

Entwicklung und Charakterisierung von (Cd,Zn)Te Coplanar Grid Detektoren

Diplomarbeit im Fach Physik



Fakultät für Mathematik und Physik
Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

Vorgelegt von
Elias Hamann

Betreuer: Prof. Dr. Karl Jakobs

Einleitung

Zum Nachweis von elektromagnetischer Strahlung oder auch hochenergetischen massiven Teilchen werden Ionisationskammern, Szintillatoren und seit geraumer Zeit auch Detektoren aus Halbleitermaterialien benutzt.

Durch ihre relativ große Dichte und teilweise hohe Kernladungszahlen bieten Halbleiterdetektoren eine gute Effizienz beim Nachweis von Strahlung. Zudem haben Fortschritte in der Kristallzüchtung dazu beigetragen, dass es heutzutage möglich ist, Einkristalle von der Größe von mehreren Kubikzentimetern zu züchten und so das aktive Volumen der Detektoren zu vergrößern. Neben der Effizienz ist die Fähigkeit zu energieaufgelösten Messungen ein großer Vorteil der Halbleiterdetektoren.

Als Materialien für Halbleiter-Strahlungsdetektoren bieten sich zunächst die Elementhalbleiter wie Silizium oder Germanium an, die in großen Volumina von höchster Reinheit hergestellt werden können. Doch haben diese Materialien auch größere Nachteile. Silizium ist zwar in fast unbegrenzter Menge verfügbar, hat aber aufgrund seiner Stellung im Periodensystem eine geringe Effizienz vor allem beim Nachweis von hochenergetischer Strahlung und muss zudem verarmt werden. Germanium ist zwar führend in Bezug auf Energieauflösung, muss jedoch aufgrund seiner geringen Bandlücke gekühlt werden, um thermisches Rauschen und somit gestörte Signale zu unterdrücken.

Doch auch Verbindungshalbleiter wie Kadmium-Zink-Tellurid (CZT) sind geeignete Kandidaten für die Herstellung von Detektoren. Die hohen Kernladungszahlen der beteiligten Elemente, die ausreichende Effizienz bei der Detektion von Strahlung gewährleisten, und die großen Bandlücke, die einen Betrieb bei Raumtemperatur ohne Kühlung ermöglicht, sind die Vorteile dieses Materials. Außerdem verfügt es über sehr gute Ladungsträgereigenschaften der Elektronen in Bezug auf Beweglichkeit und Lebensdauer. Jedoch hat auch dieses Material Nachteile, vor allem die unzureichenden Ladungsträgereigenschaften der Löcher, genauer deren geringe Beweglichkeit und Lebensdauer.

Um diesen Nachteil auszugleichen gibt es verschiedene Lösungsansätze, von denen in dieser Arbeit die so genannte *Coplanar Grid* (CPG) Technik gewählt wurde, bei der nur die Elektronen zum Signal beitragen und der Einfluss der Löcher mit ihren schlechteren Transporteigenschaften unterdrückt wird.

Das Bundesamt für Strahlenschutz (BfS) betreibt ein deutschlandweites Netzwerk zur Überwachung der lokalen Radioaktivität¹. Dieses Netzwerk besteht momentan aus über 2000 Messstationen, bei denen mit Geiger-Müller-Zählrohren die Variation der lokalen Dosisleistung gemessen wird. Um auch Informationen über die Zusammensetzung der vorherrschenden Strahlung zu erhalten, sollen in diesem Netzwerk zukünftig spektroskopische Detektorsysteme auf Basis von Kadmium-Zink-Tellurid zum Einsatz kommen.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, Kadmium-Zink-Tellurid Detektorsysteme mit der Coplanar Grid Technik zu entwickeln und hinsichtlich ihrer spektroskopischen Eigenschaften zu charakterisieren. Das vorrangige Ziel ist es hierbei, diese spektroskopischen Eigenschaften, allen voran die Energieauflösung der Detektoren, zu bestimmen und den Einfluss der Materialeigenschaften sowie die Funktion der Coplanar-Grid Elektronik zu analysieren. Es soll gezeigt werden, dass die CPG-Technik unter den typischen Anwendungsbedingungen im Hinblick auf Energieauflösung als auch von der Effizienz im Nachweis von Strahlung funktioniert.

Nach einer Beschreibung der grundlegenden Anforderungen an Detektoren wird in Kapitel 1 das Material Kadmium-Zink-Tellurid vorgestellt und näher besprochen.

In Kapitel 2 wird dann über die Theorie der Signalentstehung in Halbleiterdetektoren gezeigt, dass sich die schlechten Transporteigenschaften der Löcher negativ auf die Signale auswirken. Nachdem in Kapitel 3 einige Möglichkeiten, diesen Nachteil auszugleichen, vorgestellt werden, wird in Kapitel 4 näher auf die Coplanar Grid Technik eingegangen.

In Kapitel 5 werden die verwendeten Detektoren vorgestellt und die bei den Messungen benutzten Aufbauten und Methoden besprochen. Nach der Präsentation der durchgeführten Messungen in Kapitel 6 werden die dabei erhaltenen Ergebnisse diskutiert. Die Arbeit schließt mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick in Kapitel 7.

¹<http://odlinfo.bfs.de/>

Inhaltsverzeichnis

Einleitung	i
1. Anforderungen an Detektoren und (Cd,Zn)Te als Detektormaterial	1
1.1. Funktionsweise von Halbleiterdetektoren	1
1.2. Materialanforderungen	2
1.2.1. Absorption und Effizienz	2
1.2.2. Spezifischer Widerstand	4
1.2.3. Beweglichkeit und Lebensdauer der Ladungsträger	5
1.2.4. Elektrische Kontakte	6
1.3. (Cd,Zn)Te als Detektormaterial	9
1.4. Methoden der Kristallzüchtung	10
1.4.1. Störstellen und Defekte in CZT	11
1.4.2. Einfang von Ladungen, <i>trapping</i>	13
2. Theorie der Signalentstehung	15
2.1. Vergleich von Szintillatoren und Halbleiterdetektoren	15
2.2. Hecht-Relation	16
2.3. „Low energy tailing“	17
2.4. Shockley-Ramo-Theorem	21
3. Verbesserung der Detektorleistung	25
3.1. Alternative Materialien	25
3.2. Korrektur von Spektren mittels biparametrischer Analyse	26
3.3. Unterdrückung des Löcheranteils, Ansatz über Detektordesign	29
3.3.1. Frisch-Grid	30
3.3.2. Parallel Strip Pseudo Frisch Grid	31
3.3.3. Pixeldetektoren	31
4. Coplanar Grid Technik	33
4.1. Funktionsweise der Coplanar Grid Technik	33

4.2.	Optimierung des Anodenlayouts, Wichtungspotential-Asymmetrie . . .	37
4.2.1.	„Generation 1“ Elektroden	37
4.2.2.	„Generation 2“ Elektroden	38
4.2.3.	„Generation 3“ Elektroden	39
4.3.	Elektroneneinfang und Kompensation	40
4.3.1.	„Relative gain“ Methode	41
4.3.2.	„Depth sensing“ Methode	42
4.4.	Vergleich von Wichtungspotential-Asymmetrie und <i>trapping</i>	44
4.5.	Auswirkungen der Inter-Grid-Spannung	45
4.5.1.	Polarität der koplanaren Elektroden	45
4.5.2.	Potential des Guard-Rings	45
4.5.3.	Feldverteilung in der Nähe der koplanaren Anoden	47
5.	Experimentelle Details und Methoden der Auswertung	49
5.1.	Verwendete Detektoren	49
5.1.1.	Redlen1-Detektor	49
5.1.2.	Redlen2-Detektor	50
5.2.	Ausleseelektronik	52
5.2.1.	Ladungsempfindliche Vorverstärker	52
5.2.2.	CPG-Elektronik mit <i>relative gain</i>	53
5.2.3.	Aufbau des Detektorsystems	55
5.2.4.	Elektronisches Rauschen in CPG-Detektoren	55
5.3.	Verwendete radioaktive Quellen	56
5.4.	Bestimmung der Effizienz und des Verhaltens bei hohen Strahlendosen	57
5.5.	Experimentelle Aufbauten	58
5.5.1.	Zeitaufgelöste Messungen	58
5.5.2.	Messungen mit NIM-Elektronik	60
5.5.3.	Messungen mit XIA microDXP	61
5.6.	Methode der Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts	62
5.7.	Parameter bei der Auswertung der Spektren	63
5.7.1.	Energieauflösung, FWHM	64
5.7.2.	Peak-zu-Tal und Peak-zu-Compton	64
6.	Messungen und Ergebnisse	67
6.1.	Messungen mit Detektor Redlen1	67
6.1.1.	Materialcharakterisierung	67
6.1.2.	Zeitaufgelöste Messungen mit dem Oszilloskop	70

6.1.3. Spektroskopische Messungen mit dem Oszilloskop	72
6.1.4. Biparametrisches Spektrum	73
6.1.5. Messungen mit NIM-Elektronik	76
6.2. Messungen mit Detektor Redlen2	81
6.2.1. Materialcharakterisierung	81
6.2.2. Biparametrisches Spektrum	84
6.2.3. Einfluss des Guard-Rings	86
6.2.4. Einfluss der Inter-Grid-Spannung	88
6.2.5. Überprüfung der Linearität	89
6.2.6. Messungen zur Photopeakeffizienz und bei hohen Dosisleistungen	91
6.3. Diskussion der Ergebnisse	95
7. Zusammenfassung und Ausblick	101
A. Spektren des Redlen2-Detektors und des LaBr₃-Szintillators	105
A.1. Eichgerade des Redlen2-Detektors	105
A.2. ¹³⁷ Cs-Spektren, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor	106
A.3. ⁶⁰ Co-Spektren, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor	107
A.4. ¹³⁷ Cs-Spektren, aufgenommen mit dem LaBr ₃ -Szintillator	108
A.5. ⁶⁰ Co-Spektren, aufgenommen mit dem LaBr ₃ -Szintillator	109
A.6. ¹³⁷ Cs-Spektrum mit der besten mit dem Redlen2-Detektor erreichten Energieauflösung	111
Literaturverzeichnis	vi
Abbildungsverzeichnis	xv
Tabellenverzeichnis	xxi
Danksagung	xxii
Eidesstattliche Erklärung	xxiv

1. Anforderungen an Detektoren und (Cd,Zn)Te als Detektormaterial

In diesem Kapitel werden die grundlegenden Anforderungen aufgezeigt, die an Detektoren bzw. Materialien für Strahlungsdetektoren gestellt werden. Anschließend werden die Eigenschaften des Verbindungshalbleiters Kadmium-Zink-Tellurid (abgekürzt (Cd,Zn)Te, CdZnTe oder nur CZT) vorgestellt, anhand derer die Tauglichkeit als Detektormaterial diskutiert wird.

1.1. Funktionsweise von Halbleiterdetektoren

Halbleiterdetektoren bestehen typischerweise aus einem würfelförmigen Halbleiterkristall, bei dem auf zwei gegenüberliegenden Seiten metallische Kontakte (Elektroden) aufgebracht sind. Über diese Metallkontakte wird ein elektrisches Feld angelegt, typische Werte sind hierbei ca. 1000 bis 2000 V/cm. Bei eintreffender Strahlung werden im Halbleiter Elektron-Loch-Paare erzeugt, die durch das elektrische Feld entsprechend ihrer Polarität zu den Elektroden beschleunigt werden. Diese Ladungsdrift entspricht einem temporären Strom, der aufintegriert auf den Elektroden Ladungen induziert. Diese werden durch einen ladungsempfindlichen Vorverstärker in einen Spannungspuls umgewandelt, der nach einer analogen oder digitalen Pulsformung entsprechend seiner Amplitude in ein Spektrum in einem Vielkanalanalysator eingeordnet wird (siehe Abbildung 1.1). Für spektroskopische Anwendungen muss die Anzahl der erzeugten Elektron-Loch-Paare proportional zu der von der Strahlung deponierten Energie sein. Die Ereignisse, bei denen die gesamte Energie der Strahlung an den Kristall abgegeben wurde, ergeben den Photopeak; Ereignisse, bei denen die Strahlung nach einem oder mehreren Streuprozessen den Kristall wieder verlässt, werden bei kleineren Energien eingeordnet. In Abbildung 1.1 ist dies für die 662 keV-Strahlung einer Cäsiumquelle schematisch dargestellt.

Die Energieauflösung eines Detektors definiert hierbei die Fähigkeit, nahe beieinander liegende Strahlungsenergien voneinander getrennt im Pulshöhenspektrum

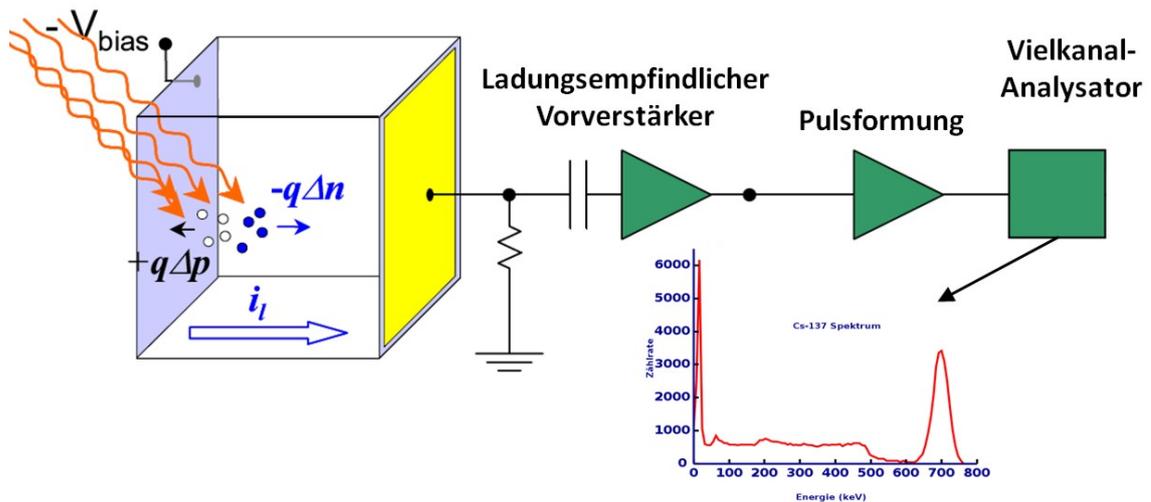


Abbildung 1.1.: Funktionsweise eines Halbleiterdetektors: Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren, Induktionsstrom, Ausleseelektronik, Einordnung der Pulse in ein Spektrum, hier für Cäsium-Strahlung [1, 2].

nachweisen zu können. Dabei spielt die Breite eines Energie-Peaks eine Rolle. Die Energieauflösung wird in der vollen Halbwertsbreite („Full Width at Half Maximum“, FWHM) des Peaks angegeben. Statistische Fluktuationen bei der Ladungsträgerentstehung und elektronisches Rauschen verbreitern die Peaks und beeinträchtigen so die Energieauflösung.

1.2. Materialanforderungen

1.2.1. Absorption und Effizienz

Neben der Energieauflösung ist es eine weitere Anforderung an Detektoren, Strahlung effizient nachzuweisen. Dabei stellen Photoeffekt, Comptonstreuung und Paarbildung die drei wesentlichen Mechanismen bei der Wechselwirkung von elektromagnetischer Strahlung mit Materie dar. Die Wirkungsquerschnitte σ des jeweiligen Wechselwirkungsprozesses hängen mit der Kernladungszahl Z wie folgt zusammen [3]:

- Photoeffekt: $\sigma_{\tau} \propto Z^n \cdot (E_{\gamma})^{-\frac{7}{2}}$ $n = 4 \dots 5$
- Comptonstreuung: $\sigma_c \propto Z$
- Paarbildung: $\sigma_p \propto Z^2$

Generell liegt eine Mischung der drei Effekte vor, deren relative Gewichtung abhängig von der Kernladungszahl und Energie der Gammaquanten ist. Für einen großen Wirkungsquerschnitt und somit einen effizienten Nachweis von Strahlung ist also eine große Kernladungszahl von Vorteil. Silizium hat beispielsweise 14 Protonen im Atomkern, Germanium hat 32. Daher ist Silizium für den Nachweis von Gammastrahlung weniger gut geeignet als zum Beispiel (Cd,Zn)Te, dessen Konstituenten die Kernladungszahlen 48 (Cd), 30 (Zn) und 50 (Te) besitzen.

Die Intensität der in den Halbleiter eindringenden Strahlung nimmt im Material exponentiell ab. Als Eindringtiefe wird hierbei die Strecke definiert, nach der die ursprüngliche Intensität im Detektor auf einen Faktor $1/e \approx 0,37$ ihres ursprünglichen Wertes abgeschwächt wurde. In Abbildung 1.2 ist die Eindringtiefe in Abhängigkeit der Photonenenergie für Kadmitellurid (CdTe), welche in etwa der für Kadmitellurid-Zink-Tellurid entspricht, dargestellt. Entsprechend des gewünschten Energiebereiches, der detektiert werden soll, muss also die Dicke bzw. bei ungerichteter Strahlung das Volumen des Detektors angepasst werden. Der Bereich, der vom Bundesamt für Strahlenschutz gewünscht wird (bis hin zu wenigen MeV) erfordert also Detektoren von der Dicke von einigen Zentimetern. Bei den technischen Möglichkeiten der aktuellen Kristallzüchtung sind Einkristalle dieser Größenordnung sehr schwierig herzustellen.

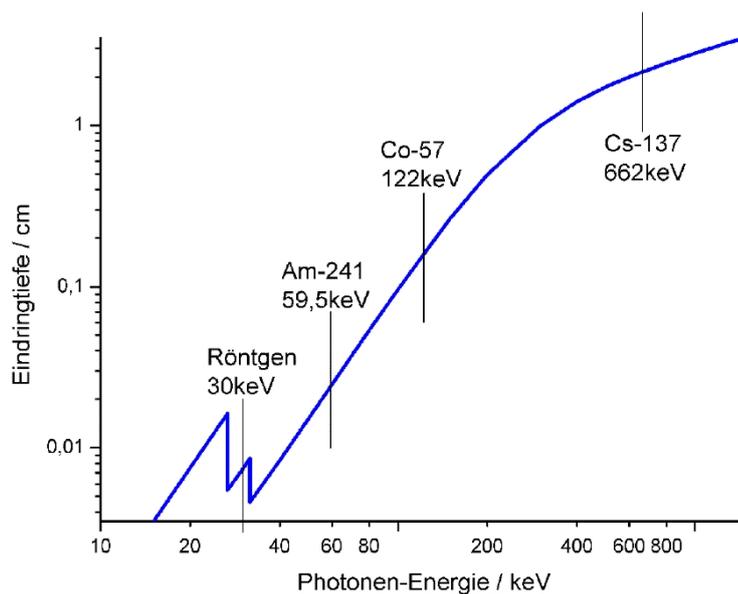


Abbildung 1.2.: Eindringtiefe in Abhängigkeit der Photonenenergie für CdTe, die Gammaenergien einiger wichtiger Elemente sind markiert [4].

1.2.2. Spezifischer Widerstand

Durch die am Detektor anliegende Spannung fließt auch ohne Einwirkung von Strahlung ein Strom durch den Halbleiter, der so genannte Leckstrom. Um diesen so gering wie möglich zu halten, muss der spezifische Widerstand ρ des Detektormaterials, der durch

$$\rho = \frac{1}{q(n\mu_e + p\mu_h)} \quad (1.1)$$

definiert wird (siehe z.B. Ref. [5]), möglichst groß sein. Hierbei ist q die Elementarladung ($q = 1,609 \times 10^{-19}$ C), n und p sind die Konzentrationen der freien Elektronen bzw. Löcher im Material und μ_e und μ_h die jeweilige Beweglichkeit.

In einem intrinsischen, also einem Halbleiter ohne Verunreinigungen gilt für die Konzentration der freien Ladungsträger n als Funktion der Temperatur T (in Kelvin)

$$n(T) = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_C - E_V}{2k_B T}\right). \quad (1.2)$$

k_B ist die Boltzmann-Konstante, $N_{C,V}$ sind die effektiven Zustandsdichten im Leitungs- bzw. Valenzband und $E_{C,V}$ sind die Energien der Leitungsband- bzw. Valenzbandkante, deren Differenz gleich der Bandlücke des Halbleiters ist. Gleichung (1.2) beschreibt die temperaturabhängige Wahrscheinlichkeit für Elektronen, vom Valenz- ins Leitungsband zu gelangen; für die Konzentration der Löcher gilt eine analoge Gleichung. Die Anzahl der thermisch generierten Ladungsträger ist auch abhängig von der Bandlücke des Materials. Je größer die Bandlücke, desto weniger Ladungsträger schaffen es durch ihre thermische Energie ins Leitungsband zu gelangen und desto größer ist der Widerstand des Materials. Germanium hat zum Beispiel eine Bandlücke von nur 0,67 eV bei $T = 300$ K [3] und muss mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden, um diesen Nachteil auszugleichen. Detektoren aus Kadmiumtellurid besitzen durch ihre größere Bandlücke von 1,51 eV [6] auch bei Raumtemperatur einen genügend großen Widerstand, um ohne Kühlung auszukommen.

Um als Detektormaterial geeignet zu sein, sollte ein Kristall einen spezifischen Widerstand von $\rho > 10^{10} \Omega \text{ cm}$ aufweisen, da das durch Leckströme erzeugte Rauschen maßgeblich die spektroskopischen Eigenschaften eines Detektors mitbestimmt. Zur grundlegenden Charakterisierung von Halbleitermaterialien gehört daher auch eine Messung des spezifischen Widerstandes. Hierbei werden verschiedene Spannungen U an den Kristall angelegt und der dabei auftretende Strom I gemessen. Aus der

daraus ermittelten U-I-Kennlinie kann der spezifische Widerstand bestimmt werden. Bei bekannter Fläche A und Dicke d eines kubischen Detektors ergibt sich dieser zu

$$\rho = \frac{U A}{I d}. \quad (1.3)$$

1.2.3. Beweglichkeit und Lebensdauer der Ladungsträger

Die Beweglichkeiten der Ladungsträger sind materialspezifisch und beschreiben den Zusammenhang zwischen der Driftgeschwindigkeit $v_{e,h}$ im Halbleiter und dem Betrag des angelegten elektrischen Feldes E :

$$v_{e,h} = \mu_{e,h} E. \quad (1.4)$$

Die in Gleichung (1.4) beschriebene Beweglichkeit ist bis zu einem angelegten elektrischen Feld von etwa einigen tausend Volt pro Zentimeter konstant. Für größere Feldstärken gilt der lineare Zusammenhang zwischen Feldstärke und Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger nicht mehr. Eine Sättigung in der Driftgeschwindigkeit tritt ein, bevor die Beweglichkeit mit noch größeren Feldstärken wieder abnimmt. Außerdem sind die Beweglichkeiten temperaturabhängig, wie in Abbildung 1.3 für Elektronen in Kadmiumtellurid zu sehen ist. In den meisten Materialien ist die Beweglichkeit der Elektronen größer als die der Löcher.

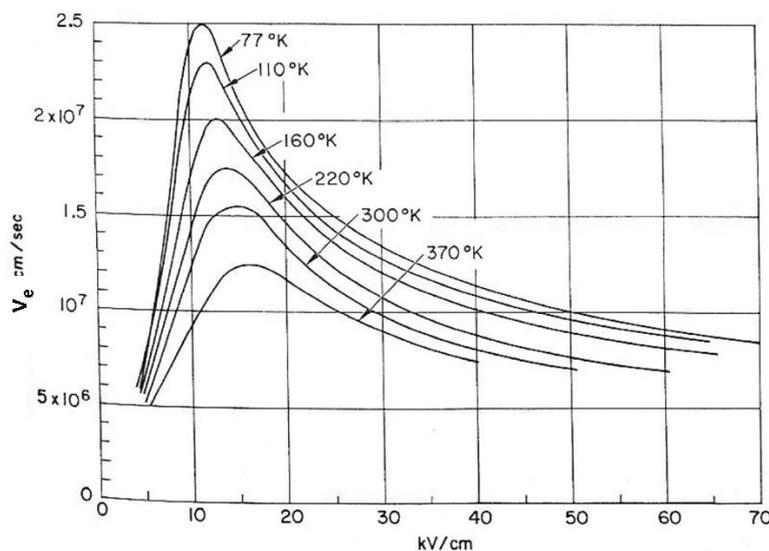


Abbildung 1.3.: Driftgeschwindigkeit von Elektronen in CdTe in Abhängigkeit des angelegten elektrischen Feldes für verschiedene Temperaturen [7].

Eine weitere wichtige Größe, die zur Tauglichkeit als Detektormaterial qualifiziert, ist die Lebensdauer der erzeugten Ladungsträger im Kristall. Werden durch Anregungen, z.B. Alphateilchen oder Gammaquanten, Elektronen ins Leitungsband angeregt bzw. Löcher im Valenzband erzeugt, so klingt die Anzahl der freien Ladungsträger $N_{e,h}$ danach exponentiell mit der Zeit t gemäß

$$N_{e,h}(t) \propto \exp\left(-\frac{t}{\tau_{e,h}}\right) \quad (1.5)$$

ab. Die dadurch definierten Lebensdauern $\tau_{e,h}$ der Elektronen bzw. Löcher geben dabei die Zeit an, bei der die Anzahl der ursprünglich vorhandenen Ladungsträger um einen Faktor $1/e$ abgeklungen ist; sie sind für Elektronen und Löcher in der Regel verschieden. Die Lebensdauern werden von verschiedenen Mechanismen bestimmt, von denen die wichtigsten die Rekombination von Elektronen und Löchern und das Einfangen von Ladungsträgern z.B. an Fehlstellen im Kristall sind. Die Beiträge der einzelnen Prozesse addieren sich reziprok zur gesamten Lebensdauer:

$$\frac{1}{\tau_{gesamt}} = \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_B} + \dots \quad (1.6)$$

Die Lebensdauer hat unter anderem direkten Einfluss auf die Detektorsignale. Da die Ladungsträger eine vom Ort ihrer Entstehung abhängige Zeit im Detektormaterial unterwegs sind, geht aufgrund der endlichen Lebensdauer ein gewisser Anteil von ihnen während der Drift verloren, was die Amplitude des Signals verringert. Um die volle Information des Signals - unabhängig vom Entstehungsort - zu erhalten, muss dieser Verlust möglichst gering gehalten oder nachträglich korrigiert werden.

In den Gleichungen, die die Signalentstehung in Halbleiterdetektoren beschreiben tauchen Beweglichkeit μ und Lebensdauer τ oft gemeinsam auf. Es wird daher in der Literatur oft das so genannte „ $\mu\tau$ -Produkt“ angegeben, welches zusammen mit dem spezifischen Widerstand die wichtigste Kenngröße eines Detektormaterials darstellt.

1.2.4. Elektrische Kontakte

Um ein elektrisches Feld an den Detektor anlegen zu können, werden auf zwei gegenüberliegende Oberflächen Metallkontakte angebracht. Sie sorgen dafür, dass sich das Feld homogen im Detektor ausbildet und dass die Ladungen barrierelos vom Detektor zur Ausleseelektronik fließen können. Dafür werden ohmsche Metall-Halbleiter-

Kontakte benötigt, deren Widerstand im Vergleich zu dem des Detektormaterials vernachlässigbar ist.

1.2.4.1. Schottky-Kontakte

Wird ein Halbleiter mit einem Metall in Kontakt gebracht, so bildet sich, abhängig von der Dotierung des Halbleiters, ein so genannter Schottky-Kontakt aus. Ist die Austrittsarbeit eines n-dotierten Halbleiters kleiner als die eines Metalls, so fließen so lange Elektronen vom Halbleiter ins Metall, bis eine Angleichung der Fermienergien stattfindet [8]. Dabei werden die Energiebänder im Halbleiter gekrümmt und eine Verarmungszone bildet sich aus (siehe Abbildung 1.4). Je nach Polarität der an das Metall angelegten Spannung vergrößert oder verkleinert sich diese Sperrschicht. Bei zwei gegenüberliegenden Schottky-Kontakten am Detektor resultiert dies beim Anlegen einer konstanten Spannung somit immer in einer vergrößerten und einer unterdrückten Sperrschicht.

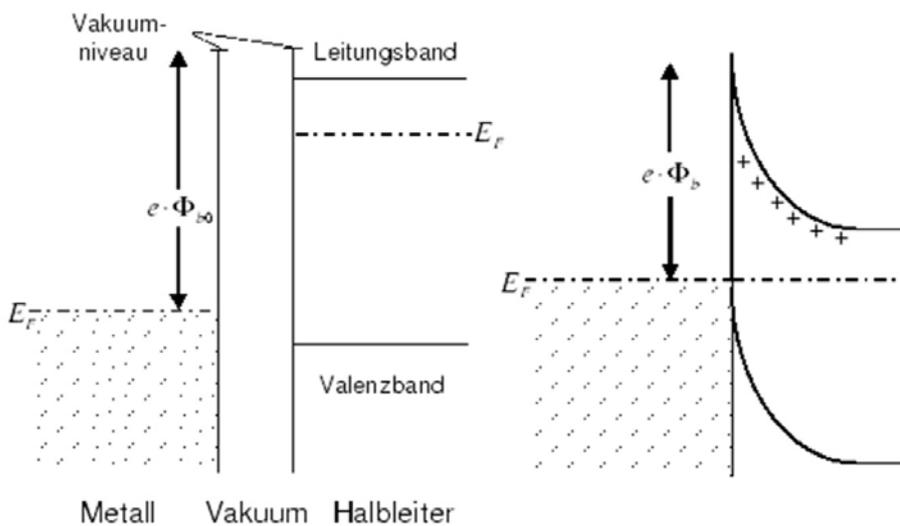


Abbildung 1.4.: Metall-n-Halbleiter-Kontakt im Bändermodell; links vor Kontaktierung, rechts Ausbildung einer Schottkybarriere durch Angleichung der Fermienergie E_F nach Kontaktierung [9].

Dieses einfache theoretische Modell bezieht jedoch nicht die in der Realität immer auftretenden Grenzflächenzustände mit ein, die z.B. durch dünne Oxidschichten auf den Oberflächen erzeugt werden. Außerdem zeigt sich, dass es oft mehr von der Prozessierung und Oberflächenbearbeitung abhängt als von der Austrittsarbeit des Metalls alleine, ob sich ein Schottky-Kontakt bildet [8].

1.2.4.2. Ohmsche Kontakte

Ist der Widerstand des Halbleiter-Metall-Kontaktes unabhängig von der Polarität der angelegten Spannung vernachlässigbar gegenüber dem des Detektormaterials und besitzt er eine lineare Kennlinie, so wird der Kontakt als „ohmsch“ bezeichnet. Dies lässt sich durch Absenken der Barrierenhöhe oder durch Verschmälerung der Verarmungszone durch hohe Dotierstoffkonzentrationen bewerkstelligen. Im ersten Fall können Ladungsträger die niedrigere Barriere durch ihre thermische Energie einfacher überwinden, im zweiten Fall werden Tunnelprozesse möglich, durch die die Elektronen die Sperrschicht durchdringen können. Diese Prozesse sind in Abbildung 1.5 schematisch dargestellt.

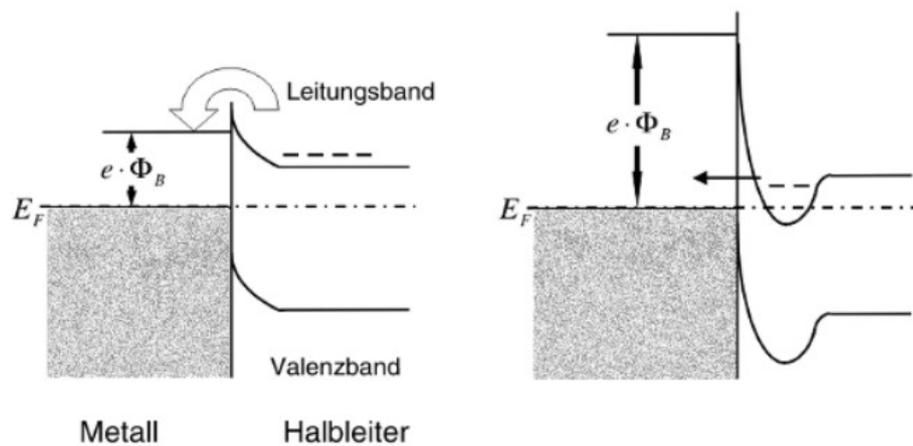


Abbildung 1.5.: Beispiele eines ohmschen Kontaktes, links Überwindung der Schottky-Barriere durch thermische Anregung, rechts durch Tunnelprozesse [9].

Um möglichst ohmsche Kontakte zu erhalten, wird z.B. Gold stromlos aus einer Goldchloridlösung auf der durch Ätzen und Polieren bearbeiteten Halbleiteroberfläche abgeschieden oder Platin „aufgesputtert“. In der einfachen Konfiguration eines planaren Detektors sind die Kontakte planparallele Flächen, bei anderen Kontaktgeometrien können sie wie z.B. bei Pixel- oder Streifendetektoren auch strukturiert sein.

1.3. (Cd,Zn)Te als Detektormaterial

Kadmium-Zink-Tellurid (CZT) ist, den Gruppen seiner Elemente im Periodensystem nach, ein so genannter II-VI-Halbleiter. Streng genommen ist CZT eine Legierung von Kadmium-Tellurid, welches auch als Detektormaterial zum Einsatz kommt, und Zink-Tellurid, wobei normalerweise der Kadmiumanteil stark überwiegt. Die in dieser Arbeit verwendeten Detektoren besitzen ein Atomverhältnis von Kadmium zu Zink von 9:1, oder in anderer Schreibweise $(\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1})\text{Te}$.

Die wichtigsten Materialeigenschaften von $(\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1})\text{Te}$ und deren Vergleich zu CdTe sind in Tabelle 1.1 zusammengefasst. Die abweichenden Werte stammen von verschiedenen Veröffentlichungen und/oder Messmethoden.

Materialeigenschaft	CdTe	$\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$
Dichte [$\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$]	5,85	5,78
Spezifischer Widerstand [$\Omega \text{ cm}$]	10^{10}	$5 \times 10^{10} - 10^{11}$
Bandlücke bei 300 K [eV]	1,51	1,57
Beweglichkeit der Elektronen [$\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$]	950	1000 - 1350
Beweglichkeit der Löcher [$\frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$]	80	50
Lebensdauer der Elektronen [μs]	2	0,7 - 8
Lebensdauer der Löcher [μs]	1,3	0,06 - 0,6
$\mu\tau$ -Produkt der Elektronen [$\frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$]	$10^{-4} - 10^{-3}$	$10^{-3} - 2 \times 10^{-2}$
$\mu\tau$ -Produkt der Löcher [$\frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$]	$10^{-5} - 10^{-4}$	$3 \times 10^{-6} - 3 \times 10^{-5}$
Paarerzeugungsenergie [eV]	4,56	4,67

Tabelle 1.1.: Materialeigenschaften von CdTe und CZT; die Werte wurden Refs.[6, 10, 11, 12] entnommen

Wie die meisten Vertreter der II-VI-Halbleiter weisen CdTe- und CZT-Kristalle eine Zinkblende-Struktur auf. Außerdem besitzen diese Materialien, im Gegensatz z.B. zu Silizium, eine direkte Bandlücke. Dies ist vorteilhaft für den Nachweis von Strahlung, da keine zusätzlichen Phononen aus dem Kristallgitter vorhanden sein müssen, um Elektronen ins Leitungsband zu heben.

Durch die Zugabe von Zink bei Kadmiumtellurid ändert sich die Gitterkonstante, das Kristallgitter wird stabiler [10]. Bei einer Zugabe von zehn Prozent Zink erhöht sich die Bandlücke bei Raumtemperatur von 1,51 eV auf 1,57 eV [6], wodurch der

spezifische Widerstand ansteigt und der Leckstrom und das damit verbundene Rauschen abnehmen.

Durch die Zugabe von Zink ändern sich auch die Transporteigenschaften der Elektronen und Löcher. Während das $\mu\tau$ -Produkt der Elektronen fast um eine Größenordnung größer wird, nimmt das der Löcher um eine Größenordnung ab. Durch die relativ großen Kernladungszahlen von 48 bei Kadmium, 30 bei Zink und 50 bei Tellur weist CZT zusammen mit einer Dichte von $\rho = 5,78 \text{ g/cm}^3$ eine starke Absorption und somit eine gute Effizienz beim Nachweis von Strahlung auf.

Um auch Gammastrahlen im MeV-Bereich effizient nachweisen zu können, sind möglichst reine CZT-Einkristalle mit Dicken im Zentimeterbereich bzw. Volumina von mehreren Kubikzentimetern nötig. Die Größe und Homogenität der Kristalle stellen große Ansprüche an deren Züchtung.

1.4. Methoden der Kristallzüchtung

Die am häufigsten angewandten Methoden zur Züchtung von CZT sind das „Vertical Bridgman“-Verfahren, das „High Pressure Bridgman“-Verfahren (HPB) und die „Travelling Heater Method“ (THM). Die Züchtung erfolgt in zwei Schritten: zuerst die Präsynthese bzw. Mischung der Ausgangsstoffe Kadmium, Zink und Tellur (plus evtl. Dotierstoffe) und dann das eigentliche Kristallwachstum.

Bei der gängigen HPB-Methode werden die Elemente in einer Ampulle (z.B. aus Graphit) zu polykristallinem Material vorprozessiert. Bei der folgenden Kristallisation wird die Ampulle in einer Hochdruck-Atmosphäre eines inerten Gases (z.B. Argon), die das Ausströmen der flüchtigen Elemente unterdrücken soll, langsam durch einen Ofen gezogen. Dessen Temperatur liegt oberhalb des Schmelzpunktes, die Mischung wird also erneut komplett aufgeschmolzen und anschließend langsam und kontrolliert abgekühlt. Hierbei bilden sich durch eine Verjüngung am Ende der Ampulle optimalerweise stöchiometrische Einkristalle. Da Kadmium den größten Dampfdruck besitzt, ist es am flüchtigsten; somit wird im Laufe der Züchtung die Mischung allmählich mit Tellur angereichert.

Beim *Vertical Bridgman* Verfahren wird die Ampulle, die hier zumeist aus Quarz besteht, relativ zu einem Multizonen-Ofen mit bestimmtem Temperaturprofil bewegt. In einer heißen Zone wird die Mischung geschmolzen, in einer Gradientenzone findet die Erstarrung statt, in einer kalten Zone befindet sich der bereits auskristallisierte

Teil. Da durch die Quarzampulle fast kein Gas entweicht, kann die Stöchiometrie fein eingestellt werden.

Die mit den beiden Bridgman-Methoden gezüchteten Kristalle weisen zwar gute Widerstandswerte und $\mu\tau$ -Produkte auf. Dennoch zeigen sie teilweise nur bedingt zufriedenstellende Ergebnisse bei der Homogenität und mechanischen Stabilität, bei der Größe und Konzentration von Tellureinschlüssen und der Ausbeute an Einkristallen.

Seit einigen Jahren wird auch CZT mit der THM gezüchtet, eine Methode, die zuvor nur bei CdTe angewandt wurde und bei der es lange nicht für technisch möglich gehalten wurde, CZT auf diese Weise züchten zu können. Wie jedoch in Ref. [13] gezeigt wurde, lassen sich mit dieser Methode qualitativ hochwertige CZT-Kristalle herstellen. Bei der THM wird nicht wie bei den Bridgman-Verfahren der komplette Inhalt der Ampulle aufgeschmolzen, sondern bei niedrigerer Temperatur eine schmalere, tellurreiche Schmelzzone durch das ansonsten feste Material geschoben. An der einen Seite dieser Zone wird das präsynthetisierte Material aufgeschmolzen, an der anderen Seite wächst der Einkristall. Die kanadische Firma *Redlen Technologies*, von der auch das Material für die in dieser Arbeit verwendeten Detektoren stammt, konnte mit der THM hochohmiges ($\rho > 10^{10} \Omega \text{ cm}$), homogenes und einkristallines „n-type“ CZT herstellen [14]. Dessen $\mu\tau$ -Produkt wies einen hervorragenden Wert von $2 \times 10^{-2} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$ auf.

Um Verunreinigungen zu beseitigen kann das Material nach der Kristallzüchtung in weiteren Prozessschritten nachbehandelt werden. Um die Homogenität des Materials zu erhöhen, wird auch die Kristallzüchtung in rotierenden Magnetfeldern und in der Schwerelosigkeit untersucht [15]. Ein Problem, das jedoch weiterhin bei der Züchtung von CZT besteht, ist die Größe der einkristallinen Bereiche, die heutzutage 2 bis 3 cm^3 kaum überschreiten.

1.4.1. Störstellen und Defekte in CZT

Werden in Gleichung (1.1) die Literaturwerte der Beweglichkeiten und intrinsischen Ladungsträgerkonzentrationen z.B. für CdTe eingesetzt, so ergibt sich ein spezifischer Widerstand von $\rho \approx 10^{10} \Omega \text{ cm}$. Die gemessenen Werte liegen jedoch deutlich unter diesem Wert. Das liegt daran, dass jedem realen Detektormaterial Verunreinigungen und Störstellen existieren, die im Bändermodell Donatoren oder Akzeptoren in der Bandlücke bilden [5, 10]. Entsprechend der Boltzmannverteilung werden diese abhängig von ihrem Abstand zum Leitungs- bzw. Valenzband ionisiert und erzeugen

zusätzliche Ladungsträger. Dies wirkt sich negativ auf die elektrischen Eigenschaften des Kristalls aus, der spezifische Widerstand wird verringert.

Als *intrinsische* Defekte werden zum Beispiel Versetzungen im Kristall, Korngrenzen, Kristallzwillinge, Vakanzen, Atome zwischen Gitterplätzen (sog. „interstitials“) oder bei Verbundhalbleitern so genannte „Antisite“-Defekte bezeichnet, bei denen ein Element auf dem Kristallplatz eines anderen sitzt.

Extrinsische Defekte stammen von Verunreinigungen bei der Kristallzüchtung oder von ungewollten Agglomerationen bzw. Einschlüssen von Dotierstoffen im Material. Gerade letztgenannte tragen deutlich zur Verschlechterung der Detektoreigenschaften bei, da sie als Fallen für Ladungsträger fungieren und diese auf ihrem Weg zur Elektrode einfangen oder behindern können.

Je nach Abstand zu den Bandkanten wird zwischen flachen und tiefen Störstellen unterschieden. Die flachen Störstellen sind bei Raumtemperatur praktisch immer ionisiert und senken dadurch den spezifischen Widerstand. Die tiefen Störstellen dienen verstärkt als Rekombinationszentren und verringern somit die Lebensdauern der Ladungsträger. Die prominentesten intrinsischen Störstellen in CdTe sind Kadmium-Vakanzen V_{Cd} , die tiefe Störstellen darstellen.

Um hohe spezifische Widerstände und große Beweglichkeiten im Detektormaterial zu erhalten ist eine elektronische Störstellenkompensation von hoher Bedeutung, bei der ein Übergewicht an Donatoren oder Akzeptoren durch gezielte Zugabe von Dotierstoffen ausgeglichen wird. Um beispielsweise Kadmium-Vakanzen auszugleichen, wird zumeist mit Indium oder Chlor dotiert, welche mit diesen Komplexe, so genannte „A-Zentren“, bilden, die flachere Akzeptoren darstellen.

Um spezifische Widerstände von $\rho > 10^{10} \Omega \text{ cm}$ zu erhalten, muss die Konzentration der freien Ladungsträger in CZT auf ca. $1 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ reduziert werden [16]. Wird bei A-Zentren als dominanten Störstellen versucht, diese direkt über flache Donatoren zu kompensieren, so müssen Donator- und Akzeptorkonzentrationen bei einer angenommenen ursprünglichen Konzentration der A-Zentren von $N_{\text{A}} = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ exakt bis auf eine Genauigkeit von 10^{-10} übereinstimmen (siehe Abbildung 1.6 links), was jedoch technisch nicht zu bewerkstelligen ist. Gute Ergebnisse können jedoch erzielt werden, wenn die Kompensation durch tiefe Störstellen realisiert wird [17] und somit hohe Widerstände über einen größeren Bereich von Konzentrationen aufrecht erhalten werden (Abbildung 1.6 rechts).

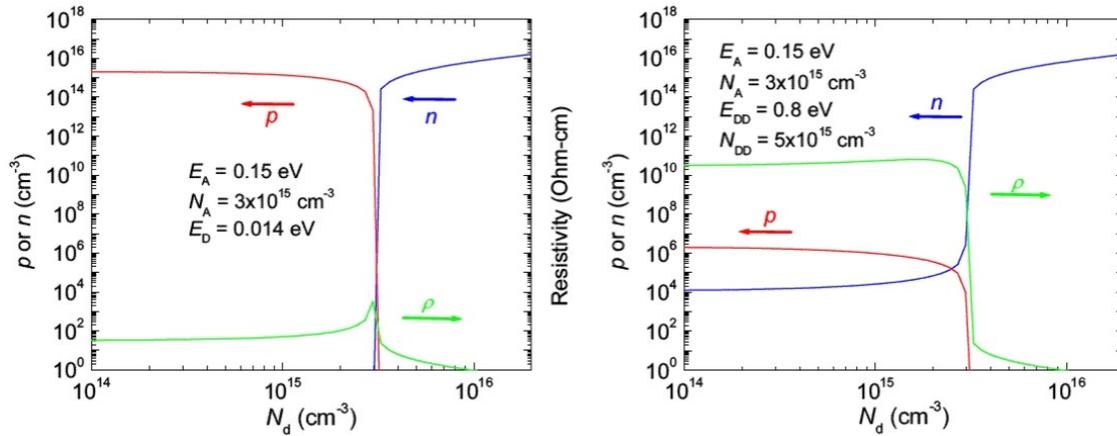


Abbildung 1.6.: Spezifischer Widerstand ρ und Konzentration der Elektronen (n) und Löcher (p) als Funktion der flachen ($0,014\text{ eV}$) Dotierstoffkonzentration N_d , links: Kompensation mit flachen Störstellen alleine, rechts: bei zusätzlicher Präsenz eines tiefen ($0,8\text{ eV}$) Donators mit Konzentration $N_{DD} = 5 \times 10^{15}\text{ cm}^{-3}$ [18].

1.4.2. Einfang von Ladungen, *trapping*

Bei Detektoren, die ein aktives Volumen von einigen Kubikzentimetern aufweisen, entstehen Elektronen und Löcher teilweise tief im Inneren des Materials und müssen entsprechend weite Distanzen zu den Elektroden zurücklegen. Auf dem Weg dorthin breitet sich die Ladungsträgerwolke durch Diffusion aus. Wird die Ladungswolke zum Zeitpunkt ihrer Entstehung als punktförmig angenommen, so lässt sich die Dichteverteilung als Funktion der Zeit t durch eine Gaussfunktion beschreiben, für deren Standardabweichung

$$\sigma = \sqrt{2Dt} = \sqrt{2 \frac{k_B T}{q} \mu t} \quad (1.7)$$

gilt. Hierbei ist $D = \frac{k_B T}{q} \mu$ die Diffusionskonstante, die nach Einstein mit der Beweglichkeit μ der jeweiligen Ladungsträger zusammenhängt. k_B ist die Boltzmannkonstante, T die absolute Temperatur und q die Elementarladung. Zusätzlich zur Diffusion breitet sich die Ladungswolke durch elektrostatische Kräfte aus, die repulsiv auf die gleichartigen Ladungsträger wirken.

Je länger die Ladungen im Kristall unterwegs sind und je größer deren Verteilung im Raum ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, auf dem Weg zur Elektrode von so genannten Fallen eingefangen zu werden (engl. „trapping“) oder zu rekombinieren und somit für die Signalauswertung verloren zu gehen. Hierbei zeigt sich, dass

die tiefen Störstellen, die ja gerade zur vollständigen elektronischen Kompensation benötigt werden, den größten Wirkungsquerschnitt für diese beiden Mechanismen aufweisen und als Fallen sowohl für Elektronen als auch für Löcher dienen. Für die Elektronen mit ihrer relativ großen Lebensdauer im Mikrosekundenbereich hat dies weniger drastische Auswirkungen als für die Löcher, deren Lebensdauer in CZT gut eine Größenordnung kleiner ist. Neben den tiefen Störstellen tragen vor allem Tellur-Einschlüsse, die bei der Kristallzüchtung in tellurreicher Umgebung entstehen, zum *trapping*¹ der Elektronen und Löcher bei [19].

Treffen Ladungen auf ihrem Weg durch den Detektor zudem auf andere makroskopische Kristalldefekte, so werden sie bei ihrer Drift behindert und können sich dort anlagern, was zur deutlichen Verschlechterung der Transporteigenschaften führt [20]. Diese Anhäufungen von Ladungsträgern bilden zusätzlich Gebiete mit erhöhter Raumladung, was zu einer Polarisierung führt, durch die das elektrische Feld im Detektor inhomogen und abgeschwächt wird. Zusätzlich lagern sich auch Te-Einschlüsse bevorzugt an solche Defekten wie Korngrenzen und Kristallzwillingen an [10].

Allgemein lässt sich sagen, dass Einschlüsse, Defekte und Verunreinigungen im Kristall zu lokalen Variationen der $\mu\tau$ -Produkte und zu Inhomogenitäten des elektrischen Feldes führen, was die Qualität eines CZT-Kristalls erheblich beeinträchtigt. Eine hohe Materialqualität mit guten Ladungsträgereigenschaften ist daher ein entscheidender Faktor für die Tauglichkeit als Strahlungsdetektor.

Es sei abschließend darauf hingewiesen, dass CZT ein relativ neues Detektormaterial ist und dass bei der Kristallzüchtung immer noch viele Herausforderungen bestehen. Reale Kristalle bleiben mit ihrer Leistung bisher deutlich unterhalb der theoretisch vorausgesagten Grenzen.

Die Optimierung der Züchtungsparameter und das Verständnis der physikalisch-chemischen Prozesse bei der Kristallzüchtung, der Oberflächenbehandlung und beim Aufbringen der elektrischen Kontakte sind Gegenstand aktueller Forschung. Zusammen mit der mangelnden Verfügbarkeit großvolumiger Einkristalle sind dies die limitierenden Faktoren von detektorfähigem CZT.

¹Dem Englischen entnommene Begriffe werden bei ihrem ersten Auftreten in Anführungszeichen gesetzt und anschließend kursiv dargestellt.

2. Theorie der Signalentstehung

Nach einem kurzen Vergleich der Funktionsweise von Szintillationszählern und Halbleiterdetektoren wird diesem Kapitel die Signalentstehung in Halbleiterdetektoren näher behandelt. Dabei werden die beiden für die Signalentstehung wichtigen Gleichungen, die Hecht-Relation und das Shockley-Ramo-Theorem präsentiert. Die Abhängigkeit der Pulshöhe des detektierten Signals vom Entstehungsort der Ladungen im Detektor wird dabei deutlich.

2.1. Vergleich von Szintillatoren und Halbleiterdetektoren

Bei den Szintillatoren wird durch die Gammaquanten über verschiedene Prozesse sekundäres Licht im sichtbaren oder nahen UV-Bereich erzeugt. Je nach Szintillatormaterial sind diese Prozesse chemisch-physikalischer Art wie Fluoreszenz, Exzitonen-Rekombination etc. Dieses Sekundärlicht wird wiederum an Elektronenvervielfachern umgewandelt, an dessen Oberfläche Elektronen heraus gelöst werden, die dann durch eine Reihe zunehmend elektrisch geladener Dynoden exponentiell verstärkt werden. Das Ausgangssignal ist im Wesentlichen durch das Abklingverhalten des Szintillationslichts und des Photomultipliers bestimmt. Typische Abklingdauern bewegen sich im Bereich von ca. hundert Nanosekunden bis hin zu einigen Mikrosekunden [21]. Szintillatormaterialien sind meist in großen Volumina verfügbar. Diese Detektoren weisen daher im Allgemeinen eine gute Effizienz im Nachweis von Strahlung auf.

Im Gegensatz zu den Szintillatoren sind Halbleiterdetektoren so genannte direkt konvertierende Detektoren. Die primär erzeugten Elektronen und Löcher selbst induzieren während ihrer Drift durch den Detektorkristall Ladungssignale auf den Elektroden. Diese Signale werden anschließend von Vorverstärkern für die weitere Signalanalyse verstärkt.

Unter der Annahme, dass die Ladungsträger instantan nach ihrer Erzeugung die in Gleichung (1.4) definierte Driftgeschwindigkeit annehmen, durchqueren die Ladungen

einen 1 cm dicken Detektor bei typischen Beweglichkeiten (siehe Tabelle 1.1) und einem elektrischen Feld von 1000 V/cm in ca. 10 ns. Die Zeitskala bei der Signalentstehung ist bei Halbleiterdetektoren also deutlich geringer als bei Szintillatoren. Schnell aufeinander folgende Signale können dadurch besser getrennt werden, was die Totzeit des Detektors verringert. Zudem fällt eine weitere Rauschquelle, wie sie bei den Szintillatoren durch zwei Umwandlungsprozesse präsent ist, weg. Dies wirkt sich positiv auf die Energieauflösung aus.

2.2. Hecht-Relation

Karl Hecht untersuchte 1932 die Abhängigkeit von induzierten Ladungen in hochisolierenden Silberchloridkristallen von der Entfernung des Entstehungsortes der Elektronen zur Anode [22]. Er benutzte dabei eine fokussierte, monochromatische Lichtsonde, mit der er in definierbarem Abstand zur (planaren) Anode Elektronen im Kristall erzeugte. Durch eine mit Hilfe von Batterien angelegte Hochspannung wurden diese zur Anode beschleunigt. Das dort induzierte Signal wurde mit einem Einfadenelektrometer gemessen.

Durch die beiden grundlegenden Gleichungen

$$q = e \frac{x}{d}, \quad (2.1)$$

durch die die Aufladung q des Elektrometers durch ein einzelnes Elektron e bei einer Drift um den Schubweg x bei einer Kristalldicke d beschrieben wird, und die im vorigen Kapitel eingeführte Gleichung (1.5)

$$N_y = N_0 e^{-\frac{y}{w}}, \quad (2.2)$$

die die Annahme ausdrückt, dass die N_0 erzeugten Elektronen nicht verlustfrei durch den Kristall wandern, sondern einem Exponentialgesetz folgend abnehmen, kam Hecht auf folgenden Zusammenhang zwischen der induzierten Ladung Q und dem Abstand x vom Entstehungsort der Elektronen zur Anode:

$$Q(x) = \int_{y=0}^{y=x} \frac{N_y e}{d} dy = \frac{N_0 e w}{d} \left(1 - e^{-\frac{x}{w}}\right). \quad (2.3)$$

w ist hierbei der damals so genannte „mittlere Schubweg“ [22]. Dieser wird in der heutigen Terminologie die *mittlere freie Weglänge* der Elektronen λ_e im Halbleiter genannt, die bei einem konstanten elektrischen Feld E mit dem $\mu\tau$ -Produkt verknüpft ist:

$$\lambda_e = \mu_e \tau_e E. \quad (2.4)$$

Tragen jedoch wie in Halbleiterdetektoren beide Ladungsträger, also Elektronen und Löcher, zum detektierten Signal bei, so muss die *Hecht-Relation* (Gleichung (2.3)) um den Löcheranteil erweitert werden zu

$$Q = Q(x) = Q_0 \left[\frac{\lambda_e}{d} \left(1 - e^{-\frac{x}{\lambda_e}} \right) + \frac{\lambda_h}{d} \left(1 - e^{-\frac{d-x}{\lambda_h}} \right) \right], \quad (2.5)$$

wobei $Q_0 = N_0 e$ die Anzahl der ursprünglich erzeugten Ladungsträger ist. Die Löcher besitzen zwar ein entgegengesetztes Ladungsvorzeichen, jedoch ist ihre Driftrichtung ebenfalls der Elektronenbewegung entgegengesetzt, sodass sich die von beiden Ladungsträgersorten induzierten Ladungen addieren.

Da die Transporteigenschaften der Löcher im Allgemeinen von denen der Elektronen verschieden sind, zeigt Gleichung (2.5) bereits die Abhängigkeit der induzierten Ladung vom Entstehungsort der Elektronen und Löcher: Die mittlere freie Weglänge der Elektronen beträgt abhängig von der Kristallqualität einige Zentimeter und ist somit größer als die Kristalldicke typischer Detektoren [23]. Daher erreichen auch unabhängig vom Entstehungsort fast alle Elektronen die Anode. Die mittlere freie Weglänge der Löcher ist jedoch um einige Größenordnungen geringer als die der Elektronen und beträgt nur Bruchteile von Millimetern [23]. Mit steigendem Abstand des Entstehungsortes von der Kathode kommen dort also immer weniger Löcher an; das Einsammeln der Ladung ist unvollständig ($Q < Q_0$). Das resultierende Signal wird dann im Pulshöhenspektrum bei kleineren Energien eingeordnet. Dieser Effekt wird „low energy tailing“ genannt, da der Photopeak eine Verbreiterung zu kleinen Energien erfährt.

2.3. „Low energy tailing“

Mit einem rein statistisch-analytischen Modell wurde in den Refs. [24, 25] *das low energy tailing* in Halbleiterdetektoren berechnet. Für dieses Modell wurden folgende Annahmen gemacht:

- Der Detektor hat eine planare Elektrodengeometrie.

- Das elektrische Feld im Detektor der Dicke d ist homogen.
- Die Ladungsträger nehmen sofort nach ihrer Erzeugung eine konstante Driftgeschwindigkeit $v_{n,p}$ an.
- Entstehungsorte x und Driftzeiten t der Ladungen sind zufallsverteilt.
- Elektronen und Löcher sind statistisch unabhängig.

Der bedingte Erwartungswert einer Größe Y bei einem gegebenen Wert für x wird als $E_{(x)}\{Y\}$ definiert. Der Hecht-Relation folgend ist der bedingte Erwartungswert für die Ladung, die vom i -ten Elektron induziert wird, das in einer Entfernung x von der Kathode erzeugt wurde, gegeben durch

$$m_n(x) = E_{(x)}\{q_{n,i}\} = \frac{q\lambda_n}{d} \left(1 - e^{-\frac{d-x}{\lambda_n}}\right), \quad (2.6)$$

wobei λ_n die in Gleichung (2.4) definierte mittlere Weglänge der Elektronen und q die Elementarladung darstellen. Für die Löcher gilt eine analoge Gleichung, in der lediglich der Index n mit p und $d - x$ mit x ersetzt werden muss.

Der bedingte Erwartungswert der mittleren quadratischen induzierten Ladung eines einzelnen Elektrons, wiederum in einer Entfernung x von der Kathode erzeugt, ergibt sich zu [25]:

$$E_{(x)}\{q_{n,i}^2\} = 2 \left(\frac{q\lambda_n}{d}\right)^2 \left(1 - e^{-\frac{d-x}{\lambda_n}} - \frac{d-x}{\lambda_n} e^{-\frac{d-x}{\lambda_n}}\right). \quad (2.7)$$

Für die analoge Gleichung der Löcher gelten wiederum die oben genannten Ersetzungsvorschriften.

Die Varianz in der detektierten Ladung eines Elektrons ist somit durch

$$\sigma_n^2(x) = E_{(x)}\{q_{n,i}^2\} - \left(E_{(x)}\{q_{n,i}\}\right)^2 \quad (2.8)$$

gegeben, wobei $\sigma_n(x)$ die Standardabweichung in der detektierten Ladung eines Elektrons ist. Für Löcher gilt wieder eine analoge Gleichung.

Nun werden noch zwei zusätzliche Annahmen gemacht:

- Der Erwartungswert einer Summe von statistisch unabhängigen Zufallsereignissen, ist die Summe der einzelnen Erwartungswerte. Speziell gilt hier für den

Erwartungswert der detektierten Ladung eines Elektron-Loch-Paares, das bei x entsteht: $m(x) = m_n(x) + m_p(x)$.

- Die gesamte detektierte Ladung von N Elektron-Loch-Paaren ist $Nm(x)$.

Damit folgt direkt für die Varianz eines Elektron-Loch-Paares

$$\sigma^2(x) = \sigma_n^2(x) + \sigma_p^2(x), \quad (2.9)$$

und die Varianz der induzierten Ladung von N Elektron-Loch-Paaren ist somit $N\sigma^2(x)$.

Da bei der Wechselwirkung eines Gammaquants in einem Detektor sehr viele Elektron-Loch-Paare entstehen gilt der zentrale Grenzwertsatz der Wahrscheinlichkeitstheorie. Dementsprechend ergibt sich die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung der detektierten Ladung Q , wenn N Elektron-Loch-Paare in einem Abstand x von der Kathode entstehen, zu

$$P(Q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N}\sigma(x)} \exp\left[-\frac{[Q - Nm(x)]^2}{2N\sigma^2(x)}\right]. \quad (2.10)$$

Q ist hierbei proportional zur Pulshöhe und es gilt $0 \leq Q \leq qN$. Um aus dieser Verteilungsfunktion ein Pulshöhenspektrum zu bekommen, muss noch über die Dicke d des Detektors integriert werden. Besonders bei dickeren Detektoren darf außerdem nicht vergessen werden, dass die Wechselwirkungsorte bei einer gerichteten Einstrahlung (hier auf die Kathode) im Detektor nicht gleichverteilt sind. Bei der Integration muss also noch mit der Wahrscheinlichkeit gewichtet werden, dass ein Photon in einer Tiefe x absorbiert wird. Letztere ist durch

$$p_x(x) = \frac{\alpha}{1 - e^{-\alpha d}} e^{-\alpha x} \quad (2.11)$$

gegeben [24], wobei α der (energieabhängige) Absorptionskoeffizient ist. Das Pulshöhenspektrum ist schließlich gegeben durch:

$$S(Q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N}} \frac{\alpha}{1 - e^{-\alpha d}} \int_0^d \frac{1}{\sigma(x)} \exp\left[-\frac{[Q - Nm(x)]^2}{2N\sigma^2(x)}\right] e^{-\alpha x} dx. \quad (2.12)$$

Mit dieser Gleichung berechnete Spektren sind in Abbildung 2.1 gezeigt. Dabei wurden Photonen einer ^{241}Am -Quelle mit einer Energie von 60 keV simuliert. Der Absorptionskoeffizient wurde als $\alpha = 40 \text{ cm}^{-1}$ angenommen. Die Dicke des Detektors wurde zu $d = 0,2 \text{ cm}$ gewählt, die angelegte Spannung ist 200 V. Es wurde nur der Photoeffekt als einziger Wechselwirkungsprozess berücksichtigt. Das $\mu\tau$ -Produkt der Elektronen wurde hierbei fix auf $\mu_n\tau_n = 5 \times 10^{-4} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$ gesetzt und das der Löcher zwischen $\mu_p\tau_p = 5 \times 10^{-7} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$ und $\mu_p\tau_p = 5 \times 10^{-6} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$ variiert. Die Verbreiterung zu niedrigeren Energien, also das *low energy tailing*, ist deutlich zu erkennen. Diese ist umso ausgeprägter, je weiter das $\mu\tau$ -Produkt der Löcher von dem der Elektronen abweicht. Die Verschiebung des Maximalwertes des Photopeaks auf $\approx 50 \text{ keV}$ liegt am endlichen $\mu\tau$ -Produkt der Elektronen.

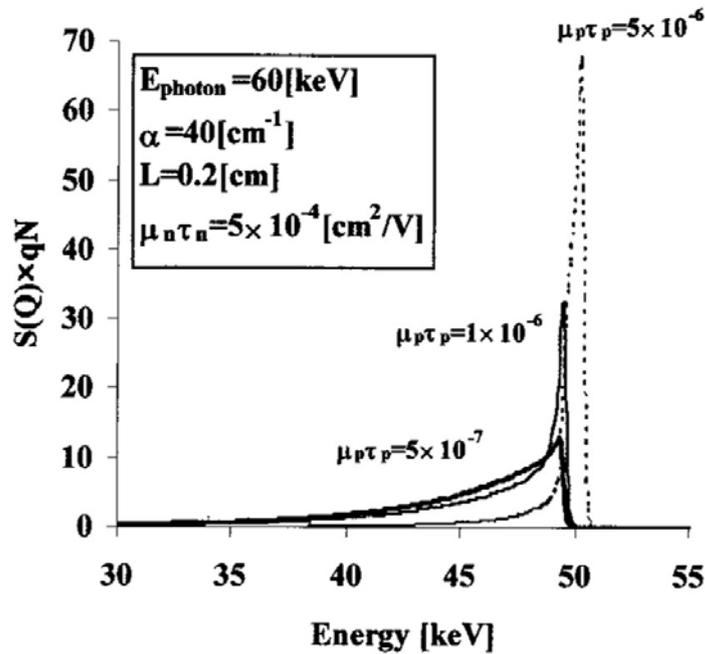


Abbildung 2.1.: Nach Gleichung (2.12) simulierte Pulshöhenspektren für 60 keV-Photonen. Bei fixem $\mu\tau$ -Produkt der Elektronen wird die Auswirkung verschiedener $\mu\tau$ -Produkte der Löcher auf das low energy tailing verdeutlicht [24].

Andere Mechanismen, die zur Einordnung von Signalen bei kleineren Energien als die dem Nennwert der Strahlung entsprechenden Energie im Pulshöhenspektrum führen werden unter dem Namen „ballistisches Defizit“ zusammengefasst. Dazu zählt z.B. der Effekt, der auftritt, wenn die Zeit der Pulsformung („shaping time“), also Integrations- und Differenzierdauer in analogen signalformenden Verstärkern oder die Anstiegszeit der benutzten Vorverstärker kleiner sind als die Zeit, in der alle Ladungsträger ihre Drift beendet haben [26].

2.4. Shockley-Ramo-Theorem

Um das Zeitverhalten des Ladungspulses quantitativ bestimmen zu können, müssen theoretisch zu jedem Zeitpunkt die exakte Trajektorie der Ladungsträger durch den Kristall und das instantane elektrische Feld am jeweiligen Ort der Ladung bekannt sein. Vor allem die Bestimmung der Feldstärken entlang der Trajektorie stellt jedoch einen enormen Rechenaufwand dar, da hierfür an jedem Ort die Laplacegleichung gelöst werden muss.

Eine einfachere Lösung um die durch Ladungsdrift auf einer Elektrode induzierte Ladung zu berechnen wurde 1938 bzw. 1939 unabhängig voneinander von Shockley [27] und Ramo [28] gefunden. Anfangs war diese Methode nur bei Vakuumröhren anwendbar, es konnte später jedoch bewiesen werden [29, 30], dass sie auch in Festkörpern und bei Anwesenheit von Raumladungen ihre Gültigkeit behält.

Nach dem *Shockley-Ramo-Theorem* errechnet sich die auf einer Elektrode L induzierte Ladung ΔQ_L , die durch die Bewegung einer Punktladung q von \vec{x}_i nach \vec{x}_f bedingt wird, durch:

$$\Delta Q_L = \int_{\vec{x}_i}^{\vec{x}_f} q \vec{E}_0 \cdot d\vec{x} = -q[\varphi_0(\vec{x}_f) - \varphi_0(\vec{x}_i)] = -q\Delta\varphi_0. \quad (2.13)$$

φ_0 und \vec{E}_0 sind das so genannte *Wichtungspotential* bzw. *Wichtungsfeld*. Das Wichtungspotential erhält man, indem die betrachtete Elektrode auf ein dimensionsloses Einheitspotential und alle anderen Elektroden auf ein Potential von Null gesetzt werden und dann unter Vernachlässigung jeglicher Raumladungen die Laplacegleichung $\nabla^2\varphi_0 = 0$ gelöst wird. Das Wichtungsfeld ergibt sich entsprechend durch die Ableitung des Wichtungspotentials.

Mit Gleichung (2.13) folgt für den auf Elektrode L induzierten Strom i_L

$$i_L = \frac{dQ_L}{dt} = q \vec{E}_0 \cdot \frac{d\vec{x}}{dt} = q \vec{v} \cdot \vec{E}_0. \quad (2.14)$$

Hierbei ist \vec{v} die Driftgeschwindigkeit der Ladung q .

Bei der Herleitung des Theorems wird zwar nur die durch eine einzelne Punktladung induzierte Ladung berücksichtigt. Es lässt sich aber auch weiterhin anwenden, wenn viele Ladungen zum Signal beitragen, indem für q die gesamte ursprünglich erzeugte Ladung eingesetzt wird. Ein eleganter Beweis des Shockley-Ramo-Theorems über den Energieerhaltungssatz findet sich in Ref. [31].

Neben der deutlichen Vereinfachung bei der Berechnung der Potentiale zeigt Gleichung (2.13), dass die induzierte Ladung nur abhängig vom Wert des Wichtungspotentials am Ursprung und Ende der Ladungsdrift ist. Die genaue Trajektorie muss also nicht bekannt sein. Außerdem spielt der genaue Feldverlauf im Detektor keine Rolle. Aus dem neu eingeführten Konzept des Wichtungspotentials lassen sich auch qualitative Aussagen über die Dynamik der Ladungsträger im Detektor und somit über Form und Zeitverhalten des Ausgangssignals machen.

In Abbildung 2.2 ist das Wichtungspotential in Bezug auf die Anode für eine planare Detektorgeometrie dargestellt, welches sich in diesem Fall zu einer Geraden vereinfacht:

$$\varphi_0(z) = z, \text{ und } 0 \leq z \leq 1. \quad (2.15)$$

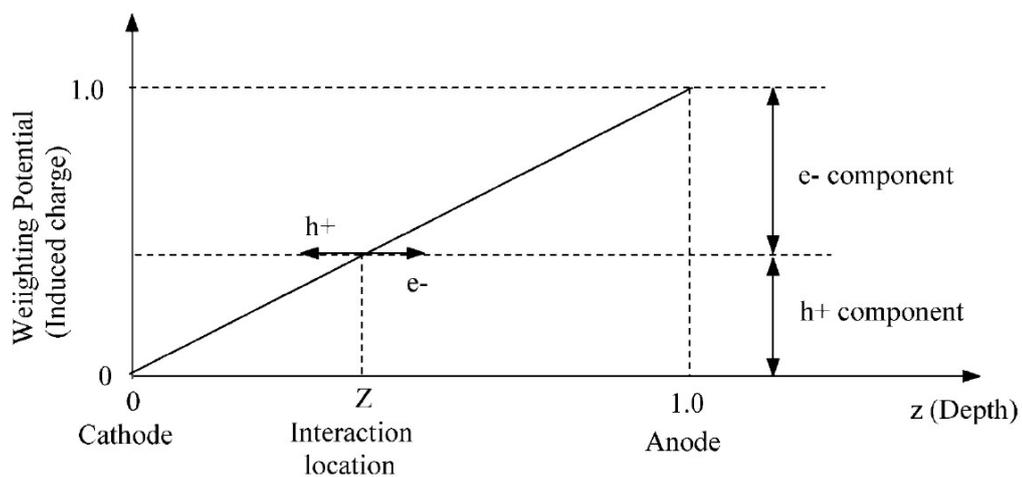


Abbildung 2.2.: Wichtungspotential eines planaren Detektors in Bezug auf die Anode; Trennung der Elektronen- und Löcherkomponente eines Signals.

Die Anteile von Elektronen und Löchern an einem Signal, das in einer Tiefe Z durch n Elektron-Loch-Paare entsteht, können anhand des Wichtungspotentials voneinander getrennt werden. Werden alle Löcher und Elektronen gesammelt, ergibt sich die zur Gammaenergie proportionale induzierte Ladung nach Gleichung (2.13) zu:

$$\Delta Q = -(nq_0)(0 - Z) + (nq_0)(1 - Z) = nq_0, \quad (2.16)$$

wobei q_0 die Elementarladung ist. ΔQ ist hierbei unabhängig vom Entstehungsort der Ladungen. Gehen jedoch während der Drift Ladungsträger verloren (z.B. durch

trapping), so variiert deren Anteil an der induzierten Ladung und somit auch die detektierte Pulshöhe. Ist z.B. die Löcherbeweglichkeit verschwindend gering, so reduziert sich Gleichung (2.16) zu $\Delta Q = (nq_0)(1 - Z)$, die induzierte Ladung ist dann also ortsabhängig.

Allgemein lässt sich sagen, dass stark voneinander abweichende Transporteigenschaften von Elektronen und Löchern zu einer Verschlechterung der Detektorleistung führen, vor allem bei solchen Detektoren, deren Dicke wenige Millimeter überschreitet. Solche „dicken“ Detektoren werden jedoch benötigt, um entsprechende Effizienzen beim Nachweis von Strahlung zu erhalten.

Mit Hilfe des Wichtungspotentials lassen sich Aussagen über die Dynamik der Ladungsträger machen. Dies kann, wie im nächsten Kapitel ausführlich dargelegt wird, dazu benutzt werden, um diesen Nachteil zu überwinden.

3. Verbesserung der Detektorleistung

Um den Verlust an Qualität durch unvollständiges Einsammeln der Löcher in CZT-Detektoren auszugleichen bieten sich verschiedene Möglichkeiten, die in diesem Kapitel vorgestellt werden. Dabei wird auf zwei verschiedene Lösungsansätze näher eingegangen: Die nachträgliche, softwaregestützte Korrektur von Pulshöhenspektren und das Anpassen des Wichtungspotentials durch veränderte Detektorgeometrien um den Löcheranteil der Spektren zu unterdrücken. Es existieren auch Kombinationen aus diesen beiden Ansätzen.

3.1. Alternative Materialien

Wie in Kapitel 2 gezeigt, tragen die Unterschiede im Verhalten von Elektronen und Löchern im Detektor zur Verschlechterung der Pulshöhenspektren bei. Um in einem Detektor beide Ladungsträgersorten zur Erzeugung von Spektren zu benutzen (so genannte „dual carrier“ Detektoren), so werden Materialien benötigt, bei denen Elektronen und Löcher ähnliche und gleichzeitig auch gute Transporteigenschaften besitzen. Dies ist z.B. bei Germanium der Fall. Hier liegen die Beweglichkeiten der Elektronen und Löcher bei je ca. $40\,000 \frac{\text{cm}^2}{\text{Vs}}$ und die Lebensdauern im Bereich von Millisekunden [32]. Diese Werte liegen gut eineinhalb bzw. drei Größenordnungen über denen von CZT. Zusammen mit der Verfügbarkeit von hochreinem Germanium in großen Volumina sind daher Germaniumdetektoren das Maß aller Dinge was Effizienz und vor allem Energieauflösung betrifft. Wie jedoch bereits in Abschnitt 1.2.2 erwähnt, muss Germanium aufgrund seiner geringen Bandlücke mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden, um das Detektorrauschen zu unterdrücken, was enormen zusätzlichen Aufwand und Kosten verursacht.

Aus diesem Grund wird seit längerem nach Materialien mit einer größeren Bandlücke gesucht, die bei entsprechend guten Ladungsträgereigenschaften bei Raumtemperatur eingesetzt werden können [32]. In der Diskussion ist z.B. die Legierung Aluminium-Antimonit (AlSb), die gute Beweglichkeiten aufweist. Hier gibt es jedoch noch keine zuverlässigen Daten zu den Lebensdauern und die geringe Kernla-

dungszahl von Aluminium (13) lässt keine effiziente Absorption von Detektoren im Kubikzentimeterbereich zu [32]. Galliumarsenid (GaAs) besitzt gute Beweglichkeiten, jedoch sind hier die Lebensdauern und vor allem der spezifische Widerstand nicht ausreichend, um Detektoren mit größeren Volumina zu betreiben. Quecksilberiodid (HgI_2) ist ein neuerer Kandidat als Detektormaterial, der mit seinen Kernladungszahlen von 80 und 53 eine hohe Absorption und aufgrund seiner großen Bandlücke von 2,1 eV geringe Leckströme aufweist. Nachteile dieses Materials sind hingegen die geringen Beweglichkeiten, seine weiche Konsistenz sowie die Toxizität des Quecksilbers. CZT bietet hier einen Kompromiss für einen Einsatz als Raumtemperaturdetektor, bei dem ein hoher spezifischer Widerstand und gute Elektronenbeweglichkeit bei akzeptabler Effizienz mit den schlechten Löchereigenschaften aufgewogen wird. Um gute Leistungen bei CZT-Detektoren zu erzielen, muss also der Einfluss der Löcher entweder nachträglich korrigiert oder minimiert werden.

3.2. Korrektur von Spektren mittels biparametrischer Analyse

Bei Betrachtung des zeitlichen Verlaufs eines typischen Signals in einem Detektor mit planarer Elektrodenkonfiguration lassen sich zwei Bereiche unterscheiden. Ein schneller Anstieg des Signals, der durch die Elektronendrift induziert wird und ein anschließender flacher Anstieg auf die volle Pulshöhe, der der langsameren Löcherbewegung entspricht. Dies ist in Abbildung 3.1 dargestellt. Die in dieser Abbildung angenommenen Werte betragen für die Dicke des Detektors 1 mm, für die angelegte Spannung 580 V und für das $\mu\tau$ -Produkt der Elektronen $6 \times 10^{-3} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$ bzw. für das der Löcher $2,5 \times 10^{-5} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$.

Durch dieses Betrachten des zeitlichen Verlaufs eines Ladungspulses mit seinen variablen Elektronen- und Löcheranteilen können Rückschlüsse auf den Entstehungsort gezogen werden. Dies wird bei der so genannten *biparametrischen Analyse* eingesetzt. Hierbei werden die Signale z.B. mit einem Oszilloskop aufgenommen, einzeln abgespeichert und nachträglich mit einer entsprechenden Software ausgewertet. Nach Anwendung verschiedener digitaler Filter wird zum einen die gesamte Pulshöhe A nach der maximalen Anstiegszeit des gesamten Signals T_A und zum anderen das Signal nach der maximalen Driftzeit der Elektronen T_e mit entsprechendem Ladungssignal $Q_e = Q(T_e)$ bestimmt, wie es in Abbildung 3.1 dargestellt ist.

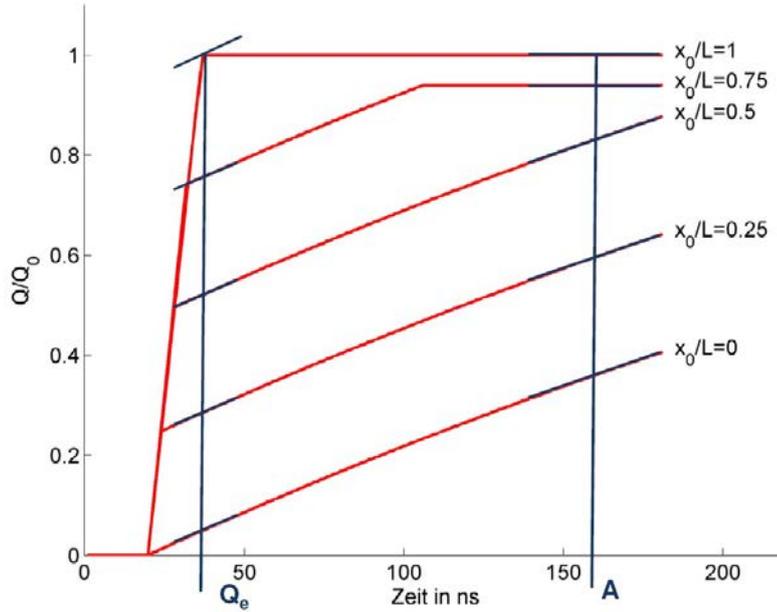


Abbildung 3.1.: Bestimmung der beiden für biparametrische Spektren benutzte Parameter Q_e und A für Ladungspulse verschiedener Entstehungsorte [4].

Hierbei gilt

$$T_A = \max\left(\frac{x}{\mu_e E}, \frac{L-x}{\mu_h E}\right) \quad \text{und} \quad T_e = \frac{L}{\mu_e E}, \quad (3.1)$$

wobei L die Detektordicke ist, x der Entstehungsort und $\mu_{e,h}$ die Elektronen- und Löcherbeweglichkeiten. Diese Vorgehensweise wird auch die Methode der konstanten Driftzeit genannt [4]. Aus den beiden Größen Q_e und A lässt sich bereits ein biparametrisches Spektrum erzeugen. Jedoch ist Q_e nur bedingt gleich dem Elektronenanteil und ab einer bestimmten kritischen Tiefe ist keine biparametrische Korrektur mehr möglich [4]. In Ref. [11] wird gezeigt, dass es sinnvoller ist, einen neuen Parameter B anstelle von Q_e zu benutzen, für den gilt:

$$B(x) = \frac{Q_e}{A} = \frac{Q(T_e)}{Q(T_A)}. \quad (3.2)$$

Hier ist B nur noch vom Wechselwirkungsort x abhängig und nicht mehr von der ursprünglich erzeugten Ladung, also auch nicht mehr von der Energie der Gammastrahlen. Entsprechend der Parameter A und B werden die Pulse in Pulshöhenspektren eingeordnet. Da in diesen Parametern sowohl eine Information über die Energie der Strahlung als auch über den Wechselwirkungsort enthalten ist, wird also im Rahmen einer gewissen Auflösung der Detektor virtuell in Scheiben unterschiedlicher Tiefe aufgeteilt, von denen jede ihr eigenes Spektrum erhält.

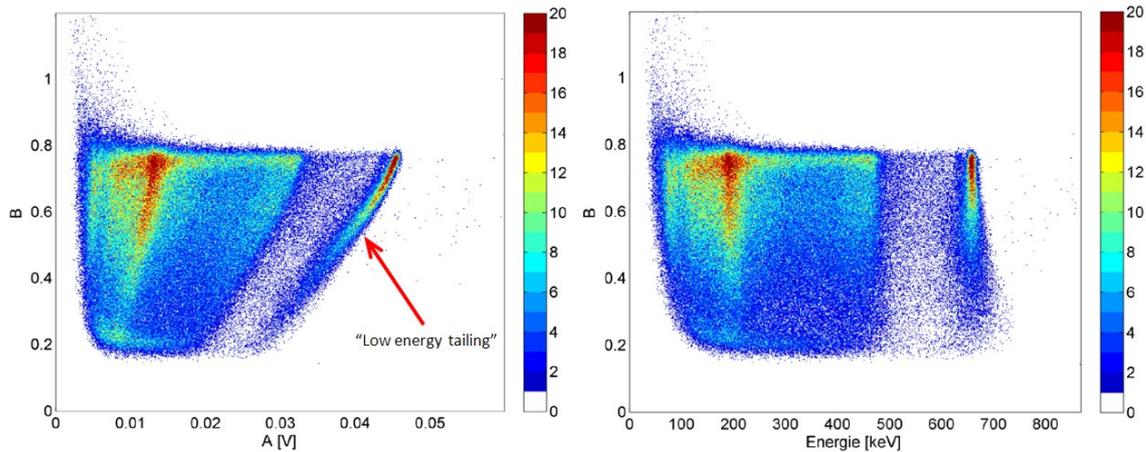


Abbildung 3.2.: Biparametrische Spektren, links ohne Korrektur mit low energy tailing, rechts mit Korrektur [4].

Ein solches biparametrisches Spektrum ist in Abbildung 3.2 links gezeigt. Das *low energy tailing* ist deutlich als zweidimensionaler Schweif des Photopeaks zu sehen. An diesen gebogenen Schweif lässt sich nun ein Polynom anpassen, woraus für jede Tiefe ein Korrekturfaktor bestimmt werden kann, mit dem das entsprechende Pulshöhenspektrum multipliziert werden muss, um die Verbiegung auszugleichen. Ein korrigiertes biparametrisches Spektrum ist in Abbildung 3.2 rechts zu sehen. Wird dieses Spektrum auf die Energieachse projiziert, so ergibt sich das korrigierte Summenspektrum aller Entstehungsorte, also das eigentliche Pulshöhenspektrum des gesamten Detektorvolumens. Dieses weist dann eine deutliche Verbesserung in der Energieauflösung auf. Bei der biparametrischen Analyse werden die Löcher weiterhin benutzt, der Detektor lässt sich als *dual carrier*-Detektor betreiben.

In den Refs. [4, 11] wurde dieser Weg gewählt, um die Energieauflösung von planaren CZT-Detektoren zu verbessern. In Ref. [4] konnte mit einem 1 mm dicken Detektor eine Energieauflösung von 2,1 % und bei einem 5 mm dicken Detektor von 5,3 % bei der 662 keV-Strahlung von ^{137}Cs erreicht werden. Ohne die nachträgliche Korrektur war zuvor fast kein Photopeak im Pulshöhenspektrum zu erkennen, wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist.

Trotz der deutlichen Verbesserung bei der Energieauflösung bleibt die Anwendung der biparametrischen Analyse eingeschränkt. Wie erwähnt muss jeder Puls einzeln aufgenommen, gespeichert und ausgewertet werden. Dies erfordert zusätzliche Apparate (Oszilloskop, PC) und einen enormen Aufwand an Rechenleistung, wenn genügend Pulse für eine aussagekräftige Statistik in einem Spektrum benötigt werden.

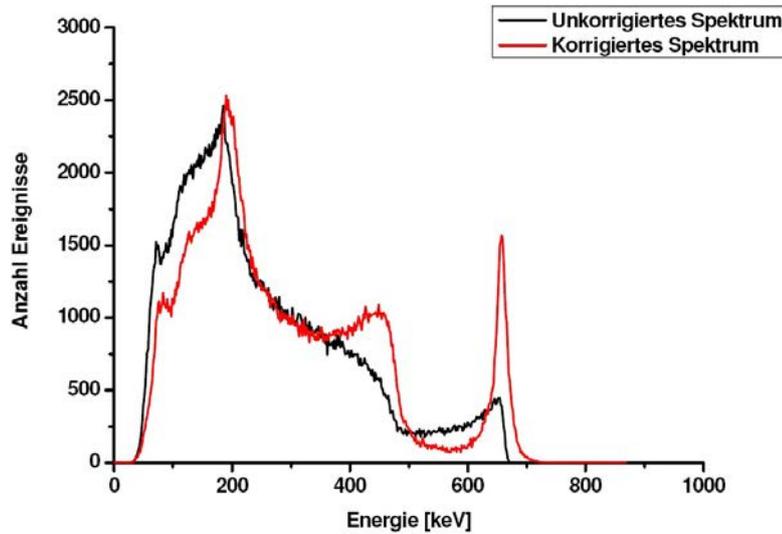


Abbildung 3.3.: ^{137}Cs -Pulshöhenspektrum eines planaren, 1 mm dicken CZT-Detektors; schwarz ohne Korrektur, rot mit Korrektur mittels biparametrischer Analyse [4].

3.3. Unterdrückung des Löcheranteils, Ansatz über Detektordesign

Eine andere Möglichkeit, die spektroskopischen Eigenschaften wie die Energieauflösung bei CZT-Detektoren zu verbessern besteht in der geeigneten Wahl von Detektor- und Elektrodengeometrie. Dadurch kann erreicht werden, dass nur die Elektronen als Ladungsträgersorte mit den besseren Transporteigenschaften zum Signal beitragen ohne dass ein Verlust an Information besteht. Diese Art von Detektoren werden „single polarity charge sensing devices“ genannt. Um den Effekt der jeweiligen Geometrie vorhersagen und quantifizieren zu können wird das in Abschnitt 2.4 bereits eingeführte Wichtungspotential benutzt.

Das Shockley-Ramo-Theorem besagte, dass die auf einer Elektrode induzierte Ladung ΔQ_{ind} gleich dem Produkt der anfangs erzeugten Ladung q_0 mit der Differenz des Wichtungspotentials $\Delta\varphi_0$ von Beginn und Ende der Drift ist gemäß

$$\Delta Q_{ind} = -q_0 \Delta\varphi_0 = -q_0(\varphi(x_f) - \varphi(x_i)). \quad (3.3)$$

Es wird daher versucht, dieses Wichtungspotential in einem großen Teil des Detektors so gering wie möglich zu halten und erst kurz vor der Elektrode, zu der die Elektronen driften (Anode) rasch auf seinen maximalen Wert ansteigen zu lassen. Folglich wird der Großteil des Elektronensignals nur in dieser Region induziert. Die

Löcher, die zur anderen Elektrode (Kathode) driften, durchlaufen nur eine sehr geringe Differenz des Wichtungspotentials und induzieren daher ein entsprechend kleines Signal. Je kleiner die Region des schnellen Anstiegs des Wichtungspotentials ist und je geringer dessen Wert im restlichen Detektorvolumen, desto stärker wird der Löcheranteil unterdrückt und umso positiver wirkt sich dies auf die Detektoreigenschaften aus.

3.3.1. Frisch-Grid

Eine erste Umsetzung dieser Idee stammt von Frisch [33] und wurde damals bei Ionisationskammern eingesetzt. In diesen Detektoren wird das darin enthaltene Gas durch eintreffende Strahlung ionisiert. Die dadurch entstandenen freien Elektronen driften aufgrund eines angelegten elektrischen Feldes zur Anode, die ionisierten Gasatome zur Kathode. Letzteres kann durch die größeren Masse und Trägheit der Atomrümpfe mit den Löchern und deren schlechten Transporteigenschaften im CZT verglichen.

Frisch brachte nun innerhalb des Detektors in einem relativ geringen Abstand zur Anode eine zusätzliche Elektrode in Form eines Gitters, das so genannte „Frisch Grid“, ein. Dieses Gitter wird auf ein Massepotential gesetzt und ist für Elektronen durchlässig. Das Einbringen dieses Gitters hat unmittelbaren Einfluss auf das Wichtungspotential der Anode. Dieses steigt dadurch zwischen dem Gitter und der Anode rasch an und ist sonst überall im Detektor exakt Null. Folglich wird das gesamte Signal nur durch die Ladungsdrift in diesem kleinen Bereich induziert. Der Anteil der schweren Ionenrümpfe wird minimiert bzw. trägt nur zum Signal bei, wenn der Wechselwirkungsort von Gammaquant und Gasatomen zwischen dem Gitter und der Anode stattfindet.

Während ein geerdetes Gitter relativ einfach in einen makroskopischen, mit Gas gefüllten Detektor einzubringen ist, ist dies bei Halbleiterdetektoren technologisch nicht mit vertretbarem Aufwand realisierbar. Hier lassen sich Elektroden nur auf die Oberfläche des Detektormaterials aufbringen.

In den vergangenen Jahren und Jahrzehnten wurden verschiedene Möglichkeiten für Detektor- und Elektrodengeometrien vorgeschlagen, die ein ähnliches Wichtungspotential wie das des „Frisch Grid“ erzeugen.

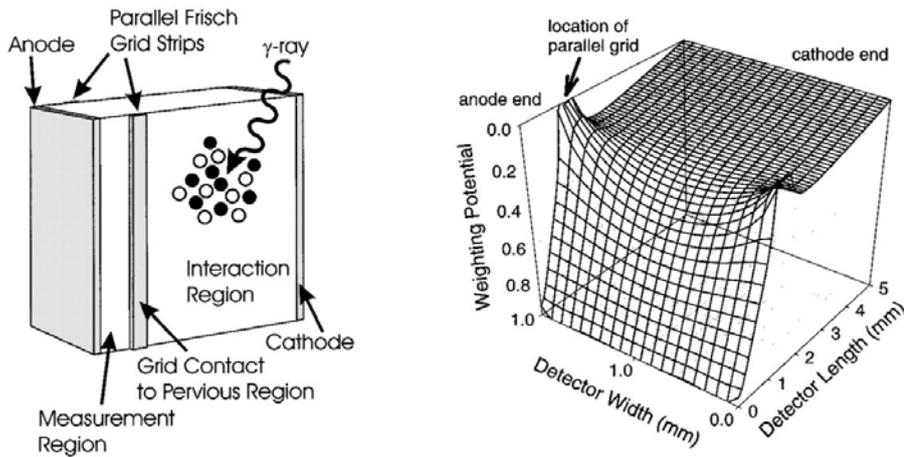


Abbildung 3.4.: Links: Schema eines „Parallel Strip Pseudo Frisch Grid“ Detektors, rechts: Wichtungspotential bei kontaktierten Streifen eines $5 \times 2 \times 5 \text{ mm}^3$ Detektors. Die z-Achse ist positiv nach unten aufgetragen [35].

3.3.2. Parallel Strip Pseudo Frisch Grid

Ein erster und nahe liegender Vorschlag zur Umsetzung des Frisch Grids bei Halbleiterdetektoren wurde in Ref. [34] präsentiert. Wie in Abbildung 3.4 links zu sehen ist, wurden auf die normalerweise nicht kontaktierten Seitenflächen eines planaren Detektors zwei parallele, streifenförmige Elektroden in der Nähe der Anode angebracht, die auf ein elektrisches Potential gelegt werden können. Das Wichtungspotential dieser Anordnung ist in Abbildung 3.4 rechts dargestellt. Wie Messungen mit nicht kontaktierten und kontaktierten Streifen-Elektroden zeigten, konnten durch „Einschalten“ der Streifen die spektroskopischen Eigenschaften des Detektors deutlich verbessert werden. Diese Geometrie ist jedoch auf relativ schmale Detektoren begrenzt, was eine Einbuße in der Effizienz beim Nachweis von Strahlung bedeutet. Zudem entstehen durch die Kontaktierung der seitlichen Elektroden Oberflächenströme, die sich negativ auf das Detektorrauschen auswirken [34].

3.3.3. Pixeldetektoren

Eine jüngere, aber durchaus bewährte Art des „single polarity charge sensing“ stellen Detektoren mit pixellierten Anoden dar. Durch die kleine Fläche der Pixel werden in deren Nähe die Feldlinien stark komprimiert, das Wichtungspotential steigt hierbei auf einer kurzen Strecke stark an. Dieser Effekt wird „small pixel effect“ genannt [31, 32] und kann durch das Anbringen einer geerdeten, gitterförmigen Elektrode, die die Pixel umgibt, noch erhöht werden, da dadurch das Wichtungspotential zwischen

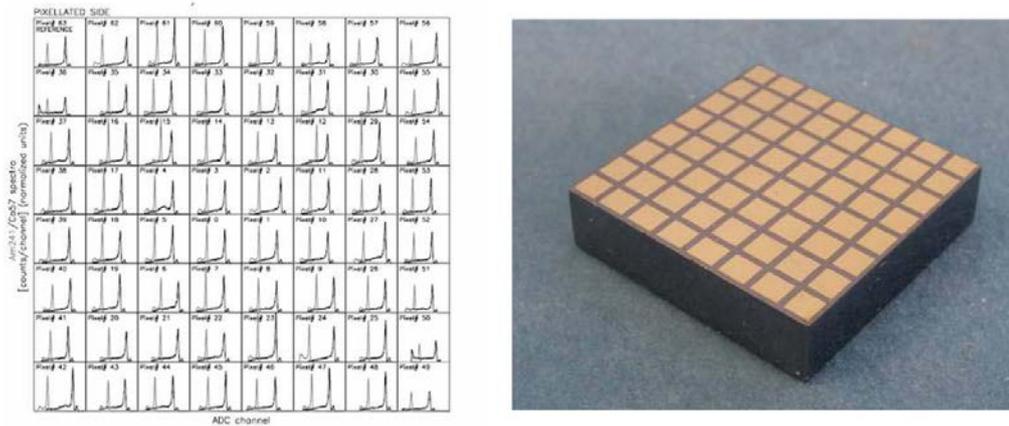


Abbildung 3.5.: Links: Pulshöhenspektren der einzelnen Pixel für eine ^{241}Am - und eine ^{57}Co -Quelle mit Energien von 60 keV bzw. 122 keV; rechts: Detektor mit pixellierter Anode [13].

den Pixeln auf Null gedrückt wird. In Abbildung 3.5 ist eine solche Anordnung mit exemplarischen Pulshöhenspektren der einzelnen Pixel für eine ^{57}Co - und eine ^{241}Am -Quelle gezeigt.

Mit Pixeldetektoren lassen sich exzellente Energieauflösungen erreichen [13]. Um jedoch eine gute Effizienz beim Nachweis der Strahlung zu erreichen wird eine große Anzahl von Pixeln benötigt, damit die gesamte Oberfläche der Anodenseite bedeckt wird. Dies hat wiederum eine aufwendigere Elektronik zur Folge, da jedes Pixel einzeln kontaktiert, verstärkt und ausgelesen werden muss. Der Energieverbrauch steigt dadurch stark an und hat höhere Kosten zur Folge. Außerdem besteht das Problem des „charge sharing“, bei dem sich die Ladungswolke auf mehrere Pixel verteilt, auf denen dann jeweils nur ein gewisser Anteil des Gesamtsignals induziert wird.

Der große Vorteil von Pixeldetektoren besteht jedoch nicht unbedingt in den spektroskopischen Eigenschaften, sondern vielmehr in der Fähigkeit zur zweidimensionalen Ortsauflösung, die in Kombination mit einer biparametrischen Analyse auf drei Dimensionen erweitert werden kann. Dies macht sie gerade für Anwendungen im medizinischen Bereich als Röntgendetektoren oder als Spurektoren bei Experimenten in der Hochenergie- und Elementarteilchenphysik interessant [36].

4. Coplanar Grid Technik

Eine elegante Methode, bei der durch geeignetes Elektrodenlayout ein Wichtungspotential erzeugt wird, das dem des Frisch-Grids sehr nahe kommt, ist die so genannte „Coplanar Grid“ (CPG) Technik. Diese Technik wurde bei den in dieser Arbeit verwendeten Detektoren gewählt. Hierbei werden zwei ineinander greifende Elektrodenstrukturen auf die Anodenseite aufgebracht, was in diesem Kapitel näher vorgestellt wird. Dabei wird anhand des Konzepts der Wichtungspotentiale speziell auf die Funktionsweise, die Entwicklung der Gridstrukturen und Möglichkeiten zur Korrektur der Spektren eingegangen.

4.1. Funktionsweise der Coplanar Grid Technik

Die CPG Technik ist eine weitere Form des „single polarity charge sensing“ und wurde erstmals 1994 in Ref. [37] vorgeschlagen. Auf den Detektor wird auf einer Seite ein planarer Kontakt als Kathode aufgebracht. Wie in Abbildung 4.1 gezeigt, werden jedoch als Anode zwei Elektroden in einer Interdigitalstruktur aufgebracht.

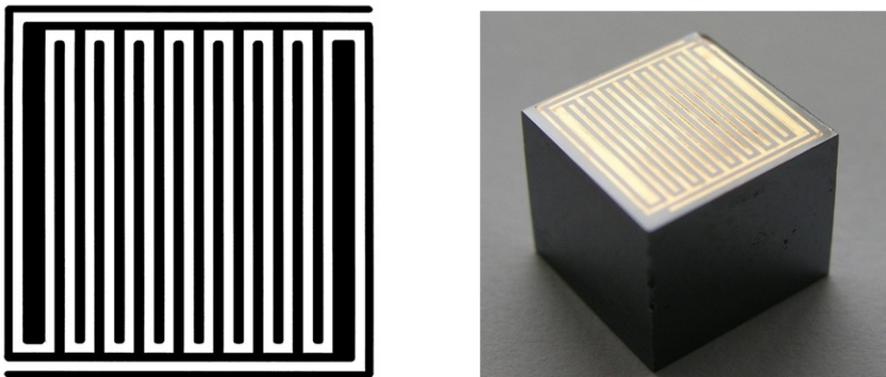


Abbildung 4.1.: Links: Coplanar Grid Anodenstruktur; rechts: CZT Detektor mit Coplanar Grid Kontakten, hergestellt am Freiburger Materialforschungszentrum (FMF).

Beim Betrieb des Detektors wird die Kathode auf eine negative Hochspannung gelegt, die Elektroden werden dadurch in Richtung der beiden Anoden beschleunigt.

Diese werden auf ein unterschiedliches elektrisches Potential von ca. 10 bis 100 V gelegt. Dadurch werden am Ende der Drift alle Elektronen von der Elektrode, die auf dem positiveren Potential liegt, eingesammelt; sie wird daher auch ladungssammelnde Elektrode (engl. „collecting electrode“) genannt.

Abbildung 4.2 zeigt schematisch eine seitliche Ansicht entlang einer Fläche, die orthogonal zu den Fingern der CPG-Struktur durch den Detektor verläuft. Elektrode 1 ist hier die Kathode, Elektrode 2 die ladungssammelnde Elektrode und Elektrode 3 die so genannte nicht sammelnde Elektrode (engl. „non-collecting electrode“).

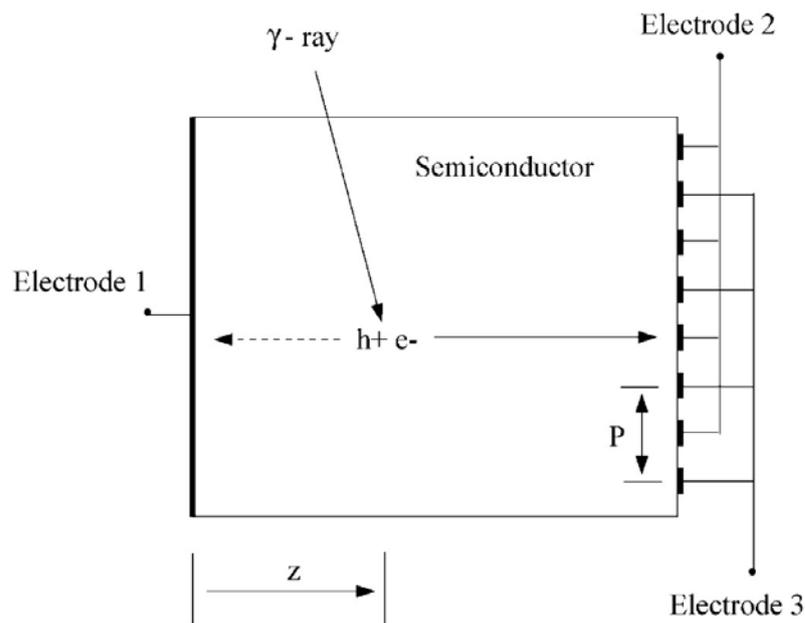


Abbildung 4.2.: Schema eines CPG-Detektors bei Schnitt orthogonal zu den Elektrodenfingern [31].

In Abbildung 4.3 sind die entsprechenden Wichtungspotentiale dieser Konfiguration dargestellt: zum einen das in Bezug auf die Kathode φ_1 , das sich aufgrund der planaren Geometrie zu einer Geraden vereinfacht, und zum anderen die Wichtungspotentiale der koplanaren Anodenstruktur φ_2 und φ_3 in Bezug auf die ladungssammelnde Elektrode. Letztere werden berechnet, indem die ladungssammelnde Elektrode auf das Potential Eins und sowohl die nicht sammelnde Elektrode als auch die Kathode auf das Potential Null gesetzt werden.

Für den Verlauf der Wichtungspotentiale φ_2 und φ_3 in dieser Anordnung ist der Abstand P (engl. „Pitch“) zwischen zwei Fingern der selben Elektrode von Bedeutung.

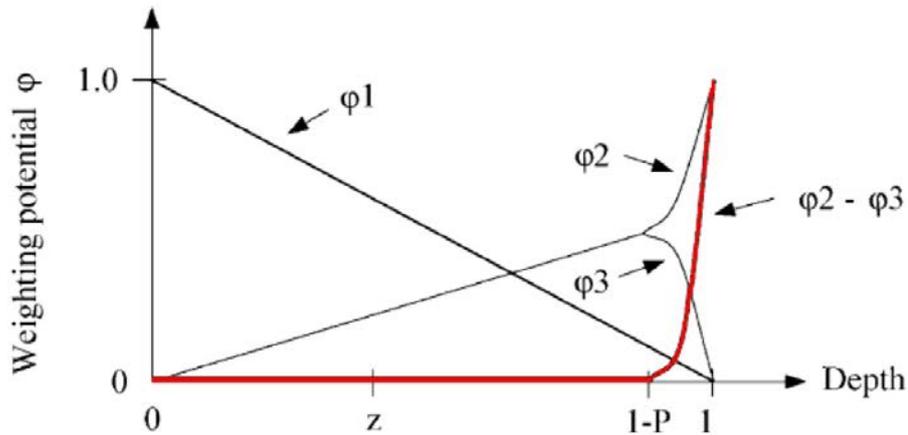


Abbildung 4.3.: Wichtungspotentiale der Kathode φ_1 und der koplanaren Anoden φ_2 und φ_3 entlang einer an Elektrode 2 endenden Linie [31].

Dieser Verlauf lässt sich in zwei Regionen unterteilen: Ausgehend von der Kathode bei $z = 0$ steigen φ_2 und φ_3 bis zu einem Abstand P zur Anodenseite identisch linear an. Von dort an steigt das Wichtungspotential der ladungssammelnden Elektrode φ_2 rapide auf seinen maximalen Wert, das der nicht sammelnden Elektrode φ_3 fällt ebenso schnell auf den Wert Null zurück.

Ein dreidimensionales Schema des Wichtungsfeldes der koplanaren Elektroden und des tatsächlichen Feldverlaufs in einem CPG Detektor ist in Abbildung 4.4 dargestellt.

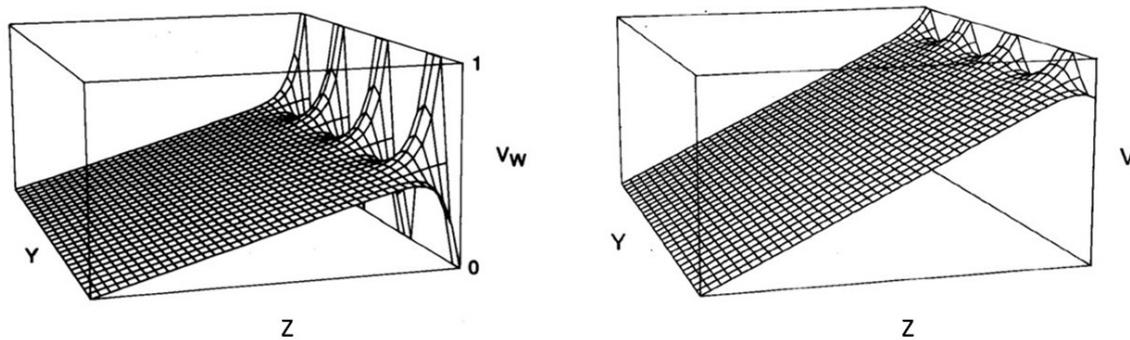


Abbildung 4.4.: 3-D Schema des Wichtungsfeldes V_W (links) und des realen Potentialverlaufs V (rechts) in einem CPG Detektor [38].

Durchläuft nun ein bei $z = Z$ entstehendes Elektron den Detektor, so induziert es auf dem Weg von Z bis $1 - P$ aufgrund der vorherrschenden Symmetrie auf beiden Anoden das gleiche Signal. Hierbei wird angenommen, dass P sehr viel kleiner ist als die Detektorabmessungen. Erst wenn sich das Elektron in der direkten Nähe

der Anoden befindet wird es aufgrund der zwischen den koplanaren Elektroden herrschenden Potentialdifferenz zur ladungssammelnden Elektrode hin und von der nicht sammelnden Elektrode weg gelenkt.

Bei dieser Betrachtung tragen bei einer Wechselwirkung eines Gammaquants sowohl Elektronen als auch Löcher zum Signal bei, da überall im Detektor ein nicht-verschwindendes Wichtungspotential vorliegt.

Dies ändert sich drastisch, wenn die Wichtungspotentiale der Anoden nicht einzeln betrachtet werden, sondern deren Differenz $\varphi_2 - \varphi_3$, die in Abbildung 4.3 rot hervorgehoben ist. Diese Differenz ist fast überall im Detektor gleich Null, nur im Bereich $1 - P$ vor den Anoden steigt sie sehr schnell an. Sie ähnelt somit in ihrem Verlauf stark dem des Wichtungspotentials bei Frisch-Grid-Detektoren. Der Anteil der Löcher am Signal ist hierbei völlig eliminiert, da diese nur in der Region des linearen Anstiegs der Wichtungspotentiale driften, wo deren Differenz gleich Null ist. Nur wenn der Ort der Wechselwirkung in der Region liegt, in der die Wichtungspotentiale der ladungssammelnden und der nicht sammelnden Anode voneinander abweichen, tragen auch die Löcher zum Signal bei.

Die Subtraktion der Anodensignale und die Auswertung dieses Differenzsignals stellt die Grundlage der Coplanar Grid Technik dar.

Mathematisch folgt aus dem Shockley-Ramo Theorem für die induzierte Ladung $\Delta Q_{coplanar}$, wenn nur das Differenzsignal der Anoden betrachtet wird:

$$\begin{aligned}\Delta Q_{coplanar} &= \Delta Q_2 - \Delta Q_3 \\ &= n'e_0 ([\varphi_2(z=1) - \varphi_2(z=Z)] - [\varphi_3(z=1) - \varphi_3(z=Z)]).\end{aligned}$$

n' ist hierbei die Anzahl der zu den Anoden driftenden Elektronen, e_0 ist die Elementarladung. Da wegen der Randbedingungen bei der Berechnung des Wichtungspotentials $\varphi_2(z=1) = 1$, $\varphi_3(z=1) = 0$ und aufgrund der oben angesprochenen Symmetrie $\varphi_2(z=Z) = \varphi_3(z=Z)$ gilt, folgt

$$\Delta Q_{coplanar} = n'e_0. \tag{4.1}$$

4.2. Optimierung des Anodenlayouts, Wichtungspotential-Asymmetrie

Trotz der Verbesserung der Detektoreigenschaften durch die Unterdrückung des Löcheranteils bei CPG Detektoren blieben die gemessenen Werte der Energieauflösung deutlich hinter dem theoretisch vorausgesagten Wert zurück. Dieser wird durch die Statistik bei der Ladungsträgererzeugung bestimmt und liegt für die 662 keV-Strahlung von Cäsium bei 0,2 % FWHM [39]. Die gemessenen Werte lagen etwa um einen Faktor 20 über diesem Wert [38]. Es wurde erkannt, dass die Abstände und Struktur der beiden streifenförmigen Anoden großen Einfluss auf die Detektorleistung haben. Das Layout der Kontaktstruktur wurde daher im Laufe der Zeit in verschiedenen „Generationen“ optimiert.

4.2.1. „Generation 1“ Elektroden

Schon früh wurde bei Messungen mit der so genannten „Generation 1“ Anodenstruktur (siehe Abbildung 4.5 links) bemerkt [40], dass durch Signale, die nahe der seitlichen Flächen des Detektors knapp unterhalb der Anodenoberfläche entstehen, die Energieauflösung stark beeinträchtigt wird. Dieser Effekt konnte bald der so genannten *Wichtungspotential-Asymmetrie* zugeordnet werden. Diese entsteht dadurch, dass die jeweils äußersten Finger der Elektrodenstruktur einmal zur Ladungssammeln und auf der anderen Seite zur nicht sammelnden Elektrode gehören. Abbildung 4.5 rechts zeigt die errechneten Wichtungspotentiale der beiden Anoden bei einem lateralen Schnitt entlang der gestrichelten Linie in x -Richtung (quer zu den Fingern) 1 mm unterhalb der Anodenfläche eines $10 \times 10 \times 10 \text{ mm}^3$ Detektors.

Bei diesen Detektorabmessungen ist 1 mm eine Tiefe, in der die beiden Wichtungspotentiale auf einen Wert von ca. 0,4 angestiegen und theoretisch gerade noch deckungsgleich sind; ihre Differenz sollte also gleich Null sein. Für Signale, die im Zentrum ($x \approx 0$) entstehen, ist dies auch noch der Fall. Dies ändert sich, wenn die Wechselwirkung nahe der Ränder stattfindet. Hier unterscheiden sich die Wichtungspotentiale um bis zu $\pm 20\%$, wie in Abbildung 4.5 rechts deutlich zu sehen ist. Ihre Differenz ist also einmal größer und einmal kleiner als Null, je nachdem, zu welcher der beiden Anoden der letzte Finger am Detektorrand gehört. Die induzierte Ladung unterscheidet sich dadurch bei gleich bleibender Energie der Gammastrahlung um bis zu 40 %. Dies führt dazu, dass Signale gleicher Energie abhängig vom lateralen Entstehungsort fälschlicherweise bei höheren und geringeren Energien im Pulshöhen-

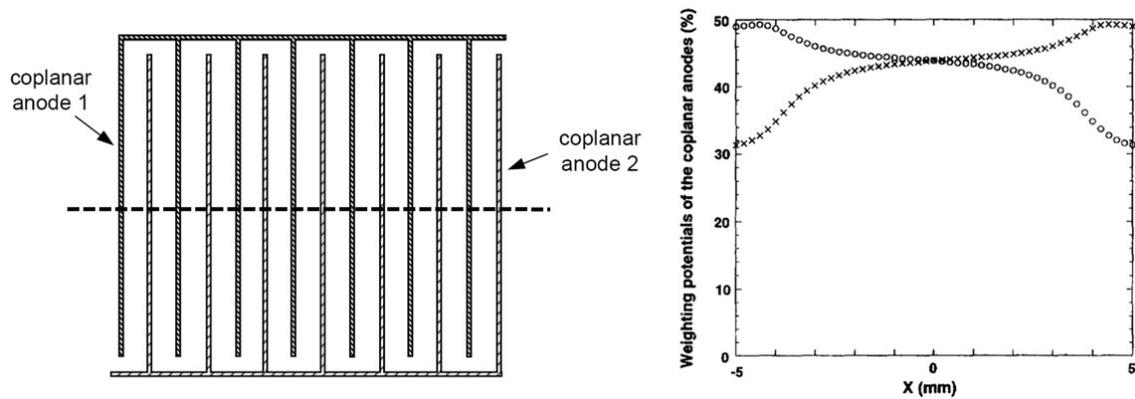


Abbildung 4.5.: Links: „Generation 1“ Elektrodendesign; rechts: Wichtungspotentiale der koplanaren Anoden in 1 mm Tiefe entlang der gestrichelten Linie (Anode 1: offene Kreise; Anode 2: Kreuze)[40][41].

spektrum eingeordnet werden. Dies hat eine Verbreiterung des Photopeaks zu beiden Seiten hin zur Folge, wie sie typisch für Spektren ist, die mit solchen „Generation 1“ CPG Detektoren gemessen wurden.

Bei zunehmender Tiefe im Detektor nimmt dieser Effekt ab; er ist daher am stärksten bei den Wechselwirkungen ausgeprägt, die in der Nähe der Anodenfläche an den Rändern des Detektors stattfinden.

4.2.2. „Generation 2“ Elektroden

Bei der zweiten Generation von CPG Detektoren wurde die Anodenstruktur insofern verbessert, als dass eine zusätzliche Elektrode eingeführt wurde, die ringförmig die beiden koplanaren Elektroden umgibt (siehe Abbildung 4.6 links). Eine solche Elektrode, die „Guard-Ring“ genannt wird, wird auch bei planaren Detektoren eingesetzt; dort bewirkt sie eine homogenere Feldverteilung und eine Reduktion der Oberflächenströme. Die äußersten Streifen der Generation 2 Elektroden wurden zudem entsprechend Abbildung 4.6 verlängert, was zu einer Erhöhung der Symmetrie führt.

Die positive Auswirkung der neuen Anodenstruktur mit *Guard-Ring* wird deutlich, wenn die in Abbildung 4.6 rechts gezeigten Wichtungspotentiale der beiden koplanaren Anoden betrachtet werden, die wiederum entlang der gestrichelten Linie in einer Tiefe von 1 mm berechnet wurden. Die Verringerung in der Asymmetrie der Wichtungspotentiale kommt daher, dass nun auf allen Seiten dieselbe Elektrode (der *Guard-Ring*) den Abschluss der Anodenstruktur bildet. Dies führt bei der Berechnung der Wichtungspotentiale zu annähernd gleichen Randbedingungen im gesamten Rand-

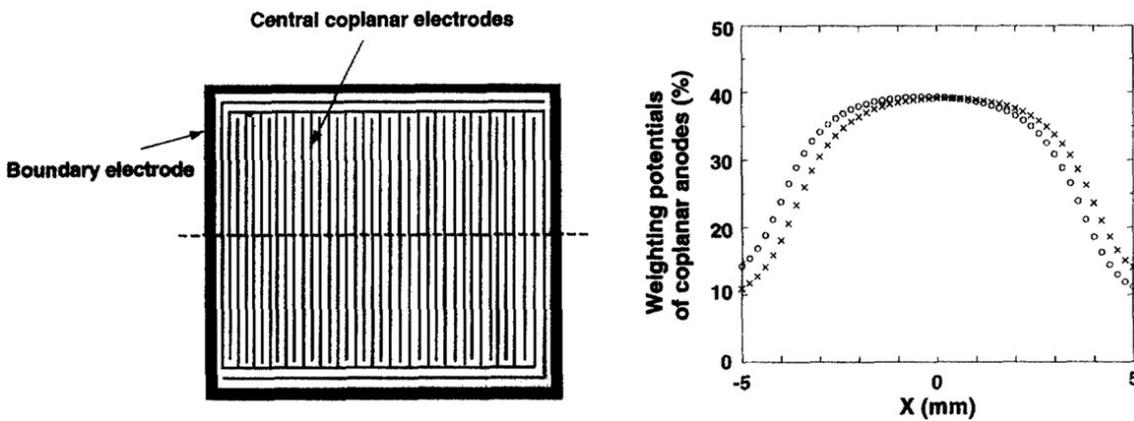


Abbildung 4.6.: Links: Anodendesign der „Generation 2“ mit Guard-Ring, rechts: Wichtungspotentiale der koplanaren Anoden entlang der gestrichelten Linie in 1 mm Tiefe [40].

gebiet des Detektors. Die Wichtungspotentiale am Rand des Detektors unterscheiden sich bei „Generation 2“-Elektroden nur noch um ca. $\pm 5\%$. Zudem werden durch den *Guard-Ring* Oberflächenströme reduziert, es können also höhere Detektorspannungen angelegt werden ohne dass das elektronische Rauschen zunimmt.

4.2.3. „Generation 3“ Elektroden

Obwohl durch das Hinzufügen des Guard-Rings die Energieauflösung von CPG Detektoren deutlich verbessert wird, wurde gezeigt [40, 42], dass die Asymmetrie der Wichtungspotentiale noch weiter reduziert werden kann. Dies geschieht durch eine Optimierung der Breite der beiden jeweils äußersten Streifen und der drei äußersten Abstände zwischen den Streifen, siehe Abbildungen 4.1 und 4.7 links. Durch Verschmälerung des äußersten Streifens, durch den das Wichtungspotential am Rand am stärksten bestimmt wird, bei gleichzeitiger Verbreiterung des zweitäußersten (zur jeweils anderen Anode gehörenden) Streifens lässt sich ein ausgeglicheneres Profil der Wichtungspotentiale erreichen. Zusätzlich wurde die Symmetrie in y-Richtung verbessert, indem die Abstände auch in dieser Richtung angepasst wurden.

Die Differenz der Wichtungspotentiale von sammelnder und nicht sammelnder Elektrode knapp unterhalb der Anodenoberfläche wird beim „Generation 3“-Design in x-Richtung auf unter 2% und in y-Richtung auf unter 3% reduziert (siehe Abbildung 4.7 rechts).

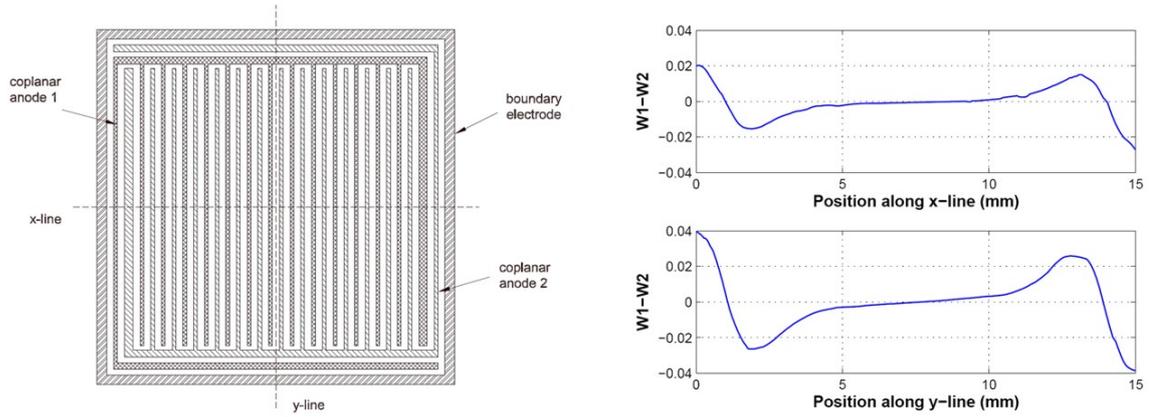


Abbildung 4.7.: Links: Design der „Generation 3“ Elektroden; rechts: Differenz der Wichtungspotentiale $W1-W2$ in x - und y -Richtung bei Schnitten entlang der gestrichelten Linien [41].

4.3. Elektroneneinfang und Kompensation

Bisher wurde in diesem Kapitel gezeigt, wie durch Anwenden der CPG-Technik der negative Aspekt der schlechten Transporteigenschaften der Löcher fast vollständig eliminiert werden kann. Jedoch existiert auch in Verbindungshalbleitern wie CZT der Effekt des Elektroneneinfangs (*trapping*, siehe Abschnitt 1.4.2), der je nach Materialeigenschaften unterschiedlich starke Auswirkungen auf die Energieauflösung hat. Dies soll an einem Rechenbeispiel verdeutlicht werden.

Wird die Hecht-Relation für Elektronen,

$$N(z) = N_0 \exp\left(-\frac{z}{\lambda_e}\right), \quad (4.2)$$

mit der mittleren freien Weglänge der Elektronen $\lambda_e = \mu_e \tau_e E$ betrachtet, so ergibt $\frac{N(z)}{N_0}$ den prozentualen Anteil der nach einer Strecke z verbleibenden Elektronen an; folglich liefert $1 - \frac{N(z)}{N_0}$ den Anteil der eingefangenen Elektronen nach dieser Strecke. Bei einer Detektordicke von 1 cm, einem typischen $\mu\tau$ -Produkt der Elektronen in CZT von $6 \times 10^{-3} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$ und einer angelegten Spannung von $1600 \frac{\text{V}}{\text{cm}}$ ergibt sich der Anteil der eingefangenen Elektronen, wenn diese die gesamte Detektordicke durchlaufen, zu

$$1 - \frac{N(z)}{N_0} = 1 - \exp\left(-\frac{z}{\lambda_e}\right) \approx 0,1, \quad (4.3)$$

also ca. 10% der ursprünglich erzeugten Ladung, obwohl die freie Weglänge ca. zehn mal größer ist als die Detektordicke. Dies bedeutet gleichsam eine um ca. 10%

reduzierte Pulshöhe, was wiederum zu einer Verbreiterung des Peaks zu kleineren Energien zur Folge hat.

Bei einem $\mu\tau$ -Produkt von $1 \times 10^{-2} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$, das sich durch aktuelle Methoden der Kristallzüchtung erreichen lässt, beträgt der Anteil der eingefangenen Elektronen bei gleicher Spannung nur noch ca. 6%. Dies verdeutlicht den Einfluss der Materialqualität auf die spektroskopischen Eigenschaften eines Detektors. Für Kristalle mit geringeren Elektronenbeweglichkeiten und -lebensdauern wurden in der Literatur zwei Wege vorgeschlagen, den Effekt des Ladungseinfangs auszugleichen.

4.3.1. „Relative gain“ Methode

Die erste Methode, das Einfangen der Elektronen zu kompensieren, wurde bereits 1995 vorgeschlagen [38]. Bei dieser Methode wird bei der Subtraktion der Signale der sammelnden und der nicht sammelnden Elektrode A_{coll} und $A_{non-coll}$ ein Faktor G eingeführt, der die beiden Signale unterschiedlich stark wichtet:

$$A_{diff} = A_{coll} - G \cdot A_{non-coll} \quad \text{mit } G < 1. \quad (4.4)$$

Daher wird diese Methode auch „relative gain“ Methode genannt. Durch den Faktor G ändert sich die Differenz der Anoden-Wichtungspotentiale aus Abbildung 4.3. In der Region, in der diese zuvor Null war, besitzt sie nun einen linearen Anstieg, dessen Steigung von G abhängt, wie in Abbildung 4.8 links zu sehen ist. Elektronen, die aus größeren Tiefen z_1 zu den Anoden driften, durchlaufen also eine größere Differenz des Wichtungspotentials und induzieren somit ein größeres Signal als solche, die in kleinerem Abstand z_2 zu den Anoden erzeugt wurden. Dies wird durch Abbildung 4.8 rechts verdeutlicht; es ist $\Delta\varphi_1 > \Delta\varphi_2$.

Je länger die Drift durch den Detektor, desto mehr Elektronen gehen aufgrund des Einfangs verloren. Das Prinzip der *relative gain* Methode ist nun, dass sich die beiden Effekte des *trappings* und der unterschiedlich starken Gewichtung der Signale in erster Ordnung ausgleichen und das Ausgangssignal wieder unabhängig vom Entstehungsort wird. Dies gelingt jedoch nur vollständig, wenn das Einfangen der Elektronen im ganzen Detektorvolumen gleichmäßig stattfindet. Bei dieser Methode ist der Detektor wieder geringfügig sensibel auf die Löcher, da hier die Wichtungspotential-Differenz überall ungleich Null ist.

Für jeden Detektor muss bei dieser Methode ein individueller Wert für den Faktor G experimentell bestimmt werden, der von der Qualität und Homogenität

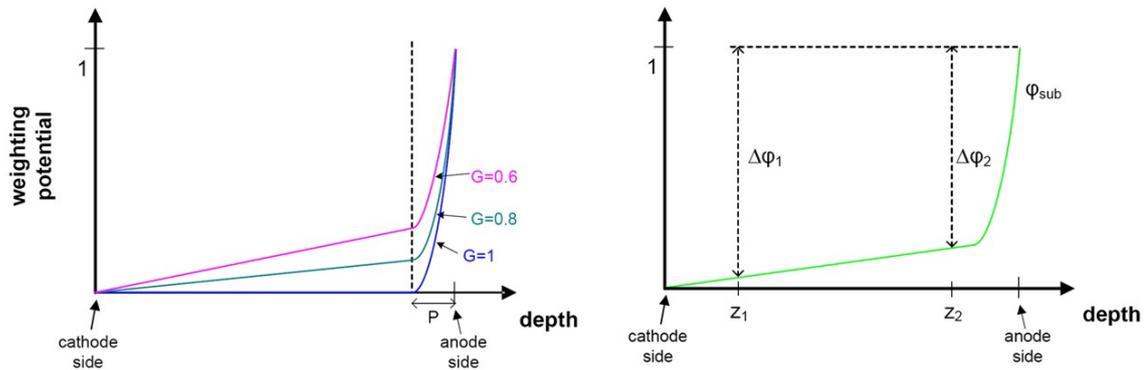


Abbildung 4.8.: Links: Differenz der Anoden-Wichtungspotentiale für verschiedene Werte von G ; rechts: durchlaufene Differenz der Wichtungspotentiale eines Elektrons bei Entstehung in verschiedenen Tiefen z_1 und z_2 [41].

des jeweiligen Materials abhängt.

4.3.2. „Depth sensing“ Methode

Eine alternative Methode zur Kompensation des Elektroneneinfangs wurde kurze Zeit nach der *relative gain* Methode in Ref. [43] vorgeschlagen. Da bei dieser Methode zusätzlich für jeden Puls eine Information über die Tiefe des Entstehungsortes erhalten wird, wird sie auch „depth sensing“ Methode genannt. Diese Methode stellt eine Kombination aus biparametrischer Analyse und *single polarity charge sensing* dar. Der erste Parameter, der hierfür benutzt wird, ist die Pulshöhe des Elektronensignals, also das Differenzsignal A_{Diff} von ladungssammelnder und nicht sammelnder Elektrode,

$$A_{diff} = A_{coll} - A_{non-coll} \propto E_\gamma, \quad (4.5)$$

welches proportional zur Gammaenergie E_γ ist. Nun wird zusätzlich zu den beiden Anoden auch das auf der Kathode induzierte Signal C ausgelesen. Dieses verhält sich aufgrund der Geometrie der Kathode wie das eines planaren Detektors, wie auch durch das lineare Wichtungspotential in Abbildung 4.3 zu sehen ist. Wie bei planaren Detektoren üblich, ist dieses Signal sowohl abhängig von der Anzahl der ursprünglich erzeugten Ladung (also von der Gammaenergie) als auch vom Abstand D des Entstehungsortes zur Anode (siehe Abschnitt 2.4):

$$C \propto D \cdot E_\gamma. \quad (4.6)$$

Als zweiter Parameter bei der *depth sensing* Methode wird nun der Quotient des Kathoden- und Differenzsignals der Anoden $\frac{C}{A_{Diff}} \propto D$ gewählt, welcher ein Maß für die Tiefe des Entstehungsortes ist. Aufgrund der Wichtungspotential-Asymmetrie und des Ladungseinfangs entspricht D nicht exakt der tatsächlichen Tiefe der Wechselwirkung, ist aber eine darin monoton steigende Funktion, die sich umso mehr einem linearen Verhalten nähert, je größer die Unterschiede der $\mu\tau$ -Produkte der Elektronen und Löcher sind [44].

Entsprechend einer durch die Messgenauigkeit begrenzten Auflösung kann mit Hilfe der beiden Parameter A_{Diff} und C für jede Tiefe im Detektor ein eigenes Pulshöhenspektrum erstellt werden (siehe Abbildung 4.9). Jedes dieser Spektren kann mit einem entsprechenden Faktor multipliziert werden, sodass die Positionen aller Photopeaks auf denselben Kanal des MCA abgebildet werden. Die erneute Projektion auf die Energieachse führt dann zu einem korrigierten Summenspektrum über alle Wechselwirkungsorte im Detektor.

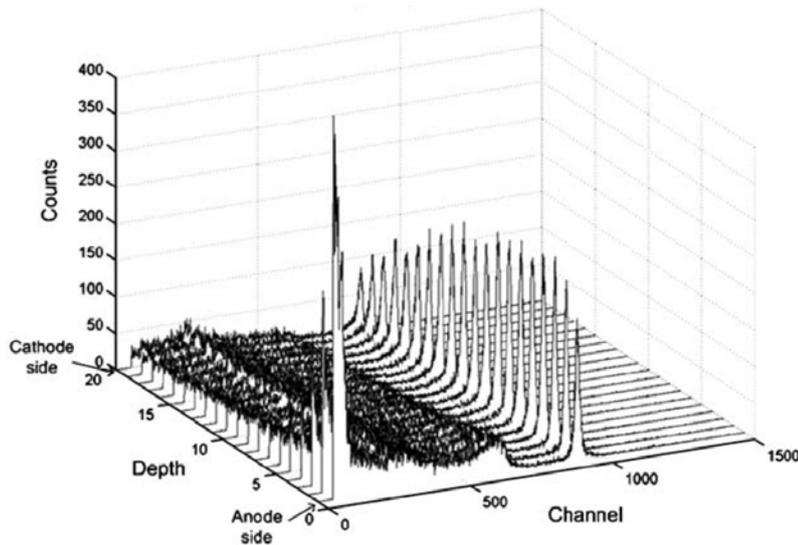


Abbildung 4.9.: ^{137}Cs -Pulshöhenspektren für verschiedene Tiefen eines $1,5 \times 1,5 \times 1 \text{ cm}^3$ CPG-Detektors nach der *depth-sensing* Methode [45].

Diese Methode kann auch bei beliebig inhomogenem Elektroneneinfang angewendet werden und bietet einen genaueren Einblick in das Verhalten des Detektors. Durch die eindimensionale Ortsauflösung lassen sich Rückschlüsse z.B. auf die Materialuniformität oder lokale Variationen der Ladungsträgereigenschaften ziehen.

Jedoch erfordert das *depth sensing* einigen zusätzlichen Aufwand: zum einen muss zusätzlich zu den beiden Anoden auch das Kathodensignal ausgelesen, verstärkt und verarbeitet werden, zum anderen erhöht sich der Rechenaufwand durch die

zusätzlichen Parameter und größere Anzahl an Spektren, die erstellt werden müssen. Diese Methode wird also vor allem zu Forschungszwecken angewendet, bei kommerziell erhältlichen CPG Detektoren wird fast ausschließlich die technisch einfacher durchführbare *relative gain* Methode verwendet.

Alternativ kann auch die Summe $A_{coll} + A_{non-coll}$ der Pulshöhen der ladungssammelnden und der nicht sammelnden Elektrode als zweiter Parameter benutzt werden [46]. Diese ist, wie in Ref. [47] gezeigt wird, in erster Näherung gleich dem Kathodensignal C . Dies erspart den zusätzlichen Aufwand, das Signal der Kathode auslesen und verarbeiten zu müssen.

Um das *depth sensing* anwenden zu können, muss ein relativer Faktor von $G = 1,0$ verwendet werden, da nur dann das Differenzsignal der Anoden ausschließlich proportional zur Gammaenergie ist [44]. Die beiden Methoden des *depth sensing* und des *relative gain* lassen sich also nicht kombinieren.

4.4. Vergleich von Wichtungspotential-Asymmetrie und *trapping*

Wie die beiden Abschnitte 4.1 und 4.3 zeigten, beeinflussen sowohl die Anodenstruktur als auch das *trapping* der Elektronen die Detektorleistung in Form der Energieauflösung maßgeblich. Durch den Ladungseinfang verschlechtern die Ereignisse, die nahe der Kathode stattfinden, aufgrund der größeren Driftlänge die Energieauflösung am stärksten. Die Wichtungspotential-Asymmetrie ist jedoch in der Nähe der Anodenseite am stärksten. Dadurch beeinträchtigen die Ereignisse, die in der Nähe der koplanaren Elektroden stattfinden, die Energieauflösung am meisten.

Das *depth sensing* bietet einen eleganten Weg, das Verhalten des Detektors in verschiedenen Tiefen zu beurteilen und zu quantifizieren. In Ref. [45] konnte so gezeigt werden, dass tatsächlich die Ereignisse in der Nähe der Anoden die Energieauflösung am stärksten herabsetzen. Zum einen liegt das an Verbesserungen bei der Kristallzüchtung, bei der durch eine Verringerung von Störstellen, Versetzungen und vor allem Einschlüssen das *trapping* minimiert wird, zum anderen beeinflusst die immer noch vorhandene und auch nicht vollständig eliminierbare Asymmetrie der Wichtungspotentiale die Detektorleistung in höherem Maße.

Für Ereignisse, die in dem Gebiet unterhalb der Anoden, in dem die beiden Wich-

tungspotentiale nicht mehr deckungsgleich sind, stattfinden, kommt noch erschwerend hinzu, dass hier der Löcheranteil ähnlich wie beim Frisch Grid in der Region zwischen Gitter und Anode nicht unterdrückt werden kann. Da die Größe dieses Bereiches vom Abstand zweier Finger derselben Anode P abhängt, wird versucht, ihn durch Verschmälerung der Anodenstruktur, d.h. der Streifen und den Lücken dazwischen, so klein wie möglich zu halten. Dadurch vergrößert sich jedoch die Inter-Grid-Kapazität, was sich negativ auf das elektronische Rauschen auswirkt. Es muss also ein geeigneter Kompromiss gefunden werden.

4.5. Auswirkungen der Inter-Grid-Spannung

4.5.1. Polarität der koplanaren Elektroden

Damit die Elektronen am Ende ihrer Trajektorie ausschließlich zu den Streifen der ladungssammelnden Elektrode driften, muss diese ein positiveres Potential im Vergleich zur nicht sammelnden Elektrode besitzen. Dies kann prinzipiell durch zweierlei Wege erreicht werden. Standardmäßig wird an die nicht sammelnde Elektrode eine negative Spannung angelegt und die ladungssammelnde Elektrode auf ein Massepotential gebracht. Alternativ dazu kann auch die nicht sammelnde Anode auf Massepotential und die ladungssammelnde Anode auf ein positives Potential gebracht werden.

Theoretisch sind beide Möglichkeiten äquivalent und führen zu keinen unterschiedlichen Ergebnissen. Im Experiment kann es jedoch dazu kommen, dass bei gleichzeitigem Anlegen einer Spannung an dieselbe Leitung, über die das Signal ausgelesen wird, Störungen entstehen, die das Signal verfälschen und somit die Energieauflösung beeinträchtigen. In dieser Arbeit wurde daher bevorzugt mit einer auf Masse gelegten ladungssammelnden Elektrode bei gleichzeitiger negativer Spannung an der nicht sammelnden Elektrode gemessen.

4.5.2. Potential des Guard-Rings

Der *Guard-Ring* dient dazu, Oberflächenströme abzufangen und Randeffekte wie die Asymmetrie der Anoden-Wichtungspotentiale so weit wie möglich zu minimieren. Ist der Guard-Ring elektrisch kontaktiert können auch an ihn prinzipiell beliebige Spannungen angelegt werden. In der Literatur wurden zwei Fälle genauer diskutiert [45, 48]. Zum einen, wenn der *Guard-Ring* und die ladungssammelnde Elektrode auf demselben Potential liegen, zum anderen, wenn dies für den *Guard-Ring* und die nicht sammelnde Elektrode der Fall ist. Für beide Fälle ist eine schematische

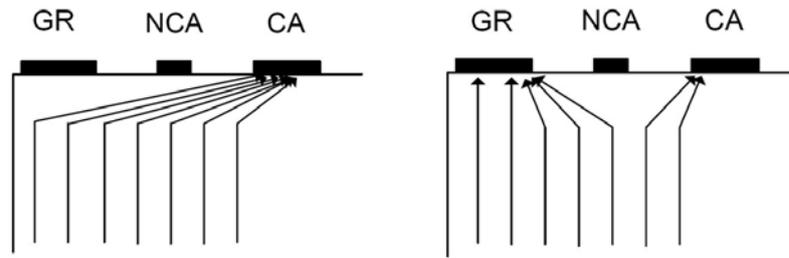


Abbildung 4.10.: Schematische Elektronentrajektorien am Detektorrand, wenn der Guard-Ring GR auf dem Potential der nicht sammelnden Anode NCA (links) bzw. auf dem der ladungssammelnden Anode CA (rechts) liegt [41].

Darstellung des Verlaufs der Feldlinien am Rand des Detektors in Abbildung 4.10 gezeigt.

Liegen die ladungssammelnde Elektrode und der *Guard-Ring* auf demselben Potential (Abbildung 4.10 rechts), so wandern die Elektronen, die im Randbereich des Detektors erzeugt werden, zum *Guard-Ring* und werden von diesem aufgesammelt. Da der *Guard-Ring* nicht mit der Ausseelektronik verbunden ist tragen nur die Elektronen, die in der zentralen Region des Detektors entstehen, zum Signal bei. Da dies, wie in Abschnitt 4.1 gezeigt wurde, die Region ist, in der die Wichtungspotential-Asymmetrie am kleinsten ist, wird in dieser Konfiguration eine verbesserte Energieauflösung erwartet. Das aktive Volumen des Detektors wird somit jedoch verringert, was sich negativ auf die Effizienz beim Nachweis von Strahlung auswirkt.

Werden hingegen *Guard-Ring* und nicht sammelnde Elektrode auf dasselbe Potential gelegt (Abbildung 4.10 links), so tragen Elektronen aus dem gesamten Detektorvolumen zum Signal bei, da alle Feldlinien an einer ladungssammelnden Elektrode enden. Dies hat eine Verbesserung der Effizienz im Nachweis von Gammastrahlung zur Folge. Jedoch müssen die Elektronen, die am Rand des Detektors entstehen, längere Wege zurücklegen, bis sie auf eine ladungssammelnde Elektrode treffen, was ihre Wahrscheinlichkeit erhöht, eingefangen zu werden. Außerdem wird das elektrische Feld am Rand des Detektors stark gekrümmt, was zu einer Inhomogenität des Feldes und somit auch der Driftgeschwindigkeit führt. Dies führt zu einer Verschlechterung der spektroskopischen Eigenschaften des Detektors.

In Ref. [48] wurde festgestellt, dass die Anzahl der detektierten Ereignisse um ca. 15 % geringer ist, wenn nur die zentrale Region des Detektors zum Signal beiträgt. Wie Messungen aus Ref. [41] zeigten, lag die dabei erreichte Verbesserung der Ener-

gieauflösung bei 0,2%. Es ist also dem jeweiligen Verwendungszweck des Detektors anzupassen, welche der beiden Möglichkeiten gewählt wird.

4.5.3. Feldverteilung in der Nähe der koplanaren Anoden

Ist die zwischen den coplanaren Elektroden angelegte Potentialdifferenz zu gering, so enden einige Feldlinien des durch die an der Kathode angelegten Spannung erzeugten E-Feldes zwischen den beiden Anoden. Dies führt dazu, dass ein Teil einer zu den Anoden driftenden Elektronenwolke zwischen zwei koplanaren Anoden an die Oberfläche gelangt und von dort erst zur ladungssammelnden Elektrode driftet. Jedoch ist die Beweglichkeit der Elektronen an den Kristalloberflächen deutlich geringer als im Inneren des Materials. Zudem stellen die dort vorhandenen Oberflächenzustände Ladungsträgerfallen dar, sodass die resultierenden Signale zeitlich in die Länge gezogen und in ihrer Amplitude verringert werden.

In Ref. [49] konnte gezeigt werden, dass es für jede Kontaktgeometrie einen Grenzwert im Verhältnis von Detektor- zu Inter-Grid-Spannung gibt, ab dem alle von der Kathode kommenden Feldlinien an der ladungssammelnden Elektrode enden. Hierbei spielt der Parameter α eine wichtige Rolle. Es gilt

$$\alpha = 4 \frac{V_{ig} L}{V_0 P}. \quad (4.7)$$

Dieser Parameter beschreibt die relative Stärke des lateralen elektrischen Feldes (entspricht der Inter-Grid-Spannung V_{ig}) im Verhältnis zum mittleren elektrischen Feld in z-Richtung (entspricht der an der Kathode angelegten Detektorspannung V_0) [50]. Die Feldlinien enden nur für $\alpha > 2$ komplett an einem Finger der ladungssammelnden Elektrode. Das Verhältnis von Detektor- zu Inter-Grid-Spannung sollte also so gewählt werden, dass diese Bedingung erfüllt ist und somit die Ladungen effektiv eingesammelt werden.

Jedoch hat eine solche Feldverteilung auch einen Nachteil: Werden Elektronen-Loch-Paare direkt unterhalb der Anodenoberfläche erzeugt, driften die Elektronen zwar wie gehabt zur ladungssammelnden Elektrode, die Löcher wandern jedoch aufgrund der Feldverteilung nicht mehr zur Kathode, sondern zum nächstgelegenen Streifen der nicht sammelnden Elektrode.

Dies hat zur Folge, dass dort zusätzliche Ladungen induziert werden, die sich aufgrund der Subtraktion der beiden Anodensignale und ihres entgegengesetzten Vorzeichens zum Elektronensignal aufaddieren. Solche Ereignisse werden also fälschlicherweise bei höheren Energien bis hin zur doppelten Gammaenergie im Pulshöhen-

spektrum eingeordnet. Dadurch entsteht eine der Wichtungspotential-Asymmetrie ähnliche Verbreiterung des Photopeaks zu größeren Energien. Dieser Effekt nimmt mit größer werdendem α zu [50].

In Ref. [47] wurde jedoch berichtet, dass durch Raumladungen, Kristalldefekte und Feldinhomogenitäten die Spannung, die benötigt wird, um alle Feldlinien an den Streifen der ladungssammelnden Elektrode enden zu lassen, um bis zu einem Faktor von 2 vom errechneten Wert abweichen kann. Daher bleibt nur eine experimentelle Überprüfung von sinnvollen Kombinationen aus Detektor- und Inter-Grid-Spannung, die die besten spektroskopischen Ergebnisse liefert.

5. Experimentelle Details und Methoden der Auswertung

Im folgenden Kapitel werden die verwendeten Detektoren, die Ausleseelektronik und die Messaufbauten näher erklärt. Es wird auch auf die Parameter bei der Auswertung der Pulshöhenspektren näher eingegangen.

5.1. Verwendete Detektoren

Das Material der in dieser Arbeit verwendeten Detektoren stammt von der Firma *Redlen Technologies*¹, die Kadmium-Zink-Tellurid mit der THM-Methode (siehe Abschnitt 1.4) herstellt. Die Kristalle wurden am Freiburger Materialforschungszentrum präpariert und über verschiedene lithographische Prozesse (Oberflächenbehandlung, Metallisierung und Passivierung) mit Platinkontakten versehen. Die Detektoren wurden jeweils auf eine Trägerplatine montiert; die planare Rückseite wurde leitend mit der Platine verbunden, die koplanaren Elektroden wurden mit Drähten kontaktiert. Diese Platinen konnten steckbar mit der Ausleseelektronik verbunden werden.

5.1.1. Redlen1-Detektor

Der Kristall dieses Detektors hat die Maße $19 \times 19 \times 5 \text{ mm}^3$ und ist zusammen mit der Steckplatine in Abbildung 5.1 gezeigt.

Auf diesen Detektor wurden Kontakte mit zwar angepassten Breiten der äußersten Streifen, jedoch ohne Guard-Ring auf einer Fläche von $12 \times 12 \text{ mm}^2$ aufgebracht. Da diese Fläche auf jeder Seite ca. 3,5 mm kleiner ist als die Kristalloberfläche, werden Leckströme, die über die seitlichen Oberflächen des Detektors fließen und Randeffekte reduziert. Gleichzeitig hat die Größe der Kontaktfläche auch ungewünschte negative Auswirkungen auf die Feldverteilung im Detektor. Um dies genauer zu untersuchen, wurden, wie in Abbildung 5.2 dargestellt ist, Wichtungspotentiale für eine stark

¹www.redlen.com

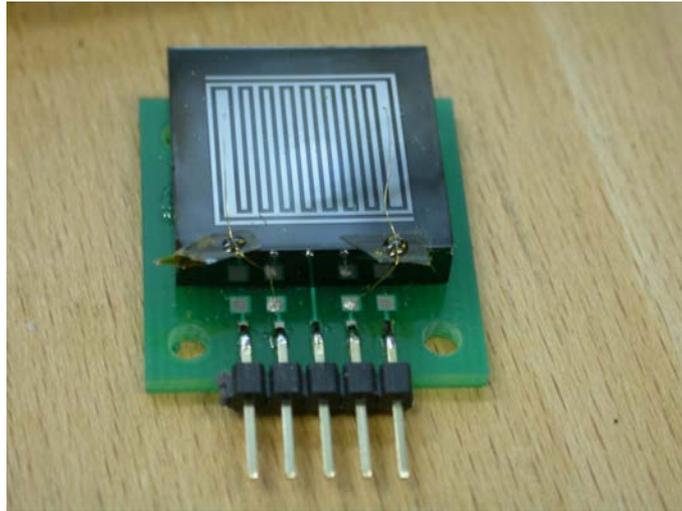


Abbildung 5.1.: Foto des Redlen1-Detektors mit Trägerplatine.

vereinfachte CPG-Elektrodengeometrie durch iterative Lösung der Laplace-Gleichung berechnet. Hierbei wurde der Einfluss der kontaktierten Fläche im Verhältnis zur Oberfläche auf die Feldverteilung im Detektor untersucht, indem sukzessive die äußersten Streifen entfernt wurden.

Aus Abbildung 5.2 wird deutlich, dass das Wichtungspotential mit abnehmender Kontaktfläche zunehmend inhomogen wird und sich auch unterhalb der nicht kontaktierten Fläche ausweitet. Bei verschiedenen Wechselwirkungsorten erfahren also die Ladungsträger verschiedene Beschleunigungen und anfängliche Driftrichtungen. Beim Redlen1 Detektor wird dadurch ein erhöhtes *low energy tailing* sowie durch das Fehlen eines Guard-Rings und die stärkere Wichtungspotential-Asymmetrie eine Verbreiterung der Photopeaks zu größeren Energien erwartet (siehe Abschnitt 4.2). Nach einer Materialcharakterisierung wurde mit diesem Detektor vorrangig das Verständnis für die Funktionsweise von Coplanar Grid Detektoren erlangt und einige spektroskopische Messungen mit einer ^{137}Cs -Quelle durchgeführt.

5.1.2. Redlen2-Detektor

Das Material dieses Detektors stammt aus dem selben Kristall wie das des Redlen1-Detektors und hat dieselben Abmessungen. Diesmal wurde jedoch die gesamte Oberfläche mit einer Anodenstruktur versehen, wie sie in Abbildung 5.3 links dargestellt ist.

Die neue Kontaktstruktur besitzt einen Guard-Ring und eine größere Anzahl an Fingern pro Elektrode als Redlen1, deren Abstand im Vergleich zum vorherigen

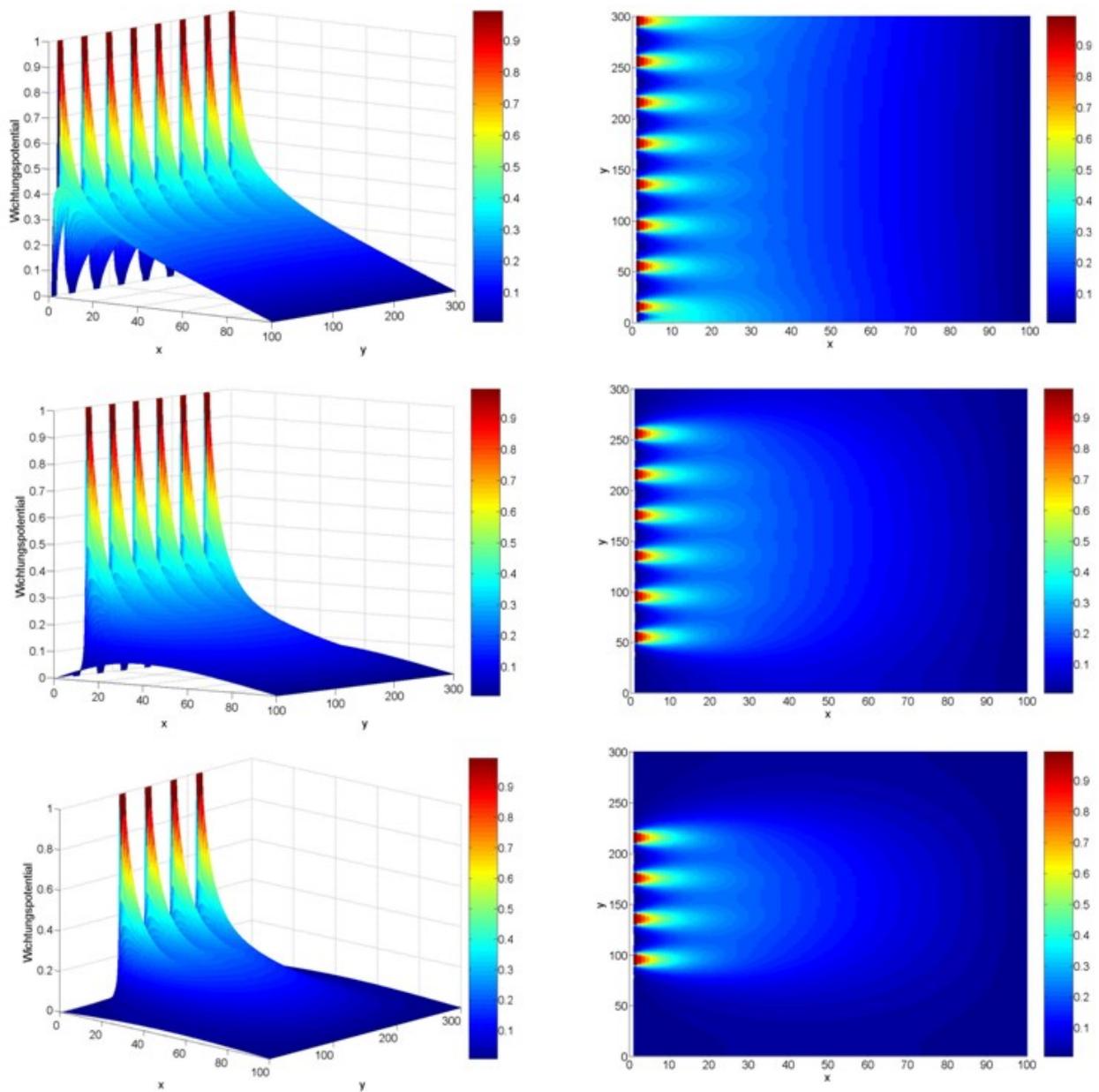


Abbildung 5.2.: Simulierte Wichtungspotentiale einer stark vereinfachten CPG-Struktur bei sukzessiver Reduktion der Kontaktfläche; links: 3D-Ansichten der Wichtungspotentiale, rechts Aufsichten mit Äquipotentiallinien.

Layout verringert wurde. Dies hat zur Folge, dass das Volumen im Detektor, in dem der Löcherbeitrag nicht eliminiert werden kann, verkleinert wird (siehe Abschnitt 4.5.3). Jedoch erhöht sich dadurch die Kapazität zwischen den Anoden, was ein erhöhtes Rauschen zur Folge hat. Die Enden der einzelnen Finger sind abgerundet, um Feldspitzen zu vermeiden. Durch den Guard-Ring und die angepassten Maße der äußersten Streifen wird die Wichtungspotential-Asymmetrie vermindert.

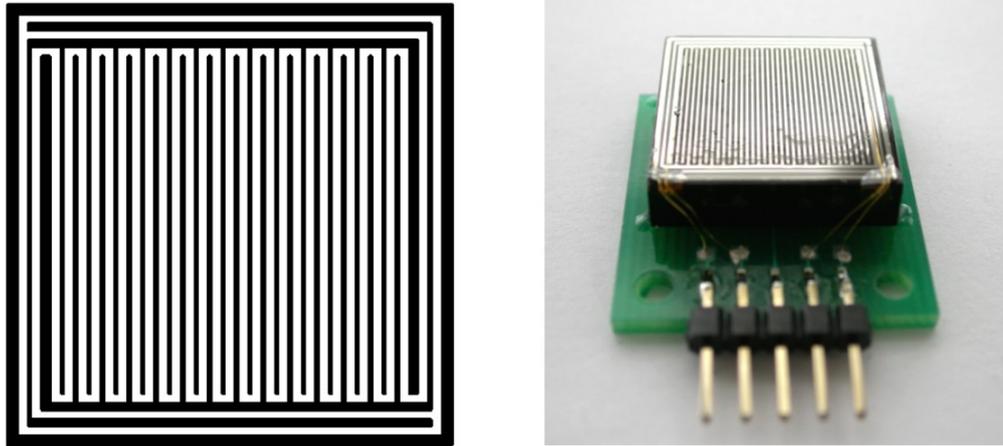


Abbildung 5.3.: Anodenlayout (links) und Foto (rechts) des Redlen2 Detektors auf einer Steckplatine.

Der auf eine Steckplatine montierte, kontaktierte und mit einer Passivierungsschicht überzogene Redlen2-Detektor ist in Abbildung 5.3 rechts zu sehen. Bei diesem Detektor wurde ebenfalls eine Bestimmung der Materialparameter durchgeführt. Neben Messungen der spektroskopischen Eigenschaften wurden mit dem Redlen2-Detektor auch Messungen mit Quellen mit genau bekannter Aktivität durchgeführt. Um den Detektor für einen Einsatz im Netzwerk des Bundesamts für Strahlenschutz zu testen, wurden hierbei Messungen zur Effizienz im Nachweis von Strahlung und das Verhalten des Detektors bei hohen Strahlendosen getestet. Dabei wurden Vergleichsmessungen zu einem kommerziell erhältlichen Detektorsystem auf Basis eines Szintillators durchgeführt.

5.2. Ausleseelektronik

5.2.1. Ladungsempfindliche Vorverstärker

Wenn ein 662 keV-Gammaquant von ^{137}Cs seine gesamte Energie in einem CZT-Detektor abgibt, so entstehen im Kristall ca. 142 000 Elektronen. Dies entspricht

einer Ladung von nur ca. 23 fC. Damit dieses Signal weiterverarbeitet werden kann, muss es verstärkt werden. Dies geschieht über so genannte ladungsempfindliche Vorverstärker. Die wichtigsten Bauteile eines solchen Verstärkers sind Feldefekttransistoren (FETs), mit denen die eigentliche Verstärkung realisiert wird, und eine RC-Rückkopplung (ein Widerstand parallel zu einem Kondensator), das den Verstärkungsfaktor bestimmt und dem Ausgangssignal seine Form verleiht. Während der Ladungsinduktion auf den Elektroden nach einer Wechselwirkung im Detektor fließt ein Strom zum ladungsempfindlichen Vorverstärker, der den Rückkoppelkondensator auflädt. Die Dauer dieses Vorganges ist durch die Dauer des Induktionsstromes und das Ansprechverhalten des FETs bestimmt und liegt im Bereich von einigen 10 bis 100 ns.

Die dadurch am Rückkoppelkondensator anliegende Spannung wird vom FET verstärkt und an dessen Ausgang ausgegeben. Danach entlädt sich der Kondensator über den Rückkoppelwiderstand; dies gibt dem Signal seinen für RC-Glieder typischen, exponentiell abfallenden Verlauf. Typische Abklingdauern, nach denen das Ausgangssignal auf einen Faktor $1/e$ abgeklungen ist, liegen im Bereich von 10 bis 100 μ s.

Die Vorverstärker können mit vorgeschaltetem Kondensator AC-gekoppelt, und ohne einen solchen Kondensator DC-gekoppelt betrieben werden. In dieser Arbeit wurden die schon in den Refs. [4] und [11] benutzten PR304-Vorverstärker der Firma EURORAD² verwendet.

5.2.2. CPG-Elektronik mit *relative gain*

Während bei planaren Detektoren nur ein Signal verstärkt werden muss, sind es bei der CPG-Technik zwei (oder bei Benutzung des Kathodensignals für das *depth-sensing* sogar drei) Signale, die getrennt verstärkt und dann voneinander abgezogen werden. Außerdem muss sowohl die Detektorspannung an die Kathode, als auch die Inter-Grid-Spannung an eine der Anoden gelegt werden; evtl. muss auch noch der *Guard-Ring* kontaktiert und auf ein bestimmtes Potential gelegt werden. Dies erfordert eine kompliziertere elektronische Schaltung. Die in dieser Arbeit verwendete Elektronik ist schematisch in Abbildung 5.4 dargestellt, das explizite Layout wurde selbst entworfen (siehe Abbildung 5.5).

Die Hochspannung und die Inter-Grid-Spannung liegen über Vorwiderstände von je 100 M Ω an der Detektorrückseite bzw. an der nicht sammelnden Elektrode an.

²www.eurorad.com

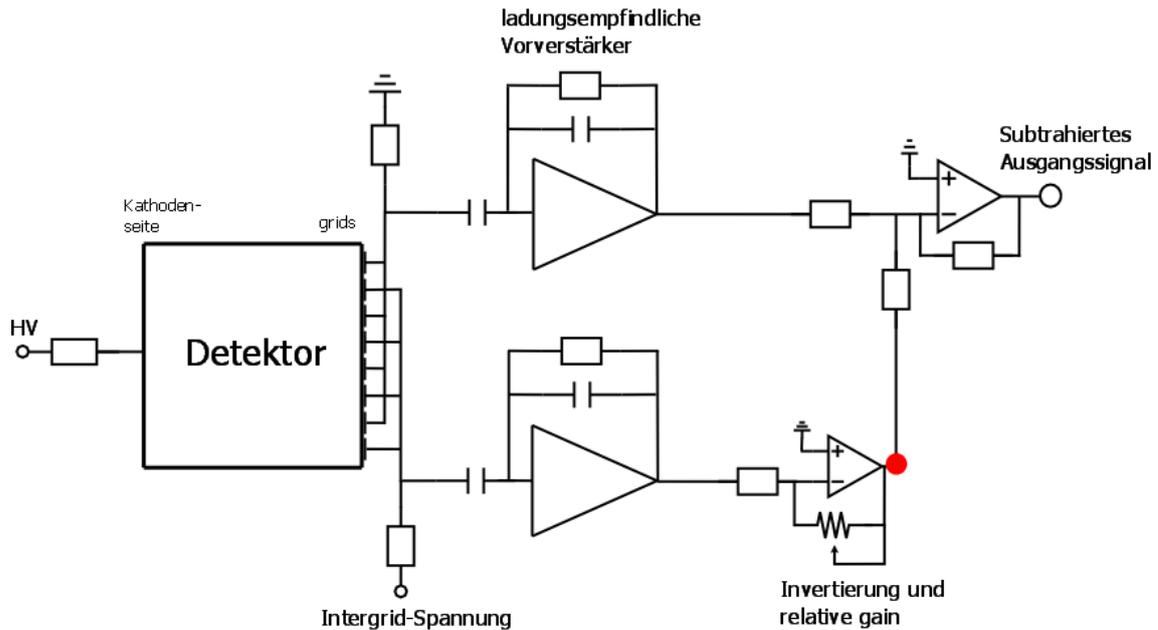


Abbildung 5.4.: Schema der verwendeten Ausleseelektronik mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern und relative gain Subtraktionsschaltung.

Die ladungssammelnde Elektrode liegt ebenfalls über einen Vorwiderstand derselben Größe auf Massepotential. Diese Widerstände sind nötig, da über dieselben Leitungen, über die die Potentiale angelegt werden, das Signal zu den Vorverstärkern gelangt. Um die volle Signalinformation zu erhalten, darf daher kein Strom von oder zu den Spannungsversorgungen oder gar zum Massepotential fließen.

Die Signale kommen vom Detektor über eine AC-Kopplung an die Vorverstärker. Diese Kopplungsart wird gewählt, damit die Inter-Grid- oder im Falle der Kathode die Detektorspannung nicht auch am Eingang des Vorverstärkers liegen; diese würden die Eingangs-FETs zerstören und die Vorverstärker unbrauchbar machen.

Im rechten Teil von Abbildung 5.4 ist eine *relative gain* Subtraktionsschaltung dargestellt, die der Schaltung aus Ref. [38] folgt und die in dieser Arbeit benutzt wird. Bei dieser Schaltung wird das Signal der nicht sammelnden Elektrode über einen Operationsverstärker invertiert und gleichzeitig durch einen verstellbaren Rückkoppelwiderstand mit einem variablen Faktor $G < 1$ abgeschwächt, sodass dieser Operationsverstärker $-G \cdot A_{non-coll}$ am Ausgang (in Abbildung 5.4 durch den roten Punkt gekennzeichnet) anliegen hat. Dieses Signal wird mit dem Ausgang der ladungssammelnden Elektrode zusammengeführt; dort liegt dann das gewünschte Differenzsignal $A_{coll} - G \cdot A_{non-coll}$ an. Dieses wird mit einem als Spannungsfolger dienenden Operationsverstärker (Verstärkungsfaktor 1,0) für die weitere Auswertung

stabilisiert.

5.2.3. Aufbau des Detektorsystems

In Abbildung 5.5 ist eine eigens angefertigte Aluminiumbox gezeigt, die den Detektor selbst und die Vorverstärkerelektronik enthält. Um den Detektor vor Licht zu schützen und die Elektronik elektromagnetisch abzuschirmen wird die Box bei Messungen komplett verschlossen. In dieser Ausführung liegen die direkten Vorverstärkersignale AC-gekoppelt und mit $50\ \Omega$ abgeschlossen an den Ausgängen der Box; die Differenzschaltung kann optional angehängt werden; aus dieser wird dann nur noch das Differenzsignal der beiden Anoden ausgegeben.

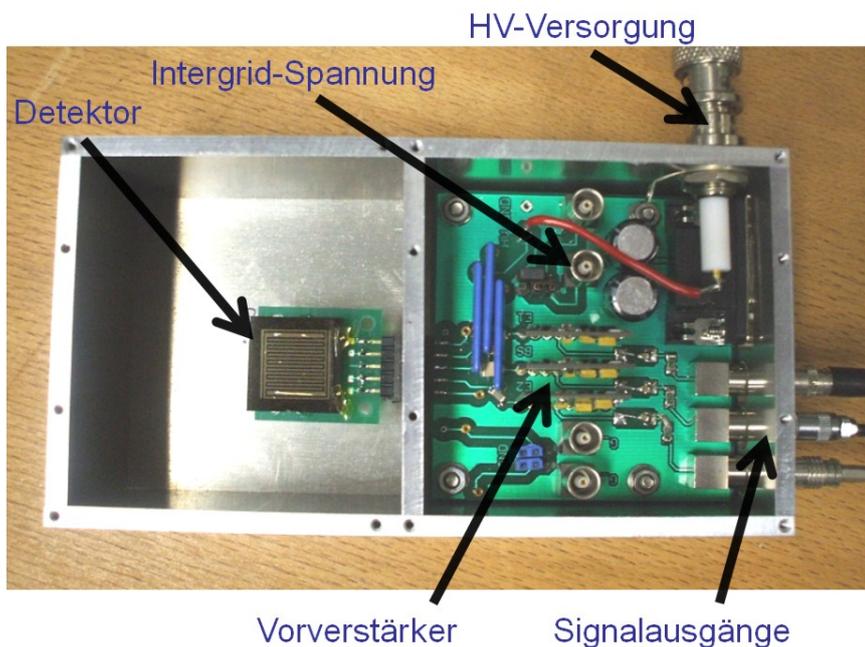


Abbildung 5.5.: Foto des Redlen1 Detektors mit der Ausleseelektronik (Spannungsversorgungen, Vorverstärker, Signalausgänge) in einem Alugehäuse.

5.2.4. Elektronisches Rauschen in CPG-Detektoren

Jedes der verwendeten elektronischen Bauteile stellt eine Rauschquelle dar. Dieses Rauschen überlagert das eigentliche Detektorsignal, was sich negativ auf das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis auswirkt. Zusätzlich stellt der Detektor selbst durch den Leckstrom und die dielektrische Eigenschaft des Detektormaterials eine Rauschquelle dar.

Bei CPG-Detektoren kommen im Vergleich zu planaren Detektoren aufgrund der Anodenstruktur zusätzliche Rauschquellen hinzu. Durch die angelegte Inter-Grid-Spannung fließt zwischen den Anoden ein Leckstrom, der zusätzliches Rauschen produziert. Außerdem ist durch die feine Fingerstruktur die Kapazität zwischen den Anoden nicht zu vernachlässigen, die mit zum elektronischen Rauschen beiträgt. So wird bei CPG-Detektoren die Energieauflösung auch bis zu höheren Energien vom Rauschen mitbestimmt. Meistens ist dessen Beitrag zur Energieauflösung sogar größer als die intrinsische Detektorauflösung [51].

Der Anteil der Elektronik am Gesamtrauschen kann bestimmt werden, indem mit einem Pulser eine definierte Ladung auf den Vorverstärkern deponiert wird. In vielen Veröffentlichungen sind daher neben dem Photopeak eines Spektrums gleichzeitig noch Pulser-Peaks zu sehen. Wird der Anteil der Elektronik abgezogen, so ergibt sich die intrinsische Energieauflösung des Detektors.

5.3. Verwendete radioaktive Quellen

Zur Messung der $\mu\tau$ -Produkte wurde eine ^{241}Am -Quelle verwendet, die unter anderem monoenergetische Alphateilchen mit einer Energie von 5,49 MeV aussendet. Zur Messung der spektroskopischen Eigenschaften und zur Bestimmung des Einflusses der Änderung der externen Parameter auf die Spektren wurde hauptsächlich eine ^{137}Cs -Quelle verwendet. Diese emittiert Gammastrahlung mit einer Energie von 662 keV und dient als Standardreferenz bei der Charakterisierung von Strahlungsdetektoren [52]. Die Gammastrahlen von Cäsium liegen energetisch im mittleren Bereich. Es wird nur Strahlung einer Energie emittiert, sodass sich an Cäsiumspektren alle wichtigen Eigenschaften eines Detektors wie Energieauflösung, Peak-zu-Tal-Verhältnis oder auch die Effizienz in der Ladungssammlung durch das *low energy tailing* gut bestimmen lassen.

Mit dem Redlen2-Detektor wurden zusätzlich die Gammastrahlungsquellen ^{60}Co und ^{152}Eu verwendet. ^{60}Co besitzt zwei dominante Strahlenenergien von 1,173 MeV und 1,332 MeV, ^{152}Eu besitzt verschiedene Strahlenenergien zwischen 100 keV und 1,5 MeV und eignet sich somit zur Energieeichung.

5.4. Bestimmung der Effizienz und des Verhaltens bei hohen Strahlendosen

In dem vom Bundesamt für Strahlenschutz (BfS) zur Eichung der Geiger-Müller-Zählrohre genutzten Strahlenkanal des Helmholtz-Zentrums in München standen ^{137}Cs - und ^{60}Co -Quellen verschiedener und bekannter Stärken zur Verfügung, deren Dosisleistungen jeweils ca. drei Größenordnungen abdeckten. Dadurch lässt sich sowohl das Verhalten eines Detektors bei einer Hochdosis-Strahlung testen als auch durch die bekannten Strahlendosen die Effizienz des Detektors beim Nachweis von Strahlung bestimmen. Die Dosisleistungen der Quellen sind für einen Abstand von 2 m (in dem der Detektor bei den durchgeführten Messungen montiert wurde) mit der dadurch errechneten Anzahl Gammaquanten, die in dieser Distanz pro Sekunde und Fläche auf den Detektor treffen, in Tabelle 5.1 aufgeführt. Letztere wird benötigt, um die Effizienz des Detektors zu bestimmen.

Cäsium	D [$\frac{\text{mSv}}{\text{h}}$]	N_γ [$\frac{1}{\text{s cm}^2}$]	Cobalt	D [$\frac{\text{mSv}}{\text{h}}$]	N_γ [$\frac{1}{\text{s cm}^2}$]
	0,05	1775		0,11	2594
	0,52	17 619		1,1	26 496
	4,7	158 627		11,3	273 817

Tabelle 5.1.: Dosisleistung und daraus bestimmte Anzahl an Gammaquanten pro Sekunde und Fläche in einem Abstand von 2 m für Cäsium- und Cobaltquellen des Strahlenkanals, die Unsicherheiten betragen jeweils 5%.

Die Anzahl N_γ der Quanten mit Energie E_γ pro Sekunde und Quadratzentimeter berechnet sich aus der Dosisleistung D nach Formel

$$N_\gamma = \frac{D}{E_\gamma \cdot \left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Luft}}}. \quad (5.1)$$

Hierbei ist $\left(\frac{\mu}{\rho}\right)_{\text{Luft}}$ der Massenschwächungskoeffizient von Luft. Die Unsicherheit auf die Anzahl der Gammaquanten wurde durch die Unsicherheit im Abstand zur Quelle und der nicht exakt bekannten Dosisleistungen auf 5% abgeschätzt.

Die stärkste benutzte Cäsiumquelle gibt also in einer Stunde mehr als die Dosis ab, die ein Mensch in Deutschland durchschnittlich in einem ganzen Jahr aufnimmt ($\approx 4 \text{ mSv}$), die stärkste Cobaltquelle fast das Dreifache. Bei der Berechnung der Anzahl der Quanten für Cobalt wurde beachtet, dass sich die Dosisleistung jeweils

zu exakt 50 % auf die beiden Strahlungsenergien aufteilt. Für die Auswertung wurde jeweils nur der höherenergetische Peak benutzt, da der niederenergetische Peak vom *low energy tailing* und Comptonereignissen des anderen Peaks überlagert wird.

Der Einsatz von spektroskopischen Detektoren ist nicht nur für geringe Strahlendosen interessant. Bei der Überwachung von Kernkraftwerken kann es auch zur Emission von hohen Strahlendosen kommen. Das Aufrechterhalten von spektroskopischen Eigenschaften bis hin zu sehr hohen Strahlendosen ist daher eine zusätzliche Anforderung an die Detektoren, die in einem Messnetz wie z.B. dem des BfS zum Einsatz kommen sollen.

Bei den Messungen im Strahlenkanal wurde daher auch das Verhalten des Redlen2-Detektors bei hohen Strahlendosen untersucht und mit dem eines kommerziell erhältlichen Detektorsystems auf Basis eines Szintillators verglichen. Bei diesem handelte es sich um einen mit Cer dotierten Lanthanbromid-Szintillator ($\text{LaBr}_3:\text{Ce}$) der Firma *Saint-Gobain Crystals*³, der ein aktives Volumen von ca. 13 cm^3 aufweist. Detektoren aus Lanthanbromid sind eine relativ neue Entwicklung [53] und weisen in Bezug auf Effizienz und Energieauflösung ähnliche Werte auf wie Halbleiterdetektoren [54]. Diese Detektoren werden bereits vom BfS für den Einsatz in ihrem Netzwerk getestet.

Diese beiden Detektoren wurden hinsichtlich ihrer Energieauflösung und Photopeakeffizienz verglichen. Letztere ist das Verhältnis der vom Detektor im Photopeak registrierten Ereignisse zur Anzahl der tatsächlich auf den Detektor treffenden Gammaquanten. Da Strahlung unbekannter Herkunft nur durch die Photopeaks voneinander analysiert werden kann, wurde diese Art der Effizienz untersucht und nicht etwa die gesamte intrinsische Effizienz, bei der alle Wechselwirkungsarten mit einbezogen werden.

5.5. Experimentelle Aufbauten

5.5.1. Zeitaufgelöste Messungen

Bei diesen Messungen kam ein Oszilloskop der Firma Tektronix (Modell TDS5104) zum Einsatz. Die Tastfrequenz dieses Oszilloskops beträgt 5 GHz; die einzelnen Messpunkte besitzen eine 8-Bit Auflösung. Die vorverstärkten Pulse der ladungssammelnden und der nicht sammelnden Elektrode, die in dieser Arbeit jeweils aus 2500

³www.detectors.saint-gobain.com

Messpunkten bestehen, wurden hierbei einzeln aufgenommen und auf der Festplatte des Oszilloskops gespeichert. Daher sind diese Messungen relativ zeitaufwändig, da eine ausreichende Statistik in den Zählraten notwendig ist.

Durch die zeitaufgelösten Messungen der einzelnen Pulse entsprechen die Signale der beiden Anoden jeweils den Wichtungspotentialen, die von den Elektronen durchlaufen werden. Dies bietet eine Möglichkeit, Einsichten über den Entstehungsort und das Driftverhalten der Elektronen und somit über die Feldverteilung im Detektor zu erhalten. Durch Messungen mit dem Oszilloskop lassen sich also qualitative Aussagen über Material- und Detektorqualität machen.

Zudem wurden biparametrische Spektren (siehe Abschnitt 4.3.2) mit dem Oszilloskop erzeugt. Die Pulshöhen des Differenz- und des Summensignals der beiden Anodensignale wurden hierbei jeweils mit einem Trapezfilter bestimmt.

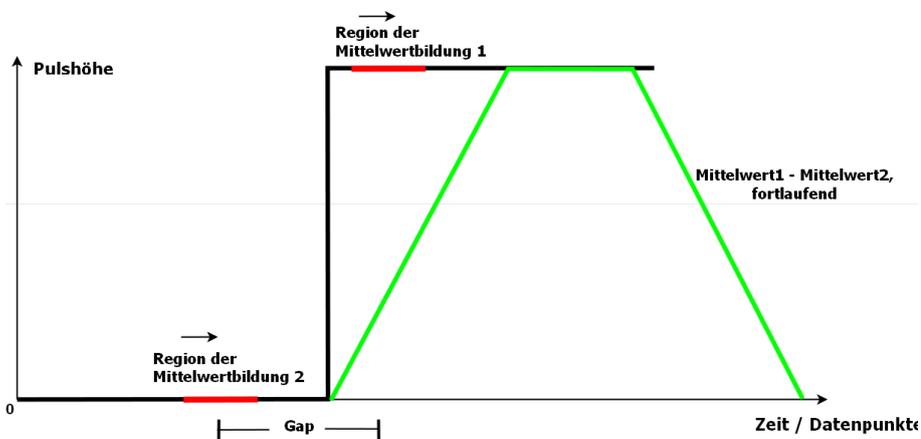


Abbildung 5.6.: Wirkung eines Trapezfilters auf ein Stufensignal; rot: Regionen der Mittelwertbildung, grün: Ausgabe des Filters.

Das Trapezfilter⁴ ist ein Filter der Form $[\overbrace{-1 \dots -1}^{l\text{-mal}}; \overbrace{0 \dots 0}^{g\text{-mal}}; \overbrace{1 \dots 1}^{l\text{-mal}}] / l$; das bedeutet, dass ein Vektor aus einer verschiedenen Anzahl Einsen („Filterlänge“, l) und Nullen („gap“, g) punktweise mit dem digitalisierten Puls multipliziert wird. Durch die Aufsummierung von l Datenpunkten und anschließende Division durch l werden jeweils Mittelwerte dieser Datenpunkte gebildet. Von denen werden jeweils entsprechende Mittelwerte aus einer gleichen Anzahl von Samples, die um die gap -Länge weiter nach links verschoben sind, abgezogen (deswegen das Minuszeichen vor einem Teil der Einsen). Anschließend wird das Filter um einen Datenpunkt weiterschieben und die Mittelwertbildung beginnt von neuem. So wird sukzessive

⁴Der Name dieses Filters kommt daher, dass, wenn er punktweise über eine Stufenfunktion geschoben wird, ein trapezförmiges Signal bildet.

das Filter über den gesamten Puls „geschoben“ (siehe Abbildung 5.6). Diese Filter haben erwiesenermaßen das beste Signal-zu-Rauschen-Verhältnis [55].

Da das Differenzsignal der Anoden eines CPG-Detektors einer Stufenfunktion ähnelt, wird auch hieraus ein (leicht abgerundetes) Trapez, aus dessen Höhe die Pulshöhe bestimmt werden kann. Damit die Höhe des Plateaus der tatsächlichen Pulshöhe entspricht, muss die Lücke (*gap*) zwischen den beiden Regionen der Mittelwertbildung größer als die Anstiegsdauer des Pulses sein. Die Auswirkung eines solchen Trapezfilters auf ein CPG-Differenzsignal ist in Abbildung 5.7 zusammen mit den beiden Anodenpulsen gezeigt.

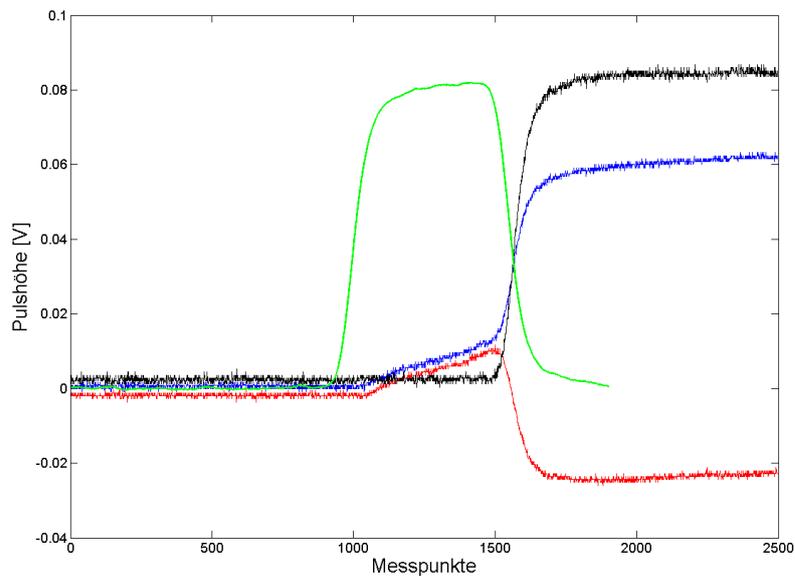


Abbildung 5.7.: Pulse von ladungssammelnder (rot) und nicht sammelnder (blau) Elektrode. Das daraus gebildete Differenzsignal (schwarz) und darauf angewendeter Trapezfilter (grün).

Die Messungen mit dem Oszilloskop wurden außerdem zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produktes verwendet (siehe auch Abschnitt 5.6), wobei hier der Detektor plus Ausleseelektronik in einen Rezipienten eingesetzt wurden, der über eine Pumpe evakuiert werden kann.

5.5.2. Messungen mit NIM-Elektronik

Bei dieser Art von Messungen wurden verschiedene Standard-NIM-Module verwendet, um Pulshöhenspektren zu erzeugen. Das Augenmerk bei diesen Messungen galt

vor allem der Optimierung der spektroskopischen Eigenschaften der Detektoren wie die Energieauflösung. Hierbei wurde das zuvor mit einer Differenzschaltung subtrahierte Anodensignal zuerst mit einem pulsformenden Verstärker (*shaping amplifier*) der Firma Ortec (Modell 572) bearbeitet. Diese verstärken das Signal um einen einstellbaren Wert (20 bis 1000). Gleichzeitig wird es über verschiedene Hoch- und Tiefpässe (so genannte CR-RC-Former) in einer variablen *shaping-time* von $0,25\ \mu\text{s}$ bis $6\ \mu\text{s}$ integriert und abgeleitet. Das daraus resultierende unipolare Signal wird dann mit einem Analog-Digital-Konverter (ADC) digitalisiert und entsprechend seiner Pulshöhe in einem Vielkanal-Analysator (*Multi-Channel-Analyzer*, MCA) in ein Spektrum einsortiert.

Diese Methode ist in der Kernphysik weit verbreitet und liefert relativ schnell Ergebnisse. Die NIM-Elektronik kann abhängig von der Totzeit des Analog-Digital-Wandlers mehrere tausend Ereignisse pro Sekunde verarbeiten. Bei einer radioaktiven Quelle mit ausreichender Aktivität lassen sich so Energiespektren innerhalb weniger Minuten bis Stunden erzeugen. Somit können durch diese Messungen die Auswirkungen von Änderungen der externen Parameter wie die angelegte Spannung auf die Detektorleistung einfacher beobachtet werden. Ein Zugriff auf einzelne Pulse besteht hier jedoch nicht mehr.

5.5.3. Messungen mit XIA microDXP

Zusätzlich zu den beiden genannten Aufbauten wurden auch Messungen mit einem weiteren digitalen System, einem so genannten *microDXP* der Firma XIA [56] durchgeführt. In diesem wird zunächst das Ausgangssignal der Subtraktionselektronik durch einen ADC digitalisiert, bevor es verschiedene digitalen Filter durchläuft. Diese bedienen sich einer patentierten Methode, der *moving window deconvolution* (MWD) [57], in der aus dem (digitalisierten) exponentiell abfallenden Vorverstärkersignal durch Entfaltung und Differenzbildung ein trapezförmiges Signal entsteht, dessen Höhe die Energieinformation des Signals enthält.

Das *microDXP* verwendet zwei Filter, ein „schnelles“ und ein „langames“. Das schnelle Filter dient zum Triggern und selektiert bereits zu schnell aufeinander folgende Pulse, deren Energien sich fälschlicherweise addieren würden (so genanntes „pile-up“), aus. Zudem lässt sich hier auch elektronisches Rauschen ausblenden, indem nur Signale oberhalb einer bestimmten Energieschwelle durchgelassen werden. Der eigentliche Informationsgewinn über die Pulshöhe findet dann durch das langsame Trapezfilter statt. Die digitalen Parameter der Filter wie die Länge der ansteigenden Trapezflanke und der Zeitpunkt, an dem die Pulshöhe aus dem Plateau des Trapez'

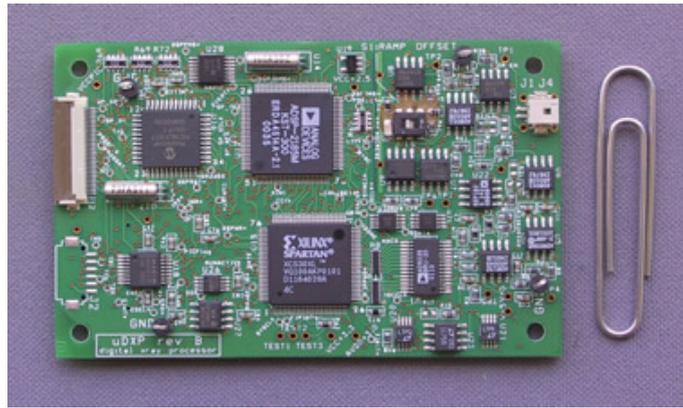


Abbildung 5.8.: XIA *microDXP* zur digitalen Signalverarbeitung [56].

ausgelesen wird, lassen sich per Software einstellen.

Die so erhaltenen Signale werden dann wiederum anhand ihrer Pulshöhen in den Kanälen eines digitalen Vielkanalanalysators eingeordnet. Für die Methode der MWD muss die Abklingdauer der Vorverstärkersignale genau bekannt sein, da sonst das Plateau des Trapez' schief und somit die Energieinformation verzerrt wird.

Der Vorteil des *microDXP* ist seine Handlichkeit; die komplette Elektronik ist auf einer Platine im Scheckkartenformat aufgebracht, siehe Abbildung 5.8, die nur unwesentliche Erweiterungen wie Spannungsversorgung und Kommunikation über RS232 mit dem PC benötigt. Das gesamte Auslesesystem ist daher auch gut für einen Einsatz im Freien, z.B. für die Messstationen des BfS, geeignet. Der Nachteil ist jedoch die relativ geringe Digitalisierungsrate von 8 MHz. Bei schnell ansteigenden Signalen können bei dieser Frequenz nur wenige Datenpunkte für die ansteigende Flanke aufgezeichnet werden, was auf Kosten der Messgenauigkeit geht.

Zudem können die Filterparameter nur im Rahmen der mitgelieferten Software eingestellt werden. Die tatsächliche Art der Signalverarbeitung, die in einem FPGA („Field Programmable Gate Array“) realisiert wird, kann nicht beeinflusst werden. Eine nachträgliche Korrektur der Spektren ist zudem nicht mehr möglich.

Dieses Auslesesystem kommt bereits bei einigen Messstationen des BfS-Netzwerks zusammen mit Lanthanbromid-Szintillatoren zum Einsatz.

5.6. Methode der Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts

Das in dieser Arbeit verwendete Verfahren zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts wird standardmäßig bei der Charakterisierung von Halbleiterdetektoren angewendet [58].

Hierbei werden die 5,49 MeV Alphateilchen einer ^{241}Am -Quelle verwendet. Diese werden durch eine Aussparung auf der Rückseite der Trägerplatine eingestrahlt. Da Alphateilchen in Luft bereits nach wenigen Millimetern bis Zentimetern ihre Energie komplett durch Stöße verlieren, muss die Messung im Vakuum stattfinden. Treffen die Alphateilchen auf die Detektoroberfläche, so werden sie dort innerhalb weniger Mikrometer abgebremst und ihre Energie wird an den Kristall abgegeben. Die Wechselwirkung findet also direkt unterhalb des planaren Kontaktes statt. Dadurch wird je nach Polarität der daran angelegten Spannung eine Ladungsträgersorte sofort von diesem Kontakt eingesammelt, allein die jeweils anderen Ladungsträger wandern durch den Kristall und tragen zum Signal bei. Da für CPG-Detektoren nur die Elektronen eine Rolle spielen, wurde nur von ihnen das $\mu\tau$ -Produkt bestimmt.

Mit dem Verstärkungsfaktor P der Vorverstärker, dessen genauer Wert für die Messungen nicht bekannt sein muss, und der Hecht-Relation aus den Gleichungen (2.3) und (2.4) folgt für die Pulshöhe V_e eines Elektronensignals am Vorverstärker-ausgang:

$$V_e = P \cdot Q_0 \frac{\mu_e \tau_e E}{d} \left(1 - e^{-\frac{x}{\lambda_e}}\right) = V_0 \frac{\mu_e \tau_e V}{d^2} \left(1 - e^{-\frac{x d}{\mu_e \tau_e V}}\right). \quad (5.2)$$

Aus Gleichung (5.2) wird deutlich, dass das Ausgangssignal nicht nur von der ursprünglich erzeugten Ladungsmenge Q_0 abhängt, sondern auch von der angelegten Detektorspannung V . Bei gleichbleibender Energie der Strahlung und bekannter Dicke d des Detektors ergibt sich also ein exponentiell ansteigender Verlauf des Ausgangssignals mit der angelegten Spannung mit einem Sättigungswert V_0 . Um nun das $\mu\tau$ -Produkt zu erhalten werden Pulshöhenspektren der Alphateilchen bei verschiedenen angelegten Spannungen gemessen. Durch Anpassung einer Gaußkurve wird aus diesen Spektren jeweils die Pulshöhe des Peaks bestimmt und diese gegen die Spannung aufgetragen. Bei einer anschließenden Anpassung einer aus Gleichung (5.2) bestimmten Kurve an die Messwerte können die noch verbleibenden freien Parameter V_0 und das $\mu\tau$ -Produkt bestimmt werden.

5.7. Parameter bei der Auswertung der Spektren

Im Folgenden werden die wichtigsten Parameter bei der Auswertung der Spektren beschrieben, die Rückschlüsse auf die Qualität des Detektors ziehen lassen.

5.7.1. Energieauflösung, FWHM

Die Energieauflösung eines Detektors wird mit der vollen Breite des Photopeaks bei dessen halber Höhe („Full Width at Half Maximum“, kurz FWHM) angegeben. Die FWHM wird meistens relativ zur Peakposition in Prozent angegeben. Sie kann über zwei Wege bestimmt werden: Entweder durch direktes Ablesen der Peakposition und der Breite des Peaks bei halber Höhe aus dem Pulshöhenspektrum. Oder es wird eine gaußförmigen Kurve $f(x)$ mit

$$f(x) = y_0 + A_0 \exp\left(-\frac{(x - x_c)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (5.3)$$

an die Messdaten angepasst. Dadurch erhält man die Parameter σ^5 und x_c . Aus diesen lässt sich die FWHM berechnen mit

$$\text{FWHM}[\%] = 2\sqrt{2 \ln 2} \frac{\sigma}{x_c} \approx 2,355 \frac{\sigma}{x_c}. \quad (5.4)$$

Hierbei ergibt sich die Unsicherheit aus den Unsicherheiten auf die Parameter σ und x_c . Da jedoch gerade die linke (also niederenergetische) Flanke des Peaks durch das *low energy tailing* verbreitert sein kann, entspricht die Peakform nicht mehr einer symmetrischen Gaußkurve. Deswegen wird oft ein „rechtsseitiger Gaußfit“ durchgeführt, bei dem nur wenige Datenpunkte links des Peakzentrums berücksichtigt werden [59]. Hierbei hängen σ und dessen Fehler stark von der Wahl der Fitgrenzen ab. Diese Werte müssen bei dieser Methode durch wiederholtes Variieren dieser Fitgrenzen ermittelt und der Fehler abgeschätzt werden.

Die daraus gewonnene FWHM ist zumeist kleiner als die direkt abgelesene und entspricht der Energieauflösung, die man erhalten würde, wenn kein Elektroneneinfang und somit kein *low energy tailing* vorliegen würde.

5.7.2. Peak-zu-Tal und Peak-zu-Compton

Weitere Merkmale zur Charakterisierung eines Detektors sind das Peak-zu-Tal- und das Peak-zu-Compton-Verhältnis. Ersteres ist das Verhältnis der Höhe des Photopeaks zur Höhe des Tals, das im Spektrum links (bei kleineren Energien) neben dem Peak liegt. Dieses Verhältnis sagt etwas über die Vollständigkeit der Ladungssammlung aus. Je stärker das *low energy tailing* ausgeprägt ist, desto höher ist das Tal

⁵Der Fitparameter σ wird von einigen Computerprogrammen auch als „w“ ausgegeben, wie auch im Auswertungsteil dieser Arbeit.

und desto schlechter ist das Peak-zu-Tal-Verhältnis.

Das Peak-zu-Compton-Verhältnis sagt etwas über das Verhältnis darüber aus, wie viele Gammaquanten ihre gesamte Energie im Detektor abgeben und wie viele nach einer Comptonstreuung den Kristall wieder verlassen. Somit ist dieses Verhältnis ein Maß für die Detektoreffizienz. Das Peak-zu-Compton-Verhältnis kann exakt als das Verhältnis der Photopeakfläche zur Fläche des Comptonkontinuums angegeben werden, in der Literatur ist es jedoch weit verbreitet, lediglich das Verhältnis von Peakhöhe zur Höhe der Comptonkante anzugeben.

Da diese beiden Werte nur grobe, qualitative Beschreibungen der Detektorleistung liefern, wurden sie zumeist direkt aus den Messdaten abgelesen und ohne Fehler angegeben.

6. Messungen und Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Messungen, die mit den beiden verwendeten Detektoren *Redlen1* und *Redlen2* durchgeführt wurden, und die daraus resultierenden Ergebnisse vorgestellt.

6.1. Messungen mit Detektor Redlen1

6.1.1. Materialcharakterisierung

Zuerst wurden mit dem Detektor U-I-Kennlinien sowohl zwischen Vorder- und Rückseite des Detektors als auch zwischen den koplanaren Elektroden aufgenommen, um die jeweiligen Widerstände zu bestimmen. Anschließend wurden zeitaufgelöste Messungen mit dem Oszilloskop durchgeführt, die Aufschluss über die Dynamik der Elektronendrift lieferten. Danach wurde zu spektroskopischen Messungen mit NIM-Modulen übergegangen.

6.1.1.1. U-I-Kennlinien, Widerstände

Die Strom-Spannungs-Kennlinie des Detektors wurde bestimmt, indem die beiden Anoden auf Massepotential und die planare Rückseite auf eine variable Spannung zwischen 800 V und -1000 V gelegt wurden. Dabei wurde der zwischen Hochspannung und Masse fließende Strom gemessen. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung 6.1 gezeigt. Die einzelnen Datenpunkte entsprechen den Mittelwerten und Standardabweichungen von jeweils mehreren Messwerten bei gleichen Spannungen.

In Abbildung 6.1 ist deutlich zu erkennen, dass ab Spannungswerten von ca. $+400$ V der Strom bei steigender Spannung stark zunimmt und vom linearen Verlauf abweicht. Dies ist auf die Anodenkontakte zurückzuführen, über die ab dieser Spannung Ladungsträger ins Material injiziert werden. Da jedoch bei den in dieser Arbeit durchgeführten Messungen immer eine negative Hochspannung an die Rückseite angelegt wird, hat dies keine Auswirkungen. Die Kennlinie bleibt bis -1000 V stabil und linear. Zur Berechnung des Materialwiderstands wurde eine Ausgleichsgerade

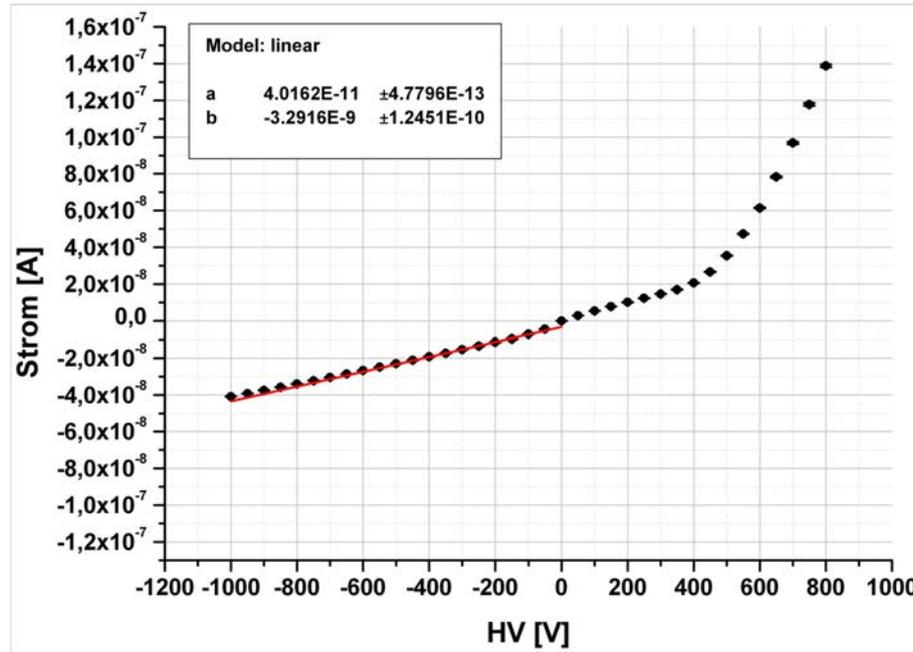


Abbildung 6.1.: *U-I-Kennlinie des Redlen1-bulk-Materials mit Ausgleichsgerade (rot) über den negativen Spannungswerten.*

über die negativen Spannungswerte gelegt.

Der aus den Werten der Gerade ermittelte Wert des Bulkwiderstands beträgt

$$R_{\text{bulk}} = (2,49 \pm 0,03) \times 10^{10} \Omega.$$

Der Fehler errechnet sich nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz aus den Fehlern der Parameter der Ausgleichsgeraden.

Nach Gleichung (1.3) lässt sich daraus der spezifische Widerstand ρ des Materials berechnen. Als Oberfläche A wurde hierbei nur die Fläche der Kontakte berücksichtigt, da angenommen wurde, dass nur unterhalb dieser Fläche tatsächlich Strom zur Rückseite fließt. Die Dicke d des Materials war nur bis auf eine Genauigkeit von 10 % bekannt, die Kontaktfläche wurde als exakt bekannt angenommen. Der spezifische Widerstand des Redlen1-Materials errechnet sich somit zu

$$\rho = (7,2 \pm 0,7) \times 10^{10} \Omega \text{ cm}.$$

Der Fehler des spezifischen Widerstandes s_ρ berechnet sich ebenfalls nach Gauß aus den Fehlern des Widerstands s_R und der Dicke s_d zu

$$s_\rho = \rho \sqrt{\left(\frac{s_R}{R}\right)^2 + \left(\frac{s_d}{d}\right)^2}. \quad (6.1)$$

Die Strom-Spannungs-Kennlinie zwischen den beiden Anoden wurde ebenfalls gemessen. Hierfür wurde an eine der koplanaren Anoden eine variable Spannung angelegt, die andere Elektrode wurde auf Massepotential gelegt. Die Messdaten sind in Abbildung 6.2 mit einer Ausgleichsgeraden gezeigt.

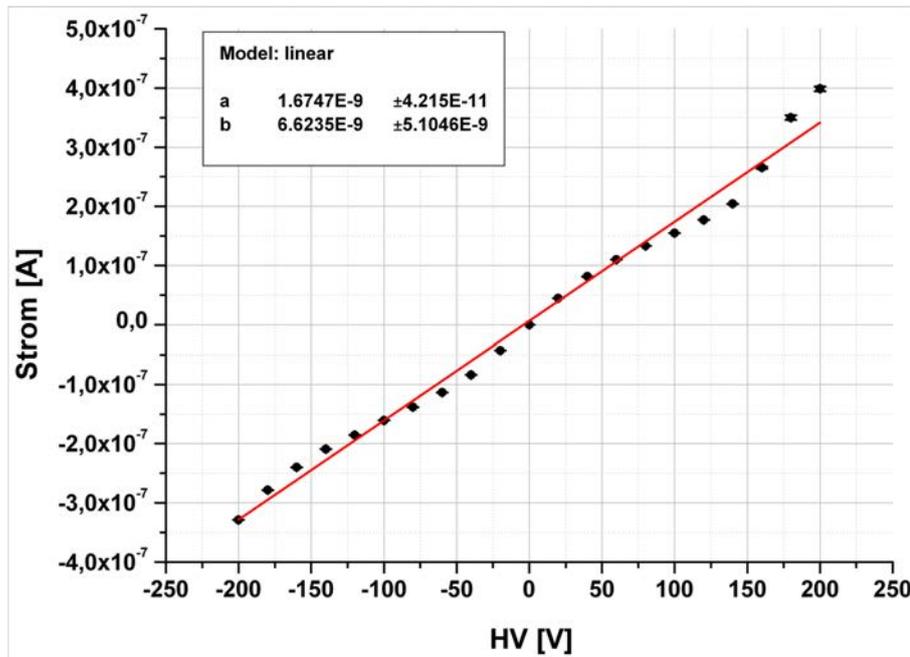


Abbildung 6.2.: *U-I-Kennlinie der koplanaren Anoden mit Ausgleichsgerade zur Abschätzung des Inter-Grid-Widerstands*

In Abbildung 6.2 ist zu erkennen, dass die Kennlinie zwar symmetrisch um die Null ist, jedoch keinem linearen Verhalten folgt. Da sowohl die Oberflächen als auch eine Schicht direkt unter den Kontakten zur Stromleitung beitragen [60], kann es sein, dass diese beiden Beiträge spannungsabhängig den Inter-Grid-Strom verschieden stark bestimmen. Wie bei den Messungen des Bulk-Widerstandes ja bereits festgestellt wurde, handelt es sich bei den Kontakten um keine rein ohmschen Kontakte. Stellen die Anoden Schottky-Kontakte dar, so kann die Barriere ab einer bestimmten Spannung überwunden werden und Ladungsträger können ins Material gelangen. Eine andere Erklärung wäre, dass bei bestimmten Spannungen Oberflächenzustände entleert werden, die Ladungsträger freigeben. Es existiert jedoch kein einfaches Modell zur Bestimmung oder Simulation der Oberflächenströme, weshalb zur Abschätzung des Inter-Grid-Widerstands wiederum eine Ausgleichsgerade an die Messdaten gelegt wurde. Diese ergab für den Inter-Grid-Widerstand

$$R_{\text{intergrid}} = (5,97 \pm 0,15) \times 10^8 \Omega.$$

Dieser Wert für den Inter-Grid-Widerstand liegt unterhalb der in der Literatur (z.B. in Ref. [41]) geforderten Größenordnung von $> 1 \text{ G}\Omega$. Um den Strom zwischen den Anoden und das damit verbundene Rauschen so gering wie möglich zu halten dürfen daher nicht zu große Spannungen zwischen den Anoden anliegen.

6.1.2. Zeitaufgelöste Messungen mit dem Oszilloskop

Um Aufschluss über das Driftverhalten der Elektronen im Detektor und die damit verbundenen Zeitskalen zu erhalten, wurden mit dem Oszilloskop einzelne Pulse aufgenommen und betrachtet. Hierbei wurde eine ^{137}Cs -Quelle verwendet. Die Detektorspannung wurde auf einen relativ geringen Wert von -350 V eingestellt, um die Driftgeschwindigkeiten gering zu halten und so die Dynamik besser beobachten zu können. Die Ausschnitte der in Abbildung 6.3 und 6.4 gezeigten Pulse stellen jeweils 2500 Messpunkte dar. Die Zeit zwischen zwei Messpunkten entsprach der Dauer von $1,6 \text{ ns}$; die Ausschnitte entsprechen also insgesamt $4 \mu\text{s}$.

Die meisten Pulse, die nicht dem elektronischen Rauschen, sondern einer Wechselwirkung eines Gammaquants zugesprochen werden konnten, entsprachen hierbei dem theoretisch vorhergesagten Verlauf, der über die Wichtungspotentiale bestimmt wird (siehe Abbildung 6.3 links). Bei diesen Pulsen ist deutlich zu sehen, wie zuerst die lineare Region der Wichtungspotentiale durchquert wird (hier ca. 300 Datenpunkte, entspricht ca. 500 ns), bevor die Elektronen zur ladungssammelnden Elektrode abgelenkt werden und dort das rasch ansteigende Signal induzieren (ca. 120 Datenpunkte, entspricht ca. 200 ns). Ebenso geht das Signal der nicht sammelnden Elektrode aufgrund dieser Driftbewegung rasch auf Null zurück. Das Differenzsignal entspricht also in guter Näherung einem Stufensignal, aus dem mit einem Trapezfilter die Pulshöhe bestimmt werden kann.

Es wurden jedoch auch einige Signale beobachtet, bei denen die Wechselwirkung des Gammaquants in der Region unterhalb der Anodenoberfläche stattfand, wo die Wichtungspotentiale der beiden Anoden voneinander abweichen. Die Tiefe dieses Bereichs entspricht in etwa dem Abstand zweier Finger derselben Anode, der bei den Redlen1-Kontakten über 1 mm beträgt. Bei einer Detektordicke von 5 mm füllt dieser Bereich also mehr als ein Fünftel des aktiven Volumens aus.

Bei diesen Ereignissen driften die Elektronen wie gehabt zur ladungssammelnden Elektrode, die Löcher werden jedoch nicht zur Kathode, sondern zur nicht sammelnden Elektrode beschleunigt, wie in Abbildung 6.3 rechts gezeigt (siehe hierzu auch

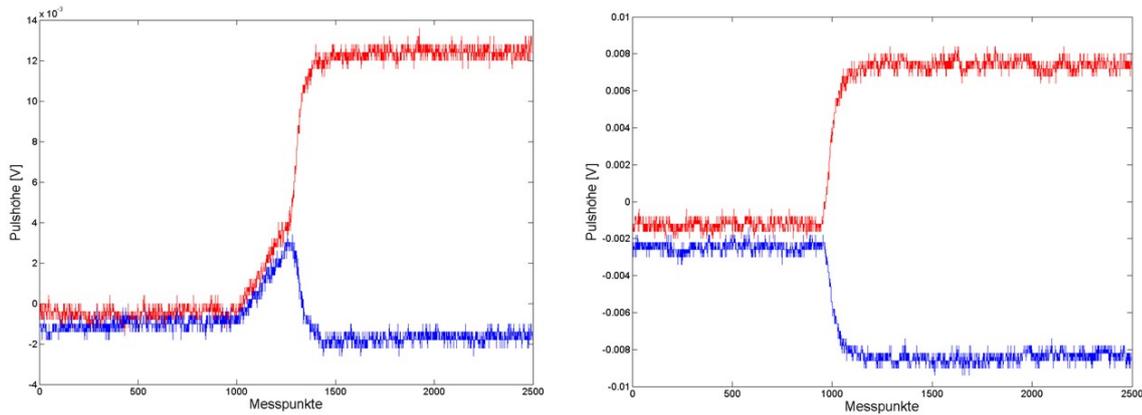


Abbildung 6.3.: Mit dem Oszilloskop aufgenommene Ladungspulse der ladungssammelnden (rot) und der nicht sammelnden (blau) Elektrode. Links: Pulse, die dem theoretisch vorausgesagten Verlauf der Wichtungspotentiale entsprechen, rechts: Pulse, die unterhalb der Anodenoberfläche entstanden sind.

Abschnitt 4.5.3). Die Differenz dieser beiden Signale ist dann größer als das reine Elektronensignal. Das entsprechende Ereignis wird also im Pulshöhenspektrum unter Umständen bei größeren Energien als die nominelle Energie der Strahlung eingeordnet.

Bei Messungen mit Alphateilchen einer ^{241}Am -Quelle, die zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts durchgeführt wurden, wurden zudem Pulse entdeckt, deren Verlauf deutlich vom theoretischen Verlauf abwich. Beispiele solcher Pulse sind in Abbildung 6.4 gezeigt.

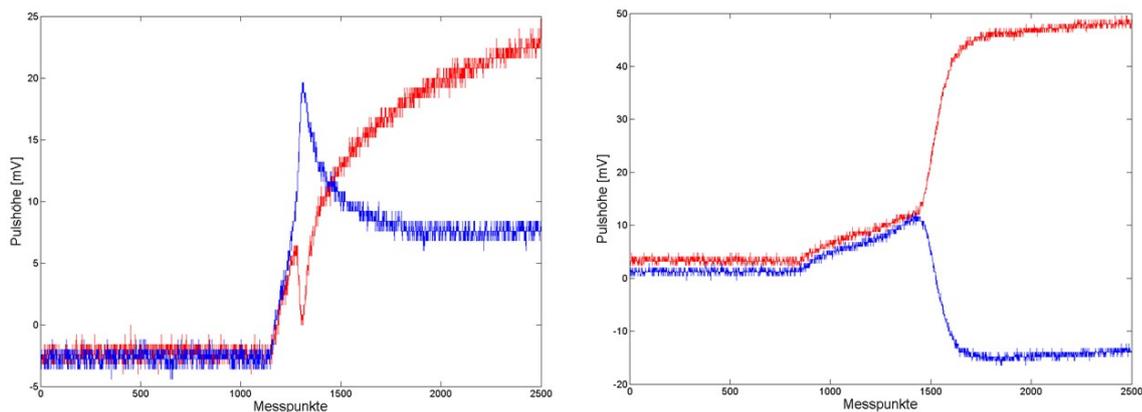


Abbildung 6.4.: Von Alphateilchen einer ^{241}Am -Quelle erzeugte Ladungspulse der ladungssammelnden (rot) und der nicht sammelnden (blau) Elektrode, die durch Feld- und Oberflächeneffekte vom theoretischen Verlauf abweichen.

Bei Pulsen wie in Abbildung 6.4 links steigt das Signal der nicht sammelnden Elektrode nach einem anfangs linearen Verlauf sprunghaft an, bevor es wieder geringer wird und anschließend bei einem deutlich von Null verschiedenen Wert bleibt. Das Signal der ladungssammelnden Elektrode knickt analog dazu ebenso sprunghaft nach einem linearen Anstieg ein, bevor es weiter ansteigt. Diese Effekte werden den Feldinhomogenitäten und Oberflächeneffekten zugeschrieben, die durch die geringe Kontaktfläche des Redlen1-Detektors entstehen (siehe Abschnitt 5.1.1). Der Effekt, dass das Signal der nicht sammelnden Elektrode nicht auf Null zurückkehrt, deutet darauf hin, dass Ladungen z.B. durch Oberflächenzustände verloren gehen oder direkt von dieser Elektrode aufgesammelt werden. Dieser Effekt kann auch daher stammen, dass ein Teil der Ladungswolke auf die nicht kontaktierte Oberfläche an der Anodenseite trifft und von dort zu den Kontakten beschleunigt wird.

Ein anderes Beispiel für anomales Driftverhalten ist in Abbildung 6.4 rechts gezeigt. Bei diesen Pulsen weicht der erste Anstieg des Signals von einem linearen Verhalten ab. Dies deutet auf lokal variierende Ladungsträgerbeweglichkeiten oder Feldstärken hin. Solche Pulse wurden vor allem bei niedrigeren Detektorspannungen bemerkt, bei denen die Driftgeschwindigkeiten geringer sind. Die genaue Ursache für diese Pulsformen konnte jedoch nicht zweifelsfrei ausgemacht werden, diese Beobachtungen stehen aber in guter Übereinstimmung mit denen in Ref. [61].

Von den höherenergetischen Alphateilchen werden fast zehn Mal mehr Ladungsträger im Detektor erzeugt als von Gammaquanten einer Cäsiumquelle. Diese Ladungsträgerwolke breitet sich auch entsprechend in einem größeren Volumen aus, sodass sich hier Feld- und Oberflächeneffekte deutlicher bemerkbar machen.

Aufgrund dieser Ergebnisse wurde auf Messungen zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts verzichtet, da hier nicht mit zuverlässigen Resultaten zu rechnen war.

6.1.3. Spektroskopische Messungen mit dem Oszilloskop

In Anlehnung an vorangegangene Diplomarbeiten [4, 11] wurden mit dem Oszilloskop spektroskopische Messungen mit einer ^{137}Cs -Quelle durchgeführt. Die Pulshöhe der subtrahierten Anodensignale wurde über einen Trapezfilter bestimmt.

Das Spektrum mit der besten Energieauflösung, das aus mit dem Oszilloskop aufgenommenen Pulsen erzeugt wurde, ist zusammen mit einem dem Photopeak überlagerten Gaußfit in Abbildung 6.5 gezeigt. Die Detektorspannung betrug hierbei -750 V , die Inter-Grid-Spannung -100 V , das Spektrum besteht aus 150 000 Ereignissen. Die Energieauflösung wurde aus den Parametern des Gaußfits bestimmt und

beträgt $(5,6 \pm 0,5) \%$ FWHM, das Peak-zu-Tal-Verhältnis beträgt 4,5, das Peak-zu-Compton-Verhältnis 1,7.

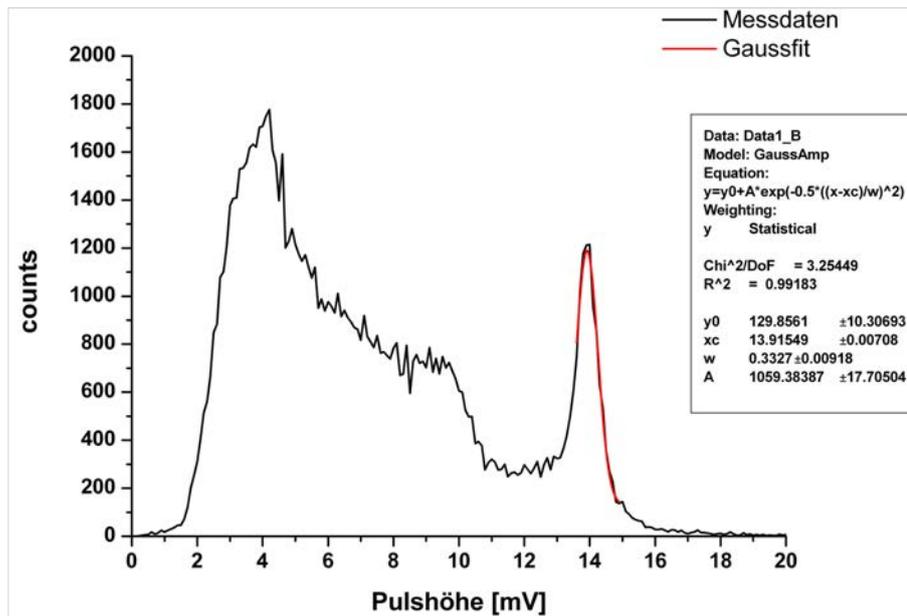


Abbildung 6.5.: ^{137}Cs -Spektrum aus 150 000 mit dem Oszilloskop aufgenommenen Ereignissen des Redlen1-Detektors mit einem dem Photopeak überlagerten Gaußfit. Die FWHM beträgt 5,6 %.

Zur Diskussion dieser Werte sei auf Abschnitt 6.3 verwiesen.

In Abbildung 6.5 ist auch deutlich die Verbreiterung des Sockels des Photopeaks hin zu größeren Energien zu sehen, die einerseits der Wichtungspotential-Asymmetrie zuzuschreiben ist und andererseits von Ereignissen herrührt, die unterhalb der Anoden stattfanden (siehe Abschnitt 6.1.2).

6.1.4. Biparamterisches Spektrum

Wie in den Abschnitten 3.2 und 4.3.2 gezeigt wurde, lassen sich auch mit CPG-Detektoren biparametrische Spektren aufnehmen, die tiefenaufgelöste Einblicke in das Detektorverhalten bieten. Auch mit dem Redlen1-Detektor wurde ein solches Spektrum erzeugt. Als Parameter wurden hierbei die Differenz und die Summe der beiden Anodensignale genommen. Letztere ist, wie in Abschnitt 4.3.2 und in den Refs. [47, 62] gezeigt wurde, in erster Näherung proportional zum Kathodensignal und somit ein Maß für Wechselwirkungstiefe.

Es wurden mit dem Oszilloskop 500 000 Pulse einer ^{137}Cs -Quelle bei einer Detektorspannung von -750 V und einer Inter-Grid-Spannung von -25 V aufgezeichnet. Die Pulshöhen der Differenz- und Summensignale der Anoden wurden wiederum mit einem Trapezfilter bestimmt. Das so erhaltene biparametrische Spektrum ist in Abbildung 6.6 dargestellt.

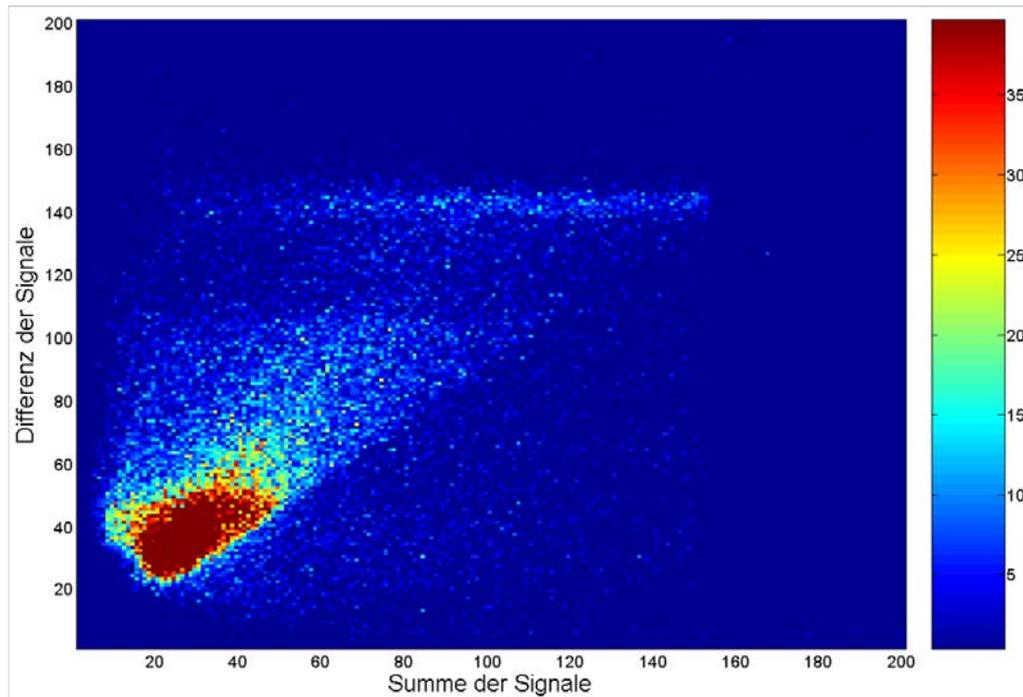


Abbildung 6.6.: Biparametrisches Spektrum (Farbskala) von 500 000 Pulsen einer ^{137}Cs -Quelle, aufgenommen mit dem Oszilloskop und dem Redlen1-Detektor. Aufgetragen ist die Differenz gegen die Summe der Anodensignale.

Die Ereignisse, bei denen die gesamte Gammaenergie im Detektor abgegeben wurde und die bei einer Projektion im Photopeak landen würden, befinden sich bei $y \approx 140$; dies entspricht einer Pulshöhe des Differenzsignals von 14 mV . Die Comptonkante befindet sich bei $y \approx 100$ (entspricht 10 mV). Diese Werte sind in Einklang mit dem Spektrum aus Abbildung 6.5. Der Bereich vieler Ereignisse zwischen 20 und 50 beider Achsen entspricht sowohl dem elektronischen Rauschen als auch niederenergetischen Gammaquanten, die z.B. nach Rückstreuung mit dem Detektor wechselwirken.

Die Aufweitung bzw. Ausdünnung der Ereignisse mit $y \approx 140$ bei kleineren Summen der Signale (< 60) ist in Einklang mit den Messungen, in Ref. in[47] durchgeführt wurden. Dieser Effekt ist zum einen den Ereignissen zuzuschreiben, die unterhalb

der Anodenoberfläche entstanden sind (vgl. Abschnitt 4.5.3), und zum anderen der Wichtungspotential-Asymmetrie, die in Pulshöhenspektren den Photopeak beidseitig verbreitert (siehe Abschnitt 4.2).

Da die Summe der Anodensignale in erster Näherung gleich dem Kathodensignal ist, kann dies aufgrund der Ladungserhaltung maximal die gleiche Höhe wie das Differenzsignal haben. Daher ist das biparametrische Spektrum theoretisch auf die linke obere Seite (gemessen an der Winkelhalbierenden) beschränkt. Bei den Ereignissen, die unterhalb dieser Winkelhalbierenden liegen, ist das Summensignal größer als das Differenzsignal; beide Signale sind also > 0 . Dies liegt einerseits an Oberflächeneffekten (siehe auch Abschnitt 6.1.2), und andererseits daran, dass die Inter-Grid-Spannung bei dieser Messung zu gering war, um alle Ladungsträger auf die Streifen der ladungssammelnden Elektrode zu leiten. Dadurch gehen Ladungsträger an der Detektoroberfläche verloren oder es wird auch auf der nicht sammelnden Elektrode ein Signal induziert. Dies steht wieder in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen aus Ref. [47]. Im Unterschied zu den dort veröffentlichten Ergebnissen liegt jedoch bei dem mit Redlen1 gemessenen Spektrum keine merkliche Abweichung der Photoereignisse bei $y \approx 140$ von der Horizontalen vor. Eine solche Abweichung würde ein erhöhtes Einfangen der Elektronen bedeuten, die in tieferen Regionen (nahe der Kathode) entstehen und somit eine längere Distanz zu den Anoden zurücklegen müssen. Durch das *trapping* würden diese Signale bei geringeren Pulshöhen (=Differenzsignal) eingeordnet werden. Die Abwesenheit einer solchen Abweichung zeigt, dass im Redlen-Material kaum Elektroneneinfang vorhanden ist und zeugt von einer guten Qualität dieses Materials. Da der in Ref. [47] charakterisierte Detektor eine Dicke von 7,5 mm besaß und somit um einen Faktor 1,5 dicker ist als der Redlen1-Detektor, ist der dort stärker beobachtete Elektroneneinfang auch darauf zurückzuführen.

Die Projektion des biparametrischen Spektrums auf die y -Achse (Differenz der Signale) liefert das Summenspektrum über alle Wechselwirkungsorte, welches in Abbildung 6.7 mit einem dem Photopeak überlagerten Gaußfit gezeigt ist. Die Energieauflösung dieses Spektrums wurde wiederum aus den Parametern des Gaußfits bestimmt und beträgt $(5,8 \pm 0,5) \% \text{ FWHM}$, das Peak-zu-Tal-Verhältnis beträgt ca. 4,0, das Peak-zu-Compton-Verhältnis ca. 1,3. Diese Werte sind somit vergleichbar zu den in Abschnitt 6.1.3 bestimmten Werten.

Die Messungen mit dem Oszilloskop boten einen guten Einblick in die Funk-

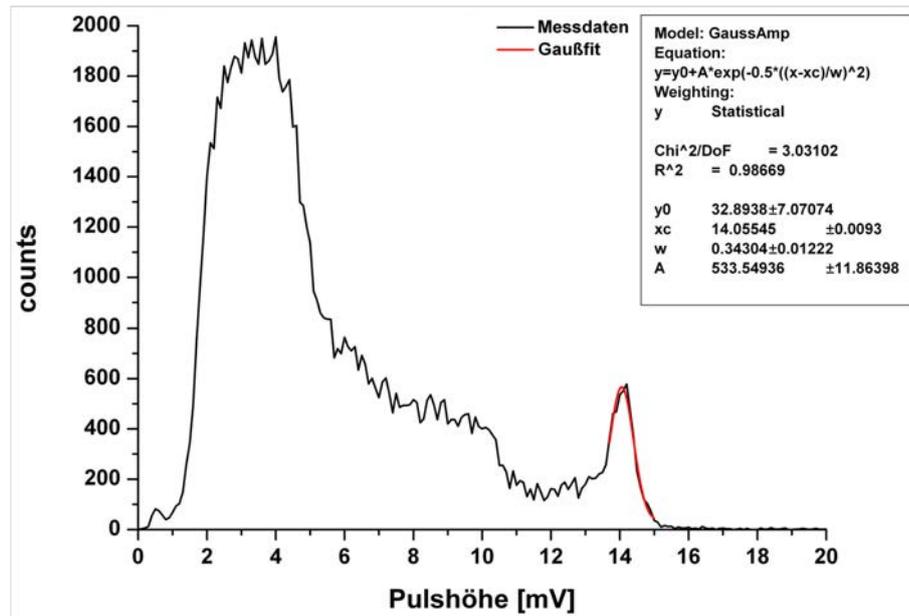


Abbildung 6.7.: ^{137}Cs -Pulshöhenspektrum, das aus der Projektion des biparametrischen Spektrums aus Abbildung 6.6 auf die y-Achse entsteht, mit überlagertem Gaußfit. Die FWHM beträgt 5,8 %.

tionsweise und die Dynamik von Coplanar Grid Detektoren. Um nach dem prinzipiellen Verständnis des Detektorverhaltens die spektroskopischen Eigenschaften des Redlen1-Detektors genauer zu charakterisieren, wurde zu Messungen mit einer Standard-NIM-Elektronik übergegangen.

6.1.5. Messungen mit NIM-Elektronik

6.1.5.1. Kombinationen von Detektor- und Inter-Grid-Spannungen

Mit Hilfe einer über RS232 ansteuerbaren Spannungsversorgung (Modell NHQ 221L der Firma ISEG), die unabhängig voneinander zwei Spannungen unterschiedlicher Stärke und Polarität ausgeben kann, wurde eine Matrix aus verschiedenen Wertepaaren von Inter-Grid- und Detektorspannungen durchgeföhren, um die optimale Kombination für weitere Messungen zu finden.

Die Spannung zwischen den Anoden wurde im Bereich von -20 V bis -100 V variiert, die Detektorspannung im Bereich von -300 V bis -700 V . Die Spektren wurden mit einer ^{137}Cs -Quelle bei einer *shaping time* von $0,5\text{ }\mu\text{s}$ und einem relativen Verstärkungsfaktor von 1,0 gemessen. Es wurden zur Auswertung rechtsseitige Gaußfits durchgeföhrt und der Fehler auf die Energieauflösung auf $\pm 0,4\%$ FWHM

abgeschätzt. In Tabelle 6.1 sind die entsprechenden Halbwertsbreiten der Photopeaks in Prozent für jede Spannungskombination aufgeführt.

Inter-Grid-Spannung [V] →	−20	−40	−60	−80	−100
↓ Detektorspannung [V]					
−300	5,7	5,2	4,9	4,8	5,2
−400	4,9	4,9	4,4	4,5	4,7
−500	4,4	4,3	4,0	4,1	4,4
−600	4,6	4,0	4,1	4,2	4,4
−700	4,8	4,2	4,4	4,0	4,4

Tabelle 6.1.: FWHM in Prozent von ^{137}Cs -Spektren aufgenommen bei verschiedenen Kombinationen aus Inter-Grid- und Detektorspannungen mit dem Redlen1-Detektor und NIM-Elektronik. Der Fehler beträgt jeweils $\pm 0,4\%$ FWHM.

Die Ergebnisse aus Tabelle 6.1 zeigen, dass die Inter-Grid-Spannungen weder zu gering noch zu hoch sein dürfen. Bei zu geringen Werten ist die Ablenkung der Elektronen zur ladungssammelnden Elektrode nicht vollständig, bei zu großen Werten dominiert bei den Kontakten des Redlen1-Detektors das Rauschen, das durch den Inter-Grid-Strom entsteht, die Energieauflösung.

Ein exemplarisches Spektrum aus Tabelle 6.1, das bei -500 V Detektor- und -60 V Inter-Grid-Spannung gemessen wurde, ist in Abbildung 6.8 dargestellt. Die Energieauflösung beträgt dabei $(4,0 \pm 0,4)\%$ FWHM, das Peak-zu-Tal-Verhältnis liegt bei 6,6, das Peak-zu-Compton-Verhältnis bei 2.

Um Kanal 200 ist der so genannte Rückstreu-Peak zu sehen, der von Gammastrahlen stammt, die außerhalb des Detektors um 180° Compton-gestreut werden (z.B. an der Bleiabschirmung) und anschließend mit dem Detektor wechselwirken. Die hohe Ereignisrate bei den Kanälen < 100 ist dem elektronischen Rauschen zuzuschreiben. In Abbildung 6.8 ist auch die Ausweitung des Sockels des Photopeaks zu größeren Energien hin zu sehen, die durch die Wichtungspotential-Asymmetrie entsteht.

6.1.5.2. Relative gain-Messungen

Durch Variation des Widerstands in dem Teil der Differenzierlektronik, der vom Signal der nicht sammelnden Elektrode durchlaufen wird (siehe Abbildung 5.4), lässt sich der Faktor $G < 1$ einstellen, mit dem dieses Signal multipliziert wird, bevor es zu dem der ladungssammelnden Elektrode addiert wird. Wie in Abschnitt 4.3.1 dargelegt wurde, dient diese *relative gain* Methode dazu, den Elektroneneinfang zu

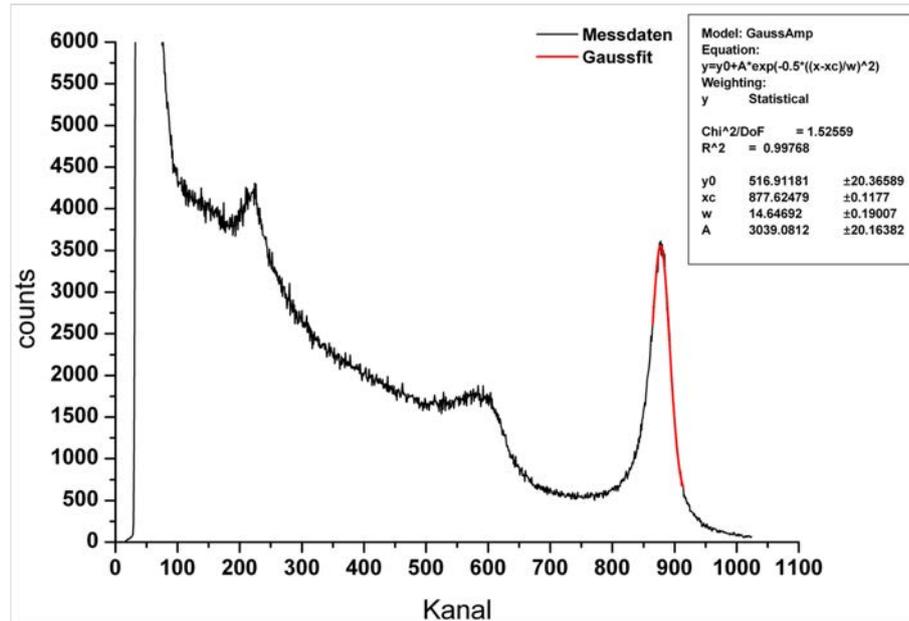


Abbildung 6.8.: Redlen1 ^{137}Cs -Spektrum mit überlagertem Gaußfit bei -500 V Detektor- und -60 V Inter-Grid-Spannung, gemessen mit Redlen1 und NIM-Modulen. Die FWHM beträgt $4,0\%$.

kompensieren. Bei der hier verwendeten Subtraktionselektronik wurde dies durch ein Potentiometer realisiert.

Auch wenn die Ergebnisse des biparametrischen Spektrums aus Abbildung 6.6 nahe legen, dass kein bzw. kaum *trapping* der Elektronen im Redlen1-Detektor präsent ist, wurden qualitative Messungen mit einem *relative gain* $\neq 1$ durchgeführt.

G wurde zu diesen Messungen auf Werte von 0,99, 0,975, 0,95 und 0,9 eingestellt. Es wurden jeweils Cäsiumspektren bei einer Detektorspannung von -600 V , einer Inter-Grid-Spannung von -60 V und einer *shaping time* von $0,5\ \mu\text{s}$ gemessen. Die jeweiligen Spektren sind in Abbildung 6.9 gezeigt, die Ergebnisse der Messungen sind in Tabelle 6.2 aufgelistet.

relativer Faktor	0,99	0,975	0,95	0,9
FWHM [%]	$4,0 \pm 0,4$	$4,0 \pm 0,4$	$4,2 \pm 0,4$	$5,8 \pm 0,5$

Tabelle 6.2.: Energieauflösung des Redlen1 Detektors für verschiedene Werte des Wichtungsfaktors zwischen 1 und 0,9.

Die Werte aus Tabelle 6.2 zeigen, dass Energieauflösung und Peak-zu-Tal-Verhältnis schlechter werden, je weiter der Multiplikationsfaktor G vom Wert 1 abweicht. Dies

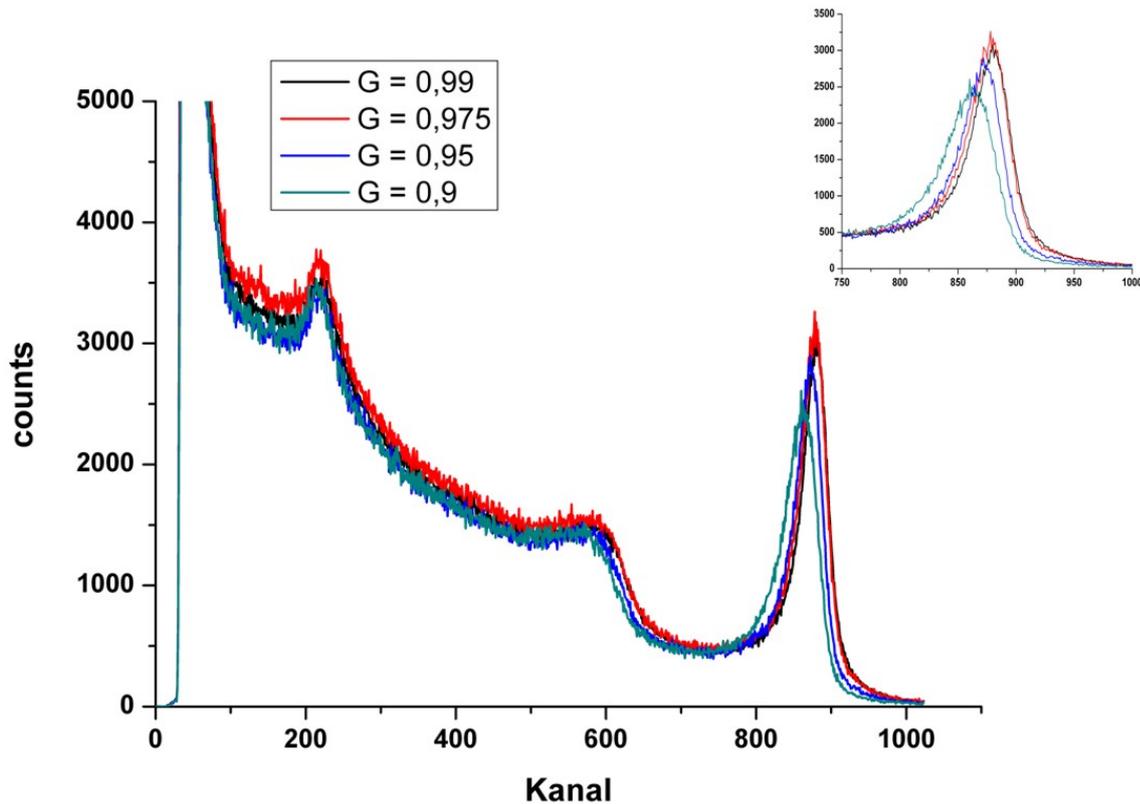


Abbildung 6.9.: ^{137}Cs -Spektren aufgenommen mit dem Redlen1-Detektor bei Werten für den relativen Wichtungsfaktor zwischen 1,0 und 0,9; Inset: Vergrößerung der Photopeak-Region.

steht in deutlichen Gegensatz zu den meisten Veröffentlichungen zu CPG-Detektoren, in denen der Verstärkungsfaktor G auf Werte wie 0,85 [63] oder 0,81 [41] eingestellt werden musste, um den Elektroneneinfang auszugleichen und optimale Energieauflösungen zu erreichen.

6.1.5.3. Spektrum mit kollimierter Quelle

Um die Auswirkungen der im Vergleich zur Detektoroberfläche zu kleinen Kontaktfläche zu untersuchen, wurden Messungen mit einem Bleikollimator durchgeführt, der die Gammaquanten auf einen Strahl mit 3 mm Durchmesser beschränkt. Durch eine Ausrichtung dieses kollimierten Strahls auf das Zentrum der koplanaren Anodenstruktur wurde sichergestellt, dass die Signale (fast) nur in der zentralen Region des Detektors entstehen, wo die Feldverteilung des Redlen1 relativ homogen ist. In Abbildung 6.10 sind zwei Spektren einer ^{137}Cs -Quelle zu sehen, von denen eines bei sonst gleichen Parametern mit kollimierten Gammastrahlen aufgenommen wurde.

Die Detektorspannung betrug dabei -600 V , die Inter-Grid-Spannung -60 V und die *shaping time* $1\text{ }\mu\text{s}$.

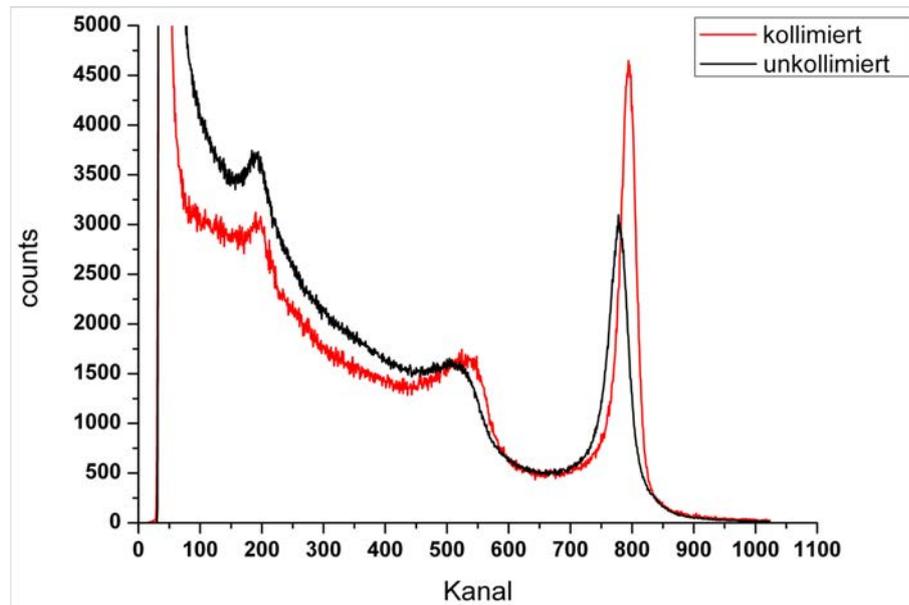


Abbildung 6.10.: Vergleich zwischen ^{137}Cs -Spektren mit kollimierter (rot) und unkollimierter (schwarz) Strahlung gemessen mit Redlen1 bei einer Detektorspannung von -600 V und einer Inter-Grid-Spannung von -60 V

Der direkte Vergleich der Spektren ist in Tabelle 6.3 aufgeführt, dabei wurden die Peakposition x_c , die Energieauflösung und die Peak-zu-Tal- (p/t) und Peak-zu-Compton- (p/c) Verhältnisse verglichen. Die Werte für x_c und die FWHM entstammen einem Gaußfit, die Höhenverhältnisse wurden direkt aus den Messdaten abgelesen.

	x_c	FWHM [%]	p/t	p/c
unkollimiert	779 ± 2	$4,3\pm 0,4$	7,5	1,8
kollimiert	794 ± 2	$3,6\pm 0,4$	10	2,9

Tabelle 6.3.: Vergleich der Peakposition x_c , der FWHM, des Peak-zu-Tal- und des Peak-zu-Compton-Verhältnisses der Spektren mit kollimierter und unkollimierter Strahlung aus Abbildung 6.10.

Die Position des Photopeaks wandert durch die durchschnittlich größere Anzahl an gesammelten Elektronen beim Spektrum mit kollimierter Strahlung weiter nach rechts. Die Energieauflösung verbessert sich durch die Kollimierung deutlich von $(4,3\pm 0,4)\%$ auf $(3,6\pm 0,4)\%$. Dadurch verbessert sich sowohl der Wert des Peaks-zu-Tal-Verhältnisses von 6,0 auf 9,4 als auch der des Peaks-zu-Compton-Verhältnisses

von 1,9 auf 2,8. Diese Werte stellen zugleich die besten mit dem Redlen1 gemessenen spektroskopischen Eigenschaften dar.

6.2. Messungen mit Detektor Redlen2

6.2.1. Materialcharakterisierung

Auch für diesen Detektor wurden zunächst die Materialeigenschaften bestimmt, da diese sich bei einer Züchtung auch innerhalb eines Kristalls unterscheiden können. Zunächst wurde wieder der spezifische Widerstand des Materials und der Inter-Grid-Widerstand durch Aufnahme von U-I-Kennlinien bestimmt, anschließend das $\mu\tau$ -Produkt der Elektronen.

6.2.1.1. U-I-Kennlinien, Widerstände

Die Strom-Spannungs-Kennlinie ist mit Ausgleichsgerade über die negativen Spannungswerte in Abbildung 6.11 gezeigt.

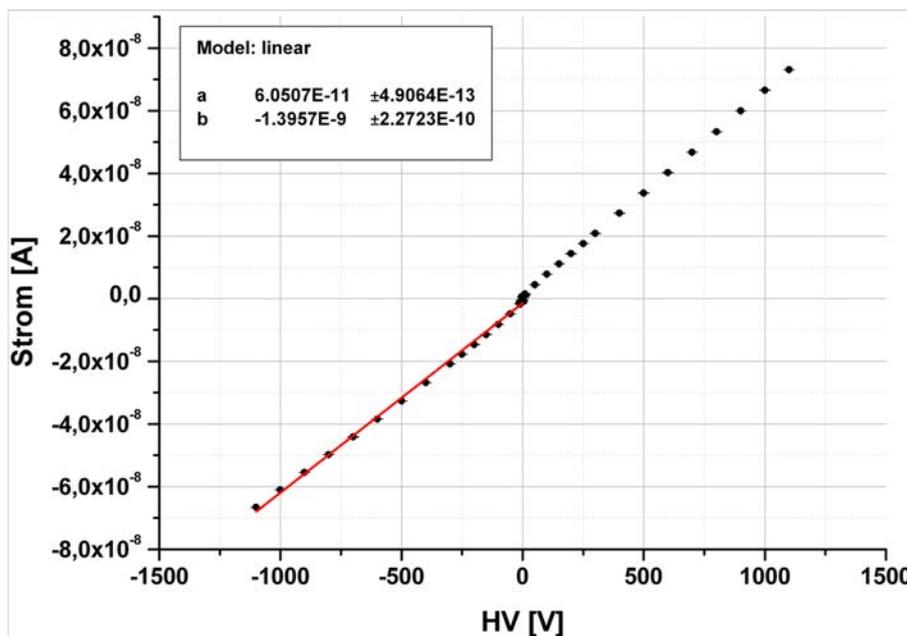


Abbildung 6.11.: U-I-Kennlinie mit Ausgleichsgerade über negative Spannungswerte (rot) des Redlen2 Bulk-Materials.

Die Kennlinie ist beim Redlen2-Detektor bis zu Spannungswerten > 1000 V bei beiden Polaritäten stabil und annähernd linear. Die Kontakte injizieren hier also

keine Ladungsträger, wie es beim Redlen1 Detektor der Fall war, sondern können als ohmsch angesehen werden. Der aus der Ausgleichsgeraden ermittelte Wert des Bulk-Widerstands ergab sich zu:

$$R_{\text{bulk}} = (1,653 \pm 0,013) \times 10^{10} \Omega.$$

Unter der Annahme, dass bei den neuen Kontakten die gesamte Oberfläche zum Stromfluss beiträgt, errechnet sich der spezifische Widerstand dieses Kristalls zu

$$\rho = (1,19 \pm 0,12) \times 10^{11} \Omega \text{ cm.}$$

Dieser Wert ist größer als der des Redlen1 Detektors von $(7,2 \pm 0,7) \times 10^{10} \Omega \text{ cm}$. Dies legt nahe, dass entweder Regionen unterschiedlicher Qualität bei der Kristallzucht vorlagen oder dass bei der Berechnung des spezifischen Widerstands von Redlen1 doch auf einer größeren Querschnittsfläche als die der Kontaktgeometrie Strom floss. Ein spezifischer Widerstand von $> 1 \times 10^{11} \Omega \text{ cm}$ zeugt von einer außerordentlich guten Kristallqualität.

Für die neue Anodengeometrie wurde ebenfalls der Inter-Grid-Widerstand bestimmt. Die Kennlinie mit linearem Fit ist in Abbildung 6.12 gezeigt. Die Ausgleichs-

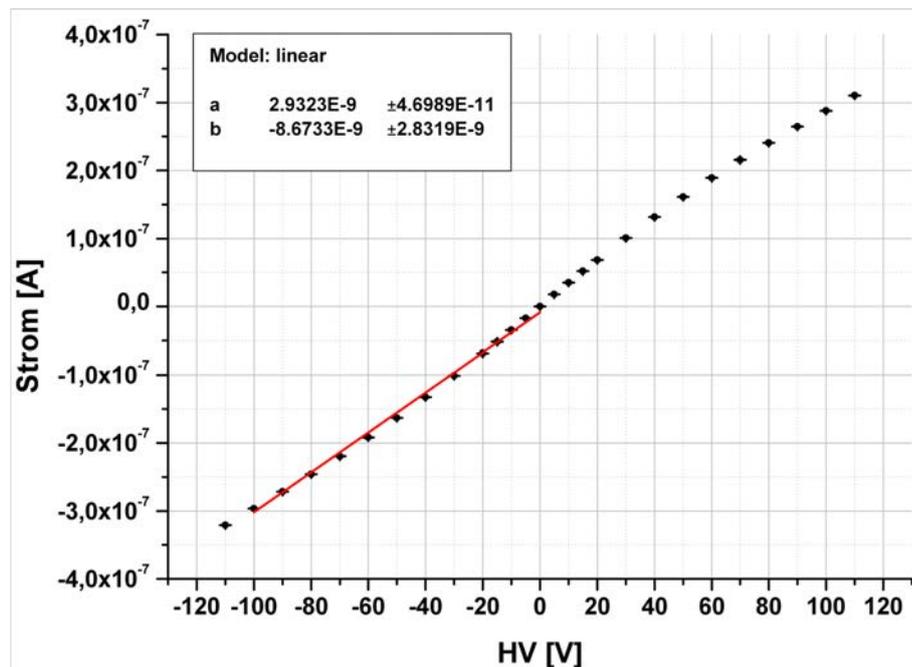


Abbildung 6.12.: U-I-Kennlinie zwischen den koplanaren Anoden des Redlen2 Detektors mit Ausgleichsgerade über negative Spannungswerte.

gerade lieferte hier für den Inter-Grid-Widerstand

$$R_{\text{intergrid}} = (3,41 \pm 0,05) \times 10^8 \Omega.$$

Dieser Wert ist deutlich geringer als der des Redlen1-Detektors von $(5,97 \pm 0,15) \times 10^8 \Omega$. Dies liegt an der erhöhten Anzahl an Fingern und der gleichzeitigen Verringerung des Abstandes zwischen ihnen. Somit stehen sich die beiden Anoden auf längerer Strecke in geringerem Abstand gegenüber, was den Widerstand herabsetzt. Die Kennlinie legt dennoch nahe, dass Werte für die Inter-Grid-Spannung bis 100 V problemlos angelegt werden können.

Die leichte „s“-Form beider Kennlinien bei Spannungen um 0 V ist typisch für CZT-Detektoren mit Schottky-Kontakten auf beiden Detektorseiten [60], von denen, auch wenn die Kontakte als ohmsch angesehen werden können, immer einer in „Sperrrichtung“ und einer in „Durchlassrichtung“ gepolt ist (siehe Abschnitt 1.2.4).

6.2.1.2. Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts und der optimalen Spannungskombination

Für die Messungen zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts der Elektronen wurden, wie in Abschnitt 5.6 beschrieben, spannungsabhängige Alpha-Spektren einer ^{241}Am -Quelle aufgenommen. Hierbei wurde für jeden Puls das Differenzsignal aus der analogen Subtraktionsschaltung mit einem relativen Verstärkungsfaktor von 1,0 mit dem Oszilloskop aufgezeichnet. Die Pulshöhen der einzelnen Signale wurden mit einem Trapezfilter bestimmt, die Inter-Grid-Spannung wurde konstant auf einen relativ hohen Wert von 120 V gelegt, um sicherzugehen, dass alle Elektronen von einem der Streifen der ladungssammelnden Elektrode eingesammelt werden.

Die Peakpositionen der einzelnen Spektren wurden durch Gaußfits bestimmt und gegen die angelegte Spannung aufgetragen, wie in Abbildung 6.13 zu sehen ist. Zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts wurde an diese Datenpunkte eine Funktion entsprechend der Hecht-Relation aus (5.2) angepasst. Diese Kurve und die zugehörigen Parameter sind ebenfalls in Abbildung 6.13 dargestellt.

Das $\mu\tau$ -Produkt der Elektronen im Redlen2 Detektor bestimmt sich daraus zu

$$\mu_e \tau_e = (9,8 \pm 0,4) \times 10^{-3} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}.$$

Der ermittelte Wert des $\mu\tau$ -Produktes der Elektronen im Redlen2-Detektor von fast

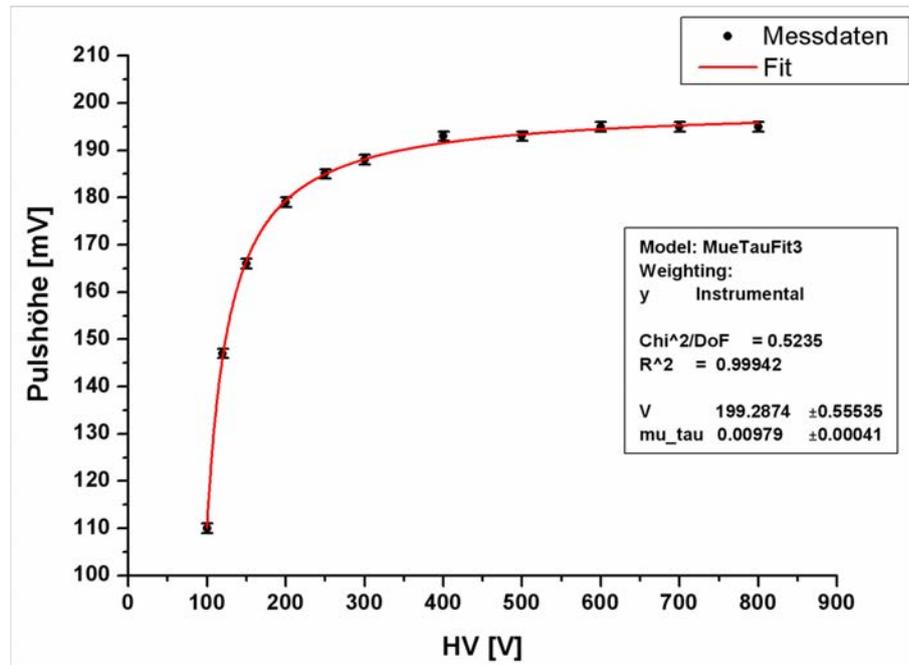


Abbildung 6.13.: Datenpunkte und angepasste Hecht-Relation zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts der Elektronen im Redlen2 Detektor.

$1 \times 10^{-2} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$ zeigt zusammen mit dem großen spezifischen Widerstand eine hervorragende Kristallqualität des Redlen-Materials, vgl. Tabelle 1.1.

Um geeignete Kombinationen von Detektor- und Inter-Grid-Spannung für weitere Messungen zu finden wurde auch beim Redlen2 Detektor eine Matrix von Kombinationen dieser Spannungswerte durchgeföhren und zu jeder Kombination ein ^{137}Cs -Spektrum aufgenommen.

Auf Basis dieser Messungen wurde beschlossen, alle nachfolgenden Messungen bei einer Kombination von -800 V Detektorspannung und -100 V Inter-Grid-Spannung durchzuführen; davon abweichende Werte sind im Folgenden entsprechend gekennzeichnet.

6.2.2. Biparametrisches Spektrum

Um auch beim Redlen2-Detektor einen Einblick zu erhalten, wie sich die Signale abhängig von der Tiefe des Entstehungsortes der Elektronen verhalten, wurde ein biparametrisches Spektrum aufgenommen. Hierbei wurden analog zu Abschnitt 6.1.4 die Signale einer ^{137}Cs -Quelle von ladungssammelnder und nicht sammelnder Elektrode getrennt mit dem Oszilloskop aufgenommen und anschließend deren Differenz und

Summe als Parameter bei der Erstellung des Spektrums verwendet. Das Spektrum besteht aus 1 000 000 Pulsen und ist in Abbildung 6.14 gezeigt.

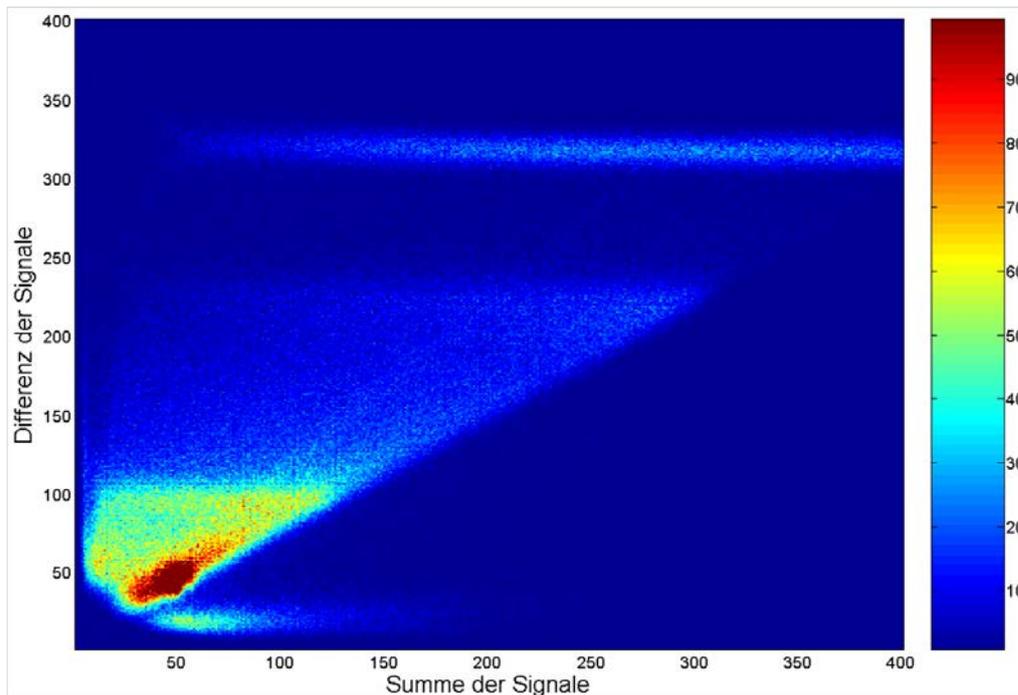


Abbildung 6.14.: Biparametrisches Spektrum (Farbskala) von 1 000 000 Pulsen einer ^{137}Cs -Quelle, aufgenommen mit dem Oszilloskop und dem Redlen2-Detektor. Aufgetragen ist die Differenz gegen die Summe der Anodensignale.

Auch hier ist wiederum fast keine Abweichung der Photopeak-Ereignisse, bei denen die gesamte Energie im Detektor abgegeben wurde, von der Horizontalen zu erkennen. Diese Ereignisse befinden sich hier bei $y \approx 320$, was einer Pulshöhe von 32 mV entspricht. Die Vergrößerung der Pulshöhen im Vergleich zu Abbildung 6.6 kommt von der Verwendung von Vorverstärkern mit geänderter RC-Rückkopplung. Außerdem ist wieder die Aufweitung und Ausdünnung des Photopeak-Bereichs bei kleinen Summensignalen zu erkennen. Jedoch fällt dieser Effekt weniger stark aus und ist auf einen kleineren Bereich beschränkt als beim Redlen1-Detektor. Zudem befinden sich im biparametrischen Spektrum des Redlen2-Detektors deutlich weniger Ereignisse unterhalb der Winkelhalbierenden. Diese Effekte können alle der veränderten Kontaktstruktur zugeschrieben werden, durch die die Wichtungspotential-Asymmetrie verringert wird und die Oberflächeneffekte minimiert werden.

Der Bereich bei ca. 50 auf beiden Achsen ist wiederum dem elektronischen Rauschen zuzuschreiben, ebenso wie der Schweif bei kleinen Werten der Differenz (≈ 20) und Summen von ca. 50 bis 100. Die im Spektrum zu erkennende Struktur von

orthogonalen Linien ist ein Effekt von der benutzten Software bei der Bilderzeugung und konnte nicht eliminiert werden. Eventuell stammt dies von der großen Anzahl an Pulsen im Spektrum.

Die Projektion des biparametrischen Spektrums auf die Energieachse ist in Abbildung 6.15 mit einem überlagertem Gaußfit gezeigt. Die Energieauflösung betrug hierbei $(5,5 \pm 0,3) \%$, das Peak-zu-Tal-Verhältnis 12 und das Peak-zu-Compton-Verhältnis 2,3. Diese Werte konnten also alle im Vergleich zum Redlen1-Detektor verbessert werden (vgl. Abschnitt 6.1.4).

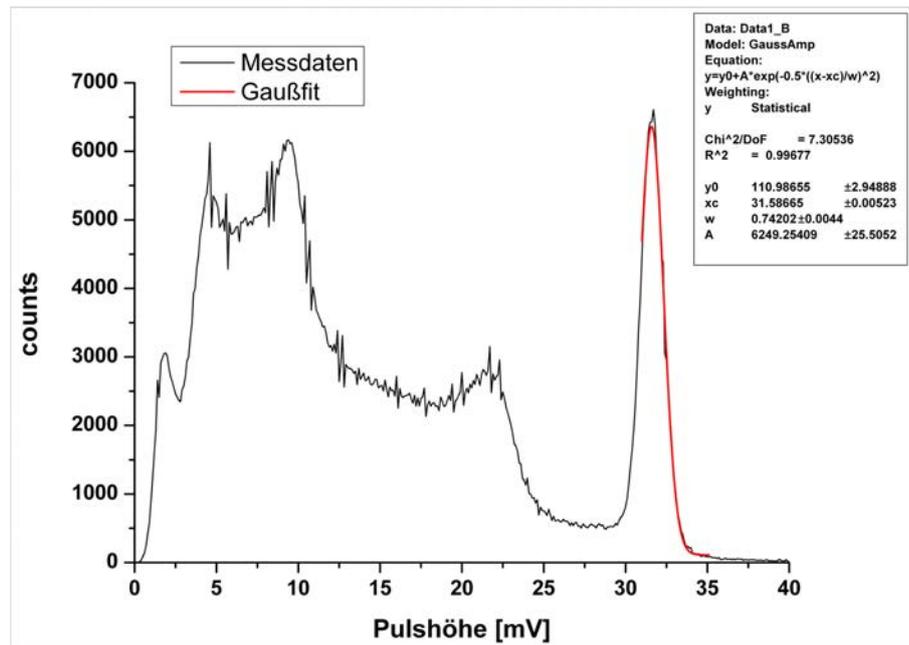


Abbildung 6.15.: ^{137}Cs -Pulshöhenspektrum, das aus der Projektion des biparametrischen Spektrums aus Abbildung 6.14 auf die y-Achse entsteht, mit überlagertem Gaußfit. Die FWHM beträgt $5,5 \%$.

Aufgrund der Ergebnisse aus Abschnitt 6.1.3 wurden keine weiteren spektroskopischen Messungen mit dem Oszilloskop und dem Redlen2-Detektor durchgeführt, sondern zu Messungen mit NIM-Modulen übergegangen. Hier wurden aufgrund der Ergebnisse aus 6.1.5.2 keine Messungen mit einem *relative gain* durchgeführt.

6.2.3. Einfluss des Guard-Rings

Um die in Abschnitt 4.5.2 beschriebenen Auswirkungen des Potentials des *Guard-Rings* zu untersuchen wurden ^{137}Cs -Spektren mit einer unkollimierten Quelle auf-

genommen, bei denen der nun kontaktierte *Guard-Ring* einmal auf Masse lag (und somit auf dem gleichen Potential wie die ladungssammelnde Elektrode), und einmal auf das Potential der nicht sammelnden Elektrode von -100 V gelegt wurde. Um die Auswirkungen auf die Anzahl der detektierten Ereignisse untersuchen zu können, wurde bei beiden Spektren exakt 15 min gemessen. Die Messungen wurden mit analoger NIM-Elektronik durchgeführt, die *shaping time* betrug $1\text{ }\mu\text{s}$.

Die beiden Spektren sind zusammen mit einem vergrößerten Ausschnitt des Photopeaks in Abbildung 6.16 dargestellt.

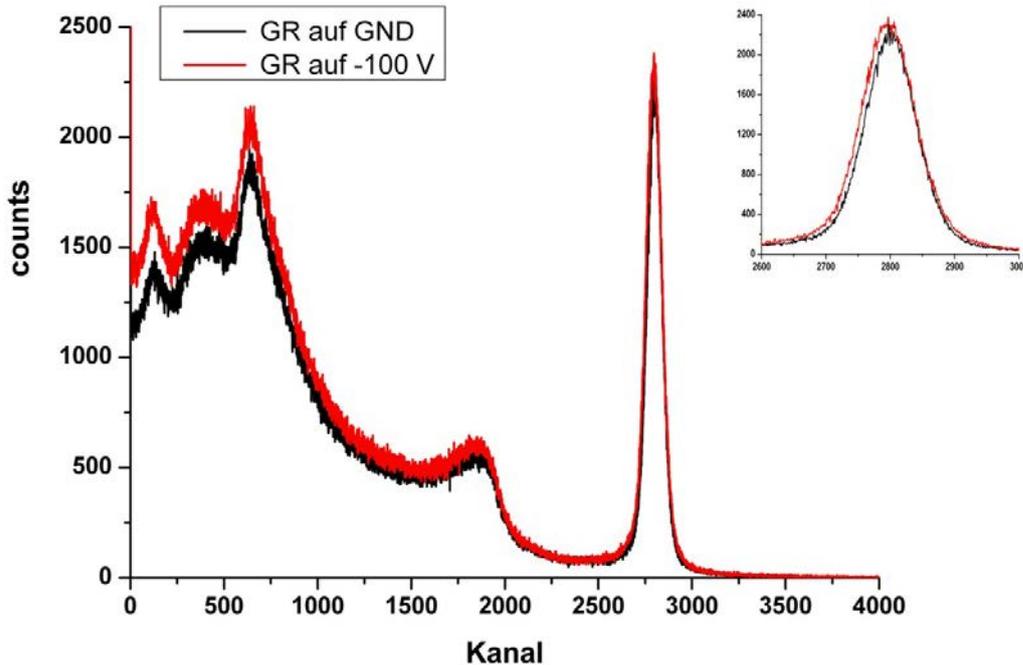


Abbildung 6.16.: Cäsiumspektren mit *Guard-Ring* (GR) auf Massepotential (schwarze Kurve) und auf -100 V (rote Kurve); Inset: vergrößerter Ausschnitt der Photopeak-Region.

Im vergrößerten Ausschnitt in Abbildung 6.16 sieht man, dass bei der Messung mit geerdetem Guard-Ring der Peak schmaler wird und somit sowohl das *low energy tailing* als auch die Verbreiterung zu höheren Energien abnehmen.

Die Auswirkungen des Guard-Rings auf die Energieauflösung ist jedoch relativ gering; so verbessert sich die (aus den Spektren direkt abgelesene) Energieauflösung von $(3,6\pm 0,1)\%$ FWHM auf $(3,5\pm 0,1)\%$ FWHM, wenn der Guard-Ring auf Massepotential gelegt wird und somit nur die Elektronen aus der zentralen Region des Detektors zum Signal beitragen. Hingegen nimmt die Anzahl an detektierten Ereignissen deutlich ab; durch Integration über die Photopeakfläche (Peakzentrum

$\pm 3\sigma$) zeigte sich, dass die Fläche unter dem Photopeak des Spektrums mit geerdetem Guard-Ring (12 ± 1) % kleiner ist als die des Spektrums, bei dem Elektronen aus dem gesamten Detektorvolumen beitragen. Dies steht in guter Übereinstimmung mit den in Refs. [48, 41] erzielten Ergebnissen.

6.2.4. Einfluss der Inter-Grid-Spannung

Der Einfluss der Inter-Grid-Spannung auf die Effizienz in der Ladungssammlung des Detektors und somit auf die spektroskopischen Eigenschaften wurde ebenfalls untersucht. Dies ist in Abbildung 6.17 gezeigt. Hier sind zur besseren Sichtbarkeit vergrößerte Ausschnitte von Cäsiumspektren, die die Comptonkante und die Photopeaks beinhalten, für Inter-Grid-Spannungen von -40 V, -60 V, -80 V und -100 V abgebildet.

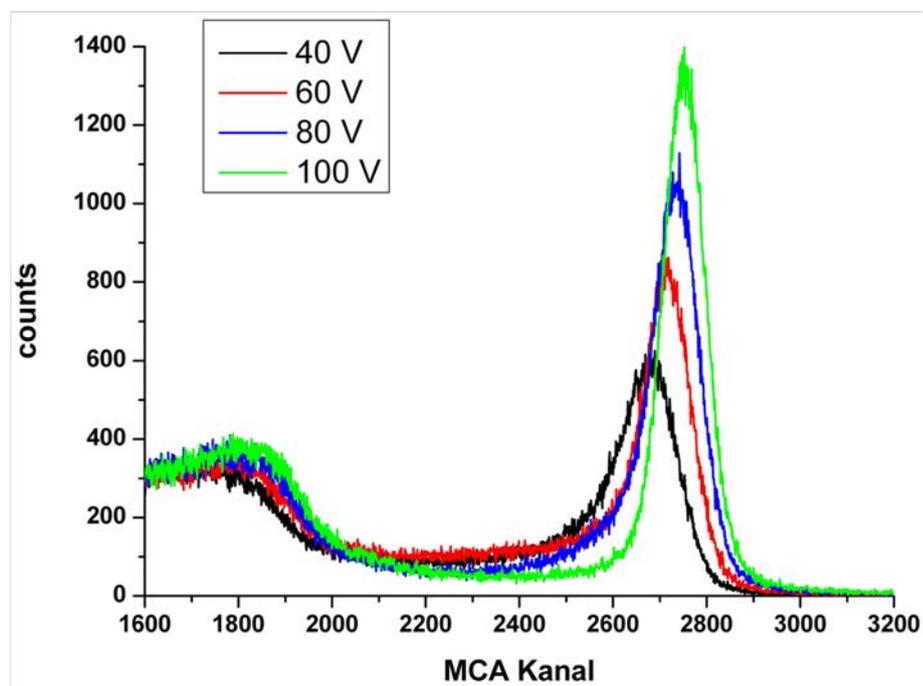


Abbildung 6.17.: Ausschnitte aus ^{137}Cs -Spektren bei -900 V Detektorspannung und verschiedenen Inter-Grid-Spannungen.

Bei steigender Inter-Grid-Spannung nimmt sowohl die Position als auch die Höhe der Photopeaks zu. Dies ist ein deutliches Zeichen für eine verbesserte Effizienz in der Ladungssammlung. Das *low energy tailing* nimmt ebenfalls deutlich ab, die Peaks werden symmetrischer. Für alle Peaks ist im Vergleich zum Redlen1-Detektor eine geringere Verbreiterung zu hohen Energien hin zu erkennen; durch die neue

Anodenstruktur und den auf Massepotential gelegten Guard-Ring konnte also die Wichtungspotential-Asymmetrie merklich abgeschwächt werden.

Um die Verbesserung bei zunehmender Inter-Grid-Spannung zu quantifizieren, sind die jeweiligen Werte für Energieauflösung, Peakposition und Peak-zu-Tal-Verhältnisse in Tabelle 6.4 zusammengefasst.

Inter-Grid-Spannung [V]	-40	-60	-80	-100
FWHM [%], aus Fit	5,4±0,2	4,3±0,2	4,3±0,2	3,6±0,2
FWHM [%], abgelesen	6,1±0,1	4,6±0,1	4,5±0,1	3,8±0,1
Peakposition (Kanal)	2680±10	2716±7	2734±5	2752±5
Peak-zu-Tal	6,8±0,7	8,1±0,8	18±2	29±3

Tabelle 6.4.: Einfluss der Inter-Grid-Spannung auf die spektroskopischen Eigenschaften beim Redlen2 Detektor. Angegeben sind FWHM, Peakposition und Peak-zu-Tal-Verhältnis für Inter-Grid-Spannungen von -40 V bis -100 V.

Dass die Unterschiede zwischen den direkt aus den Spektren bestimmten FWHM und denen der Gaussfits bei zunehmender Spannung geringer wird, ist ebenfalls ein Zeichen zunehmender Symmetrie der Peaks und eines abnehmenden *low energy tailing*.

6.2.5. Überprüfung der Linearität

Um Strahlung unbekannter Herkunft detektieren zu können, wie es z.B. bei den künftig erweiterten Messstationen des Bundesamts für Strahlenschutz benötigt wird, ist ein lineares Ansprechverhalten des Detektors wichtig. Durch eine Eichung kann dann die tatsächliche Energie der Strahlung bestimmt werden. Um dies für den Redlen2-Detektor zu überprüfen, wurde zuerst ein Spektrum einer ^{152}Eu -Quelle gemessen, die Gammastrahlen einiger verschiedener Energien ausstrahlt. Das Spektrum ist mit den nominellen Energien, die Refs. [64] und [65] entnommen wurden, und den Gaußfits in Abbildung 6.18 zu sehen. Aufgrund der stark unterschiedlichen relativen Intensitäten ist das Spektrum logarithmisch aufgetragen.

Hieraus konnte eine Eichgerade bestimmt werden, die den Zusammenhang zwischen den Energien der Strahlung und den Kanälen des MCA quantifiziert. Diese Eichgerade mit den Ergebnissen eines linearen Fits ist im Anhang an diese Arbeit gezeigt.

Für die Eichgerade ergab sich folgender Zusammenhang:

$$\text{Kanal} = [2,696 \pm 0,005] \cdot E_{\gamma} + (7 \pm 4). \quad (6.2)$$

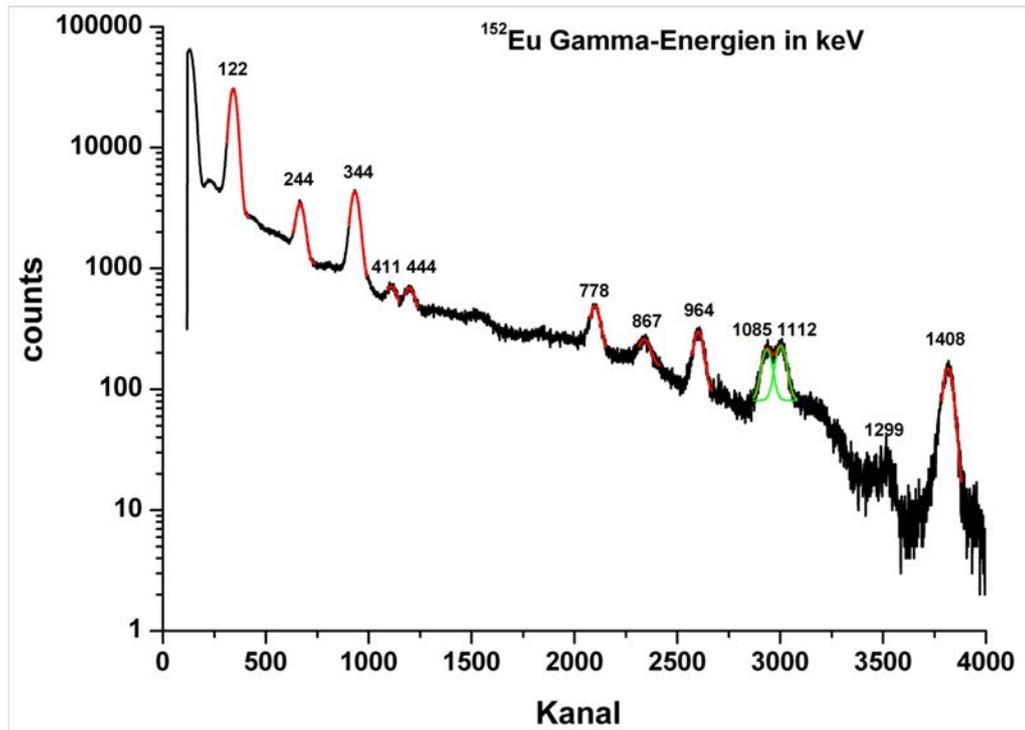


Abbildung 6.18.: ^{152}Eu -Spektrum zur Energieeichung des Redlen2-Detektors. Die nominellen Gammaenergien sind in keV über den jeweiligen Peaks angegeben.

Anschließend wurde der Zusammenhang zwischen Kanal und Gammaenergie durch Aufnahme eines Spektrums überprüft, bei dem gleichzeitig eine ^{137}Cs - und eine ^{60}Co -Quelle zum Einsatz kamen. Dieses Spektrum ist mit Gaußfits in Abbildung 6.19 gezeigt. Die Energieachse wurde hierbei entsprechend der Ergebnisse der Eichgerade geeicht. Da sich die Aktivitäten der beiden Quellen stark unterschieden, wurde auch dieses Spektrum logarithmisch dargestellt. Die durch die Gaußfits bestimmten Energien und errechneten Fehler sind mit den nominellen Energien der Gammastrahlen in Tabelle 6.5 zusammengefasst.

Quelle	nominelle Energie [keV]	Energie aus Fit [keV]
$^{137}\text{Cäsium}$	662	659 ± 2
$^{60}\text{Cobalt}$	1173	1174 ± 3
$^{60}\text{Cobalt}$	1332	1336 ± 3

Tabelle 6.5.: Nominelle und nach Eichung gemessene Werte der Energien von ^{137}Cs und ^{60}Co .

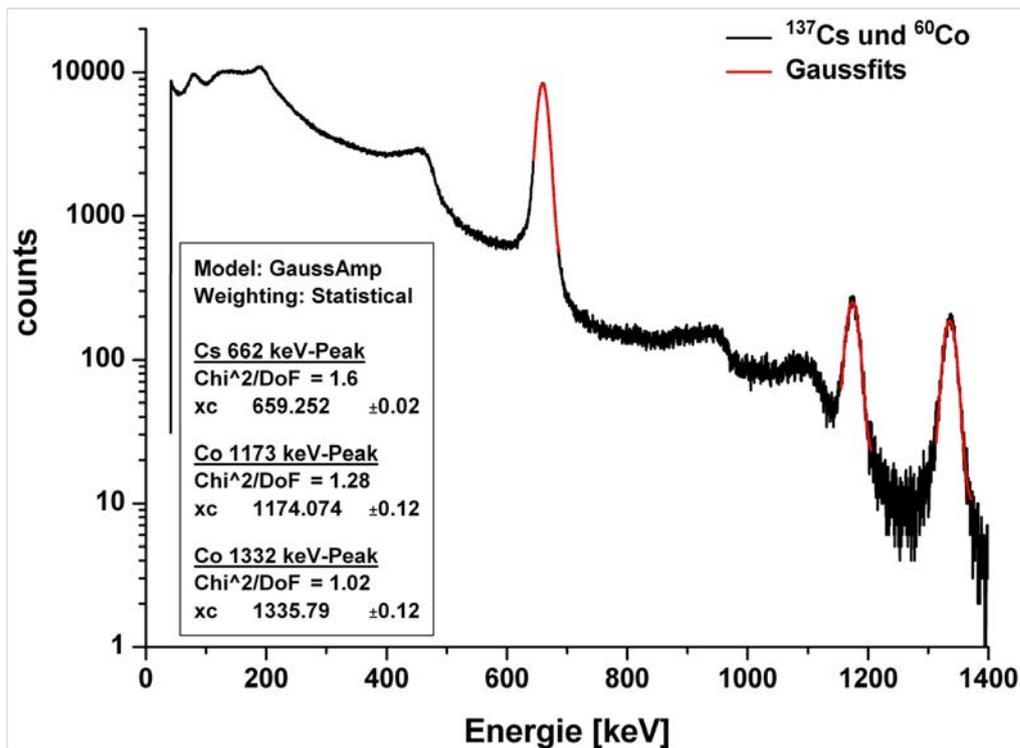


Abbildung 6.19.: Gleichzeitig aufgenommenes Spektrum einer Cäsium- und einer Cobaltquelle mit durch Gaußfits bestimmten Energiewerten in keV.

Innerhalb ihrer Fehlergrenzen stimmen die gemessenen und nominellen Energiewerte nach der Eichung ausgezeichnet überein. Der Redlen2 Detektor besitzt also ein lineares Ansprechverhalten bei Energien von ca.100 keV bis über 1 MeV.

6.2.6. Messungen zur Photopeakeffizienz und bei hohen Dosisleistungen

Diese Messungen wurden im Strahlenkanal des Helmholtz-Zentrums München durchgeführt (siehe Abschnitt 5.4). Sowohl beim Redlen2-Detektor als auch beim LaBr₃-Szintillator kam die in Abschnitt 5.5.3 beschriebene digitale Signalverarbeitung (XIA *microDXP*) zum Einsatz, um die Messungen unter Realbedingungen bei einem möglichen Einsatz im Netzwerk des BfS durchzuführen.

Um die besten Einstellungen für Messungen mit dem XIA *microDXP* zu finden, wurden mit der Cäsiumquelle mit der niedrigeren Dosisleistung Spektren bei verschiedenen *peaking*-Zeiten, die in etwa der Integrations- und Differenzierzeit bei der analogen Pulsformung entsprechen, gemessen. Die *peaking*-Zeit wurde zwischen

0,75 μs und 12 μs variiert und jeweils die FWHM bestimmt.

Obwohl bei einer peaking-Zeit von 2,25 μs die beste Energieauflösung beim Redlen2-Detektor festgestellt wurde, wurde für weitere Messungen eine Zeit von 1,125 μs verwendet, da diese Einstellung einen Kompromiss zwischen Verkürzung der Totzeit des Detektors und Verschlechterung der Energieauflösung darstellte. Gerade bei höheren Dosisleistungen bedeutet eine kürzere Zeit der Signalverarbeitung eine Verbesserung im Durchsatz der Daten und somit der Effizienz beim Nachweis der Gammaquanten. Diese Einstellung wurde für beide Detektoren übernommen, um die Messwerte direkt vergleichen zu können.

Die Veränderung der Energieauflösung in Abhängigkeit der Dosisleistung ist für die Quellen beider Elemente für den Redlen2-Detektor und den LaBr_3 -Szintillator in Abbildung 6.20 gezeigt. Die dazugehörigen Spektren befinden sich im Anhang an diese Arbeit; die FWHM wurden durch Gaußfits ermittelt. Die FWHM bei Cobalt

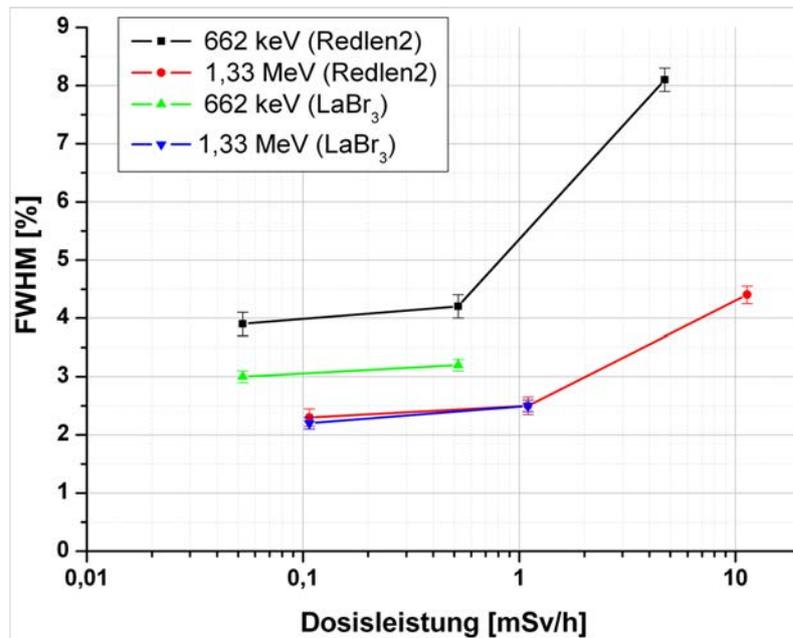


Abbildung 6.20.: FWHM des Redlen2- und des LaBr_3 -Detektors aufgetragen gegen die Dosisleistung von Cäsium- und Cobaltquellen.

sind naturgemäß geringer als bei Cäsium, da sich bei einer Änderung der Peakposition die absolute Peakbreite nicht wesentlich ändert.

Bei den jeweils größten Dosisleistungen zeigte nur der Redlen2 Detektor Photopeaks in den Spektren, die jedoch von starken Untergrundsignalen überlagert waren. Bei den Spektren des Szintillators konnte bei den stärksten Quellen kein Photopeak

ausgemacht werden, und schon bei der Quelle mittlerer Stärke war ein erhöhter Untergrund zu erkennen (siehe Anhang). In Abbildung 6.21 ist für beide Detektoren das Spektrum der stärksten Cobaltquelle gezeigt. Dieses Verhalten erklärt sich dadurch,

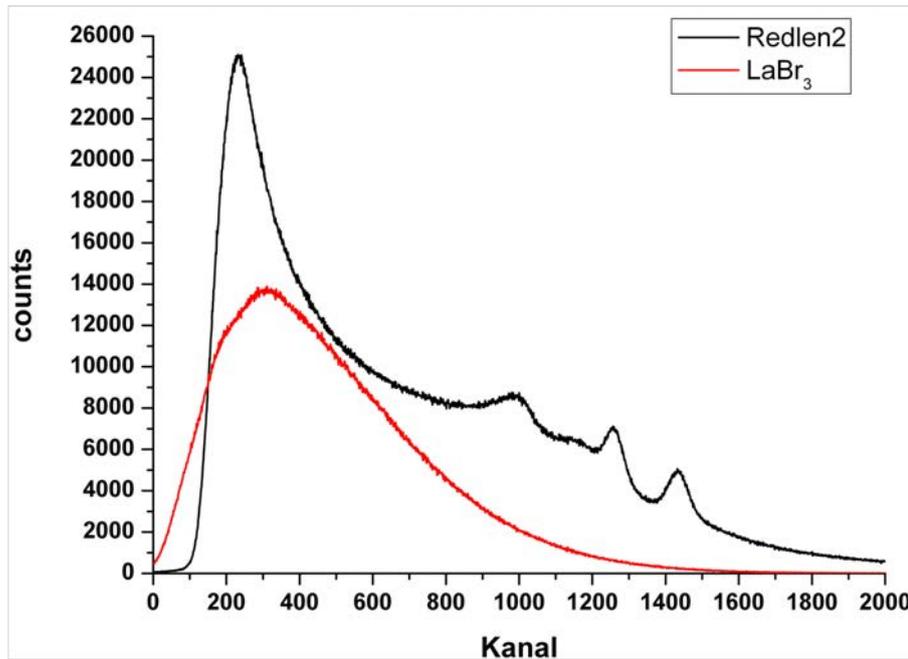


Abbildung 6.21.: ^{60}Co -Spektren gemessen mit Redlen2 und LaBr_3 mit der Quelle mit der größten Dosisleistung ($11,3 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$). Beim Szintillatorspektrum ist kein Photopeak zu erkennen, beim Redlen2-Spektrum ist dieser von starkem Untergrund überlagert.

dass aufgrund der hohen Zählraten ($> 100\,000$ Photonen pro Quadratzentimeter und Sekunde) fast ununterbrochen Ladungsträger (bzw. Sekundärlicht) im Detektor erzeugt werden, die einen kontinuierlichen Strom im Halbleiter (bzw. Photomultiplier) zur Folge haben. Durch die in Abschnitt 2.1 beschriebenen unterschiedlichen Zeitskalen bei Halbleiterdetektoren und Szintillatoren ist der Halbleiterdetektor noch eher in der Lage, schnell aufeinanderfolgende Signale zu verarbeiten, jedoch mit Einbußen z.B. bei der Energieauflösung.

Um die (Photopeak-)Effizienz zu berechnen, wurde zuerst die Anzahl der Ereignisse in den Photopeaks durch eine Integration ermittelt. Integrationsgrenzen waren links und rechts des Peakzentrums jeweils 3σ der Gaußfits. Es wurde jeweils das Integral eines als linear angenommenen Untergrundes abgezogen. Anschließend wurden die Werte für die Anzahl der Gammaquanten aus Tabelle 5.1 mit der Oberfläche des jeweiligen Detektors und der Messdauer multipliziert. Das Verhältnis der vom Detektorsystem (Detektor plus Elektronik) registrierten Ereignisse zu den tatsächlich

auf den Detektor treffenden Quanten ergab dann die intrinsische Effizienz des Detektors. In Abbildung 6.22 ist die Veränderung der Effizienz der beiden Detektoren in Abhängigkeit der Dosisleistung für die Quellen beider Elemente dargestellt. Die dazugehörigen Spektren sind ebenfalls im Anhang an diese Arbeit.

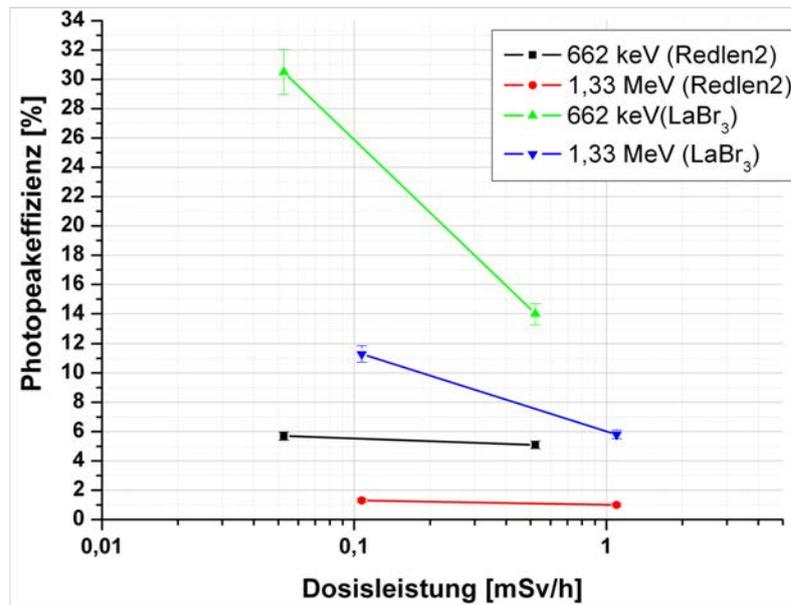


Abbildung 6.22.: Photopeakeffizienz des Redlen2-Detektors und des LaBr₃-Szintillators aufgetragen gegen die Dosisleistung von Cäsium- und Cobaltquellen.

Es muss hierbei erwähnt werden, dass das *microDXP* bei der Bestimmung der Effizienzen eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt. Diese Ausleseelektronik hat bei einer Digitalisierungsfrequenz von 8 MHz Schwierigkeiten, hohe Zählraten zu verarbeiten und verwirft daher einen Teil der Signale. Da jedoch bei einem Einsatz als frei stehende Messstation nur das Verhalten von Detektor plus Ausleseelektronik eine Rolle spielt, wurden die Werte nicht korrigiert. Beim Einbruch der Effizienz des LaBr₃-Detektors bei der mittleren Dosisleistung beider Quellen betrug das Verhältnis von Ausgangs- zu Eingangsrate der Signale am *microDXP* zwischen 0,5 und 0,6; es wurden also jeweils über 40 % der Signale verworfen.

Die in den Abbildungen 6.20 und 6.22 dargestellten Werte sind mit ihren jeweiligen Unsicherheiten in Tabelle 6.6 zusammengefasst.

Für die jeweils stärkste Quelle wurde keine Effizienz berechnet, da wie erwähnt im Szintillator keine Peaks im Spektrum zu sehen waren und beim Redlen2-Detektor

Redlen2	D [$\frac{\text{mSv}}{\text{h}}$]	FWHM [%]	Effizienz [%]	LaBr ₃	FWHM [%]	Effizienz [%]
¹³⁷ Cs	0,05	3,9±0,2	5,7±0,3		3,0±0,1	30,5±1,5
	0,52	4,2±0,2	5,1±0,3		3,2±0,1	14,0±0,7
	4,7	8,1±0,3	–		–	–
⁶⁰ Co	0,11	2,3±0,1	1,3±0,1		2,2±0,1	11,3±0,6
	1,1	2,5±0,1	1,0±0,1		2,5±0,1	5,8±0,3
	11,3	4,4±0,2	–		–	–

Tabelle 6.6.: FWHM und Photopeakeffizienz in Prozent für Cäsium- und Cobalt-spektren mit verschiedener Dosisleistungen D gemessen mit dem Redlen2- und dem LaBr₃-Detektor

der genaue Verlauf des Photopeaks nicht vom Untergrund zu trennen war. Hier ist zudem die Annahme eines linearen Untergrunds nicht mehr gerechtfertigt.

6.3. Diskussion der Ergebnisse

Die Messungen zur Materialcharakterisierung aus Abschnitt 6.1.1 und 6.2.1 ergaben einen spezifischen Widerstand des Redlen-Materials von ca. $1 \times 10^{11} \Omega \text{ cm}$ und ein $\mu\tau$ -Produkt der Elektronen von ca. $1 \times 10^{-2} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$. Beide Werte zeigen eine hervorragende Qualität der Kristalle [13, 14].

Bei spektroskopischen Messungen mit dem Oszilloskop konnten bei der 662 keV-Strahlung des Cäsiums mit dem Redlen1-Detektor Energieauflösungen von 5,8 % FWHM und Peak-zu-Tal-Verhältnisse von ca. 4 erreicht werden. Zur dieser Energieauflösung des Redlen1-Detektors trägt auch das Oszilloskop bei, bei dem trotz nomineller 8-Bit Auflösung nur maximal 7 Bit zur Digitalisierung der Pulse benutzt werden können. Dies beeinträchtigt die Auflösung der Pulshöhen, wie auch in den Abbildungen 6.3 und 6.4 zu sehen ist. Die Auswirkungen sind ein schlechteres Signal-zu-Rauschen-Verhältnis und somit eine geringere Energieauflösung.

Durch die Verwendung von NIM-Elektronik zur Signalauswertung konnte die Energieauflösung und das Peak-zu-Tal-Verhältnis des Redlen1-Detektors bei optimierten Spannungen auf 4 % FWHM bzw. 7,5 verbessert werden, bei der Verwendung von kollimierter Strahlung sogar auf 3,6 % FWHM bzw. 10. Durch die kollimierte Messung konnte gezeigt werden, dass beim Redlen1 Detektor die Größe der Anodenstruktur und die daraus entstehenden Feldinhomogenitäten negativen Einfluss auf die spek-

troskopischen Eigenschaften des Detektors haben. Der erhoffte positive Effekt einer Verringerung der Oberflächen-Leckströme durch Verkleinerung der Kontaktfläche und einer daraus resultierenden verbesserten Energieauflösung blieb aus.

Durch die Verwendung einer neuen Kontaktstruktur beim Redlen2-Detektor mit Guard-Ring und einer vergrößerten Anzahl von Anodenstreifen, die die gesamte Kristalloberfläche bedeckt, konnten Feldinhomogenitäten, Oberflächeneffekte und die Wichtungspotential-Asymmetrie verringert werden.

Da die Kontakte des Redlen2-Detektors ohmsches Verhalten zeigen, konnten trotz geringerem Widerstand höhere Inter-Grid-Spannungen angelegt werden, ohne dass sich die Energieauflösung verschlechterte [51]. Dadurch wurde eine höhere Effizienz in der Ladungssammlung als beim Redlen1-Detektor erreicht. Dies und die Verwendung des *Guard-Rings* führte zu symmetrischeren Peaks, die sowohl eine geringere Verbreiterung des Sockels zu höheren Energien aufwiesen, als auch ein deutlich reduziertes *low energy tailing*. Dadurch stiegen die Peak-zu-Tal-Verhältnisse bei Spektren einer ^{137}Cs -Quelle auf Werte > 20 . Durch die Verwendung veränderter Vorverstärker konnten die Pulshöhen vergrößert und somit das Signal-zu-Rausch-Verhältnis verbessert werden.

Die beste Energieauflösung wurde bei dem Redlen2-Detektor mit 3,3% FWHM gemessen. Nach einer zusätzlichen Glättung der Versorgungsspannungen konnten eine Detektorspannung von -900 V und eine Inter-Grid-Spannung von -120 V angelegt werden, ohne dass sich zusätzliches Rauschen bemerkbar machte. Die *shaping time* betrug $1\text{ }\mu\text{s}$, das Spektrum ist im Anhang an diese Arbeit gezeigt.

Bei bisherigen Arbeiten [11, 4], bei der die in Abschnitt 3.2 beschriebene biparametrische Analyse verwendet wurde, um bei planaren CZT-Detektoren die Energieauflösung zu verbessern, konnte bei ^{137}Cs -Strahlung eine FWHM von 5,3% bei einem 5 mm dicken Detektor erreicht werden. Insofern stellt die Coplanar Grid Technik einen geeigneteren Ansatz beim Aufbau von CZT-Detektorsystemen dar.

Die meisten CPG-Detektoren in neueren Veröffentlichungen zu diesem Thema weisen Energieauflösungen (bei ^{137}Cs -Strahlung) von um die 2% FWHM auf [62, 45, 41, 66], der beste bis heute veröffentlichte Wert liegt bei 1,3% FWHM [46]. Die Peak-zu-Tal-Verhältnisse sind dabei meist > 20 , teilweise sogar > 100 [44, 41, 67, 68, 66].

Fast alle dieser CPG-Detektoren besaßen jedoch Dicken von mindestens 1 cm, was die Wahrscheinlichkeit erhöht, Ereignisse zu erhalten, bei denen die volle Energie

im Detektor abgegeben wird. Zudem wurden bei diesen Messungen meist eines der Korrekturverfahren angewendet, die in Abschnitt 4.3 beschrieben wurden. Dies traf auch auf Detektoren aus Kristallen zu, die eine ähnliche Qualität aufweisen wie das in dieser Arbeit benutzte Redlen-Material [68].

Die beim Redlen1-Detektor angewendete *relative gain* Methode führte jedoch zu keiner Verbesserung der Energieauflösung. Für eine zuverlässige Anwendung der *depth sensing* Methode war die Ausleseelektronik, wie sie in dieser Arbeit zur Verfügung stand, nicht geeignet.

Die biparametrischen Spektren beider Detektoren zeigten zwar, dass global über das gesamten Detektorvolumen fast kein Elektroneneinfang im Material vorliegt. Jedoch sind diese Spektren eine Überlagerung sehr vieler einzelner Ereignisse, die, wie in Ref. [47] gezeigt, auch lokalen Effekten wie Tellur-Einschlüssen oder der Wichtungspotential-Asymmetrie unterliegen. Diese verändern abhängig vom jeweiligen Entstehungsort die Ladungsträgereigenschaften [69].

Dies bedeutet, dass trotz guter globaler Eigenschaften des Detektormaterials (Widerstand, $\mu\tau$ -Produkt) die lokalen Variationen z.B. im elektrischen Feld oder der Beweglichkeit, die Energieauflösung merklich mitbestimmen. Für Tellur-Einschlüsse ist dies in Ref. [19] gezeigt. Darin wird dargelegt, dass große ($> 10\mu\text{m}$ Durchmesser) und zufällig im Material verteilte Einschlüsse schon bei kleinen Konzentrationen Elektronen einfangen und die Energieauflösung stark herabsetzen. Solche Einschlüsse machen sich aber nicht unbedingt bei den Messungen der globalen Eigenschaften bemerkbar und auch im biparametrischen Spektrum wären solche Ereignisse bei lokal konzentriertem *trapping* einzelne Punkte bei verminderter Pulshöhe [47].

Gleiches gilt für Korngrenzen oder Kristallzwillinge, die zudem, wie die Tellur-Einschlüsse, bei mehreren Millimeter dicken Detektoren schwer nachzuweisen sind. Der Einfluss von Kristallzwillingen wurde in den Refs. [20, 70] untersucht. Hierbei wurde nachgewiesen, dass die Energieauflösung von ^{241}Am -Alphaspektren durch die Existenz von Kristallzwillingen um bis zu 2% FWHM variierte.

Die aus diesen lokalen Variationen resultierenden Auswirkungen auf die spektroskopischen Eigenschaften lassen sich nur sehr schwer korrigieren [69].

Neben der Kristallqualität haben, wie in den Refs. [67, 66] gezeigt wurde, auch die chemischen Verfahren bei der Prozessierung der Detektoren Einfluss auf die Energieauflösung. So konnte in Ref. [67] allein durch die Wahl geeigneter Prozesse der Oberflächenbehandlung die Energieauflösung bei einer Cs-Quelle von 2,7% auf

2,2 % verbessert werden konnte.

In Ref. [68] wurde gezeigt, dass sogar die Wahl, auf welche Seite eines Kristalls die koplanaren Kontakte bzw. planare Kathode aufgebracht wird, die Energieauflösung drastisch verändert (7,0 % bzw. 1,75 % FWHM bei 662 keV Cäsium-Strahlung).

Es existieren also viele Effekte, globale und lokale, die die spektroskopischen Eigenschaften von CPG-Detektoren beeinflussen, die sich oft nicht spezifizieren oder beeinflussen lassen.

Die Messungen im Strahlenkanal des Helmholtz-Zentrums München konnten zeigen, dass der Redlen2 Detektor im Gegensatz zum LaBr₃-Szintillator auch bis zu hohen Dosisleistungen seine spektroskopischen Eigenschaften behält, wenn diese auch mit größer werdender Dosisleistung schlechter werden. Die Energieauflösung des Redlen2-Detektors wurde bei der Benutzung des XIA *microDXPs* zu ca. 4 % bei moderaten und mittleren Dosisleistungen von ¹³⁷CS-Quellen bestimmt. Bei der höchsten Dosisleistung dieser Strahlung betrug die FWHM 8,1 %. Bei den Cäsiumquellen wies der LaBr₃-Szintillator eine im Vergleich zum Redlen2-Detektor bessere Energieauflösung von knapp über 3 % FWHM bei moderater und mittlerer Dosisleistung auf. Diese Werte stimmen gut mit den in Ref. [54] gemessenen Werten überein. Bei der höchsten Dosisleistung war mit diesem Detektor aufgrund der Überlastung des Photomultipliers kein Photopeak zu erkennen.

Bei Messungen mit ⁶⁰Co-Quellen lagen die Energieauflösungen des Redlen2-Detektors und des LaBr₃-Szintillators nahe beieinander bei Werten zwischen 2,2 % und 2,5 % für die moderate und mittlere Dosisleistung. Bei der höchsten Dosisleistung war wiederum kein Photopeak im Spektrum des Szintillators zu erkennen, beim Redlen2-Detektor steigt hier die Energieauflösung auf 4,4 % FWHM. Bei sehr hohen Dosisleistungen hat der Halbleiterdetektor also einen eindeutigen Vorteil gegenüber dem Szintillator.

Bei den gemessenen Photopeakeffizienzen weist der Redlen2-Detektor jeweils relativ konstante Werte von 5,7 % und 5,1 % bei Cäsiumquellen moderater und mittlerer Dosisleistung auf, bei Cobaltquellen entsprechend 1,3 % und 1,0 %. Der Szintillator weist hier deutlich bessere Werte von 30,5 % und 14 % bei den Cäsiumquellen bzw. 11,3 % und 5,8 % auf. Dies ist vor allem seinem im Vergleich zum Redlen2-Detektor um einen Faktor 7 größeren Volumen und der hohen Kernladungszahl des Lanthans (139) zuzuschreiben. Daher stammen auch die deutlich größeren Peak-zu-Tal-Verhältnisse von ca. 40.

Die deutliche Abnahme der Photopeakeffizienz dieses Detektors beim Übergang

von der moderaten zur mittleren Dosisleistung bei beiden Quellen ist zum einen wiederum der Verwendung eines Photomultipliers zuzuschreiben, andererseits auch dem *microDXP*, das bei diesen Dosisleistungen viele Pulse als „pile-up“ verwirft (siehe hierzu auch Abschnitt 5.5.3).

Für die Abschwächungskoeffizienten von Lanthanbromid wurden keine Werte in der Literatur gefunden, es konnten daher keine theoretischen Werte für die Photopeakeffizienz berechnet werden. Es zeigt sich jedoch, dass dieser Detektor trotz eines über sieben Mal größeren aktiven Volumens eine um maximal den Faktor fünf größere Effizienz bei der Detektion von Cäsiumstrahlung aufweist. Auf das Volumen normiert, zeigt also hier der Halbleiterdetektor eine bessere Effizienz.

Durch die Abschwächungskoeffizienten μ von CZT lassen sich hier theoretisch zu erwartende Werte für die Photopeakeffizienz bestimmen. Die Abschwächungskoeffizienten sind energieabhängig und betragen für den Photoeffekt $\mu = 0,05 \text{ cm}^{-1}$ für eine Energie von 662 keV und $\mu = 0,01 \text{ cm}^{-1}$ für eine Energie von 1,33 MeV. Diese Werte wurden durch Extrapolation von Werten aus Ref. [71] bestimmt. Bei einer Dicke von 5 mm errechnet sich aus diesen Werten eine theoretische Photopeakeffizienz von 2,47 % für Cäsiumstrahlung bzw. von 0,5 % für Cobaltstrahlung.

Die gemessenen Werte der Photopeakeffizienz liegen also ungefähr doppelt so hoch wie die theoretisch berechneten Werte. Dies liegt daran, dass nicht nur Ereignisse von Gammaquanten, die per Photoeffekt im Detektor wechselwirken, im Photopeak erscheinen, sondern auch Ereignisse, bei denen durch mehrere Compton-Streuprozesse ebenfalls die gesamte Energie abgegeben wurde. Wenn die Zeitabstände zwischen den einzelnen Streuungen klein genug sind, lassen sich diese beiden Arten der Wechselwirkungen nicht voneinander unterscheiden.

Zu den Photopeakeffizienzen von CPG- und LaBr_3 -Detektoren wurden keine Messungen in der Literatur gefunden, mit denen die in dieser Arbeit erreichten Werte verglichen werden können.

Da bei größer werdenden Gammaenergien die Wahrscheinlichkeit für eine Comptonstreuung steigt [3], nimmt auch deren Anteil am Photopeak zu. Eine Kristalldicke des Redlen2-Detektors von 5 mm reicht dabei gerade bei der hochenergetischen Strahlung von ^{60}Co nicht aus, um einen großen Anteil der Gammaquanten zu absorbieren. Die Folge ist ein *low energy tailing*, da entsprechend viele Quanten den Detektor nach einer oder mehreren Compton-Streuprozessen den Detektor wieder verlassen. Dies wirkt sich wiederum auf das Peak-zu-Compton-Verhältnis aus, das bei Cobaltspektren deutlich geringer ist als bei den Cäsiumspektren (siehe Spektren im Anhang).

7. Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, Kadmium-Zink-Tellurid Detektorsysteme mit der Coplanar Grid Technik zu entwickeln und hinsichtlich ihrer spektroskopischen Eigenschaften zu charakterisieren. Es sollte gezeigt werden, dass Detektoren mit der Coplanar Grid Technik unter typischen Anwendungsbedingungen in Hinblick auf die Energieauflösung als auch auf die Effizienz im Nachweis von Strahlung zuverlässig funktionieren.

Hierzu wurden zuerst die Materialeigenschaften der zwei benutzten Detektorkristalle, *Redlen1* und *Redlen2*, bestimmt. Die hohen spezifischen Widerstände Widerstände in der Größenordnung von $1 \times 10^{11} \Omega \text{ cm}$ und ein Beweglichkeits-Lebensdauer-Produkt der Elektronen von ca. $1 \times 10^{-2} \frac{\text{cm}^2}{\text{V}}$ zeigten eine hervorragende Kristallqualität und Eignung als Detektormaterial.

Über biparametrische Spektren wurde gezeigt, dass im Redlen-Material so gut wie kein flächendeckender Elektroneneinfang vorliegt.

Es wurde außerdem eine Vorverstärkerelektronik mit der für die Coplanar Grid notwendigen Subtraktionsschaltung entwickelt, die zusammen mit den Detektoren ein funktionierendes und portables Detektorsystem bildet, das für einen Einsatz im Messnetz des Bundesamts für Strahlenschutz prinzipiell geeignet ist.

Mit dem Redlen1-Detektor konnten über zeitaufgelöste Messungen der Ladungssignale wichtige Einblicke in die Funktionsweise der Coplanar Grid Technik erlangt werden. Bei spektroskopischen Messungen mit diesem Detektor konnte bei optimierten Einstellungen eine Energieauflösung von 3,6 % FWHM bei der ^{137}Cs 662 keV-Strahlung bei einem Peak-zu-Tal-Verhältnis von 9,2 erreicht werden.

Der Versuch, durch eine im Vergleich zur Kristalloberfläche kleinere Kontaktstruktur Leckströme zu verringern, brachte keine Verbesserung der spektroskopischen Eigenschaften. Die dadurch entstehenden Feldinhomogenitäten und das nicht-ohmsche Verhalten der Kontakte führten zu unvollständiger Ladungssammlung, die sich in einem *low energy tailing* der Photopeaks bemerkbar machte.

Messungen mit einem relativen Wichtungsfaktor brachten keine Verbesserung in der Energieauflösung.

Beim Redlen2-Detektor wurde die gesamte Fläche auf der Anodenseite des Kristalls kontaktiert. Die Anzahl der Streifen der koplanaren Anoden wurde hierbei erhöht, der Abstand zwischen ihnen verringert. Außerdem wurde die Anodenstruktur mit einem *Guard-Ring* versehen. Diese Änderungen in der Kontaktgeometrie führten zu einer effizienteren Ladungssammlung, die Photopeaks wurden dadurch symmetrischer. Mit diesem Detektor wurde eine Energieauflösung von 3,3% bei einem Peak-zu-Tal-Verhältnis von 23 gemessen. Auch diese Werte konnten durch die neue Kontaktstruktur verbessert werden.

Das Verhältnis von Gammaenergie zu Pulshöhe ist bei diesem Detektor bei Energien von 100 keV bis über 1 MeV linear, was von Bedeutung bei der Detektion von unbekannter Strahlung ist.

Bei Messungen unter im Messnetz des BfS typischen Anwendungsbedingungen konnte gezeigt werden, dass der Redlen2-Detektor seine spektroskopischen Eigenschaften bei höheren Gammaenergien (> 1 MeV) und höchsten Strahlendosen (> 10 mSv h⁻¹) aufrecht erhält. Bei Vergleichsmessungen mit einem kommerziellen Szintillator war dies nicht der Fall. Die Photopeakeffizienz des Redlen2-Detektors wurde zu ungefähr 5% bei ¹³⁷Cs-Strahlung und 1% bei ⁶⁰Co-Strahlung bestimmt.

Es konnte also ein funktionierendes Detektorsystem auf Grundlage der CZT-Coplanar Grid Technik aufgebaut und charakterisiert werden. Die erreichten Energieauflösungen und Peak-zu-Tal-Verhältnisse stellen sehr gute Werte und eine deutliche Verbesserung zu bisherigen Arbeiten [4] dar, auch wenn sie nicht an die besten bisher veröffentlichten Werte heranreichen.

Bei zukünftigen Arbeiten mit CPG-Detektoren muss zum einen deren Volumen vergrößert werden, um prozentual eine genügend große Anzahl von Gammaquanten zu stoppen. Dies wirkt sich positiv auf die Energieauflösung und vor allem auch auf die Effizienz beim Nachweis von Strahlung aus.

Eine Herausforderung ist es deshalb, am Freiburger Materialforschungszentrum ein-kristallines CZT-Material zu züchten, das gleichzeitig hohe spezifische Widerstände und Transporteigenschaften der Elektronen aufweist. Mit diesem Material kann ein größeres Volumen erreicht werden, indem mehrere Detektoren in möglichst geringem Abstand übereinander gestapelt werden. Hierbei haben Simulationen mit einer geeig-

neten Koinzidenz/Anti-Koinzidenz-Schaltung vielversprechende Ergebnisse gezeigt.

Es sollte auch der Einfluss der Elektronik genauer untersucht werden. Hierbei kann durch die Verwendung von rauscharmen Vorverstärkern mit hohem Verstärkungsfaktor das Signal-zu-Rauschen-Verhältnis und somit die Energieauflösung verbessert werden. Durch eine integrierte Subtraktionsschaltung können die Signalwege zusätzlich verkürzt werden, was das Einkoppeln von Rauschsignalen vermindert. Durch Realisierung der *depth-sensing* Technik mit einer neuen Elektronik können künftig auch lokale Effekte besser korrigiert werden.

Im Rahmen einer bereits begonnenen Arbeit wird ein System zur digitalen Signalverarbeitung ähnlich des XIA *microDXP* , welches nur bedingt zufriedenstellende Ergebnisse lieferte) entwickelt, das zusätzliche Mobilität für einen Einsatz im Messnetz des BfS bietet.

Hierzu müssen auch Messungen mit CPG-Detektoren zur Langzeitstabilität und zur Untersuchung von Umwelteinflüssen wie z.B. Variationen der Temperatur oder der Luftfeuchtigkeit durchgeführt werden.

Die in dieser Arbeit erreichten Ergebnisse bieten eine gute Ausgangsposition für weiterführende Arbeiten.

A. Spektren des Redlen2-Detektors und des LaBr₃-Szintillators

In diesem Anhang werden die Eichgerade des Redlen2-Detektors und Spektren aus Abschnitt 6.2.6 gezeigt, die dort aus Platzgründen nicht aufgeführt wurden. Die Spektren sind zusammen mit dem jeweiligen Photopeak überlagerten Gaußkurven und den dazugehörigen Parametern dargestellt. Die Einstellungen waren bei allen Messungen die selben. Die Detektorspannung betrug -800 V , die Inter-Grid-Spannung -100 V und die *peaking time* des *XIA microDXP* $1,125\text{ }\mu\text{s}$.

A.1. Eichgerade des Redlen2-Detektors

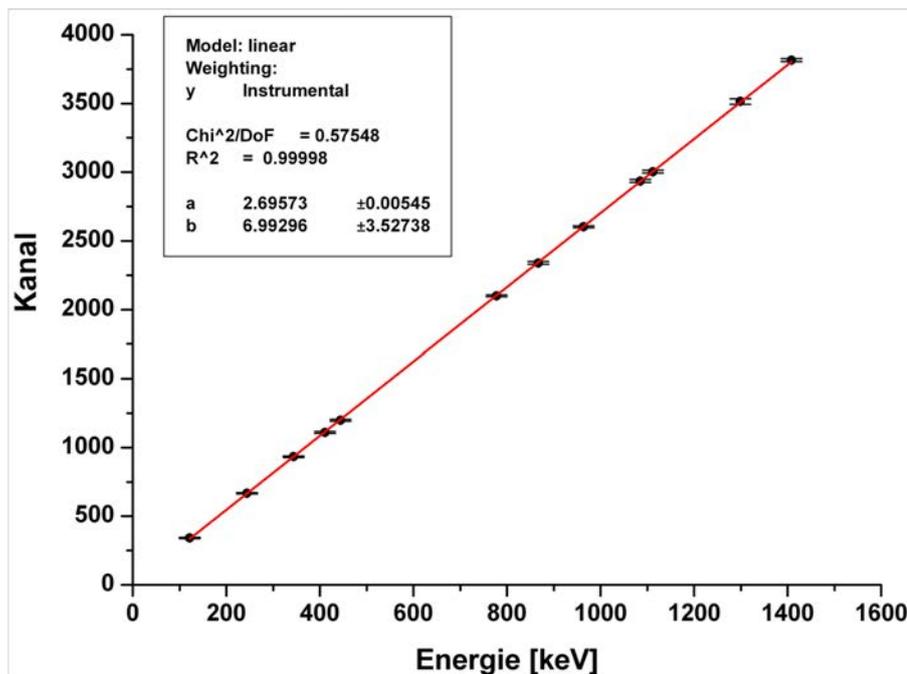


Abbildung A.1.: Eichgerade aus den Peakpositionen und nominellen Energien des ¹⁵²Eu-Spektrums aus Abb. 6.18.

A.2. ¹³⁷Cs-Spektren, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor

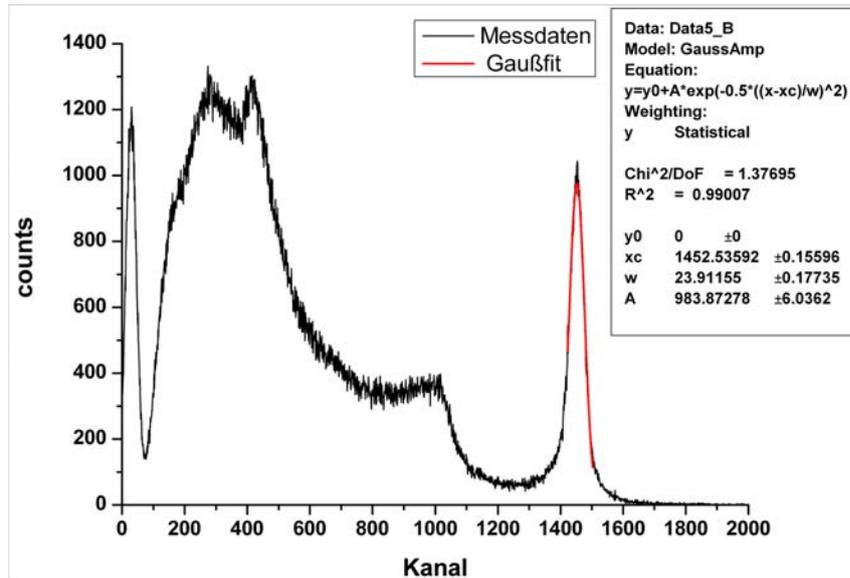


Abbildung A.2.: ¹³⁷Cs-Spektrum mit einer Dosisleistung von $0,05 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor

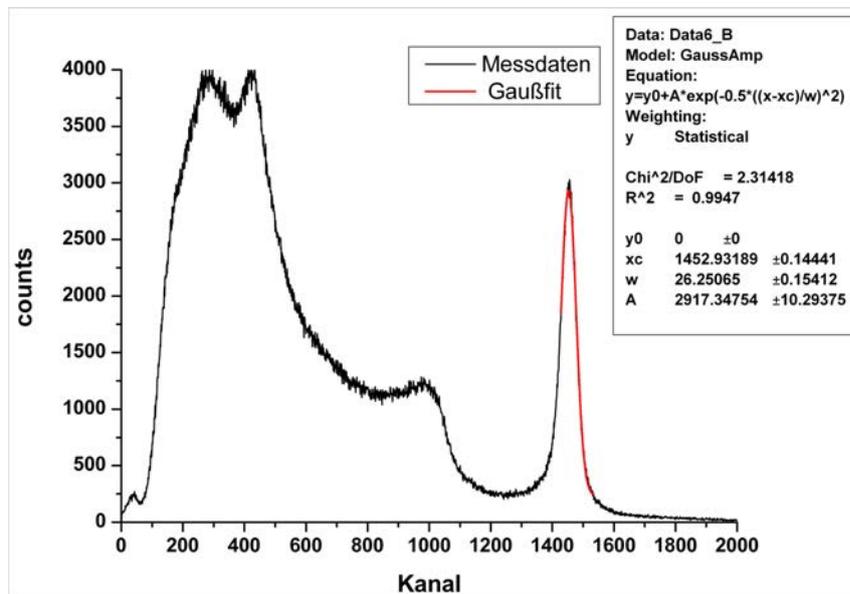


Abbildung A.3.: ¹³⁷Cs-Spektrum mit einer Dosisleistung von $0,52 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor.

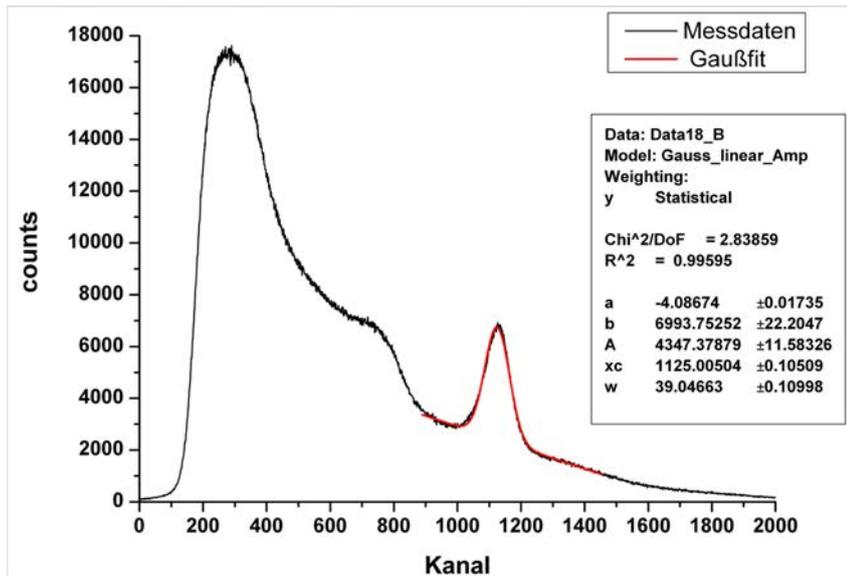


Abbildung A.4.: ^{137}Cs -Spektrum mit einer Dosisleistung von $4,7 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor.

A.3. ^{60}Co -Spektren, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor

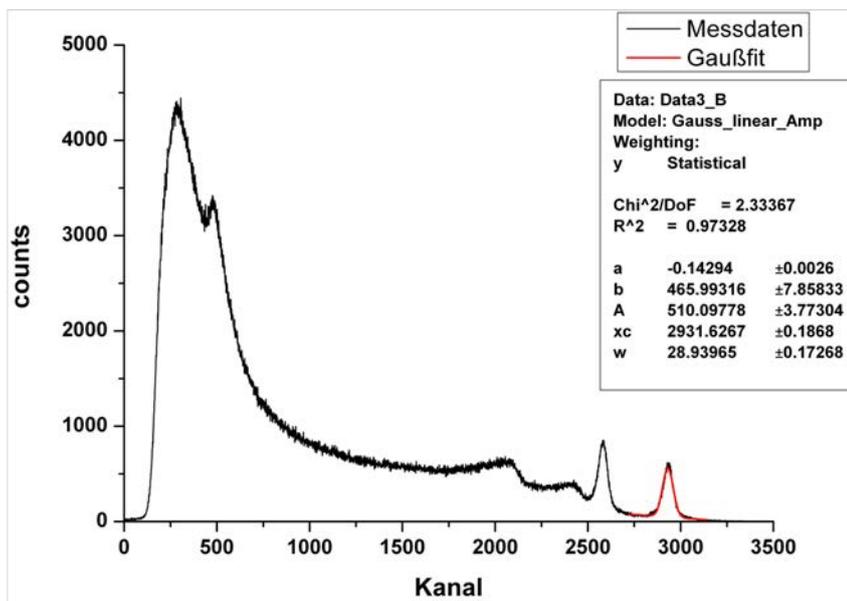


Abbildung A.5.: ^{60}Co -Spektrum mit einer Dosisleistung von $0,11 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor

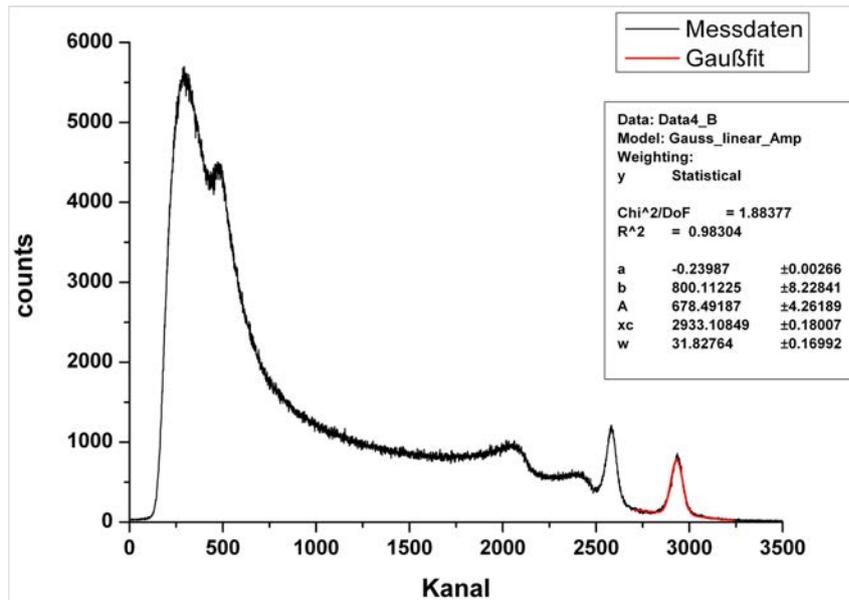


Abbildung A.6.: ⁶⁰Co-Spektrum mit einer Dosisleistung von $1,1 \frac{mSv}{h}$, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor

A.4. ¹³⁷Cs-Spektren, aufgenommen mit dem LaBr₃-Szintillator

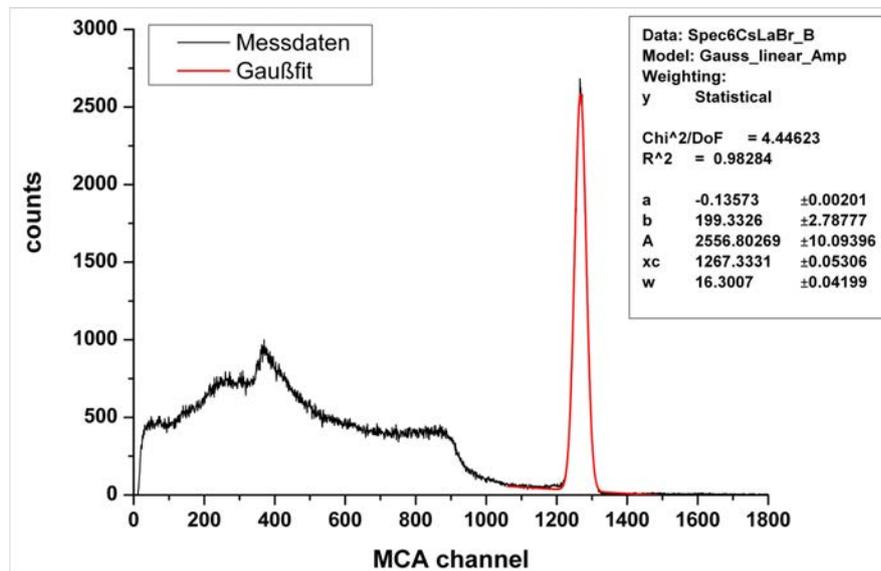


Abbildung A.7.: ¹³⁷Cs-Spektrum mit einer Dosisleistung von $0,05 \frac{mSv}{h}$, aufgenommen mit dem LaBr₃-Szintillator

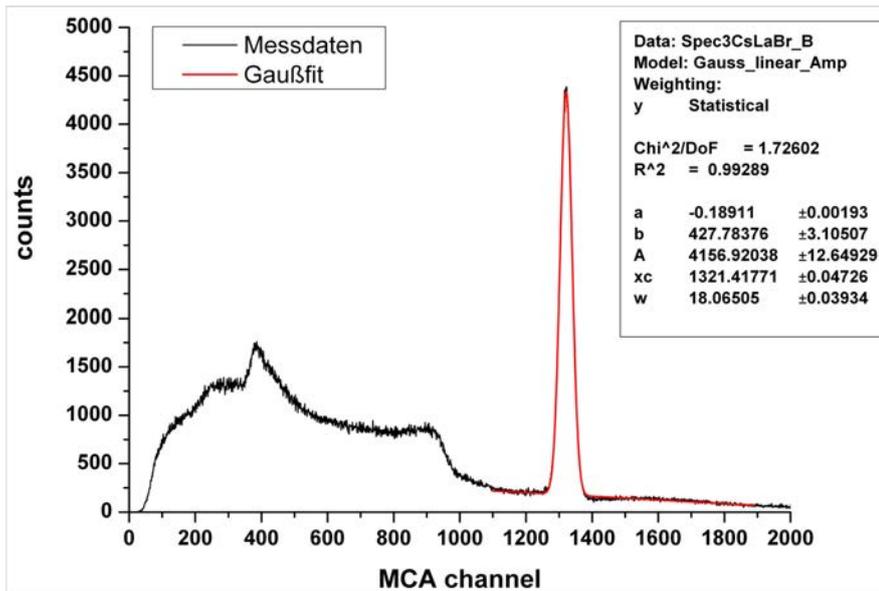


Abbildung A.8.: ^{137}Cs -Spektrum mit einer Dosisleistung von $0,52 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem LaBr_3 -Szintillator

A.5. ^{60}Co -Spektren, aufgenommen mit dem LaBr_3 -Szintillator

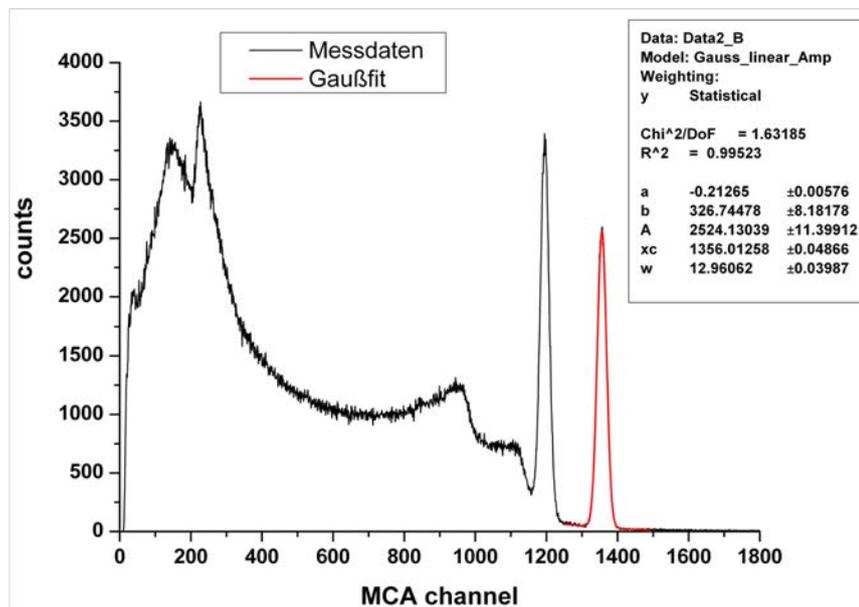


Abbildung A.9.: ^{60}Co -Spektrum mit einer Dosisleistung von $0,11 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem LaBr_3 -Szintillator

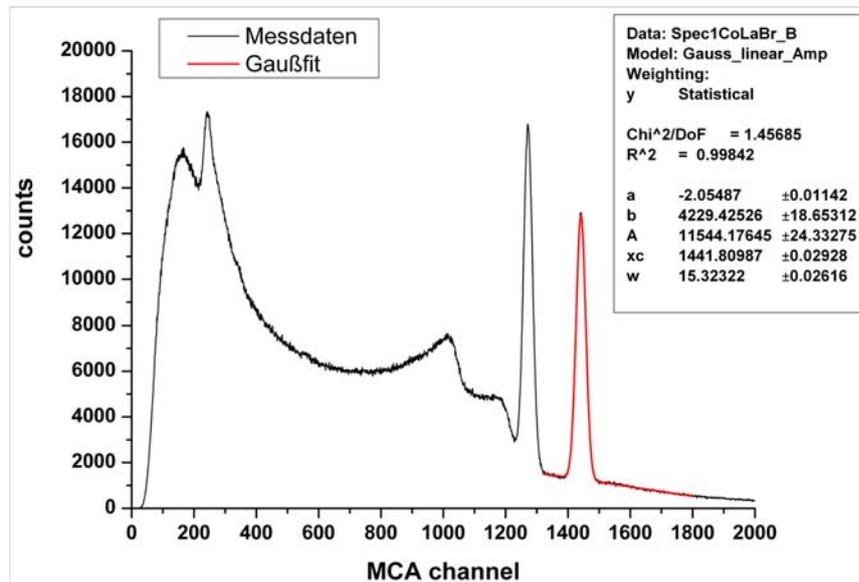


Abbildung A.10.: ⁶⁰Co-Spektrum mit einer Dosisleistung von $1,1 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem LaBr₃-Szintillator

A.6. ^{137}Cs -Spektrum mit der besten mit dem Redlen2-Detektor erreichten Energieauflösung

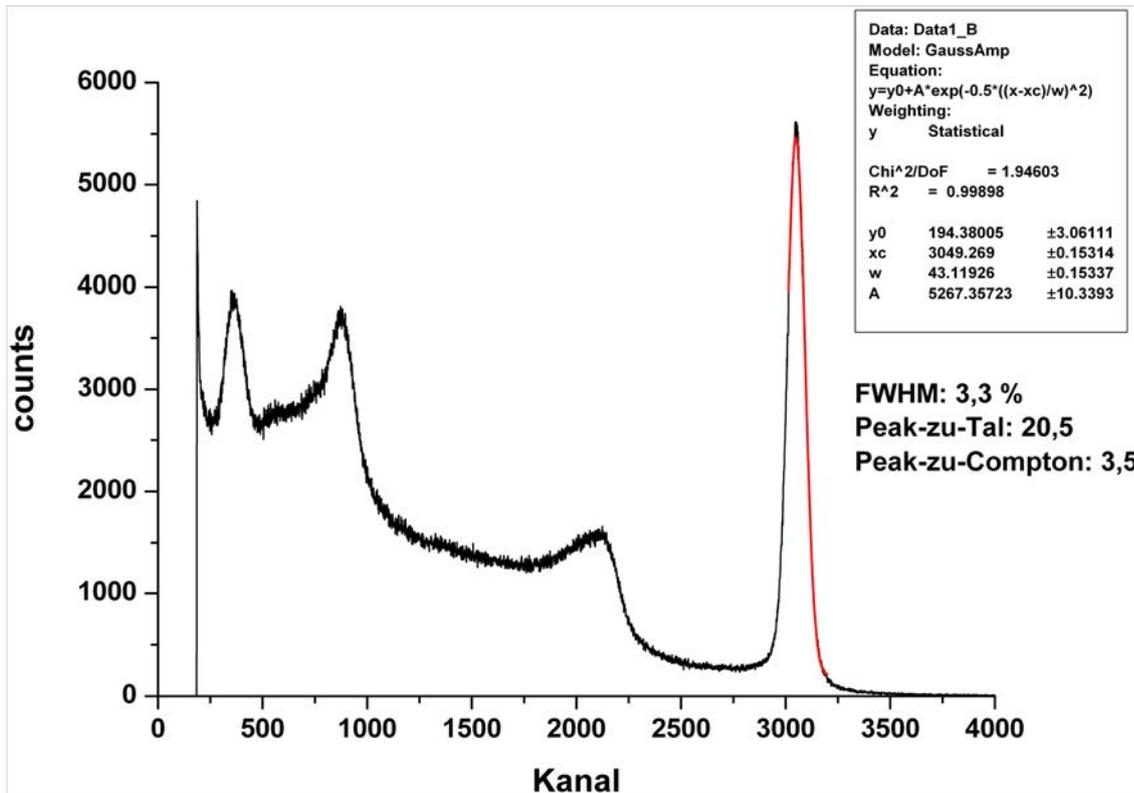


Abbildung A.11.: ^{137}Cs -Spektrum mit der besten mit dem Redlen2-Detektor erreichten Energieauflösung von 3,3 % bei -900 V Detektorspannung, -100 V Inter-Grid-Spannung und einer shaping time von $1\text{ }\mu\text{s}$. Das Peak-zu-Tal Verhältnis beträgt 20,5, das Verhältnis von Peakhöhe zur Höhe der Comptonkante 3,5. Das elektronische Rauschen bei niedrigen Kanälen wurde weitestgehend abgeschnitten. Der Peak bei Kanal 300 stammt von niederenergetischen X-rays.

Literaturverzeichnis

- [1] SZELES, Csaba: CdZnTe and CdTe materials for X-ray and gamma ray radiation detector applications. In: *physica status solidi (b)* 241 (2004), Nr. 3, S. 783–790
- [2] http://commons.wikimedia.org/wiki/File:Caesium-137_Gamma_Ray_Spectrum-de.svg
- [3] KNOLL, Glenn F.: *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, New York, 2000
- [4] DAMBACHER, Markus: *Signalanalyse von biparametrischen Spektren aufgenommen mit (Cd,Zn)Te-Detektoren*, Universität Freiburg, Diplomarbeit, 2007
- [5] SZE, Simon M.: *Semiconductor Devices: Physics and Technology*. Wiley, New York, 2002
- [6] FOUGERES, P. ; SIFFERT, P. ; HAGE-ALI, M. ; KOEBEL, M. ; REGAL, R.: CdTe and Cd_{1-x}Te_x for nuclear detectors: facts and fictions. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 428 (1999), S. 38–44
- [7] CANALI, C. ; MARTINI, M. ; OTTAVIANI, G. ; ZANIO, K. R.: Transport Properties of CdTe. In: *Physical Review B* 4 (1971), Nr. 2, S. 422–431
- [8] LUTZ, Gerhard: *Semiconductor Radiation Detectors*. Springer, 1999
- [9] RACK, Alexander: *Modellierung von bistabilen Quantenpunktstrukturen*, Technische Universität Berlin, Diplomarbeit, 2002
- [10] FAULER, Alex: *Bridgmanzüchtung von (Cd,Zn)Te für Strahlendetektoranwendungen*, Universität Freiburg, Diss., 2006
- [11] GREGORI, Johannes: *Pulsformenanalyse an planaren Cadmium-Zink-Tellurid-Detektoren*, Universität Freiburg, Diplomarbeit, 2006

- [12] ERICKSON, J.C. ; YAO, H.W. ; JAMES, R.B. ; HERMON, H. ; GREAVES, M.: Time of flight experimental studies of CdZnTe radiation detectors. In: *Journal of Electronic Materials* 29 (2000), Nr. 6, S. 699–703
- [13] CHEN, H. ; AWADALLA, S.A. ; REDDEN, R. ; BINDLEY, G. ; COPETE, A. ; HONG, J. ; GRINDLAY, J. ; AMMAN, M. ; LEE, L.S. ; LUKE, P.: Gamma Ray Spektroskopie with THM CdZnTe Detectors. In: *IEEE NSS Conference Record* (2006), S. 3809–3816
- [14] CHEN, H. ; AWADALLA, S.A. ; MACKENZIE, J. ; REDDEN, R. ; BINDLEY, G. ; BOLOTNIKOV, A.E. ; CAMARDA, G.S. ; CARINI, G. ; JAMES, R.B.: Characterization of Traveling Heater Method (THM) Grown Cd_{0,9}Te_{0,1} Crystals. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 54 (2007), August, Nr. 4, S. 811–816
- [15] BENZ, K.-W. ; BABENTSOV, V. ; FIEDERLE, M.: Growth of cadmium telluride from the vapor phase under low gravity conditions. In: *Progress in Crystal Growth and Characterization of Materials* 48/49 (2004), S. 189–208
- [16] SZELES, Csaba: Advances in the Crystal Growth and Device Fabrication Technology of CdZnTe Room Temperature Radiation Detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51 (2004), Nr. 3, S. 1242–1249
- [17] FIEDERLE, M. ; EICHE, C. ; SALK, M. ; SCHWARZ, R. ; BENZ, K.-W. ; STADLER, W. ; HOFMAN, D.M. ; MEYER, B. K.: Modified compensation model of CdTe. In: *Journal of Applied Physics* 84 (1998), S. 6689–6692
- [18] SZELES, Csaba: CdZnTe and CdTe materials for X-ray and gamma ray radiation detector applications. In: *phys. stat. sol.* 241 (2004), Nr. 3, S. 783–790
- [19] BOLOTNIKOV, A.E. ; CAMARDA, G.S. ; CARINI, G. ; CUI, Y. ; KOHMAN, K.T. ; LI, L. ; SALOMON, M.B. ; JAMES, R.B.: Performance-limiting Defects in CdZnTe Detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 54 (2007), Aug., Nr. 4, S. 821–827
- [20] LUKE, P.N. ; EISSLER, E.E.: Performance of CdZnTe Coplanar-Grid Gamma-Ray Detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 43 (1996), Nr. 3, S. 1481–1486
- [21] HIGGINS, W.M. ; GLODO, J. ; LOEF, E. Van ; KLUGERMAN, M. ; GUPTA, T. ; CIRIGNANO, L. ; WONG, P. ; SHAH, K.S.: Bridgman growth of LaBr₃:Ce and

- LaCl₃:Ce crystals for high-resolution gamma-ray spectrometers. In: *Journal of Crystal Growth* (2006), Nr. 287, S. 239–242
- [22] HECHT, Karl: Zum Mechanismus des lichtelektrischen Primärstromes in isolierenden Kristallen. In: *Zeitschrift für Physik* (1932), Nr. 77, S. 235–245
- [23] MIYAJIMA, Satoshi ; SAKURAGI, Hideaki ; MATSUMOTO, Masao: Extraction of mean free path of charge carriers in CdZnTe crystals from measured full-energy peaks. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 485 (2002), Nr. 3, S. 533–538
- [24] NEMIROVSKY, Y.: Statistical modeling of pulse height spectrum of gamma-ray spectrometers limited by incomplete charge collection. In: *Applied Physics Letters* 75 (1999), Nr. 2, S. 298–300
- [25] NEMIROVSKY, Y.: Statistical modeling of charge collection in semiconductor gamma-ray spectrometers. In: *Journal of Applied Physics* 85 (1999), Nr. 1, S. 8–15
- [26] SPIELER, Helmuth: *Semiconductor Detector Systems*. Oxford University Press, 2005
- [27] SHOCKLEY, W.: Currents to conductors induced by a moving point charge. In: *J. Appl. Phys* 9 (1938)
- [28] RAMO, S.: Currents induced by electron motion. In: *Proceedings of I.R.E* (1939)
- [29] JEN, C.K.: On the induced current and energy balance in electronics. In: *Proceedings of I.R.E* (1941)
- [30] AL., G. C.: Extension of Ramo's theorem as applied to onduced charge in semiconductor detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* 92 (1971), S. 137–140
- [31] HE, Z.: Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 463 (2001), S. 250–267
- [32] LUKE, P. ; AMMAN, M.: Room-Temperature Replacement for Ge Detectors - Are We There Yet? In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 54 (2007), Nr. 4, S. 834–842

-
- [33] FRISCH, O.: British Atomic Energy Report BR-49, 1944
- [34] MCGREGOR, D.S. ; HE, Z. ; SEIFERT, H.A. ; WEHE, D.K. ; ROJETSKI, R.A.: Single charge carrier type sensing with a parallel strip pseudo-Frisch-grid CdZnTe semiconductor radiation detector. In: *Applies Physics Letters* 72 (1998), Nr. 7
- [35] MCGREGOR, D.S. ; HE, Z. ; SEIFERT, H.A. ; ROJESKI, R.A. ; WEHE, D.K.: CdZnTe semiconductor parallel strip Frisch grid radiation detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 45 (1998), Nr. 3, S. 443–449
- [36] www.cern.ch/MEDIPIX. Medipix Kollaboration,
- [37] LUKE, P. N.: Single-polarity charge sensing in ionization detectors using coplanar electrodes. In: *Applied Physics Letters* 65 (1994), Nr. 22, S. 2884–2886
- [38] LUKE, P.N.: Unipolar charge sensing with coplanar electrodes-application to semiconductor detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 42 (1995), Nr. 4, S. 207–213
- [39] FANO, U.: Ionization Yield of Radiations. II. The Fluctuations of the Number of Ions. In: *Phys. Rev.* 72 (1947), Nr. 1, S. 26–29
- [40] Z.HE ; KNOLL, G.F. ; WEHE, D.K. ; DU, Y.F.: Coplanar grid patterns and their effect on energy resolution of CdZnTe detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 411 (1998), S. 107–113
- [41] STURM, B.W.: *Gamma-Ray Spectroscopy using Depth-Sensing Coplanar Grid CdZnTe Semiconductor Detectors*, University of Michigan, Diss., 2007
- [42] LUKE, P.N. ; AMMAN, M. ; PRETTYMAN, T.H. ; RUSSO, P.A. ; CLOSE, D.A.: Electrode design for coplanar-grid detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 44 (1997), Nr. 3, S. 713–720
- [43] HE, Z. ; KNOLL, G.F. ; WEHE, D.K. ; MASTRANGELO, R. ; ROJESKIV C. ; HAMMIG, M. ; BARRETT, C. ; URITANI, A.: 1-D position sensitive single carrier semiconductor detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 380 (1996), S. 228–231
- [44] HE, Z. ; KNOLL, G.F. ; WEHE, D.K. ; MIYAMOTO, J.: Position sensitive single carrier CdZnTe detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 388 (1997), S. 180–185

- [45] HE, Zhong ; STURM, Ben W.: Characteristics of depth-sensing coplanar grid CdZnTe detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 554 (2005), S. 291–299
- [46] DE GERONIMO, G. ; G., Carini ; FRIED, J. ; SOLDNER, S.A.: Optimizing the Spectral Response from Coplanar-Grid Sensors. 6 (2006), S. 3684–3686
- [47] CARINI, G.A. ; BOLOTNIKOV, A.E. ; CAMARDA, G.C. ; G.W.WRIGHT ; JAMES, R.B.: Non-uniformity effects in CdZnTe coplanar-grid detectors. In: *phys. stat. sol.* 244 (2007), Nr. 5, S. 1589–1601
- [48] PEREZ, J.M. ; HE, Z. ; WEHE, D.K. ; DU, Y.F.: Estimate of large CZT detector absolute efficiency. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 49 (2002), Nr. 4, S. 2010–2018
- [49] KOZOREZOV, A. G. ; WIGMORE, J. K. ; OWENS, A. ; PEACOCK, A.: Theory of the dynamic response of a coplanar grid semiconductor detector. In: *Applied Physics Letters* 91 (2007), Nr. 2, S. 023504
- [50] KOZOREZOV, A.G. ; OWENS, A. ; PEACOCK, A. ; WIGMORE, J.K.: Carrier dynamics and resolution of co-planar grid radiation detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 563 (2006), S. 37–40
- [51] P.N., Luke ; AMMAN, M. ; LEE, J.S. ; MANFREDI, P.F.: Noise in CdZnTe detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 48 (2001), Nr. 3, S. 282–286
- [52] SWOBODA, M. ; ARLT, R. ; GOSTILO, V. ; LUPILOV, A. ; MAJOROV, M. ; MOSZYNSKI, M. ; SYNTFELD, A.: Spectral gamma detectors for hand-held radioisotope identification devices (RIDs) for nuclear security applications. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 52 (2005), Nr. 6, S. 3111–3118
- [53] HIGGINS, W.M. ; GLODO, J. ; LOEF, E. V. ; KLUGERMAN, M. ; GUPTA, T. ; CIRIGNANO, L. ; WONG, P. ; SHAH, K.S.: Bridgman growth of LaBr₃:Ce and LaCl₃:Ce crystals for high-resolution gamma-ray spectrometers. In: *Journal of Crystal Growth* 287 (2006), Nr. 2, S. 239–242
- [54] SYNTFELD, A. ; ARLT, R. ; GOSTILO, V. ; LOUPILOV, A. ; MOSZYNSKI, M. ; NASSALSKI, A. ; SWOBODA, M. ; WOLSKI, D.: Comparison of a LaBr₃(Ce) Scintillation Detector With a Large Volume CdZnTe Detector. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53 (2006), Nr. 6, S. 3938–3943

- [55] GATTI, E. ; MANFREDI, P.: Processing the signals from solid-state detectors in elementary-particle Physics. In: *La Rivista del Nuovo Cimento* 9 (1986), Nr. 1, S. 1–146
- [56] www.xia.com/microDXP.html. Homepage XIA LLC,
- [57] GEORGIEV, A. ; GAST, W.: Digital pulse processing in high resolution, high throughput, gamma-ray spectroscopy. In: *Nuclear Science, IEEE Transactions on* 40 (1993), Nr. 4, S. 770–779
- [58] FIEDERLE, M.: *CdTe Röntgendetektoren - Materialeigenschaften und Charakterisierung*. Shaker Verlag, 1996
- [59] KEYSER, R.M.: Characterization of room temperature detectors using the proposed IEEE standard. In: *Nuclear Science Symposium Conference Record, 2001 IEEE* Bd. 1, 2001, S. 315–318
- [60] BOLOTNIKOV, A. E. ; CHEN, C. M. H. ; COOK, W. R. ; HARRISON, F. A. ; KUVVETLI, I. ; SCHINDLER, S. M. ; STAHLE, C. M. ; PARKER, B. H.: The effect of cathode bias (field effect) on the surface leakage current of CdZnTe detectors. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 510 (2003), Nr. 3, S. 300–308
- [61] GONZALEZ, R. ; PEREZ, J.M. ; VELA, O. ; BURGOS, E. de ; OLLER, J.C. ; GOSTILO, V.: Spectrometric response of large volume CdZnTe coplanar detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 52 (2005), Nr. 5, S. 2076–2084
- [62] DE GERONIMO, G. ; BOLOTNIKOV, A.E. ; CARINI, G. ; FRIED, J. ; O’CONNOR, P. ; SOLDNER, S.A.: Characterization of an ASIC for CPG sensors with grid-only depth of interaction sensing. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 53 (2006), Nr. 2, S. 456–461
- [63] CARINI, G.A. ; BOLOTNIKOV, A.E. ; CAMARDA, G.S. ; WRIGHT, G.W. ; JAMES, R.B. ; DE GERONIMO, D.G. ; SIDONS, D.P.: Synchrotron radiation response characterization of coplanar grid CZT detectors. In: *2004 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Recor* Bd. 7, 2004, S. 4264–4267
- [64] QUARATI, F. ; BOS, A.J.J. ; BRANDENBURG, S. ; DATHY, C. ; DORENBOS, P. ; KRAFT, S. ; OSTENDORF, R.W. ; OUSPENSKI, V. ; OWENS, Alan: X-ray and gamma-ray response of a 2”x2” LaBr3:Ce scintillation detector. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 574 (2007), Nr. 1, S. 115–120

-
- [65] WARBURTON, E.K. ; ALBURGER, D.E.: Precision measurements of gamma-ray energies from ^{133}Ba and ^{152}Eu decay. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 253 (1986), Nr. 1, S. 38–42
- [66] GOSTILO, V. ; LISJUTIN, I. ; LOUPILOV, A. ; IVANOV, V.: Performance improvement of large volume CdZnTe detectors. 7 (2004), S. 4590–4595
- [67] LUKE, P.N. ; LEE, J.S. ; AMMAN, M. ; YU, K.M.: Noise reduction in CdZnTe coplanar-grid detectors. In: *2001 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record* Bd. 4, 2001, S. 2272–2275
- [68] STURM, B.W. ; HE, Zhong ; ZURBUCHEN, T.H. ; KOEHN, P.L.: Investigation of the asymmetric characteristics and temperature effects of CdZnTe detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 52 (2005), Nr. 5, S. 2068–2075
- [69] LUKE, P.N. ; AMMAN, M. ; LEE, J.S.: Factors affecting energy resolution of coplanar-grid CdZnTe detectors. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51 (2004), June, Nr. 3, S. 1199–1203
- [70] AMMAN, M. ; LUKE, P.N. ; LEE, J.S.: CdZnTe material uniformity and coplanar-grid gamma-ray detector performance. 47 (2000), Nr. 3, S. 760–767
- [71] www.amptek.com/anczt1.html. Efficiency of XR-100T-CdTe/CZT Detectors Application Note,

Abbildungsverzeichnis

1.1. Funktionsweise eines Halbleiterdetektors: Erzeugung von Elektron-Loch-Paaren, Induktionsstrom, Ausleseelektronik, Einordnung der Pulse in ein Spektrum, hier für Cäsium-Strahlung [1, 2].	2
1.2. Eindringtiefe in Abhängigkeit der Photonenenergie für CdTe, die Gammaenergien einiger wichtiger Elemente sind markiert [4].	3
1.3. Driftgeschwindigkeit von Elektronen in CdTe in Abhängigkeit des angelegten elektrischen Feldes für verschiedene Temperaturen [7].	5
1.4. Metall-n-Halbleiter-Kontakt im Bändermodell; links vor Kontaktierung, rechts Ausbildung einer Schottkybarriere durch Angleichung der Fermienergie E_F nach Kontaktierung [9].	7
1.5. Beispiele eines ohmschen Kontaktes, links Überwindung der Schottky-Barriere durch thermische Anregung, rechts durch Tunnelprozesse [9].	8
1.6. Spezifischer Widerstand ρ und Konzentration der Elektronen (n) und Löcher (p) als Funktion der flachen (0,014 eV) Dotierstoffkonzentration N_d , links: Kompensation mit flachen Störstellen alleine, rechts: bei zusätzlicher Präsenz eines tiefen (0,8 eV) Donators mit Konzentration $N_{DD} = 5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ [18].	13
2.1. Nach Gleichung (2.12) simulierte Pulshöhenspektren für 60 keV-Photonen. Bei fixem $\mu\tau$ -Produkt der Elektronen wird die Auswirkung verschiedener $\mu\tau$ -Produkte der Löcher auf das <i>low energy tailing</i> verdeutlicht [24].	20
2.2. Wichtungspotential eines planaren Detektors in Bezug auf die Anode; Trennung der Elektronen- und Löcherkomponente eines Signals.	22
3.1. Bestimmung der beiden für biparametrische Spektren benutzte Parameter Q_e und A für Ladungspulse verschiedener Entstehungsorte [4].	27

3.2.	Biparametrische Spektren, links ohne Korrektur mit <i>low energy tailing</i> , rechts mit Korrektur [4].	28
3.3.	^{137}Cs -Pulshöhenspektrum eines planaren, 1 mm dicken CZT-Detektors; schwarz ohne Korrektur, rot mit Korrektur mittels biparametrischer Analyse [4].	29
3.4.	Links: Schema eines „Parallel Strip Pseudo Frisch Grid“ Detektors, rechts: Wichtungspotential bei kontaktierten Streifen eines $5\times 2\times 5\text{ mm}^3$ Detektors. Die z-Achse ist positiv nach unten aufgetragen [35].	31
3.5.	Links: Pulshöhenspektren der einzelnen Pixel für eine ^{241}Am - und eine ^{57}Co -Quelle mit Energien von 60 keV bzw. 122 keV; rechts: Detektor mit pixellierter Anode [13].	32
4.1.	Links: Coplanar Grid Anodenstruktur; rechts: CZT Detektor mit Coplanar Grid Kontakten, hergestellt am Freiburger Materialforschungszentrum (FMF).	33
4.2.	Schema eines CPG-Detektors bei Schnitt orthogonal zu den Elektrodenfingern [31].	34
4.3.	Wichtungspotentiale der Kathode φ_1 und der koplanaren Anoden φ_2 und φ_3 entlang einer an Elektrode 2 endenden Linie [31].	35
4.4.	3-D Schema des Wichtungsfeldes V_W (links) und des realen Potentialverlaufs V (rechts) in einem CPG Detektor [38].	35
4.5.	Links: „Generation 1“ Elektrodendesign; rechts: Wichtungspotentiale der koplanaren Anoden in 1 mm Tiefe entlang der gestrichelten Linie (Anode 1: offene Kreise; Anode 2: Kreuze)[40][41].	38
4.6.	Links: Anodendesign der „Generation 2“ mit <i>Guard-Ring</i> , rechts: Wichtungspotentiale der koplanaren Anoden entlang der gestrichelten Linie in 1 mm Tiefe [40].	39
4.7.	Links: Design der „Generation 3“ Elektroden; rechts: Differenz der Wichtungspotentiale W_1-W_2 in x- und y-Richtung bei Schnitten entlang der gestrichelten Linien [41].	40
4.8.	Links: Differenz der Anoden-Wichtungspotentiale für verschiedene Werte von G ; rechts: durchlaufene Differenz der Wichtungspotentiale eines Elektrons bei Entstehung in verschiedenen Tiefen z_1 und z_2 [41].	42
4.9.	^{137}Cs -Pulshöhenspektren für verschiedene Tiefen eines $1,5\times 1,5\times 1\text{ cm}^3$ CPG-Detektors nach der <i>depth-sensing</i> Methode [45].	43

4.10. Schematische Elektronentrajektorien am Detektorrand, wenn der <i>Guard-Ring</i> GR auf dem Potential der nicht sammelnden Anode NCA (links) bzw. auf dem der ladungssammelnden Anode CA (rechts) liegt [41].	46
5.1. Foto des Redlen1-Detektors mit Trägerplatine.	50
5.2. Simulierte Wichtungspotentiale einer stark vereinfachten CPG-Struktur bei sukzessiver Reduktion der Kontaktfläche; links: 3D-Ansichten der Wichtungspotentiale, rechts Aufsichten mit Äquipotentiallinien.	51
5.3. Anodenlayout (links) und Foto (rechts) des Redlen2 Detektors auf einer Steckplatine.	52
5.4. Schema der verwendeten Ausleseelektronik mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern und <i>relative gain</i> Subtraktionsschaltung.	54
5.5. Foto des Redlen1 Detektors mit der Ausleseelektronik (Spannungsversorgungen, Vorverstärker, Signalausgänge) in einem Alugehäuse.	55
5.6. Wirkung eines Trapezfilters auf ein Stufensignal; rot: Regionen der Mittelwertbildung, grün: Ausgabe des Filters.	59
5.7. Pulse von ladungssammelnder (rot) und nicht sammelnder (blau) Elektrode. Das daraus gebildete Differenzsignal (schwarz) und darauf angewendeter Trapezfilter (grün).	60
5.8. XIA microDXP zur digitalen Signalverarbeitung [56].	62
6.1. U-I-Kennlinie des Redlen1-bulk-Materials mit Ausgleichsgerade (rot) über den negativen Spannungswerten.	68
6.2. U-I-Kennlinie der koplanaren Anoden mit Ausgleichsgerade zur Abschätzung des Inter-Grid-Widerstands	69
6.3. Mit dem Oszilloskop aufgenommene Ladungspulse der ladungssammelnden (rot) und der nicht sammelnden (blau) Elektrode. Links: Pulse, die dem theoretisch vorausgesagten Verlauf der Wichtungspotentiale entsprechen, rechts: Pulse, die unterhalb der Anodenoberfläche entstanden sind.	71
6.4. Von Alphateilchen einer ^{241}Am -Quelle erzeugte Ladungspulse der ladungssammelnden (rot) und der nicht sammelnden (blau) Elektrode, die durch Feld- und Oberflächeneffekte vom theoretischen Verlauf abweichen.	71

6.5.	^{137}Cs -Spektrum aus 150 000 mit dem Oszilloskop aufgenommenen Ereignissen des Redlen1-Detektors mit einem dem Photopeak überlagerten Gaußfit. Die FWHM beträgt 5,6 %.	73
6.6.	Biparametrisches Spektrum (Farbskala) von 500 000 Pulsen einer ^{137}Cs -Quelle, aufgenommen mit dem Oszilloskop und dem Redlen1-Detektor. Aufgetragen ist die Differenz gegen die Summe der Anodensignale.	74
6.7.	^{137}Cs -Pulshöhenspektrum, das aus der Projektion des biparametrischen Spektrums aus Abbildung 6.6 auf die y-Achse entsteht, mit überlagertem Gaußfit. Die FWHM beträgt 5,8 %.	76
6.8.	Redlen1 ^{137}Cs -Spektrum mit überlagertem Gaußfit bei -500 V Detektor- und -60 V Inter-Grid-Spannung, gemessen mit Redlen1 und NIM-Modulen. Die FWHM beträgt 4,0 %.	78
6.9.	^{137}Cs -Spektren aufgenommen mit dem Redlen1-Detektor bei Werten für den relativen Wichtungsfaktor zwischen 1,0 und 0,9; Inset: Vergrößerung der Photopeak-Region.	79
6.10.	Vergleich zwischen ^{137}Cs -Spektren mit kollimierter (rot) und unkollimierter (schwarz) Strahlung gemessen mit Redlen1 bei einer Detektorspannung von -600 V und einer Inter-Grid-Spannung von -60 V .	80
6.11.	U-I-Kennlinie mit Ausgleichsgerade über negative Spannungswerte (rot) des Redlen2 Bulk-Materials.	81
6.12.	U-I-Kennlinie zwischen den koplanaren Anoden des Redlen2 Detektors mit Ausgleichsgerade über negative Spannungswerte.	82
6.13.	Datenpunkte und angepasste Hecht-Relation zur Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts der Elektronen im Redlen2 Detektor.	84
6.14.	Biparametrisches Spektrum (Farbskala) von 1 000 000 Pulsen einer ^{137}Cs -Quelle, aufgenommen mit dem Oszilloskop und dem Redlen2-Detektor. Aufgetragen ist die Differenz gegen die Summe der Anodensignale.	85
6.15.	^{137}Cs -Pulshöhenspektrum, das aus der Projektion des biparametrischen Spektrums aus Abbildung 6.14 auf die y-Achse entsteht, mit überlagertem Gaußfit. Die FWHM beträgt 5,5 %.	86
6.16.	Cäsiumspektren mit Guard-Ring (GR) auf Massepotential (schwarze Kurve) und auf -100 V (rote Kurve); Inset: vergrößerter Ausschnitt der Photopeak-Region.	87
6.17.	Ausschnitte aus ^{137}Cs -Spektren bei -900 V Detektorspannung und verschiedenen Inter-Grid-Spannungen.	88

6.18.	^{152}Eu -Spektrum zur Energieeichung des Redlen2-Detektors. Die nominellen Gammaenergien sind in keV über den jeweiligen Peaks angegeben.	90
6.19.	Gleichzeitig aufgenommenes Spektrum einer Cäsium- und einer Cobaltquelle mit durch Gaußfits bestimmten Energiewerten in keV.	91
6.20.	FWHM des Redlen2- und des LaBr_3 -Detektors aufgetragen gegen die Dosisleistung von Cäsium- und Cobaltquellen.	92
6.21.	^{60}Co -Spektren gemessen mit Redlen2 und LaBr_3 mit der Quelle mit der größten Dosisleistung ($11,3 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$). Beim Szintillatorspektrum ist kein Photopeak zu erkennen, beim Redlen2-Spektrum ist dieser von starkem Untergrund überlagert.	93
6.22.	Photopeakeffizienz des Redlen2-Detektors und des LaBr_3 -Szintillators aufgetragen gegen die Dosisleistung von Cäsium- und Cobaltquellen. .	94
A.1.	Eichgerade aus den Peakpositionen und nominellen Energien des ^{152}Eu -Spektrums aus Abb. 6.18.	105
A.2.	^{137}Cs -Spektrum mit einer Dosisleistung von $0,05 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor	106
A.3.	^{137}Cs -Spektrum mit einer Dosisleistung von $0,52 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor.	106
A.4.	^{137}Cs -Spektrum mit einer Dosisleistung von $4,7 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor.	107
A.5.	^{60}Co -Spektrum mit einer Dosisleistung von $0,11 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor	107
A.6.	^{60}Co -Spektrum mit einer Dosisleistung von $1,1 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem Redlen2-Detektor	108
A.7.	^{137}Cs -Spektrum mit einer Dosisleistung von $0,05 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem LaBr_3 -Szintillator	108
A.8.	^{137}Cs -Spektrum mit einer Dosisleistung von $0,52 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem LaBr_3 -Szintillator	109
A.9.	^{60}Co -Spektrum mit einer Dosisleistung von $0,11 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem LaBr_3 -Szintillator	109
A.10.	^{60}Co -Spektrum mit einer Dosisleistung von $1,1 \frac{\text{mSv}}{\text{h}}$, aufgenommen mit dem LaBr_3 -Szintillator	110

- A.11. ^{137}Cs -Spektrum mit der besten mit dem Redlen2-Detektor erreichten Energieauflösung von 3,3% bei -900 V Detektorspannung, -100 V Inter-Grid-Spannung und einer *shaping time* von $1\ \mu\text{s}$. Das Peak-zu-Tal Verhältnis beträgt 20,5, das Verhältnis von Peakhöhe zur Höhe der Comptonkante 3,5. Das elektronische Rauschen bei niedrigen Kanälen wurde weitestgehend abgeschnitten. Der Peak bei Kanal 300 stammt von niederenergetischen *X-rays*. 111

Tabellenverzeichnis

1.1. Materialeigenschaften von CdTe und CZT; die Werte wurden Refs.[6, 10, 11, 12] entnommen	9
5.1. Dosisleistung und daraus bestimmte Anzahl an Gammaquanten pro Sekunde und Fläche in einem Abstand von 2 m für Cäsium- und Cobaltquellen des Strahlenkanals, die Unsicherheiten betragen jeweils 5%.	57
6.1. FWHM in Prozent von ^{137}Cs -Spektren aufgenommen bei verschiedenen Kombinationen aus Inter-Grid- und Detektorspannungen mit dem Redlen1-Detektor und NIM-Elektronik. Der Fehler beträgt jeweils $\pm 0,4\%$ FWHM.	77
6.2. Energieauflösung des Redlen1 Detektors für verschiedene Werte des Wichtungsfaktors zwischen 1 und 0,9.	78
6.3. Vergleich der Peakposition x_c , der FWHM, des Peak-zu-Tal- und des Peak-zu-Compton-Verhältnisses der Spektren mit kollimierter und unkollimierter Strahlung aus Abbildung 6.10.	80
6.4. Einfluss der Inter-Grid-Spannung auf die spektroskopischen Eigenschaften beim Redlen2 Detektor. Angegeben sind FWHM, Peakposition und Peak-zu-Tal-Verhältnis für Inter-Grid-Spannungen von -40 V bis -100 V	89
6.5. Nominelle und nach Eichung gemessene Werte der Energien von ^{137}Cs und ^{60}Co	90
6.6. FWHM und Photopeakeffizienz in Prozent für Cäsium- und Cobalt-spektren mit verschiedener Dosisleistungen D gemessen mit dem Redlen2- und dem LaBr_3 -Detektor	95

Danksagung

Prof. Dr. Karl Jakobs danke ich für die Vergabe und Betreuung meiner Diplomarbeit und die freundliche Aufnahme in seiner Arbeitsgruppe. Außerdem danke ich für das Interesse und das Vertrauen in die selbstständige Arbeit. Er hatte trotz eines chronisch übervollem Zeitplan immer ein offenes Ohr für meine Anliegen, was diese Arbeit entscheidend mitgeprägt hat.

PD Dr. Michael Fiederle möchte ich für die Betreuung meiner Diplomarbeit von Seiten des Freiburger Materialforschungszentrums und die dafür nötige Unterstützung danken. Außerdem bin ich dankbar für die Ermöglichung des Besuchs verschiedener Konferenzen und Tagungen.

Dr. Alex Fauler danke ich für die Präparation der Kristalle, die Kontaktierung der Detektoren und das stetige Interesse am Voranschreiten dieser Arbeit. Die zahlreichen interessanten Diskussionen über die Welt der Physik, der Detektoren, Freiburg, und die Welt als Ganzes werden mir in Erinnerung bleiben.

Der Dank an **Andreas Zwerger** ist kaum in Worte zu fassen. Ohne seine Hilfe beim Programmieren, die stetige Bereitschaft mir nützliche Tipps zu geben und Sachverhalte zu erklären, und vor allem das Opfern seiner kostbaren Zeit, auch wenn die to-do-Liste bis an den Anschlag vollgepackt war, wäre diese Arbeit nicht in dieser Form möglich gewesen! Ich konnte sehr viel von ihm lernen. Vielen Dank und:
Dunnnnggglllll

Markus Dambacher danke ich für die hilfreiche Vorarbeit an CZT-Detektoren, die Hilfe bei Matlab und „den Dambacher“. Außerdem ein herzliches Dankeschön für die vielen angenehmen Stunden im Büro und außerhalb! Die gemeinsamen Tagungen und München-Aufenthalte werden mir ebenso in freudiger Erinnerung bleiben wie der ein oder andere Abend in Freiburg. And always remember: *There is a wasp in the pupa!!*

Christian Disch für die Diskussionen und Hilfe bei den Messungen.

Dr. Ulrich Stöhlker vom Bundesamt für Strahlenschutz für sein Interesse und Engagement für diese Arbeit und die Bereitstellung von Detektoren und XIA-Boards. Ohne ihn wären auch die Messungen im Strahlenkanal in München nicht möglich gewesen.

Dr. Ralf Bernhard für seine Bereitschaft, diese Arbeit Korrektur zu lesen und für die netten Intermezzos am Arbeitsplatz.

Den Arbeitsgruppen Fiederle und Jakobs, **Susanne, Dominic, Simon** und **Lamine** für die gute Zeit und angenehme Atmosphäre während meiner Diplomarbeit.

Meinen Kommilitonen **Verena, Anne, Katja, Sebbi, Elias K., Tom, Matze, Johannes, Jan, Micha, Julius, Marc, Marco** und allen die ich hier vergessen habe für die schöne Zeit während des Studiums und das gemeinsame „Durchbeissen“.

Ein besonderer Dank gilt **Christoph Hofmann** für viele anregende wissenschaftliche Diskussionen, für die vielen kulturellen Unternehmungen, die ich ohne ihn sicher nicht besucht hätte und für die schöne Zeit während des Studiums und des Zusammenwohnens.

Allen, die ich währen meines Auslandsaufenthalts in Grenoble kennenlernen durfte, danke ich für unvergessliche zehn Monate (und auch mehr!).

Meiner Familie ein großes Dankeschön für den Rückhalt und die finanzielle und moralische Unterstützung, die mir das Studium erst möglich gemacht haben.

All meinen Freunden (alten und neueren), Bekannten und Mitbewohnern, die ich in den verschiedenen WGs hatte, fürs Zusammenwohnen und gemeinsam Zeit verbringen.

Ein großes Dankeschön an **Almut** für die moralische, kulinarische und sonstige Unterstützung während der Diplomarbeit!

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der aufgeführten Quellen und Hilfsmittel erstellt habe. Wörtlich oder sinngemäß übernommenes Gedankengut wurde als solches gekennzeichnet.

Diese Diplomarbeit wurde weder als Ganzes, noch auszugsweise für bereits abgelegte Prüfungsleistungen an der Universität Freiburg oder an anderen Hochschulen oder Institutionen verwendet.

Freiburg, 1. Oktober 2009

Unterschrift