

Signalanalyse von biparametrischen Spektren aufgenommen mit (Cd,Zn)Te-Detektoren

Diplomarbeit
im Fach Physik

Fakultät für Mathematik und Physik



Albert-Ludwigs-Universität Freiburg

Vorgelegt von
Markus Dambacher

Betreuer: Prof. Dr. Karl Jakobs

Freiburg, den 12.10.2007

gewidmet meiner verstorbenen Mutter

Doris Dambacher, geb. Hügler

30.10.1959 – 16.10.1980

Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis	5
Einleitung	8
1 Materialeigenschaften (Cd,Zn)Te.....	10
1.1 Anforderungen an das Detektormaterial	10
1.1.1 Spezifischer Widerstand und Leckstrom.....	10
1.1.2 Beweglichkeit und Lebensdauer	11
1.1.3 Absorption, Bandabstand und Eindringtiefe	11
1.1.4 Störstellen und Kompensation	13
1.1.5 Einschlüsse	14
1.1.6 Materialkonstanten	17
2 Entstehung der Ladungssignale im Detektor	18
2.1 Shockley-Ramo Theorem.....	18
2.2 Hecht-Relation	20
2.3 Entstehung der Ladungssignale.....	21
2.4 Elektronisches Rauschen.....	26
2.4.1 Fano Rauschen	26
2.4.2 Thermisches Rauschen und Schrotrauschen	27
2.4.3 1/f Rauschen	28
2.4.4 Rauschen des Detektors und Vorverstärkers.....	28
2.4.5 Auswirkung der Signalformung auf die Rauschladung	30
3 Verbesserung der Energieauflösung.....	31
3.1 Detektordesign	31
3.1.1 Frisch Grid.....	31
3.1.2 Parallel Strip Frisch Grid.....	33
3.1.3 Coplanar Grid	34
3.2 Biparametrische Analyse.....	37
3.2.1 Pulse Shape Discrimination	37
3.2.2 Pulse Height Compensation	38
3.2.3 Fast Pulse Correction	38
3.2.4 Methode der konstanten Driftzeit.....	39
3.2.5 Korrektur des biparametrischen Spektrums und Bestimmung der Energieauflösung.....	43

4	Digitale Signalverarbeitung.....	45
4.1	Digitalisierung zeitkontinuierlicher Signale.....	45
4.2	Butterworth Tiefpass Filter	48
4.3	Wiener Filter	49
4.4	Entfaltung	50
4.5	Filter zur Bestimmung des biparametrischen Spektrums.....	54
5	Charakterisierung mit Hilfe von Alphateilchen.....	56
5.1	Energie der Alphateilchen	56
5.2	Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts.....	58
5.3	Bestimmung der Beweglichkeit μ	59
5.4	Bestimmung der Lebensdauer τ	62
6	Experimentelle Aufbauten.....	63
6.1	Aufbau zur Messung der Spektren (ohne Vakuum).....	63
6.2	Aufbau zur Messung der Spektren (mit Vakuum)	64
6.3	microDXP Aufbau.....	67
7	Messungen und Auswertung	70
7.1	Messungen mit 1 mm Detektor	70
7.1.1	Charakterisierung mit Alphateilchen	71
7.1.2	^{137}Cs Messung mit Signalauswertung ohne Entfaltung.....	77
7.1.3	^{137}Cs Messung mit Signalauswertung mit Entfaltung	84
7.1.4	Vergleich der Auswertung mit und ohne Entfaltung	88
7.2	Messungen mit 2 mm Detektor	89
7.2.1	Charakterisierung mit Alphateilchen	89
7.2.2	Biparametrische Analyse des ^{137}Cs Spektrums.....	93
7.3	Messungen mit 5 mm Detektor	99
7.3.1	Charakterisierung mit Alphateilchen	99
7.3.2	Biparametrische Analyse des ^{137}Cs Spektrums.....	101
7.3.3	Biparametrische Analyse der Spektren von ^{22}Na und ^{106}Ru	105
7.4	Messungen mit dem microDXP Aufbau	108
8	Zusammenfassung und Ausblick	111

Anhang A:	113
A.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	113
A.1.1 Photoeffekt	113
A.1.2 Comptoneffekt.....	113
A.1.3 Paarbildung.....	114
A.2 Radioaktive Zerfallsarten	114
A.2.1 Der α -Zerfall.....	114
A.2.2 Der β -Zerfall.....	115
A.2.3 Der γ -Zerfall	115
A.3 Energiespektren der verwendeten Quellen ^{22}Na und ^{106}Ru	116
Literaturverzeichnis	117
Abbildungsverzeichnis	121
Tabellenverzeichnis	124
Danksagung	126
Erklärung	127

Einleitung

In der heutigen Zeit sind Halbleiter in allen Industriezweigen vertreten. Die schnelle technologische Entwicklung der letzten 50 Jahre wäre ohne Halbleiter nicht möglich gewesen. Sie bilden die Grundlage für alle computerbasierten Systeme, Telekommunikation und seit der Entwicklung der Solarzelle auch für die Energieerzeugung. Sie schaffen es immer wieder in neue Bereiche einzutreten und dort alte Materialien zu ersetzen. So eignen sich Halbleitermaterialien auch hervorragend für die Detektion von Strahlung aller Art. Klassische Systeme, die auf Gasdetektoren beruhen, wie etwa der Geiger-Müller-Zähler, werden immer mehr durch Systeme, die auf Halbleitern wie Silizium und Germanium beruhen, ausgetauscht. Diese Materialien eignen sich bereits ausgezeichnet zur Detektion von niederenergetischer Strahlung.

Das Bundesamt für Strahlenschutz betreibt ein deutschlandweit verbreitetes Messnetz zur Überwachung von Radioaktivität. In einigen tausend Messstationen wird dabei die natürliche wie auch die künstliche Strahlenbelastung beobachtet. Ziel ist es bei eventuell eintretenden radioaktiven Unfällen ein Frühwarnsystem zu entwickeln, um Menschen und Tiere vor radioaktiver Strahlung zu schützen. Dabei ist es nicht nur wichtig zu erkennen, dass eine erhöhte Strahlendosis auftritt. Eine genaue Erkenntnis über die beteiligten radioaktiven Nuklide ermöglicht es, Vorsichtsmaßnahmen für die Bevölkerung zu treffen. Die natürliche Belastung muss von der künstlichen genau getrennt werden können. Daher werden Detektorsysteme benötigt, die energieaufgelöst Strahlenbelastung bis in den Bereich von einigen hundert keV messen können, da sich die verschiedenen radioaktiven Nuklide in der Energie der aussendenden Strahlung unterscheiden. Um eine gute Detektoreffizienz zu erzielen, werden Detektoren mit sehr großer Dicke benötigt. Hier stoßen Systeme mit Silizium und Germanium an ihre Grenzen. Silizium muss verarmt werden, um es als Detektor nutzen zu können, Germanium muss mit Stickstoff gekühlt werden und ist daher aufgrund des damit verbundenen Aufwands und der Kosten für einen großflächigen Einsatz eher uninteressant.

Die Forschung konzentriert sich deshalb seit einigen Jahren auf das Materialsystem (Cd,Zn)Te, das aufgrund seines hohen Bandabstands bei Zimmertemperatur nicht gekühlt werden muss und dank der hohen Kernladungszahl seiner Atome eine sehr hohe Absorption aufweist. Die Kristallzüchtung ist bereits weit fortgeschritten. Es ist heutzutage möglich (Cd,Zn)Te in einer Dicke und einem Volumen zu züchten, wie es für Systeme zur Detektion hochenergetischer Gammastrahlung benötigt wird. Ab einer Dicke von wenigen Millimetern entstehen allerdings schon Probleme bei der Signalgewinnung aufgrund der schlechten Transporteigenschaften der positiven Ladungsträger, der Löcher, im Material.

Die Beweglichkeit und die Lebensdauer der Elektronen und Löcher in (Cd,Zn)Te ist sehr unterschiedlich. Die Löcher schaffen es nicht mehrere Millimeter im Detektor zu durchwandern, da sie zu langsam sind und daher von Störstellen auf ihrem Weg teilweise eingefangen werden. Da das detektierte Signal aus Elektronen und Löchern besteht, kommt es zu Ladungsverlust und damit zu Problemen bei der Bestimmung der Energie der eintreffenden Strahlung. Erschwerend kommt hinzu, dass dieser Ladungsverlust nicht konstant ist, sondern vom Anteil der Löcher zum Gesamtsignal und damit vom Wechselwirkungsort im Detektor abhängig ist. Um (Cd,Zn)Te trotzdem als Detektor mit guter Energieauflösung nutzen zu können, gibt es im Wesentlichen zwei Ansätze.

Durch Änderung der Detektorgeometrie und durch spezielle Kontaktierung kann dafür gesorgt werden, dass der Löcheranteil zum Signal stark reduziert bzw. völlig entfernt wird. Dann tragen nur noch Elektronen zum Signal bei, die mehrere Millimeter bis Zentimeter ungestört durch den Kristall wandern können.

Eine weitere Möglichkeit besteht in einer Kompensation des Ladungsverlustes durch eine nachträgliche Korrektur der Signale. Der Wechselwirkungsort wird zunächst bestimmt und mit Hilfe dieser Kenntnis wird das Signal nachträglich in seiner Signalthöhe korrigiert. Hierzu müssen die Signale allerdings zunächst sehr schnell digitalisiert werden, was eine sehr schnelle Elektronik voraussetzt.

In dieser Arbeit liegt der Schwerpunkt in der Korrektur der Signale mit Hilfe der biparametrischen Analyse. Verschiedene Auswertungsverfahren und ihre Auswirkung auf die Energiespektren werden aufgezeigt. Dabei ist das Ziel der Arbeit, zu zeigen, dass mit Hilfe der Korrektur Systeme aufgebaut werden können, die sich für den Einsatz als Detektoren für den Strahlenschutz eignen und eine hohe Effizienz aufweisen. Es sollen alle eintreffenden Signale berücksichtigt und keine Signale diskriminiert werden. Die Auflösung der Systeme ist eine weitere wichtige Voraussetzung. Um eine genaue Trennung der Strahlung der Nuklide vornehmen zu können, darf ein Signal, das bei mehreren hundert keV (typischerweise ^{137}Cs mit Signal bei 662 keV) liegt, nicht zu breit im Spektrum erscheinen. Eine klare Vorgabe ist die Breite des Signals im Spektrum bei halber Signalthöhe geteilt durch die Energie. Diese darf nur wenige Prozent betragen, um zu gewährleisten, dass eine eindeutige Trennung der Nuklide gegeben ist.

Ein weiterer Schwerpunkt liegt in der Entwicklung digitaler Systeme. Die digitale Signalverarbeitung hat sich im Bereich der Detektoren bereits durchgesetzt. Die Signale, die aus dem Detektor kommen, werden zunächst verstärkt und dann sofort digitalisiert. Analoge Filter und Signalverarbeitung werden nicht mehr benutzt. Die Signale werden digital gefiltert und zur Bestimmung der Energie weiterverarbeitet. Schnelle Analog-Digital-Wandler und Prozessoren ermöglichen die Umsetzung von Systemen mit hohen Ereignisraten bei guter Auflösung. Aufgrund der geringen Größe und dem geringen Energieverbrauch eignen sich solche Systeme auch für den mobilen Einsatz.

1 Materialeigenschaften (Cd,Zn)Te

In diesem Kapitel werden zunächst die wichtigen Materialeigenschaften der Detektoren vorgestellt. Es werden wichtige Grundeigenschaften des Materialsystems (Cd,Zn)Te diskutiert, sowie elementare Grundlagen von Halbleitern allgemein dargestellt.

1.1 Anforderungen an das Detektormaterial

1.1.1 Spezifischer Widerstand und Leckstrom

In einer planaren Anordnung eines Detektors sind die Vorder- und Rückseite mit einem Kontakt versehen. Der Vorteil von (Cd,Zn)Te ist, dass nicht wie bei z.B. Silizium eine Verarmungszone oder eine Schottky-Barriere erzeugt werden muss, sondern direkt durch Anlegen einer äußeren Spannung ein konstantes Feld erzeugt werden kann, durch das durch Wechselwirkung entstandene Ladungsträger zu den Kontakten transportiert werden. Beim Anlegen der Spannung fließt aufgrund des endlichen spezifischen Widerstands auch ohne äußere Einwirkung ein Strom, der Leckstrom. Je geringer der spezifische Widerstand des Materials ist, desto höher ist auch der Leckstrom und das damit verbundene Rauschen. Eine wichtige Grundvoraussetzung an das Detektormaterial ist daher ein großer spezifischer Widerstand:

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

Hier sind $\mu_{h,e}$ die Beweglichkeiten der Löcher bzw. Elektronen im Material und n,p die Konzentrationen der freien Ladungsträger. e ist die Elementarladung. Für die Wahrscheinlichkeit der thermischen Anregung und die damit verbundene Konzentration n von freien Elektronen im Leitungsband gilt:

$$n(T) \sim \exp\left(-\frac{E_G}{2kT}\right) \quad (1.2)$$

k ist die Boltzmann-Konstante, T die Temperatur und E_G der Bandabstand. Entsprechendes gilt für die Konzentration der Löcher p .

Die Beweglichkeit μ beschreibt den Zusammenhang der Ladungsträgergeschwindigkeit v mit der Stärke des angelegten elektrischen Feldes E :

$$v_{e,h} = \mu_{e,h} E \quad (1.3)$$

Dieser lineare Zusammenhang gilt nur bis zu Spannungen von einigen kV am Detektor, danach tritt eine Sättigung der Driftgeschwindigkeit ein und sie bleibt konstant.

Um den spezifischen Widerstand eines Detektors zu bestimmen, werden Strom-Spannungskennlinien aufgenommen und bei bekannter Dicke L und Fläche A des Detektors der spezifische Widerstand bestimmt:

$$\rho = \frac{U}{I} \frac{A}{L} \quad (1.4)$$

Der Leckstrom bei Zimmertemperatur beeinflusst die Energieauflösung des Detektors mehr als etwa das Rauschen des ladungsempfindlichen Vorverstärkers [Eis99]. Die temperaturabhängige Änderung des Leckstroms des Detektors ist nicht linear.

1.1.2 Beweglichkeit und Lebensdauer

Nach Gleichung (1.1) ist es für einen geringen spezifischen Widerstand des Detektors von Vorteil, wenn die Ladungsträger eine hohe Beweglichkeit besitzen.

Eine weitere wichtige Größe des Halbleiters sind die Lebensdauern seiner Ladungsträger, welche für Elektronen und Löcher unterschiedlich sind. Die physikalische Bedeutung ist am besten anhand eines einfachen Versuchs [Sze02] zu erkennen:

Wird ein n-Typ Material mit einer Lichtquelle bestrahlt, werden Elektron-Loch-Paare erzeugt. Werden nun die erzeugten positiven Minoritätsladungsträger p_n betrachtet, dann fällt die Konzentration nach Abschalten des Lichts exponentiell ab:

$$p_n(t) \sim \exp(-t / \tau_h) \quad (1.5)$$

Die Lebensdauer, in diesem Fall τ_h , ist also ein Maß für die Zeit, in der ein Loch, welches durch die Anregung ins Valenzband gelangt ist, wieder zurück ins Leitungsband zurückkehrt. Für Elektronen gilt dasselbe, nur dass diese vom Leitungsband zurück ins Valenzband fallen.

Dieser exponentielle Zusammenhang ist wichtig, wenn der zeitliche Verlauf der Ladungssignale im Detektor betrachtet wird. Die durch eine Wechselwirkung mit Gammastrahlung entstehenden Signale haben auch genau diesen exponentiellen Verlauf.

Anstelle der Lebensdauer τ wird oft das Produkt mit der Beweglichkeit angegeben, das sogenannte $\mu\tau$ -Produkt („Mobility-Lifetime-Product“).

1.1.3 Absorption, Bandabstand und Eindringtiefe

Die wesentlichen Absorptionsmechanismen bei der Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie geschehen über Fotoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung. Eine wichtige Rolle für die Effizienz des Detektors spielt dabei der Wirkungsquerschnitt σ des jeweiligen Effektes [KrP92]. Eine genaue Beschreibung dieser drei Prozesse ist in Anhang A.1. zu finden. Beim Fotoeffekt ist der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\tau} \sim Z^n$ mit $4 < n < 5$, beim Comptoneffekt ist $\sigma_c \sim Z$ und bei der Paarbildung ist $\sigma_p \sim Z^2$.

Für eine hohe Absorption ist es somit von Vorteil, wenn das Absorbermaterial eine hohe Ordnungszahl Z besitzt. (Cd,Zn)Te besitzt die Ordnungszahlen 48/30/50. Silizium hat die Ordnungszahl 14, Germanium 32. Daher eignet sich das Materialsystem (Cd,Zn)Te aufgrund der höheren Ordnungszahlen der beteiligten Atome im Vergleich zu Silizium und Germanium hervorragend als Detektor von Gammastrahlung.

In Gleichung (1.2) wird die Bedeutung des Bandabstandes deutlich. Mit zunehmendem Bandabstand wird die Anzahl der freien Ladungsträger im Detektor geringer, der spezifische Widerstand steigt und der damit verbundene Leckstrom sinkt. Aufgrund des hohen Bandabstands von CdTe bei Raumtemperatur ist dieser Halbleiter hervorragend für Anwendungen unter diesen Bedingungen geeignet. Systeme mit CdTe Detektoren haben deshalb einen wesentlichen Vorteil gegenüber den klassischen Systemen wie etwa Germaniumdetektoren. Germanium hat einen viel geringeren Bandabstand als CdTe. Bei Raumtemperatur ist die Anzahl der freien Ladungsträger daher sehr viel größer als bei CdTe und das damit verbundene starke Rauschen des Detektors macht eine Signalerkennung unmöglich. Nach Gleichung (1.2) kann das Rauschen auch reduziert werden, indem die Detektoren auf sehr tiefe Temperaturen gebracht werden. Germaniumdetektoren werden deshalb mit flüssigem Stickstoff gekühlt. Das macht solche Systeme sehr wartungsintensiv und auch teuer. Systeme mit CdTe als Detektormaterial kommen ohne Kühlung aus und sind daher im Betrieb wesentlich günstiger.

Durch Zugabe von Zink kann die Bandlücke des CdTe noch erhöht und dadurch das Rauschen bei Zimmertemperatur verringert werden. Dabei führt eine Zugabe von 10% Zink zu einer Erhöhung der Bandlücke um 4% [Fou99]. Zusätzlich wird das Gitter des Materials gehärtet und damit die mechanischen Eigenschaften verbessert.

Ebenso entscheidend für die Wahl des Detektormaterials ist auch die Eindringtiefe der Strahlung in das Material. Wie tief die Strahlung eintritt, ist vom verwendeten Material und der Energie der einfallenden Strahlung abhängig. Je nach Energie, die detektiert werden soll, muss die Dicke des Detektormaterials angepasst werden. Die Abschwächung der einfallenden Strahlung durch Wechselwirkung mit dem Detektor ist in Anhang A.2 beschrieben. Die Eindringtiefe ist definiert als die Strecke im Detektor, nach der die Intensität I_0 der einfallenden Strahlung auf einen Wert von I_0/e abgeschwächt wurde, wobei e hier die eulersche Zahl ist. Abbildung 1-1 zeigt die energieabhängige Eindringtiefe für CdTe.

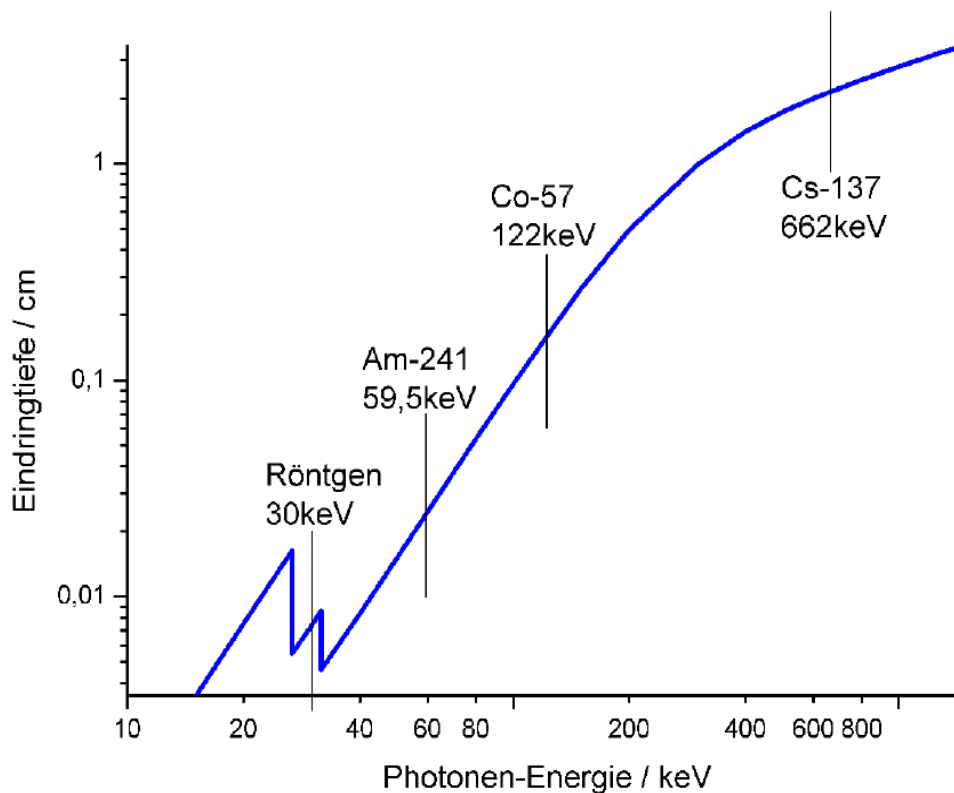


Abbildung 1-1 Eindringtiefe in CdTe in Abhängigkeit der Photonen-Energie [Gre06]

Für Strahlenschutzanwendungen werden Detektoren benötigt, die bis in den Bereich von ^{137}Cs , also über 600 keV, Strahlung mit ausreichend hoher Wahrscheinlichkeit detektieren können. Dies stellt eine große Herausforderung an die Kristallzüchtung dar. Die Detektoren, die in dieser Arbeit hauptsächlich verwendet werden, haben eine Dicke von wenigen Millimetern. Für Systeme, wie sie das Bundesamt für Strahlenschutz einsetzen will, werden allerdings Detektoren im Bereich von Zentimetern benötigt.

1.1.4 Störstellen und Kompensation

Eine entscheidende Rolle im Halbleiter spielt sein Defektgleichgewicht [Fou99]. Defekte kommen im Kristall intrinsisch in Form von Vakanzen, Versetzungen oder Antisitedefekten (z.B. Cd auf Te-Platz) vor. Es existieren zusätzliche extrinsische Defekte durch Verunreinigungen und Störstellenkomplexe im Material.

Die Störstellen im Kristall verschlechtern die elektrischen Eigenschaften des Materials und können durch das gezielte Einbringen von Dotierstoffen kompensiert werden.

Der spezifische Widerstand des Materials wird durch Verunreinigungen und intrinsische Defekte im Halbleiter verringert. Am weitesten verbreitet sind hier Elemente der ersten Hauptgruppe, die sich als flache Akzeptoren im Kristall einbauen [Fau06]. Zu den bekanntesten intrinsischen Störstellen gehören die Cadmiumfehlstelle V_{Cd} , die als

zweifacher Akzeptor wirkt, und die Besetzung eines Telluratoms auf einem Cadmiumplatz Te_{Cd} , bei der es sich um einen zweifachen Donator handelt. Des Weiteren gibt es noch das A-Zentrum, einen Defektkomplex, der sich aus einer Cadmiumfehlstelle und einem Donatoratom bildet und als flacher Akzeptor im Kristall auswirkt. Schließlich existieren im Kristall auch Cadmiumatome auf Zwischengitterplätzen, die als zweifache Donatoren wirken.

Da für die Verwendung des Materials als Detektor ein hoher spezifischer Widerstand gebraucht wird, muss durch Veränderung der Ausgangszusammensetzung bei der Züchtung des Materials oder durch gezielte Zugabe von Dotierstoffen ein Übergewicht an Akzeptoren bei p-leitendem bzw. von Donatoren bei n-leitendem Material ausgeglichen werden. Dieser Prozess wird Kompensation genannt.

1.1.5 Einschlüsse

Ein weiteres Problem bilden Korngrenzen, Zwillinge und vor allem Tellur-Einschlüsse. Den Einfluss auf die Energieauflösung eines Detektors von solchen Tellur-Einschlüssen untersuchte Bolotnikov [Bol06] anhand von kollimierten Röntgen- und Gammastrahlen. Er fand heraus, dass eine Korrelation zwischen der Größe und Konzentration der Einschlüsse und der Verschlechterung der Detektoreffizienz besteht, siehe dazu Abbildung 1-4.

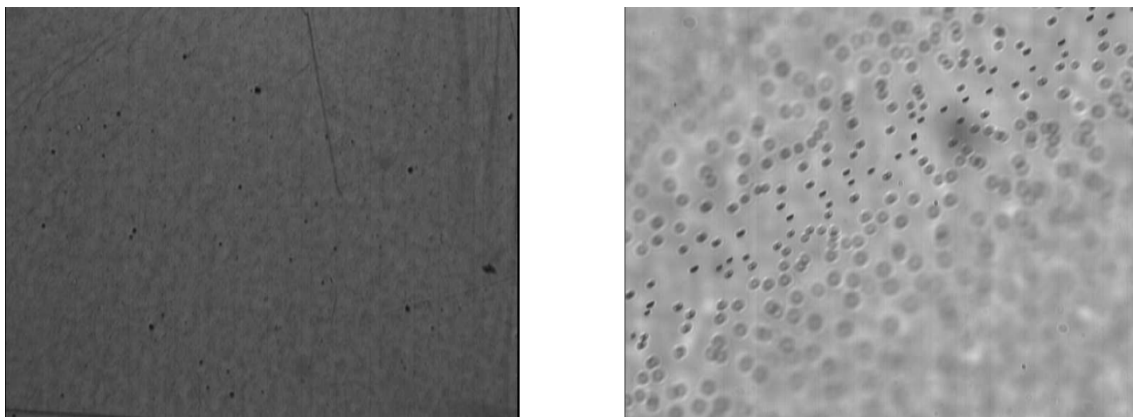


Abbildung 1-2 Durchlichtinfrarotaufnahmen eines (Cd,Zn)Te Kristalls gezüchtet von Fauler [Fau06] am Freiburger Material Forschungszentrum; links ist eine Aufnahme aus der Mitte eines Kornes, rechts eine schräge Zwillingsfläche mit Einschlüssen abgebildet

Dazu wurden zunächst mit einem Infrarotmikroskop und mit Hilfe einer Digitalkamera die Anzahl der Einschlüsse, ihre Formen und Größen bestimmt. So konnten kleinste Einschlüsse bis $0,5 \mu\text{m}$ beobachtet werden. Es wurde nicht der gesamte Kristall vermessen sondern lediglich Ausschnitte betrachtet und die tatsächliche Konzentration auf den gesamten Kristall im Anschluss hochgerechnet.

Die Anzahl der eingefangenen Ladungsträger ist abhängig von der absorbierten Energie und der Driftzeit. Die Elektronenwolke, die bei der Absorption entsteht, breitet sich mit der Zeit aus und hat nach 10 ns bereits eine Größe erreicht, welche die Dimension der Einschlüsse bei weitem übertrifft. In Abbildung 1-3 ist zu sehen, wie sich die Größe der sich bildenden Elektronenwolke mit der Zeit abhängig von der Energie ändert.

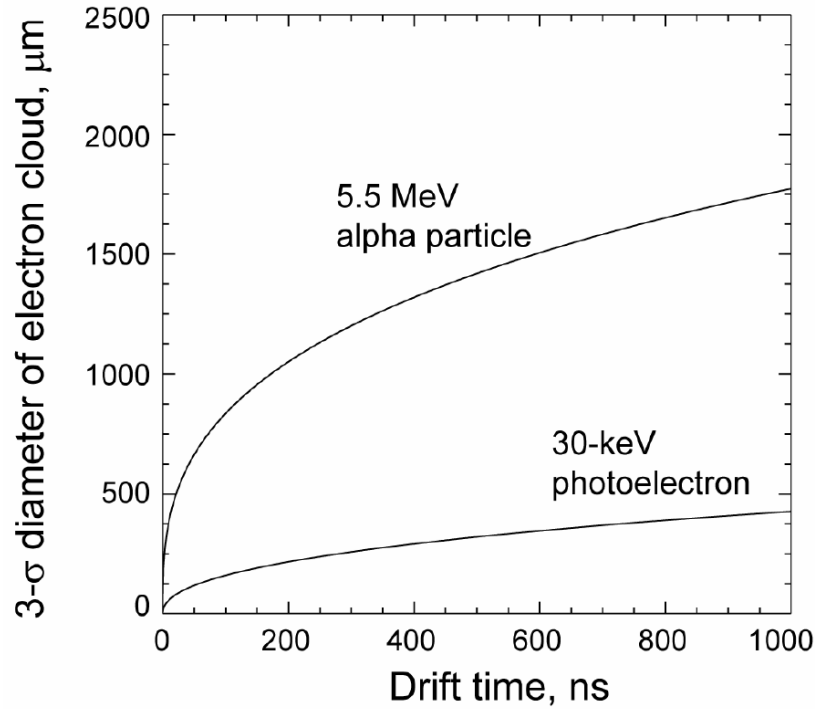


Abbildung 1-3 Durchmesser der Elektronenwolke, die 99,73% der Elektronen enthält, abhängig von der Driftzeit bei unterschiedlichen Energien der eingehenden Strahlung [Bol06]

Bei klassischem Einfangen von Elektronen, also Ladungsverlust aufgrund von Einfangzentren wird der Ladungszerfall beschrieben durch [Bol06]:

$$Q = Q_0 \exp\left(-\frac{t_{drift}}{\tau_{bulk}}\right) \quad (1.6)$$

Mit t_{drift} wird die Driftzeit der Wolke zwischen Wechselwirkungsort und Anode bezeichnet, τ_{bulk} ist die Lebensdauer der Elektronen im (Cd,Zn)Te Bulkmaterial. Q ist die an der Anode gesammelte Ladungsmenge, Q_0 die ursprüngliche im Wechselwirkungsort erzeugte Ladung.

Der Ladungsverlust aufgrund eines Tellur-Einschlusses kann auch beschreiben werden, indem der Einschluss als mikroskopisch kleine Region, die mit klassischen Fallen gefüllt ist, betrachtet wird. Es wird ein Mittelwert über die Region gebildet [Bol06]:

$$Q = Q_i \left(1 - \eta_i \left[1 - \exp\left(-\frac{t_i}{\tau_i}\right) \right] \right) \quad (1.7)$$

Der Mittelwert wird hier ausgedrückt durch den Index i der enthaltenen Parameter. Mit i ist der i -te Einschluss gemeint und mit η_i der Bruchteil der Ladungswolke, der die Region des Einschlusses durchquert.

Mit Hilfe von Gleichung (1.3) und dem effektiven Durchmesser des Einschlusses D_i ist:

$$Q = Q_i \left(1 - \eta_i \left[1 - \exp \left(-\frac{D_i}{E_i \mu_i \tau_i} \right) \right] \right) \quad (1.8)$$

E_i bezeichnet das lokale elektrische Feld und $\mu_i \tau_i$ das $\mu\tau$ -Produkt des i -ten Einschlusses. Somit hängt die Ladung, die aufgrund des Tellur Einschlusses eingefangen wird, von der Größe des Einschlusses D_i ab.

In Abbildung 1-4 ist die Abhängigkeit der Detektorauflösung als Funktion der Einschlussgröße und -konzentration zusammengefasst. Dazu wird die sogenannte FWHM („Full Width Half Maximum“) bei 662 keV betrachtet, also die Breite des Peaks bei halber Höhe des Maximums. Sie bietet eine gute Aussage über die Auflösung des Detektors. Der weiße Bereich ist der Bereich mit $\text{FWHM} < 0,5\%$, der Bereich guter Detektoreigenschaft. Es ist sehr gut zu erkennen, dass mit steigender Konzentration und Größe der Tellur-Einschlüsse die Auflösung des Detektors sinkt.

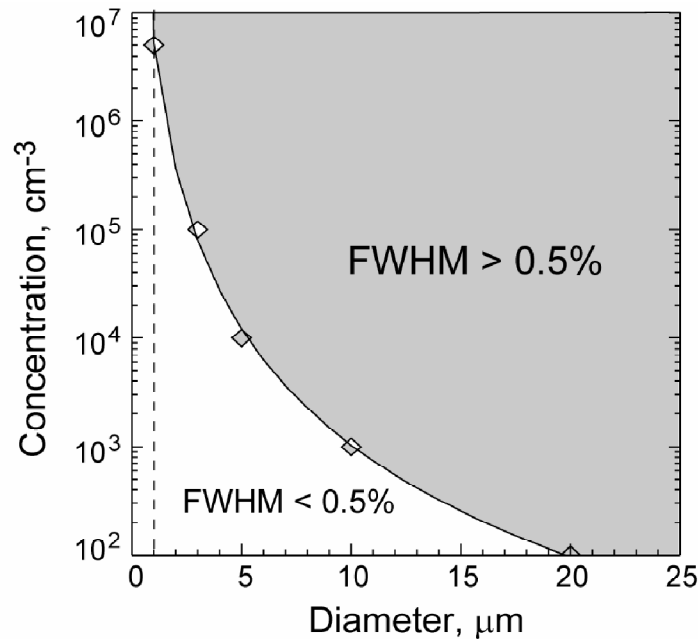


Abbildung 1-4 Abhängigkeit der Auflösung des Detektors von der Konzentration und der Größe der Tellur-Einschlüsse bei 662 keV [Bol06]

Nach der Züchtung des Materials für die Herstellung der Detektoren sollte das Material somit in weiteren Prozessschritten noch nachbehandelt werden. In verschiedenen Temperprozessen muss dafür gesorgt werden, dass sich die Größe der Tellureinschlüsse verringert, damit sich die spektrale Auflösung des Detektors verbessert.

1.1.6 Materialkonstanten

Die wichtigsten Materialeigenschaften von CdTe und (Cd,Zn)Te sollen nun zusammengefasst werden. In Tabelle 1-1 sind die Vor- und Nachteile durch die Zugabe von Zink zu CdTe gut zu erkennen.

Tabelle 1-1 Wichtige Materialeigenschaften von CdTe und $\text{Cd}_{(1-x)}\text{Zn}_x\text{Te}$, $x=0,1$ aus [Eis99], [Fou99] und [Eri00]

Eigenschaft	CdTe	$\text{Cd}_{0,9}\text{Zn}_{0,1}\text{Te}$
Bandlücke bei 300K [eV]	1,51	1,57
Paarerzeugungsenergie [eV]	4,50	4,67
$\mu\tau$ -Produkt der Elektronen [cm^2/V]	$10^{-4} - 2 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{-4} - 8 \cdot 10^{-3}$
$\mu\tau$ -Produkt der Löcher [cm^2/V]	$10^{-5} - 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-6} - 3 \cdot 10^{-5}$
Beweglichkeit der Elektronen [cm^2/Vs]	950	1100
Beweglichkeit der Löcher [cm^2/Vs]	80	50
Lebensdauer der Elektronen [μs]	2	8
Lebensdauer der Löcher [μs]	1,3	0,6
Spezifischer Widerstand [Ωcm]	10^{10}	$10^{10} - 10^{11}$

Während sich die Bandlücke und der spezifische Widerstand durch die Zugabe von Zink vergrößern, ändert sich das $\mu\tau$ -Produkt der Löcher drastisch um eine Größenordnung. Die Ursache liegt in der geringeren Lebensdauer der Löcher aufgrund zusätzlicher Fallen.

2 Entstehung der Ladungssignale im Detektor

In diesem Kapitel wird dargestellt, wie die Signale im Detektor entstehen. Der genaue Verlauf der Ladungssignale wird hier theoretisch beschrieben. Es wird außerdem gezeigt, wie die Signalform vom Ort der Wechselwirkung abhängt.

2.1 Shockley-Ramo Theorem

Ein planarer Strahlungsdetektor, wie er in Abbildung 2-1 abgebildet ist, beruht auf dem Prinzip der Umwandlung der Strahlung in freie Ladungsträger im Detektormaterial. Bei der Wechselwirkung von Gammastrahlen mit einem Halbleiter erzeugt die eingehende Strahlung im Detektor über Wechselwirkungsprozesse wie Fotoeffekt, Comptoneffekt und Paarbildung, siehe Anhang A.1, Elektron-Loch-Paare. Die dadurch erzeugten Ladungsträger q bewegen sich aufgrund eines elektrischen Feldes, welches mittels Elektroden an den Detektor angelegt wird, durch den Detektor und induzieren dabei eine Ladung Q an den Elektroden. Diese Ladung Q wird dann über einen ladungsempfindlichen Vorverstärker verstärkt und als Ausgangssignal weiterverarbeitet. Dabei besteht ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der deponierten Energie der Strahlung und der Zahl der erzeugten freien Ladungsträger im Kristall, die Amplitude des erzeugten Spannungssignals ist idealerweise proportional zur Energie.

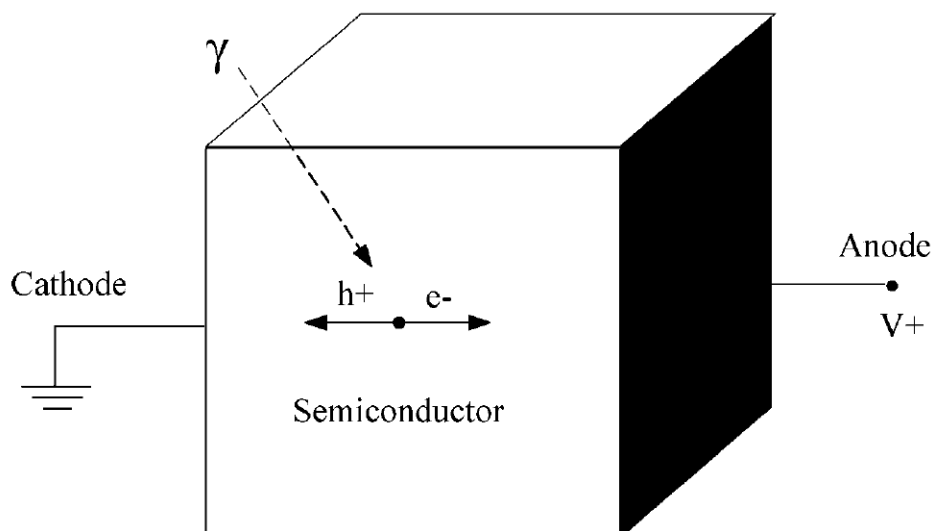


Abbildung 2-1 Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit planarem Detektor [HeZ00]

Um das zeitabhängige Ausgangssignal zu bestimmen, muss das elektrische Feld an jedem Raumpunkt im Detektor bekannt sein. Damit lässt sich die induzierte Ladung Q über das Integral

$$Q = \oint_S \epsilon \mathbf{E} \cdot d\mathbf{S} \quad (2.1)$$

bestimmen. In Gleichung (2.1) ist ϵ die dielektrische Konstante des Materials, $\mathbf{E}$ das elektrische Feld und S die Fläche, die die Elektrode umgibt. Das elektrische Feld entlang der Trajektorie muss exakt bekannt sein. William Shockley [Sho38] und Simon Ramo [Ram39] fanden unabhängig voneinander eine einfache Lösung, die zunächst nur für Vakuumröhren galt. Es wurde aber später durch Jen [Jen41] und Cavalleri [Cav71] gezeigt, dass die Theorie auch für Festkörper gilt.

Nach Shockley-Ramo ist die Gesamtladung Q und der damit verbundene Strom I , der an den Elektroden induziert wird, lediglich vom elektrischen Potential zum Zeitpunkt der Wechselwirkung der Strahlung mit dem Detektor abhängig:

$$Q = -q\varphi_0(\mathbf{x}) \quad (2.2)$$

$$I = q\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_0(\mathbf{x}) \quad (2.3)$$

Mit $\mathbf{v}$ wird die Geschwindigkeit der Ladung q unmittelbar nach dem Zeitpunkt der Wechselwirkung bezeichnet, φ_0 und $\mathbf{E}_0$ sind das Potential bzw. das elektrische Feld unter der Voraussetzung, dass die gewählte Elektrode auf das Einheitspotential gesetzt wird und alle anderen Elektroden auf das Potential Null. φ_0 wird das Wichtungspotential und $\mathbf{E}_0$ das Wichtungsfeld genannt. Abbildung 2-2 zeigt das Wichtungspotential der Anode eines planaren Detektors.

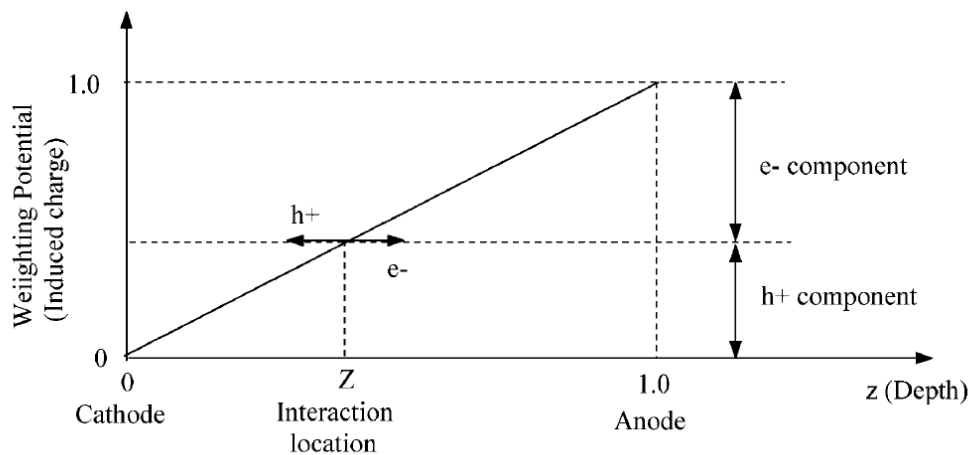


Abbildung 2-2 Wichtungspotential der Anode bei planarem Detektor; Anteile Ladungsträger [HeZ00]

Mit Hilfe des Wichtungspotentials können direkt die Anteile von Elektronen und Löchern zum Signal, abhängig vom Ort der Wechselwirkung, bestimmt werden.

2.2 Hecht-Relation

Eine wichtige Frage ist, wie sich die entstandenen Ladungsträger durch den Kristall bewegen. Karl Hecht [Hec32] untersuchte dazu die Bewegung lichtelektrisch ausgelöster Elektronen in hochisolierenden Kristallen wie Silber- und Kupfer-Chlorid. Mit Hilfe einer Lichtsonde, die er verschieben konnte, wurde mit einem Einfadenelektrometer die Ladungsmenge gemessen, die durch den Lichtstrahl erzeugt wurde, und zwar abhängig vom Ort der Entstehung. Abbildung 2-3 zeigt den schematischen Versuchsaufbau.

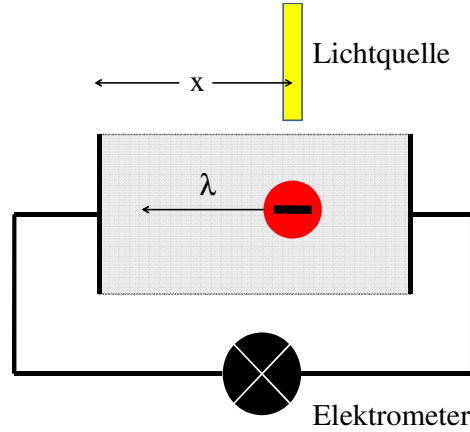


Abbildung 2-3 Versuchsaufbau nach Hecht zur Messung des mittleren Schubwegs λ abhängig vom Ort der Entstehung x von lichtelektrisch ausgelösten Elektronen

Empirisch fand er heraus, dass sich das Ergebnis wie

$$Q = Q_0 \frac{\lambda}{L} \left(1 - e^{-\frac{x}{\lambda}} \right) \quad (2.4)$$

verhält, wobei in Gleichung (2.4) mit x der Ort der Entstehung, mit Q_0 die ursprünglich erzeugte Ladungsmenge, mit L die Kristalldicke und mit λ der mittlere Verschiebungsweg bezeichnet ist. Im Falle der Wechselwirkung von Gammastrahlen mit Detektoren bezeichnet λ die mittlere freie Weglänge der Ladungsträger. Hecht machte diese Untersuchung nur für Elektronen als Ladungsträger. Wenn aber wie im Fall von den in dieser Arbeit verwendeten Gammadetektoren zwei Sorten Ladungsträger zum Signal beitragen, ergibt sich die Gesamtladung als Summe über die beiden einzelnen Beiträge:

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

Die mittlere freie Weglänge λ ist für Elektronen und Löcher unterschiedlich und abhängig von der Beweglichkeit $\mu_{e,h}$ und Lebensdauer $\tau_{e,h}$ der Ladungsträger, ebenso vom elektrischen Feld E , das an den Detektor angelegt wird:

$$\lambda_{e,h} = \mu_{e,h} \tau_{e,h} E \quad (2.6)$$

Nicht alle Ladungsträger n_0 , die bei der Wechselwirkung im Punkt x_0 entstehen, erreichen die Elektroden und tragen somit zum Ausgangssignal bei.

Die Auswirkungen auf das Ausgangssignal aufgrund der schlechten Ladungsträgereigenschaften haben auch eine Auswirkung auf das Energiespektrum. Wenn die Signalform vom Wechselwirkungsort abhängig ist und nicht alle Ladungsträger die Elektroden erreichen, führt das dazu, dass weniger als die ursprünglich im Halbleiter deponierte Energie detektiert wird.

Anhand von ^{137}Cs mit einem Signal bei 662 keV lässt sich dieser Effekt veranschaulichen. Wie Abbildung 1-1 zeigt, ist die Eindringtiefe bei dieser deponierten Energie im Bereich von einigen cm. Die Wechselwirkung der Strahlung kann also überall im Detektor stattfinden. Wenn ein klassisches Energiespektrum aufgenommen wird, weisen viele der Signale eine verringerte Signalhöhe auf und somit ist das Signal im Spektrum nicht mehr deutlich ausgeprägt. Viele der detektierten Signale liegen fälschlicherweise energetisch im Bereich zwischen der Comptonkante (siehe Anhang A.1) und dem Peak bei 662 keV. Der Effekt ist in Abbildung 2-5 graphisch dargestellt und wird „Low Energy Tailing“ genannt.

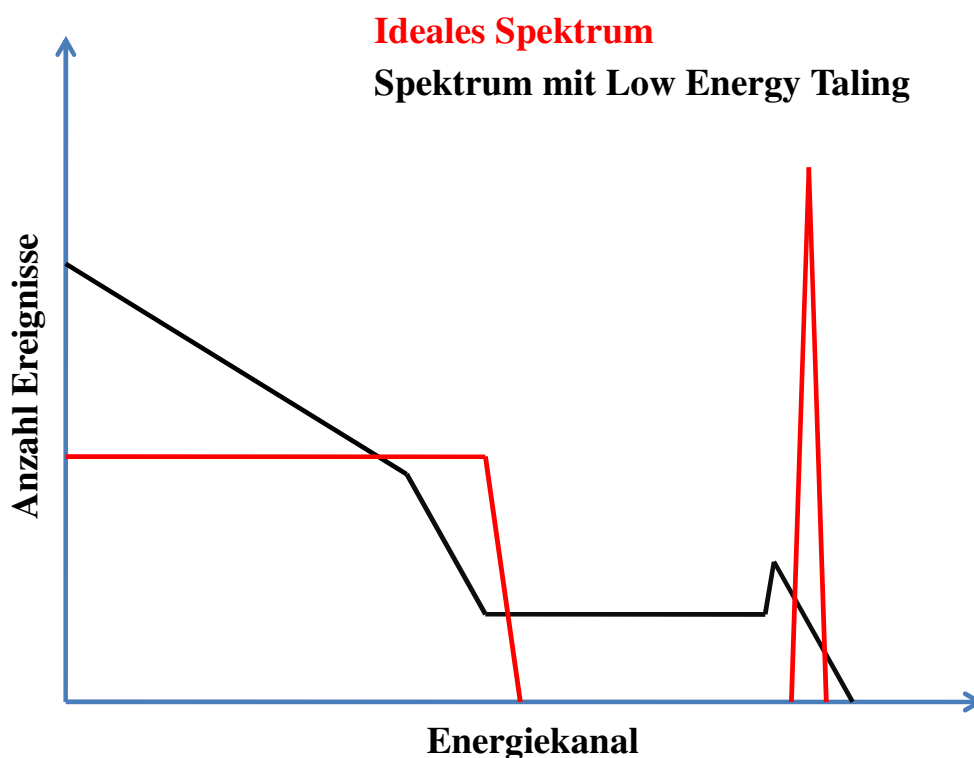


Abbildung 2-5 Schematische Darstellung des Low Energy Tailings am Beispiel von ^{137}Cs

Mathematisch lassen sich die unterschiedlichen Signalformen und die Ladungsverluste wie folgt beschreiben. Dazu wird die Entwicklung des Ladungssignals mit der Zeit t im Detektor betrachtet. Hierzu wird eine Anordnung wie in Abbildung 2-4 verwendet. Die Elektronen legen hier den Weg x_0 im Kristall zurück, die Löcher den Weg $L-x_0$. Dieser Prozess kann als statistischer Prozess betrachtet werden [Nem98], bei dem die bedingte Wahrscheinlichkeitsdichte für die Transferzeit der Elektronen und Löcher abhängig ist von der am zufällig verteilten Ort x_0 erzeugten Ladung.

Zunächst wird die Wahrscheinlichkeitsdichte für Elektronen betrachtet:

$$P_e(t, x_0) = \begin{cases} \tau_e^{-1} e^{-t/\tau_e}, & t < \frac{x_0}{v_e} \\ e^{-x_0/\lambda_e} \delta\left(t - \frac{x_0}{v_e}\right), & \text{für } t = \frac{x_0}{v_e} \\ 0, & t > \frac{x_0}{v_e} \end{cases} \quad (2.7)$$

Die Wahrscheinlichkeit für ein Elektron, im Zeitintervall dt zu rekombinieren, ist für $t < x_0/v_e$ gleich $e^{-t/\tau_e}/\tau_e \cdot dt$, und die Wahrscheinlichkeitsdichte somit $(e^{-t/\tau_e})/\tau_e$. $t = x_0/v_e$ ist ein singulärer Punkt. Die Wahrscheinlichkeit zur Rekombination an der Elektrode ist 1, für eine Aufnahme durch die Anode e^{-x_0/λ_e} .

Mit Hilfe der Wahrscheinlichkeitsdichte in Gleichung (2.7) kann nun die mittlere Driftzeit der Elektronen, welche am Ort x_0 durch eine Wechselwirkung generiert worden sind, berechnet werden. Der Erwartungswert ist unter der Annahme, dass zum Zeitpunkt $t_e = x_0/v_e$ alle Elektronen an der Anode angekommen sind:

$$\langle \bar{\tau}_e \rangle = \int_0^{t=x_0/v_e} t \frac{e^{-t/\tau_e}}{\tau_e} dt + \frac{x_0}{v_e} e^{-x_0/\lambda_e} = \tau_e (1 - e^{-x_0/\lambda_e}) = \tau_e (1 - e^{-t_e/\tau_e}) \quad (2.8)$$

Somit ist die mittlere induzierte Ladung durch ein Elektron:

$$\langle \bar{q}_e \rangle = \frac{ev_e}{L} \langle \bar{\tau}_e \rangle = \frac{e\lambda_e}{L} (1 - e^{-t_e/\tau_e}) \quad (2.9)$$

Für die Gesamtladung Q_e , welche aus der Summe aller erzeugten Elektronen mit Gesamtladung $Q_0 = n_0(x_0) \cdot e$ generiert wird, gilt mit den Gleichungen (2.6) und (2.9):

$$Q_e(t_e) = n_0(x_0) \cdot \langle \bar{q}_e \rangle = Q_0 \frac{\mu_e \tau_e E}{L} (1 - e^{-t_e/\tau_e}) = Q_0 \frac{\mu_e \tau_e V}{L^2} (1 - e^{-t_e/\tau_e}) \quad (2.10)$$

In einem zweiten Schritt wird nun die Wahrscheinlichkeitsdichte der Löcher betrachtet:

$$P_h(t, x_0) = \begin{cases} \tau_h^{-1} e^{-t/\tau_h}, & t < \frac{L-x_0}{v_h} \\ e^{-x_0/\lambda_h} \delta\left(t - \frac{x_0}{v_h}\right), & \text{für } t = \frac{L-x_0}{v_h} \\ 0, & t > \frac{L-x_0}{v_h} \end{cases} \quad (2.11)$$

Die mittlere Driftzeit der Löcher ergibt sich äquivalent zu den Elektronen als Integral über den Ausdruck (2.11). Der Erwartungswert für die Löcher ist mit $t_h = (L-x_0)/v_h$:

$$\langle \bar{\tau}_h \rangle = \int_0^{t=(L-x_0)/v_h} t \frac{e^{-t/\tau_h}}{\tau_h} dt + \frac{x_0}{v_h} e^{-(L-x_0)/\lambda_h} = \tau_h (1 - e^{-(L-x_0)/\lambda_h}) = \tau_h (1 - e^{-t_h/\tau_h}) \quad (2.12)$$

Die mittlere induzierte Ladung durch ein Loch ist:

$$\langle \bar{q}_h \rangle = \frac{ev_h}{L} \langle \bar{\tau}_h \rangle = \frac{e\lambda_h}{L} (1 - e^{-t_h/\tau_h}) \quad (2.13)$$

Die Gesamtladung Q_h ist äquivalent wie bei den Elektronen:

$$Q_h(t_h) = n_0(x_0) \cdot \langle \bar{q}_h \rangle = Q_0 \frac{\mu_h \tau_h E}{L} (1 - e^{-t_h/\tau_h}) = Q_0 \frac{\mu_h \tau_h V}{L^2} (1 - e^{-t_h/\tau_h}) \quad (2.14)$$

Die gesamte an den Elektroden erzeugte Ladung ist die Summe aus den Anteilen für Elektronen und Löcher:

$$Q = Q_e + Q_h = Q_0 \left[\frac{\mu_e \tau_e V}{L^2} (1 - e^{-t_e/\tau_e}) + \frac{\mu_h \tau_h V}{L^2} (1 - e^{-t_h/\tau_h}) \right] \quad (2.15)$$

Für die Berechnung der einzelnen Komponenten (2.10) und (2.14) wird für die Integration angenommen, dass die Ladungsträger den gesamten Detektor durchwandern. Wie bereits erwähnt ist die Signalform abhängig vom Wechselwirkungsort und der „Charge Collection Time“. Je nach Ort enthält das Signal unterschiedliche Elektronen- und Löcheranteile.

Anhand simulierter Signale werden diese Effekte anschaulich:

- Unterschiedliche Signalthöhe aufgrund unterschiedlicher Wechselwirkungsorte
- Ladungsverlust aufgrund von zu kurzer „Charge Collection Time“

Die Signale in Abbildung 2-6 werden mit folgenden Materialparametern nach Gleichung (2.15) simuliert :

$$\begin{aligned}
 \text{Dicke Detektor: } L &= 1\text{ mm} \\
 \text{Spannung am Detektor: } V &= 580\text{ V} \\
 \text{Lebensdauer Elektronen: } \tau_e &= 6\text{ }\mu\text{s} \\
 \text{Lebensdauer Löcher: } \tau_h &= 0,5\text{ }\mu\text{s} \\
 \text{Beweglichkeit Elektronen: } \mu_e &= 1000\text{ cm}^2/\text{Vs} \\
 \text{Beweglichkeit Löcher: } \mu_h &= 50\text{ cm}^2/\text{Vs}
 \end{aligned}$$

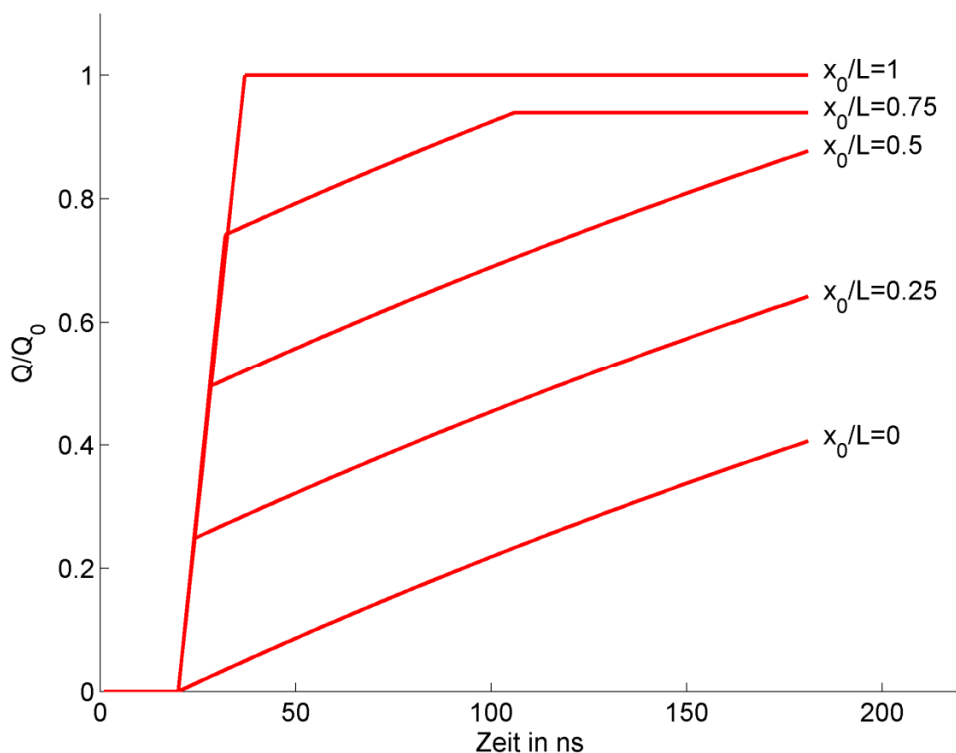


Abbildung 2-6 Simulierte Signale für verschiedene Wechselwirkungsorte bei gleicher Wechselwirkungsenergie

In Abbildung 2-6 wird deutlich, dass bei gleicher Energie der Wechselwirkung die Signalförm für die verschiedenen Orte der Wechselwirkung unterschiedlich ist. Der schnelle Anstieg ist der Elektronenanteil, der langsamere der Löcheranteil. Je höher der Beitrag der Löcher zum Signal, desto niedriger die Signalhöhe und die damit detektierte Energie. Wird das Signal bei zu geringer „Charge Collection Time“ τ_c gemessen, verringert sich der Löcheranteil zusätzlich und das Signal erscheint noch kleiner.

Ein weiterer wichtiger Punkt ist die Tatsache, dass bei diesen Parametern der Verlauf der einzelnen Anteile der Signale nahezu linear ist, was für die Charakterisierung des Detektormaterials eine wichtige Rolle spielt.

2.4 Elektronisches Rauschen

Statistische Fluktuationen in elektronischen Bauteilen und im Detektor führen zu einer Veränderung des Signals. Diese Effekte werden Rauschen genannt [Wer03]. Thermische Fluktuationen der Geschwindigkeit und der Konzentration der Ladungsträger sowie Schwankungen in der Elektron-Loch-Paar-Erzeugung sind dabei die wichtigsten Verursacher des Rauschens. Aber auch die Kapazität des Detektors und des ladungsempfindlichen Vorverstärkers tragen zum Rauschen bei. Frequenzunabhängiges Rauschen wird weißes Rauschen („white noise“) genannt. Nimmt der Rauschanteil mit zunehmender Frequenz f mit $1/f$ ab handelt es sich um $1/f$ Rauschen („pink noise“).

2.4.1 Fano Rauschen

Signalfluktuationen kommen hauptsächlich aus der Schwankung der Energie, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigt wird. Das liegt daran, dass ein Teil der Energie immer in Form von Phononen an das Gitter übertragen wird [Wer03].

Bei der Wechselwirkung von Strahlung mit Energie E_0 werden die zwei folgenden Vorgänge betrachtet:

- N_x Anregungen mit Fehler $\sigma_x = \sqrt{N_x}$ erzeugen N_p Phononen
- N_i Ionisationen mit Fehler $\sigma_i = \sqrt{N_i}$ erzeugen $N_{e,h}$ Elektron-Loch-Paare

Dabei ist wichtig, dass die Gesamtenergie E_0 konstant bleibt. Die Anzahl der Phononen und der Elektron-Loch-Paare fluktuiert aber statistisch [Wer03]:

$$E_0 = N_x \cdot E_x + N_i \cdot E_i \quad (2.16)$$

E_i und E_x sind die benötigten Energien für eine einzelne Ionisation bzw. Phononenanregung. Für die Abweichungen gilt, da die Gesamtenergie konstant ist [Wer03]:

$$\Delta N_x \cdot E_x + \Delta N_i \cdot E_i = 0 \quad (2.17)$$

Es werden immer viele Ereignisse und nicht einzelne betrachtet, daher ist gemittelt [Wer03]:

$$E_x \cdot \sigma_x = E_i \cdot \sigma_i \rightarrow \sigma_i = \sigma_x \frac{E_x}{E_i} = \sqrt{N_x} \frac{E_x}{E_i} \quad (2.18)$$

Im idealen Fall würde jede Ionisation ein Elektron-Loch-Paar ergeben, daher wird mit

$$N_{e/h} = N_i = \frac{E_0}{E_{e/h}} \quad (2.19)$$

die Anzahl im idealen Fall definiert. $E_{e/h}$ ist die Paarerzeugungsenergie.

Mit Gleichung (2.16) folgt für die Schwankung:

$$\sigma_i = \sigma_{e/h} = \frac{E_x}{E_i} \sqrt{\frac{E_0}{E_x} - \frac{E_i}{E_x}} N_i = \frac{E_x}{E_i} \sqrt{\frac{E_0}{E_x} - \frac{E_i}{E_x} \frac{E_0}{4,67 eV}} = \sqrt{\frac{E_0}{E_{e/h}}} \cdot \sqrt{\frac{E_x}{E_i} \left(\frac{E_{e/h}}{E_i} - 1 \right)} \quad (2.20)$$

$$\rightarrow \sigma_{e/h} = \sqrt{N_{e/h} \cdot F} \quad (2.21)$$

Die Schwankung der Energie, die zur Elektron-Loch-Paar Erzeugung benötigt wird, hängt somit von der Anzahl der Paare und dem Fano Faktor F ab. (Cd,Zn)Te hat einen Fano Faktor von 0,09 [Gun01].

2.4.2 Thermisches Rauschen und Schrotrauschen

Bewegen sich n Elektronen mit Einheitsladung e mit der Geschwindigkeit v durch einen Festkörper der Länge L so ist der erzeugte Strom:

$$I = \frac{n \cdot e \cdot v}{L} \quad (2.22)$$

Dieser Strom kann in der Anzahl n und der Geschwindigkeit v der Elektronen fluktuieren, durch die dadurch erzeugte Varianz des Stromes entsteht Rauschen:

$$\langle I^2 \rangle = \underbrace{\left(\frac{n \cdot e}{L} \langle dv \rangle \right)^2}_{\text{Thermisches Rauschen}} + \underbrace{\left(\frac{e \cdot v}{L} \langle dn \rangle \right)^2}_{\text{Schrotrauschen}} \quad (2.23)$$

Die freien Ladungsträger bewegen sich aufgrund ihrer kinetischen (thermischen) Energie im Festkörper ohne Vorzugsrichtung. Durch die statistische Bewegung der Ladungsträger entsteht eine Spannung V im Festkörper mit Widerstand R mit Varianz [Wer03]:

$$\langle V^2 \rangle \sim 4kTR \quad (2.24)$$

Hier ist k die Boltzmannkonstante. Ein rauschender Widerstand, wie es ein Halbleiterdetektor in der planaren Anordnung ist, kann somit als idealer Widerstand mit einer in Reihe geschalteten Rauschspannungsquelle oder einer parallel geschalteten Rauschstromquelle betrachtet werden.

Der Strom, der im Festkörper fließt, ist abhängig von der Anzahl der Ladungsträger, deren Anzahl ständig statistisch fluktuiert. Das entstehende Rauschen ist im Wesentlichen von der Größe des Stromes, der durch den Detektor fließt (z.B. Leckstrom), abhängig [Wer03]:

$$\langle I^2 \rangle \sim eI_0 \quad (2.25)$$

Thermisches Rauschen ist in jeder Anordnung vorhanden, für das Schrotrauschen muss jedoch eine Stromquelle vorhanden sein. Das Schrotrauschen kann mit einer dem Detektor parallel geschalteten zusätzlichen Stromquelle dargestellt werden.

Sowohl das thermische Rauschen als auch das Schrotrauschen sind frequenzunabhängig, es handelt sich also in beiden Fällen um weißes Rauschen.

2.4.3 $1/f$ Rauschen

Mit $1/f$ Rauschen werden alle Rauschbeiträge bezeichnet, die ein frequenzabhängiges Rauschverhalten mit einer $1/f$ Abhängigkeit haben. Es kommt nicht nur in elektronischen Schaltkreisen, sondern auch in der Natur, wie etwa bei der Erdrotation oder in der menschlichen Stimme, vor. Bis heute gibt es noch keine Theorie, die das $1/f$ Rauschen vollständig beschreiben kann.

In unterschiedlichen Modellen wird versucht, das Verhalten zu beschreiben. Ein Modell erklärt das Rauschen aufgrund von Schwankungen der Beweglichkeit der Ladungsträger. Ein anderes Modell macht Streuprozesse der Ladungsträger an Gitteratomen verantwortlich, ebenso Fluktuationen des thermischen Gleichgewichts, die eine Veränderung des spezifischen Widerstands zur Folge haben.

2.4.4 Rauschen des Detektors und Vorverstärkers

Nun wird das System aus Detektor und ladungsempfindlichem Vorverstärker betrachtet. Zunächst müssen alle Rauschquellen des Systems lokalisiert und die Einflüsse auf das Ausgangssignal analysiert werden. Abbildung 2-7 zeigt eine schematische Darstellung.

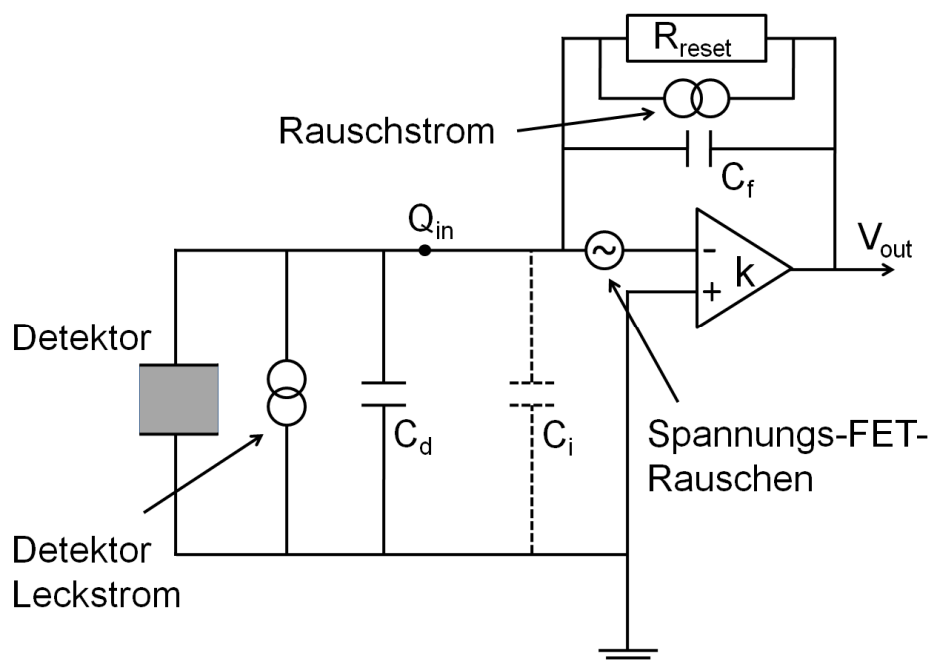


Abbildung 2-7 Schematischer Aufbau des Detektor-/Vorverstärker-Systems mit Rauschquellen [Wer03]

Auf der linken Seite von Abbildung 2-7 ist der Detektor skizziert. Aufgrund des angelegten elektrischen Feldes am Detektor fließt ein permanenter Leckstrom. Nach Kapitel 2.4.2 führt dies zu einem Schrotrauschen, das dargestellt wird durch eine parallel zum Detektor geschaltete Rauschstromquelle. Die Detektorkapazität wird mit der Eingangskapazität des ladungsempfindlichen Vorverstärkers C_i zu C_d zusammengefasst.

Auf der rechten Seite der Abbildung 2-7 ist der ladungsempfindliche Vorverstärker skizziert. In einem Operationsverstärker wird am Eingang über einen Feld-Effekt-Transistor („FET“) der Kondensator C_f aufgeladen. Die eingehende Ladung wird somit integriert und die Gesamtladung verstärkt als Spannungssignal V_{out} am Ausgang des Vorverstärkers ausgegeben. Der Zusammenhang zwischen eingehender Ladung Q_i und Ausgangsspannung V_{out} ist bei dem in dieser Arbeit verwendeten Vorverstärker nach [Gre06]:

$$V_{out} = P \cdot Q_{in} \quad \text{mit} \quad P = 1,916 \text{ V} / \text{pC} \quad (2.26)$$

Der Kondensator wird über den Widerstand R_{reset} kontinuierlich entladen. Das Rauschen des Widerstands R_{reset} kann nach Kapitel 2.4.2 als parallel geschaltete Rauschstromquelle dargestellt werden. Es kann allerdings aufgrund des hohen Widerstands R_{reset} im Bereich von einigen M Ω vernachlässigt werden. Einen wesentlich höheren Beitrag zum Rauschen hat der FET. Hauptsächliche Bestandteile sind hier thermisches und $1/f$ Rauschen im Kanal des Transistors. Ein idealer FET wird mit einer Spannungsrauschquelle am Eingang wie in Abbildung 2-7 dargestellt.

Werden alle Rauschbeiträge der Ausgangsspannung U_{out} zusammengefasst, so ist [Wer03]:

$$\langle V_{out}^2 \rangle \sim \underbrace{4kT \left(\frac{C_d + C_f}{C_f} \right)^2}_{\text{Thermisches Rauschen im Kanal des FET}} + \underbrace{\frac{1}{f} \left(\frac{C_d + C_f}{C_f} \right)^2}_{\text{1/f Rauschen im Kanal des FET}} + \underbrace{\frac{\langle I_{Leckstrom}^2 \rangle}{f^2 C_f^2}}_{\text{Rauschen aufgrund des Detektor Leckstroms}} \quad (2.27)$$

Das Rauschen des Detektor-/Vorverstärker-Systems wird also im Wesentlichen durch die Kapazitäten, die Temperatur und den Leckstrom im Detektor bestimmt.

Soll der Einfluss des Rauschens auf das Signal gemessen werden, wird die sogenannte Rauschladung „Equivalent Noise Charge“ (ENC), das Verhältnis der Rauschamplitude am Ausgang zum Signal eines einzelnen Elektrons e^- , bestimmt:

$$ENC(e^-) := \frac{\text{Rauschen am Ausgang [V]}}{\text{Signal pro Elektron [V} / e^-]} \quad (2.28)$$

ENC kann gemessen werden, indem am Eingang ein Signal mit bekannter Ladung angelegt und das Signal-zu-Rausch-Verhältnis am Ausgang gemessen wird.

2.4.5 Auswirkung der Signalformung auf die Rauschladung

In einer klassischen analogen Verstärkeranordnung werden die Signale zunächst mit einem analogen Verstärker verstärkt und dann mit Hilfe eines RC-CR Gliedes geformt. Das geformte Signal wird anschließend digitalisiert und dann in einem MCA („Multi Channel Analyzer“) in unterschiedliche Kanäle eingeordnet, die dann mit Hilfe eines Computers zur Erzeugung eines Spektrums ausgelesen werden.

In den Versuchsaufbauten, die in dieser Arbeit verwendet werden, werden die Signale nach der Entstehung durch einen ladungsempfindlichen Vorverstärker zunächst verstärkt und dann direkt digitalisiert. Die Signalformung findet erst nach der Digitalisierung in der Auswertung der Signale statt. Der Vorteil liegt darin, dass bei der Auswertung für die Signale Signalformer mit Dreieck- oder Trapezgestalt verwendet werden können. Die unterschiedliche Signalformung zeigt Abbildung 2-8.

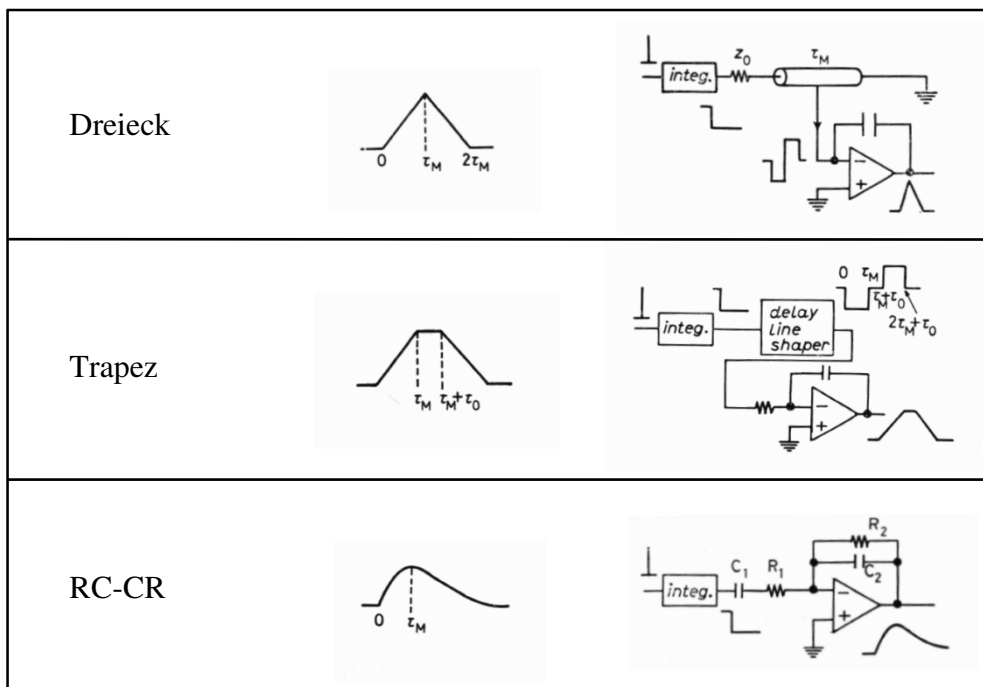


Abbildung 2-8 Vergleich unterschiedlicher Signalformer und ihre Auswirkung auf ein δ -Signal [Gat86]

Gatti [Gat86] hat gezeigt, dass Signalformer mit Dreieck- oder Trapezgestalt ein um 30% besseres ENC haben als die klassischen RC-CR Signalformer. Somit haben Signale, die mit einem klassischen RC-CR Signalformer verarbeitet wurden, ein schlechteres Signal zu Rauschverhältnis. In digitalen Systemen sind daher mittlerweile die Dreieck- und Trapezsignalformer weitverbreitet. Sie werden auch im digitalen microDXP, der in Kapitel 6 vorgestellt wird, für die Signalanalyse verwendet.

3 Verbesserung der Energieauflösung

Um (Cd,Zn)Te als Detektormaterial für spektroskopische Anwendungen verwenden zu können, kann wegen der schlechten Eigenschaften der Löcher als Ladungsträger entweder dafür gesorgt werden, dass der Löcheranteil der Signale komplett entfernt oder zumindest zu einem großen Teil reduziert wird. Hierzu wird das Detektor- und Kontaktdesign verändert, wofür es verschiedene Ansätze gibt, die in dieser Arbeit aber nicht alle vorgestellt werden sollen. Von Bedeutung ist hier nur die sogenannte „Coplanar Grid“ Technologie, die aus der Methode von Frisch [Fri44] für Gasdetektoren hervorgeht. Eine andere Möglichkeit ist die Anteile der Elektronen und Löcher im Signal zu trennen und daraus Kenntnis über den Wechselwirkungsort der erzeugten Ladung zu erhalten. Ist der Wechselwirkungsort bekannt, lässt sich ein 3-dimensionales Spektrum erstellen, welches korrigiert und wieder ins 2-dimensionale projiziert werden kann.

3.1 Detektordesign

3.1.1 Frisch Grid

Im Kapitel 2 ist dargestellt, wie die schlechten Eigenschaften der Löcher als Ladungsträger zu einer Verschlechterung der spektroskopischen Eigenschaften des (Cd,Zn)Te Detektors führen. Ein logischer Ansatz dieses Problem zu umgehen ist dafür zu sorgen, dass fast nur noch Elektronen zum Signal beitragen. Diese Technik wird „Single Polarity Charge Sensing Technique“ genannt, da sie nur auf einen Ladungsträger sensitiv ist. Zum ersten Mal wurde diese Technik von Frisch [Fri44] in Gasdetektoren benutzt. Bei einer Wechselwirkung von ionisierender Strahlung mit dem Gas werden Elektronen aus den äußeren Hüllen der Atome getrennt und die Atome dabei ionisiert. Sowohl die Elektronen als auch die Ionen tragen zum Signal bei. Um die langsame Driftgeschwindigkeit und den Signalverlust aufgrund der Rekombination von Ionen zu umgehen, wurde eine zusätzliche Elektrode in der Nähe der Anode platziert. Diese wurde in Form eines Gitters innerhalb des Gasdetektors eingebracht, damit die Elektronen hindurch gelangen. Diese zusätzliche Elektrode führt dazu, dass die schweren Ionen kaum bis gar nicht mehr zum Signal beitragen. Die aktive Zone des Detektors wird dabei durch den Abstand P der zusätzlichen Elektrode zur Anode bestimmt.

In Abbildung 3-1 ist dies schematisch dargestellt. Dieser Aufbau gilt zunächst nur für Gasdetektoren und muss für die Anwendung auf Halbleiterdetektoren noch modifiziert werden, da es technisch nicht möglich ist, eine solche Gitterelektrode innerhalb eines Festkörperdetektors zu platzieren.

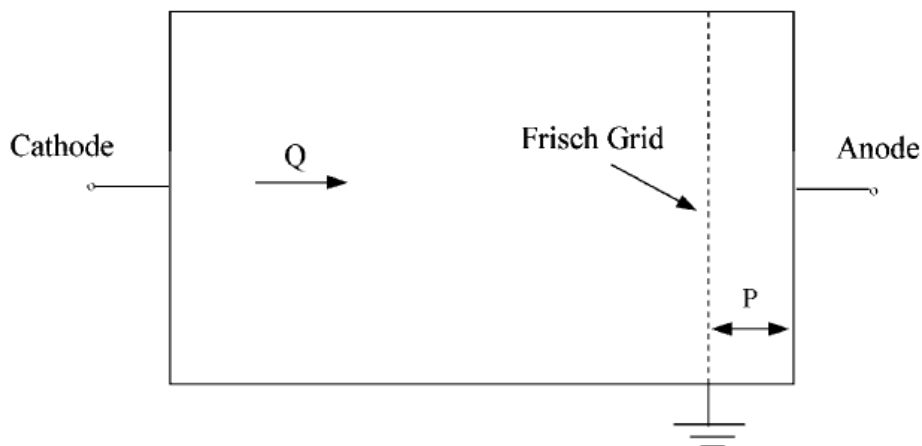


Abbildung 3-1 Gasdetektor mit Frisch-Grid, P ist die aktive Zone [HeZ00]

Das Shockley-Ramo Theorem besagt, dass die induzierte Ladung an den Elektroden, welche durch die Bewegung der erzeugten Ladungsträger durch den Detektor entsteht, nur vom zurückgelegten Weg dieser Ladungsträger abhängig ist. Bewegt sich die erzeugte Ladung q von $\mathbf{x}_i$ nach $\mathbf{x}_f$, dann ist die induzierte Ladung mit Gleichung (2.2):

$$Q = -q\Delta\varphi_0(\mathbf{x}) = -q(\varphi_0(\mathbf{x}_f) - \varphi_0(\mathbf{x}_i)) \quad (3.1)$$

Um das Wichtungspotential der Anode zu berechnen, wird analog zum planaren Detektor vorgegangen. Das Potential der Anode wird auf das Einheitspotential gesetzt, alle anderen Potentiale auf Null. Das Ergebnis zeigt Abbildung 3-2.

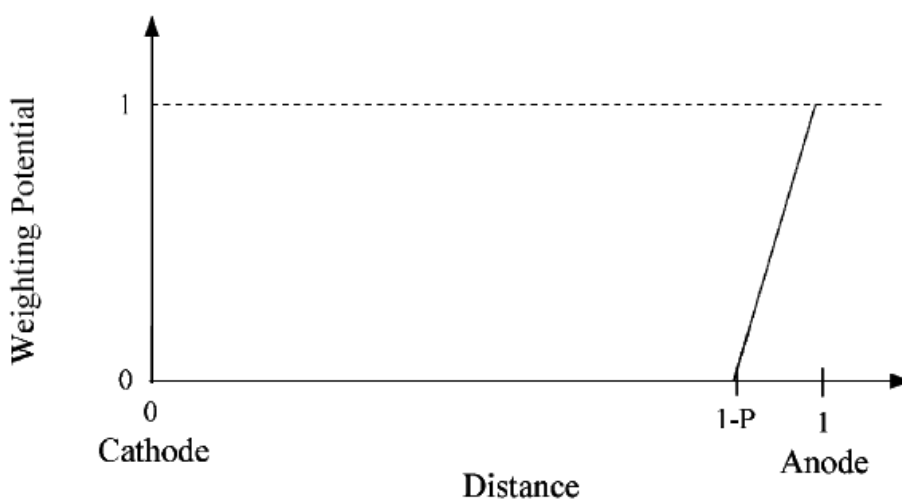


Abbildung 3-2 Wichtungspotential der Anode beim Frisch-Grid [HeZ00]

Zwischen der Kathode und dem Frisch-Grid ist das Wichtungspotential Null. Die Ladung, die zwischen diesen beiden Elektroden wandert, trägt nicht zur induzierten Ladung bei. Somit wird der Anteil der langsam durch den Detektor wandernden Ionen eliminiert. Lediglich Elektronen, die das Frisch-Grid durchdringen, geben einen Beitrag.

3.1.2 Parallel Strip Frisch Grid

Ein Versuch, die Frisch Grid Technik auf Festkörper umzusetzen, wurde von McGregor [McG98] durchgeführt. Er machte dazu Untersuchungen mit planaren Detektoren, auf die auf beiden Seiten zusätzliche Elektroden parallel zueinander angebracht wurden, siehe Abbildung 3-3. Die Idee war, das Frisch-Grid seitlich am Detektor anzubringen.

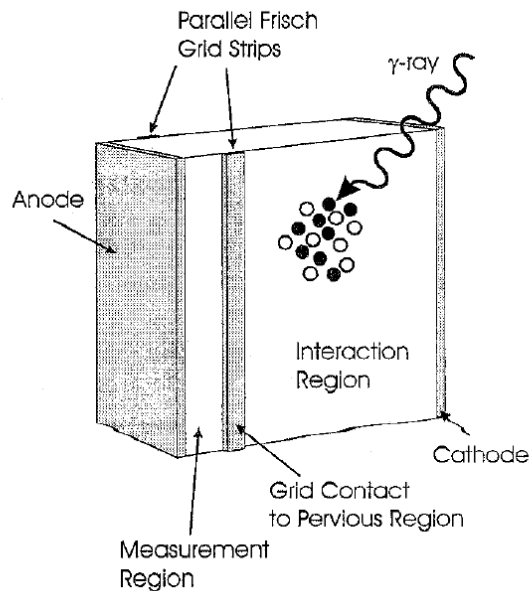


Abbildung 3-3 Planarer Detektor mit Parallel Frisch Grid Design [McG98]

Dabei wurde einmal mit eingeschaltetem Frisch-Grid und einmal ohne ein ^{137}Cs Spektrum gemessen, zu sehen in Abbildung 3-4. Durch Anschalten des Grids verändert sich das Spektrum des Detektors drastisch, die Auflösung wird deutlich verbessert.

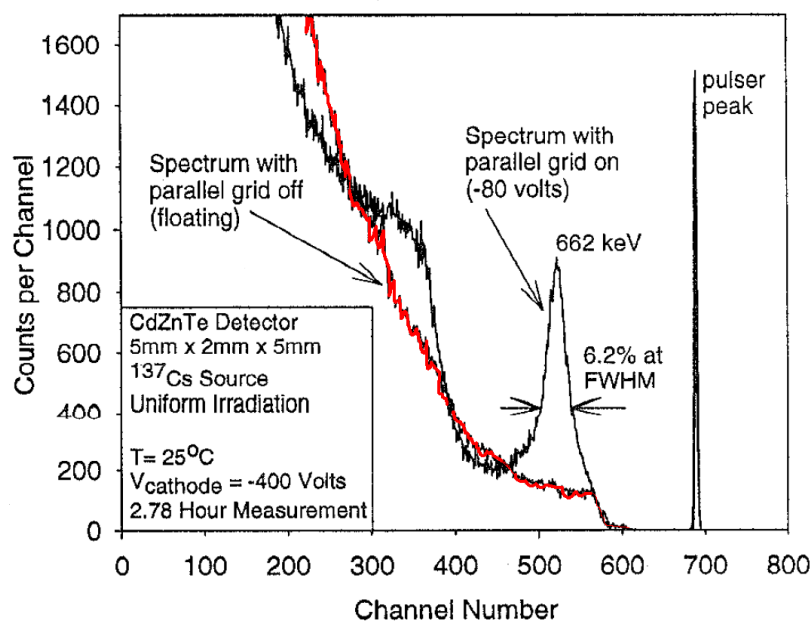


Abbildung 3-4 ^{137}Cs Spektrum mit 662 keV aufgenommen bei Zimmertemperatur; in Rot eingefärbt ist das Spektrum mit ausgeschaltetem Frisch-Grid [McG98]

3.1.3 Coplanar Grid

Eine weitere Form des „Single Polarity Charge Sensing“ wurde von Luke [Luk94] eingeführt, die sogenannte Coplanar Grid Anordnung. Hier kommen mehrere Elektroden zum Einsatz, allerdings in einer anderen Anordnung als beim Parallel Frisch Grid. Abbildung 3-5 zeigt eine schematische Darstellung des Elektrodendesigns, Abbildung 3-6 einen fertigen Detektor.

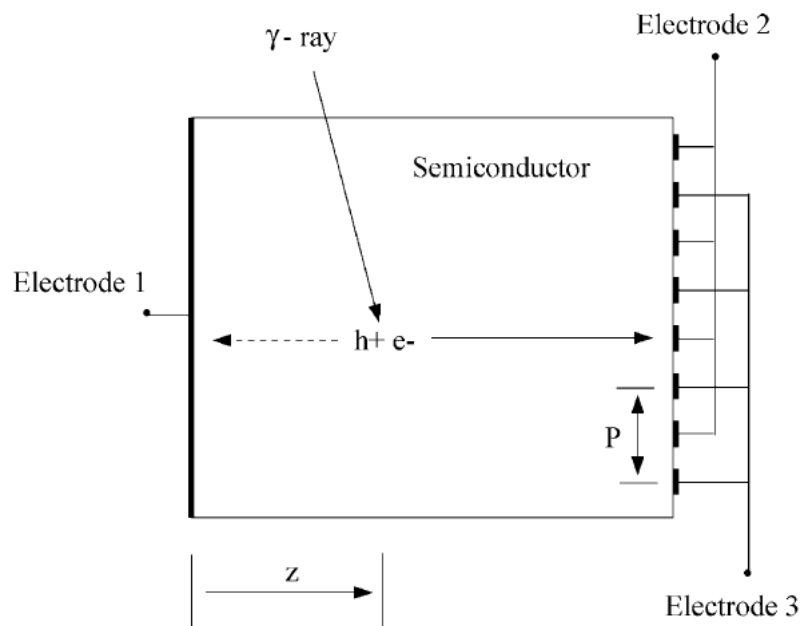


Abbildung 3-5 Querschnitt eines Detektors mit Coplanar Grid Elektroden [HeZ00]

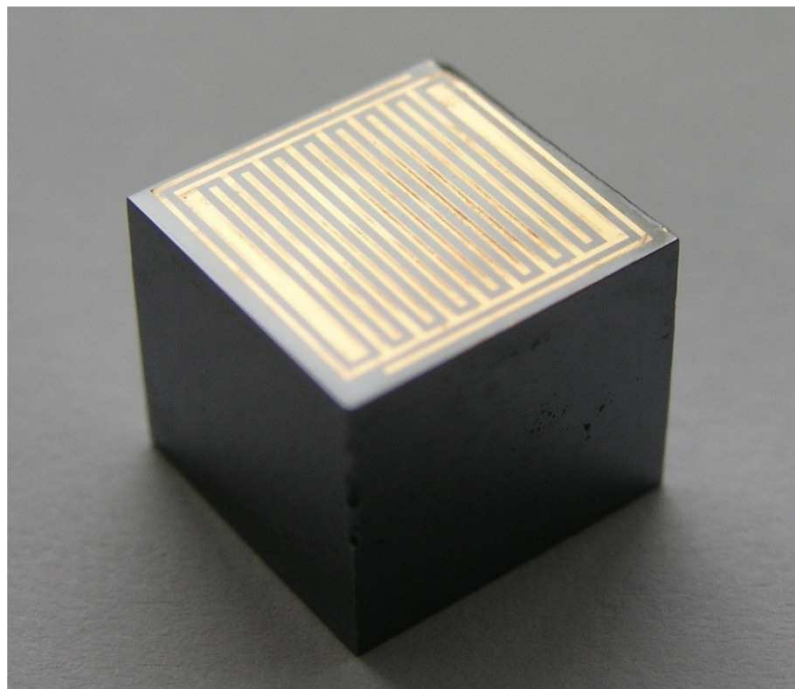


Abbildung 3-6 (Cd,Zn)Te mit Coplanar Grid Elektroden. Gut zu erkennen die beiden breiten äußeren Elektroden und die zur Interdigitalstruktur senkrechten Elektroden.

Auf einer Seite des Detektors wird eine normale planare Elektrode aufgetragen, Elektrode 1. Auf der anderen Seite werden parallele streifenförmige Elektroden in einer Interdigitalstruktur angebracht, zwischen denen ein Potentialunterschied besteht, damit die Ladungsträger immer nur von einer Elektrode auf einmal eingefangen und nicht auf beide Elektroden verteilt werden. Die Elektrode 1 wird auf eine negative Hochspannung gelegt, damit die Elektronen in Richtung Elektrode 2 und 3 wandern. Um eine gute spektrale Auflösung zu erreichen muss das elektrische Feld im Detektor homogen verteilt sein. Dies gilt besonders an den Kanten des Detektors. Durch entsprechendes Elektrodendesign kann eine sehr homogene Feldverteilung erreicht werden. Dazu werden die beiden letzten Streifen der Interdigitalstruktur verbreitert. Diese Verbreiterung kompensiert die Randeffekte und wird zusätzlich unterstützt durch das Anbringen von zwei Elektroden am Rand, welche senkrecht auf der Interdigitalstruktur stehen, siehe Abbildung 3-6. Der Abstand der Elektroden P bestimmt wie beim Frisch Grid die Breite der Zone, in der bei Wechselwirkung die Löcher noch zum Signal beitragen. Entscheidend für die Signalanteile von Elektronen und Löchern ist das Wichtungspotential der Coplanar Grid Elektroden, zu sehen in Abbildung 3-7.

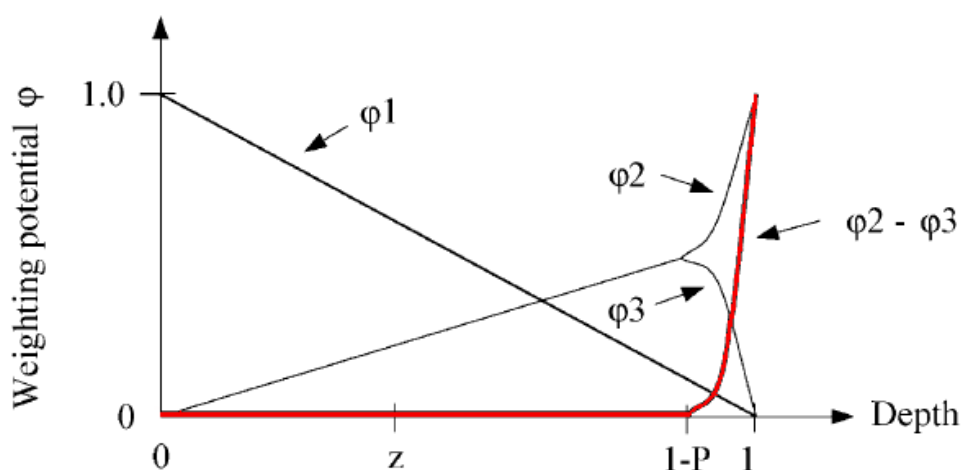


Abbildung 3-7 Wichtungspotential der Coplanar Grid Anordnung für die Elektroden 1, 2 und 3 [HeZ00]

Um die Wichtungspotentiale zu bestimmen, wird wieder das Shockley-Ramo Theorem benutzt. In Abbildung 3-7 ist dieses Verfahren veranschaulicht. Zunächst werden die Potentiale für die Elektrode 2 und 3 bestimmt. Um das Wichtungspotential ϕ_2 der Elektrode 2 zu berechnen, wird das Potential auf den Wert Eins gesetzt, und das Potential von Elektroden 1 und 3 auf Null. Analoges gilt für das Potential ϕ_3 für Elektrode 3. Hier wird das Potential auf den Wert Eins gesetzt und die Elektroden 1 und 2 auf den Wert Null. Das Potential ϕ_1 wird genauso bestimmt. Wird nun die Differenz zwischen den beiden Potentialen ϕ_2 und ϕ_3 gebildet, ergibt sich als Ergebnis das Differenzsignal, welches in Abbildung 3-7 rot dargestellt ist. Es hat Ähnlichkeit mit dem Potential des Frisch-Grid Gasdetektors, siehe Abbildung 3-2.

Wie beim Frisch-Grid tragen hauptsächlich die Elektronen zum Signal bei, die Löcher bewegen sich in Richtung Elektrode 1 durch die inaktive Region $[0;1-P]$. Lediglich bei einer Wechselwirkung in der Region $[1-P;P]$ ist der Anteil der Löcher zum Signal nicht Null. Wird das Einfangen von Elektronen im Detektor vernachlässigt, dann ist die Amplitude des Signals nun unabhängig vom Wechselwirkungsort und das Signal hat für gleiche Energien immer dieselbe Signalthöhe. In der Praxis ergeben sich bei dickeren Detektoren (ab 1 cm) schon Probleme mit dem Verlust von Elektronen, das sogenannte „Trapping“, dass nicht vernachlässigt werden darf. Nach [HeZ00] ist bei einem Detektor der Dicke 1 cm bei einer Spannung von 1 kV bereits ein Verlust von 4-10% durch Trapping von Elektronen zu erwarten. Deshalb muss auch bei Detektoren mit Coplanar Grid Anordnung zusätzlich das Signal noch korrigiert werden, was mit Hilfe der Elektronik geschieht. Dazu ist im Differenzialschaltkreis, der den Elektroden 2 und 3 nachgeschaltet ist, eine veränderbare Verstärkung im Schaltkreis nach Elektrode 3 eingebaut. Die Elektronen werden in diesem Schaltkreis nicht gesammelt. Mit der Möglichkeit im Differenzialschaltkreis die Verstärkung der Elektrode 3 einzustellen, in Abbildung 3-8 ist dies mit einer roten Markierung gekennzeichnet, kann das Signal aus Elektrode 3 mit einem veränderlichen Faktor multipliziert und somit der Schaltkreis erstens kalibriert und zweitens der Elektronenverlust kompensiert werden.

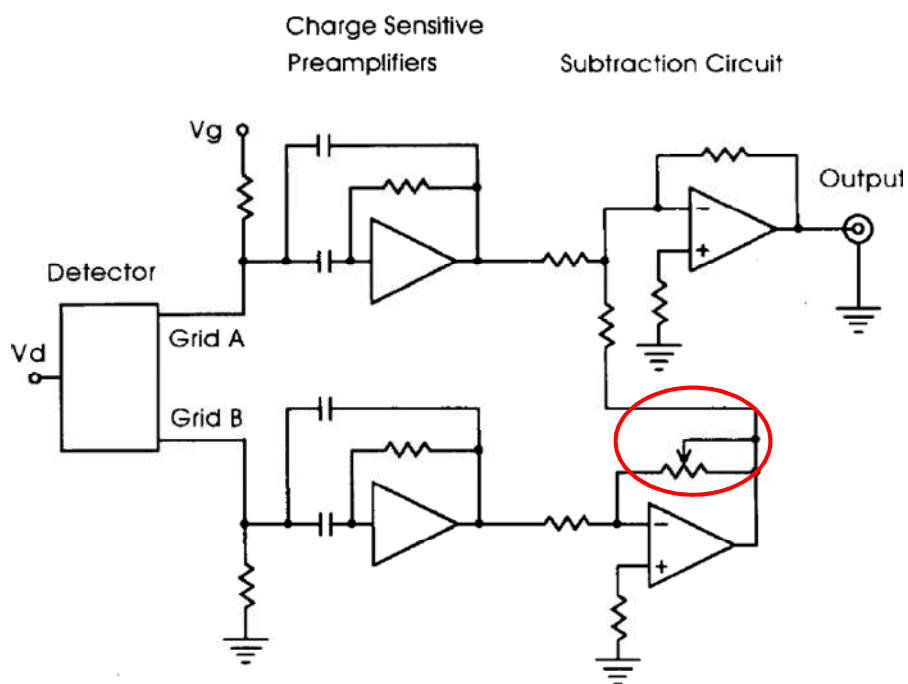


Abbildung 3-8 Schematische Darstellung der Coplanar Grid Elektronik mit einstellbarer Verstärkung (rote Markierung) zur Kalibration und Kompensation des Elektronenverlustes [Luk95]

In Abbildung 3-8 entspricht Grid A der Elektrode 2 und Grid B der Elektrode 3. Im linken Teil befindet sich der ladungsempfindlichen Vorverstärker für jede Elektrode, im rechten Teil der Differenzialschaltkreis mit veränderlicher Verstärkung.

3.2 Biparametrische Analyse

In dieser Arbeit wird ein anderer Ansatz als die Coplanar Grid Technologie gewählt. Er beruht auf einer nachträglichen Korrektur des mit den aufgenommenen Signalen erzeugten Spektrums. Die Signale werden hierzu zunächst mit Hilfe einer einfachen planaren Detektoranordnung mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker aufgenommen und mit einem Oszilloskop digitalisiert. Dann wird über die biparametrische Analyse eine Korrektur des Spektrums vorgenommen. Dazu muss nicht nur die Signalthöhe am Ende des Signals bestimmt werden, sondern zusätzlich eine weitere Komponente, die Signalthöhe des Elektronenanteils. Ist das Verhältnis aus diesen beiden Komponenten bekannt, kann eine eindeutige Aussage über den Wechselwirkungsort der Strahlung mit dem Detektor gemacht und damit das Energiespektrum korrigiert werden.

3.2.1 Pulse Shape Discrimination

Erste Versuche eine zusätzliche Komponente zur Gesamtsignalthöhe zu bestimmen wurden von Jones und Woollam [Jon75] durchgeführt und von Richter und Siffert [Ric92] noch verbessert. In beiden Versuchen wurde die Abhängigkeit der Anstiegszeit der Signale vom Ort der Wechselwirkung benutzt. Die Anstiegszeit T_A hängt dabei folgendermaßen vom Wechselwirkungsort x_0 ab:

$$T_A = \max\left(\frac{x_0}{\mu_e E}, \frac{L - x_0}{\mu_h E}\right) \quad (3.2)$$

Je näher die Wechselwirkung an der Kathode stattfindet, desto größer ist der Anteil der Elektronen am Signal und aufgrund der höheren Beweglichkeit ist die Anstiegszeit dann kleiner als bei einer Wechselwirkung in der Nähe der Anode, wo hauptsächlich die langsameren Löcher zum Signal beitragen. Die Auswertung geschieht in zwei parallelen analogen Schaltkreisen. Der erste Schaltkreis bestimmt die Energie der Signale, üblicherweise mit einem spektroskopischen Verstärker. Der zweite misst gleichzeitig die Anstiegszeit der Signale und löst dabei den ersten Teil der Elektronik aus. Dabei werden nur solche Signale ausgewählt, deren Anstiegszeit in einem bestimmten Bereich liegt. Je höher die Anstiegszeit ist, desto größer sind die Signalverluste, da der Löcheranteil ansteigt. Es werden deshalb nur Signale mit schneller Anstiegszeit und somit nur ein kleiner Teil des Detektors berücksichtigt. Das wirkt sich zwar positiv auf die Energieauflösung, jedoch negativ auf die Effizienz des Detektors aus.

Diese Methode der Pulse Shape Discrimination kommt jedoch für eine Anwendung in dieser Arbeit nicht in Frage. Aufgabe ist es jedes einzelne Signal zu detektieren und auch mit zu berücksichtigen. Eine wesentliche Voraussetzung an die in dieser Arbeit verwendeten Systeme ist eine hohe Effizienz. Diese wird aber bei Anwendung dieser Methode reduziert.

3.2.2 Pulse Height Compensation

Eine Weiterentwicklung der Methode von Richter und Siffert [Ric92] wurde durch Lund et al. [Lun96] erreicht. Der Hauptunterschied besteht darin, dass die Korrektur digital durchgeführt wird. Es werden wieder zwei unterschiedliche Schaltkreise für die Bestimmung der Anstiegszeit und der Amplitude der Signale verwendet. Bei dieser Methode wird nicht auf bestimmte Anstiegszeiten diskriminiert. Die Anstiegszeiten werden stattdessen in einem 3-dimensionalen Spektrum gegen die Signalamplitude aufgetragen, siehe Abbildung 3-9.

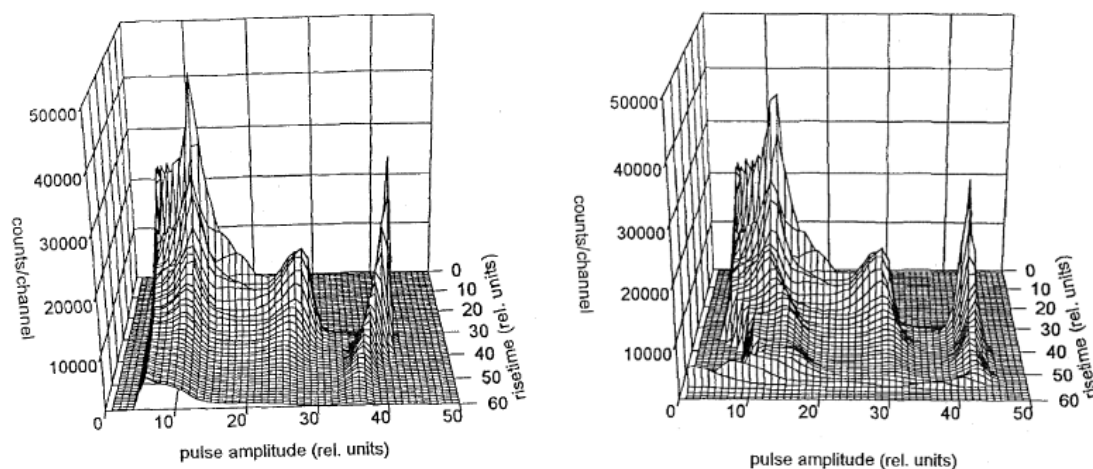


Abbildung 3-9 Biparametrisches ^{137}Cs Spektrum der Anstiegszeit eines (Cd,Zn)Te Detektors in Abhängigkeit der Signalhöhe; links ohne Kompensation, rechts mit [Lun96]

Um die gewünschte Kompensation zu erreichen wird in den 662 keV Peak des Spektrums auf der linken Seite von Abbildung 3-9 ein empirischer Polynomfit gelegt und das 3-dimensionale Spektrum gemäß dem Fit in der Amplitude korrigiert. Bei Vergleich der Projektionen der beiden 3-dimensionalen Spektren auf die Achse der Signalamplituden ist ersichtlich, dass sich durch die Kompensation die FWHM des Peaks bei 662 keV und damit die spektrale Auflösung des Detektors stark verbessert hat.

3.2.3 Fast Pulse Correction

Eine weitere Verbesserung der Auflösung ergibt sich, wenn nicht die gesamte Anstiegszeit der Signale berücksichtigt wird, sondern lediglich die Anstiegszeit der Elektronen, welche wesentlich schneller ist als die der Löcher [Ver97]. Der Vorteil dieser Methode ist, dass keine Diskriminierung der Anstiegszeiten mehr durchgeführt werden muss wie bei den vorherigen Methoden, was die Effizienz erhöht. Der Vorgang ist derselbe wie bei Lund et al. [Lun96]. Ein 3-dimensionales Spektrum wird erstellt, korrigiert und anschließend auf die x-Achse projiziert.

3.2.4 Methode der konstanten Driftzeit

Der Zusammenhang zwischen Signalhöhe des elektronischen Anteils und der Anstiegszeit ist linear und hängt nur von der Beweglichkeit der Elektronen ab. Somit liegt es nahe, anstatt der Anstiegszeit des Elektronensignals den elektronischen Anteil des Ladungssignals Q_e , zusätzlich zur Gesamtamplitude A , für das biparametrische Spektrum zu bestimmen. In Abbildung 3-10 ist dies schematisch gezeigt. Die Balken sollen andeuten, dass nicht die tatsächlichen Werte, sondern Mittelwerte genommen werden. Als Basis dienen Simulationen mit Parametern wie in Abbildung 2-6 bereits dargestellt.

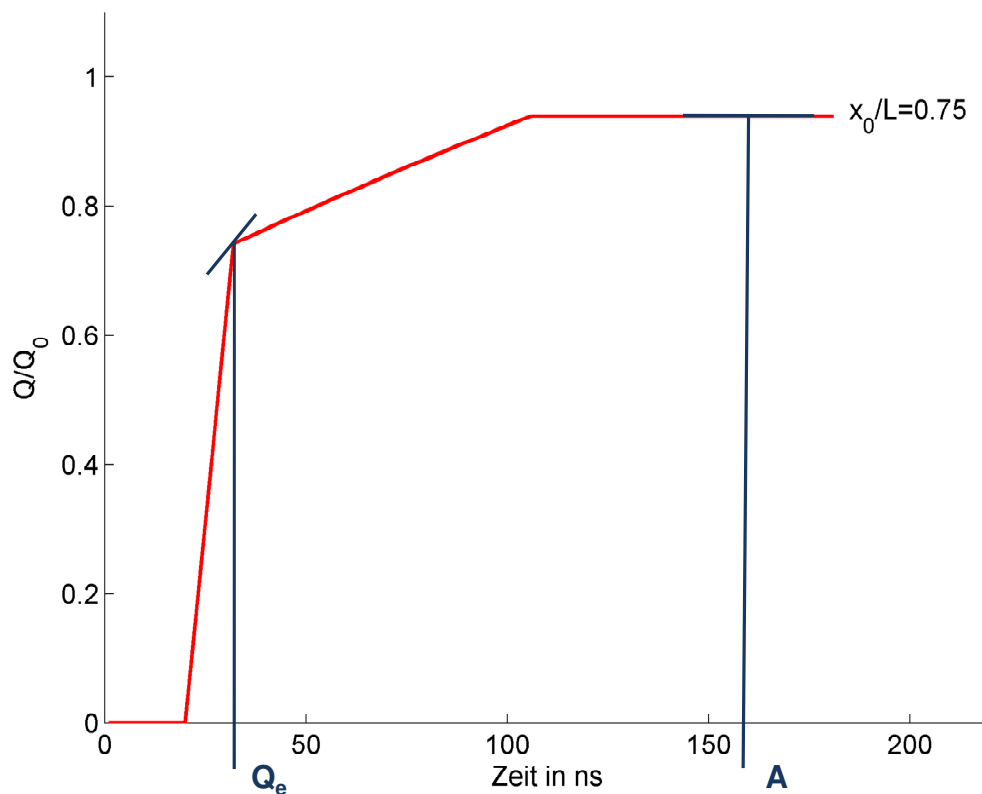


Abbildung 3-10 Bestimmung der beiden Größen Q_e und A für das biparametrische Spektrum

Für die Bestimmung des reinen Elektronenanteils wird hier ein vereinfachtes Verfahren verwendet, wie es von Gregori [Gre06] bereits benutzt wurde. Es wird nicht der tatsächliche Elektronenanteil bestimmt, sondern der Wert des Ladungssignals $Q_e = Q(T_e)$ nach der maximalen Driftzeit der Elektronen. Die Driftzeit der Ladungsträger ist:

$$T_{e,h} = \frac{L}{\mu_{e,h} E} \quad (3.3)$$

Es wird die maximale Driftzeit verwendet, um sicher zu gehen, dass auch alle Elektronen für das elektronische Signal benutzt werden.

Im Folgenden sei Q_e immer der Anteil nach der maximalen Driftzeit der Elektronen, nicht der tatsächliche Anteil. Welche Auswirkung die Methode auf das Spektrum hat, wird aus der schematischen Darstellung in Abbildung 3-11 und den Gleichungen (3.4) und (3.5) ersichtlich.

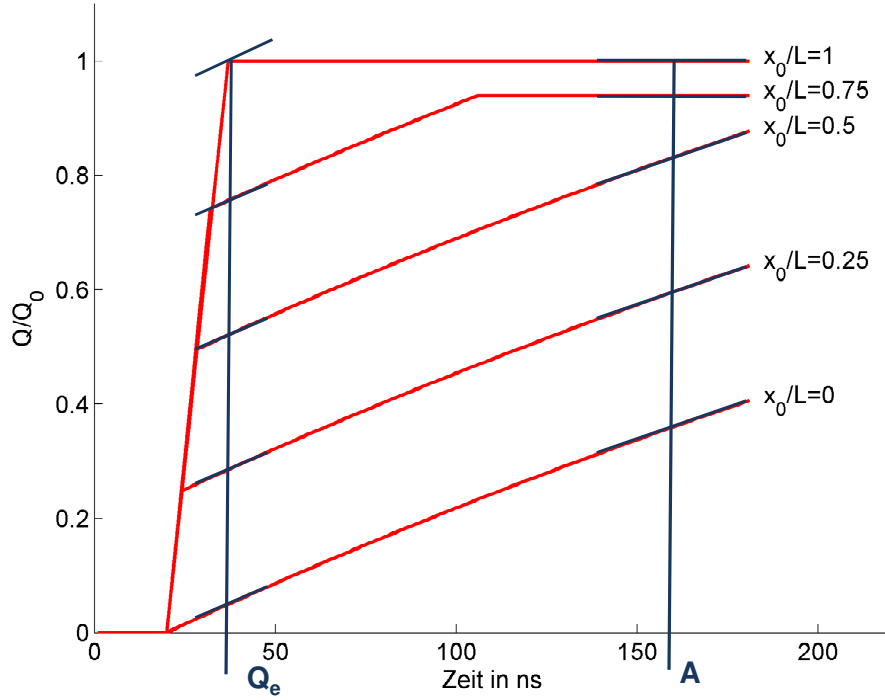


Abbildung 3-11 Bestimmung der beiden Größen Q_e und A für das biparametrische Spektrum nach der Methode der konstanten Driftzeit

Wenn Q_e nach der maximalen Driftzeit der Elektronen T_e und die Gesamtamplitude A nach der Zeit T_A gemessen wird, dann gilt für die beiden Amplituden:

$$Q_e(Q_0, x_0) = \frac{Q_0 E}{L} \left\{ \mu_e \tau_e \left(1 - e^{-\frac{x_0}{\mu_e \tau_e E}} \right) + \mu_h \tau_h \left[\theta_{t_h - T_e} \left(1 - e^{-\frac{L}{\mu_e \tau_h E}} \right) + \theta_{T_e - t_h} \left(1 - e^{-\frac{L - x_0}{\mu_h \tau_h E}} \right) \right] \right\} \quad (3.4)$$

$$A(Q_0, x_0) = \frac{Q_0 E}{L} \left\{ \mu_e \tau_e \left(1 - e^{-\frac{x_0}{\mu_e \tau_e E}} \right) + \mu_h \tau_h \left[\theta_{t_h - T_A} \left(1 - e^{-\frac{T_A}{\tau_h}} \right) + \theta_{T_A - t_h} \left(1 - e^{-\frac{L - x_0}{\mu_h \tau_h E}} \right) \right] \right\} \quad (3.5)$$

Der erste Teil in den geschweiften Klammern von Gleichungen (3.4) und (3.5) entspricht jeweils dem elektronischen Anteil nach der Zeit T_e , der zweite Teil ist der Löcheranteil gemessen nach T_e bzw. T_A für den Fall, dass die Driftzeit t_h der Löcher größer ist als T_e bzw. T_A . Der letzte Teil ist der Löcheranteil für den Fall, dass die Driftzeit t_h der Löcher kleiner ist als T_e bzw. T_A .

Für die Fallunterscheidung wird hier die Stufenfunktion θ_t mit folgenden Eigenschaften benutzt:

$$\theta_t = \begin{cases} 1 & t > 0 \\ 0,5 & \text{für } t = 0 \\ 0 & t < 0 \end{cases} \quad (3.6)$$

Bei der Betrachtung von Abbildung 3-11 sowie Gleichungen (3.4) und (3.5) werden die Probleme deutlich. Für die Bestimmung von Q_e und A wird eine Fallunterscheidung für die Driftzeit t_h der Löcher gemacht. Ist diese kleiner als T_e bzw. T_A dann gelangen alle Löcher an die Kathode und das Signal enthält einen vollständigen Löcheranteil. Für Wechselwirkungsorte x_0 im Detektor, für die der Weg der Löcher durch den Detektor groß ist, kommt es zu Ladungsverlusten durch eingefangene Löcher im Kristall, und ab einer kritischen Tiefe im Detektor ist eine biparametrische Korrektur mit den Variablen Q_e und A nicht mehr möglich. Gregori [Gre06] hat gezeigt, dass es daher sinnvoller ist einen neuen Parameter B einzuführen, mit:

$$B(x_0) = \frac{Q_e}{A} = \frac{Q(T_e)}{Q(T_A)} \quad (3.7)$$

anstatt Q_e als Variable für das biparametrische Spektrum zu benutzen. Ein weiterer Vorteil dieses neuen Parameters ist die Tatsache, dass er nur noch vom Wechselwirkungsort x_0 abhängig ist, aber nicht mehr von der ursprünglich erzeugten Ladung Q_0 .

Das zweite Problem, das bei der Methode der konstanten Driftzeit erscheint, ist in Abbildung 3-11 zu sehen. Für die Bestimmung des Parameters B muss nach wie vor zuerst Q_e bestimmt werden. Wird der Anteil Q_e unabhängig vom Wechselwirkungsort x_0 immer nach derselben Zeit T_e bestimmt, dann kann bei Signalen, die nicht nur aus Elektronen bestehen, Q_e und somit B überschätzt werden. Der Fehler, der dadurch für das biparametrische Spektrum entsteht, muss abgeschätzt werden, um zu sehen, ob dies eine Verschlechterung der spektralen Auflösung zur Folge hat. Dies wird mit Hilfe einer Simulation untersucht, bei der eine feste Energie der Wechselwirkung angenommen wird, siehe Abbildung 3-12. Die anderen Materialparameter sind identisch mit denen der vorherigen Simulationen. Es wird ein idealer Detektor mit homogener Feldverteilung angenommen. Der Signalverlust durch eingefangene Ladungsträger wird ebenfalls vernachlässigt. Der Parameter B wird einmal exakt an der Stelle, an dem alle Elektronen durch den Detektor gewandert sind, bestimmt, in Abbildung 3-12 entspricht dies der grünen Kurve. In einer zweiten Kurve in Rot, wurde B nach der Methode der konstanten Driftzeit T_e bestimmt.

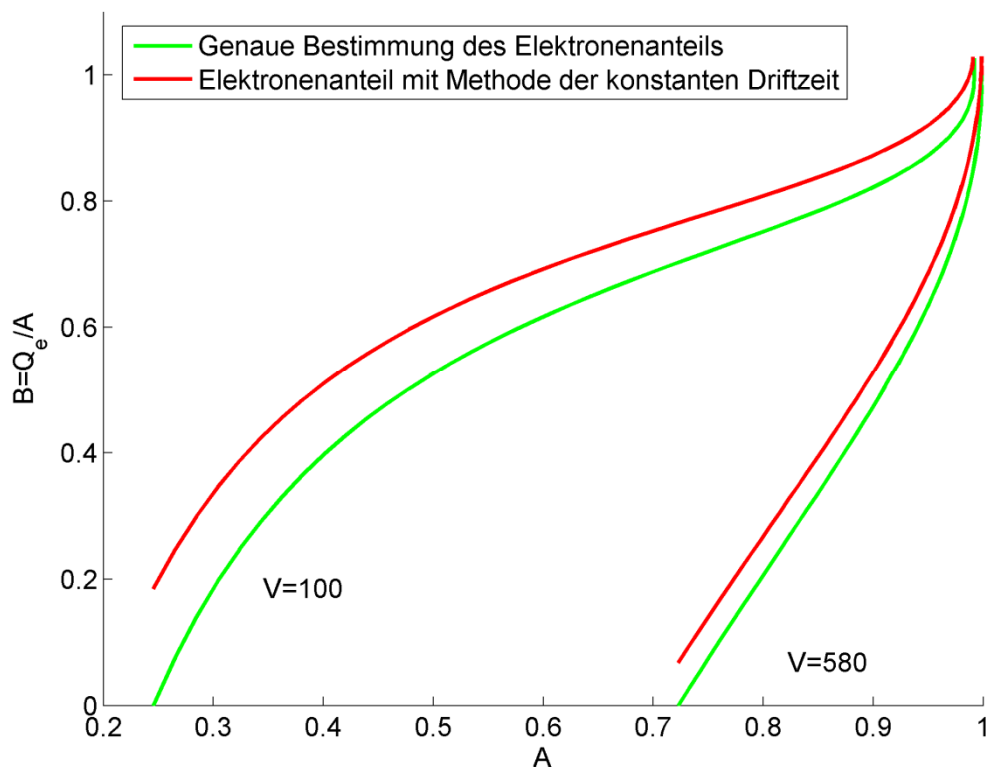


Abbildung 3-12 Auswirkung der Methode der konstanten Driftzeit auf das biparametrische Spektrum

Um die Auswirkung des elektrischen Feldes auf das Spektrum darzustellen, werden die Simulationen bei zwei unterschiedlichen Spannungen am Detektor durchgeführt. Es ist zu sehen, dass der Effekt des „Low Energy Tailing“ bei niedrigen Spannungen einen wesentlich größeren Einfluss auf das Spektrum hat, da die Ladungsträger aufgrund des geringeren elektrischen Feldes langsamer durch den Detektor wandern und somit die Wahrscheinlichkeit steigt, dass sie eingefangen werden können.

Des Weiteren ist zu erkennen, dass der Unterschied der roten und der grünen Kurve zwar nicht zu vernachlässigen ist, aber keine Auswirkung auf die spektrale Auflösung des Detektors hat. Für die Korrektur wird ein Polynomfit durch die Kurve gelegt, und das gesamte Spektrum korrigiert. Dies wurde bereits bei der Methode von Lund [Lun96] bei der „Pulse Height Compensation“ vorgestellt. Der Unterschied bei der Verwendung der roten zur grünen Kurve besteht lediglich in einer Veränderung der Parameter dieses Polynomfits, nicht aber in der Veränderung der Beschaffenheit bzw. der Position des korrigierten Spektrums bzw. Peaks.

3.2.5 Korrektur des biparametrischen Spektrums und Bestimmung der Energieauflösung

Für die Erstellung des biparametrischen Spektrums werden die Wertepaare (B, A) in ein 3-dimensionales Spektrum einsortiert. Die x-Achse entspricht der Amplitude A , die y-Achse dem Parameter B und in die z-Richtung werden die Ereignisse in ihrer Häufigkeit eingetragen. Dabei verlaufen solche Wertepaare, die zur gleichen Energie gehören auf festen Linien im Spektrum, wie in Abbildung 3-13 dargestellt ist.

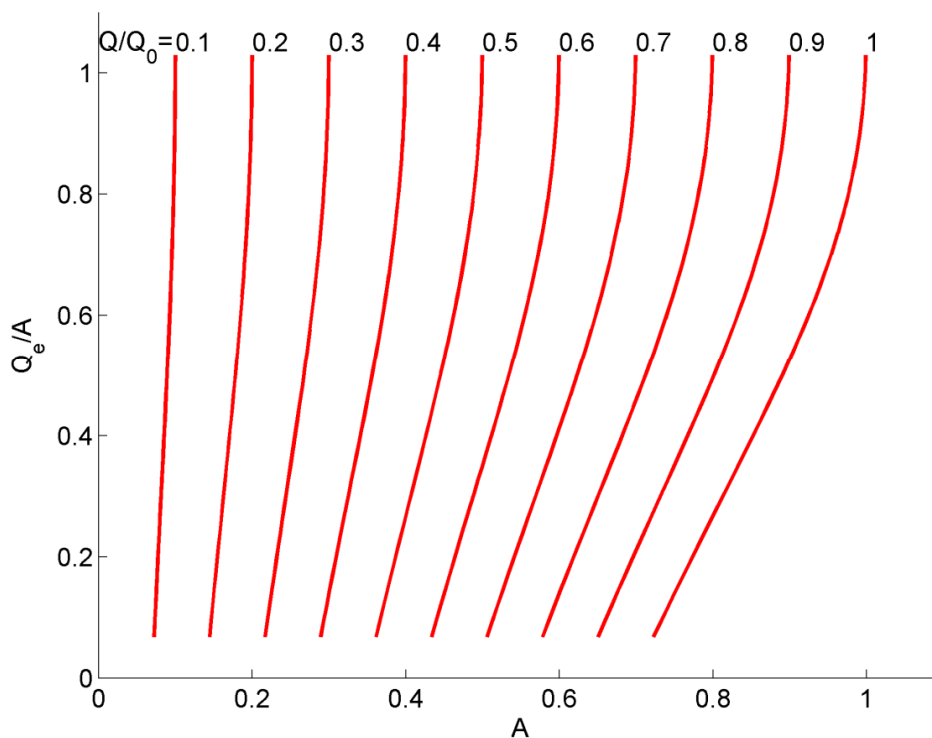


Abbildung 3-13 Verlauf der Linien gleicher Energie im biparametrischen Spektrum

Die Aufgabe besteht nun darin, das Spektrum so zu korrigieren, dass diese Linien senkrecht im Spektrum verlaufen und somit bei der Projektion auf die x-Achse für die Erstellung eines klassischen 2-dimensionalen Energiespektrums einem Energiekanal zugeordnet werden. Die Kurven bilden eine Kurvenschar der Form:

$$f_{Q_0}(B) = Q_0 \cdot f(B) \quad (3.8)$$

Um nun das Energiespektrum zu erhalten, wird die Ladungsmenge in eine äquivalente Energie umgerechnet und in einem nächsten Schritt ein Polynomfit durchgeführt, mit dem das Spektrum korrigiert wird. Dabei gilt der Zusammenhang:

$$E_0 = \frac{Q_0}{e} 4,67 eV \quad (3.9)$$

Damit ändert sich die Form von (3.8) durch Einführung des neuen Parameters A' zu:

$$A' = f_{E_0}(B) = E_0 \cdot f(B) \quad (3.10)$$

Mit Hilfe eines Polynomfits wird $f(B)$ bestimmt und damit für jedes einzelne Ereignis eine entsprechende Korrektur

$$E_0^i = \frac{A'_i}{f(B_i)} \quad (3.11)$$

bestimmt.

Die Korrektur lässt sich aber auch einfacher und schneller durchführen, indem für die benutzten Quellen, wie etwa ^{137}Cs , die Kenntnis der Energien der Peaks verwendet wird. Somit wird lediglich ein Polynom in den Kurvenverlauf eines bekannten Peaks, im Falle von ^{137}Cs wäre das der 662 keV Peak, gefittet. Im nächsten Schritt wird das Spektrum korrigiert und gleichzeitig mit Hilfe der Kenntnis des Kanals des bekannten Peaks mit einer definierten Energieskala versehen. Somit können alle wesentlichen Veränderungen am Spektrum (B, A) innerhalb eines Schrittes durchgeführt werden.

Um die FWHM aus dem korrigierten Spektrum zu bestimmen gibt es zwei unterschiedliche Methoden. Entweder wird eine Gaußkurve der Form

$$f(x) = y_0 + A_0 \exp\left(-\frac{(x - x_c)^2}{2w^2}\right) \quad (3.12)$$

über den Peak gelegt und die FWHM mit der Formel

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2} \cdot w \quad (3.13)$$

bestimmt, oder die FWHM wird direkt bei der halben Höhe des Peaks abgelesen. Um die Auflösung des Detektors zu bestimmen muss schließlich die ermittelte FWHM durch die Position des Peaks, in dem die FWHM ermittelt wurde, geteilt werden:

$$\text{Energieauflösung des Detektors} = \frac{FWHM}{\text{Position des Peaks}} \quad (3.14)$$

Wird die FWHM über den Gaußfit bestimmt, kann der Fehler aus dem Fehler der Breite und der Position des Gaußpeaks berechnet werden. Wird die FWHM abgelesen muss ein systematischer Fehler abgeschätzt werden. Dazu wurde in dieser Arbeit bei einer Messung mehrere Male für das Spektrum die Korrekturfunktion bestimmt, das Spektrum korrigiert und die Auflösung mit der abgelesenen FWHM ermittelt. Der systematische Fehler wurde dabei auf 5% abgeschätzt.

4 Digitale Signalverarbeitung

In diesem Kapitel werden grundsätzliche Methoden zur Digitalisierung von zeitkontinuierlichen Signalen vorgestellt, und die Probleme, die durch die Digitalisierung auftreten können, aufgezeigt. Ein Schwerpunkt liegt auf der Verwendung von Filtern, um das Signal-zu-Rausch-Verhältnis zu verbessern. Das zentrale Ziel dieses Kapitels ist es aber, einen klaren Überblick über die verwendeten Methoden zur Signalanalyse zu schaffen.

4.1 Digitalisierung zeitkontinuierlicher Signale

Signale, wie sie aus einem analogen ladungsempfindlichen Vorverstärker kommen, sind zeitkontinuierlich und müssen für die Signalverarbeitung zunächst digitalisiert werden. Das geschieht üblicherweise mit einem ADC („Analog to Digital Converter“), bei den Messungen in dieser Arbeit übernimmt diese Aufgabe ein Oszilloskop. Das analoge Signal wird periodisch in festen Zeitabständen T abgetastet. Dies ergibt eine zeitdiskrete Darstellung $x[n]$ des zeitkontinuierlichen Signals $x_c(t)$ [OSB04]:

$$x[n] = x_c(nT), \quad -\infty < n < \infty \quad (4.1)$$

Der Abtastvorgang kann mathematisch in zwei Stufen eingeteilt werden. Die erste Stufe ist die Bildung eines sogenannten Impulsfolgenmodulators. Aus dem Signal $x_c(t)$ wird ein ebenso kontinuierliches Signal $x_s(t)$, welches überall Null ist, außer an den ganzzahligen Vielfachen von T . In der zweiten Stufe wird die Impulsfolge in eine zeitdiskrete Folge mit Hilfe der Dirac'schen δ -Funktion umgesetzt:

$$s(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT) \quad (4.2)$$

Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} x_s(t) &= x_c(t)s(t) \\ &= x_c(t) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \delta(t - nT) \\ &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} x_c(nT) \delta(t - nT) \end{aligned} \quad (4.3)$$

Dann wird die Fourier-Transformierte $X_s(i\omega)$ von $x_s(t)$ gebildet, welche nach Gleichung (4.3) einer Faltung der Fourier-Transformierten von $x_c(t)$ und $s(t)$ darstellt. Es folgt:

$$X_s(i\omega) = \frac{1}{T} \sum_{K=-\infty}^{\infty} X_c[i(\omega - K\omega_s)] \quad (4.4)$$

Um die Fourier-Transformierte der Impulsfolge zu erzeugen, werden Kopien von X_c um ganzzahlige Vielfache der Abtastfrequenz $\omega_s = 2\pi/T$ verschoben und überlagert, was in Abbildung 4-1 dargestellt wird.

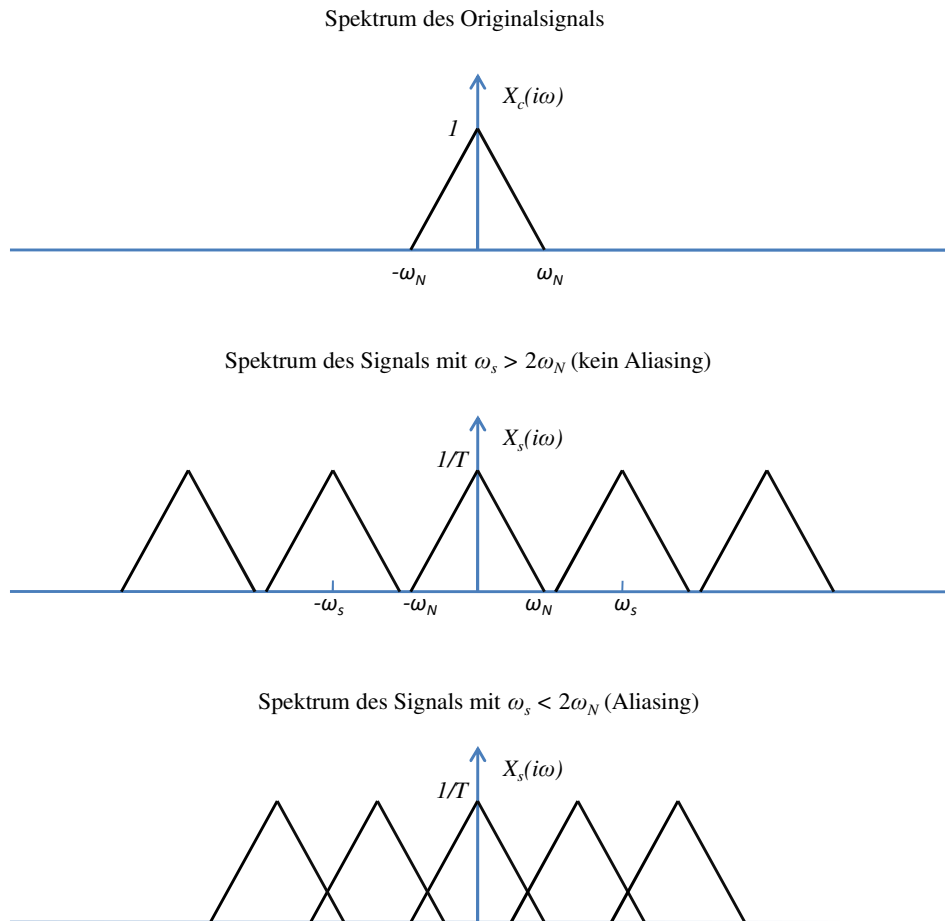


Abbildung 4-1 Einfluss der Samplingfrequenz auf den Frequenzbereich

Wenn sich die Kopien von X_c überlappen, kommt es zu einer Veränderung des ursprünglichen Eingangssignals. Dies geschieht wenn die Abtastfrequenz ω_s größer als $2\omega_N$ ist, wobei ω_N den höchsten von Null verschiedenen Frequenzanteil von $X_c(i\omega)$ angibt. Dieser Effekt der Verzerrung wird Aliasing genannt. Formuliert wurde dieses Problem zuerst von Nyquist, der dem Theorem auch den Namen gibt:

Das zeitkontinuierliche, bandbegrenzte Signal $x_c(t)$ mit $X_c(i\omega) = 0$ für $|\omega| \geq \omega_N$ ist, wenn

$$\omega_s = \frac{2\pi}{T} \geq 2\omega_N \quad (4.5)$$

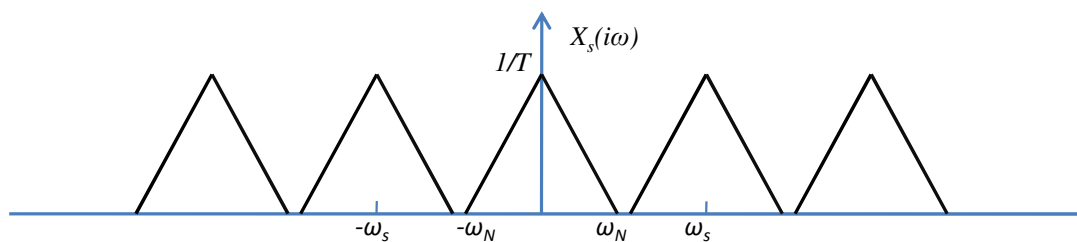
gilt, eindeutig durch seine Abtastwerte $x[n] = x_c(nT)$, $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ bestimmt.

Das Signal $x_c(t)$ kann mit einem idealen Tiefpassfilter mit dem Frequenzgang $H_r(i\omega)$ aus $x_s(t)$ rekonstruiert werden, so dass

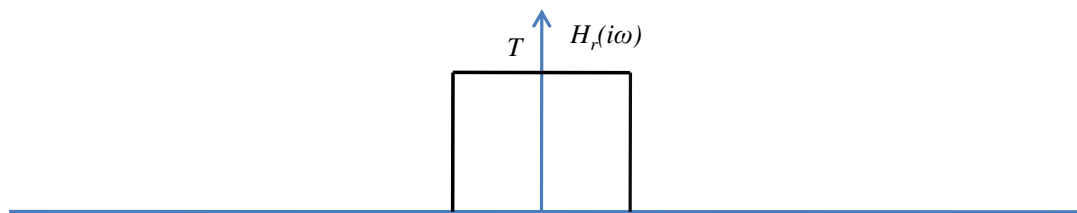
$$X_r(i\omega) = H_r(i\omega)X_s(i\omega) \quad (4.6)$$

gilt. Einem Impulsfolgenmodulator wird ein lineares zeitinvariantes System mit einem Frequenzgang $H_r(i\omega)$ nachgeschaltet. Dabei ist wichtig, dass $\omega_N < \omega_c < (\omega_s - \omega_N)$ ist. Das wird in Abbildung 4-2 deutlich.

Spektrum des gesampleten Signals mit $\omega_s > 2\omega_N$



Spektrum des idealen Tiefpassfilters



Rekonstruiertes Spektrum des Originalsignals

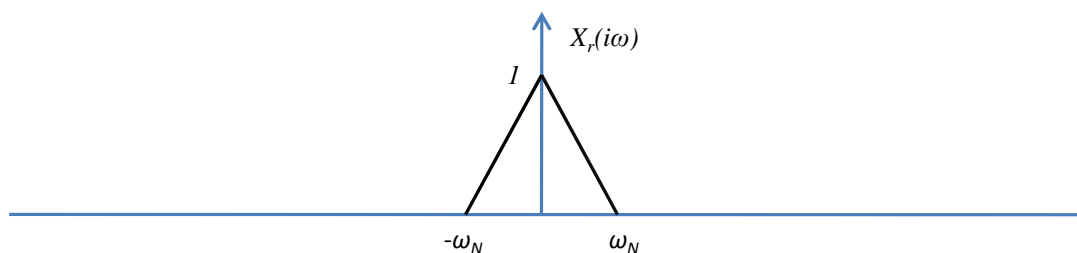


Abbildung 4-2 Rekonstruktion des Signals mit Hilfe eines Tiefpassfilters

4.2 Butterworth Tiefpass Filter

Für die Verarbeitung der vom Oszilloskop digitalisierten Signale muss also zunächst ein geeigneter Tiefpassfilter gefunden werden. Nicht nur um dem Aliasing entgegen zu wirken, sondern auch um Rauschanteile im Signal, die typischerweise bei höheren Frequenzen liegen als das Signal selbst, weitestgehend zu entfernen. Die verwendete Software Matlab von Mathworks bietet die Möglichkeit, mehrere solcher Filter zu verwenden. Die bekanntesten sind dabei der Bessel-, Butterworth- und der Chebyshev-Filter. Diese unterscheiden sich durch unterschiedliches Verhalten im Durchlass- und Sperrbereich für verschiedene Frequenzen. Da der Amplitudengang beim Butterworth-Filter im Vergleich zu den anderen maximal flach ist, also keine Schwankungen enthält, und der Amplitudengang im Durchlass- und Sperrbereich monoton ist, wird er in dieser Arbeit als Tiefpassfilter verwendet. Der quadrierte Amplitudengang des Butterworth-Filters hat nach [OSB04] die Form:

$$|H_c(i\omega)|^2 = \frac{1}{1 + (i\omega/i\omega_c)^{2N}}, \quad (4.7)$$

und ist in Abbildung 4-3 in Abhängigkeit von der Ordnung N abgebildet.

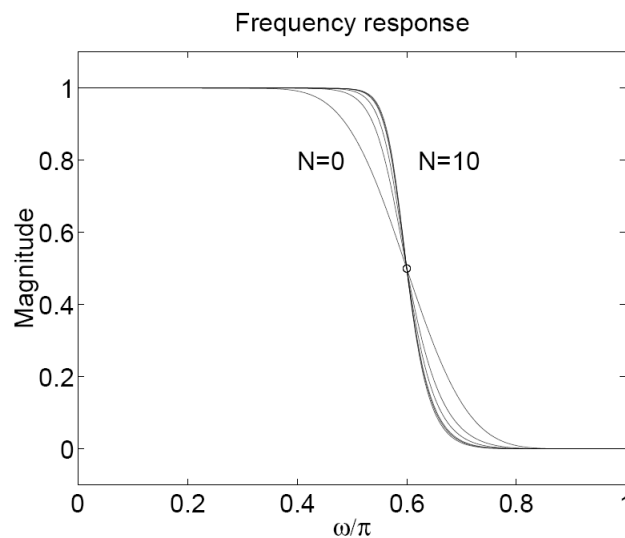


Abbildung 4-3 Abhängigkeit des Amplitudengangs von der Ordnung [SeB98]

Mit ω_c ist hier die Grenzfrequenz des Filters bezeichnet. Je höher die Ordnung des Filters ist, desto steiler fällt er ab. Der quadrierte Amplitudengang ist für die Grenzfrequenz dagegen unabhängig von der Ordnung immer $1/2$. Für die Verwendung in dieser Arbeit wurde eine Ordnung von zwei ausgewählt, da der Filter so einen ausreichend steilen Abfall bei gleichzeitig geringem Rechenaufwand zeigt.

4.3 Wiener Filter

Norbert Wiener [Wie50] stellte 1950 eine Methode vor, um Signale, die durch Störungen in Form von Nebensignalen, thermischem Rauschen oder schlechter Ausrüstung zur Signalaufnahme verändert wurden, wieder herzustellen. Hat die Störung eine zufällige statistische Verteilung, dann wird dies Rauschen genannt. Dabei wird von einer zeitabhängigen Funktion $f(t)$ ausgegangen, welche die Summe einer Funktion $g(t)$ und einer Störung $f(t)-g(t)$ ist. Die Aufgabe besteht nun darin, $g(t)$ bestmöglich aus $f(t)$ zu entfernen. Allgemeiner gesprochen wird

$$g(t+h) \text{ aus } f(t-\tau) \text{ mit } 0 \leq \tau < \infty \quad (4.8)$$

bestimmt.

Die Voraussetzungen für die Lösung, wie sie Wiener vorstellte, sind:

- $f(t)$ besitzt eine Autokorrelation $\varphi(t)$

$$\varphi(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T f(t+\tau) f(\tau) d\tau, \quad (4.9)$$

- ebenso besitzt $g(t)$ entsprechend eine Autokorrelation $\gamma(t)$,
- es existiert eine Kreuzkorrelation

$$\chi(t) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T g(t+\tau) f(\tau) d\tau, \quad (4.10)$$

- und $\varphi(t)$ wie $\chi(t)$ sind kontinuierlich und besitzen eine Fourier-Transformierte.

Es wird versucht $g(t+h)$ bestmöglich mit einer Linearkombination von $f(t-\tau)$ zu beschreiben. Dabei werden nur Ereignisse von $f(t)$ aus der Vergangenheit benutzt, da $\tau \geq 0$ ist, d.h. der Ausdruck

$$g(t+h) - \int_0^\infty f(t-\tau) K(\tau) d\tau \quad (4.11)$$

muss minimiert werden. Dies geschieht nach der Methode von Wiener mit dem sogenannten RMS („Root Mean Square“) Errorkriterium. Es muss die beste Wahl von Koeffizienten $K(\tau)$ gefunden werden, damit

$$I[K] = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2T} \int_{-T}^T \left[g(t+h) - \int_0^\infty f(t-\tau) K(\tau) d\tau \right]^2 dt \quad (4.12)$$

minimal wird. Dabei stellt sich heraus, dass die Wahl von $K(\tau)$ nicht von $f(t)$ und $g(t)$ abhängt, sondern von $\varphi(t)$ und $\chi(t)$.

Matlab verfügt über einen integrierten digitalen Wienerfilter, der normalerweise zur Rauschunterdrückung von Bildern benutzt wird. Dabei spielt die Umgebung eines jeden Pixels eine Rolle. Eine Matrix um jeden Pixel wird dabei optimiert. Der Algorithmus lässt sich aber auch auf digitalisierte Signale anwenden, indem die Matrix in einen Vektor überführt und die Anzahl der Nachbarn eines jeden Samples des Signales für die Optimierung variiert wird. Dieses Verfahren wird in dieser Arbeit auf die Signale angewendet.

4.4 Entfaltung

Im Anschluss der Betrachtung der Signale nach der Digitalisierung folgt nun eine Abschätzung der Probleme, die auf der analogen Seite der Signalverarbeitung auftreten. Wie Gregori in seiner Diplomarbeit [Gre06] bereits gezeigt hat, ist das Ansprechverhalten des ladungsempfindlichen Vorverstärkers abhängig von der Samplingfrequenz der Digitalisierung, siehe auch Abbildung 4-4. Das liegt daran, dass in der Realität nicht das reine Ladungssignal $Q(t)$ gemessen wird, sondern die Faltung mit der Impulsantwort der Elektronik $f(t-t')$ [Hin96]. Das Signal hat daher die Form:

$$V(t) = P \int_0^t Q(t') f(t'-t) dt' \quad (4.13)$$

Um die Impulsantwort zu bestimmen, wurden mit Hilfe eines Schrittgenerators mit verschiedenen Schritthöhen Rechtecksignale verschiedener Signalhöhe simuliert und auf den Vorverstärker geschickt. Das Ansprechverhalten des Vorverstärkers wurde dann für die verschiedenen Signalhöhen analysiert und mit einem Exponentialfit bestimmt.

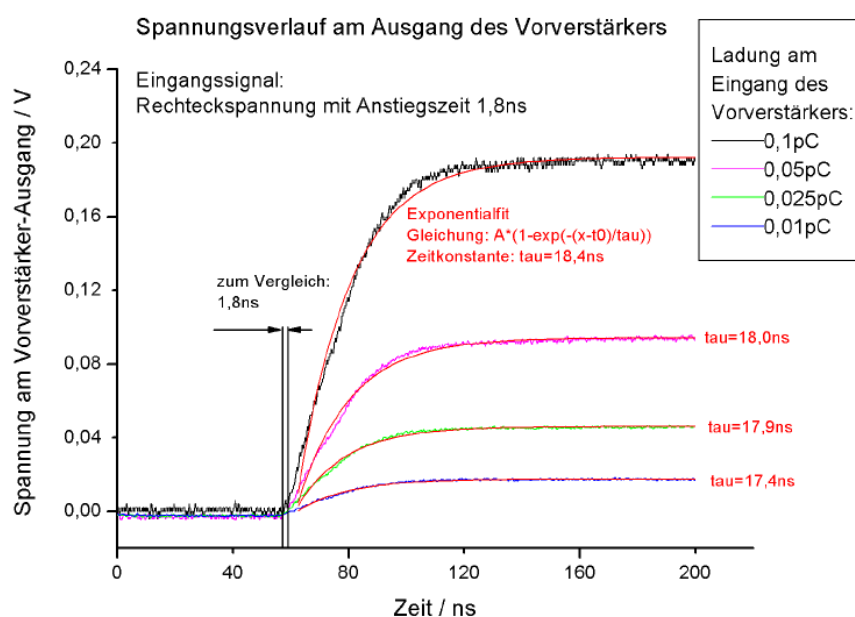


Abbildung 4-4 Spannungsverlauf bei verschiedenen Eingangsamplituden [Gre06]

Die Impulsantwort wurde bestimmt zu:

$$f(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ \frac{1}{\tau_{vv}} e^{-\frac{t}{\tau_{vv}}} & \text{für } t \geq 0 \end{cases}, \quad (4.14)$$

wobei τ_{vv} die Zeitkonstante des Vorverstärkers ist, und mit etwa 18 ns ermittelt wurde.

Der Verstärkungsfaktor beträgt nach Gregori [Gre06]:

$$P = 1,916 \pm 0,005 \text{ V / pC}. \quad (4.15)$$

Um das ursprüngliche Signal $Q(t)$ aus dem gefalteten Signal wiederherzustellen, müssen die Signale entfaltet werden. Das kann direkt am Ausgang des ladungsempfindlichen Vorverstärkers geschehen. Die Entfaltung kann aber auch erst nach der Digitalisierung durchgeführt werden. Dies hat den Nachteil, dass durch die diskrete Entfaltung ein zusätzliches Rauschen auf das Signal übertragen wird und deshalb das gesampelte Signal zuerst mit einem starken Tiefpassfilter gefiltert werden muss. Dadurch können auch solche Anteile, die zum Signal gehören, durch den Filter unterdrückt werden.

Bei der Wahl der Entfaltungs-Methode spielt jedoch nicht nur die Effizienz der Methode eine Rolle, sondern auch die Geschwindigkeit, mit der die Methode mit dem Computer umgesetzt werden kann. Da für ein Spektrum eine große Anzahl Signale, etwa 500 Tausend bis eine Million, verarbeitet werden muss, muss eine Methode gefunden werden, mit der dies sehr schnell durchzuführen ist. An dieser Stelle sei auch gesagt, dass sich die Methode der Entfaltung nicht für den Einsatz in einem realen Detektorsystem eignet, da für die Signalverarbeitung viel mehr Zeit benötigt wird als bei der Methode der konstanten Driftzeit. Bei heutigen Systemen liegt die Zählrate bei mehreren hundert bis tausend Signalen pro Sekunde. Das ist u.a., wie bereits erwähnt, eine der wesentlichen Anforderung an die zu entwickelnden Systeme. Eine solch hohe Zählrate ist jedoch mit der Methode der Entfaltung nicht zu bewerkstelligen. Nichts desto trotz wird in dieser Arbeit versucht, den Einfluss der Entfaltung auf die Spektren festzustellen und zu beobachten, ob sich eine Verbesserung oder Verschlechterung der spektralen Auflösung einstellt. Für die Charakterisierung der Kristalle, welche in Kapitel 5 vorgestellt wird, ist sie allerdings sehr wichtig und darf nicht vernachlässigt werden.

Um das Problem zu definieren und eine Lösung zu finden, wird von Gleichung (4.13)

$$V(t) = P \int_0^t Q(t') f(t'-t) dt'$$

ausgegangen. $V(t)$ ist der Teil, der am Oszilloskop zu sehen ist, P ist die Verstärkung, $f(t'-t)$ ist die Funktion, die das Signal verändert, und $Q(t)$ ist die gesuchte Funktion.

Gleichung (4.13) hat die Form einer Fredholm Integralgleichung erster Ordnung. In solch einer Gleichung wird der Kern allgemeiner als Funktion von t und t' beschrieben:

$$V(t) = P \int_0^t Q(t') f(t', t) dt' \quad (4.16)$$

Für dieses Integral gibt es bereits einen großen Satz von Lösungen, etwa von Jansson [Jan84]. Die verwendeten Methoden setzen aber eine kontinuierliche Verteilung von $f(t', t)$ und $V(t)$ voraus und sind somit in der vorliegenden digitalen Form der Signale nicht verwendbar.

Bei der Entwicklung der verwendeten Methode wird die Fourier Transformation mit einem Computer mit Hilfe der „Fast Fourier Transformation“ (FFT) durchgeführt. Diese ist aufgrund der digitalen Form der Signale sehr schnell und effizient. Matlab enthält bereits einen internen Algorithmus zur FFT, der hier verwendet wird. Im Folgenden wird ein Beispiel nach Jansson [Jan84] betrachtet. Wenn zu $a(x)$, $b(x)$ und $g(x)$ die Fouriertransformierten $A(\omega)$, $B(\omega)$ und $G(\omega)$ existieren und die Faltung mit dem Symbol $\otimes$ geschrieben wird, dann folgt die Äquivalenz von

$$a(x) = b(x) \otimes g(x) \quad (4.17)$$

und

$$A(\omega) = B(\omega)G(\omega) \quad (4.18)$$

Eine Faltung kann somit auch als Produkt der Fouriertransformierten von zwei Funktionen geschrieben werden. Diskrete Faltungen enthalten immer eine Verschiebung, Addition und Multiplikation der Funktionen. Nach der diskreten Faltung muss daher immer noch eine Normierung durchgeführt werden.

Als Umkehrschluss kann die diskrete Entfaltung somit als eine Division der Fouriertransformierten angesehen werden. Wenn die gesuchte Funktion $b(x)$ ist, dann wird die Lösung $B(\omega)$ mit Hilfe von

$$B(\omega) = \frac{A(\omega)}{G(\omega)} \quad (4.19)$$

berechnet und im nächsten Schritt $B(\omega)$ zurücktransformiert. Zunächst muss das Signal mit einem Tiefpass gefiltert und dann per FFT transformiert werden, ebenso die Impulsantwort des Vorverstärkers nach Gleichung (4.14). Dafür wird die Zeitachse an die Samplingzeit angepasst und die Zeitkonstante τ_{vv} des Vorverstärkers mit 18 ns, wie von Gregori gemessen [Gre06], angenommen. Für die Normierung wird über die diskreten Werte der Vorverstärkerfunktion integriert und das Ergebnis danach korrigiert. Nach einer Rücktransformation ergibt sich ein Ergebnis, was einer guten Näherung der Entfaltung entspricht und dank der FFT eine sehr schnelle Lösung liefert.

In Abbildung 4-5 ist das Ergebnis dieser Methode dargestellt. In Grün ist ein unbearbeitetes Ausgangssignal zu sehen, in Rot das Signal nach Tiefpassfilter und Entfaltung. Das Signal stimmt mit der Theorie sehr gut überein, Elektronen- und Löcheranteil sind gut zu trennen.

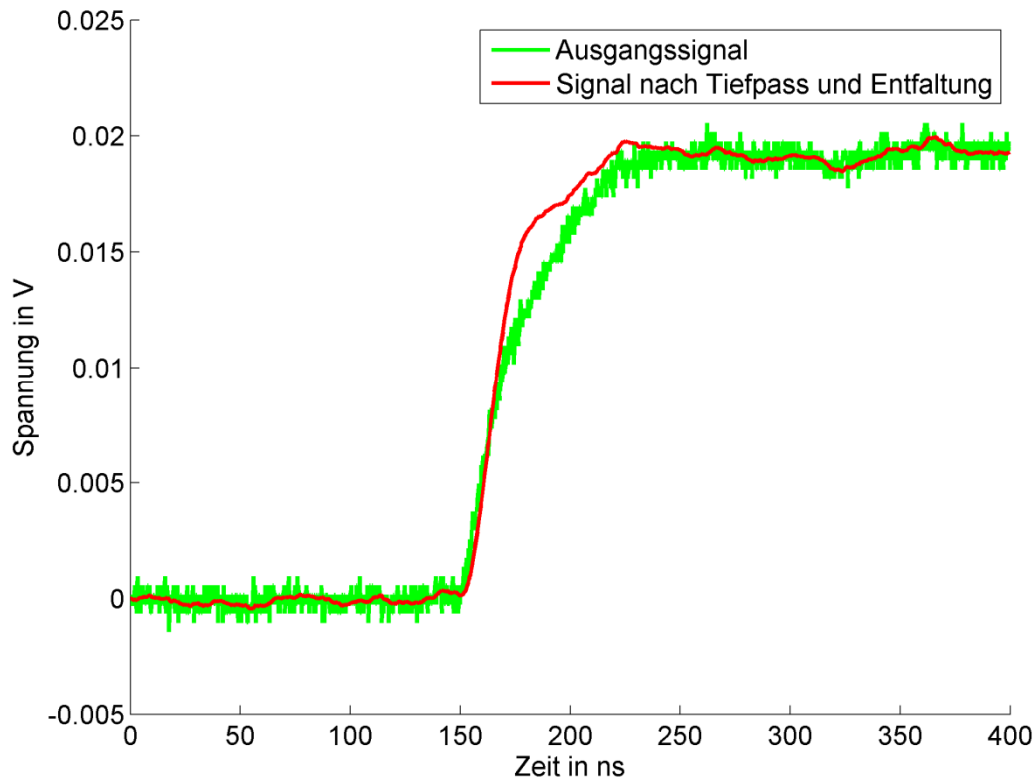


Abbildung 4-5 Beispiel eines 250V Signals, welches entfaltet und gefittet wurde

In Kapitel 7 wird ein Versuch gezeigt, die entfaltenen Signale mit Hilfe eines Fits nach Gleichung (2.15) auszuwerten. Das größte Problem dabei ist die Trennung von Elektronen- und Löcheranteil im Signal. Dies ist bei den meisten Signalen sehr schwierig und führt dazu, dass der Fit in den meisten Fällen die Signale als reine Elektronen- oder Löchersignale interpretiert. Außerdem ist der Fit sehr zeitaufwendig, für ein komplettes Spektrum muss mehrere Tage ausgewertet werden. Andere Methoden, wie sie in dieser Arbeit vorgestellt werden, wie etwa die Methode in Abschnitt 4.5, brauchen für ein komplettes Spektrum nur wenige Stunden.

4.5 Filter zur Bestimmung des biparametrischen Spektrums

In Abbildung 3-10 wurde bereits gezeigt, wie die beiden nötigen Parameter A und B aus den Signalen bestimmt werden können. Zu festen Zeiten T_e und T_h werden die Amplituden der Spannungssignale als Mittelwert über mehrere Datenpunkte des Signals berechnet. Nach Gleichung (3.3) ist:

$$T_{e,h} = \frac{L}{\mu_{e,h} E} = \frac{L^2}{\mu_{e,h} V} \quad (4.20)$$

Die Zeiten T_e und T_h lassen sich somit bei Kenntnis der Dicke L und des elektrischen Feldes E durch Variation der Beweglichkeiten $\mu_{e,h}$ verändern. Die Verwendung der maximalen Transferzeit T_e für die Elektronen wurde bereits begründet, die Argumentation für die Verwendung von T_h für die Bestimmung für die Gesamtamplitude A erfolgt analog. Hier wird ebenfalls sichergestellt, dass alle Löcher durch den Detektor gelangt sind und somit auf jeden Fall zum Signal beitragen, wenn sie im Detektor nicht eingefangen werden.

Ein digitalisiertes Spannungssignal, wie es vom Oszilloskop generiert wird, enthält typischerweise 2000 bzw. 2500 Datenpunkte. Um die Amplituden zu bestimmen, wird das Signal mit einem Filter der Form $[+1;0;-1]$ bearbeitet. Dabei wird der Filter auf das Signal angewendet, indem das Signal mit den Einträgen des Filters multipliziert und dann immer um einen Datenpunkt weitergeschoben wird. Dabei entsteht ein Ergebnis, das dieselbe Länge hat wie das Signal selbst, jedoch ist die effektive Länge, die sich als Differenz der Länge des Signals und der Länge des Filters berechnet, geringer. Dies ist anschaulich, da am Anfang der Multiplikation des Filters mit dem Signal der Filter das Signal noch nicht ganz überdeckt. Dabei bestimmt die Anzahl der +1en und -1en den Mittelwert, mit dem die Amplitude bestimmt wird. Die Anzahl der 0en im Filter wird mit Hilfe von T_e und T_h berechnet, indem die Zeiten durch den zeitlichen Abstand der Datenpunkte im Signal, die Samplingzeit, geteilt werden.

Für die Parameter A und B werden unterschiedliche Filter verwendet, da einerseits die Transferzeiten verschieden sind, und andererseits der Mittelwert unterschiedlich bestimmt wird. Der Parameter A wird am Ende des Signals bestimmt, wobei es von Vorteil ist, über eine große Anzahl von Datenpunkten zu Mitteln. Der Parameter B hingegen wird direkt am Übergang vom Signalanteil der Elektronen zu dem der Löcher bestimmt, im Signal ist direkt an dieser Stelle ein Knick. Daher empfiehlt es sich für diesen Filter den Mittelwert eher gering zu halten.

Um die Parameter A und B schließlich aus den Filtern zu bestimmen wird im effektiven Teil der Filter das Maximum bestimmt. Dies ist in Abbildung 4-6 durch die vertikalen Linien für A in Rot und für B in Blau dargestellt.

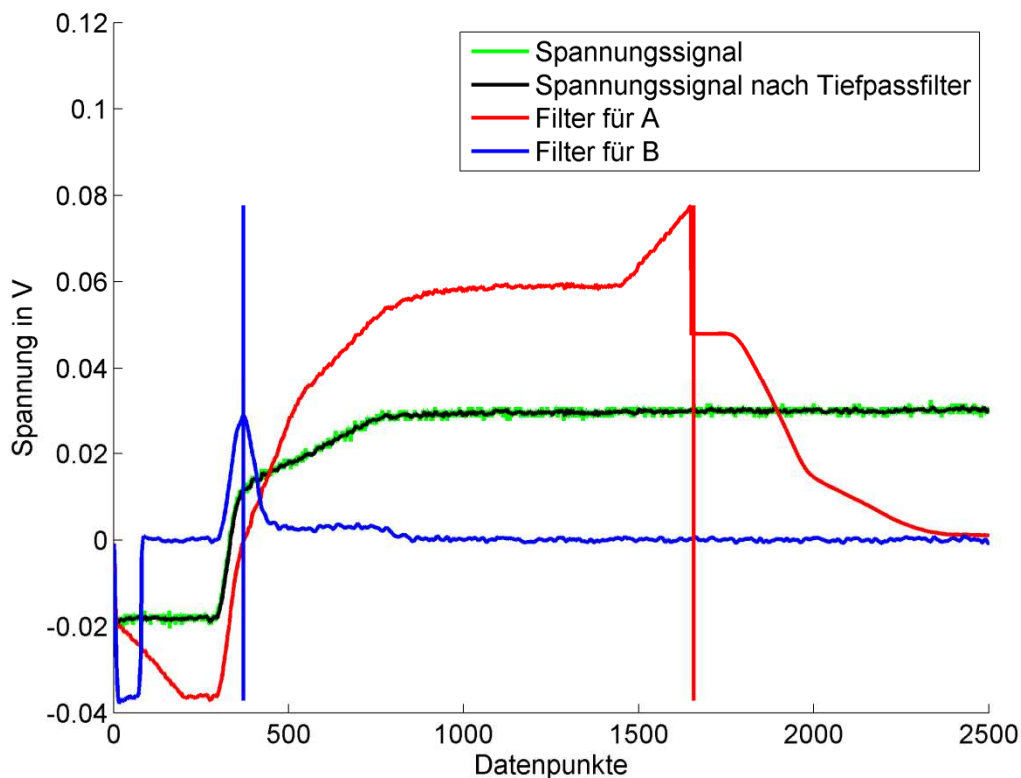


Abbildung 4-6 Spannungssignal mit Filtern zur Bestimmung der Amplituden für das biparametrische Spektrum

In Abbildung 4-6 ist ein Ausgangssignal des Vorverstärkers gezeigt. Dieser verstärkt die eingehende Ladung Q und gibt sie als Spannungssignal aus, welches dann mit Hilfe eines Oszilloskops digitalisiert wird.

Am blauen Filter ist gut zu sehen, wie das Maximum des Filters bestimmt wird. Hier ist die effektive Länge aufgrund des kurzen Filters sehr groß, das Maximum ist eindeutig zu erkennen. Anders ist es beim roten Filter. Der effektive Bereich des Filters beginnt, nachdem der Filter ein kurzzeitiges Maximum erreicht hat, dann aber wieder auf einen niedrigeren Wert fällt.

Für die Auswertung werden die Filter für Parameter A und B verändert, indem die Anzahl der 1en, also die Mittelwerte, und die Driftzeit mit der damit verbundenen Anzahl von 0en über unterschiedliche Beweglichkeiten des Materials variiert werden. Eine Modifikation der Beweglichkeit der Elektronen hat zur Folge, dass entweder zu wenig oder zu viel Elektronensignal berücksichtigt wird, was eine wesentlich größere Auswirkung auf das biparametrische Spektrum hat als eine Änderung der Beweglichkeit der Löcher.

5 Charakterisierung mit Hilfe von Alphateilchen

Aufgrund der Tatsache, dass Alphateilchen nur wenige Mikrometer in den Detektor eindringen (siehe Anhang A.2), trägt bei den entstehenden Signalen nur eine Ladungsträgersorte bei. Dies kann genutzt werden, um die Ladungsträger einzeln zu charakterisieren. Ob nun Elektronen oder Löcher beitragen, hängt nur von der Polarität der Hochspannung am Detektor ab. Die Bestrahlung erfolgt immer von oben durch den Kontakt, durch den die Ladungsträger auf den ladungsempfindlichen Vorverstärker abgezogen werden. Der Kontakt, an dem die Hochspannung anliegt, ist unten am Detektor angebracht. Wird nun beispielsweise eine positive Hochspannung angelegt, dann ist die obere Elektrode, unter der die Wechselwirkung stattfindet, die Kathode, und die Elektronen wandern durch den gesamten Detektor bis zur Anode. Das Signal besteht somit ausschließlich aus Elektronen. Um ein durch Löcher erzeugtes Signal zu erzeugen, wird die Polarität umgedreht.

Mit Hilfe der Hecht-Relation und den Gleichungen (2.5), (2.6) und (2.26) folgt für den Signalverlauf des Spannungssignals:

$$V_{e,h} = P \cdot Q_0 \frac{\mu_{e,h} \tau_{e,h} E}{L} \left(1 - e^{-\frac{L}{\mu_{e,h} \tau_{e,h} E}} \right) = V_0 \frac{\mu_{e,h} \tau_{e,h} V}{L^2} \left(1 - e^{-\frac{L^2}{\mu_{e,h} \tau_{e,h} V}} \right) \quad (5.1)$$

Gleichung (5.1) besagt, dass die Höhe eines Signals $V_{e,h}$, das durch die Entstehung einer durch Wechselwirkung erzeugten Ladungswolke Q_0 generiert wird, nicht nur von der Ladung Q_0 abhängt, sondern auch von der am Detektor anliegenden Spannung V . Die Ladung Q_0 ist proportional zur deponierten Energie und es ergibt sich somit ein exponentieller Zusammenhang zwischen Signalthöhe bei fester Energie der Alphateilchen und anliegender Spannung. Die wichtige Materialkonstante $\mu\tau$ lässt sich somit bestimmen, wenn die Signalthöhe als Funktion der angelegten Spannung am Detektor aufgetragen und eine Exponentialfunktion nach Gleichung (5.1) angepasst wird. Die zweite Variable V_0 dieses Exponentialfits, die zu der deponierten Energie proportional ist, wird benötigt, um die Beweglichkeiten $\mu_{e,h}$ zu bestimmen.

5.1 Energie der Alphateilchen

Da Alphateilchen in Luft bereits nach wenigen Millimetern viel Energie verlieren befindet sich der gesamte Aufbau im Vakuum. So wird sichergestellt, dass lediglich durch Absorption in der Elektrode Energie verloren geht. Allerdings hat die Verwendung des Vakuums nicht nur Vorteile. Bei Betrachtung der Paschenkurve von Luft in Abbildung 5-1 fällt auf, dass die Zündspannung mit niedriger werdendem Druck fällt.

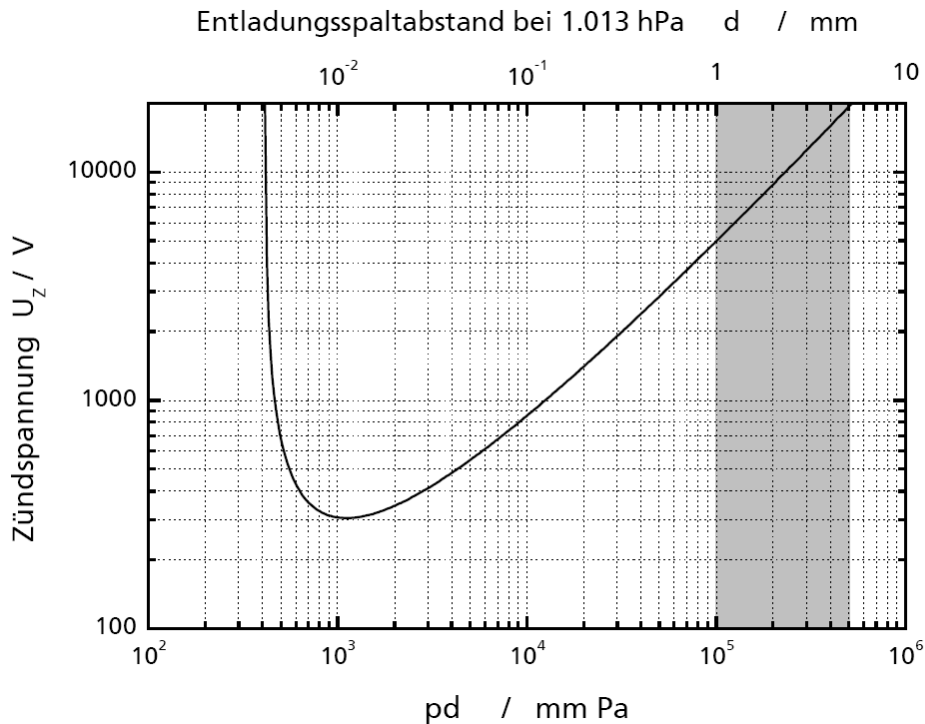


Abbildung 5-1 Paschenkurve von Luft [Tro01]

Fällt der Druck weiter ab steigt die Zündspannung auf Werte wie bei normalem atmosphärischem Druck. Das bedeutet, dass ab einem bestimmten Druck, wenn das Tal der Zündspannung erreicht wird, bereits bei Spannungen von 200 V bis 300 V Überschläge entstehen. Dies hat zur Folge, dass die Hochspannung, welche üblicherweise im Bereich von 100 V bis 1 kV liegt, zusammenbricht. Um dies zu verhindern, muss sicher gestellt werden, dass die Messung permanent unter sehr geringem Druck durchgeführt wird. Es zeigte sich, dass ein Abpumpen zu Beginn der Messung nicht ausreicht, um das Vakuum zu halten. Die Verwendung der Vakuumpumpe über die gesamte Dauer der Messung ist jedoch auch nicht möglich, da die Vibrationen der Pumpe die Messung stören. Stattdessen wird abwechselnd für wenige Minuten gemessen und dann wieder kurz abgepumpt. Die Mess- und Pumpzeiten werden so angepasst, dass die Messung möglichst immer bei gleichem Unterdruck stattfindet.

Für die Charakterisierung ist eine genaue Bestimmung der Energie der beteiligten Alphateilchen nicht notwendig. Sie wird direkt durch die Variable V_0 im exponentiellen Verhalten der Gleichung (5.1) beschrieben:

$$V_0 = P \cdot Q_0 = P \cdot \frac{E_0 \cdot e}{4,67 eV} \quad (5.2)$$

Die maximale Energie der Alphaquelle, die in dieser Arbeit verwendet wurde beträgt 5,5 MeV und der maximale Wert von V_0 nach Gleichung (5.2) somit 0,361 V.

5.2 Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts

Das im Folgenden beschriebene Verfahren ist ein Standardverfahren und wurde in vielen Arbeiten bereits verwendet, siehe z.B. [Fie96]. Für diese Charakterisierung wird normalerweise keine genaue Signalanalyse benötigt. Die reine Bestimmung der Signalthöhe mit Hilfe eines klassischen Aufbaus mit analogem Verstärker und RC-CR Signalförmiger (siehe Abschnitt 2.4.5) reicht eigentlich völlig aus, da hier nur Signale eines Ladungsträgers betrachtet werden und eine Korrektur somit wegfällt.

Zunächst wird für verschiedene angelegte Spannungen V die Amplitude des dazugehörigen Signals bestimmt. Dazu wird für jedes einzelne Signal die Signalthöhe mit dem Filter bestimmt, wie er für den Parameter A der biparametrischen Analyse verwendet wird. Schließlich werden in einem Spektrum die Ergebnisse dieser Signalthöhenanalyse aufgetragen und mit Hilfe eines Gaußfits der Parameter V_e bzw. V_h bestimmt. Abbildung 5-2 zeigt diese Methode anhand eines Spektrums, wie es bei der Bestimmung der Signalthöhe eines reinen Elektronensignals durch einen Detektor der Dicke 1 mm und bei einer angelegten Spannung von 600 V entsteht.

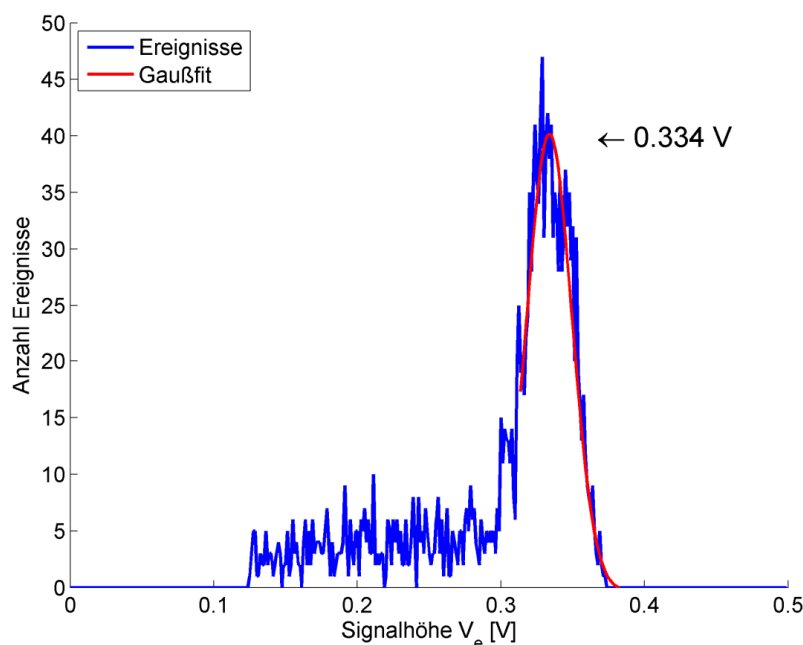
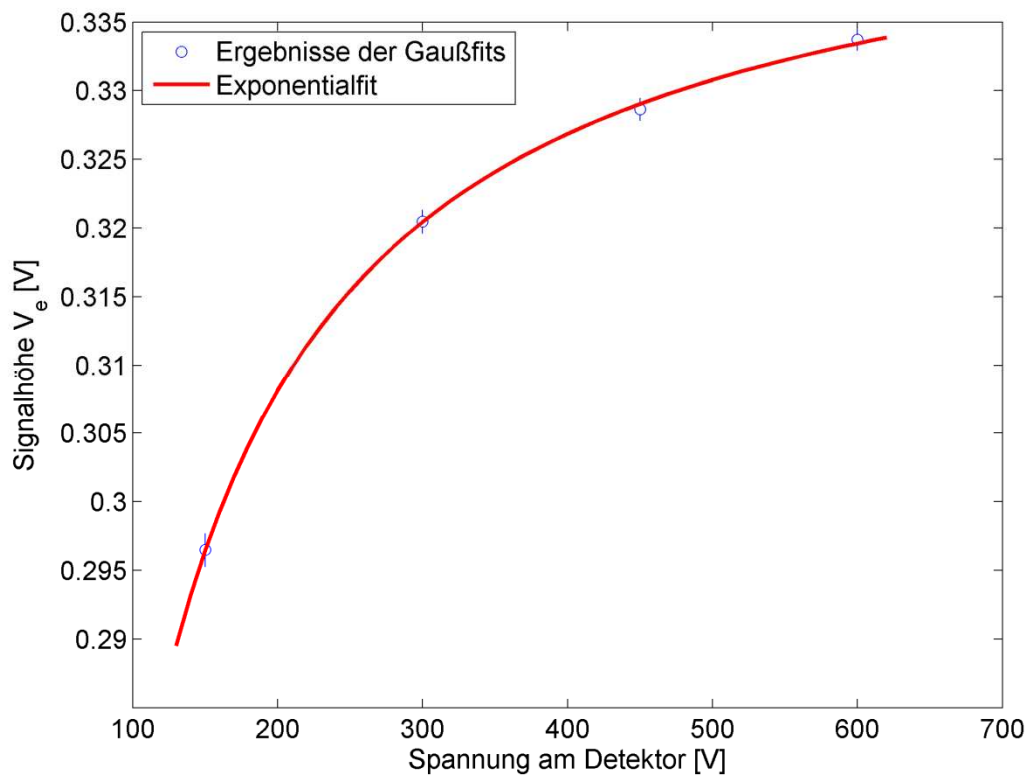


Abbildung 5-2 Signalthöhe V_e mit überlagertem Gaußfit des Spektrums

Ist die Signalthöhe V_e für verschiedene Spannungen mit dazugehörigem Fehler bestimmt, wird dies in ein Diagramm aufgetragen und mit Gleichung (5.1) eine Exponentialfunktion an das Signal angepasst, siehe Abbildung 5-3. Als Ergebnis ergeben sich die Werte für das $\mu\tau$ -Produkt und V_0 :

$$\mu\tau = (2,04 \pm 0,05) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V}$$

$$V_0 = (0,35 \pm 0,01) \text{ V}$$

Abbildung 5-3 Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts mit Hilfe eines Exponentialfits

5.3 Bestimmung der Beweglichkeit μ

Damit die Beweglichkeit der Ladungsträger bestimmt werden kann, wird zunächst die zeitliche Entwicklung der Signale im Detektor betrachtet. Nach Gleichung (2.15) ist

$$V_{e,h}(t) = V_0 \frac{\mu_{e,h} \tau_{e,h} V}{L^2} (1 - e^{-t/\tau_{e,h}}) \quad (5.3)$$

Um aus Gleichung (5.3) bei bekanntem V_0 die Lebensdauer τ zu eliminieren, wird die Ableitung zum Zeitpunkt $t=0$ gebildet. Das entspricht der Steigung des Ladungssignals zum Zeitpunkt seiner Entstehung:

$$\alpha_{e,h} = \left. \frac{dV_{e,h}}{dt} \right|_{t=0} = V_0 \frac{\mu_{e,h} V}{L^2} \cdot e^{-\frac{t}{\tau_{e,h}}} \bigg|_{t=0} = V_0 \frac{\mu_{e,h} V}{L^2} \quad (5.4)$$

Mit der Steigung α im Ursprung und der aus der $\mu\tau$ -Messung bestimmten Spannung V_0 lässt sich die Beweglichkeit mit Hilfe von

$$\mu_{e,h} = \frac{\alpha_{e,h} \cdot L^2}{V \cdot V_0} \quad (5.5)$$

berechnen. Um die Steigung exakt zu bestimmen, müssen die Signale entfaltet werden, da die Steigung sonst geringer ausfällt.

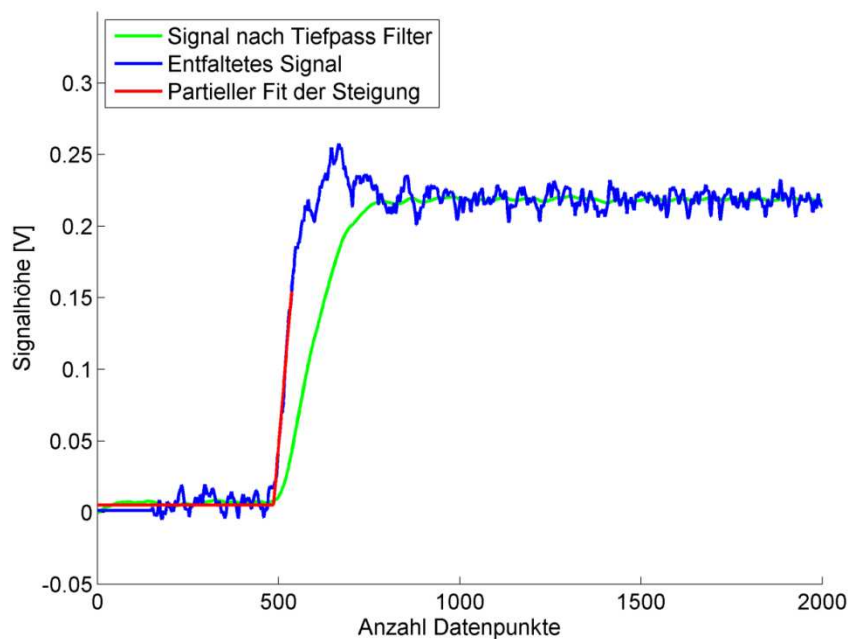


Abbildung 5-4 Bestimmung der Steigung im Ursprung mit partiellem Linearfit

Um die Steigung im Ursprung zu bestimmen wird nicht das gesamte Signal gefittet, sondern nur bis zu einem Vielfachen der Gesamtsignalhöhe eine Gerade an das Signal im Ursprung der Entstehung angepasst. Die Steigung für Elektronen und Löcher ist unterschiedlich und daher auch die Abhängigkeit von den Parametern für den partiellen Fit. Die Abhängigkeiten der Steigungen vom vielfachen Wert der Signalhöhe am Beispiel eines Detektors mit 500 V ist in den Abbildung 5-5 und Abbildung 5-6 gezeigt.

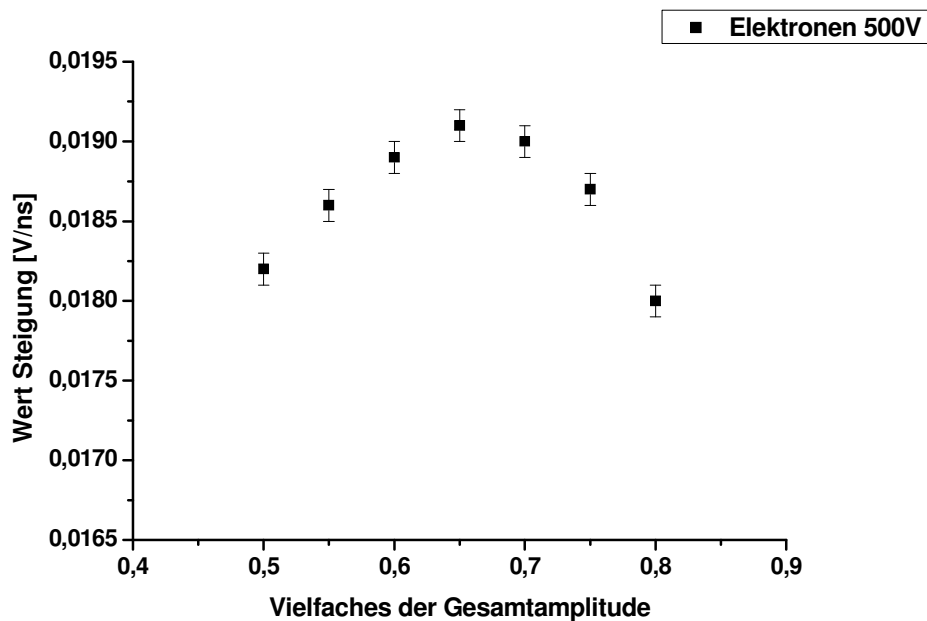


Abbildung 5-5 Abhängigkeit der Steigung des Elektronensignals vom Vielfachen der Signalhöhe

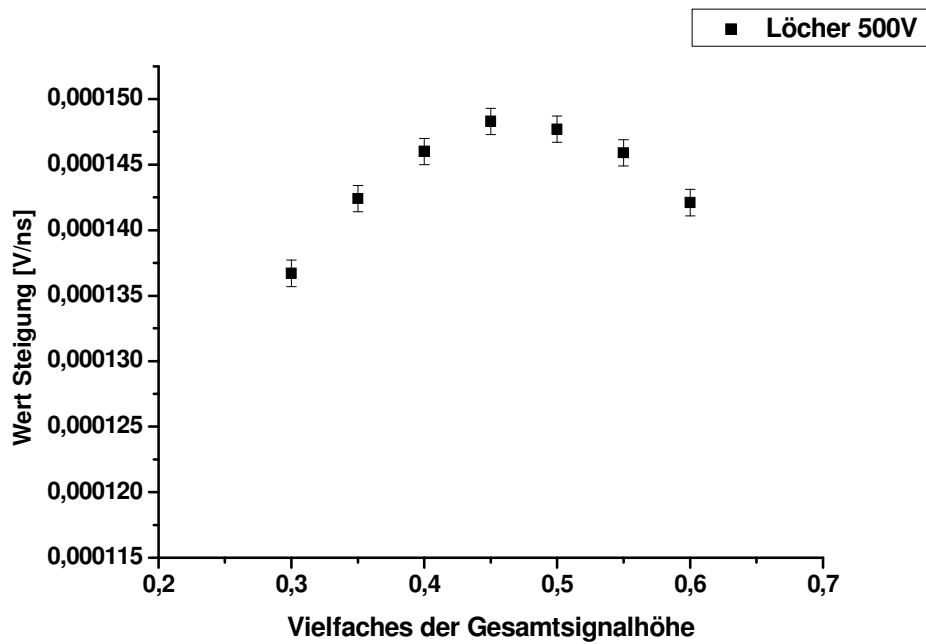


Abbildung 5-6 Abhängigkeit der Steigung des Löchersignals vom Vielfachen der Signalhöhe

Aufgrund des Rauschens, dass durch die diskrete Entfaltung zusätzlich auf das Signal gelangt, und der wenigen Messpunkte, die für die Anpassung der Geraden zur Verfügung stehen, ist die Steigung abhängig von den Fitparametern, siehe Abbildung 5-5 und Abbildung 5-6. Dabei ist der kleinste Wert des Vielfachen der Gesamtamplitude festgelegt durch die Anzahl der Datenpunkte, die für die Anpassung zur Verfügung stehen. Wird der Wert zu klein, kann keine Gerade mehr angepasst werden.

Um sicherzugehen, dass bei den Messungen stets die maximale Steigung im Ursprung ermittelt wird, muss für jede Spannung und bei jeder Messung die Abhängigkeit der Steigung der Signale von den Fitparametern bestimmt werden. Wird dann für die Auswertung das Maximum des Fitparameters, bis zu dem die Gerade an das Signal angepasst wird, bestimmt, wird der systematische Fehler stark reduziert und vernachlässigbar klein gegenüber dem Messfehler, der wie später gezeigt wird hauptsächlich aus dem Fehler des Gaußfits bei der Bestimmung der Steigung und dem Messfehler auf die Dicke des Detektors resultiert.

Wie zuvor wird die Steigung für jedes Signal einzeln bestimmt und alle Ergebnisse in einem Spektrum aufgetragen. Mit einem Gaußfit wird dann der Wert der letztlich für die Auswertung verwendeten Steigung α bestimmt, was in Abbildung 5-7 gezeigt ist.

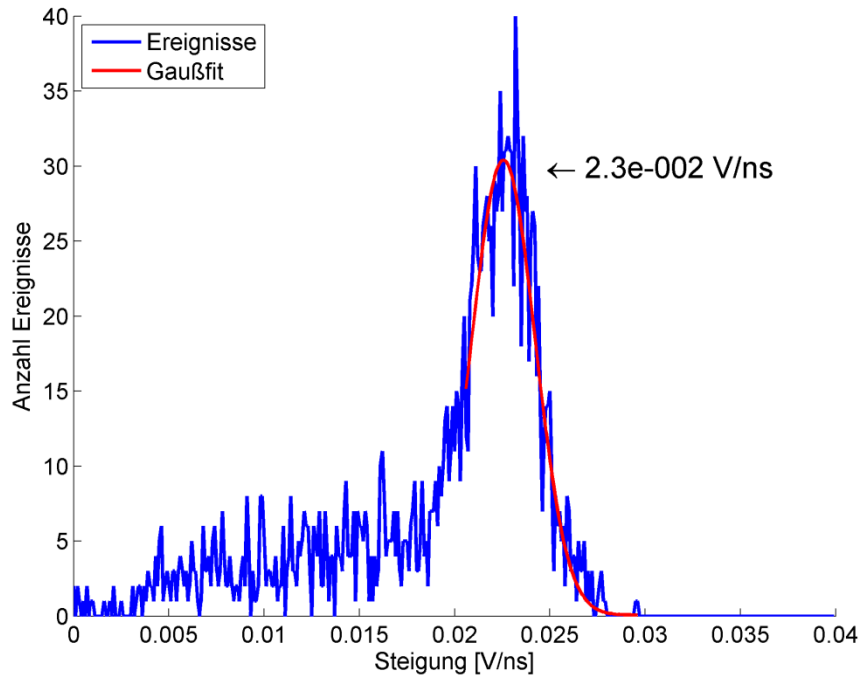


Abbildung 5-7 Bestimmung der Steigung α mit Hilfe eines Gaußfits aus dem Spektrum

5.4 Bestimmung der Lebensdauer τ

Um in Gleichung (5.3) τ zu eliminieren, reicht es die Ableitung zu bilden. Um τ selbst zu bestimmen, müssten für den Exponentialfit beide Parameter μ und τ einzeln als Fitparameter berücksichtigt werden. Bei Betrachtung der Kovarianzmatrix für einen solchen exponentiellen Fit zeigt sich, dass μ und τ stark korreliert sind, der Korrelationskoeffizient ist 1. Das Problem ist, dass bei hohen Spannungen die Signale sowohl für die Elektronen als auch für die Löcher kein deutliches exponentielles Verhalten zeigen, sondern eher linear verlaufen.

Das Problem kann anhand einer Reihenentwicklung von Gleichung (5.3)

$$V_{e,h}(t) = V_0 \frac{\mu_{e,h} \tau_{e,h} V}{L^2} (1 - e^{-t/\tau_{e,h}}) \approx V_0 \frac{\mu_{e,h} \tau_{e,h} V}{L^2} \left(\frac{t}{\tau_{e,h}} - \frac{t^2}{2\tau_{e,h}^2} \right) \quad (5.6)$$

sehr gut verdeutlicht werden. Die Lebensdauern $\tau_{e,h}$ liegen im Bereich von μs , während die Anstiegszeit der Signale im Bereich von ns liegt. Der zweite Term in der Klammer in Gleichung (5.6) ist sehr gering und der Signalverlauf nahezu linear:

$$V_0 \frac{\mu_{e,h} \tau_{e,h} V}{L^2} \left(\frac{t}{\tau_{e,h}} - \frac{t^2}{2\tau_{e,h}^2} \right)^{\tau_{e,h} \gg t} \approx V_0 \frac{\mu_{e,h} V}{L^2} t \quad (5.7)$$

In dieser Arbeit werden die Lebensdauern $\tau_{e,h}$ daher als Quotient aus dem $\mu\tau$ -Produkt und der Beweglichkeit μ bestimmt.

6 Experimentelle Aufbauten

In diesem Kapitel werden die verwendeten experimentellen Aufbauten, die zu den Messungen der in dieser Arbeit verwendeten Daten benutzt werden, vorgestellt. Dabei werden einige Aufbauten, die aus der Diplomarbeit von Gregori [Gre06] bereits vorhanden waren, verwendet. Ein Foto des Aufbaus von Gregori ist in Abbildung 6-1 dargestellt.

6.1 Aufbau zur Messung der Spektren (ohne Vakuum)

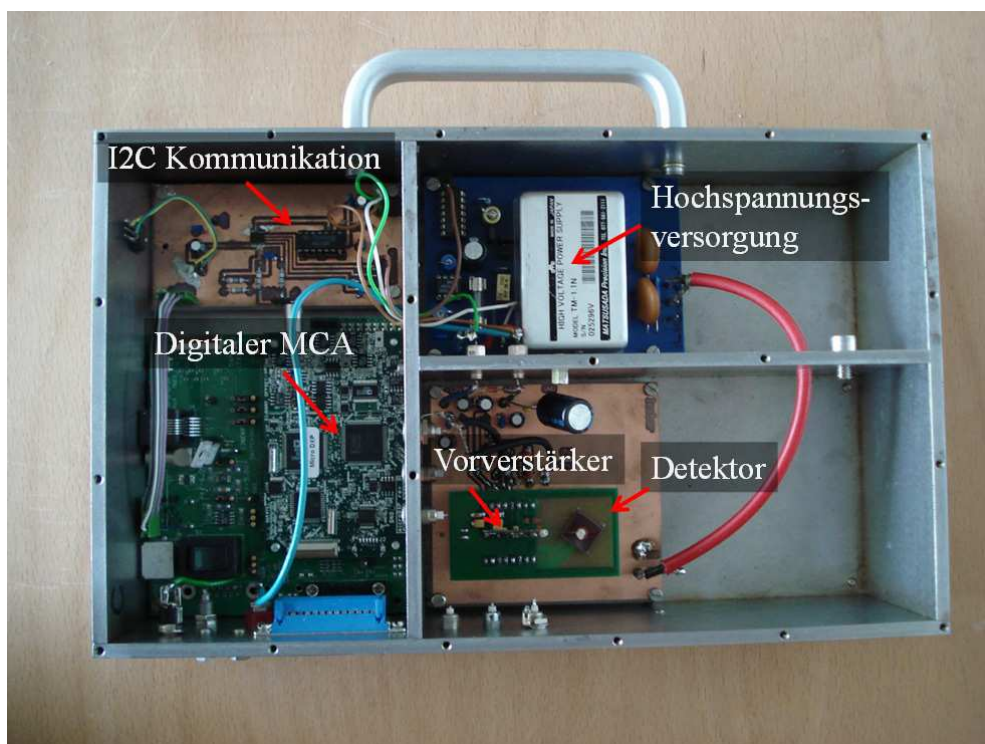


Abbildung 6-1 Detektoraufbau zur Aufnahme der Ladungssignale [Gre06]

Der gesamte Aufbau befindet sich in einem abgeschirmten Gehäuse und besteht im Wesentlichen aus drei getrennten Bereichen:

- In einer Kammer sind der Detektor auf einer Platine sowie der Vorverstärker untergebracht. Dieser Bereich ist mit einem Deckel fest verschraubt und das radioaktive Präparat wird im Falle von Gammastrahlen auf den Deckel gelegt bzw. im Falle von Alphateilchen unterhalb des Deckels in unmittelbarer Nähe des Detektors befestigt.
- In einer zweiten Kammer sind die Hochspannungsversorgung und die Versorgung für den Vorverstärker untergebracht. Die Versorgung muss getrennt geschehen, da die verwendeten Bauteile das Signal sonst stören könnten.

- In der dritten Kammer ist ein digitaler MCA („Multi Channel Analyzer“) von XIA [Xia06] sowie die digitale Kommunikation über den I2C Bus untergebracht. Die Funktionen dieser Elemente werden in diesem Kapitel anhand eines weiteren Aufbaus noch erklärt.

Die im Detektor entstehenden Pulse werden mit einem ladungsempfindlichen Vorverstärker der Firma Eurorad, Modell PR 304, zunächst verstärkt und dann mit Hilfe eines Oszilloskops der Firma Tektronix, Modell TDS5104, digitalisiert. Das Oszilloskop besitzt eine maximale Digitalisierungsrate von fünf Gigasamples pro Sekunde. Die Signale werden auf der Festplatte des Oszilloskops gespeichert und werden dann mit Hilfe eines weiteren Computers zu einem Spektrum zusammengefasst.

Der Aufbau in Abbildung 6-1 hat jedoch einige Nachteile für die Messung mit Alphateilchen. Eine Anbringung der Quelle ist schwierig. Es lässt sich nicht vermeiden, dass die Quelle einige cm entfernt vom Detektor angebracht wird. Das hat zur Folge, dass die Alphateilchen aufgrund der Luft zwischen Quelle und Detektor viel Energie verlieren. Außerdem ist es mit diesem Aufbau sehr schwierig, kollimierte Alphamessungen durchzuführen.

Der digitale MCA ist im Aufbau in Abbildung 6-1 auf einer Platine untergebracht, die vom Hersteller XIA mitgeliefert wird. Diese verfügt jedoch lediglich über eine Erzeugung der Versorgungsspannungen und serieller Kommunikation für den digitalen MCA. Die digitale Kommunikation über den I2C Bus muss auf einer Extraplatine aufgebaut werden. Dieser Bus kann für wichtige Strom- und Spannungsmessungen am Detektor benutzt werden. Ebenso lässt sich die Hochspannung über den I2C Bus digital einstellen.

6.2 Aufbau zur Messung der Spektren (mit Vakuum)

Ein zweiter Aufbau wurde mit einer Vakuumkammer aufgebaut, der es ermöglicht Messungen mit Alphateilchen durchzuführen, ohne dass diese durch die Luft an Energie verlieren. Die verwendete Vakuumpumpe benötigt eine 380 V Versorgungsspannung, was ein Hochspannungsrelais nötig macht, um die Vakuumpumpe ein- und auszuschalten. Mit Matlab und dem Oszilloskop, mit dem die Pulse aufgezeichnet werden, kann das Hochspannungsrelais bei Bedarf aus- und eingeschaltet und die Messung gleichzeitig gestartet bzw. gestoppt werden. Mit einem Druckmessgerät kann der Druck in der Kammer permanent überwacht werden. Der gesamte Aufbau ist in Abbildung 6-2 dargestellt.

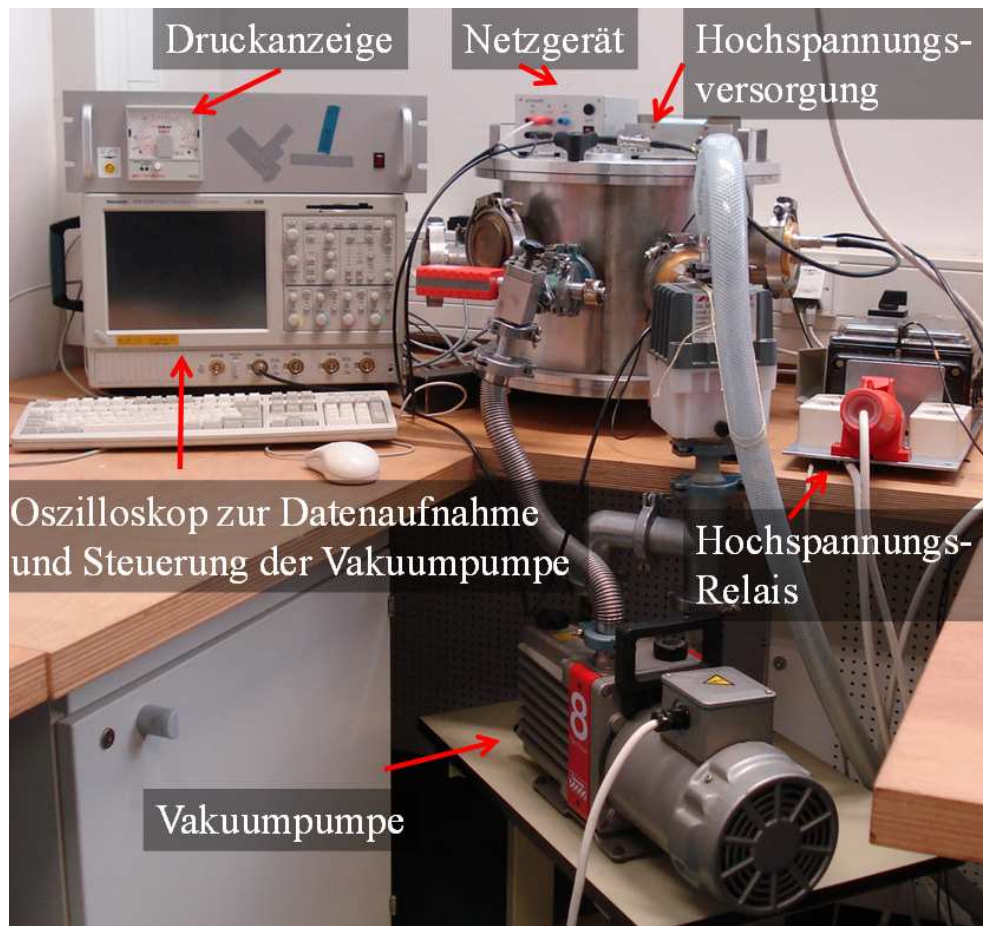


Abbildung 6-2 Vakuumaufbau für die Charakterisierung mit Alphateilchen

Die Alphamessungen werden mit einem sehr niedrigen Druck bei etwa 10-100 Pa durchgeführt, damit es keine Überschlüge der Hochspannung gibt. Messungen mit Gammastrahlung lassen sich mit diesem Aufbau ebenfalls durchführen, wobei das Vakuum nicht benötigt wird, da der Energieverlust der Gammastrahlung durch die Luft minimal ist. Der in Abbildung 6-2 gezeigte Aufbau ermöglicht es, sowohl eine Materialcharakterisierung als auch die Messung von Spektren verschiedener radioaktiver Präparate durchzuführen.

Ein weiterer Vorteil des verbesserten Aufbaus gegenüber dem ersten Aufbau in Abbildung 6-1 ist der wesentlich größere Platz, der einem innerhalb der Vakuumkammer zur Verfügung steht, was kollimierte, orts aufgelöste Messungen ermöglicht. Abbildung 6-3 zeigt den Aufbau, der im Inneren der Vakuumkammer platziert wird.

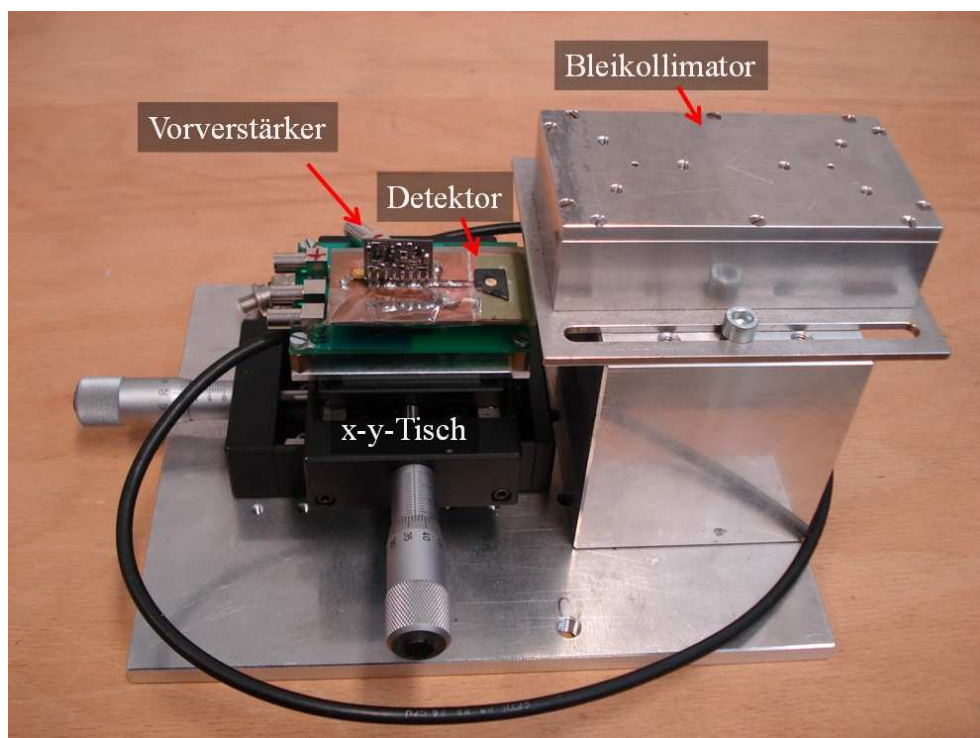


Abbildung 6-3 Detektoraufbau mit x-y-Tisch und Bleikollimator

Die Platine, auf der der Detektor und der Vorverstärker untergebracht sind, wird auf einem Präzisions-x-y-Tisch platziert. Mit Hilfe eines Bleikörpers, in dem sich zwei unterschiedliche Bohrungen befinden (eine Bohrung mit 1 mm und eine mit 1,5 mm Durchmesser), lassen sich die aufgelegten Quellen unterschiedlich kollimieren. Mit einem Laserpointer lässt sich der Auftreffpunkt durch den Kollimator genau bestimmen.

Mit kollimierten, orts aufgelösten Alphamessungen, also Messungen der Beweglichkeit und der Lebensdauer der Ladungsträger, kann eine Aussage getroffen werden, wie homogen das Material ist. Der gesamte Bereich des Detektors, auf dem ein Kontakt aufgebracht ist, kann an verschiedenen Positionen gemessen werden. Diese rasterförmigen Messungen lassen sich mit Hilfe dieses Aufbaus sehr schnell durchführen, da für die Auswertung nur einige tausend Signale benötigt werden. Durch Verwendung einer Alphaquelle mit hoher Aktivität lassen sich somit einzelne Messpunkte innerhalb weniger Stunden bestimmen.

Bei der Bestimmung der Lebensdauer wird ein konstantes elektrisches Feld angenommen, was allerdings nur eine Idealisierung ist. Tatsächlich ist das Feld über den Detektor hinweg nicht überall gleich. Wird bei der Auswertung der Beweglichkeiten an verschiedenen Stellen des Detektors ein signifikanter Unterschied erkannt, kann dieser aufgrund der konstanten Beweglichkeit der Ladungsträger überall im Detektor nur durch eine Änderung des elektrischen Feldes verursacht werden. Somit kann eine Aussage über die Homogenität der Feldverteilung gemacht werden.

6.3 microDXP Aufbau

In einem dritten Aufbau wurde ein microDXP Aufbau mit einem digitalen MCA der Firma XIA LLC realisiert. Im Gegensatz zum Aufbau in Abbildung 6-1 wurden alle wichtigen Bauteile auf einer Platine untergebracht, siehe Abbildung 6-4.

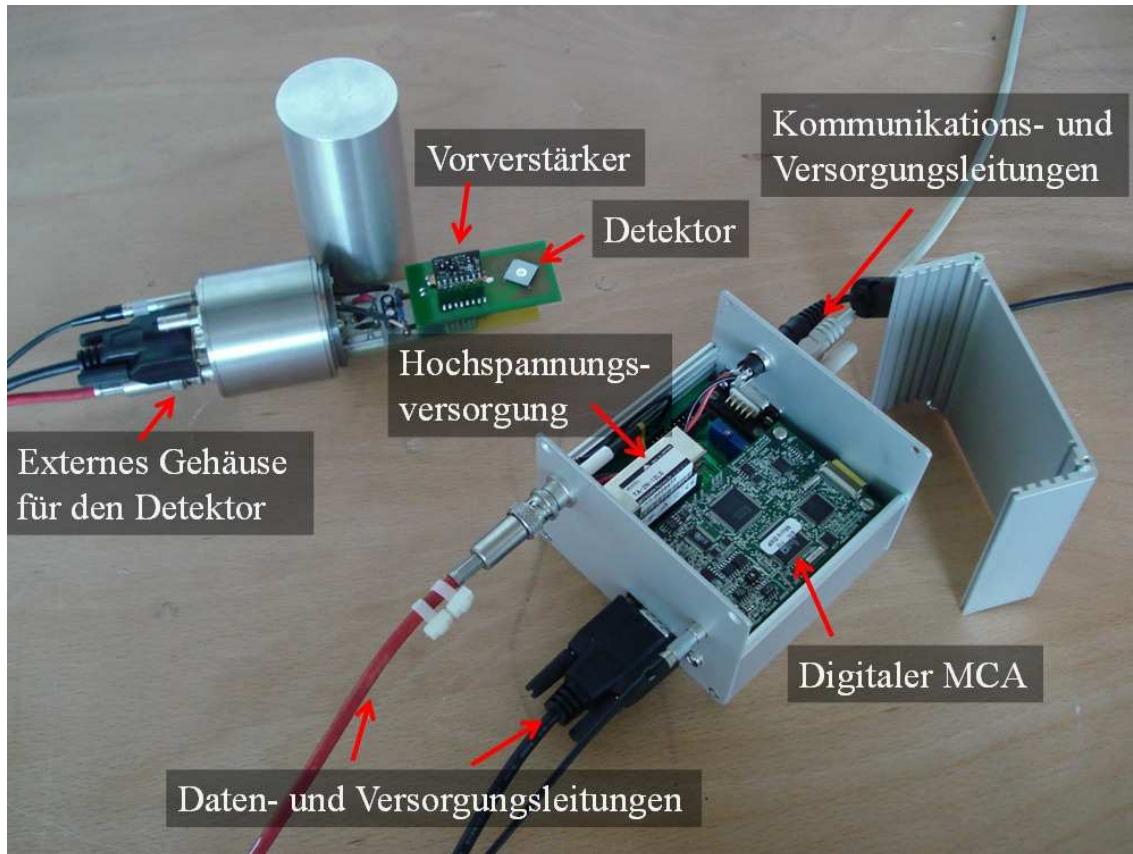


Abbildung 6-4 Detektoraufbau für den mobilen Einsatz mit microDXP der Firma XIA [Xia06]

Auf dieser Platine sind sowohl die Hochspannungsversorgung als auch sämtliche Bauteile zur Spannungsversorgung und Kommunikation untergebracht. Die Kommunikation und Steuerung erfolgt über die serielle Schnittstelle. Mit Hilfe einer speziellen Software können die im MCA gespeicherten Spektren ausgelesen und die Hochspannung über den I2C Bus eingestellt werden. Die Spannungsversorgung erfolgt mit einem einfachen 12 V Netzteil, kann aber auch mit einem Akku ablaufen. Somit eignet sich dieser Aufbau auch für den mobilen Einsatz. Der Detektor ist in einem externen Gehäuse untergebracht. Die Signale gelangen aus dem Detektor verstärkt durch den ladungsempfindlichen Vorverstärker in den Eingang des MCA und werden dort mit maximal 16 MHz digitalisiert. Mit Hilfe von unterschiedlichen digitalen Filtern werden die Signale dann energetisch eingeordnet und können gleichzeitig mit einem PC ausgelesen werden. Der Vorteil dieses Aufbaus besteht in seiner vielfachen Verwendungsmöglichkeit für unterschiedliche Detektortypen. Es können Silizium-, Germanium- und (Cd,Zn)Te-Detektoren verwendet werden.

Ein Nachteil liegt allerdings in der fehlenden Möglichkeit, eigene Filter in der Auswertung der Signale zu integrieren. Die Auswertung geschieht im microDXP mit einem FPGA („Field Programmable Gate Array“) und ist vom Hersteller XIA bereits vorgegeben. Die biparametrische Analyse etwa lässt sich mit diesem Aufbau nicht umsetzen, da neben der fehlenden Möglichkeit der Programmierung die relativ langsame Digitalisierung von lediglich 16 MHz für eine effiziente Analyse nicht ausreicht, da zu wenig Datenpunkte zur Verfügung stehen würden. Somit lässt sich dieser Aufbau lediglich für (Cd,Zn)Te-Detektoren im Coplanar Grid Design oder solche mit sehr geringem „Low Energy Tailing“ verwenden.

Für die Auswertung der Signale sind im microDXP verschiedene Filter eingebaut, die in einer Übersicht in Abbildung 6-5 dargestellt sind.

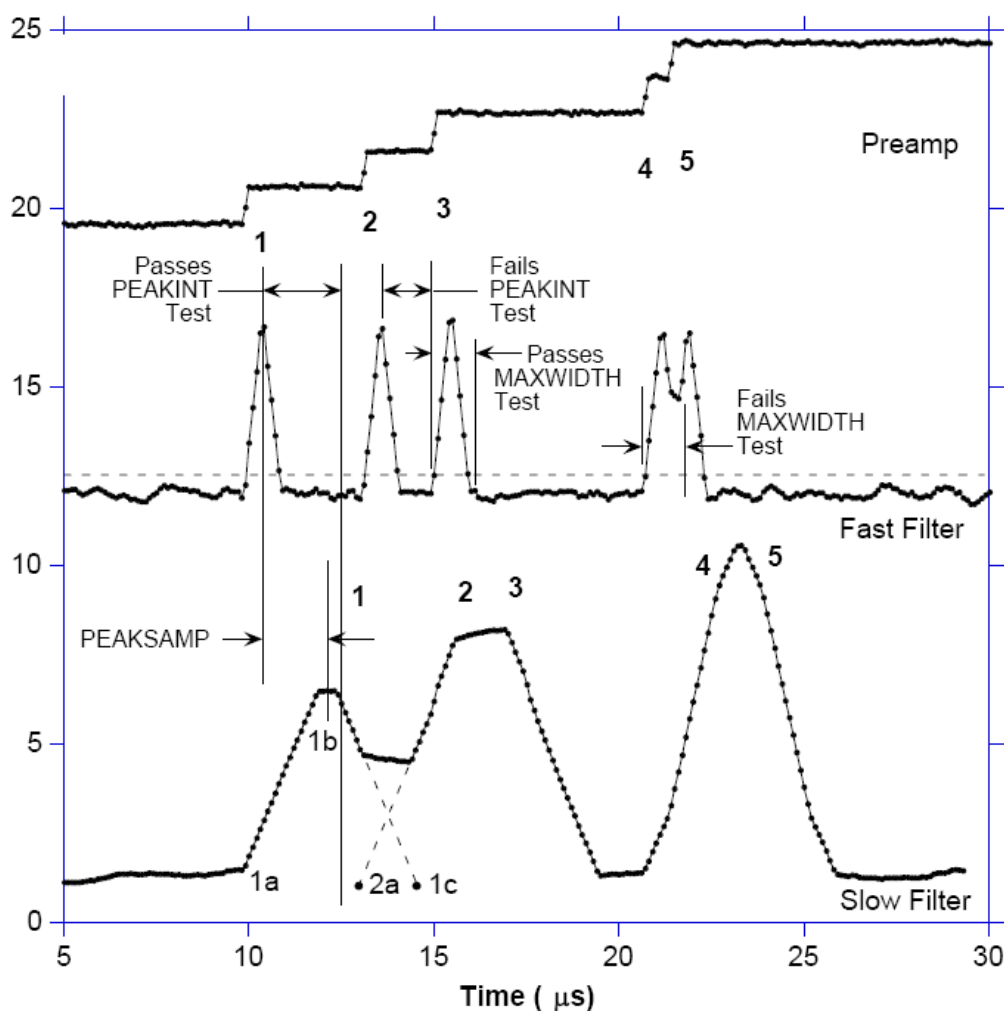


Abbildung 6-5 Filter zur Signalauswertung im microDXP [Xia06]

Das digitalisierte Ausgangssignal durchläuft gleichzeitig zwei verschiedene Filter, einen schnellen („Fast Filter“) und einen langsameren („Slow Filter“), siehe Abbildung 6-5. Die genaue Form und Funktionsweise der beiden digitalen Filter wird in Abbildung 6-6 veranschaulicht.

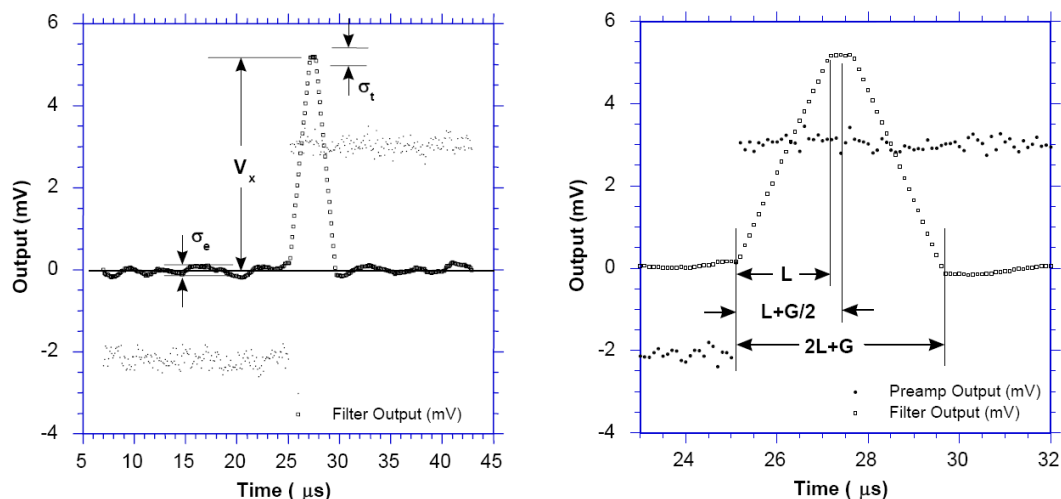


Abbildung 6-6 Form und Funktionsweise der digitalen Filter im microDXP, links der schnelle Filter, rechts der langsamere [Xia06]

Der schnelle Filter hat die Form eines Dreieckfilters (siehe Abbildung 6-6), und wirkt wie eine Ableitung des eingehenden Signals. Er hat zwei Aufgaben. Die Grundlinie der Signale wird permanent über Mittelwerte ermittelt und in ein Histogramm eingetragen, was für eine genaue Bestimmung der Signalthöhe sehr wichtig ist. Die zweite Funktion des schnellen Filters ist die Erkennung eines schnellen Signalanstiegs und die dadurch resultierende Selektion der Signale, die für die Einordnung in den MCA verwendet wird. Dabei ist es wichtig, dass jedes Signal nur für sich alleine registriert wird und keine Aufsummierung von unterschiedlichen Signalen geschieht, da dies zu einer Verfälschung der Signalthöhe führen würde. Die Verwerfung von aufsummierten Signalen wird auch „Pile Up Rejection“ genannt. Das Ergebnis des Filters wird dazu mit zwei Tests geprüft (siehe dazu Abbildung 6-5). Wird ein Ereignis registriert, so wird die Breite des Filterergebnisses untersucht. Ist die Breite zu groß, größer als die maximale Breite des Filters „MAXWIDTH“ selbst, kann davon ausgegangen werden, dass mindestens zwei Signale aufsummiert wurden und das Ereignis wird verworfen. Die zweite Kontrolle des Ergebnisses des schnellen Filters stellt sicher, dass das Ergebnis des langsameren Filters, der durch einen Trapezfilter realisiert wird, ein definiertes Plateau aufweist. Dazu darf in einem Abstand „PEAKINTERVALL= $L+G$ “ wie in Abbildung 6-6 auf der rechten Seite dargestellt, kein weiteres Ereignis auftreten, da sich sonst im langsamen Filter Ereignisse aufsummieren würden. Mit Hilfe des langsamen Filters werden die Signalthöhen der Ereignisse bestimmt und, wenn diese die Tests des schnellen Filters bestehen, in den MCA eingeordnet.

7 Messungen und Auswertung

Der Schwerpunkt der Arbeit und somit auch der Messungen lag in einer Untersuchung der spektralen Auflösung der Detektoren bei Energien oberhalb 600 keV in Abhängigkeit der Auswertungsmethode. Dazu wurde eine ^{137}Cs Gammaquelle mit Peak bei 662 keV verwendet und die volle Halbwertsbreite bei halber Höhe („FWHM“) für unterschiedliche Auswerteverfahren und Parameter ermittelt. Für die Untersuchung der Ladungsträgereigenschaften mit Hilfe von Alphateilchen stand eine ^{241}Am Alphaquelle mit Peak bei 5,4-5,5 MeV zur Verfügung. Weitere Untersuchungen wurden mit Gammaquellen von ^{22}Na und ^{106}Ru durchgeführt. Insgesamt wurden Messungen mit drei Detektoren unterschiedlicher Dicke von 1 mm, 2 mm und 5 mm ausgewertet. Jeder Detektor wurde mit Hilfe des Vakuumaufbaus charakterisiert und die erhaltenen Ergebnisse auf die Auswertung der Spektren angewendet.

7.1 Messungen mit 1 mm Detektor

Es folgt zunächst eine ausführliche Auswertung auf Basis eines 1 mm Detektors, der am Freiburger Materialforschungszentrum („FMF“) gezüchtet und bereits von Gregori [Gre06] verwendet wurde. Dieser Detektor wurde oben und unten mit einem Goldkontakt präpariert. Für die Messungen mit der ^{137}Cs Gammaquelle wurde wie von Gregori [Gre06] der Aufbau in Abbildung 6-1 benutzt. Die Spannung bei den Gammamessungen betrug 580 V. Ausgangspunkt der Auswertung war eine Korrektur mit Hilfe der biparametrischen Analyse mit einem FWHM von 4,1%, wie sie Gregori [Gre06] erreichte. Das dazugehörige Spektrum zeigt Abbildung 7-1.

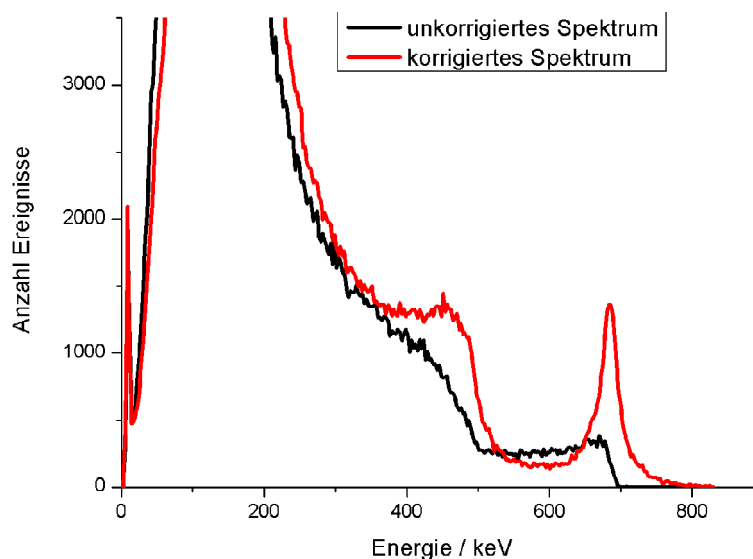


Abbildung 7-1 ^{137}Cs Spektrum mit und ohne Korrektur, aufgenommen bei 575V [Gre06]

Für die Verwendung der Detektoren in Systemen zur Isotopentrennung wird mindestens ein FWHM von 3% oder weniger benötigt. Sehr gute (Cd,Zn)Te-Detektoren erreichen bereits Werte unter 1%. Ziel war es mit Hilfe von unterschiedlichen Auswerteverfahren eine Verbesserung des FWHM zu erzielen und dabei zu beachten, dass diese Verfahren später einmal in portable Systeme mit FPGAs integriert werden müssen. Es war somit wichtig, möglichst einfache Auswerteverfahren bei gleichzeitiger guter Auflösung zu entwickeln.

7.1.1 Charakterisierung mit Alphateilchen

Für die Auswertung mit den bereits vorgestellten Verfahren mit konstanter Driftzeit wurden zunächst die Beweglichkeiten und Lebensdauern der Elektronen und Löcher benötigt. Dazu wurde der Aufbau aus Abbildung 6-2 verwendet. Mit Hilfe des Bleikollimators und eines Präzisions-x-y-Tisches aus Abbildung 6-3 konnten an neun unterschiedlichen Positionen des Kontaktes auf dem Detektor Messungen der Lebensdauern und Beweglichkeiten gemacht und somit eine Aussage über die Homogenität des Detektors getroffen werden. In Abbildung 7-2 sind die Positionen in der schematischen Draufsicht aufgezeigt. Der Detektor ist in Dunkelgrau, der Goldkontakt in Gold und der Silberleitkontakt zur Verbindung des Goldkontaktes mit dem Vorverstärker dargestellt.

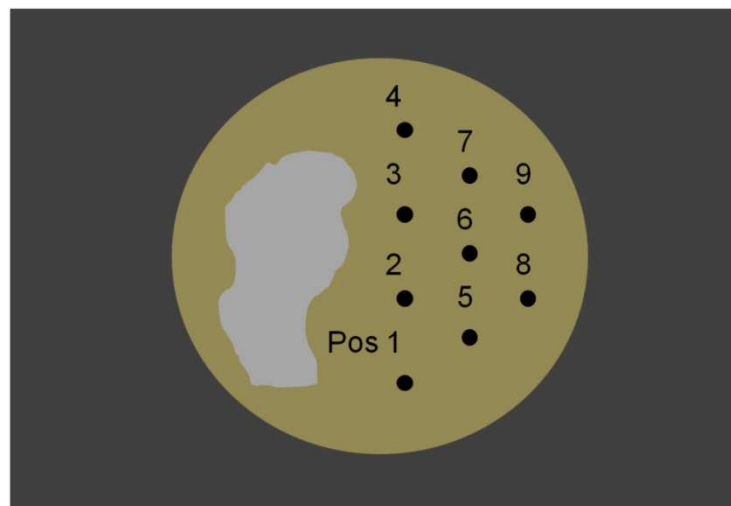


Abbildung 7-2 Positionen der unterschiedlichen Messungen der Beweglichkeiten und Lebensdauern

An jeder Position des Detektors wurde eine komplette Charakterisierung nach Kapitel 5 durchgeführt. An jeder Stelle wurde die Hecht-Relation nach Gleichung (5.1) wie in Abbildung 5-3 gemessen und damit das $\mu\tau$ -Produkt für Elektronen als auch für Löcher, sowie die Beweglichkeit und die Lebensdauer bei verschiedenen Spannungen bestimmt. Die Ergebnisse der Beweglichkeit zeigt Tabelle 7-1. Die Hecht-Relationen werden am Beispiel der Messung an Position 9 in Abbildung 7-3 und Abbildung 7-4 gezeigt.

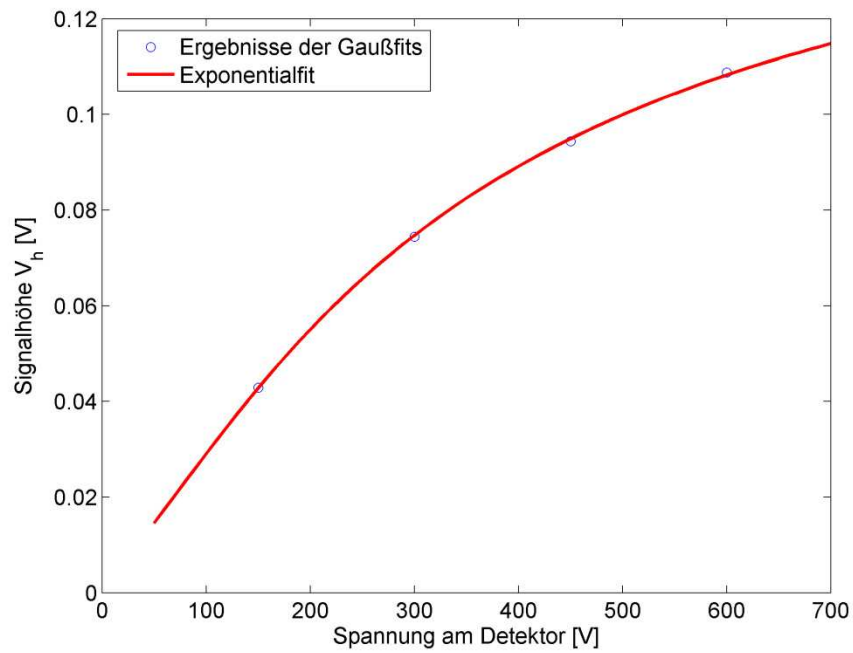


Abbildung 7-3 Untersuchung der Hecht-Relation der Löcher mit 1 mm Detektor an Position 9

Ergebnis des Exponentialfits: $\mu\tau = (1,71 \pm 0,04) \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{V}$
 $V_0 = (0,169 \pm 0,002) \text{ V}$

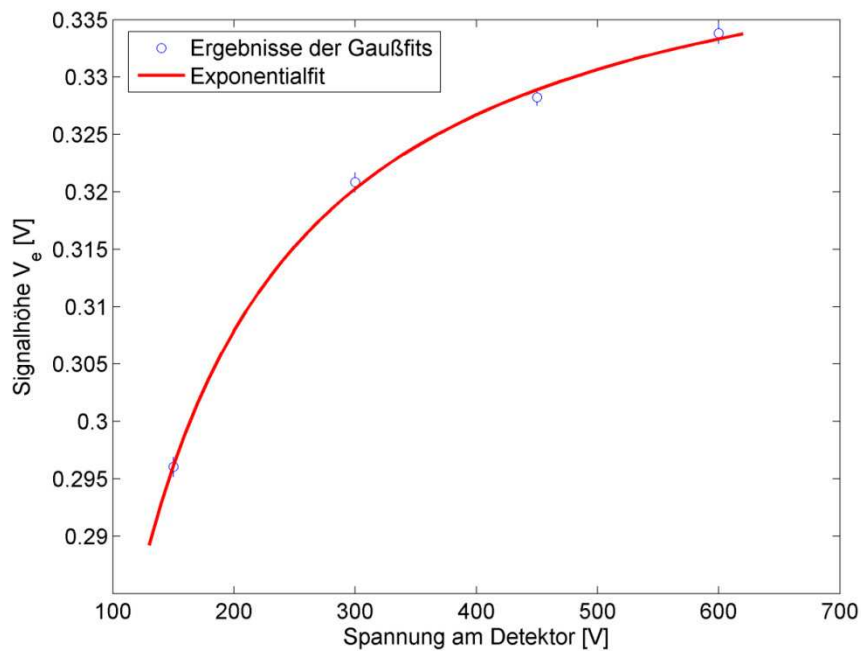


Abbildung 7-4 Untersuchung der Hecht-Relation der Elektronen mit 1 mm Detektor an Position 9

Ergebnis des Exponentialfits: $\mu\tau = (2,04 \pm 0,05) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V}$
 $V_0 = (0,35 \pm 0,01) \text{ V}$

Tabelle 7-1 Messungen der Beweglichkeiten an unterschiedlichen Positionen, Fehlerrechnung folgt

Spannung [V]	150	300	450	600	Mittelwert
Position 1					
μ_e [cm ² /Vs]	980±102	1136±102	1118±116	1024±106	1065±75
μ_h [cm ² /Vs]	30±3	30±3	32±3	31±3	31±3
Position 2					
μ_e [cm ² /Vs]	959±99	1055±108	1079±111	1023±105	1029±52
μ_h [cm ² /Vs]	29±3	32±3	32±3	33±3	32±2
Position 3					
μ_e [cm ² /Vs]	937±96	1010±103	1059±108	1033±105	1010±52
μ_h [cm ² /Vs]	30±3	33±3	34±3	34±3	33±2
Position 4					
μ_e [cm ² /Vs]	1037±105	1101±112	1120±114	1069±109	1082±37
μ_h [cm ² /Vs]	31±3	35±4	36±4	35±4	34±2
Position 5					
μ_e [cm ² /Vs]	1007±104	1106±114	1139±117	1061±109	1078±57
μ_h [cm ² /Vs]	30±3	32±3	33±3	32±3	32±1
Position 6					
μ_e [cm ² /Vs]	1036±106	1129±116	1148±118	1081±111	1099±50
μ_h [cm ² /Vs]	30±3	33±3	34±3	34±3	33±2
Position 7					
μ_e [cm ² /Vs]	1048±107	1097±112	1130±115	1067±109	1086±36
μ_h [cm ² /Vs]	30±3	34±3	34±3	34±3	33±2
Position 8					
μ_e [cm ² /Vs]	1129±118	1193±125	1212±127	1117±117	1163±47
μ_h [cm ² /Vs]	31±3	33±3	34±3	31±3	34±1
Position 9					
μ_e [cm ² /Vs]	1078±111	1134±117	1165±120	1083±113	1115±42
μ_h [cm ² /Vs]	31±3	34±3	35±3	35±3	34±2

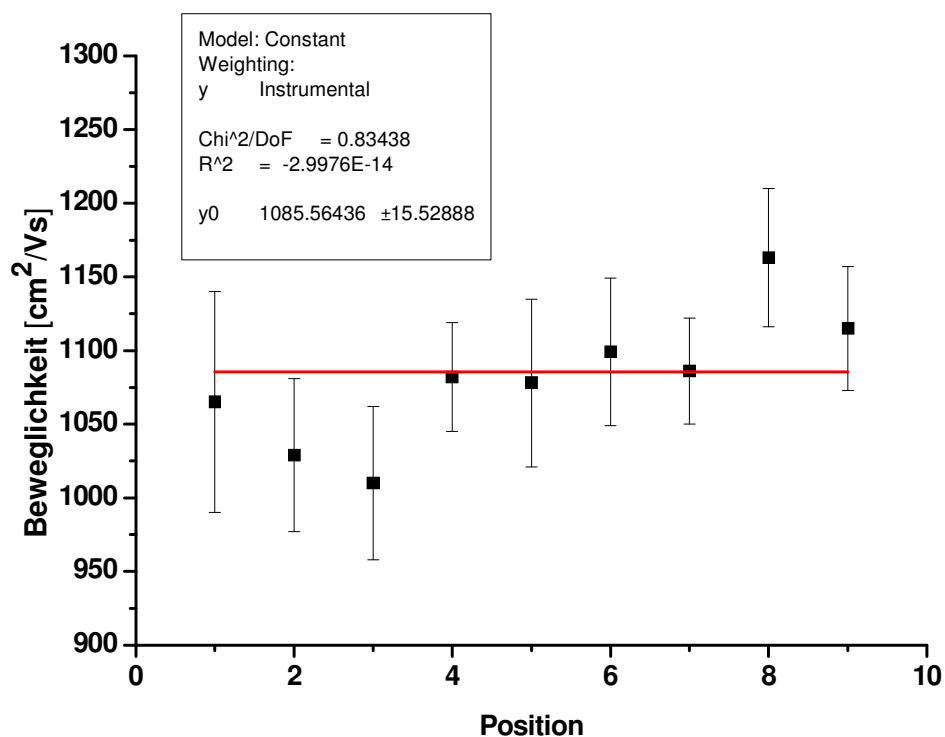


Abbildung 7-5 Beweglichkeiten der Elektronen an unterschiedlichen Messpunkten

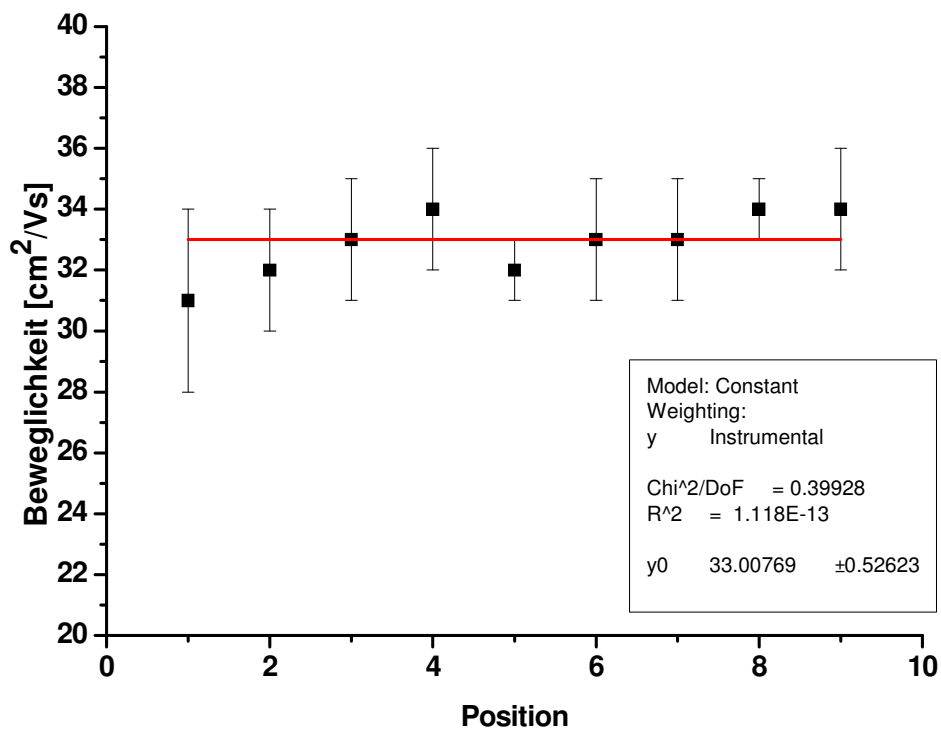


Abbildung 7-6 Beweglichkeiten der Löcher an unterschiedlichen Messpunkten

Anhand von Tabelle 7-1, Abbildung 7-5 und Abbildung 7-6 ist gut zu sehen, dass die Beweglichkeiten der Ladungsträger im Detektor über einen weiten Bereich relativ homogen sind, was auf eine gleichmäßige Feldverteilung hindeutet.

Die Beweglichkeiten wurden mit Gleichung (5.5) bestimmt. Der Fehler der Messungen ergibt sich durch Fehlerfortpflanzung zu:

$$\begin{aligned}\sigma_{\mu} &= \sqrt{\left(\frac{\partial \mu}{\partial \alpha}\right)^2 \sigma_{\alpha}^2 + \left(\frac{\partial \mu}{\partial V_0}\right)^2 \sigma_{V_0}^2 + \left(\frac{\partial \mu}{\partial L}\right)^2 \sigma_L^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{L^2}{V \cdot V_0}\right)^2 \sigma_{\alpha}^2 + \left(\frac{\alpha L^2}{V \cdot V_0^2}\right)^2 \sigma_{V_0}^2 + 4 \left(\frac{\alpha L}{V \cdot V_0}\right)^2 \sigma_L^2}\end{aligned}\quad (5.8)$$

Für die Dicke des Detektors wurde ein Fehler σ_L von 50 μm angenommen. Der Fehler σ_{α} stammt aus dem Gaußfit der Steigung, der Fehler σ_{V_0} aus dem Fit der Hecht-Relation.

Tabelle 7-2 Messungen des $\mu\tau$ -Produkts und der Lebensdauern an unterschiedlichen Positionen

Position	$\mu_e \tau_e [\text{cm}^2/\text{V}]$	$\tau_e [\text{s}]$	$\mu_h \tau_h [\text{cm}^2/\text{V}]$	$\tau_h [\text{s}]$
1	$(2,72 \pm 0,08) \cdot 10^{-4}$	$(2,6 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$	$(2,11 \pm 0,03) \cdot 10^{-5}$	$(6,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$
2	$(2,13 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$	$(2,1 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$	$(1,65 \pm 0,02) \cdot 10^{-5}$	$(5,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-7}$
3	$(1,68 \pm 0,04) \cdot 10^{-4}$	$(1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$	$(1,60 \pm 0,03) \cdot 10^{-5}$	$(4,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-7}$
4	$(1,86 \pm 0,04) \cdot 10^{-4}$	$(1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$	$(1,67 \pm 0,03) \cdot 10^{-5}$	$(4,9 \pm 0,3) \cdot 10^{-7}$
5	$(2,40 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$	$(1,7 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$	$(1,88 \pm 0,03) \cdot 10^{-5}$	$(5,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$
6	$(2,09 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$	$(1,9 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$	$(1,62 \pm 0,02) \cdot 10^{-5}$	$(5,0 \pm 0,3) \cdot 10^{-7}$
7	$(1,91 \pm 0,04) \cdot 10^{-4}$	$(1,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$	$(1,61 \pm 0,03) \cdot 10^{-5}$	$(4,9 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$
8	$(2,67 \pm 0,09) \cdot 10^{-4}$	$(2,3 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$	$(1,78 \pm 0,04) \cdot 10^{-5}$	$(5,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-7}$
9	$(2,04 \pm 0,05) \cdot 10^{-4}$	$(1,8 \pm 0,1) \cdot 10^{-7}$	$(1,71 \pm 0,04) \cdot 10^{-5}$	$(5,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-7}$

Der Fehler $\sigma_{\mu\tau}$ stammt aus der Hecht-Relation, der Fehler σ_{τ} wird über Fehlerfortpflanzung bestimmt:

$$\sigma_{\tau} = \sqrt{\left(\frac{\partial \tau}{\partial \mu\tau}\right)^2 \sigma_{\mu\tau}^2 + \left(\frac{\partial \tau}{\partial \mu}\right)^2 \sigma_{\mu}^2}\quad (5.9)$$

Die Lebensdauern an den unterschiedlichen Messpunkten weichen stärker voneinander ab als die Beweglichkeiten. Dies liegt daran, dass die Einschlüsse und Störstellen, die die Ladungsträger beim Weg durch den Detektor einfangen können, nicht homogen über den Detektor verteilt sind, sondern die örtliche Konzentration sehr stark schwankt.

Messungen mit Alphateilchen mit demselben 1 mm Detektor wurden ohne Entfaltung bereits von Gregori [Gre06] durchgeführt. Er erhielt aufgrund der fehlenden Entfaltung zu niedrige Werte bei den Beweglichkeiten der Elektronen bei hohen Spannungen. Seine Ergebnisse sind in Tabelle 7-3 zusammengefasst.

Tabelle 7-3 Beweglichkeit der Elektronen und Löcher gemessen von Gregori [Gre06]

Spannung [V]	100	250	400	550	Mittelwert
μ_e [cm ² /Vs]	967±97	(840±84)	(619±62)	(483±48)	967±97
μ_h [cm ² /Vs]	---	37,6±3,8	33,8±3,4	31,2±3,1	34,2±3,4

Bei der Bildung des Mittelwertes der Elektronenbeweglichkeit wurde lediglich die Messung bei 100 V berücksichtigt, da sich bei größeren Spannungen, wie bereits erwähnt, aufgrund der Faltung mit der Antwortfunktion des Vorverstärkers zu kleine Werte ergaben. Tabelle 7-4 zeigt einen Vergleich der Messungen dieser Arbeit durch Bildung des Mittelwertes über die erfassten Positionen 1-9 mit den Ergebnissen von Gregori [Gre06] und Literaturwerten von Material, das nicht am FMF gezüchtet wurde.

Tabelle 7-4 Vergleich Beweglichkeiten dieser Arbeit mit Gregori [Gre06] und Literatur

	Mittelwert der Messungen an Position 1-9	Ergebnis Gregori [Gre06]	Literaturwert Fremdmaterial
μ_e [cm ² /Vs]	1086±16	967±97	950
μ_h [cm ² /Vs]	33,0±0,5	34,2±3,4	80

Beim Vergleich der Lebensdauern der Elektronen und Löcher aus dieser Arbeit und der von Gregori [Gre06] fällt auf, dass jeweils für die Löcher eine größere Lebensdauer als für die Elektronen ermittelt wurde, siehe Tabelle 7-5.

Tabelle 7-5 Vergleich der Lebensdauern dieser Arbeit mit Gregori [Gre06] und Literatur

	Messungen an Position 1-9	Ergebnis Gregori [Gre06]	Literaturwert Fremdmaterial
τ_e [μs]	(0,17±0,01) - (0,26±0,02)	0,282±0,044	2
τ_h [μs]	(0,49±0,03) - (0,69±0,02)	0,374±0,061	1,3

Die Lebensdauer der Elektronen liegt eine Größenordnung unter dem Literaturwert aus fremden Züchtungen. Das Material muss daher noch verbessert werden.

7.1.2 ^{137}Cs Messung mit Signalauswertung ohne Entfaltung

Für die Messungen mit der ^{137}Cs Gammaquelle wurde eine Spannung von 580 V an den Detektor angelegt. Die Signale aus dem Vorverstärker wurden dann mit dem Oszilloskop mit einer Samplingzeit von 400 ps aufgenommen. Die digitalisierten Signale wurden im Anschluss mit einem Butterworth-Tiefpassfilter bzw. mit dem Wienerfilter nachbearbeitet. Zur Auswertung der Signale wurde die Methode der konstanten Driftzeit verwendet, wie sie in Abschnitt 3.2.4 und 4.5 eingeführt wurde. Um den Einfluss der maximalen Driftzeiten nach Gleichung (4.20) auf die Auswertung der Spektren und die spektrale Auflösung zu untersuchen, wurden diese zunächst für unterschiedliche Beweglichkeiten ausgewertet. Ebenso wurde die Auswirkung der Mittelwertbildung und die Verwendung unterschiedlicher Frequenzen beim Tiefpassfilter bzw. unterschiedlicher Parameter beim Wienerfilter auf die Energieauflösung untersucht. Da die Spektren später einmal in einem FPGA mit einem digitalen MCA verarbeitet werden sollen, wurde die Anzahl der Kanäle, in die die Signale zur Bildung der 2-dimensionalen Spektren eingeordnet werden, ebenfalls variiert.

7.1.2.1 Variation der angenommenen Beweglichkeiten

Die maximale Driftzeit der Elektronen wurde über die angenommenen Beweglichkeiten der Elektronen verändert, um die Auswirkung auf die spektrale Auflösung zu untersuchen. Dazu wurden Werte von 300-1100 cm^2/Vs verwendet. Die Beweglichkeit der Löcher wurde zunächst konstant gelassen und betrug 50 cm^2/Vs . Die Signale wurden vor der Auswertung mit einem Butterworth-Tiefpassfilter mit Grenzfrequenz 60 MHz bearbeitet. Der Parameter B im Spektrum, der den Anteil der Elektronen zum Signal angibt, wurde über 10 Datenpunkte gemittelt, die Gesamtamplitude A , die nach der maximalen Driftzeit der Löcher gemessen wird, über 50 Datenpunkte. Für die unterschiedlichen Beweglichkeiten wurden dann biparametrische Spektren erstellt und nach dem in Abschnitt 3.2.5 vorgestellten Verfahren korrigiert und anschließend für jedes korrigierte Spektrum die FWHM durch Ablesen bestimmt. Die spektrale Auflösung des Detektors bei 662 keV bei den angenommenen Beweglichkeiten zeigt Tabelle 7-6.

Tabelle 7-6 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlichen Elektronenbeweglichkeiten

$\mu_e [\text{cm}^2/\text{Vs}]$	300	350	400	450	500	550
FWHM [%]	3,2±0,2	2,9±0,1	2,9±0,1	2,9±0,1	2,9±0,1	2,9±0,1
$\mu_e [\text{cm}^2/\text{Vs}]$	600	650	700	750	800	850
FWHM [%]	2,8±0,1	2,8±0,1	2,8±0,1	2,9±0,1	2,9±0,1	2,9±0,1
$\mu_e [\text{cm}^2/\text{Vs}]$	900	950	1000	1050	1100	
FWHM [%]	2,9±0,1	3,1±0,2	2,9±0,1	3,0±0,2	2,9±0,1	

Die Schwankungen der Auflösungen in Tabelle 7-6 liegen innerhalb einer Standardabweichung, es ist jedoch ein Tal bei einer angenommenen Beweglichkeit $\mu_e=650 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ zu erkennen.

Die maximale Driftzeit der Löcher wurde in der Alphamessung mit $33,0\pm0,5 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ermittelt. Jedoch wurde in Tabelle 7-7 über die Beweglichkeit der Löcher die maximale Driftzeit verändert, um eine mögliche Auswirkung auf die spektrale Auflösung zu untersuchen. Dazu wurden Beweglichkeiten von 25-50 cm^2/Vs angenommen.

Tabelle 7-7 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlichen Löcherbeweglichkeiten

$\mu_h [\text{cm}^2/\text{Vs}]$	25	30	35	40	45	50
FWHM [%]	$3,1\pm0,2$	$2,8\pm0,1$	$2,9\pm0,1$	$2,7\pm0,1$	$2,7\pm0,1$	$2,8\pm0,1$

Tatsächlich verbesserte sich die Auflösung bei einer Erhöhung von μ_h , weshalb weitere Untersuchungen mit Beweglichkeiten der Löcher von 40 cm^2/Vs und 45 cm^2/Vs durchgeführt wurden.

7.1.2.2 Variation der Mittelwerte

Die Signale wurden zur Bestimmung der Parameter A und B , wie bereits in Abschnitt 4.5 ausführlich erklärt wurde, mit einem Filter der Form $[1,0,-1]$ bearbeitet. Die Anzahl der +1en und -1en bestimmt dabei den Mittelwert, mit dem der jeweilige Parameter ermittelt wird.

Der Mittelwert für den Parameter B wurde zunächst variiert, siehe Tabelle 7-8.

Tabelle 7-8 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlichen Mittelwerten (Parameter B)

Anzahl Datenpunkte Mittelwert	5	10	15	20	25
$\mu_h=40 \text{ cm}^2/\text{Vs}$: FWHM [%]	$2,8\pm0,1$	$2,7\pm0,1$	$2,7\pm0,1$	$2,9\pm0,1$	$2,9\pm0,1$
$\mu_h=45 \text{ cm}^2/\text{Vs}$: FWHM [%]	$2,8\pm0,1$	$2,7\pm0,1$	$2,7\pm0,1$	$2,9\pm0,1$	$2,8\pm0,1$

Es empfiehlt sich, wie bereits diskutiert, aufgrund des nichtlinearen Verlaufs in den Signalen an der Stelle, an der der Parameter B bestimmt wird, den Mittelwert über wenige Datenpunkte zu bestimmen.

Der Parameter A wird in einem Bereich bestimmt, in dem das Signal ein konstantes Plateau mit Rauschen durchläuft. Daher sind hier größere Werte zur Mittelwertbildung von Vorteil und liefern eine bessere spektrale Auflösung. Die Ergebnisse der Auswertung bei unterschiedlichen Mittelwerten sind in Tabelle 7-9 zusammengefasst.

Tabelle 7-9 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlichen Mittelwerten (Parameter A)

Anzahl Datenpunkte Mittelwert	50	100	150	200	250
Mittelwert Parameter <i>B</i> : 10					
$\mu_h = 40 \text{ cm}^2/\text{Vs}$: FWHM [%]	2,7±0,1	2,7±0,1	2,7±0,1	2,6±0,1	2,7±0,1
$\mu_h = 45 \text{ cm}^2/\text{Vs}$: FWHM [%]	2,7±0,1	2,7±0,1	2,7±0,1	2,6±0,1	2,7±0,1
Mittelwert Parameter <i>B</i> : 15					
$\mu_h = 40 \text{ cm}^2/\text{Vs}$: FWHM [%]	2,7±0,1	2,7±0,1	2,8±0,1	2,6±0,1	2,6±0,1
$\mu_h = 45 \text{ cm}^2/\text{Vs}$: FWHM [%]	2,7±0,1	2,8±0,1	2,7±0,1	2,7±0,1	2,7±0,1

Für weitere Auswertungen der Signale wurden für die Bestimmung des Parameters *A* 200 und für die Bestimmung des Parameters *B* 10 Datenpunkte für die Mittelwertbildung verwendet, da damit die beste spektrale Auflösung erreichbar war.

Für die Beweglichkeit wurde für die Löcher der Wert $40 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ und für die Elektronen der Wert $650 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ ausgewählt.

7.1.2.3 Variation der Grenzfrequenz des Tiefpassfilters

In der Grenzfrequenz des Butterworth-Tiefpassfilters hat nach Gleichung (4.7) der quadrierte Amplitudengang den Wert $1/2$. Alle Anteile, die eine höhere Frequenz als die Grenzfrequenz haben, werden mit steigender Frequenz immer mehr aus dem Signal herausgefiltert. Dabei spielt die Wahl der Grenzfrequenz eine wichtige Rolle bei der Signalbearbeitung. Wird sie zu groß gewählt, werden kaum Rauschanteile aus dem Signal herausgefiltert. Wird sie zu klein gewählt, wird die Signalform verändert und es entsteht eine Verfälschung der Ergebnisse bei der Bestimmung der Parameter *A* und *B*.

Tabelle 7-10 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlichen Grenzfrequenzen

Grenzfrequenz [MHz]	10	20	30	40	50
FWHM [%]	2,9±0,1	2,6±0,1	2,6±0,1	2,6±0,1	2,6±0,1
Grenzfrequenz [MHz]	60	70	80	90	100
FWHM [%]	2,6±0,1	2,6±0,1	2,6±0,1	2,6±0,1	2,6±0,1

Bei der Grenzfrequenz von 10 MHz kommt es zu einer Veränderung der Signale und somit zu einer Verschlechterung der Auflösung. Bei Frequenzen oberhalb von 10 MHz unterscheidet sich die Auflösung nur minimal, daher wurde in weiteren Auswertungen der Tiefpassfilter nicht mehr benutzt.

7.1.2.4 Untersuchung der Auflösung bei Verwendung des Wienerfilters

Da der Tiefpassfilter keine Verbesserung der Auflösung ergab, wurde als alternativer Signalfilter der in Abschnitt 4.3 eingeführte Wienerfilter verwendet. Der Wienerfilter glättet das Signal aufgrund der Information der Nachbarn jedes einzelnen Datenpunkts des Signals. Bei der Untersuchung wurde dieser Parameter variiert, siehe Tabelle 7-11.

Tabelle 7-11 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlichem Wienerfilter

Anzahl Nachbarn Wienerfilter	5	10	15	20	25	30
FWHM [%]	2,6±0,1	2,6±0,1	2,5±0,1	2,5±0,1	2,6±0,1	2,6±0,1

Mit dem Wienerfilter wird im Vergleich zum Tiefpassfilter nur eine geringe Verbesserung der Auflösung des Detektors erreicht. Anhand des besten erzielten Ergebnisses des Wienerfilters mit 15 Nachbarn werden der gesamte Verlauf der Korrektur und die damit verbundene Verbesserung der spektralen Auflösung gezeigt. Das biparametrische Spektrum, das mit einem Wienerfilter mit 15 Nachbarn ausgewertet wurde, ist in Abbildung 7-7 abgebildet, die dazugehörige Korrektur in Abbildung 7-8.

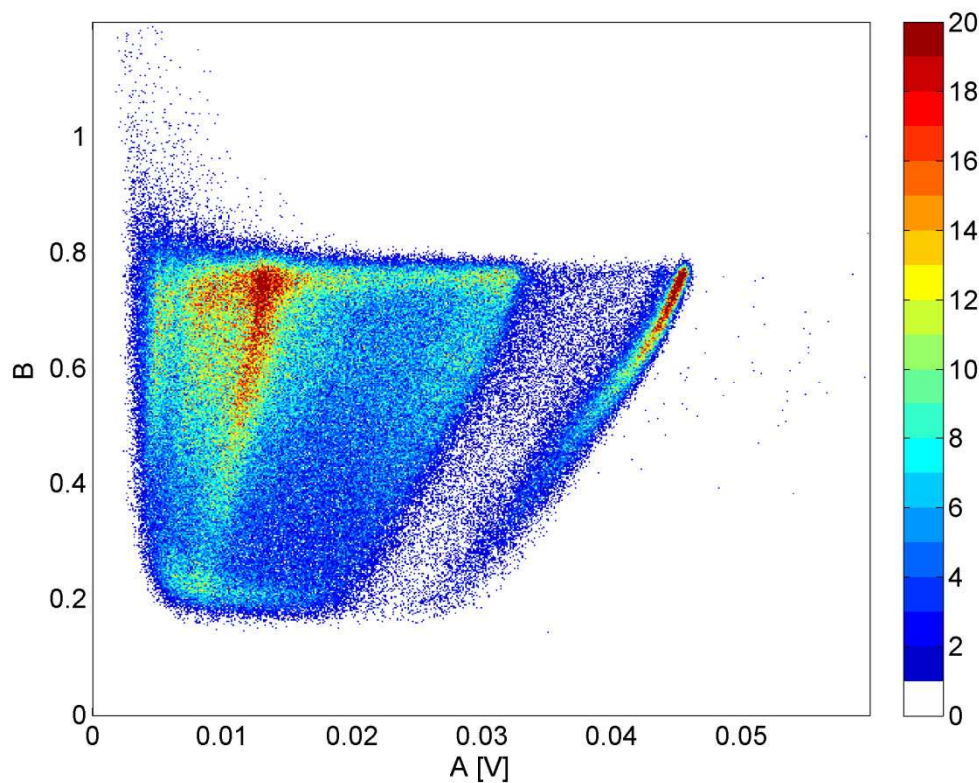


Abbildung 7-7 Biparametrisches Spektrum ausgewertet mit Wienerfilter mit 15 Nachbarn

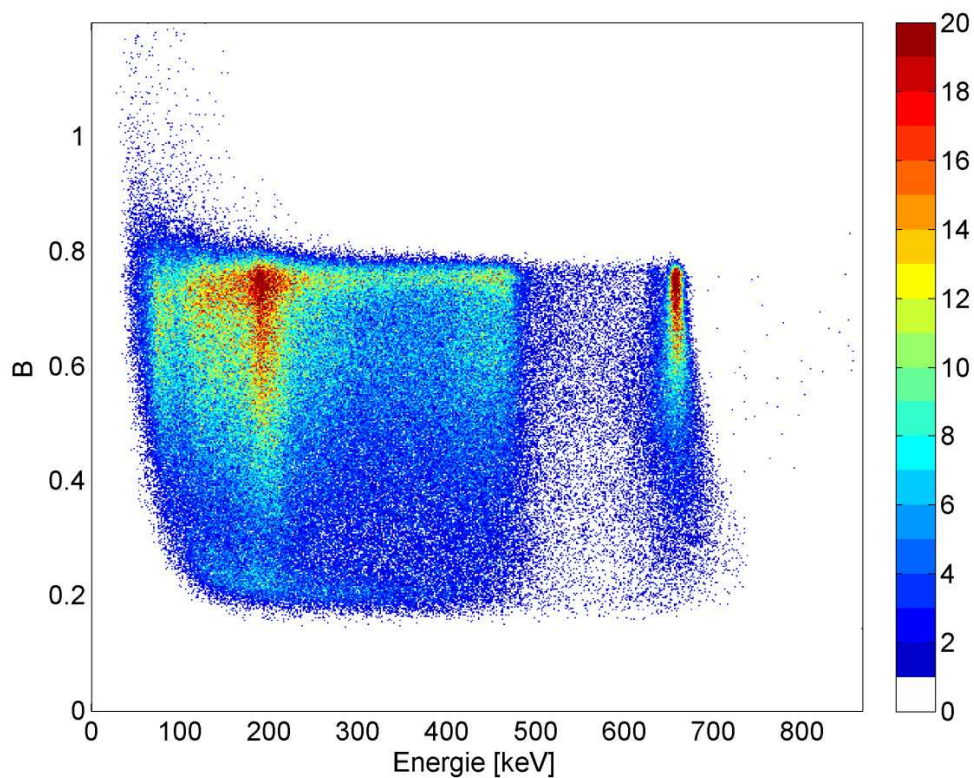


Abbildung 7-8 Korrigiertes biparametrisches Spektrum ausgewertet mit Wienerfilter mit 15 Nachbarn

Das biparametrische Spektrum in Abbildung 7-7 wurde gemäß Abschnitt 3.2.5 korrigiert. Beim Vergleich der Projektion auf die x-Achse in Abbildung 7-9 ist eine deutliche Verbesserung der Auflösung des Detektors durch die Korrektur zu erkennen.

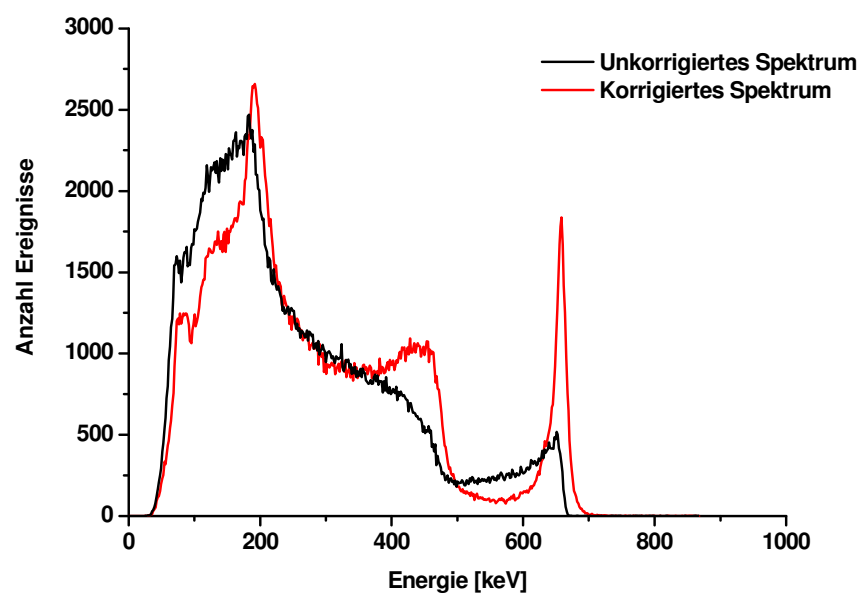


Abbildung 7-9 Vergleich der Projektion des Spektrums mit Wienerfilter mit und ohne Korrektur

Die spektrale Auflösung beträgt hier bereits 2,5% im 662 keV Peak von ^{137}Cs , das Peak-zu-Compton Verhältnis 1,7 und das Peak-zu-Tal Verhältnis 18. Dieses Ergebnis ist bereits ein großer Fortschritt gegenüber den Ergebnissen von Gregori [Gre06] in Abbildung 7-1, der lediglich eine Auflösung von 4,1% erreichte. Der Aufbau, der Detektor und die ^{137}Cs Quelle waren dieselben wie sie von Gregori verwendet wurden, lediglich die Spannung wurde um 5 V angehoben.

7.1.2.5 Variation der Kanäle des MCA

Bei allen bisher gemachten Auswertungen wurde eine Anzahl von 512 Kanälen im MCA angenommen. Da für eine gute spektrale Auflösung auch eine hohe Auflösung der x-Achse und damit eine hohe Anzahl der Kanäle des MCA erforderlich ist, wurde diese bei der Auswertung erhöht. Typische Werte, wie sie z. B. der digitale MCA von XIA liefert sind 512, 1024, 2048 und 4096 Kanäle. Bei Betrachtung des Spektrums mit Wienerfilter mit 15 Nachbarn in Abbildung 7-10 wird eine Verbesserung der Auflösung aufgrund der höheren Anzahl an Kanälen im MCA in Tabelle 7-12 deutlich.

Tabelle 7-12 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlicher Anzahl an Kanälen im MCA

Anzahl Kanäle MCA	512	1024	2048	4096
FWHM [%]	2,5±0,1	2,5±0,1	2,3±0,1	2,1±0,1

Die spektrale Auflösung des Detektors wird durch die Verwendung von 4096 Kanälen im MCA deutlich optimiert, das zugehörige Spektrum zeigt Abbildung 7-10.

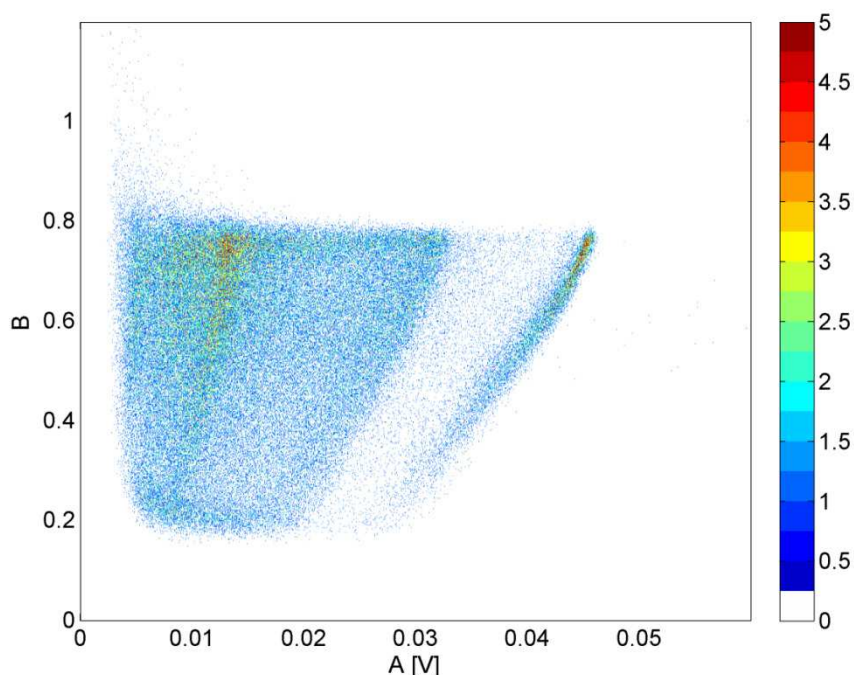


Abbildung 7-10 Biparametrisches Spektrum ausgewertet mit Wienerfilter mit 4096 Kanälen

Die Korrektur des Spektrums aus Abbildung 7-10 ist in Abbildung 7-11 abgebildet.

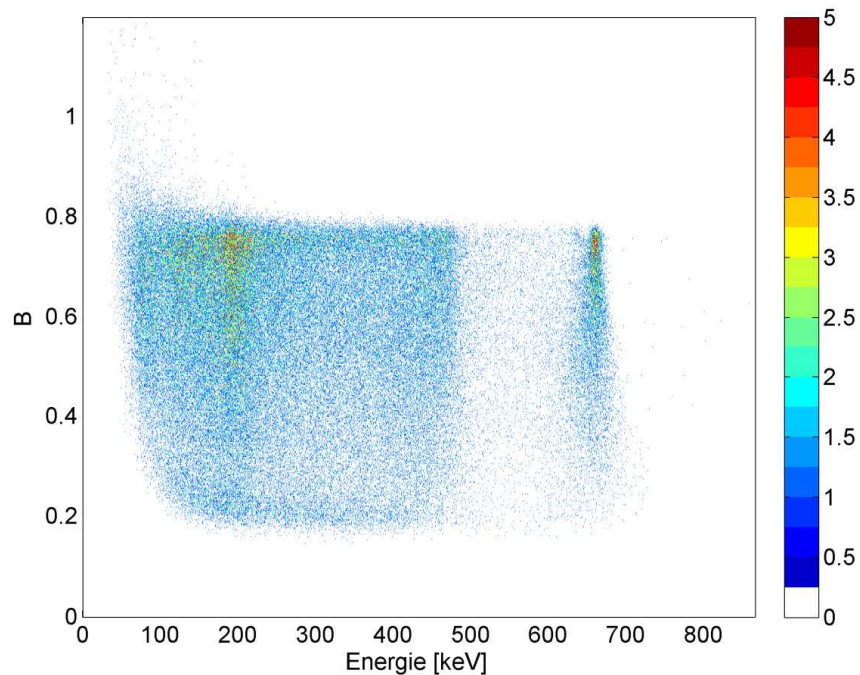


Abbildung 7-11 Korrigiertes biparametrisches Spektrum ausgewertet mit Wienerfilter mit 4096 Kanälen

Durch die Verwendung von 4096 Kanälen entsteht nach der Korrektur und Projektion des Spektrums auf die x-Achse (vgl. Abbildung 7-12) ein Spektrum, das stärker ver-
rauscht ist als das Spektrum mit 512 Kanälen (vgl. Abbildung 7-9 und Abbildung 7-12).

Die Auflösung des Detektors verbessert sich um 15% auf 2,1% im 662 keV Peak von ^{137}Cs , das Peak-zu-Compton Verhältnis auf 1,7 und das Peak-zu-Tal Verhältnis auf 20.

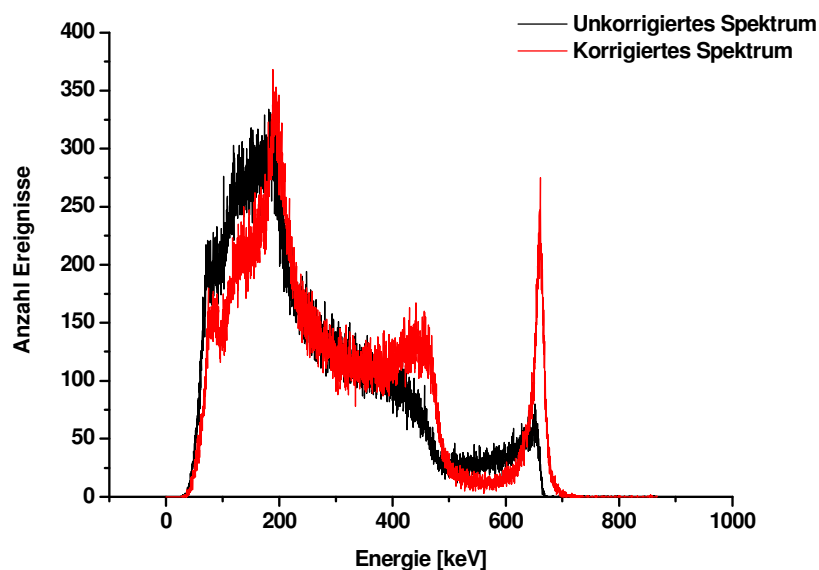


Abbildung 7-12 Projektion des Spektrums mit Wienerfilter mit 4096 Kanälen mit und ohne Korrektur

7.1.3 ^{137}Cs Messung mit Signalauswertung mit Entfaltung

In Abschnitt 4.4 wurde bereits erläutert, wie die Signale, die mit der Antwortfunktion des Vorverstärkers gefaltet sind, entfaltet und somit die ursprünglichen Signale näherungsweise wieder hergestellt werden können. Es wurde untersucht, ob sich die spektrale Auflösung des Detektors durch die Entfaltung verbessern lässt. Dazu wurden zwei unterschiedliche Verfahren getestet. Einmal wurde die theoretische Funktion nach Gleichung (3.4) und Gleichung (3.5) an die Signale angepasst. In einer zweiten Auswertung wurde die Methode der konstanten Driftzeit auf die entfalteten Signale angewendet. Es wurde wieder eine Spannung von 580 V an den Detektor angelegt. Die Signale aus dem Vorverstärker wurden hier mit einer Samplingzeit von 200 ps aufgenommen, damit auf der steilen Flanke des Elektronenanteils des Signals genug Datenpunkte für die Entfaltung zur Verfügung standen. Die digitalisierten Signale wurden im Anschluss wieder mit einem Butterworth-Tiefpassfilter nachbearbeitet.

7.1.3.1 Anpassung der theoretischen Funktion an die entfalteten Signale

Zunächst wurde versucht die theoretische Funktion an die gefilterten und entfalteten Signale anzupassen. Dabei war es bei vielen Signalen schwierig, den Elektronenanteil vom Löcheranteil zu trennen, wie etwa bei den unteren beiden Signalen in Abbildung 7-13. Diese Signale wurden dann als reine Elektronensignale ausgewertet. In Abbildung 7-13 sind oben zusätzlich Signale gezeigt, die stark von der Theorie abweichen.

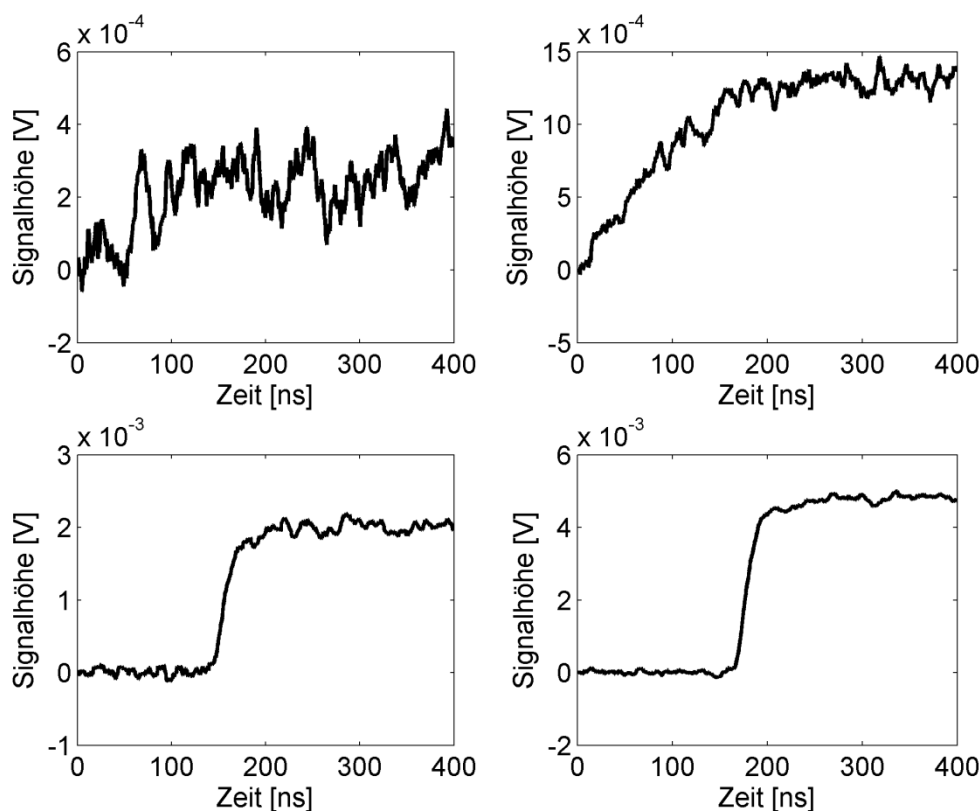


Abbildung 7-13 Typische entfaltete Signale aufgenommen mit 1 mm Detektor bei 580 V

Zu viele Ereignisse wurden so als reine Elektronensignale in das Spektrum aufgenommen (siehe Abbildung 7-14) und damit war eine Korrektur mit der biparametrischen Analyse nicht mehr durchzuführen. Das Verfahren war zudem sehr zeitaufwendig, die Signale mussten aufgrund der komplizierten theoretischen Fitfunktion mindestens ein bis zwei Sekunden bearbeitet werden, was für eine Anwendung in fertigen Systemen, die eine hohe Zählrate pro Sekunde erforderlich machen, nicht akzeptabel ist.

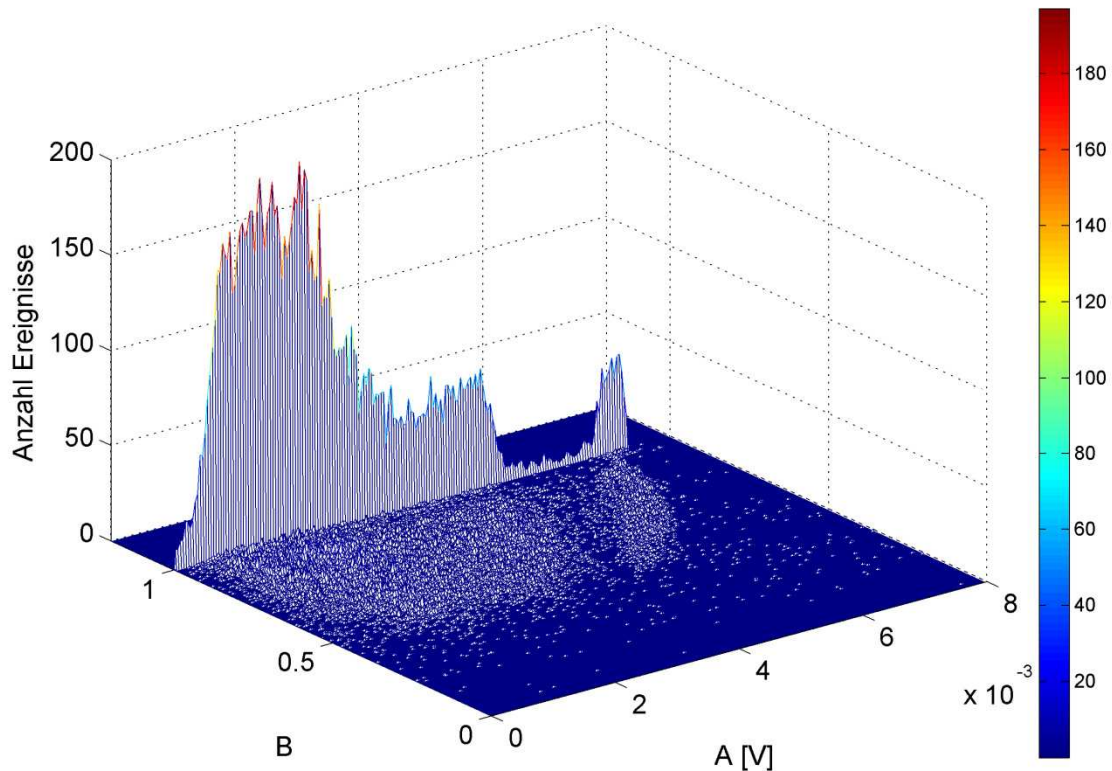


Abbildung 7-14 Biparametrisches Spektrum entfalteter Signale mit theoretischer Fitfunktion

7.1.3.2 Methode der konstanten Driftzeit mit entfaltenen Signalen

Statt die theoretische Funktion an die Signale anzupassen, wurde versucht, die Signale mit der bereits verwendeten Methode der konstanten Driftzeit zu bearbeiten. Hierzu wurden alle zuvor bestimmten optimalen Parameter verwendet, lediglich die Driftzeit der Elektronen wurde über die Beweglichkeit verändert. Der Tiefpassfilter musste zur Entfaltung auf 20 MHz Grenzfrequenz eingestellt werden, da sonst die Signale zu stark verrauscht gewesen wären. Für die Auswertung wurden zunächst wieder 512 MCA Kanäle verwendet. In einem ersten Schritt wurde die Driftzeit über die Beweglichkeit der Elektronen variiert. In Tabelle 7-13 sind die Auswertungen der Auflösung des Detektors bei 662 keV zusammengefasst.

Tabelle 7-13 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak; Spektren wurden mit entfalteten Signalen bestimmt

μ_e [cm ² /Vs]	500	550	600	650	700	750	800
FWHM [%]	2,9±0,1	3,0±0,2	2,9±0,1	3,0±0,2	3,0±0,2	2,8±0,1	2,9±0,1
μ_e [cm ² /Vs]	850	900	950	1000	1050	1100	
FWHM [%]	2,9±0,1	3,0±0,2	2,9±0,1	3,3±0,2	3,1±0,2	3,1±0,2	

Für die Beweglichkeit von 750 cm²/Vs wurde eine bestmögliche Auflösung gefunden. Das biparametrische Spektrum zu diesem Wert ist in Abbildung 7-15, das dazugehörige korrigierte Spektrum in Abbildung 7-16 und die Projektion in Abbildung 7-17 gezeigt.

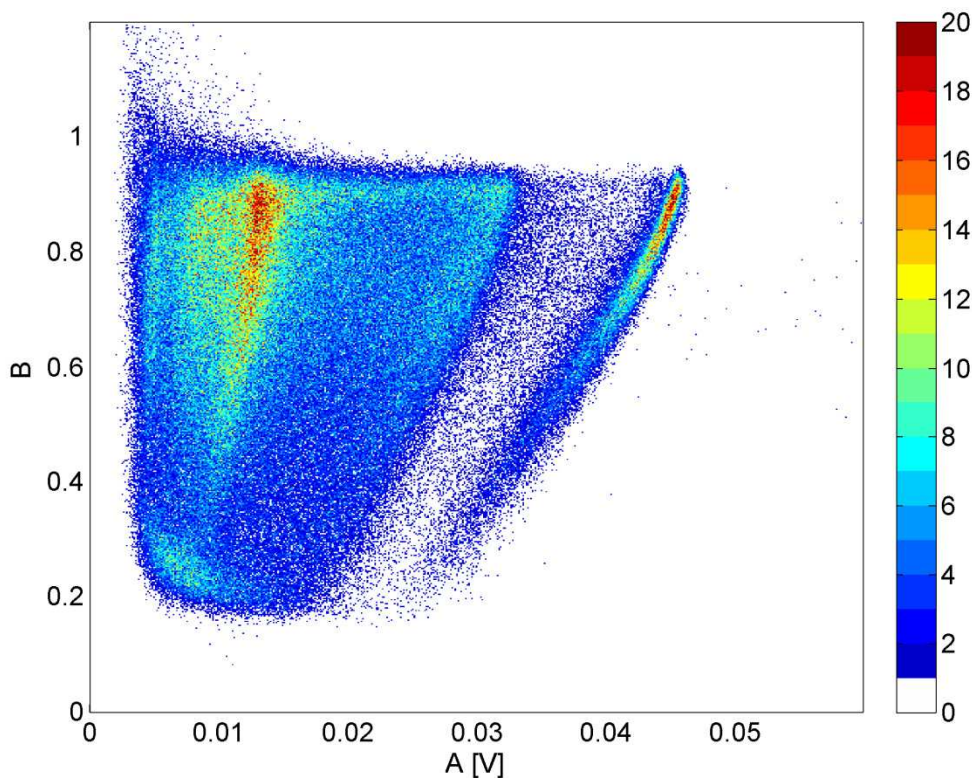


Abbildung 7-15 Biparametrisches Spektrum mit entfalteten Signalen mit 512 Kanälen

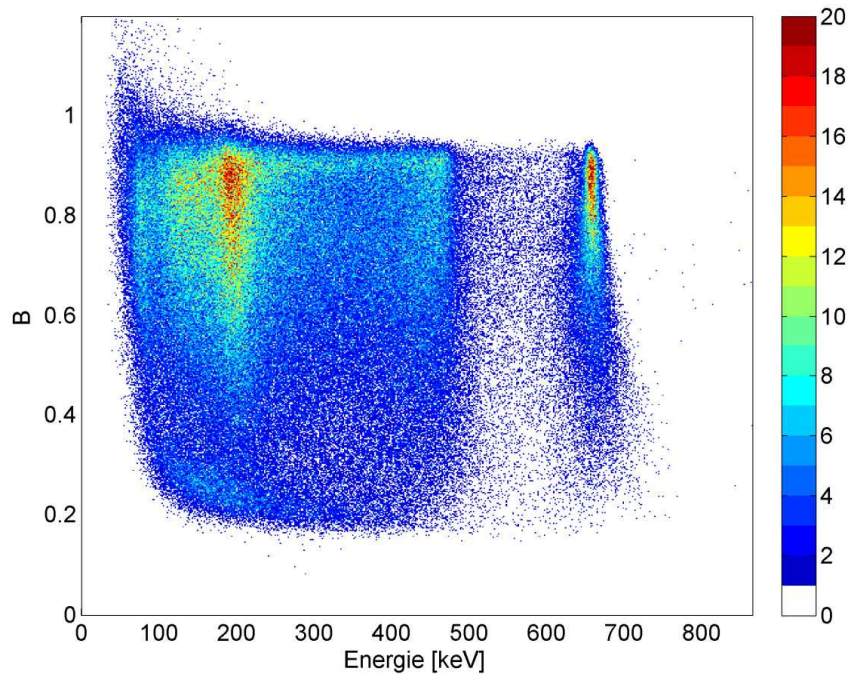


Abbildung 7-16 Korrigiertes biparametrisches Spektrum mit entfaltenen Signalen mit 512 Kanälen

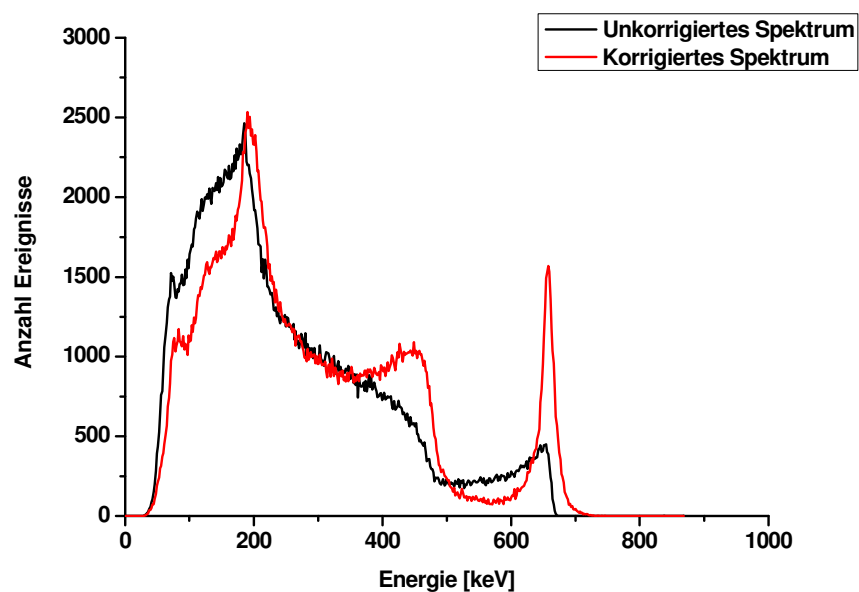


Abbildung 7-17 Projektion des Spektrums entfalteter Signale mit und ohne Korrektur

Die spektrale Auflösung des Detektors betrug 2,8% im 662 keV Peak von ^{137}Cs , das Peak-zu-Compton Verhältnis 1,5 und das Peak-zu-Tal Verhältnis 15. Wird die Anzahl der Kanäle auf 4096 erhöht so verbessert sich die Auflösung auf 2,4%, ebenso das Peak-zu-Compton Verhältnis auf 1,5 und das Peak-zu-Tal Verhältnis auf 17. Wieder ist ein wesentlich stärkeres Rauschen im Spektrum in Abbildung 7-18 zu sehen.

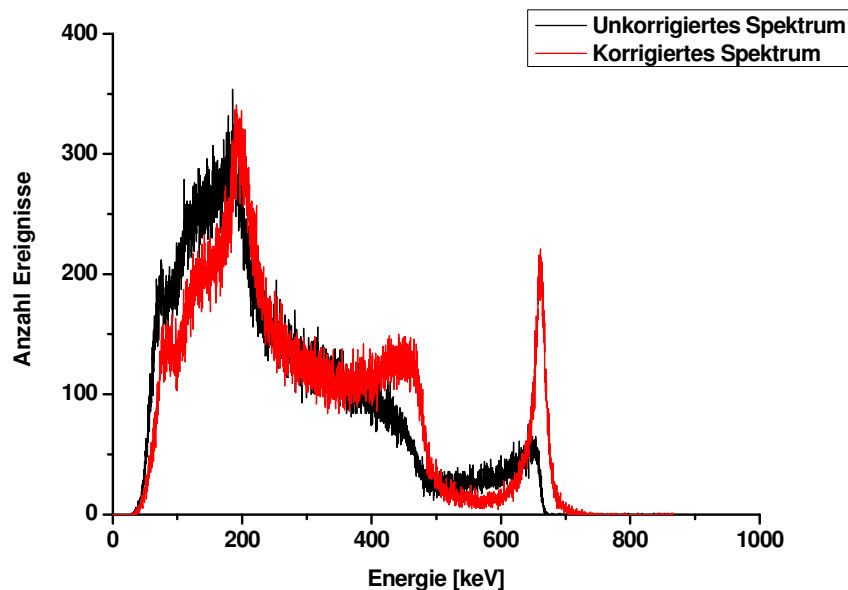


Abbildung 7-18 Projektion des Spektrums entfalteter Signale mit und ohne Korrektur mit 4096 Kanälen

7.1.4 Vergleich der Auswertung mit und ohne Entfaltung

Beim Vergleich der korrigierten Spektren von entfalteten Signalen in Abbildung 7-16 und nicht entfalteten Signalen in Abbildung 7-8 fällt am meisten der Unterschied der maximalen Werte für B auf. Ein Wert von 1 für den Parameter B bedeutet, dass es sich bei solchen Signalen um reine Elektronensignale handelt. Werden die Signale entfaltet, bedeutet es, dass der schnelle Anstieg der Signale reproduziert wird und bei der Auswertung somit auch Signale mit Parameter B von nahezu 1 bestimmt werden. Physikalisch ist die Methode, die Signale vor der Auswertung zu entfalten, somit sicher die korrektere. Da für die Spektren aber nur die Projektion auf die x-Achse interessant ist, spielt dies keine besondere Rolle. Die Auflösung ist ohne Entfaltung wesentlich besser, da die diskrete Entfaltung zusätzliches Rauschen der Signale verursacht und zu einer Verschlechterung der Auflösung beiträgt. Für eine Verwendung in portablen Systemen bietet sich aufgrund der besseren Auflösung und der einfachen mathematischen Operationen die Methode ohne Entfaltung an. In Tabelle 7-14 werden die Ergebnisse der unterschiedlichen Methode mit dem Ergebnis von Gregori [Gre06] verglichen.

Tabelle 7-14 Vergleich der spektralen Auflösung des 662 keV Peaks bei unterschiedlichen Methoden

	Wienerfilter	Entfaltung	Gregori [Gre06]
FWHM [%]	$2,1 \pm 0,1$	$2,4 \pm 0,1$	4,1
Peak-zu-Compton	1,7	1,5	1
Peak-zu-Tal	20	17	8,8

7.2 Messungen mit 2 mm Detektor

Weitere Messungen wurden mit einem 2 mm dicken Detektor durchgeführt. Dieser war auf der Oberseite mit einem Platinkontakt und auf der Unterseite mit einem Goldkontakt versehen. Zunächst wurden wieder die Ladungsträger mit Alphateilchen charakterisiert, außerdem Spektren von ^{137}Cs bei verschiedenen Spannungen aufgezeichnet. Bei dem verwendeten Detektor zeigten sich sowohl in der Charakterisierung als auch in den biparametrischen Spektren starke Abweichungen von den Ergebnissen, die mit dem 1 mm dicken Detektor erzielt wurden.

7.2.1 Charakterisierung mit Alphateilchen

Die Beweglichkeit der Löcher wurde zuerst durch Einstrahlen von oben durch den Platinkontakt untersucht. Bei den Messungen fiel auf, dass die Signale einen zu schnellen Anstieg, im Vergleich zum theoretisch erwarteten, im Ursprung der Entstehung im Signal zeigten. Bei der Auswertung der Hecht-Relation in Abbildung 7-19 zeigte sich eine starke Abweichung der Messpunkte von der angepassten Funktion sowie ein unrealistisch großer Wert für V_0 und damit eine zu große Energie der Alphateilchen.

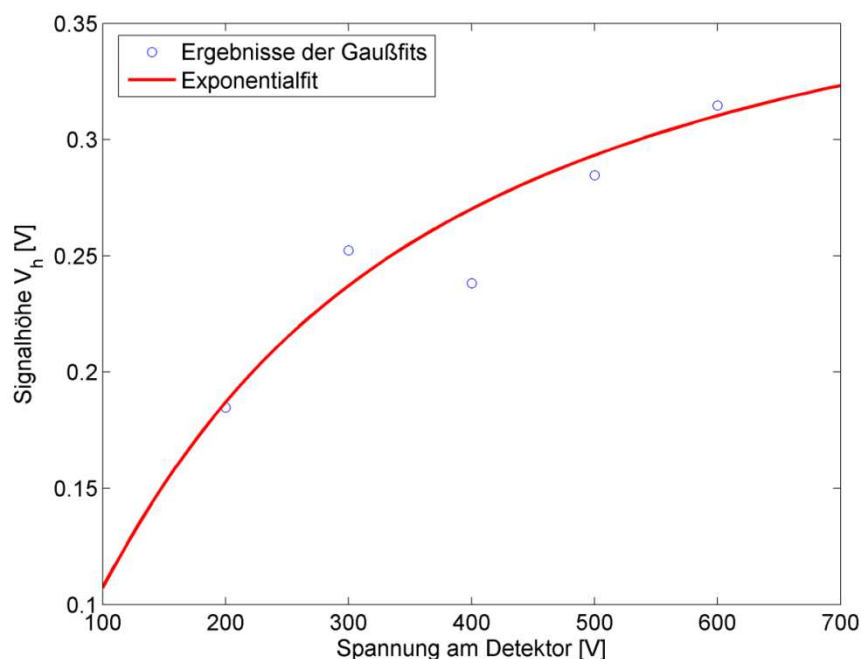


Abbildung 7-19 Untersuchung der Hecht-Relation der Löcher mit 2 mm Detektor durch Platinkontakt

Bei der Anpassung der Hecht-Relation wurden folgende Werte ermittelt:

$$\mu\tau = (1,05 \pm 0,02) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2 / \text{V}$$

$$V_0 = (0,420 \pm 0,004) \text{ V}$$

Der Wert für V_0 übersteigt den größtmöglichen Wert von V_0 um mehr als 15%.

In Abbildung 7-20 ist ein Löchersignal bei einer Detektorspannung von 600 V zu sehen. Das Signal steigt innerhalb von 60 ns auf 30% des Gesamtsignals an, ein Elektronensignal braucht dafür etwa 40 ns, gefolgt von einem langsameren Verlauf, bis es schließlich Sättigung erreicht. Da die Messung mit Alphateilchen durchgeführt wurde, muss der schnelle Anstieg den Löchern zugeordnet werden. Dies kann allerdings nur der Fall sein, wenn die Löcher auf einer kurzen Strecke ein sehr hohes elektrisches Feld erfahren und stark beschleunigt werden, gefolgt von einem schwächeren Feld.

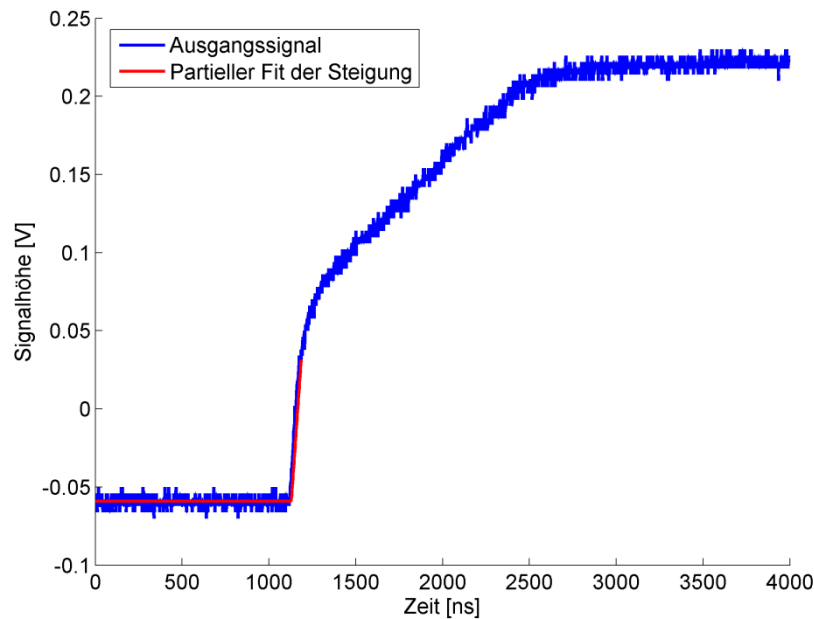


Abbildung 7-20 Löchersignal des 2 mm Detektors bei der Messung mit Alphateilchen mit 600 V

Bei der Auswertung der Steigung der Signale und der damit verbundenen Beweglichkeit der Löcher, zu sehen in Tabelle 7-15, wurden sehr große Werte ermittelt.

Tabelle 7-15 Beweglichkeit der Löcher des 2 mm Detektors durch Einstrahlung von oben

Spannung [V]	200	300	400	500	600
$\mu_h [\text{cm}^2/\text{Vs}]$	234 ± 12	213 ± 11	216 ± 11	200 ± 10	187 ± 10

Da die ermittelten Werte der Beweglichkeiten zu groß erschienen, wurde zusätzlich eine Messung mit Einstrahlung von unten in den Detektor durch den Goldkontakt durchgeführt. Auch hier wurde eine ähnlich hohe Beweglichkeit gemessen und die Signale zeigten ein ähnliches Verhalten wie das Signal in Abbildung 7-20. Hier fiel allerdings auf, dass sich das Signalverhalten mit der Zeit änderte. Zu Beginn der Messung war der Signalanstieg langsamer als nach wenigen Minuten. Dies wirkte sich auch auf die Energiespektren der Alphateilchen bei den unterschiedlichen Spannungen aus, die einen sehr breiten Verlauf aufwiesen.

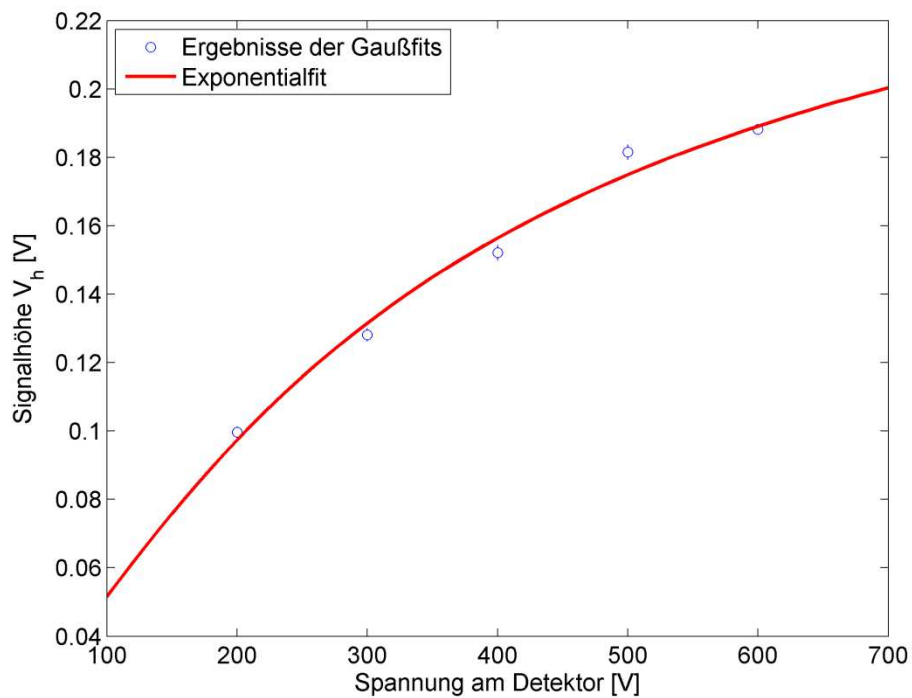


Abbildung 7-21 Untersuchung der Hecht-Relation der Löcher mit 2 mm Detektor durch Goldkontakt

Bei der Anpassung der Hecht-Relation wurden folgende Werte ermittelt:

$$\mu\tau = (7,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-5} \text{ cm}^2/\text{V}$$

$$V_0 = (0,292 \pm 0,006) \text{ V}$$

Die Auswertungen der Beweglichkeiten sind in Tabelle 7-16 zusammengefasst.

Tabelle 7-16 Beweglichkeit der Löcher des 2 mm Detektors durch Einstrahlung von unten

Spannung [V]	200	300	400	500	600
$\mu_h [\text{cm}^2/\text{Vs}]$	218±12	179±10	140±8	148±8	210±11

Die zeitliche Veränderung der Signale und die erhöhte Feldstärke, die auf die Löcher wirkte, legten die Vermutung nahe, dass sich im Detektor durch Anlegen einer Spannung mit der Zeit ein zusätzliches Feld einstellt. Der Detektor wird durch die angelegte Spannung polarisiert und das dadurch entstehende Feld sorgt für eine zusätzliche Beschleunigung der Löcher. Diese Vermutung musste anhand der Charakterisierung der Elektronen noch verifiziert werden.

Bei der Untersuchung der Elektronen mit den Alphateilchen wurde wie bei den Löchern erst die Hecht-Relation in Abbildung 7-22 durch Einstrahlung durch den Platinkontakt untersucht. Auch hier wurde ein zu großer Wert für V_0 ermittelt:

$$\mu\tau = (2,52 \pm 0,04) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V}$$

$$V_0 = (0,382 \pm 0,005) \text{ V}$$

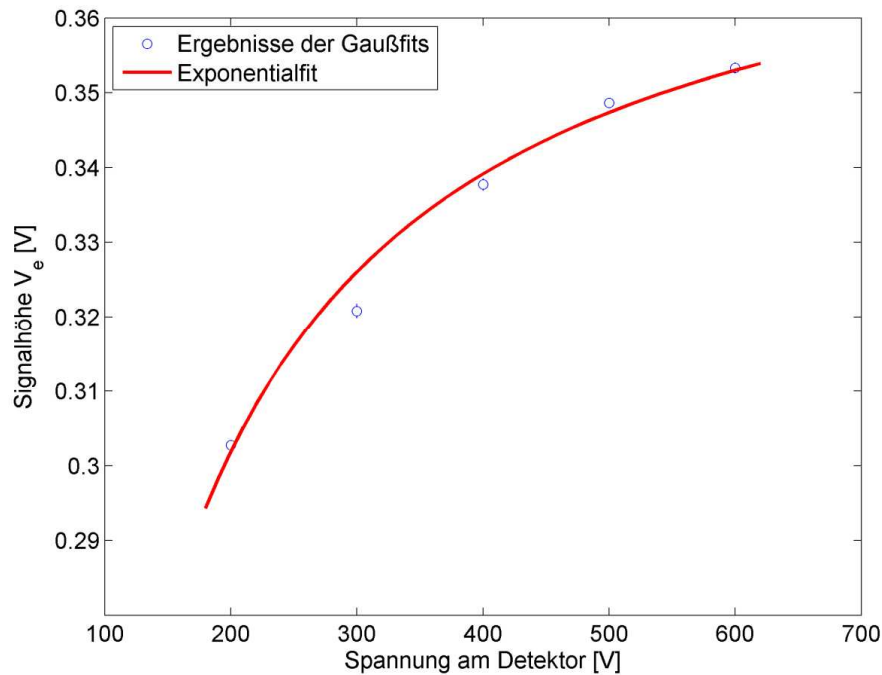


Abbildung 7-22 Untersuchung der Hecht-Relation der Elektronen mit 2 mm Detektor durch Platinkontakt

Die Steigungen der Signale wurden ausgewertet und damit die Beweglichkeit bestimmt. Die Ergebnisse der Messung der Beweglichkeit zeigt Tabelle 7-17.

Tabelle 7-17 Beweglichkeit der Elektronen bei unterschiedlichen Detektorspannungen

Spannung [V]	200	300	400	500	600
$\mu_e [\text{cm}^2/\text{Vs}]$	264 ± 15	310 ± 34	640 ± 36	836 ± 44	974 ± 52

Wie bei den Löchern ist eine Abweichung der Beweglichkeit von den Werten anderer Züchtungen zu sehen. Lediglich bei 600 V Detektorspannung scheint die Beweglichkeit richtig bestimmt worden zu sein. Bei niedrigeren Spannungen sind die Werte zu gering ausgefallen. Auf eine Bestimmung der Lebensdauern wurde daher verzichtet.

Anschließend wurde die Alphasmessung ebenfalls durch den Goldkontakt durchgeführt. Dabei fiel auf, dass sich bei niedrigen Spannungen kurz nach Anlegen des Feldes typische Elektronensignale zeigten, die schon nach wenigen Minuten sehr stark in Anstieg und Amplitude abnahmen und dann komplett verschwanden. Dies bestätigt die Vermutung aus den Messungen der Löcher. Durch Anlegen eines Feldes wird der Detektor polarisiert. Das zusätzlich entstehende elektrische Feld beschleunigt die Löcher und bremst die Elektronen ab bzw. hindert sie am Durchqueren des Detektors.

Die gemessene Beweglichkeit nimmt dabei mit der angelegten Spannung zu, da die Elektronen mit zunehmender Spannung das durch die Polarisation entstandene Feld besser durchqueren können.

7.2.2 Biparametrische Analyse des ^{137}Cs Spektrums

Die Auswirkung der Inhomogenität des Feldes ist bei den Messungen mit den Gamma-Teilchen des ^{137}Cs ebenfalls zu sehen. Bei Betrachtung der Simulation (gleiche Parameter wie bei vorherigen Simulationen) des Verlaufs des 662 keV Peaks im 2 mm Detektor im biparametrischen Spektrum in Abbildung 7-23 ist eine Spannungsabhängigkeit zu erkennen. Der unterschiedliche Verlauf sollte bei der Aufzeichnung von Spektren bei unterschiedlicher Spannung, in diesem Fall 400 V und 600 V, eindeutig zu sehen sein.

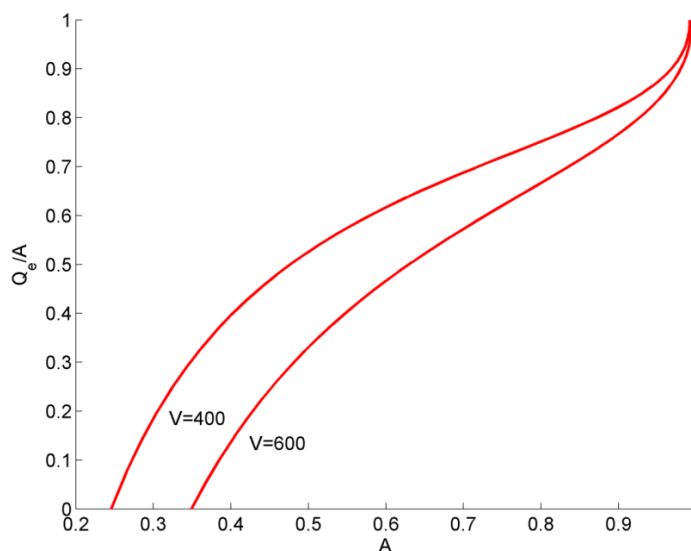


Abbildung 7-23 Simulation des Verlaufs des 662 keV Peaks im 2 mm Detektor bei 400 V und 600 V

Um den simulierten Verlauf zu überprüfen, wurden zwei biparametrische Spektren für negative Hochspannungen mit -400 V und -600 V ausgewertet. Die Quelle strahlt durch den Platinkontakt ein. Bei einer Wechselwirkung unterhalb des Kontaktes durchqueren die Löcher so den Detektor zur Kathode nach unten. Aufgrund der höheren Beschleunigung der Löcher im Detektor durch das zusätzliche elektrische Feld, war eine Abweichung der biparametrischen Spektren von den aus der Theorie erwarteten zu sehen. Die Spektren wurden mit dem Wienerfilter ausgewertet und in 512 Kanäle eingeordnet. Eine weitere Untersuchung der Auflösung mit mehr MCA Kanälen wurde bewusst nicht durchgeführt, da bei diesem Detektor weniger die Auswertung der spektralen Auflösung von Interesse war, sondern mehr die Inhomogenität des elektrischen Feldes im Detektor Gegenstand der Untersuchungen war. Das biparametrische Spektrum mit $\mu_e=700 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ bei -400 V ist in Abbildung 7-24 und bei -600 V in Abbildung 7-26 abgebildet. Die dazugehörigen Korrekturen zeigen Abbildung 7-25 bzw. Abbildung 7-27.

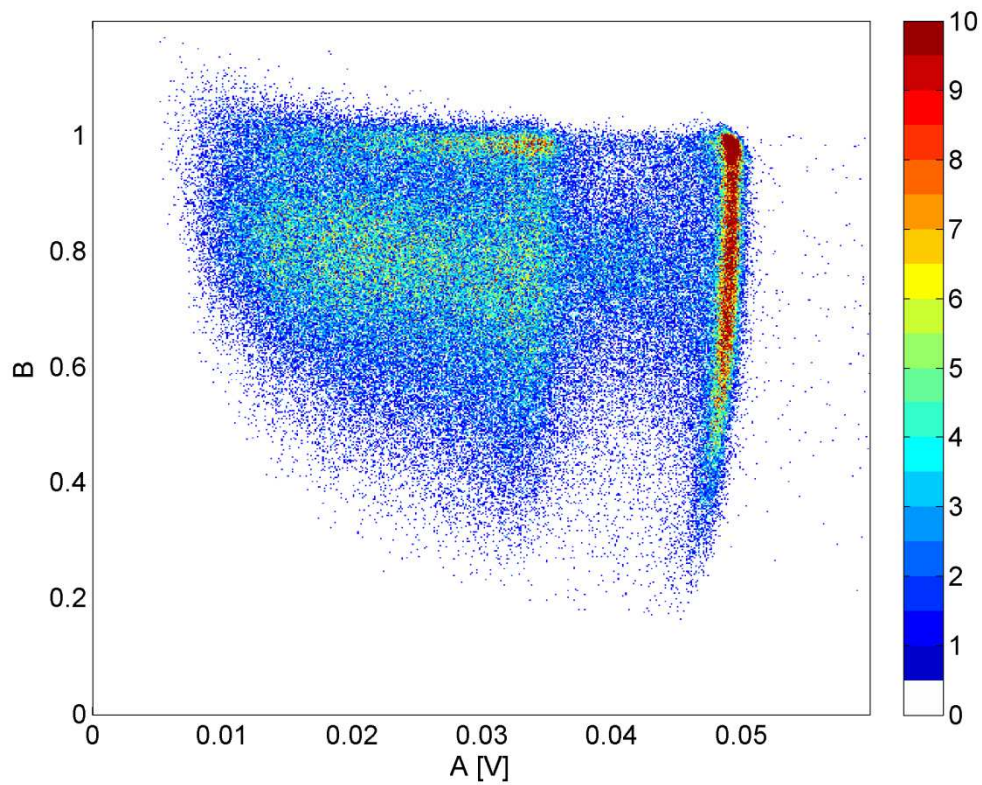


Abbildung 7-24 Biparametrisches Spektrum mit -400 V Detektorspannung ausgewertet mit Wienerfilter

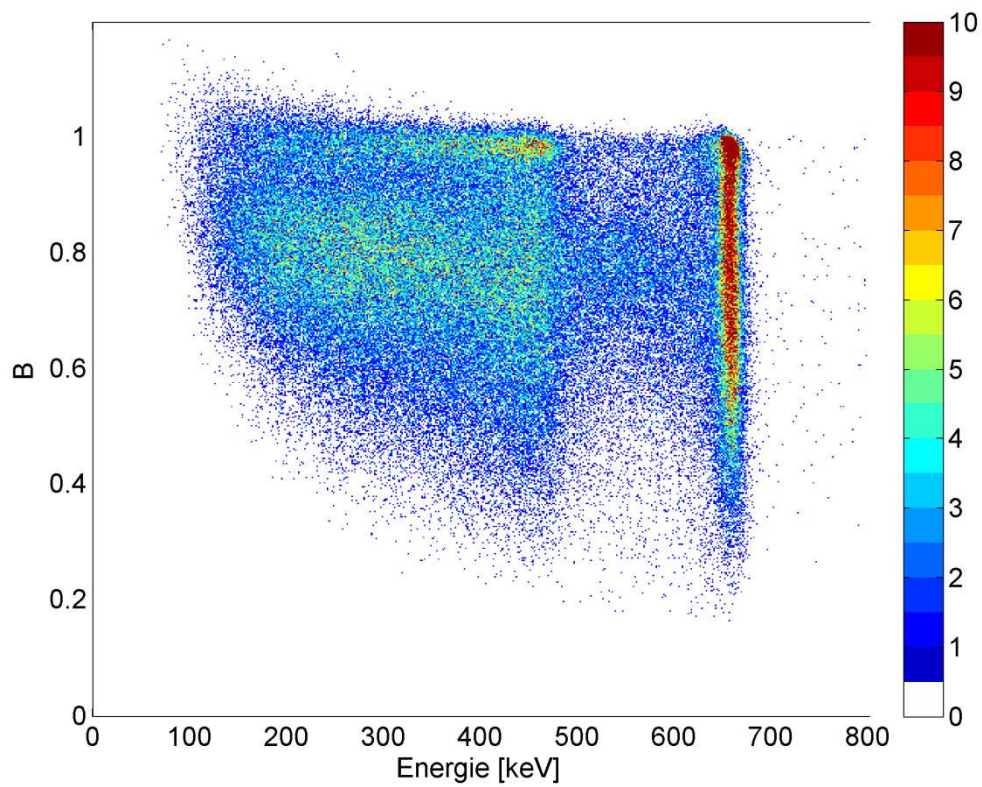


Abbildung 7-25 Korrigiertes biparametrisches Spektrum mit -400 V Detektorspannung

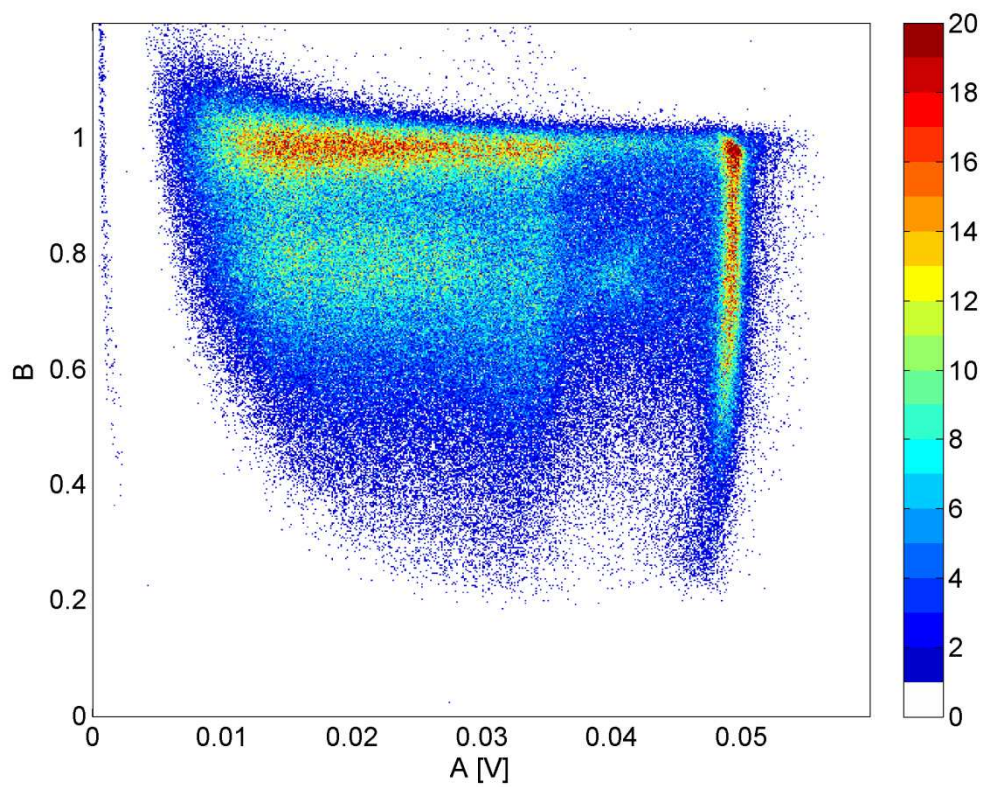


Abbildung 7-26 Biparametrisches Spektrum mit -600 V Detektorspannung ausgewertet mit Wienerfilter

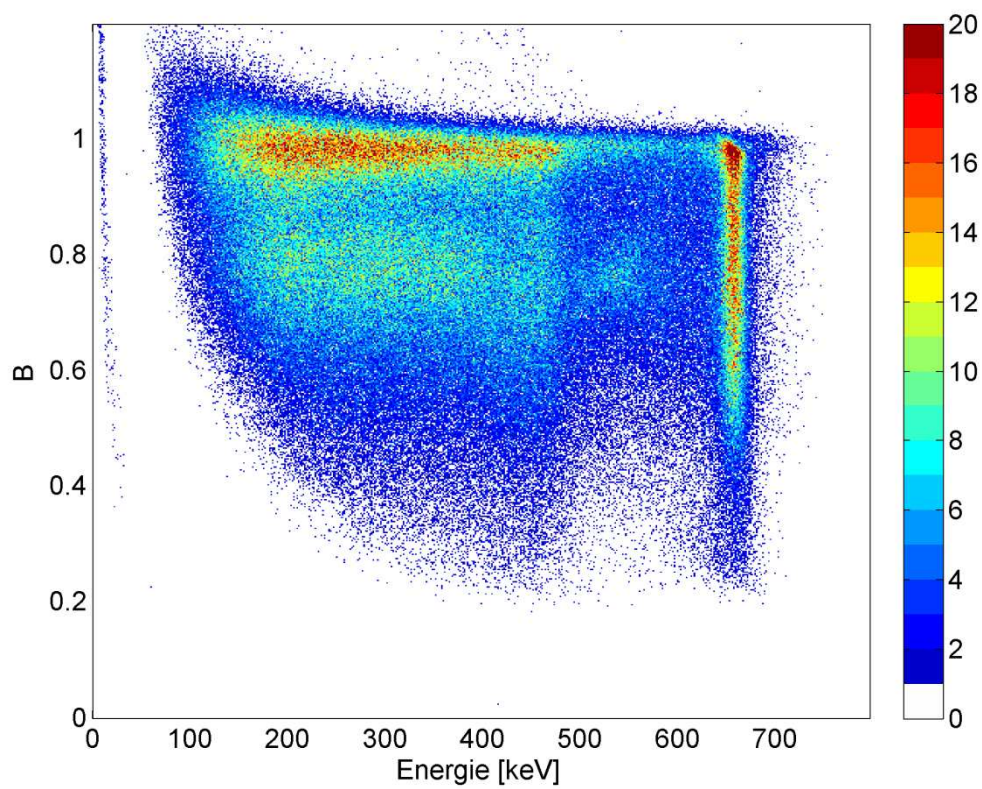


Abbildung 7-27 Korrigiertes biparametrisches Spektrum mit -600 V Detektorspannung

Beim Vergleich der nicht korrigierten Spektren in Abbildung 7-24 und Abbildung 7-26 ist eine starke Abweichung des Verlaufs des 662 keV Peaks vom durch die Simulation Erwarteten zu sehen. Außerdem scheint sich der Verlauf mit der Spannung nicht wesentlich zu ändern. Dies widerspricht auch der Erwartung aus der Theorie und der Simulation. Wird schließlich noch die spektrale Auflösung des Detektors bei unterschiedlichen Spannungen verglichen, so ist eine Verschlechterung der Auflösung bei einer Erhöhung der Spannung zu erkennen. Die Untersuchung der spektralen Auflösung, die wieder durch Ablesen bestimmt wurde, ist für -400 V in Tabelle 7-18 und für -600 V in Tabelle 7-19 zusammengefasst.

Tabelle 7-18 Spektrale Auflösung bei -400 V mit unterschiedlichen Elektronenbeweglichkeiten bestimmt

μ_e [cm ² /Vs]	500	600	700	800	900	1000	1100
FWHM [%]	2,7±0,1	2,6±0,1	2,6±0,1	2,7±0,1	2,7±0,1	2,7±0,1	2,7±0,1

Tabelle 7-19 Spektrale Auflösung bei -600 V mit unterschiedlichen Elektronenbeweglichkeiten bestimmt

μ_e [cm ² /Vs]	500	600	700	800	900	1000	1100
FWHM [%]	3,3±0,2	3,2±0,2	3,2±0,2	3,1±0,2	3,2±0,2	3,1±0,2	3,1±0,2

Normalerweise sollte sich die Auflösung aufgrund des höheren elektrischen Feldes und des damit verbundenen steileren Verlaufs des 662 keV Peaks im Spektrum verbessern.

Beim Vergleich der korrigierten Spektren in Abbildung 7-25 und Abbildung 7-27 ist eine weitere Abweichung zu erkennen. In beiden Spektren erscheinen die Signale wie bei den Auswertungen mit Entfaltung des 1 mm Detektors am häufigsten bei einem Parameter B von 1. Dies entspricht einem hohen Anteil an reinen Elektronensignalen. Im 2 mm Detektor gibt es aber einen weiteren ausgeprägten Bereich bei B von etwa 0,8. Warum hier zwei ausgeprägte Bereiche erscheinen, kann leider nicht erklärt werden.

Der Detektor zeigt trotz der Abweichungen eine sehr gute spektrale Auflösung. Dabei ist die Änderung durch die Korrektur aufgrund der Gestalt des biparametrischen Spektrums sehr gering. Bei der Projektion auf die x-Achse ergibt sich nur ein geringer Unterschied zwischen nicht korrigiertem und korrigiertem Spektrum. Für die Spannung von -400 V wird dies in Abbildung 7-28 gezeigt.

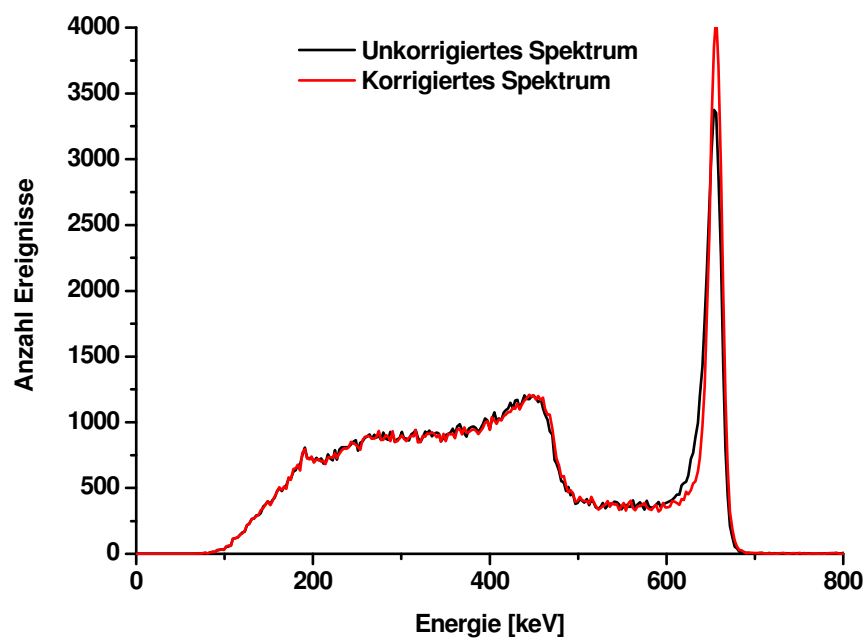


Abbildung 7-28 Projektion des Spektrums bei -400 V mit und ohne Korrektur

Für ein drittes biparametrisches Spektrum wurde die Polarität der Hochspannung umgedreht. Hier wurde ein Spektrum mit positiver Hochspannung von +600 V aufgenommen. Auch in diesem Spektrum in Abbildung 7-29 zeigten sich Anomalitäten.

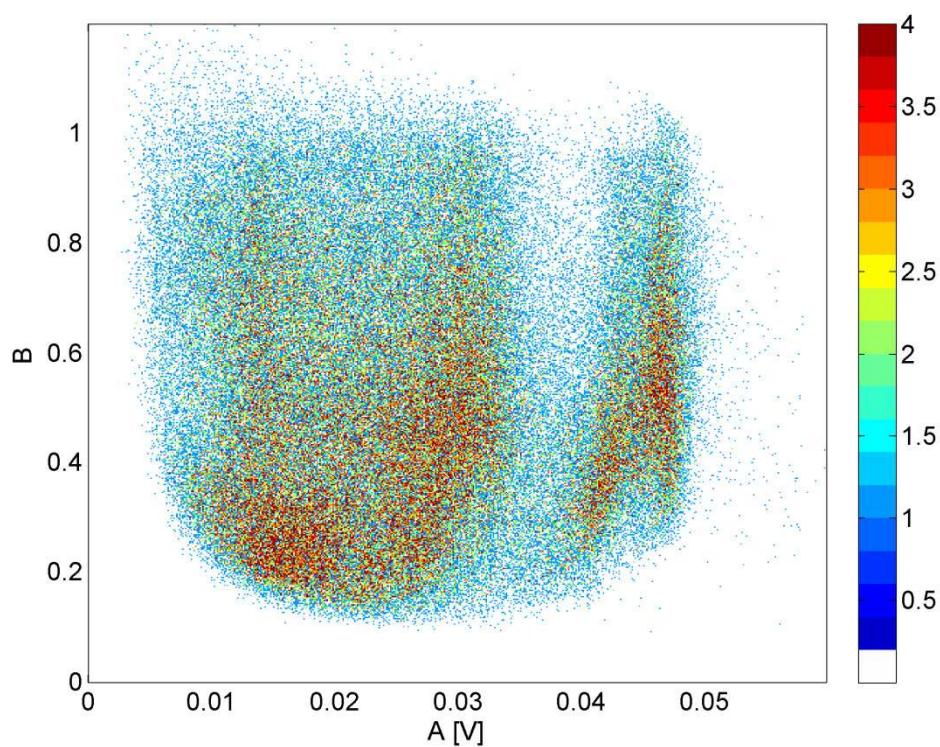


Abbildung 7-29 Biparametrisches Spektrum mit +600 V Detektorspannung ausgewertet mit Wienerfilter

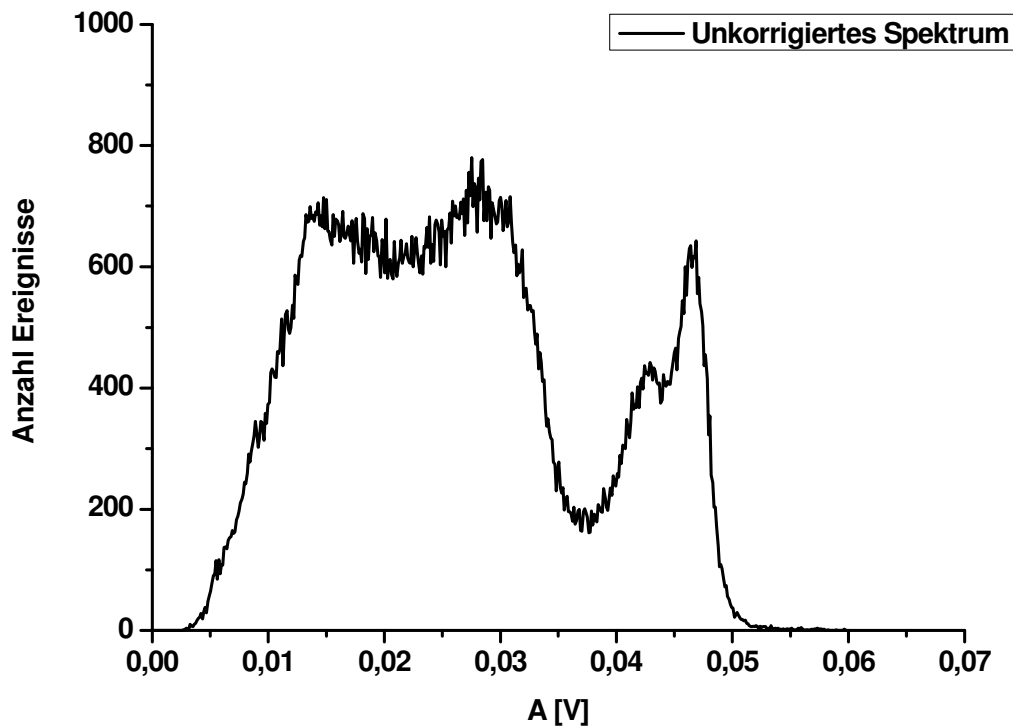


Abbildung 7-30 Unkorrigiertes 2-dimensionales Spektrum bei +600 V

Im biparametrischen Spektrum in Abbildung 7-29 und in der Projektion des Spektrums in Abbildung 7-30 sind zwei Peaks zu erkennen. Ein Peak verläuft wie bei den Messungen mit negativer Hochspannung senkrecht durch das biparametrische Spektrum. Der zweite Peak entspricht eher dem erwarteten Verlauf, wie er in der Simulation in Abbildung 7-23 zu sehen ist. Außerdem treten wesentlich mehr Signale mit hohem Löcheranteil als Signale mit reinem Elektronensignal im Spektrum auf.

Das elektrische Feld im 2 mm Detektor kann aufgrund der Ergebnisse der Messungen mit Alpha- und Gammateilchen nicht homogen sein. Die Löcher erfahren durch die Polarisation des Detektors auf einem kurzen Weg ein sehr hohes Feld. Dies erklärt den sehr schnellen Anstieg der Löcher und das Verschwinden der Elektronensignale bei niedrigen Spannungen bei der Alphamessung. Gleichzeitig ist der Beitrag der Löcher zum Signal höher als er bei homogenem elektrischem Feld wäre. Das führt dazu, dass das „Low Energy Tailing“ reduziert wird und der 662 keV Peak nahezu als senkrechte Kurve im Spektrum erscheint.

7.3 Messungen mit 5 mm Detektor

Mit einem 5 mm dicken Detektor sollte überprüft werden, ob die Methoden, wie sie für den 1 mm Detektor ermittelt wurden, auch für dickere Detektoren gute Ergebnisse liefern. Zunächst wurden wieder Messungen der Ladungsträger mit Alphateilchen gemacht, außerdem Spektren von ^{137}Cs , ^{22}Na und ^{106}Ru aufgezeichnet. Mit der aus dem Spektrum für ^{137}Cs ermittelten Korrekturfunktion wurden die Spektren von ^{22}Na und ^{106}Ru korrigiert und die Energien der Peaks in den korrigierten projizierten Spektren bestimmt.

7.3.1 Charakterisierung mit Alphateilchen

Bei der Messung der Löcherbeweglichkeit mit den Alphateilchen ergab die Messung der Hecht-Relation einen sehr flachen Verlauf im Vergleich zur Messung mit dem 1 mm Detektor und damit verbunden einen niedrigen Wert der Spannung V_0 :

$$\mu\tau = (3,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{V}$$

$$V_0 = (0,046 \pm 0,001) \text{ V}$$

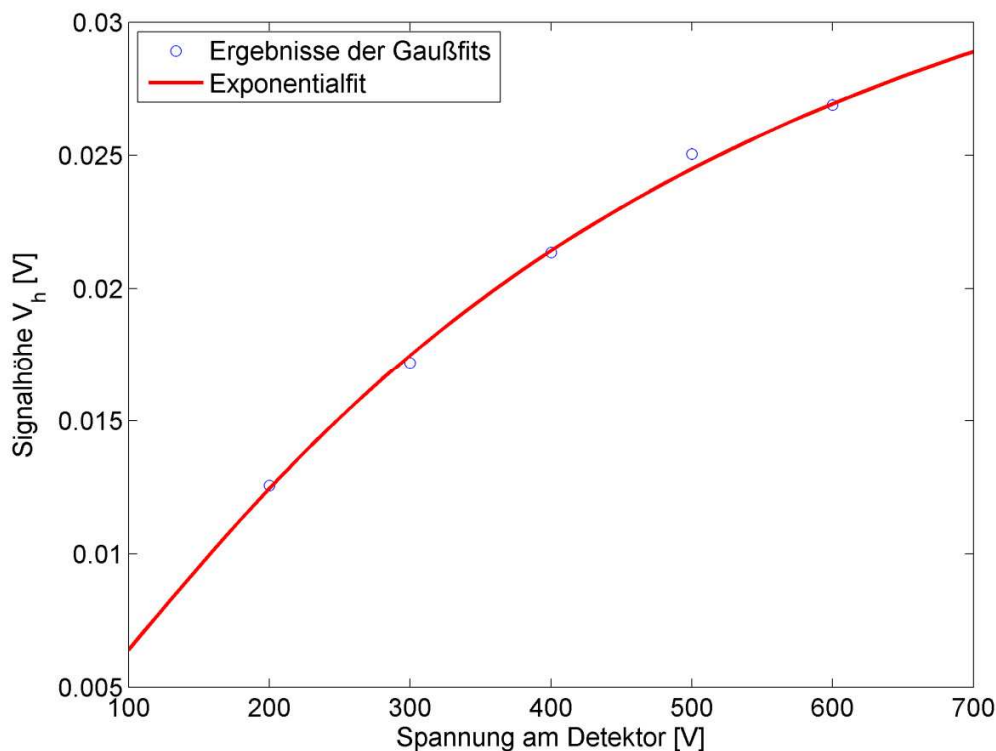


Abbildung 7-31 Untersuchung der Hecht-Relation der Löcher mit 5 mm Detektor

Der niedrige Wert der Spannung V_0 führt dazu, dass sich bei der Auswertung der Beweglichkeiten viel zu große Werte ergeben, wie in Tabelle 7-20 gut zu sehen ist, die noch dazu sehr unterschiedlich sind.

Tabelle 7-20 Beweglichkeit der Löcher bei unterschiedlichen Detektorspannungen

Spannung [V]	200	300	400	500	600
μ_h [cm ² /Vs]	165±4	143±3	126±3	108±2	89±2

Für dicke Detektoren ist eine Auswertung der Beweglichkeit und Lebensdauer der Löcher mit der verwendeten Methode offenbar nicht möglich.

Die Beweglichkeit der Elektronen ließ sich dagegen sehr gut bestimmen:

$$\mu\tau = (4,0 \pm 0,1) \cdot 10^{-3} \text{ cm}^2/\text{V}$$

$$V_0 = (0,335 \pm 0,001) \text{ V}$$

Die dazugehörige Hecht-Relation ist in Abbildung 7-32 abgebildet.

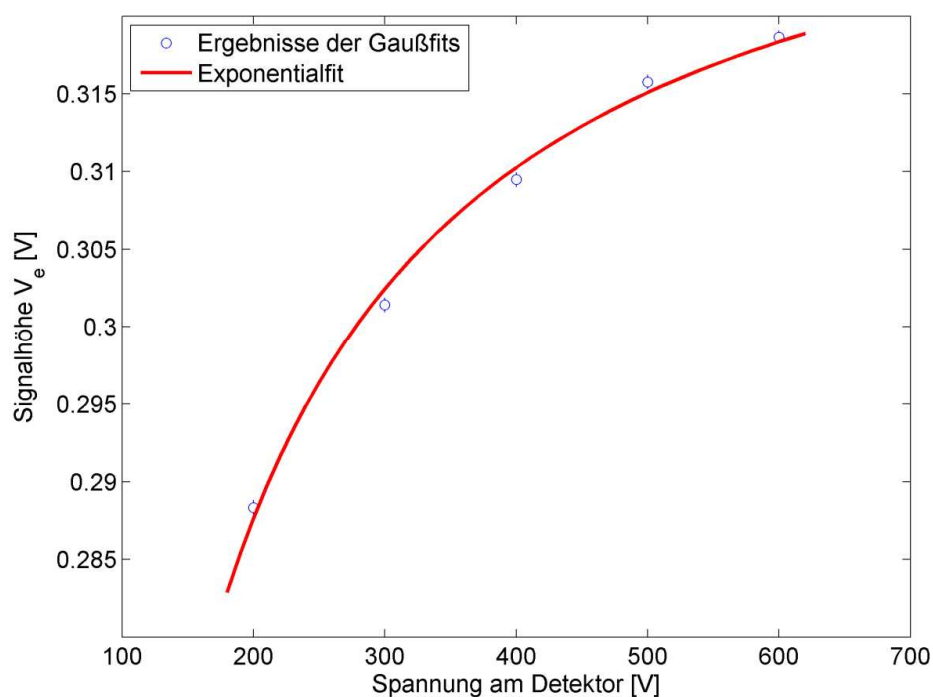


Abbildung 7-32 Untersuchung der Hecht-Relation der Elektronen mit 5 mm Detektor

Die gemessenen Beweglichkeiten bei verschiedenen Spannungen, zusammengefasst in Tabelle 7-21, schwanken nur minimal.

Tabelle 7-21 Beweglichkeit der Elektronen bei unterschiedlichen Detektorspannungen

Spannung [V]	200	300	400	500	600
μ_h [cm ² /Vs]	938±25	929±25	931±25	940±25	973±26

Die Lebensdauern, zu sehen in Tabelle 7-22, liegen eine Größenordnung über denen des 1 mm Detektors.

Tabelle 7-22 Lebensdauern der Elektronen bei unterschiedlichen Detektorspannungen

Spannung [V]	200	300	400	500	600	Mittel
τ_h [μ s]	$4,2 \pm 0,1$	$4,3 \pm 0,1$	$4,3 \pm 0,1$	$4,2 \pm 0,1$	$4,1 \pm 0,1$	$4,2 \pm 0,1$

7.3.2 Biparametrische Analyse des ^{137}Cs Spektrums

Wie in den Messungen mit Alphateilchen bereits zu sehen ist, wurde mit dem Detektor nur bei niedrigen Spannungen gemessen. Dies lag daran, dass die Goldkontakte vom Hersteller auf dem Detektor nicht gut aufgetragen wurden. Sie wurden nicht kreisförmig in die Mitte wie beim 1 mm und 2 mm Detektor aufgebracht, sondern auf die gesamte Oberfläche des Detektors bis zu den Rändern hin. Dies führte dazu, dass der Kontakt über den Rand hinweg auf die Seitenflächen des Detektors hinausragte, was einen höheren Leckstrom über die Randflächen zur Folge hatte. Dadurch waren keine Spannungen höher als 500-600 V möglich, ohne dass die Signale stark verrauscht waren. Die niedrige Detektorspannung hat negative Auswirkung auf das biparametrische Spektrum und die Auflösung des Detektors. Die Simulation (gleiche Parameter wie bei vorherigen Simulationen) in Abbildung 7-33 zeigt die Abhängigkeit des 662 keV Peaks von ^{137}Cs .

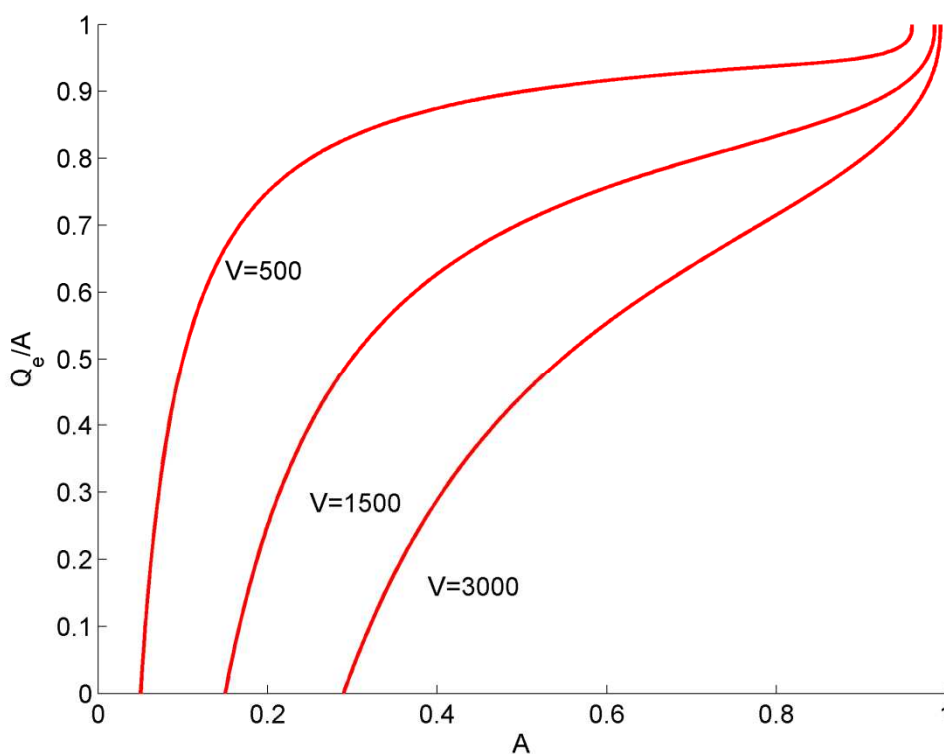


Abbildung 7-33 Simulation des Verlaufs des 662 keV Peaks im 5 mm Detektor bei 500, 1500 und 3000 V

Durch den sehr flachen Verlauf des 662 keV Peaks im Spektrum müssen die Ereignisse sehr stark korrigiert werden, um im selben Energiekanal gesammelt zu werden. Dies führt zu einem größeren Fehler bei der Korrektur und somit zu einer Verschlechterung der spektralen Auflösung des Detektors. Um ein ähnliches biparametrisches Spektrum zu erhalten wie beim 1 mm Detektor, müsste eine Spannung von etwa 3000 V angelegt werden.

Die biparametrischen Spektren wurden zunächst bei einer Detektorspannung von 500 V unter Verwendung des Wienerfilters für unterschiedliche Elektronenbeweglichkeiten von 500-1100 cm^2/Vs bestimmt und die spektrale Auflösung durch Ablesen der FWHM ausgewertet, siehe Tabelle 7-23. Hierzu wurden zunächst wieder 512 MCA Kanäle verwendet.

Tabelle 7-23 Spektrale Auflösung bei 500 V mit unterschiedlichen Elektronenbeweglichkeiten bestimmt

$\mu_e [\text{cm}^2/\text{Vs}]$	500	600	700	800	900	1000	1100
FWHM [%]	8,3 $\pm$ 0,4	8,1 $\pm$ 0,4	8,8 $\pm$ 0,4	8,6 $\pm$ 0,4	8,5 $\pm$ 0,4	9,5 $\pm$ 0,5	10,3 $\pm$ 0,5

Die beste spektrale Auflösung zeigte der Detektor bei einer angenommenen Elektronenbeweglichkeit von 600 cm^2/Vs . Das zugehörige biparametrische Spektrum ist in Abbildung 7-34 zu sehen, die Korrektur in Abbildung 7-35.

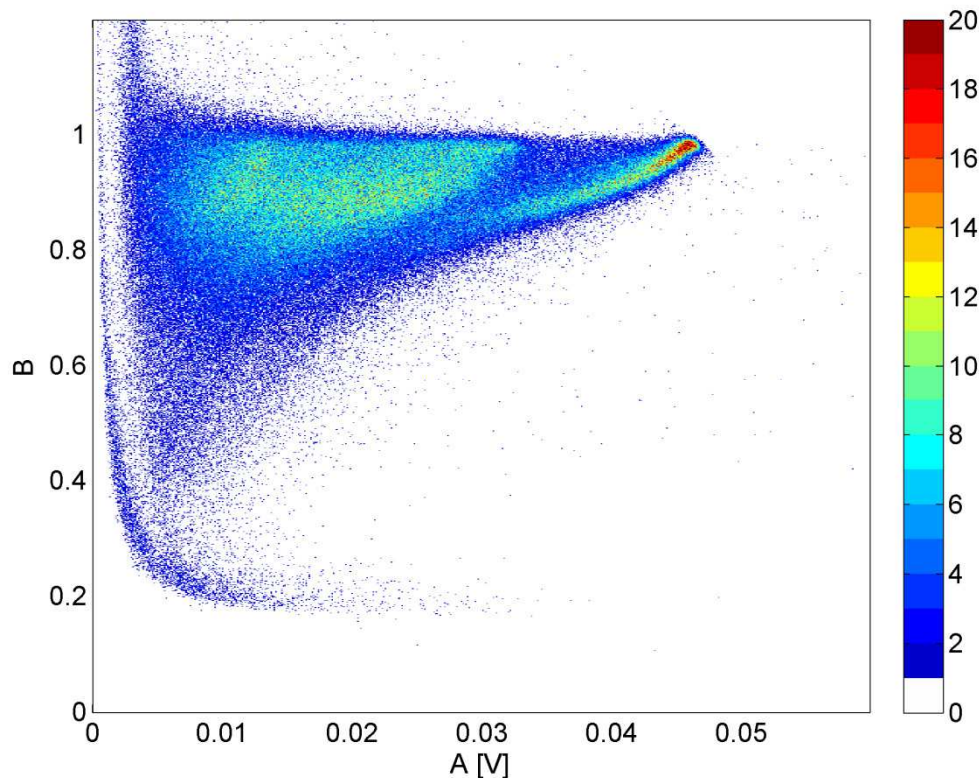


Abbildung 7-34 Biparametrisches Spektrum mit 500 V Detektorspannung ausgewertet mit Wienerfilter

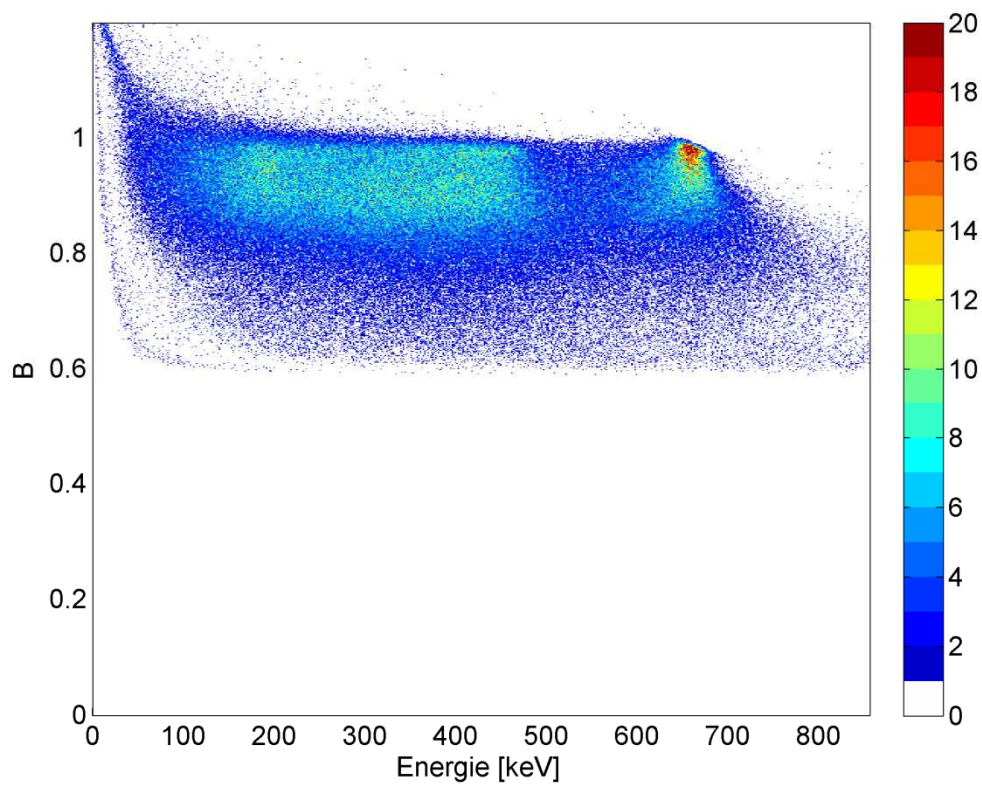


Abbildung 7-35 Korrigiertes biparametrisches Spektrum mit 500 V Detektorspannung

Die Projektion der Spektren zeigt Abbildung 7-36.

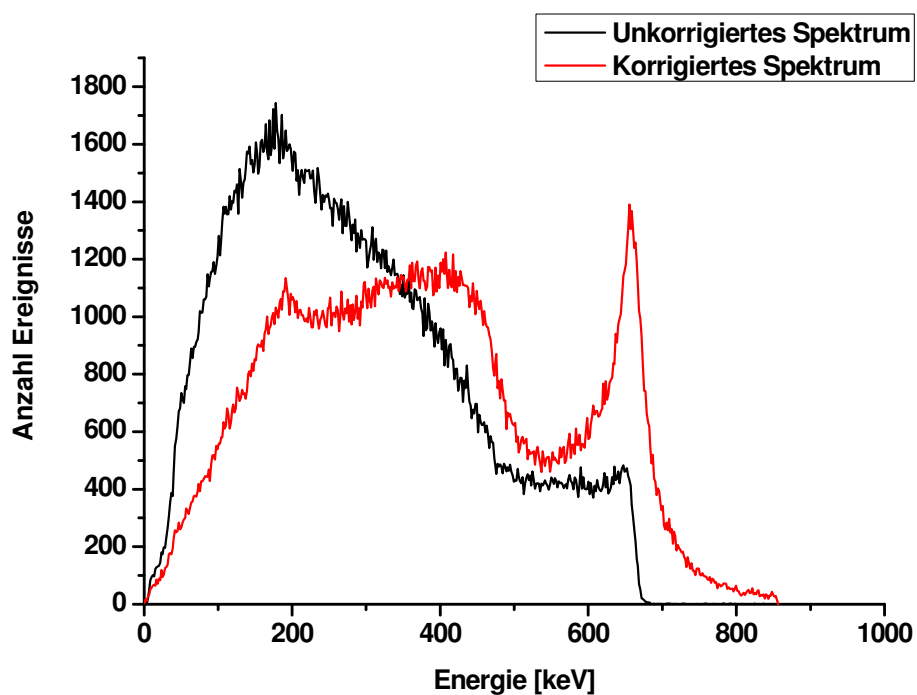


Abbildung 7-36 Projektion des Spektrums bei 500 V mit und ohne Korrektur mit 512 Kanälen

In Abbildung 7-34 ist der sehr flache Verlauf des 662 keV Peaks, wie er durch die Simulation bereits vorhergesagt wurde, aufgrund der niedrigen Spannung am Detektor sehr gut zu erkennen. Dies führt zu einer relativ schlechten Auflösung des Detektors. Eine Korrektur ist, wie bereits erwähnt, schwierig. Zusätzlich ergeben sich viele Ereignisse zwischen der Comptonkante und dem 662 keV Peak und damit ein schlechtes Peak-zu-Tal Verhältnis von 2,7. Das Peak-zu-Compton Verhältnis beträgt etwa 1,1.

Durch die Erhöhung der Anzahl der MCA Kanäle und der damit verbundenen höheren Auflösung der Energie konnte eine Verbesserung der Auflösung erreicht werden, siehe Tabelle 7-24.

Tabelle 7-24 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlicher Anzahl an Kanälen im MCA

Anzahl Kanäle MCA	512	1024	2048	4096
FWHM [%]	$8,1 \pm 0,4$	$8,1 \pm 0,4$	$7,9 \pm 0,4$	$5,3 \pm 0,3$

Das Peak-zu-Tal Verhältnis verbessert sich auf 3,3, das Peak-zu-Compton Verhältnis auf etwa 1,2. Die Projektion des biparametrischen und des dazugehörigen korrigierten Spektrums ist in Abbildung 7-37 abgebildet.

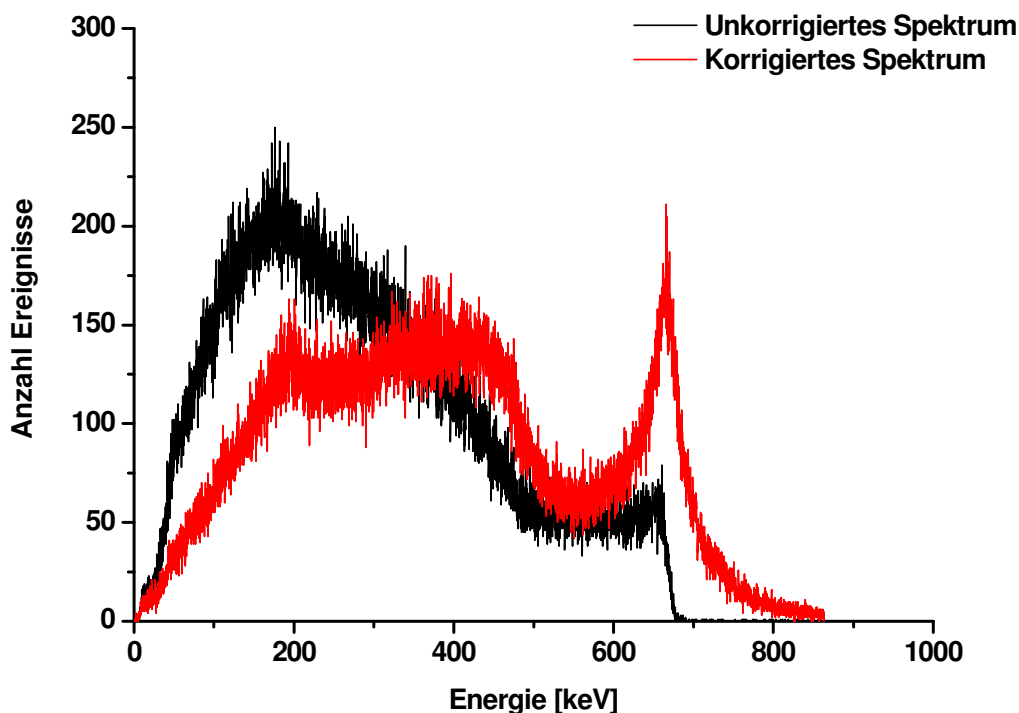


Abbildung 7-37 Projektion des Spektrums bei 500 V mit und ohne Korrektur mit 4096 Kanälen

7.3.3 Biparametrische Analyse der Spektren von ^{22}Na und ^{106}Ru

Mit dem 5 mm Detektor wurden zusätzlich noch biparametrische Spektren von ^{22}Na und ^{106}Ru aufgenommen und mit der Korrekturfunktion, die aus dem Spektrum für ^{137}Cs in Abbildung 7-34 bestimmt wurde, korrigiert. Die Projektion wurde hinterher ausgewertet und untersucht, bei welchen Energien Peaks im Spektrum zu sehen waren. Die Ergebnisse der bestimmten Energiepeaks wurden dann mit den Ergebnissen der Messungen derselben Quellen mit Hilfe eines Germanium-Detektors (vgl. Anhang A.3) verglichen. Für fertige Systeme ist die Kontrolle der Korrekturfunktion ein wichtiger Schritt. Es muss sichergestellt sein, dass ein mit einer bestimmten Quelle kalibrierter Detektor auch Ereignisse anderer Quellen energetisch richtig wiedergibt.

Zur besseren Darstellung wurden die Spektren aufgeteilt in einen niederenergetischeren Bereich zwischen 0 und 800 keV und einen hochenergetischeren Bereich zwischen 800 und 1600 keV. An die gefundenen Peaks wurde eine Gaußfunktion angepasst und die Lage der Ergebnisse anhand der Messungen mit dem Germanium-Detektor, siehe Anhang A.3, überprüft. Der Fehler bei der Ermittlung der Position durch Anpassung des Gaußfits ist vernachlässigbar klein gegenüber dem systematischen Fehler, der durch die Korrektur entsteht und durch wiederholtes Korrigieren mit 1% abgeschätzt wurde.

Die korrigierten Spektren für ^{22}Na sind in Abbildung 7-38 und Abbildung 7-39 abgebildet, für ^{106}Ru in Abbildung 7-40 und Abbildung 7-41.

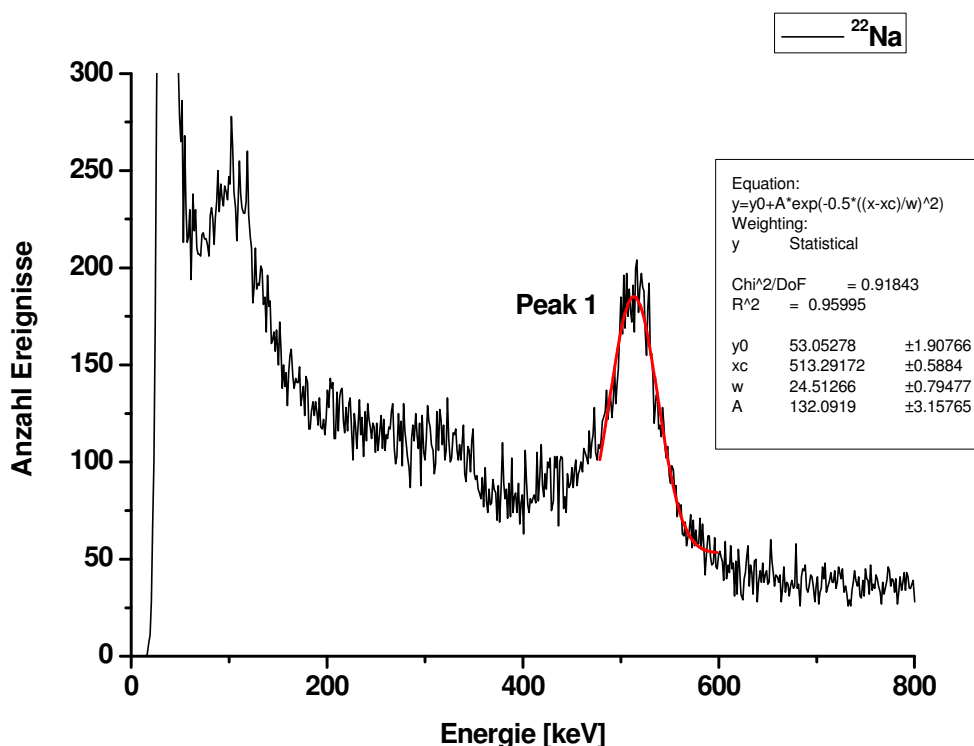
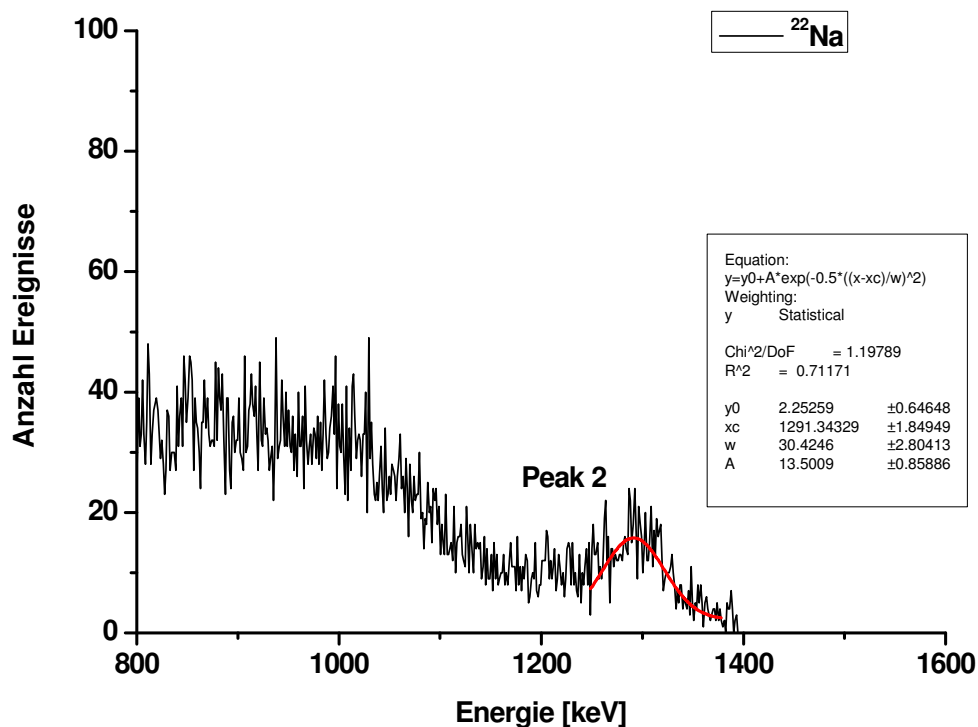
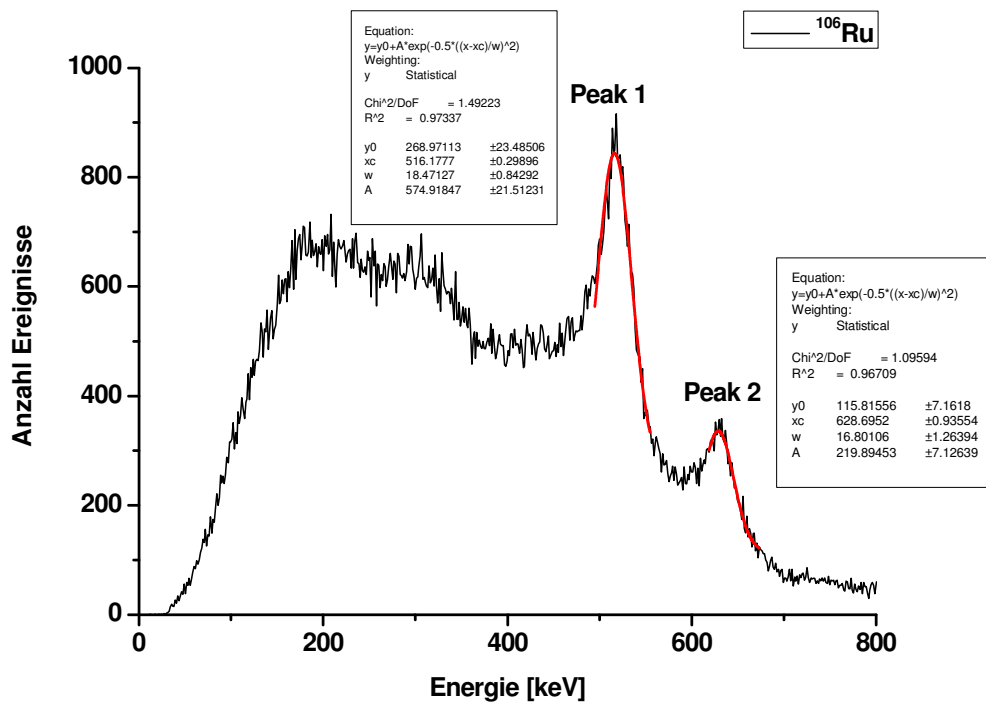


Abbildung 7-38 Korrigiertes Spektrum für ^{22}Na zwischen 0 und 800 keV

Abbildung 7-39 Korrigiertes Spektrum für ²²Na zwischen 800 und 1600 keVAbbildung 7-40 Korrigiertes Spektrum für ¹⁰⁶Ru zwischen 0 und 800 keV

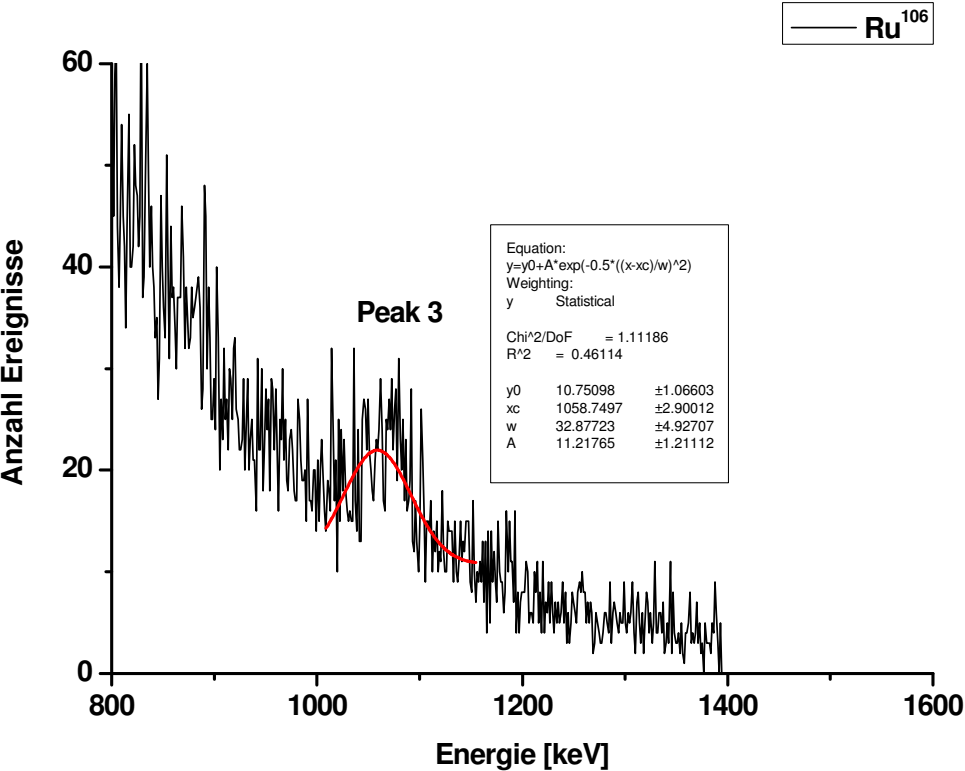


Abbildung 7-41 Korrigiertes Spektrum für ¹⁰⁶Ru zwischen 800 und 1600 keV

Die Ergebnisse der bestimmten Energien der Peaks sind für ²²Na in Tabelle 7-25 und für ¹⁰⁶Ru in Tabelle 7-26 zusammengetragen. Sie weichen nur geringfügig von den Energien, die mit dem Germanium-Detektor bestimmt wurden, ab.

Tabelle 7-25 Vergleich der Energien der ²²Na Peaks des 5 mm Detektors mit Germanium-Detektor

	5 mm Detektor	Germanium
Energie Peak 1 [keV]	513±5	511,0
Energie Peak 2 [keV]	1291±13	1274,5

Tabelle 7-26 Vergleich der Energien der ¹⁰⁶Ru Peaks des 5 mm Detektors mit Germanium-Detektor

	5 mm Detektor	Germanium
Energie Peak 1 [keV]	516±5	511,7
Energie Peak 2 [keV]	629±6	621,7
Energie Peak 3 [keV]	1059±11	1049,9

7.4 Messungen mit dem microDXP Aufbau

Mit dem microDXP von XIA konnte ein sehr kleiner und effizienter Aufbau, siehe Abbildung 6-4, realisiert werden, mit dem einige Messungen durchgeführt wurden. Ein Ziel dieser Arbeit war es, eine tragbare, vielseitig einsetzbare Messapparatur zu realisieren, die noch dazu nicht viel Energie verbraucht, um auch für den mobilen Einsatz verwendet werden zu können. Zunächst wurde mit einem Germanium-Detektor überprüft, ob das System auch eine gute Energieauflösung liefern kann. Der verwendete Detektor hat eine Energieauflösung von weniger als 1% bei 662 keV. Zunächst wurde also mit ^{137}Cs gemessen, der MCA geeicht und die Auflösung bestimmt. Dazu wurden 2048 MCA Kanäle verwendet. Das energiegeeichte Spektrum des Germanium-Detektors wird in Abbildung 7-42 gezeigt. Die FWHM wurde mit Gleichung (3.13) und daraus die Auflösung bestimmt. Sie beträgt etwa 1%.

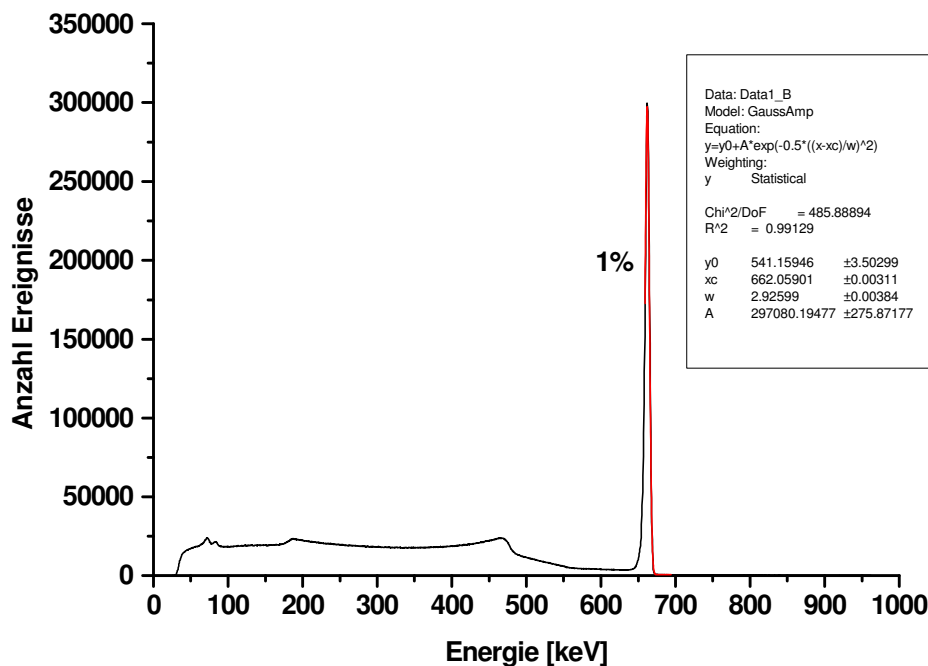


Abbildung 7-42 Bestimmung der Energieauflösung des Germanium-Detektors mit einer ^{137}Cs Quelle, aufgenommen mit dem microDXP Aufbau

Anschließend wurden mit dem microDXP Aufbau noch Spektren für sämtliche Detektoren, die in dieser Arbeit verwendet wurden, gemacht. Aufgrund des „Low-Energy-Tailings“ ist die Auflösung dieser Detektoren, die wieder mit der FWHM nach Gleichung (3.13) bestimmt wurde, wesentlich schlechter als nach der biparametrischen Analyse. Um diese Detektoren mit microDXP Aufbau sinnvoll verwenden zu können, müssten sie beispielsweise mit dem Coplanar Grid Design prozessiert werden.

Die energiegeeichten Spektren der 1 mm, 2 mm und 5 mm Detektoren sind in Abbildung 7-43, Abbildung 7-44 und Abbildung 7-45 abgebildet.

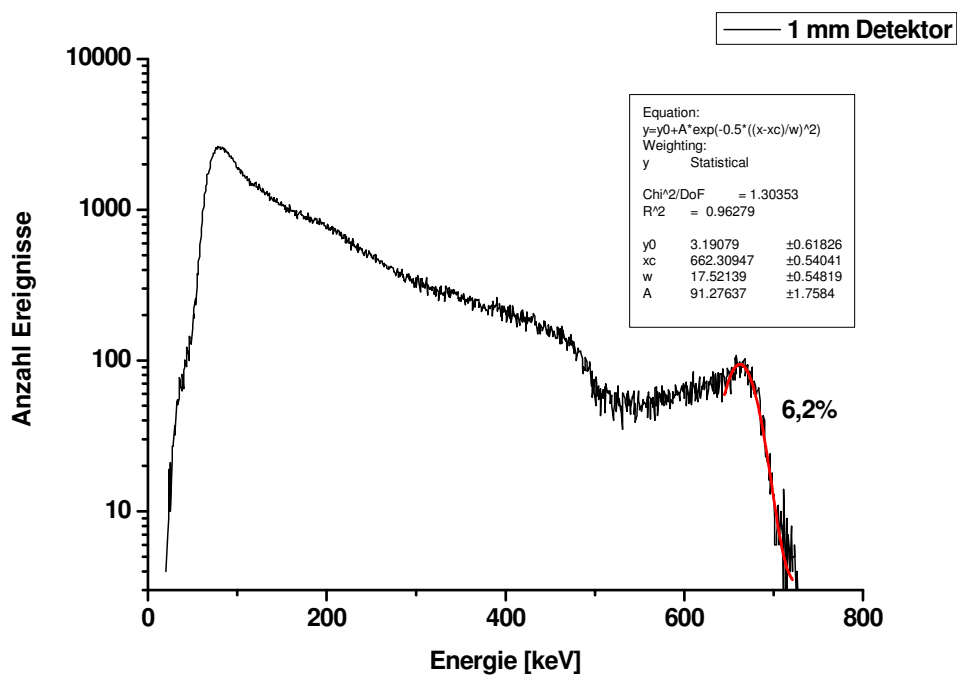


Abbildung 7-43 Bestimmung der Energieauflösung des 1 mm Detektors mit einer ¹³⁷Cs Quelle, aufgenommen mit dem microDXP Aufbau

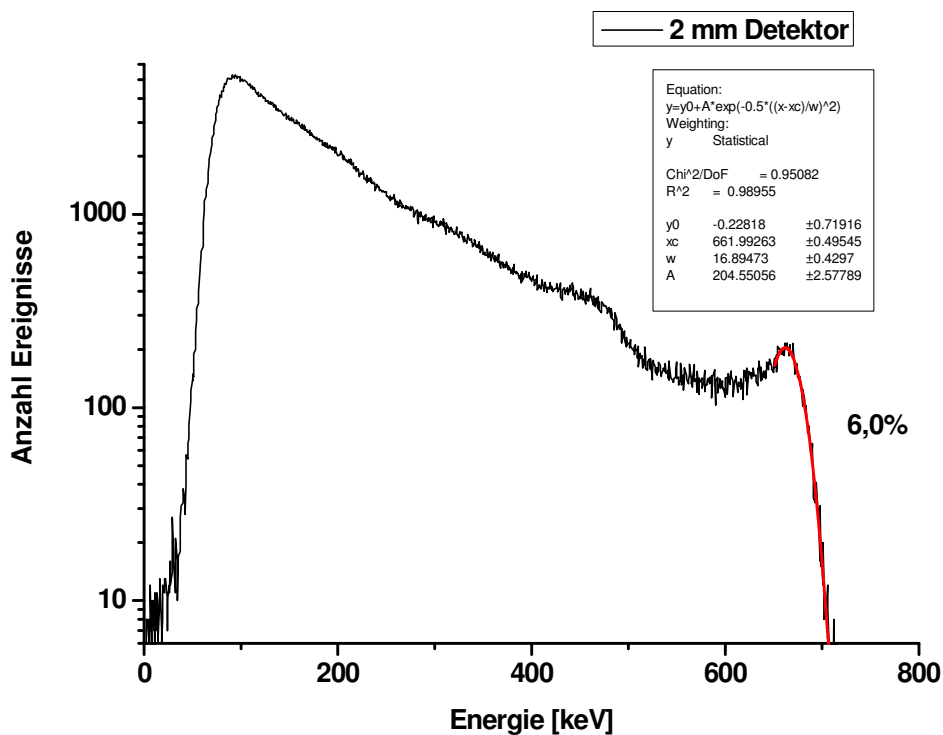


Abbildung 7-44 Bestimmung der Energieauflösung des 2 mm Detektors mit einer ¹³⁷Cs Quelle, aufgenommen mit dem microDXP Aufbau

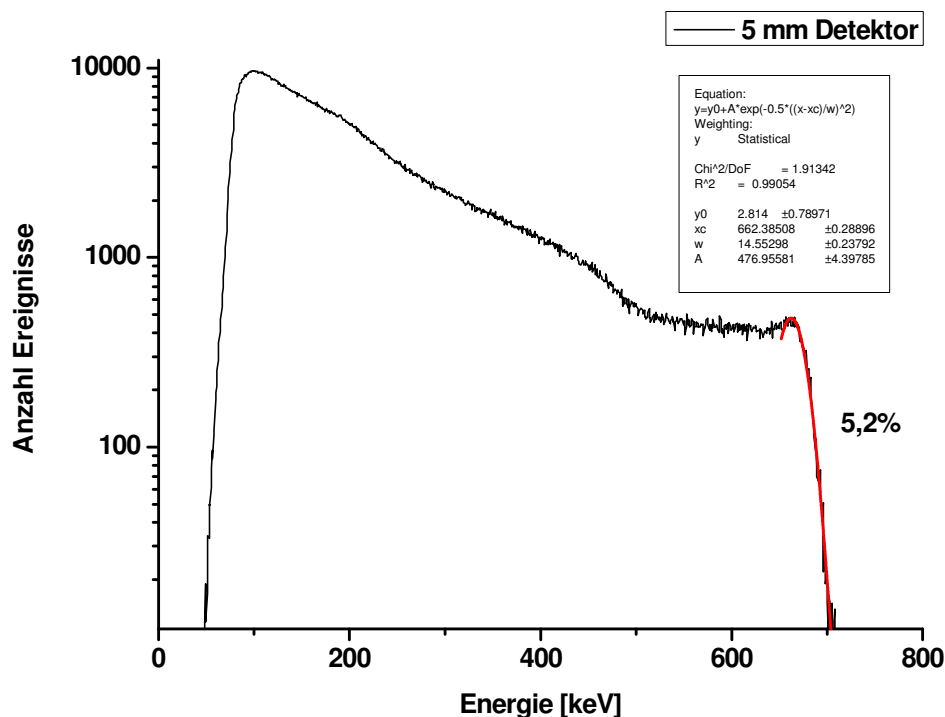


Abbildung 7-45 Bestimmung der Energieauflösung des 5 mm Detektors mit einer ^{137}Cs Quelle, aufgenommen mit dem microDXP Aufbau

Die Spektren wurden mit einer logarithmischen Skala dargestellt, damit die Peaks überhaupt zu erkennen sind. Daher spiegeln die ermittelten Auflösungen sicher nicht die tatsächliche Auflösung der Detektoren wieder. In diesem Abschnitt sollte lediglich gezeigt werden, dass der realisierte microDXP Aufbau mit unterschiedlichen Detektoren funktioniert und je nach Detektor eine gute Auflösung liefert. Er zeigt aber wieder das Problem der Verwendung planarer (Cd,Zn)Te-Detektoren in Systemen ohne Korrektur. Wie bereits erwähnt, würde eine Verwendung des Coplanar Grid Designs hier eine wesentliche Verbesserung bezüglich der Auflösung und der Beschaffenheit der Spektren ergeben.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es zu zeigen, dass es möglich ist, portable Systeme zur Isotopentrennung mit (Cd,Zn)Te-Detektoren, wie sie am FMF gezüchtet werden, aufzubauen. Dazu wurde ein digitaler MCA mit Hilfe eines microDXP von XIA realisiert und Messungen durchgeführt. Im Rahmen der Arbeit wurde außerdem ein wichtiger Messplatz mit Vakuumkammer zur Charakterisierung der Ladungsträgereigenschaften der Detektoren aufgebaut.

Die beiden wichtigsten Voraussetzungen an Systeme zur Isotopentrennung liegen in der Energieauflösung und der Effizienz, um eine Trennung der Isotope und hohe Nachweiswahrscheinlichkeit sicher zu stellen.

Anhand eines 1 mm Detektors wurde die Auswirkung der Signalbearbeitung untersucht und durch eine Optimierung der Auswerteverfahren und -parameter eine Verbesserung der Auflösung im Vergleich zur vorherigen Arbeit von Gregori [Gre06] erzielt. Mit diesem Detektor konnte eine Auflösung von bis zu 2,1% erreicht werden. Die ermittelten Auswerteverfahren ermöglichen dabei gleichzeitig auch eine einfache Umsetzung in portable Systeme, da sie im Wesentlichen aus einfachen mathematischen Operationen bestehen.

Um eine hohe Effizienz zu erhalten, benötigt man aufgrund der relativ großen Eindringtiefe der zu detektierenden Strahlung in (Cd,Zn)Te dickere Detektoren bis zu 1 cm oder mehr. Da ein Detektor der Dicke 1 mm keine hohe Effizienz liefert, wurde ein 5 mm Detektor mit den Verfahren, die zuvor für den 1 mm Detektor entwickelt wurden, untersucht. Aufgrund der schlechten Kontakte und dem damit verbundenen hohen Leckstrom bei relativ niedrigen Spannungen konnte mit diesem Detektor keine gute Auflösung erzielt werden. Es konnte jedoch gezeigt werden, dass der Detektor, der mit Hilfe von ^{137}Cs kalibriert wurde, einige Energiepeaks von ^{22}Na und ^{106}Ru gut wiedergeben konnte.

Anhand eines 2 mm Detektors wurde gezeigt, welche Auswirkung ein inhomogenes Feld im Detektor auf die Eigenschaften der Ladungsträger und somit auf die Spektren hat.

Mit dem Vakuumaufbau und der Messung mit Alphateilchen konnte eine hohe Beweglichkeit der Elektronen und niedrige Beweglichkeit der Löcher im Vergleich zu Literaturwerten nachgewiesen werden. Die Lebensdauern der Ladungsträger lagen allerdings bis zu einer Größenordnung unter den Literaturwerten. Dies könnte bei dickeren Detektoren zum Problem werden, wenn die Ladungsträger einen längeren Weg durch den Detektor zurücklegen müssen und die Einfangwahrscheinlichkeit steigt.

Die Ergebnisse zeigen eindeutig, wo die Probleme des aufgebauten Systems liegen.

Aufgrund des „Low-Energy-Tailings“ können die bisher verwendeten planaren Detektoren nicht mit hoher Auflösung mit dem microDXP betrieben werden, ohne dass das Detektordesign oder die Programmierung des FPGA geändert werden, was allerdings von Seiten des Herstellers nicht möglich ist. Damit entstehen die beiden ersten möglichen Aufgaben für die Zukunft. Es muss entweder eine Umsetzung des Coplanar Grid Designs mitsamt Elektronik erfolgen oder der microDXP eigenständig mit integrierter biparametrischer Analyse neu aufgebaut werden. Am besten wäre eine Realisierung beider Aufgabenstellungen, um vergleichen zu können, welches System effizienter arbeitet und die bessere Auflösung liefert.

Die Probleme, die durch die Kontakte entstehen, wie Feldinhomogenitäten oder hoher Leckstrom, müssen durch eine bessere Kontaktierung beseitigt werden. Außerdem empfiehlt sich die Verwendung einer Passivierung auf den nicht kontaktierten Seitenflächen der Detektoren, um Oberflächenleckströme zu minimieren.

Das Rauschen des Detektors und der Elektronik muss genauer untersucht und das Signal-zu-Rausch Verhältnis optimiert werden.

Ein weiteres Problem sind die niedrigen Lebensdauern der Ladungsträger und die hohe Einschlussdichte bzw. -größe des Tellurs, das als Falle für die Ladungsträger dient. Es müssen Verfahren entwickelt werden, um das Detektormaterial nach der Züchtung zu behandeln, und somit die Einschlüsse in der Anzahl zu reduzieren und sie zu verkleinern.

Eine weitere Herausforderung an die Kristallzüchtung im Freiburger Materialforschungszentrum wird die Züchtung von hochohmigem dickem Detektormaterial sein, das für eine hohe Effizienz der Systeme benötigt wird.

Anhang A:

A.1 Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

A.1.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird aus der inneren Schale eines Atoms durch Stoß ein Elektron der Atomhülle frei. Die gesamte Energie des einfallenden Photons wird dabei auf das Elektron abgegeben. Das Elektron verlässt daraufhin das Atom mit der Differenz der Photonenenergie E_γ und der Bindungsenergie E_b , daher muss die Photonenenergie größer sein als die Bindungsenergie des Elektrons:

$$E_{kin} = E_\gamma - E_b \text{ mit } E_\gamma > E_b. \quad (\text{A.1})$$

Dabei wird die Wahrscheinlichkeit für eine solche Photowechselwirkung durch den Photoabsorptionskoeffizienten σ_τ beschrieben:

$$\sigma_\tau \sim Z^n \text{ mit } 4 < n < 5. \quad (\text{A.2})$$

Der Photoeffekt findet vor allem bei niedrigen Energien bis 1 MeV und bei Materialien mit hohen Ordnungszahlen statt.

A.1.2 Comptoneffekt

Beim Comptoneffekt findet eine Wechselwirkung zwischen einem Photon und einem äußeren, schwach gebundenen Hüllenelektron des Absorbers statt. Das Photon überträgt dabei einen Teil seiner Energie an das Elektron. Das gestreute Elektron verlässt das Atom, wodurch dieses ionisiert wird. Der maximale Energieübertrag beim Comptoneffekt entsteht bei einem Streuwinkel von 180° , im Energiespektrum entsteht an dieser Stelle eine scharfe Kante, die Comptonkante.

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten des Comptoneffekts wird durch den Comptonwechselwirkungskoeffizienten σ_c beschrieben:

$$\sigma_c \sim Z. \quad (\text{A.3})$$

Der Comptoneffekt dominiert im Bereich von mehreren hundert keV bis in den Energiebereich unterhalb der Paarbildung für niedrige Ordnungszahlen.

A.1.3 Paarbildung

Bei der Paarbildung findet eine Wechselwirkung der ankommenden Photonen mit dem elektrischen Feld geladener Teilchen der Atomkerne oder Elektronen statt. Wenn die Photonenenergie 1,022 MeV, was der Ruhemasse von genau zwei Elektronen entspricht, übersteigt, dann können sich in starken Coulombfeldern Elektron-Positron-Paare bilden. Dabei wird die Energie der Photonen sowohl für die Ruhemasse der beiden entstandenen Teilchen als auch für deren kinetische Energie verwendet. Die Wahrscheinlichkeit für eine solche Paarbildung wird durch den Paarbildungskoeffizienten σ_p beschrieben:

$$\sigma_p \sim Z^2. \quad (\text{A.4})$$

Die Paarbildung wird für Atome mit niedrigen Ordnungszahlen erst ab 10-20 MeV bedeutend, bei schweren Absorbern bereits ab 10 MeV.

A.2 Radioaktive Zerfallsarten

Die drei wesentlichen Zerfallsprozesse sind der α -, β - und γ -Zerfall. Die schweren α -Teilchen dringen nur in die Oberfläche von Festkörpern ein, die β - und γ -Teilchen gelangen tiefer ins Material.

A.2.1 Der α -Zerfall

Das Alphateilchen besteht aus zwei Neutronen und zwei Protonen, es entspricht einem doppelt ionisierten ^4He -Atom [KrP92]. Das Alphateilchen hat eine sehr hohe Bindungsenergie, daher bilden sich in schweren Atomkernen α -Cluster. Durch die Verbindung wird Energie frei, durch die Alphateilchen das Nuklid spontan verlassen können. Beim α -Zerfall gibt es keine Elementarteilchenumwandlung, der Prozess findet nur über die starke Wechselwirkung statt. Die Kernladungszahl Z und die Neutronenzahl N des Nuklids verringern sich dabei um zwei, die Massenzahl A um vier:



Die Zerfallsenergien liegen typischerweise im Bereich von einigen MeV. Aufgrund ihrer elektrischen Ladung und ihrer hohen Masse und der damit verbundenen starken Wechselwirkung dringen Alphateilchen nur in die Oberfläche des Detektors ein. Die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung und damit verbundener Ionisierung der Atome des Absorbers ist sehr hoch.

A.2.2 Der β -Zerfall

Beim β -Zerfall werden zwei verschiedene Fälle unterschieden. Gibt es im radioaktiven Nuklid einen Neutronenüberschuss gegenüber stabilen Kernen, wandelt sich im Kern des Nuklids ein Neutron n in ein Proton p um. Dabei wird ein Elektron e^- frei, das den Kern verlässt. Wegen der Leptonenzahlerhaltung wird ein weiteres Teilchen emittiert, das Antineutrino $\bar{\nu}$. Betazerfälle finden über schwache Wechselwirkung statt.

$$n \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu} + \text{Energie} \quad (\text{A.6})$$

Haben die Atomkerne ein Neutronendefizit gegenüber ihren Nachbarkernen, kann sich die Neutronenzahl durch Emission eines Positrons e^+ erhöhen. Dabei wandelt sich im Atomkern ein Proton in ein Positron, ein Neutrino ν und ein Neutron um.

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu + \text{Energie} \quad (\text{A.7})$$

Betastrahlung gibt wie die Alphastrahlung ihre Energie in vielen Einzelstößen an den Detektor ab, die Eindringtiefe ist aufgrund der geringeren Masse der Elektronen dagegen viel größer.

A.2.3 Der γ -Zerfall

Bei vielen radioaktiven Zerfällen werden nicht nur Teilchen emittiert. Oft wird die Energie in Form von hochenergetischer Photonenstrahlung ausgesendet. Gammastrahlung findet oft als Folgeprodukt eines α - oder β -Strahlers statt. Diese Gammaquanten gehören zur elektromagnetischen Strahlung, die Massenzahl des Nuklids ändert sich daher nicht.

Die Wechselwirkung mit Materie wird durch ein exponentielles Gesetz beschrieben und ist abhängig von der Dichte ρ und der Dicke x des Materials. Beschrieben wird die Abschwächung im Material durch den Massenschwächungskoeffizienten μ / ρ . Das Schwächungsgesetz hat dann die Form:

$$I(x\rho) = I_0 \cdot e^{-(\mu/\rho) \cdot (x\rho)} = \left(I_0 \cdot e^{-(\mu x)} \right) \quad (\text{A.8})$$

A.3 Energiespektren der verwendeten Quellen ^{22}Na und ^{106}Ru

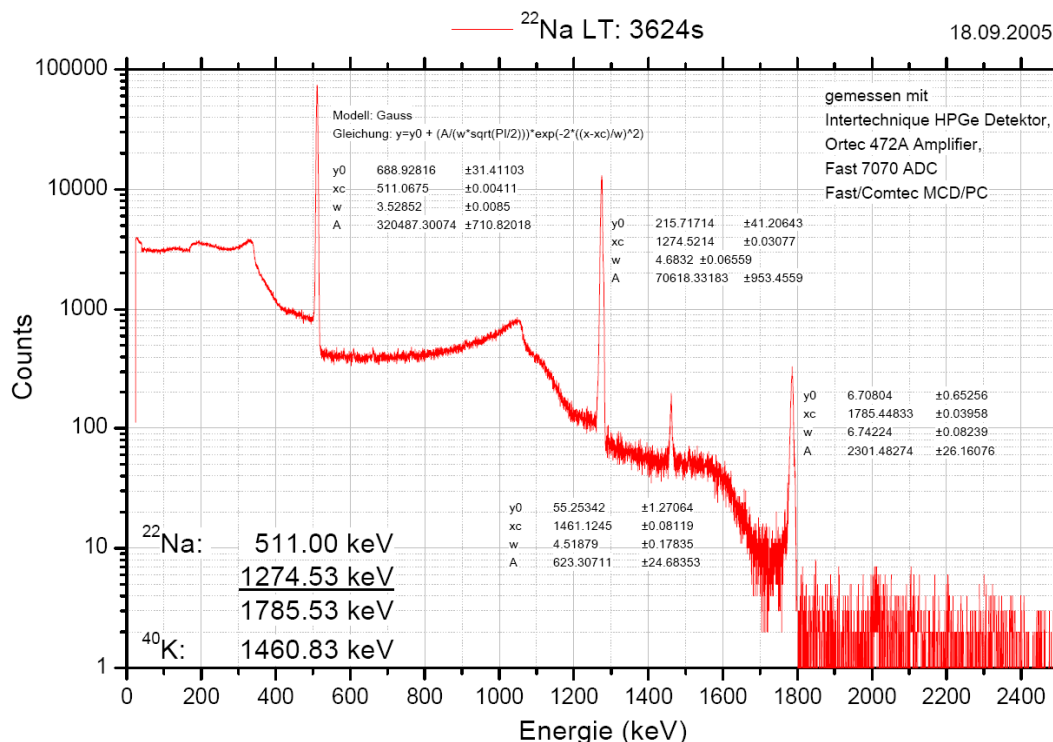


Abbildung A-1 Energiespektrum der verwendeten Na^{22} Gammaquelle (gemessen von Zwerger)

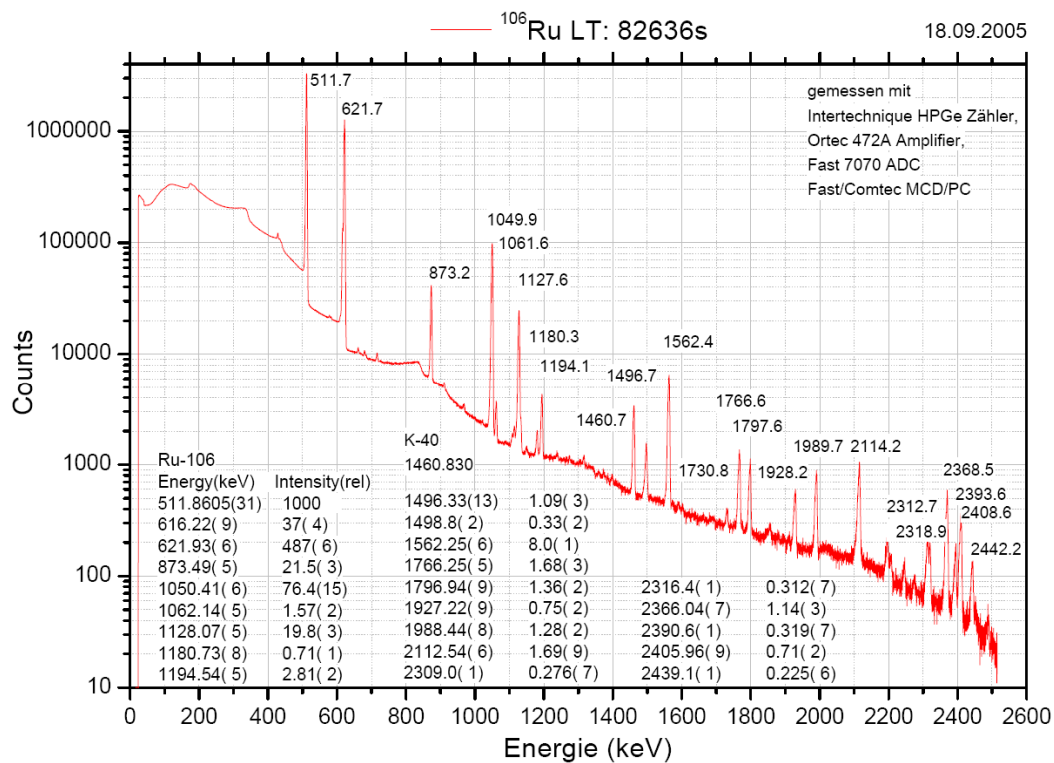


Abbildung A-2 Energiespektrum der verwendeten Ru¹⁰⁶ Gammaquelle (gemessen von Zwerger)

Literaturverzeichnis

- [Bol06] Bolotnikov, A., Camarda, G. S., Carini, G., Cui, Y., Kohman, K. T., Li, L., et al. (2006). Performance-limiting Defects in CdZnTe Detectors. *IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record*, p. 3622.
- [Cav71] Cavalleri, G., Gatti, E., Fabri, G., & Svelto, V. (1971). Extension of Ramo's theorem as applied to induced charge in semiconductor detectors. *Nuclear Instruments and Methods* 92 , p. 137.
- [Eis99] Eisen, Y., Shor, A., & Mardor, I. (1999). CdTe and CdZnTe gamma ray detectors for medical and industrial imaging systems. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* , p. 158.
- [Eri00] Erickson, J. C., Yao, H. W., James, R. B., Hermon, H., & Greaves, M. (2000, June). Time of flight experimental studies of CdZnTe radiation detectors. *Journal of Electronic Materials* .
- [Fau06] Fauler, A. (2006, June). Bridgmanzüchtung von (Cd,Zn)Te für Strahlungsdetektoranwendungen.
- [Fie96] Fiederle, M. (1996). *CdTe Röntgendetektoren – Materialeigenschaften und Charakterisierung*. Shaker Verlag.
- [Fou99] Fougères, P., Siffert, P., Hage-Ali, M., Koebel, J., & Regal, R. (1999). CdTe and Cd_{1-x}Zn_xTe for nuclear detectors: facts and fictions. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* , p. 38.
- [Fri44] Frisch, O. (1944). *British Atomic Energy Report BR-49* .
- [Gat86] Gatti, E., & Manfredi, P. (1986). Processing the Signals from Solid-State Detectors in Elementary-Particle Physics. *Rivista del Nuovo Cimento* , p. 1.
- [Gre06] Gregori, J. (2006, May). Pulsformenanalyse an planaren Cadmium-Zink-Tellurid-Detektoren.
- [Gun01] Gunninka, R., & Arlt, R. (2001). Methods for evaluating and analyzing CdTe and CdZnTe spectra. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* , 196.
- [HeZ00] He, Z. (2000, July). Review of the Shockley-Ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* , p. 250.

- [HeZ97] He, Z., Knoll, G., Wehe, D., & Miyamoto, J. (1997). Position-sensitive single carrier CdZnTe detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* , p. 180.
- [Hec32] Hecht, K. (1932, May). Zum Mechanismus des lichtelektrischen Primärstromes in isolierenden Kristallen. *Zeitschrift für Physik* 77 , p. 235.
- [Hin96] Hinsch, H. (1996). *Elektronik – Ein Werkzeug für Naturwissenschaftler*. Heidelberg: Springer Verlag.
- [Jan84] Jansson, P. A. (1984). *Deconvolution: With Applications in Spectroscopy*. Orlando, Florida: Academic Press, Inc.
- [Jen41] Jen, C. (1941, June). On the induced current and energy balance in electronics. *Proceedings of the I.R.E.* , p. 345.
- [Jon75] Jones, L., & Woolam, P. (1975). Resolution improvement in CdTe gamma detectors using pulse shape discrimination. *Nuclear Instruments and Methods Vol. 124* , p. 591.
- [Kim06] Kim, H. K. (2006, March). Analytical model for incomplete signal generation in semiconductor detectors. *Applied Physics Letters* 88 .
- [Kno00] Knoll, G. F. (2000). *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons.
- [KrP92] Krieger, H., & Petzold, W. (1992). *Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz*. Stuttgart: Teubner.
- [Leo94] Leo, W. (1994). *Techniques for Nuclear and particle Physics Experiments*. Heidelberg: Springer Verlag.
- [Luk94] Luke, P. (1994, November). Single-polarity charge sensing in ionization detectors using coplanar electrodes. *Applied Physics Letters* 65 , p. 2884.
- [Luk95] Luke, P. (1995, August). Unipolar Charge Sensing with Coplanar Electrodes - Application to Semiconductor Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science Vol 42* , p. 207.
- [Luk01] Luke, P., Amman, M., Lee, J., Ludewigt, B., & Yaver, H. (2001). A CdZnTe coplanar-grid detector array for environmental remediation. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* , p. 319.
- [Lun96] Lund, J., VanScyoc III, J., James, R., McGregor, D., & Olsen, R. (1996). Large volume room temperature gamma-ray spectrometers from $\text{Cd}_{1-x}\text{Zn}_x\text{Te}$. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* , p. 256.

- [Mat01] Mathy, F., Bonnefoy, J., Gliere, A., Mestais, C., & Verger, L. (2001). Simulation and measurements of pulse height and rise-time for electron signals in CZT detectors: influence of material and electronics parameters. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* , p. 484.
- [McG98] McGregor, D., He, Z., Seifert, H., Rojeski, R., & Wehe, D. (1998, June). CdZnTe Semiconductor Parallel Strip Frisch Grid Radiation Detectors. *IEEE Transactions on Nuclear Science Vol 45* , p. 443.
- [Nem98] Nemirovsky, Y. (1998, September). Statistical modeling of charge collection in semiconductor gamma-ray spectrometers. *Journal of Applied Physics* , p. 8.
- [OSB04] Oppenheim, A. V., Schafer, R. W., & Buck, J. R. (2004). *Zeitdiskrete Signalverarbeitung*. München, Germany: Pearson Studium.
- [Ram39] Ramo, S. (1939, September). Currents Induced by Electron Motion. *Proceedings of the I.R.E.* , p. 584.
- [Ric92] Richter, M., & Siffert, P. (1992). High resolution gamma ray spectroscopy with CdTe detector systems. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* , p. 529.
- [Ros06] Rossi, L., Fischer, P., Rohe, T., & Wermes, N. (2006). *Pixel Detectors. From Fundamentals to Applications*. Berlin: Springer Verlag.
- [SeB98] Selesnick, I., & Sidney Burrus, C. (1998, June). Generalized Digital Butterworth Filter Design. *IEEE TRANSACTIONS ON SIGNAL PROCESSING, VOL. 46* , p. 1688.
- [Sho38] Shockley, W. (1938, May). Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge. *Journal of Applied Physics* , p. 635.
- [Sho58] Shockley, W. (1958). Electrons, Holes and Traps. *Proceedings of the I.R.E.* , p. 973.
- [Smi03] Smith, S. W. (2003). *Digital Signal Processing*. Burlington, Massachusetts: Newnes, Elsevier.
- [Sze02] Sze, S. (2002). *Semiconductor Devices: Physics and Technology*. John Wiley & Sons.
- [Tro01] Trompeter, F. J. (2001). Barrierenentladungen zum Abbau von Schadstoffen in motorischen Verbrennungsabgasen.

- [Ver01] Verger, L., Boitel, M., M.C., G., Hamelin, R., Mestais, C., Mongellaz, F., et al. (2001). Characterization of CdTe and CdZnTe detectors for gamma-ray imaging applications. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* , p. 297.
- [Ver97] Verger, L., Bonnefoy, J., Glasser, F., & Ouvrier-Buffet, P. (1997). New Developments in CdTe and CdZnTe Detectors for X and g-Ray Applications. *Journal of Electronic Materials Vol 26* , p. 738.
- [Wer03] Wermers, N. (2003). *Lehrmodul: Detektorphysik*. Universität Bonn.
- [Wie50] Wiener, N. (1950). *Extrapolation, interpolation and smoothing of stationary time series*. Cambridge, Massachusetts: Technology Press of the Massachusetts Institute of Technology.
- [Xia06] XIA. (2006). *microDXP Technical Reference Manual v1.0.3*. Hayward USA.

Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1-1 Eindringtiefe in CdTe in Abhängigkeit der Photonen-Energie [Gre06].....	13
Abbildung 1-2 Durchlichtinfrarotaufnahmen eines (Cd,Zn)Te Kristalls gezüchtet von Fauler [Fau06] am Freiburger Material Forschungszentrum; links ist eine Aufnahme aus der Mitte eines Kornes, rechts eine schräge Zwillingsfläche mit Einschlüssen abgebildet	14
Abbildung 1-3 Durchmesser der Elektronenwolke, die 99,73% der Elektronen enthält, abhängig von der Driftzeit bei unterschiedlichen Energien der eingehenden Strahlung [Bol06]	15
Abbildung 1-4 Abhängigkeit der Auflösung des Detektors von der Konzentration und der Größe der Tellur-Einschlüsse bei 662 keV [Bol06]	16
Abbildung 2-1 Wechselwirkung von Gamma-Strahlung mit planarem Detektor [HeZ00].....	18
Abbildung 2-2 Wichtungspotential der Anode bei planarem Detektor; Anteile Ladungsträger [HeZ00]	19
Abbildung 2-3 Versuchsaufbau nach Hecht zur Messung des mittleren Schubwegs λ abhängig vom Ort der Entstehung x von lichtelektrisch ausgelösten Elektronen.....	20
Abbildung 2-4 Schema des Ladungsverlustes in einem planaren Halbleiterdetektor [Kim06].....	21
Abbildung 2-5 Schematische Darstellung des Low Energy Tailings am Beispiel von ^{137}Cs	22
Abbildung 2-6 Simulierte Signale für verschiedene Wechselwirkungsorte bei gleicher Wechselwirkungsenergie	25
Abbildung 2-7 Schematischer Aufbau des Detektor-/Vorverstärker-Systems mit Rauschquellen [Wer03]	28
Abbildung 2-8 Vergleich unterschiedlicher Signalformer und ihre Auswirkung auf ein δ -Signal [Gat86].....	30
Abbildung 3-1 Gasdetektor mit Frisch-Grid, P ist die aktive Zone [HeZ00].....	32
Abbildung 3-2 Wichtungspotential der Anode beim Frisch-Grid [HeZ00]	32
Abbildung 3-3 Planarer Detektor mit Parallel Frisch Grid Design [McG98]	33
Abbildung 3-4 ^{137}Cs Spektrum mit 662 keV aufgenommen bei Zimmertemperatur; in Rot eingefärbt ist das Spektrum mit ausgeschaltetem Frisch-Grid [McG98]	33
Abbildung 3-5 Querschnitt eines Detektors mit Coplanar Grid Elektroden [HeZ00].....	34
Abbildung 3-6 (Cd,Zn)Te mit Coplanar Grid Elektroden. Gut zu erkennen die beiden breiten äußeren Elektroden und die zur Interdigitalstruktur senkrechten Elektroden.....	34
Abbildung 3-7 Wichtungspotential der Coplanar Grid Anordnung für die Elektroden 1, 2 und 3 [HeZ00]	35
Abbildung 3-8 Schematische Darstellung der Coplanar Grid Elektronik mit einstellbarer Verstärkung (rote Markierung) zur Kalibration und Kompensation des Elektronenverlustes [Luk95].....	36

Abbildung 3-9 Biparametrisches ^{137}Cs Spektrum der Anstiegszeit eines (Cd,Zn)Te Detektors in Abhängigkeit der Signalthöhe; links ohne Kompensation, rechts mit [Lun96]	38
Abbildung 3-10 Bestimmung der beiden Größen Q_e und A für das biparametrische Spektrum	39
Abbildung 3-11 Bestimmung der beiden Größen Q_e und A für das biparametrische Spektrum nach der Methode der konstanten Driftzeit	40
Abbildung 3-12 Auswirkung der Methode der konstanten Driftzeit auf das biparametrische Spektrum	42
Abbildung 3-13 Verlauf der Linien gleicher Energie im biparametrischen Spektrum ..	43
Abbildung 4-1 Einfluss der Samplingfrequenz auf den Frequenzbereich	46
Abbildung 4-2 Rekonstruktion des Signals mit Hilfe eines Tiefpassfilters	47
Abbildung 4-3 Abhängigkeit des Amplitudengangs von der Ordnung [SeB98]	48
Abbildung 4-4 Spannungsverlauf bei verschiedenen Eingangsamplituden [Gre06]	50
Abbildung 4-5 Beispiel eines 250V Signals, welches entfaltet und gefittet wurde	53
Abbildung 4-6 Spannungssignal mit Filtern zur Bestimmung der Amplituden für das biparametrische Spektrum	55
Abbildung 5-1 Paschenkurve von Luft [Tro01]	57
Abbildung 5-2 Signalthöhe V_e mit überlagertem Gaußfit des Spektrums	58
Abbildung 5-3 Bestimmung des $\mu\tau$ -Produkts mit Hilfe eines Exponentialfits	59
Abbildung 5-4 Bestimmung der Steigung im Ursprung mit partiellem Linearfit	60
Abbildung 5-5 Abhängigkeit der Steigung des Elektronensignals vom Vielfachen der Signalthöhe	60
Abbildung 5-6 Abhängigkeit der Steigung des Löchersignals vom Vielfachen der Signalthöhe	61
Abbildung 5-7 Bestimmung der Steigung α mit Hilfe eines Gaußfits aus dem Spektrum	62
Abbildung 6-1 Detektoraufbau zur Aufnahme der Ladungssignale [Gre06]	63
Abbildung 6-2 Vakuumaufbau für die Charakterisierung mit Alphateilchen	65
Abbildung 6-3 Detektoraufbau mit x-y-Tisch und Bleikollimator	66
Abbildung 6-4 Detektoraufbau für den mobilen Einsatz mit microDXP der Firma XIA [Xia06]	67
Abbildung 6-5 Filter zur Signalauswertung im microDXP [Xia06]	68
Abbildung 6-6 Form und Funktionsweise der digitalen Filter im microDXP, links der schnelle Filter, rechts der langsamere [Xia06]	69
Abbildung 7-1 ^{137}Cs Spektrum mit und ohne Korrektur, aufgenommen bei 575V [Gre06]	70
Abbildung 7-2 Positionen der unterschiedlichen Messungen der Beweglichkeiten und Lebensdauern	71
Abbildung 7-3 Untersuchung der Hecht-Relation der Löcher mit 1 mm Detektor an Position 9	72
Abbildung 7-4 Untersuchung der Hecht-Relation der Elektronen mit 1 mm Detektor an Position 9	72
Abbildung 7-5 Beweglichkeiten der Elektronen an unterschiedlichen Messpunkten	74
Abbildung 7-6 Beweglichkeiten der Löcher an unterschiedlichen Messpunkten	74

Abbildung 7-7 Biparametrisches Spektrum ausgewertet mit Wienerfilter mit 15 Nachbarn	80
Abbildung 7-8 Korrigiertes biparametrisches Spektrum ausgewertet mit Wienerfilter mit 15 Nachbarn	81
Abbildung 7-9 Vergleich der Projektion des Spektrums mit Wienerfilter mit und ohne Korrektur	81
Abbildung 7-10 Biparametrisches Spektrum ausgewertet mit Wienerfilter mit 4096 Kanälen	82
Abbildung 7-11 Korrigiertes biparametrisches Spektrum ausgewertet mit Wienerfilter mit 4096 Kanälen	83
Abbildung 7-12 Projektion des Spektrums mit Wienerfilter mit 4096 Kanälen mit und ohne Korrektur	83
Abbildung 7-13 Typische entfaltete Signale aufgenommen mit 1 mm Detektor bei 580 V	84
Abbildung 7-14 Biparametrisches Spektrum entfalteter Signale mit theoretischer Fitfunktion	85
Abbildung 7-15 Biparametrisches Spektrum mit entfalteten Signalen mit 512 Kanälen	86
Abbildung 7-16 Korrigiertes biparametrisches Spektrum mit entfalteten Signalen mit 512 Kanälen	87
Abbildung 7-17 Projektion des Spektrums entfalteter Signale mit und ohne Korrektur	87
Abbildung 7-18 Projektion des Spektrums entfalteter Signale mit und ohne Korrektur mit 4096 Kanälen	88
Abbildung 7-19 Untersuchung der Hecht-Relation der Löcher mit 2 mm Detektor durch Platinkontakt	89
Abbildung 7-20 Löchersignal des 2 mm Detektors bei der Messung mit Alphateilchen mit 600 V	90
Abbildung 7-21 Untersuchung der Hecht-Relation der Löcher mit 2 mm Detektor durch Goldkontakt	91
Abbildung 7-22 Untersuchung der Hecht-Relation der Elektronen mit 2 mm Detektor durch Platinkontakt	92
Abbildung 7-23 Simulation des Verlaufs des 662 keV Peaks im 2 mm Detektor bei 400 V und 600 V	93
Abbildung 7-24 Biparametrisches Spektrum mit -400 V Detektorspannung ausgewertet mit Wienerfilter	94
Abbildung 7-25 Korrigiertes biparametrisches Spektrum mit -400 V Detektorspannung	94
Abbildung 7-26 Biparametrisches Spektrum mit -600 V Detektorspannung ausgewertet mit Wienerfilter	95
Abbildung 7-27 Korrigiertes biparametrisches Spektrum mit -600 V Detektorspannung	95
Abbildung 7-28 Projektion des Spektrums bei -400 V mit und ohne Korrektur	97
Abbildung 7-29 Biparametrisches Spektrum mit +600 V Detektorspannung ausgewertet mit Wienerfilter	97
Abbildung 7-30 Unkorrigiertes 2-dimesionalen Spektrums bei +600 V	98

Abbildung 7-31 Untersuchung der Hecht-Relation der Löcher mit 5 mm Detektor.....	99
Abbildung 7-32 Untersuchung der Hecht-Relation der Elektronen mit 5 mm Detektor	100
Abbildung 7-33 Simulation des Verlaufs des 662 keV Peaks im 5 mm Detektor bei 500, 1500 und 3000 V	101
Abbildung 7-34 Biparametrisches Spektrum mit 500 V Detektorspannung ausgewertet mit Wienerfilter	102
Abbildung 7-35 Korrigiertes biparametrisches Spektrum mit 500 V Detektorspannung	103
Abbildung 7-36 Projektion des Spektrums bei 500 V mit und ohne Korrektur mit 512 Kanälen	103
Abbildung 7-37 Projektion des Spektrums bei 500 V mit und ohne Korrektur mit 4096 Kanälen	104
Abbildung 7-38 Korrigiertes Spektrum für ^{22}Na zwischen 0 und 800 keV	105
Abbildung 7-39 Korrigiertes Spektrum für ^{22}Na zwischen 800 und 1600 keV	106
Abbildung 7-40 Korrigiertes Spektrum für ^{106}Ru zwischen 0 und 800 keV	106
Abbildung 7-41 Korrigiertes Spektrum für ^{106}Ru zwischen 800 und 1600 keV	107
Abbildung 7-42 Bestimmung der Energieauflösung des Germanium-Detektors mit einer ^{137}Cs Quelle, aufgenommen mit dem microDXP Aufbau	108
Abbildung 7-43 Bestimmung der Energieauflösung des 1 mm Detektors mit einer ^{137}Cs Quelle, aufgenommen mit dem microDXP Aufbau	109
Abbildung 7-44 Bestimmung der Energieauflösung des 2 mm Detektors mit einer ^{137}Cs Quelle, aufgenommen mit dem microDXP Aufbau	109
Abbildung 7-45 Bestimmung der Energieauflösung des 5 mm Detektors mit einer ^{137}Cs Quelle, aufgenommen mit dem microDXP Aufbau	110
Abbildung A-1 Energiespektrum der verwendeten Na^{22} Gammaquelle (gemessen von Zwirger)	116
Abbildung A-2 Energiespektrum der verwendeten Ru^{106} Gammaquelle (gemessen von Zwirger)	116

Tabellenverzeichnis

Tabelle 1-1 Wichtige Materialeigenschaften von CdTe und $\text{Cd}_{(1-x)}\text{Zn}_x\text{Te}$, $x=0,1$ aus [Eis99], [Fou99] und [Eri00]	17
Tabelle 7-1 Messungen der Beweglichkeiten an unterschiedlichen Positionen, Fehlerrechnung folgt.....	73
Tabelle 7-2 Messungen des $\mu\tau$ -Produkts und der Lebensdauern an unterschiedlichen Positionen	75
Tabelle 7-3 Beweglichkeit der Elektronen und Löcher gemessen von Gregori [Gre06].....	76
Tabelle 7-4 Vergleich Beweglichkeiten dieser Arbeit mit Gregori [Gre06] und Literatur	76

Tabelle 7-5 Vergleich der Lebensdauern dieser Arbeit mit Gregori [Gre06] und Literatur	76
Tabelle 7-6 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlichen Elektronenbeweglichkeiten.....	77
Tabelle 7-7 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlichen Löcherbeweglichkeiten.....	78
Tabelle 7-8 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlichen Mittelwerten (Parameter <i>B</i>)	78
Tabelle 7-9 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlichen Mittelwerten (Parameter <i>A</i>)	79
Tabelle 7-10 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlichen Grenzfrequenzen.....	79
Tabelle 7-11 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlichem Wienerfilter.....	80
Tabelle 7-12 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlicher Anzahl an Kanälen im MCA.....	82
Tabelle 7-13 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak; Spektren wurden mit entfalteten Signalen bestimmt.....	86
Tabelle 7-14 Vergleich der spektralen Auflösung des 662 keV Peaks bei unterschiedlichen Methoden.....	88
Tabelle 7-15 Beweglichkeit der Löcher des 2 mm Detektors durch Einstrahlung von oben.....	90
Tabelle 7-16 Beweglichkeit der Löcher des 2 mm Detektors durch Einstrahlung von unten	91
Tabelle 7-17 Beweglichkeit der Elektronen bei unterschiedlichen Detektorspannungen	92
Tabelle 7-18 Spektrale Auflösung bei -400 V mit unterschiedlichen Elektronenbeweglichkeiten bestimmt.....	96
Tabelle 7-19 Spektrale Auflösung bei -600 V mit unterschiedlichen Elektronenbeweglichkeiten bestimmt.....	96
Tabelle 7-20 Beweglichkeit der Löcher bei unterschiedlichen Detektorspannungen ...	100
Tabelle 7-21 Beweglichkeit der Elektronen bei unterschiedlichen Detektorspannungen	100
Tabelle 7-22 Lebensdauern der Elektronen bei unterschiedlichen Detektorspannungen	101
Tabelle 7-23 Spektrale Auflösung bei 500 V mit unterschiedlichen Elektronenbeweglichkeiten bestimmt.....	102
Tabelle 7-24 Spektrale Auflösung im 662 keV Peak bei unterschiedlicher Anzahl an Kanälen im MCA.....	104
Tabelle 7-25 Vergleich der Energien der ^{22}Na Peaks des 5 mm Detektors mit Germanium-Detektor	107
Tabelle 7-26 Vergleich der Energien der ^{106}Ru Peaks des 5 mm Detektors mit Germanium-Detektor	107

Danksagung

Meinem Betreuer in der Physik Prof. Dr. Karl Jakobs möchte ich dafür danken, dass er mir die Gelegenheit gegeben hat, diese Arbeit durchzuführen und Teil einer sehr guten Arbeitsgruppe gewesen zu sein. Seine Denkanstöße haben zu einer wesentlichen Verbesserung dieser Arbeit geführt.

Dr. Michael Fiederle, mein Betreuer am Freiburger Materialforschungszentrum, hat mich über mehrere Jahre begleitet und unterstützt und dabei nie das Vertrauen in mich verloren. Vielen Dank dafür Michael!

Andreas Zwerger, ohne den diese Arbeit sicher nicht möglich gewesen wäre, gebührt ein besonderer Dank. Viele Stunden hat er geopfert, damit diese Arbeit möglich wird. Er konnte mich immer wieder inspirieren und auch motivieren.

Dr. Alex Fauler danke ich für sein stetes Interesse am Fortschreiten der Arbeit, die häufigen langen Diskussionen und seine Arbeit bei Züchtung und Präparation.

Johannes Gregori danke ich für die sehr gute Vorarbeit, die er geleistet hat.

Dr. Ulrich Stöhlker vom Bundesamt für Strahlenschutz hat durch sein Engagement für das Projekt einen großen Teil zum Fortschritt dieser Arbeit beigetragen.

Prof. Dr. Norbert Wermes von der Universität Bonn hat mir durch die Bereitstellung seines Onlineskriptes sehr beim Verständnis des elektronischen Rauschens geholfen.

Dr. Ralf Bernhard danke ich für aufmerksames Lesen und Korrigieren der Arbeit.

Danke auch dem Studentenwerk für die jahrelange finanzielle Unterstützung, ebenso Frau Schulz von der Bundesversicherungsanstalt für Angestellte, die mir die Halbwaisenrente ermöglicht hat.

Meinen Kollegen aus den Arbeitsgruppen Jakobs und Fiederle und aus meinem Studium danke ich für eine sehr schöne Zeit.

Severin Girolstein, meinem persönlichen Deutschlehrer, danke ich für die Hilfe mit der schweren deutschen Sprache und seinem Interesse für die Physik.

Meinen besten Freunden Daniel, Felix und Julius danke ich für ihre jahrelange Freundschaft und ihre aufbauenden Worte, auch in schweren Zeiten.

Meiner Familie danke ich für ihr Verständnis und ihre Geduld, vor allem meinen Großeltern, meiner Schwester Eva und meiner Tante Susanne, die mich besonders moralisch und auch finanziell unterstützt haben.

Zum Schluss, aber sicher nicht weniger als allen anderen, danke ich meiner Freundin Christine, die mich die ganze Zeit liebevoll unterstützt und auch versorgt hat.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Diplomarbeit selbständig angefertigt habe. Es wurden nur die in der Arbeit ausdrücklich benannten Quellen und Hilfsmittel benutzt. Wörtlich oder sinngemäß übernommenes Gedankengut habe ich als solches kenntlich gemacht.

Ort, Datum

Unterschrift