

Effizienz eines HV-MAP Sensors auf niederenergetische Photonen



Bachelorarbeit in Physik
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz
am 6. April 2017

Martin Müller

1. Gutachter: Prof. Dr. Niklaus Berger
2. Gutachter: Prof. Dr. Michael Wurm

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

Mainz, den 6. April 2017

Martin Müller
Matrikelnummer 2714008
AG Berger
Institut für Physik
Staudingerweg 9
Johannes Gutenberg-Universität D-55128 Mainz
`mmarti04@students.uni-mainz.de`

Abstract

In dieser Arbeit wurde die Detektionswahrscheinlichkeit für Photonen des MuPix7 untersucht. Der MuPix7 ist ein Prototyp eines HV-MAP (High Voltage - Monolithic Active Pixel) Sensors, der in verschiedenen Experimenten der Teilchenphysik zum Einsatz kommen soll. Als Photonenquelle wurde dafür eine Eisen-55 Probe in einem Kollimator verwendet.

Zu Beginn dieser Arbeit wurde zunächst eine Kalibrierungsmessung für die benutzte Probe durchgeführt und auf unterschiedliche Effekte korrigiert, um durch einen Vergleich mit der auf dem MuPix7 gemessenen Rate die Effizienz bestimmen zu können.

Dann wurden Messungen mit verschiedenen Einstellungen des MuPix7 durchgeführt, in deren Verlauf einige Probleme aufgetreten sind. Unter anderem ist eine Zeitabhängige Untergrundrate aufgefallen, die in bestimmten Einstellungsbereichen des Sensors eine präzise Messung verhinderte. Es wird auf verschiedene Methoden eingegangen, durch die im erwähnten kritischen Einstellungsbereich trotzdem verwertbare Daten gewonnen werden können. Die höchste beobachtete Detektionswahrscheinlichkeit lag bei 31.8 ± 2.5 %.

Danach wurden verschiedene MuPix7-Sensoren auf Unterschiede bezüglich ihrer Effizienz auf Photonen untersucht. Dabei wurden tatsächlich Abweichungen festgestellt, die sich eventuell auch auf die schon im ersten Teil aufgetretenen Probleme zurückführen lassen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Der MuPix7 Pixel Sensor	2
2.1	Aufbau und Funktion des MuPix	2
2.2	Verwendung im P2 Experiment	4
3	Messmethodik	6
3.1	Eisen-55 Probe	6
3.2	Wechselwirkung von Photonen mit Materie	8
3.3	Kollimator und Halterungen	9
3.4	Radialverteilung des Photonenstrahls	10
3.5	Verwendete MuPix7 Sensoren	11
4	Kalibrierungsmessung	12
4.1	Verwendeter Detektor	12
4.2	^{55}Fe Spektrum und Korrekturen	13
4.2.1	Hole tailing	13
4.2.2	Untergrundkorrektur	14
4.2.3	Effizienzkorrektur	15
4.2.4	Vergleich der Intensitäten	17
4.3	Messung der Gesamtrate des Photonenstrahls	18
4.3.1	Verschiebung in der XY-Ebene	19
4.3.2	Verschiebung in z-Richtung	21
4.4	Vergleich der Aktivität mit den Herstellerangaben	21
4.5	Zusammenfassung der Kalibrierungsmessung	22
5	Messungen am MuPix	23
5.1	Korrekturen	23
5.1.1	Untergrund	23
5.1.2	Zerfall der Probe	25
5.1.3	Übersprechen	25
5.1.4	Ladungsteilung	27
5.2	Messung der Thresholdabhängigkeit	27
5.2.1	Erste Ergebnisse	27
5.2.2	Verhalten von Noisy-Pixeln	29
5.2.2.1	Tuning	30
5.2.3	Messungen ohne Kollimator	31
5.2.4	Abwechselnde Messungen mit und ohne Quelle	32

Inhaltsverzeichnis

5.2.5	Bestimmung der Photonenrate über die Verteilung der Pixel . . .	33
5.2.6	Weitere Alternativen	37
5.3	Vergleich unterschiedlicher Sensoren	38
6	Zusammenfassung	41
	Anhang	42

1 Einleitung

Die Physik, so wie jede andere Naturwissenschaft, basiert auf Beobachtungen und Experimenten. Theorien allein haben keine Bedeutung, wenn mit ihnen keine Beobachtungen erklärt werden können oder sie nicht durch Ergebnisse von Experimenten gestützt werden. Die denkbaren Experimente und Beobachtungen sind in der heutigen Forschung oft durch die technischen Möglichkeiten limitiert.

Die Entwicklung und Verbesserung von Beschleunigern, Detektoren und allen Arten von Messgeräten ist daher ein wichtiger Antrieb für neue Erkenntnisse in der Physik. In der Teilchenphysik ergeben sich durch die Verbesserung der verwendeten Detektoren und den Bau von Beschleunigern neue Möglichkeiten für präzisere Tests des Standardmodells. Dieses beschreibt die derzeit bekannten Elementarteilchen und deren Wechselwirkung untereinander, lässt jedoch einige wichtige Fragen unbeantwortet, wie beispielsweise die Natur der Dunklen Materie oder das beim Urknall entstandene Ungleichgewicht zwischen Materie und Antimaterie.

Bei der Entwicklung neuer Detektoren sind deren Eigenschaften ausschlaggebend für die möglichen Anwendungen in der physikalischen Forschung.

In dieser Arbeit soll die Effizienz für den Nachweis von Photonen des MuPix7 untersucht werden. Der MuPix7 ist ein Prototyp eines HV-MAP (High Voltage - Monolithic Active Pixel) Sensors, der in verschiedenen Experimenten der Teilchenphysik – im speziellen Mu3e, P2 und PANDA – zum Einsatz kommen soll [1, 2, 3].

Im Folgenden wird zunächst der Aufbau und die Funktionsweise des MuPix7 erläutert. Danach wird auf das Experiment eingegangen, dass eine Beschäftigung mit der Effizienz auf Photonen angestoßen hat, bevor auf die für diese Arbeit durchgeführten Messungen und deren Ergebnisse eingegangen wird.

2 Der MuPix7 Pixel Sensor

Es existieren derzeit mehrere verschiedene Prototypen des MuPix. Die neueste Version ist der MuPix7, der auch für diese Arbeit verwendet wurde.

Aktuell eingesetzte Halbleiterpixeldetektoren bestehen aus Halbleiterdioden, bei denen eine Spannung in Sperrrichtung angelegt wird, um eine größere Verarmungszone mit schnellerer Ladungssammlung zu erhalten. Diese Art der Detektoren verfügt dann über einen separaten Auslesechip. Die Verbindung zwischen dem Detektor und dem Auslesechip geschieht über ein aufwendiges und fehleranfälliges Verfahren, bei dem die einzelnen Pixel über Lötstellen verbunden werden. Für diese Lötstellen und den Auslesechip selbst muss zusätzliches Material aufgewendet werden. In Spurdetektoren ist jedoch jede Art von zusätzlichem, nicht sensitivem Material zu vermeiden, da es in diesem zur Streuung kommen kann, was eine weitere korrekte Aufnahme des Pfads der Teilchen verhindert und somit zu einem Informationsverlust führt.

Eine weitere Art der Pixeldetektoren sind MAP (Monolithic active pixel) Sensoren, bei denen die Ausselelektronik durch die CMOS-Technologie auf den Chip integriert wird. Das zusätzliche Material wird somit eingespart. Aufgrund einer fehlenden Gegenspannung basiert die Ladungssammlung bei diesen Detektoren jedoch auf Diffusion und ist damit vergleichsweise langsam und erzeugt ein schwächeres Signal [4].

2007 schlug Ivan Perić vor, diese beiden Konzepte miteinander zu verbinden und es wurde die erste Version des in dieser Arbeit untersuchten „HV-MAP“-Sensors gebaut [5].

2.1 Aufbau und Funktion des MuPix

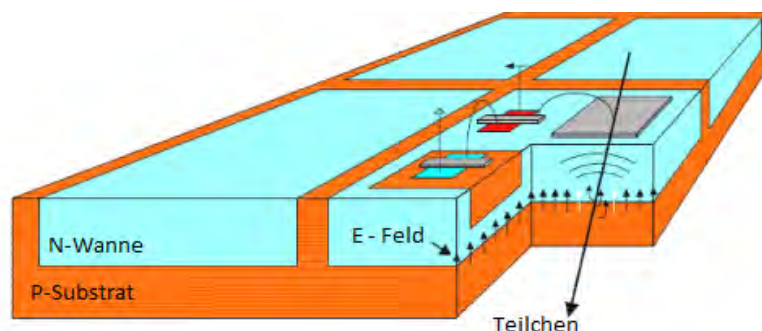


Abbildung 1: Schematik eines HV-MAP Sensors [5].

Der MuPix7 besteht aus 32x40 Pixeln mit einer Größe von $103 \times 80 \mu\text{m}$ [1]. Diese

2 Der MuPix7 Pixel Sensor

bestehen wiederum aus N-dotierten Siliziumwannen in einem P-dotierten Silizium-Substrat. Zwischen den Wannen und dem Substrat kann eine Spannung von bis zu 85 V in Sperrrichtung angelegt werden, die eine Verarmungszone mit etwa $15\text{ }\mu\text{m}$ Dicke erzeugt. In den Wannen befinden sich dabei die CMOS-Bauteile der Ausleseelektronik und die Gesamtdicke des Chips lässt sich derzeit auf bis zu $50\text{ }\mu\text{m}$ verringern [1].

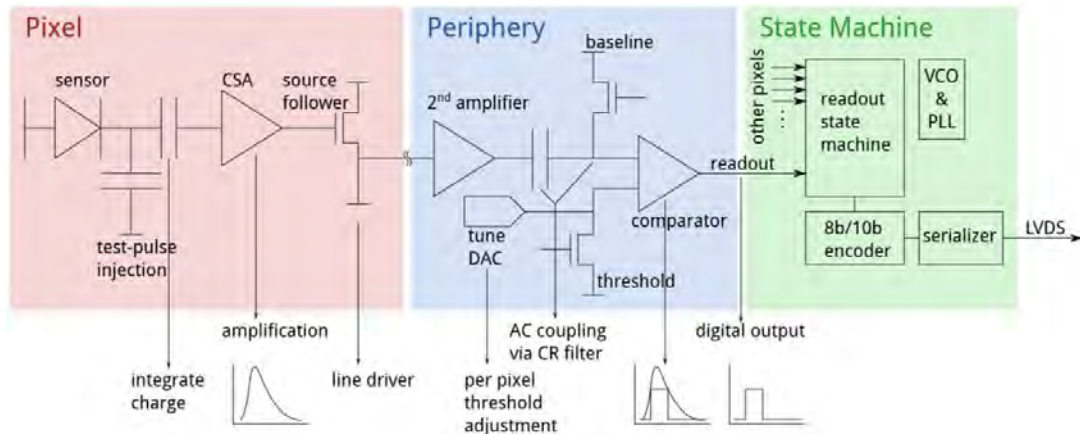


Abbildung 2: Diagramm der auf dem Chip implementierten Ausleseelektronik [1].

Beim MuPix7 wurde erstmals die komplette Ausleseelektronik (siehe Abbildung 2) auf dem Chip integriert [1]. Diese befindet sich zum Teil in den N-dotierten Wannen in jedem einzelnen Pixel und zum Teil in einer nicht sensitiven Peripherie (siehe Abb. 3).

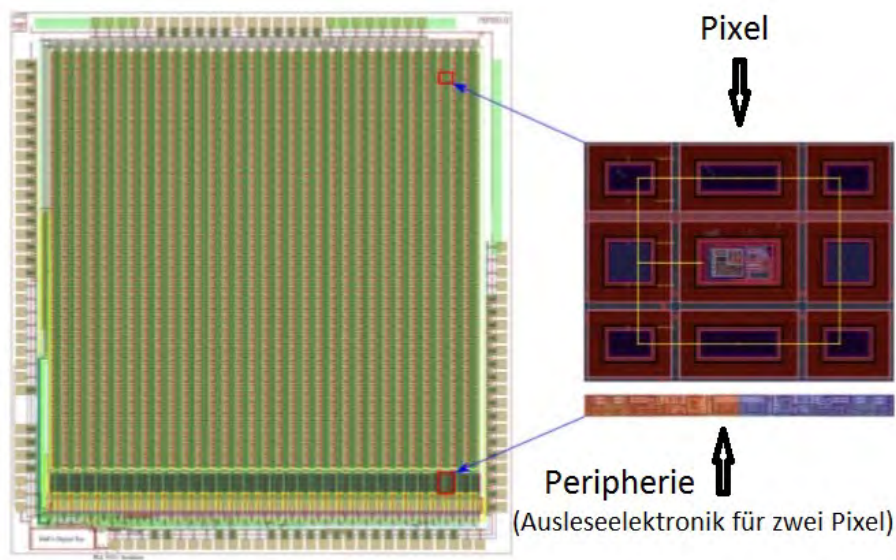


Abbildung 3: Layout des MuPix7

2 Der MuPix7 Pixel Sensor

Auf jedem Pixel gibt es einen Vorverstärker und die Möglichkeit zur Einspeisung von Testsignalen. In der Peripherie folgt ein zweiter Verstärker und ein Komparator, der über eine vorgegebene Spannungsgrenze (Threshold) bestimmt, ob ein Signal als Ereignis gewertet wird. Diese Spannungsgrenze lässt sich zunächst global festlegen und kann für jeden Pixel individuell nachjustiert werden. Dadurch gibt es die Möglichkeit, Unterschiede zwischen den Pixeln auszugleichen. Ursachen für diese Unterschiede könnten zum Beispiel eine nicht gleichmäßige Dotierung, Fremdatome und Leerstellen oder Variationen im Herstellungsverfahren der CMOS Bauteile sein. Wie dieses individuelle Anpassen der Grenzspannung funktioniert, wird in Abschnitt 5.2.2.1 noch diskutiert, da in den Messungen damit zusammenhängende Probleme aufgetreten sind.

Das digitale Signal wird dann von einer ebenfalls auf dem Chip implementierten Zustandsmaschine weiter verarbeitet und mit Zeitstempeln versehen. Diese werden Gray-codiert [6], um Fehler aufgrund von Signallaufzeiten zu verringern. Im Graycode ändert sich bei einer Erhöhung der codierten Zahl um eins jeweils nur ein einziges Bit in der Binärdarstellung. Im Dualsystem kann sich dagegen je nach der betrachteten Zahl auch jedes Bit ändern. Fehler aufgrund der Signallaufzeit im Dualsystem können demnach zu einer zufälligen Zahl mit der entsprechenden Bitanzahl führen, im Graycode verschiebt sich die erhaltene Zahl bei einem Fehler nur um ± 1 .

Weitere Einstellungsmöglichkeiten des Chips, wie zum Beispiel die Einstellung des Verstärkers, bestimmen den Stromverbrauch, beeinflussen jedoch auch die Leistungsfähigkeit. Der Stromverbrauch ist wichtig, da er für die Temperatur des Detektors verantwortlich ist. Eine höhere Temperatur erfordert eine stärkere Kühlung und damit mehr Kühlmittel im Detektor, was im Konflikt mit einer möglichst geringen Materialdichte steht. Außerdem könnte das Verhalten des MuPix selbst temperaturabhängig sein.

Ursprünglich wurde der MuPix für das Mu3e Experiment entwickelt, dass nach dem Zerfall $\mu^+ \rightarrow e^+e^+e^-$ suchen wird. Die Anforderungen an den Detektor dafür waren das Verarbeiten von sehr großen Ereignisraten und eine möglichst geringe Materialmenge. Der MuPix kann jedoch auch in anderen Experimenten mit ähnlichen Anforderungen verwendet werden, wie in dem im Folgenden beschriebenen P2 Experiment, für welches die Untersuchungen in dieser Arbeit relevant sind.

2.2 Verwendung im P2 Experiment

Das Ziel des P2 Experiments ist eine Bestimmung des schwachen Mischungswinkels θ_W bei geringem Impulsübertrag und mit bisher unerreichter Präzision [2] (Abb. 4). Der schwache Mischungswinkel ist ein fundamentaler Parameter des Standardmodells, dessen Vermessung als Test des Standardmodells dient und bei einer Abweichung zu den Vorhersagen auch Hinweise zu Physik jenseits des Standardmodells liefern kann.

Um die angestrebte Genauigkeit in einer akzeptablen Laufzeit erreichen zu können, ist es notwendig den Strom von $O(10^{11})$ Elektronen pro Sekunde zu erhalten [2]. Diese Signalelektronen sollen durch Elektron-Proton-Streuung mit einem $150\mu\text{A}$ Elektronen-

2 Der MuPix7 Pixel Sensor

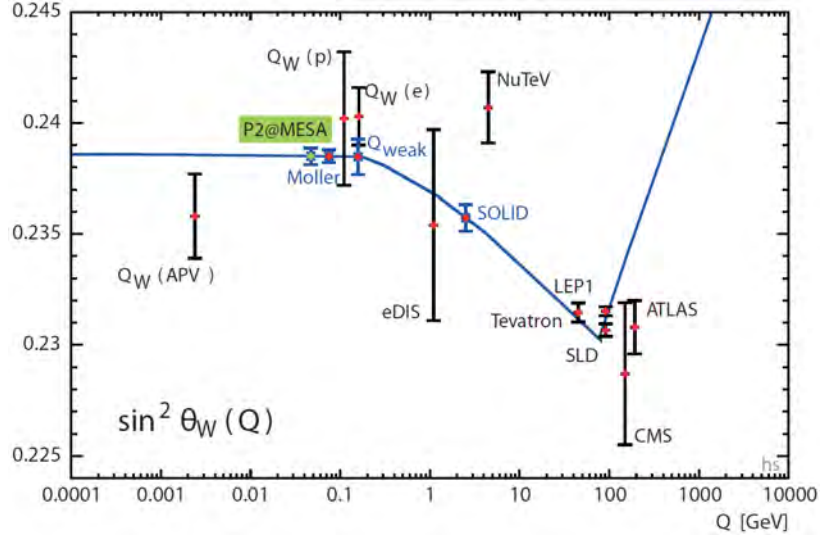


Abbildung 4: $\sin^2(\theta_W)^2$ - Abhängigkeit vom Impulsübertrag[2]

stahl einer Luminosität von $2.4 \cdot 10^{39} \frac{1}{s \cdot cm^2}$ am Mainz Energy-recovery Superconducting Accelerator (MESA) erreicht werden. Der Beschleuniger befindet sich derzeit noch im Bau und soll zusammen mit dem P2 Detektor voraussichtlich 2020 in Betrieb gehen. Der MuPix soll dabei als Spurdetektor in vier Lagen in P2 verbaut werden (Abb. 5, CAD-Modell des gleichen Aufbaus im Anhang Abb. 43).

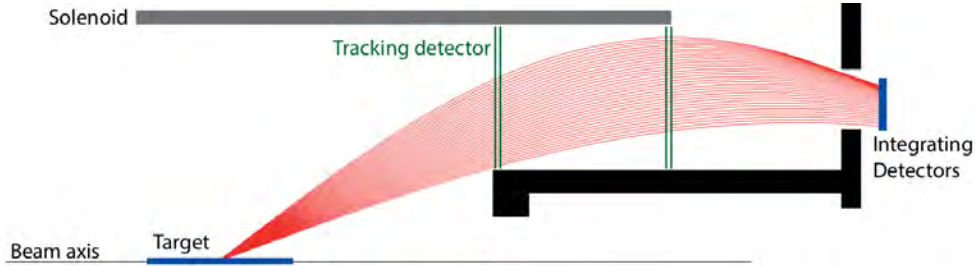


Abbildung 5: Position des Spurdetektors im P2-Experiment

In der ersten Lage von Sensoren wird dabei eine im Vergleich zu Signalelektronen 2-3 Größenordnungen höhere Rate von Photonen aufgrund von Bremsstrahlung des Strahls im Target erwartet. In den hinteren Lagen und dem Quarz-Detektor kann durch ein angelegtes Magnetfeld eine Trennung der Signalelektronen von der Bremsstrahlung und somit eine Abschirmung der Photonen erfolgen. Für die erste Lage ist dies jedoch nicht möglich und die Effizienz des MuPix für Photonen wird für die Messung relevant. Mit der Bestimmung dieser Effizienz beschäftigt sich diese Arbeit, wobei eine möglichst geringe Effizienz für das geplante Experiment von Vorteil wäre.

3 Messmethodik

Als Photonenquelle für die Messungen wurde eine ^{55}Fe Probe in einem Kollimator mit einem Radius von 0.5 mm und einer Länge von 5 mm verwendet. Der Kollimator ist notwendig, um einen vollständig auf dem Sensor liegenden Photonenstrahl zu erhalten. Wenn nun in einer Kalibrierungsmessung die Photonenrate in diesem Strahl bestimmt

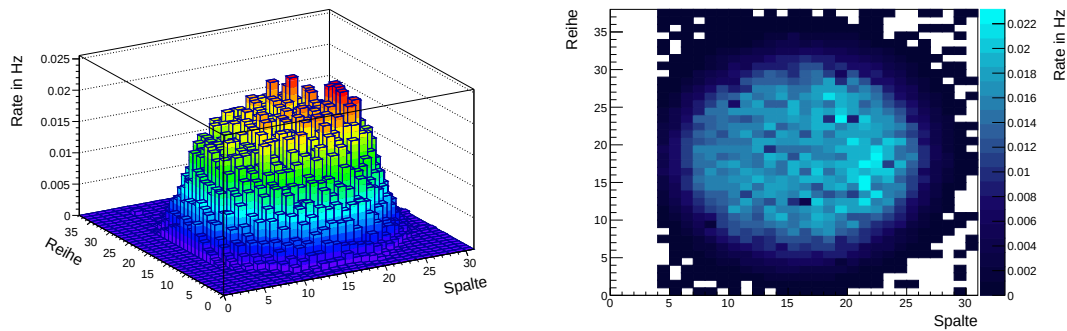


Abbildung 6: Histogramm einer Beispielmessung mit dem MuPix7. Zu sehen ist die Ratenverteilung, die durch einen nahezu vollständig auf dem Sensor liegenden Strahl verursacht wird. Die Spalten 1 bis 4 sind hier und in den folgenden Messungen mit dem MuPix7 nicht aktiv

wird, kann die Effizienz für Photonen durch den Vergleich mit der Rate auf dem MuPix7 bestimmt werden. Dazu muss allerdings sichergestellt sein, dass auch in der Kalibrierungsmessung der komplette Strahl erfasst wird.

3.1 Eisen-55 Probe

Die für die Messungen verwendete ^{55}Fe -Probe hatte nach Herstellerangaben am 01.09.2015 eine Aktivität von $1.85 \text{ MBq} +30\%, -10\%$ [7]. Bei ^{55}Fe handelt es sich um einen γ -Strahler mit einer Halbwertszeit von (2.744 ± 0.009) Jahren [8]. Elektronen der inneren Orbitale werden über einen Elektroneneinfang zusammen mit einem Proton zu einem Neutron und einem Elektron-Neutrino umgewandelt ($p + e^- \rightarrow n + \mu_e$). Elektronen aus höheren Orbitalen fallen auf die frei gewordene Positionen und emittieren dabei je nach ihrem Anfangs- und Endzustand Photonen mit den Energien in Tabelle 1. Der restliche Anteil besteht zu $60.1 \pm 0.8 \%$ aus Auger-Elektronen [8] und weiteren Photonen mit noch geringerer Energie. Auger-Elektronen werden abgegeben, wenn die Anregungsenergie des Atoms nach dem Elektroneneinfang direkt auf ein

3 Messmethodik

Energie in keV	Wahrscheinlichkeit in %	Herkunft
5.89875	16.60 ± 0.40	$K_{\alpha 1}$
5.88765	8.45 ± 0.16	$K_{\alpha 1}$
6.490	3.40 ± 0.07	K_{β}
0.6400	0.66 ± 0.10	L_{α}

Tabelle 1: Energien der Photonen aus ^{55}Fe [8]

Elektron eines äußeren Orbitals abgegeben wird. Dieses verlässt dann die Hülle mit einer kinetischen Energie, die der Differenz zwischen der Anregungsenergie und der Bindungsenergie des Elektrons entspricht [9].

Ein großer Teil der Gesamtaktivität der Probe wird bereits in der Plastikhülle absorbiert. Dieser Anteil variiert abhängig vom verwendeten Material, über das jedoch



Abbildung 7: Bild der Eisenprobe im Plastik

keine Informationen vorliegen. Die Elektronen werden in jedem Fall nahezu vollständig absorbiert. Bei Annahme von Polyethylen schätzt man nach [10] einen Absorptionskoeffizienten von $\frac{\mu}{\rho} = 10 \pm 2 \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ für die Photonen der Eisenprobe ab. Die Dicke des Plastiks wurde mit einem Messschieber auf (2.05 ± 0.01) mm bestimmt. Die Probe an sich hat jedoch auch noch eine gewisse Ausdehnung und befindet sich zusätzlich in einem mit anderem Material gefüllten Bereich (siehe Abb. 7), dessen Absorptionskoeffizient unbekannt ist. In $x=1$ mm Polyethylen würde ein Anteil von

$$1 - e^{-\frac{\mu}{\rho} \cdot x} = 0.63 \quad (1)$$

der Photonen absorbiert werden. Es ist nicht sicher, ob diese Zahl zutreffend ist, da die verwendeten Materialien nicht bekannt sind und die Absorptionskoeffizienten von verschiedenen Kunststoffen unterschiedlich sind [10]. Dieses Ergebnis zeigt jedoch, dass die Photonenrate außerhalb des Plastiks, unter Berücksichtigung des Elektronenanteils, um mindestens eine Größenordnung geringer als die tatsächliche Aktivität der Probe ist. Da im Verlauf dieser Arbeit eine eigene Kalibrierungsmessung durchgeführt wird, ist es nicht notwendig eine Rate auf der Grundlage der ungenauen Herstellerangaben ($1.85 \text{ MBq} + 30\%$, $- 10\%$ [7]) zu bestimmen, sie kann jedoch für verschiedene Abschätzungen nützlich sein.

Es wurde dabei angenommen, dass es sich bei den Herstellerangaben um Werte der Probe ohne Plastik handelt.

3.2 Wechselwirkung von Photonen mit Materie

Photonen wechselwirken mit Materie in Abhängigkeit ihrer Energie über verschiedene Effekte.

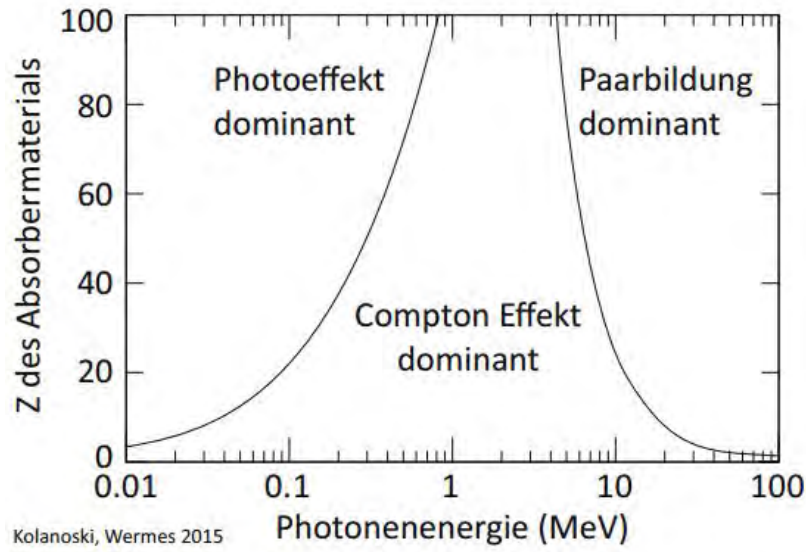


Abbildung 8: Wechselwirkung von Photonen in Abhängigkeit von Energie und Massenzahl des Absorbermaterials [11].

Bei hohen Photonenenergien ist Paarbildung dominant, bei der sich ein Photon im Coulomb-Feld eines Atoms in ein Elektron und ein Positron umwandelt. Ist die Photonenenergie geringer als die doppelte Elektronenmasse (1.02 MeV), so kann dieser Prozess aufgrund der Energieerhaltung nicht mehr stattfinden.

In einem Bereich um eine Photonenenergie von 1 MeV ist Compton-Streuung der dominante Effekt (siehe Abbildung 8). Ein Photon streut dabei elastisch an einem Hüllenelektron und gibt dabei je nach Streuwinkel einen Teil seiner kinetischen Energie an dieses ab. Die Energie des gestreuten Photons $h\nu'$ beträgt

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos(\theta))} \quad (2)$$

Mit dem Streuwinkel θ , der Ruhemasse des Elektrons m_0c^2 und der Ausgangsenergie des Photons $h\nu$. Die Wahrscheinlichkeit für den Compton-Effekt skaliert linear mit Z , da sie von der Anzahl der zur Verfügung stehenden Streuzentren (Elektronen) abhängt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist durch

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \quad (3)$$

3 Messmethodik

$$Zr_0^2 \left(\frac{1 + \cos^2(\theta)}{(1 + \alpha(1 - \cos(\theta)))^2 \cdot 2} \right) \cdot \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos(\theta))^2}{(1 + \cos^2(\theta)) \cdot (1 + \alpha(1 - \cos(\theta)))} \right)$$

gegeben, wobei r_0 der klassische Radius des Elektrons und $\alpha = h\nu/m_0c^2$ ist [9].

Bei noch kleineren Energien wird der photoelektrische Effekt relevant. Dieser wurde erstmals von A. Einstein 1905 gedeutet [12] und war der erste Hinweis auf eine Quantisierung des Lichts. Das Photon wird von einem Elektron vollständig absorbiert und gibt seine gesamte Energie an dieses ab. Das Elektron besitzt dann eine kinetische Energie von

$$E_{\text{kin}} = h\nu - E_b, \quad (4)$$

wobei E_b die Bindungsenergie des Elektrons ist.

Das Photon ist nach einer Wechselwirkung über den Photoeffekt nicht mehr vorhanden, bei Compton-Streuung ist dagegen eine erneute Wechselwirkung möglich.

3.3 Kollimator und Halterungen

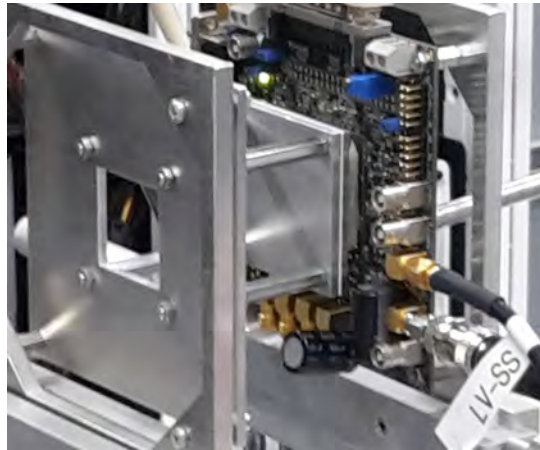


Abbildung 9: Bild des Kollimators vor dem MuPix7.

Der verwendete Kollimator besteht aus zwei verschraubten Aluminiumplatten, von denen eine mit einer Vertiefung für die Probe und einem mittig platziertem Loch versehen ist. Das Loch ist 5 mm tief und besitzt einen Durchmesser von 1 mm. Der Kollimator wurde für die Messungen an einer Halterung vor dem MuPix7 befestigt, die sich mit zwei Mikrometerschrauben in der Detektorebene verschieben lässt. Um die Entfernung zum Chip weiter verringern zu können, musste jeweils ein Kondensator auf dem PCB umgebogen werden (unten in Abb. 9 zu sehen). Die Probe wurde immer in der gleichen Ausrichtung im Kollimator platziert, um keine Unterschiede in der Photonenrate auszulösen, falls Probe und Loch nicht perfekt in der Mitte der Vertiefung, bzw. in der Mitte des Plastiks liegen. Dazu wurde eine Markierung am Kollimator angebracht und bei jedem Einsetzen mit der Beschriftung auf der Probe abgeglichen.

3.4 Radialverteilung des Photonenstrahls

Um gegebenenfalls Korrekturen durchführen zu können, die eine bekannte radiale Verteilung der Photonennrate nach dem Kollimator voraussetzen, wurde aus der Beispielmessung in Abbildung 6 eine „ideale“ Verteilung konstruiert. Dazu wurde zunächst der Mittelwert der Spalten und Reihen aller Treffer berechnet. Dann wurden alle Pixel je nach ihrem Abstand zu diesem Mittelpunkt in Gruppen eingeteilt und jeweils der Mittelwert der Trefferanzahl in diesen Gruppen berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 10 zu sehen. Da aufgrund der Geometrie die Werte für geringe Abstände nur aus wenigen Pixeln bestehen, ist hier die Unsicherheit größer.

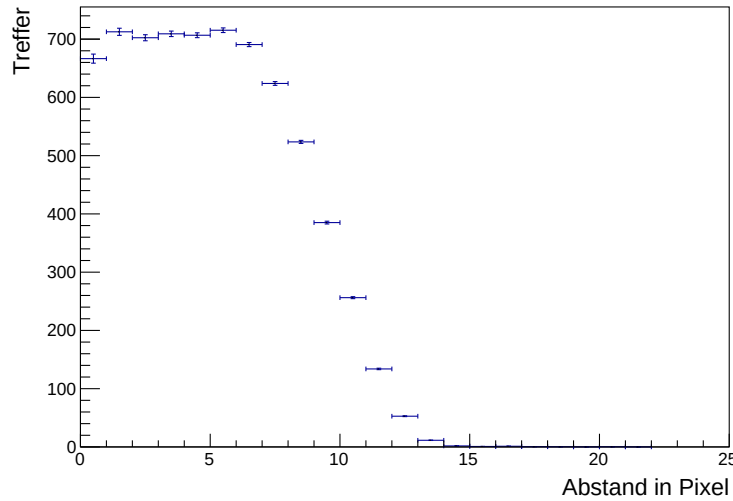


Abbildung 10: Radialverteilung

Eine zweidimensionale Verteilung wurde nun rekonstruiert, indem zuerst für alle Pixel eine vorgegebene Anzahl von Zufallszahlen zwischen 0 und dem Maximalwert der Verteilung in Abb.10 erzeugt wurde. Dann wurden für jeden Pixel alle Zufallszahlen verworfen, die über dem Wert in Abb. 10 für den Abstand dieses Pixels zum Mittelpunkt liegen und die restlichen Zufallszahlen als Treffer gewertet. Damit erhält man die folgende Idealverteilung. Bis zu einem Abstand von etwa 5-6 Pixeln um die Mittelachse ist die Verteilung näherungsweise konstant, bevor sie bis zu Pixel 15 auf 0 abfällt. Ein Pixel hat etwa eine Ausdehnung von $100\ \mu\text{m}$, sodass die 5 inneren Werte in etwa dem Radius des Kollimators von $0.5\ \text{mm}$ entsprechen. Danach wird die Grundfläche des Kollimatorlochs kontinuierlich bis zu einem Abstand zur Mittelachse von etwa $1.5\ \text{mm}$ von den Rändern des Aluminiums verdeckt. Der Abstand zum Chip entsprach in dieser Messung also in etwa der Tiefe des Kollimatorlochs von $5\ \text{mm}$ und damit auch der Dicke der Plastikabdeckung des Sensors (siehe nächster Abschnitt).

3 Messmethodik

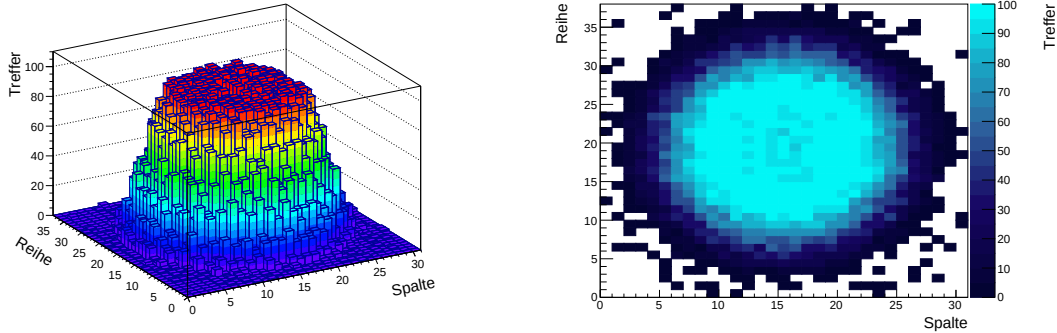


Abbildung 11: Aus der Radialverteilung rekonstruierte zweidimensionale Idealverteilung des Photonenstrahls auf dem MuPix7.

3.5 Verwendete MuPix7 Sensoren

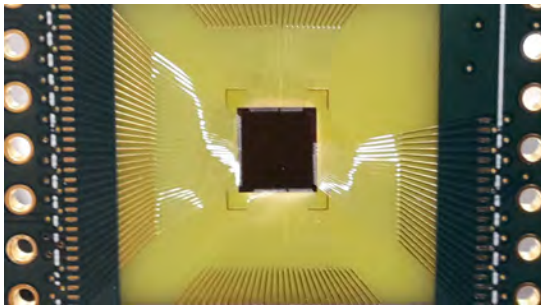


Abbildung 12: Bild des Sensors von vorne

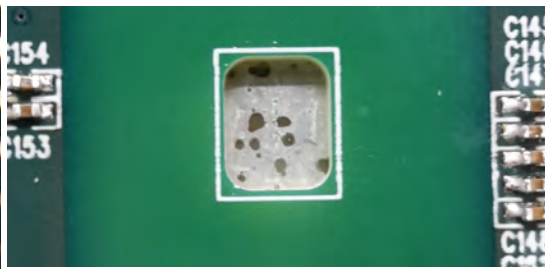


Abbildung 13: Bild des Sensors von hinten mit abgetragenem PCB

Der MuPix7 war in den Messungen auf einem PCB (Printed Circuit Board) montiert. In den ersten Messungen war zusätzlich noch eine 3D gedruckte Plastikkappe angebracht, die dann aber entfernt werden musste, um den Abstand zum Kollimator reduzieren zu können. Bei einigen Sensoren war das PCB hinter dem Chip teilweise abgetragen (Abb.13), was auch Messungen mit einem Photonenstrahl aus der anderen Richtung möglich machte. Der Sensor mit der Nummer 7708 befand sich laut den Angaben auf einer Kaptonfolie, die bei den zukünftigen, größeren Detektoren die mechanische Stabilität mit geringem Materialaufwand sicherstellen soll. Dabei sollen auch die notwendigen Verbindungen zum Chip direkt auf Kapton aufgebracht werden. Bei diesem Sensor war der PCB hinter der Kaptonfolie allerdings nicht abgetragen, sodass eine Messung mit einem durch die Kaptonfolie gehenden Photonenstrahl nicht möglich ist. Alle zur Messung in Mainz vorhandenen Sensoren sind im Anhang in Tabelle 5 aufgelistet.

4 Kalibrierungsmessung

4.1 Verwendeter Detektor

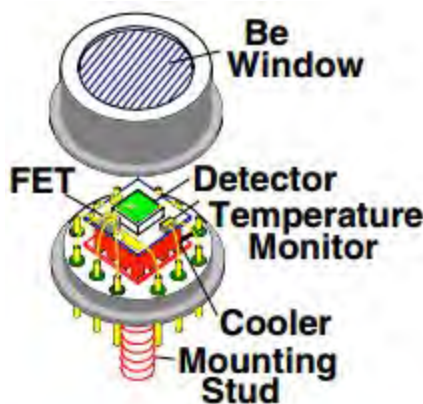


Abbildung 14: CZT Detektor [13]

Wie in Abschnitt 3 bereits erwähnt, muss zur Effizienzbestimmung die aus dem Kollimator kommende Photonenrate bekannt sein. Für die dazu notwendige Kalibrierungsmessung wurde ein $3 \times 3 \times 2$ mm XR-100T-CZT (Cadmium-Zink-Tellurid) Detektor von Amptek mit einem PX2T-CZT (ebenfalls Amptek) Verstärker und einem Multichannel-Analysator (MCA) aus dem Institut für Kernphysik ausgeliehen (Anhang Abbildung 45 bis 47). Der eigentliche Detektor befindet sich etwa 3 mm hinter einem Beryllium-Fenster (siehe Anhang Abbildung 48, alle Angaben in Zoll). Es sind somit zum MuPix vergleichbare geometrische Voraussetzungen gegeben. Die Positionierung des Strahls ist hier jedoch wesentlich umständlicher als beim MuPix, da im Gegensatz zum MuPix keine Ortsauflösung gegeben ist und der Photonenstrahl, wie in der Beispielmessung (Abb. 6) gesehen, bei diesem auch nur knapp auf die Detektorebene passte. Liegt der Strahl in der Messung oder der Kalibrierungsmessung nicht komplett auf der Detektorebene, gehen Photonen verloren und die beiden Messungen sind nicht mehr ohne weiteres miteinander vergleichbar, was für eine Effizienzberechnung von sehr großer Bedeutung ist. Die Positionierung des vollständigen Strahls auf der Detektorebene stellt in diesem Abschnitt somit ein wichtiges Problem dar.

4.2 ^{55}Fe Spektrum und Korrekturen

Als erster Test wurde die Probe ohne Kollimator für 1.5 Stunden direkt vor dem Detektor positioniert. Dabei wurde das Spektrum in Abbildung 15 aufgenommen (insgesamt etwa $3 \cdot 10^6$ Ereignisse).

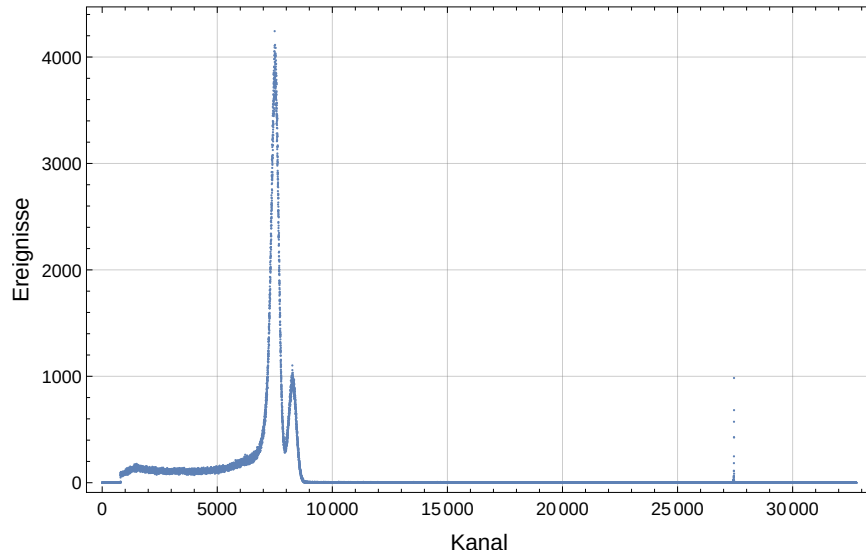


Abbildung 15: Mit dem Kalibrierungsdetektor aufgenommenes ^{55}Fe Spektrum.

Neben den beiden erwarteten Maxima der Eisenprobe befindet sich um Kanal 27500 ein weiteres Signal, über dem keine Treffer mehr detektiert werden und dessen Position nicht von den Einstellungen des Verstärkers abhängt. Dieser war für die Messungen auf der höchsten Stufe eingestellt und verstärkt das Signal aus dem Detektor. Im MCA wird das verstärkte Signal dann in Abhängigkeit von seiner Amplitude in einem bestimmten Kanal als Ereignis gezählt. Der Verstärker verschiebt also die Zuordnung der Kanäle zu den Photonenenergien. Da die Position des Signals bei Kanal 2750 nicht von den Einstellungen des Verstärkers abhing, wird vermutet, dass es sich um ein zu korrigierendes Störsignal handelt. Unter Kanal 798 werden ebenfalls keine Treffer aufgenommen. Auf eine Energiekalibrierung wurde zunächst verzichtet, da nur die beiden erwarteten Maxima der Eisenprobe mit bekannter Energie zu sehen sind. Auffällig ist, dass die Zählrate bei Energien unter denen der Eisenprobe deutlich größer ist als bei höheren Energien. Nach weiteren Recherchen bezüglich des Detektors stellte sich heraus, dass es sich dabei zum Teil um ein bekanntes Problem namens „Hole-tailing“ handelt [14].

4.2.1 Hole tailing

Bei Wechselwirkung eines Photons in dem Detektor werden Elektron-Loch Paare erzeugt. Die Lebensdauer bis zur Rekombination ist dabei für Elektronen und Löcher nicht identisch. Da die Lebensdauer eines Lochs in CZT wesentlich geringer ist als der

4 Kalibrierungsmessung

Zeitraum, der für die Bewegung des Lochs benötigt wird, hängt der durch Löcher verursachte Strom wesentlich von der Position der Wechselwirkung im Detektor ab [14]. Je nach Tiefe der Wechselwirkung verringert sich somit die am MCA ankommende Amplitude und der eigentliche Peak wird zu geringeren Energien hin „verschmiert“. Bei dem Kontinuum unterhalb der beiden Peaks (Abb. 15) handelt es sich somit um reale Treffer von Photonen aus der Probe, die bei der Bestimmung der Gesamtzählrate mit berücksichtigt werden müssen. Es muss daher von der Gesamtanzahl der Treffer im aufgenommenen Spektrum ausgegangen werden, wodurch eine Untergrundmessung notwendig wird¹.

4.2.2 Untergrundkorrektur

Für alle Messungen mit dem Kalibrierungsdetektor wurde die gleiche Untergrundmessung zur Korrektur verwendet. Diese lief über etwa 15 Stunden, in denen insgesamt 9737 Ereignisse gezählt wurden². Zu sehen sind zwei Störsignale an den Rändern des

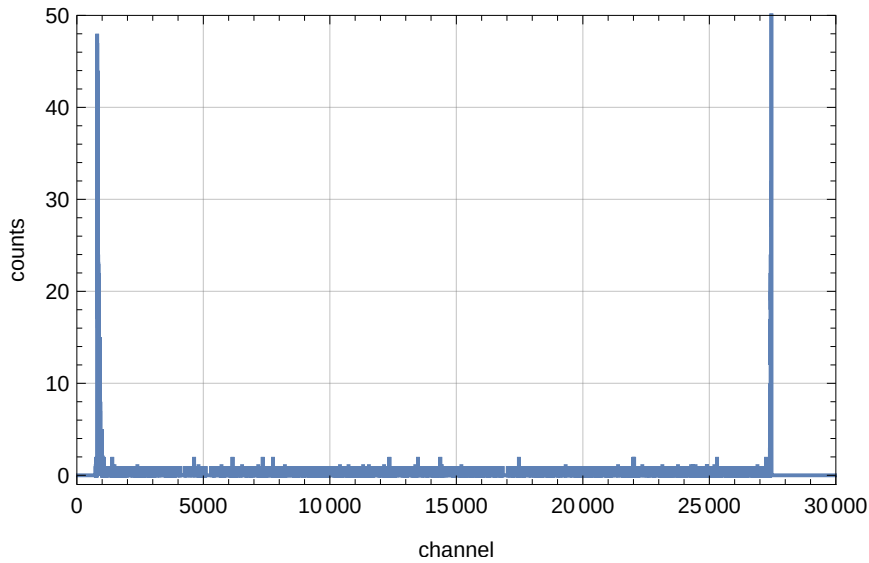


Abbildung 16: Untergrundmessung mit dem CZT Detektor.

Spektrums, von denen das bei niedrigeren Energien aufgrund seiner geringen Größe im ^{55}Fe Spektrum nicht aufgefallen ist. Dazwischen liegen nur wenige Ereignisse³. Eine Erklärung für das Signal bei niedrigen Kanälen könnte thermische Anregung von Elektron-Loch-Paaren sein. Das Signal beim Maximalkanal entsteht vermutlich durch die Sättigung bei einer Wechselwirkung von höherenergetischen Photonen. Diese Photonen können zum Beispiel aus natürlichen Strahlenquellen stammen, wie ^{40}K oder

¹andernfalls hätte man diesen durch einen zusätzlichen Parameter im Fit von zwei Gaußkurven über einem konstanten Untergrund berücksichtigen können.

²Rechts wurde zur Übersichtlichkeit ein Datenpunkt mit ca. 1400 Ereignissen abgeschnitten

³Im Plot nicht gut zu erkennen, zwischen Kanal 5000 und 25000 liegen nur 622 Ereignisse

4 Kalibrierungsmessung

den Atomen in den Zerfallsketten von ^{238}U und ^{232}Th [15].

Da die Ereignisse auf den höheren Kanälen und das Sättigungssignal nicht aus der Eisenprobe stammen können und für die Auswertung von der Gesamtanzahl der Ereignisse ausgegangen werden soll, wurden zur Unterdrückung des Sättigungssignals alle Spektren bei Kanal 15000 abgeschnitten und nur die darunterliegenden Daten auf den Untergrund korrigiert und weiter verwendet. Dafür wurde die verbleibende Ereignisanzahl N_U der Untergrundmessung jeweils auf die Messzeit der zu korrigierenden Messung skaliert und von der verbleibenden Ereignisanzahl N_M dieser Messung abgezogen. Da es sich um ein Zählexperiment handelt, wurde für beide Werte jeweils mit einer Unsicherheit von $\sqrt{N_i}$ gerechnet. Die Unsicherheit auf der Messzeit wird vernachlässigt, da sie einen sehr geringen Beitrag zum Gesamtfehler liefert.

4.2.3 Effizienzkorrektur

Auch der zur Kalibrierung verwendete Detektor hat natürlich eine von eins verschiedene Effizienz, die berücksichtigt werden muss. Im Gegensatz zum MuPix ist diese jedoch bereits bekannt und kann korrigiert werden. Trägt man die von Amptek gegebenen Werte dazu (Anhang Tabelle 6, [16]) auf, so erhält man die Effizienzkurve in Abbildung 17.

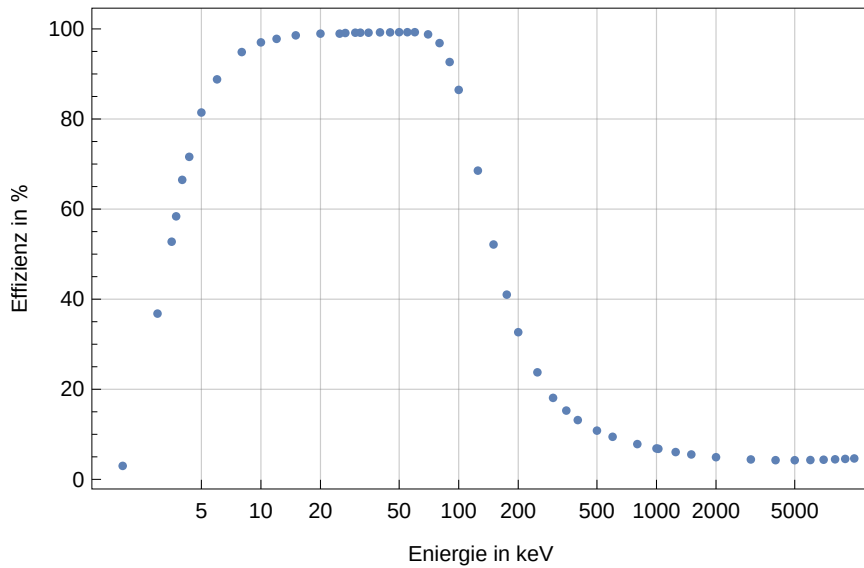


Abbildung 17: Effizienzkurve des CZT Detektors.

Bei niedrigen Energien wird die Effizienz des Detektors im Wesentlichen durch die Absorption der Photonen im Beryllium-Fenster bestimmt, bei höheren Energien durch die begrenzte Energieabgabe im Detektormaterial. Die Angaben beziehen sich auf theoretische Rechnungen, die Einflüsse von Hole-tailing nicht berücksichtigen. Ebenfalls nicht gegeben sind Fehlerangaben, was an dieser Stelle eine Schätzung notwendig macht. Um die Effizienz für die Photonen aus der Eisenprobe abschätzen zu können,

4 Kalibrierungsmessung

Parameter	Wert [ev]	Fehler [eV]
A_1	286650	475
μ_1	6490.12	0.23
σ_1	120.65	0.18
A_2	1148260	1160
μ_2	5949.59	0.15
σ_2	119.53	0.14

Tabelle 2: Fit Parameter des Energiespektrums.

wurde zunächst das Spektrum aus Abbildung 15 energiekalibriert. Dafür wurde eine Überlagerung von zwei Gaußkurven an das unkalibrierte Spektrum angepasst und die Mittelwerte der Gaußkurven mit den Energien aus Tabelle 1 gleichgesetzt. Die Werte für die restlichen Kanäle wurden unter Annahme eines linearen Zusammenhangs zwischen Kanal und Energie daraus extrapoliert. Eine Übereinstimmung von Kanal 0 mit einer Energie von 0 eV wurde dafür nicht gefordert.

Daraufhin wurde eine lineare Interpolation der Effizienzangaben in Tabelle 6 (Abbildung 19) und ein Fit einer Überlagerung von zwei Gauß-Funktionen

$$f(E) = \frac{A_1}{\sqrt{2\pi\sigma_1^2}} \cdot e^{-\frac{(E-\mu_1)^2}{2\sigma_1^2}} + \frac{A_2}{\sqrt{2\pi\sigma_2^2}} \cdot e^{-\frac{(E-\mu_2)^2}{2\sigma_2^2}} \quad (5)$$

an das energiekalibrierte Spektrum durchgeführt (Abbildung 18). Die Datenpunkte im grün markierten Bereich der Fit-Funktion wurden nicht verwendet, da dieser stark durch Hole-tailing beeinflusst wird. Die Ergebnisse des Fits für die Parameter $A_1, \mu_1, \sigma_1, A_2, \mu_2$ und σ_2 sind in Tabelle 2 aufgeführt.

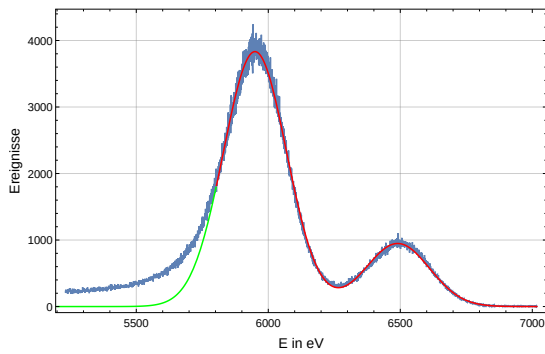


Abbildung 18: Ausschnitt des Energiekalibrierten Spektrums

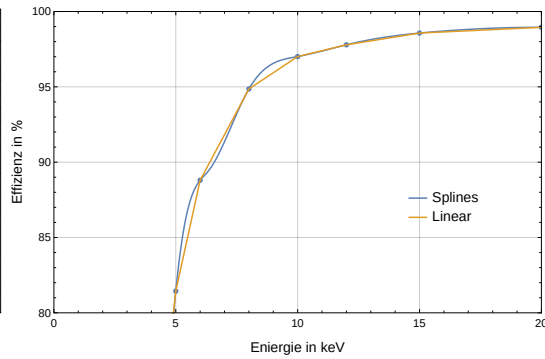


Abbildung 19: Interpolation der Effizienzkurve

Die Effizienz des Detektors auf ein beliebiges Photon aus der ^{55}Fe Probe wurde nun abgeschätzt, indem der mit dem Fit $f(E)$ gewichtete Mittelwert der linearen

4 Kalibrierungsmessung

Interpolation $I(E)$ berechnet wurde.

$$\text{Eff}_{combined} = \frac{\int_{5keV}^{7keV} I(E) \cdot f(E) dE}{\int_{5keV}^{7keV} f(E) dE} = 88.87\% \quad (6)$$

Die Integrationsgrenzen wurden zu 5 keV und 7 keV gewählt. Der Grund dafür ist, dass die Gaußkurve in den anderen Bereichen des Spektrums weit genug abgefallen ist um diese nicht mehr zu gewichten. Man könnte eigentlich auch über alle Energien integrieren, allerdings benutzt die Interpolationsfunktion in dem verwendeten Programm dann in Bereichen ohne Datenpunkte eine Extrapolation und wird unphysikalisch.

Der Versuch einer Fehlerberechnung für den Wert aus Gleichung (6) würde wenig Sinn machen, da für die Daten der Interpolation, wie bereits erwähnt, keine Fehler gegeben sind und die Fehler auf den Parametern des Gauß-Fits in Tabelle 2 nicht angemessen sind, da die Amplituden der beiden Maxima wiederum von der Effizienz für die zwei unterschiedlichen Energien abhängen, was in dieser Abschätzung nicht berücksichtigt wird. Außerdem sollte durch Hole-tailing das Maximum bei höherer Energie in das zweite Maximum „verschmiert“ werden, was im Fit jedoch ebenfalls nicht berücksichtigt werden kann. Da es sich bei den Herstellerangaben zur Effizienz zusätzlich noch um Theoriewerte handelt, wird ein Gesamtfehler von 5 % angenommen. Für die Effizienz des Kalibrierungsdetektors auf Photonen der Eisenprobe wird im Folgenden somit $(89 \pm 5) \%$ verwendet.

4.2.4 Vergleich der Intensitäten

Korrigiert man die Amplituden der beiden gemessenen Maxima A_1 und A_2 einzeln mit der linearen Interpolation aus Abbildung 19 auf die Effizienz des Detektors für ihre jeweilige Energie nach den Literaturangaben in [8], so erhält man ein Verhältnis der beiden Amplituden von

$$\frac{A_1 \cdot I_2}{A_2 \cdot I_1} = 4.11 \pm 0.02 \quad (7)$$

Wobei I_1 die Effizienz für den mit der jeweiligen Wahrscheinlichkeit gewichteten Mittelwert aus 5895.75 eV und 5887.65 eV ist (siehe Tabelle 1) und I_2 die Effizienz für eine Energie von 6490 eV.

Zu erwarten wäre nach den Literaturangaben [8] jedoch ein Wert von 7.37 ± 1.27 , was einer Abweichung zu (7) von etwa 2.5σ entspricht. Es ist daher zu vermuten, dass einige Fehlerquellen bei der durchgeführten Messung von der Energie der Photonen abhängen und die Amplitude der Signale von höherenergetischen Photonen dabei stärker beeinflussen und somit einen Teil dieses Signals in das Maximum bei niedrigeren Energien verschoben wird.

Das Ergebnis aus Gleichung (6) basiert somit durch die deutlich abweichenden Amplituden in gewisser Weise auf fehlerhaften Daten. Rechnet man allerdings in (6) nur mit Literaturwerten aus [8], so erhält man eine Effizienz von 88.32% und es handelt sich somit durch den auf 5% geschätzten Fehler um eine irrelevante Abweichung.

4.3 Messung der Gesamtrate des Photonenstrahls

Um das Problem der kompletten Positionierung des Photonenstrahls auf der Detektorebene zu lösen und die gesuchte Gesamtintensität des Strahls zu bestimmen, wurden zwei unterschiedliche Ansätze verfolgt. Zum einen wurde der Kollimator mit zwei Micrometerschrauben parallel zur Detektorebene (im Folgenden XY-Ebene genannt) verschoben, um nach einem Plateau zu suchen, dass auf einen vollständig auf dem Detektor liegenden Strahl hinweisen würde. Dieses Plateau sollte theoretisch sichtbar sein, wenn die gefundenen Angaben zur Geometrie des Detektors (Abb. 48) korrekt und die Annahmen für die radiale Intensitätsverteilung in Abschnitt 3.4 angemessen sind (siehe Abb. 20). Weil insbesondere die Angaben zum Detektor zunächst infrage

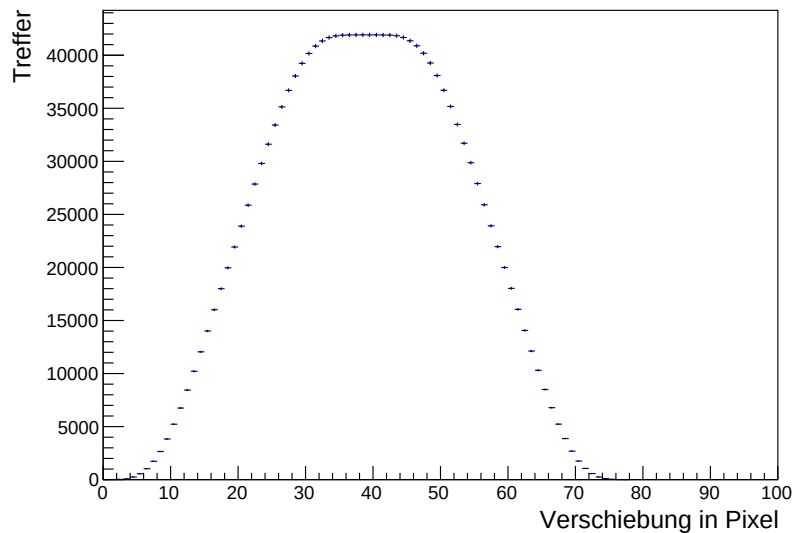


Abbildung 20: Verschiebung der Idealverteilung (Abb. 11) auf einer sensitiven Fläche von 3x3 mm.

standen⁴, wurde in Betracht gezogen die Gesamtintensität unter Annahme der Intensitätsverteilung aus Abschnitt 3.4 auch aus der Messung eines nicht vollständig auf dem Detektor liegenden Strahls zu rekonstruieren. Da der Detektor wie bereits erwähnt nur für eine begrenzte Zeit ausgeliehen war, wurde dazu vorsorglich auch eine Messung in Abhängigkeit des Abstands des Kollimators vom Detektor durchgeführt (Verschiebung in Z-Richtung), ohne zu diesem Zeitpunkt einen genauen Verwendungszweck für diese Daten zu haben.

4 Kalibrierungsmessung

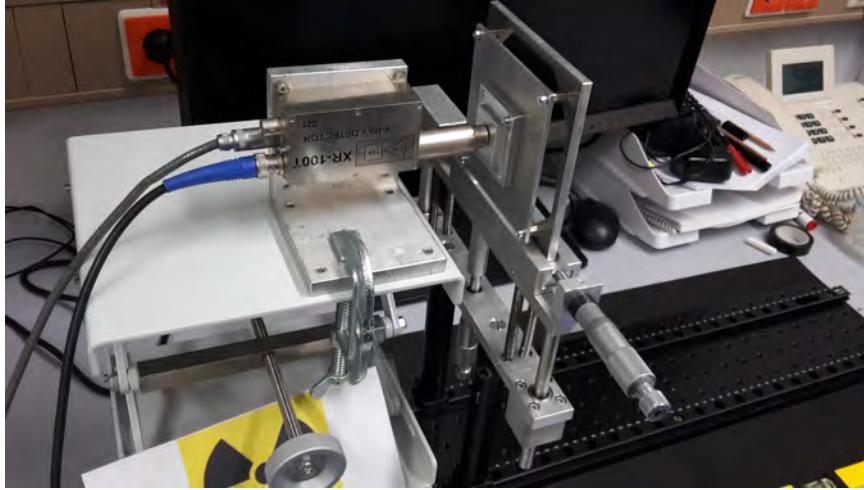


Abbildung 21: Aufbau für die Verschiebung in der XY-Ebene.

4.3.1 Verschiebung in der XY-Ebene

Die ^{55}Fe Probe wurde für diese Messung in der gleichen Halterung befestigt, die auch für die Messungen mit dem MuPix7 verwendet wird. Der Detektor wurde auf einer verstellbaren Plattform befestigt, um die Höhe auf die des Kollimators anpassen zu können. Es wurde darauf geachtet, dass noch ein kleiner Abstand zwischen dem Detektor und dem Kollimator besteht, um das empfindliche Beryllium Fenster beim Verschieben nicht zu beschädigen. Der Kollimator wurde durch Verschieben der Halterungsschiene zunächst grob positioniert und dann mit der horizontalen Mikrometerschraube in 5 mm Schritten zwischen 8 mm und 12 mm verschoben. Für jede Position wurde dann eine ca. 40 minütige Messung mit dem Detektor durchgeführt. Nachdem sich beim gleichzeitigen Auftragen der unkorrigierten Messdaten dabei ein Plateau zeigte, wurde in der relevanten Region die Schrittlänge verringert.

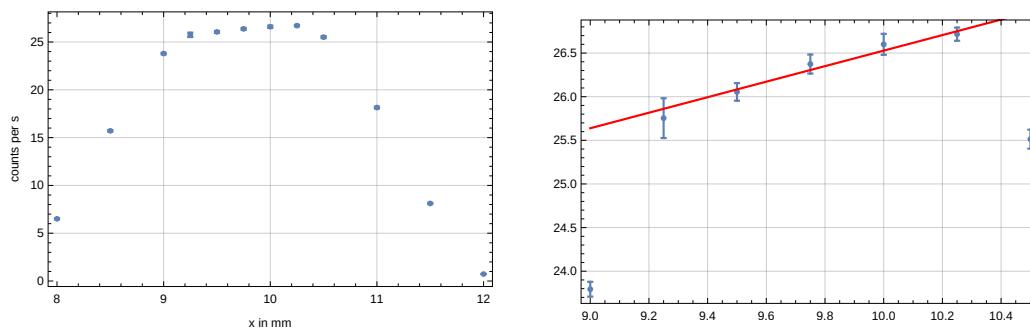


Abbildung 22: Messergebnisse für die Verschiebung in X-Richtung.

⁴Datenblatt war nicht mehr aufzufinden und Abbildung (48) wurde nicht auf einer Internetseite Ampteks gefunden.

4 Kalibrierungsmessung

In dem in Abbildung 22 links zu sehenden Plateau ist jedoch noch eine deutliche Steigung enthalten (rechte Abbildung). Der auf 5% abgeschätzte Fehler auf der Effizienz des Detektors gilt hier nicht, da dieser systematisch ist und hier Messungen des gleichen Detektors untereinander verglichen werden. Der Fit einer Geraden $f(x) = m \cdot x + b$ ergibt die Parameter $m = (0.89 \pm 0.14) \frac{\text{Hz}}{\text{mm}}$, $b = (17.63 \pm 1.43) \text{ Hz}$ mit $\chi^2_{red} = 0.42$. Eine mögliche Erklärung dafür könnte sein, dass der Detektor leicht verdreht in dem Gehäuse platziert ist und der Photonenstrahl beim Verschieben eine Kante des Detektors schneidet.

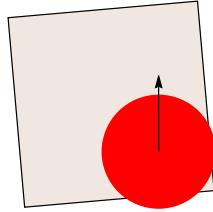


Abbildung 23: Skizze zur Erklärung der Steigung im Plateau.

Für die folgende Messung in Y-Richtung wurde daher für die x-Position 10 mm gewählt, da eine horizontale Achse durch den Mittelpunkt des Detektors bei einer solchen Verdrehung nicht in der Mitte des beobachteten Plateaus liegt. Die Messergebnisse dafür sind links in Abbildung 24 aufgetragen. Bei $y=10.75 \text{ mm}$ wurde dabei ein Datenpunkt aufgenommen, der von dem Mittelwert der Datenpunkte im Plateau ca. 3.5σ abweicht. Es war nicht möglich, diesen Datenpunkt mit einer im Anschluss durchgeführten Messung zu reproduzieren. Eventuell handelt es sich tatsächlich um eine statistische Fluktuation, oder es ist ein unbekannter Fehler in der Messung aufgetreten.

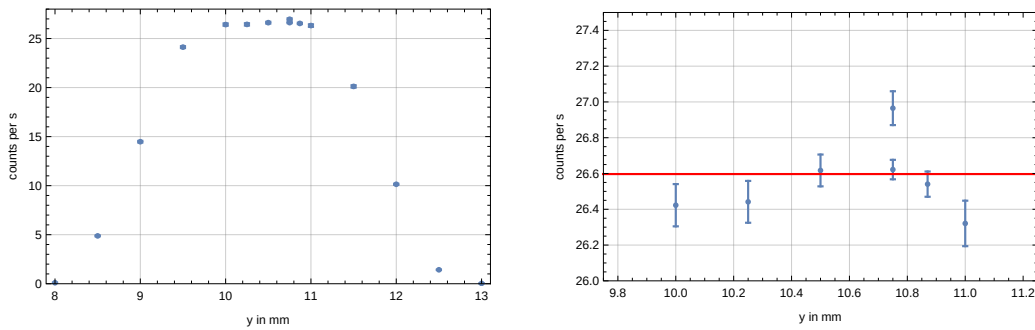


Abbildung 24: Messergebnisse für die Verschiebung in Y-Richtung.

Weiterverwendet wurde nun der mit den Fehlern gewichtete Mittelwert der Datenpunkte in der rechten Abbildung (26.597 ± 0.032) Hz. Nach der Korrektur auf die Effizienz erhält man eine Rate von (29.80 ± 1.68) Hz. Aufgrund der Halbwertszeit von ^{55}Fe (2.744 ± 0.009) Jahre, ist auch das genaue Datum dieser Messung relevant, weil die Intensität der Probe in den verbleibenden 57 Tagen der Bachelorarbeit um ca. 4%

4 Kalibrierungsmessung

abfallen wird. Die oben angegebene Rate wurde am 08.02.2017 gemessen. Die Uhrzeit wurde dabei nicht mehr beachtet, da ihr Einfluss auf die folgenden Messungen immer wesentlich geringer als die statistische Unsicherheit ist⁵.

4.3.2 Verschiebung in z-Richtung

Der Kollimator wurde für diese Messung nach Augenmaß möglichst mittig vor dem Detektor platziert und dann mit einer Mikrometerschraube von diesem entfernt. Die gemessene Maximalzählrate liegt bei 26.48 ± 0.06 Hz. Diese Rate liegt leicht unter der im letzten Abschnitt bestimmten Rate von (26.597 ± 0.032) Hz, was jedoch aufgrund der eigentlich eher ungenauen Positionierung eine überraschend geringe Abweichung war.

Wie in 4.3 bereits erwähnt, wurde diese Messung durchgeführt um bei einem fehlendem Plateau in 4.3.1 zusätzliche Daten zur Verfügung zu haben. Da sich das Plateau in Abschnitt 4.3.1 jedoch zeigte, wurde der alternative Ansatz nicht weiter verfolgt und die gemessenen Daten nicht weiter verwendet.

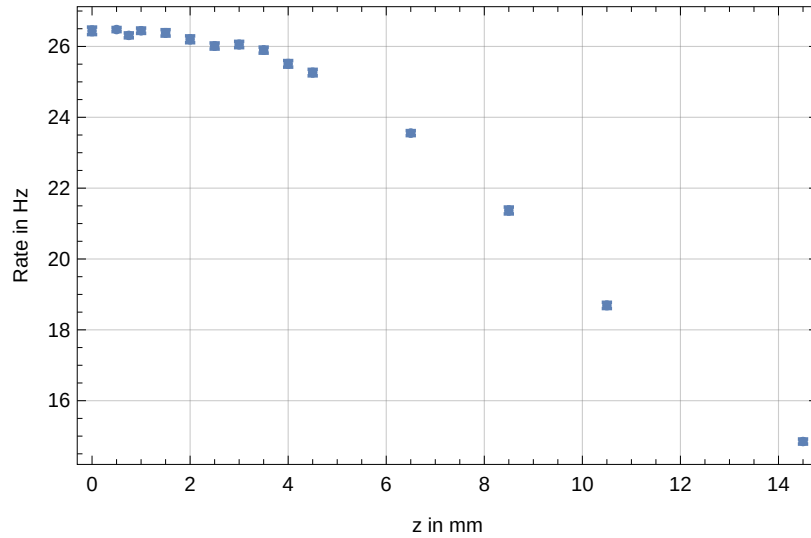


Abbildung 25: Messergebnisse für die Verschiebung in Z-Richtung.

4.4 Vergleich der Aktivität mit den Herstellerangaben

Um die Herstellerangaben aus Abschnitt 3.1 mit den hier gemessenen Aktivitäten zu vergleichen, müssen verschiedene Korrekturen vorgenommen werden. Ohne Kollimator wurde eine Zählrate von $R_0 = 554.65 \pm 0.32$ Hz gemessen, auf die Effizienz korrigiert erhält man $R_1 = 624 \pm 35$ Hz. Dann wurde die Messung am 11.02.2017 durchgeführt und die vom Hersteller angegebene Probenaktivität gilt für den 01.09.2015. Korrigiert

⁵mehr dazu in Abschnitt 5.

4 Kalibrierungsmessung

man den Unterschied von 529 Tagen mit einer Halbwertszeit von 2.774 Jahren [8], so erhält man

$$R_2 = R_1 \cdot e^{\frac{\ln(2)}{2.744y \cdot 365.25} \cdot 529d} = 900 \pm 51 \text{ Hz.} \quad (8)$$

Der Detektor füllt nur einen Anteil des Raumwinkels von

$$\frac{1}{\pi} \cdot \arctan \left(\frac{L^2}{2 \cdot d \cdot \sqrt{4 \cdot d^2 + 2 \cdot L^2}} \right) = 0.039 \pm 0.017 \quad (9)$$

aus. (Seitenlänge der Detektorebene $L=3$ mm, Abstand zum Detektor $d=4 \text{ mm} \pm 1 \text{ mm}$). Darauf korrigiert, ergibt sich eine Rate von $R_3 = 23 \pm 10 \text{ kHz}$. Dieser Wert stellt nur die Photonen dar, die das Plastik verlassen. Wie in Abschnitt 3.1 bereits diskutiert, liegt tatsächliche Aktivität der Probe jedoch durch Absorption der Elektronen und eines Teils der Photonen im Plastik mindestens eine Größenordnung darüber. Der Abstand zu den Herstellerangaben von $(1.85 \pm 30\% - 10\%) \text{ MBq}$ beträgt damit zwar immer noch fast eine Größenordnung, die gemessene Rate ist jedoch, aufgrund der sehr großen Unsicherheiten auf beiden Werten und z.B. der bereits erwähnten Unterschiede bei verschiedenen Plastikarten, nicht ganz unrealistisch.

4.5 Zusammenfassung der Kalibrierungsmessung

In der durchgeführten Kalibrierungsmessung wurde die aus dem Kollimator kommende Photonenrate am 08.02.2017 zu

$$R_{kol} = (29.80 \pm 1.68) \text{ Hz} \quad (10)$$

bestimmt. Der Fehler dieses Werts wird fast ausschließlich durch den systematischen Fehler von 5% auf der Effizienz des Kalibrierungsdetektors bestimmt. Dieser wurde so hoch angesetzt, da die Energieabhängigkeit von verschiedenen störenden Effekten nicht berücksichtigt wurde und die Herstellerangaben zur Effizienz auf einer theoretischen Rechnung beruhen, die eine feste Dicke des Eingangsfensters des Detektors annimmt und zudem keine Fehlerangaben macht. Es wäre möglich, dass die Abschätzung dieses Fehlers zu großzügig geraten ist. Eine Unterschätzung des Fehlers ist hier eher unwahrscheinlich und er kann damit als eine Art Maximalfehler angesehen werden.

Die in diesem Abschnitt gemessenen Raten hatten eine im Vergleich zu den Herstellerangaben zur Aktivität realistische Größe.

Darüber hinaus wurde eine von den Literaturwerten abweichende Energieverteilung der Photonen aus der Probe gemessen, die in dieser Form möglicherweise korrekt ist und somit auch für die Messungen am MuPix relevant sein könnte.

5 Messungen am MuPix

Mit der ^{55}Fe Probe und dem schon bei der Kalibrierung verwendeten Kollimator wurden schließlich Messungen am eigentlich zu untersuchenden Sensor vorgenommen. Mit diesen und den im letzten Abschnitt erhaltenen Informationen, soll die Effizienz auf Photonen bestimmt werden. Ebenso wie in der Kalibrierung ist es auch hier wichtig sicherzustellen, dass der komplette Photonenstrahl auf dem Sensor liegt, um eine Vergleichbarkeit mit der Kalibrierungsmessung zu gewährleisten. Dies ist in diesen Messungen jedoch leicht zu erreichen, da es sich um einen Pixeldetektor handelt und im Steuerungsprogramm sofort die Position der einzelnen Treffer angezeigt wird. Die Position des Strahls zeichnete sich daher, bei dazu geeigneten Einstellungen, bereits nach kurzer Zeit ab und konnte entsprechend korrigiert werden.

Zu Anfang wurde die oben bereits gezeigte Beispielmessung aufgenommen und mit dem Schreiben eines Programms in C++ zur Einlese, Auswertung und Korrektur der vom Messprogramm erzeugten Daten begonnen. Dafür konnte auf eine bereits existierende Programmbibliothek zurückgegriffen werden.

Zunächst wurde versucht, den Einfluss des statistischen Fehlers der Messungen in diesem Abschnitt deutlich unter dem der Kalibrierungsmessung zu halten. Als Messzeit für jede Einstellung wurde dafür zunächst eine Dauer von 8 Stunden gewählt, diese wurde dann aber aus Zeitgründen für verschiedene Messungen deutlich reduziert, sie fiel jedoch nie unter eine Stunde.

Das Messprogramm musste zu Beginn bei jedem Wechsel der Einstellungen manuell bedient werden. Dabei wurde darauf geachtet, dass Messungen bei lichtempfindlichen Einstellungen¹ bei Dunkelheit liefen. Später wurde dann eine Funktion eingebaut, die automatisch über einen längeren Zeitraum Messungen bei verschiedenen Einstellungen vornimmt.

5.1 Korrekturen

Aus früheren Charakterisierungen des MuPix7 sind potentielle Messfehler bekannt, die in den durchgeführten Messungen teilweise korrigiert werden können.

5.1.1 Untergrund

Zunächst gibt es einen Untergrund, der zum Beispiel durch das Rauschen des Verstärkers, die thermische Anregung von Elektron-Loch-Paaren, Streulicht oder natürliche γ -Strahlung verursacht wird. Wie in Abbildung 26 zu sehen, hängt

¹mehr dazu später

5 Messungen am MuPix

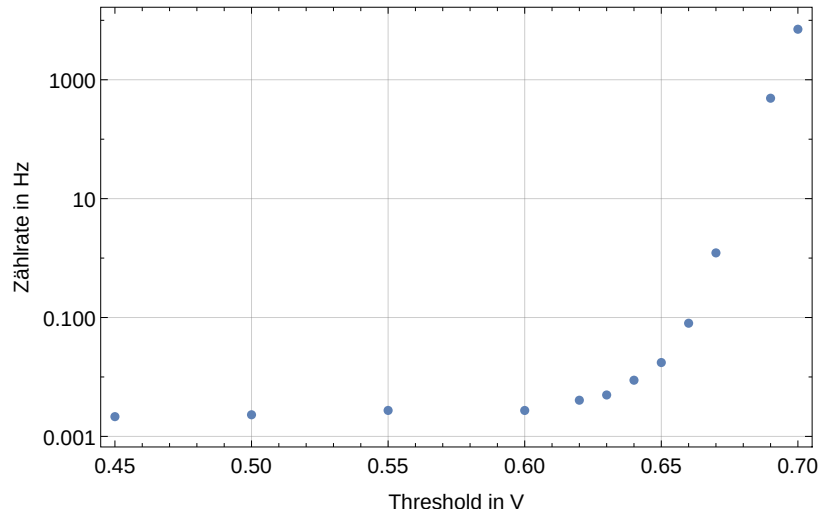


Abbildung 26: Untergrundrate in Abhängigkeit des Thresholds, gemessen mit Sensor Nr. 7704 bei Standard-Einstellungen und ausgeschalteter Raumbeleuchtung.

dieser stark vom angelegten Threshold ab. Die gemessene Zählrate ändert ihre Größenordnung über einen Bereich bei niedrigen Thresholds nicht und steigt dann bei einer Art Grenzspannung um 0.65 V sehr stark an. Es wurde in anderen Messungen auch beobachtet, dass verschiedene Einstellungen zum Stromverbrauch diese Grenzspannung des einsetzenden Untergrunds entlang der x-Achse verschieben. Bei niedrigen Thresholds ist der Einfluss einer ein- oder ausgeschalteten Beleuchtung im Raum auch bei längerer Messzeit nicht relevant. Bei sehr hohen Threshold-Einstellungen ist jedoch ein sehr deutlicher Einfluss vorhanden.

5 Messungen am MuPix

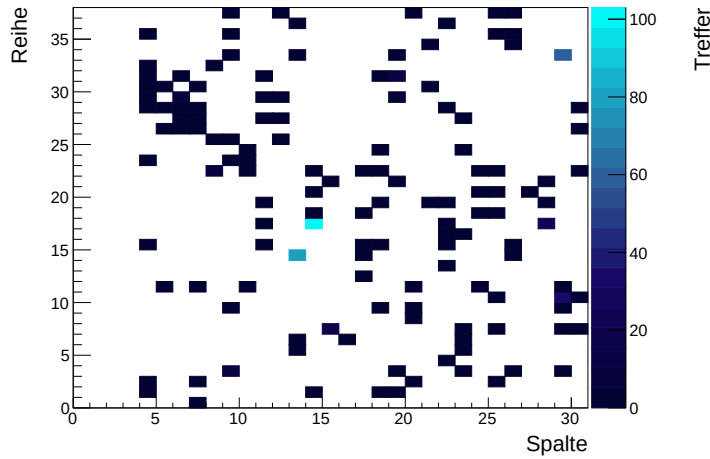


Abbildung 27: Histogramm einer Untergrundmessung bei einem Threshold von 0.65 V und einer Messdauer von 7.84 Stunden.

Bei Betrachtung einiger Histogramme der oben gezeigten Messung fällt auf, dass ein großer Teil der Untergrundrate von einzelnen Pixeln bestimmt wird. Vermutlich entstehen diese Abweichungen in den im Folgenden „Noisy“ genannten Pixeln durch die bereits erwähnten möglichen Produktionsfehler. Beispielhaft ist dies in Abbildung 27 gezeigt, die anderen Thresholds ergeben ein ähnliches Bild.

Um die eigentlichen Messungen darauf korrigieren zu können, wurde für jeden Sensor bei jeder Einstellung eine eigene Untergrundmessung durchgeführt. Diese wurde dann wie bereits in der Kalibrierungsmessung auf die Laufzeit skaliert und Pixel für Pixel von der zu korrigierenden Messung abgezogen.

5.1.2 Zerfall der Probe

Außerdem zu korrigieren ist die aufgrund des Zerfalls zeitabhängige Probenaktivität. Bei der Bestimmung von Effizienzen wurde daher die am 08.02.2017 bestimmte Photonenrate des Strahls aus dem Kollimator über das Zerfallsgesetz auf das jeweilige Datum der Messung angepasst. Über einen Tag fällt die Aktivität der ^{55}Fe Probe um 0.07 % ab. Die statistische Unsicherheit einer Messung bei geringem Threshold über 11 Stunden² bewegte sich um etwa 0.2 %, sodass die genaue Uhrzeit der Messung vernachlässigt werden kann. Bei höherem Threshold sind sowieso die Untergrundeffekte ausschlaggebend für die Unsicherheit.

5.1.3 Übersprechen

Übersprechen ist ein schon in früheren Tests mit dem Sensor bemerktes Problem. Bei diesem Effekt überträgt sich ein Teil des Signals einer Leitung auf eine daneben-

²Daten der Beispielmessung.

5 Messungen am MuPix

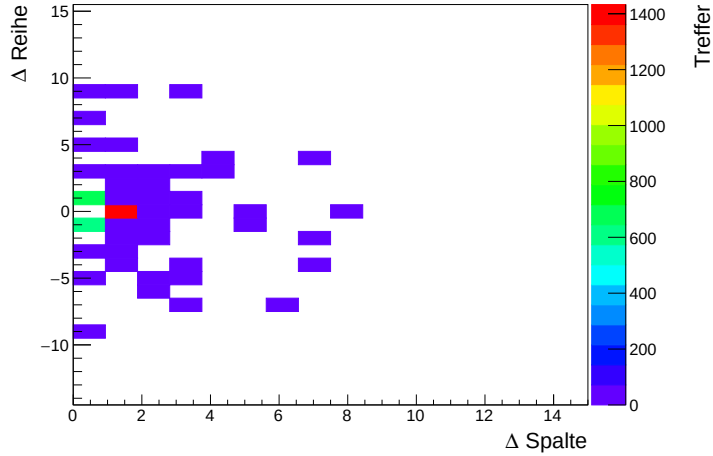


Abbildung 28: Histogramm der relativen Lage von weiteren Treffern in einem kurzen Zeitintervall nach einem Treffer auf (0,0)

liegende Leitung. Da auf dem MuPix7 die Verbindungen der Pixel mit gerader und ungerader Reihenadresse nebeneinander verlaufen, entsteht dabei entlang einer Spalte ein Muster. Wenn dieser Effekt auftritt, erhöht sich dadurch die in der Messung erhaltene Rate, da bei mehreren Pixeln ein Treffer gezählt wird. Dies ließ sich jedoch leicht korrigieren, da Mehrfachtreffer innerhalb eines Zeitraums von wenigen ns bei den hier verwendeten Raten sehr unwahrscheinlich sind und somit als übersprechende Signale gewertet werden können. Bei höheren Raten würde dieser Effekt jedoch ein größeres Problem darstellen. Der Anteil der übersprechenden Ereignisse an der Gesamtanzahl der Treffer betrug in den durchgeführten Messungen weniger als 1%. Genaue Angaben lassen sich hier nicht machen, da nah beieinanderliegende Noisy-Pixel in verschiedenen Messungen die Werte deutlich verfälschen.

Im Gegensatz zu Tests mit höheren Raten, kann man hier einzelne übersprechende Treffer betrachten. Trägt man nach einem Treffer für ein kurzes Zeitintervall die relative Position der nächsten Treffer zu diesem in ein Histogramm ein, so erhält man Abbildung 28. Die Streuung zu Spalten > 0 hängt mit der Ausleserichtung der Pixeladressen und deren Abspeicherung zusammen und ist hier jetzt nicht weiter relevant. Entlang einer Verschiebung der Spalte von 0 zeigt sich das erwartete, durch übersprechende Treffer erzeugte Muster. Der Referenztreffer liegt dabei jedoch immer bei (0,0). Nach der Leitungsführung auf dem Sensor würde man somit Signale auf geraden Werten für Δ Reihe erwarten, die Signale befinden sich aber genau auf den ungeraden Positionen. Es liegt dafür derzeit keine Erklärung vor. Bei mehrfacher Überprüfung des zur Erstellung dieser Abbildung verwendeten Programms konnte kein Fehler gefunden werden, er ist jedoch nicht auszuschließen.

5.1.4 Ladungsteilung

Eine weitere mögliche Fehlerquelle entsteht, wenn sich die Ladung nach der Wechselwirkung eines Photons auf mehrere Pixel aufteilt. In Abbildung 28 ist dies durch die deutlich höhere Zählrate bei den drei an die Null angrenzenden Pixeln bereits zu sehen. Pixel mit Spalten $<$ werden in diesem Plot wie bereits gesagt nicht an der richtigen Stelle angezeigt und erhöhen den Wert bei (1,0) noch einmal deutlich. Die Korrektur auf Ladungsteilung ist bei der durchgeführten Korrektur für das Übersprechen bereits enthalten.

5.2 Messung der Thresholdabhängigkeit

5.2.1 Erste Ergebnisse

Zunächst wurden Messungen für verschiedene Thresholds auf Sensor Nr.7704 durchgeführt. Es wurde erwartet, dass ab einem bestimmten Threshold die Effizienz des Sensors auf die Photonen der Eisenprobe konstant bleibt, wenn die Amplitude des erzeugten Signals in jedem Fall durch den Threshold abgedeckt ist. Dies konnte jedoch aufgrund eines stark ansteigenden Untergrunds nicht auf Anhieb beobachtet werden. Bevor eine konstante Effizienz zu erkennen war, stieg die Untergrundrate bei einem Threshold von 0.7 V bei einzelnen Pixeln auf über 2500 Hz an. Das gesuchte Signal der Photonen bewegt sich in einer Größenordnung von etwa 0.01 Hz pro Pixel, sodass ein Abziehen des Untergrunds durch die statistische Unsicherheit nicht mehr für jeden Pixel das Signal der Photonen liefern konnte.

Es wurde daher versucht, die Pixel mit erhöhter Rate aus den Daten herauszufiltern. Die Detektion der Pixel mit erhöhter Rate konnte aufgrund des Unterschieds von fünf Größenordnungen zwischen Untergrund und Signal zunächst einfach durch die Auswahl der Pixel mit der größten Rate geschehen. Bei ständigem Herausnehmen dieser Pixel wurde jedoch erst bei 100 herausgenommenen Pixeln die Größenordnung der Photonenrate aus der Probe erreicht und das gesuchte Signal ansatzweise sichtbar.

5 Messungen am MuPix

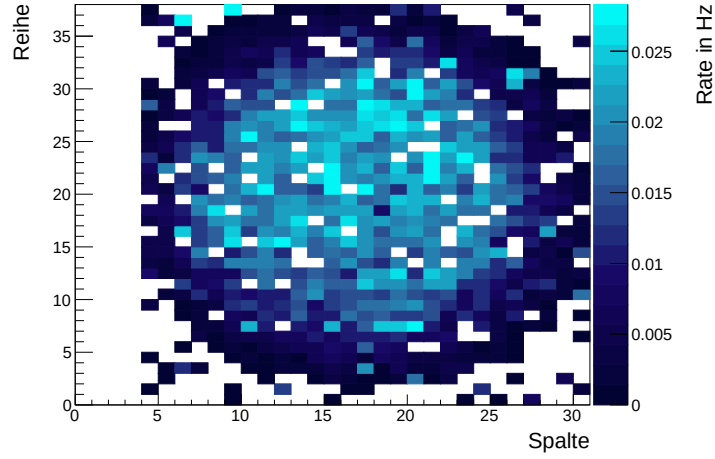


Abbildung 29: Histogramm der Messung bei einem Threshold von 0.70 V mit 100 entfernten Pixeln.

Es wäre hier somit auch nicht sinnvoll zu versuchen, die Pixel auf den Mittelwert der umliegenden Pixel zu setzen, anstatt sie komplett aus der Messung zu entfernen, da durch die große Anzahl auch nebeneinanderliegende Pixel eine um Größenordnungen zu hohe Rate aufweisen könnten. Der aus verschiedenen Messungen erhaltene Verlauf ist in Abbildung 30 zu sehen. Für Thresholds unter 0.68 V war das Abziehen des Untergrunds ausreichend und das Herausnehmen von Pixeln wurde nicht notwendig.

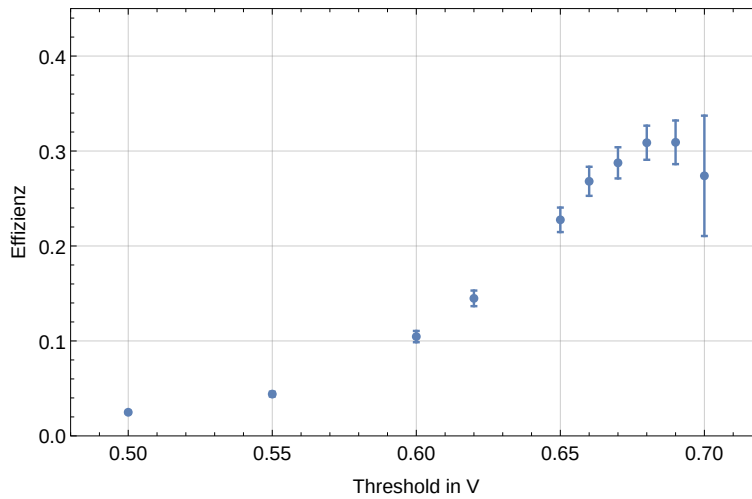


Abbildung 30: Messung der Effizienz in Abhängigkeit des Thresholds bei Sensor Nr. 7704.

In dem Verlauf der Kurve scheint sich bei den höchsten beiden Werten für den Threshold eine Art Maximum auszubilden, jedoch sind dies ebenfalls die Messungen,

5 Messungen am MuPix

bei denen eine mehr oder weniger willkürliche Anzahl von 100 Pixeln entfernt werden musste. Vergleichsmöglichkeiten zu Abbildung 29 sind mit 75 und 125 entfernten Pixeln in Abb. 32 und 31 gegeben. Es ist fragwürdig, ob es sich bei dem angedeuteten

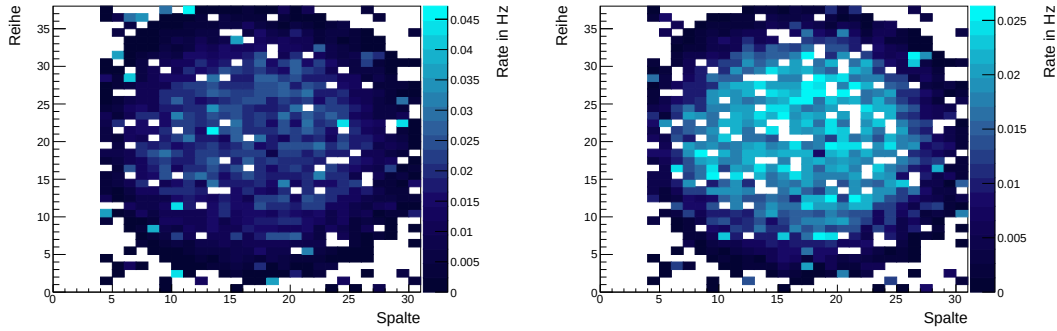


Abbildung 31: Histogramm mit 75 entfernten Pixeln. Abbildung 32: Histogramm mit 125 entfernten Pixeln.

Maximum in Abb. 30 um die maximale Effizienz des Sensors auf Photonen handelt, da durch das Herausnehmen von etwa 10% der Pixel in den zwei letzten aufgetragenen Werten auch ein Abfallen der Effizienz um 10% verursacht werden sollte.

Es wurde daher vor der Aufnahme weiterer Messreihen zuerst das Verhalten der Pixel mit zu hoher Zählrate näher untersucht.

5.2.2 Verhalten von Noisy-Pixeln

Es wurde festgestellt, dass die beobachteten Pixel mit erhöhter Rate sowohl Zeit- als auch Thresholdabhängig sind. Für hintereinander durchgeführte Messungen bei unterschiedlichen Thresholds waren für jede Einstellung bestimmte Pixel ausschlaggebend für den Untergrund. Diese ausschlaggebenden Pixel variierten jedoch mit den Thresholdeinstellungen. Trägt man sich die thresholdabhängige Zählrate von einzelnen Pixeln auf, so lassen sich dabei deutliche Unterschiede zwischen verschiedenen Pixeln feststellen. Abbildung 33 zeigt den Verlauf der Zählrate des Pixels mit der Adresse (15,18) aus der bereits in Abschnitt 5.1.1 gezeigten Messung. Der Verlauf für die anderen beiden Pixel mit einer klar erkennbaren erhöhten Zählrate aus Abbildung 27 ist im Anhang gezeigt (Abbildung 49 und 50). Bei den drei Pixeln erhöht sich der Untergrund ab einer Thresholdgrenze deutlich. Diese Grenze variiert jedoch zwischen den Pixeln. In Abbildung 33 liegt sie bei etwa 0.65 V, für die im Anhang gezeigten Pixel (14,15) und (30,34) bei etwa 0.60 V und 0.69 V. Außerdem ist die Grenze unterschiedlich scharf und die Rate steigt danach auf verschiedenen Größenordnungen, wobei eine höhere Thresholdgrenze für das Einsetzen des Untergrunds einen stärkeren Anstieg aufweist. Damit lässt sich erklären, warum der Untergrund immer von einzelnen, aber vom Threshold abhängigen Pixeln dominiert wird. Warum die Pixel jedoch das beobachtete Verhalten zeigen ist vorerst nicht klar. Ein naheliegender Grund dafür

5 Messungen am MuPix

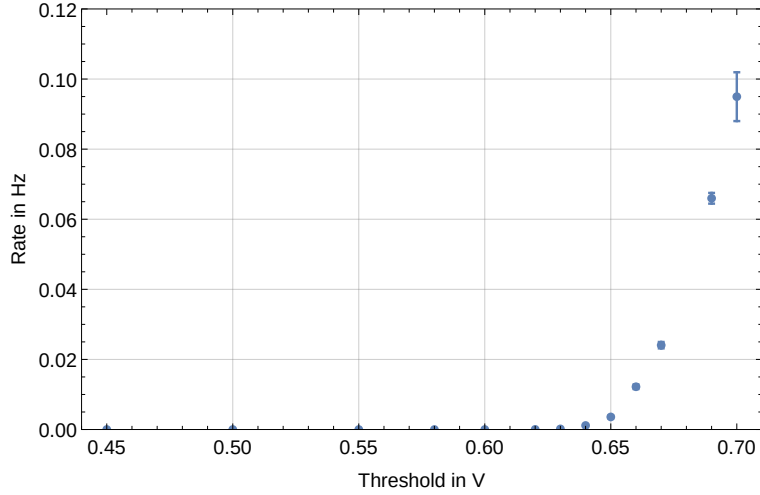


Abbildung 33: Thresholdabhängigkeit von Pixel(15,18).

könnte ein unterschiedliches Tuning der Pixel sein, da durch dieses zumindest eine Verschiebung des Thresholds möglich wird.

5.2.2.1 Tuning

Wie bereits in Abschnitt 2.1 erwähnt, besteht die Möglichkeit den Threshold jedes einzelnen Pixels individuell zu verschieben, um herstellungsbedingte Unterschiede in den Pixeln ausgleichen zu können. Die Maximalverschiebung wird durch einen „VPDAC“ genannten Wert festgelegt und dann durch einen 4 Bit Wert individuell für jeden Pixel unterteilt („Tune-DAC“) [17].

Zur Festlegung von VPDAC wird zunächst ein Limit für die Untergrundrate festgelegt. Dann wird schrittweise der Threshold erhöht und der Tune-DAC von jedem Pixel mit einer Rate über dem Limit auf das Maximum (15) gesetzt. Immer wenn ein Pixel, dessen Tune-DAC bereits auf dem Maximum ist, dabei erneut das Limit erreicht, wird VPDAC um 1 erhöht. Die Prozedur endet, wenn alle Pixel einen Tune-DAC von 15 erreicht haben.

Um die individuellen Tune-DAC's zu bestimmen, werden wieder alle Tune-DAC's auf Null gesetzt und der Threshold erneut schrittweise bis zum Maximum aus der VPDAC-Bestimmung erhöht. Immer wenn die Zählrate eines Pixels dabei höher ist als das Limit wird der entsprechende Tune-DAC dieses Pixels um eins erhöht [17].

Die so erhaltene Feineinstellung des Sensors gilt dann für alle Threshold Einstellungen. Die individuelle Verschiebung der Grenze, bei der eine starke Erhöhung des Untergrunds einsetzt, kann durch die unterschiedlichen Tune-DAC-Werte erklärt werden. Der im letzten Abschnitt erwähnte Zusammenhang mit der Stärke des Anstiegs der Raten wird ebenfalls durch das Tuning plausibel, da Pixel mit vergleichsweise höheren Zählraten auch höhere Tune-DAC-Werte erhalten und somit der Anstieg des Untergrunds auf der Thresholdachse stärker verschoben wird.

5 Messungen am MuPix

Die stark unterschiedliche Reaktion der Pixel auf verschiedene Thresholds kann an sich nicht beseitigt werden. Es wird lediglich versucht den Parameter so anzupassen, dass der Pixel sich zu den anderen vergleichbar verhält. Das Tuning versagt für einige Thresholdeinstellungen, weil dies mit einer Verschiebung entlang der Thresholdachse nur für einen begrenzten Bereich möglich ist und man eigentlich eine komplette Korrekturkurve bräuchte.

5.2.3 Messungen ohne Kollimator

Um das vorhandene Problem bei hohen Thresholds anzugehen wurden zunächst der Sensor und die Einstellungen gewechselt (Nr. 7704 $\rightarrow$ Nr. 7727, Default $\rightarrow$ LMP). Es zeigte sich jedoch ein ähnliches, aber zu höheren Thresholds verschobenes Verhalten.

Der erste Lösungsversuch war nun die Erhöhung der Photonenrate aus der Quelle durch Weglassen des Kollimators. Dadurch ließ sich die Rate um etwa eine Größenordnung erhöhen, es ging jedoch auch die Vergleichbarkeit mit der Kalibrierungsmessung verloren. Mit einer erhöhten Photonenrate sollte erreicht werden, dass die statistische Unsicherheit nach Abziehen des Untergrunds auch bei höherem Threshold deutlich kleiner als die zu bestimmende Rate ist. Der Verlauf der Thresholdabhängigkeit sollte sich durch die erhöhte Rate nicht verändern und es ist somit möglich, die Effizienz durch Vergleich mit einer Referenzmessung bei niedrigerem Threshold und mit eingebautem Kollimator zu bestimmen. Das Ergebnis der Messung ohne Kollimator ist in Abbildung 34 gezeigt.

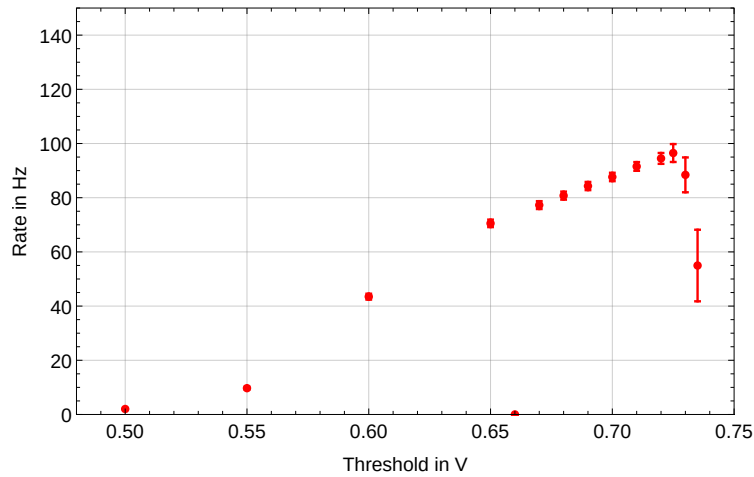


Abbildung 34: Ergebnis der Messung ohne Kollimator, Fehlerbalken entsprechen 10σ .

Das beabsichtigte Resultat von kleineren Unsicherheiten wurde erreicht. Die in Abbildung 34 gezeigten Fehlerbalken entsprechen 10σ . Es ist allerdings ein sehr deutlicher Rückgang der Rate bei hohen Thresholds zu sehen. Es ist kein Effekt bekannt, durch den die Effizienz bei höheren Thresholds so stark abnehmen könnte. Die Totzeit der Pixel könnte eventuell dazu führen, diese ist jedoch bei einer gemessenen Gesamtrate

5 Messungen am MuPix

(mit Untergrund) von 3220.36 ± 0.94 Hz auf dem gesamten Sensor nicht relevant.

Die verbleibende Möglichkeit ist, dass der Untergrund der Messung mit Quelle nicht mit der Rate in der Untergrundmessung übereinstimmt. Es wurde darauf geachtet, dass in der Untergrundmessung möglichst gleiche Bedingungen gegeben sind wie in der Messung mit Quelle. Der leere Kollimator wurde auf der gleichen Position befestigt und beide Messungen wurden Nachts bei gleichen Lichtverhältnissen durchgeführt. Die Temperatur des Sensors konnte allerdings nicht kontrolliert oder gemessen werden.

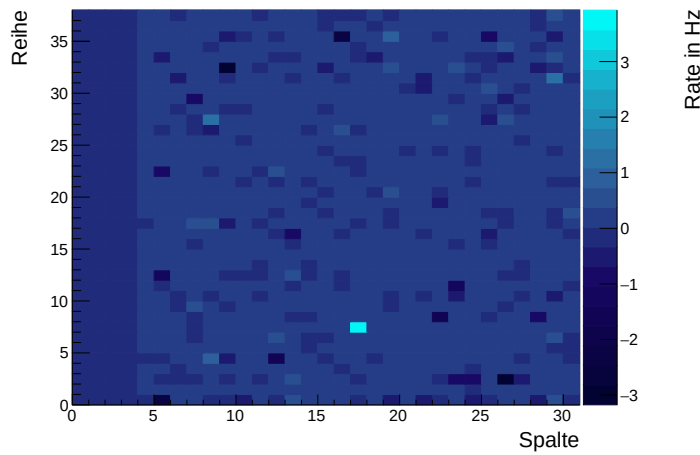


Abbildung 35: untergrundkorrigiertes Histogramm des Messwerts bei einem Threshold von 0.735 V.

Abbildung 35 zeigt das Histogramm für den Datenpunkt bei 0.735 V aus Abbildung 34. Es ist tatsächlich zu sehen, dass sich einzelne Pixel beim Abziehen der Untergrundmessung nicht wie erwartet verhalten³, obwohl sie das statistisch gesehen eigentlich tun sollten. Selbst wenn man von dem Pixel mit der höchsten Trefferanzahl ($450 \cdot 10^3$) ausgeht⁴, erhält man einen Fehler für die Rate eines einzelnen Pixels in Abbildung 35 von 0.37 Hz. Die zu sehenden Abweichungen der Rate mehrerer Pixel von ± 3 Hz (8σ) sind auch bei etwa 1000 Pixeln somit nicht zu erwarten.

5.2.4 Abwechselnde Messungen mit und ohne Quelle

Um diesen Fehler eines eventuell zeitabhängigen Untergrunds zu reduzieren, wurde versucht die Messung mit Quelle und die Untergrundmessung schnell hintereinander durchzuführen. Zwischen diesen lag in Abbildung 34 ein Zeitraum von etwa einem Tag. Dazu wurden abwechselnd Messungen mit und ohne Quelle mit einer Messdauer von 30 Minuten durchgeführt, da sich der Untergrund auch bei kurz hintereinander

³Es sind z.B. mehrere Pixel mit negativer Rate zu erkennen, was offensichtlich nicht sinnvoll ist

⁴siehe Anhang Abbildung 51, Messung lief eine Stunde

5 Messungen am MuPix

folgenden Messungen signifikant veränderte. Die Resultate sind in Tabelle 3 aufgelistet. Das Herunterfahren der Spannung, Ausschalten des Sensors, Ein- bzw. Ausbau der Quelle, Positionieren der Quelle und das erneute Hochfahren und Starten einer Messung dauerte dabei etwa 7.5 Minuten. Außerdem musste die Messung aufgrund des hohen Thresholds im Dunkeln durchgeführt werden. Zur Auswertung wurde dann

Nr.	Rate in Hz	Δ Rate in Hz	Quelle	korrigierte Rate in Hz
1	3365.51	1.37	✓	–
2	3257.74	1.35	X	106.38
3	3362.73	1.37	✓	99.57
4	3268.59	1.35	X	105.99
5	3386.42	1.37	✓	108.73
6	3286.80	1.35	X	95.10
7	3377.37	1.37	✓	–

Tabelle 3: Ergebnis der abwechselnden Messung. Korrigierte Rate wurde durch mitteln der beiden angrenzenden Messungen und Untergrundkorrektur mit der dazwischen liegenden Messung bestimmt.

jeweils der Mittelwert der beiden angrenzenden Messungen gebildet und damit die Untergrundkorrektur durchgeführt. Der Mittelwert und die Standardabweichung der korrigierten Raten in dieser Tabelle ergibt sich zu 103.15 ± 5.64 Hz. Das Abfallen der Rate in Abbildung 34 konnte mit dieser Methode somit Abgefangen werden, der Untergrund verändert sich aber auch auf dieser Zeitskala noch deutlich.

Es wurde dann versucht mit der gleichen Methode mit 20 Minuten Messzeit einen weiteren Datenpunkt bei einem mit bisherigen Methoden nicht sinnvoll vermessbarem Threshold von 0.74 V aufzunehmen. Dabei wurde allerdings ein Wert von 299 ± 143 Hz für den Mittelwert der Zählraten und deren Standardabweichung erhalten. Die Bewegung des Untergrunds scheint also ebenfalls vom Threshold abhängig zu sein. Der zweite erhaltene Datenpunkt ist durch die zu groß gewordene Schwankung des Untergrunds somit nicht aussagekräftig.

5.2.5 Bestimmung der Photonenrate über die Verteilung der Pixel

Eine weitere Möglichkeit für die Bestimmung der von Photonen verursachten Zählrate auf dem Chip entsteht, wenn man die Verteilung der Pixel nach ihren untergrundkorrigierten Raten betrachtet. In Abbildung 36 wurden die Pixel der Messung bei 0.735 V aus Abbildung 34 nach ihrer Rate in ein Histogramm eingeteilt. Zu sehen ist ein Maximum bei etwa 0.09 Hz. Die hohe Anzahl von Pixeln bei 0 Hz entsteht durch die nicht aktiven Pixel in den ersten vier Spalten. Es ist nun möglich, an diese Verteilung eine Gaußkurve anzupassen, deren Mittelwert etwa bei 0.09 V liegen wird. Für niedrigere Thresholds streut diese Verteilung weniger stark, da keine zusätzliche Unsicherheit durch das Abziehen eines großen Untergrunds entsteht (siehe Anhang Abbildung 52). Bei sehr niedrigen Thresholds funktioniert der Gaußfit nicht mehr gut, da der Groß-

5 Messungen am MuPix

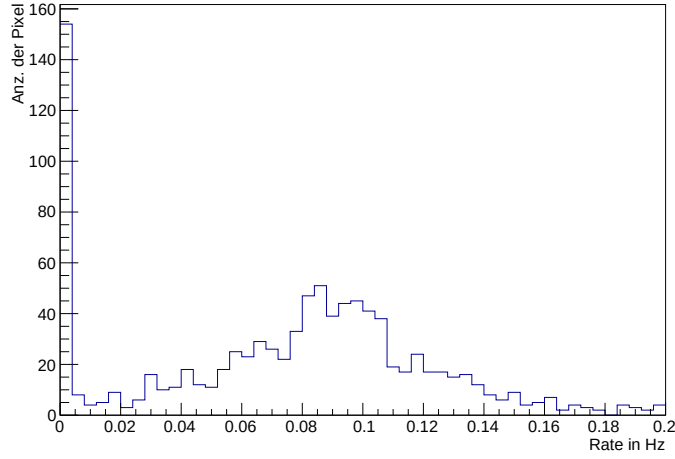


Abbildung 36: Verteilung der Pixel bei 0.735 V.

teil der Pixel keinen Treffer hat und somit im wesentlichen nur ein einzelner Wert gegeben ist. Mit einem Threshold > 0.735 Hz lässt sich außerdem das Maximum nicht mehr ausmachen und der Fit schlägt ebenfalls fehl. Dazwischen lässt sich jedoch für jede Verteilung über einen Gaußfit die Position des Maximums bestimmen. Die Fit-Funktionen für die bereits in Abbildung 34 gezeigten Messungen sind in Abbildung 37 dargestellt. Die Rohdaten wurden zur Übersichtlichkeit weggelassen. Aus den Po-

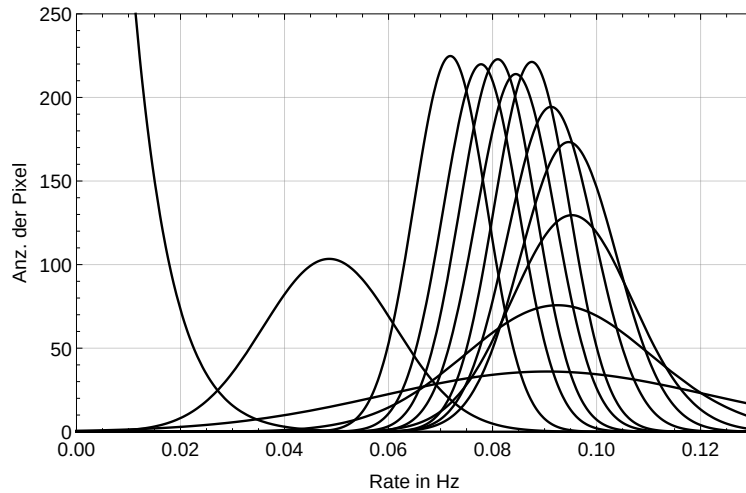


Abbildung 37: Fits an die Ratenverteilung der Pixel. Gezeigt sind die Thresholds aus Abbildung 38 und zusätzlich 0.65 V und 0.60 V

sitionen der Maxima kann jetzt, sozusagen über eine „Mehrheitsentscheidung“, die Gesamtrate auf dem Sensor abgeschätzt werden, indem die Rate der Position des Ma-

5 Messungen am MuPix

ximums mit der Anzahl der aktiven Pixel multipliziert (1026) wird. Diese Methode ist eventuell nicht ganz korrekt, da zum einen eine homogene Ratenverteilung auf dem Chip angenommen wird, was nicht unbedingt der Fall sein muss, und zum anderen auch die Verteilung der Pixel nicht zwingend symmetrisch um den Mittelpunkt der Gaußkurve sein muss. Doch genau durch diese Forderung einer symmetrischen Verteilung um den Maximalwert, haben einzelne Pixel mit zu hoher Zählrate einen geringen Einfluss auf das Ergebnis. Die Methode liefert also, im Gegensatz zu den anderen, selbst bei höherem Threshold ein stabiles Ergebnis. Eine Zusammenfassung der drei Methoden ist für den Relevanten Abschnitt in Abbildung 38 gezeigt. Die Messung mit Kollimator ist dabei nicht dargestellt, da sie sich nicht auf die gleiche Achse auftragen lässt ohne die Fehler der Kalibrierungsmessung mit einbeziehen zu müssen, was hier zunächst vermieden werden soll. Als Fehler bei der Auswertung über die Verteilung der Pixel wurde dabei der Fehler der Position aus dem Fit verwendet. Die Messung ohne Kollimator und die Auswertung über die Verteilung zeigen dabei unter einem Threshold von 0.725 einen ähnlichen Verlauf, sind jedoch um etwa 3 Hz verschoben, was beispielsweise durch eine mögliche unsymmetrische Verteilung entstehen könnte. Über diesem Threshold wird die Rate in beiden Methoden deutlich geringer. Das ist insofern sehr Interessant, da es ein Hinweis darauf ist, dass sich die Bewegung des

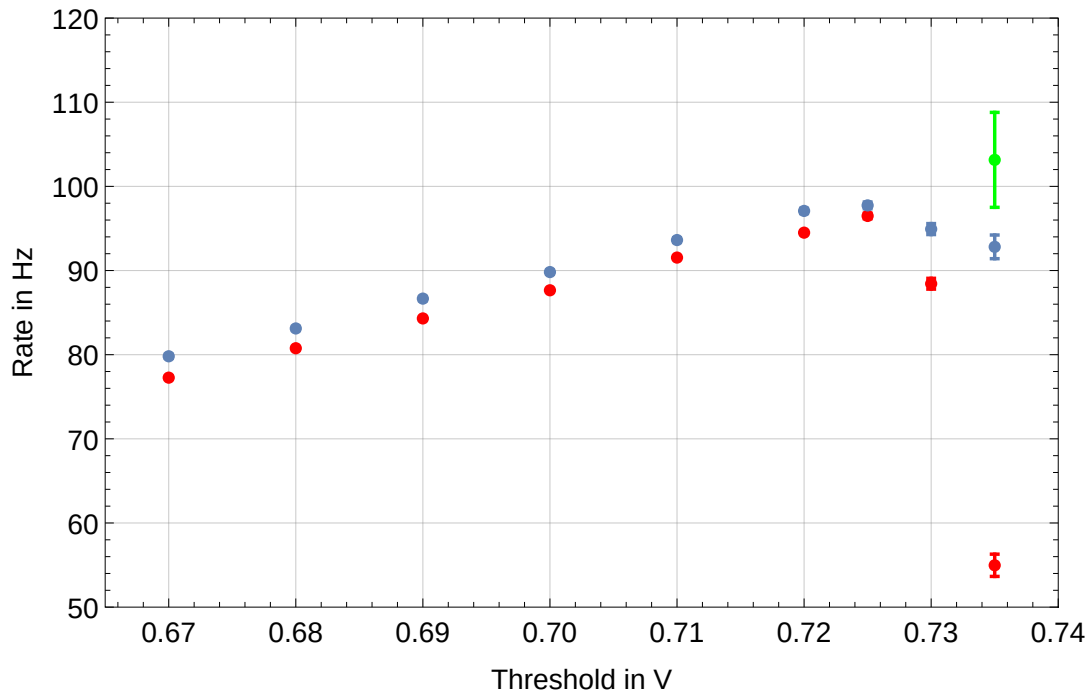


Abbildung 38: Resultate der Unterschiedlichen Methoden. Rot: Messung ohne Kollimator, Grün: Abwechselnde Messung mit und ohne Quelle, Blau: Auswertung über die Verteilung der Pixel.

Untergrunds auf alle Pixel auswirkt und nicht nur auf jene mit erhöhter Zählrate.

5 Messungen am MuPix

Das Ergebnis aus der abwechselnden Messung mit und ohne Quelle gibt einen Wert, der auch bei einer Bewegung des Untergrunds realistisch ist. Dieser hat jedoch, aufgrund eines auch auf kurzen Zeitskalen stark schwankenden Untergrunds, eine Unsicherheit, die keine Aussage darüber erlaubt, ob eine maximale Effizienz für die Detektion von Photonen bei diesem Threshold erreicht ist. Setzt man die gemessenen Raten mit einer Referenzmessung bei 0.68 V auf die Effizienz um, so erhält man für LMP-Einstellungen den Effizienzverlauf in Abbildung 39.

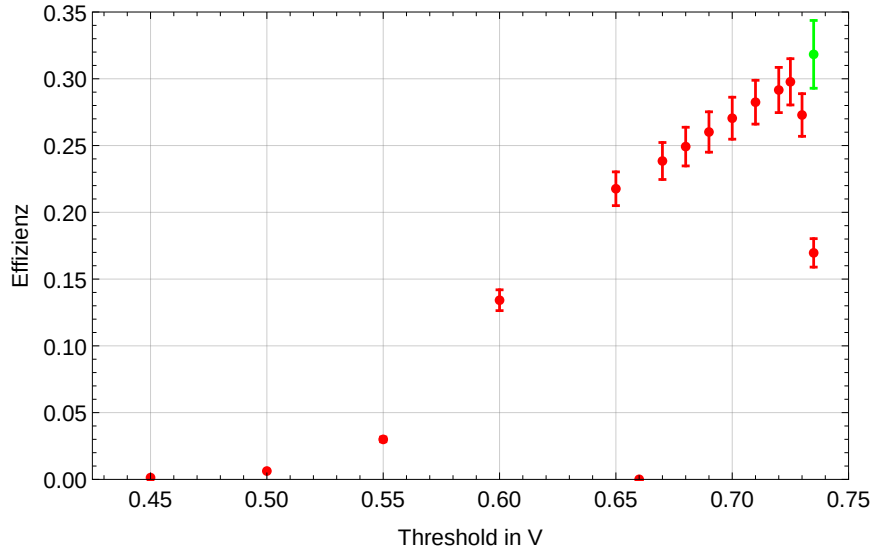


Abbildung 39: Resultat für die Effizienz auf LMP-Einstellungen.

Die höchste gemessene Effizienz von 0.318 ± 0.025 wird dabei von der abwechselnden Messung bei 0.735 V erreicht. Ob es sich dabei um eine Maximaleffizienz handelt, lässt sich aus den oben genannten Gründen leider nicht feststellen. Bis zu einem Threshold von 0.725 V wurde jedoch eine Effizienzkurve bestimmt, die in ihrem Verlauf auch durch eine zweite Auswertemethode bestätigt wurde. In einem Bereich zwischen 0.65 V und 0.725 V ist dabei ein lineares Verhalten zu beobachten, das an dieser Stelle so zunächst nicht erwartet wird. Sinnvoller wäre eine stückweise integrierte Gaußkurve, oder eher das von höheren Energien ausgehend integrierte Spektrum der Eisenprobe. Benutzt man allerdings nicht das theoretische Spektrum der Eisenprobe, sondern dass in der Kalibrierungsmessung aufgenommene (Abb15), so lässt sich der lineare Abschnitt erklären. Trägt man die Summe aller Treffer aus dem aufgenommenen Spektrum ausgehend vom Maximalkanal x des MCA's auf

$$\sum_{i=0}^{i=A} \text{TrefferBeiKanal}(x - i), \quad (11)$$

so erhält man Abbildung 40.

5 Messungen am MuPix

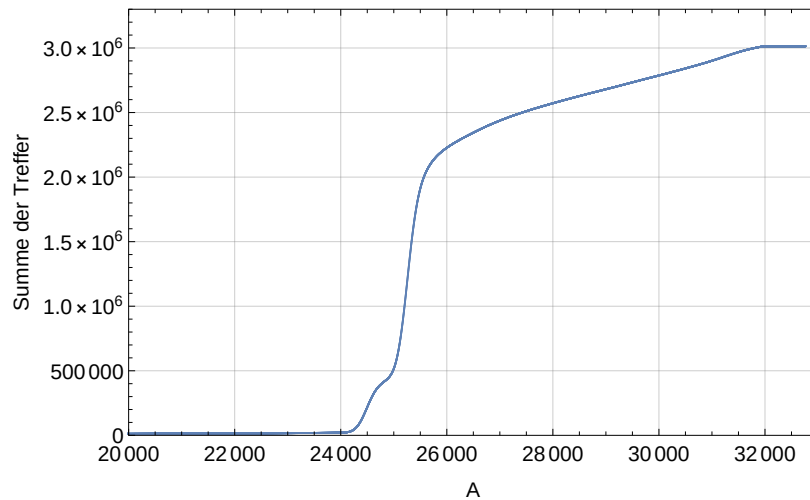


Abbildung 40: Vom Maximalkanal ausgehend integriertes Spektrum der Eisenprobe.

Genau wie im aufgenommenen Effizienzverlauf, zeigt sich dabei ein linearer Bereich. Dieser entspricht in diesem Plot niedrigen Energien, was ebenfalls genau die Energien sind, auf die der MuPix7 bei steigendem Threshold als letztes Sensitiv werden sollte. Es ist somit sehr stark anzunehmen, dass ähnliche Effekte, die bei dem Kalibrierungs-detektor zu einer „Verschmierung“ des Spektrums hin zu niedrigen Energien führen, auch beim MuPix vorhanden sind und hier den Grund für den linearen Abschnitt im Verlauf der Effizienz darstellen.

5.2.6 Weitere Alternativen

Um zu überprüfen, ob sich der lineare Verlauf bei höheren Thresholds fortsetzt oder eine Maximaleffizienz erreicht wird, muss eine Möglichkeit gefunden werden die Messung auch bei höheren Thresholds sinnvoll durchführen zu können. Dies wird im Moment jedoch durch einen nicht konstanten Untergrund verhindert. Eventuell könnte man die zwischen den Messungen benötigten 7.5 Minuten um etwa die Hälfte verringern, wenn die angelegte Spannung (HV) von 85 V deutlich reduziert wird. Dadurch würde sich die Zeitspanne für das Hoch- und Herunterfahren verkürzen, man müsste jedoch die Raten erneut auf den Einfluss der HV korrigieren. Eine Messung dieses Einflusses ergab die Daten in Abbildung 41. Alternativ könnte man auch versuchen die Entfernung der Quelle zum Sensor zu erhöhen und eine Vorrichtung zum Blocken des Strahls verwenden, um den Sensor nicht abschalten zu müssen. Dies wurde aber aufgrund von Zeitmangel und zweifelhaften Erfolgsaussichten nicht mehr ausprobiert.

Generell wäre es eventuell auch sinnvoll, zu versuchen die Photonenrate durch einen Fit der in Abbildung 11 gezeigten zweidimensionalen Idealverteilung an die Daten zu bestimmen. Dabei könnte man alle herausgenommenen Pixel vernachlässigen und würde durch die Forderung der richtigen Ratenverteilung auf dem Chip vermutlich genauere Ergebnisse erhalten. Wenn man darauf achtet, dass der Aufbau nach Aufnahme der Radialverteilung (Abb.10) nicht mehr bewegt wird, könnte man diesen

5 Messungen am MuPix

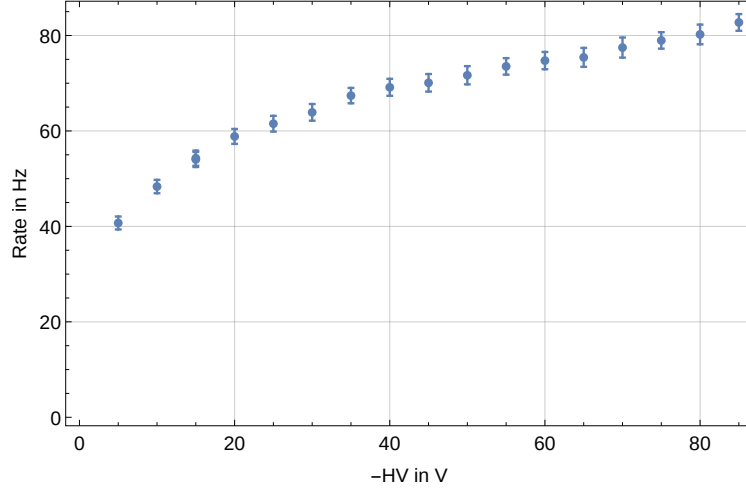


Abbildung 41: Einfluss der HV auf die Zählrate ohne Kollimator bei einem Threshold von 0.68 V.

Fit auch mit einem einzigen Parameter zum Skalieren der zweidimensionalen Verteilung durchführen. Diese Verteilung lässt sich aus der Radialverteilung durch die in Abschnitt 3.4 beschriebene Methode bestimmen.

Eine Weitere Möglichkeit zur Verbesserung der Messung ist natürlich auch das Verwenden einer stärkeren Probe. Eine längere Messdauer würde zumindest bei hohen Thresholds zunächst keinen Positiven Effekt mit sich bringen, da sich die Veränderung des Untergrunds dann stärker auswirkt.

5.3 Vergleich unterschiedlicher Sensoren

Nach der Untersuchung der Thresholdabhängigkeit wurden Messungen auf LMP-Einstellungen an den verschiedenen in Mainz vorhandenen Sensoren durchgeführt. Diese wurden bereits in Tabelle 5 aufgelistet. Es wurde keine eigene Untersuchung der Thresholdabhängigkeit für alle Sensoren durchgeführt, da der dazu notwendige Zeitaufwand nicht mehr verfügbar war. Die folgenden Messungen wurden daher bei einem Threshold von 0.68 V durchgeführt, da bei diesem bis jetzt kein Einfluss eines nicht konstanten Untergrunds beobachtet wurde. Zusätzlich zu Messungen mit dem von vorne kommenden Photonenstrahl wurden auch Daten mit einem von hinten kommendem Strahl aufgenommen. Dies war nicht für alle Sensoren möglich, da bei einigen das PCB hinter dem Chip nicht abgetragen war und somit nahezu keine Photonen den Chip erreichen würden. Die erhaltenen Werte für die Effizienzen sind in Tabelle 4 gezeigt. Zunächst fällt auf, dass die Effizienzen der Sensoren bei der Einstrahlung der Photonen von vorne unterschiedlich sind. Diese Unterschiede lassen sich nicht mit den hier angegebenen Fehlern erklären. In diesen ist außerdem noch der systematische Fehler auf der Effizienz des Kalibrierungsdetektors mit einbezogen, der für einen Vergleich der Messungen untereinander nicht relevant ist. Es müsste somit

5 Messungen am MuPix

Nr.	Dicke	Effizienz von vorne	Effizienz von hinten
7704	50 μm	0.244 ± 0.014	–
7710	73 μm	0.302 ± 0.018	0.0141 ± 0.0008
7719	64 μm	0.356 ± 0.021	0.0358 ± 0.0021
7727	50 μm	0.249 ± 0.014	–
7729	50 μm	0.316 ± 0.019	0.0389 ± 0.0023

Tabelle 4: Ergebnisse der Messung mit unterschiedlichen Sensoren.

eigentlich noch von einem geringeren Fehler ausgegangen werden.

Die Messergebnisse mit einem von hinten kommenden Photonenstrahl sind ebenfalls unterschiedlich. Es sieht danach aus, dass die dickeren Sensoren eine geringere Effizienz aufweisen. Es ist jedoch nicht sichergestellt, dass die Dicke des verbleibenden PCB's bei diesen identisch ist und die gleiche Anzahl von Photonen in diesem absorbiert wird. Außerdem besteht das PCB vermutlich aus einer Art faserverstärktem Material, da bei einer Messung ohne Kollimator das Histogramm in Abbildung 42 aufgenommen wurde. Zu sehen sind gitterförmig verlaufende „Absorptionslinien“, die eventuell durch Fasern im Verbleibenden PCB entstehen könnten. Da die Lage dieser Fasern, relativ zu dem Strahl aus dem Kollimator, in den anderen Messungen nicht identisch sein wird, ist auch daraus eine variierende Effizienz zu erwarten. Der Begriff Effizienz ist dabei in diesem Zusammenhang auch nicht wirklich auf die tatsächliche Effizienz des Sensors bei Photonen aus dieser Richtung bezogen.

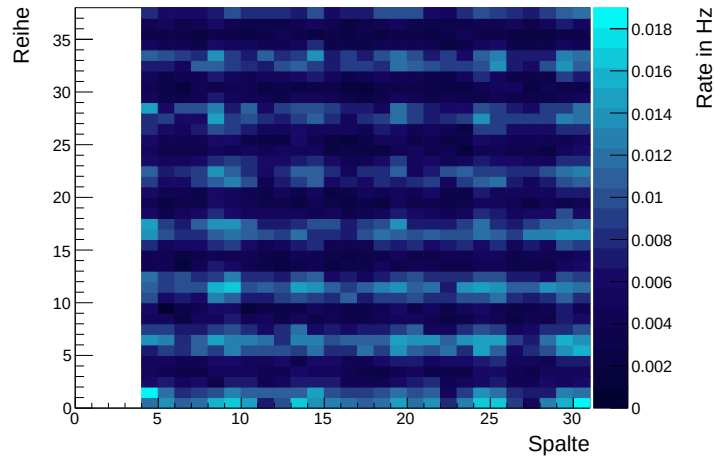


Abbildung 42: Durch den PCB verursachtes Muster in der Photonenerate.

Die Gründe für die variierenden Messergebnisse könnten mit den gleichen Problemen zusammenhängen, die bereits bei der Untersuchung der Thresholdabhängigkeit aufgetreten sind. Die Reaktion einzelner Pixel auf verschiedene Thresholds, die, wie bereits diskutiert, sehr unterschiedlich sein kann, bestimmt den im Tuning ermittelten

5 Messungen am MuPix

VPDAC und kann damit auch Änderungen bei anderen Pixeln auf dem Chip auslösen.

Die verschiedenen Dicken der Sensoren könnten zwar auch zu den gemessenen Unterschieden führen, jedoch zeigen auch die eigentlich identischen Sensoren 7704, 7727 und 7729 nicht zu vernachlässigende Abweichungen.

6 Zusammenfassung

Im Folgenden werden noch einmal die Erkenntnisse zusammengefasst, die während dieser Arbeit gewonnen wurden.

In Kapitel 4 wurde eine Kalibrierungsmessung durchgeführt, in der die Photonenrate der ^{55}Fe -Probe mit Kollimator am 08.02.2017 auf (29.80 ± 1.68) Hz bestimmt wurde. Dieses Ergebnis kann auch für eventuelle zukünftige Messungen mit dieser Probe verwendet werden.

Die Messung des Effizienzverlaufs in Abhängigkeit des Thresholds in Kapitel 5 erreicht bei LMP-Einstellungen bis zu einem Wert von 0.725 V keine Maximaleffizienz. Unter 0.725 V wird bis zu einem Threshold von 0.65 V ein lineares Verhalten beobachtet, dass sehr wahrscheinlich durch die gleichen Effekte begründet wird, die eine „Verschmierung“ zu niedrigen Energien im Spektrum aus der Kalibrierung verursacht haben.

Bei Thresholds über 0.725 V wird die Bestimmung der Effizienz durch einen nicht konstanten Untergrund verhindert. Durch die drei vorgestellten Methoden ist es zum Teil möglich, auch bei etwas höheren Thresholds noch Daten zu erhalten.

Der zeitabhängige Untergrund ist dabei an sich eine interessante Beobachtung. Es stellt sich die Frage, ob dieser eventuell durch Temperaturschwankungen verursacht wird oder ob es sich um einen anderen Effekt handelt.

Da in den späteren Anwendungen des MuPix, wie Mu3e oder P2, eine sehr viel höhere Rate verwendet wird als in diesen Messungen, wird das zeitliche Verhalten des ohne Einstrahlung entstehenden Untergrunds dort vermutlich nicht relevant sein. Es wäre aber eventuell doch interessant sich diese Bewegung und einen eventuell bestehenden Zusammenhang zu Pixeln mit einer erhöhten Zählrate in zukünftigen Arbeiten genauer anzuschauen. Es ist dabei vor allem die Frage interessant, ob es sich um kurzzeitige Schwankungen aufgrund der Temperatur handelt, oder ob auch längerfristige Tendenzen entstehen können, bei denen z.B. Gitterfehler in einzelnen Pixeln erzeugt werden oder verschwinden. Sollte es diese Bewegung auf größeren Zeitskalen geben, könnte dadurch das Tuning eines Sensors mit der Zeit fehlerhaft werden.

In Abschnitt 5.3 wurden zuletzt noch die Effizienzen verschiedener MuPix7-Sensoren bei einem Threshold von 0.68 V miteinander verglichen. Dabei wurden signifikante Unterschiede festgestellt, die sich eventuell über das unterschiedliche Tuning auf Pixel mit zu hoher Zählrate zurückführen lassen.

Anhang

Nr.	Dicke	Kommentar
7704	50 μm	auf dem PCB
7708	50 μm	auf Kapton, mit PCB
7710	73 μm	auf gedünntem PCB
7716	64 μm	auf gedünntem PCB, funktioniert nicht korrekt
7719	64 μm	auf gedünntem PCB
7727	50 μm	auf gedünntem PCB
7729	50 μm	auf gedünntem PCB

Tabelle 5: MuPix7-Inventarliste Mainz

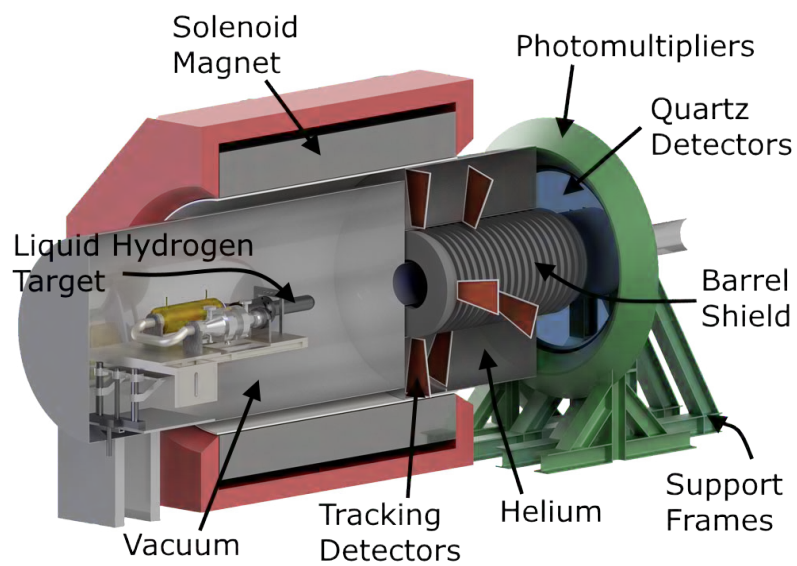


Abbildung 43: CAD-Modell des P2 Detektors



Abbildung 44: Printed circuit board

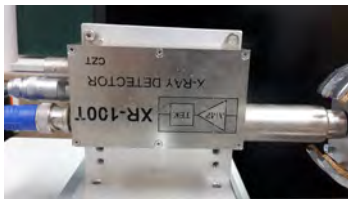


Abbildung 45: CZT Detektor



Abbildung 46: Verstärker



Abbildung 47: MCA

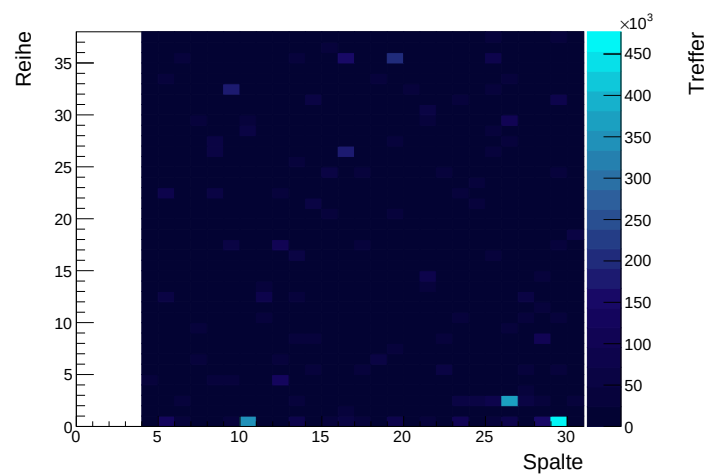


Abbildung 51: nicht skaliertes und nicht korrigiertes Histogramm des Messwerts bei einem Threshold von 0.735₄₃

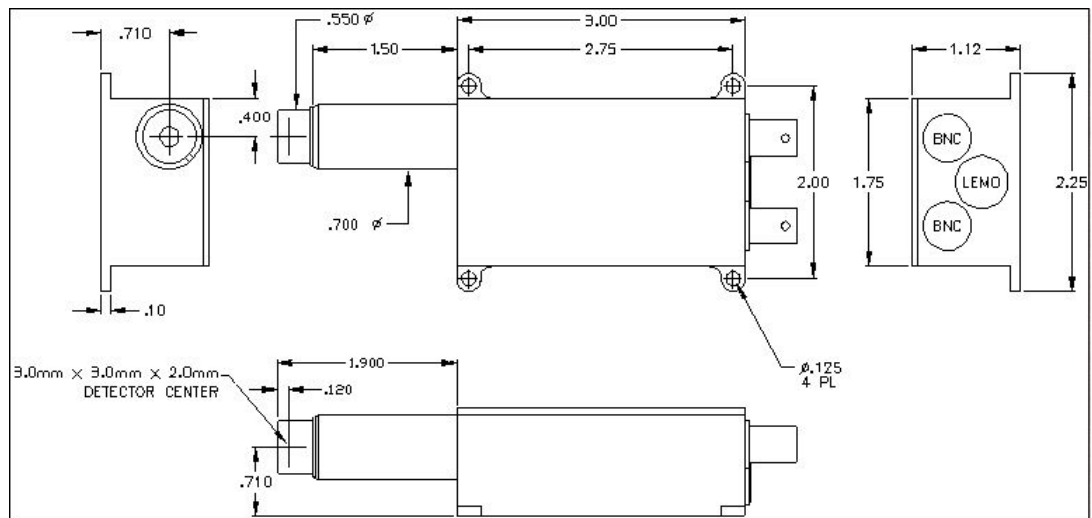


Abbildung 48: Skizze des CZT Detektors[13]

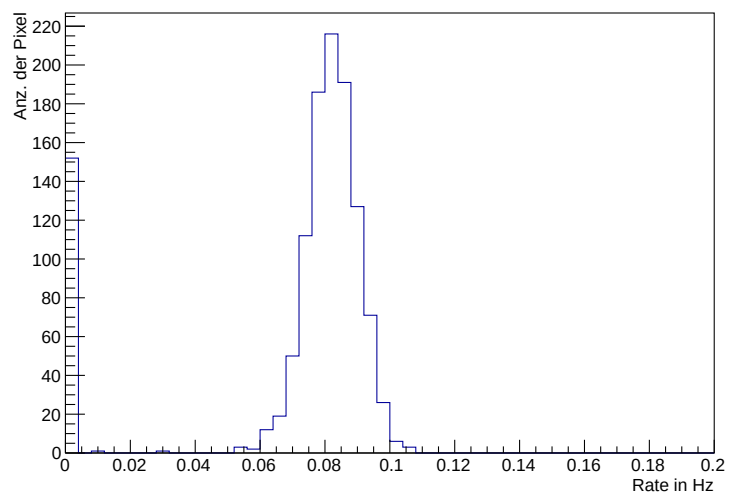


Abbildung 52: Verteilung der Pixel bei 0.69 V

a

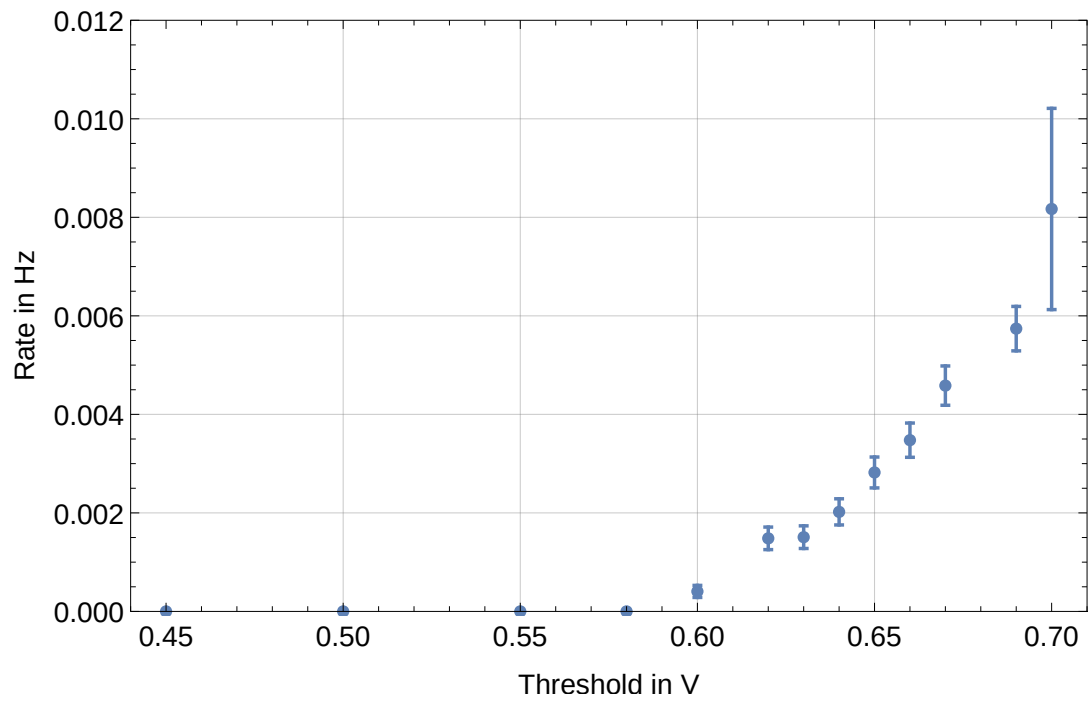


Abbildung 49: Thresholdabhängigkeit von Pixel(14,15)

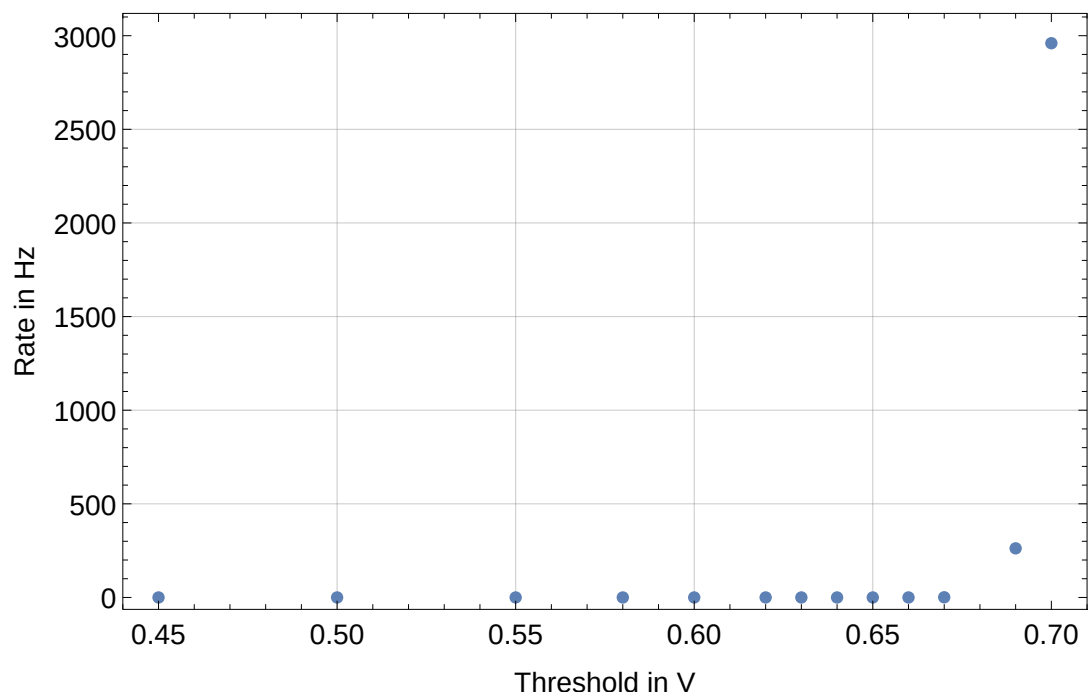


Abbildung 50: Thresholdabhängigkeit von Pixel(30,34)

Energy (keV)	Total Interaction	Photoelectric Interaction
2	2.99	2.99
3	36.8	36.8
3.5375	52.76	52.76
3.727	58.39	58.39
4	66.49	66.49
4.3414	71.6	71.6
5	81.44	81.44
6	88.8	88.8
8	94.86	94.86
10	97.01	97.01
12	97.79	97.79
15	98.57	98.57
20	98.95	98.95
25	98.95	98.95
26.711	99.09	99.09
30	99.16	99.16
31.814	99.16	99.16
35	99.16	99.16
40	99.23	99.23
45	99.23	99.23
50	99.27	99.27
55	99.27	99.27
60	99.27	99.25
70	98.79	98.56
80	96.85	95.92

Energy (keV)	Total Interaction	Photoelectric Interaction
90	92.65	90.4
100	86.46	82.68
125	68.54	60.52
150	52.14	42.4
175	41.01	29.84
200	32.67	21.47
250	23.76	12.09
300	18.09	7.42
350	15.27	4.95
400	13.16	3.48
500	10.82	1.97
600	9.45	1.27
800	7.83	0.66
1000	6.86	0.41
1022	6.78	0.39
1250	6.06	0.26
1500	5.53	0.19
2000	4.92	0.12
3000	4.42	0.06
4000	4.26	0.04
5000	4.25	0.03
6000	4.29	0.02
7000	4.36	0.02
8000	4.45	0.02
9000	4.54	0.01
10000	4.64	0.01

Tabelle 6: Effizienzangaben zum CZT Detektor[16]

Abbildungsverzeichnis

1	Schematik eines HV-MAP Sensors	2
2	Ausleseelektronik	3
3	Layout des MuPix7	3
4	$\sin(\theta_W)^2$ - Abhängigkeit vom Impulsübertrag[2]	5
5	Position des Spurdetektors im P2-Experiment	5
6	Histogramm einer Beispielmessung	6
7	Bild der Eisenprobe im Plastik	7
8	Wechselwirkung von Photonen	8
9	Bild des Kollimators vor dem MuPix7.	9
10	Radialverteilung	10
11	Idealverteilung	11
12	Bild des Sensors von vorne	11
13	Bild des Sensors von hinten mit abgetragenen PCB	11
14	CZT Detektor [13]	12
15	Mit dem Kalibrierungsdetektor aufgenommenes ^{55}Fe Spektrum.	13
16	Untergrundmessung mit dem CZT Detektor.	14
17	Effizienzkurve des CZT Detektors.	15
18	Ausschnitt des Energiekalibrierten Spektrums	16
19	Interpolation der Effizienzkurve	16
20	Verschiebung der Idealverteilung	18
21	Aufbau für die Verschiebung in der XY-Ebene.	19
22	Messergebnisse für die Verschiebung in X-Richtung.	19
23	Skizze zur Erklärung der Steigung im Plateau.	20
24	Messergebnisse für die Verschiebung in Y-Richtung.	20
25	Messergebnisse für die Verschiebung in Z-Richtung.	21
26	Untergrundrate nach Threshold	24
27	Untergrundhistogramm	25
28	Übersprechen	26
29	Histogramm mit 100 entfernten Pixeln	28
30	Effizienzmessung 7704	28
31	Histogramm mit 75 entfernten Pixeln.	29
32	Histogramm mit 125 entfernten Pixeln.	29
33	Thresholdabhängigkeit von Pixel(15,18).	30
34	Ergebnis der Messung ohne Kollimator, Fehlerbalken entsprechen 10σ	31
35	korrigiertes Histogramm bei 0.735 V	32

36	Verteilung der Pixel bei 0.735 V.	34
37	Fits an die Ratenverteilung der Pixel.	34
38	Resultate der Unterschiedlichen Methoden	35
39	Resultat für die Effizienz auf LMP-Einstellungen	36
40	Vom Maximalkanal ausgehend integriertes Spektrum der Eisenprobe. .	37
41	Einfluss der HV auf die Zählrate	38
42	Durch den PCB verursachtes Muster in der Photonenrate.	39
43	CAD-Modell des P2 Detektors	42
44	Printed circuit board	43
45	CZT Detektor	43
46	Verstärker	43
47	MCA	43
51	Histogramm bei 0.735 V	43
48	Skizze des CZT Detektors[13]	44
52	Verteilung der Pixel bei 0.69 V	44
49	Thresholdabhängigkeit von Pixel(14,15)	45
50	Thresholdabhängigkeit von Pixel(30,34)	45

Tabellenverzeichnis

1	Energien der Photonen aus ^{55}Fe	7
2	Fit Parameter des Energiespektrums.	16
3	Ergebnis der abwechselnden Messung. Korrigierte Rate wurde durch mitteln der beiden angrenzenden Messungen und Untergrundkorrektur mit der dazwischen liegenden Messung bestimmt.	33
4	Ergebnisse der Messung mit unterschiedlichen Sensoren.	39
5	MuPix7-Inventarliste Mainz	42
6	Effizienzangaben zum CZT Detektor	46

Literaturverzeichnis

- [1] Heiko Augustin et al.
The MuPix System-on-Chip for the Mu3e Experiment.
Nucl. Instrum. Meth., A845:194–198, 2017.
- [2] Niklaus Berger et al.
Measuring the weak mixing angle with the P2 experiment at MESA.
J. Univ. Sci. Tech. China, 46(6):481–487, 2016.
- [3] Tobias Weber.
High-voltage monolithic active pixel sensors for the PANDA luminosity detector and search for the decay $e^+ e^- \rightarrow \eta c \eta \pi^+ \pi^-$ at center of mass energies between 4.23-4.36 GeV at BESIII.
Univ., Mainz, 2016.
- [4] H. Augustin et al.
MuPix7—A fast monolithic HV-CMOS pixel chip for Mu3e.
JINST, 11(11):C11029, 2016.
- [5] Ivan Perić.
A novel monolithic pixelated particle detector implemented in high-voltage CMOS technology.
Nucl. Instrum. Meth., A582:876–885, 2007.
- [6] F. Gray.
Pulse code communication, March 17 1953.
US Patent 2,632,058.
- [7] Eckert & Ziegler Nuclitec GmbH, Angebot vom 26.06.2015.
- [8] International Atomic Energy Agency.
Live chart of nuclides.
<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
Zugegriffen am 22.03.2017.
- [9] Glenn F. Knoll.
Radiation detection and measurement.
Wiley, New York [u.a.], 4. ed. edition, 2010.
- [10] J.H.Hubbell ; S.M.Seltzer National Institute of Standards and Technology.
X-ray mass attenuation coefficients.
<https://www.nist.gov/pml/x-ray-mass-attenuation-coefficients>.
Zugegriffen am 29.03.2017.
- [11] Hermann Kolanoski ; Norbert Wermes.

Teilchendetektoren : Grundlagen und Anwendungen.
 Springer Spektrum, Berlin, Heidelberg, 1. Aufl. 2016 edition, 2016.
 Online-Ausg.:

- [12] A. Einstein.
 Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt.
Annalen der Physik, 322(6):132–148, 1905.
- [13] Amptek Inc.
X-RAY AND GAMMA RAY DETECTOR HIGH RESOLUTION CZT CADMIUM ZINC TELLURIDE.
<http://www.ndtnet.com/m/amptek/xr100czt.html>.
- [14] Robert Redus.
Charge Trapping in XR-100T-CdTe and -CZT Detectors Application Note ANCZT-2 Rev 3.
 Amptek Inc., November 2007.
<https://amptek.com/pdf/anczt2.pdf>.
- [15] List of commonly observed gamma energies.
<http://www.fmf.uni-lj.si/~jazbinsek/Praktikum5/gammaenergies.pdf>.
 Zugriffen am 28.03.2017.
- [16] Bob Redus.
Efficiency of Amptek XR-100T-CdTe and -CZT Detectors Application Note ANCZT-1 Rev 2.
 Amptek Inc., Dezember 2002.
<https://amptek.com/pdf/cztapp1.pdf>.
- [17] David Maximilian Immig.
 Charakterisierung des vco, der pll und der pulsform des mupix7 in abhängigkeit der umgebungstemperatur, 2016.
 Bachelorarbeit, Univ. Heidelberg.
- [18] A.C. Thompson, D. Vaughan, and Center for X-ray Optics.
X-ray Data Booklet.
 Lawrence Berkeley Laboratory, 2009.

Danksagung

Diese Arbeit wurde nur durch die Unterstützung verschiedener Personen möglich.

Zunächst möchte ich mich bei Prof. Niklaus Berger für die Möglichkeit bedanken, in seiner Arbeitsgruppe eine Bachelorarbeit zu diesem Thema schreiben zu können. Außerdem für die nicht selbstverständliche Betreuung und Zeit, die er für mich aufgewendet hat.

Zudem will ich mich besonders bei Marco Zimmermann für die sehr hilfreichen Vorschläge und die Unterstützung bei Problemen jeglicher Art bedanken.

Außerdem bei Alexandr, Alexey, Carsten, Dorothea, Frederik, Iurii, Manuel, Uli und Stuart für die angenehme Arbeitsatmosphäre und die Hilfe bei technischen Problem.

Des weiteren bei Jan und David, für ihre Zeit während den zwei Tagen in Heidelberg, bei denen ich interessante Einblicke in das Gesamtprojekt gewinnen konnte.

An dieser Stelle möchte ich mich auch bei meinen Kommilitonen Alexey, Christian, Franziska, Jonas, Max, Nico und Pascal für die letzten drei Jahre und die Anmerkungen zu dieser Arbeit bedanken.

Zuletzt will ich auch meiner Familie danken, die mir in jeder Situation den nötigen Rückhalt gibt.