

# Charakterisierung von Prototypen der 2S-Module für das CMS Phase-2 Upgrade mit einem Röntgenteststand

von

Felix Thurn

Bachelorarbeit in Physik

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften

der RWTH Aachen

im September 2020

angefertigt am

I. Physikalischen Institut B

bei

Prof. Dr. Lutz Feld

mit Zweitgutachter

Prof. Dr. Oliver Pooth



# Inhaltsverzeichnis

|                                                                                                |           |
|------------------------------------------------------------------------------------------------|-----------|
| <b>I. Einleitung</b>                                                                           | <b>1</b>  |
| <b>II. Theorie und Grundlagen</b>                                                              | <b>3</b>  |
| II.1. Der LHC                                                                                  | 3         |
| II.2. Der CMS-Detektor                                                                         | 4         |
| II.3. Das HL-LHC Upgrade                                                                       | 5         |
| II.4. Das 2S Modul                                                                             | 5         |
| II.5. Theorie der Röntgenstrahlung                                                             | 7         |
| II.6. Theorie der S-Kurven                                                                     | 9         |
| II.7. Modultests mit Röntgenstrahlung                                                          | 11        |
| <b>III. Der Aufbau</b>                                                                         | <b>13</b> |
| III.1. Das Röntgengerät                                                                        | 13        |
| III.2. Kühlung                                                                                 | 13        |
| III.3. Die Spannungsversorgung                                                                 | 14        |
| III.4. Ausleseelektronik                                                                       | 14        |
| III.5. Auslesen des Moduls                                                                     | 14        |
| III.6. Das Modul                                                                               | 15        |
| <b>IV. Die Messungen der Röntgenspektren und Schwellenscans</b>                                | <b>17</b> |
| IV.1. Messung der primären Röntgenspektren                                                     | 17        |
| IV.2. Messung des Untergrunds                                                                  | 20        |
| IV.3. Messung der Schwellenscans mit Röntgenfluoreszenzstrahlung                               | 22        |
| IV.4. Messungen mit einer Americium-Quelle                                                     | 24        |
| <b>V. Analyse</b>                                                                              | <b>27</b> |
| V.1. Methode 1: Bestimmung der $K_\alpha$ -Energie des Spektrums durch eine lineare Regression | 27        |
| V.1.1. Theoretischer Hintergrund                                                               | 27        |
| V.1.2. Extraktion des Endpunkts                                                                | 28        |
| V.1.3. Bestimmung der Unsicherheiten                                                           | 30        |
| V.1.4. Kalibration                                                                             | 30        |
| V.1.5. Bewertung                                                                               | 33        |
| V.2. Methode 2: Anpassung einer S-Kurve                                                        | 34        |
| V.2.1. Theoretischer Hintergrund                                                               | 34        |
| V.2.2. Extraktion des 50% Punktes                                                              | 34        |
| V.2.3. Bestimmung der Unsicherheiten                                                           | 36        |
| V.2.4. Kalibration                                                                             | 36        |
| V.2.5. Bewertung                                                                               | 38        |
| V.3. Methode 3: Gemessene Daten an eine Simulation ausgehend vom Fluoreszenzspektrum angepasst | 39        |
| V.3.1. Modell des charge sharings                                                              | 39        |
| V.3.2. Model des Rauschens                                                                     | 40        |
| V.3.3. Anpassung an die Daten                                                                  | 42        |
| V.3.4. Einfluss vom Modell des charge sharings und der Größe des Rauschens                     | 44        |
| V.3.5. Erzeugung einer Kalibrationsgeraden                                                     | 45        |
| V.3.6. Angepasstes charge sharing-Modell                                                       | 46        |
| V.3.7. Bewertung                                                                               | 49        |
| V.4. Ergebnisse von Prototypmodul M1804                                                        | 49        |
| <b>VI. Fazit</b>                                                                               | <b>51</b> |
| VI.1. Zusammenfassung der Ergebnisse                                                           | 51        |
| VI.2. Bewertung der Auswertungsmethoden                                                        | 52        |
| VI.3. Zusammenfassung und Ausblick                                                             | 55        |



# I. Einleitung

In dieser Arbeit wird ein Röntgenteststand für die neuen Streifenmodule des Phase-2 Upgrades [1] des CMS-Experiments [2] entwickelt und aufgebaut. Das CMS-Experiment ist ein Teil des Large Hadron Colliders (LHC) [3] des Europäischen Kernforschungszentrums CERN. Dieser erzeugt im Inneren der Detektoren Proton-Proton-Kollisionen mit einer Schwerpunktsenergie von 13 TeV, wobei neue Teilchen entstehen. Der Spurdetektor soll die Flugbahn der entstehenden Teilchen rekonstruieren, wodurch der Transversalimpuls der Teilchen bestimmt werden kann. Im Zuge des Phase-2 Upgrades wird sich die Rate der Kollisionen im Inneren des Detektors erhöhen. Dies geschieht durch eine Erhöhung der instantanen Luminosität von  $1.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  im Jahr 2016 auf zukünftig  $5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  oder sogar  $7.5 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Der LHC wird dann als HL-LHC bezeichnet, wobei HL für High Luminosity (hohe Luminosität) steht. Durch die Erhöhung der Luminosität erhöht sich die Datenrate, die der Detektor messen sollen, sowie die Strahlenbelastung, der vor allem die inneren Detektorelemente ausgesetzt sind. Deswegen soll bis zum Jahr 2027 [1] der gesamte Spurdetektor ausgebaut und durch einen neueren ersetzt werden. Dazu beteiligt sich die RWTH Aachen unter anderem an der Entwicklung der 2S-Module für den neuen Detektor. Die neuen Silizium-Streifenmodule, sogenannte 2S-Module, gehören zum äußeren Teil des Spurdetektors des CMS-Detektors. Im Detektor sind die Module in zylindrisch um das Strahlrohr verbauten Schichten sowie scheibenförmigen Endkappen verbaut. Der gesamte Spurdetektor besteht aus 7680 einzelnen Modulen [1]. Zusätzlich zu den 2S-Modulen sind noch weitere Module mit Streifen und Makropixeln, sogenannte PS-Module, sowie Pixelmodule verbaut. Die sehr hohe Strahlenbelastung im Inneren des Detektors stellt besondere Anforderungen an Design und Herstellung der Module.

Bevor die Module in den Detektor eingebaut werden können, müssen sie mehrere Tests durchlaufen. In dieser Arbeit sollen Prototypen der Module mithilfe von Röntgenstrahlung getestet und eine Energiekalibration durchgeführt werden. Die 2S-Module können die Röntgenenergien in sogenannten  $V_{\text{Cth}}$ -Einheiten messen. Um Messungen des Moduls, z.B. für das interne elektrische Rauschen, mit anderen Messungen vergleichen zu können, müssen diese Einheiten durch eine Kalibration in Energieeinheiten umgerechnet werden. Für die Energiekalibration werden zwei erprobte Analysemethoden miteinander verglichen sowie eine neue Methode entwickelt. Die erste Methode basiert auf einer Promotion aus Karlsruhe und wurde bereits für Prototypen der 2S-Module verwendet [4]. Bei der Kalibration der Pixelmodule wurde die zweite Methode verwendet [5]. In der dritten, selbst entwickelten Methode fließen noch weitere Informationen über das Modul, wie z.B. über das elektrische Rauschen, in die Analyse ein. Alle drei Methoden werden zum ersten Mal mit einem Modul mit acht CBC3 Chips durchgeführt. Ziel der Arbeit soll sein, die drei verschiedenen Methoden zu bewerten und eine Beurteilung zu finden, welche Methode in Zukunft für die Tests der Module verwendet werden könnte.

Der Aufbau der Arbeit gliedert sich in fünf Kapitel. Zu Beginn soll ein kurzer Überblick über den LHC, den CMS-Detektor und das Modul sowie zur physikalischen Theorie der Messungen gegeben werden, um die späteren Ergebnisse einordnen zu können. Anschließend wird der Aufbau beschrieben und die Messergebnisse vorgestellt. Das zentrale Kapitel erklärt die drei Analysemethoden, präsentiert die Endergebnisse und stellt Vor- und Nachteile dar. Abschließend werden alle Ergebnisse zusammengefasst und ein Fazit gezogen.



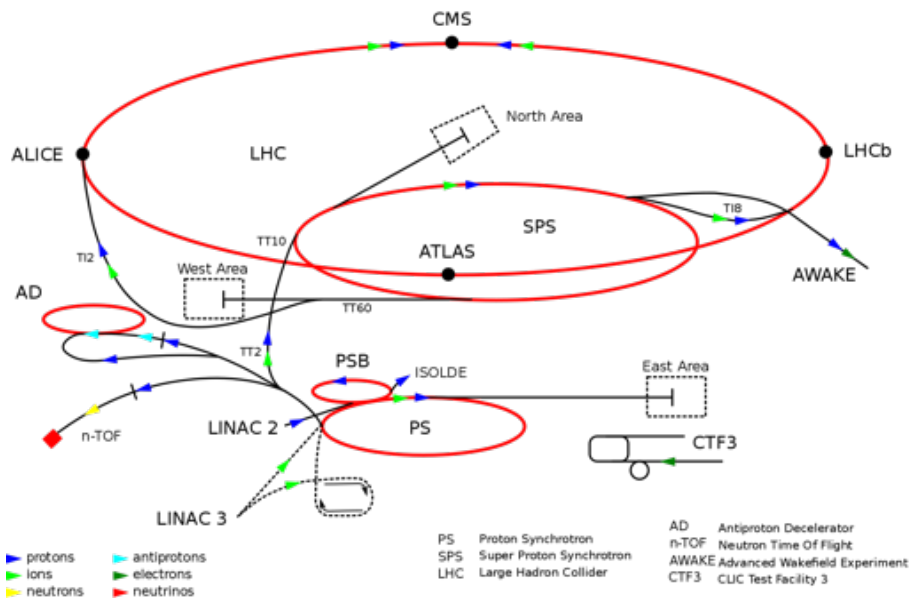


Abbildung II.1.: Schematische Skizze des Large Hadron Colliders und seiner Vorbeschleuniger. Grüne und blaue Pfeile geben die Flugrichtung von Protonen und Ionen an. Auch zu sehen sind die vier großen Experimente CMS, ATLAS, LHCb und ALICE [11].

## II. Theorie und Grundlagen

### II.1. Der LHC

Der Large Hadron Collider (LHC) [3], schematisch dargestellt in Abbildung II.1, ist der größte je gebaute Teilchenbeschleuniger. Um Teilchen zu beschleunigen, sind mehrere Vorbeschleuniger notwendig. Die Aufgabe von Teilchenbeschleunigern dieser Art ist die Beschleunigung kleinster Teilchen auf nahezu Lichtgeschwindigkeit, um diese dann an festgelegten Punkten zur Kollision zu bringen. Der LHC beschleunigt Protonen (p) auf eine Schwerpunktsenergie von  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ . Die erzeugten Teilchenenergien entsprechen den Energien des Universums ca.  $10^{-10} \text{ s}$  nach dem Urknall, wodurch ein besseres Verständnis über die Entstehung unseres Universums ermöglicht wird. Zusätzlich können auch schwere Blei-Ionen (Pb) beschleunigt werden. Es sind also pp-, PbPb- und pPb-Kollisionen möglich [3]. Die folgende Beschreibung bezieht sich auf Proton-Proton-Kollisionen, denn diese stellen für das CMS-Experiment den wichtigsten Modus dar. Im Jahr 2009 nahm der LHC als Nachfolger des LEP-Beschleunigers seinen Betrieb auf. Er liegt in der Nähe von Genf an der französisch-schweizerischen Grenze und wird vom Europäischen Kernforschungszentrum CERN [6] betrieben. Der Speicherring liegt ca. 100 m unter der Erde und hat eine Gesamtlänge von 26.7 km [3]. Die beschleunigten Teilchen werden an vier Punkten zur Kollision gebracht. An diesen Punkten befinden sich die Experimente CMS [2], ATLAS [7], LHCb [8] und ALICE [9] und können die neu entstehenden hochenergetischen Teilchen vermessen. So können die fundamentalen Bausteine der Materie sowie ihre Wechselwirkungen vermessen werden. Einer der größten Erfolge war die Entdeckung des Higgs-Bosons von ATLAS und CMS im Jahr 2012 [10]. Der zeitliche Betrieb des LHC ist in verschiedene Phasen gegliedert. Die Runs, in denen Daten aufgenommen werden, werden unterbrochen von Long Shutdowns (LS). Diese werden genutzt, um Verbesserungen am Beschleuniger und an den Detektoren durchzuführen, was während eines Runs unter anderem wegen der hohen Strahlenbelastung nicht möglich ist. Aktuell befindet sich der LHC im zweiten Shutdown (LS2) und wird danach im Run 3 von 2022 bis 2025 Daten aufnehmen. Der nächste Shutdown (LS3) soll ab 2025 dazu genutzt werden, die Luminosität des Beschleunigers zu erhöhen, um die Datenrate durch mehr Kollisionen zu steigern. Dies hat gravierende Auswirkungen auf den Beschleuniger und die Detektoren, welche in Abschnitt II.3 diskutiert werden.

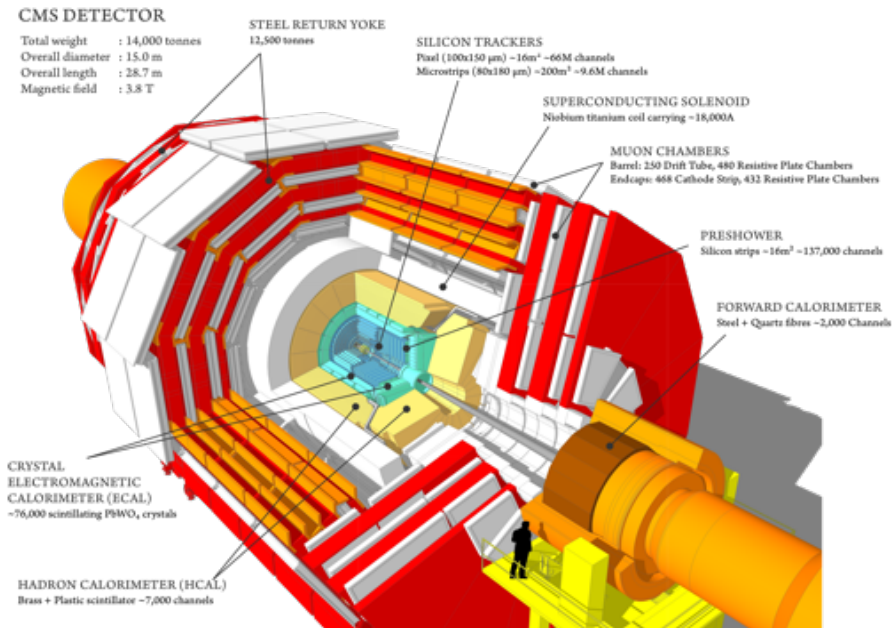


Abbildung II.2.: Skizze des CMS-Detektors. Den größten Teil des Detektors nehmen die Myon-Kammern ein. Der Spurdetektor befindet sich blau gefärbt in der Mitte des Detektors [12].

## II.2. Der CMS-Detektor

Einer der vier großen Detektoren ist der CMS-Detektor, wobei CMS für Compact Muon Solenoid steht [2]. Eine Skizze des Detektors zeigt Abbildung II.2. In seinem Aufbau und der Funktionsweise ist der CMS-Detektor sehr ähnlich zum ATLAS-Detektor [7], weshalb beide Experimente ihre Ergebnisse gegenseitig überprüfen können. Der Detektor besteht aus vielen verschiedenen Detektorsystemen, sogenannten Subdetektoren, mit unterschiedlichen Aufgaben. Die Subdetektoren sind zirkulär um die Strahlröhre herum angebracht. Sie sollen verschiedene physikalische Eigenschaften der entstehenden Teilchen messen, insbesondere Energie, Transversalimpuls und die Spur der Teilchen im Detektor. Mit diesen Messungen können Rückschlüsse über die anderen interessanten Eigenschaften der Teilchen, wie Masse und Ladung, gezogen werden. Zusätzlich zu den Subdetektoren besteht der CMS-Detektor noch aus wichtiger Elektronik, Kühlung und der Trägerstruktur. So kommt der gesamte Detektor auf eine Größe von 29 m Länge und 15 m Durchmesser. Er hat ein Gewicht von 14000 t [2]. Ein supraleitender Magnet erzeugt ein Magnetfeld von 3.8 T innerhalb des Detektors. Von innen nach außen besteht der Detektor aus folgenden Detektorkomponenten [2]: Im Zentrum liegt der Spurdetektor. Dieser besteht im Inneren aus einem vierlagigen Pixeldetektor, der die Spur der Teilchen rekonstruiert und so Rückschlüsse über die Wechselwirkungspunkte erlauben. Weil sie so nah am Wechselwirkungspunkt liegen, müssen die Pixelmodule besonders strahlenhart sein. Der äußere Teil des Spurdetektors besteht aus Streifenmodulen. Aus der Messung der Spur der Teilchen und dem Magnetfeld im Detektor kann mithilfe der Lorentzkraft der Transversalimpuls bestimmt werden. Weiter außen folgt das elektromagnetische Kalorimeter. Es besteht im Wesentlichen aus Blei-Wolfram-Kristallen ( $\text{PbWO}_4$ ). Es wird ergänzt durch das hadronische Kalorimeter, bestehend aus ungefähr 70000 Szintillatoren [2]. Die meisten entstehenden Teilchen geben hier ihre Energie ab, die gemessen werden kann. Myonen durchqueren das Kalorimeter nahezu ungehindert und werden erst im äußeren Bereich des Detektors, in den Myon-Kammern, vermessen. Diese bestehen aus verschiedenen Arten von Gasdetektoren. Das ganze Myon-System umfasst ungefähr 25000  $\text{m}^2$  Detektorschichten [2].

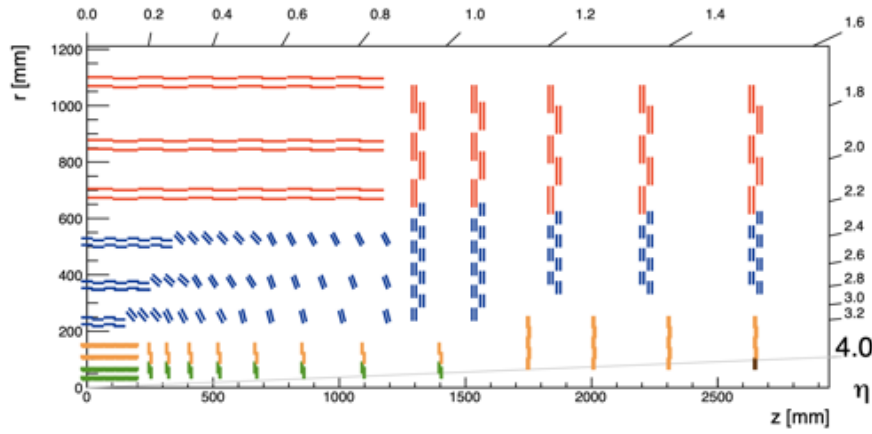


Abbildung II.3.: Layout des CMS Phase-2 Spurdetektors. Zu sehen ist ein Viertel des Detektors im rz-Querschnitt. Pixelmodule sind in grün und orange eingezeichnet, PS-Module in blau und 2S-Module in rot [1]. Ebenfalls eingezeichnet ist die Pseudorapidität  $\eta$ .

### II.3. Das HL-LHC Upgrade

Das große Ziel des nächsten long shutdowns des LHC (LS3) von 2025 an ist die Erhöhung der instantanen Luminosität. Die instantane Luminosität beschreibt Anzahl der Teilchenbegegnungen pro Zeit und Fläche und wird in  $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  gemessen. Für die moderne Teilchenphysik ist dies besonders interessant, denn aus einer höheren instantanen Luminosität folgt eine höhere Wechselwirkungsrate. Davon werden sich neue und vor allem genauere Messergebnisse mit größerer statistischer Genauigkeit erhofft. Aktuell beträgt die Luminosität  $2 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  und ist damit bereits doppelt so hoch wie ursprünglich geplant [1]. Im HL-LHC soll die instantane Luminosität auf  $5\text{--}7.5 \times 10^{34} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  erhöht werden [1]. Für das CMS-Experiment hat das vor allem zwei Auswirkungen. Insbesondere die inneren Detektorelemente, wie der Spurdetektor, sind einer höheren Strahlenbelastung ausgesetzt. Dort wird eine Ionisationsdosis von bis zu 12 MGy [1] erwartet. Dies stellt besondere Anforderungen an die Strahlenhärte der Detektorelemente, wie etwa an die Streifenmodule. Die zweite Auswirkung ist die größere Datenmenge, die ausgelesen werden muss, um im vollen Umfang von der verbesserten Luminosität zu profitieren. Dazu wird in erster Linie das Triggersystem verbessert, indem auch Daten des Spurdetektors verwendet werden. Dies wird in Abschnitt II.4 beschrieben.

Im Zuge des LS3 wird der komplette Spurdetektor ausgetauscht. Der neue Spurdetektor besteht in seinem Inneren aus Pixelmodulen und weiter außen aus Streifenmodulen. Er ist in Abbildung II.3 schematisch im rz-Querschnitt [1] dargestellt. Diese Streifenmodule unterteilen sich in 2S-Module, die Streifensensoren enthalten, und PS-Module, welche aus Streifensensoren und Makropixel-Sensoren bestehen [13]. In dieser Arbeit werden Prototypen der neuen 2S-Module untersucht. Diese bilden später den äußersten Teil des Spurdetektors. Die Module des Spurdetektors werden mittig im Detektor zylinderförmig angebracht. Weiter nach außen entlang des Strahls werden sie in Scheiben montiert, um so den vollen Raumwinkel zu umschließen. Die Module werden im Detektor überlappend angebracht, sodass die Teilchen in jeder Lage des Spurdetektors den Sensor mindestens eines Moduls durchqueren müssen. Der äußere Spurdetektor besteht senkrecht zum Strahlengang aus sechs Schichten von Modulen, um eine möglichst genaue Impulsmessung zu ermöglichen [1].

### II.4. Das 2S Modul

Das 2S-Modul, zu sehen in Abbildung II.4, ist Teil des äußeren Spurdetektors.

Die Herzstücke des Detektormoduls sind zwei übereinanderliegende Silizium-Streifensensoren, welche in zwei separate Teile mit einer Größe von je  $5 \text{cm} \times 10 \text{cm}$  unterteilt sind. Die Basis eines Sensors bildet

<sup>1</sup>Das CMS-Koordinatensystem ist rechtshändig und der Ursprung liegt im Wechselwirkungspunkt. Die z-Achse zeigt entlang des LHC-Stahls entgegen dem Uhrzeigersinn. Die r-Koordinate zeigt orthogonal vom Strahl nach außen. Die Pseudorapidität  $\eta$  berechnet sich durch  $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ , wobei  $\theta$  der Polarwinkel in der r-z-Ebene ist.

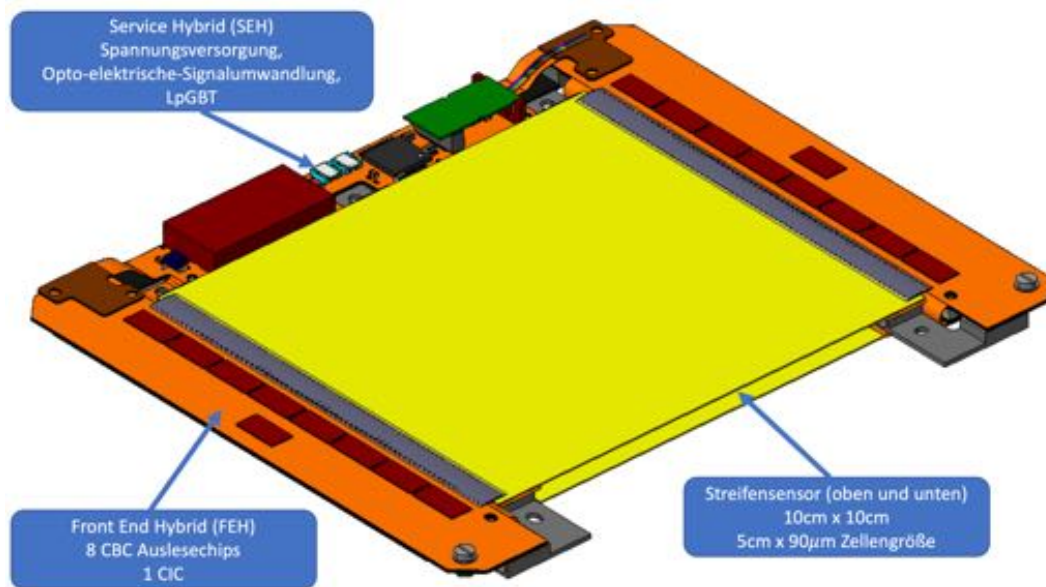


Abbildung II.4.: CAD-Zeichnung des Aufbaus des Moduls. Zu sehen sind die Sensoren (gelb), die Front-End-Hybride und das Service-Hybrid [1].

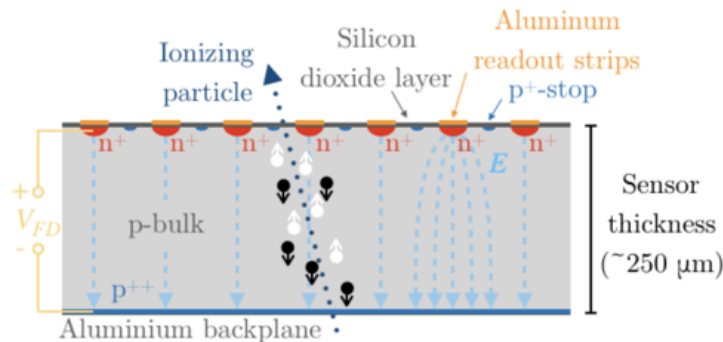


Abbildung II.5.: Hauptbestandteil des Sensors ist dotiertes Silizium (grau). Auf dem Silizium befinden sich die Streifen (rot). Die Spannung ( $V_{FD}$ ) legt die Aluminiumbodenplatte auf ein negatives Potential, sodass im Sensor ein E-Feld herrscht [4].

ein Halbleiter aus p-dotiertem Silizium. Auf dem Silizium befinden sich n-dotierte Streifen. Es bildet sich eine Sperrschicht frei von Ladungsträgern zwischen dem Silizium und den Streifen. Wird nun eine Spannung in Sperrrichtung zwischen dem Silizium und den Streifen angelegt, vergrößert sich diese Sperrschicht. Durchquert ein Teilchen, beispielsweise ein Elektron oder ein Photon, diese Sperrschicht, erzeugt es Elektron-Loch-Paare. Dieses Prinzip wird in Abbildung II.5 gezeigt. Im Silizium ist für die Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares bei Raumtemperatur eine Energie von 3.67 eV notwendig [14]. Die im Silizium entstehenden Elektronen werden zum jeweils nächsten Streifen gezogen und dort als Spannungspuls gemessen. Der Abstand der Streifen (pitch) beträgt  $90\text{ }\mu\text{m}$  [1]. So kann die Stelle des Teilchendurchgangs bestimmt werden.

Jeweils 127 Streifen des oberen und 127 Streifen des unteren Sensors werden von einem CBC (CMS Binary Chip) [15] ausgelesen. Die Streifen werden über sogenannte Wirebonds mit den Chips verbunden. Insgesamt gibt es pro Seite 8 CBCs, es gibt also 2032 Streifen auf jeder Seite des Moduls. Die Chips werden mit den Zahlen 0 bis 7 durchnummeriert, diese Notation soll für die Arbeit beibehalten werden. Die Daten von je acht CBCs werden von einem weiteren Chip, dem CIC (Concentrator Integrated Circuit) [16], verarbeitet und weitergeleitet. Die Chips befinden sich seitlich am Modul auf den sogenannten Front-End-Hybriden (FEH) [17]. Hybride sind seitlich am Sensor angebrachte Strukturen, auf denen alle wichtigen Komponenten platziert sind, die notwendig sind, um den Sensor auszulesen. Zusätzlich ist an der Vorderseite des Moduls ein weiteres Hybrid montiert, das sogenannte

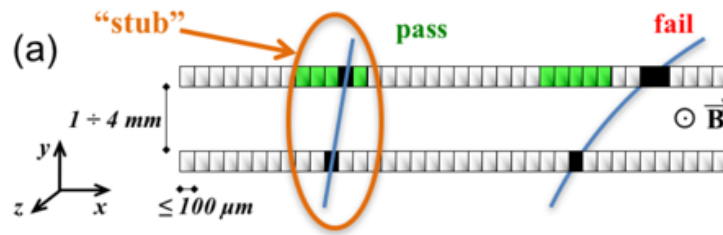


Abbildung II.6.: Mit den zwei Sensoren kann der Transversalimpuls der Teilchen gemessen werden. Teilchen mit einem zu kleinen Transversalimpuls werden im Magnetfeld des Detektors stärker abgelenkt und verfehlen das Akzeptanzfenster des oberen Sensors [1].

Service-Hybrid [18]. Es trägt wichtige Komponenten für die Spannungsversorgung des Moduls, wie die zwei DC-DC Konverter [19], welche die Spannungen für die elektronischen Bauteile und die Chips zur Verfügung stellen. Zusätzlich befindet sich hier ein weiterer Chip, der LpGBT (Low-power Gigabit Transceiver) [20], welcher die Daten der beiden CICs erhält und gebündelt ausgibt.

Die letzte wichtige Komponente auf dem Service Hybrid ist der VTRx+ (Versatile Transceiver plus) [21], welcher das elektrische Signal in ein Lichtsignal umwandelt und es per Glasfaser zur Ausleselektronik außerhalb des Detektors (Back-End) sendet bzw. Signale von dort empfängt.

Eine Verbesserung des Moduls gegenüber älteren Streifendetektoren ist, dass erste Daten des Spurdetektors im L1-Trigger verwendet werden können. Der Trigger hat die Aufgabe, aus der hohen Anzahl an gemessenen Daten diejenigen herauszufiltern, die physikalisch besonders interessant sind. Dazu besteht der Trigger aus zwei Stufen. Die erste Stufe, der L1-Trigger, läuft auf speziell entwickelter Hardware. Der L1-Trigger verwendet im jetzigen Detektor nur bestimmte Informationen aus den Myon-Kammern und den Kalorimetern und wählt relevante Ereignisse aus. Erst nach dieser Auswahl werden alle Daten eines Ereignisses ausgelesen. Zukünftig sollen auch Daten des Spurdetektors, erzeugt von Teilchen mit einem hohen Transversalimpuls, im L1-Trigger verwendet werden. Die zweite Stufe ist der high-level Trigger (HLT). Er ist Software-basiert und wertet Daten aller Detektorkomponenten aus. Dieser Trigger arbeitet mit komplexeren Algorithmen und speichert interessante Ereignisse für die offline-Auswertung ab.

Um nicht alle Moduldaten für den L1-Trigger zu verwenden, besteht das Modul aus zwei Sensoren, die sich im Abstand von 1-4 mm zueinander befinden [1]. Trifft ein Teilchen auf den inneren Sensor, erzeugt die Logik des CBC im äußeren Sensor ein Akzeptanzfenster programmierbarer Größe, exakt über dem getroffenen Streifen. Teilchen mit geringerem Transversalimpuls werden von dem Magnetfeld des Detektors stärker abgelenkt, sodass sie das Akzeptanzfenster verfehlen (Abbildung II.6). Trifft ein Teilchen das Fenster, wird es gemessen und für den L1-Trigger verwendet. Diese Messung wird als Stub bezeichnet. Auf diese Weise werden für den Trigger nur Teilchen mit einem größerem Transversalimpuls gemessen. Diese Teilchen sind physikalisch besonders interessant. Die Vorauswahl im Modul ist wichtig, denn vom L1-Trigger können nicht alle gemessenen Daten ausgelesen und verarbeitet werden.

## II.5. Theorie der Röntgenstrahlung

Als Röntgenstrahlung (engl. X-Rays) bezeichnet man Photonen einer Energie größer 100 eV. Sie wurde von dem deutschen Physiker Wilhelm Conrad Röntgen entdeckt. Eine Möglichkeit, Röntgenstrahlung zu erzeugen, bietet eine Röntgenröhre. Diese besteht aus einer Glühkathode und einer Anode in einer evakuierten Röhre. Die Glühkathode wird durch einen Strom erhitzt, sodass sich Elektronen aus dem Metall der Kathode lösen. Durch eine hohe Beschleunigungsspannung zwischen Kathode und Anode werden sie zur Anode hin beschleunigt, zu sehen in Abbildung II.7. An der Anode treten hauptsächlich zwei Effekte auf, die im Röntgenspektrum sichtbar sind. Zum einen werden die energiereichen Elektronen durch Stöße mit den Atomkernen in der Anode abgelenkt und abgebremst. Aus der Elektrodynamik ist bekannt, dass beschleunigte Ladungen Energie in Form von elektromagnetischen Wellen abstrahlen. Dadurch senden auch die abgebremsten Elektronen Strahlung im Röntgenbereich aus. Dies ist im Energiespektrum als kontinuierlicher Anteil sichtbar, wobei dieser bei der Energie endet, auf die

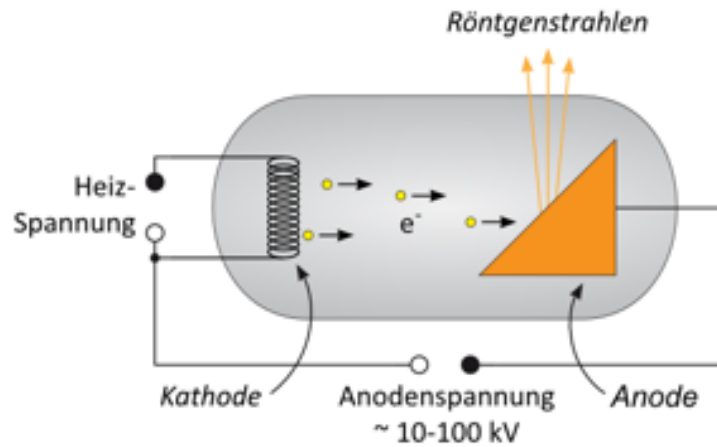


Abbildung II.7.: Aufbau einer Röntgenröhre. Durch die Heizspannung können Elektronen aus der Kathode gelöst und von der Beschleunigungsspannung zur Anode beschleunigt werden. An der Anode wird die Energie der Elektronen in Form von Röntgenstrahlung abgestrahlt [22].

das energiereichste Elektron zuvor beschleunigt wurde. Der zweite Effekt ist nur quantenmechanisch zu erklären. Die beschleunigten Elektronen wechselwirken mit den Hüllenelektronen der Anode und schlagen Elektronen aus der Atomhülle heraus. Wird ein inneres Elektron herausgeschlagen, entsteht an dieser Stelle ein sogenanntes Loch, welches durch ein Elektron einer äußeren Schale gefüllt wird, um insgesamt einen energetisch günstigeren Zustand für das Atom zu erreichen. Bei dem Übergang von einem energetisch höheren in einen energetisch niedrigeren Zustand wird Energie frei, die in Form eines Röntgenphotons abgegeben wird. Da diese Energiedifferenz zwischen den Schalen immer gleich ist, ist der Effekt im Röntgenspektrum in Form von charakteristischen Linien zu erkennen, wie in Abbildung II.8 gezeigt. Jede Linie lässt sich eindeutig einem Elektronenschalenübergang zuordnen.

In der Nomenklatur werden die Energieübergänge als  $K_\alpha$  ( $K_\beta$ ) bezeichnet, wenn ein Loch in der  $K$ -Schale durch ein Elektron aus der  $L$ -Schale ( $M$ -Schale) aufgefüllt wird.

Berechnet werden können die Energien der  $K_\alpha$ -Übergänge mit dem Moseleyschen Gesetz [23]:

$$E_{ik} = (Z - S)^2 R_y h c \left( \frac{1}{n_k^2} - \frac{1}{n_i^2} \right). \quad (\text{II.1})$$

Dabei bezeichnet  $Z$  die Kernladungszahl,  $S$  die Abschirmungszahl,  $R_y$  die Rydbergkonstante,  $E_{ik}$  die bei dem Übergang frei werdende Energie und  $n_{i,k}$  die Hauptquantenzahlen der Energiezustände. Das Plancksche Wirkungsquantum ist  $h$  und  $c$  die Lichtgeschwindigkeit. In dieser Arbeit wird eine Wolframanode in der Röntgenröhre verwendet. Das Röntgenspektrum wird in Abschnitt IV.1 gezeigt.

Photonen können auf verschiedene Arten im Medium interagieren. Abhängig von der Energie sind drei Effekte möglich. Bei kleineren Energien dominiert der Photoeffekt. Dabei wechselwirken Photonen mit Elektronen aus der Atomhülle und geben ihre gesamte Energie an jene ab. Stimmt die Energie des Photons mit der benötigten Energie überein, kann ein Elektron in eine höhere Schale des Atoms angeregt werden oder sich sogar ganz aus dem Atom lösen. Bei höheren Photonenenergien tritt der Comptoneffekt sowie der Effekt der Paarerzeugung auf.

Wird ein Elektron durch den Photoeffekt in ein höheres Energieniveau angehoben oder ganz aus dem Atom gelöst, wird das entstehende Loch im Atom durch ein anderes Elektron gefüllt, damit das Atom den energetisch günstigsten Zustand erreicht. Dies ist der gleiche Effekt, welcher für die charakteristischen Linien im Röntgenspektrum verantwortlich ist, nur diesmal ausgelöst durch ein Röntgenphoton. Ein Elektron, welches in einen energetisch niedrigeren Zustand übergeht, um das Loch zu füllen, gibt wieder ein Röntgenphoton ab. Dieser Effekt wird als Röntgenfluoreszenz bezeichnet. Es entsteht ein für jedes Material charakteristisches Fluoreszenzspektrum. Das Fluoreszenzspektrum ist weniger komplex als das Anodenspektrum, denn es enthält keine Elemente der Bremsstrahlung (siehe Abschnitt IV.1). Deswegen wird diese Art von Fluoreszenzstrahlung für die Energiekalibration des 2S-Moduls verwendet (siehe Abschnitt II.7). Dazu werden die Röntgenfluoreszenzspektren der Targets

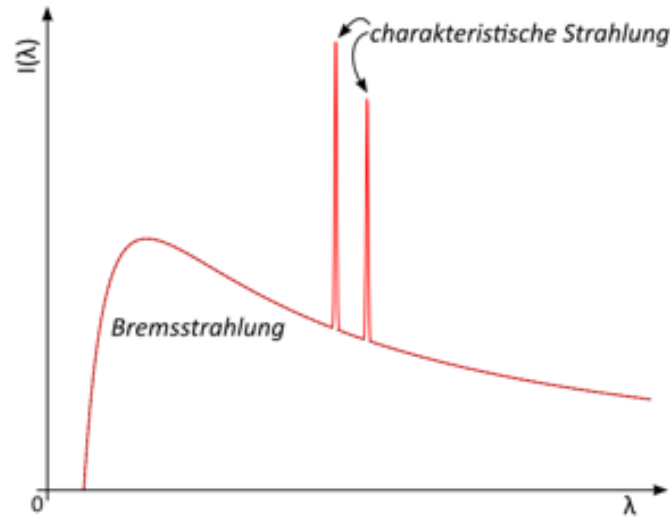


Abbildung II.8.: Im Röntgenspektrum sind der kontinuierliche Untergrund sowie zwei charakteristische Linien gut zu erkennen.  $\lambda$  bezeichnet die Wellenlänge des Lichts und  $I(\lambda)$  die Intensität [22].

Tabelle II.1.: Energien der  $K_{\alpha}$ -Energien der verwendeten Targetmaterialien [24]. Zusätzlich die berechnete Anzahl der im Mittel im Sensor entstehenden Elektronen-Loch-Paare.

| Material | $K_{\alpha}$ -Energie | Anzahl erzeugter Elektronen in Silizium |
|----------|-----------------------|-----------------------------------------|
| Zr       | 15774 eV              | 4298                                    |
| Mo       | 17479 eV              | 4763                                    |
| Ag       | 22162 eV              | 6039                                    |
| Sn       | 25271 eV              | 6886                                    |

Zinn (Sn), Silber (Ag), Molybdän (Mo) und Zirkonium (Zr) verwendet. Für die Kalibration werden die  $K_{\alpha 1}$ -Linien verwendet, denn diese Übergänge treten am häufigsten auf. Ihre Energien sind in Tabelle II.1 gezeigt. Die Bezeichnung  $K_{\alpha 1}$  bezieht sich auf die Feinstruktur des Atoms und bezeichnet einen Übergang vom Niveau  $2P_{3/2}$  in das Niveau  $1S_{1/2}$ .

Zur Charakterisierung der Detektormodule werden Photonenenergien im Bereich von 15 keV – 35 keV verwendet. Zusätzlich wird eine Americiumquelle mit einer Energie von 60 keV benutzt. Bei diesen Energien ist der Photoeffekt dominant. Im Halbleiter Silizium ist im Mittel eine Energie von 3.67 eV notwendig [14], um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen. Wechselwirkt ein Photon durch den Photoeffekt mit einem Elektron, gibt es immer seine gesamte Energie ab. Dadurch erzeugt ein Photon im Silizium ein freies Elektron, welches fast die gesamte Photonenergie erhält. Dieses energiereiche Elektron fliegt durch den Sensor und stößt auf seinem Weg elastisch mit weiteren Elektronen zusammen. Dabei werden ebenfalls Elektron-Loch-Paare erzeugt, welche wiederum weitere freie Elektronen erzeugen. Am Ende dieser Kaskade ist die Anzahl der erzeugten Elektronen proportional zur Energie des Photons und der Proportionalitätsfaktor beträgt  $3.67 \frac{eV}{e^-}$ .

## II.6. Theorie der S-Kurven

Die CBCs haben eine binäre Auslese. Für einen Teilchendurchgang wird eine 1 (Hit) ausgegeben, ansonsten eine 0 (kein Hit). In den CBCs wird das analoge Spannungssignal des Sensors verstärkt und geformt und dann in ein binäres Signal umgewandelt, es wird keine Information über das analoge Signal ausgegeben. Dazu ist eine Schwelle notwendig. Liegt die Höhe eines Spannungspulses über dieser Schwelle, wird er gemessen, liegt sie darunter, nicht. Die Höhe der Schwelle ist programmierbar und wird in  $V_{Cth}$ -Einheiten ausgegeben. Dabei bezeichnen kleine  $V_{Cth}$ -Werte hohe tatsächliche Spannungsschwellen und umgekehrt. Der Anteil der getroffenen Streifen an der Anzahl der Triggersignale wird als Occupancy gemessen. Für die Messung benötigt das Modul einen Auslöser (Trigger), welchen

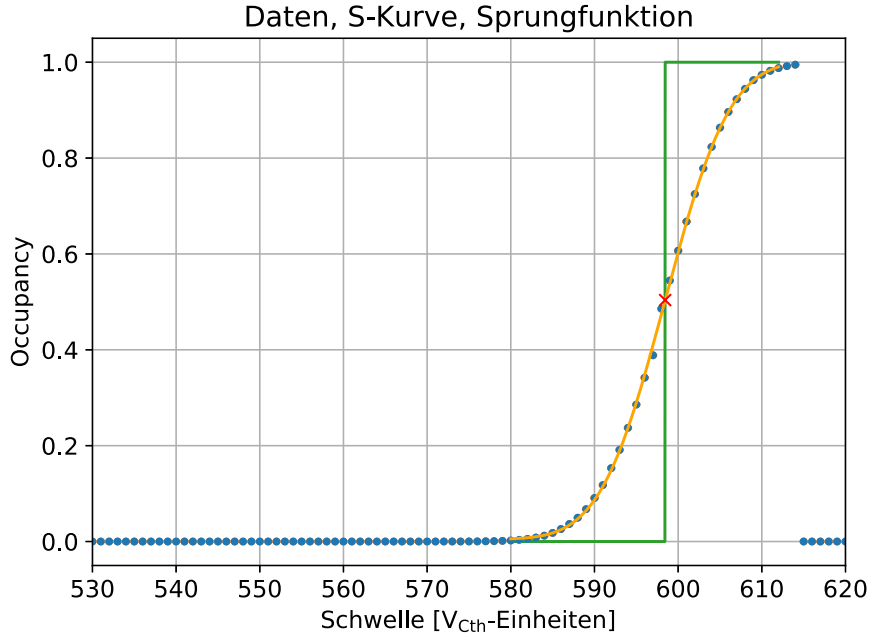


Abbildung II.9.: Signalschwellen-Scan ohne Röntgenstrahlung. Eingefügt sind eine angepasste Fehlerfunktion (orange) und eine Sprungfunktion (grün), für den idealen Fall eines Signals ohne Rauschen. Erreicht die Occupancy einen Wert nahe eins, werden die Messung abgebrochen und alle weiteren Messwerte auf null gesetzt.

es extern als zufälligen Trigger mit einer konstanten Frequenz erhalten kann. Photonen können immer nur einmal wechselwirken, deswegen kann nicht mit einem anderen Messgerät ein Triggersignal erzeugt werden, sobald ein Photon den Sensor passiert. Bei einer Occupancy von 1 wird bei jedem Triggersignal auch ein Signal über der Schwelle gemessen. Werden die  $V_{Cth}$ -Einheiten von niedrigen zu hohen Werten durchgefahren, erwartet man im Idealfall einen sprungförmigen Verlauf in der gemessenen Occupancy. Unterhalb einer bestimmten Schwelle wird kein Signal gemessen, oberhalb der Schwelle wird ein Signal gemessen. In der Realität hat diese Kurve einen S-förmigen Verlauf. Dies liegt am elektrischen Rauschen. Das Signal des Rauschens, welches durch alle elektrischen Bauteile verursacht wird, folgt einer Gaußverteilung. Das Verändern der Schwellwerte wirkt wie eine Integration auf das Signal, denn alle Signalstärken oberhalb der Schwelle werden gemessen, so wie beim Integrieren alle Werte unterhalb von  $x$  aufsummiert werden. So verursacht das gaußförmige Rauschen eine S-Kurve in der Messung, welche einer Fehlerfunktion, also der integrierten Gaußfunktion, folgt, wie in Abbildung II.9 zu sehen. Die Fehlerfunktion berechnet sich nach der Formel

$$erf(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt. \quad (II.2)$$

Die Methode, die Schwellen zu variieren und die Occupancy zu messen, nennt sich Signalschwellen-Scan. Das Maximum der Gaußverteilung befindet sich am 50%-Punkt der S-Kurve, an dem die Occupancy die Hälfte des Maximalwertes erreicht hat. Dieser Punkt entspricht der Signalthöhe ohne externes Signal und heißt Pedestal. Auch die Breite der gaußförmigen Verteilung des Rauschens kann aus der S-Kurve bestimmt werden. Sie ist ein Maß für die Stärke des Rauschens.

Ähnlich sieht auch die Messung von Röntgenstrahlung aus. Ein reines gaußförmiges Fluoreszenzspektrum verursacht im Signalschwellen-Scan theoretisch ebenfalls eine S-Kurve. Diese liegt bei kleineren  $V_{Cth}$ -Werten, also größeren physikalischen Schwellen, als die S-Kurve des Rauschens und hat eine um mehrere Größenordnungen kleinere Occupancy. In der Praxis wird die S-Kurve des Signals von weiteren Effekten verzerrt, wie dem Aufteilen der Ladung auf verschiedene Streifen und dem Rauschen (siehe Kapitel V.3). Die Lage des 50% Punktes im Vergleich zum Pedestal ist proportional zur Energie des Peaks im Röntgenspektrum. S-Kurven mit einer niedrigen Röntgenenergie liegen nahe bei der S-Kurve des Rauschens. Dies kann dazu führen, dass keine S-Form, sondern nur noch der Anfang einer

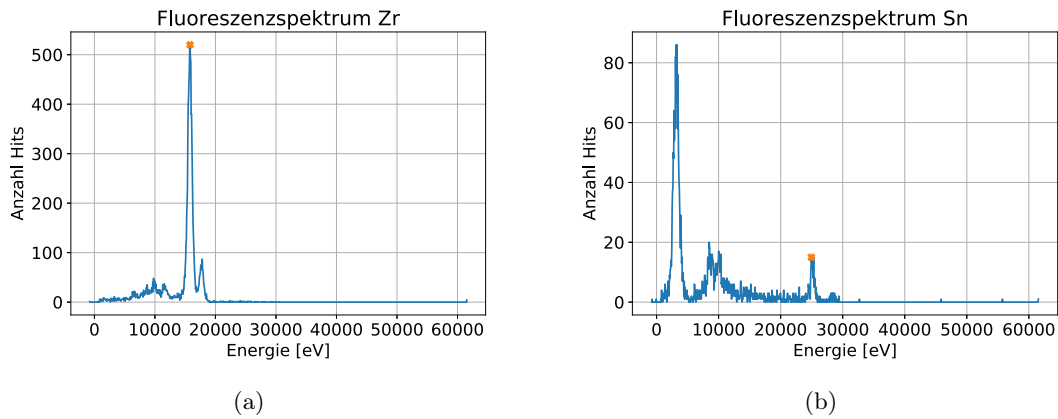


Abbildung II.10.: Beim Fluoreszenzspektrum von Zirkonium ist ein Peak klar zu erkennen. Die Energie ist mit 17.5 keV vergleichsweise klein. Das Fluoreszenzspektrum von Zinn besteht aus mehreren Peaks, wobei der  $K_{\alpha}$ -Peak bei einer Energie von 25044 eV nicht derjenige mit der höchsten Rate ist. Die  $K_{\alpha}$ -Peaks sind mit einem Kreuz markiert.

S-Kurve sichtbar ist. Ein weiteres Problem besteht darin, dass die primären Röntgenspektren nicht rein gaußförmig sind, sondern oft aus mehreren prägnanten Peaks bestehen. Dies führt zu mehreren übereinanderliegenden S-Kurven, sodass kein S-förmiger Verlauf sichtbar ist. Als Beispiel dafür ist das Spektrum von Zinn in Abbildung II.10 zu sehen.

## II.7. Modultests mit Röntgenstrahlung

Im späteren Betrieb soll das 2S-Modul den Durchgang von Teilchen messen, um die Spur der Teilchen rekonstruieren zu können. Außerdem werden die Module aufgrund der erhöhten Luminosität des HL-LHC einer deutlich höheren Strahlenbelastung ausgesetzt sein. Beides soll bereits mit ersten Prototypen der Module getestet werden. Eine Möglichkeit besteht darin, die Module mit kleineren Beschleunigern zu testen. Dazu werden oft alte, ausgediente Teilchenbeschleuniger verwendet. Da die RWTH Aachen keinen eigenen Teilchenbeschleuniger besitzt, werden diese Art von Tests an anderen Instituten durchgeführt und sind relativ teuer. Um mit den Modulen auch vor Ort in Aachen Teilchen zu messen, bieten sich zwei Arten von Quellen an. Zum einen werden natürliche Quellen wie kosmische Myonen oder radioaktive Quellen verwendet, zum anderen können Röntgenstrahlen verwendet werden. Röntgenstrahlung hat den Vorteil, dass sie mit einem relativ kleinen Aufbau einfach zu erzeugen ist. Außerdem kann die Intensität der Röntgenquelle variiert werden, sodass sich eine deutlich höhere Rate ergibt als bei kosmischen Myonen. Ein weiterer Vorteil besteht darin, dass die Energie der Röntgenphotonen durch Röntgenfluoreszenz relativ genau bestimmbar ist (vgl. Abschnitt II.5) und die Photonen ihre gesamte Energie im Sensor abgeben. Massereiche Teilchen wie Myonen oder Elektronen durchqueren den Sensor und platzieren nur einen Teil ihrer Energie dort. Deswegen eignet sich Röntgenstrahlung besonders gut zur Energiekalibration, welche in dieser Arbeit durchgeführt und ausgewertet wird. Für die Energiekalibration wird je ein markanter Punkt des Signalschwelligenscans gegen die zugehörige Energie aufgetragen und eine lineare Regression an den Datenpunkten durchgeführt. Mit den Parametern der Regressionsgerade ist es dann möglich, die internen  $V_{Cth}$ -Einheiten in erzeugte Elektronen bzw. Energie umzurechnen. Damit können verschiedene Messungen des Moduls, wie z.B. das interne Rauschen, mit Messungen anderer Detektorkomponenten verglichen werden. Der Umrechnungsfaktor wird zwar durch das Design der Chips festgelegt, allerdings variieren diese Werte produktionsbedingt um 10%. Ziel der Messung ist es, den Kalibrationsfaktor genauer als die produktionsbedingte Unsicherheit von 10% bestimmen zu können. Die Schwierigkeit dieser Methode besteht darin, einen markanten Punkt des Signalschwelligenscans zu finden. Dazu bieten sich verschiedene Methoden an, von denen drei in dieser Arbeit durchgeführt und verglichen werden.





Abbildung III.1.: Der Versuchsaufbau mit dem Röntgengerät. Um äußeren Lichteinfall zu verhindern, ist die Messkammer mit lichtdichter Folie beklebt. Unter dem Tisch befindet sich das Kühlgerät. Rechts neben dem Röntgengerät stehen die Spannungsversorgung und das FC7 sowie der Computer zur Auslese.

## III. Der Aufbau

### III.1. Das Röntgengerät

Der wichtigste Bestandteil des experimentellen Versuchsaufbaus ist ein abgeschirmtes Röntgengerät der Firma LD-Didactic [25], zu sehen in Abbildung III.1.

Im linken Teil des Geräts befindet sich eine Röntgenröhre mit einer Wolframanode [26]. Der Strom der Elektronen in der Röntgenröhre lässt sich zwischen 0 und 1 mA variieren, die Spannung zwischen 0 und 35 keV. So ist eine maximale Photonenenergie von 35 keV möglich. Durch einen Lochkollimator mit einem Öffnungsdurchmesser von 8 mm gelangen die Röntgenstrahlen in die Messkammer und treffen dort auf eines der vier Targets. Der Aufbau innerhalb der Versuchs-kammer ist in Abbildung III.2 zu sehen. Die Targets sind kleine Metallplättchen und bestehen aus Silber (Ag), Zinn (Sn), Molybdän (Mo) oder Zirkonium (Zr). Je ein Target klebt auf dem Targethalter, welcher in einem Winkel von  $45^\circ$  zum einfallenden Strahl positioniert ist. Treffen die Photonen auf ein Target, erzeugen sie Röntgenfluoreszenzstrahlung (siehe Abschnitt II.5), welche auf das Modul trifft. Das Modul befindet sich unterhalb des Targets und ist parallel zum Boden ausgerichtet. Durch einen abgeschirmten Versorgungsschacht können alle notwendigen Leitungen und Kabel verlegt werden. Für die Messung der Röntgenspektren wird ein Energiedetektor der Firma LD Didactic [27] mit einem Vielkanalanalysator verwendet.

### III.2. Kühlung

Um einen stabilen Betrieb des Moduls zu ermöglichen, wird es auf eine Temperatur von  $10^\circ\text{C}$  heruntergekühlt. Im CMS Detektor wird das Modul bei einer Kühltemperatur von  $-35^\circ\text{C}$  betrieben, dies wird aus praktischen Gründen während den Modultests nicht umgesetzt. Zur Kühlung ist es auf eine Kühlplatte geschraubt. Durch diese fließt die Kühlflüssigkeit. Die Kühlmaschine ministat 230 der Firma Huber [28] befindet sich unter dem Tisch des Aufbaus und pumpt die gekühlte Kühlflüssigkeit, ein Glykol-Wasser-Gemisch, über isolierte Schläuche durch den Versorgungsschacht zur Kühlplatte. Mit einem Temperaturfühler, welcher an die Kühlplatte geklebt ist, wird die Kühlung reguliert, sodass die Kühlplatte auf einer konstanten Temperatur von  $10^\circ\text{C}$  gehalten wird. Über einen weiteren Sensor [29] in der Messkammer können Temperatur und Luftfeuchtigkeit gemessen und überwacht werden. Damit die Luftfeuchtigkeit in der Versuchs-kammer möglichst niedrig auf ca. 19% bleibt, wird Trockenluft in

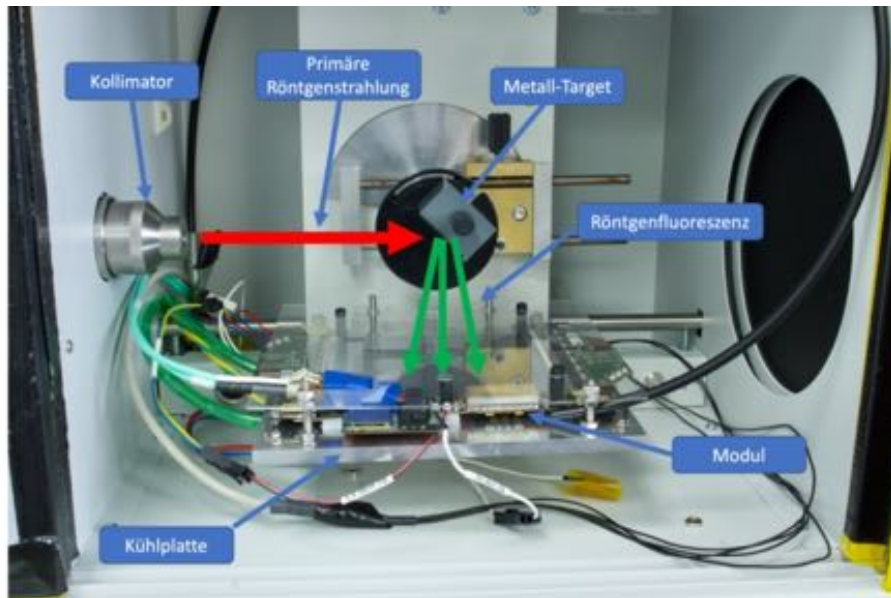


Abbildung III.2.: Der Versuchsaufbau im Inneren der Messkammer. Aus einem Kollimator in der Wand strahlt die Röntgenstrahlung auf das Target. Von diesem strahlt die Fluoreszenzstrahlung auf das Modul darunter. Die Kühlplatte unter dem Modul dient der Temperaturregulation.

die Messkammer geleitet. Die Luftfeuchtigkeit kann nicht weiter verringert werden, denn durch die Lüftung der Röntgenröhre strömt zusätzlich Umgebungsluft in die Kammer.

### III.3. Die Spannungsversorgung

Zwei Spannungsquellen stellen die für die Messung benötigte Spannung bereit. Mit der Hochspannungsquelle 1100V SourceMeter der Firma Keithley [30] wird am Sensor eine Bias-Hochspannung von  $-300\text{ V}$  angelegt. Für die Elektronik des Moduls ist eine Eingangsspannung von  $10\text{ V}$  nötig. Diese wird durch die Spannungsquelle Agilent E3633A der Firma Keysight [31] bereitgestellt. Beide FEHs des Moduls sind über kurze Kabelverbindungen mit der Kühlplatte verbunden, welche über ein weiteres Kabel geerdet ist.

### III.4. Ausleseelektronik

Über zwei Glasfasern ist das Modul mit dem FC7 [32] verbunden. Das FC7 ist ein FPGA-Board, welches das Modul steuert und ausliest. Eine Faser leitet die Daten vom Modul zum FC7, die andere leitet Steuersignale wie z.B. das Taktsignal (clock) und das Triggersignal zum Modul. Das FC7 ist das Bindeglied zwischen Computer und Modul. Es steuert die Messung und leitet die Daten über ein LAN-Kabel an den Computer weiter. Auf dem Computer werden die Daten im ROOT [33] Datenformat abgespeichert. ROOT ist ein vom CERN entwickeltes Analyseframework.

### III.5. Auslesen des Moduls

Ausgelesen wird die Messung mit einem Softwarepaket vom CERN. Dazu wird das Programm Ph2\_ACF mit der Unterroutine d19c verwendet, mit der S-Kurven-Scans und auch Rauschmessungen möglich sind. Um eine ausreichende statistische Genauigkeit zu gewährleisten, werden für jede  $V_{Cth}$  Schwelle 200000 Trigger aufgenommen. Gemessen wird im sogenannten Latched-Modus [15]. Dies bedeutet, dass jedes Mal, wenn das Signal in einem Triggerintervall über der Schwelle liegt, ein Treffer gemessen wird. Diese Messung ist unabhängig von der Dauer und dem Zeitpunkt des Signals.

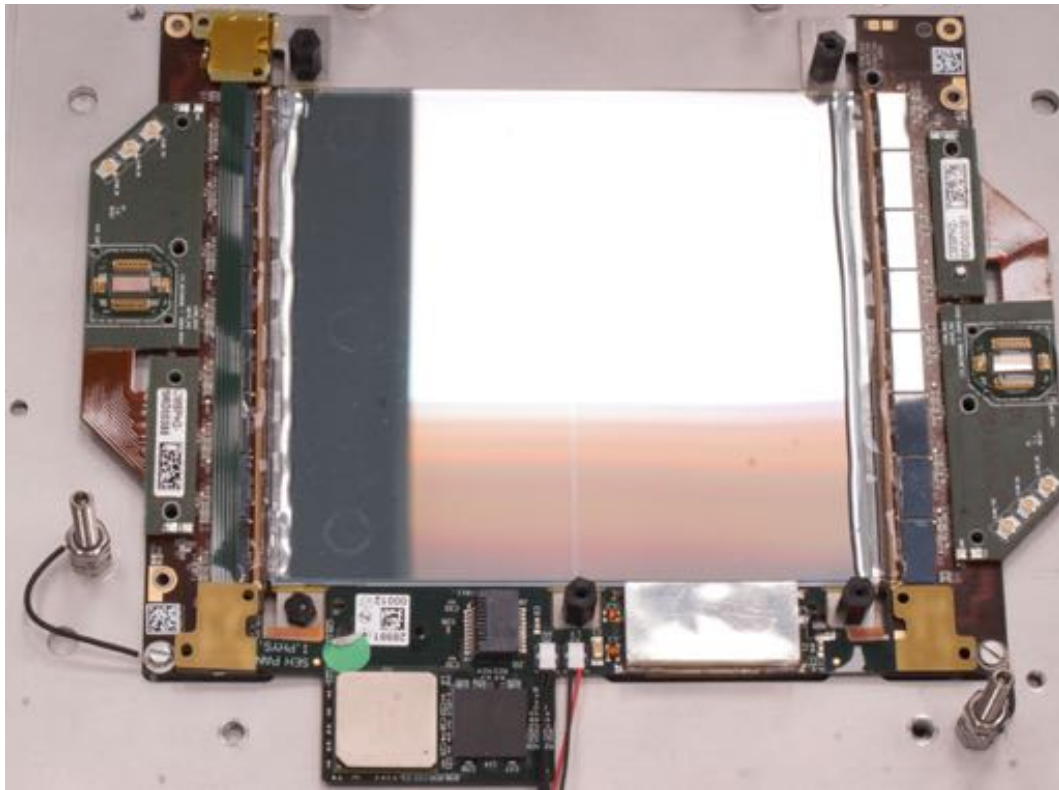


Abbildung III.3.: Detailaufnahme des verwendeten Prototypmoduls M1803.

### III.6. Das Modul

In dieser Arbeit wurde das an der RWTH Aachen entwickelte Prototypmodul M1803 verwendet. Es ist in Abbildung [III.3](#) gezeigt. Sein grundsätzlicher Aufbau entspricht dem in Abschnitt [II.4](#) beschriebenem Design. Die FEHs sind bestückt mit acht CBCs der Version 3.1 und keinem CIC. Dieser ist in der Version CIC 2 per Steckverbindung mit dem Auslesehybrid verbunden. Statt dem LpGBT wird ein GBTx mit einem SCA verwendet, die zusammen die gleiche Funktionalität wie der LpGBT haben. Die Aufgabe des VTRx+ wird durch die Vorgängerversion VTRx erfüllt. Als Servicehybrid wird die in Aachen entwickelte Version 3.1 verwendet.



## IV. Die Messungen der Röntgenspektren und Schwellenscans

In diesem Kapitel werden die grundsätzlichen Messungen gezeigt. Zunächst werden die Messungen der Röntgenspektren mit dem Energiedetektor präsentiert. Anschließend folgen die mit dem Modul durchgeführten Messungen. Die Auswertung folgt in Kapitel [V](#).

### IV.1. Messung der primären Röntgenspektren

Um ein besseres Verständnis für das Röntgengerät und die Röntgenfluoreszenz zu erhalten, werden zunächst die Fluoreszenzspektren mit dem Energiedetektor vermessen. Dieser ist unter dem Target platziert und misst die Anzahl an Röntgenphotonen in einem bestimmten Kanal des Vielkanalanalysators. Um die Energiespektren anzugeben, müssen die gemessenen Kanäle gegen die erwartete Energie kalibriert werden, damit die Kanalnummer in eine Energie umrechnen werden kann. Es werden die Fluoreszenzspektren von Kupfer (Cu), Molybdän (Mo), Eisen (Fe), Silber (Ag), Zinn (Sn) und Zirkonium (Zr) aufgenommen und der Kanal der  $K_{\alpha}$ -Linie bestimmt. Dies geschieht mit einer Peakfinder-Routine. Das Spektrum von Eisen ist beispielhaft in Abbildung [IV.1](#) dargestellt.

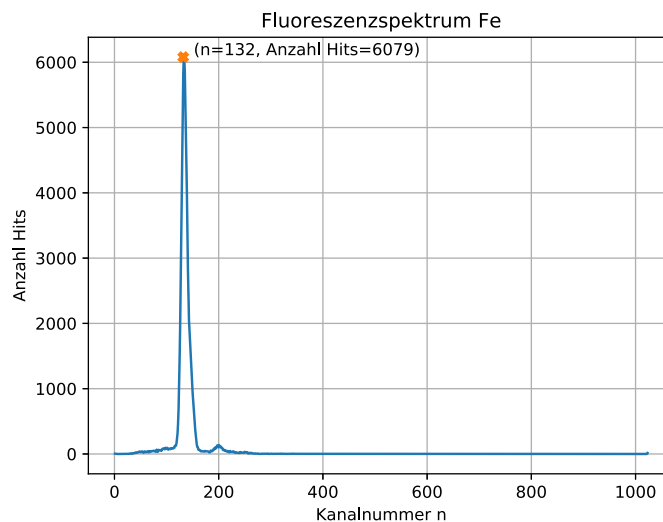


Abbildung IV.1.: Fluoreszenzspektrum von Eisen durch Bestrahlung mit Röntgenstrahlung. Das Maximum liegt bei der Kanalnummer  $n=132$ . Die Beschleunigungsspannung beträgt 35 kV und die Messzeit beträgt 500 s.

Wird der Kanal gegen die erwartete Energie der  $K_{\alpha}$ -Linie [24](#) aufgetragen, kann über eine Ausgleichsgerade die Energiekalibration durchgeführt werden. Über die resultierende Geradengleichung kann jedem Kanal des Energiedetektors eine Energie zugeordnet werden, wie in Abbildung [IV.2](#) zu sehen. Zusätzlich werden die Materialien Terbium (Tb), Rubidium (Rb) und Barium (Ba) vermessen, um die Ergebnisse der Kalibration zu überprüfen (Crosscheck). Die Röntgenfluoreszenzstrahlung wird durch die Bestrahlung der Targets mit  $\alpha$ -Teilchen aus einer radioaktiven Quelle erzeugt. Terbium und Barium haben eine höhere Energie als die anderen Targets und es ist zu sehen, dass diese beiden Messpunkte von der Kalibrationsgeraden zu kleineren Kanalnummern hin abweichen. Das weist darauf hin, dass mit dem Energiedetektor für größere Energien keine lineare Energiemessung möglich ist.

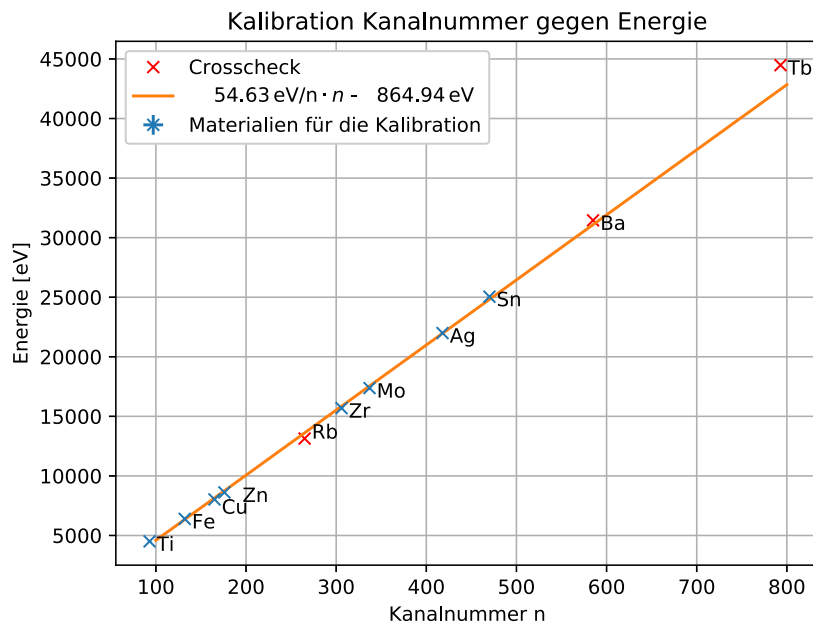


Abbildung IV.2.: Energiekalibration über eine lineare Regression (orange) der Energien von sechs Materialien. Zur Überprüfung der Steigung sind drei zusätzliche Messpunkte (rot) aufgetragen.

Im Folgenden werden in den Abbildungen [IV.3](#) und [IV.4](#) die Energiespektren der vier später verwendeten Targets gezeigt. Gut zu erkennen sind die  $K_{\alpha}$ -Linien, meist mit einer hohen Intensität, und die  $K_{\beta}$ -Linien mit einer niedrigeren Intensität bei höheren Energien.

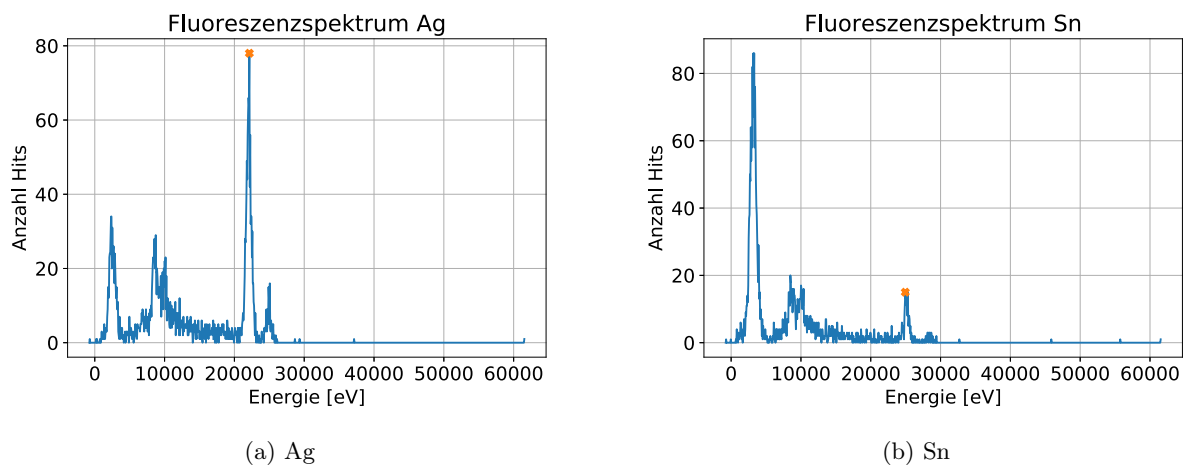


Abbildung IV.3.: Spektrum der Röntgenfluoreszenz des Silber- und des Zinn-Targets gemessen mit dem Energiedetektor. Die  $K_{\alpha}$ -Linie ist mit einem Kreuz markiert [\[24\]](#).

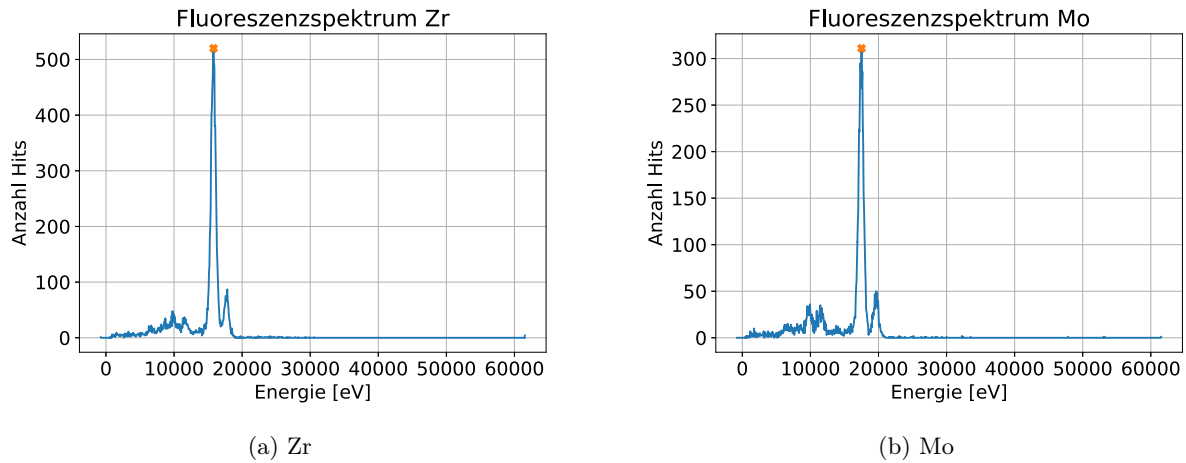


Abbildung IV.4.: Spektrum der Röntgenfluoreszenz des Molybdän- und des Zirkonium-Targets gemessen mit dem Energiedetektor. Die  $K_{\alpha}$ -Linie ist mit einem Kreuz markiert [24].

Das Direktspektrum der Wolframanode ist in Abbildung IV.5 gezeigt.

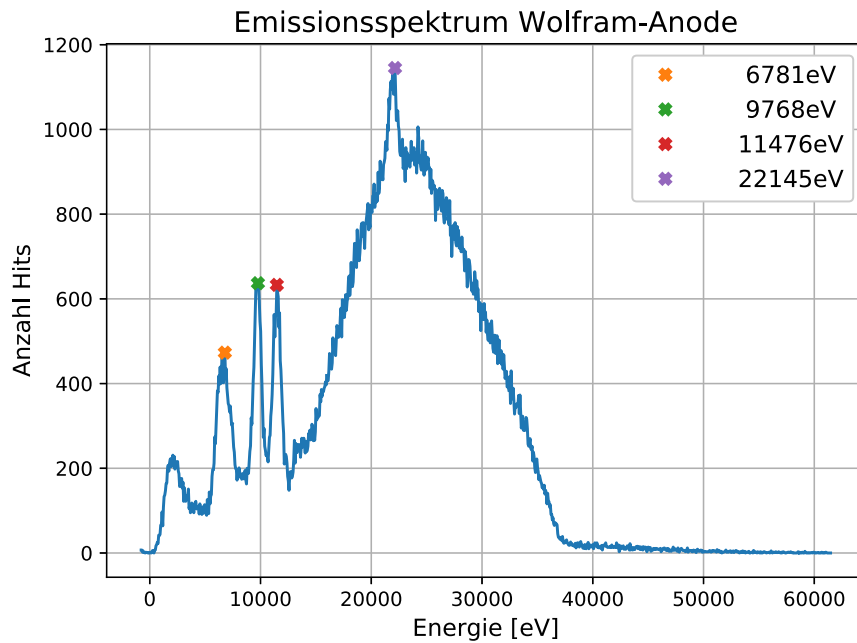


Abbildung IV.5.: Emissionsspektrum des Röntgengerätes bei einer Beschleunigungsspannung von 35 kV und einer Laufzeit von 300 s. Die Anode besteht aus Wolfram. Die maximale Energie beträgt ca. 37 keV. Mit einem Peakfinder werden charakteristische Linien gefunden und mit Kreuzen markiert.

Im Spektrum sind charakteristische Linien zu erkennen. Die Energien können mit den erwarteten Energien in Tabelle IV.1 verglichen werden.

Tabelle IV.1.: Charakteristische Linien im Röntgenspektrum [24] [34].

|   |                 |           |
|---|-----------------|-----------|
| x | Co $K_{\alpha}$ | 6.93 keV  |
| x | Au $L_{\alpha}$ | 9.72 keV  |
| x | Au $L_{\beta}$  | 11.40 keV |
| x | Ag $K_{\alpha}$ | 22.16 keV |

Die Linien ergeben sich hauptsächlich aus Röntgenfluoreszenz in der Beschichtung des Energiedetektors. Sie stimmen mit einer maximalen Abweichung von 2.5% mit den Erwartungen überein. Die maximale Photonenenergie beträgt ca. 37 keV, obwohl die Elektronen laut Datenblatt [25] mit einer Beschleunigungsspannung von 35 kV beschleunigt werden. Bei den charakteristischen Linien stimmt das Spektrum gut mit der Erwartung überein, das bedeutet, eine Abweichung tritt erst bei höheren Kanälen bzw. Energien auf. Bei der Kalibrationsgeraden (Abbildung IV.2) ist zu erkennen, dass hohe Kanäle von der Kalibrationsgeraden zu höheren Energien abweichen. Das würde aber bedeuten, dass die maximale Energie der Anode noch höher als bei 37 keV liegen müsste. Dies kann den Effekt der zu hohen maximalen Energie also nicht erklären. Die Unstimmigkeit tritt bei zwei unabhängigen Röntgengeräten und Energiedetektoren auf. Eine Erklärung kann sein, dass die Beschleunigungsspannung des Röntgengeräts über den angegebenen 35 keV liegt. Der Endpunkt des Spektrums wird für die Energiekalibration des 2S-Moduls nicht verwendet, deswegen wird die Abweichung in dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

## IV.2. Messung des Untergrunds

Besonders wichtig für die spätere Analyse ist die Messung des Untergrunds durch elektronisches Rauschen, denn dieser wird von jeder Messung mit Röntgenstrahlung abgezogen. Die Messung ist in Abbildung IV.6 gezeigt. Für diese Messung wird ein Signalschwellen-Scan durchgeführt, ohne dass die Röntgenröhre eingeschaltet ist. Die gemessene Kurve hat einen S-förmigen Verlauf, welcher allein aus dem elektronischen Rauschen resultiert. Im Folgenden wird für alle Messungen beispielhaft die Auswertung von Chip 4 gezeigt.

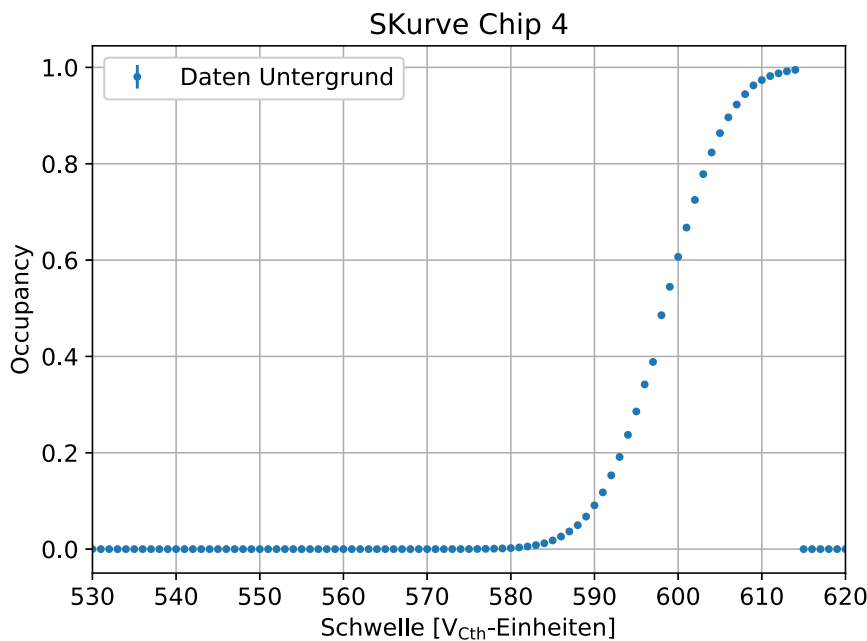


Abbildung IV.6.: Signalschwellen-Scan von CBC 4 ohne Röntgenstrahlung. Es wird der Bereich zwischen 530-614  $V_{Cth}$ -Einheiten gemessen. Deswegen liegen die Datenpunkte hoher  $V_{Cth}$ -Werte auf null.

Für diese und alle folgenden Messungen werden die Rohdaten bereinigt. Wie in Abschnitt II.4 beschrieben sind die Chips über Drahtverbindungen (Wirebonds) mit den Streifen verbunden. Diese Wirebonds können defekt sein oder sich lösen, was in einer fehlerhaften Auslese des Streifens erkennbar ist. Bei diesen Streifen fällt die Occupancy in einem Schwellenscan schnell auf Null ab. Durch eine Routine wird erkannt, ob die Occupancy bei einer bestimmten Schwelle null beträgt, und dann der entsprechende Streifen aus dem Datensatz gelöscht. Weil bei FEH1 sehr viele Streifen nicht verbunden sind, werden alle Messungen mit FEH0 durchgeführt. Außerdem werden die Streifen des oberen

und unteren Sensors zusammen ausgewertet, denn Photonen können auf ihrem Weg durch das Modul nur einmal wechselwirken. Deswegen ist die Wirkung der Photonen auf beide Sensoren gleich. Pro Auslesechip wird die Occupancy aller oberen und unteren Streifen gemittelt:

$$O_{\text{gemittelt}} = \frac{\sum_{i=1}^{N_{\text{oben}}} O_i + \sum_{i=1}^{N_{\text{unten}}} O_i}{N_{\text{oben}} + N_{\text{unten}}}. \quad (\text{IV.1})$$

Dabei bezeichnet  $O$  die Occupancy und  $N$  die Anzahl verbundenen Streifen des oberen bzw. unteren Sensors. Der Index  $i$  bezieht sich auf die Nummer des verbundenen Streifens.

Die vom CERN erstellte Routine `feh-2s-test` liefert die Werte des Rauschens sowie des Pedestals für jeden Streifen einzeln. Diese Messung kann unter anderem zur Überprüfung des Aufbaus verwendet werden, denn das Rauschen ist stark von äußeren Faktoren wie z.B. der elektrischen Erdung des Moduls abhängig. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung [IV.7](#) dargestellt.

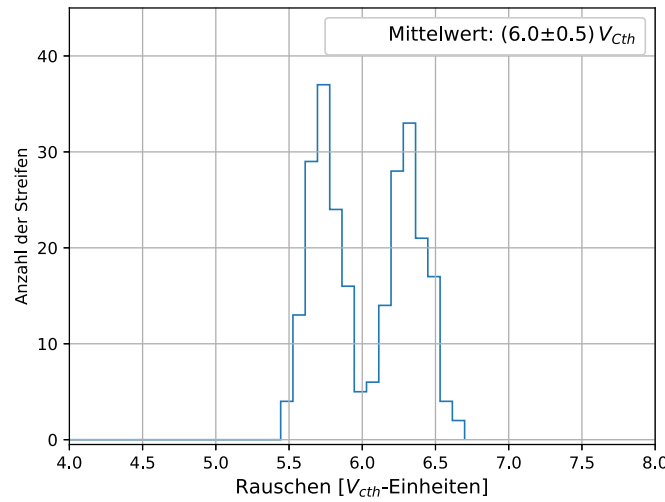


Abbildung IV.7.: Histogramm des Rauschens der Streifen von CBC 4. Das Rauschen ist in  $V_{Cth}$ -Einheiten angegeben.

Das Rauschen liegt ungefähr bei 6  $V_{Cth}$ -Einheiten. Dies stimmt mit den Erwartungen [\[35\]](#) überein und zeigt beispielsweise, dass die Erdung des Moduls gut funktioniert. An der Doppelspitze in der Messung ist zu erkennen, dass die Kanäle der beiden Sensoren ein unterschiedlich starkes Rauschen aufweisen. Die Verbindungen zwischen den oberen bzw. unteren Streifen mit den Chips ist unterschiedlich lang, weshalb sie ein unterschiedliches Rauschverhalten aufweisen. Dies hat für die weitere Auswertung keine Relevanz.

Äquivalent zum Rauschen kann auch das Pedestal für jeden Streifen bestimmt werden. Um produktionsbedingte Unterschiede der Nullsignallevel der einzelnen Streifen der Chips anzugleichen, wird für jeden Streifen eine optimale Offsetspannung eingestellt (sog. Trimming). Dies führt dazu, dass die S-Kurven so verschoben werden, dass die Pedestals möglichst gut übereinander liegen. Wie gut diese Methode funktioniert, wird mit der Auswertung der Pedestals in Abbildung [IV.8](#) überprüft.

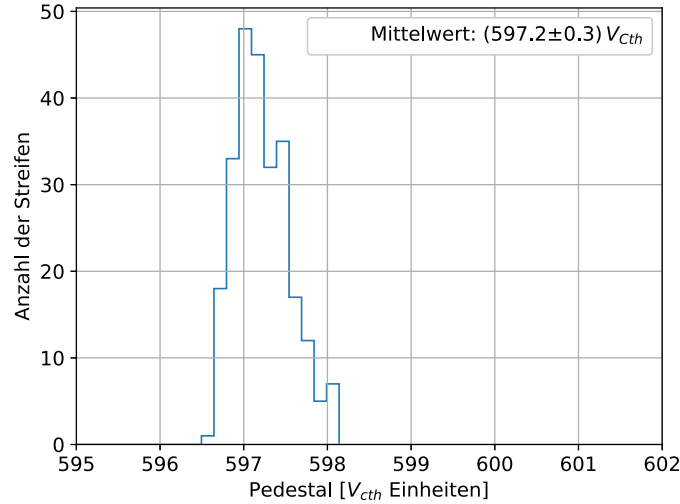


Abbildung IV.8.: Histogramm der Pedestals aller Streifen von CBC 4. Das Pedestal ist in  $V_{Cth}$ -Einheiten angegeben.

Die Verteilung der Pedestals der Streifen von Chip 4 ist mit einer Standardabweichung von 0.3  $V_{Cth}$  sehr schmal und die Pedestals unterscheiden sich nur geringfügig. Das mittlere Pedestal liegt bei 597  $V_{Cth}$ -Einheiten.

Für die spätere Kalibration wird das Pedestal mithilfe einer Anpassung einer Fehlerfunktion an die gemittelten Daten mit einer eigenen Routine bestimmt.

### IV.3. Messung der Schwellenscans mit Röntgenfluoreszenzstrahlung

Für die Energiekalibration werden Signalschwellschans mit Röntgenfluoreszenzstrahlung der vier Materialien Silber, Zinn, Molybdän und Zirkonium durchgeführt. Der relevante Bereich der Scans wird in den folgenden Abbildungen [IV.9](#), [IV.10](#), [IV.11](#) und [IV.12](#) gezeigt. Kleine  $V_{Cth}$ -Werte entsprechen einer hohen physikalischen Signalschwelle und somit einer höheren Energie der gemessenen Teilchen.

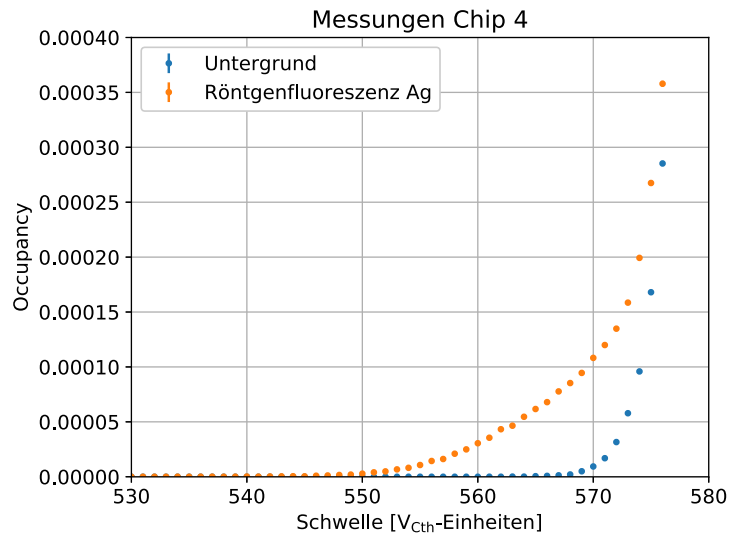


Abbildung IV.9.: Ergebnis des Signalschwellschans von Chip 4 mit Röntgenfluoreszenz von Silber. Zusätzlich ist der Untergrund aufgetragen.

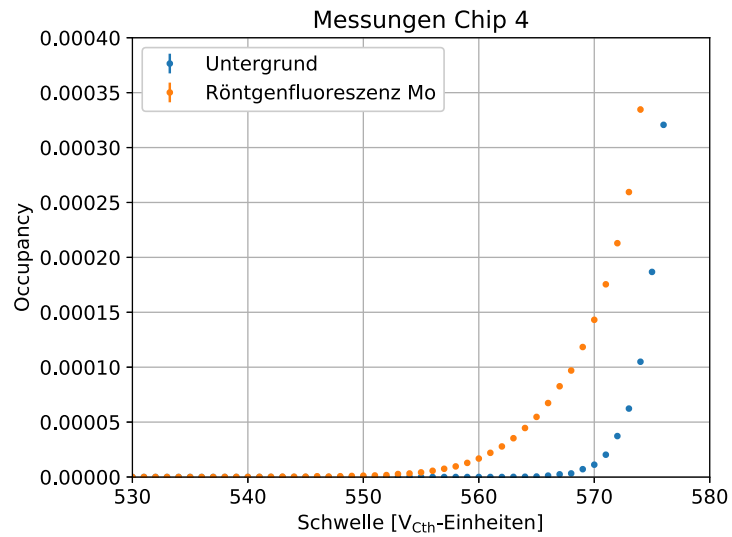


Abbildung IV.10.: Ergebnis des Signalschwellenscans von Chip 4 mit Röntgenfluoreszenz von Molybdän. Zusätzlich ist der Untergrund aufgetragen.

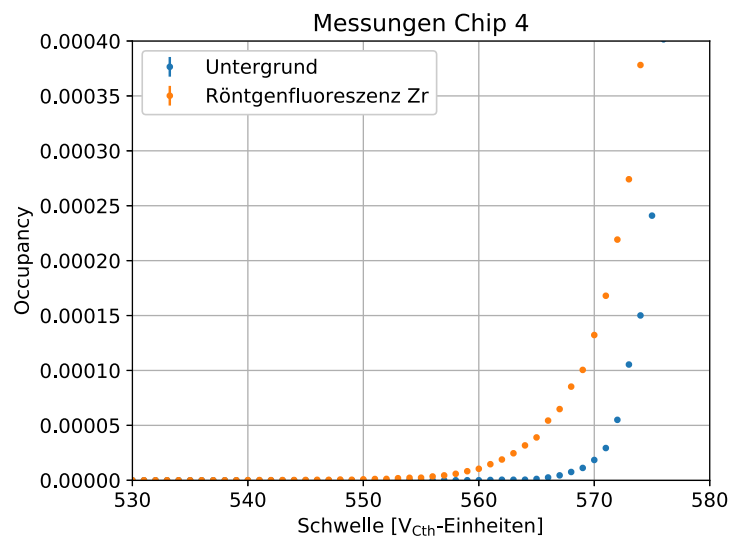


Abbildung IV.11.: Ergebnis des Signalschwellenscans von Chip 4 mit Röntgenfluoreszenz von Zirkonium. Zusätzlich ist der Untergrund aufgetragen.

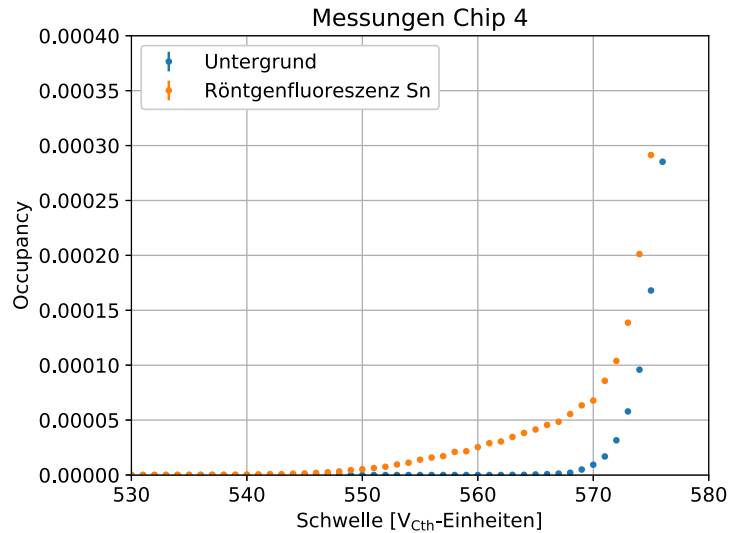


Abbildung IV.12.: Ergebnis des Signalschwellenscans von Chip 4 mit Röntgenfluoreszenz von Zinn. Zusätzlich ist der Untergrund aufgetragen.

Bei allen Targets ist zu erkennen, dass die Messung mit Röntgenstrahlung über dem zuvor gemessenen Untergrund liegt. Röntgen- und Untergrundmessung wurden jeweils unmittelbar nacheinander durchgeführt, um gleiche Messbedingungen zu schaffen. Zu kleineren  $V_{Cth}$ -Werten hin fällt die Occupancy auf null ab. Dann haben die Photonen nicht genug Energie, um einen Spannungspuls zu erzeugen, der größer als die Schwelle ist und es werden keine Hits mehr gemessen.

#### IV.4. Messungen mit einer Americium-Quelle

Um die Kalibration zu höheren Energien zu erweitern, wird zusätzlich noch der Schwellenscan von Americium gemessen. Americium-241 zerfällt über einen  $\alpha$ -Zerfall in Neptunium. Ein angeregter Zustand von Neptunium geht in den Grundzustand über und strahlt dabei ein  $\gamma$ -Quant mit einer Energie von 59.54 keV ab [36]. Diese Photonenquelle kann als zusätzliche Messung für die Energiekalibration verwendet werden, besonders wegen ihrer höheren Energie. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung IV.13 zu sehen.



Abbildung IV.13.: Für die Messung von Photonen einer höheren Energie werden Americiumquellen direkt auf die Abdeckung des Moduls gestellt. Aufgrund der geringen Zerfallsrate werden alle vier verfügbaren Quellen auf eine kleine Fläche gestellt, sodass hauptsächlich Chip 1 und Chip 2 das Signal messen.

Es werden vier verschiedene Americiumquellen verwendet, deren Intensitäten in Tabelle IV.2 aufgelistet sind.

Tabelle IV.2.: Nominelle Intensitäten der Americiumquellen [37]. Bei einer Quelle ist aufgrund des hohen Alters die genaue Bezeichnung nicht bekannt.

| Bezeichnung | Aktivität |
|-------------|-----------|
| RT274       | 300 kBq   |
| RL931       | 360 kBq   |
|             | 1700 kBq  |
| RE247       | 70 kBq    |

Die vom Modul gemessene Rate ist im Vergleich zu der der Röntgentargets gering. Um trotzdem eine hohe statistische Signifikanz zu erreichen, werden alle Quellen auf einer kleinen Fläche platziert. So werden nur zwei Chips bestrahlt. Außerdem wird die Anzahl der gemessenen Trigger von 200000 auf 20 Mio. erhöht. Die Messung dauert dadurch mehrere Tage. Damit das Modul bei der langen Messung nicht überhitzt, wird zusätzlich ein Ventilator zur Kühlung installiert (siehe Abb. IV.13). Die Ergebnisse dieser Messung sind in Abbildung IV.14 gezeigt.

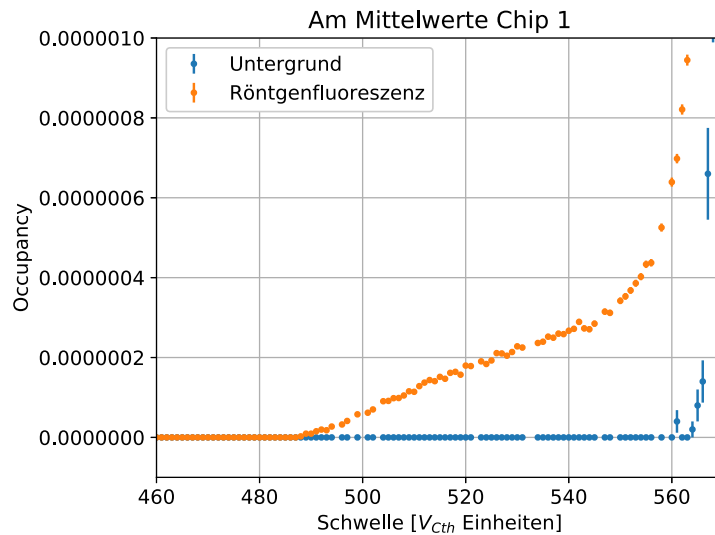


Abbildung IV.14.: Ergebnis des Signalschwellenscans von Chip 1 mit  $\gamma$ -Strahlung von Americium. Zusätzlich ist der Untergrund aufgetragen.

Bis hin zu einer Schwelle von 490  $V_{Cth}$ -Einheiten wird noch ein Signal gemessen. Dies liegt an der deutlich höheren Strahlungsenergie als der der Röntgentargets. Die geringere Rate lässt sich an der sehr kleinen Occupancy erkennen. Diese Messung wird nur für zwei Chips durchgeführt und ist wegen der langen Dauer für eine Kalibration während der Fertigung der Module nicht zu empfehlen.



## V. Analyse

Für die Analyse der Schwellenscans soll das reine Röntgensignal verwendet werden. Dazu wird das gemessene Untergrundrauschen von den Messungen der Röntgenfluoreszenz subtrahiert. Über einem  $V_{\text{Cth}}$ -Wert von ca. 580 dominiert das Untergrundrauschen das Signal. Ab diesem Punkt werden die Daten nicht für die Auswertung verwendet. Das Rauschen des Sensors schwankt zwischen den Messungen statistisch. Deswegen fällt das Signal nach Abzug des Untergrundes nicht auf null, sondern steigt oder fällt stark. Für die Höhe jedes Datenpunkts wird ein Poissonfehler von  $\pm\sqrt{N_{\text{Hits}}}$  angenommen. Dazu wird zunächst die Occupancy mithilfe der Anzahl der Trigger und der gemittelten Streifen auf tatsächliche Hits umgerechnet. Dann wird die Unsicherheit bestimmt und diese anschließend wieder auf eine Occupancy zurückgerechnet.

$$\sigma_O = \frac{\sqrt{O \cdot T}}{T}. \quad (\text{V.1})$$

Dabei bezeichnet  $\sigma_O$  den Fehler auf die Occupancy,  $O$  die Occupancy und  $T$  die Anzahl der Trigger. Bei der Subtraktion der Untergrundmessung von der Fluoreszenzmessung werden die Fehler quadratisch addiert. Zusätzlich wird eine Unsicherheit von  $\pm 0.5 V_{\text{Cth}}$  auf die  $V_{\text{Cth}}$ -Einheiten angenommen.

Ziel der Analyse ist es, eine Kalibration von  $V_{\text{Cth}}$ -Einheiten in Energie zu bestimmen. Die Kalibration folgt der Formel

$$E = 3.67 \frac{\text{eV}}{\text{e}^-} \cdot a \cdot V_{\text{Cth}} + b \quad (\text{V.2})$$

wobei  $E$  die Energie bezeichnet und  $3.67 \frac{\text{eV}}{\text{e}^-}$  die Energie angibt, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium notwendig ist. Der Faktor  $a$  ist der Kalibrationsfaktor, der in dieser Arbeit bestimmt werden soll,  $b$  stellt das Offset dar. Der für die Chips erwartete Wert liegt bei  $\sim 140 \frac{\text{e}^-}{V_{\text{Cth}}}$  [35]. Im Folgenden werden drei verschiedene Möglichkeiten zur Kalibration vorgestellt, durchgeführt und anschließend ihre Vor- und Nachteile diskutiert.

### V.1. Methode 1: Bestimmung der $K_\alpha$ -Energie des Spektrums durch eine lineare Regression

#### V.1.1. Theoretischer Hintergrund

Diese Methode basiert auf einer Arbeit, die bereits am Karlsruher Institut für Technologie (KIT) durchgeführt wurde [4]. Das Ziel besteht darin, für jedes Material den Endpunkt der mit dem Modul gemessenen Verteilung zu finden. Diese Endpunkte werden dann gegen den Literaturwert der Energie der  $K_\alpha$ -Linie aufgetragen. In der Methode wird von einer einzigen scharfen Linie im Spektrum ausgegangen und die Existenz weiterer Linien ( $K_\beta$ ) vernachlässigt. Mit einer Kalibrationsgeraden wird der Umrechnungsfaktor zwischen  $V_{\text{Cth}}$ -Einheiten und Energie bestimmt. Theoretisch wird in der Methode erwartet, dass das Signal unterhalb einer bestimmten Schwelle scharf auf null abfällt, denn die Energie der Photonen ist dann nicht ausreichend, um ein Signal über der Schwelle zu erzeugen. Dieser scharfe Abfall des Signals wird durch zwei Effekte des Sensors abgeschwächt. Zum einen tritt zwischen den Streifen des Sensors charge sharing auf. Das bedeutet, dass nicht das ganze erzeugte Signal von einem Streifen gemessen wird, sondern ein Teil der erzeugten Ladung von einem benachbarten Streifen detektiert wird. So wird pro Streifen eine kleinere Ladungsmenge gemessen, die womöglich nicht mehr über der Schwelle liegt. Ein Teilchen, dessen Energie eigentlich über der Schwelle liegt, wird also nicht als Hit detektiert. Für das charge sharing wird ein vereinfachtes Modell angenommen (siehe Abschnitt V.3.1). Dabei wird davon ausgegangen, dass ein Streifen mindestens 50% und maximal 100% der entstehenden Ladung misst. Dazwischen wird ein linearer Verlauf angenommen, wie in Abbildung V.1 zu sehen.

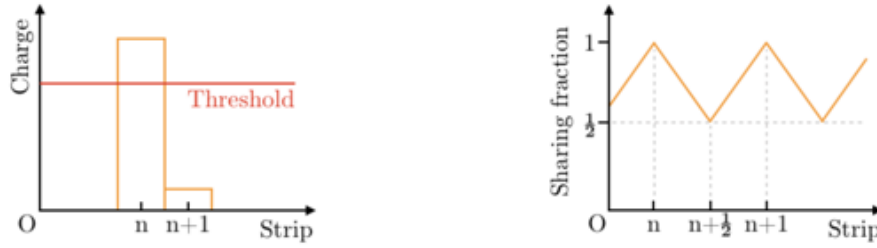


Abbildung V.1.: Modellannahme für das charge sharing im Sensor. Durch das charge sharing kommen nicht immer 100% der Elektronen am Streifen an und die Ladung reicht möglicherweise nicht aus, um ein Signal oberhalb der Schwelle zu erzeugen (links). Für das charge sharing wird ein linearer Zusammenhang zwischen den Extrema angenommen (rechts) [4].

Aus diesem Modell folgt im relevanten Bereich ein linearer Verlauf der Daten, sodass der Endpunkt durch eine extrapolierte lineare Regression bestimmt werden kann [4]. Zusätzlich zum charge sharing tritt auch in der Messung der Röntgenphotonen elektrisches Rauschen auf. Dies führt dazu, dass die Daten am Ende der Verteilung bei niedrigeren  $V_{Cth}$ -Werten einen Ausläufer bilden. Es werden also auch jenseits der nominellen Röntgenenergie Hits gemessen. Dieser Ausläufer darf für die Kalibration nicht verwendet werden und wird von der linearen Regression nicht berücksichtigt.

Wird in der Methode nicht von einer scharfen Linie im Fluoreszenzspektrum ausgegangen, sondern von einer gaußförmigen Verteilung, ist von einem S-förmigen Verlauf der Kurve auszugehen. (Kapitel V.2). Dann wird mit dieser Methode ein Fehler begangen, denn der extrapolierte Endpunkt liegt nicht auf dem Maximum der Gaußverteilung. Dieser Fehler wird aber bei jedem Target begangen, sodass er nur zu einem Offset der Kalibrationsgeraden führt. Der Kalibrationsfaktor wird nicht beeinflusst.

### V.1.2. Extraktion des Endpunkts

Nachdem die Differenz zwischen Röntgenmessung und Untergrund gebildet wurde, kann eine lineare Regression durchgeführt werden. Dies wird in Abbildung V.2 gezeigt. Im Folgenden wird immer die Differenz der Occupancy der Röntgenmessung zur Occupancy der Untergrundmessung dargestellt. Es werden beispielhaft die Ergebnisse von Chip 4 gezeigt; die Auswahl erfolgte zufällig.

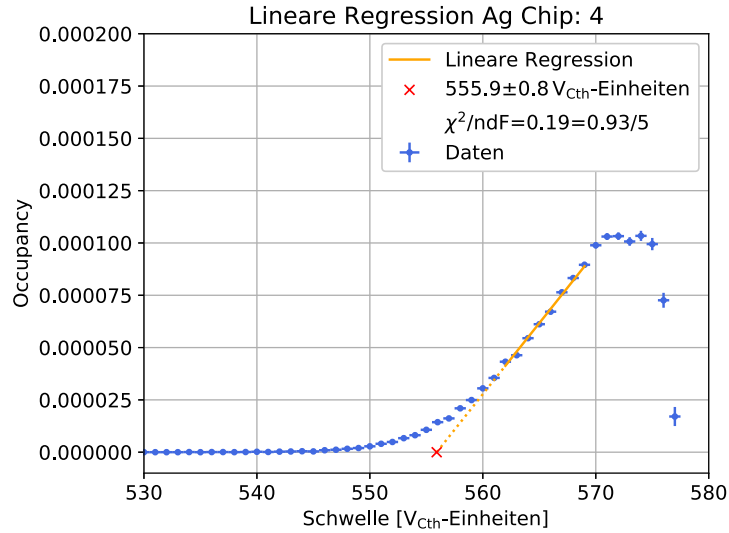


Abbildung V.2.: Lineare Regression an die Differenz der Occupancy. Es handelt sich um die Messung des Fluoreszenzspektrums des Silbertargets. Der Regressionsbereich liegt zwischen  $562 V_{Cth}$  und  $569 V_{Cth}$ . Die Gerade wird bis zum Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse als gestrichelte Linie extrapoliert. Der Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse wird für die Energiekalibration verwendet. Die Unsicherheit auf den Schnittpunkt folgt aus der statistischen Unsicherheit der Regression. Es handelt sich um die Messung von Chip 4.

Der Bereich der Datenpunkte für die Regression wird für jedes Material neu ausgewählt. Der Verlauf der Daten in dem Bereich muss möglichst linear sein und der Bereich liegt oft um den 50%-Punkt einer erkennbaren S-Kurve herum (siehe Kapitel [V.2](#)). Die Regression für Zinn ist in Abbildung [V.3](#) dargestellt.

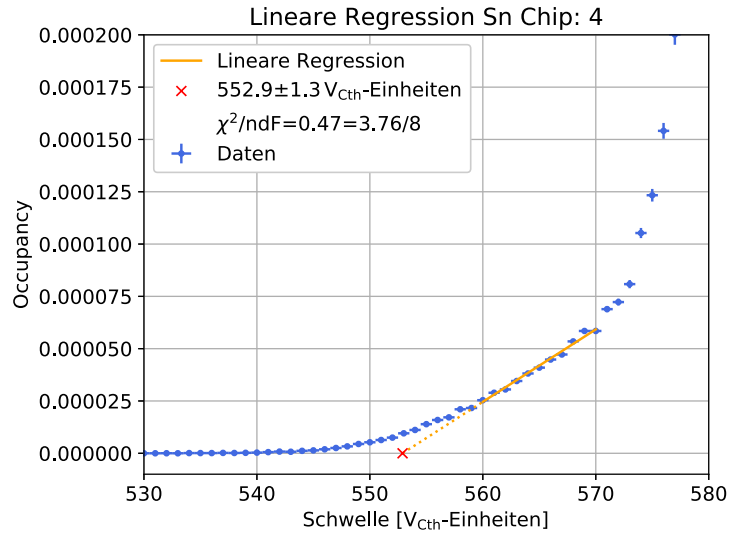


Abbildung V.3.: Lineare Regression an die Differenz der Occupancy. Es handelt sich um die Messung des Fluoreszenzspektrums des Zinntargets. Der Regressionsbereich liegt zwischen  $560 V_{Cth}$ -Einheiten und  $570 V_{Cth}$ -Einheiten. Die Gerade wird bis zum Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse als gestrichelte Linie extrapoliert. Der Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse wird für die Energiekalibration verwendet. Es ist die statistische Unsicherheit der Regression eingezeichnet und nicht die später verwendeten Unsicherheiten. Es handelt sich um die Messung von Chip 4.

Bei Zinn ist es schwieriger, einen Bereich für die lineare Regression auszuwählen. Die Wahl der

richtigen Grenzen stellt die größte Unsicherheit dar. Die weiteren Regressionen sind im Anhang in den Abbildungen [VI.9](#), [VI.8](#) und [VI.10](#) gezeigt.

### V.1.3. Bestimmung der Unsicherheiten

Der Bereich der Regression wird variiert, um die systematischen Unsicherheiten zu bestimmen. Dazu wird sowohl das obere als auch das untere Ende des Regressionsbereichs unabhängig voneinander um  $-2$  bis  $+2 V_{\text{Cth}}$ -Einheiten um die händisch gewählten Grenzen verschoben. So ergeben sich insgesamt 25 mögliche Regressionsbereiche. Daraus folgen also auch 25 Schnittpunkte mit der  $x$ -Achse, mit denen jeweils die Differenz zum ursprünglichen Schnittpunkt gebildet wird. Die größte Differenz stellt die systematische Unsicherheit des Schnittpunkts dar. Bei der Auswertung von Zinn werden die Grenzen zusätzlich auch um  $\pm 3 V_{\text{Cth}}$ -Einheiten verschoben, denn für Zinn ist es schwieriger, den richtigen Bereich zu erkennen.

Zusätzlich wird auch ein statistischer Fehler bestimmt. Dazu wird die Messung von Silber fünf Mal an unterschiedlichen Tagen wiederholt und ausgewertet. Die Standardabweichung der fünf Ergebnisse für den Schnittpunkt ist die Unsicherheit auf diesen. Eine relative Unsicherheit kann errechnet und auf alle anderen Materialien angewendet werden. Die Ergebnisse der Schnittpunkte werden in Tabelle [V.1](#) dargestellt.

Tabelle V.1.: Tabelle der Schnittpunkte mit der  $x$ -Achse und ihrer dazugehörigen Energien. Die Punkte beziehen sich auf die Daten von Chip 4. Die Unsicherheiten folgen aus der Systematik der Wahl des richtigen Bereichs sowie der Mehrfachmessung von Silber.

| Material | $K_\alpha$ -Energie [eV] | Schnittpunkt [ $V_{\text{Cth}}$ ]        |
|----------|--------------------------|------------------------------------------|
| Zr       | 15774                    | $565.7 \pm 0.3$ (stat.) $\pm 2.0$ (sys.) |
| Mo       | 17479                    | $563.7 \pm 0.3$ (stat.) $\pm 1.5$ (sys.) |
| Ag       | 22162                    | $555.4 \pm 0.3$ (stat.) $\pm 1.8$ (sys.) |
| Sn       | 25271                    | $553.1 \pm 0.3$ (stat.) $\pm 2.4$ (sys.) |

Die systematischen Unsicherheiten der verschiedenen Targets werden als unkorreliert angenommen, denn sie folgen hauptsächlich aus der Wahl des richtigen Regressionsbereichs. Deswegen werden sie in der Kalibration wie statistische Unsicherheiten behandelt. Dazu werden systematische und statistische Unsicherheiten quadratisch addiert und der resultierende Fehler auf den Schnittpunkt der Regressionsgeraden wird als Gesamtunsicherheit angesehen.

### V.1.4. Kalibration

Nachdem die  $x$ -Achsenabschnitte bestimmt worden sind, werden sie gegen die Energie der  $K_\alpha$ -Linie aufgetragen. Dabei wird angenommen, dass das Fluoreszenzspektrum aus einem einzelnen scharfer Peak besteht, welcher die Extrapolation des Schwellenscans beeinflusst. Deswegen wird das mit der linearen Extrapolation bestimmte Ende des Spektrums gegen die Energie des  $K_\alpha$ -Peaks aufgetragen. Zunächst ist es üblich, die Energien der Photonen in die Anzahl der im Mittel entstehenden Elektronen umzurechnen:

$$N_{\text{Elektronen}} = \frac{E_{\text{Photon}}}{3.67 \text{ eV}} \quad (\text{V.3})$$

Es wird eine lineare Regression wie in Abbildung [V.4](#) durchgeführt. Die Punkte liegen im Rahmen ihrer Unsicherheiten auf einer Geraden und der Kalibrationsparameter  $a$  beträgt  $187 \pm 37 \frac{e^-}{V_{\text{Cth}}}$ . Die große Unsicherheit folgt aus den großen Fehlerbalken der einzelnen Werte. Dies spiegelt sich auch im sehr kleinen  $\chi^2$  wieder.

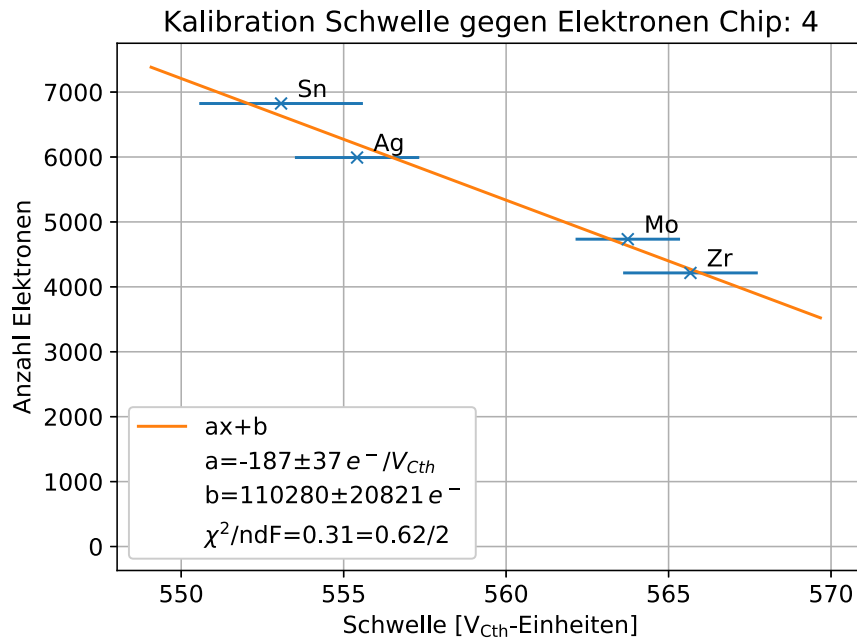
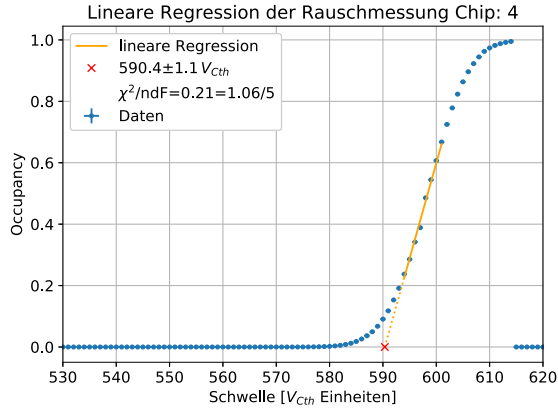


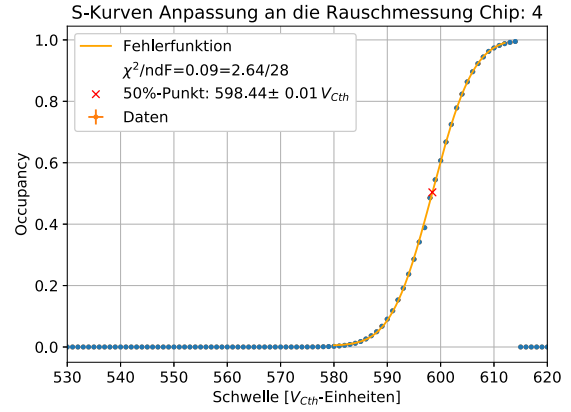
Abbildung V.4.: Energiekalibration durch eine lineare Regression von Chip 4. Aus der Steigung ergibt sich ein Kalibrationsfaktor  $a = (187 \pm 37) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ . Für die Unsicherheiten wurden statistische und systematische Beiträge quadratisch addiert.

Um einen weiteren Datenpunkt zu erhalten, kann auch ein Punkt für das Pedestal verwendet werden. Treffen keine Teilchen auf das Modul, entspricht dies einer Energie von 0 eV. Wird ein Punkt aus der Messung des Untergrunds gewonnen, kann er gegen diese Energie aufgetragen und für die Kalibration verwendet werden.

**Kalibration mit Rauschmessung** In der Untergrundmessung wird ein Signal gemessen, ohne dass Röntgenphotonen auf das Modul treffen. Dieses Signal kann für die Kalibration gegen eine Energie von 0 eV aufgetragen werden. Um aus der Untergrundmessung einen Punkt zu gewinnen, gibt es zwei Möglichkeiten. Eine Möglichkeit besteht darin, an den Untergrund ebenfalls eine lineare Regression anzupassen und diese bis zu einem Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse zu extrapolieren. Dieser Punkt wird mit 0 eV kalibriert. Dies ist zwar ein Fehler in der Methode, aber wenn bei den anderen Messungen von einem S-förmigen Verlauf ausgegangen wird (siehe Kapitel [V.2](#)), wird dieser Fehler jedes Mal begangen. Dadurch ist die Methode in sich konsistent und der gemachte Fehler tritt in der Kalibration als konstantes Offset auf, welches die Steigung nicht beeinflusst. Um diesen Fehler zu umgehen, besteht die zweite Möglichkeit darin, das Pedestal, also den 50%-Punkt der S-Kurve, zu verwenden. Dieses ist das Maximum eines gaußförmigen Rauschens, wenn kein Signal anliegt und entspricht einer Energie von 0 eV. Die zwei Möglichkeiten sind in [Abbildung V.5](#) präsentiert.



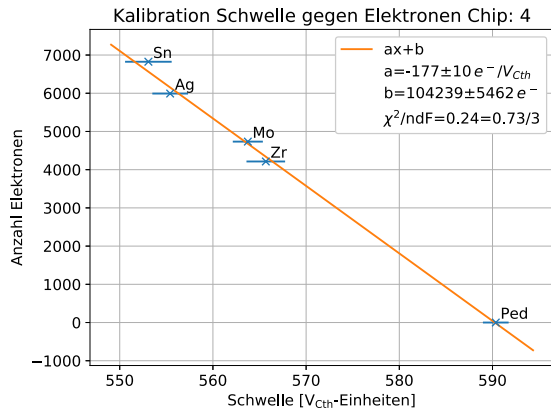
(a)



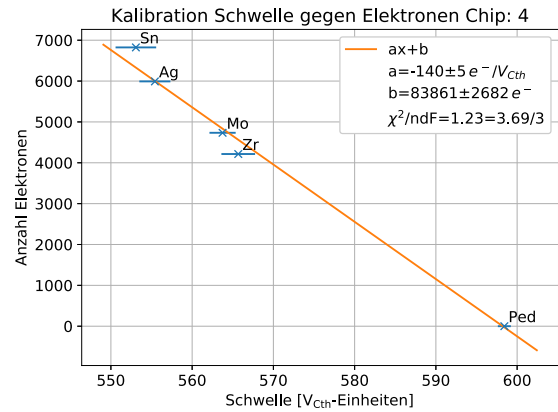
(b)

Abbildung V.5.: Bestimmung eines Punktes für die Messung des Untergrunds durch die Extrapolation einer Geraden (a). Die Unsicherheit ist systematischer Natur. In der anderen Abbildung (b) wird das Pedestal als 50%-Punkt einer S-Kurve bestimmt. Hier folgt die Unsicherheit aus der Anpassung der Fehlerfunktion und ist statistischer Art. Es handelt sich um Daten von Chip 4.

Wegen der kleineren Unsicherheit und der kleinen Energie im Vergleich zu den anderen Punkten wird die Kalibration stark von der Wahl des Punktes für den Untergrund beeinflusst. Beide Kalibrationen sind in Abbildung [V.6](#) dargestellt.



(a)



(b)

Abbildung V.6.: Kalibrationsgerade der Röntgenfluoreszenztargets, mit einem Punkt für den Untergrund, der durch eine lineare Extrapolation bestimmt wird (a). Der Umrechnungsfaktor beträgt  $(177 \pm 10) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ . Die Kalibrationsgerade der Röntgenfluoreszenztargets, mit einem Punkt für den Untergrund, für den das Pedestal als 50%-Punkt der S-Kurve verwendet wird ist in Abbildung (b) gezeigt. Der Umrechnungsfaktor beträgt  $(140 \pm 5) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ . Es handelt sich um Daten von Chip 4.

Beide Methoden führen zu stark unterschiedlichen Steigungen. In Abbildung [V.6](#) (b) ist zu sehen, dass die Datenpunkte der Röntgenfluoreszenz mit dem 50%-Punkt schlechter von einer Geraden beschrieben werden. Trotzdem ist diese Methode die physikalisch nachvollziehbarere, denn der 50%-Punkt beschreibt tatsächlich den Punkt, an dem keine Strahlung, also 0 eV, gemessen wird. In der folgenden Analyse wird dieser Punkt verwendet.

**Auswertung mit Americium** Um einen weiteren Punkt für die Energiekalibration zu nutzen, kann auch der Datenpunkt für die Messung eines Schwellenscans mit Americiumquellen als Target verwendet werden. Dieser Punkt liegt bei einer deutlich höheren Energie und hat somit einen großen Einfluss auf die Regression. Die Auswertung kann nur für die Chips 1 und 2 durchgeführt werden, da nur diese Chips durch die Quellen bestrahlt wurden. Die Kalibration wird in Abbildung [V.7](#) gezeigt.

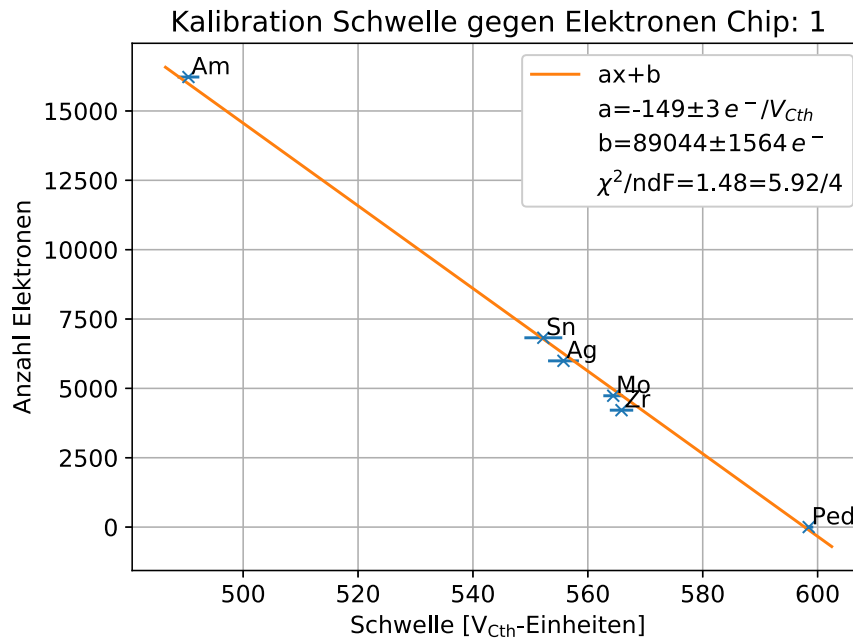


Abbildung V.7.: Energiekalibration mit vier Röntgenfluoreszenztargets, dem Untergrund und Americiumquellen. Aus der Steigung ergibt sich ein Kalibrationsfaktor von  $(149 \pm 3) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ . Die Messung wurde mit Chip 1 durchgeführt.

Weil die Messung sehr viel Zeit in Anspruch nimmt, kann sie nicht im Regelbetrieb verwendet werden. Es zeigt sich aber, dass alle Punkte durch eine Gerade beschrieben werden können und die Kalibration mit Americium möglich ist.

### V.1.5. Bewertung

Die Endergebnisse dieser Methode werden in Tabelle [V.2](#) zusammengefasst. Die Ergebnisse der Kalibration, bei der zusätzlich zu den Punkten der Fluoreszenztargets noch der Punkt des Pedestals verwendet wurde, haben kleinere Unsicherheiten.

Tabelle V.2.: Tabelle für die Kalibrationsfaktoren aus der linearen Methode. Vor allem bei der Anpassung an die Röntgenfluoreszenzpunkte ergeben sich große Unsicherheiten. Bei zwei Chips wird auch der Punkt des Americiums mit aufgenommen.

|         | Röntgen [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | plus Pedestal [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | plus Americium [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] |
|---------|-----------------------------------|-----------------------------------------|------------------------------------------|
| Chip: 0 | $187 \pm 39$                      | $141 \pm 4$                             |                                          |
| Chip: 1 | $178 \pm 41$                      | $139 \pm 6$                             | $149 \pm 3$                              |
| Chip: 2 | $187 \pm 44$                      | $137 \pm 4$                             | $145 \pm 3$                              |
| Chip: 3 | $196 \pm 39$                      | $141 \pm 4$                             |                                          |
| Chip: 4 | $187 \pm 38$                      | $140 \pm 5$                             |                                          |
| Chip: 5 | $204 \pm 46$                      | $143 \pm 6$                             |                                          |
| Chip: 6 | $173 \pm 48$                      | $136 \pm 6$                             |                                          |
| Chip: 7 | $196 \pm 68$                      | $140 \pm 7$                             |                                          |

Werden nur die Punkte der Röntgenfluoreszenz verwendet, ergeben sich große Unsicherheiten. Diese Methode wurde am KIT entwickelt und mehrfach erprobt. Sie funktioniert robust, denn es lässt sich immer ein Bereich finden, in dem eine Gerade angepasst werden kann. Werden die bestimmten Schnittpunkte in  $V_{Cth}$ -Einheiten gegen die erwarteten Energien aufgetragen, liegen die Punkte auf einer Geraden. Es kann eine Regression durchgeführt werden. Die relativen Unsicherheiten auf die Ergebnisse der Kalibration mit dem Pedestal liegen unter 5%. Problematisch ist die physikalische Begründung der Methode. Sucht man nach dem Endpunkt der gemessenen S-Kurve, entspricht dies dem Photon mit der maximalen Energie, welches auf das Modul trifft. Diese Energie liegt im Primärspektrum in den seltensten Fällen beim  $K_\alpha$ -Peak. Die meisten Spektren haben bei höheren Energien noch kleinere Peaks ( $K_\beta$  oder andere Materialien), die im Modul das Ende des Spektrums beeinflussen. Außerdem muss der Bereich der Anpassung relativ willkürlich per Hand gewählt werden.

## V.2. Methode 2: Anpassung einer S-Kurve

### V.2.1. Theoretischer Hintergrund

Bei dieser Methode wird von einem gaußförmigen Peak im Fluoreszenzspektrum ausgegangen. Dies ist für ein sauberes Signal in erster Näherung richtig (siehe [IV.1](#)). Wie schon bei der Rauschmessung verursacht ein gaußförmiges Signal in einem Signalschwellen-Scan eine S-Kurve. An die S-Kurve kann eine Fehlerfunktion angepasst werden und der 50%-Punkt liegt auf dem Maximum des Gaußpeaks. Dieser Punkt kann dann für die Kalibration verwendet werden. Bei der Methode wird der Effekt des charge sharings nicht berücksichtigt.

### V.2.2. Extraktion des 50% Punktes

Um den 50%-Punkt zu bestimmen, wird eine Fehlerfunktion der Form

$$f(x) = d \cdot \operatorname{erf}(-a(x - b)) + c \quad (\text{V.4})$$

an die Daten angepasst. Die Anpassung wird in Abbildung [V.8](#) am Beispiel von Silber gezeigt.

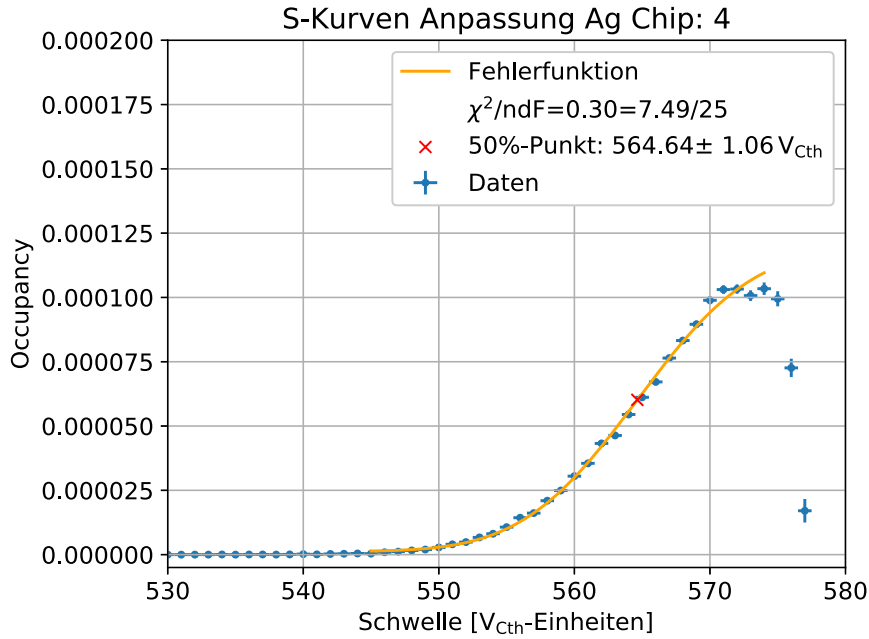


Abbildung V.8.: Energiekalibration durch eine angepasste Fehlerfunktion an die Daten von Silber von Chip 4. Der 50%-Punkt wird zur Kalibration verwendet. Die angegebene Unsicherheit beschreibt die systematische Unsicherheit des Fits.

Wenn die Daten einen S-förmigen Verlauf aufweisen, ist diese Methode sehr zuverlässig. Es ist jedoch nicht bei allen Messungen ein S-förmiger Verlauf erkennbar. Dies hat zwei Ursachen. Bei Zinn ist das Primärspektrum komplexer und nicht durch einen einzigen sauberen Gaußpeak zu beschreiben. Bei Molybdän und Zirkonium ist die Energie sehr gering und bei hoher Occupancy geht die S-Kurve der Röntgenstrahlung in den durch Rauschen dominierten Bereich über. Das führt dazu, dass es fehleranfällig ist, eine Fehlerfunktion an die Differenzen anzupassen, wie in [Abbildung V.9](#) zu sehen.

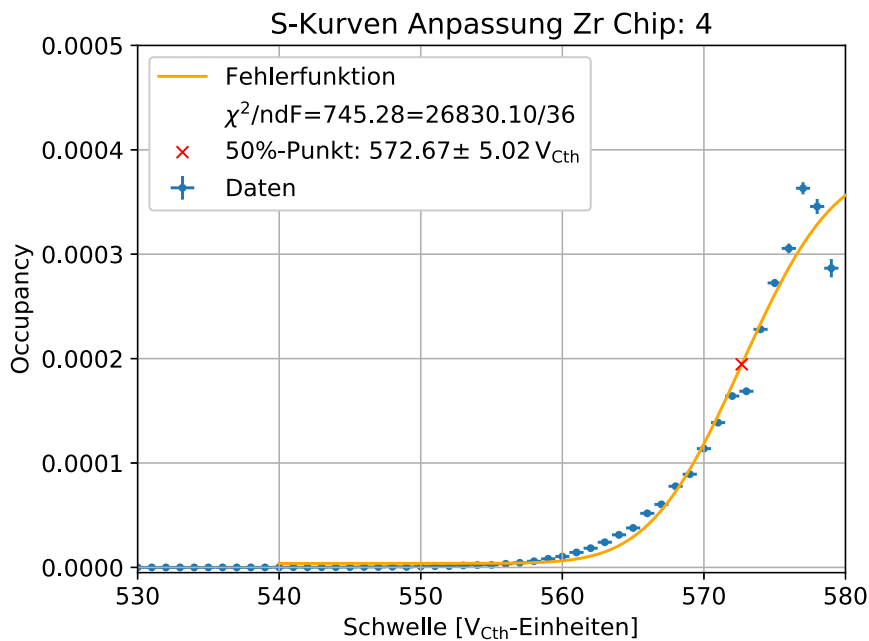


Abbildung V.9.: Energiekalibration durch eine angepasste Fehlerfunktion an die Daten von Zirkonium für Chip 4. Der 50%-Punkt wird zur Kalibration verwendet. Die angegebene Unsicherheit beschreibt die systematische Unsicherheit des Fits.

Das sehr große  $\chi^2$  zeigt, dass die Daten von Zirkonium nicht gut durch eine Fehlerfunktion beschrieben werden können. Dies wird sich in den großen systematischen Unsicherheiten dieser Punkte widerspiegeln. Die weiteren Ergebnisse sind im Anhang in den Abbildungen [VI.12](#) und [VI.11](#) gezeigt.

### V.2.3. Bestimmung der Unsicherheiten

Wie gut die Anpassung einer Fehlerfunktion funktioniert und wo der 50%-Punkt liegt, hängt stark von der Wahl der Datenpunkte ab. Vor allem im Bereich hoher  $V_{Cth}$ -Werte hat die Wahl der Grenze einen großen Einfluss. Deswegen folgt die Bestimmung der Unsicherheiten einem ähnlichen Prinzip wie in Abschnitt [V.1.3](#). Die Grenzen des Bereichs, in dem die Fehlerfunktion an die Datenpunkte angepasst wird, werden unabhängig voneinander zwischen  $-2$  und  $+2 V_{Cth}$ -Einheiten variiert. So ergeben sich insgesamt 25 verschiedene Anpassungen mit verschiedenen 50%-Punkten. Liegt ein 50%-Punkt mehr als drei Mal den Wert des Rauschens vom berechneten 50%-Punkt entfernt, wird der Punkt verworfen. Aus den übrigen Punkten wird die Differenz zum berechneten 50%-Punkt gebildet und die größte Differenz stellt die systematische Unsicherheit dar. Zusätzlich wird bei dieser Methode die statistische Unsicherheit genau wie in Abschnitt [V.1.3](#) durch mehrfache Messung des Silbertargets bestimmt. Die Ergebnisse aus der Bestimmung der 50%-Punkte für die einzelnen Targets werden in Tabelle [V.3](#) gezeigt. Bei den meisten Materialien ist die größere Unsicherheit systematischer Art.

Tabelle V.3.: Tabelle der 50%-Punkte und ihrer dazugehörigen Energien. Die Punkte beziehen sich auf die Daten von Chip 1.

| Material | $K_\alpha$ -Energie [eV] | 50%-Punkt [ $V_{Cth}$ -Einheiten]        |
|----------|--------------------------|------------------------------------------|
| Zr       | 15774                    | $572.6 \pm 0.8$ (stat.) $\pm 4.7$ (sys.) |
| Mo       | 17479                    | $577.7 \pm 0.8$ (stat.) $\pm 3.9$ (sys.) |
| Ag       | 22162                    | $566.5 \pm 0.8$ (stat.) $\pm 1.9$ (sys.) |
| Pedestal | 0                        | $598.5 \pm 0.8$ (stat.) $\pm 0.1$ (sys.) |
| Am       | 59540                    | $497.4 \pm 0.7$ (stat.) $\pm 0.3$ (sys.) |

Ist das Signal tatsächlich S-förmig wie beim Untergrundrauschen, ist die Genauigkeit sehr hoch. Auch bei dieser Methode werden die systematischen Unsicherheiten als unkorreliert angenommen, denn sie folgen hauptsächlich aus der Wahl des richtigen Regressionsbereichs. Deswegen werden systematische und statistische Beiträge quadratisch addiert und die resultierende Unsicherheiten fließt als Fehlerbalken in die Bestimmung der Regressionsgeraden ein.

### V.2.4. Kalibration

Mit den so gewonnenen Punkten kann nun in Abbildung [V.10](#) eine Energiekalibration äquivalent zu Abschnitt [V.1.4](#) durchgeführt werden.

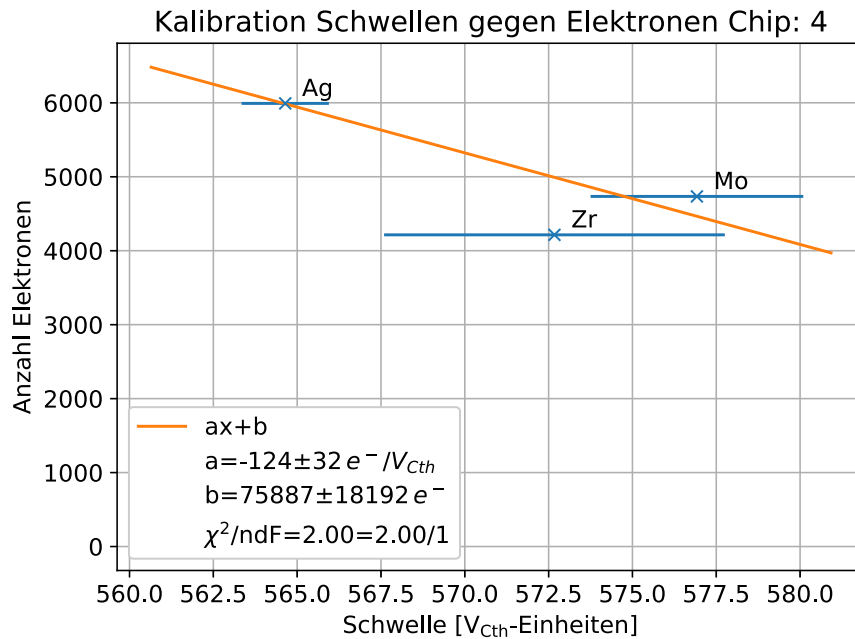


Abbildung V.10.: Energiekalibration mit Röntgenfluoreszenztargets für Chip 4. Aus der Steigung ergibt sich ein Kalibrationsfaktor von  $a = (124 \pm 32) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ .

Aus der Kalibration der Daten von Chip 4 folgt ein Kalibrationsfaktor von  $a = (124 \pm 32) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ . Die große Unsicherheit folgt aus den großen Unsicherheiten der einzelnen Werte und den nur wenigen verwendeten Werten. Aufgrund der sehr großen Unsicherheit kann aus dieser Kalibration kein verwendbarer Umrechnungsfaktor gewonnen werden. Es bietet sich an, den Punkt des Pedestals als weiteren Punkt in die Kalibration mit aufzunehmen. Das Pedestal ist der Punkt, an dem kein Signal auf das Modul trifft und entspricht einer Energie von 0 eV. Es ist sehr genau gemessen und beeinflusst die Kalibration stark. Dies ist in Abbildung V.11 zu sehen. Aus der Steigung ergibt sich ein Kalibrationsfaktor  $a = (180 \pm 8) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ . Durch die kleine Unsicherheit des Pedestals ist auch die resultierende Unsicherheit kleiner.

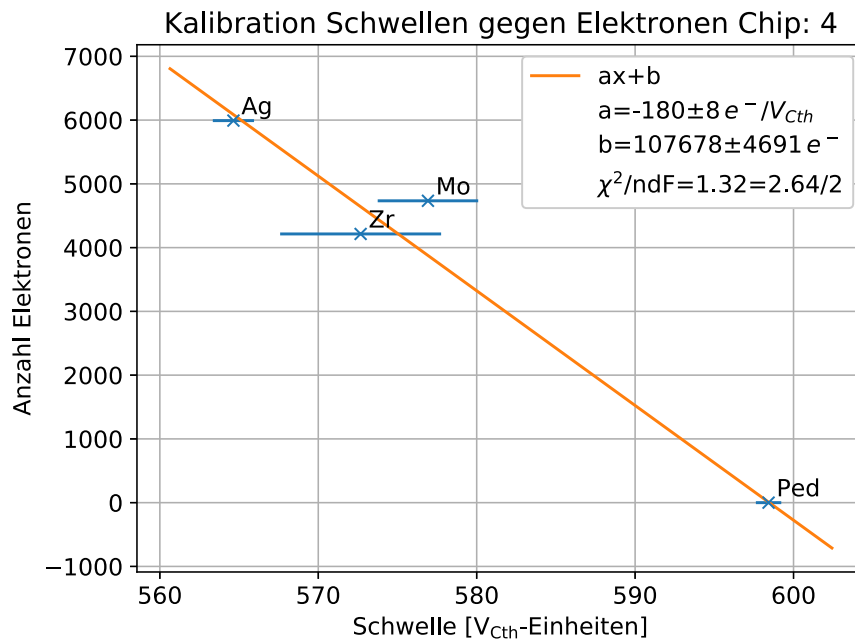


Abbildung V.11.: Kalibration der Punkte der Röntgenfluoreszenztargets mit dem Pedestal. Es sind die Daten von Chip 4 gezeigt.

Mit der Messung der Americiumquelle kann eine weitere Kalibration durchgeführt werden. Aufgrund der geringen Rate der Photonen wurde diese Messung nur für Chip 1 und Chip 2 durchgeführt. Sie wird in Abbildung V.12 gezeigt. Aus der Steigung ergibt sich ein Kalibrationsfaktor  $a = (159 \pm 2) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ . Wegen ihren kleinen Unsicherheiten dominieren die Messungen von Americium (Am) und des Pedestals die Kalibration. Die hohen Genauigkeiten dieser beiden Messungen führen zu einer kleinen Unsicherheit des Kalibrationsfaktors.

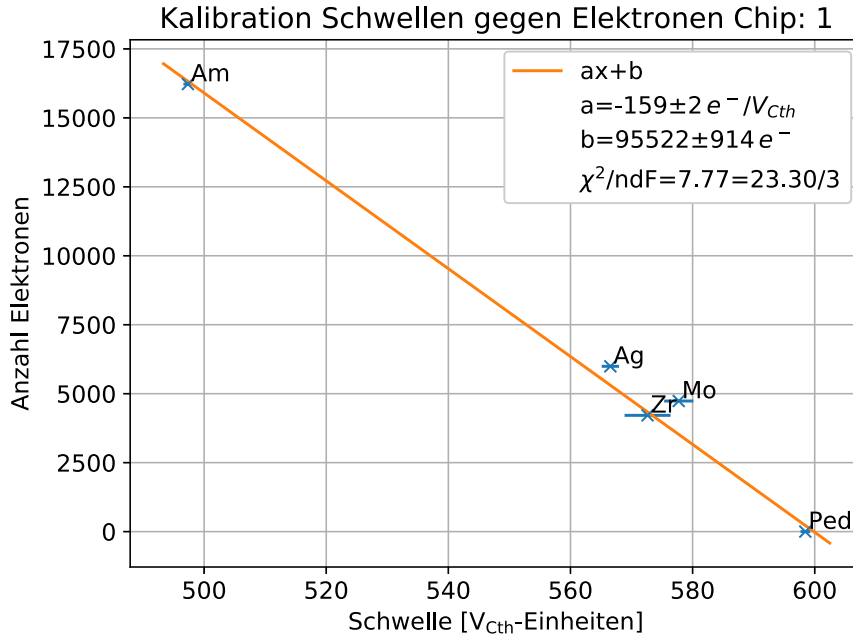


Abbildung V.12.: Energiekalibration mit Fluoreszenztargets, Pedestal und Americium. Es handelt sich um Daten von Chip 1.

### V.2.5. Bewertung

Die Ergebnisse werden in Tabelle V.4 zusammengefasst. Für die Kalibration der Röntgentargets ergeben sich sehr große Unsicherheiten von über 50%, sodass die Werte nicht sinnvoll verwendbar sind. Werden zusätzlich das Pedestal und Americium verwendet, werden die Unsicherheiten deutlich kleiner.

Tabelle V.4.: Tabelle für die Kalibrationsfaktoren aus der S-Kurven-Methode. Vor allem bei der Anpassung an die Röntgenfluoreszenzpunkte ergeben sich große Unsicherheiten, sodass die Messung nicht nutzbar ist. Bei zwei Chips wird auch der Punkt des Americiums mit aufgenommen.

|         | Röntgentargets [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | plus Pedestal [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | plus Americium [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] |
|---------|------------------------------------------|-----------------------------------------|------------------------------------------|
| Chip: 0 | $197 \pm 61$                             | $187 \pm 9$                             |                                          |
| Chip: 1 | $160 \pm 44$                             | $192 \pm 10$                            | $159 \pm 2$                              |
| Chip: 2 | $207 \pm 63$                             | $182 \pm 5$                             | $163 \pm 2$                              |
| Chip: 3 | $145 \pm 41$                             | $196 \pm 8$                             |                                          |
| Chip: 4 | $124 \pm 32$                             | $180 \pm 8$                             |                                          |
| Chip: 5 | $194 \pm 87$                             | $183 \pm 9$                             |                                          |
| Chip: 6 | $244 \pm 141$                            | $192 \pm 11$                            |                                          |
| Chip: 7 | $234 \pm 170$                            | $182 \pm 13$                            |                                          |

Die Ergebnisse dieser Methode weisen große Unsicherheiten auf. Die Ergebnisse der Messungen mit vier und fünf Punkten sind nicht innerhalb des  $1\sigma$ -Intervalls kompatibel.

Ausgangspunkt dieser Methode ist die Annahme, dass das Fluoreszenzspektrum gaußförmig ist. Dabei werden andere Komponenten und Linien des Spektrums vernachlässigt. Trotzdem ist die Annahme in den meisten Fällen näherungsweise erfüllt. Ohne charge sharing wird im Signalschwellenscan eine Verteilung, die einer Fehlerfunktion folgt, erwartet. Ist in den Daten eine eindeutige S-Kurve erkennbar, kann der 50%-Punkt sehr genau bestimmt werden und die Methode ist robust. Oft sind jedoch keine sauberen S-Kurven zu erkennen. Es ist schwierig, eine Fehlerfunktion an die Daten anzupassen und die Analyse ist dadurch sehr fehleranfällig. Dies führt zu großen Unsicherheiten in den Ergebnissen. Außerdem wird in dieser Methode davon ausgegangen, dass es im Sensor kein charge sharing gibt. Dass dieses aber wahrscheinlich ist, zeigen die Messungen in Abschnitt [V.3](#).

### V.3. Methode 3: Gemessene Daten an eine Simulation ausgehend vom Fluoreszenzspektrum angepasst

Die dritte Methode geht vom Fluoreszenzspektrum, gemessen mit dem Energiedetektor, aus und wendet die erwarteten Effekte im Detektor auf jenes an. Dazu wird simuliert, welches Signal der Sensor des Moduls misst, wenn er von einem Röntgenspektrum bestrahlt wird. In die Simulation fließt eine Annahme über das elektrische Rauschen und ein Modell des charge sharings im Sensor ein. Nachdem diese Effekte auf das Spektrum angewandt wurden, kann es integriert werden und sollte dann der gemessenen Kurve entsprechen. Die gemessene Kurve kann an die integrierte Kurve angepasst werden, woraus sich der gesuchte Umrechnungsfaktor  $a$  ergibt.

#### V.3.1. Modell des charge sharings

Das verwendete Modell des charge sharings ist bereits in Abschnitt [V.1.1](#) erklärt und in Abbildung [V.1](#) gezeigt.

Für die Simulation des charge sharings wird ein Eintrag bei einer Energie mit einer bestimmten Anzahl an gemessenen Hits verschoben. Dazu wird die Energie jedes einzelnen Hits mit einer gleich verteilten Zufallszahl zwischen 0.5 und 1 multipliziert. Danach werden die Hits zu neuen Bins bei einer anderen Energie zusammengefasst. Zum besseren Verständnis wird dieses Verfahren in Abbildung [V.13](#) an einem idealen gaußförmigen Peak illustriert. Durch das Verschieben jedes einzelnen Hits in den Bins um eine Zufallszahl zwischen 0.5 und 1 wird der ganze Peak zu niedrigeren Energiewerten verzerrt.

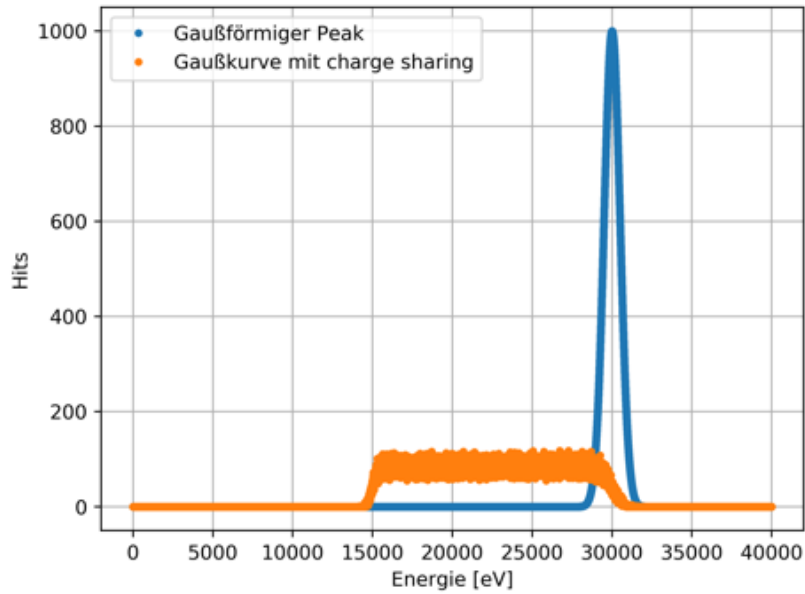


Abbildung V.13.: Die Simulation des charge sharing wird auf einen idealen gaußförmigen Peak angewandt.

### V.3.2. Model des Rauschens

Zusätzlich zum charge sharing werden die gemessenen Daten vom Rauschen des Detektors beeinflusst. Die Simulation funktioniert sehr ähnlich wie die des charge sharings. Die Energie jedes gemessenen Treffers wird zufällig mit einer gaußverteilten Zufallszahl multipliziert. Der Mittelwert der verwendeten Gaußverteilung liegt bei der ursprünglichen Energie, die Breite ist durch das gemessene Rauschen des Moduls gegeben. Die Messung in Abschnitt IV.2 ergab ein Rauschen von  $6 V_{Cth}$ -Einheiten. Dies muss noch mit einem Umrechnungsfaktor in eine Energie umgerechnet werden. Für den Umrechnungsfaktor wird der Literaturwert verwendet. Wie in Abschnitt V.3.4 gezeigt wird, hat die Wahl des Faktors beim Rauschen keinen großen Einfluss auf das Endergebnis. Nachdem für jeden Hit eine neue Energie bestimmt worden ist, werden die Hits zu neuen Bins sortiert. Auch hier dient in Abbildung V.14 eine ideale Gaußverteilung dem besseren Verständnis. Durch das Verschieben jedes einzelnen Hits in den Bins um eine Zufallszahl wird der ganze Peak abhängig vom Wert des Rauschens verbreitert. Weil die Gesamtzahl an Hits, also die Normierung, nicht verändert wird, flacht der Peak ab.

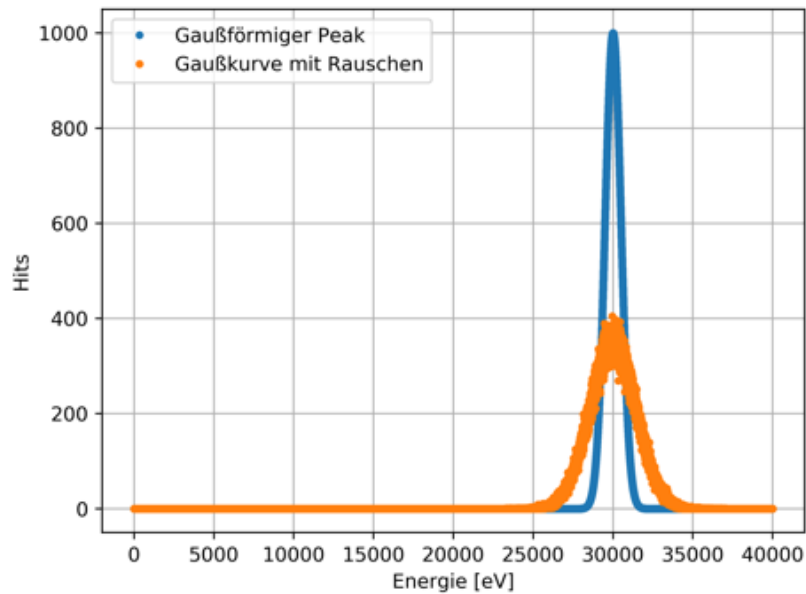


Abbildung V.14.: Die Simulation des Rauschens wird auf einen idealen gaußförmigen Peak angewandt.

Um die Wirkung der Simulationen auf ein reales Spektrum zu zeigen, werden beide Effekte in Abbildung [V.15](#) auf das Spektrum von Silber angewandt. Durch das Verschieben jedes einzelnen Hits in den Bins um eine Zufallszahl wird das ganze Spektrum abgeflacht und zu niedrigeren Energien verschoben. Die charakteristischen Linien aus dem Rohdatenspektrum sind nicht mehr erkennbar.

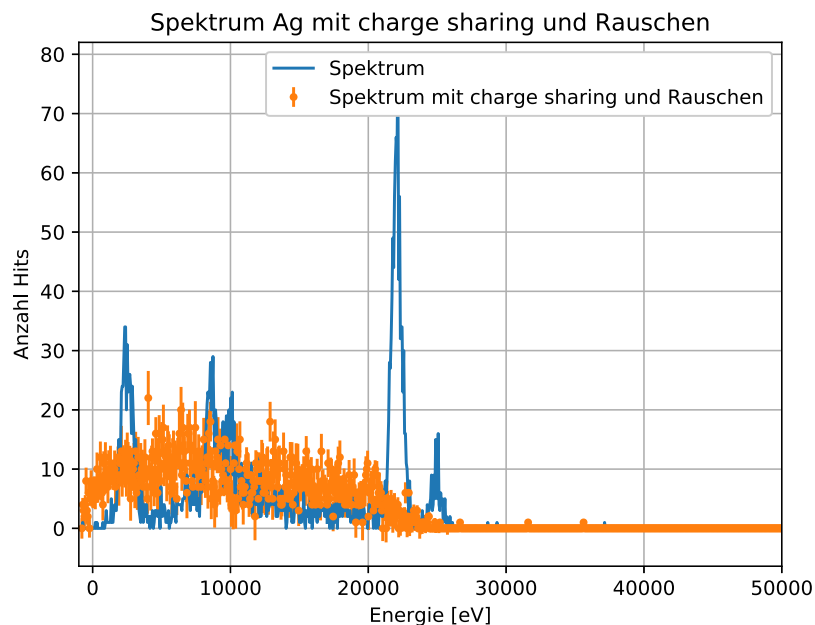


Abbildung V.15.: Die Simulation des Rauschens und des charge sharings wird auf das mit dem Energiedetektor gemessene Spektrum von Silber angewandt.

Die Unsicherheiten auf die einzelnen Punkte werden bestimmt, indem die Simulation zehn Mal durchgeführt wird. Aus der Standardabweichung der einzelnen Werte ergibt sich für jeden Datenpunkt eine Unsicherheit.

### V.3.3. Anpassung an die Daten

In einem nächsten Schritt wird das so veränderte Spektrum aufintegriert. Dazu wird von hohen zu niedrigeren Energien integriert, denn die gemessenen Signalschwellenscans beginnen bei kleinen  $V_{Cth}$ -Werten, was höheren Energien entspricht. Nun können die gemessene S-Kurve und das integrierte Spektrum zusammen in Abbildung V.16 dargestellt werden. Dabei müssen die Achsen der gemessenen Kurve angepasst werden, die Occupancy wird in Hits umgerechnet und die  $V_{Cth}$ -Einheiten in Energie.

$$E = 3.67 \frac{\text{eV}}{\text{e}^-} \cdot a \cdot V_{Cth} + c \quad (\text{V.5})$$

$$H = b \cdot O + d \quad (\text{V.6})$$

In der Umrechnung bezeichnet  $E$  die Energie,  $V_{Cth}$  die  $V_{Cth}$ -Einheiten,  $H$  die Anzahl der Hits und  $O$  die Occupancy.  $a$  und  $b$  sind Umrechnungsfaktoren,  $c$  und  $d$  sind Offsets. Zusätzlich werden die Daten des Moduls gespiegelt, um sie an die integrierte Kurve anpassen zu können. Der Umrechnungsfaktor  $a$  ist der zu bestimmende Kalibrationsfaktor.

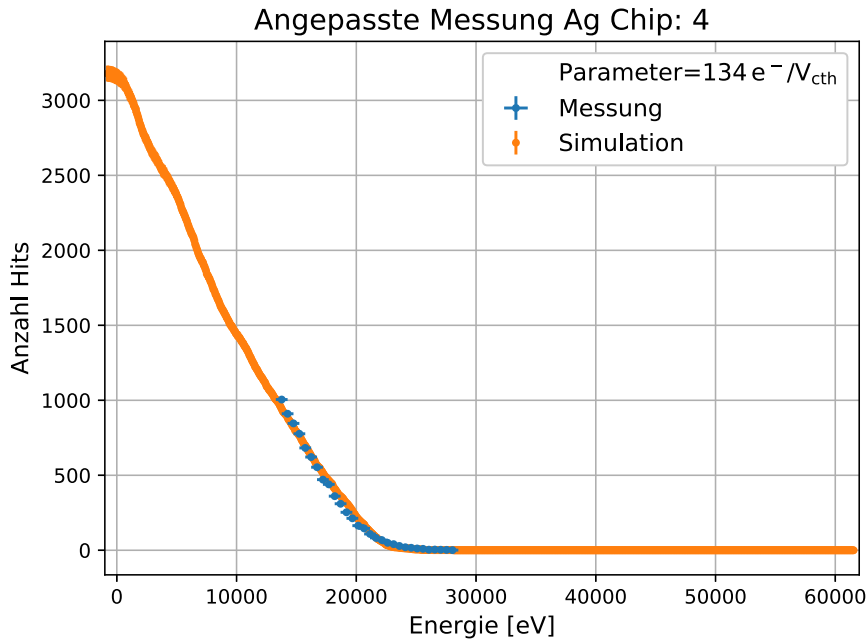


Abbildung V.16.: Die Daten des integrierten Spektrums sind in orange dargestellt. Im Bereich mit weniger als 1000 Hits können die Daten des Moduls (blau) gut an die simulierten Daten (orange) angepasst werden. Es handelt sich um die Daten von Chip 4.

Weil eine Anpassung von vier Freiheitsgraden schwierig ist, werden die Parameter  $b$ ,  $c$  und  $d$  durch physikalische Überlegungen festgelegt. Der Parameter  $d$  wird auf null gesetzt, denn bei einer Messung von null Hits im Energiedetektor wird auch vom Modul keine Occupancy gemessen. Der zweite Offset  $c$  wird durch die Messung des Pedestals bestimmt. Es wird so festgelegt, dass der  $V_{Cth}$ -Wert des Pedestals bei einer Energie von 0 eV liegt. Somit ist dieser Parameter indirekt vom Anpassungsparameter  $a$  abhängig. Zwar sind die Messeffizienzen des Energiedetektors und des Moduls nicht bekannt, trotzdem kann über die Normierung eine Aussage über den Parameter  $b$  getroffen werden. Da beide Kurven übereinander liegen sollen, muss die Fläche unter beiden Kurven gleich groß sein. Zwischen welchen Grenzen in der Energie die Fläche berechnet wird, hängt direkt vom Anpassungsparameter  $a$  ab. Werden beide Kurven auf die gleiche Fläche normiert, kann der Parameter  $b$  in Abhängigkeit von  $a$  berechnet werden. So reduziert sich die Anpassung auf einen einzigen freien Parameter  $a$ .

Um eine quantitative Aussage darüber treffen zu können, wie gut die Anpassung funktioniert hat, wird das  $\chi^2$  zwischen den Datenpunkten berechnet. Dazu wird zu jedem Datenpunkt in der Messung des Moduls der nächstgelegene Punkt im simulierten Spektrum bestimmt, zu dem dann ein  $\chi^2$  zwischen

zwei Datenpunkten berechnet wird. Dies ist notwendig, weil die Punktdichte der simulierten Kurve höher ist als die der gemessenen Kurve und so keine eindeutige Zuordnung zwischen den Punkten besteht. Das gesamte  $\chi^2$  berechnet sich aus der Summe über die Punkte:

$$\chi^2 = \sum_{n=0}^N \frac{(E_{n,int} - E_{n,gem})^2}{\sigma_{n,E,int}^2 + \sigma_{n,E,gem}^2} \oplus \frac{(H_{n,int} - H_{n,gem})^2}{\sigma_{n,H,int}^2 + \sigma_{n,H,gem}^2}. \quad (V.7)$$

Dabei bezeichnet  $E$  die Energie und  $H$  die Anzahl der Hits,  $\sigma$  die Unsicherheit auf die Größen und  $int$  und  $gem$  stehen für das integrierte bzw. gemessene Spektrum. Der Index  $n$  bezeichnet den jeweiligen vom Modul gemessenen Datenpunkt und  $N$  ist die Anzahl der verwendeten Datenpunkte.

Das  $\chi^2$  kann in Abhängigkeit vom Anpassungsparameter  $a$  bestimmt und aufgetragen werden. Für die optimale Anpassung ist, wie in Abbildung V.17 zu sehen, ein Minimum in der  $\chi^2$ -Kurve zu erkennen.

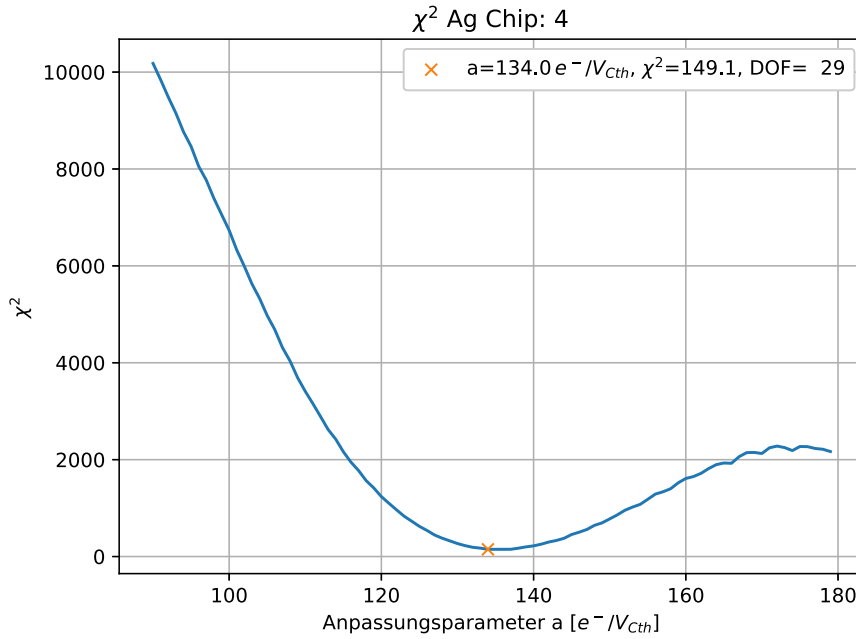


Abbildung V.17.: Wird das berechnete  $\chi^2$  gegen den Anpassungsparameter  $a$  aufgetragen, ist ein lokales Minimum zu erkennen. Dort liegt der optimale Parameter  $a$ . Dieser liegt für Chip 4 bei  $134 \frac{e^-}{V_{Cth}}$ .

In die systematischen Unsicherheiten fließen vor allem zwei Effekte ein. Zum einen ist die Erzeugung des integrierten Spektrums mit charge sharing und Rauschen ein zufälliger Prozess. Zum anderen werden nicht alle mit dem Modul gemessenen Daten für die Anpassung verwendet, sondern die Kurve ab einem bestimmten Punkt abgeschnitten. Ab diesem Punkt geht die Messung ins Rauschen über. Um beide Effekte zu berücksichtigen, wird die obere Grenze der Daten um  $\pm 1$  variiert und es werden für jede Variation der Grenze drei Anpassungen mit neu erzeugten Simulationen durchgeführt. Aus den neun Ergebnissen folgt die Unsicherheit aus der Standardabweichung. Für die statistischen Beiträge wird wie bei den anderen Methoden die Mehrfachmessung von Silber verwendet. Sie wird fünf Mal ausgewertet und die relative Unsicherheit aus der Standardabweichung berechnet. Diese wird auch für die anderen Materialien angenommen. Die Anpassungen der anderen drei Materialien sind im Anhang in den Abbildungen VI.15, VI.14 und VI.13 gezeigt. Alle Kalibrationsfaktoren der einzelnen Materialien sind in Tabelle V.5 aufgelistet. Die Ergebnisse sind innerhalb ihrer Unsicherheiten nicht kompatibel.

Tabelle V.5.: Tabelle für die Kalibrationsfaktoren aus der Anpassungs-Methode. Die erste angegebene Unsicherheit ist systematischer Natur, die zweite ist statistisch.

|         | Ag [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | Mo [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | Sn [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | Zr [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] |
|---------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|------------------------------|
| Chip: 0 | $138 \pm 2 \pm 1$            | $129 \pm 1 \pm 1$            | $141 \pm 3 \pm 1$            | $123 \pm 2 \pm 1$            |
| Chip: 1 | $136 \pm 1 \pm 1$            | $127 \pm 1 \pm 1$            | $140 \pm 3 \pm 1$            | $121 \pm 1 \pm 1$            |
| Chip: 2 | $137 \pm 1 \pm 1$            | $127 \pm 1 \pm 1$            | $139 \pm 3 \pm 1$            | $119 \pm 1 \pm 1$            |
| Chip: 3 | $139 \pm 1 \pm 1$            | $129 \pm 1 \pm 1$            | $142 \pm 2 \pm 1$            | $123 \pm 1 \pm 1$            |
| Chip: 4 | $134 \pm 1 \pm 1$            | $126 \pm 1 \pm 1$            | $139 \pm 3 \pm 1$            | $119 \pm 1 \pm 1$            |
| Chip: 5 | $136 \pm 1 \pm 2$            | $127 \pm 1 \pm 2$            | $142 \pm 3 \pm 2$            | $120 \pm 1 \pm 2$            |
| Chip: 6 | $139 \pm 1 \pm 1$            | $129 \pm 1 \pm 1$            | $142 \pm 3 \pm 1$            | $123 \pm 1 \pm 1$            |
| Chip: 7 | $136 \pm 1 \pm 1$            | $128 \pm 2 \pm 1$            | $145 \pm 1 \pm 1$            | $121 \pm 2 \pm 1$            |

Um ein finales Ergebnis zu erhalten, werden die Ergebnisse der Materialien gemittelt. Die gemittelten Ergebnisse werden in Tabelle [V.6](#) präsentiert. Die Standardabweichung der Ergebnisse der vier Materialien stellt die Unsicherheit auf das Ergebnis dar. In diese Unsicherheit fließen statistische und systematische Effekte mit ein, sodass zwischen beiden nicht getrennt werden kann.

Tabelle V.6.: Tabelle der gemittelten Kalibrationsfaktoren. Die Unsicherheiten ergeben sich aus den Standardabweichungen der Ergebnisse der Materialien.

|         |                                   |
|---------|-----------------------------------|
| Chip: 0 | $(133 \pm 7) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ |
| Chip: 1 | $(131 \pm 8) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ |
| Chip: 2 | $(131 \pm 8) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ |
| Chip: 3 | $(133 \pm 8) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ |
| Chip: 4 | $(130 \pm 8) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ |
| Chip: 5 | $(131 \pm 9) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ |
| Chip: 6 | $(133 \pm 8) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ |
| Chip: 7 | $(132 \pm 9) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ |

#### V.3.4. Einfluss vom Modell des charge sharings und der Größe des Rauschens

Um den Einfluss der Größe des Rauschens auf die Ergebnisse abzuschätzen, wird das Rauschen um 10% variiert und ein neuer Umrechnungsparameter berechnet. Es ergeben sich folgende Ergebnisse:

Tabelle V.7.: Umrechnungsfaktoren in Abhängigkeit vom elektrischen Rauschen. Der Wert des Rauschens wurde um  $\pm 10\%$  variiert. Es handelt sich um die Analyse von Silber mit Chip 4. Für die Unsicherheiten sind statistische und systematische Unsicherheiten quadratisch addiert.

| Rauschen      | Umrechnungsfaktor                 |
|---------------|-----------------------------------|
| $6.6 V_{Cth}$ | $(136 \pm 2) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ |
| $6.0 V_{Cth}$ | $(134 \pm 2) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ |
| $5.4 V_{Cth}$ | $(135 \pm 1) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ |

Die ermittelten Werte stimmen innerhalb ihrer Fehler überein. Die Änderung des Rauschens von 10% pflanzt sich nicht auf das Ergebnis fort. Dies lässt sich bereits aus den verzerrten Primärspektren

erkennen, denn das Aussehen des verzerrten Spektrums wird durch das charge sharing dominiert. Das Rauschen hat nur noch einen kleinen Einfluss.

Zusätzlich kann der Einfluss des charge sharings abgeschätzt werden. Dazu wird dieselbe Analyse durchgeführt, ohne dass charge sharing angenommen wird. Auch hier werden beide Kurven so übereinander gelegt, dass das berechnete  $\chi^2$  minimiert wird. Die Anpassung wird in Abbildung V.18 gezeigt.

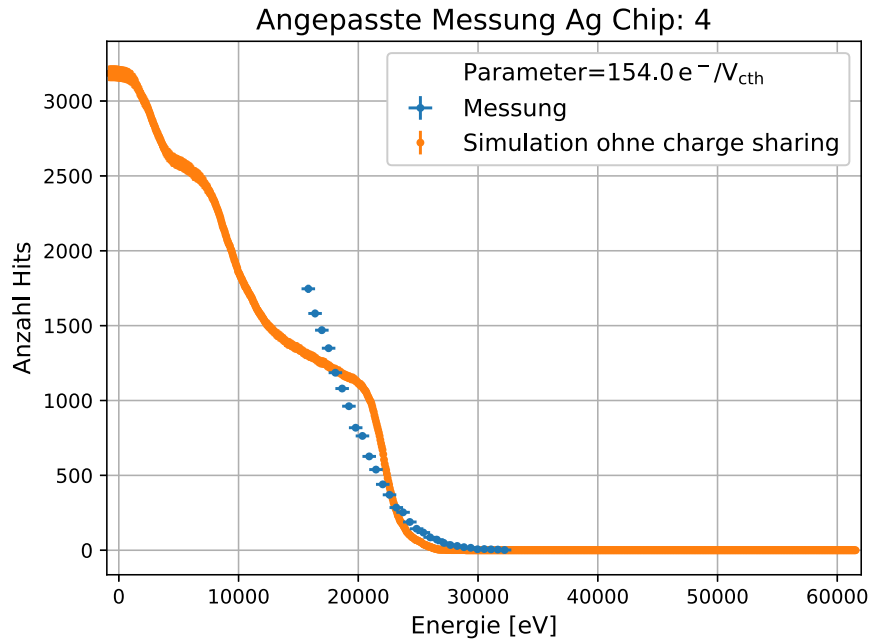


Abbildung V.18.: Anpassung der Moduldaten an das integrierte Spektrum, ohne dass das charge sharing simuliert wurde. Es werden die Ergebnisse von Chip 4 gezeigt.

Das charge sharing hat einen großen Einfluss auf die Form der integrierten Kurve. Ohne dieses ist noch gut die charakteristische Struktur des Primärspektrums in Form der unterschiedlichen Steigungen zu erkennen. Wird kein charge sharing simuliert, passen die gemessenen Daten nicht zur integrierten Kurve. Es ist also wahrscheinlich, dass in dem Sensor Ladung zwischen den Streifen geteilt wird.

### V.3.5. Erzeugung einer Kalibrationsgeraden

Zur besseren Vergleichbarkeit mit Methode 1 und 2 kann auch für diese Methode eine Kalibrationsgerade erstellt werden. Dazu wird die Energie der Targets mit dem jeweiligen Kalibrationsfaktor auf  $V_{Cth}$ -Einheiten zurückgerechnet und gegen die Energie aufgetragen.

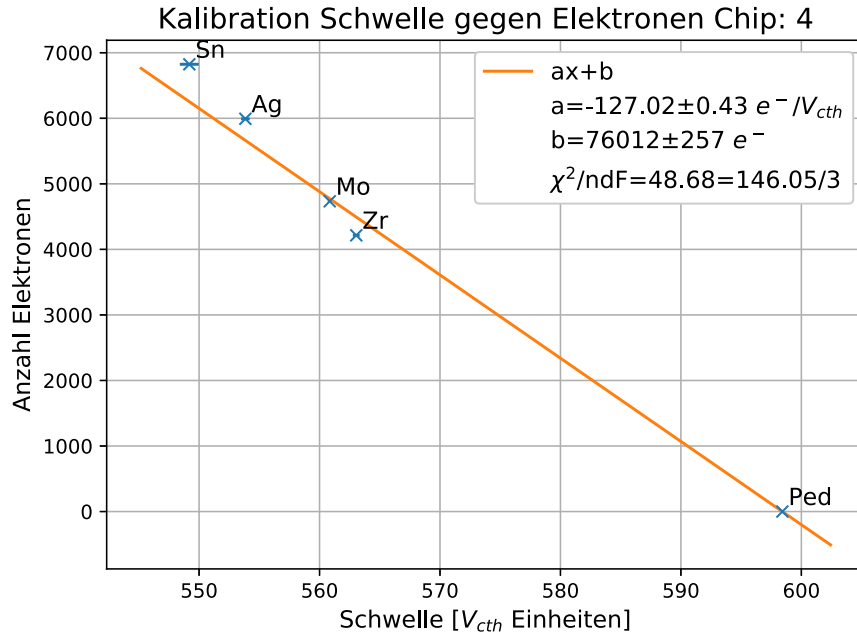


Abbildung V.19.: Für die Spektren-Methode wird eine Kalibrationsgerade erstellt, indem von der Energie auf die  $V_{Cth}$ -Einheiten zurückgerechnet wird. Aus der Kalibration folgt ein Kalibrationsfaktor von  $(127 \pm 0.5) \frac{e^-}{V_{Cth}}$ . Die Ergebnisse von Chip 4 werden beispielhaft dargestellt.

Der Wert der Steigung deckt sich innerhalb der Unsicherheiten mit dem zuvor berechneten Mittelwert der Punkte. Allerdings erkennt man, dass die Fluoreszenzpunkte ohne den Punkt des Pedestals eine andere Steigung bilden würden. Dies lässt sich bereits daran erkennen, dass sich bei den Ergebnissen der verschiedenen Targets unterschiedliche Werte ergeben. Die Systematik in der Regression lässt darauf schließen, dass das einfache Modell für das charge sharing, welches für die Simulation gewählt wurde, das Verhalten des Sensors noch nicht perfekt beschreibt.

### V.3.6. Angepasstes charge sharing-Modell

**Quadratisches Modell** Für die Simulationen der Daten wurde ein einfaches lineares charge sharing-Modell auf das mit dem Energiedetektor gemessene Spektrum angenommen. Dazu wurde die Energie jedes Eintrags mit einer gleichverteilten Zufallszahl zwischen 0.5 und 1 multipliziert. Dieses Modell gleichverteilter Zufallszahlen wird nun durch ein Modell mit einer quadratischen Verteilung der Zahlen ersetzt, wie in Abbildung V.20 a) gezeigt. Mit dieser neuen Annahme wird die gleiche Methode wie in Abschnitt V.16 beschrieben durchgeführt. Die Anpassung ist in Abbildung V.20 b) zu sehen.

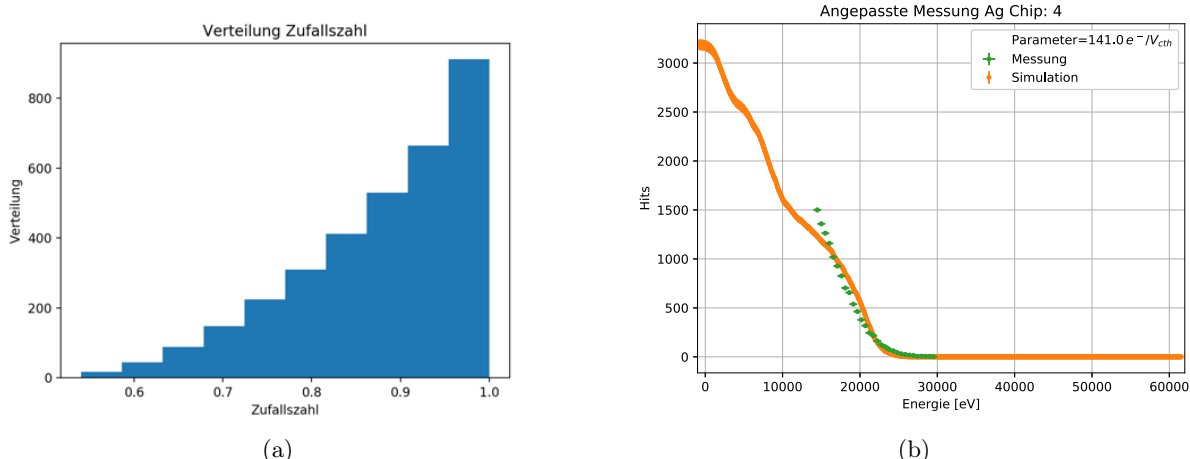


Abbildung V.20.: In a): Quadratische Verteilung der Zufallszahlen. In b): Die mit dem Modul gemessenen Daten (grün) werden an das simulierte Spektrum (orange) angepasst. Dargestellt sind die Daten von Silber mit Chip 4 gemessen.

Vergleicht man die mit dem Modul gemessenen Daten mit den simulierten Daten, fällt auf, dass sie nicht sehr gut übereinstimmen. Es handelt sich um die Anpassung bei der das  $\chi^2$  minimal ist. Wird die Auswertung für alle gemessenen Targets durchgeführt, kann in Abbildung V.21 eine Kalibration durchgeführt werden.

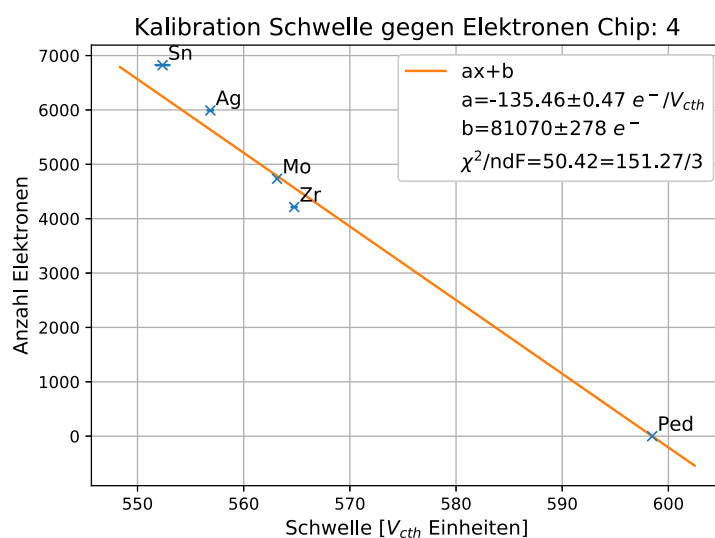


Abbildung V.21.: Kalibration für das neue charge sharing-Modell. Mit dem jeweiligen Kalibrationsfaktor werden die  $K_\alpha$ -Energien der Targets auf ihre  $V_{Cth}$ -Einheiten umgerechnet. Die Datenpunkte sind mit Chip 4 gemessen.

Es zeigt sich, dass die Punkte der Targets nicht auf der Kalibrationsgeraden liegen. Sie weichen systematisch von jener ab und würden ohne den Punkt des Pedestals eine andere Steigung bilden. Die systematische Abweichung ist stärker als bei dem einfachen Modell des charge sharing.

**Modell einer Stufenfunktion** Ein weiteres Modell folgt aus einer Promotion aus dem Jahr 2019 [4]. Der Anteil der zwischen zwei Streifen aufgeteilten Ladung folgt einer unstetigen Funktion wie in Abbildung V.22 a) gezeigt. Trifft ein Teilchen nahe eines Streifens auf den Sensor, wird die gesamte entstehende Ladung von einem Streifen gemessen. Ab einem Abstand  $a$  hängt der Anteil der geteilten Ladung linear vom Abstand zum Streifen ab. Daraus folgt eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für die erzeugten Zufallszahlen wie in Abbildung V.22 b) dargestellt. In der Verteilung entspricht der Anteil

der Zahl eins dem Anteil, den der Parameter  $a$  am Streifenabstand einnimmt. Abhängig vom Parameter  $b$  werden gleichverteilte Zufallszahlen generiert. Beide Parameter können variiert werden, um eine optimale Anpassung zu generieren. In dieser Arbeit wird sich an den in der Literatur verwendeten Parametern orientiert. Die zweite Stufe ab dem Wert  $n + \frac{1}{2}$  wird in der Simulation nicht berücksichtigt. Durch charge sharing wird so wenig Ladung auf den Nachbarstreifen übertragen, dass sein Signal vom Untergrundrauschen dominiert und nicht für die Analyse verwendet wird.

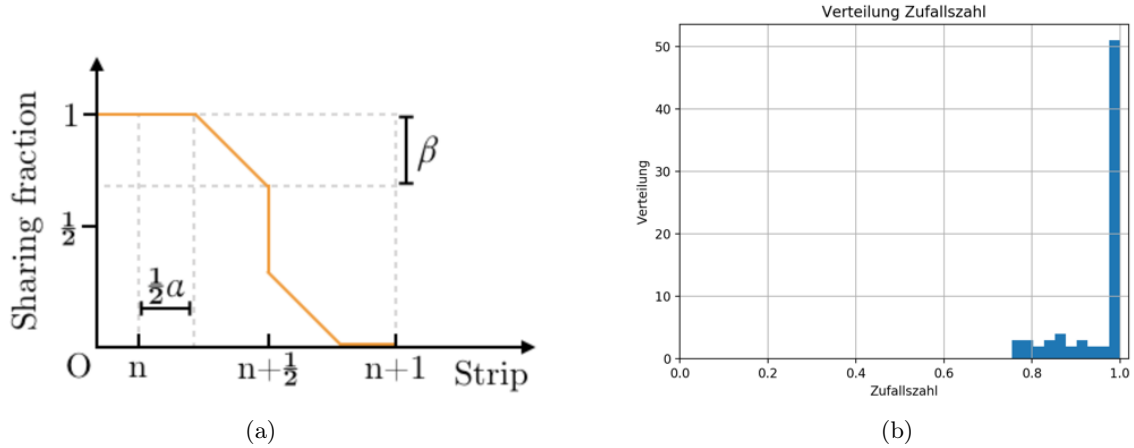


Abbildung V.22.: (a): Modellannahme des charge sharings [4]. Der Anteil der geteilten Ladung folgt einer unstetigen Funktion. (b): Die Verteilung der erzeugten Zufallszahlen. Für diese Anpassung wird  $a = 0.5$  und  $b = 0.25$  gewählt.

Auch mit diesem Modell wird die bekannte Methode durchgeführt. Dabei zeigt sich in Abbildung V.23 a), dass auch hier die gemessenen Daten (grün) nicht gut zur Simulation (orange) passen. In der Kalibrationsgeraden in Abbildung V.23 b) ist eine noch größere systematische Abweichung als zuvor zu erkennen.

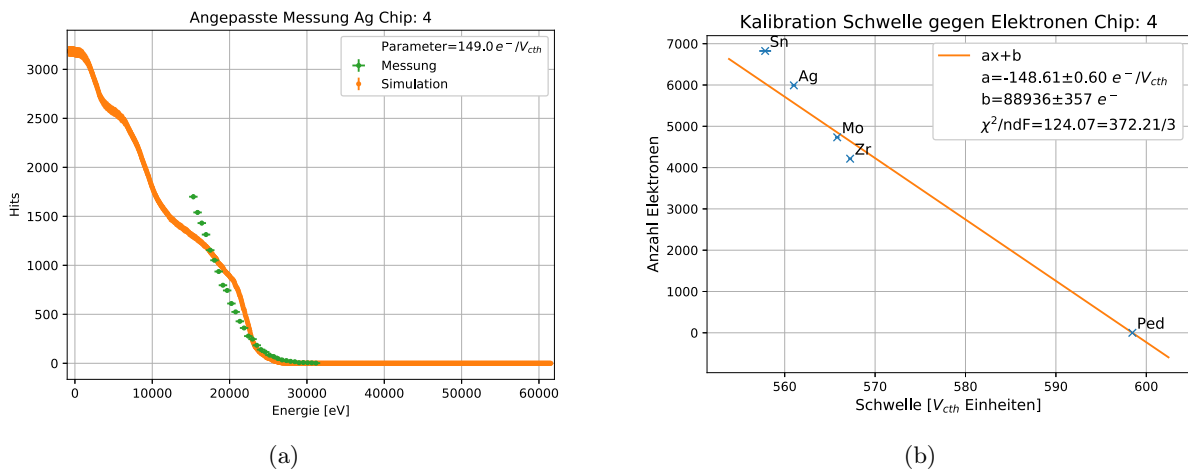


Abbildung V.23.: (a): Die mit dem Modul gemessenen Daten (grün) werden an das simulierte Spektrum (orange) angepasst. (b): Die Kalibration der Ergebnisse der Targets wird durchgeführt. Beide Ergebnisse sind für Chip 4 gezeigt.

Es zeigt sich, dass die systematische Abweichung der Datenpunkte von der Kalibrationsgeraden stark vom angenommenen charge sharing-Modell abhängen. Beide Annahmen können die systematischen Abweichungen nicht verkleinern. Dies bedeutet, dass es entweder mehr charge sharing als im gleichverteilten Modell gibt, oder durch andere Effekte im Sensor Ladungen verloren gehen und nicht gemessen werden.

### V.3.7. Bewertung

In diese Methode fließen die meisten physikalischen Annahmen mit ein. Es wird von einem gemessenen Fluoreszenzspektrum ausgegangen und die Messung des Moduls simuliert. Dazu werden sinnvolle Annahmen über den Effekt des Rauschens und des charge sharings gemacht. Das so erhaltene integrierte Spektrum deckt sich gut mit der gemessenen Kurve. Zusätzlich zum Kalibrationsfaktor können auch Aussagen über Rauschen und charge sharing selbst getroffen werden. Außerdem ist die Methode in ihrer Analyse sehr robust und theoretisch kann bereits durch die Messung eines einzelnen Targets ein Kalibrationsfaktor bestimmt werden.

Die Endergebnisse der Targets unterscheiden sich allerdings signifikant voneinander. Dies ist keine statistische Schwankung, denn in der Regressionsgeraden ist eine Systematik zu erkennen. Das lässt darauf schließen, dass das verwendete charge sharing-Modell noch nicht perfekt ist. Der große Vorteil dieser Methode besteht darin, solche Aussagen treffen zu können und die Möglichkeit zu haben, das charge sharing-Modell anzupassen. Zwei weitere Modelle wurden für die Analyse verwendet, können aber die Systematik nicht verkleinern. Zusätzlich resultieren aus dieser Systematik relativ große Unsicherheiten auf das Endergebnis.

## V.4. Ergebnisse von Prototypmodul M1804

Die Messungen wurden mit einem zweiten Modul durchgeführt und mit derselben Analyse ausgewertet. Dazu wird das Prototypmodul M1804 verwendet. Bei diesem können die Daten beider FEHs verwendet werden. Das Modul ist mit CIC 1 Chips bestückt. Sie werden einzeln mit jeder Methode ausgewertet. Die Ergebnisse sind in den Tabellen [V.8](#) und [V.9](#) aufgeführt. Für das zweite FEH sind die Messungen von Chip 6 fehlerhaft und die Ergebnisse können nicht verwendet werden.

Tabelle V.8.: Tabelle für die Kalibrationsfaktoren aller Methoden. Es werden für die Kalibration die Fluoreszenzspektren sowie das Pedestal verwendet. Es handelt sich um die Ergebnisse von FEH0.

|         | Methode 1 [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | Methode 2 [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | Methode 3 [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] |
|---------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| Chip: 0 | $135 \pm 4$                         | $204 \pm 12$                        | $122 \pm 7$                         |
| Chip: 1 | $144 \pm 4$                         | $211 \pm 28$                        | $126 \pm 7$                         |
| Chip: 2 | $136 \pm 3$                         | $180 \pm 9$                         | $124 \pm 7$                         |
| Chip: 3 | $144 \pm 3$                         | $213 \pm 10$                        | $127 \pm 7$                         |
| Chip: 4 | $150 \pm 5$                         | $208 \pm 12$                        | $130 \pm 7$                         |
| Chip: 5 | $146 \pm 5$                         | $210 \pm 11$                        | $128 \pm 8$                         |
| Chip: 6 | $152 \pm 5$                         | $203 \pm 12$                        | $128 \pm 8$                         |
| Chip: 7 | $144 \pm 5$                         | $182 \pm 12$                        | $125 \pm 8$                         |

Tabelle V.9.: Tabelle für die Kalibrationsfaktoren aller Methoden. Es werden für die Kalibration die Fluoreszenzspektren sowie das Pedestal verwendet. Es handelt sich um die Ergebnisse von FEH1.

|         | Methode 1 [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | Methode 2 [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | Methode 3 [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] |
|---------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| Chip: 0 | $140 \pm 3$                         | $170 \pm 5$                         | $124 \pm 9$                         |
| Chip: 1 | $144 \pm 4$                         | $180 \pm 6$                         | $125 \pm 8$                         |
| Chip: 2 | $141 \pm 2$                         | $183 \pm 5$                         | $126 \pm 8$                         |
| Chip: 3 | $152 \pm 3$                         | $215 \pm 3$                         | $128 \pm 9$                         |
| Chip: 4 | $146 \pm 4$                         | $212 \pm 8$                         | $127 \pm 8$                         |
| Chip: 5 | $146 \pm 4$                         | $185 \pm 9$                         | $131 \pm 9$                         |
| Chip: 6 | $41 \pm 26$                         | $219 \pm 10$                        | $104 \pm 19$                        |
| Chip: 7 | $148 \pm 5$                         | $195 \pm 9$                         | $128 \pm 8$                         |

## VI. Fazit

### VI.1. Zusammenfassung der Ergebnisse

Die Ergebnisse aller Methoden von Modul M1803 werden in Tabelle VI.1 zusammengefasst, um die Methoden zu vergleichen. Bei den ersten beiden Methoden wurde die Auswertung mit dem Pedestal, also dem 50%-Punkt der Untergrundmessung, aber ohne die Americiumquellen durchgeführt.

|         | Methode 1 [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | Methode 2 [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] | Methode 3 [ $\frac{e^-}{V_{Cth}}$ ] |
|---------|-------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|
| Chip: 0 | $141 \pm 4$                         | $187 \pm 9$                         | $133 \pm 7$                         |
| Chip: 1 | $139 \pm 6$                         | $192 \pm 10$                        | $131 \pm 8$                         |
| Chip: 2 | $137 \pm 4$                         | $182 \pm 5$                         | $131 \pm 8$                         |
| Chip: 3 | $141 \pm 4$                         | $196 \pm 8$                         | $133 \pm 8$                         |
| Chip: 4 | $140 \pm 5$                         | $180 \pm 8$                         | $130 \pm 8$                         |
| Chip: 5 | $143 \pm 6$                         | $183 \pm 9$                         | $131 \pm 9$                         |
| Chip: 6 | $136 \pm 6$                         | $192 \pm 11$                        | $133 \pm 8$                         |
| Chip: 7 | $140 \pm 7$                         | $182 \pm 13$                        | $132 \pm 9$                         |

Tabelle VI.1.: Tabelle für die Kalibrationsfaktoren aller Methoden. Es werden für die Kalibration die Fluoreszenzspektren sowie das Pedestal verwendet.

Methode 1 und 3 sind innerhalb von ein bis zwei Standardabweichungen kompatibel. Die zweite Methode weicht stark von den anderen Ergebnissen ab.

Zur übersichtlicheren Darstellung werden die Ergebnisse der beiden vermessenen Module in den Abbildungen VI.1, VI.2 und VI.3 als Histogramm dargestellt. An den Standardabweichungen ist klar zu erkennen, dass die Ergebnisse von Methode 2 am weitesten streuen. Zusätzlich sind vor allem in den Methoden 2 und 3 einige FEHs systematisch zu höheren oder niedrigeren Werten im Vergleich zum Mittelwert verschoben.

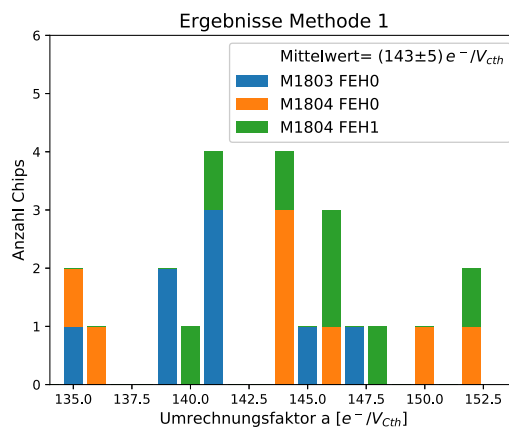


Abbildung VI.1.: Histogramm aller Chips mit den Ergebnissen der linearen Methode. Dazu werden die Punkte der Röntgenfluoreszenz und das Pedestal für die Kalibration verwendet. Mittelwert und Standardabweichung der Ergebnisse sind angegeben.

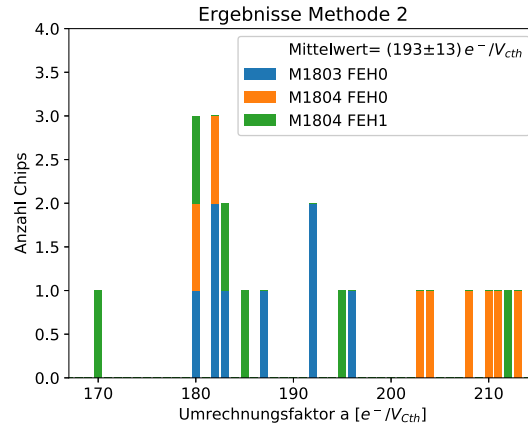


Abbildung VI.2.: Histogramm aller Chips mit den Ergebnissen der S-Kurven-Methode. Dazu werden die Punkte der Röntgenfluoreszenz und das Pedestal für die Kalibration verwendet. Mittelwert und Standardabweichung der Ergebnisse sind angegeben.

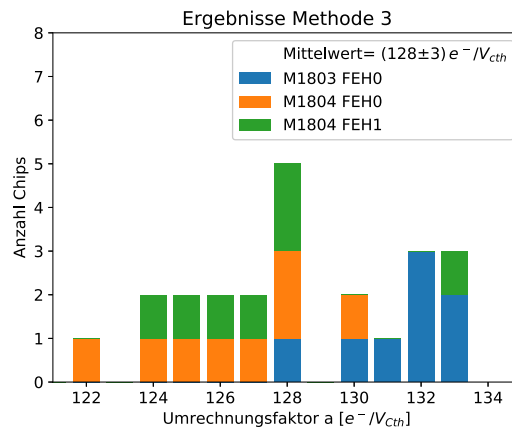


Abbildung VI.3.: Histogramm aller Chips mit Ergebnissen von der dritten Methode. Mittelwert und Standardabweichung der Ergebnisse sind angegeben.

## VI.2. Bewertung der Auswertungsmethoden

In den Abbildungen [VI.4](#), [VI.5](#) und [VI.6](#) werden die Ergebnisse der Methoden zusammen mit dem Fluoreszenzspektrum aufgetragen. Es wird das Spektrum von Silber verwendet. Dazu wird der für die jeweilige Methode bestimmte Umrechnungsfaktor benutzt. Damit die gemessenen Daten und das Fluoreszenzspektrum in einer Abbildung gezeigt werden können, wird die Achse der  $V_{Cth}$ -Einheiten umgedreht. Deswegen sind die  $V_{Cth}$ -Werte negativ.

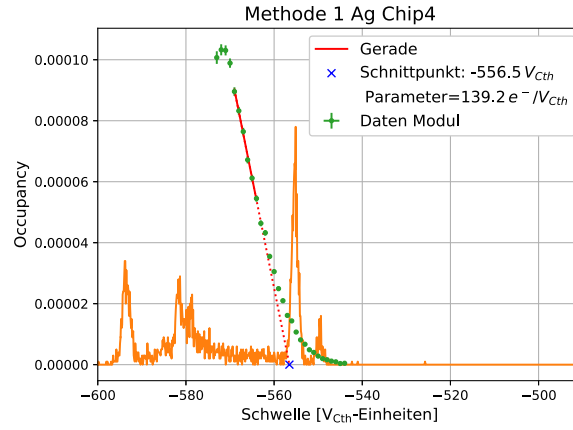


Abbildung VI.4.: Die Daten des Moduls, gemessen mit Chip 4, werden zusammen mit dem Fluoreszenzspektrum aufgetragen. Dabei wird das Spektrum mit dem angegebenen Parameter in  $V_{Cth}$ -Einheiten umgerechnet.

In Abbildung VI.4 liegt der extrapolierte Schnittpunkt (blau) nicht weit vom Mittelpunkt des  $K_{\alpha}$ -Peaks entfernt, er liegt jedoch nicht exakt unter dem Peak. Dies liegt daran, dass in der Kalibration auch die Schnittpunkte der anderen Materialien verwendet werden.

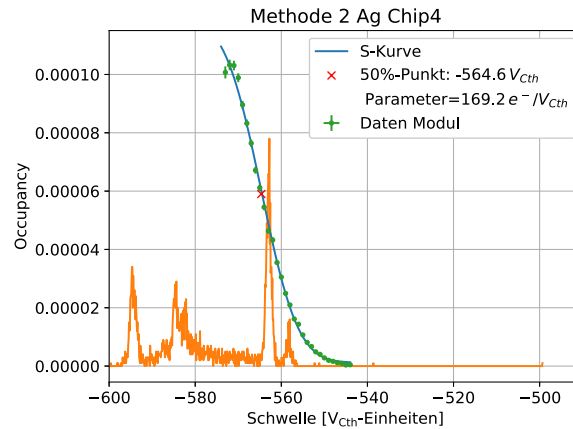


Abbildung VI.5.: Die Daten des Moduls, gemessen mit Chip 4, werden zusammen mit dem Fluoreszenzspektrum aufgetragen. Dabei wird das Spektrum mit dem angegebenen Parameter in  $V_{Cth}$ -Einheiten umgerechnet.

Der 50%-Punkt der S-Kurve liegt knapp neben dem  $K_{\alpha}$ -Peak zu niedrigeren Energien verschoben. Auch bei dieser Methode liegt es daran, dass zusätzlich die anderen Materialien für die Kalibration verwendet wurden.

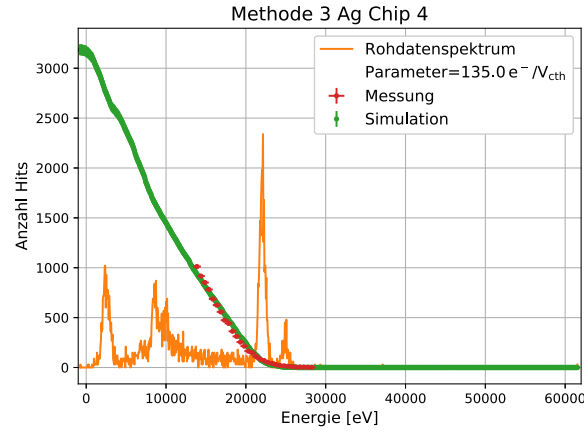


Abbildung VI.6.: Die Daten des Moduls, gemessen mit Chip 4, werden gegen das Fluoreszenzspektrum aufgetragen. Dabei werden die mit dem Modul gemessenen Daten mit dem angegebenen Parameter in Energie umgerechnet.

Für die dritte Methode wird neben dem Fluoreszenzspektrum auch das integrierte Spektrum dargestellt. In diesem sind keine Charakteristika des ursprünglichen Spektrums zu erkennen, denn durch das verwendete Modell des charge sharings flachen die charakteristischen Peaks ab. Der Knick in den mit dem Modul gemessenen Daten liegt bei der Energie des  $K_\alpha$ -Peaks. Damit das integrierte Spektrum in der gleichen Abbildung gezeigt werden kann, wird die Energie auf der  $x$ -Achse dargestellt.

Abschließend werden in Abbildung [VI.7](#) alle Methoden in einer Abbildung dargestellt. Dazu wird das Fluoreszenzspektrum mit dem aus Methode 3 gewonnenen Kalibrationsparameter umgerechnet. In dieser Darstellung resultieren für Methode 1 ähnliche Ergebnisse wie in Abbildung [VI.4](#), denn der Schnittpunkt mit der Achse liegt in der Nähe des Peaks. Dies zeigt sich auch in den ähnlichen Ergebnissen der Methoden, die 1-2 Standardabweichungen auseinander liegen. Methode 2 der angepassten S-Kurven verfehlt den Peak. Dies ist auch erwartet, denn das Fluoreszenzspektrum wurde mit dem Parameter aus Methode 3 umgerechnet. Es zeigt lediglich, dass die Methoden systematisch nicht zu gleichen Ergebnissen führen.

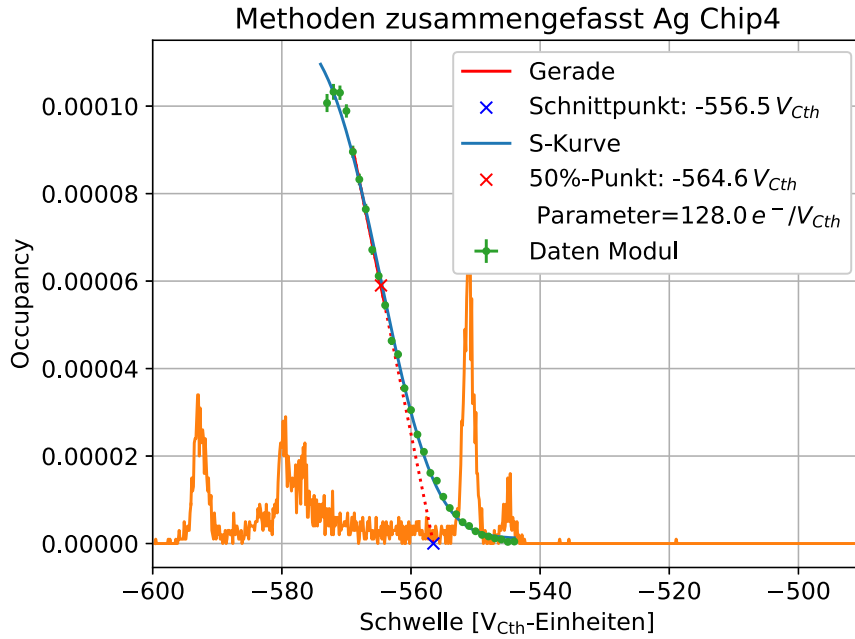


Abbildung VI.7.: Die Daten des Moduls, gemessen mit Chip 4, werden zusammen mit dem Fluoreszenzspektrum aufgetragen. Dabei werden die mit dem Modul gemessenen Daten mit dem angegebenen Parameter in Energie umgerechnet. Alle drei Methoden werden dargestellt.

Abschließend kann eine Beurteilung der verschiedenen Methoden getroffen werden. Die in der Literatur verwendete lineare Methode 1 ist einfach umsetzbar. Zusätzlich ist das Ergebnis innerhalb seiner Unsicherheit mit dem erwarteten Wert von  $\sim 140 \frac{e^-}{V_{Cth}}$  [35] kompatibel. Allerdings ist diese Methode nicht sehr physikalisch, denn die Form des Fluoreszenzspektrums wird vernachlässigt, indem von einer einzigen scharfen Linie ausgegangen wird. Die zweite Methode der angepassten S-Kurve geht von einem gaußförmigen Spektrum aus, was in erster Näherung physikalisch nachvollziehbar ist. Allerdings werden Messeffekte des Moduls, wie z.B. charge sharing, in dieser Methode vernachlässigt. Durch die späteren Ergebnisse in Abschnitt V.3 ist plausibel, dass diese Effekte im Modul auftreten. Dies erklärt auch die große Abweichung der Ergebnisse von der Erwartung um ca. vier Standardabweichungen. Am plausibelsten ist die dritte Methode, in der die Moduldaten an simulierte Daten des gemessenen Spektrums angepasst werden. In dieser Methode fließen Informationen über Rauschen und charge sharing direkt ein. So können in einer weiteren Analyse auch diese beiden Effekte untersucht werden. Zusätzlich ist die Methode wenig fehleranfällig und kann schnell ausgewertet werden, denn schon durch eine einzige Messung kann der Kalibrationsfaktor gewonnen werden. Alles in allem unterscheiden sich die Methoden in ihren Annahmen und in ihren Ergebnissen stark. Auch wenn die dritte Methode physikalisch am plausibelsten ist, kann keine endgültige Aussage darüber getroffen werden, was die "richtige" Methode ist. Die einzelnen Methoden weichen um mehr als 10% voneinander ab und sind innerhalb ihrer Unsicherheiten nicht kompatibel.

### VI.3. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei verschiedene Methoden zur Energiekalibration durchgeführt und bewertet, von denen eine Methode neu entwickelt wurde. Mit einer Energiekalibration können interne Messergebnisse der Module, die in  $V_{Cth}$ -Einheiten gemessen werden, in Energieeinheiten umgerechnet werden. Dies ist deshalb relevant, weil bei den Chips durch produktionsbedingte Unterschiede Schwankungen im Bereich von 10% auftreten. Um ein genaueres Ergebnis zu erhalten, muss für jedes Modul einzeln eine Energiekalibration durchgeführt werden. Es hat sich gezeigt, dass die Ergebnisse der einzelnen Methoden größere Schwankungen als 10% aufweisen. Innerhalb der einzelnen Methoden schwanken die Ergebnisse der Chips um weniger als 10%. In der Beurteilung der Methoden wurden

Stärken und Schwächen jeder einzelnen Methode identifiziert. Als offene Frage könnte weiter untersucht werden, welche Methode die physikalisch richtigen Ergebnisse liefert. Dazu bieten sich vor allem Untersuchungen über das Modell des charge sharings an. Es kann geklärt werden, ob im Sensor charge sharing auftritt und wie sich die Ladung zwischen zwei Streifen aufteilt. Mit diesen Erkenntnissen kann die Analyse der dritten Methode angepasst und verbessert werden. Falls die Methode 3 signifikant verbessert werden kann und die Genauigkeit unter 10% liegt, besteht die Möglichkeit, während der Produktion Module mit Röntgenstrahlung zu testen und eine Energiekalibration durchzuführen. Dazu ist bei der dritten Methode nur die Messung eines Targets nötig, sodass eine Kalibration nur ca. 30 min in Anspruch nimmt.



# Literatur

- (1) The CMS Collaboration, *The Phase-2 Upgrade of the CMS Tracker*, CMS-TDR-014, 2017, <https://cds.cern.ch/record/2272264/files/CMS-TDR-014.pdf>.
- (2) The CMS Collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, 2008 JINST 3 S08004, <https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F3%2F08%2Fs08004>.
- (3) L. Evans und P. Bryant, *LHC Machine*, 2008 JINST 3 S08001, <https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F3%2F08%2Fs08001>.
- (4) N. Deelen, *Characterizing detector modules for the Upgrade of the Silicon Tracker of the Compact Muon Solenoid experiment*, Dissertation, KIT, 2019, <https://publikationen.bibliothek.kit.edu/1000100329>.
- (5) M. Lipinski, *Charakterisierung und Energiekalibration von Prototypen der Pixelmodule für das CMS Phase 1 Upgrade mit einem Röntgenteststand*, Masterarbeit, RWTH Aachen, 2014, [https://web.physik.rwth-aachen.de/service/wiki/pub/Feld/FeldAbschlussarbeiten/Masterarbeit\\_Martin\\_Lipinski.pdf](https://web.physik.rwth-aachen.de/service/wiki/pub/Feld/FeldAbschlussarbeiten/Masterarbeit_Martin_Lipinski.pdf) (besucht am 20.09.2020).
- (6) Website CERN, <https://home.cern> (besucht am 22.09.2020).
- (7) The ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, 2008 JINST S08003, DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/s08003](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08003).
- (8) The LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, JINST 3 S08005, DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/S08005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005).
- (9) The ALICE Collaboration, *The ALICE experiment at the CERN LHC*, 2008 JINST 3 S08002, DOI: [10.1088/1748-0221/3/08/s08002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/s08002).
- (10) Class for Physics of the Royal Swedish Academy of Sciences, *The BEH-mechanism, interactions with short range forces and scalar particles*, 2013, <https://www.nobelprize.org/uploads/2018/06/advanced-physicsprize2013.pdf> (besucht am 17.09.2020).
- (11) *Map of the CERN accelerator complex*, 2020, <https://de.wikipedia.org/wiki/Datei:Cern-accelerator-complex.svg> (besucht am 18.09.2020).
- (12) *CMS DETECTOR DESIGN*, 2020, <https://cms.cern/news/cms-detector-design> (besucht am 25.08.2020).
- (13) A. Caratelli, D. Ceresa, J. Kaplon, K. Kloukinas und S. Scarfi, *Readout architecture for the Pixel-Strip module of the CMS Outer Tracker Phase-2 upgrade*, PoS(Vertex 2016)066, DOI: [10.22323/1.287.0066](https://doi.org/10.22323/1.287.0066).
- (14) M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D 98, 030001 (2018), DOI: [10.1103/PhysRevD.98.030001](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.98.030001).
- (15) M. Prydderch, *CBC3.1 User Manual*, 2018, [http://www.hep.ph.ic.ac.uk/ASIC/cbc3.1/CBC3p1\\_User\\_Manual\\_V1p3.pdf](http://www.hep.ph.ic.ac.uk/ASIC/cbc3.1/CBC3p1_User_Manual_V1p3.pdf) (besucht am 15.09.2020).
- (16) L. Caponetto, *CIC1 technical specification*, CERN, 2018, [https://espace.cern.ch/Tracker-Upgrade/Electronics/CIC/Shared%20Documents/Specifications/CIC\\_specs\\_v2p1.pdf](https://espace.cern.ch/Tracker-Upgrade/Electronics/CIC/Shared%20Documents/Specifications/CIC_specs_v2p1.pdf) (besucht am 30.09.2020).
- (17) T. Gadek et al., *Front-end hybrids for the strip-strip modules of the CMS Outer Tracker Upgrade*, PoS(TWEPP2018)019, DOI: <https://doi.org/10.22323/1.343.0019>.
- (18) K. Klein et al., *Service Hybrids for the Silicon Strip Modules of the CMS Phase-2 Outer Tracker Upgrade*, PoS(TWEPP2018)127, <https://pos.sissa.it/343/127/pdf>.
- (19) *Development of DCDC converters @ CERN*, 2020, <https://project-dcdc.web.cern.ch> (besucht am 18.09.2020).
- (20) lpGBT Design Team, *lpGBT Documentation*, 2019, [http://padley.rice.edu/cms/OH\\_GE21\\_LpGBT/lpGBT\\_20190215.pdf](http://padley.rice.edu/cms/OH_GE21_LpGBT/lpGBT_20190215.pdf) (besucht am 15.09.2020).

- (21) J. Troska et al., *The VTRx+, an Optical Link Module for Data Transmission at HL-LHC*, PoS(TWEPP-17)048, [https://espace.cern.ch/project-Versatile-Link-Plus/Shared%20Documents/Publications/2017\\_Troska\\_PoS\(TWEPP-17\)048.pdf](https://espace.cern.ch/project-Versatile-Link-Plus/Shared%20Documents/Publications/2017_Troska_PoS(TWEPP-17)048.pdf) (besucht am 18.09.2020).
- (22) *Röntgenröhre*, 2020, <https://lp.uni-goettingen.de/get/text/6639> (besucht am 16.09.2020).
- (23) W. Demtröder, *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*, Springer-Verlag, 2016, ISBN: 978-3662490938.
- (24) *X-ray Transition Energies Database*, 2020, <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/Html/search.html> (besucht am 18.09.2020).
- (25) *Gebrauchsanweisung 554 800*, <https://www.ld-didactic.de/documents/de-DE/GA/GA/5/554/554800d.pdf> (besucht am 30.09.2020).
- (26) *Gebrauchsanweisung 554 864*, [https://www.ld-didactic.de/documents/de-DE/GA/GA/5/554/554864d.pdf?\\_\\_hstc=162901667.684eef76fc47b89045f4ac9b19c02b25.1540109137784.1540109137784.1600845081875.2&\\_\\_hssc=162901667.1.1600845081875&\\_\\_hsfp=2511380025&\\_ga=2.204251283.248605549.1600845081-2084876258.1540109137](https://www.ld-didactic.de/documents/de-DE/GA/GA/5/554/554864d.pdf?__hstc=162901667.684eef76fc47b89045f4ac9b19c02b25.1540109137784.1540109137784.1600845081875.2&__hssc=162901667.1.1600845081875&__hsfp=2511380025&_ga=2.204251283.248605549.1600845081-2084876258.1540109137) (besucht am 23.09.2020).
- (27) *Gebrauchsanweisung 559 938*, <https://www.ld-didactic.de/documents/de-DE/GA/GA/5/559/559938d.pdf> (besucht am 10.09.2020).
- (28) *Bedienungsanleitung ministat 230/w*, Peter Huber Kältemaschinenbau GmbH, [https://www.huber-online.com/download/manuals/archive/Ministat\\_125\\_230\\_240\\_V3.0-08\\_DE.pdf](https://www.huber-online.com/download/manuals/archive/Ministat_125_230_240_V3.0-08_DE.pdf) (besucht am 24.09.2020).
- (29) I. S. Technology, *HYT LabKit with USB-Interface*, [https://www.ist-ag.com/sites/default/files/DHHYTLabKit\\_E.pdf](https://www.ist-ag.com/sites/default/files/DHHYTLabKit_E.pdf) (besucht am 28.09.2020).
- (30) *Model 24101100 V SourceMeter® Instrument Service Manual*, Keithley, 2017, <https://www.tek.com/keithley-source-measure-units/keithley-smu-2400-series-sourcemeter-manual-3> (besucht am 30.09.2020).
- (31) *Keysight E3633A and E3634A DC Power Supplies*, Keysight Technologies, <http://literature.cdn.keysight.com/litweb/pdf/E3634-90001.pdf> (besucht am 28.09.2020).
- (32) M. Pesaresi, *FC7 User Manual*, Imperial College London, 2015, [https://espace.cern.ch/project-FC7/Documents/fc7\\_user\\_manual.pdf?Mobile=1](https://espace.cern.ch/project-FC7/Documents/fc7_user_manual.pdf?Mobile=1) (besucht am 30.09.2020).
- (33) *ROOT Data Analysis Framework*, 2020, <https://root.cern.ch/root/html/doc/guides/users-guide/ROOTUsersGuideA4.pdf> (besucht am 12.09.2020).
- (34) L. Gromann, *Entwicklung eines Röntgenteststandes zur Qualifizierung von Pixel-Modulen für das CMS-Upgrade am LHC*, Bachelorarbeit, RWTH Aachen, 2012, [https://web.physik.rwth-aachen.de/service/wiki/pub/Feld/FeldAbschlussarbeiten/Bachelorarbeit\\_Lukas\\_Gromann.pdf](https://web.physik.rwth-aachen.de/service/wiki/pub/Feld/FeldAbschlussarbeiten/Bachelorarbeit_Lukas_Gromann.pdf) (besucht am 30.09.2020).
- (35) K. Uchida, G. Auzinger, S. Bell, J. Borg, D. Braga, J. Goldstein, G. Hall, L. Jones, M. Key-Charriere, P. Murray, S. Nasr, M. Pesaresi, M. Prydderch und M. Raymond, *Results from the CBC3 readout ASIC for CMS 2S-modules*, 2018, Bd. 924, DOI: [10.1016/j.nima.2018.09.051](https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.09.051).
- (36) *Americium-241*, LD Didactic, 2020, <https://www.ld-didactic.de/software/524221en/Content/Appendix/Am241.htm> (besucht am 14.09.2020).
- (37) G. Schwering, *Private Mitteilung*, RWTH Aachen.



## Erklärung

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Aachen, den



## Danksagung

Am Ende dieser Arbeit möchte ich mich bei allen Leuten bedanken, die mich bei meiner Arbeit und während des gesamten Studiums unterstützt haben.

Ein besonderer Dank gilt Prof. Lutz Feld, dafür, dass er mir ermöglicht hat, diese Arbeit in seiner Arbeitsgruppe anzufertigen und mir in den wöchentlichen Meetings immer mit guten Hinweisen und Denkanstößen geholfen hat.

Außerdem möchte ich mich bei Prof. Oliver Pooth bedanken, der nicht nur die Arbeit als Zweitkorrektor übernommen hat, sondern mich ebenfalls bei der Entwicklung der Arbeit unterstützt hat.

Ein großer Dank geht an Dr. Martin Lipinski, der mir bei Problemen und Schwierigkeiten immer helfen konnte und die ganze Arbeit mit guten Ratschlägen begleitet hat.

Besonders möchte ich auch Dr. Katja Klein danken. Sie hatte stets den Überblick und war bei Problemen ein immer erreichbarer Ansprechpartner. Beiden möchte ich explizit dafür danken, dass sie die Arbeit trotz wenig Zeit Korrektur gelesen haben.

Außerdem gilt mein Dank den Doktoranden Alexander Pauls und Nicolas Röwert, die mir stets bei Schwierigkeiten weiterhelfen konnten.

Den Bacheloranden Christine Falter und Caspar Mensing danke ich für hilfreiche Tipps und viele nette Mittagessen in der Mensa.

Ganz besonders möchte ich mich bei meiner Freundin Lara bedanken, dafür, dass sie während des ganzen Studiums hinter mir stand und mir den Rücken frei hielt, wenn es mal stressiger wurde.

Abschließend bedanke ich mich bei meiner Familie, welche mich seit vielen Jahren unterstützt und mir mit Rat und Tat zur Seite steht. Mama, Papa, Paula: Danke!

## Anhang

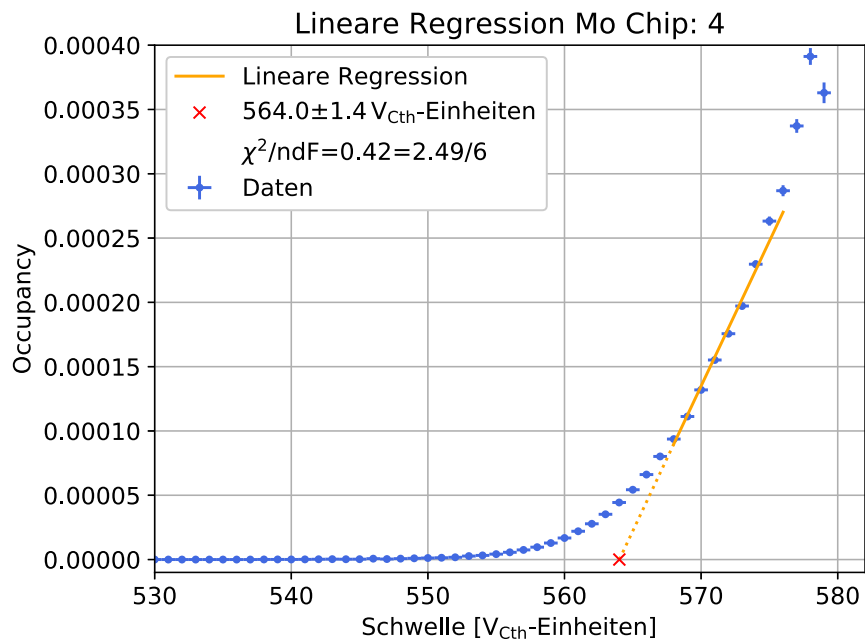


Abbildung VI.8.: Lineare Regression an die Differenz der Occupancy. Es handelt sich um die Messung des Fluoreszenzspektrums des Molybdäntargets von Chip 4. Der Regressionsbereich liegt zwischen  $568 V_{\text{Cth}}$  und  $576 V_{\text{Cth}}$ . Die Gerade wird bis zum Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse als gestrichelte Linie extrapoliert. Der Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse wird für die Energiekalibration verwendet. Die Unsicherheit auf den Schnittpunkt folgt aus der statistischen Unsicherheit der Regression.

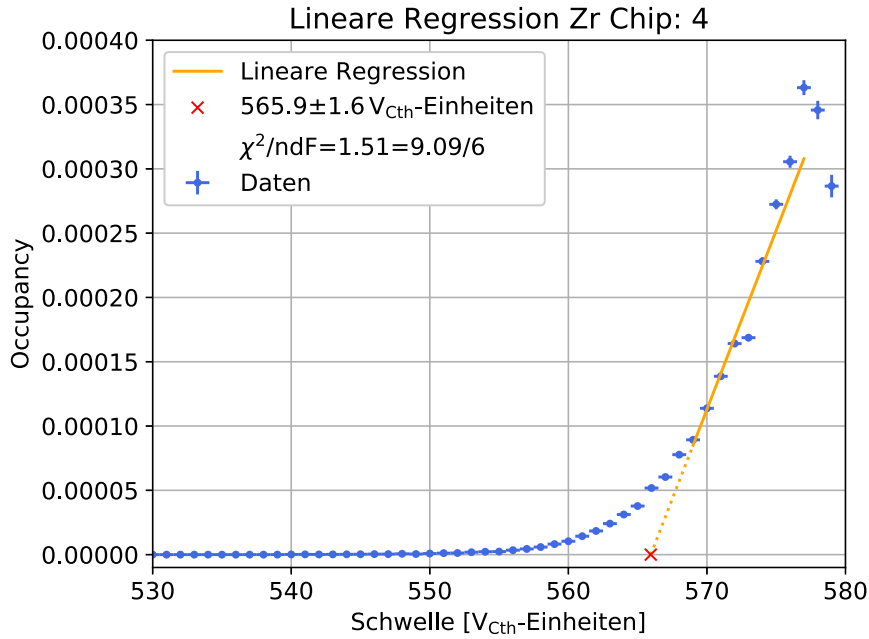


Abbildung VI.9.: Lineare Regression an die Differenz der Occupancy. Es handelt sich um die Messung des Fluoreszenzspektrums des Silbertargets von Chip 4. Der Regressionsbereich liegt zwischen  $569 V_{Cth}$  und  $577 V_{Cth}$ . Die Gerade wird bis zum Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse als gestrichelte Linie extrapoliert. Der Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse wird für die Energiekalibration verwendet. Die Unsicherheit auf den Schnittpunkt folgt aus der statistischen Unsicherheit der Regression.

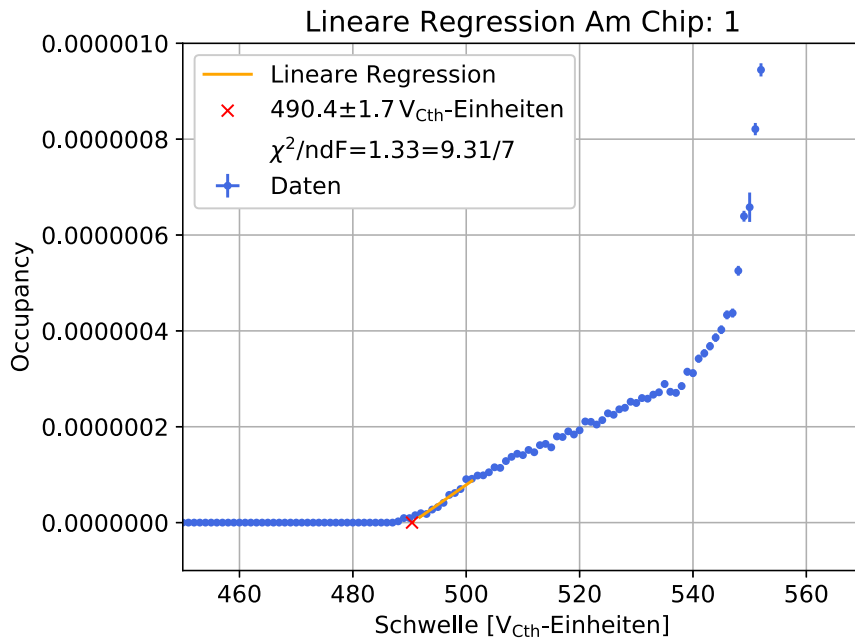


Abbildung VI.10.: Lineare Regression an die Differenz der Occupancy. Es handelt sich um die Messung des Spektrums der Americiumquellen von Chip 1. Die Gerade wird bis zum Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse als gestrichelte Linie extrapoliert. Der Schnittpunkt mit der  $x$ -Achse wird für die Energiekalibration verwendet. Die Unsicherheit auf den Schnittpunkt folgt aus der statistischen Unsicherheit der Regression.

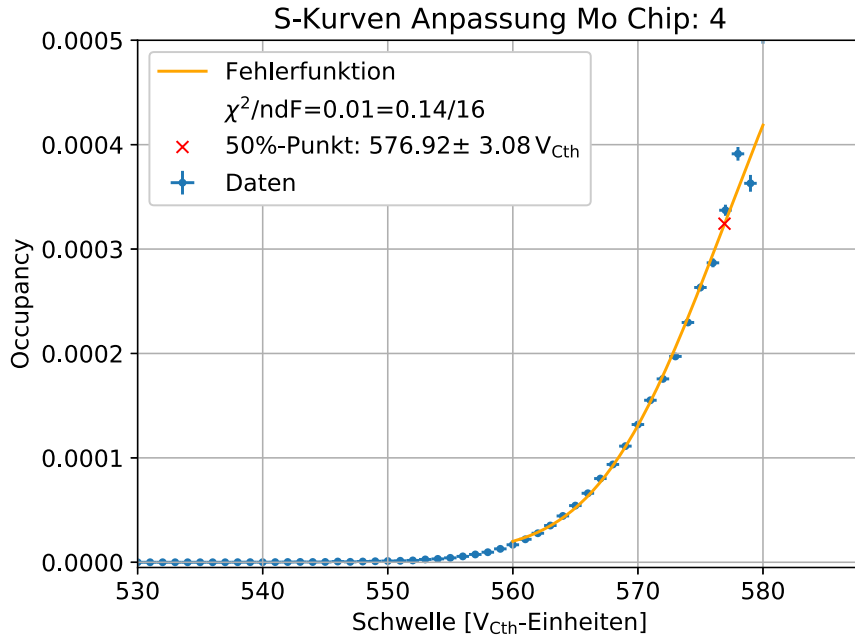


Abbildung VI.11.: Energiekalibration durch eine angepasste Fehlerfunktion an die Daten von Molybdän für Chip 4. Der 50%-Punkt wird zur Kalibration verwendet. Die angegebene Unsicherheit beschreibt die systematische Unsicherheit des Fits.

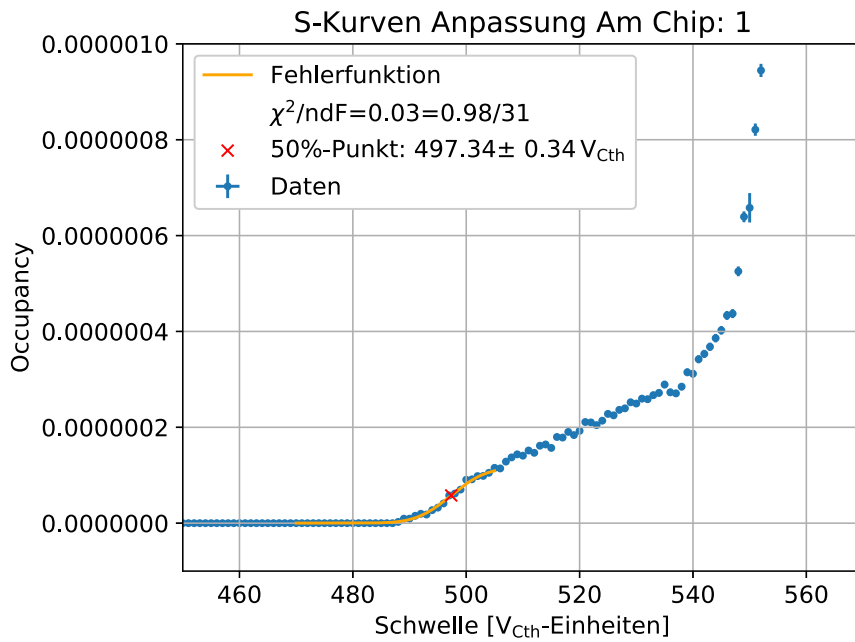


Abbildung VI.12.: Energiekalibration durch eine angepasste Fehlerfunktion an die Daten von Americium für Chip 1. Der 50%-Punkt wird zur Kalibration verwendet. Die angegebene Unsicherheit beschreibt die systematische Unsicherheit des Fits.

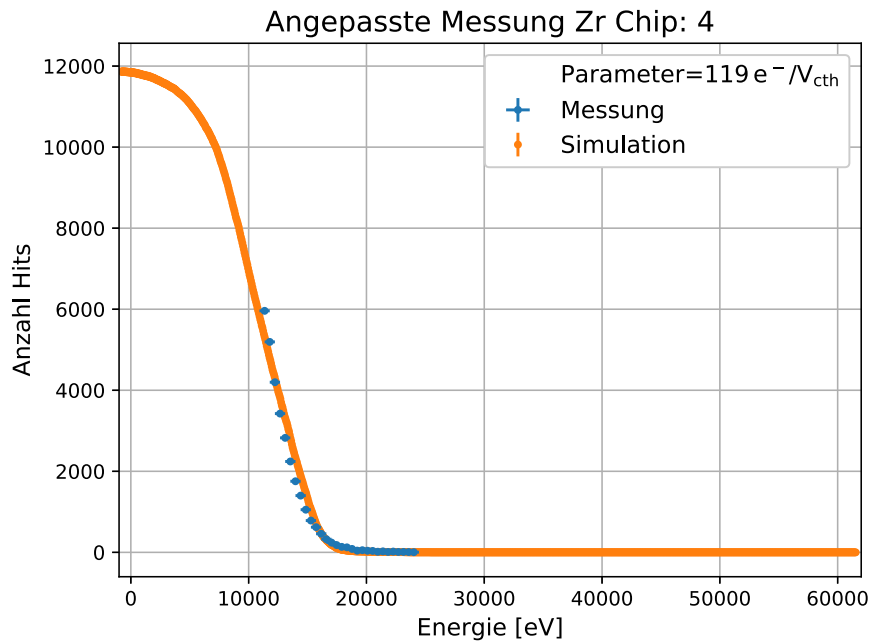


Abbildung VI.13.: Die Daten des integrierten Spektrums sind in orange dargestellt. Im Bereich mit weniger als 1000 Hits können die Daten des Moduls (blau) gut an die simulierten Daten (orange) angepasst werden. Es handelt sich um Daten von Chip 4.

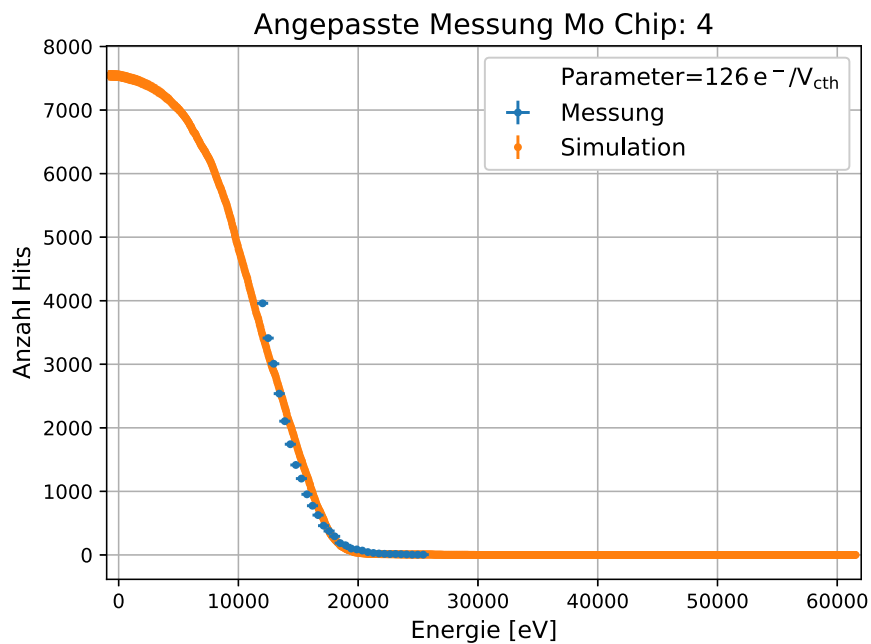


Abbildung VI.14.: Die Daten des integrierten Spektrums sind in orange dargestellt. Im Bereich mit weniger als 1000 Hits können die Daten des Moduls (blau) gut an die simulierten Daten (orange) angepasst werden. Es handelt sich um Daten von Chip 4.

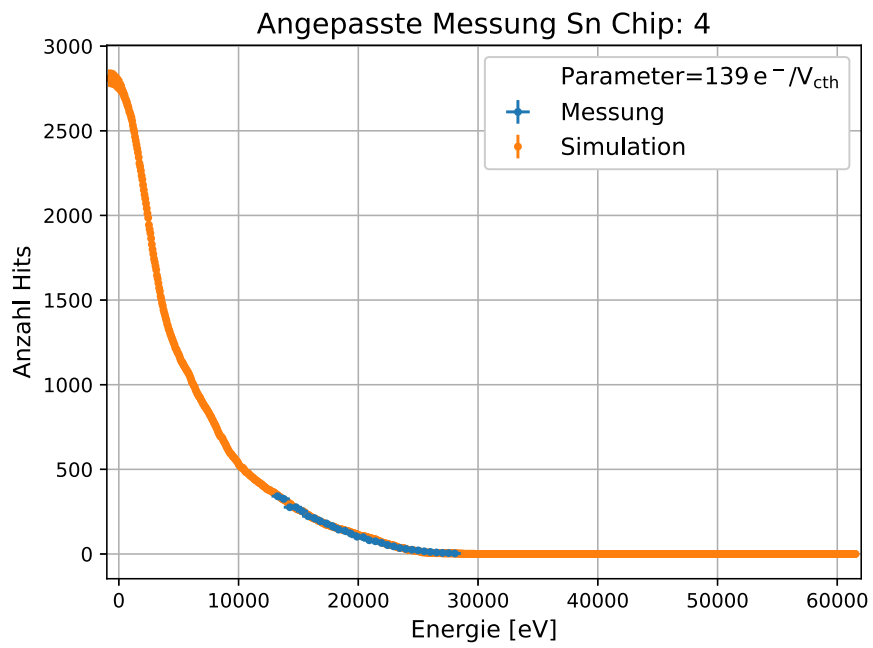


Abbildung VI.15.: Die Daten des integrierten Spektrums sind in orange dargestellt. Im Bereich mit weniger als 1000 Hits können die Daten des Moduls (blau) gut an die simulierten Daten (orange) angepasst werden. Es handelt sich um Daten von Chip 4.