fokussierung mit einer Spotgröße von $10,3 \mu\text{m}$ (vgl. Kapitel 3.1.2) immer auf dem p-Stopp-Streifen. Somit führt eine noch so geringe Abweichung vom parallelen Verfahrensweg zwangsläufig zu einer Verhältnisänderung der bestrahlten Bereiche mit und ohne p-Stopps und folglich auch zu einer Änderung der registrierten Laserintensität.

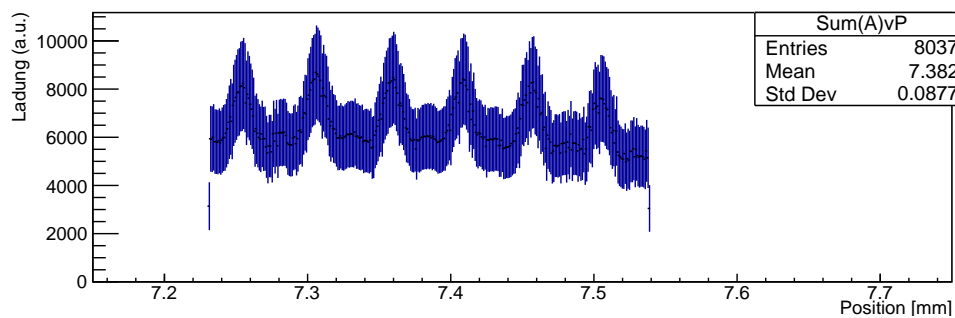
Die Distanz, die auf der Länge des gesamten Verfahrensweges in der hier gezeigten Messung quer zu den p-Stopps zurückgelegt wird, ist kleiner als die minimal einstellbare Schrittweite des xy-Tisches und liegt damit unterhalb von $1 \mu\text{m}$, weswegen eine fahrtechnische Korrektur über den xy-Tisch nicht möglich ist. Um den beschriebenen Einfluss auf die Messung dennoch zu vermeiden, bedarf es einer genaueren manuellen Ausrichtung des Sensors, sodass der Verfahrensweg „tatsächlich“ parallel zu den Auslestreifen verläuft. Bei der hier gezeigten Messung beträgt die Länge des gesamten Verfahrensweges etwa $300 \mu\text{m}$. Davon ausgehend, dass der xy-Tisch dabei die größtmögliche, nicht korrigierbare Distanz von $1 \mu\text{m}$ quer zu den Streifen zurücklegt, errechnet sich der Winkel zwischen parallelem und hier tatsächlichem Verfahrensweg zu:

$$\alpha = \arcsin\left(\frac{1 \mu\text{m}}{300 \mu\text{m}}\right) \approx 0,2^\circ \quad (4.18)$$

Tritt der beschriebene Effekt in so geringem Maße auf, wie es in Abbildung 4.50 zu sehen ist, bleibt ein nennenswerter Einfluss auf die Ortsrekonstruktion aus.



(A) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der oberen Sensorseite (n-Seite).



(B) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der unteren Sensorseite (p-Seite).

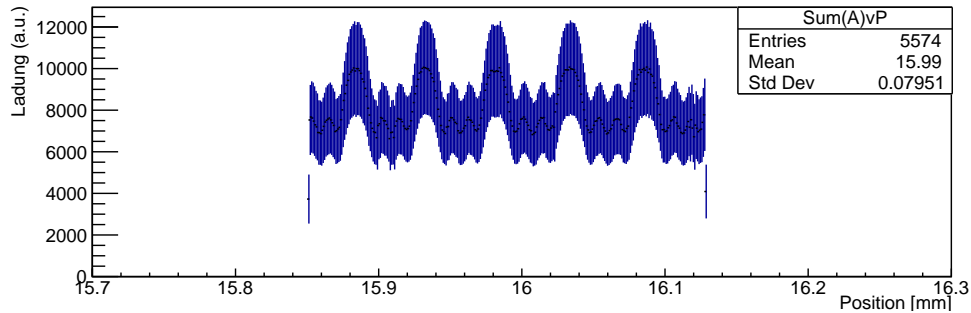
ABBILDUNG 4.50: Gezeigt ist die deponierte Ladung gegen die jeweilige Tischposition für den Fall, dass der Laserkopf nicht völlig parallel zu den Auslestreifen verläuft. Das Überqueren eines p-Stopps führt zu einer leichten Abschirmung des Laserstrahls.

Im Falle vertauschter Sensorseiten lässt sich ebenfalls ein Einfluss der p-Stopps in den Messdaten feststellen. Abbildung 4.51 in der wieder die aufgenommene Ladung gegen die Tischposition aufgetragen ist, zeigt eine Messung in der der Laserstrahl den Sensor von der p- zur n-Seite hin durchstrahlt. Damit erfolgt die Bewegung nun nicht parallel, sondern senkrecht zu den untersuchten p-Stopps (der Sensorunterseite). Zwischen den bereits bekannten, durch die Reflexion an den Aluminiumstreifen verursachten Maxima, lassen sich zusätzlich noch jeweils zwei „Zwischenmaxima“ in der Ladungsaufnahme erkennen. Diese sind das Resultat schwacher Reflexionen an den beiden p-Stopps. Da die p-Stopps, genau wie das Sensormaterial, aus Silizium bestehen und lediglich eine andere Dotierung (p^+) aufweisen, sind diese für den Laserstrahl weitestgehend transparent, weswegen die Reflexionen vergleichsweise gering ausfallen.

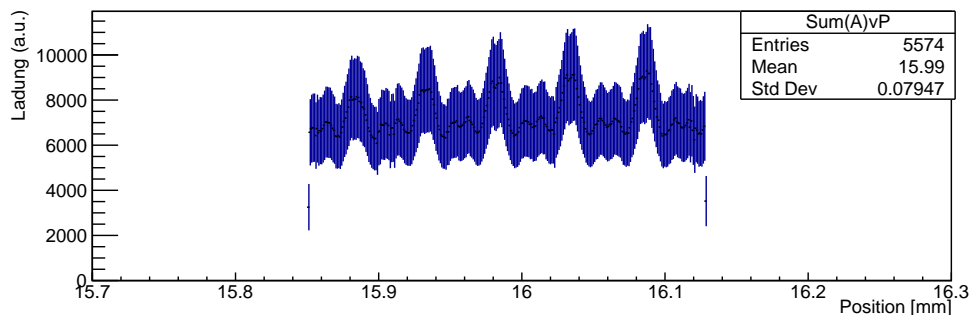
In der in Abbildung 4.51 gezeigten Darstellung lässt sich vorerst noch gar nicht erkennen, ob es sich tatsächlich um p-Stopps handelt, oder vielleicht um Zwischenstreifen (vergleiche Abschnitt 4.6.1). Um eventuelle Zwischenstreifen als mögliche Ursache für die beobachtete Erscheinung anhand der aufgenommenen Daten ausschließen zu können, wird die η -Verteilung bzw. die daraus folgende η -Funktion herangezogen. Abbildung 4.53 zeigt die resultierende η -Verteilung inklusive der entsprechenden η -Funktion berechnet aus den in Abbildung 4.51 gezeigten Daten. Dabei lässt sich deutlich die bereits in Kapitel 4.1.2.2 angesprochene typische Form der η -Verteilung/-Funktion erkennen.

Da sich in Abbildung 4.53a keine Häufung des Ladungsteilungsverhältnisses im Bereich von $\eta \approx 0,5$ erkennen lässt und folglich auch die daraus resultierende η -Funktion (Abbildung 4.53b) die Form einer gewöhnlichen Ladungsteilung zwischen

zwei Streifen aufweist, kann an dieser Stelle eindeutig belegt werden, dass es sich bei den in Abbildung 4.51 beobachteten (Zwischen-)Reflexionen ursächlich nicht um Zwischenstreifen handeln kann. Der Vergleich mit der zugehörigen Dokumentation des Sensoraufbaus in Abbildung 4.52 und den durchgeführten Untersuchungen aus den Abbildungen 4.47, 4.48 und 4.49, liefern die letztendliche Ursache für die gemessenen Reflexionen in Form von paarweise verbauten p-Stops.



(A) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der oberen Sensorseite (p-Seite).



(B) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der unteren Sensorseite (n-Seite).

ABBILDUNG 4.51: Gezeigt ist die deponierte Ladung gegen die jeweilige Tischposition. Zwischen den erwarteten Reflexionseffekten aufgrund der Aluminiumstreifen, lassen sich im jeweiligen Zwischenraum noch zwei zusätzliche reflektierende Einflüsse beobachten.

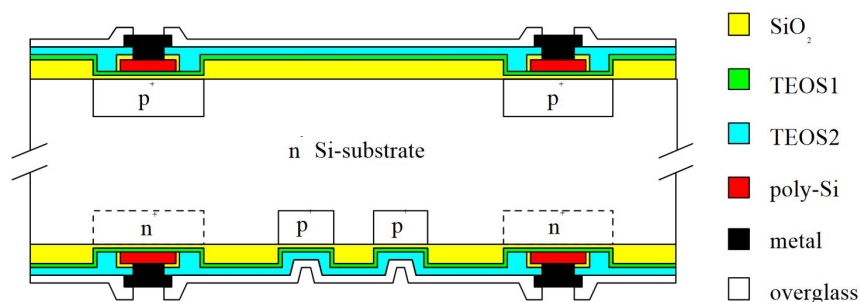


ABBILDUNG 4.52: Schematische Darstellung des untersuchten doppelseitigen Sensors von ITC-IRST [6]. Die Zwischenstreifen auf der p-Seite des Sensors sind fälschlicherweise in der Dokumentation nicht dargestellt.

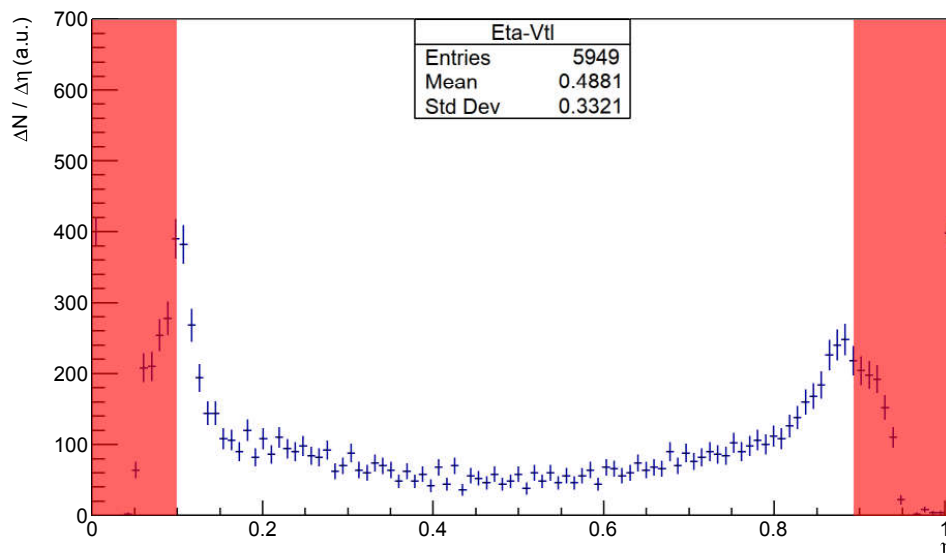
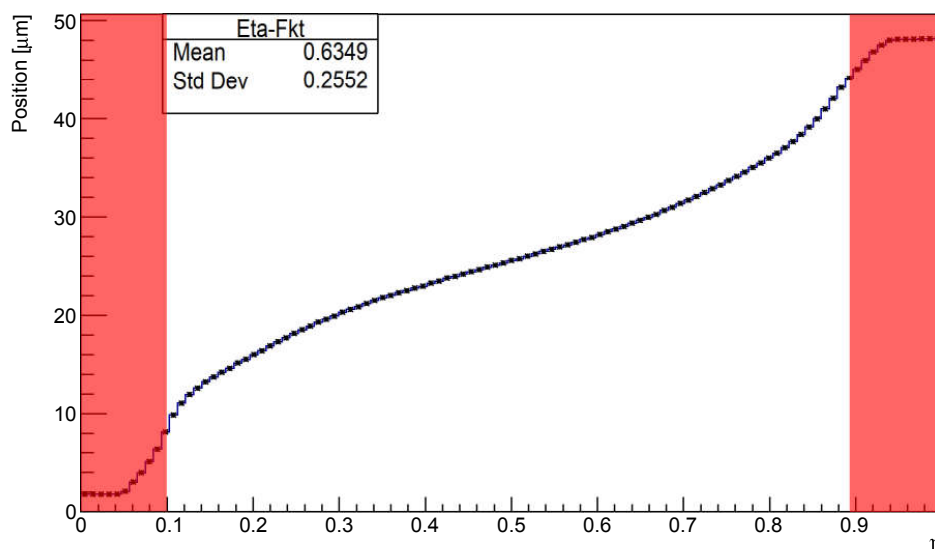
(A) η -Verteilung der n-Seite(B) η -Funktion der n-Seite

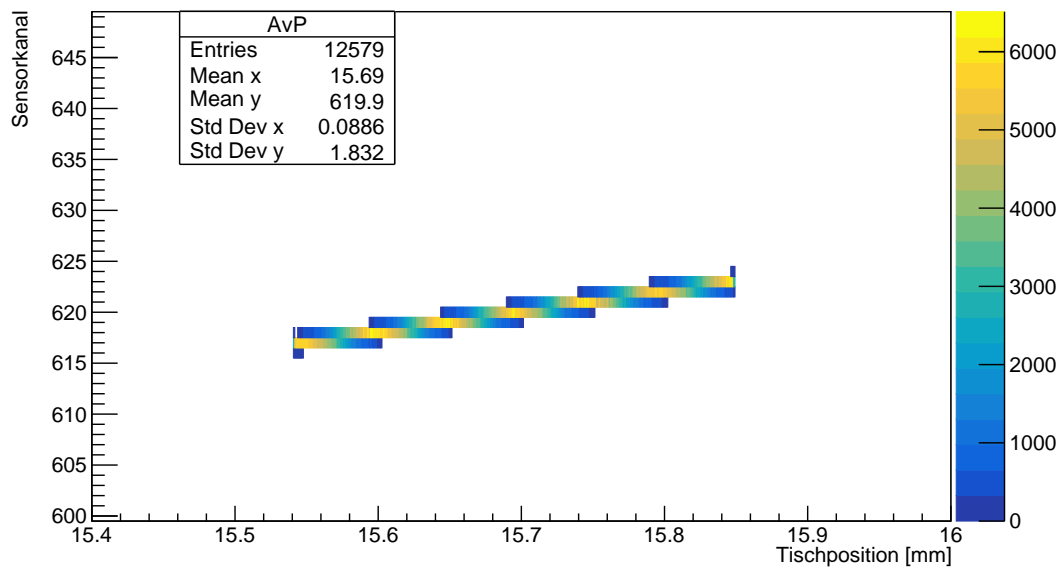
ABBILDUNG 4.53: Gezeigt ist die η -Verteilung mit dazugehöriger η -Funktion berechnet aus den in Abbildung 4.51 gezeigten Daten.

Inwieweit die zusätzlichen Reflexionen einen möglichen Einfluss auf die letztendliche Ortsrekonstruktion haben, lässt sich nur anhand der vollständig durchgeführten Analyse betrachten. Abbildung 4.55 zeigt die berechneten Werte beider Rekonstruktionsmethoden im Vergleich zu den Positionsangaben des xy-Tisches inklusive der durch die Ausgleichsgeraden dargestellten „Ideallinie/Idealbeziehung“. Es lässt sich dabei erneut das bereits in Kapitel 4.3 ausführlich behandelte Phänomen beobachten, dass bei der Analyse mittels der „center of gravity“-Methode in Abbildung 4.55a die berechneten Ereignisse um die tatsächlichen Werte zu „schwanken“ scheinen. Erfahrungsgemäß lässt sich das mit Hilfe der Rekonstruktion über die η -Funktion deutlich reduzieren, was in Abbildung 4.55b zu sehen ist.

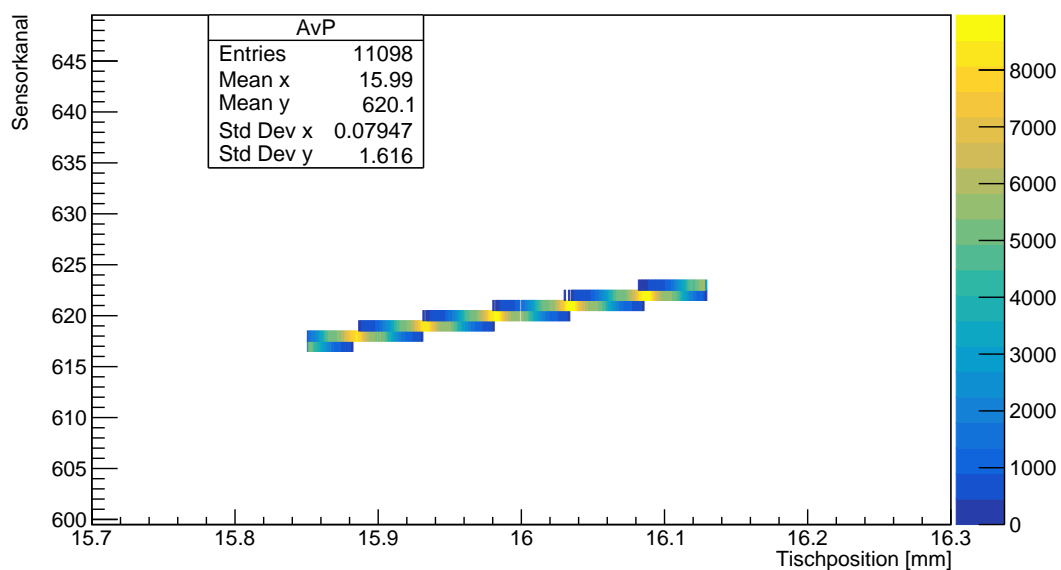
Die angesprochene Vergleichsmessung aus Kapitel 4.3 (bzw. auch 4.5.2.1) wurde, abgesehen von einer anderen Laserfokussierung, mit identischen Messparametern, an den selben Sensorstellen durchgeführt. In der dazugehörigen Abbildung 4.30, in der die registrierte Ladung gegen die jeweilige Tischposition aufgetragen ist, lassen sich die im hiesigen Kapitel behandelten Zwischenreflexionen aus Abbildung 4.51 nicht beobachten, weswegen eben jene Messung für den direkten Vergleich herangezogen wird. Der Einfluss der Laserfokussierung wird in Kapitel 4.7 näher behandelt.

Die unterschiedlichen Tischpositionen beider Messungen sind lediglich das Resultat einer leicht verschobenen/geänderten Sensorposition. Dass in beiden Fällen jeweils die gleiche Stelle des Sensors betrachtet wird, lässt sich anhand von Abbildung 4.54 erkennen, in der die jeweiligen signalerfassenden Kanäle gegen die (unterschiedlichen) Tischpositionen aufgetragen sind. Resultierend daraus erhalten die jeweiligen Datensätze einen unterschiedlichen Offset, dem jedoch keinerlei Bedeutung beizumessen ist.

Da beide Messungen vergleichbare Ergebnisse liefern, lässt sich zumindest ein fundamentaler Einfluss der Zwischenreflexionen auf die grundlegenden Sensoreigenschaften an dieser Stelle bereits ausschließen.

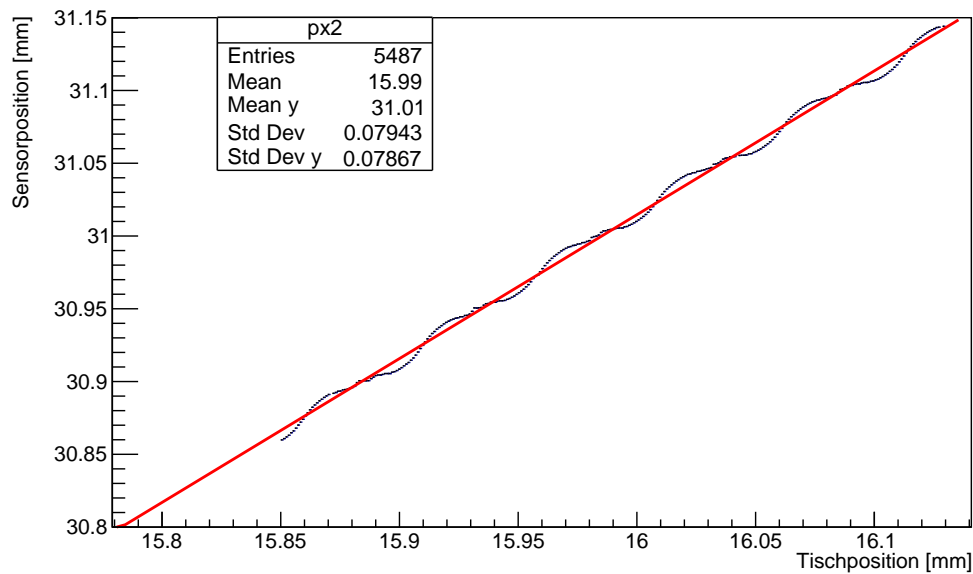


(A) Vergleichs-Daten der unteren Sensorseite (n-Seite) aus Kapitel 4.5.2.1. Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer.

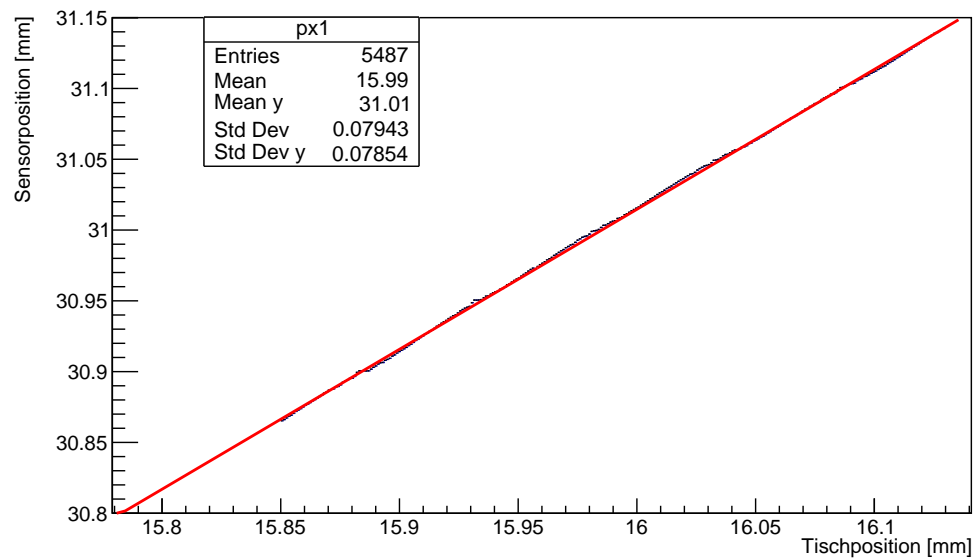


(B) Vergleichs-Daten der unteren Sensorseite (n-Seite) der hiesigen Sensordaten. Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer.

ABBILDUNG 4.54: Gezeigt sind für beide Vergleichsmessungen, die jeweiligen Kanalnummern aufgetragen gegen die entsprechenden Tischpositionen. Bei der oberen Messung sind in der Darstellung der insgesamt deponierten Ladung keine Zwischenreflexionen zwischen den durch die Aluminiumstreifen verursachten Maxima zu erkennen (siehe 4.30). Bei der unteren Messung hingegen sind in der Ladungsaufnahme zwischen den Hauptmaxima jeweils zwei kleinere Maxima zu erkennen (siehe 4.51).



(A) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. berechnete CoG-Ereignisposition der unteren Sensorseite (n-Seite).



(B) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. berechnete η -Ereignisposition der unteren Sensorseite (n-Seite).

ABBILDUNG 4.55: Gezeigt sind (für die hiesige Messung mit den beobachtbaren Zwischenreflexionen) die jeweiligen rekonstruierten Ereignispositionen, berechnet mit der „center of gravity“-Methode (A) und der η -Funktion (B), die jeweils gegen die „exakte“ Tischposition aufgetragen sind.

Ein beobachtbarer Einfluss der durch die p-Stopps verursachten Reflexionen wird erst bei der Betrachtung der in den Abbildungen 4.56 gezeigten Abweichungen der berechneten Ereignispositionen von den „tatsächlichen“ Positionen sichtbar. Für die mittels „center of gravity“-Methode errechneten Werte ergibt sich eine deutlich größere Standardabweichung vom Idealwert als bei selbiger Rechnung mit den hier gewählten Vergleichsdaten aus Abbildung 4.17. Somit haben die p-Stopp-Streifen,

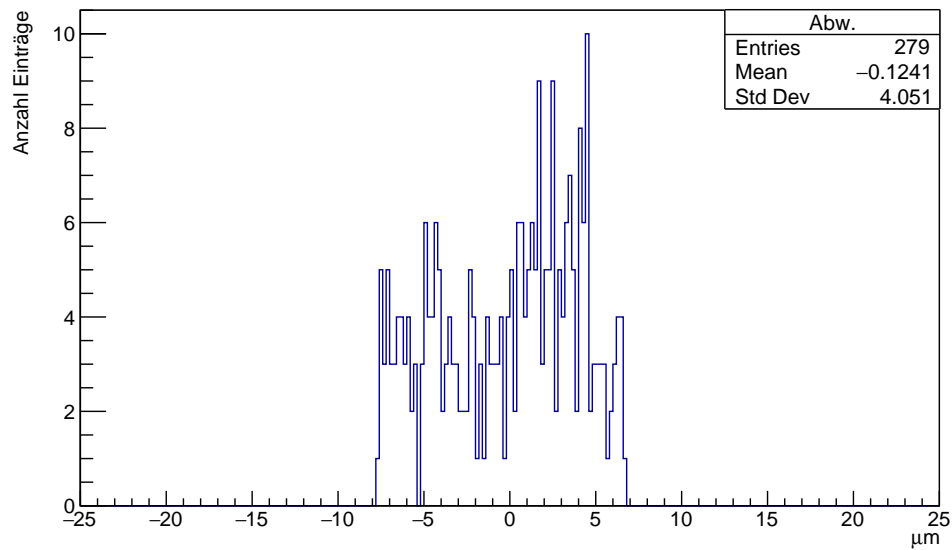
wie bereits zuvor festgestellt, keinen ladungssammelnden Charakter im Sinne von zusätzlichen (nicht-ausgelesenen) Zwischenstreifen; die an ihnen entstehenden Reflexionen des Laserlichts verschlechtern jedoch letztendlich die „center of gravity“-Ortsrekonstruktion.

Überraschend dabei ist, dass die p-Stopps die Rekonstruktion mittels η -Funktion überhaupt nicht zu verschlechtern scheinen. Das in Abbildung 4.56b gezeigte Ergebnis der η -Analyse weist keine relevanten Unterschiede zu den Vergleichsdaten aus Abbildung 4.22 auf. Folglich ist für die demonstrierte Messung der Zugewinn an Ortsauflösung durch die η -Funktion sogar noch größer.

Obwohl die hier behandelte Situation von ungewollten Reflexionen und die damit einhergehende partiell erhöhte Ladungsdeposition im Beschleunigerexperiment (genau wie im Reflexionsfall bei der „schrägen“ Messanordnung aus Kapitel 4.5.2.2) so nie eintreffen wird, weil dort keine reflektierenden Partikel vermessen werden, zeigt sich dennoch, dass die Rekonstruktionsmethode mittels η -Funktion auch im gezeigten Fall dieser ungünstigen Einflüsse eine Verbesserung der Ortsauflösung ermöglicht. Dabei muss allerdings beachtet werden, dass die hier verwendete η -Funktion anhand der hier gezeigten Daten neu, also inklusive der Zwischenreflexionen bestimmt ist (nach Formel 4.13). Somit fließen besagte reflektierende Phänomene bei der Kalkulation mit in die η -Funktion ein, wodurch diese eben jene Effekte auch ausgleichen kann.

Werden die hiesigen Daten, so wie alle anderen in dieser Arbeit auch, anhand einer η -Funktion bearbeitet, welche unter (den hier möglichen) „optimalen“ Umständen bestimmt ist, also mittels einer senkrechten Messung ohne solche Zwischenreflexionen, lässt sich in diesem Fall eine leichte Verschlechterung der Standardabweichung verglichen mit der hier in Abbildung 4.56b gezeigten feststellen. Abbildung 4.57 zeigt die Abweichung der rekonstruierten Ereignispositionen für den Fall, dass die Berechnung anhand der aus Kapitel 4.4 behandelten und in Abbildung 4.19 gezeigten η -Funktion durchgeführt sind. Bei eben dieser Messung sind in der registrierten Ladungsdeposition, bereits veranschaulicht in Abbildung 4.30 aus Kapitel 4.5.2.1, keine Zwischenreflexionen zu erkennen, weswegen genau diese daraus erschlossene η -Funktion hier als Vergleich herangezogen wird.

Obschon die Berechnung der Ereignisposition mittels der unter „optimalen“ Umständen erstellten η -Funktion verglichen zu der mit den hiesigen Daten zum Vergleich neu generierten η -Funktion eine leicht schlechtere Standardabweichung aufzeigt, ist diese jedoch immer noch deutlich besser als eben jene durch die „center of gravity“-Methode durchgeführte Berechnung. Damit zeigt sich, dass die η -Funktion hier auch unter negativen Einflüssen immer noch besser zur Ereignisanalyse geeignet ist, als die simple Schwerpunktermittlung.



(A) Abweichung der mittels CoG rekonstruierten Ereignisposition.

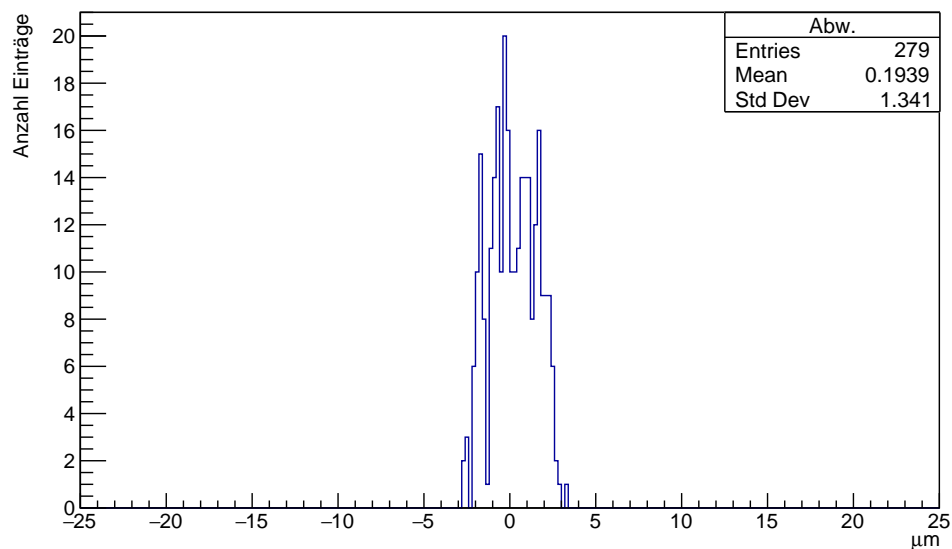
(B) Abweichung der mittels η -Funktion rekonstruierten Ereignisposition.

ABBILDUNG 4.56: Gezeigt sind die jeweiligen Abweichungen der mittels „center of gravity“-Methode (A) und η -Funktion (B) berechneten Ortsrekonstruktionen von der „exakten“, vom xy-Tisch zurückgegebenen Position. Die durch die p-Stopps verursachten Zwischenreflexionen sind in der Berechnung berücksichtigt.

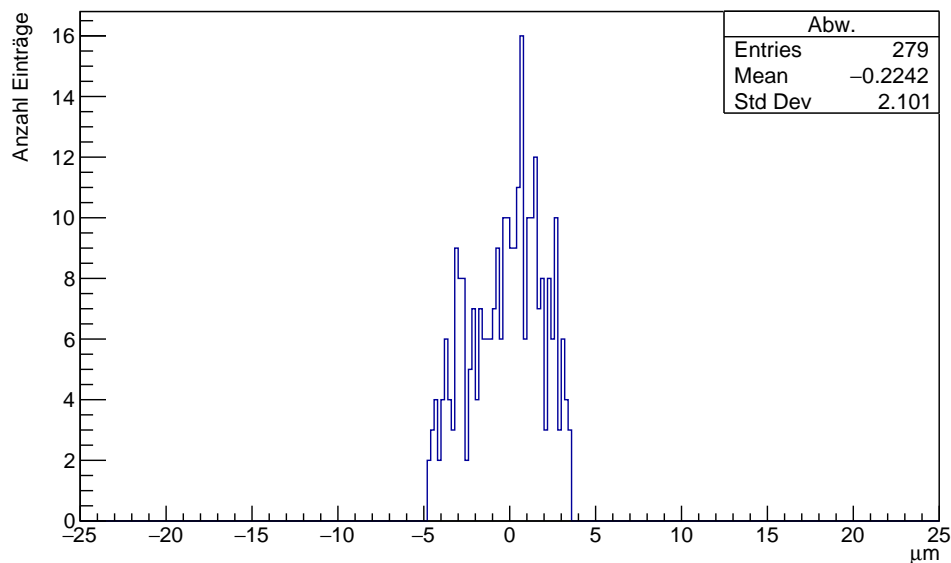


ABBILDUNG 4.57: Gezeigt ist die Abweichung der rekonstruierten Ereignispositionen, welche mittels der in Abbildung 4.19 gezeigten „unter optimalen Umständen aufgenommenen“ (also ohne Zwischenreflexionen) η -Funktion berechnet sind.

4.6.2 Einfluss der p-Seite

Nach den gezeigten Einflüssen der Beschaffenheit der n-Seite, sollen selbige Untersuchungen im Folgenden für die p-Seite gezeigt werden.

Abbildung 4.58 zeigt ein Bild der p-Seite des Sensors, die ebenfalls mittels des 3D-Farblasermikroskops vom Typ VK-9700K untersucht wurde. Analog zum vorherigen Kapitel ist die dazugehörige Höhendarstellung in Abbildung 4.59 zu sehen und in Abbildung 4.60 sind verschiedene Abmessungen einzelner Oberflächenstrukturen des Höhenprofils gezeigt. Auch hier zeigt sich, dass zwischen den Aluminiumstreifen weitere Strukturen vorhanden sind. Im Gegensatz zur n-Seite, handelt es sich hierbei jedoch nicht um paarweise angeordnete p-Stopps, sondern um einzelne Zwischenstreifen mit einer Breite von ca. 9 μm (vergleiche Seg. 4 aus Abbildung 4.60). Wie sich in Abbildung 4.58 erkennen lässt, befindet sich auf den Zwischenstreifen keine Aluminiumbeschichtung, eine Kontaktierungsmöglichkeit zur „Umfunktionierung“ in aktive Auslestreifen ist also nicht gegeben.

Da die Zwischenstreifen Ladung aufnehmen, diese kapazitiv an die benachbarten Auslestreifen weitergeben und damit direkten Einfluss auf die Ladungsaufteilung zwischen den Auslestreifen haben, lässt sich an dieser Stelle ein Einfluss der Zwischenstreifen auf die Datenauswertung erwarten, welcher sich in einer abgeänderten Form der η -Funktion widerspiegelt.

Ferner soll hier im ersten Schritt auch der Einfluss jener Streifen als bloße Oberflächenstruktur untersucht werden. Aufgrund der fehlenden Aluminiumbeschichtung lässt sich ein vollständiges Reflektieren des Laserlichts nicht erwarten, eine Auswirkung im geringeren Maße ist jedoch nicht auszuschließen und wird nun genauer betrachtet.

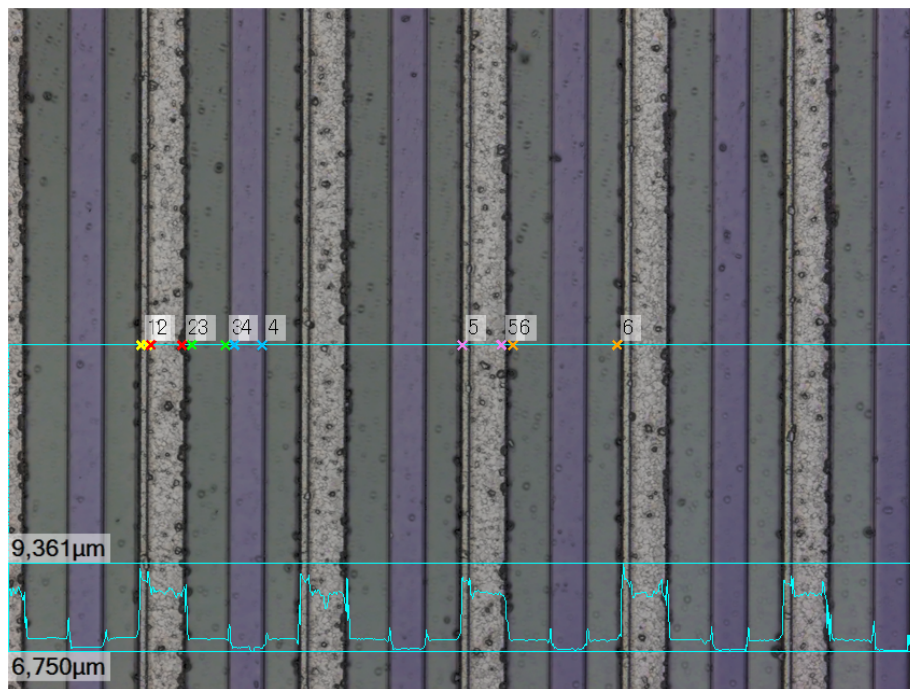


ABBILDUNG 4.58: p-Seite des Sensors mit einem 3D-Farblasermikroskop aufgenommen.

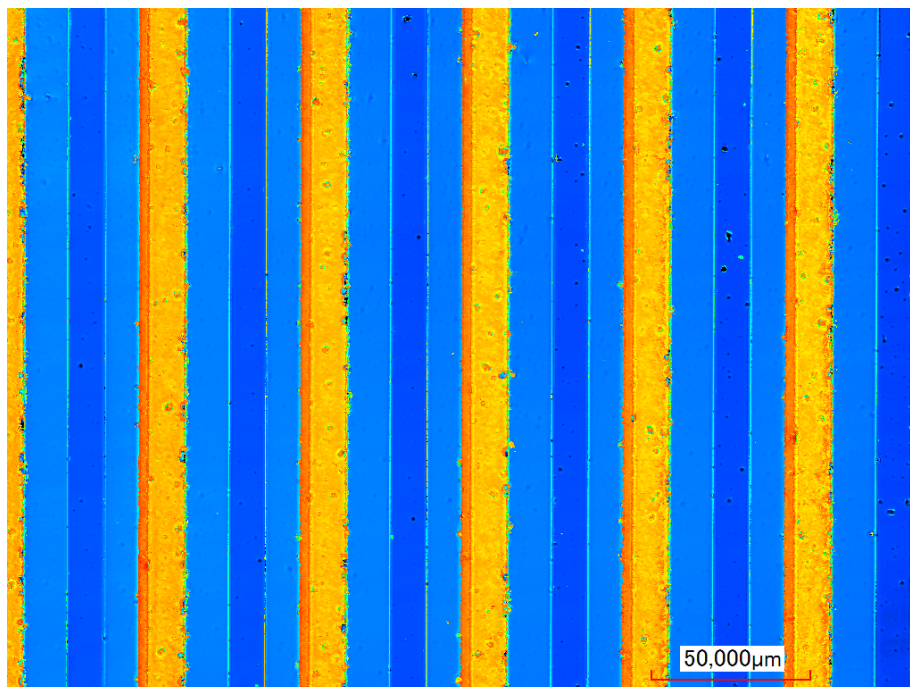


ABBILDUNG 4.59: Farbliche Höhendarstellung der p-Seite des Sensors. Zwischen den hier orange dargestellten Aluminium-Auslestreifen befinden sich die dunkelblauen Zwischenstreifen, welche weder mit der Auslese kontaktiert sind, noch eine Aluminiumbeschichtung aufweisen.

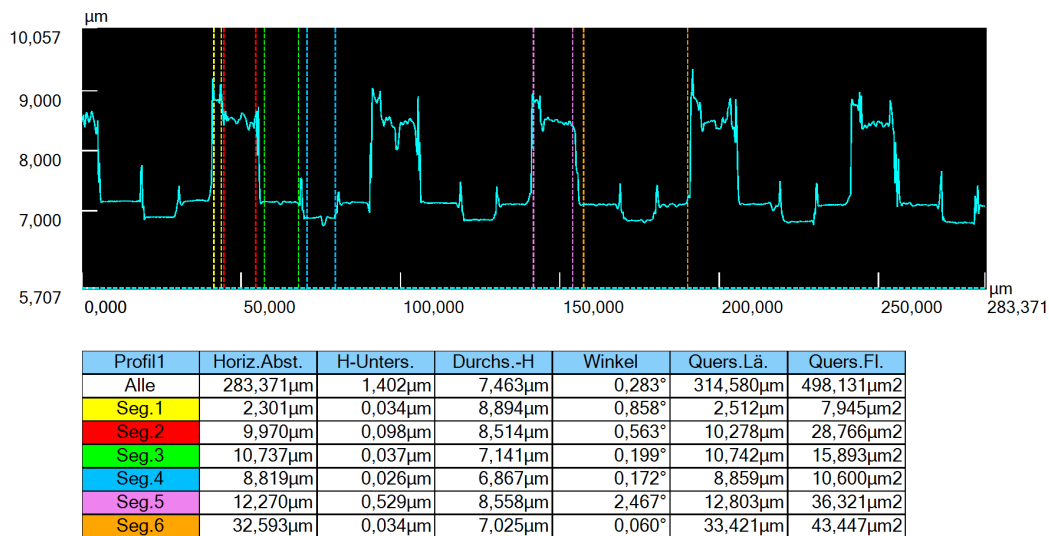
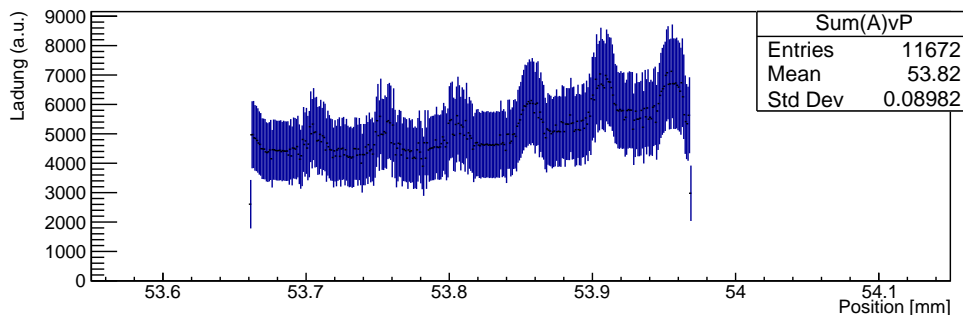


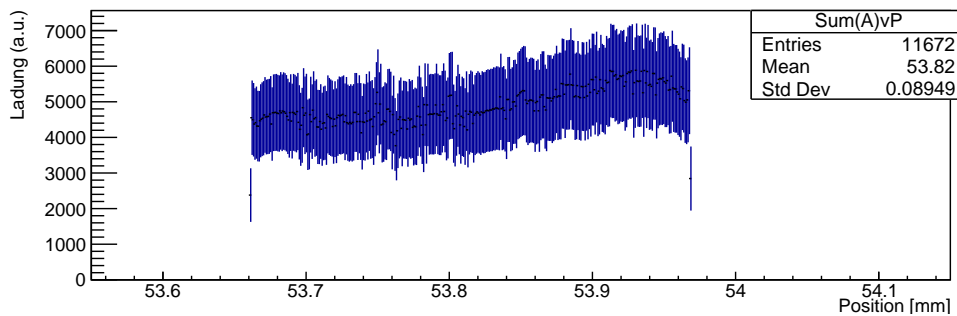
ABBILDUNG 4.60: Höhenprofil der p-Seite des Sensors inklusive der Abmessungen ausgewählter Abstände.

In Abbildung 4.61 ist die deponierte Gesamtladung von oberer und unterer Sensorseite gegen die jeweilige Tischposition aufgetragen. Der Sensor ist dabei so angeordnet, dass sich die p-Seite oben, die n-Seite entsprechend unten befindet, so dass der Laserstrahl von der p- zur n-Seite hin verläuft. Analog zu Abbildung 4.50 lässt sich auch hier in Abbildung 4.61 eine Änderung der Ladungsaufnahme erkennen. In diesem Fall jedoch ist die Ladungssammlung zu steigenden Tischpositionen hin nicht abfallend sondern zunehmend, was sich für beide Sensorseiten gleichermaßen beobachten lässt. Folglich wird der Laserstrahl durch die Zwischenstreifen, die in diesem Fall lediglich unbeschichtete p⁺-dotierte Bereiche sind (ähnlich wie bei den p-Stops aus den vorherigen Abschnitt) auf seinem Weg in den Sensor leicht abgeschwächt bzw. zurückreflektiert. Da in diesem Fall die Zwischenstreifen exakt mittig zwischen den Auslestestreifen angebracht sind und die Messung stets mittig zwischen letzteren startet, bewegt sich der Laserstrahl, wegen des nicht-parallelen Verfahrensweges, von dem p⁺-dotierten Bereich herunter, während er sich bei selbiger Messung der anderen Sensorseite (siehe Kapitel 4.6.1) auf den p⁺-dotierten Bereich (die p-Stops) zu bewegt. Hier gilt ebenfalls, dass sich die Abweichung nicht verfahrtechnisch korrigieren lässt, sofern sie unterhalb der Mindestschrittweite von 1 µm liegt. Da der Fokuspunkt des Lasers mit einem Mindestdurchmesser von 10,3 µm (vergleiche Kapitel 3.1.2) größer ist als die Breite der Zwischenstreifen mit ca. 9 µm, führt auch hier eine minimale Abweichung vom parallelen Verfahrensweg unmittelbar zu einer Verhältnisänderung des bestrahlten Bereichs mit und ohne Zwischenstreifen und damit zu einer Änderung der registrierten Laserintensität. Für eine konstant aufgenommene Ladungsmenge ist somit ein exakt paralleler Verfahrensweg, näherungsweise erreichbar durch eine optimale Ausrichtung des Sensors, die Voraussetzung.

Die Beobachtungen in der Zu- und Abnahme der aufgesammelten Ladungsmenge der jeweiligen Messungen deuten somit darauf hin, dass eine p⁺-Dotierung eine andere optische Dichte hat als eine n-Dotierung und den Laserstrahl entsprechend leicht reflektiert. In beiden in den Abbildungen 4.50 und 4.61 veranschaulichten Beispielen ist die registrierte Laserintensität dann am geringsten, wenn das Laserlicht beim Eindringen in den Sensor einen p⁺-dotierten Bereich durchstrahlt.



(A) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der oberen Sensorseite (p-Seite).



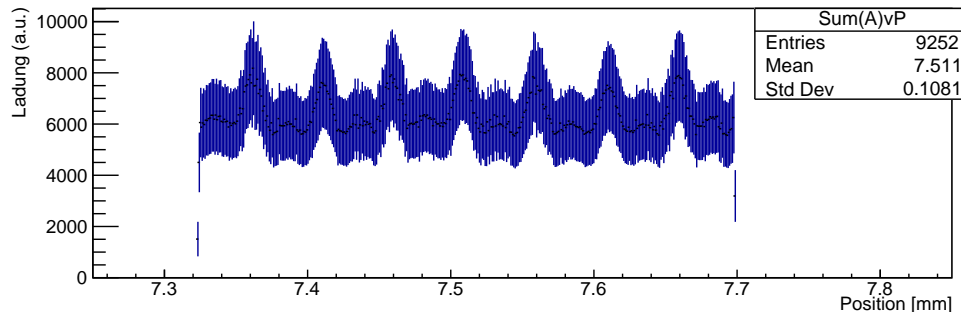
(B) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der unteren Sensorseite (n-Seite).

ABBILDUNG 4.61: Gezeigt ist die deponierte Ladung gegen die jeweilige Tischposition für den Fall, dass der Laserstrahl (hier nur zu Demonstrationszwecken) nicht völlig parallel zu den Auslesestreifen verläuft. Das „Verlassen“ eines Zwischenstreifens führt zu einer Vergrößerung der Abschwächung des Laserstrahls beim Eindringen in den Sensor.

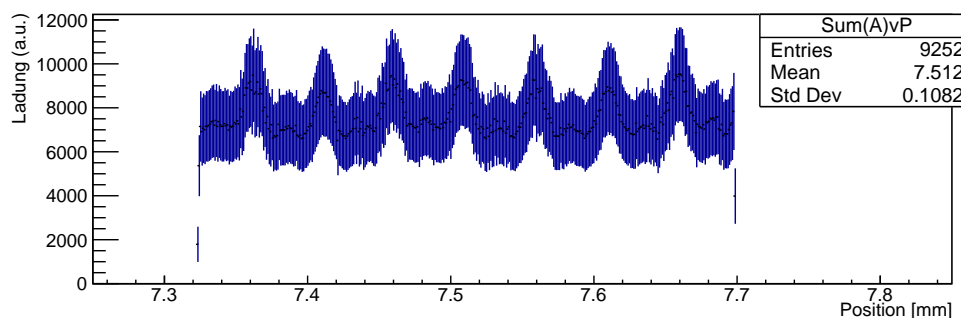
Der Einfluss der unbeschichteten Zwischenstreifen (als oberflächencharakteristisches Phänomen) lässt sich auch dann beobachten, wenn die Sensorseiten bei der Vermessung vertauscht sind und die Bewegungen statt parallel senkrecht zu den Zwischenstreifen durchgeführt werden. Abbildung 4.62 zeigt eine Messung, in der der Laser den Sensor von der n-Seite zur p-Seite hin durchstrahlt. Zwischen den obligatorischen von der p-Seite ausgehenden Aluminiumreflexionen lässt sich zusätzlich noch jeweils eine Zwischenreflexion erkennen, welche das Resultat der Reflexionen an den Zwischenstreifen sind. Da diese Zwischenstreifen keine Aluminiumbeschichtung aufweisen und ebenso wie der n-dotierte Sensorbulk aus für den Infrarotlaser transparenten Silizium (jedoch p^+ dotiert) bestehen, fallen diese Reflexionen vergleichsweise gering aus.

Analog zu den Untersuchungen im vorherigen Kapitel lässt sich allein aus der in Abbildung 4.62 gezeigten Darstellung nicht erkennen, welche Art von Streifen die „schwachen“ Reflexionen verursachen. Die nötigen Informationen dazu liefert die Abbildung 4.63, in der die aus den in Abbildung 4.62 gezeigten Daten erstellte η -Verteilung (4.63a) samt der daraus folgenden η -Funktion (4.63b) gezeigt sind. In der η -Verteilung sind wie üblich die erhöhten Werte für die Randbereiche der Verteilung zu sehen, zusätzlich zeigt sich aber auch eine Anhäufung für das Ladungsteilungsverhältnis im Bereich von $\eta \approx 0,5$. Dies ist gerade das Resultat der Zwischenstreifen, deren aufgesammelte und auf die Nachbarstreifen verteilte Ladung genau diese erhöhten Werte im zentralen Bereich der η -Verteilung bedingen. Die mikroskopierten Streifen haben also nicht nur oberflächentechnischen, sondern auch messtechnischen Einfluss in der Analyse. Folglich wird dadurch auch der Verlauf der

η -Funktion, wie in Abbildung 4.63b gezeigt ist, entsprechend beeinflusst. Statt des typischen Verlaufs sieht es nun so aus, als wären zwei η -Funktionen aneinander gelegt (vgl. Abbildung 4.6 aus Kapitel 4.1.2.2). Dadurch erhält die η -Funktion eine eher lineare Form und nähert sich damit dem Verlauf einer Geraden an.



(A) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der oberen Sensorseite (n-Seite).



(B) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der unteren Sensorseite (p-Seite).

ABBILDUNG 4.62: Gezeigt ist die deponierte Gesamtladung gegen die jeweilige Tischposition für den Fall, dass der Laserstrahl senkrecht zu den unteren Auslestreifen verläuft. Das Überqueren der Aluminiumstreifen führt zu einer starken, das Überqueren eines p-Stopps führt zu einer leichten Reflexion des Laserlichts.

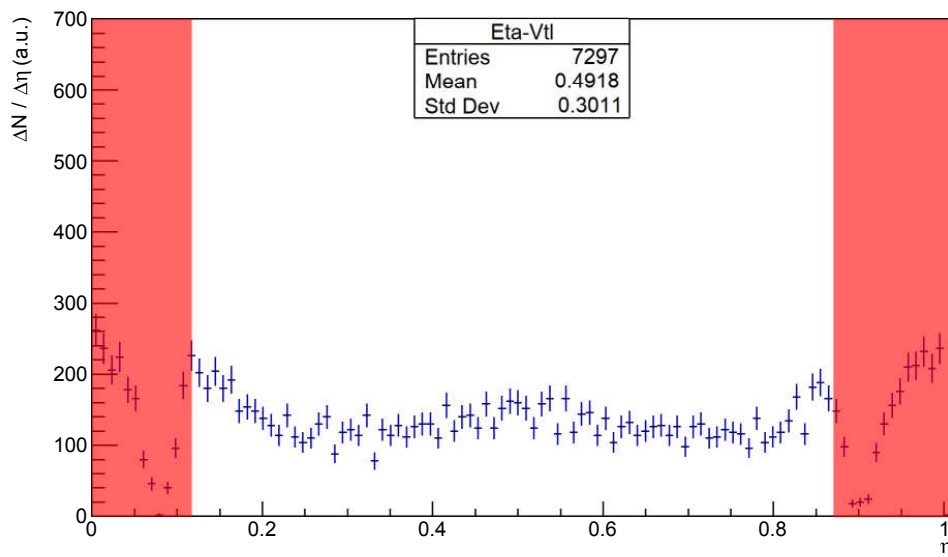
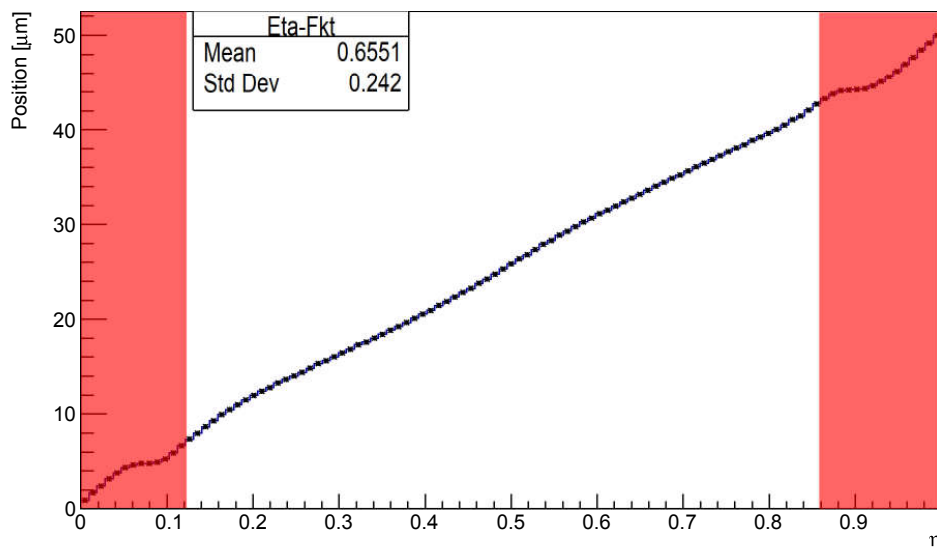
(A) η -Verteilung der p-Seite(B) η -Funktion der p-Seite

ABBILDUNG 4.63: Gezeigt ist die η -Verteilung mit dazugehöriger η -Funktion berechnet aus den in Abbildung 4.62 gezeigten Daten.

Wie in Kapitel 4.4 bereits beschrieben ist, liefert die η -Funktion einen umso größeren Zugewinn an Rekonstruktionsgenauigkeit verglichen zur „center of gravity“-Methode, je größer die Abweichung der η -Funktion zu einer Geraden ist. Demzufolge lässt sich für die hier gezeigte Messung ein geringerer Unterschied zwischen den beiden Rekonstruktionsmethoden beobachten. Dies lässt sich in Abbildung 4.65 erkennen, in der für beide Rekonstruktionsmethoden die berechnete Ereignisposition gegen die „tatsächliche“ von xy-Tisch zurückgegebene Position aufgetragen ist. Verglichen zur äquivalenten Abbildung 4.55 aus dem vorherigen Kapitel, in der eine Messung ohne Zwischenstreifen gezeigt ist, verzeichnen nun die mittels „center of gravity“-Methode berechneten Ereignispositionen eine geringere Abweichung von

der „exakten“ Position und damit eine Annäherung an die mittels η -Funktion erschlossenen Werte.

Dabei ist zu berücksichtigen, dass sich der Einfluss der Zwischenstreifen auch auf die η -Funktion und damit auf die darüber durchgeführten Berechnungen niederschlägt. Somit erhöht sich aufgrund der Zwischenstreifen auch die Rekonstruktionsgenauigkeit mittels der η -Funktion. Die jeweiligen Abweichungen der in Abbildung 4.65 gezeigten berechneten Ereignispositionen von den „tatsächlichen“ Werten sind in Abbildung 4.66 zu sehen. Es zeigt sich sowohl bei 4.66a als auch bei 4.66b eine Verbesserung der Standardabweichung verglichen zu den Messwerten der entsprechend anderen Sensorseite ohne die Zwischenstreifen (vgl. Abbildungen 4.55 bzw. 4.17 und 4.22).

Allerdings fällt auf, dass die durch die Zwischenstreifen bedingte Änderung der Standardabweichung für die Berechnung mittels „center of gravity“-Methode größer ausfällt als bei der Berechnung durch die η -Funktion, wo die Änderung vergleichsweise gering ist. Das liegt daran, dass die η -Funktion die Nichtlinearität der Ladungsteilung abhängig von der Ortskoordinate ja bereits berücksichtigt und durch eine Linearisierung aufgrund des zusätzlichen Zwischenstreifens keinen deutlichen Mehrwert aus Sicht der η -Funktion darstellt. Für die „center of gravity“-Analyse gilt jedoch, dass die Genauigkeit der Schwerpunktermittlung unter Beteiligung zusätzlicher (Zwischen-) Streifen, wie in den Kapiteln 4.1.2.1 und 4.1.2.3 beschrieben, zunimmt und bei ausreichender Streifenanzahl sogar die gleiche Qualität bei der Ortsrekonstruktion erreicht, wie die η -Funktion (vgl. Abbildung 4.3).

Der Mehrwert des Zwischenstreifens für die η -Funktion besteht im Wesentlichen darin, dass nun, wie in Abbildung 4.64 zu erkennen ist, keine Einzelstreifentreffer mehr registriert werden und somit die in Kapitel 4.4 angesprochenen, fehlerbehafteten Randbereiche der η -Funktion eine höhere Genauigkeit aufweisen, wenngleich diese Bereiche nach wie vor (nun im geringeren Maße) fehlerbehaftet sind. Denn auch wenn keine Einzelstreifentreffer mehr auftreten, ist besagte Problematik der verworfenen Ladung aufgrund des Thresholds nach wie vor vorhanden und lediglich nun auf drei Streifen, statt auf zwei ausgedehnt. Jedes Mal wenn sich das Verhältnis der Ladungsaufnahme aufgrund der Laserbewegung verschiebt, gerät zwangsläufig der abnehmende Ladungsanteil eines Streifens unter den Threshold und wird verworfen. Dadurch dass aber im hiesigen Beispiel wenigstens noch zwei weitere Auslestestreifen auf den Ladungsdeposit ansprechen, fällt der Fehler in diesem Fall geringer aus, als bei den Ein- bis Zweistreifentreffern aus Kapitel 4.4. Denn nun bleibt das Worst-Case-Szenario der digitalen Detektorantwort aus, da zwischen den verbleibenden ladungsaufnehmenden Streifen durchaus noch ein (wenn auch wegen des fehlenden Parts leicht fehlerbehafteter) Ladungsschwerpunkt berechnet werden kann. Dieser wird dadurch folglich nicht mehr automatisch exakt auf die Koordinate eines der Streifen gelegt, was dem größtmöglichen Fehler entspräche. Damit generieren also die Zwischenstreifen aufgrund ihres ladungssammelnden Charakters in jedem Fall eine verbesserte Ortsrekonstruktion, die bei der η -Funktion jedoch vergleichsweise gering ausfällt.

Bleibt noch zu beurteilen, inwieweit die Zwischenstreifen als bloßes Oberflächenphänomen aufgrund ihrer Reflexion des Laserlichts die Messung bzw. die Ortsrekonstruktion beeinflussen.

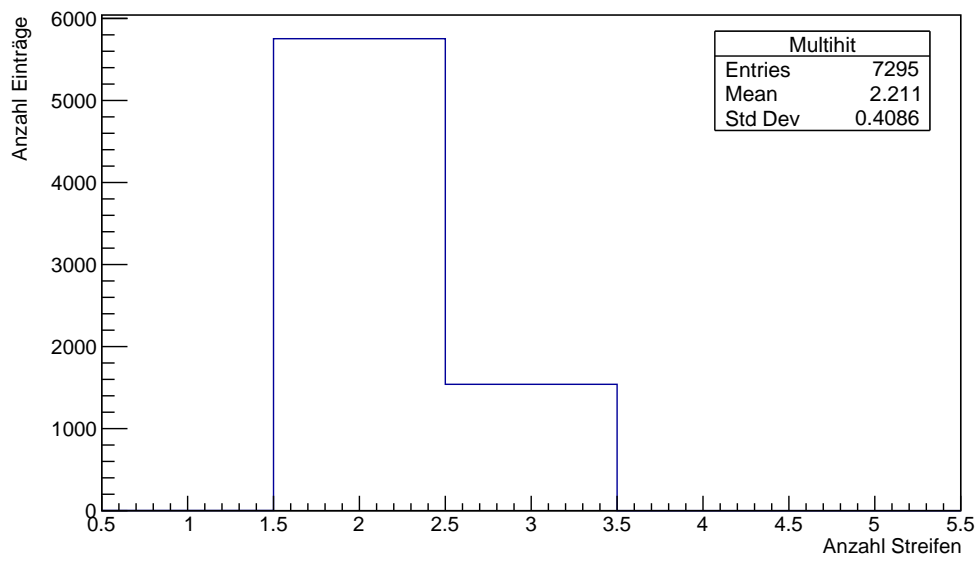
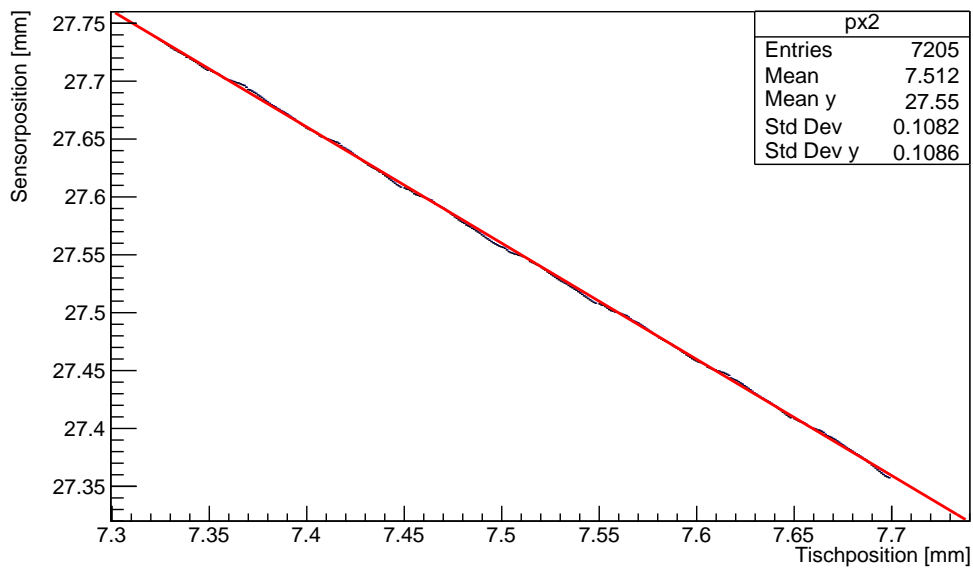
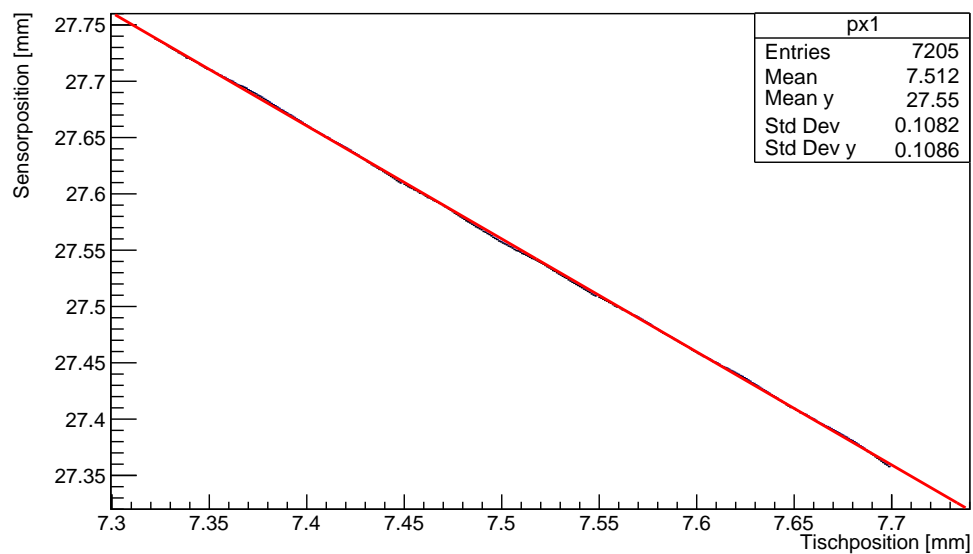


ABBILDUNG 4.64: Mehrstreifentreffer für den Fall ladungssammelnder Zwischenstreifen auf der p-Seite. Aufgrund der Zwischenstreifen werden Einzelstreifentreffer vermieden.



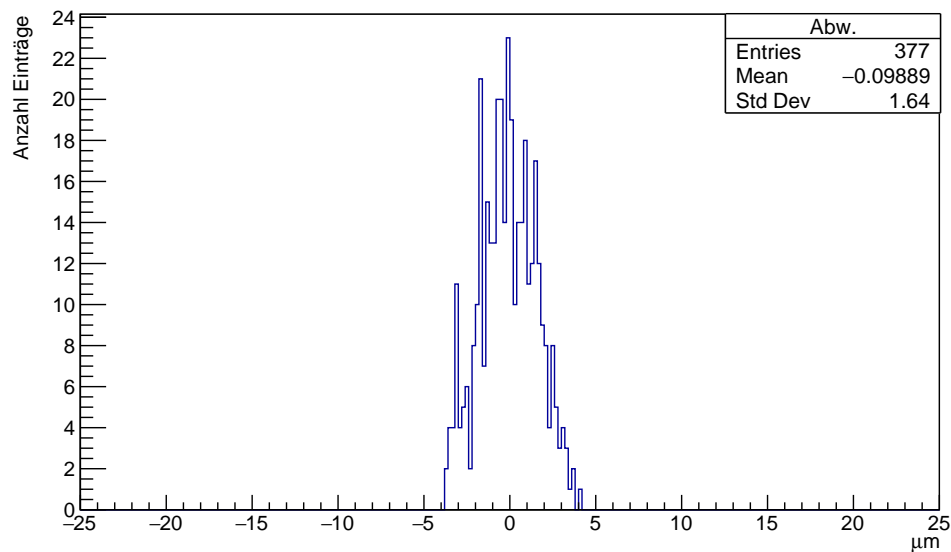
(A) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. berechnete CoG-Ereignisposition der unteren Sensorseite (p-Seite).

Amp. vs SensorPos. vs Eta | p-Seite | Bot



(B) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. berechnete η -Ereignisposition der unteren Sensorseite (p-Seite).

ABBILDUNG 4.65: Gezeigt sind die jeweiligen rekonstruierten Ereignispositionen, berechnet mit der „center of gravity“-Methode (A) und der η -Funktion (B), berechnet aus den in Abbildung 4.62 gezeigten Daten, aufgetragen gegen die „exakten“ Tischpositionen.



(A) Abweichung der mittels CoG rekonstruierten Ereignisposition.

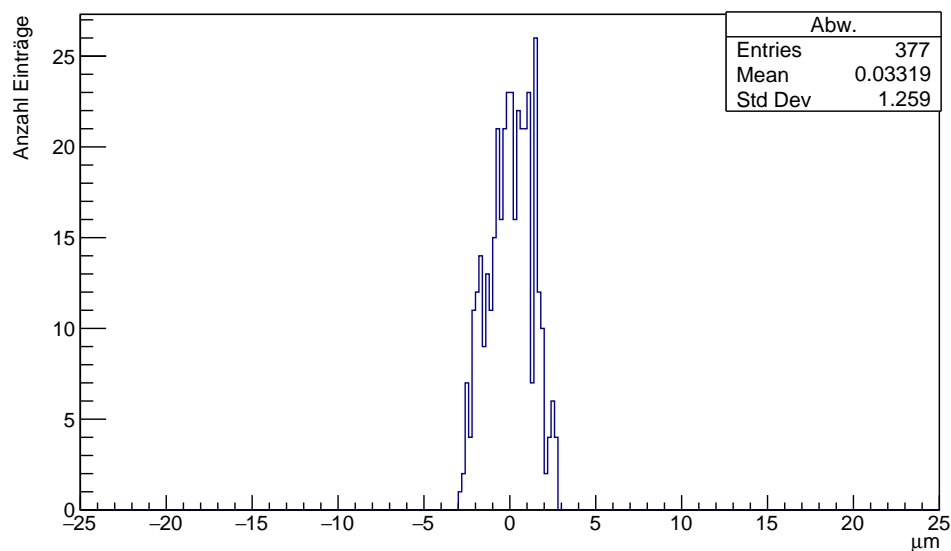
(B) Abweichung der mittels η -Funktion rekonstruierten Ereignisposition.

ABBILDUNG 4.66: Gezeigt sind die jeweiligen Abweichungen der mittels „center of gravity“-Methode (A) und η -Funktion (B) berechneten Ortsrekonstruktionen von der „exakten“, vom xy-Tisch zurückgegebenen Position. Die entsprechenden Messdaten (siehe 4.62) zeigen deutliche Reflexionen verursacht durch die Zwischenstreifen.

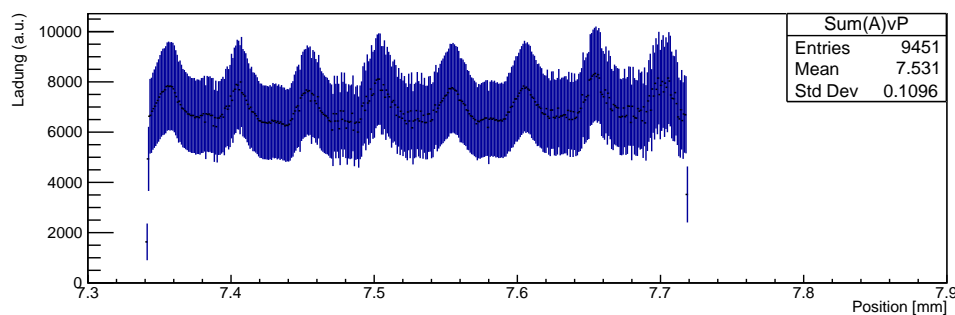
4.6.2.1 Einfluss der Zwischenstreifen als Reflektor auf die Ortsrekonstruktion

Bis hier hin ist eine Messung der p-Seite des Sensors gezeigt, bei der der Laser auf die Zwischenstreifen des Sensors fokussiert ist und diese dementsprechend einen deutlicheren (oberflächentechnischen) Einfluss auf die Berechnung haben, was sich

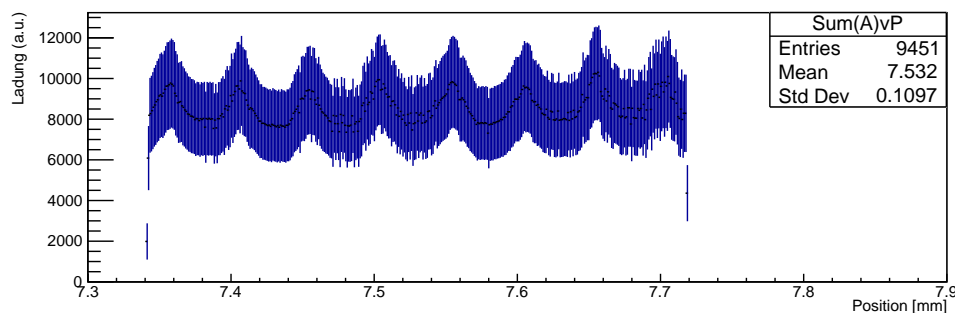
besonders gut in Abbildung 4.62 anhand der Zwischenmaxima beobachten lässt. Eine äquivalente Messung, bei der aufgrund eines veränderten Laserfokus die Reflexionen der Zwischenstreifen nicht so stark ins Gewicht fallen, wird nun im Folgenden gezeigt und auf die resultierenden Unterschiede eingegangen. Eben jene Unterschiede ergeben ein Maß für den negativen Einfluss der Zwischenstreifen als reines Oberflächenphänomen.

Abbildung 4.67 zeigt die deponierte Ladung aufgetragen gegen die jeweilige Tischposition der alternativen Messung. Dabei lassen sich in diesem Fall keine Nebenmaxima zwischen den durch die Aluminiumreflexionen verursachten Hauptmaxima mehr erkennen.

Dass beide hier zu vergleichenden Messungen an derselben Sensorposition aufgenommen sind, ist in Abbildung 4.68 deutlich gemacht, in der die signalerfassenden Kanalnummern des Sensors für beide Messungen gegen die jeweiligen Tischpositionen aufgetragen sind; abgesehen vom Laserfokus sind beide Messungen bei gleichbleibenden Messparametern aufgenommen.

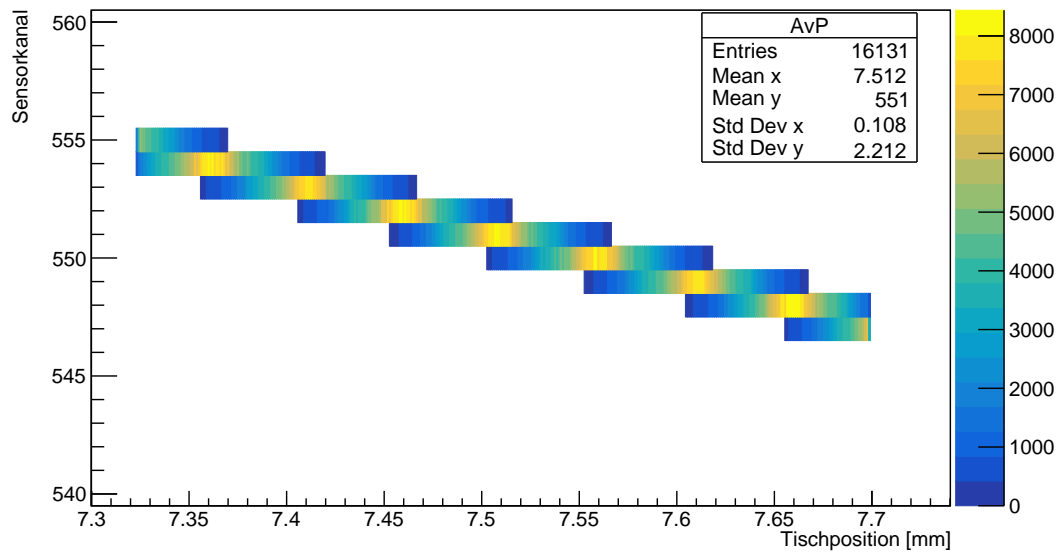


(A) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der oberen Sensorseite (n-Seite).

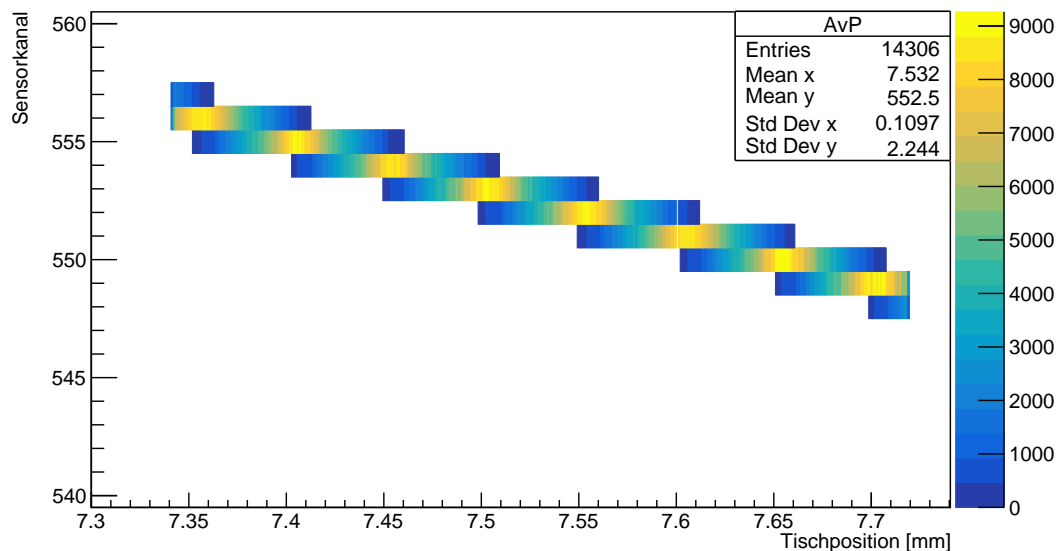


(B) Aufgetragen sind Ladung vs. Laserposition der unteren Sensorseite (p-Seite).

ABBILDUNG 4.67: Gezeigt ist die deponierte Gesamtladung gegen die jeweilige Tischposition für den Fall, dass der Laserstrahl senkrecht zu den unteren Auslestestreifen verläuft. Das Überqueren der Aluminiumstreifen führt zu einer starken Laserreflexion. Aufgrund des geänderten Laserfokus sind hingegen beim Überqueren eines p-Stopps kaum Reflexionen des Laserlichts zu erkennen.



(A) Vergleichs-Daten der unteren Sensorseite (p-Seite) vom Beginn des hiesigen Kapitels 4.6.2. Der Laserfokus liegt bei dieser Messung genau auf den Zwischenstreifen. Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer.



(B) Vergleichs-Daten der unteren Sensorseite (p-Seite) der hiesigen Sensordaten. Der Laserfokus liegt bei dieser Messung nicht auf den Zwischenstreifen. Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer.

ABBILDUNG 4.68: Gezeigt sind, für beide Vergleichsmessungen, die jeweiligen Kanalnummern aufgetragen gegen die entsprechenden Tischpositionen. Dabei ist bei den Daten aus (A) der Laser gerade auf die Zwischenstreifen fokussiert, während bei (B) bewusst ein anderer Fokus gewählt wurde, um eventuelle Unterschiede aufzeigen zu können.

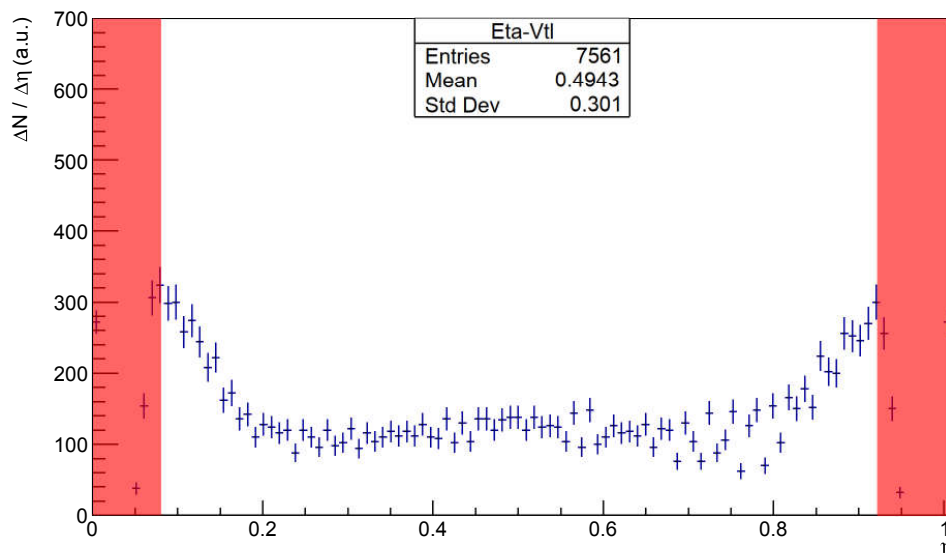
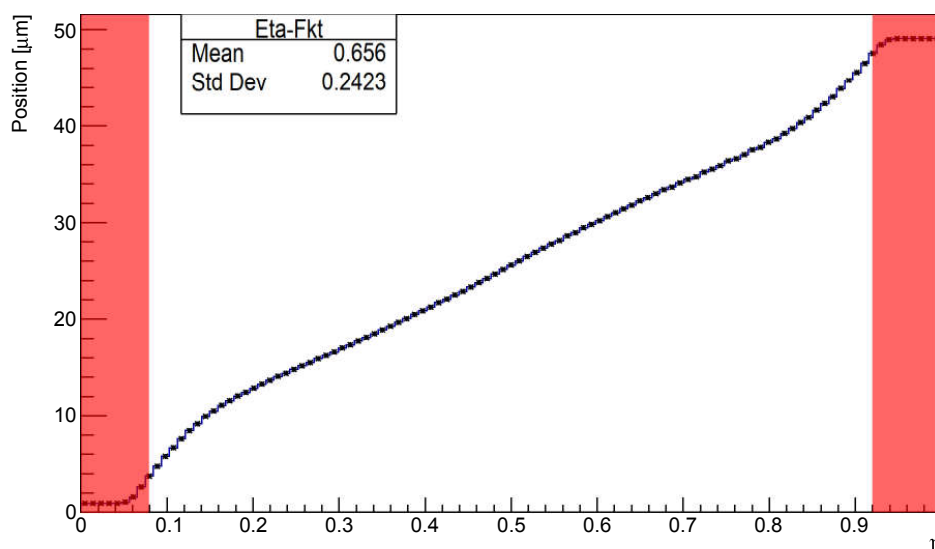
(A) η -Verteilung der p-Seite(B) η -Funktion der p-Seite

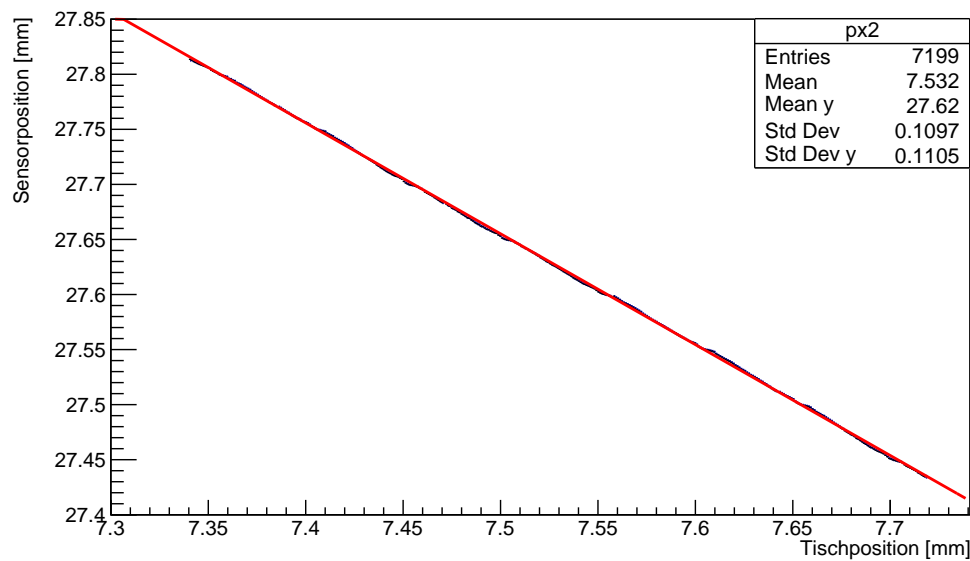
ABBILDUNG 4.69: Gezeigt ist die η -Verteilung mit dazugehöriger η -Funktion berechnet aus den in Abbildung 4.67 gezeigten Daten.

Die η -Verteilung, sowie die daraus resultierende η -Funktion für die hiesige Messung (ohne die deutlichen Reflexionen an den Zwischenstreifen), sind in Abbildung 4.69 zu sehen. Angewendet auf die entsprechenden Daten ergeben sich damit die in Abbildung 4.70 gezeigten rekonstruierten Ereignispositionen. Verglichen mit der äquivalenten Abbildung 4.65 der Ereignispositionen des übergeordneten Abschnitts 4.65, wo der Laserstrahl an den Zwischenstreifen klar erkennbare Reflexionen aufweist, lassen sich bei diesen Darstellungen keine großen Unterschiede feststellen. Deutlicher erkennen lassen sich potentielle Unterschiede in der in Abbildung 4.71 gezeigten Abweichung der rekonstruierten Positionen vom „Idealverlauf“. Verglichen zur Messung mit den erkennbaren Reflexionen an den Zwischenstreifen (siehe

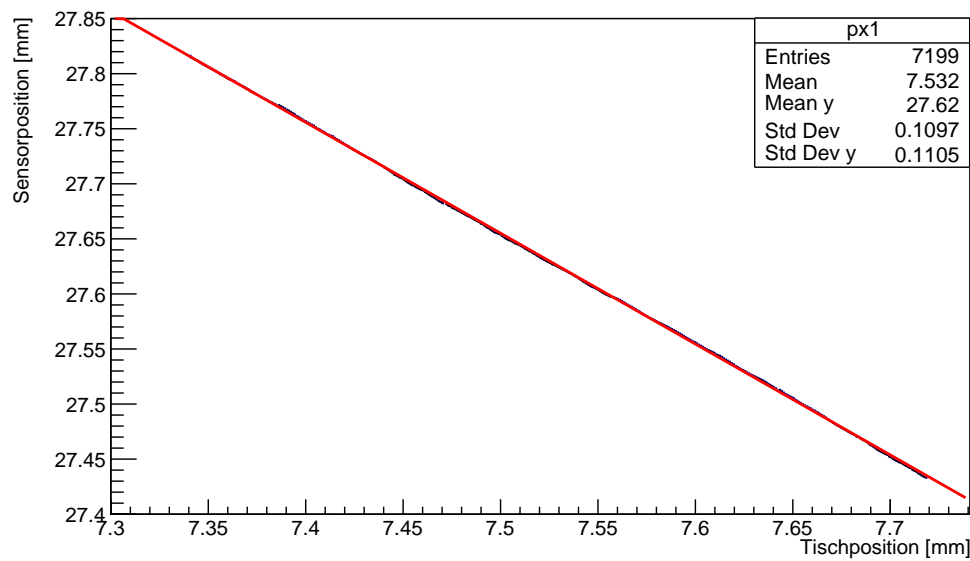
Abbildung 4.66), zeigt sich nun (ohne die deutlichen Reflexionen) eine leichte Verbesserung der rekonstruierten Daten. Analog zum vorherigen Abschnitt 4.6.1 lässt sich auch hier erkennen, dass der negative Einfluss oberflächenbedingter Reflexionen bei der „center of gravity“-Methode stärker ins Gewicht fällt, als bei der Rekonstruktion mittels η -Funktion, wo die Änderungen der jeweiligen Standardabweichungen kaum wahrnehmbar sind; vergleiche 4.66 mit 4.71.

Beim Vergleich der jeweiligen reflektierenden Einflüsse beider Sensorseiten (verursacht durch p-Stopps der n-Seite und Zwischenstreifen der p-Seite) fällt zudem auf, dass der negative Einfluss für die Rekonstruktion mittels „center of gravity“-Methode bei der n-Seite (Reflexion an p-Stopps) deutlich stärker ins Gewicht fällt, als für die p-Seite (Reflexion an Zwischenstreifen). Dabei ist zu beachten, dass die Rekonstruktion bei der p-Seite wegen des zusätzlichen Zwischenstreifens von vornherein bessere Ergebnisse liefert und die n-Seite damit ein größeres „Potential“ für Verbesserungen aufweist.

Da im eigentlichen Beschleunigerexperiment solche ungewollten Reflexionen aber nicht auftauchen werden, ist eine mögliche Verschlechterung aufgrund von Signalreflexionen auch nicht zu erwarten.

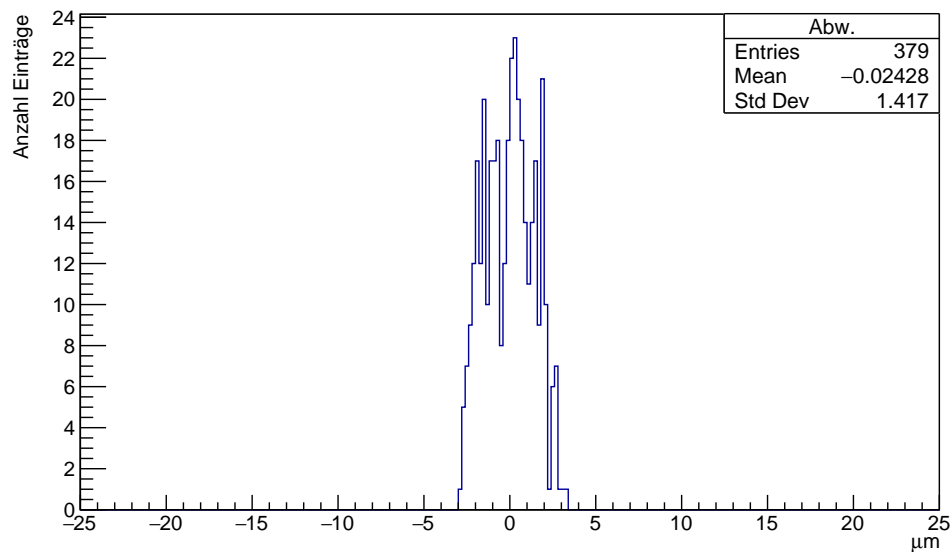


(A) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. berechnete CoG-Ereignisposition der unteren Sensorseite (p-Seite).



(B) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. berechnete η -Ereignisposition der untere Sensorseite (p-Seite).

ABBILDUNG 4.70: Gezeigt sind die jeweiligen rekonstruierten Ereignispositionen, berechnet mit der „center of gravity“-Methode (A) und der η -Funktion (B), berechnet aus den in Abbildung 4.67 gezeigten Daten, aufgetragen gegen die „exakten“ Tischpositionen.



(A) Abweichung der mittels CoG rekonstruierten Ereignisposition.

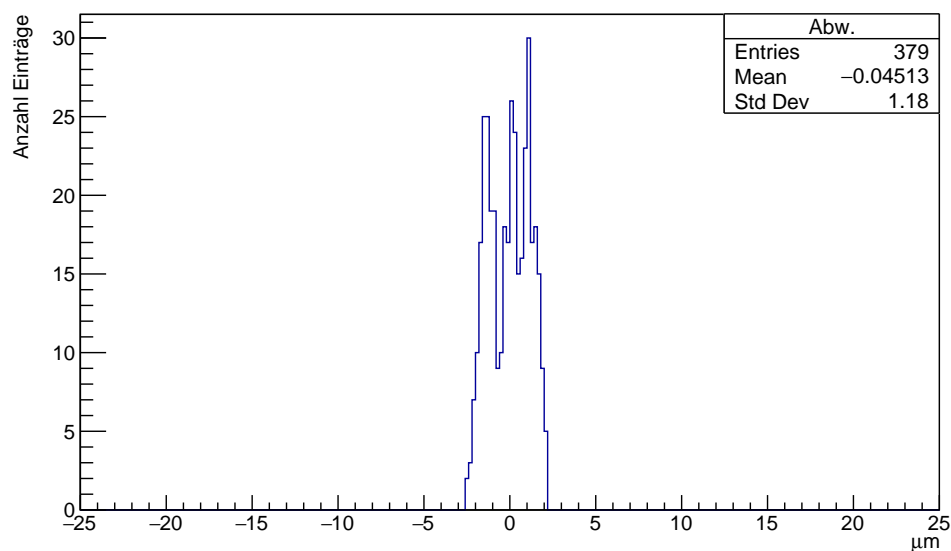
(B) Abweichung der mittels η -Funktion rekonstruierten Ereignisposition.

ABBILDUNG 4.71: Gezeigt sind die jeweiligen Abweichungen der mittels „center of gravity“-Methode (A) und η -Funktion (B) berechneten Ortsrekonstruktionen von der „exakten“, vom xy-Tisch zurückgegebenen Position. Die entsprechenden Messdaten (siehe 4.67) zeigen aufgrund geänderter Laserfokussierung keine durch die Zwischenstreifen verursachten deutlichen Reflexionen.

Zwischenfazit

Als Zwischenfazit lässt sich an dieser Stelle festhalten, dass die zwischen den Auslesestreifen befindlichen reflektierenden Strukturen bestehend aus p-Stops und nicht-kontaktierten Zwischenstreifen einen negativen Einfluss auf die Ortsrekonstruktion haben, wenngleich diese Reflexionen im Beschleunigerexperiment nicht auftreten werden.

Dabei fällt auf, dass die reflektierenden Zwischenstrukturen der n-Seite (die p-Stops) die Berechnungen deutlich negativer beeinflussen, als jene der p-Seite (Zwischenstreifen), die weniger ins Gewicht fallen. Zusätzlich ist festzustellen, dass jener negative Einfluss (sofern vorhanden) nur bei der „center of gravity“-Methode merklich stärker auftritt und bei der η -Funktion vernachlässigbar ist.

Bezogen auf die Reflexionsfläche der Zwischenstrukturen sind beide Seiten vergleichbar; zwei p-Stops mit einer ungefähren jeweiligen Breite von ca. 4, 5 μm auf der n-Seite (siehe Abbildung 4.49 Seg. 1) und einem Zwischenstreifen mit einer Breite von ca. 9 μm auf der p-Seite (siehe Abbildung 4.60 Seg. 4). In beiden Fällen handelt es sich um p^+ -dotierte Bereiche, die den Laserstrahl leicht reflektieren. Trotz der vergleichbaren Reflexionsfläche sind die Auswirkungen auf die Berechnung des „center of gravity“ jeweils unterschiedlich. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Zwischenstreifen der p-Seite ihren Einfluss nicht nur als reine Oberflächenstruktur geltend machen, sondern auch messtechnisch als Ladungssammelstellen. Die daraus resultierende Linearisierung im Ladungsteilungsverhalten sorgt für den beobachteten geringeren Einfluss der Reflexionen, während auf der anderen Sensorseite wegen der starken nicht-Linearität jeder negative Einfluss entsprechend stärker zur Geltung kommt.

4.7 Einfluss der LASER-Fokussierung

Wie in den vorherigen Kapiteln bereits aufgezeigt, hat die Laserfokussierung entscheidenden Einfluss auf die Messergebnisse. Abhängig davon, ob der Laser auf der Sensorober- oder Unterseite fokussiert ist, kommen die jeweiligen Oberflächengegebenheiten unterschiedlich stark zur Geltung. In diesem Kapitel wird auf die jeweiligen Auswirkungen verschiedener Fokussierungen im direkten Vergleich der Ladungsaufnahmen eingegangen. Die entsprechenden Auswirkungen für die Ortsrekonstruktion wurden bereits in den Kapiteln 4.6.1 und 4.6.2 behandelt.

Im ersten Schritt soll hier zunächst festgestellt werden, bei welcher Position bzw. Eindringtiefe der Laserstrahl auf der jeweiligen Sensorseite fokussiert ist. Während die Fokussierung auf der Sensoroberseite denkbar einfach ist (der Aluminiumschatten ist ein hervorragender Indikator für die Abmessung des Fokuspunktes), gestaltet sich die Fokussierung auf der unteren Seite etwas komplexer. Denn die durch das Eindringen in das Silizium verursachte Brechung verändert den Strahlengang und damit auch die Position des Fokuspunktes bzw. den Arbeitsabstand. Dazu ist in Abbildung 4.72a der schematische Verlauf eines Laserstrahls inklusive seines vereinfachten Strahlengangs (ohne Brechung) aufgezeigt. Selbiger Strahlengang inklusive des neuen bzw. tatsächlichen (durch das Silizium gebrochenen) Strahlengangs sowie der versetzte Fokuspunkt sind in Abbildung 4.72b zu sehen, gefolgt von der zugehörigen Berechnung des verschobenen Fokuspunktes.

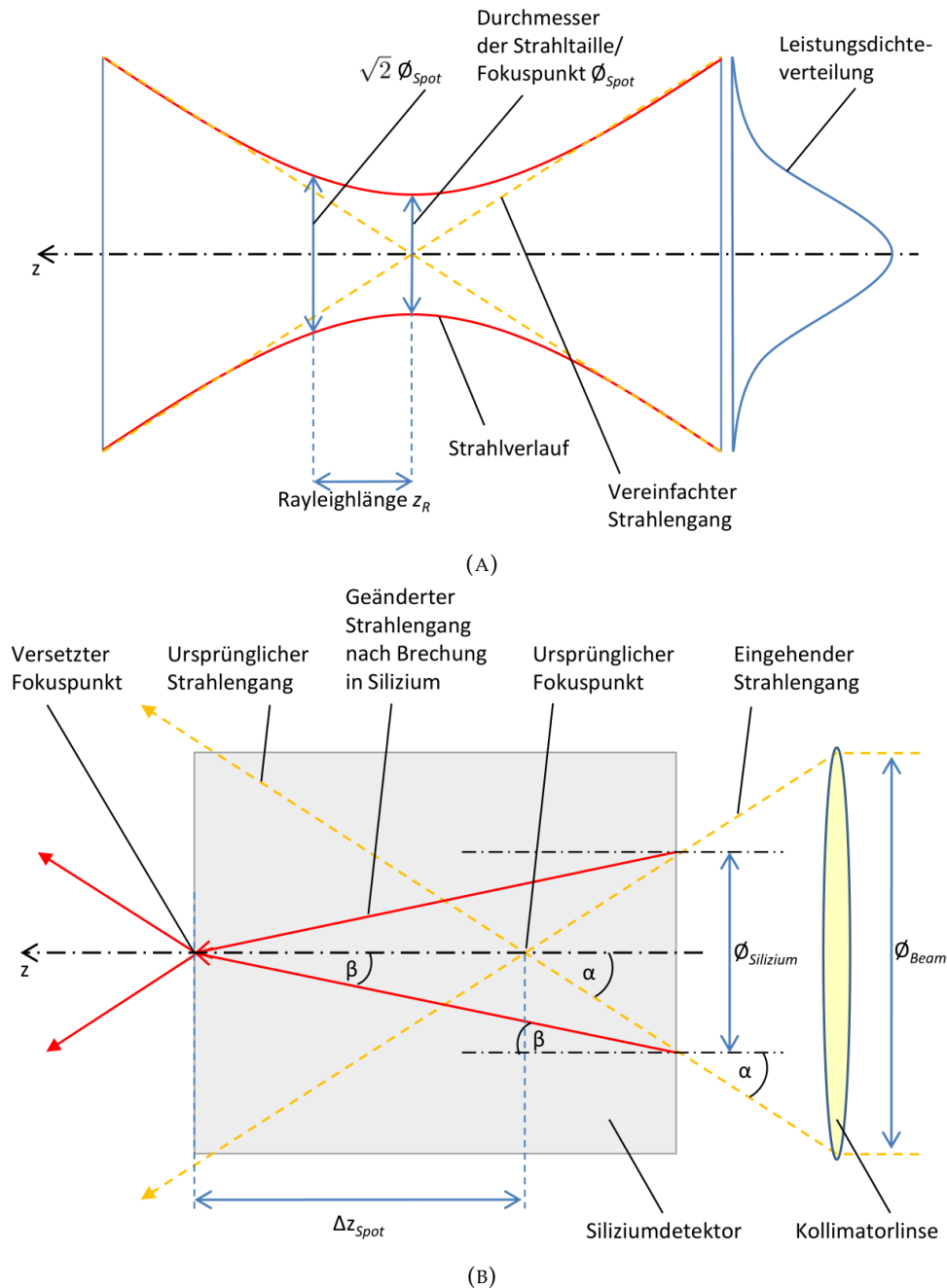


ABBILDUNG 4.72: (A) Schematische Darstellung der Propagation eines fokussierten gaußschen Laserstrahls [53]. (B) Schematische Darstellung des geänderten Strahlengangs und dem daraus resultierenden Versatz des Fokuspunktes $\Delta \phi_{Spot}$ aufgrund der Brechung beim Durchgang durch Silizium.

Um den Versatz Δz_{spot} des Fokuspunktes zu bestimmen, wird zunächst der Eindringwinkel α der gezeigten Strahlengänge berechnet:

$$\tan(\alpha) = \frac{1/2 \cdot \phi_{Beam}}{A} \rightarrow \alpha = 4,631^\circ$$

Der Arbeitsabstand ($A = 24,08 \text{ mm}$) ist bereits aus Gleichung 3.4, der Durchmesser des Laserstrahls ($\phi_{Beam} = 3,9008 \text{ mm}$) unmittelbar nach Verlassen der Kollimatorlinse aus Gleichung 3.5 bekannt (siehe Kapitel 3.1.2).

Über das Brechungsgesetz (siehe Gleichung 4.16) errechnet sich β zu $1,3^\circ$. Mit bekanntem β lässt sich der Durchmesser des Laserstrahls $\varnothing_{\text{Silizium}}$ beim Auftreffen auf die Siliziumoberfläche berechnen:

$$\tan(\beta) = \frac{1/2 \cdot \varnothing_{\text{Silizium}}}{d_{\text{Silizium}}} \quad \rightarrow \quad \varnothing_{\text{Silizium}} = 13,645 \mu\text{m}$$

Anschließend berechnet sich die theoretische Eindringtiefe bzw. Position des Fokuspunktes innerhalb des Sensors für den Fall, dass keine Brechung den Strahlengang beeinflusst mit:

$$\tan(\alpha) = \frac{1/2 \cdot \varnothing_{\text{Silizium}}}{d_{\text{Silizium}} - \Delta z_{\text{Spot}}} \quad \rightarrow \quad d_{\text{Silizium}} - \Delta z_{\text{Spot}} = 84,223 \mu\text{m}$$

Somit ergibt sich der Versatz des Fokuspunktes zu:

$$\Delta z_{\text{Spot}} = 215,776 \mu\text{m}$$

Folglich muss der Laserkopf, ausgehend von einer Fokussierung auf der Detektoroberfläche, aufgrund des gebrochenen Strahlengangs etwa $85 \mu\text{m}$ in Richtung der Sensorunterseite verfahren werden; dadurch wird der Sensor mit einer Dicke von $d_{\text{Silizium}} = 300 \mu\text{m}$ so durchleuchtet, dass dessen untere Seite fokussiert ist.

In Abbildung 4.73 sind zu Vergleichszwecken erneut die bereits in Kapitel 4.5.1 behandelten Bilder 4.25 und 4.27 gezeigt, anhand derer sich der Einfluss des Laserfokus gut erkennen lässt. Wie schon bekannt, wird der Laserstrahl dabei von oben kommend, quer zu den oberen Aluminiumstreifen (der n-Seite) verfahren, welche infolge dessen das Laserlicht je nach Fokus teilweise (siehe Abbildungen 4.73a und 4.73b) oder vollständig (siehe Abbildungen 4.73c und 4.73d) abschotten und zu den deutlichen Minima in der Ladungsaufnahme führen.

Die Bereiche zwischen den Aluminiumstreifen, in denen der Laserstrahl in den Sensor eindringt, lassen (für gleichbleibende Laserintensitäten) konstante aufgenommene Ladungswerte für beide Sensorseiten erwarten, verzeichnen jedoch bei fokussierter n-Seite (siehe Abbildungen 4.73c und 4.73d) jeweils drei Signalspitzen bzw. zwei Minima. Verursacht wird dies durch die paarweise verbauten p-Stopps der oberen Sensorseite (n-Seite). Wie bereits im früheren Kapitel 4.6 beschrieben, wird am Übergang der p^+ -dotierten Bereiche zum n-dotierten Siliziumbulk ein Teil des Laserstrahls aufgrund der unterschiedlichen optischen Dichte zwischen p- und n-Dotierung reflektiert. Dies führt an den jeweiligen Stellen der p-Stopps zu einem Rückgang der aufgenommenen Ladung für den kompletten Sensor und begründet das beobachtete Phänomen. Über den Laserfokus lässt sich somit bei dieser Messanordnung der abschwächende bzw. reflektierende Einfluss der p-Stopps entweder hervorheben oder unterdrücken.

Die Sensorunterseite ruft bei dieser Messanordnung unabhängig von der Fokussierung keine besonderen Phänomene hervor, da sich der Laser parallel zu den dortigen (unteren) Streifenstrukturen bewegt und jeglicher theoretischer Einfluss auf die Messung für alle Tischpositionen gleichermaßen auftritt und damit nicht zu identifizieren ist.

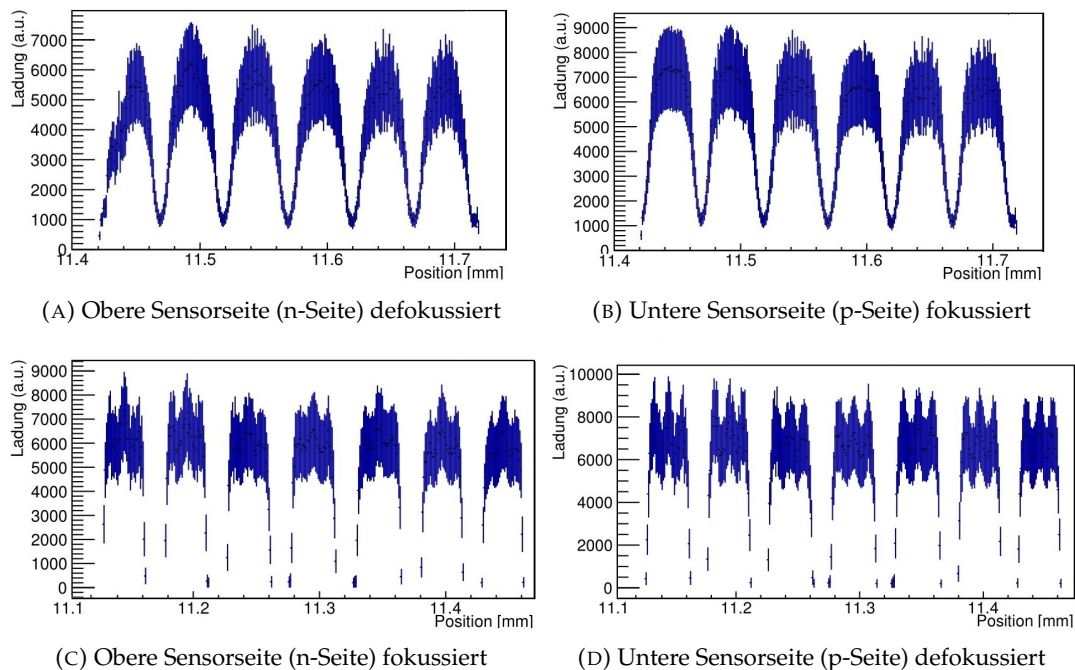


ABBILDUNG 4.73: Gezeigt sind nochmals die (in Kapitel 4.5.1 bereits dargestellten) deponierten Ladungen des Sensors gegen die jeweilige Tischpositionen aufgetragen für den Fall, dass der Laser auf den oberen Aluminiumstreifen defokussiert (Bilder A und B) und fokussiert (Bilder C und D) ist.

Allerdings hat eine Fokussierung der Sensorunterseite (im Falle einer zu den unteren Streifenstrukturen senkrechten Bewegung) durchaus einen Einfluss auf die Messung, was anhand der Abbildung 4.74 zu erkennen ist. Dabei handelt es sich um die in Kapitel 4.6.1 bzw. 4.5.2.1 bereits behandelten Bilder 4.30 und 4.51, die hier zum Vergleich nochmal gemeinsam dargestellt werden. Gezeigt sind die registrierten Gesamtladungen aufgetragen gegen die jeweilige Tischpositionen für den Fall, dass die Sensorunterseite (n-Seite) defokussiert und fokussiert vermessen wird. Dabei ist der Laser von oben kommend quer zu den unteren Auslestreifen verfahren. Es ist zu sehen, dass bei einer defokussierten Sensorunterseite an den Positionen der Aluminiumstreifen bedingt durch die Reflexionen eine erhöhte Ladungsaufnahme stattfindet. Zwischen den Reflexionspeaks hingegen sind keine weiteren Auffälligkeiten zu erkennen. Das ändert sich mit der Fokussierung der Unterseite (siehe Abbildungen 4.74 C und D). In diesem Fall sind zwei weitere kleinere Ladungspicks (neben den Aluminiumspitzen) zu erkennen.

Ursächlich dafür sind auch hier wieder die p-Stops der n-Seite, die sich in diesem Fall allerdings an der Sensorunterseite befinden und dementsprechend den von oben kommenden Laserstrahl ins Material (geringfügig) zurück reflektieren. Somit ist entgegengesetzt zum vorherigen Fall aus Abbildung 4.73 die aufgenommene Gesamtladung an besagten Stellen nicht geringer, sondern größer als erwartet, was deutlich zu erkennen ist, sofern der Laser auf den p-Stops fokussiert ist.

Die Auswirkungen der durch die p-Stops verursachten Reflexionen auf die Genauigkeit der Ortsrekonstruktion sind bereits in Kapitel 4.6.1 beschrieben.

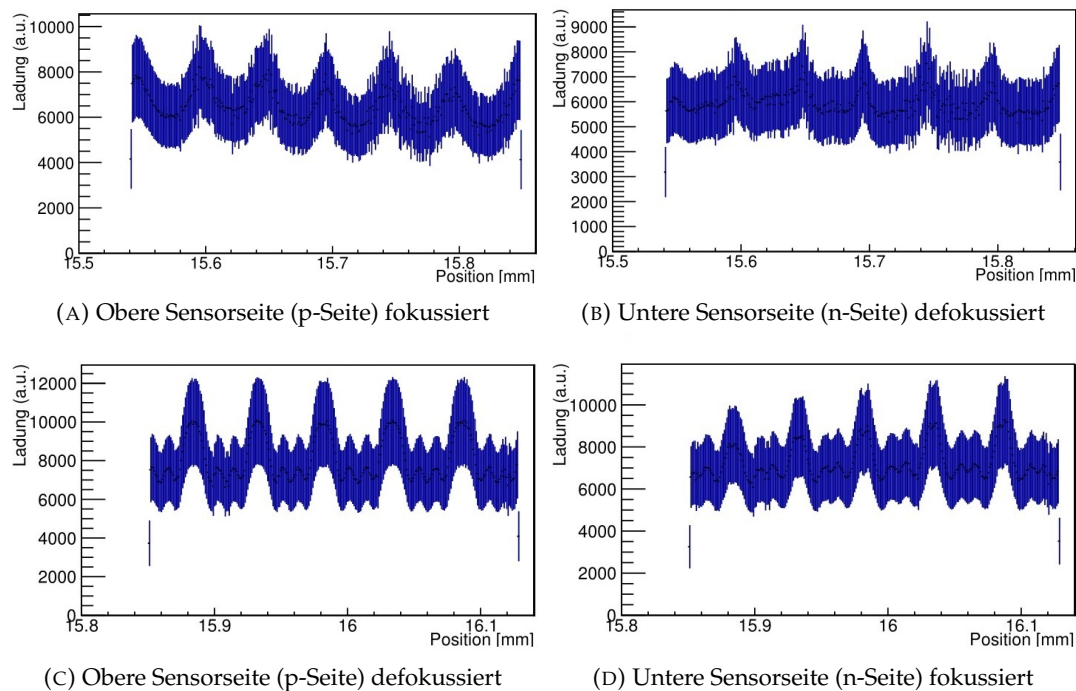


ABBILDUNG 4.74: Gezeigt sind nochmals die (in Kapitel 4.6.1 und 4.5.2.1 bereits dargestellten) deponierten Ladungen des Sensors gegen die jeweilige Tischpositionen aufgetragen für den Fall, dass der Laser auf der unteren Sensorseite defokussiert (Bilder A und B) und fokussiert (Bilder C und D) ist.

Selbiger Einfluss der Laserfokussierung lässt sich auch für die p-Seite des Sensors erkennen. Darstellung 4.75 zeigt im Vergleich die bereits in den Kapiteln 4.6.2.1 und 4.6.2 behandelten Abbildungen 4.67 und 4.62 in denen wiederum für verschiedene Fokussierungen die gesammelte Gesamtladung gegen die jeweilige Tischposition aufgetragen ist. Dabei ist der Sensor so positioniert, dass die p-Seite oben, die n-Seite unten ist und der Laser den Detektor von oben durchstrahlt. Für den Fall, dass der Laserfokus nicht auf der n-Seite, sondern der p-Seite des Sensors liegt, ist in den entsprechenden Messdaten (siehe Abbildung 4.75 A und B) nichts von einem reflektierenden Einfluss zwischen den Aluminiumstreifen zu sehen. Liegt der Fokus allerdings auf der unteren Sensorseite, der p-Seite (siehe Abbildung 4.75 C und D) ist zwischen den Aluminiumreflexionen jeweils ein weiterer Ladungspeak zu erkennen. Dieser resultiert aus den unkontaktierten (und unbeschichteten) Zwischenstreifen der p-Seite; dieser reflektierende Einfluss ist allerdings nur dann deutlich wahrnehmbar, wenn der Fokus auf den entsprechenden Strukturen liegt. Die Auswirkungen der durch die Zwischenstreifen verursachten Reflexionen auf die Genauigkeit der Ortsrekonstruktion sind bereits in Kapitel 4.6.2 beschrieben.

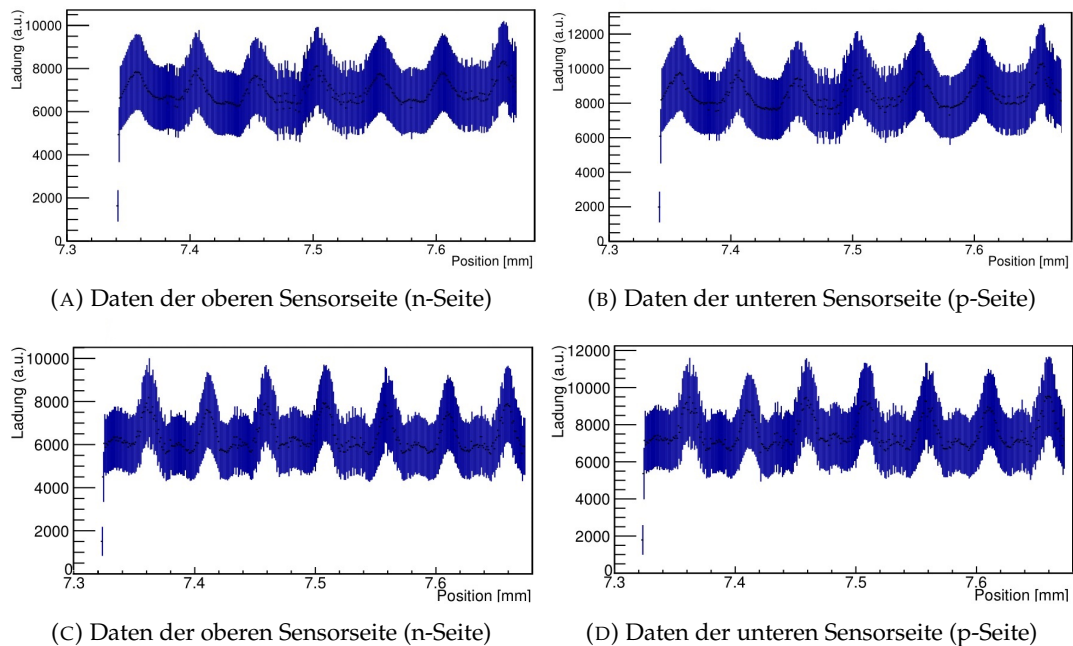


ABBILDUNG 4.75: Gezeigt sind nochmals die (in Kapitel 4.6.2.1 und 4.6.2 bereits dargestellten) deponierten Ladungen des Sensors gegen die jeweilige Tischpositionen aufgetragen für den Fall, dass der Laser auf der unteren Sensorseite defokussiert (Bilder A und B) und fokussiert (Bilder C und D) ist.

Zwischenfazit

Als Zwischenfazit lässt sich an dieser Stelle festhalten, dass mit Hilfe der Laserfokussierung der reflektierende Einfluss der Oberflächenstrukturen des Sensors beeinflusst werden kann. Wenngleich die Reflexionen an besagten Strukturen in jedem Fall auftreten, so lassen sie sich doch mittels der Fokussierung hervorheben oder unterdrücken. Der bereits in Kapitel 4.6 behandelte Einfluss jener Reflexionen hat zwar eine negative Auswirkung auf die Ortsrekonstruktion, was bei einer senkrechten Messanordnung für die η -Funktion jedoch noch tolerierbar ist.

4.8 Einfluss des Thresholds

Ein weiteres Einfluss nehmendes Element ist der Threshold. Durch ihn werden, wie in Kapitel 4.4 bereits beschrieben, die kleineren Ladungsanteile bei unterschreiten des Grenzwertes verworfen. Damit hat der Threshold maßgebliche Auswirkungen auf die Ortsrekonstruktion. Als unverzichtbares Instrument zur Eliminierung des Untergrundrauschens, ist zur Minimierung des negativen Einflusses der Threshold so niedrig wie nur möglich zu setzen. Zu Testzwecken wurde in der im Folgenden gezeigten Messung der Threshold um 50 % angehoben.

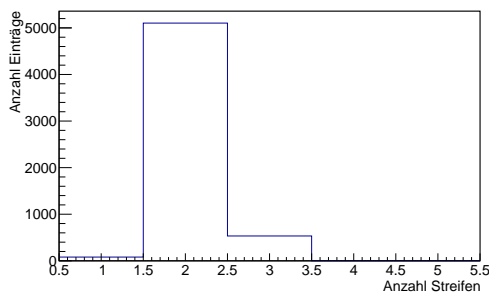
Dabei zeigt sich in Abbildung 4.76, in der die Mehrstreifentreffer für eine Messung mit niedrigem (*links*) und hohem Threshold (*rechts*) dargestellt sind, dass durch das Anheben des Thresholds die Anzahl der Mehrstreifentreffer signifikant zurückgeht und etwa $\frac{1}{3}$ der Registrierten Ereignisse als Einzelstreifentreffer wahrgenommen werden. Da bei gemessenen Einzelstreifentreffern keine Ladungsteilung mehr festgestellt und damit auch kein Ladungsschwerpunkt jenseits der exakten Streifenpositionen berechnet werden kann, resultiert dies zwangsläufig in einer zunehmenden

Ungenauigkeit der Ortsrekonstruktion.

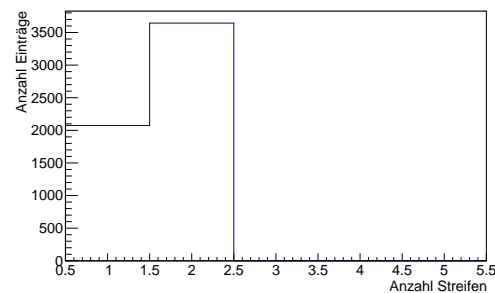
In den rekonstruierten Daten, welche in Abbildung 4.77 für die „center of gravity“-Methode bzw. in Abbildung 4.78 für die η -Rekonstruktion gezeigt sind, lassen sich die Auswirkungen deutlich erkennen. Dabei sind die rekonstruierten Ereignispositionen sowohl mit niedrigem (jeweils obere Abbildung) als auch mit hohem Threshold (jeweils untere Abbildung) zu sehen. Es fällt auf, dass die jeweils rot markierten Bereiche, bei denen die rekonstruierten Ereignispositionen genau den Koordinaten der Auslesestreifen entsprechen, deutlich ausgedehnter sind. Folglich können für einen größeren Verfahrensweg nahe der Auslesestreifen die Ereignisse nicht den korrekten Positionen zugewiesen werden.

Wenngleich auch bei hohem Threshold noch eine deutliche Linearisierung zwischen tatsächlicher und rekonstruierter Ereignisposition mittels der η -Funktion erreicht werden kann (vergleiche „center of gravity“-Methode aus Abbildung 4.77b mit η -Rekonstruktion aus Abbildung 4.78b), so bleiben jedoch auch dort die Bereiche der falsch berechneten Ereignispositionen bestehen.

Demzufolge hat ein zu hoher Threshold unabhängig von der Berechnungsmethode einen negativen Einfluss auf Ereignisrekonstruktion. Besonders deutlich lässt sich das in den Abbildungen 4.79 bzw. 4.80 erkennen. Dort sind jeweils die Abweichungen der mittels „center of gravity“-Methode bzw. η -Funktion rekonstruierten Ereignispositionen von den „exakten“ von xy-Tisch zurückgegebenen Positionen gezeigt. In beiden Fällen ist ein deutlicher Anstieg der Standardabweichung festzustellen. Für die Rekonstruktion mittels η -Funktion ergibt sich zwar nach wie vor eine genauere Positionsrechnung verglichen mit der „center of gravity“-Methode, allerdings sind die durch den Threshold bedingten Qualitätseinbußen bei ersterem größer. Mit steigendem Threshold schwindet somit der Mehrwert der Rekonstruktion mittels η -Funktion zunehmend, bis hin zur völligen Aufhebung des selbigen für den Extremfall der digitalen Detektorantwort.

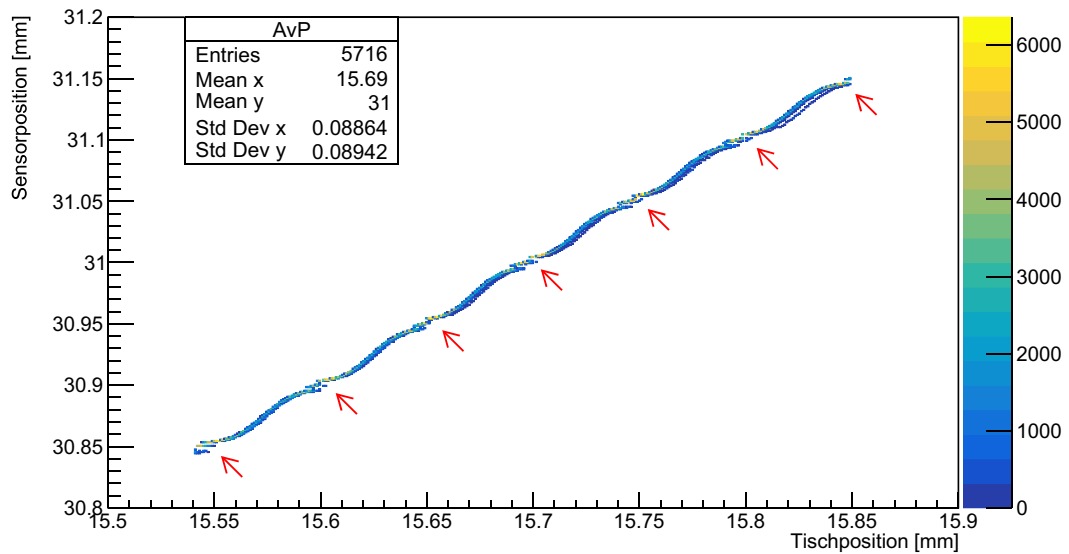


(A) Mehrstreifentreffer bei niedrigem Threshold

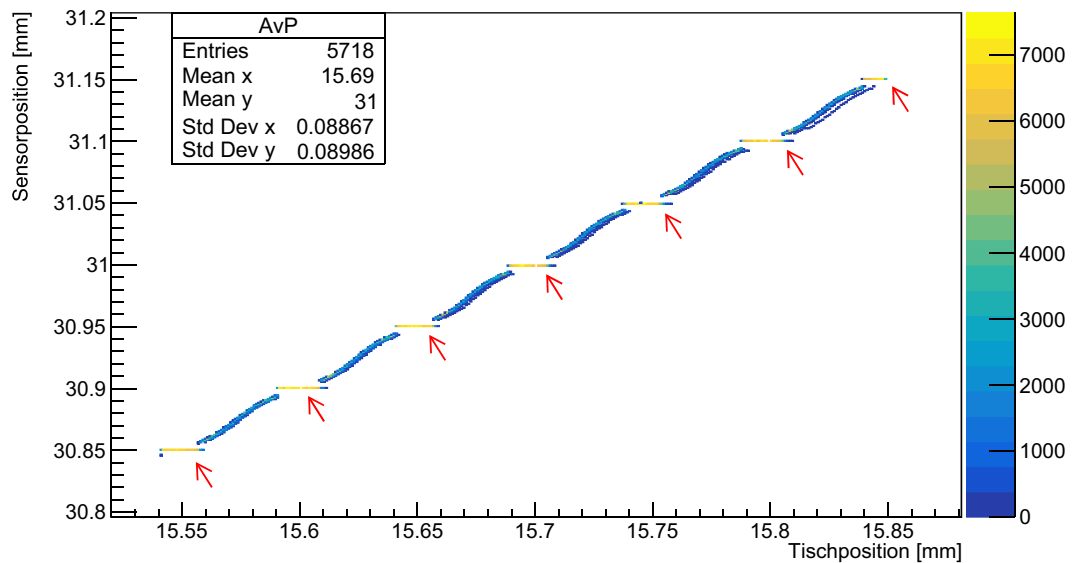


(B) Mehrstreifentreffer bei hohem Threshold

ABBILDUNG 4.76: Vergleich der Mehrstreifentreffer der n-Seite für eine Messung mit niedrigem Threshold (*links*, erneute Darstellung von Abbildung 4.32b) und hohem Threshold (*rechts*)

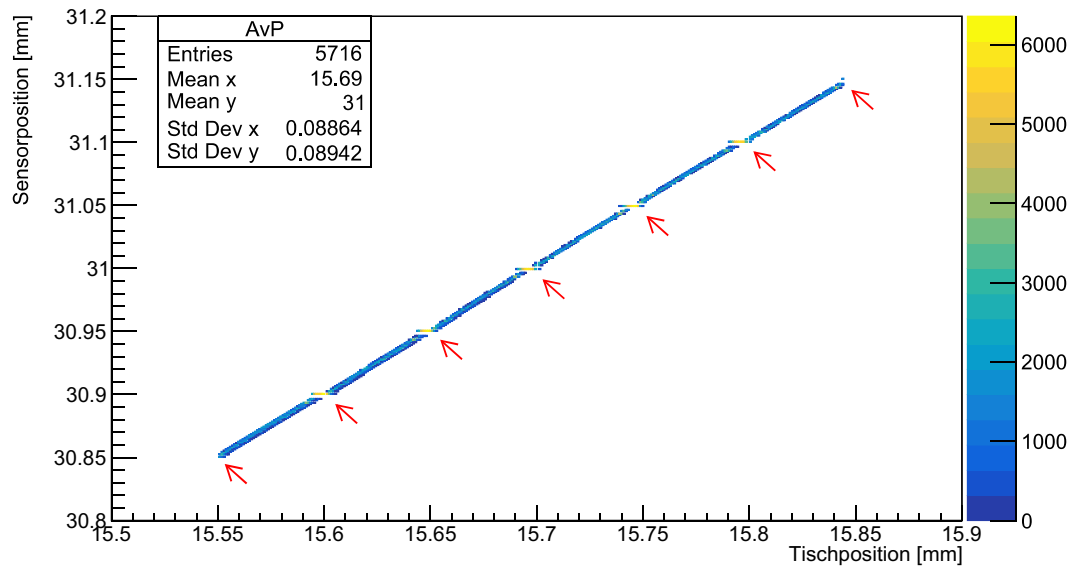


(A) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der unteren Sensorseite (n-Seite); niedriger Threshold.

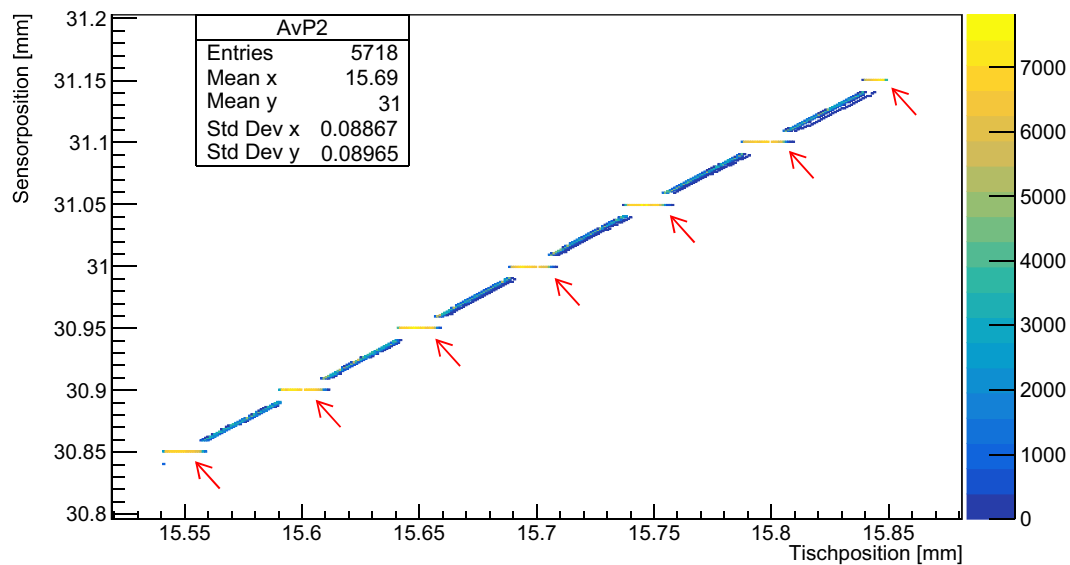


(B) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der unteren Sensorseite (n-Seite); hoher Threshold.

ABBILDUNG 4.77: Vergleich der mittels „center of gravity“-Methode rekonstruierten Ereignispositionen für einen niedrigen (*oben*, erneute Darstellung von Abbildung 4.20a) und hohen Threshold (*unten*)



(A) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der unteren Sensorseite (n-Seite); niedriger Threshold.



(B) Aufgetragen sind Amplitude vs. Laserposition vs. Kanalnummer der unteren Sensorseite (n-Seite); hoher Threshold.

ABBILDUNG 4.78: Vergleich der mittels η -Funktion rekonstruierten Ereignispositionen für einen niedrigen (*oben*, erneute Darstellung von Abbildung 4.20b) und hohen Threshold (*unten*)

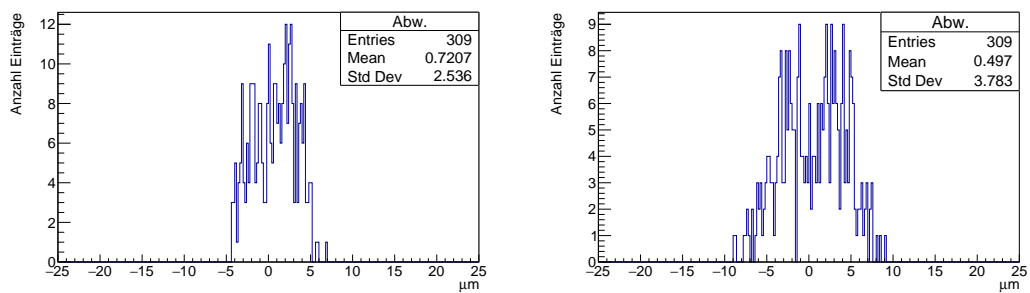


ABBILDUNG 4.79: Vergleich der Abweichungen der mittels „center of gravity“-Methode rekonstruierten Ereignispositionen von den exakten Positionen bei niedrigem (*oben*, erneute Darstellung von Abbildung 4.17) und hohem Threshold (*unten*)

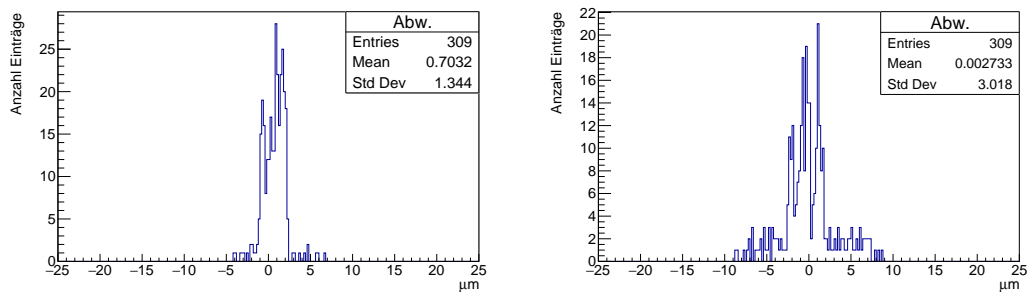


ABBILDUNG 4.80: Vergleich der Abweichungen der mittels η -Funktion rekonstruierten Ereignispositionen von den exakten Positionen bei niedrigem (*oben*, erneute Darstellung von Abbildung 4.22) und hohem Threshold (*unten*)

Zwischenfazit

Als Zwischenfazit lässt sich an dieser Stelle festhalten, dass der Threshold ein unverzichtbares Instrument in der Datennahme ist. Er ermöglicht das Aussondern ungewollten Untergrundrauschens, was für empfindliche Messungen unabdingbar ist. Zu hoch gewählt werden jedoch wichtige Bestandteile des Datenpools verworfen, wodurch die Aussagekraft entsprechender Daten reduziert, schlimmstenfalls sogar unbrauchbar wird. Ein möglichst niedriger Threshold knapp oberhalb eventuellen Untergrundrauschens ist damit essentiell für jede Datenauswertung.

Kapitel 5

Schlussbetrachtung

Im Rahmen dieser Arbeit wurden mittels eines hoch-genauen IR-Laser-Teststands detaillierte Messungen an Silizium-Streifendetektoren durchgeführt, die beim künftigen $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment zum Einsatz kommen. Der gepulste Infrarotlaser simulierte dabei minimal ionisierende Teilchen, welche den Detektor durchqueren. Anhand der so aufgenommenen Detektordaten wurden die Ereignispositionen berechnet und mit den Ereignispositionen des präzisen Laser-Positionierungssystems verglichen, die als Referenzwert herangezogen wurden. Kern dieser Thesis war dabei die Untersuchung des Einflusses der η -Funktion im Hinblick auf die Ortsrekonstruktion, die gerade für den Vertex-Detektor des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiments, bzw. generell für jeden beliebigen Detektor relevant ist, in dem Silizium-Streifensensoren verwendet werden. Der Unterschied zur heute gängigen Ortsrekonstruktionsmethode, der simplen Schwerpunktermittlung war dabei zentrales Element.

Bedingt durch den Versuchsaufbau ergaben sich zu Ungunsten der Messergebnisse verschiedene Einfluss nehmende Parameter. Allen voran waren die unvermeidbaren Reflexionen des Laserstrahls Hauptursache unzulänglicher Datensätze. Denn mit jeder Reflexion entfernt sich die Messung und deren ausgewertete Daten weiter vom simulierten Originalereignis eines den Detektor durchquerenden MIPs. Während es bei Messungen bei denen der Laserstrahl senkrecht durch den Sensor verlaufen ist noch möglich war, den reflektierenden Einfluss aufgrund des symmetrischen Verlaufs in erster Näherung zu vernachlässigen, war selbiger Einfluss bei einer schrägen Messanordnung zu dominant, als dass die Daten für eine aussagekräftige Ortsrekonstruktion hätten herangezogen werden können.

Auch der deutlich größere Durchmesser des Laserstrahls verglichen zur Größe eines einzelnen (zu simulierenden) Teilchens, sorgte für eine anhaltende Einflussnahme auf die Messungen und deren Berechnungen. Dies hatte zur Folge, dass sich die daraus resultierende deponierte Ladungswolke aufgrund ihrer größeren Ausdehnung gleichmäßiger/linearer zwischen den benachbarten Streifen aufteilt, was die Auflösung mittels „center of gravity“-Schwerpunktermittlung zwar verbessert, aber dementsprechend den korrigierenden Einfluss der η -Funktion vergleichsweise mindert.

Gleichwohl war es möglich zahlreiche Untersuchungen durchzuführen und mittels geänderter Messparameter einzelne Negativeinflüsse hervorgehoben zu betrachten und verschiedene Rückschlüsse zu ziehen. So konnte gezeigt werden, dass Reflexionen an ladungssammelnden Elementen, wie aktiven und passiven Auslestreifen, einen geringeren Negativeinfluss auf die Qualität der Ereignisrekonstruktion haben, als Reflexionen an nicht-ladungssammelnden Elementen, wie den p-Stops. Des weiteren reagierten die Sensoren so empfindlich auf die reflektierte Laserstrahlung, dass mit entsprechender Fokussierung der Laser zum „rudimentären Mikroskopieren“ eingesetzt werden konnte. So ließen sich neben den stark reflektierenden

Aluminiumstreifen auch weitere Oberflächenstrukturen, wie die (in den Datenblättern fehlenden) Zwischenstreifen der p-Seite oder die p-Stopps der n-Seite, bereits nur aufgrund der geänderten Ladungsaufnahme erkennen.

Als zentrales Ergebnis dieser Arbeit konnte gezeigt werden, dass die η -Funktion die Ortsauflösung deutlich verbessert. Dass dies trotz der beschriebenen, teils schwerwiegenden Negativeinflüsse, die im tatsächlichen Teilchenbeschleunigerexperiment so niemals auftreten würden, beobachtet werden konnte, zeigt das enorme Potential der η -Funktion. Ferner kamen sämtliche Negativeinflüsse bei der „center of gravity“-Schwerpunktermittlung stärker zu tragen, als bei der Rekonstruktionsmethode mittels η -Funktion, dementsprechend bietet die η -Funktion in jedem Fall, auch unter denkbar schlechten Umständen, noch einen Mehrwert. Ferner ist zu berücksichtigen, dass im Beschleunigerexperiment die von MIPs verursachten Ladungswolken eine deutlich kleinere Ausdehnung haben, als jede die durch den Laser deponiert wurden. Dementsprechend ist die Nichtlinearität der Ladungsteilung bei durch MIPs verursachten Ladungswolken deutlich ausgeprägter und resultierend daraus ist die Qualität der „center of gravity“-Schwerpunktermittlung signifikant schlechter. Sofern sich die jeweiligen Ladungswolken auf noch wenigstens zwei Auslestreifen aufteilen, bleibt die η -Funktion von derlei Einfluss unberührt und bietet, verglichen zur simplen Schwerpunktermittlung, folglich im Beschleunigerexperiment einen noch größeren Zugewinn für die Ortsauflösung.

Da der Mikro-Vertrex-Detektor in einem 2 T starken Magnetfeld betrieben wird, ist der Einfluss eines solchen Magnetfeldes auf die η -Funktion und die daraus resultierende Ortsauflösung absolut untersuchenswert. Aufgrund der magnetoresistiven Positionssensoren des verwendeten xy-Tisches, die empfindlich auf externe Magnetfelder reagieren und dadurch ihre Genauigkeit einbüßen, waren entsprechende Messungen in einem Magnetfeld mit diesem Versuchsaufbau nicht durchführbar. Weitere Untersuchungen in diesem Bereich sind durchaus notwendig und würden einen Beitrag zum weiteren Verständnis des Einflusses der η -Funktion auf die Ortsauflösung liefern.

Anhang A

A - Tischansteuerung

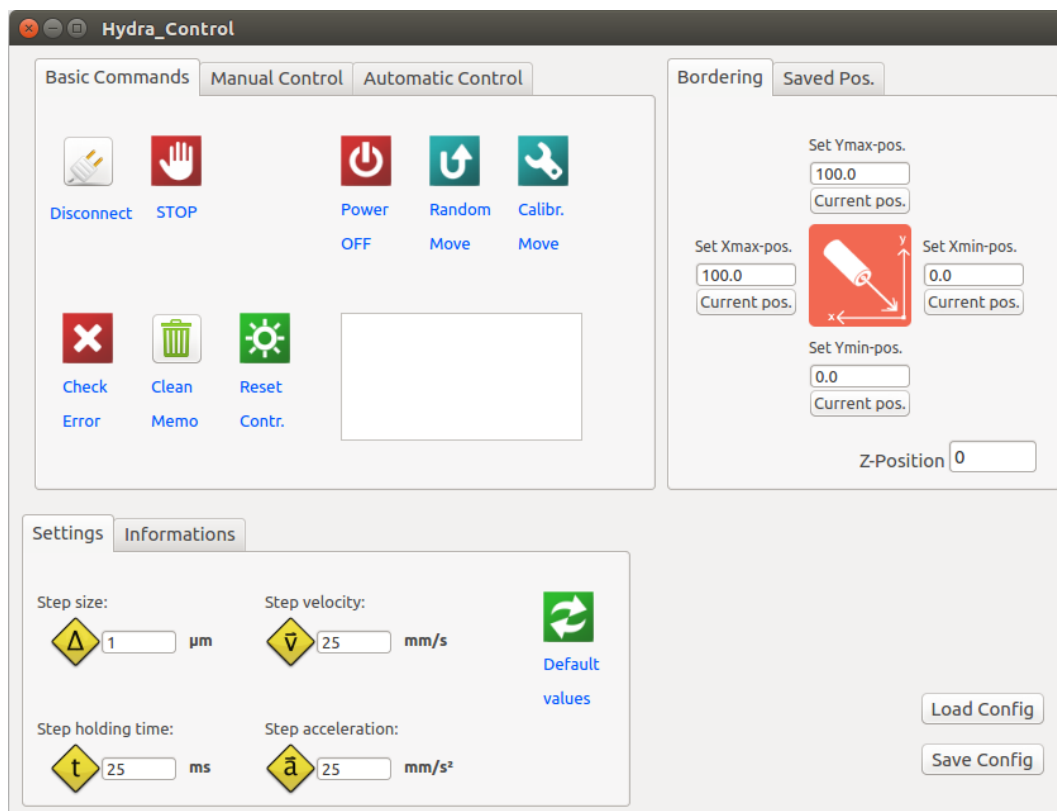


ABBILDUNG A.1: Gesamtübersicht der grafischen Benutzeroberfläche zur Ansteuerung des xy-Tisches

Abbildung A.1 zeigt eine Gesamtübersicht der Benutzeroberfläche des Steuerungsprogramms. In dem Fenster **Basic Commands** lassen sich die grundlegenden Funktionen auswählen. Dort lässt sich über einen *Connect/Disconnect*-Button die Verbindung vom Computer zum xy-Tisch bzw. zum Hydra-Controller aufbauen bzw. trennen. Der *STOP*-Button unterbricht im Notfall augenblicklich sämtliche Bewegungsprozesse. Für manuelle Arbeiten am xy-Tisch lassen sich über den *Power ON/OFF*-Button die jeweiligen Motoren deaktivieren, wodurch der Tisch frei bewegt werden kann. Durch Betätigen des *Random Move*-Buttons wird bis zum Erteilen eines Stopp-Signals eine zufällige Bewegung über den gesamten Verfahrbereich ausgeführt. Um die hohe Genauigkeit des xy-Tisches dauerhaft gewährleisten zu können, lässt sich über den *Calibr. Move*-Button eine Positions-Kalibrierung durchführen. Bei eventuellen Problemen lässt sich über den *Check Error*-Button der Systemstatus der beiden

Achsen ausgeben und diese gegebenenfalls auch resettet.

Im Fenster **Bordering** lässt sich der Verfahrensweg des Tisches begrenzen. Alle automatisch durchgeführten Bewegungen finden somit nur innerhalb des vorgegebenen Bereiches statt. Die Anzeige *Z-Positions* gibt den Höhenunterschied des Laserfokuspunktes bezogen auf die Sensoroberfläche an.

Weitere nötige Einstellungen lassen sich im Fenster **Settings** vornehmen. Neben der Schrittweite können hier auch die Geschwindigkeit und Beschleunigung des xy-Tisches eingestellt werden. Wird während einer Messung kein externer Pulsgeber verwendet, um den Tisch verfahren zu lassen, kann in der Anzeige *Step holding time* die Wartezeit definiert werden, die nach jedem Bewegungsintervall heruntergezählt wird. Durch Betätigen des *Default values*-Buttons werden sämtliche Einstellungen (dieses Fensters) auf vordefinierte Standartwerte zurückgesetzt.

Alle auf der grafischen Benutzeroberfläche getätigten Eingaben können über den Button *Save Config* gespeichert bzw. über *Load Config* wieder aufgerufen werden.

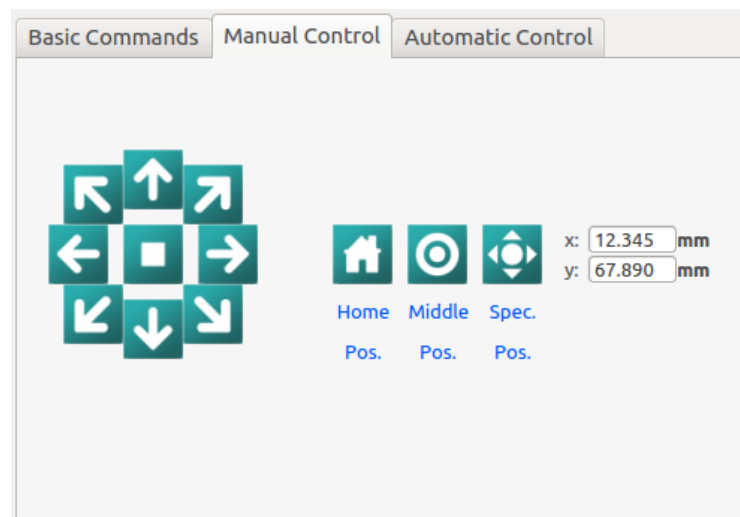


ABBILDUNG A.2: Teil der grafischen Benutzeroberfläche zur manuellen Ansteuerung des xy-Tisches

Abbildung A.2 zeigt das Fenster **Manual Control**, über das der Benutzer sämtliche Bewegungsrichtungen mittels der Richtungsrose manuell durchführen kann. Die Koordinaten (0|0) mm (Ausgangsposition) und (50|50) mm (Mittelposition) sind über die Buttons *Home Pos.* und *Middle Pos.* direkt ansteuerbar. Eine individuelle Wunschkoordinate kann über den Button *Spec. Pos.* angefahren werden.



ABBILDUNG A.3: Teil der grafischen Benutzeroberfläche zur Speicherung individueller Tischpositionen

Innerhalb des Fensters **Saved Pos.** ist es möglich die aktuelle Tischposition zu speichern und bei Bedarf entsprechend neu anzufahren. Insgesamt können dort bis zu fünf Standorte gespeichert werden.

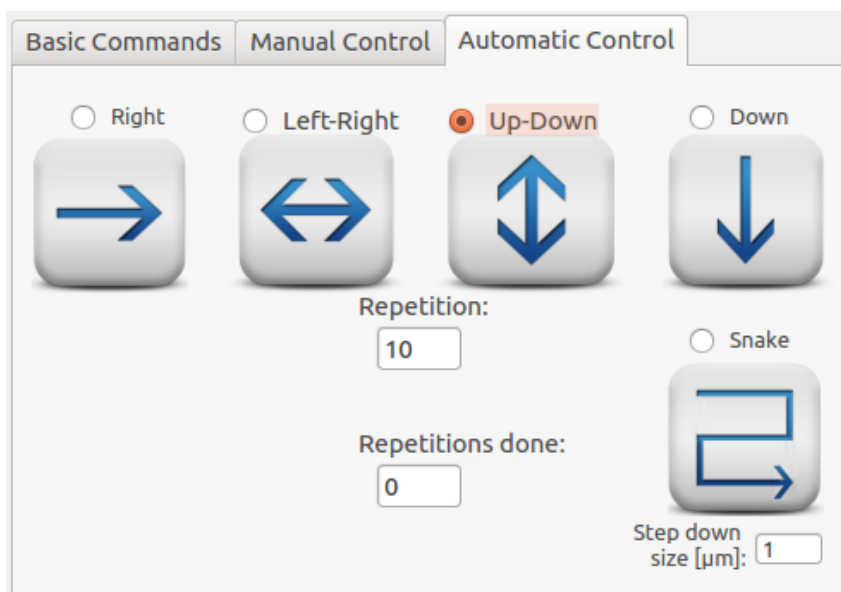


ABBILDUNG A.4: Teil der grafischen Benutzeroberfläche zur automatisierten Ansteuerung des xy-Tisches

Für den automatischen Messablauf sind die wichtigsten Bewegungsmuster im Fenster **Automatic Control** einprogrammiert. Neben der einmaligen Bewegung in senkrechter und waagerechter Richtung können ebenso auch wiederholbare Bewegungsabläufe ausgewählt werden. Die gewünschte Wiederholungsrate ist dabei in dem

dafür vorgesehenen Textfeld *Repetition* einzutragen, deren Fortschritt während einer laufenden Messung im Textfeld *Repetitions done* ausgegeben wird. Zusätzlich ist auch eine Kombination aus horizontaler und vertikaler Bewegungsrichtung über den Radio-Button *Snake* durchführbar. Dabei können für die jeweiligen Bewegungsrichtungen unterschiedliche Schrittweiten festgelegt werden. Standardmäßig gilt immer die im Fenster **Settings** eingestellte Schrittweite; im Falle einer „schlangenförmigen“ Bewegung kann den senkrechten Bewegungsanteilen eine eigene, individuelle Schrittweite zugewiesen werden.

Die Abschaltfunktion des Lasers nach Beendigung einer automatischen Messung ist direkt in das Steuerungsprogramm integriert und muss nicht separat vom Nutzer ausgeführt werden. Näheres dazu in Abschnitt 3.2.3.

Grundsätzlich sind auch andere Bewegungsabläufe im Steuerungsprogramm abgelegt, die aus Übersichtsgründen im grafischen Benutzerinterface ausgeblendet sind, da aufgrund der Sensorgeometrie lediglich die hier gezeigten Abläufe relevant sind. Während einer laufenden Messung sind die manuellen Bewegungsbefehle (außer der *STOP*-Button) außer Kraft gesetzt, um ein eventuelles ungewolltes Eingreifen in die automatisierte Messung zu vermeiden; diese Einstellung kann vom Nutzer jederzeit geändert werden.

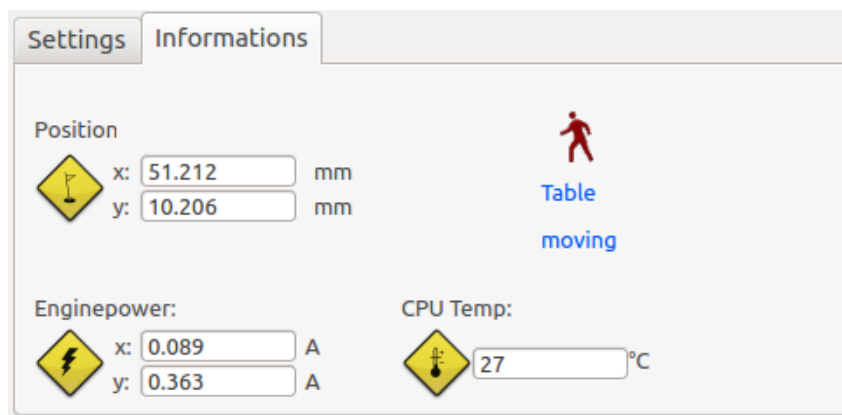


ABBILDUNG A.5: Teil der grafischen Benutzeroberfläche zur Rückgabe relevanter Statusinformationen des xy-Tisches

Innerhalb des Fensters **Information** werden dem Benutzer alle wichtigen Statusinformationen in Echtzeit mitgeteilt. Die aktuellen Koordinaten werden in der Anzeige *Position* ausgegeben. Rechts daneben gibt ein Ampelmännchen an, ob der Tisch aktuell still steht und damit neue Bewegungsbefehle ausführen kann oder noch in Bewegung ist. Ob während einer laufenden Bewegung neue Zielkoordinaten ansteuerbar sind oder laufende Kommandos erst beendet werden müssen, ist vom Benutzer zu wählen. Über die Anzeige *Enginepower* wird der Versorgungsstrom der jeweiligen Tischmotoren ausgegeben, während über die Anzeige *CPU Temp* die Prozessortemperatur des xy-Tisches mitgeteilt wird.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Standardmodell der Teilchenphysik	2
1.2	Baryon-Multiplets	3
1.3	Meson-Multiplets	4
1.4	QCD Potential	5
1.5	QCD Kopplung	5
1.6	Energieniveauschemata von Positronium und Charmonium	6
1.7	Energieverlustverteilung geladener Teilchen & Erzeugungswahrscheinlichkeit von δ -Elektronen	8
1.8	Energieverlustverteilung verschiedener Teilchen in unterschiedlichen Materialien	9
1.9	Massenabsorptionskoeffizient μ für Photonen in Silizium	10
1.10	2 dimensionale Darstellung der Silizium-Gitterstruktur	12
1.11	Energiebandstruktur für Isolatoren, Halbleiter und Leiter	13
1.12	Direkter und indirekter Bandübergang im Impulsraum	13
1.13	Erzeugungsenergie von e/h-Paaren vs. Bandlücke verschiedener Materialien	14
1.14	Silizium-Gitterstruktur mit Phosphor- und Bor-Dotierung	16
1.15	Einfluss der Phosphor-Dotierung auf die Bandstruktur	16
1.16	Einfluss der Bor-Dotierung auf die Bandstruktur	16
1.17	Bandstruktur vor und nach Kontakt von dotiertem Silizium	17
1.18	Bandstruktur des pn-Übergangs bei angelegter Spannung in Durchlass- und Sperrrichtung	18
1.19	Streifenstrukturierter SI-Detektor mit und ohne kapazitiver Kopplung	20
1.20	Doppelseitig streifenstrukturierter SI-Detektor	20
1.21	Streifenstrukturierter SI-Detektor mit und ohne p-Stopp	21
1.22	Ghosthits bei doppelseitigen Streifendetektoren	22
1.23	3D Darstellung eines SI-Streifen-Detektors mit Guard-Ring	23
1.24	Bump-Bond- und Flip-Chip-Verbindung bei Pixel-Detektoren	24
1.25	Frenkeldefekt und Kernumwandlung als Strahlenschäden in SI	25
1.26	Dunkelstromanstieg bei SI-Sensortypen nach Bestrahlung und Langzeitmessung der Schadensrate α	26
1.27	Strahlungsbedingte Typinversion eines n-Typ-Detektors	27
1.28	Schematischer Aufbau eines Rubin-LASERs	28
1.29	Schematische Darstellung der Energieniveaus eines LASERs inklusive der jeweiligen Übergänge	30
1.30	Aktives Medium eines LASERs als Superstrahler	31
1.31	Aktives Medium eines LASERs	31
1.32	Bändermodell hochdotierter Halbleiter eines LASERs mit und ohne externe Spannung	32
1.33	Schematische Aufbau einer LASER-Diode	33
2.1	FAIR Forschungsanlage mit Video über Baufortschritt	36

2.2	Schematische Darstellung des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Detektors	37
2.3	Schematische Darstellung des $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Targets. Der Antiprotonenstrahl kommt von links und kollidiert mit den von oben kommenden Protonentargets [11].	38
2.4	Schematische Darstellung des Mikro-Vertex-Detektors	39
2.5	Schematische Darstellung einzelner Streifendetektoren des MVDs	40
2.6	Strab Tube Tracker in Einzelteilen und Gesamtaufbau	41
2.7	Schematische Darstellung eines Gas-Elektronen-Multipliers	41
2.8	Schematische Darstellung des DIRC-Detektors	42
2.9	Schematische Darstellung des EMC-Detektors	43
2.10	Schematische Darstellung des Myonen-Detektors	44
3.1	Versorgungsleitungen in und innerhalb der Dunkelkammer	48
3.2	Kontrolleinheiten des Versuchsaufbaus unterhalb der Dunkelkammer	49
3.3	PicoQuant LASER-Treiber PDL 800-D	50
3.4	LASER-Abschwächer VOA1064-FC	51
3.5	Funktionsweise eines LASER-Abschwächers	51
3.6	Interlockschalter zum Unterbrechen des LASER-Strahls	52
3.7	Mikrofokusoptik 5M-M30-37-S mit passendem Kollimator 60FC-4-A18-03	53
3.8	Deditec 32-Bit TTL-Interface	55
3.9	Verwendeter xy-Tisch FCS100	56
3.10	Hydra Controller zur Ansteuerung des xy-Tisches	57
3.11	Verwendeter Lineartisch XSB60 zur Höhenverstellung	58
3.12	Motorisierter Antrieb des höhenverstellbaren Lineartisches	58
3.13	Schrittmotorsteuerung für die Höhenverstellung	59
3.14	Verwendetes Goniometer von MiSuMi	59
3.15	LASER-Kopf-Halterung starr und beweglich	60
3.16	Zoom auf sensitiven Bereich eines SI-Streifen-Sensors	61
3.17	Verwendetes Sensorboard mit Zoom auf den sensitiven Bereich	63
3.18	Verwendetes Supplyboard	64
3.19	Blockschaltbild der Datenauslese	65
3.20	FPGA-Boards der Datenauslese	66
3.21	Blockschaltbild der Datenanalyse	68
4.1	Dichtefunktion für eine Gleichverteilung von Ereignissen innerhalb des Streifenpitches	70
4.2	Schematische Darstellung eines Mehrstreifentreffers durch Aufteilen der Ladungswolke auf zwei Auslesestreifen	71
4.3	Einfluss der Anzahl getroffener Auslesestreifen bei Mehrfachtreffern für die „center of gravity“-Rekonstruktion	72
4.4	η -Verteilung mit nicht-linearem Verlauf der Ladungsteilung	73
4.5	Unterschiedliche Darstellungen der η -Funktion mit getauschten Achsen	74
4.6	Verschiedene Verläufe der η -Funktion abhängig von der Anzahl der Zwischenstreifen	75
4.7	Ladungsteilung bei Mikrostreifendetektoren mit kapazitiv gekoppelten Zwischenstreifen	76
4.8	Beispiel einer Ladungsverteilungsfunktion mit und ohne externes Magnetfeld	78
4.9	Energiekalibrierung der einzelnen Auslesekanäle	79
4.10	Pulshöhenabweichung eines einzelnen Auslesekanals	80

4.11 Pulshöhen aller Auslesekanäle bei steifenden injizierten Ladungsmengen	81
4.12 Pulshöhenabweichung aller Auslesekanäle	81
4.13 Unterschiedliche anzupassende Gain-Werte aller Auslesekanäle	82
4.14 Gegenüberstellung der jeweiligen Amplituden zusammenhängender Ereignisse der n- und p-Seite vor und nach einer durchgeführten Kalibrierung	83
4.15 Vergleich der „center of gravity“-Ortskoordinate mit den Daten des xy-Tisches	84
4.16 Vergleich der „center of gravity“-Ortskoordinate mit den Daten des xy-Tisches inklusive Idealverlauf	85
4.17 Abweichung der rekonstruierten Ereignisposition von den Daten des xy-Tisches	85
4.18 Häufigkeitsverteilung der η -Koordinate	87
4.19 Rekonstruierte η -Funktion berechnet aus dem Integral der η -Verteilung	87
4.20 Vergleich der Abweichung der rekonstruierten Ereignisposition von den Daten des xy-Tisches für die „center of gravity“-Methode und die η -Funktion	89
4.21 Abweichung der rekonstruierten Ereignisposition von den Daten des xy-Tisches für die η -Funktion inklusive Idealverlauf	90
4.22 Abweichung der mittels η -Funktion rekonstruierten Ereignispositionen vom Idealverlauf	90
4.23 Darstellung der Ladungswolkenverteilung	91
4.24 Darstellung des durchgeführten Messverlaufs. Mit: $\gamma \perp xy \wedge \gamma \parallel xz,yz \wedge \vec{v}(\gamma) \perp$ obere Al-Streifen	92
4.25 Deponierte Gesamtladung mit Aluminiumschatten. Mit: $\gamma \perp xy \wedge \gamma \parallel xz,yz \wedge \vec{v}(\gamma) \perp$ obere Al-Streifen	93
4.26 Ladung vs. Tischposition. Mit: $\gamma \perp xy \wedge \gamma \parallel xz,yz \wedge \vec{v}(\gamma) \perp$ obere Al-Streifen	94
4.27 Deponierte Gesamtladung bei fokussierter Sensoroberseite. Mit: $\gamma \perp xy \wedge \gamma \parallel xz,yz \wedge \vec{v}(\gamma) \perp$ obere Al-Streifen	95
4.28 Ladung vs. Tischposition bei fokussierter Sensoroberseite. Mit: $\gamma \perp xy \wedge \gamma \parallel xz,yz \wedge \vec{v}(\gamma) \perp$ obere Al-Streifen	96
4.29 Darstellung des durchgeführten Messverlaufs. Mit: $\gamma \perp xy \wedge \gamma \parallel xz,yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	98
4.30 Deponierte Gesamtladung. Mit: $\gamma \perp xy \wedge \gamma \parallel xz,yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	99
4.31 Ladung vs. Tischposition. Mit: $\gamma \perp xy \wedge \gamma \parallel xz,yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	100
4.32 Verteilung der Mehrstreifentreffer. Mit: $\gamma \perp xy \wedge \gamma \parallel xz,yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	102
4.33 Darstellung des durchgeführten Messverlaufs. Mit: $\gamma \not\perp xy \wedge \gamma \parallel xz,yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	103
4.34 Deponierte Gesamtladung. Mit: $\gamma \not\perp xy \wedge \gamma \parallel xz,yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	104
4.35 Ladung vs. Tischposition. Mit: $\gamma \not\perp xy \wedge \gamma \parallel xz,yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	106
4.36 Aufgenommene Ladung eines Einzelkanals bei verschiedenen Tischpositionen für $\gamma \not\perp xy$ und $\gamma \perp xy$	107
4.37 Schematische Darstellung des LASER-Strahlengangs durch den Streifendetektor.	108

4.38	Verteilung der Mehrstreifentreffer. Mit: $\gamma \not\perp xy \wedge \gamma \parallel xz, yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	109
4.39	Abweichung der rekonstruierten Ereignisposition vom Idealverlauf für „center of gravity“-Methode und η -Funktion. Mit: $\gamma \not\perp xy \wedge \gamma \parallel$ $xz, yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	111
4.40	Abweichung der rekonstruierten Ereignisposition vom Idealverlauf für „center of gravity“-Methode und η -Funktion. Mit: $\gamma \not\perp xy \wedge \gamma \parallel$ $xz, yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	112
4.41	Darstellung des durchgeführten Messverlaufs. Mit: $\gamma \not\perp xy \wedge \gamma \parallel xz \wedge$ $\gamma \not\parallel yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	113
4.42	Deponierte Gesamtladung. Mit: $\gamma \not\perp xy \wedge \gamma \parallel xz \wedge \gamma \not\parallel yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	114
4.43	Ladung vs. Tischposition. Mit: $\gamma \not\perp xy \wedge \gamma \parallel xz \wedge \gamma \not\parallel yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	115
4.44	Aufgenommene Ladung eines Einzelkanals bei verschiedenen Tisch- positionen für $\gamma \not\perp xy$ und $\gamma \perp xy$	116
4.45	Verteilung der Mehrstreifentreffer. Mit: $\gamma \not\perp xy \wedge \gamma \parallel xz \wedge \gamma \not\parallel yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ \parallel obere Al-Streifen	117
4.46	Abweichung der rekonstruierten Ereignisposition vom Idealverlauf für „center of gravity“-Methode und η -Funktion. Mit: $\gamma \not\perp xy \wedge \gamma \parallel xz$ $\wedge \gamma \not\parallel yz \wedge \vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	118
4.47	3D-Farblasermikroskopaufnahme der n-Seite des Sensors	120
4.48	Farbliche Höhendarstellung der n-Seite des Sensors	121
4.49	Höhenprofil der n-Seite des Sensors	121
4.50	Deponierte Gesamtladung für $\gamma \not\parallel$ obere Al-Streifen	123
4.51	Deponierte Gesamtladung mit erkennbaren Reflexionen an p-Stopps	124
4.52	Schematische Darstellung des verwendeten doppelseitigen Streifen- sensors von ITC-IRST	124
4.53	η -Verteilung mit resultierender η -Funktion für den Fall deutlicher Re- flexionen an den p-Stopps	125
4.54	Ladung vs. Tischposition für Messung mit und ohne deutliche Refle- xionen an den p-Stopps	127
4.55	Abweichung der rekonstruierten Ereignisposition von den Daten des xy-Tisches für die „center of gravity“-Rekonstruktion und η -Funktion inklusive Idealverlauf, für den Fall deutlicher Reflexionen an den p- Stopps	128
4.56	Abweichung der rekonstruierten Ereignisposition vom Idealverlauf für „center of gravity“-Methode und η -Funktion, für den Fall deutli- cher Reflexionen an den p-Stopps	130
4.57	Abweichung der rekonstruierten Ereignisposition vom Idealverlauf für „center of gravity“-Methode und η -Funktion, ohne deutliche Re- flexionen an den p-Stopps	131
4.58	3D-Farblasermikroskopaufnahme der p-Seite des Sensors	132
4.59	Farbliche Höhendarstellung der p-Seite des Sensors	132
4.60	Höhenprofil der p-Seite des Sensors	133
4.61	Deponierte Gesamtladung für $\gamma \not\parallel$ obere Al-Streifen	134
4.62	Deponierte Gesamtladung mit Reflexion an Zwischenstreifen	135
4.63	η -Verteilung mit resultierender η -Funktion für den Fall erkennbarer Reflexionen an den Zwischenstreifen	136
4.64	Mehrstreifentreffer für den Fall erkennbarer Reflexionen an den Zwi- schenstreifen	138

4.65	Vergleich der Ortskoordinaten von „center of gravity“-Rekonstruktion und η -Funktion mit den Daten des xy-Tisches für den Fall erkennbarer Reflexionen an den Zwischenstreifen	139
4.66	Abweichung der rekonstruierten Ereignisposition vom Idealverlauf für „center of gravity“-Methode und η -Funktion für den Fall erkennbarer Reflexionen an den Zwischenstreifen	140
4.67	Deponierte Gesamtladung ohne erkennbare Reflexionen an den Zwischenstreifen	141
4.68	Ladung vs. Tischposition für den Fall ohne erkennbare Reflexionen an den Zwischenstreifen	142
4.69	η -Verteilung mit resultierender η -Funktion für den Fall ohne erkennbare Reflexionen an den Zwischenstreifen	143
4.70	Vergleich der rekonstruierten Ereignispositionen der „center of gravity“-Methode und η -Funktion mit den Tischpositionen für den Fall ohne erkennbare Reflexionen an den Zwischenstreifen	145
4.71	Abweichung der mittels „center of gravity“-Methode und η -Funktion ermittelten Ereignispositionen vom Idealverlauf für den Fall ohne erkennbare Reflexionen an den Zwischenstreifen	146
4.72	Schematische Darstellung des LASER-Strahlengangs mit und ohne Brechung an Silizium	148
4.73	Deponierte Gesamtladung bei fokussierter und defokussierter unterer p-Seite für den Fall $\vec{v}(\gamma) \perp$ obere Al-Streifen	150
4.74	Deponierte Gesamtladung bei fokussierter und defokussierter unteren n-Seite für den Fall $\vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	151
4.75	Deponierte Gesamtladung bei fokussierter und defokussierter unteren p-Seite für den Fall $\vec{v}(\gamma) \parallel$ obere Al-Streifen	152
4.76	Vergleich der Mehrstreifentreffer für eine Messung mit niedrigem und hohem Threshold	153
4.77	Ladung vs. Tischposition bei „center of gravity“-Rekonstruktion für eine Messung mit niedrigem und hohem Threshold	154
4.78	Ladung vs. Tischposition bei η -Rekonstruktion für eine Messung mit niedrigem und hohem Threshold	155
4.79	Vergleich der Abweichungen der mittels „center of gravity“-Rekonstruktion für eine Messung mit niedrigem und hohem Threshold	156
4.80	Vergleich der Abweichungen der mittels η -Rekonstruktion für eine Messung mit niedrigem und hohem Threshold	156
A.1	Gesamtübersicht der grafischen Benutzeroberfläche zur Ansteuerung des xy-Tisches	159
A.2	GUI-Fenster: Manual Control	160
A.3	GUI-Fenster: Saved Pos.	161
A.4	GUI-Fenster: Automatic Control	161
A.5	GUI-Fenster: Informations	162

Literatur

- [1] M. Tanabashi u. a. „Review of particle physics - Particle Data Group“. In: *Phys. Rev. D* 98, 030001 (2018).
- [2] Malte Albrecht. „Partial Wave Analysis of the Decay J/Ψ at BESIII and Development for the Electromagnetic Calorimeter of the \bar{P} ANDA Detector“. Diss. Ruhr-Universität Bochum, April 2016.
- [3] FAIR Facility for Antiproton und Ion Research in Europe GmbH. *Forschung an FAIR*. URL: <https://fair-center.eu/index.php?id=1&L=1> (besucht am 02.02.2020).
- [4] E. Belau u. a. „Charge collection in silicon strip detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 214 (1983), S. 253–260.
- [5] M.J. Berger u. a. *XCOM: Photon Cross Sections Database*. National Institute of Standards and Technology. URL: <https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database> (besucht am 02.02.2020).
- [6] G.-F. Dalla Betta u. a. „Development of a fabrication technology for double-sided AC-coupled silicon microstrip detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 460 (März 2001), S. 306–315.
- [7] The \bar{P} ANDA Collaboration. „Physics Performance Report for: \bar{P} ANDA“. In: *arXiv:0903.3905* (2009).
- [8] The \bar{P} ANDA Collaboration. „Technical Design Report for: \bar{P} ANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC)“. In: *arXiv:0810.1216* (2008).
- [9] The \bar{P} ANDA Collaboration. „Technical design report for the \bar{P} ANDA (Anti-Proton Annihilations at Darmstadt) Straw Tube Tracker“. In: *arXiv:1205.5441* (2013).
- [10] The \bar{P} ANDA Collaboration. „Technical Design Report for the \bar{P} ANDA Barrel DIRC Detector“. In: *arXiv:1710.00684* (2017).
- [11] The \bar{P} ANDA Collaboration. *Technical Design Report for the \bar{P} ANDA Internal Targets*. Technical Design Report. 2012.
- [12] The \bar{P} ANDA Collaboration. „Technical Design Report for the \bar{P} ANDA Micro Vertex Detector“. In: *arXiv:1207.6581* (2012).
- [13] Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY. *Das Standardmodell der Teilchenphysik*. URL: https://www.weltmaschine.de/physik/standardmodell_der_teilchenphysik/ (besucht am 01.12.2019).
- [14] Hans Joachim Eichler und Jürgen Eichler. *Laser: Bauformen, Strahlführung, Anwendung*. 8. Auflage. Springer Vieweg, 2015.
- [15] PicoQuant Unternehmen für optoelektronische Forschung und Entwicklung. *PDL 800-D Picosecond Pulsed Diode Laser - User's Manual*. Manual. März 2011.
- [16] Maria Pia Bussa G. D. Alexeev. *Muon Detection System*. URL: https://panda.gsi.de/oldwww/framework/content/detector/img/panda_pid.jpg (besucht am 02.02.2020).

- [17] Paola Gianotti. *Straw Tube Tracker*. URL: <https://panda.gsi.de/article/straw-tube-tracker> (besucht am 02. 02. 2020).
- [18] ITK Dr. Kassen GmbH. *Hydra Hardware Manual*. Manual. 2013.
- [19] Frank Hartmann. *Evolution of Silicon Sensor Technology in Particle Physics*. 1. Auflage. Springer Verlag, 2009.
- [20] Frank Hönniger. „Radiation Damage in Silicon - Defect Analysis and Detector Properties“. Diss. Universität Hamburg, 2007.
- [21] Deditec Homepage. *USB-TTL-32-Bit-Interface*. URL: <https://www.deditec.de/de/module/prod/usb-ttl-io-module/usb-ttl-32.html> (besucht am 01. 07. 2018).
- [22] Fibrecore Homepage. *Mode Field Diameter, MFD*. URL: <https://www.fibercore.com/fiberpaedia/mode-field-diameter-mfd> (besucht am 01. 07. 2018).
- [23] ITK Dr. Kassen Homepage. *Flyer Flatserie*. URL: <http://www.itknet.com/microscope-automation/attachments/article/53/Flyer-Flatserie2-web.pdf> (besucht am 01. 07. 2018).
- [24] MiSuMi Homepage. *GFSG40-25*. URL: <https://uk.misumi-ec.com/vona2/detail/110302575760/?HissuCode=GFSG40-40> (besucht am 01. 07. 2018).
- [25] MiSuMi Homepage. *XSB60*. URL: <https://de.misumi-ec.com/vona2/detail/110300193930/?HissuCode=XSB60> (besucht am 01. 07. 2018).
- [26] PicoQuant Homepage. *PDL 800-D Picosecond Pulsed Diode Laser*. URL: <https://www.picoquant.com/products/category/picosecond-pulsed-driver/pdl-800-d-picosecond-pulsed-diode-laser-driver-with-cw-capability#images> (besucht am 01. 07. 2018).
- [27] Schäfter+Kirchhoff Homepage. *Fibert optics: for singlemode and polarization - maintaining fibers*. URL: https://www.sukhamburg.com/download/fiberopt-cat_e.pdf (besucht am 01. 07. 2018).
- [28] Thorlabs Homepage. *Funktionsweise variabler optischer Abschwächer*. URL: https://www.thorlabs.com/NewGroupPage9.cfm?ObjectGroup_ID=6161 (besucht am 01. 07. 2018).
- [29] Christiana Honsberg und Stuart Bowden. *Optical properties of silicon*. URL: <https://www.pveducation.org/pvcdrom/materials/optical-properties-of-silicon> (besucht am 01. 07. 2018).
- [30] Siegfried Hunklinger. *Festkörperphysik*. 5. Auflage. De Gruyter Oldenbourg, 2017.
- [31] Lawrence Jones. *APV25-S1 - User Guide Version 2.2*. Manual. September 2001. URL: <https://cds.cern.ch/record/1069892/files/cer-002725643.pdf>.
- [32] Martin Kesselkaul. „Entwicklung und Integration einer Laseransteuerung für einen automatischen Infrarot-Laser-Teststand für Silizium-Streifen-Detektoren“. Masterarb. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2014.
- [33] Hermann Kolansoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren - Grundlagen und Anwendungen*. 1. Auflage. Springer Spektrum, 2016.
- [34] Karsten Koop. „Nachweis von vorwärtsgestreuten Protonen in photoinduzierten Reaktionen am Nukleon“. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelm-Universität Bonn, 2014.

- [35] Manfred Krammer. *Halbleiterdetektoren*. URL: <https://web-docs.gsi.de/~wolle/Schuelerlabor/TALKS/DETEKTOREN/VO-4-Halbleiterdetektoren.pdf> (besucht am 02. 02. 2020).
- [36] F. Laeri. *Unfallverhütungsvorschriften Laserstrahlung*. URL: http://www.iap.tu-darmstadt.de/lto/lp/laserschutz/lss_frame_4.html (besucht am 10. 10. 2020).
- [37] H. Lenske u. a. „Baryons and baryon resonances in nuclear matter“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 98 (Januar 2018), S. 119–206.
- [38] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 2. Auflage. Springer-Verlag, 1994.
- [39] A. Peisert. „Silicon Microstrip Detector“. In: *DELPHI-92-143 MVX 2* (1992).
- [40] Max Planck Institut für Physik. *Suche nach neuer Physik*. URL: <https://www.mpp.mpg.de/forschung/> (besucht am 01. 12. 2019).
- [41] Universität Wien Physik-Wiki. *Grundlagen Lichtwellenleiter*. URL: https://www.univie.ac.at/physikwiki/index.php/LV002:LV-Uebersicht/Videos/Brechung_2 (besucht am 01. 07. 2018).
- [42] B. Povh u. a. *Teilchen und Kerne*. 7. Auflage. Springer-Verlag, 2006.
- [43] Tommaso Quagli. „Hardware developments for the strip detector of the \bar{P} ANDA MVD“. Diss. Justus-Liebig-Universität Gießen, 2015.
- [44] M. Raymond u. a. „The CMS Tracker APV25 0.25 μm CMOS Readout Chip“. In: *2000 IEEE Nuclear Science Symposium. Conference Record (Cat. No.00CH37149)* (Oktober 2000).
- [45] Fabio Sauli. „The gas electron multiplier (GEM): Operating principles and applications“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 805 (Januar 2016), S. 2–24.
- [46] Robert Schnell. „The Micro-Vertex Detector of the \bar{P} ANDA Experiment“. In: *Proceedings of Science Vertex2013* (2013), S. 008.
- [47] Robert Schnell. „Untersuchung zu First-Level-Datenauslesestrukturen für den Siliziumstreifendetektor im Mikro-Vertex-Detektor von \bar{P} ANDA“. Masterarb. Technische Universität Dresden, 2009.
- [48] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH. *FAIR - Das Universum im Labor*. URL: <https://www.gsi.de/forschungbeschleuniger/fair.htm> (besucht am 23. 01. 2020).
- [49] GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung GmbH. *FAIR-Baustelle: 2018-2019 im Zeitraffer*. URL: <https://www.youtube.com/watch?v=nS9yLm6PsZY> (besucht am 02. 02. 2020).
- [50] Leonhard Stiny. *Aktive elektronische Bauelemente*. 3. Auflage. Springer-Verlag, 2016.
- [51] S. Straulino u. a. „Spatial resolution of double-sided silicon microstrip detectors for the PAMELA apparatus“. In: *Nuclear Instruments and Methods* 556 (Januar 2006), S. 100–114.
- [52] Paul A. Tipler und Gene Mosca. *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*. 7. Auflage. Springer Spektrum, 2014.
- [53] Verwaltungs Berufsgenossenschaft VBG. *Laserstrahlung - Messungen und Berechnungen von Expositionen gegenüber Laserstrahlung*. URL: http://regelwerke.vbg.de/vbg_tros1a/tros_la2/tros_la2_34_.html.

- [54] Hans-Georg Zaunik. „Development toward a Silicon Strip Tracker for the PANDA Experiment“. Diss. Rheinische Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn, 2012.

Danksagung

Ganz besonders möchte ich mich bei meinem Doktorvater Prof. Dr. Kai-Thomas Brinkmann bedanken, der mir neben der fachlichen Unterstützung auch sehr viel Geduld und noch mehr Nachsicht entgegengebracht hat.

Des Weiteren gilt mein Dank Dr. Eric Gutz. Seine unermüdlichen Korrekturen und Verbesserungsvorschläge haben stark zur Qualität dieser Arbeit beigetragen und über so manche unglückliche Formulierung und semioptimale Interpunktion hinweggeholfen.

Der gesamten Arbeitsgruppe bin ich dankbar, für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die tolle Zeit während meiner Arbeit. Die gelegentliche abendlichen/nächtlichen Kartenspielsessions bleiben unvergessen ;).

Natürlich danke ich auch meiner Familie, die mich jederzeit geduldig unterstützt und stets an mich geglaubt hat.