

Untersuchung und Analyse der Bias-Spannungs-Abhängigkeit des hybriden, photonenzählenden Pixeldetektors Dosepix

Bachelorarbeit aus der Physik

Vorgelegt von

Leonie Ullmann

07.09.2021

Erlangen Centre for Astroparticle Physics
Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg



Betreuer: PD Dr. Thilo Michel

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|--|-----------|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 2 | Theoretische Grundlagen | 3 |
| 2.1 | Wechselwirkung von Strahlung mit Materie | 3 |
| 2.2 | Grundbegriffe der Dosimetrie | 5 |
| 2.2.1 | Allgemeine physikalische Dosisgrößen | 5 |
| 2.2.2 | Dosisgrößen für den Strahlenschutz | 7 |
| 2.2.3 | Dosis der Augenlinse | 9 |
| 2.3 | Der Dosepix-Detektor | 10 |
| 2.3.1 | Aufbau | 10 |
| 2.3.2 | Signalverarbeitung | 11 |
| 2.4 | Die Bias-Spannung in Halbleiterdetektoren | 14 |
| 3 | Charakterisierung des Dosepix-Detektors | 17 |
| 3.1 | Schwellenabgleich | 17 |
| 3.2 | Energiekalibrierung | 17 |
| 3.3 | Modi des Dosepix-Detektors | 21 |
| 3.3.1 | ToT Mode | 21 |
| 3.3.2 | Dosi Mode | 31 |
| 3.3.3 | Integration Mode | 34 |
| 4 | Untersuchung der Abhängigkeit des Dosepix-Detektors von der Bias-Spannung | 37 |
| 4.1 | Messungen im ToT Mode | 37 |
| 4.1.1 | Peakbreite | 37 |
| 4.1.2 | Peakposition | 43 |
| 4.2 | Messungen im Dosi Mode | 49 |
| 4.3 | Messungen im Integration Mode | 53 |
| 5 | Zusammenfassung und Ausblick | 57 |
| | Literatur | 61 |
| A | Anhang | 65 |
| | Eidesstattliche Erklärung | 71 |

1 Einleitung

Die Operation zur Behandlung eines Grauen Stars ist eine der häufigsten Operationen überhaupt. In Deutschland liegt deren Zahl bei etwa 600.000 Eingriffen pro Jahr [1]. Die Bildung einer solchen Augenlinsentrübung, welche auch als Katarakt bezeichnet wird, ist das Ergebnis der Ansammlung von beschädigten oder toten Zellen in der Linse und hat verschiedene Gründe [2]. Meist ist das Alter der Grund für Katarakte, doch auch Faktoren wie eine übermäßige Aussetzung an ionisierender Strahlung begünstigen die Erkrankung.

Die interventionelle Kardiologie gehört zu den medizinischen Berufsfeldern mit der höchsten Strahlenbelastung [3]. Als eines der strahlenempfindlichsten Gewebe ist die Augenlinse der beruflich strahlenexponierten Personen besonders gefährdet. Die hintere subkapsuläre Katarakt ist dabei zwar allgemein die am seltensten auftretende Kataraktform, tritt jedoch am häufigsten im Zusammenhang mit der Exposition ionisierender Strahlung auf und beeinträchtigt die Sicht stark. So wurde in mehreren Studien gezeigt, dass das Risiko der Bildung einer Katarakt für interventionelle Kardiolog*innen und medizinisch-technischen Assistent*innen (MTAs) höher ist als für Menschen, die dieser Strahlung nicht ausgesetzt sind [2–5]. Zudem wurden auf Basis solcher Studien die Dosisgrenzwerte der Augenlinse bei beruflicher Exposition von 150 mSv/a auf 20 mSv/a, gemittelt über fünf aufeinander folgende Jahre, oder aber 50 mSv/a in einem einzigen Jahr herabgesetzt [6]. Das Erlangen Centre for Astroparticle Physics (ECAP) der Friedrich-Alexander Universität Erlangen-Nürnberg entwickelt deshalb ein Augenlinsendosimeter, um den beruflich strahlenexponierten Personen der interventionellen Kardiologie und Radiologie eine Möglichkeit zu bieten, die Dosiswerte ihrer Augenlinsen aktiv in Echtzeit im OP zu überwachen und sich vor der Kataraktbildung zu schützen. Für dieses aktive Personendosimeter wird der Dosepix-Detektor verwendet, ein hybrider, photonenzählender und energieauflösender Pixeldetektor.

In dieser Bachelorarbeit wird nach einer Ausführung der grundlegenden physikalischen Aspekte zunächst der Schwellenabgleich und die Energiekalibrierung des Dosepix-Detektors betrachtet, mit denen der Detektor betriebsbereit gemacht wird. Im Anschluss wird die Funktionsweise des ToT Mode, des Dosi Mode und des Integration Mode genauer behandelt. Abschließend wird die Auswirkung der Bias-Spannung auf die drei Modi untersucht. Ziel dabei ist es, einen Spannungswert zu finden, der zum einen bestmögliche Messungen garantiert und zum anderen außerhalb desjenigen Bereichs der Gleichspannung liegt, auf den sich die sogenannte Niederspannungsrichtlinie bezieht. Diese Richtlinie definiert die Sicherheitsgrundlagen für neue elektronische Produkte, welche bei bestimmten Spannungen betrieben werden, und soll für das Augenlinsendosimeter möglichst vermieden werden.

2 Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen zunächst die für das Verständnis benötigten Grundlagen behandelt werden. Hierbei wichtig sind die möglichen Wechselwirkungen von Strahlung mit Materie, die für eine Teilchendetektion im Dosepix-Detektor stattfinden müssen, einige Grundbegriffe der Dosimetrie und abschließend die Grundstruktur und Funktionsweise des Dosepix-Detektors selbst.

2.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

Strahlung, welche den nicht an ein Medium gebundenen Transport von Masse und Energie bezeichnet, kann unterteilt werden in ionisierende und nichtionisierende Strahlung [7]. Diese Klassifikation ist abhängig von deren Fähigkeit, Elektronen aus den Hüllen von Atomen der bestrahlten Materie zu lösen. Die für diese Arbeit relevante Art der Strahlung ist die indirekt ionisierende, also Photonen.

Es gibt mehrere mögliche Wechselwirkungsarten von indirekt ionisierenden Photonen mit Materie. Zu den Hüllenwechselwirkungen zählen die kohärente Streuung, welche auch als **Rayleigh-Streuung** bekannt ist, der **Photoeffekt** und die inkohärente Streuung, auch als **Compton-Streuung** bezeichnet. Die **Paarbildung** ist ein Wechselwirkungsprozess der Strahlung mit dem elektromagnetischen Feld des Atomkerns. Die folgenden Definitionen orientieren sich an [7]. Eine genauere Ausführung der Wechselwirkungsprozesse und deren Hintergründe ist in ebendiesem nachzulesen.

Bei der **Rayleigh-Streuung** wechselwirken ein Photon und ein Hüllenelektron derart, dass das wechselwirkende Elektron in der Schale verbleibt und zusammen mit den anderen Hüllenelektronen zu kollektiven erzwungenen Schwingungen angeregt wird. Die Energie des Photons ändert sich bei diesem Prozess nicht. Da somit keine Energie deponiert wird, kann diese Art der Wechselwirkung nicht im Detektor detektiert werden.

Beim **Photoeffekt** (auch photoelektrischer Effekt oder Photoionisation) findet die Wechselwirkung zwischen dem eintreffenden Photon und einem gebundenen Elektron einer inneren Schale des Atoms statt. Das Elektron wird bei diesem Prozess aus der Atomhülle gelöst. Die gesamte Photonenenergie wird dabei übertragen, das Photon wird also vollständig absorbiert. Das Elektron besitzt nun eine kinetische Energie, die der Differenz zwischen der Photonenenergie und der eigenen Bindungsenergie entspricht. Nachdem das Elektron als Sekundärteilchen die Schale verlassen hat, bleibt eine leere Stelle zurück, die als Elektronenloch bezeichnet wird. Dieses Loch wird durch Elektronen der äußeren Schalen gefüllt, da dies energetisch bevorzugt wird. Die bei dem Übergang freiwerdende Energie wird als charakteristische Röntgenstrahlung oder in Form von Augerelektronen ausgesendet. Diese Tertiärstrahlung

wird isotrop emittiert. Der Photoeffekt dominiert bei niedrigen Photonenenergien und hohen Ordnungszahlen. Auf diese Abhängigkeiten soll später noch genauer eingegangen werden. Im gemessenen Spektrum äußert sich der Photoeffekt als ein gaußförmiger Peak, welcher auch als Full Energy Peak bezeichnet wird. Durch die Lage des Peaks im Spektrum kann auf die Energie der eintreffenden Photonen geschlossen werden.

Anders als beim Photoeffekt wird bei der **Compton-Streuung** nur ein Teil der Photonenenergie übertragen. Das eingestrahlte Photon streut inelastisch mit einem Elektron der äußeren Schalen, wobei letzteres nur schwach gebunden und somit quasi frei ist. Durch den Stoß ändern sich die Bewegungsrichtungen der beteiligten Teilchen. Das Photon besitzt eine gewisse Restenergie, weswegen es nach der Comptonstreuung weitere Wechselwirkungsprozesse mit der Materie durchführen kann. Das Elektron verlässt die Atomhülle mit einer kinetischen Energie entsprechend der Differenz der Photonenenergien vor und nach der Wechselwirkung, weswegen das Atom nun einfach ionisiert vorliegt. Der Energieübertrag von dem Photon auf das Elektron hängt dabei von dem Streuwinkel ab. Er ist maximal bei einer Rückstreuung des Photons, also bei einem Streuwinkel von 180° . Unter diesem Winkel ist die Elektronenenergie maximal und die Photonenrestenergie minimal. In der Energieverteilung zeigt sich dies als eine scharfe obere Grenze, welche die Bezeichnung „Comptonkante“ trägt. Auch die Compton-Streuung besitzt eine Abhängigkeit von der Photonenenergie und der Ordnungszahl, welche später diskutiert werden soll.

Bei der **Paarbildung** benötigt das Photon mindestens eine Energie, welche der doppelten Ruhemasse eines Elektrons entspricht (also $2 \times 511 \text{ keV}$). Befindet sich das Photon zusätzlich in dem Coulombfeld eines Atomkerns, kann sich ein Elektron-Positron-Paar aus der Photonenenergie bilden. Das elektrische Feld ist dabei notwendig, um die Impulserhaltung zu garantieren. Die Restenergie des Photons, welche die doppelte Ruhemasse übersteigt, wird auf Elektron und Positron als kinetische Energie aufgeteilt. Die vollständige Energie des Photons wird also in ein Teilchen-Antiteilchen-Paar umgewandelt. Nach der Bildung des Elektron-Positron-Paars bewegen sich die entstandenen Teilchen durch die Materie und geben Energie in Form von Stößen oder Aussenden von Strahlung ab. Das Positron rekombiniert daraufhin mit einem Hüllenelektron, wenn es sich nach Wechselwirkungen in Ruhe befindet. Die dadurch freiwerdende Energie wird in Form von zwei Photonen mit einer Energie von 511 keV ausgesendet, was als „Vernichtungsstrahlung“ bezeichnet wird. Die Paarbildung dominiert vor allem bei sehr hohen Photonenenergien und hohen Ordnungszahlen.

Wie bereits erwähnt, besteht eine Abhängigkeit zwischen der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit und der Ordnungszahl bzw. der Photonenenergie. Dieser Zusammenhang unterscheidet sich je nach Art des Wechselwirkungsprozesses. Die verschiedenen Abhängigkeiten sind in Tabelle 2.1 zu sehen.

Durch die benannten Wechselwirkungen werden Photonen eines auf ein Medium treffenden Strahlungsfelds absorbiert oder gestreut. Dadurch nimmt die Intensität der Strahlung exponentiell mit der durchquerten Strecke ab. Dies wird durch das Beer-Lambert-Gesetz beschrieben [8]:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.1)$$

I_0 entspricht hierbei der Anfangsintensität des eintreffenden Strahlungsfelds, x der Eindringtiefe und μ dem Schwächungskoeffizienten. Häufig wird anstelle des Schwächungskoeffizienten

| Wechselwirkungsart | $p(Z/A)$ | $p(E_\gamma)$ |
|--------------------|--------------------------|--|
| Photoeffekt | $Z^4 \text{ bis } 4,5/A$ | $E_\gamma^{-3} \ (E_\gamma \ll 511 \text{ keV})$ |
| | | $E_\gamma^{-1} \ (E_\gamma \gg 511 \text{ keV})$ |
| Compton-Streuung | Z/A | $E_\gamma^{-1} \text{ bis } -0,5$ |
| Paarbildung | Z^2/A | E_γ |

Tabelle 2.1: Abhängigkeiten der Wechselwirkungswahrscheinlichkeit p von der Ordnungszahl Z und Massenzahl A der Materie und der Photonenenergie E_γ für verschiedene Prozesse [7].

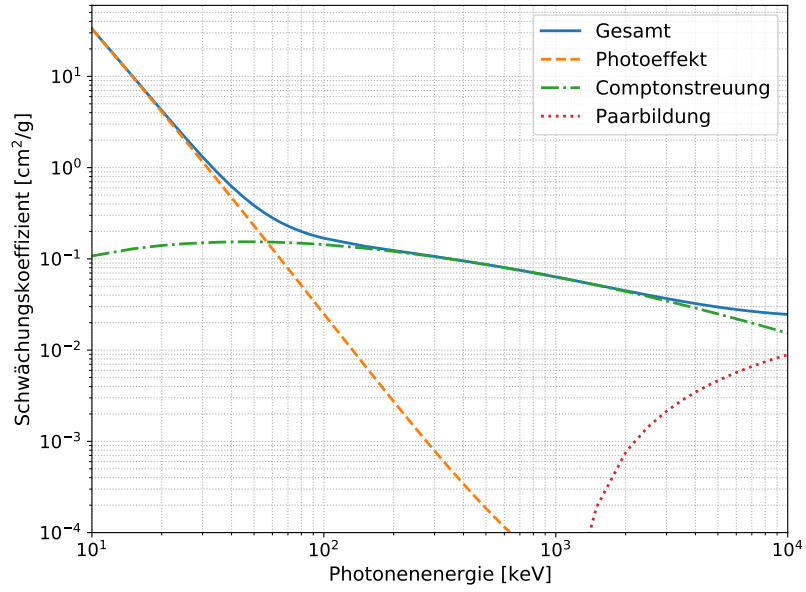
der Massenschwächungskoeffizient μ/ρ angegeben. Der Schwächungskoeffizient ist ebenfalls von der Photonenenergie abhängig. Er setzt sich aus der Summe der Koeffizienten für die einzelnen Wechselwirkungen zusammen. In Abbildung 2.1 sind die Massenschwächungskoeffizienten als Funktion der Photonenenergie für die verschiedenen Wechselwirkungsprozesse sowie der gesamte Koeffizient für Silizium und das ICRU-Weichteilgewebe abgebildet. Das ICRU-Weichteilgewebe ist ein von der ICRU (*International Commission on Radiation Units and Measurements*) festgelegtes Material, welches aufgrund seiner Ähnlichkeit zu menschlichem Gewebe hinsichtlich der Absorptions- und Streueigenschaften in Simulationen für Phantome verwendet wird (siehe Unterabschnitt 2.2.2). Das Gewebe hat eine Dichte von 1 g cm^{-3} und setzt sich zusammen aus 76,2 % Sauerstoff, 11,1 % Kohlenstoff, 10,1 % Wasserstoff und 2,6 % Stickstoff [9]. Da der Dosepix-Detektor einen Sensor aus Silizium besitzt, wie in Abschnitt 2.3 noch weiter erläutert wird, ist es sinnvoll, den Massenschwächungskoeffizient für Silizium zu betrachten. Man erkennt in Abbildung 2.1a, dass bis zu einer Photonenenergie von etwa 60 keV der Photoeffekt dominiert. Im Bereich ab 60 keV überwiegt die Compton-Streuung. Erst bei mehreren MeV wird die Paarbildung dominant. Bei den Quellen, die für die Messungen im Zusammenhang dieser Arbeit verwendet wurden, liegt der Energiebereich bei maximal 60 keV. Die relevanten Wechselwirkungsprozesse sind daher der Photoeffekt und die Compton-Streuung.

2.2 Grundbegriffe der Dosimetrie

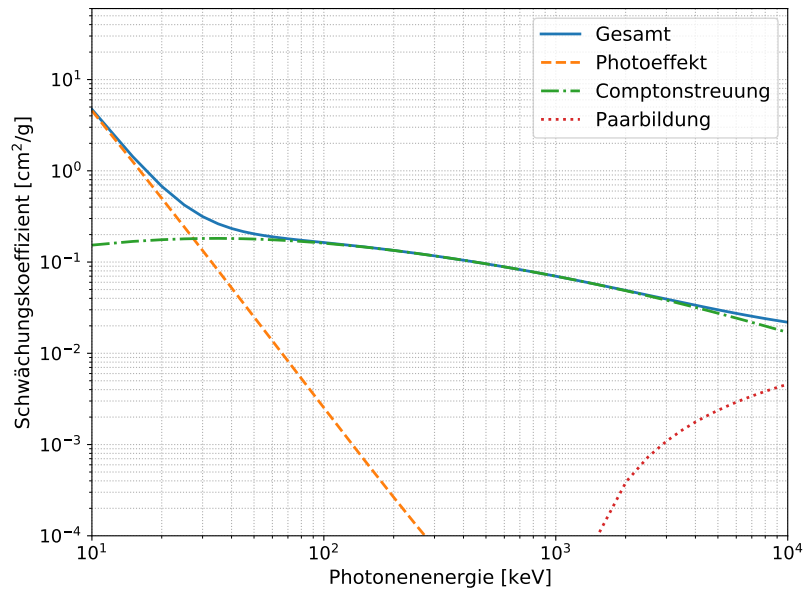
Durch die in Abschnitt 2.1 genannten Wechselwirkungen ist es der einfallenden Strahlung möglich, Energie in dem bestrahlten Medium zu deponieren. Im Falle von biologischem Gewebe kann dies zu erheblichen Schäden führen. Um die Strahlenwirkung und deren Folgen einschätzen zu können, wurden deswegen einige quantifizierbaren Größen eingeführt. Die Definitionen in den folgenden Unterabschnitten orientieren sich hierbei an [7].

2.2.1 Allgemeine physikalische Dosisgrößen

Die fundamentalste Größe der Dosimetrie ist die **Energiedosis** D . Sie beschreibt diejenige Energie dE_{abs} , welche durch die eintreffende Primärstrahlung und die Sekundärteilchen auf



(a) Silizium



(b) ICRU-Weichteilgewebe

Abbildung 2.1: Massenschwächungskoeffizienten in Abhängigkeit der Photonenergie für die verschiedenen Wechselwirkungsarten sowie der zusammengesetzte Koeffizient. (a) zeigt die Koeffizienten für Silizium, (b) für das ICRU-Weichteilgewebe. Die Daten wurden aus [10] entnommen.

ein Massenelement dm übertragen wird. Die Definition der Energiedosis lautet folglich

$$D = \frac{dE_{\text{abs}}}{dm} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE_{\text{abs}}}{dV}, \quad (2.2)$$

wobei ρ der Dichte des Mediums und dV dem Volumen des Massenelements entspricht. Die Energiedosis wird in der Einheit Gray angegeben, was definiert ist als

$$1 \text{ Gy} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}. \quad (2.3)$$

Unter der **Ionendosis** J versteht man die pro Masse der bestrahlten Luft dm_a erzeugte Ladung eines Vorzeichens dQ . Die zugehörige Formel lautet

$$J = \frac{dQ}{dm_a} = \frac{1}{\rho} \cdot \frac{dQ}{dV}. \quad (2.4)$$

Die **Kerma** K bezeichnet die kinetische Energie dE_{trans} , welche von der ionisierenden Strahlung auf die Sekundärteilchen der ersten Generation übertragen wird, geteilt durch die Masse dm eines Volumenelements. Es folgt somit für die Kerma

$$K_{\text{med}} = \frac{dE_{\text{trans}}}{dm_{\text{med}}} = \frac{1}{\rho_{\text{med}}} \cdot \frac{dE_{\text{trans}}}{dV} \quad (2.5)$$

mit der Einheit Gray. Die Größen hängen dabei von dem Bezugsmaterial ab. Wichtige messtechnische Größen sind beispielsweise die Luft-Kerma K_a und die Wasser-Kerma K_w . Die Bezeichnung Kerma stammt von dem englischen *kinetic energy released per unit mass*.

2.2.2 Dosisgrößen für den Strahlenschutz

Da die verschiedenen Arten von ionisierender Strahlung einen unterschiedlich starken Effekt haben und zudem die biologische Wirksamkeit von der Art des Gewebes abhängt, müssen weitere Dosisgrößen festgelegt werden, welche sich in die Kategorien der **operativen Dosisgrößen** und der **Körperdosisgrößen** einteilen lassen. Die folgenden Definitionen beziehen sich auf [9].

Die operativen Dosisgrößen werden für Messungen in der Orts- und Personendosimetrie verwendet. Zu ihnen gehört die **Äquivalentdosis** H , welche aus dem Produkt der Energiedosis D einer Strahlungsart im Weichteilgewebe und einem zugehörigen Qualitätsfaktor Q besteht.

$$H = Q \cdot D \quad (2.6)$$

Für Röntgen- und Gammastrahlung ist der Qualitätsfaktor $Q = 1$. Die Einheit der Äquivalentdosis ist Sievert, was definiert ist als

$$1 \text{ Sv} = 1 \frac{\text{J}}{\text{kg}}. \quad (2.7)$$

Liegen mehrere Strahlungsarten vor, also ein gemischtes Strahlungsfeld, ergibt sich die gesamte Äquivalentdosis als die Summe der Äquivalentdosen der einzelnen Strahlungsarten,

$$H = \sum_i Q_i \cdot D_i. \quad (2.8)$$

Weitere operative Dosisgrößen sind die **Ortsdosen**. Diese sind definiert als die Äquivalentdosis, welche an einem bestimmten Ort vorliegt. Die Ortsdosen werden weiter unterteilt in die **Umgebungs-Äquivalentdosis** $H^*(d)$ und die **Richtungs-Äquivalentdosis** $H'(d, \Omega)$. Eine genauere Definition dieser Größen soll hier nicht ausgeführt werden, da diese nicht relevant für die Zusammenhänge dieser Arbeit sind. Weitere Informationen sind nachzulesen in [9].

Die Körperdosisgrößen dienen zum Einschätzen des Risikos und zur Definition von Grenzwerten der Organdosen. Zu diesen Größen gehören die **Organdosen** H_T . Diese entsprechen dem Produkt aus der mittleren Energiedosis D_T des betrachteten Gewebes oder Organs T und dem Wichtungsfaktor w_R der Strahlungsart R .

$$H_T = w_R \cdot D_T \quad (2.9)$$

Im Falle einer Bestrahlung mit Photonen ist der Wichtungsfaktor $w_R = 1$. Liegt ein gemischtes Strahlungsfeld vor, wird für das Zielorgan T über alle vorhandenen Strahlungsarten R summiert.

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \quad (2.10)$$

Die andere, zu den Körperdosisgrößen gehörende Größe ist die **effektive Dosis** E , welche der Summe des Produkts von den Gewebe-Wichtungsfaktoren w_T mit den Organdosen H_T über alle relevanten Organe und Gewebe T entspricht.

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \quad (2.11)$$

Die effektive Dosis dient als Einschätzung des Risikos für stochastische Schäden, also Schäden, die zufallsabhängig auftreten und deren Eintrittswahrscheinlichkeit von der Energiedosis abhängt.

Die **Personendosen** $H_p(d)$ zählen zu den operativen Dosisgrößen. Sie entsprechen der Äquivalentdosis in einer gewissen Tiefe d in der Einheit mm in Weichteilgewebe. Für durchdringende Strahlung wird zum Abschätzen der effektiven Dosis die Äquivalentdosis in 10 mm Tiefe verwendet, welche auch als **Tiefen-Personendosis** $H_p(10)$ bezeichnet wird. Hat die eintreffende Strahlung nur eine geringe Eindringtiefe, ist die Verwendung der Äquivalentdosis in 0,07 mm Tiefe üblich. Mit dieser **Oberflächen-Personendosis** $H_p(0,07)$ kann die Hautdosis abgeschätzt werden. Für die Abschätzung der Organdosis der Augenlinse ist die Äquivalentdosis in 3 mm Tiefe hilfreich, welche dementsprechend den Namen **Augenlinsendosis** $H_p(3)$ trägt. Diese soll in Unterabschnitt 2.2.3 weiter behandelt werden. Die Personendosen werden vor allem im Zusammenhang mit Personendosimetern verwendet. Um diese zu kalibrieren, stehen verschiedene Arten von Phantomen zur Verfügung, welche dem Streuverhalten des menschlichen Körpers nahekommen. Ein Quaderphantom wird

beispielsweise dazu verwendet, den menschlichen Rumpf zu simulieren. Ein Säulenphantom repräsentiert in guter Näherung einen Unterarm oder Unterschenkel. Ein Stabphantom simuliert das Streuverhalten eines Fingers. Alle Phantomarten bestehen in Simulationen aus ICRU-Weichteilgewebe, dessen Zusammensetzung bereits in Abschnitt 2.1 beschrieben wurde. Je nach Trageort des Dosimeters wird ein entsprechendes Phantom zu dessen Kalibrierung verwendet. Für die reale Kalibrierung von Personendosimetern werden ISO-Wasserphantome verwendet, die dieselben Maße haben wie die theoretischen Phantome aus ICRU-Weichteilgewebe.

2.2.3 Dosis der Augenlinse

Die Bestrahlung von biologischem Gewebe mit ionisierender Strahlung kann schwere gesundheitliche Schäden bewirken. Um dies vorzubeugen, legen eine Reihe an internationaler und nationaler Kommissionen Empfehlungen fest, welche dazu dienen, eine Grundlage für einen angemessenen Strahlenschutz zu bieten. Zu diesen Kommissionen gehören beispielsweise die internationale Kommission über radiologische Einheiten ICRU (*International Commission on Radiation Units and Measurements*) und die internationale Strahlenschutzkommission ICRP (*International Commission on Radiation Protection*) [7].

Von diesen Einrichtungen werden unter anderem Empfehlungen für gewisse Grenzwerte derart festgelegt, dass beim Unterschreiten dieser Schwellen deterministische Schäden verhindert werden können. Deterministische Strahlenwirkungen zeichnen sich dadurch aus, dass der Schweregrad des Effekts von der Dosis abhängt. Bei stochastischen Strahlenwirkungen hingegen hängt nur die Eintrittswahrscheinlichkeit des Effekts von der Dosis ab, nicht jedoch der Schweregrad. Selbst wenn die festgelegten Grenzwerte stets unterschritten werden, besteht immer noch ein gewisses stochastisches Risiko, welches auch bei Verringerung der Strahlenexposition nicht auf Null reduziert werden kann. Es ist also nötig, Kosten und Nutzen bei der Festlegung dieser Grenzwerte abzuwägen, um das Restrisiko auf eine sinnvolle Weise zu begrenzen. [7]

Die Dosisgrenzwerte sind keinesfalls einfach festzulegen und werden deswegen immer wieder überdacht und neu definiert. So lag beispielsweise die Grenze für die Augenlinsendosis seit 1996 für berufliche Strahlenexposition bei 150 mSv pro Jahr, was erst einige Jahre später erneut überarbeitet wurde [11]. Es wurden mehrere Studien durchgeführt, in denen der Zusammenhang zwischen der Aussetzung ionisierender Strahlung und der Kataraktbildung bei interventionellen Kardiolog*innen und Mitarbeiter*innen in deren Umfeld untersucht wurde. Die in der interventionellen Kardiologie erhaltenen Dosen zählen dabei zu den höchsten der beruflichen Exposition von medizinischem Fachpersonal. Nach einer Studie von Vano u. a. [5] in Kolumbien und Uruguay erhielten interventionelle Kardiolog*innen mit einer mittleren Arbeitszeit von $14 \text{ a} \pm 8 \text{ a}$ eine kumulative Augenlinsendosis von $6,0 \text{ Sv} \pm 6,6 \text{ Sv}$. Als strahlenempfindlichstes Gewebe im Auge ist die Trübung der Linse, was auch als Katarakt bezeichnet wird, die am häufigsten vorkommende Komplikation im Auge im Zusammenhang mit Strahlenexposition [3]. Ciraj-Bjelac u. a. [3] veröffentlichten 2010 eine Studie, in der sie nachwiesen, dass die Häufigkeit von posterioren Veränderungen der Linse bei interventionellen Kardiolog*innen im Vergleich zu einer Gruppe von nicht exponierten Personen signifikant höher ist. In einer ähnlichen Studie zeigten im selben Jahr Vano u. a. [5]

ebenfalls ein erhöhtes Risiko von Personal in der interventionellen Kardiologie hinsichtlich einer Linsentrübung.

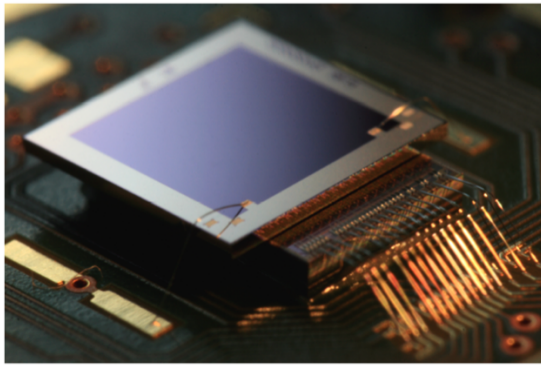
Die ICRP publizierte schließlich neue Empfehlungen, die für berufliche Exposition einen weitaus geringeren Grenzwert von 20 mSv/a, gemittelt über fünf aufeinander folgende Jahre, oder aber 50 mSv/a in einem einzigen Jahr vorsieht [6]. Vergleichsweise liegt nach deutscher Strahlenschutzverordnung und Röntgenverordnung für beruflich strahlenexponierte Personen der Grenzwert von Keimdrüsen und Gebärmutter bei 50 mSv/a, von Lunge, Brust und Leber bei 150 mSv/a, von Schilddrüse und Knochenoberfläche bei 300 mSv/a und von Haut, Händen und Unterarmen bei 500 mSv/a [7]. Doch auch nach diesen Änderungen der Grenzwerte für die Augenlinse wird im Zusammenhang mit Studien im Bereich der interventionellen Kardiologie Kritik an diesen Grenzwerten ausgesprochen und gefolgert, dass eine durch Strahlung hervorgerufene Katarakt bereits bei niedrigeren Dosiswerten auftreten kann und die Grenzwerte deshalb weiter hinterfragt werden sollten [2, 4].

Wie in Unterabschnitt 2.2.2 bereits erwähnt wurde, ist zur Abschätzung der Augenlinsendosis die Messung der $H_p(3)$, also der Personendosis in 3 mm Tiefe, am sinnvollsten. Das verwendete Dosimeter sollte dabei möglichst nahe am Auge getragen werden. Jedoch existieren solche aktiven Personendosimeter, die mit der $H_p(3)$ arbeiten, bisher nicht, da es derzeit keinen gesetzlichen Rahmen in diesem Kontext gibt. Aufgrund der über Jahre hinweg unterschätzten deterministischen Effekte in der Augenlinse ist es durchaus notwendig, die Dosiswerte vor allem bei beruflich exponierten Personen mit geeigneten Dosimetern zu überprüfen und unter dem Grenzwert zu halten. Diese Aufgabe soll der in dieser Arbeit betrachtete Prototyp eines Augenlinsendosimeters erfüllen. Als Phantom wird zur Kalibrierung des Dosimeters ein mit Wasser gefüllter ISO-Zylinder mit einem Durchmesser und einer Höhe von jeweils 20 cm verwendet, der das Streuverhalten des Kopfes in guter Näherung simuliert.

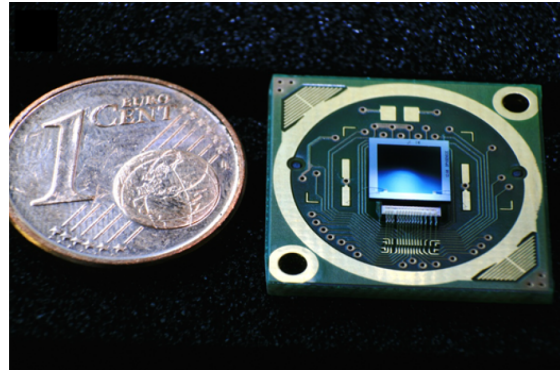
2.3 Der Dosepix-Detektor

2.3.1 Aufbau

Um das Augenlinsendosimeter zu realisieren, wird der Dosepix-Detektor verwendet, welcher in Kooperation des CERN und des ECAP entwickelt wurde. Es handelt sich hierbei um einen photonenzählenden und energieauflösenden Detektor. Als ein hybrider Pixeldetektor sind Sensorschicht und Ausleseelektronik des Dosepix-Detektors separiert, was Freiheiten beispielsweise bezüglich der Dicke und des Materials des Sensors ermöglicht. Der Auslesechip wurde am CERN von W. Wong [12] entwickelt und umfasst einen in 16×16 Pixel der Größe $(220 \times 220) \mu\text{m}$ aufgeteilten ASIC (*Application-Specific Integrated Circuit*). Dieser ASIC ist über Mikrolötverbindungen (Bump Bonds) pixelweise mit einer $300 \mu\text{m}$ dicken Sensorschicht verbunden, welche aus p-dotiertem Silizium besteht. Der Sensor ist ebenfalls in 16×16 Pixel unterteilt. Im Gegensatz zum Auslesechip bestehen jeweils die zwei obersten und untersten Reihen des Sensors aus kleinen Pixeln mit einer Kantenlänge von $55 \mu\text{m}$. Die verbleibenden 12 Reihen an Pixeln haben wiederum eine Kantenlänge von $220 \mu\text{m}$. Die gesamte Detektorfläche beträgt somit $(3,52 \times 3,52) \text{mm}^2$. Aufgrund dieser geringen Größe eignet sich der Detektor sehr gut für die Verwendung im Zusammenhang mit dem



(a) Nahaufnahme des Dosepix-Detektors [14].



(b) Größenvergleich des Dosepix-Detektors mit einer 1 Cent-Münze [14]. Der Detektor ist etwa so groß wie die Weltkugel, die auf der Münze abgebildet ist.

Abbildung 2.2: Fotografien des Dosepix-Detektors.

Augenlinsendosimeter. Zwei Fotografien, die die Größe des Dosepix-Detektors in natura verdeutlichen, sind in Abbildung 2.2 zu sehen.

Zum Auslesen der Daten wird das sogenannte „rolling shutter“-Verfahren verwendet [13]. Das heißt, dass nur eine Spalte an Pixeln gleichzeitig ausgelesen wird, sodass alle anderen Pixel weiter messen können. So gibt es keine Totzeit für $15/16$ der Sensorfläche. Die Aufteilung von Sensor und ASIC in Pixel ist in Abbildung 2.3 zu sehen. In Abbildung 2.4 ist der schematische Aufbau der Hauptelemente des Dosepix-Detektors abgebildet.

2.3.2 Signalverarbeitung

Treffen Photonen auf die Sensorschicht, interagieren sie durch die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Wechselwirkungsprozesse mit dem Material. So werden Ladungsverteilungen im Sensor erzeugt, welche durch die angelegte Bias-Spannung zur Elektrode driften und dort einen Spannungspuls erzeugen. Dieser Puls wird durch einen Vorverstärker (*Preamplifier*) verstärkt und gelangt anschließend in den analogen Diskriminator. Nur wenn der Puls einen einstellbaren analogen Schwellenwert (*Analog Threshold*) überschreitet, wird das Signal weitergeleitet. So kann Rauschen ausgefiltert werden. Da die Energie des auftreffenden Photons proportional zu der Zahl der erzeugten Ladungsträger ist, kann von der Länge und Amplitude des Pulses auf die im Sensor deponierte Energie geschlossen werden. Wie lange also der Puls den analogen Schwellenwert überschreitet, hängt von der Energie ab. Um die Länge des Pulses und somit auch die Energie des eingetroffenen Photons abschätzen zu können, besitzt der Dosepix-Detektor eine 100 MHz-Referenzfrequenz (*Reference Clock*). Durch einen digitalen Zähler kann die Anzahl der Perioden bestimmt werden, die die Reference Clock in derjenigen Zeit durchläuft, in der der Signalpuls oberhalb der Schwelle liegt. Die resultierende Zahl wird als ToT-Wert (von dem engl. *time over threshold*) bezeichnet und wird als Maß für die deponierte Energie verwendet. Das Prinzip des ToT ist in Abbildung 2.5 verbildlicht. In Abbildung 2.6 sind die einzelnen Schritte der Signalverarbeitung schematisch aufgezeigt.

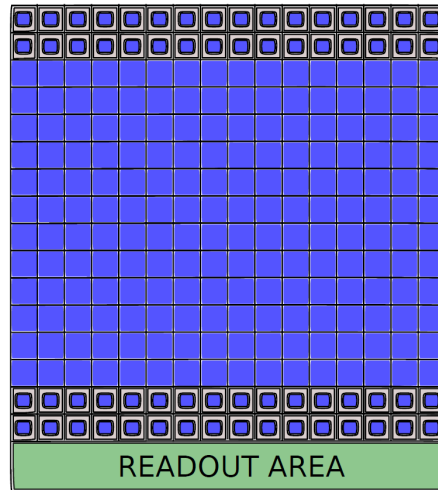


Abbildung 2.3: Aufteilung des Dosepix-Detektors in Pixel [15]. In Blau zeigen die zwei oberen und unteren Reihen die kleinen Pixel der Sensorschicht, die restlichen 12 Reihen die großen Pixel. Am unteren Rand ist in Grün die Readout Area zu sehen, in der die Schaltkreise zur Kontrolle des Auslesens und zum Programmieren liegen.

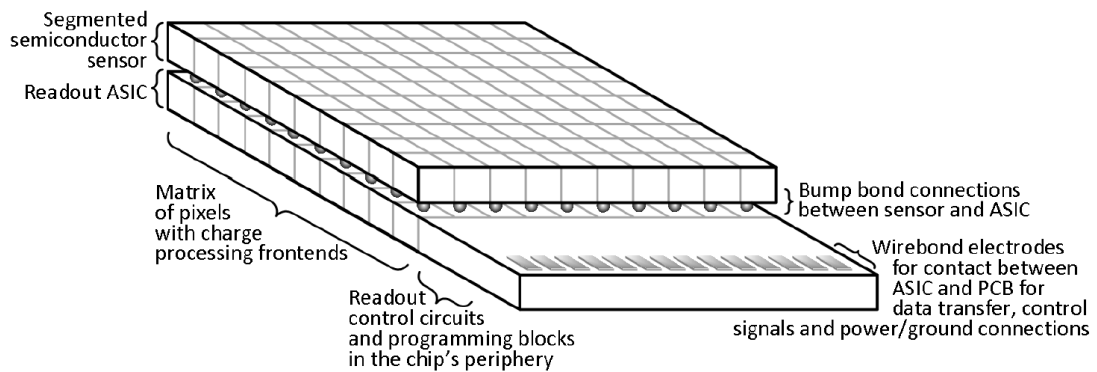


Abbildung 2.4: Schematischer Aufbau des hybriden Dosepix-Detektors [12]. Unten liegt der in Pixel aufgeteilte ASIC, wobei jeder Pixel eine eigene Elektronik zur Signalverarbeitung besitzt. Am Rand des Chips liegen zusätzliche Schaltkreise und Elektroden, wodurch eine Verbindung mit einem PCB (*Printed Circuit Board*) möglich ist. Der Auslesechip ist über Lötkekeln („Bump Bonds“) mit der pixelierten Sensorschicht elektronisch und mechanisch verbunden.

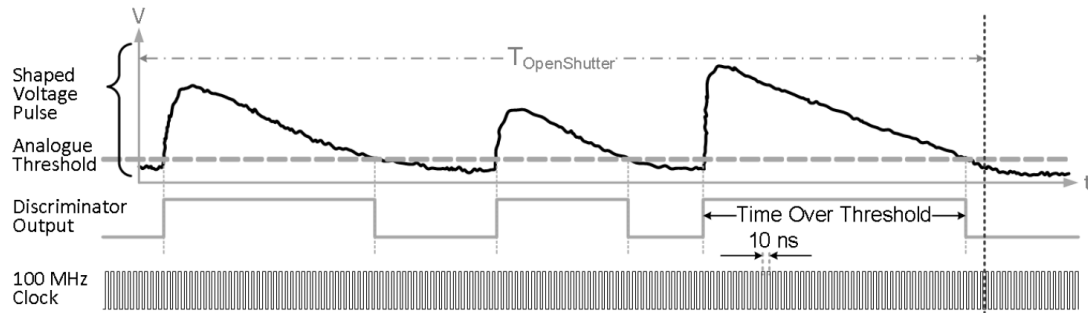


Abbildung 2.5: Funktionsweise des ToT-Prinzips [12]. Sobald das Signal (Shaped Voltage Pulse) die Schwelle (Analogue Threshold) überschreitet, werden die Perioden der Reference Clock (100 MHz Clock) gezählt, bis das Signal wieder unter die Schwelle fällt. Der ToT-Wert entspricht der Gesamtzahl an Perioden.

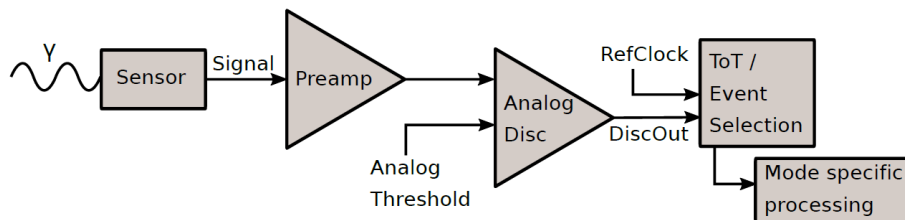


Abbildung 2.6: Schematischer Aufbau der Signalverarbeitung [15]. Das eintreffende Photon erzeugt eine Ladungsverteilung im Sensor, welche am Vorverstärker (Preamp) in einen Spannungspuls umgewandelt und verstärkt wird. Wenn das Signal an dem analogen Diskriminator (Analog Disc) eine einstellbare analoge Schwelle (Analog Threshold) überschreitet, wird es weiter verarbeitet. Die Zahl der Perioden, in der das Signal über der Schwelle liegt, wird mit Hilfe einer Referenzfrequenz (Ref Clock) gezählt. Dieser ToT-Wert (Time Over Threshold-Wert) wird anschließend je nach verwendetem Modus weiter verarbeitet.

Der Dosepix-Detektor besitzt verschiedene Modi zur weiteren Verarbeitung des Signals. Der **Integration Mode** [12] dient dazu, die während einer bestimmten Messzeit deponierte Energie zu messen. Dazu werden die gesamten ToT-Werte aufaddiert.

Im **Photon Counting Mode** [12] werden diejenigen Signalepulse gezählt, welche die analoge Schwelle überschreiten. Somit kann die Anzahl an eintreffenden Photonen in einer gewissen Messzeit bestimmt werden.

Der **ToT Mode** [12] bietet sich vor allem für Energiekalibrationen an. Hierbei werden die gemessenen ToT-Werte separat gespeichert.

Mit dem **Dosi Mode** [13] kann beispielsweise eine Dosisrekonstruktion für ein Personendosimeter erfolgen, weswegen er besonders relevant für das Augenlinsendosimeter ist. In diesem Modus wird der ToT-Wert von jedem eintreffenden Photon gemessen, wodurch mit einer passenden Kalibrierung auf dessen Energie geschlossen werden kann. Diese ToT-Werte werden anschließend mit 16 festlegbaren digitalen Schwellen verglichen und in entsprechende Energiebins sortiert. Somit kann abschließend die deponierte Dosis ermittelt werden, wie später in Abschnitt 4.2 demonstriert werden soll.

2.4 Die Bias-Spannung in Halbleiterdetektoren

Der Dosepix-Detektor gehört zu der Gruppe der Halbleiterdetektoren, bei welchen es sich um eine spezielle Form einer Diode handelt. Genauer liegt diesem Falle eine sogenannte pin-Diode vor, deren Funktionsweise im Folgenden erläutert werden soll. Das Kapitel orientiert sich an [16, 17]. Weitere Informationen sind aus ebendiesen zu entnehmen.

Halbleiterdetektoren setzen sich grundsätzlich aus zwei verschieden dotierten Schichten zusammen. Hierzu werden in das Halbleitermaterial Fremdatome eingesetzt, sodass sich die Anzahl der jeweiligen Ladungsträger erhöht. Im Falle einer p-Dotierung werden beispielsweise Atome eines 3-wertigen Elements in einen 4-wertigen Halbleiter eingebaut. Dadurch entsteht ein Überschuss an Elektronenlöchern. Bei der n-Dotierung werden 5-wertige Atome verwendet, wodurch ein Elektronenüberschuss entsteht. Anzumerken ist, dass der Halbleiter trotz Dotierung elektrisch neutral bleibt. Will man nun einen Halbleiterdetektor bauen, ist eine Kombination dieser Dotierungen nötig. Häufig wird dies als pn-Übergang oder, wie bei dem Dosepix-Detektor, als pin-Struktur umgesetzt.

Wie der Name suggeriert, wird bei einer pn-Diode eine p-dotierte und eine n-dotierte Schicht in Verbindung gebracht. Im p-dotierten Teil sind Löcher die Majoritätsladungen, im n-dotierten Teil Elektronen. An der Grenzschicht entsteht deshalb ein starkes Konzentrationsgefälle der beiden Arten an Ladungsträgern. So kommt es zu einem Diffusionsstrom, bei dem sich die Elektronen aus der n-dotierten in die p-dotierte Schicht bewegen und die Löcher von dem p-dotierten in den n-dotierten Teil. Daher bildet sich an der Grenzschicht durch die Rekombination von Elektronen und Löchern eine Zone, in der eine Verarmung an freien Ladungsträgern vorliegt. Dieser Bereich wird deswegen als Verarmungszone oder Depletionszone bezeichnet. Es verbleiben dort die ionisierten Atomrümpfe, wodurch die n-Grenzschicht eine positive und die p-Grenzschicht eine negative Raumladungsdichte hat. Die Verarmungszone wird deswegen auch häufig Raumladungszone genannt. Sind p- und n-Schicht gleich stark dotiert, ist die Raumladungszone symmetrisch. Andernfalls dehnt

sie sich weiter in das weniger stark dotierte Gebiet aus. Durch die elektrisch verschieden geladenen Bereiche bildet sich ein elektrisches Feld aus, was einen Driftstrom erzeugt, der dem Diffusionsstrom entgegengerichtet ist.

Legt man eine äußere Spannung zwischen p- und n-Seite an, lässt sich die Breite der Verarmungszone beeinflussen. Diese Spannungsversorgung wird auch als Bias-Spannung bezeichnet. Wird die Spannung in Durchlassrichtung angelegt, also positiv an der p-Schicht relativ zur n-Schicht, verringert sich das elektrostatische Potential über der Verarmungszone. Der Driftstrom reduziert sich demnach verglichen mit dem Diffusionsstrom, sodass sich die Diffusion von Elektronen von der n-Seite auf die p-Seite und von Löchern von der p-Seite auf die n-Seite erhöht. Die Ausbreitung der Verarmungszone verringert sich somit. Wird die Bias-Spannung in Sperrrichtung angelegt, also negativ an der p-Schicht relativ zur n-Schicht, erhöht sich das elektrostatische Potential, was den Diffusionsstrom verringert. Die Verarmungszone kann so verbreitert werden.

Bei Halbleiterdetektoren wird die externe Bias-Spannung in Sperrrichtung angelegt, um eine möglichst große Verarmungszone zu erhalten. Dies hat den Grund, dass die Ausdehnung der Verarmungszone das Volumen für den Teilchennachweis darstellt. Trifft beispielsweise ein Photon auf den Detektor, wird durch die in Abschnitt 2.1 beschriebenen Wechselwirkungen Energie im Halbleiter deponiert. Durch diese Energie gelangen Elektronen in das Leitungsband, wodurch Löcher im Valenzband zurückbleiben. Ein eintreffendes Photon erzeugt also Elektron/Loch-Paare (e/h-Paare). Ohne Verarmungszone würden diese schnell rekombinieren und es wäre nicht möglich, ein Signal an den Elektroden zu erzeugen. Ist der Bereich jedoch verarmt, ist die Wahrscheinlichkeit einer Rekombination gering. Die e/h-Paare werden im elektrischen Feld getrennt, driften zu den Elektroden und influenzieren dort ein Signal.

Der Aufbau einer pin-Diode ist ähnlich zu dem der oben beschriebenen pn-Diode. Zusätzlich zu der p-dotierten und der n-dotierten Schicht befindet sich zwischen diesen eine schwach oder undotierte Zone, sodass p- und n-Schicht nicht in direktem Kontakt stehen. In dieser Zone hängt die Zahl der freien Ladungsträger allein von Materialverunreinigungen ab, weswegen sie als intrinsische Zone bezeichnet wird. Wird eine Spannung von außen in Sperrrichtung angelegt, dehnt sich die Verarmungszone weit in die intrinsische Zone hinein aus. Die entstehende Raumladungszone ist weitaus größer als bei einer pn-Diode. Durch den Einsatz von pin-Dioden, zu denen auch der Dosepix-Detektor zählt, können also besonders dicke Verarmungszonen erreicht werden. Die Detektion von geladenen Teilchen und Photonen erfolgt wie bei der pn-Diode durch die Erzeugung von e/h-Paaren mithilfe der deponierten Energie beim Eintreffen von Teilchen. Diese Ladungsträger werden durch das elektrische Feld getrennt und an den Elektroden gesammelt, wo sie ein elektrisches Signal influenzieren. Im Falle des Dosepix-Detektors sind es die Löcher, die gesammelt werden und deren erzeugtes Signal zur weiteren Verarbeitung verwendet wird.

3 Charakterisierung des Dosepix-Detektors

3.1 Schwellenabgleich

Aufgrund von Unterschieden innerhalb der Elektronik einzelner Pixel sind die analogen Schwellen von Pixel zu Pixel verschieden. Um diese Unterschiede zu kompensieren, besitzt der Dosepix-Detektor in jedem Pixel 6 bit-tiefe Register, sogenannte *Pixel-DACs*. Mit diesen können die einzelnen Schwellen nach dem in [14] beschriebenen Verfahren abgeglichen werden.

Der Schwellenabgleich erfolgt nach zwei Schritten. Im ersten Schritt wird das *noise edge* Verfahren [18] angewendet. Dabei wird die analoge Schwelle V_{Th} mit der Einheit DAC kontinuierlich erhöht. Im Bezug auf die Energie bedeutet dies ein Durchschreiten der Schwellenwerte von großen zu kleinen Energien. Währenddessen wird die Zahl der Counts im Photon Counting Mode gemessen. Dieser Scan wird für alle Pixel zum einen bei dem minimalen (0) und zum anderen bei dem maximalen (63) Pixel-DAC-Wert durchgeführt. Für beide Messungen kann dann die Rauschkante ermittelt werden, also der Schwellenwert, bei dem der Zähler im Pixel einen bestimmten Betrag überschreitet. Wird diese Rauschkante überstiegen, wird der momentane Wert von V_{Th} für diesen Pixel gespeichert. So entstehen zwei Verteilungen, die zu den beiden eingestellten Pixel-DAC-Werten gehören. Diese sind in Abbildung 3.1 in rot und grün abgebildet.

Im zweiten Schritt wird der Schwerpunkt der beiden Verteilungen für jeden Pixel bestimmt. Dies führt zu einer dritten Verteilung, der abgeglichenen Verteilung, welche die finalen abgeglichenen Schwellenwerte enthält. In Abbildung 3.1 zeigt dies die blaue Verteilung. Diese Pixel-spezifischen Werte können in Pixel-DAC-Werte umgerechnet werden, die dann als diejenigen Werte verwendet werden, mit denen die einzelnen Pixel arbeiten. Als globaler analoger Schwellenwert wird als Abschätzung der Mittelwert der angeglichenen Verteilung minus 20 genutzt.

Nach dem Schwellenabgleich haben sich die in Tabelle 3.1 angegebenen Periphery DACs ergeben. Mit diesen Werten können nun weitere Messungen durchgeführt werden.

3.2 Energiekalibrierung

Nach dem Schwellenabgleich ist es notwendig, eine Energiekalibrierung durchzuführen, sodass für jeden Pixel der gemessene ToT-Wert mit der deponierten Energie in Zusammenhang gebracht werden kann. Generell können für diese Kalibrierung Röntgenfluoreszenzmessungen oder auch Messungen mit radioaktiven Quellen verwendet werden. Die Energiekalibrierung kann auch mithilfe analoger Testpulse erfolgen, was in [12, 19] genauer beschrieben ist.

Nach der Standardmethode der Energiekalibrierung werden mehrere Messungen mit verschie-

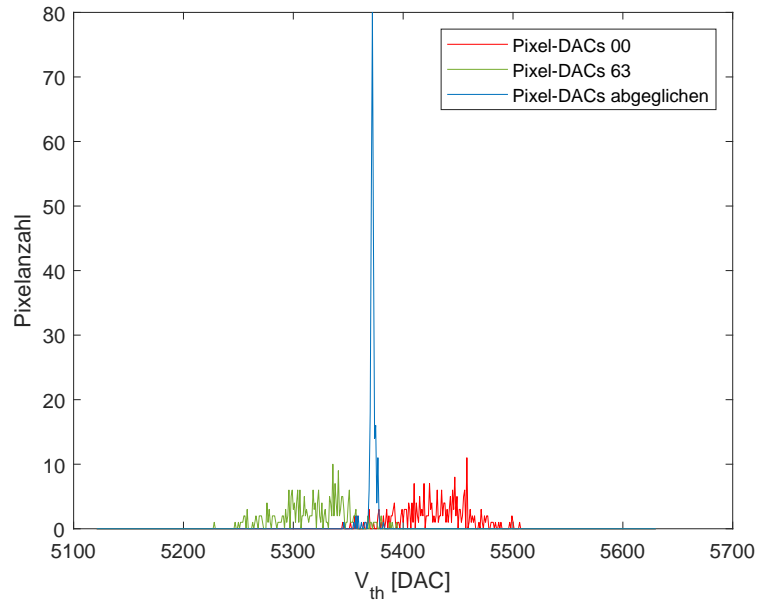


Abbildung 3.1: Pixelanzahl mit der jeweiligen Rauschkante V_{Th} . Die rote Verteilung zeigt die Rauschgrenzen der Pixel bei minimalem (0) Pixel-DAC-Wert, die grüne Verteilung bei maximalem (63). Die blaue Verteilung entspricht den Werten nach dem Schwellenabgleich.

| DAC-Bezeichnung | DAC-Wert |
|--------------------|----------|
| $V_{casc,preamp}$ | 130 |
| I_{krum} | 30 |
| $V_{casc,reset}$ | 220 |
| $I_{pixeldac}$ | 49 |
| $I_{tpbufin}$ | 128 |
| $V_{tpref,fine}$ | 100 |
| V_{gnd} | 80 |
| I_{disc2} | 118 |
| I_{disc1} | 48 |
| I_{preamp} | 100 |
| V_{tha} | 5346 |
| $V_{tpref,coarse}$ | 255 |
| $I_{tpbufout}$ | 128 |
| V_{fbk} | 200 |

Tabelle 3.1: Werte der Periphery DACs nach dem Schwellenabgleich.

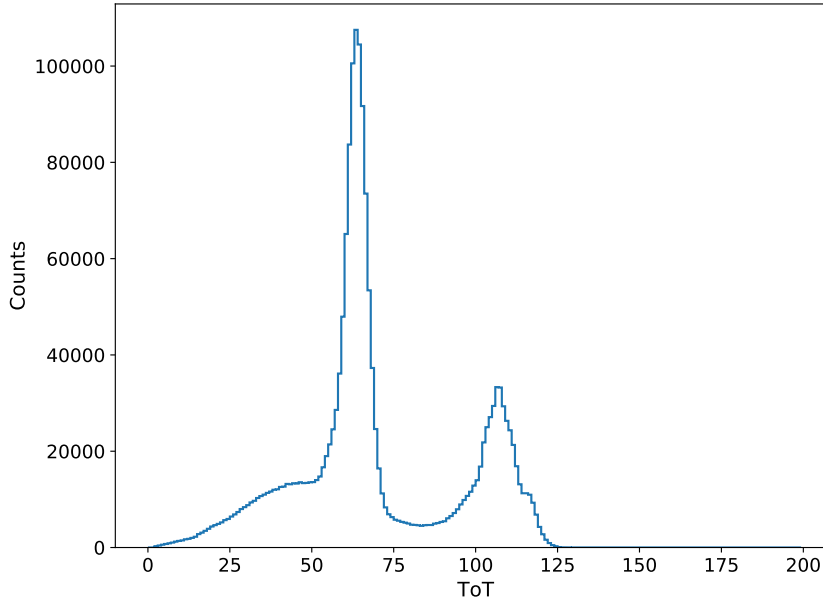


Abbildung 3.2: Spektrum der ToT-Messung für große Pixel. Deutlich zu sehen sind die Peaks der Mo-XRF und der $^{241}_{95}\text{Am}$ -Quelle.

denen Quellen benötigt. Dies ist nicht nur zeitaufwändig, sondern auch fehleranfällig, da in diesem Ansatz ein Algorithmus zur Bestimmung der Peakposition der Kalibrierungsquellen nötig ist. Daher wurde hier die in [20] vorgestellte Deep Learning-Methode angewendet, welche ein Convolutional Neural Network (CNN) beinhaltet. Der Vorteil dieser Methode ist, dass nur eine einzige Messung als Input benötigt wird. In diesem Fall wurde die Kalibrierung mithilfe einer ToT-Messung mit Mo und $^{241}_{95}\text{Am}$ als Quellen durchgeführt. Bei der Mo-XRF liegt die gewichtete K-Linie vor.

Die Beziehung zwischen ToT-Wert und deponierter Energie wird durch die Gleichung

$$ToT(E) = a + b \cdot E + \frac{c}{E - t} \quad (3.1)$$

mit den freien Parametern a , b , c und t beschrieben [20]. Zur Bestimmung der Parameter für die einzelnen Pixel wurde eine ToT-Messung bei einer Bias-Spannung von 100V und einer Messdauer von einer Stunde mit Mo-XRF und $^{241}_{95}\text{Am}$ verwendet. Das zugehörige Spektrum ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Hier sind deutlich die durch den Photoeffekt erzeugten Peaks der beiden Quellen zu erkennen. Aus dem gemessenen ToT-Spektrum konnten anschließend mithilfe des Programms aus [20] die Parameter für jeden Pixel bestimmt werden. In Abbildung 3.3 sind die Parameter in Form einer Matrix für jeden einzelnen Pixel aufgetragen. Parameter a beschreibt den Offset, b die Inklination des linearen Teils. Parameter c beschreibt die Krümmung des hyperbolischen Teils, t die Energie der Schwelle. Parameter c zeigt keine besondere Verteilung der Werte. Bei den Parametern a , b und t

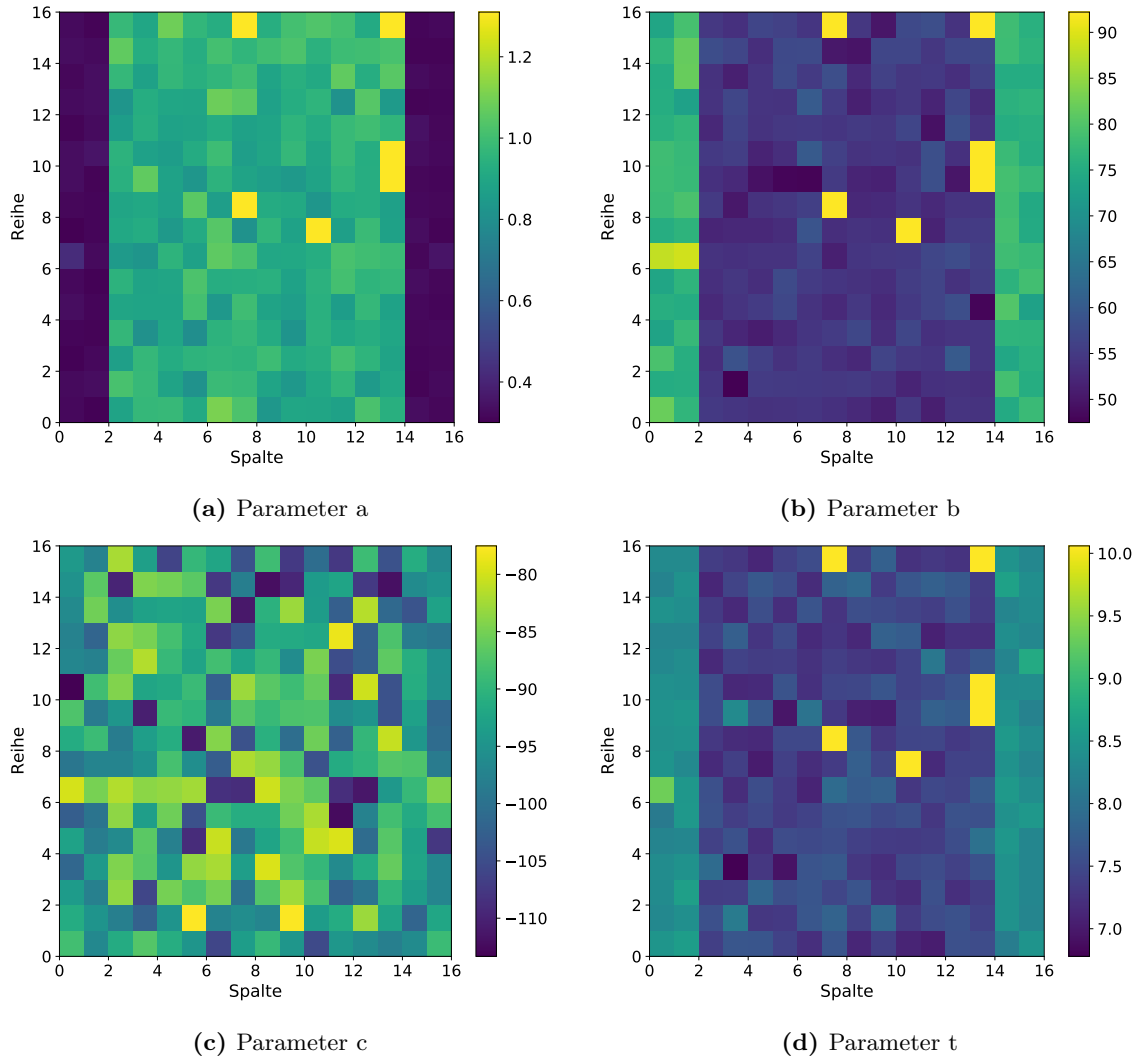


Abbildung 3.3: Aus der ToT-Messung bestimmte Kalibrationsparameter. Die Werte sind als Matrix für jeden Pixel aufgezeigt.

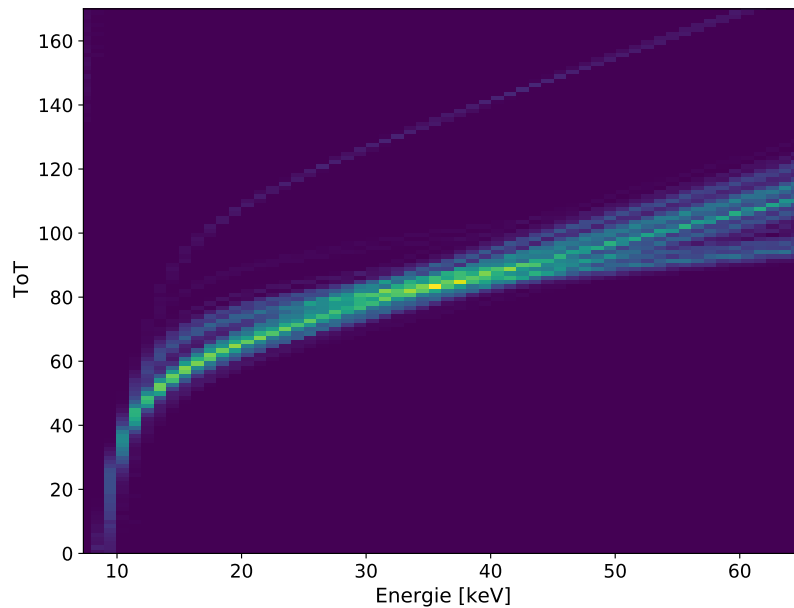


Abbildung 3.4: Dichteplot der Verteilung der Kalibrierungskurven für die verschiedenen Pixel.

hingegen ist ein deutlicher Unterschied in den Werten der kleinen Pixel in den Spalten 0, 1, 14 und 15 und den großen Pixeln zu erkennen. Dies spiegelt sich auch in der Verteilung der Kalibrierungskurven wider, welche in Abbildung 3.4 als Dichteplot dargestellt sind. Es sind zwei größere Ansammlungen an Kurven zu erkennen. Betrachtet man die Kurven mit separat über kleine und große Pixel gemittelten Parametern, wie in Abbildung 3.5 zu sehen ist, wird klar, dass die beiden Verteilungen wegen der verschiedenen Pixelgrößen auftreten. Mittelt man die Parameter über alle Pixel, haben die kleinen Pixel aufgrund ihrer geringen Anzahl weniger Einfluss auf die Kurve als die großen Pixel. Dies zeigt sich in Abbildung 3.5, da die Kurve der Mittelung über alle Pixel nah an der zu den großen Pixel gehörenden liegt.

Ebenso fällt auf, dass bei den Parametern a , b und t sechs der großen Pixel hinsichtlich ihrer Werte hervorstechen. In Abbildung 3.6 ist die Kalibrierungskurve für einen solchen abweichenden Pixel im Vergleich zu zwei „normalen“ großen Pixeln und der Kurve mit gemittelten Parametern abgebildet. Man erkennt, dass Steigung, Offset und Energieschwelle deutlich abweichen, wie Abbildung 3.3a, 3.3b und 3.3d suggerieren.

3.3 Modi des Dosepix-Detektors

3.3.1 ToT Mode

Im ToT Mode werden die gemessenen ToT-Werte separat gespeichert und anschließend in der Analyse histogrammiert. So entsteht ein Spektrum, welches unter anderem dazu verwendet werden kann, eine Energiekalibrierung durchzuführen, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben

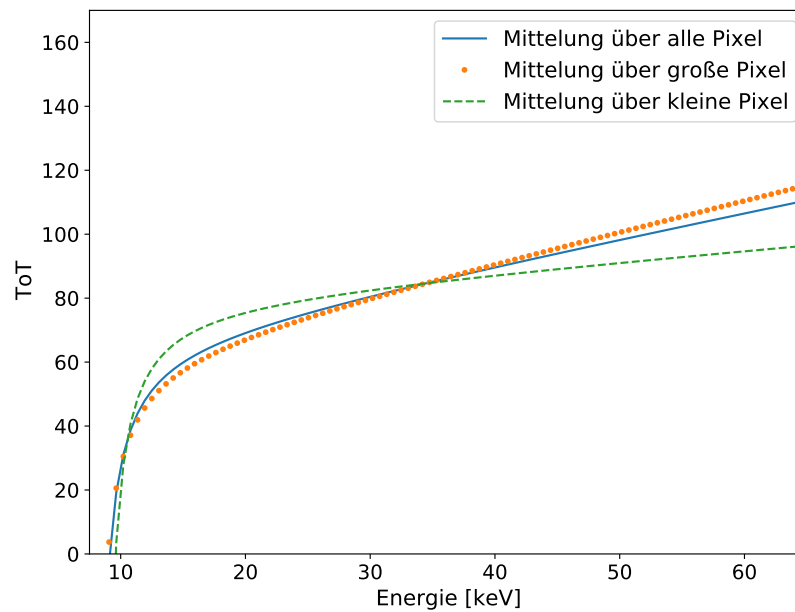


Abbildung 3.5: Kalibrierungskurven mit gemittelten Parametern. Die Mittlung wurde zum einen über alle Pixel, zum anderen separat über große und über kleine Pixel durchgeführt.

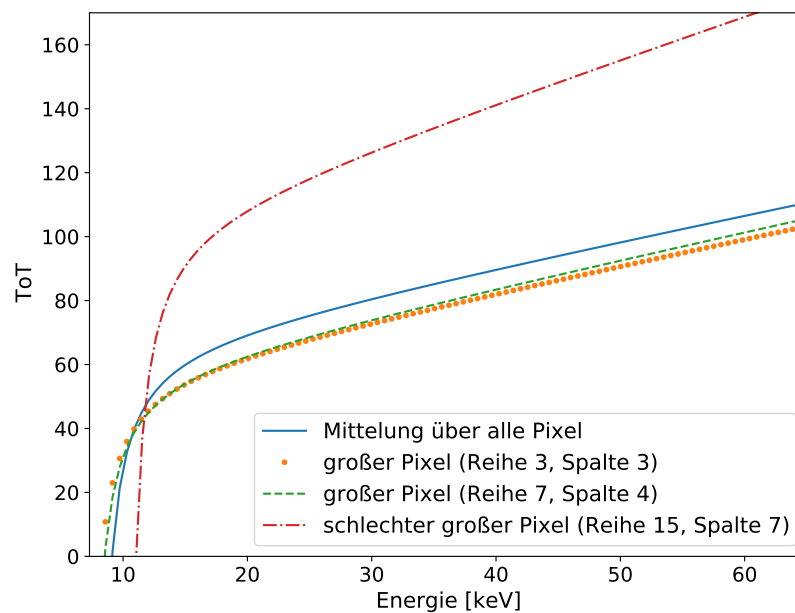


Abbildung 3.6: Kalibrierungskurven für ausgewählte Pixel sowie für gemittelte Parameter.

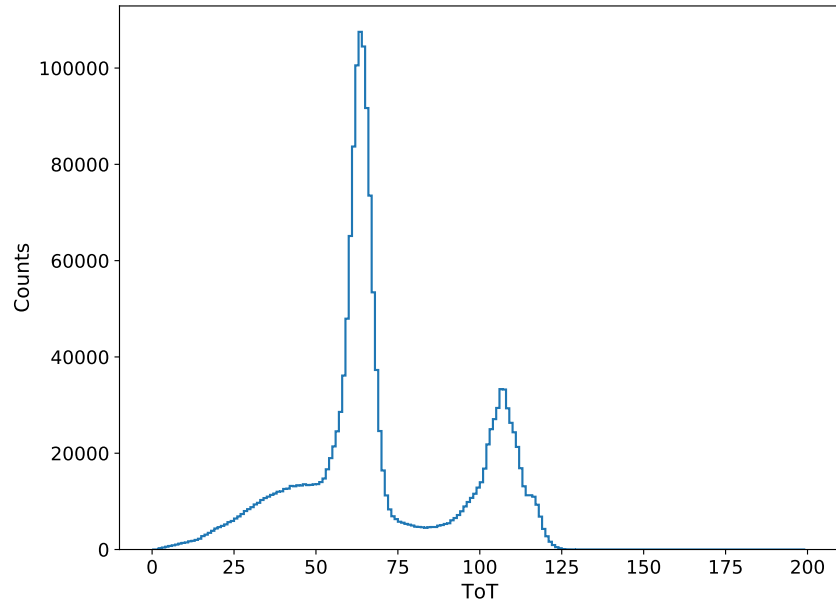
wurde. Die Zusammensetzung eines solchen ToT- bzw. Energiespektrums und der Einfluss der Schwelle soll in den folgenden Unterabschnitten behandelt werden.

3.3.1.1 ToT-und Energiespektrum

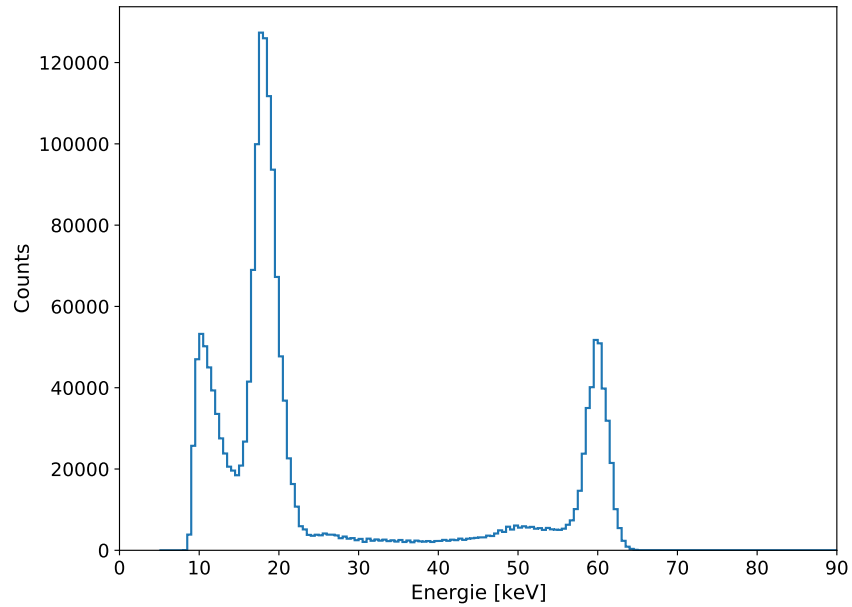
Anhand der ToT-Messung aus Abschnitt 3.2, mit welcher die Energiekalibrierung durchgeführt wurde, soll im Folgenden das Spektrum genauer betrachtet werden. In Abbildung 3.7b ist das Energiespektrum zu sehen, welches sich nach der Kalibrierung aus dem ToT-Spektrum in Abbildung 3.7a ergibt. In beiden Spektren sind die zwei durch den Photoeffekt erzeugten Full Energy Peaks klar zu sehen. In diesen wird die gesamte eintreffende Energie deponiert, welche in der Theorie für Mo-XRF bei 17,4 keV (K_α) [21] und für $^{241}_{95}\text{Am}$ bei 59,54 keV [22] liegt. Zusätzlich ist im Energiespektrum ein weiterer Peak bei kleinen Energien zu erkennen. Dieser kommt von den Elektronen, mit denen Photonen über die Compton-Streuung wechselwirken. Diese tragen danach eine Energie von etwa 11 keV. Ein weiteres Produkt der Comptonstreuung zeigt sich in der leichten Erhöhung bei etwa 48 keV, welche zu den gestreuten Photonen gehört. Dieser Peak ist weitaus weniger ausgeprägt als der der Elektronen. Der Grund hierfür ist, dass die Elektronen im Sensor ionisierende Teilchen sind und ihre Energie im Detektor deponieren, die Photonen hingegen nicht. Letztere müssen erneut wechselwirken, um im Spektrum sichtbar zu sein. Weiterhin ist eine kleine Erhöhung um etwa 26 keV erkennbar. Diese kommt zum einen von der Zinn-Fluoreszenz der Lötverbindungen zwischen Sensor und ASIC, welche nach [21] bei 25,2 keV liegt. Zum anderen werden durch die $^{241}_{95}\text{Am}$ -Quelle neben den Photonen mit 59,54 keV, welche mit einer Wahrscheinlichkeit von 35,9% auftreten, ebenfalls zu 2,27% Photonen der Energie 26,34 keV ausgesendet [22]. Diese tragen ebenfalls zu der kleinen Erhebung um 26 keV herum bei.

Des Weiteren ist in Abbildung 3.7 erkennbar, dass die Peaks nicht gleichmäßig um ihren Schwerpunkt liegen, sondern eine Asymmetrie hin zu kleineren Energien aufweisen. Der Grund hierfür ist ein Effekt, welcher als *Charge Sharing* bezeichnet wird [23]. Während des Photoeffekts wird die Energie des interagierenden Photons vollständig im Sensor deponiert. Die hierbei erzeugten Sekundärteilchen verlieren durch Ionisation ihre Energie. Dies führt zu einer lateralen Ausdehnung der entstandenen Ladungswolke. Überschreitet diese Ausdehnung die Grenze des Pixels, in dem die Wechselwirkung stattfindet, werden die Ladungsträger nicht von der Elektrode dieses Pixels aufgenommen, sondern von der des benachbarten Pixels. Dies führt zu einem Energieverlust. Im Falle der kleinen Pixel geht die Ladung, welche die Pixelgrenze überschreitet, verloren und wird nicht detektiert. Das Charge Sharing führt also zu einer Asymmetrie des gaußförmigen Peaks durch zusätzliche Einträge bei Energien im Spektrum, welche niedriger als die eigentliche Photonenenergie sind.

In Abbildung 3.8 sind die ToT- und Energiespektren für große und kleine Pixel aufgezeigt. Es ist ersichtlich, dass die Zahl an Counts in den kleinen Pixeln deutlich unterhalb der Countzahl der großen Pixel liegt. Der Grund hierfür ist die geringere effektive Fläche der kleinen Pixel, weswegen in diesen weniger Events detektiert werden. Betrachtet man die normierten Spektren in Abbildung 3.9, fällt auf, dass das Spektrum der kleinen Pixel zu niedrigeren Energien hin verschoben ist. Dies lässt sich durch das Charge Sharing begründen [23]. Aufgrund der geringeren Kantenlänge der kleinen Pixel ist es wahrscheinlicher, dass Ladungsträger von Nachbarpixeln aufgesammelt werden, weshalb die Verschiebung der Peaks zu kleineren

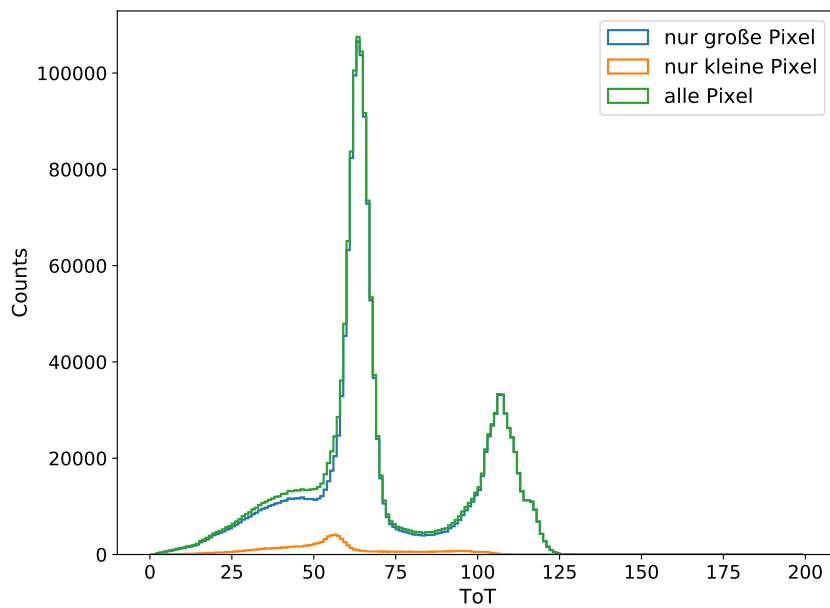


(a) ToT-Spektrum

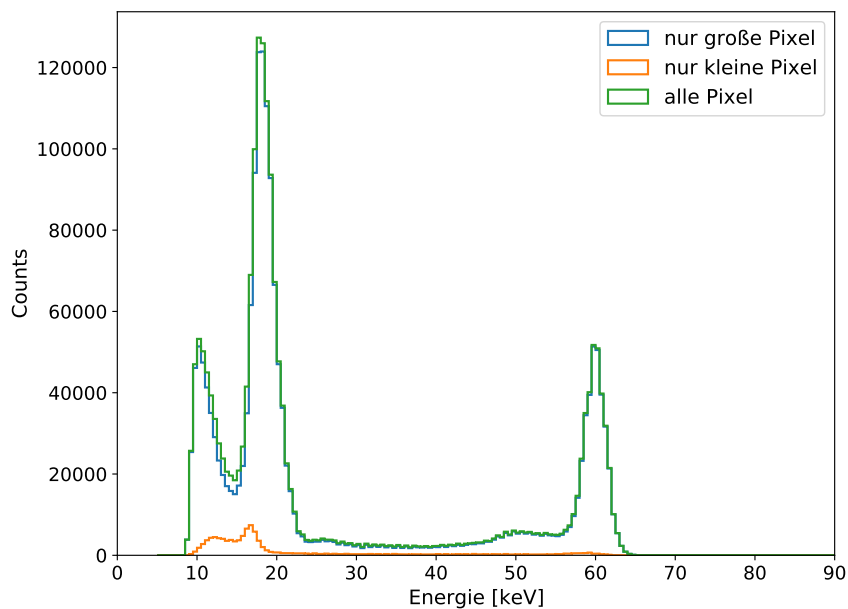


(b) Energiespektrum

Abbildung 3.7: (a) zeigt das ToT-Spektrum der Messung mit Mo-XRF und $^{241}_{95}\text{Am}$, (b) das zugehörige Energiespektrum. Man erkennt deutlich die zwei durch die Quellen erzeugten Peaks, welche in der Theorie für die gewichtete K-Linie für Mo-XRF bei 17,4 keV [21] und für $^{241}_{95}\text{Am}$ bei 59,54 keV [22] liegen [19].

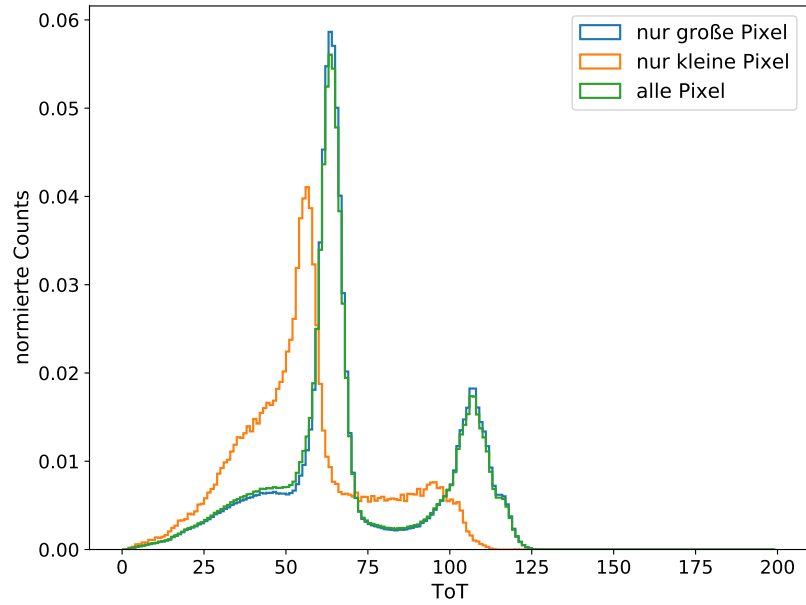


(a) ToT-Spektrum für große, kleine und alle Pixel.

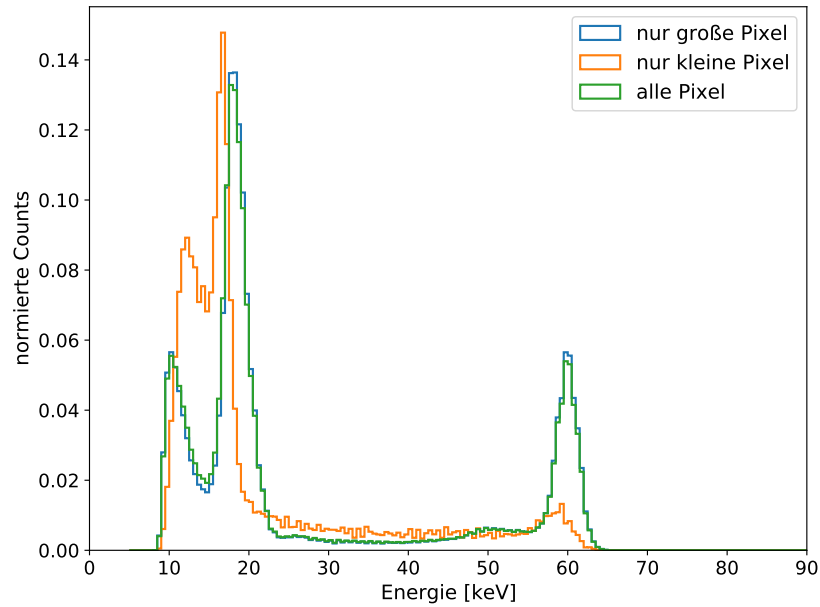


(b) Energiespektrum für große, kleine und alle Pixel.

Abbildung 3.8: ToT- und Energiespektren für große (blau) und kleine (orange) Pixel, sowie das Gesamtspektrum für alle Pixel (grün).



(a) Normierte ToT-Spektren für die zwei Pixelsorten und das Gesamtspektrum.



(b) Normierte Energiespektren für die zwei Pixelsorten und das Gesamtspektrum.

Abbildung 3.9: Normierte ToT- und Energiespektren für große (blau) und kleine (orange) Pixel, sowie das Gesamtspektrum für alle Pixel (grün). Es wurde so normiert, dass die Fläche unter dem Graphen dem Wert Eins entspricht.

Energien im Vergleich zu den großen Pixeln stärker ausgeprägt ist. Das Charge Sharing bewirkt zudem, dass der $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peak bei den kleinen Pixeln niedriger ist als bei den großen. Durch die kleinere Fläche kann die Energie der eintreffenden Photonen nicht vollständig deponiert werden, weswegen der Peak weniger ausgeprägt ist. Im Vergleich ist der Mo-Peak bei den kleinen Pixeln deutlich höher als der $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peak, da die zugehörige Energie kleiner ist und deswegen trotz geringer Fläche deponiert werden kann.

3.3.1.2 Variation der Schwelle

Die Schwelle V_{tha} gibt an, welchen Wert das durch ein eintreffendes Photon erzeugte Signal überschreiten muss, um registriert zu werden. Im Folgenden soll betrachtet werden, wie sich das Spektrum verhält, wenn man ebendiesen Wert über einen gewissen Bereich variiert.

V_{tha} liegt als Standardwert bei 5330 DAC. Daher ausgehend wurde in 5 DAC-Schritten ein Bereich von 5300 DAC bis 5360 DAC durchlaufen und für jeden ausgewählten V_{tha} -Wert eine ToT-Messung bei einer Bias-Spannung von 100 V mit einer Messdauer von 5 min aufgenommen, wobei $^{241}_{95}\text{Am}$ als Quelle diente.

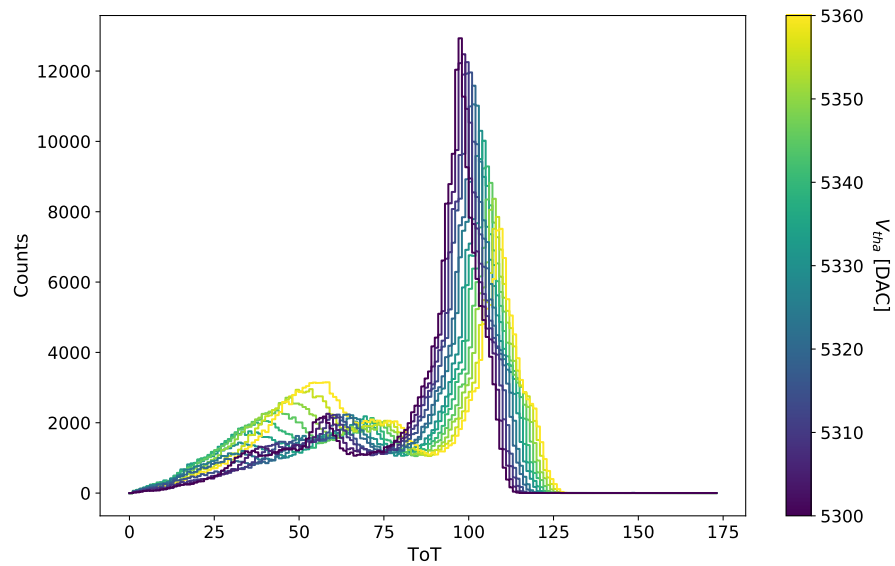
In Abbildung 3.10 sind die ToT- und Energiespektren der verschiedenen Schwellenwerte zu sehen. Man erkennt, dass sich das Spektrum über einen Bereich an ToT-Werten bzw. Energien verschiebt und sich zudem die Form ändert. Um diese Bewegung des Spektrums genauer zu analysieren, wurde die Position des $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peaks bestimmt. Dies erfolgte mithilfe der sogenannten Crystal-Ball-Funktion [24]. Aufgrund des Charge Sharing-Effekts, wie er in Unterunterabschnitt 3.3.1.1 beschrieben wurde, ist der Full Energy Peak nicht perfekt gaußförmig, sondern weist eine Asymmetrie auf, welche mithilfe der Crystal-Ball-Funktion berücksichtigt werden kann. Diese besteht aus einem gaußförmigen Zentralbereich, welcher für kleinere Werte in ein Potenzgesetz überläuft. Konkret ist die Funktion gegeben als

$$f(x; \alpha, n, \bar{x}, \sigma) = N \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \text{falls } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \cdot \left(B - \frac{x-\bar{x}}{\sigma}\right)^{-n}, & \text{falls } \frac{x-\bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha. \end{cases} \quad (3.2)$$

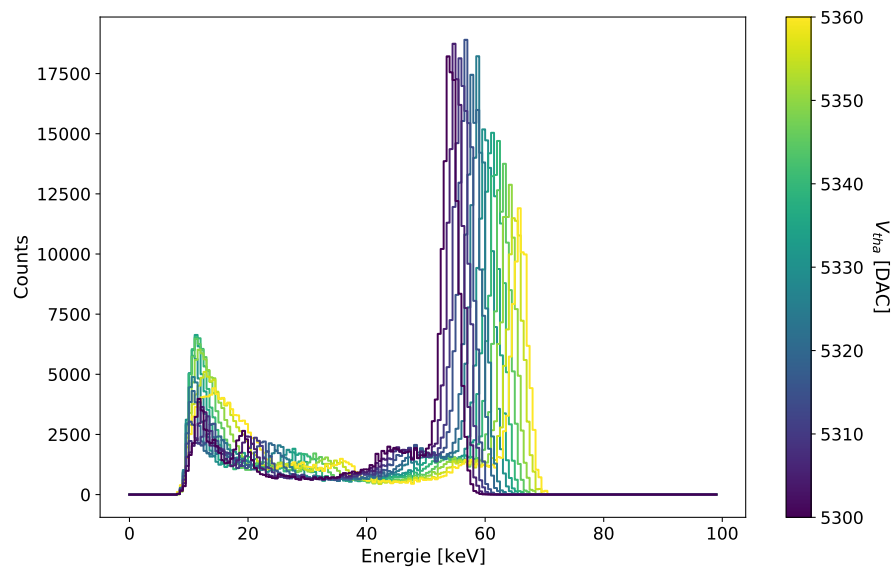
Hierbei ist

$$\begin{aligned} A &= \left(\frac{n}{|\alpha|}\right) \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \\ B &= \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| \\ N &= \frac{1}{\sigma(C + D)} \\ C &= \frac{n}{|\alpha|} \cdot \frac{1}{n-1} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \\ D &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{|\alpha|}{\sqrt{2}}\right)\right) \end{aligned}$$

mit dem Erwartungswert \bar{x} , der Standardabweichung σ , der Position des Übergangs von Gauß-Verteilung in Potenzgesetz α und dem Parameter des Potenzgesetzes n .



(a) ToT-Spektren



(b) Energiespektren

Abbildung 3.10: ToT- und Energiespektren bei veränderter Schwelle.

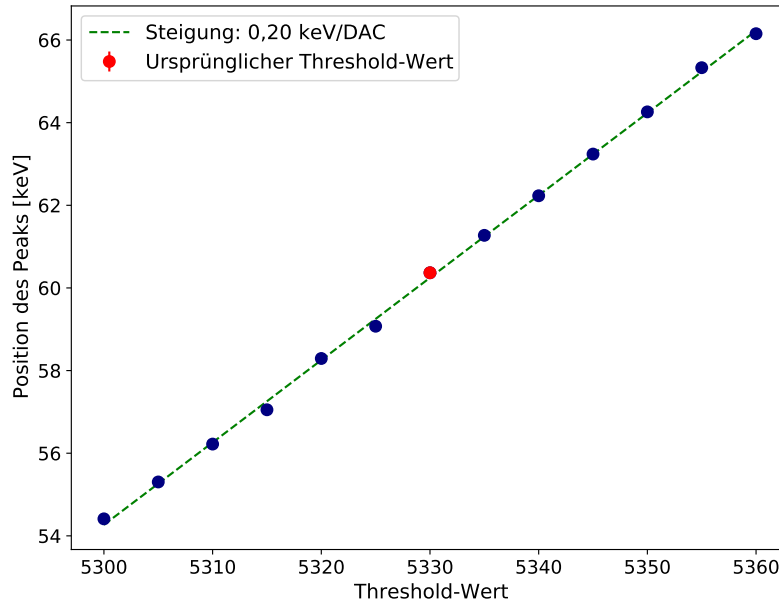
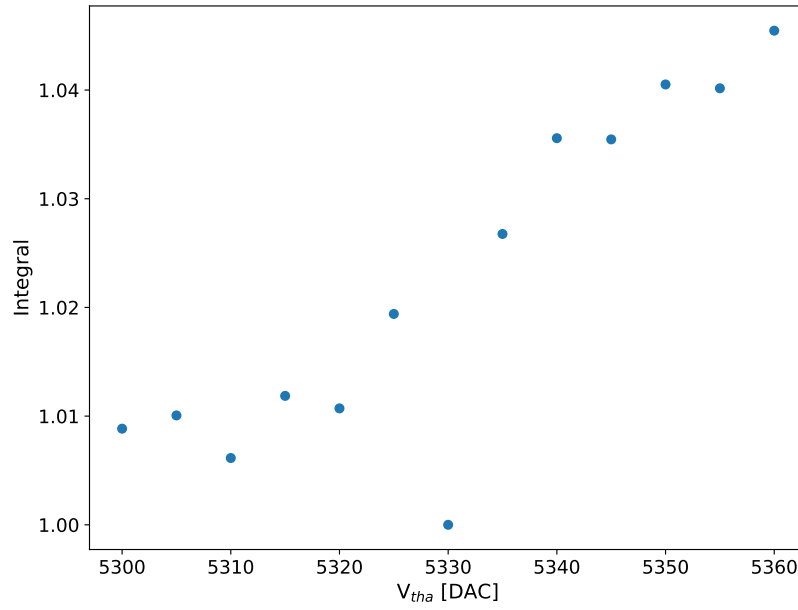


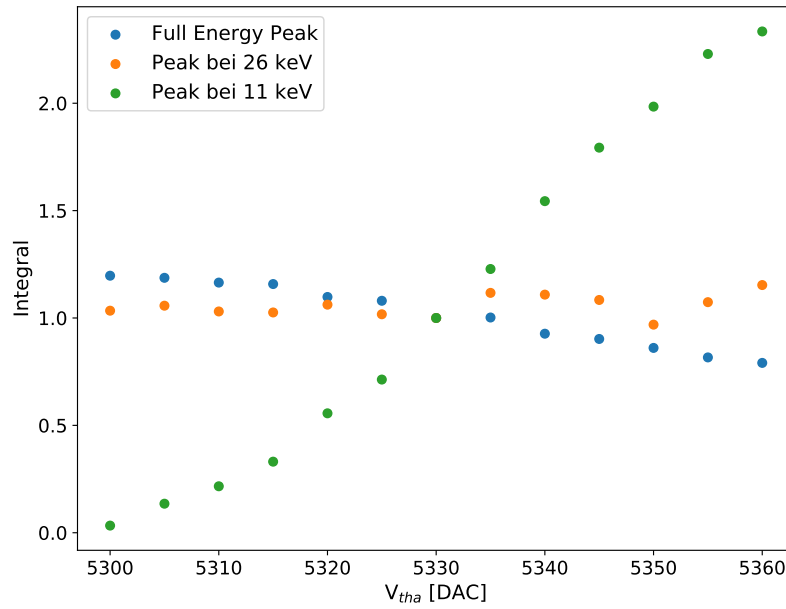
Abbildung 3.11: Position des $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peaks im Energiespektrum in Abhängigkeit von dem Wert von V_{tha} . Es ist eindeutig ein linearer Zusammenhang erkennbar. Als Steigung ergibt sich ein Wert von 0,20 keV/DAC.

Mithilfe dieser Crystal-Ball-Funktion konnte die genaue Position des Peaks für jedes der aufgenommenen Spektren bestimmt werden, was in Abbildung 3.11 über den Wert von V_{tha} aufgetragen wurde. Es ist ersichtlich, dass sich die Position des Peaks mit steigendem Schwellenwert linear zu höheren Energien verschiebt. Als Steigung ergibt sich ein Wert von 0,20 keV/DAC. Anzumerken ist, dass dies nur für den linearen Teil der Kalibrationsfunktion der Fall ist. Erhöht man also beispielsweise den Wert von V_{tha} um 5 DAC, zeigt sich dies im Spektrum durch eine Verschiebung um 1 keV zu höheren Energien. Je höher V_{tha} gewählt wird, desto niedriger ist die Schwelle in energetischer Betrachtung. Die Energie der Photonen, welche den Peak im Spektrum erzeugen, bleibt unabhängig von der Schwelle gleich, jedoch erhöhen sich die ToT-Werte aufgrund der kleineren Energieschwelle. Dies resultiert in einer Verschiebung des Peaks zu höheren ToT-Werten bzw. nach entsprechender Umrechnung durch Kalibrationsparameter zu höheren Energien.

Um die veränderte Form des Spektrums genauer zu untersuchen, wurden einige Integrale betrachtet. In Abbildung 3.12a ist das Integral über das vollständige Spektrum in Abhängigkeit von dem Wert von V_{tha} abgebildet. Bis auf einen Einbruch bei 5330 DAC ist erkennbar, dass der Wert mit steigendem V_{tha} -Wert zunimmt. Dieser abweichende Wert könnte dadurch erklärt werden, dass die zugehörige Messung als erstes durchgeführt wurde und der Detektor zu diesem Zeitpunkt noch nicht auf Betriebstemperatur war. Für höhere DAC-Werte von V_{tha} sinkt die Schwelle in energetischer Betrachtung. Daher werden auch Signale gemessen,



(a) Integrale über das vollständige Spektrum.



(b) Integrale über einzelne Peaks.

Abbildung 3.12: Integrale über das Spektrum in Abhängigkeit von dem Wert von V_{tha} . Normiert wurde auf den Wert bei 5330 DAC.

die für kleine DAC-Werte unterhalb der hohen Schwelle liegen. Der Integralwert nimmt somit zu. In Abbildung 3.12b ist zu sehen, dass das Integral des Full Energy Peaks mit steigendem Schwellenwert leicht abnimmt. Im Spektrum in Abbildung 3.10b äußert sich dies durch die sich verringernde Amplitude. Das Integral über den Peak bei 26 keV bleibt weitestgehend gleich. Das Integral über den Peak bei 11 keV hingegen nimmt mit zunehmendem V_{tha} -Wert stark zu. Im Spektrum verschwindet dieser Peak für kleine DAC-Werte fast vollständig, da die Schwelle in diesem Fall sehr hoch liegt und daher Events mit geringen Energien nicht registriert werden.

3.3.2 Dosi Mode

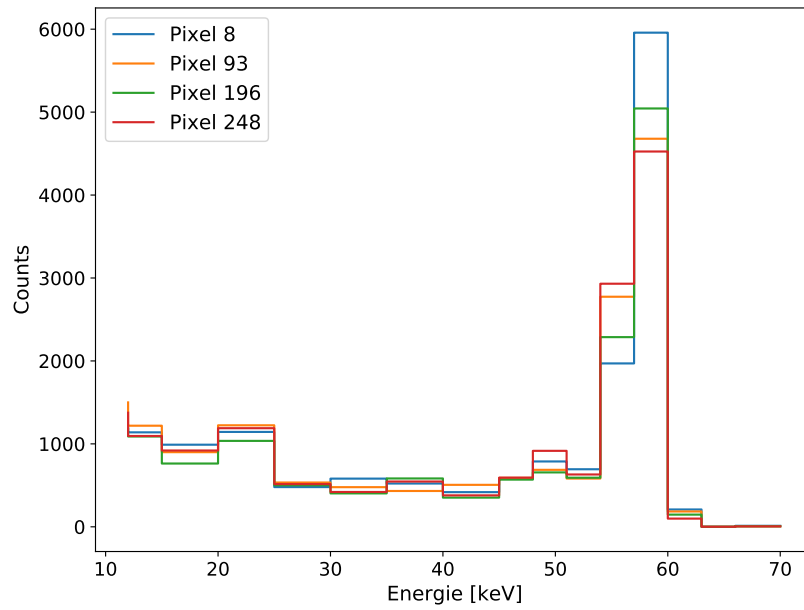
Im Dosi Mode werden, wie in Unterabschnitt 2.3.2 beschrieben, die programmierten Energieschwellen mittels der Kalibrationsparameter in ToT-Werte umgerechnet und die gemessenen Werte anschließend in 16 Bins sortiert. Um die Arbeitsweise des Dosi Modes weiter zu untersuchen, wurde eine Messung bei einer Bias-Spannung von 100 V mit einem Frame über 100 s durchgeführt. Als Quelle wurde dabei $^{241}_{95}\text{Am}$ verwendet.

In Abbildung 3.13 sind die resultierenden Energiespektren einiger willkürlich ausgewählter Pixel abgebildet. Zu sehen sind die Spektren von jeweils vier großen (Abbildung 3.13a) und kleinen (Abbildung 3.13b) Pixeln. Im Spektrum der großen Pixel ist eindeutig der Full Energy Peak der $^{241}_{95}\text{Am}$ -Quelle bei 59,54 keV zu erkennen. Die Form der Spektren ist weitestgehend gleich. Vergleicht man nun die großen mit den kleinen Pixeln, fällt auf, dass in den Spektren der kleinen Pixel kein Full Energy Peak erkennbar ist. Dies kann mit demselben Argument erklärt werden, welches in Unterabschnitt 3.3.1.1 bereits genannt wurde. Durch die geringe Fläche der kleinen Pixel kann aufgrund des Charge Sharing-Effekts nicht die vollständige Energie der Photonen deponiert werden. In diesem Fall ist dieser Effekt so stark, dass gar kein Peak bei 59,54 keV zu erkennen ist. Zudem ist die Kalibration der kleinen Pixel hier nicht ideal, was vor allem der letzte Bin deutlich zeigt, in dem die Countzahl teilweise stark ansteigt.

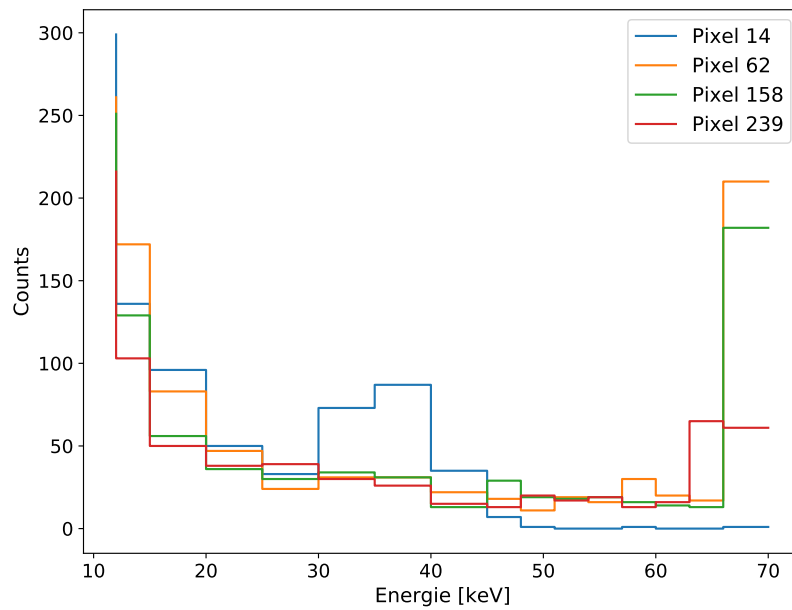
Stellt man zudem die Spektren eines großen und eines kleinen Pixels direkt gegenüber, wie in Abbildung 3.14 gezeigt ist, ist ersichtlich, dass der kleine Pixel weitaus weniger Ereignisse detektiert. Dies lässt sich mit der geringeren Detektionsfläche begründen.

Summiert man alle Spektren getrennt nach großen und kleinen Pixeln auf und normiert auf die Gesamtcountzahl der jeweiligen Pixelsorte, erhält man das in Abbildung 3.15 gezeigte Ergebnis. Auch hier ist der deutliche Unterschied hinsichtlich der Form der beiden Spektren zu sehen.

Aus den aufsummierten Spektren kann mithilfe von bestimmten Parametern von den Counts in den Energiebins auf die gesamte deponierte Dosis geschlossen werden. Dies wird in Kapitel Abschnitt 4.2 genauer beschrieben und durchgeführt.



(a) Spektren für große Pixel.



(b) Spektren für kleine Pixel.

Abbildung 3.13: In Bins aufgeteilte Energiespektren für einzelne, willkürlich ausgewählte Pixel beider Größen.

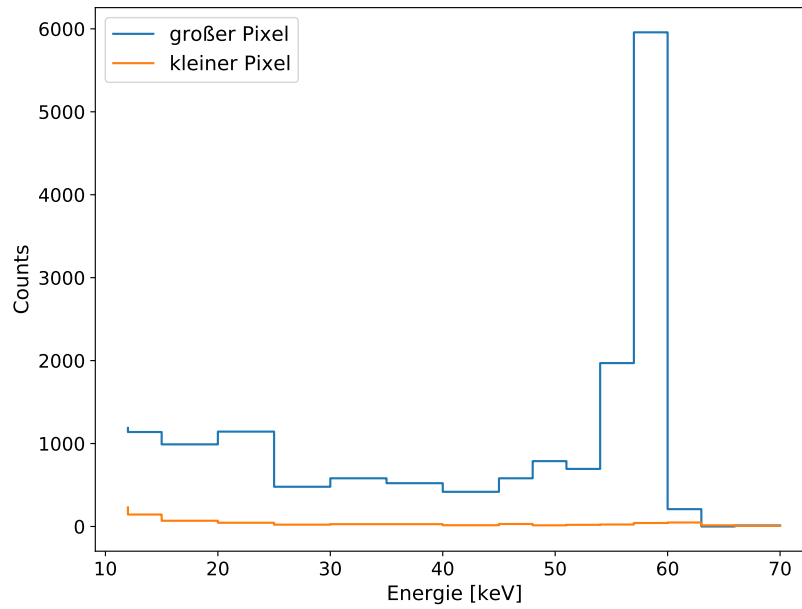


Abbildung 3.14: Spektren eines großen und eines kleinen Pixels im Vergleich.

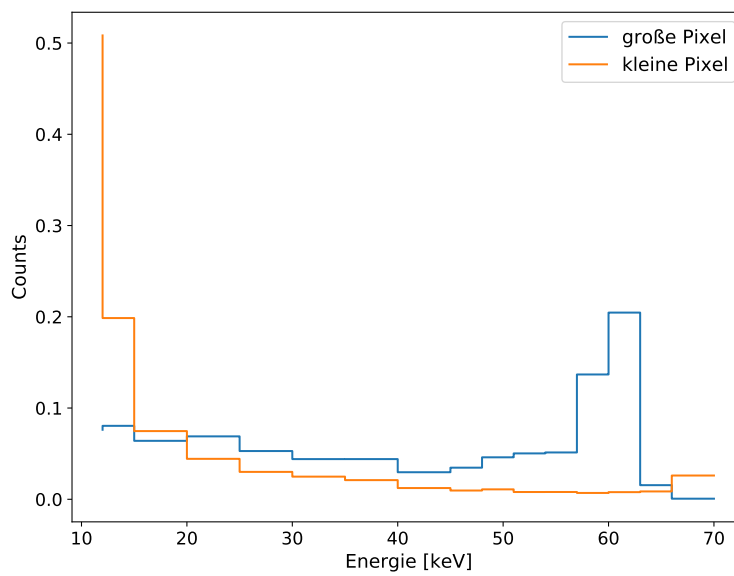


Abbildung 3.15: Aufsummierte Spektren für große und kleine Pixel. Normiert wurde auf die Gesamtcountzahl der jeweiligen Pixelsorte.

3.3.3 Integration Mode

Zuletzt soll der Integration Mode genauer betrachtet werden. Mit diesem werden die gemessenen ToT-Werte aufsummiert und das Ergebnis für jeden Pixel in einem 24-Bit-Zähler gespeichert [12]. Hiermit kann zwar Rückschluss auf die deponierte Energie gezogen werden, jedoch ist jegliche Information über einzelne Events verloren. Deshalb wird der Integration Mode im Zusammenhang dieser Arbeit nur zu Demonstrationszwecken verwendet. Für weitere Messungen, welche dem Augenlinsendosimeter nützlich sind, ist er nicht geeignet.

Für den Integration Mode wurde erneut die $^{241}_{95}\text{Am}$ -Quelle verwendet. Gemessen wurde über 100 Frames bei einer Bias-Spannung von 100 V. In diesem Modus kann die Zeit zwischen zwei Auslesebefehlen gewählt werden, wobei sich hier für 0 s, 0,1 s und 1 s entschieden wurde. Anzumerken ist, dass die Auslesezeit von 0 s nicht dem exakten Wert entspricht, sondern hier so schnell wie möglich ausgelesen wird.

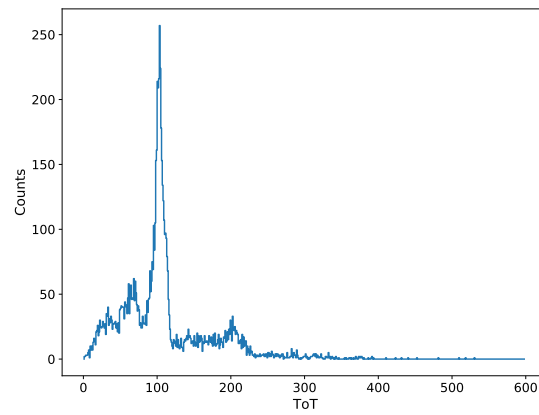
In Abbildung 3.16 sind die im Integration Mode aufgenommenen Spektren zu sehen. Hierbei wurden nur die großen Pixel einbezogen, da die kleinen Pixel nur wenige Events messen, was die Ergebnisse der Messungen mit 0,1 s und 1 s verfälscht. Für 0 s ist in Abbildung 3.16a deutlich der $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peak bei einem ToT-Wert von 100 zu erkennen. Zudem liegt ein weiterer, kleiner Peak bei einem ToT-Wert von 200. Hierbei handelt es sich um eine Harmonische des Full Energy Peaks. Aufgrund der hohen Aktivität der Quelle treffen häufig zwei Photonen dicht aufeinander gefolgt auf den Detektor, sodass beide im zeitlichen Bereich einer Auslese liegen. Im ToT Mode würde das erste Event überschrieben werden. Im Integration Mode hingegen werden die ToT-Werte beider eintreffenden Photonen addiert, wodurch sich der Peak bei dem zweifachen Wert bildet, sofern sich die Pulse nicht überlappen.

Bei 0,1 s in Abbildung 3.16b ist bereits kein Full Energy Peak mehr erkennbar. Anstelle dessen erkennt man eine annähernd gaußförmige Verteilung. In Abbildung 3.16c ist das Spektrum für 1 s in eine Gaußverteilung übergegangen. Dies ist auf den zentralen Grenzwertsatz zurückzuführen, welcher besagt, dass eine additive Überlagerung einer großen Zahl an unabhängigen, identisch verteilten Zufallsvariablen mit einer endlichen Varianz annähernd einer Normalverteilung entspricht. Mit einer längeren Zeit zwischen den Auslesen werden im Integration Mode mehr Events summiert, was letztendlich zu der erwarteten gaußförmigen Verteilung führt.

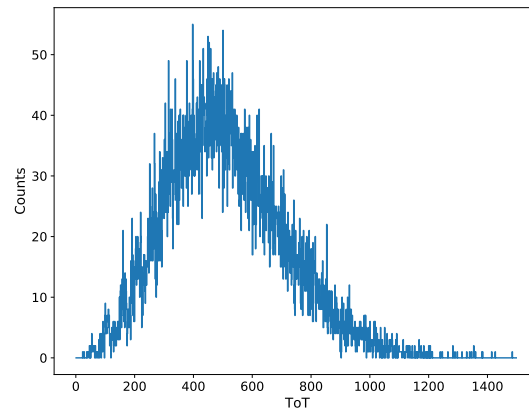
Aus der Gaußverteilung mit Mittelwert μ und Standardabweichung σ in Abbildung 3.16c kann zudem durch den Zusammenhang

$$\frac{\sigma}{\mu} = \frac{1}{\sqrt{N}} \quad (3.3)$$

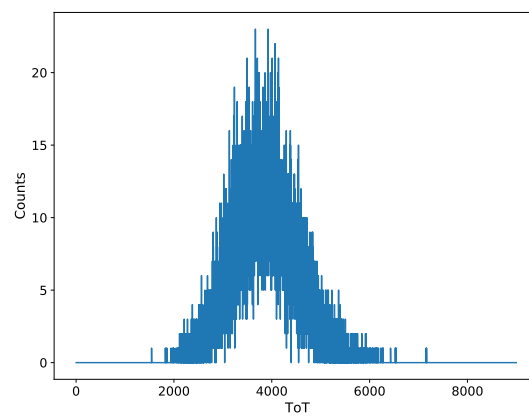
auf die Anzahl N der aufsummierten Teilchen geschlossen werden [25]. Dies ist eine direkte Folge der Poisson-Statistik, welche bei dem Zählen von zufälligen Ereignissen mit einem Detektor vorliegt. Durch einen Fit wurden Mittelwert und Standardabweichung der Verteilung zu der Messung von 1 s bestimmt, woraus sich eine Teilchenzahl von $17,7 \pm 0,3$ ergab. Um die Richtigkeit dieses Werts zu überprüfen, wurde die Anzahl an Teilchen abgeschätzt. Die Aktivität A_{Am} der $^{241}_{95}\text{Am}$ -Quelle entspricht 1,1 GBq. In einer Sekunde finden also $1,1 \times 10^9$ Zerfälle statt. Die absolute Intensität p_γ der Gammastrahlung mit 59,54 keV entspricht 35,9%. Die Nachweiseffizienz η bei 59,54 keV entspricht $3,293 \times 10^{-5}$. Der Raumwinkel



(a) Integrationszeit von 0 s.



(b) Integrationszeit von 0,1 s.



(c) Integrationszeit von 1 s.

Abbildung 3.16: Messungen im Integration Mode mit verschiedenen Zeiten. Abgebildet sind die aufsummierten ToT-Werte.

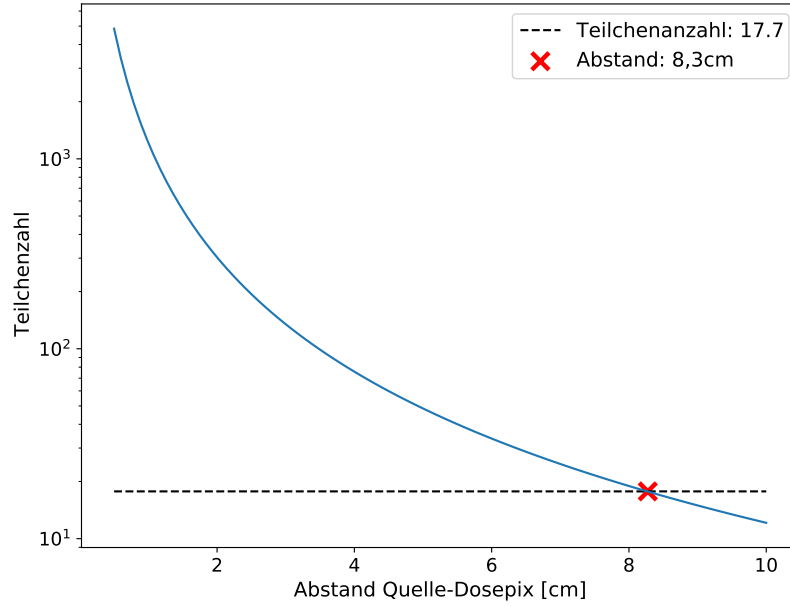


Abbildung 3.17: Teilchenzahl in Abhängigkeit von dem Abstand zwischen Detektor und Quelle. Eingezeichnet sind zudem die aus der Messung bestimmte Teilchenzahl von 17,7 (schwarz gestrichelt), sowie deren zugehöriger Wert auf der Funktion (rotes Kreuz). Als Abstandswert ergibt sich daraus 8,3 cm.

lässt sich aus dem Verhältnis zwischen der Fläche A_{LP} der großen Pixel und dem Abstand r zwischen Quelle und Detektor bestimmen. Da dieser Abstand bei der Messung nicht gemessen und notiert wurde, soll die Teilchenanzahl in Abhängigkeit zu diesem Abstand bestimmt werden. Es wird zunächst angenommen, dass alle Teilchen, die auf den Detektor treffen, auch wechselwirken. Die Teilchenanzahl lässt sich nun berechnen durch

$$N = A_{Am} \cdot 1 \text{ s} \cdot p_\gamma \cdot \eta \cdot \frac{A_{LP}}{r^2}. \quad (3.4)$$

Anzumerken ist, dass in der realen Messung die Integrationszeit etwas über dem Wert von 1 s liegt. In Abbildung 3.17 ist die Anzahl der Teilchen N in Abhängigkeit von dem Abstand r zu sehen. Geht man von dem aus der Messung bestimmten Wert $N = 17,7$ aus, ergibt sich daraus ein Abstand von 8,3 cm. Mit einbezogen werden muss allerdings auch, dass zum einen davon ausgegangen wurde, dass die Gaußverteilung nur durch die Faltung des $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peaks mit sich selbst zustande kommt, obwohl in der Realität das restliche Spektrum berücksichtigt werden muss. Weiterhin wurde die Nachweiseffizienz für einen Dosepix-Detektor bestimmt, der, anders als derjenige von dieser Messung, keine Plastikkappe hatte. Diese Faktoren lassen folgern, dass r bei kleineren Werten liegt, was durchaus realitätsnah ist. Abschließend lässt sich bestätigen, dass ein Wert der Teilchenanzahl in der Größenordnung von 17,7, wie aus der Messung bestimmt wurde, definitiv realistisch ist.

4 Untersuchung der Abhängigkeit des Dosepix-Detektors von der Bias-Spannung

Durch das Anlegen einer externen Bias-Spannung kann die Breite der Verarmungszone beeinflusst werden. Das Ziel für einen Halbleiterdetektor ist es, die maximal mögliche Ausdehnung der Verarmungszone zu erreichen, da somit auch das Volumen des Teilchennachweises maximal ist. In diesem Kapitel soll untersucht werden, wie sich eine Veränderung der Bias-Spannung auf die Messungen in ToT Mode, Dosi Mode und Integration Mode auswirkt.

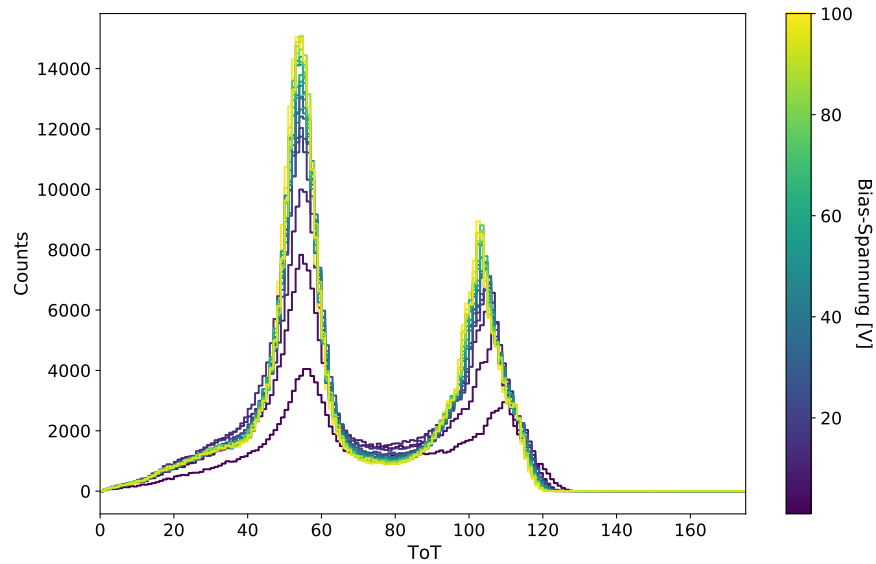
4.1 Messungen im ToT Mode

Zur Analyse der Bias-Spannungsabhängigkeit wurden ToT-Messungen mit variierenden Bias-Spannungswerten durchgeführt. Hierfür wurde der Dosepix-Detektor auf einem Board mit externer Spannungsversorgung angeschlossen. Die $^{241}_{95}\text{Am}$ -Quelle wurde vor dem Detektor platziert, die Mo-Folie dazwischen befestigt. Mit jeweils einer Messzeit von 10 min wurde für Bias-Spannungen im Bereich von 1-100 V in 5 V-Schritten im ToT Mode gemessen. Die gemessenen ToT- und Energiespektren sind in Abbildung 4.1 zu sehen, wobei nur die großen Pixel einbezogen wurden. Für die Energiekalibration wurde als Referenz die ToT-Messung bei 100 V verwendet. Man erkennt zunächst, dass die Peakamplituden bei kleineren Spannungen weitaus niedriger als bei hohen Spannungen sind. Dies verdeutlicht auch Abbildung 4.2, in der die kumulativen Energiespektren dargestellt werden. Daraus wird ersichtlich, dass die Anzahl an Counts für Spannungswerte unter 15 V deutlich geringer ist. Dies liegt daran, dass solche niedrigen Bias-Spannungen nicht ausreichen, um den gesamten Detektor zu verarmen. Da die Ausdehnung der Verarmungszone bei Halbleiterdetektoren das Volumen für den Teilchennachweis repräsentiert, werden folglich bei niedrigen Bias-Spannungen weniger Events detektiert.

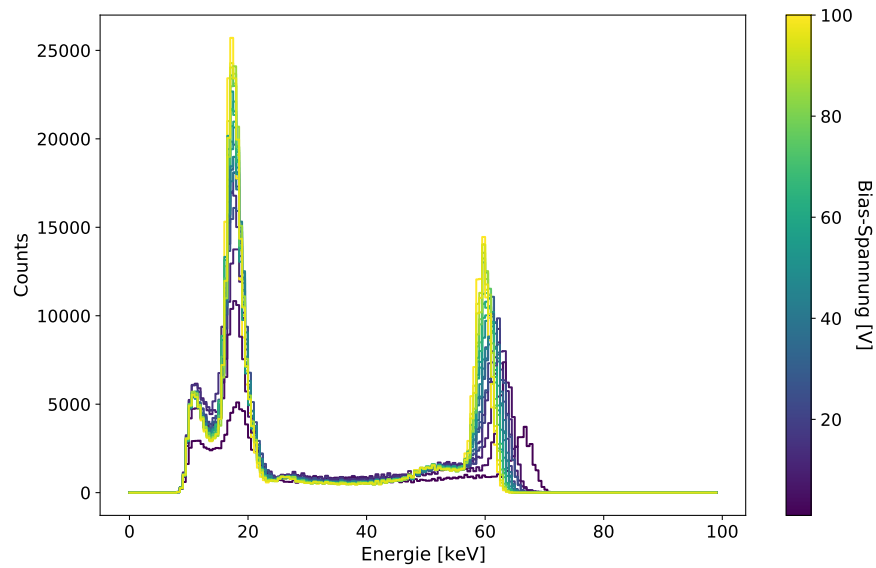
4.1.1 Peakbreite

Bei einer Veränderung der Bias-Spannung ist zu erwarten, dass die Breite der Full Energy Peaks mit zunehmender Spannung abnimmt. Laut [26] besteht eine Abhängigkeit zwischen der Breite der Ladungswolke σ_x , die durch die Bewegung der ionisierenden Teilchen, welche bei der Wechselwirkung entstehen, durch das Detektormaterial erzeugt wird, und dem durch die Bias-Spannung erzeugten elektrischen Feld E . Der Zusammenhang wird beschrieben durch

$$\sigma_x = 23 \sqrt{\frac{d}{E}}, \quad (4.1)$$



(a) Spektren in ToT.



(b) Spektren in Energie.

Abbildung 4.1: Im ToT Mode aufgenommene Spektren für verschiedene Bias-Spannungen für die großen Pixel. Die Spannungswerte wurden im Bereich von 1 V-100 V in 5 V-Schritten gewählt.

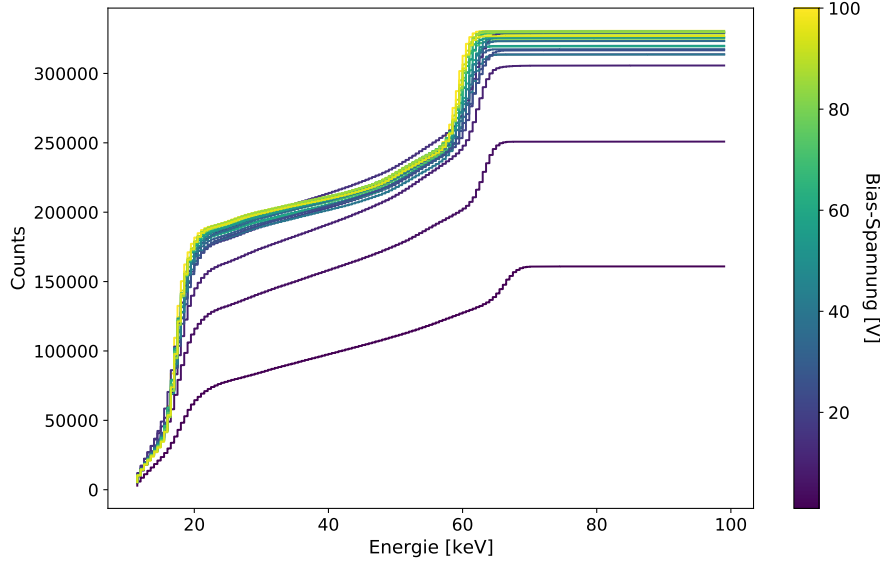


Abbildung 4.2: Kumulative Energiespektren für verschiedene Bias-Spannungen.

wobei d der Dicke des Detektors entspricht und E in V/cm angegeben wird. Als Beispiel wählt [26] $d = 300 \mu\text{m}$ und $E = 5 \times 10^3 \text{ V/cm}$, woraus sich eine maximale transversale Diffusion der Ladungswolke von $5,6 \mu\text{m}$ ergibt. Anzumerken ist, dass nach Gleichung 4.1 die Einheit $\sqrt{\mu\text{m} \cdot \text{cm}/\text{V}}$ für σ_x vorliegen sollte. In der weiteren Diskussion soll sich an die Vorgehensweise der Autoren gehalten und deren Arbeitsweise mit den Einheiten übernommen werden.

In einem aktuelleren Paper [27] von 2015 wurde die laterale Ausdehnung der Ladungswolke für den Timepix-Detektor, der wie der Dosepix-Detektor ein pixelierter Silizium-Detektor ist, betrachtet. Hier wird der Zusammenhang zwischen der Diffusionsbreite σ , der Sensordicke t und der Bias-Spannung angegeben als

$$\sigma = \sqrt{\frac{2Dt^2}{\mu V_b}}, \quad (4.2)$$

wobei für Silizium die Diffusionskonstante $D = 12 \text{ cm}^2/\text{s}$ entspricht und die Mobilität $\mu = 450 \text{ cm}^2/\text{sV}$. Vergleicht man diesen Zusammenhang mit Gleichung 4.1 so führt der Faktor

$$\sqrt{\frac{2D}{\mu}} = 23,1 \text{ V}^{1/2} \quad (4.3)$$

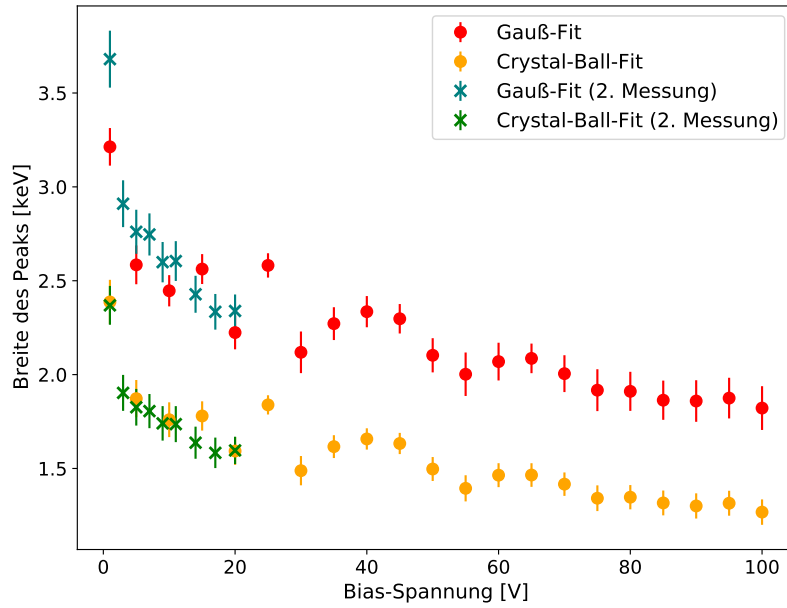
mit den Werten für Silizium zu dem Vorfaktor von 23 in Gleichung 4.1, wobei dort die Einheit weggelassen wurde. Die Einheit von σ in Gleichung 4.2 ergibt sich als μm bzw. m. Als Beispiel wird in dem Paper eine Sensordicke von $t = 300 \mu\text{m}$ und eine Bias-Spannung von $V_b = 100 \text{ V}$ gewählt, was in $\sigma = 6,93 \mu\text{m}$ resultiert.

Die Sensordicke des Dosepix-Detektors entspricht, wie im obigen Beispiel von [26], $d = 300 \mu\text{m}$. Das elektrische Feld E ergibt sich aus dem Verhältnis von der Bias-Spannung V_{bias} zu der Dicke der Verarmungszone D . Anzumerken ist, dass diese Formel für das elektrische Feld für die Ränder der Pixel und für kleine Pixel nicht anwendbar ist. Es wird allerdings vereinfacht angenommen, dass in guter Näherung ein Plattenkondensator vorliegt, weswegen das elektrische Feld in dieser Weise bestimmt werden kann. Wie in Abschnitt 4.2 gezeigt wird, ist der Detektor ab einer Bias-Spannung von etwa 12 V vollständig depletiert, was $D = 300 \mu\text{m} = 0,03 \text{ cm}$ impliziert. Somit ergibt sich $E = V_{\text{bias}}/D = 400 \text{ V/cm}$. Für eine Bias-Spannung von 12 V berechnet sich die Breite der Ladungswolke nach Gleichung 4.1 also zu $\sigma_x = 20 \mu\text{m}$. Für eine Bias-Spannung von 100 V ergibt sich nach analoger Rechnung $\sigma_x = 6,9 \mu\text{m}$. Dieselben Ergebnisse erhält man durch Gleichung 4.2 mit $t = 300 \mu\text{m}$ und $V_b = 12 \text{ V}$ bzw. $V_b = 100 \text{ V}$.

Mit einer höheren Bias-Spannung nimmt die Ausdehnung der Ladungswolke folglich ab. Die Repulsion, welche zu einer Verbreiterung der Ladungswolke führt, wird dabei als konstant und unabhängig von der Bias-Spannung angenommen. Durch die geringere Ausbreitung der Ladungswolke wird weniger Ladung von den benachbarten Pixeln aufgenommen, weshalb erwartet wird, dass sich die Energieauflösung verbessert und somit die Peaks im Spektrum bei höheren Bias-Spannungen schmaler sind.

Um diese Erwartung zu bestätigen, wurde an jedem der Spektren, die in Abbildung 4.1 zu sehen sind, ein Fit durchgeführt. Als Fitfunktion wurde zum einen die in Unterunterabschnitt 3.3.1.2 beschriebene Crystal-Ball-Funktion, zum anderen eine Gauß-Funktion verwendet, was in Abbildung A.1 im Anhang verbildlicht ist. Betrachtet man die aus dem Energiespektrum bestimmten Breiten in Abbildung 4.3, ist erkennbar, dass ein Offset zwischen der mit Gauß-Funktion und der mit Crystal-Ball-Funktion bestimmten Werte vorliegt. Da die Gauß-Funktion die wegen des Charge Sharing auftretende Asymmetrie der Peaks nicht berücksichtigen kann, liegen die Werte höher, als die Crystal-Ball-Funktion vorhersagt, welche diese Asymmetrie miteinbezieht. Der Verlauf der Breite des $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peaks zeigt einige Sprünge der Werte. Alles in allem ist jedoch ein Trend zu schmalere Peaks für höhere Spannungen ersichtlich. Die Breite des Mo-Peaks fluktuiert weniger, und es ist erkennbar, dass die Peakbreite mit steigender Spannung abnimmt. Zieht man nun das ToT-Spektrum der Messung hinzu und ermittelt wie zuvor die Peakbreiten, wird aus beiden Verläufen in Abbildung 4.4 klar deutlich, dass die Peaks bei steigenden Bias-Spannungen schmaler werden. Hier liegen weitaus weniger Fluktuationen vor als bei der Breitenbestimmung aus dem Energiespektrum. Daraus lässt sich schließen, dass die Umrechnung von ToT-Werten in Energien wohl der Grund für die Sprünge der Breite ist. Mit diesen Ergebnissen wird die obige Erwartung bestätigt, dass sich die Energieauflösung bei höheren Bias-Spannungen verbessert.

Im Rahmen einer weiteren Messung wurde mit derselben Vorgehensweise mit kleineren Bias-Spannungen im Bereich von 1 V-20 V in 2 V-Schritten gemessen. Die Breite der Peaks ist in Abbildung 4.3 zusammen mit derjenigen der vorherigen Messung abgebildet. Man erkennt, dass sich die neuen Messwerte der Breite des Mo-Peaks gut in den Verlauf einfügen. Für $^{241}_{95}\text{Am}$ passen die Messwerte des Gauß-Fits weniger gut in den Verlauf. Da die Werte des Crystal-Ball-Fits jedoch gut mit denen der vorherigen Messung übereinstimmen, lässt sich vermuten, dass in der neuen Messung das Charge Sharing und die daraus folgende



(a) Breite des Mo-Peaks.

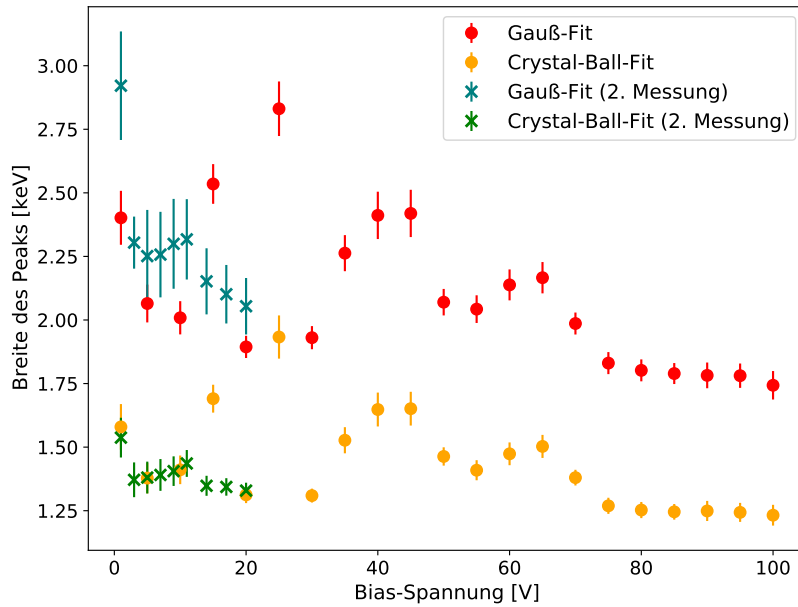
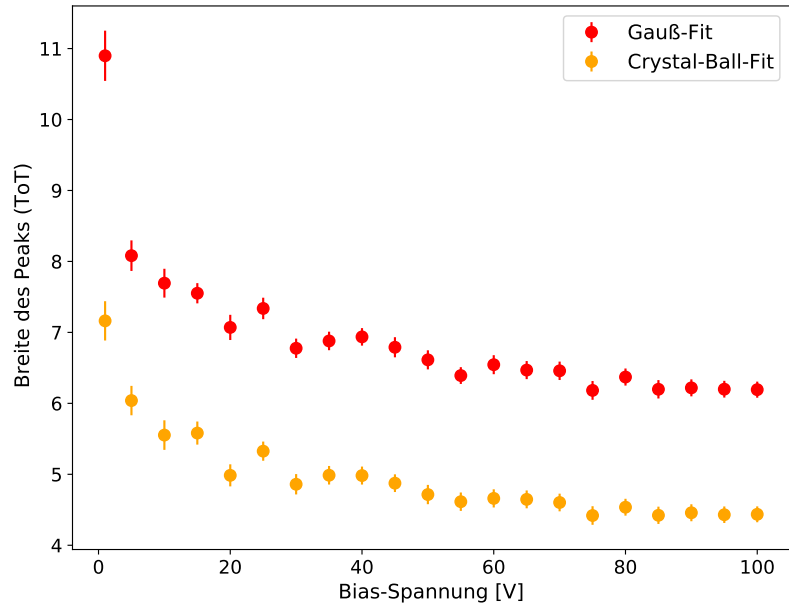
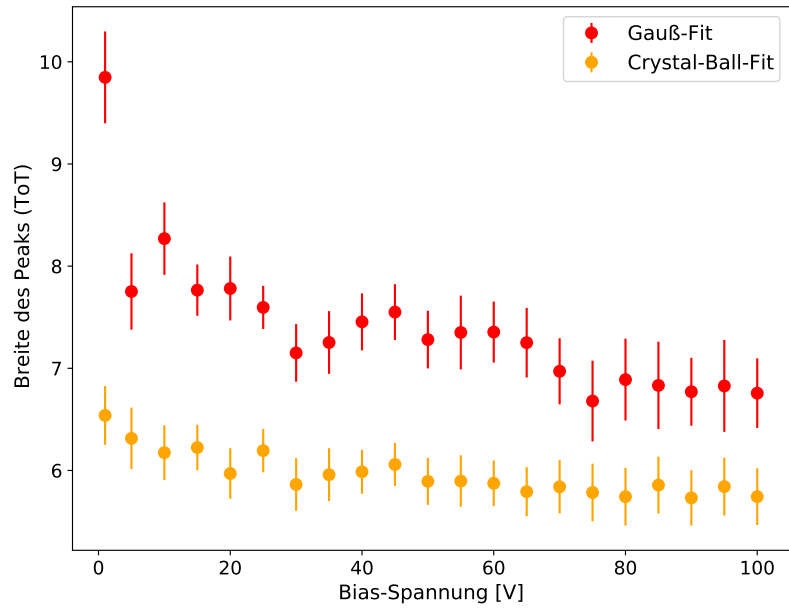
(b) Breite des $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peaks.

Abbildung 4.3: Breiten der Peaks von Mo und $^{241}_{95}\text{Am}$ im Energiespektrum in Abhängigkeit von der Bias-Spannung. Bestimmt wurden die Breiten durch Fits mit Gauß- und mit Crystal-Ball-Funktionen. Abgebildet sind die Ergebnisse der Messungen im großen und im kleinen Spannungsbereich.



(a) Breite des Mo-Peaks.



(b) Breite des ²⁴¹Am-Peaks.

Abbildung 4.4: Breiten der Peaks von Mo und ²⁴¹Am im ToT-Spektrum in Abhängigkeit von der Bias-Spannung. Bestimmt wurden die Breiten durch Fits mit Gauß- und mit Crystal-Ball-Funktionen.

Asymmetrie des Peaks anders auf den Gauß-Fit wirkt und es deshalb zu Abweichungen kommt.

4.1.2 Peakposition

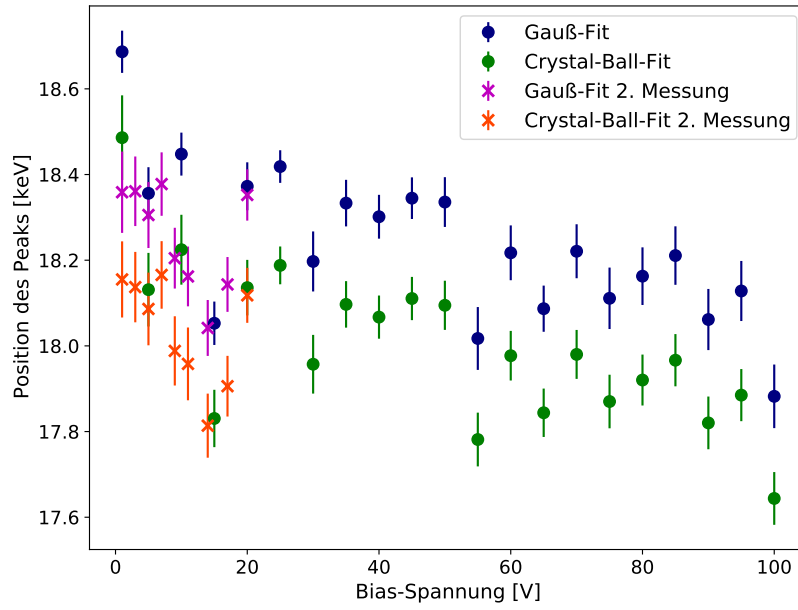
Zusätzlich zu der Breite der Full Energy Peaks wurde auch deren Position mithilfe von Fits bestimmt. Betrachtet man die Position der beiden Peaks in Abbildung 4.5, sieht man erneut einen Offset zwischen den mit Gauß- und den Crystal-Ball-Fit bestimmten Werten. Auch hier ist die Berücksichtigung der Asymmetrie der Peaks die Ursache. Die Verläufe zeigen, dass sich die Peaks wider Erwarten bei steigender Spannung zu niedrigeren Energien verschieben. Die Position des Mo-Peaks weist einige Sprünge auf, jedoch ist ein Trend zu niedrigeren Energien erkennbar. Der $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peak hingegen bewegt sich stetig für steigende Spannungswerte zu niedrigeren Energien. Setzt man diese Werte in Relation zu den theoretischen Peakpositionen von 17,4 keV für Mo-XRF und 59,54 keV für $^{241}_{95}\text{Am}$, kann Abbildung 4.6 entnommen werden, dass sich die Peaks erst bei sehr hohen Spannungen in der Nähe ihres theoretischen Werts befinden und sonst signifikant oberhalb liegen. Abbildung A.2 im Anhang zeigt die Positionen der Peaks im ToT-Spektrum der Messung im großen Spannungsbereich, welche analog bestimmt wurden. Auch hier ist derselbe Verlauf zu erkennen, weshalb die Umrechnung von ToT-Werten in Energien als Grund für die Verschiebung ausgeschlossen werden kann.

In Abbildung 4.5 sind zusätzlich die Werte der Messung im kleinen Spannungsbereich eingezeichnet. Vor allem für den $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peak fügen sich die neuen Messergebnisse gut in den Verlauf der vorherigen Messung ein, was einen zufälligen Shift ausschließt.

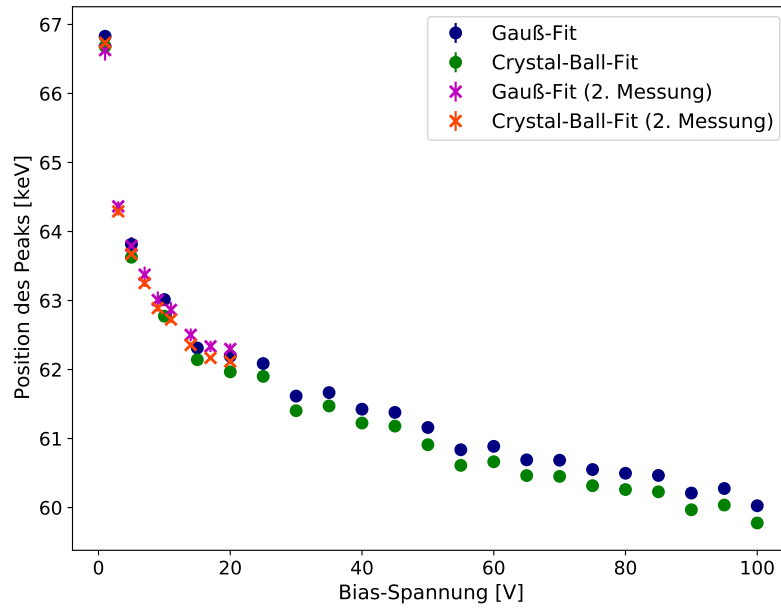
Eine solche Entwicklung ist unerwartet, da die Energie der eintreffenden Photonen unabhängig von der angelegten Bias-Spannung ist. Der Effekt des Charge Sharing kann im Allgemeinen zu einer Verschiebung der Peaks führen. Jedoch ist, wie oben beschrieben, die Ausdehnung der Ladungswolke im Pixel für eine höhere Bias-Spannung geringer, weswegen das Charge Sharing ebenfalls geringer ist. Dies würde also bei höheren Spannungswerten zu einem Shift in Richtung höherer Energien führen, da weniger Ladung an benachbarte Pixel abgegeben wird. Da hier allerdings eine Verschiebung zu niedrigeren Energien bei steigender Spannung zu sehen ist, kann das Charge Sharing als Grund ausgeschlossen werden.

Man kann weiterhin einen Zusammenhang mit dem Leckstrom vermuten. Dieser lässt sich bei in Sperrrichtung betriebenen Dioden und somit auch bei Halbleiterdetektoren beobachten, wobei er starke Temperaturabhängigkeiten zeigt. Eine Ursache für einen solchen Leckstrom ist beispielsweise die thermische Erzeugung von e/h-Paaren in der Verarmungszone oder auch die Bewegung der Minoritätsladungsträger durch die Grenzschicht, also zum Beispiel von Elektronen aus der p-Schicht in die n-Schicht [16, 17]. Der Leckstrom erhöht das Rauschen und verringert letztlich die Nachweiseffizienz des Halbleiterdetektors. Pixeldetektoren wie der Dosepix-Detektor haben den Vorteil, dass der Leckstrom von vergleichsweise vielen Zellen verarbeitet wird, da dieser proportional zu dem Volumen des Sensors ist und sich auf die Elektroden aufteilt.

Um einen möglichen Zusammenhang zwischen dem Leckstrom und dem Shift der Peaks bei veränderter Bias-Spannung zu überprüfen, wurde erneut eine Messung durchgeführt, wobei diesmal nur $^{241}_{95}\text{Am}$ als Quelle verwendet wurde. Wie zuvor wurde die Bias-Spannung in einem Bereich von 1 V-100 V variiert. Für jeden eingestellten Spannungswert wurde eine

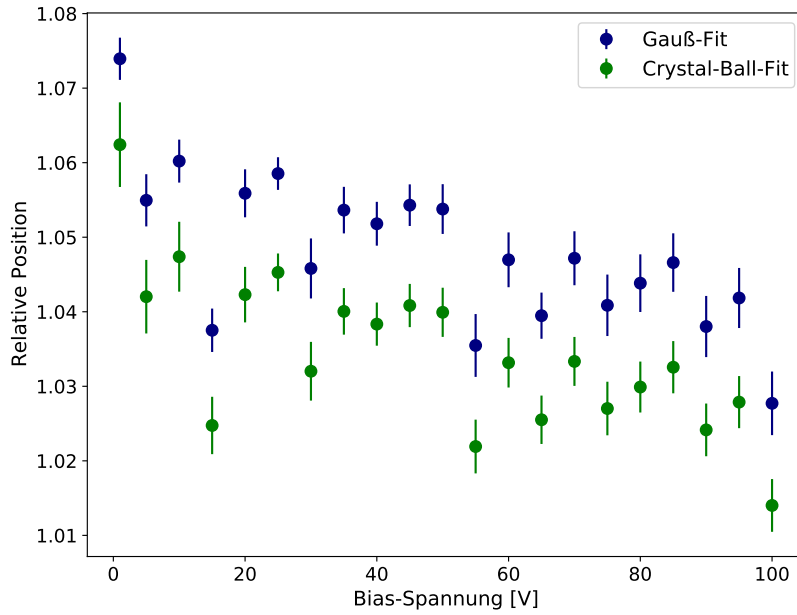


(a) Position des Mo-Peaks.



(b) Position des $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peaks.

Abbildung 4.5: Position der Peaks von Mo und $^{241}_{95}\text{Am}$ in Abhängigkeit von der Bias-Spannung. Bestimmt wurden die Positionen durch Fits mit Gauß- und mit Crystal-Ball-Funktionen. Abgebildet sind die Ergebnisse der Messungen im großen und im kleinen Spannungsbereich.



(a) Relative Position des Mo-Peaks.

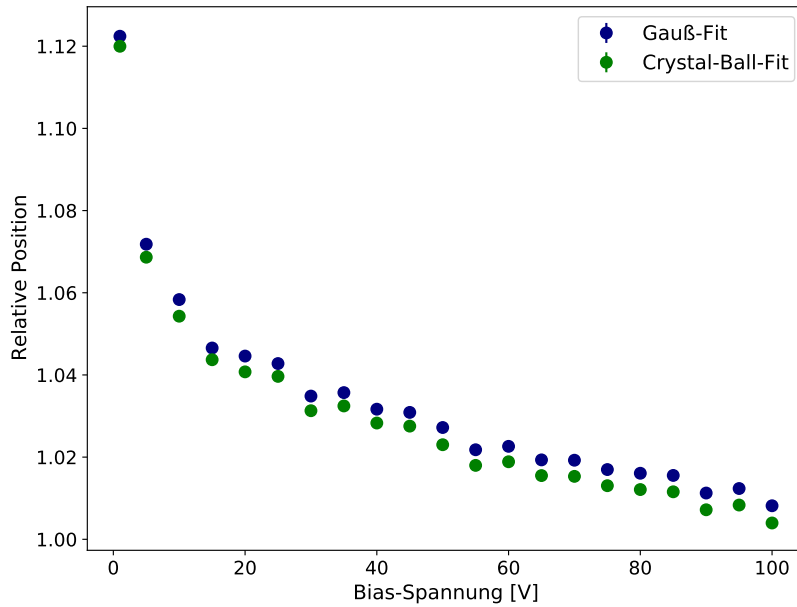
(b) Relative Position des ²⁴¹Am-Peaks.

Abbildung 4.6: Position in Relation zu der theoretischen Position der Peaks von Mo und ²⁴¹Am in Abhängigkeit von der Bias-Spannung. Der Mo-Peak liegt in der Theorie bei 17,4 keV, der ²⁴¹Am-Peak bei 59,54 keV. Bestimmt wurden die Positionen durch Fits mit Gauß- und mit Crystal-Ball-Funktionen.

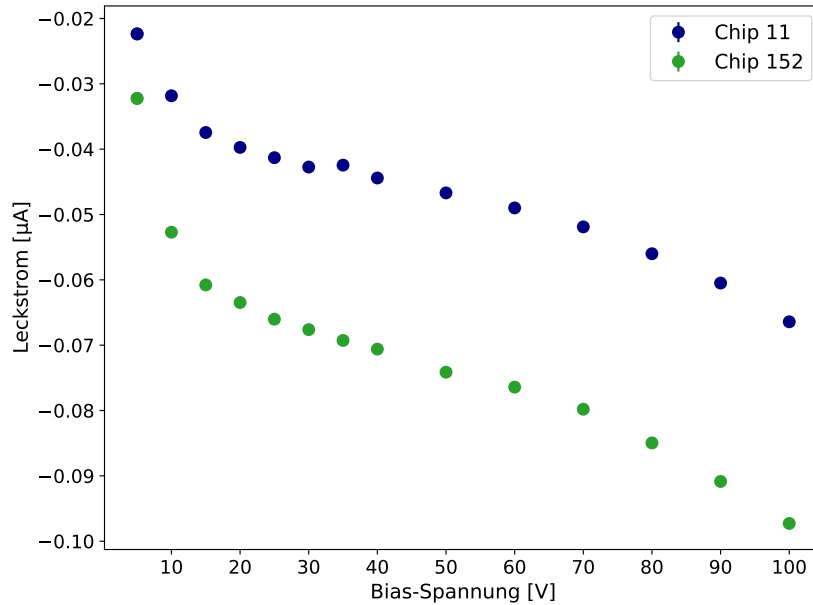


Abbildung 4.7: Leckstrom für beide Chips in Abhängigkeit von der Bias-Spannung.

Messung im ToT Mode mit einer Messzeit von 5 min durchgeführt und währenddessen der Leckstrom aufgezeichnet. Aus den über die Messzeit gespeicherten Stromwerten wurde der Mittelwert berechnet, um so den Leckstromwert für den jeweiligen Bias-Spannungswert zu erhalten. Neben dem zuvor verwendeten Dosepix-Chip 11 wurden diese Messungen auch mit Chip 152 durchgeführt, welcher mit einer Aluminiumkappe ausgestattet ist. So kann sichergestellt werden, dass sich das beobachtete Phänomen nicht auf den einzelnen Chip bezieht.

In Abbildung A.3 im Anhang sind die ToT-Spektren für beide Chips abgebildet. Wie zuvor ist ein Shift zu kleineren ToT-Werten für steigende Spannung zu erkennen. Zudem fällt bei den Spektren des Chips 152 auf, dass mehrere Peaks zu erkennen sind, die nicht wie bei Chip 11 übereinander liegen. Hier sind also die ToT-Werte des Peaks unterschiedlich. Nach einer Energiekalibration würde dies jedoch zu einem einzelnen Peak im Energiespektrum werden. Abbildung 4.7 zeigt den Verlauf des Leckstroms bei verschiedenen Spannungswerten. Beide Chips zeigen, abgesehen von einem Offset, den gleichen Verlauf. Aus den Spektren der Chips wurde nun mit einem Crystal-Ball-Fit die Position des Peaks bestimmt. In Abbildung 4.8 und 4.9 ist dies in Abhängigkeit von der Bias-Spannung in direkter Gegenüberstellung zum Leckstrom zu sehen. Vergleicht man die Verläufe miteinander, ist erkennbar, dass diese eine gewisse Ähnlichkeit aufweisen. Mit steigender Spannung nimmt der Betrag des Leckstroms zu, wobei gleichzeitig die Peaks zu kleineren ToT-Werten verschoben werden. Somit lässt sich vermuten, dass die Leckstromänderung die Ursache für den beobachteten Shift der Peaks ist.

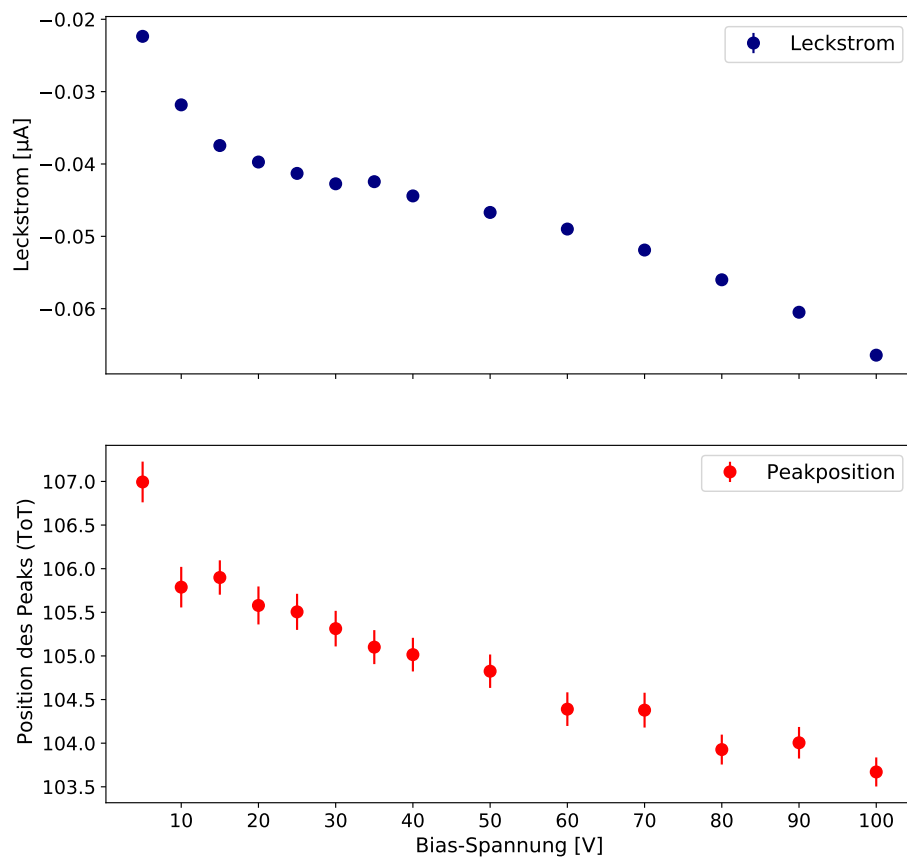


Abbildung 4.8: Position des Peaks in den Spektren von Chip 11, gegenübergestellt mit dem gemessenen Leckstrom.

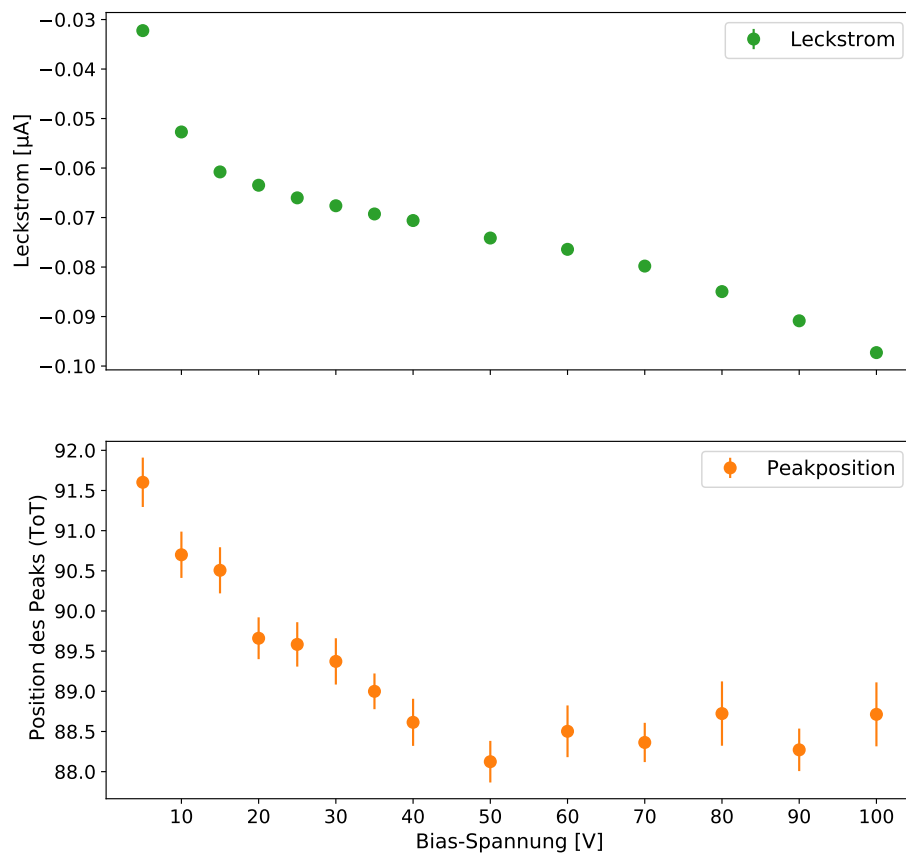


Abbildung 4.9: Position des Peaks in den Spektren von Chip 152, gegenübergestellt mit dem gemessenen Leckstrom.

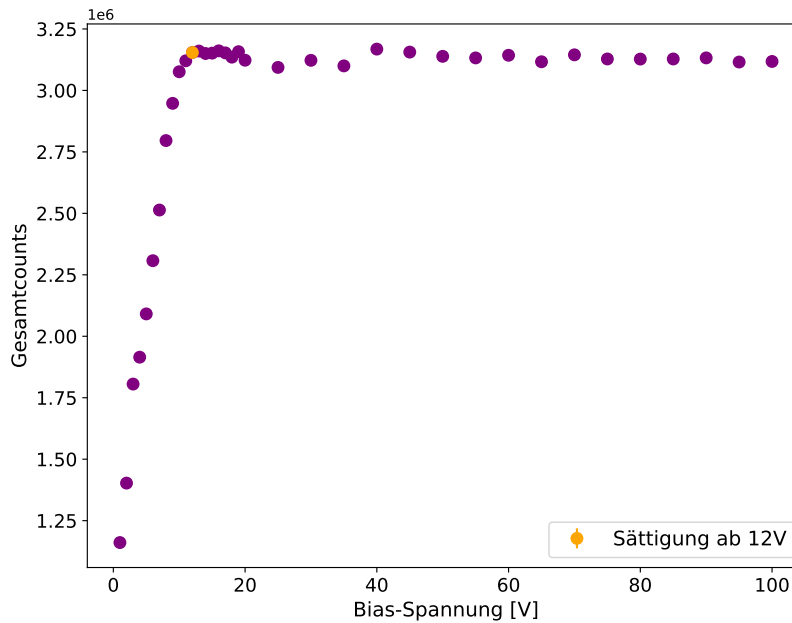


Abbildung 4.10: Gesamtcounts für verschiedene Bias-Spannungen.

4.2 Messungen im Dosi Mode

Um die Abhängigkeit von der Bias-Spannung auch im Dosi Mode zu analysieren, wurde mit der $^{241}_{95}\text{Am}$ -Quelle mit einem Frame für 100 s bei verschiedenen Spannungen gemessen. Im Bereich von 1 V-20 V wurden hierbei Werte in 1 V-Schritten gewählt, im Bereich von 20 V-100 V in 5 V-Schritten. Abbildung 4.10 zeigt die aufsummierten Counts aller Bins für alle Pixel in Abhängigkeit von der Bias-Spannung. Die Unsicherheit der Counts ergibt sich aus der Wurzel des jeweiligen Werts. Man erkennt zunächst einen steilen Anstieg der Gesamtcountzahl, bis der Wert ab etwa 12 V weitestgehend konstant für höhere Spannungen bleibt. Dies lässt sich darauf zurückführen, dass der Detektor ab 12 V vollständig verarmt ist. Die Ausdehnung der Verarmungszone ist also ab diesem Spannungswert maximal. Bei niedrigeren Spannungen liegt eine kleinere Verarmungszone und somit ein geringeres Volumen, welches dem Teilchennachweis dient, vor, was zu geringeren Countzahlen führt.

Abbildung 4.11 zeigt die gebinnnten Energiespektren, welche für alle großen Pixel aufsummiert wurden, für drei verschiedene Spannungen. Normiert wurde hierbei auf die Gesamtcountzahl der großen Pixel der jeweiligen Messung. Betrachtet man den $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peak, so erkennt man, dass dieser mit höherer Bias-Spannung zu niedrigeren Energien verschoben wird, wie auch schon im ToT Mode in Unterabschnitt 4.1.2 zu sehen war.

Durch das Sortieren der eintreffenden Photonen in spezifische Energiebins kann die deponierte Dosis nach dem Verfahren in [28, 29] rekonstruiert werden. Das Spektrum, welches gemessen und somit deponiert wird, kann mathematisch als eine Multiplikation des eintreffenden

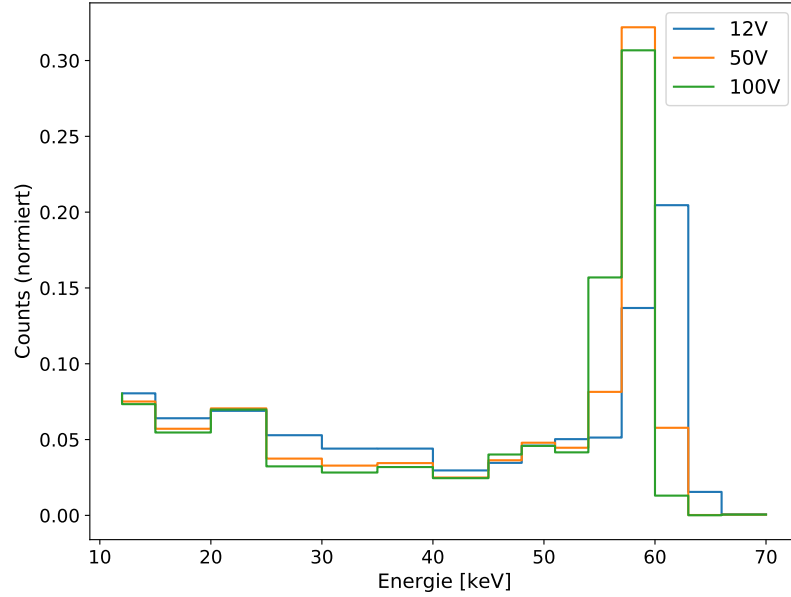


Abbildung 4.11: Gebinnte Spektren für 12 V, 50 V und 100 V. Es wurde dabei über die großen Pixel summiert und auf die jeweilige Gesamtzahl der großen Pixel normiert.

Strahlungsfelds in Form eines Vektors mit der Detektorantwortfunktion in Form einer Matrix beschrieben werden. Da der Dosepix-Detektor ein photonenzählender und kein integrierender Detektor ist, ist dessen Zählverhalten linear. Weiterhin entspricht die gesamte Dosis der Summe der monoenergetischen Dosisbeiträge. Die einzelne monoenergetische Dosis wiederum ist direkt proportional zu der Fluenz und somit zu der Photonenzahl. Die Dosis eines Spektrums kann durch die Linearkombination der Detektorantworten von monoenergetischen Strahlungsfeldern rekonstruiert werden. Die einzelnen Anteile der 16 Energiebins werden dabei zusammengekommen. Alles in allem lässt sich die Linearität zwischen Dosis und Photonenzahl für einen einzelnen Pixel eines Detektors mathematisch beschreiben als

$$D_{\text{rekonst}} = \sum_{i=1}^{16} k_i N_i. \quad (4.4)$$

Die Proportionalitätsfaktoren k_i werden dabei als Konversionskoeffizienten bezeichnet. Sie können durch eine Kombination von Simulationen und Fits auf gemessene Daten bestimmt werden. Die Werte der Konversionskoeffizienten für kleine und große Pixel unterscheiden sich zum einen wegen der verschiedenen mittleren Energien, die in den Pixelsorten deponiert werden, und zum anderen wegen der unterschiedlichen Anzahl an Pixeln einer Sorte. Die Dosisrekonstruktion wird also separat für große und kleine Pixel durchgeführt. Die im Folgenden verwendeten Konversionskoeffizienten wurden von Florian Beißer bestimmt und zur Verfügung gestellt.

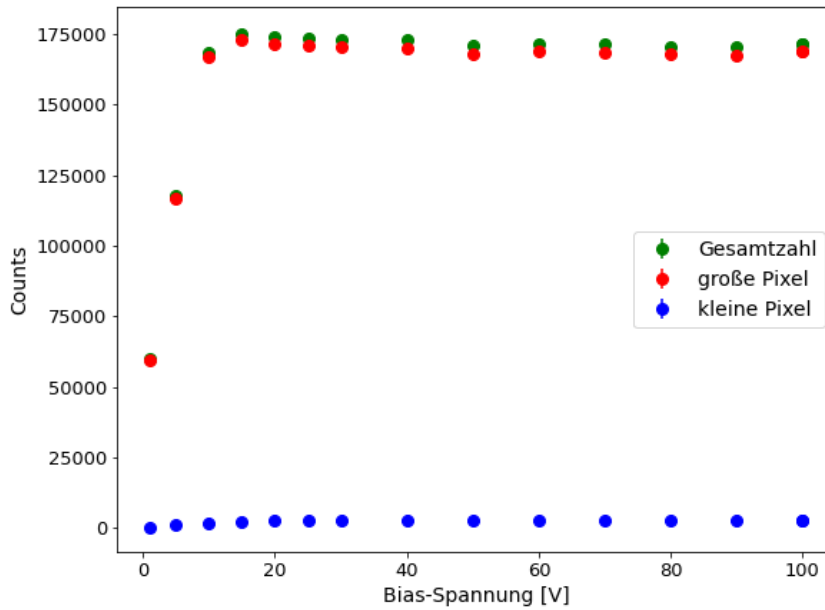


Abbildung 4.12: Gesamtzahl der Counts für große, kleine und alle Pixel für verschiedene Spannungen.

Für die Analyse der Bias-Spannungsabhängigkeit der $H_p(3)$ wurde der Dosepix-Detektor mitsamt Bias-Board frontal an einem mit Wasser gefüllten ISO-Zylinderphantom befestigt, wie im Anhang in Abbildung A.4 zu sehen ist. Mit einem Durchmesser und einer Höhe von je 20 cm entspricht das Streuverhalten des Zylinderphantoms dabei annähernd dem eines menschlichen Kopfs. Als Quelle wurde $^{241}_{95}\text{Am}$ in einem Abstand von 11 cm vor dem Detektor platziert. Im Dosi Mode wurden für verschiedene Bias-Spannungen Messungen mit einer jeweiligen Dauer von 10 min bei einem Frame durchgeführt. Die Spannungswerte wurden im Bereich von 1 V-30 V in 5 V-Schritten gewählt, im Bereich von 30 V-100 V in 10 V-Schritten. Abbildung 4.12 zeigt die Gesamtzahl an Counts für große, kleine und alle Pixel in Abhängigkeit von der Bias-Spannung. Der Verlauf der Countzahl in allen Pixeln ist sehr ähnlich zu dem der vorherigen Messungen ohne Phantom in Abbildung 4.10. Auch hier bleibt die Gesamtcountzahl ab einem Spannungswert zwischen 10 V und 20 V weitestgehend konstant, woraus sich schließen lässt, dass der Detektor ab dieser Spannung maximal verarmt ist. Zudem ist zu erkennen, dass der Großteil der Counts aus den großen Pixeln stammt, was mit deren größeren Detektionsfläche zusammenhängt.

Mit dem beschriebenen Verfahren zur Dosisrekonstruktion kann aus den gemessenen, gebinneten Energiespektren die Personendosis bestimmt werden. Mit den von Florian Beißer zur Verfügung gestellten Konversionskoeffizienten für große und kleine Pixel gelangt man zu dem in Abbildung 4.13 dargestellten Ergebnis. Die Unsicherheit der Dosis wurde wegen des

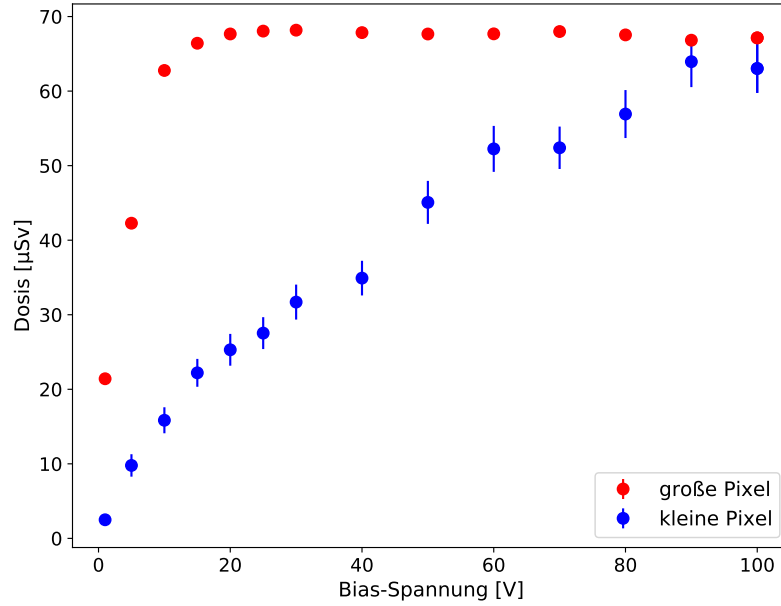


Abbildung 4.13: Berechnete Personendosis $H_p(3)$ für kleine und große Pixel.

Zusammenhangs

$$H = \sum_{i=1}^{16} k_i N_i \quad (4.5)$$

zwischen der Personendosis H , den Konversionskoeffizienten k_i und der Zahl an Events pro Bin N_i durch

$$u(H) = \sqrt{\sum_{i=1}^{16} (k_i^2 N_i)} \quad (4.6)$$

festgelegt [30]. Für die kleinen Pixel ist zu erkennen, dass der Wert der $H_p(3)$ über den gesamten Spannungsbereich stetig ansteigt und bei 90 V einen Maximalwert von etwa 63 µSv erreicht. Anders als bei den großen Pixeln wird hier keine Sättigung erreicht. Dies lässt sich dadurch begründen, dass die Energiekalibration für die kleinen Pixel nicht passt, weshalb das Sortieren in die Energiebins falsch abläuft. Die Dosis der großen Pixel steigt für niedrige Spannungen steil an, bis sie zwischen 15 V und 25 V einen weitestgehend konstanten Wert von etwa 68 µSv erreicht.

Um zu überprüfen, ob diese Werte realistisch sind, wurde mit einer Ionisationskammer im Abstand von 11 cm für die ^{241}Am -Quelle eine Luftkerma von 0,055 µGy/s gemessen. Multipliziert man diesen Wert mit der Messzeit von 10 min und dem Konversionsfaktor von Luftkerma zu $H_p(3)$, welcher 1,670 entspricht [31], ergibt sich daraus eine Dosis von 55,11 µSv. Dieser Wert liegt im selben Größenbereich der gemessenen Werte. In Anbetracht

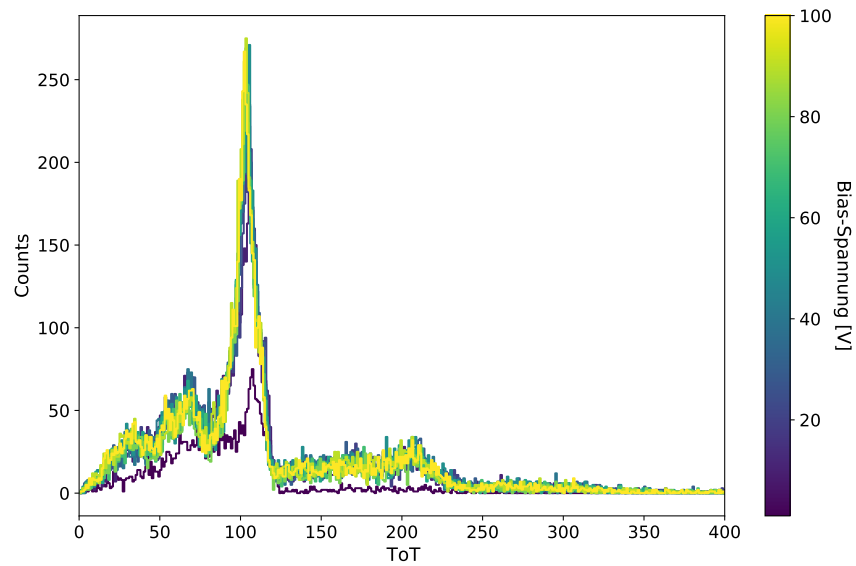
dessen, dass das Strahlungsfeld parallel sein müsste, was hier nicht der Fall ist, sind die aus der Messung bestimmten $H_p(3)$ -Werte durchaus realistisch.

4.3 Messungen im Integration Mode

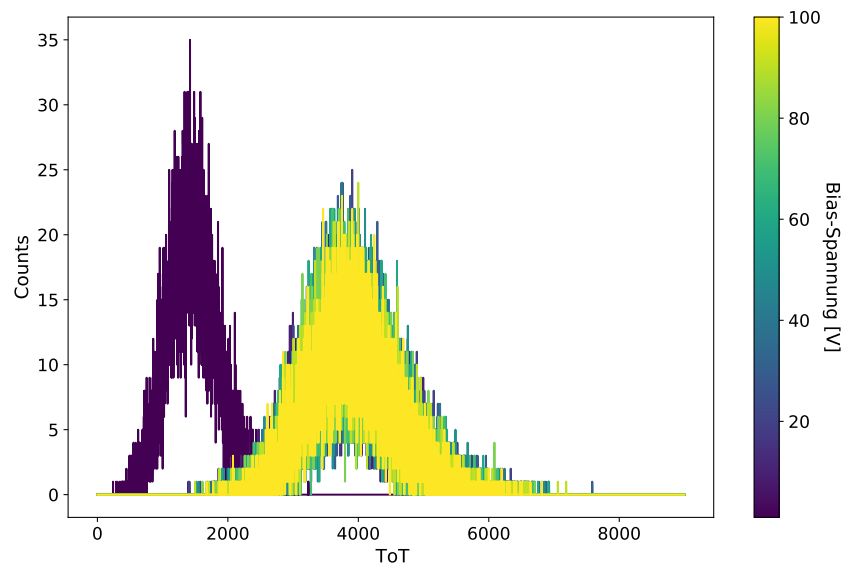
Zuletzt soll der Einfluss der Bias-Spannung im Integration Mode untersucht werden. Hierfür wurde mit der $^{241}_{95}\text{Am}$ -Quelle mit 100 Frames in 10 V-Schritten von 1 V-100 V gemessen, wobei als Integrationszeit 0 s und 1 s gewählt wurde. Abbildung 4.14 zeigt die daraus resultierenden Spektren.

Bei einer Integrationszeit von 0 s ist für eine Spannung von 1 V zu erkennen, dass die Amplitude des $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peaks bei einem ToT-Wert von 100 deutlich niedriger ist als für höhere Spannungen, was wie zuvor mit der kleinen Verarmungszone des Detektors begründet werden kann. Zudem ist in diesem Spektrum die Harmonische bei einem ToT-Wert von 200 nicht vorhanden. Ab einer Bias-Spannung von 20 V verändert sich die Form des Spektrums mit steigender Spannung kaum, woraus sich schließen lässt, dass der Detektor nun maximal verarmt ist. Bestimmt man wie zuvor im ToT Mode die Peakposition mit Gauß-Fits, erhält man den in Abbildung 4.15 gezeigten Verlauf. Der Peak verschiebt sich, wie bereits in Unterabschnitt 4.1.2 gesehen, für steigende Bias-Spannungen zu kleineren ToT-Werten.

Für eine Integrationszeit von 1 s unterscheidet sich lediglich die Messung mit 1 V stark von den anderen Spektren. Bei dieser liegt der Peak bei deutlich niedrigeren ToT-Werten. Die Spektren für höhere Spannungen liegen alle aufeinander, sodass die Veränderung Bias-Spannung kaum Einfluss zeigt.



(a) Integrationszeit von 0 s.



(b) Integrationszeit von 1 s.

Abbildung 4.14: Gemessene Spektren für verschiedenen Bias-Spannungen bei einer Integrationszeit von 0 s bzw. 1 s.

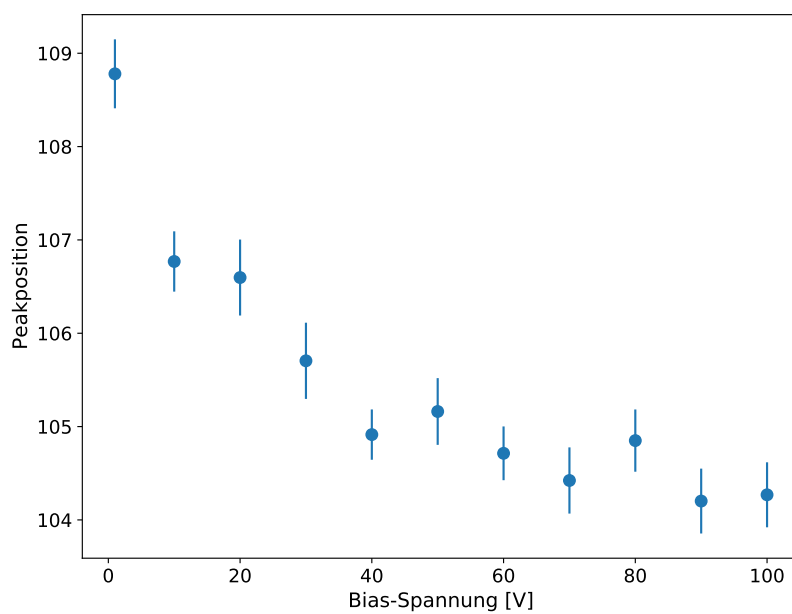


Abbildung 4.15: Peakposition im Spektrum in Abhängigkeit der Bias-Spannung. Bestimmt wurde die Position mithilfe von Gauß-Fits.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Diese Bachelorarbeit befasste sich mit dem Einfluss der Bias-Spannung auf Messungen mit dem Dosepix-Detektor in drei verschiedenen Modi. Das Ziel war, einen optimalen Spannungsbereich zu finden, in dem der von ECAP und CERN entwickelte Prototyp eines Augenlinsendosimeters betrieben werden kann.

Zunächst wurde ein Schwellenabgleich des Dosepix-Detektors durchgeführt, welcher dem Ausgleich der Unterschiede von Pixel zu Pixel hinsichtlich der analogen Schwellen dient. Um eine Konvertierung zwischen gemessenem ToT-Wert und deponierter Energie zu ermöglichen, wurde außerdem eine Energiekalibration durchgeführt. Das dabei verwendete Verfahren war die Deep Learning-Methode, welche in [20] vorgestellt wurde. Diese Methode lieferte die Kalibrationskoeffizienten und somit die Kalibrationskurven, bei denen ToT-Wert über Energie aufgetragen wird. Es zeigte sich, dass diese Kurven für große und kleine Pixel zwei unterschiedliche Scharen bilden.

Um die Funktionsweise des Dosepix-Detektors zu verstehen, wurde in drei verschiedenen Modi bei einer am Sensor anliegenden Bias-Spannung von 100 V gemessen. Der ToT Mode lieferte ein Energiedepositionsspektrum, dessen einzelne Komponenten analysiert wurden. Neben der Full Energy Peaks der Mo-XRF und $^{241}_{95}\text{Am}$ -Quelle war die Energie der Compton-gestreuten Photonen und Elektronen, an denen die Photonen streuen, sowie diejenige der Zinn-Fluoreszenz der Lötverbindungen zu sehen. Auch zeigte sich im Spektrum der Einfluss des Charge Sharing, welches den Effekt bezeichnet, bei dem ein Teil der Ladungswolke in einem Pixel von den Nachbarpixeln aufgenommen wird. Dies äußerte sich als eine Asymmetrie der Full Energy Peaks hin zu kleineren Energien. Durch einen Vergleich der Spektren von großen und kleinen Pixel konnte festgestellt werden, dass der $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peak bei den kleinen Pixeln weniger ausgeprägt war als der Mo-Peak, anders als im Gesamtspektrum und im Spektrum der großen Pixel. Dies lässt sich durch die geringere Fläche der kleinen Pixel begründen, weswegen die hohe Energie der von der $^{241}_{95}\text{Am}$ -Quelle ausgesendeten Photonen nicht vollständig deponiert werden kann. Weiterhin wurde ersichtlich, dass das Charge Sharing im Vergleich einen stärkeren Einfluss auf die kleinen Pixel hatte. Grund hierfür ist ebenfalls die geringere Kantenlänge, die es wahrscheinlicher macht, dass Teile der Ladungswolke von Nachbarpixeln aufgenommen werden.

Des Weiteren wurde der Wert der analogen Schwelle V_{tha} in der Elektronik verändert, welche die Grenze beschreibt, die das durch das eintreffende Photon erzeugte Signal überschreiten muss, um registriert zu werden. Durch die Bestimmung der Position des $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peaks wurde festgestellt, dass ein linearer Zusammenhang zwischen der Peakposition im Spektrum und dem Schwellenwert besteht. Eine Erhöhung des Schwellenwerts um 5 DAC resultierte beispielsweise in einer Verschiebung des Peaks um ca. 1 keV.

Im Dosi Mode wurde das gebinnnte Energiespektrum weiter betrachtet. Der Vergleich der Spektren von großen und kleinen Pixeln zeigte, wie auch zuvor festgestellt wurde, dass der

$^{241}_{95}\text{Am}$ -Peak für kleine Pixel nicht im Spektrum vorhanden war, da die Energie aufgrund der geringen Fläche nicht vollständig deponiert werden konnte.

Der Integration Mode zeigte, dass das ToT-Spektrum für höhere Integrationszeiten in eine Gaußverteilung überging, was auf den zentralen Grenzwertsatz zurückzuführen ist. Durch diese gaußförmige Verteilung konnte die Zahl der aufsummierten Teilchen bestimmt werden, wobei die Größenordnung des Ergebnisses durch Abschätzen der Teilchenanzahl in Abhängigkeit des Abstands zwischen Detektor und Quelle validiert werden konnte.

Nachdem die einzelnen Modi des Dosepix-Detektors hinsichtlich ihrer Funktionsweise untersucht wurden, wurde das Verhalten des Detektors bei Veränderung der Bias-Spannung analysiert. Im ToT Mode war bei den ToT- und Energiespektren zum einen erkennbar, dass die Breite der Peaks von Mo und $^{241}_{95}\text{Am}$ mit zunehmender Spannung abnahm. Dies stimmte mit der Erwartung überein, da eine umgekehrte Proportionalität zwischen der Bias-Spannung und der Ausdehnung der Ladungswolke, die das eintreffende Photon erzeugt, besteht. So verringert sich die Breite der Ladungswolke mit steigender Spannung, weshalb weniger Ladungsträger von den Nachbarpixeln aufgenommen werden. Die Peakbreite im Spektrum wird geringer und die Energieauflösung folglich besser. Zum anderen konnte man hinsichtlich der Peakpositionen beobachten, dass sie sich für eine steigende Bias-Spannung hin zu kleineren ToT- bzw. Energiewerten verschoben. Die Positionen lagen signifikant oberhalb der theoretischen Energiewerten der Full Energy Peaks und näherten sich nur für sehr hohe Spannungen an die theoretischen Werte an. Da Charge Sharing aufgrund der Richtung des Shifts ausgeschlossen werden konnte, wurde zusätzlich der Leckstrom bei Variation der Bias-Spannung für zwei verschiedene Chips gemessen. Es zeigte sich, dass der Betrag des Leckstroms in einer ähnlichen Weise zunahm, wie die Peakposition sich zu niedrigeren Werten verschob. Daraus wurde geschlossen, dass der Leckstrom die Ursache für den Shift der Peaks ist.

Der Dosi Mode zeigte, dass die Gesamtzahl an registrierten Events ab 12 V sättigte, was eine vollständige Verarmung ab diesem Bias-Spannungswert impliziert. Im Spektrum war erkennbar, dass der $^{241}_{95}\text{Am}$ -Peak für steigende Spannung zu niedrigeren Energiewerten verschoben wird, wie man bereits im ToT Mode beobachten konnte. Um die Abhängigkeit der Personendosis $H_p(3)$ von der Bias-Spannung zu untersuchen, wurde ein mit Wasser gefülltes ISO-Zylinderphantom verwendet, welches das Streuverhalten des menschlichen Kopfs gut annähert. Mithilfe von bestimmten Konversionskoeffizienten für alle Pixel wurde aus den gemessenen Daten die Dosis für große und kleine Pixel bestimmt. Die großen Pixel zeigten eine Sättigung zwischen 15 V und 25 V, welche bei den kleinen Pixeln nicht vorhanden war. Dies ließ sich mit der Energiekalibration begründen, die für die kleinen Pixel nicht passt und das Einsortieren in die Bins deshalb fehlerhaft macht. Durch eine Messung mit einer Ionisationskammer wurde die Größenordnung der gemessenen $H_p(3)$ von 68 μSv überprüft. Mit einem Ergebnis von 55,11 μSv wurde der vom Dosepix-Detektor gemessene Dosiswert als realistisch eingeschätzt.

Im Integration Mode wurde bei einer Integrationszeit von 0 s für steigende Bias-Spannungen dieselbe Peakverschiebung zu kleineren ToT-Werten beobachtet, die bereits im ToT Mode vorlag. Für eine Integrationszeit von 1 s blieben die Spektren für verschiedene Bias-Spannungen größtenteils unverändert. Nur das Spektrum der 1 V-Messung wich deutlich von den anderen ab.

Hintergrund dieser Analyse der Bias-Spannungsabhängigkeit ist die sogenannte Niederspannungsrichtlinie, welche die Sicherheitsauflagen für neue elektrische Geräte regelt, die bei einer Nennspannung von 50 V-1000 V Wechselspannung oder 75 V-1500 V Gleichspannung betrieben werden [32]. Ziel des Augenlinsendosimeters, welches mit Gleichspannung betrieben wird, ist, die Spannung so zu wählen, dass diese Richtlinie nicht gilt. Derzeit wird der Prototyp mit einer Spannung von 50 V versorgt, und fällt demnach nicht unter die Bedingung der Niederspannungsrichtlinie. Durch die Messungen und Analysen in dieser Bachelorarbeit wurde gezeigt, dass für Spannungswerte von über 15 V in allen drei Modi ohne Qualitätsverluste gemessen werden kann. Das Dosimeter kann also weiterhin ohne Probleme mit 50 V betrieben werden, wodurch die einschränkende Niederspannungsrichtlinie umgangen werden kann.

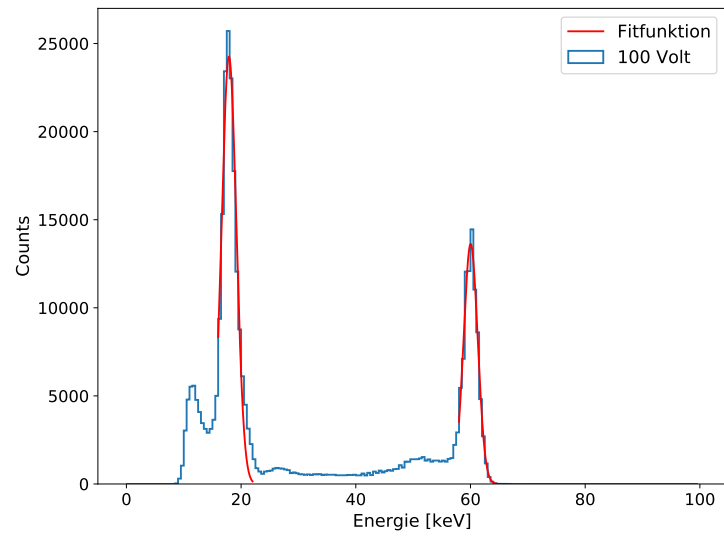
Literatur

- [1] Berufsverband der Augenärzte Deutschlands e.V. (BVA) und Deutsche Ophthalmologische Gesellschaft (DOG). *Augenärzte informieren: Staroperation und Intraokularlinse*. (zuletzt aufgerufen am 26.08.2021). 2009. URL: <https://web.archive.org/web/20120625094842/http://www.augeninfo.de/patinfo/catop.pdf>.
- [2] A. Bitarafan Rajabi u. a. „Ionizing radiation-induced cataract in interventional cardiology staff“. In: *Research in cardiovascular medicine* 4.1 (2015), e25148. ISSN: 2251-9572. DOI: 10.5812/cardiovascmed.25148. URL: <https://europepmc.org/articles/PMC4350158>.
- [3] O. Ciraj-Bjelac u. a. „Risk for radiation-induced cataract for staff in interventional cardiology: Is there reason for concern?“. In: *Catheterization and Cardiovascular Interventions* 76.6 (2010), S. 826–834. DOI: <https://doi.org/10.1002/ccd.22670>. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/ccd.22670>.
- [4] A. Elmaraezy u. a. „Risk of cataract among interventional cardiologists and catheterization lab staff: A systematic review and meta-analysis“. In: *Catheterization and Cardiovascular Interventions* 90.1 (2017), S. 1–9. DOI: <https://doi.org/10.1002/ccd.27114>. URL: <https://www.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/ccd.27114>.
- [5] E. Vano u. a. „Radiation Cataract Risk in Interventional Cardiology Personnel“. In: *Radiation Research* 174.4 (2010), S. 490–495. ISSN: 00337587, 19385404. URL: <http://www.jstor.org/stable/40864092>.
- [6] F.A. Stewart u. a. „ICRP PUBLICATION 118: ICRP Statement on Tissue Reactions and Early and Late Effects of Radiation in Normal Tissues and Organs – Threshold Doses for Tissue Reactions in a Radiation Protection Context“. In: *Annals of the ICRP* 41.1 (2012). ICRP PUBLICATION 118: S. 1–322. ISSN: 0146-6453. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.icrp.2012.02.001>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146645312000024>.
- [7] H. Krieger. *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. 4. Aufl. Vieweg+Teubner Verlag, 2012. ISBN: 978-3-8348-2238-3. DOI: <https://doi.org/10.1007/978-3-8348-2238-3>.
- [8] K. Bethge, G. Walter und B. Wiedemann. *Kernphysik: Eine Einführung*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2008. ISBN: 978-3-540-74567-9. DOI: 10.1007/978-3-540-74567-9_5.
- [9] W. G. Alberts u. a. „Neue Dosis-Meßgrößen im Strahlenschutz“. In: *Physikalisch-Technische Bundesanstalt (PTB)* (1994). DOI: <https://doi.org/10.7795/110.2020417DE>.

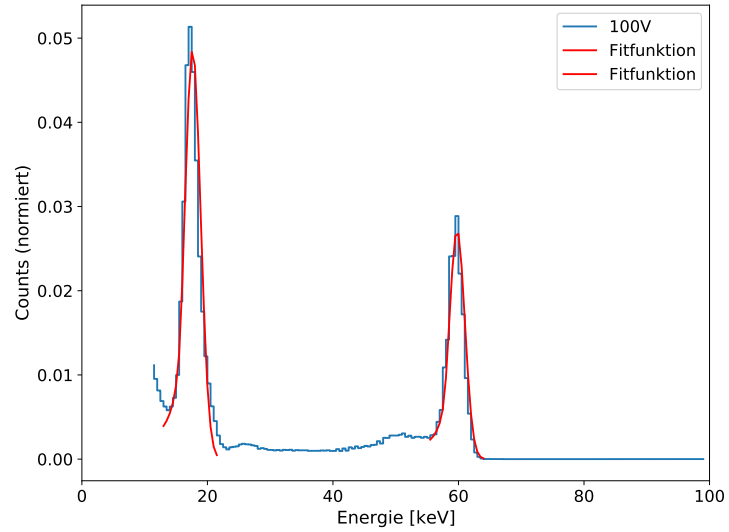
- [10] M.J. Berger u. a. *XCOM: Photon Cross Sections Database: NIST Standard Reference Database 8 (XGAM)*. URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>. (Zuletzt aufgerufen am: 17.05.2021).
- [11] T.J. Boal und M. Pinak. „Dose limits to the lens of the eye: International Basic Safety Standards and related guidance“. In: *Annals of the ICRP* 44.1_suppl (2015). PMID: 25816264, S. 112–117. DOI: 10.1177/0146645314562321. URL: <https://doi.org/10.1177/0146645314562321>.
- [12] W. Wong. „A Hybrid Pixel Detector ASIC with Energy Binning for Real-Time, Spectroscopic Dose Measurements“. Diss. Jan. 2012.
- [13] W. Wong. „Dosepix Readout Chip Description 16.1“. 2016.
- [14] Thomas Gabor. „Simulation und Experimente zur Anwendung eines neuartigen spektroskopischen Pixeldetektors in der Personendosimetrie“. 2012.
- [15] D. Haag. *Active personal dosimetry with the hybrid pixelated DOSEPIX detector*. Nov. 2018.
- [16] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren: Grundlagen und Anwendungen*. Springer Berlin Heidelberg, 2016. ISBN: 978-3-662-45350-6. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6_8. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-662-45350-6_8.
- [17] Konrad Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Wiesbaden: Vieweg+Teubner Verlag, 2005. ISBN: 978-3-322-82205-5. DOI: 10.1007/978-3-322-82205-5_2. URL: https://doi.org/10.1007/978-3-322-82205-5_2.
- [18] Xavier Llopart Cudie. „Design and characterization of 64-K pixels chips working in single photon processing mode“. Diss. Mid Sweden U., Sundsvall, 2007.
- [19] Ina Ritter. „Evaluation of a novel energy resolving X-ray detector for radiation monitoring“. Diss. 2014.
- [20] Sebastian Schmidt. „Dosimetry and X-ray spectroscopy with the photon counting pixel detector Dosepix“. Diss. 2021.
- [21] Albert Thompson u. a. *X-Ray Data Booklet*. Center for X-ray Optics und Advanced Light Source, Lawrence Berkeley National Laboratory, 2009.
- [22] Richard B. Firestone. *Table of Isotopes*. John Wiley & Sons Inc, 1996. ISBN: 978-0471149170.
- [23] K Mathieson u. a. „Charge sharing in silicon pixel detectors“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 487.1 (2002). 3rd International Workshop on Radiation Imaging Detectors, S. 113–122. ISSN: 0168-9002. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(02\)00954-3](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)00954-3). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900202009543>.
- [24] Michael Woods. *python-fit*. URL: <https://github.com/vgm64/python-fit/blob/master/fit.py>. (zuletzt aufgerufen: 31.07.2021).
- [25] *Persönliche Korrespondenz mit Thilo Michel am 03.08.2021.*

-
- [26] H. Spieler und E. E. Haller. „Assessment of present and future large-scale semiconductor detector systems“. In: *Lawrence Berkeley National Laboratory* (Nov. 1984).
- [27] E. J. Schioppa u. a. „Study of Charge Diffusion in a Silicon Detector Using an Energy Sensitive Pixel Readout Chip“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 62.5 (2015), S. 2349–2359. DOI: 10.1109/TNS.2015.2475124.
- [28] Michael Böhnelt. „Evaluierung und Entwicklung von Röntgendetektoren für die Dosimetrie“. Diss. 2012.
- [29] Peter Sievers. „Optimierungen und Simulationen zur Messung der Personendosis mit einem neuartigen photonenzählenden Pixeldetektor“. 2009.
- [30] Dennis Haag u. a. „Personal Dosimetry in Continuous Photon Radiation Fields With the Dosepix Detector“. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 68.5 (2021), S. 1129–1134. DOI: 10.1109/TNS.2021.3068832.
- [31] G. Gualdrini u. a. „Air kerma to HP(3) conversion coefficients for photons from 10 keV to 10 MeV, calculated in a cylindrical phantom“. In: *Radiation Protection Dosimetry* 154.4 (Okt. 2012), S. 517–521. ISSN: 0144-8420. DOI: 10.1093/rpd/ncs269. eprint: <https://academic.oup.com/rpd/article-pdf/154/4/517/4539288/ncs269.pdf>. URL: <https://doi.org/10.1093/rpd/ncs269>.
- [32] Bundesanstalt für Arbeitsschutz und Arbeitsmedizin. *Die europäische Niederspannungsrichtlinie 2014/35/EU*. (zuletzt aufgerufen am 26.08.2021). URL: [https://www.baua.de/DE/Themen/Anwendungssichere-Chemikalien-und-Produkte/Produktsicherheit/Elektrische-Produkte/Beschaffenheit/1-ProdSV.html#:~:text=Die%5C%20europ%5C%C3%5CA4ische%5C%20Niederspannungsrichtlinie%5C%202014%5C%2F35%5C%2FEU%5C%20\(NSpRL\)%5C%20regelt%5C%201500%5C%20V%5C%20Gleichspannung%5C%20bestimmt%5C%20sind.&text=Sie%5C%20gelten%5C%20einheitlich%5C%20f%5C%C3%5BCr%5C%20alle%5C%20Produkte](https://www.baua.de/DE/Themen/Anwendungssichere-Chemikalien-und-Produkte/Produktsicherheit/Elektrische-Produkte/Beschaffenheit/1-ProdSV.html#:~:text=Die%5C%20europ%5C%C3%5CA4ische%5C%20Niederspannungsrichtlinie%5C%202014%5C%2F35%5C%2FEU%5C%20(NSpRL)%5C%20regelt%5C%201500%5C%20V%5C%20Gleichspannung%5C%20bestimmt%5C%20sind.&text=Sie%5C%20gelten%5C%20einheitlich%5C%20f%5C%C3%5BCr%5C%20alle%5C%20Produkte).

A Anhang

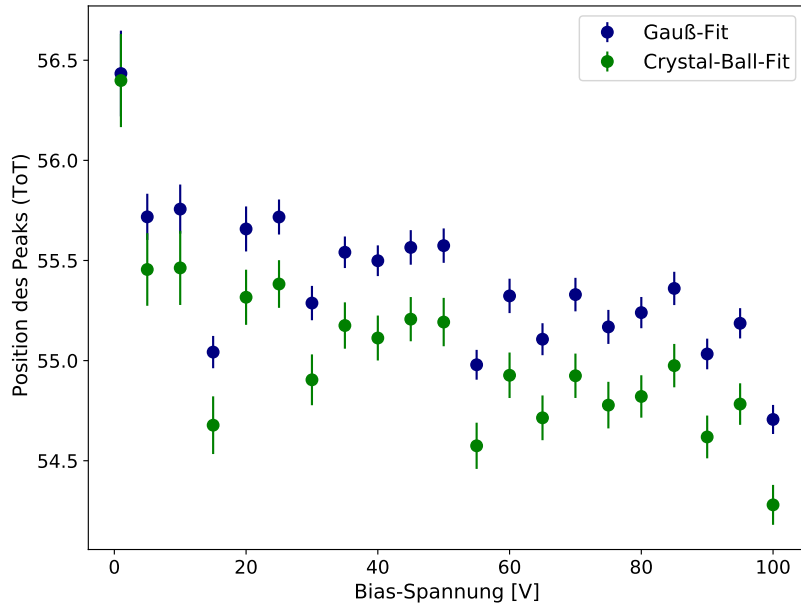


(a) Fit mit Gauß-Funktion.

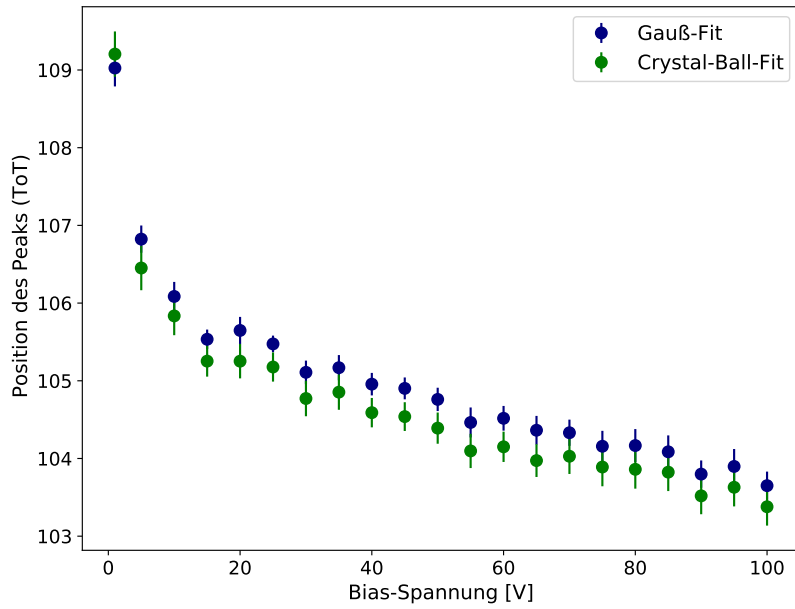


(b) Fit mit Crystal-Ball-Funktion.

Abbildung A.1: Fits mit Gauß- und Crystal-Ball-Funktion, verdeutlicht anhand der Messung mit einer Bias-Spannung von 100 V.

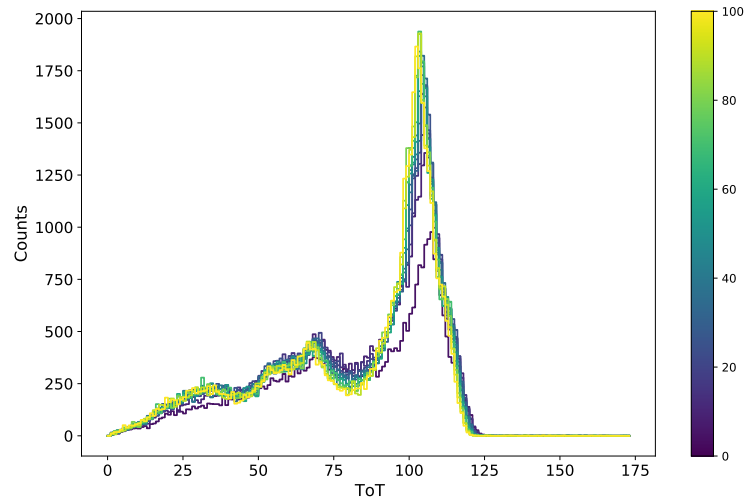


(a) Position des Mo-Peaks.

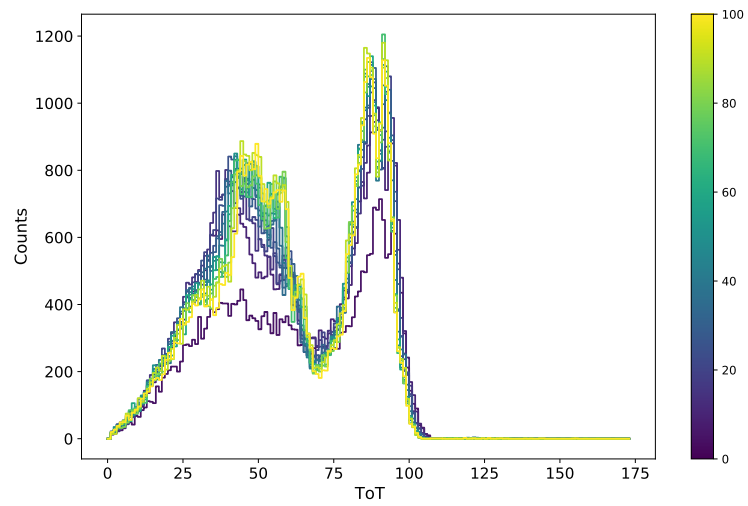


(b) Position des ²⁴¹₉₅Am-Peaks.

Abbildung A.2: Position der Peaks von Mo und ²⁴¹₉₅Am im ToT-Spektrum in Abhängigkeit von der Bias-Spannung. Bestimmt wurden die Positionen durch Fits mit Gauß- und mit Crystal-Ball-Funktionen.



(a) Spektren des Chips 11.



(b) Spektren des Chips 152.

Abbildung A.3: ToT-Spektren für die Chips 11 und 152 in Abhängigkeit von der Bias-Spannung.



Abbildung A.4: Fotografie des Messaufbaus für die Messung mit Zylinderphantom. Das Board mit dem Dosepix-Detektor wurde frontal auf dem Phantom befestigt.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit selbstständig verfasst habe. Ich versichere, dass ich keine anderen als die angegebenen Quellen benutzt und alle wörtlich oder sinngemäß aus anderen Werken übernommenen Aussagen als solche gekennzeichnet habe, und dass die eingereichte Arbeit weder vollständig noch in wesentlichen Teilen Gegenstand eines anderen Prüfungsverfahrens gewesen ist.

Ort und Datum

Leonie Ullmann