

TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN
PHYSIK-DEPARTMENT
INSTITUT FÜR EXPERIMENTALPHYSIK E12

Pulsformanalyse für MINIBALL zur Messung an relativistischen Schwerionen

Diplomarbeit
von
Katrin Eppinger

21. Dezember 2006

Zusammenfassung

Hochauflösende Gammaskopie ist ein wichtiges Werkzeug der modernen Kernstrukturphysik. Im Experiment S277 am SIS-Beschleuniger der GSI wurden mittels „Ein-Nukleon-Knockout-Reaktion“ Kerne in der Region um ^{54}Ca untersucht. Dabei wurde erstmals das MINIBALL-Spektrometer am Mittelfokus des Fragmentseparators eingesetzt, um bei relativistischen Teilchengeschwindigkeiten von $\beta \approx 0,7$ hochauflösende Gammaskopie mit Reinst-Germaniumzählern durchzuführen.

Die im Laborsystem gemessenen Gamma-Energien sind bei diesen Teilchengeschwindigkeiten durch den Doppler-Effekt stark verschoben. Bei Ausnutzung der Ortsmessung durch die Sechsfach-Segmentierung der MINIBALL-Kristalle liegt die Energieauflösung im Schwerpunktsystem nach Dopplerkorrektur im relevanten Energiebereich bei etwa $\Delta E_\gamma/E_\gamma = 8\%$. Simulationen für das Experiment S277 zeigen, dass bei genauerer Kenntnis des Wechselwirkungsorts von $\Delta x, \Delta y = \pm 5 \text{ mm}$ die Dopplerkorrektur viel präziser möglich ist und damit die Energieauflösung um etwa einen Faktor 2–3 verbessert. Diese Ortsauflösung kann durch Pulsformanalyse erreicht werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde für die sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektoren eine vereinfachte Pulsformanalyse entwickelt und angewendet. Auf der Basis von umfangreichen Simulationen für das AGATA-Projekt konnte das Verhalten der Signale an verschiedenen Wechselwirkungsorten im Kristall untersucht werden. Besonderes Gewicht lag dabei auf dem Verständnis signifikanter Strukturen. Mit einfachen digitalen Shaping-Algorithmen konnte eine Pulsformanalyse entwickelt werden, welche im Wesentlichen die mit Hilfe der Simulation ermittelten Merkmale der Pulsformen berücksichtigt. Die Berechnung des Wechselwirkungsorts erfolgte in Anlehnung an bereits bekannte Kenngrößen für Radius und Azimutwinkel aus den Flächen der induzierten Signale.

Die vereinfachte Methode wurde im Labor mit kollimierter ^{137}Cs -Quelle und in einem Experiment an der Positronenquelle des FRM-II (München) mit koinzidenter Messung der bei der Positronen-Vernichtung entstehenden 511 keV-Photonen erprobt. Dabei konnte mit zwei zwölfmal segmentierten MINIBALL-Detektoren eine hervorragende Ortsauflösung von $\Delta x = 4,7 \text{ mm}$ (FWHM) erreicht werden.

Im Gegensatz zu bisher entwickelten aufwendigeren Methoden reduziert diese vereinfachte Pulsformanalyse das Problem auf eine geringe Anzahl an Parametern, die an Eichdaten angepasst werden müssen. Die resultierenden kurzen Rechenzeiten ermöglichen die Implementierung in programmierbare Elektronik und damit eine Echtzeit-Pulsformanalyse.

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	1
2	Gammaspektroskopie mit relativistischen Schwerionen	7
2.1	Dopplereffekt	7
2.2	Szintillationsspektrometer	9
2.3	Halbleiterdetektoren	9
2.3.1	Ladungssammlung in Germaniumdetektoren	10
2.3.2	Ortsauflösende Germaniumdetektoren	11
2.3.3	Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie	13
2.3.4	Drift von Elektronen und Löchern	15
2.3.5	Entstehung des Detektorsignals	18
3	Das Experiment S277	19
3.1	Konzept des Experiments	19
3.2	Experimentaufbau	21
3.3	Erste Ergebnisse mit ^{48}Ca -Strahl	25
4	Grundlagen der Pulsformanalyse	31
4.1	Eigenschaften der MINIBALL-Detektoren	31
4.2	Hauptwechselwirkungsprinzip	37
4.3	Prinzip der Pulsformanalyse	40
4.4	Etablierte Methoden der Pulsformanalyse für MINIBALL-Detektoren	46
4.4.1	Grundlegende Methode	46
4.4.2	Vereinfachte Methoden zur Bestimmung von Radius und Azimuthwinkel	47
4.5	Spezielle Randbedingung für MINIBALL-Detektoren	49
5	Vereinfachte Pulsformanalyse	55
5.1	Konzept der vereinfachten Pulsformanalyse	55
5.2	Transformation der Pulsformen	56
5.3	Simulierte Signale	60
5.4	Empirischer Zusammenhang von Kenngrößen und Orten	61
5.4.1	Winkel	61
5.4.2	Radius	63

5.4.3	Eichparameter zur Transformation in eine Gleichverteilung . . .	63
6	Testexperimente für die Pulsformanalyse	75
6.1	Labormessung mit kollimierter ^{137}Cs -Quelle	76
6.2	Test mit Positronen-Vernichtungsstrahlung	85
7	Ausblick	97
	Abbildungsverzeichnis	101
	Literaturverzeichnis	105
	Danke!	107

Kapitel 1

Motivation

Fügt man zu einem Element immer weiter Neutronen hinzu, so entstehen immer schwerere Kerne, deren Lebensdauer durch den schwachen Zerfall bestimmt ist, bis man schließlich an einen Punkt gelangt, an dem kein attraktives Potenzial mehr für ein weiteres Neutron existiert. Diesen Punkt muss es für alle Elemente geben. Auf der Nuklidkarte entsteht so auf der neutronenreichen Seite eine Linie, die sogenannte Neutronenabbruchkante.

Diese Neutronenabbruchkante kann bis heute nur für leichte Elemente bis etwa in die Gegend von Sauerstoff experimentell erreicht werden. Um auch schwerere Kerne weit weg von der Stabilität untersuchen zu können, wurden in den vergangenen Jahren Experimente mit schnellen, durch Projektilfragmentation erzeugten radioaktiven Strahlen durchgeführt. Durch die starke und elektromagnetische Wechselwirkung induzierte Reaktionen erlauben es, unterschiedliche Aspekte der Kernstruktur an der Stabilitätsgrenze zu testen. In Experimenten wurde beispielsweise mit Sauerstoff-Isotopen der Einfluss der Valenznukleonen in Ein-Nukleon-Knockout-Reaktionen untersucht, um die Veränderungen der Schalenstruktur von β -stabilen Kernen hin zu solchen nahe der Neutronenabbruchkante zu testen [Cor04]. Auch wurde die Dipolriesenresonanz untersucht, welche ebenfalls nahe der Neutronenabbruchkante im Vergleich zu stabilen Kernen ein völlig anderes Verhalten zeigt. Eine mögliche Erklärung hierfür könnte ein neuer kollektiver Anregungszustand sein [Aum05].

Ein interessanter Aspekt der Kernstruktur ist die Entwicklung der Schalenstruktur von stabilen Kernen zu solchen mit großer Proton-Neutron-Asymmetrie. Experimentell wurde bereits herausgefunden, dass sich die Schalenstruktur verändert: Die für β -stabile Kerne bekannten Schalenabschlüsse (magische Zahlen) können verschwinden, dagegen entstehen lokal neue für sehr exotische Kerne. Erklärungen für die Abhängigkeit der Schalenstruktur vom Isospin eines Kerns könnten die Veränderung des mittleren Feldes oder die Eigenschaften der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung sein, wie z. B. die attraktive Spin-Isospin-Komponente.

Kurzlebige radioaktive Strahlen können durch Fragmentation stabiler Kerne an leichten Targets, wie z. B. Beryllium, erzeugt werden, wobei ein breiter Cocktail von Fragmenten entsteht. Die Rate der radioaktiven Strahlteilchen reicht je nach System von über 10^5 bis weniger als 10^{-3} Teilchen pro Sekunde.

Das in dieser Arbeit diskutierte Experiment S277 untersucht die Struktur neutro-

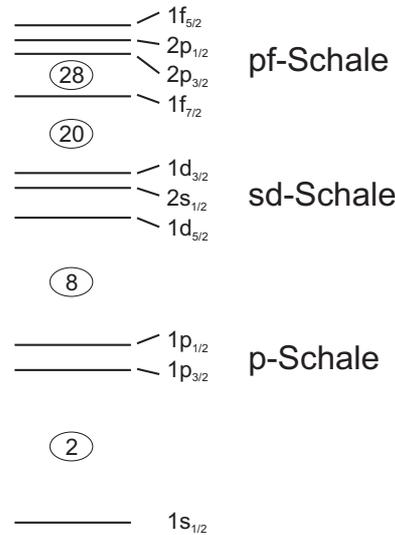


Abbildung 1.1: Schematische Einteilchen-Energieniveaus für Calcium im einfachen Schalenmodell ohne Restwechselwirkung.

nenreicher Kerne im Massenbereich um $A \approx 50$. Eine Ein-Nukleon-Knockout-Reaktion wurde verwendet, um die Einteilchen-Eigenschaften von Kernniveaus als Funktion der Neutronenzahl in der Region um ^{54}Ca zu untersuchen.

Aufgrund von Restwechselwirkungen zwischen ganz oder teilweise besetzten Valenzorbitalen kommt es zu Energieverschiebungen der effektiven Einteilchenenergien (ES-PE¹). Da die Größe der Verschiebung von der Anzahl der beteiligten Nukleonen, also den Besetzungszahlen der Valenzorbitale, abhängt, können die Energielücken lokal z. T. stark variieren.

Für neutronenreiche Kerne haben z. B. Rechnungen der Gruppe um T. Otsuka ergeben, dass für eine Neutronenzahl von $N = 34$ in ^{54}Ca ein neuer Schalenabschluss zu erwarten ist [Ots01]. Der Grund für die Veränderung der Schalenstruktur sind Restwechselwirkungen zwischen den Valenznukleonen, wobei insbesondere die Monopolkomponente der Tensorwechselwirkung eine wichtige Rolle spielt. Diese veränderte Schalenstruktur beeinflusst wichtige Kerneigenschaften wie Bindungsenergie, Radius und Anregungsenergien. Bereits untersuchte Kerne mit modifizierter Schalenstruktur sind die Sauerstoff-Isotope. Hier existiert z. B. für Neutronen bei $N = 16$ ein neuer Schalenabschluss.

Calcium hat 20 Protonen, also gerade einen magischen Schalenabschluss für Protonen, wie Abbildung 1.1 verdeutlicht. Nun wird die Wechselwirkung für verschiedene Neutronen-Einteilchenzustände mit der abgeschlossenen Protonenschale berechnet. In Abbildung 1.1 sind die möglichen Orbitale für Calcium dargestellt. Bei dem doppelt magischen Kern ^{48}Ca ist das $\nu f_{7/2}$ -Orbital gerade voll besetzt. Für ^{50}Ca , ^{52}Ca und ^{54}Ca wird das $\nu p_{3/2}$ - und $\nu p_{1/2}$ -Orbital mit weiteren Neutronen gefüllt.

¹engl.: effective single particle energy

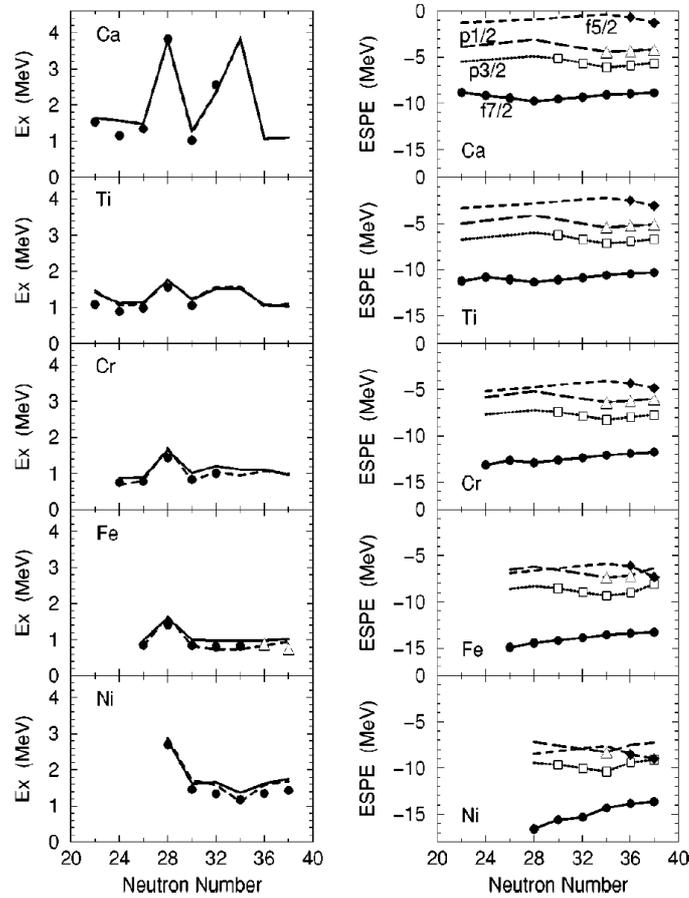


Abbildung 1.2: *Links:* Anregungsenergien der ersten 2^+ -Zustände als Funktion der Neutronenzahl für Ca-, Ti-, Co-, Fe- und Ni-Isotope. Die Punkte entsprechen Daten aus Experimenten, die durchgezogene Linie wurde mit der *GXPFI*-Wechselwirkung berechnet.
Rechts: Effektive Einteilchen-Energieniveaus der pf -Schale für dieselben Isotope, aus [Hom02].

Durch die Restwechselwirkung zwischen dem $\nu f_{5/2}$ und dem $\pi f_{7/2}$ -Orbital entstehen in Abhängigkeit von der Besetzungszahl des $\pi f_{7/2}$ -Orbitals unterschiedliche effektive Einteilchen-Energieniveaus, welche lokal zu neuen Schalenabschlüssen führen können. Im Fall von Calcium ergaben die Schalenmodellrechnungen einen neuen Schalenabschluss bei $N = 34$. Für die Rechnungen wurde eine neue Restwechselwirkung in der pf -Schale, die sogenannte *GXPFI*-Wechselwirkung, verwendet.

In Abbildung 1.2 sind links die Anregungsenergien der ersten 2^+ -Zustände für Isotope von ^{20}Ca , ^{22}Ti , ^{24}Cr , ^{26}Fe und ^{28}Ni über der Neutronenzahl aufgetragen, berechnet mit der *GXPFI*-Wechselwirkung [Hom02]. Für alle dieser Kerne erhält man wie erwartet einen Anstieg der Anregungsenergien für die magische Neutronenzahl $N = 28$.

Ein anderes Verhalten zeigt sich bei den Anregungsenergien der ersten 2^+ -Zustände

für Calcium-Isotope. Zusätzlich zur erwarteten erhöhten Anregungsenergie für den doppelt magischen Kern ${}^{48}_{20}\text{Ca}$ ergibt sich in den Rechnungen auch für ${}^{54}_{20}\text{Ca}$ eine deutlich erhöhte Anregungsenergie von der gleichen Größenordnung. Dies deutet auf einen neuen Schalenabschluss bei $N = 34$ für Neutronen hin.

Auf der rechten Seite von Abbildung 1.2 sind die effektiven Einteilchenenergien in Abhängigkeit von der Neutronenzahl aufgetragen. Für Calcium schließt sich die Lücke zwischen dem $\nu f_{7/2}$ - und dem $\nu p_{3/2}$ -Orbital ab $N = 28$ mit steigender Neutronenzahl. Dagegen entsteht zwischen den Einteilchenenergien der Orbitale $\nu p_{1/2}$ und $\nu f_{5/2}$ eine neue Lücke, die bei $N = 34$ maximal wird.

Für die Elemente Titan, Chrom, Eisen und Nickel wird sukzessive das $\pi f_{7/2}$ -Energie-niveau gefüllt. Durch die attraktive Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zwischen Protonen im $\pi f_{7/2}$ - und Neutronen im $\nu f_{5/2}$ -Orbital verschiebt sich das Einteilchen-Energie-niveau $\nu f_{5/2}$ abhängig von der Protonenzahl. Für steigende Protonenzahl verringert sich der Abstand zwischen dem $\nu p_{1/2}$ - und dem $\nu f_{5/2}$ -Orbital. Abbildung 1.2 rechts zeigt, wie sich die Energielücke um $N = 34$ für Calcium durch das Füllen des $\pi f_{7/2}$ -Orbitals wieder schließt.

Man ist nun an der experimentellen Überprüfung dieser Vorhersage interessiert. Da man bisher jedoch die Anregungsenergie des 2^+ -Zustands in ${}^{54}\text{Ca}$ aufgrund der geringen Produktionsrate nicht messen kann, wurde im Experiment S277 ein anderer Zugang gesucht. Es sollten die theoretischen Vorhersagen für die Energien und den Aufbau der realen Zustände in benachbarten Kernen wie z. B. ${}^{55}\text{Ti}$ untersucht werden.

Neben den Energien und Kernspins der Zustände ist der spektroskopische Faktor S von Bedeutung. Dieser gibt an, wie gut ein realer (gemessener) Zustand mit einem theoretisch berechneten naiven Einteilchenzustand übereinstimmt:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = S \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{theo}}.$$

Wie in Abschnitt 3.1 detailliert beschrieben, kann nun in der Ein-Neutron-Knock-out-Reaktion ${}^{48}\text{Ca} \rightarrow {}^{47}\text{Ca} + n$ untersucht werden, wie häufig ein Neutron aus dem Grundzustand bzw. den im Grundzustand besetzten Orbitalen herausgeschlagen wird, indem der Drehimpulsübertrag durch eine Impulsmessung der Teilchen vor und nach der Knockout-Reaktion bestimmt wird. Somit gibt es einen direkten experimentellen Zugang für den spektroskopischen Faktor S , also auch zur Besetzungszahl des $\nu f_{7/2}$ -Orbitals, die theoretisch vorhergesagt wurde.

Das Experiment S277 wurde im Frühjahr 2006 am Fragmentseparator an der GSI² in Darmstadt durchgeführt, um Energien und Kernspins der Zustände und spektroskopische Faktoren von Kernen um ${}^{54}\text{Ca}$ zu untersuchen. Ziel dieser Arbeit war es, erstmals eine Offline-Pulsformanalyse für die MINIBALL-Detektoren [Ebe01] bei relativistischen Schwerionen mit Geschwindigkeiten von $\beta = 0,7$ und damit stark Dopplerverschobenen Gamma-Energien im Rahmen dieses Experiments durchzuführen. Dazu wurde eine neue, vereinfachte Methode der Pulsformanalyse entwickelt, welche in zwei weiteren Experimenten getestet wurde.

²Gesellschaft für Schwerionenforschung

Im nächsten Kapitel werden die Grundlagen von Halbleiterdetektoren wie z. B. MINIBALL sowie die einzelnen Schritte zur Entstehung der Detektorsignale, die Basis für die Pulsformanalyse, diskutiert. Das Experiment S277 wird detailliert in Kapitel 3 erklärt. Dabei wird das Konzept des Experiments vorgestellt und ein Überblick des Experimentaufbaus gegeben sowie bereits erste Ergebnisse mit Calciumstrahl diskutiert. In Kapitel 4 und 5 werden anhand von Simulationen die Grundlagen der Pulsformanalyse erarbeitet. Ein Schwerpunkt liegt dabei auf den Eigenschaften der MINIBALL-Detektoren und den daraus resultierenden Randbedingungen für die Pulsformanalyse. Das Konzept der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Pulsformanalyse und die verwendeten Algorithmen werden vorgestellt. Die Ergebnisse der beiden Experimente zur Erprobung der vereinfachten Pulsformanalyse werden im 6. Kapitel gezeigt.

Kapitel 2

Gammaspektroskopie mit relativistischen Schwerionen

Durch Fragmentation schwerer Kerne mit hoher Strahlenergie im Bereich von 50 A MeV bis etwa 1 A GeV können seit vielen Jahren selbst kurzlebige Kerne weitab der Stabilität produziert werden [Sch95]. Diese hohen Energien bringen sowohl für theoretische Betrachtungen als auch für die experimentelle Durchführung einige Vorteile. Durch die hohe Strahlenergie ist die Zeit der Wechselwirkung sehr kurz, was eine einfache Näherung in der theoretischen Betrachtung erlaubt. Experimentell von Vorteil ist die stark vorwärtsgerichtete Kinematik, wodurch Messungen mit großer Akzeptanz im Schwerpunktsystem mit relativ kleinen Detektorflächen durchgeführt werden können. Hinzu kommt die Möglichkeit, relativ dicke Targets im Bereich von g/cm² einzusetzen.

Diese hohe Energie der Strahlteilchen sowie die geringe Reaktionsrate von etwa einem Teilchen pro Sekunde stellen jedoch auch eine Herausforderung für die experimentelle Umsetzung dar und verlangen sehr effiziente Detektoren mit gutem Signal-zu-Untergrund-Verhältnis.

2.1 Dopplereffekt

Die hier betrachteten Teilchen bewegen sich mit sehr hohen Geschwindigkeiten im Bereich von $0,5 \leq \beta \leq 0,8$, weshalb die charakteristische Strahlung scharfer Energien aus dem bewegten Bezugssystem stark Doppler-verschoben und bei endlicher Größe der Detektoren auch winkelabhängig verbreitert wird. Die Ansprüche an die Detektoren sind einerseits ein gutes Signal-zu-Untergrund-Verhältnis und damit eine sehr gute intrinsische Auflösung, um auch bei geringen Raten effizient zu messen, und andererseits eine gute Ortsauflösung, um die Energieverbreiterung zu korrigieren. Für die Dopplerverschiebung im Laborsystem gilt:

$$E_\gamma = \frac{E'_\gamma(1 - \beta \cos \theta)}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (2.1)$$

mit der im Schwerpunktsystem des Kerns emittierten Gammastrahlung der Energie E'_γ , der gemessenen Energie E_γ und dem Laborwinkel θ zwischen der Flugrichtung des

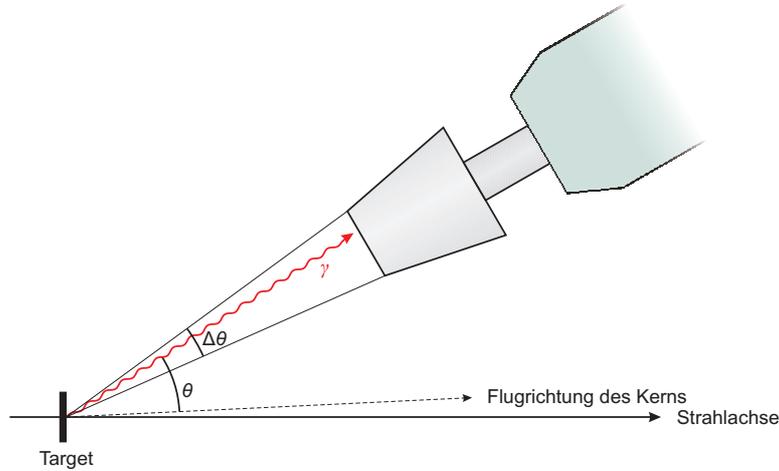


Abbildung 2.1: Winkelauflösung und Dopplerverbreiterung eines monolytischen Detektor-segments.

Kerns und dem γ -Quant.

Der Winkel θ kann jedoch nur mit einer Auflösung von $\Delta\theta$, abhängig von der Detektorgeometrie, bestimmt werden. Abbildung 2.1 zeigt diesen Sachverhalt. Das emittierte γ -Quant wird im Detektor mit einer Winkelungenauigkeit von $\Delta\theta$ nachgewiesen, was in der Näherung für kleine $\Delta\theta$ zu einer relativen Energieverbreiterung führt:

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \left(\frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \right) \Delta\theta. \quad (2.2)$$

Beispielsweise ergibt sich nach Gleichung (2.1) bei einer Geschwindigkeit von $\beta = 0,6$, einem Detektordurchmesser von 8 cm unter einem Winkel von $\theta = 45^\circ$ und einem Abstand von 40 cm zum Target eine Winkelauflösung von $\Delta\theta = 0,1$ und damit eine Energieverbreiterung von

$$\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = 15\%.$$

Zur Verbesserung der Ortsauflösung und damit Verkleinerung des Raumwinkels ist es möglich, den Abstand zwischen Target und Detektor zu vergrößern. Aufgrund der Tatsache, dass die Effizienz umgekehrt proportional zum quadratischen Abstand von Target zu Detektor ist, also $\epsilon \propto d^{-2}$, erfordert diese Methode jedoch den Einsatz von zusätzlichen Detektoren bei gleicher Effizienz. Alternativ ist es möglich, segmentierte Detektoren einzusetzen, welche bei gleich bleibender Effizienz eine deutlich bessere Ortsauflösung bieten.

Ein Spektrometer, welches eine gute intrinsische Auflösung, eine gute Ortsauflösung durch Segmentierung und ein sehr gutes Singal-zu-Untergrund-Verhältnis vereint, ist das MINIBALL-Spektrometer.

Seit einigen Jahren wird versucht, durch genauere Analyse der Detektorantwort eine weit bessere Information der Wechselwirkungsorte innerhalb des Detektors zu generieren als dies durch die intrinsische Segmentierung vorgegeben ist. Diese als Pulsformanalyse bezeichnete Methode wird zur Zeit besonders für das AGATA¹-Spektrometer [Sim05] entwickelt und ist in Kapitel 4 detailliert beschrieben.

2.2 Szintillationsspektrometer

Szintillatoren sind sehr effizient und auch einfacher in der Handhabung als gekühlte Germaniumkristalle. Auch lassen sie sich gut segmentieren, um so eine gute Ortsauflösung zu gewährleisten. Diese Methode wird z. B. sehr erfolgreich in der Medizin in sogenannten PET²-Kameras eingesetzt. In der Kernphysik werden Szintillationsspektrometer wie z. B. Crystal Ball [Met86] eingesetzt um „gröbere“ Strukturen im Gammapektrum der Riesenresonanzen zu messen. Die erreichbare intrinsische Auflösung im Energiebereich von wenigen MeV liegt aber nur bei einigen Prozent, weshalb sie nicht optimal für Experimente mit hochauflösender Gammaskopie geeignet sind.

2.3 Halbleiterdetektoren

In diesem Abschnitt werden einige charakteristische Eigenschaften von Germanium im Hinblick auf die Verwendung als Detektormaterial zusammengefasst und grundlegende Eigenschaften von Halbleiterdetektoren kurz erläutert.

Die zwei bekanntesten Halbleitermaterialien sind Germanium und Silizium. Da die Ordnungszahl Z mit der fünften Potenz in den Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt eingeht [Leo94], ist dieser für Germanium mit $Z_{\text{Ge}} = 32$ im Gegensatz zu $Z_{\text{Si}} = 14$ etwa 60 mal größer.

Bei der Wechselwirkung eines γ -Quants mit dem Halbleitermaterial entstehen Elektron-Loch-Paare. Halbleiterdetektoren werden wie pin-Dioden³ betrieben, d. h. es wird eine Spannung in Sperrrichtung angelegt und somit wird verhindert, dass die Ladungsträger rekombinieren. Die Spannung wird dabei so gewählt, dass sich die Verarmungszone über das gesamte Detektorvolumen erstreckt; die Spannungen liegen je nach Reinheit der Kristalle in der Größenordnung 1000 V pro cm Detektormaterial. Im Fall der MINIBALL-Detektoren ist die Kontaktierung nur etwa 100 μm dick, so dass im gesamten Detektorvolumen Gamma-Nachweis möglich ist.

Germanium-Kristalle können heutzutage mit überragender Reinheit hergestellt werden. Speziell für großvolumige Halbleiterdetektoren wie z. B. MINIBALL sollte die Konzentration der Verunreinigungen nicht größer als $n = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ sein.

Die MINIBALL-Einkristalle werden nach dem Czochralski-Verfahren hergestellt. In einem Tiegel wird dazu das Germanium auf eine Temperatur etwas oberhalb der Schmelztemperatur gebracht. In diese Schmelze wird ein kleiner Germanium-Einkristall

¹Advanced **G**amma **T**racking **A**rray

²Positronen-**E**missions-**T**omographie

³engl.: **p**ositive **i**ntrinsic **n**egative diode

getaucht, welcher dann unter Drehen langsam herausgezogen wird, wobei der Kontakt mit der Schmelze nicht abreißen darf. Der Einkristall wächst so zu einem großvolumigen Kristallgitter.

Durch die im Kristall vorhandenen Verunreinigungen entstehen zusätzliche Energieniveaus innerhalb der Energielücke. Die Ladungsträger können nun also in der Raumladungszone an diesen streuen und rekombinieren.

Ein weiterer Effekt ist *trapping*. In diesem Fall kann die Verunreinigung nur mit einem der beiden Ladungsträger, entweder Elektronen oder Löcher, jedoch nicht mit beiden rekombinieren. Das *trapping*-Zentrum fängt also z. B. ein Elektron für eine charakteristische Zeit ein und gibt es dann wieder frei. Ist diese *trapping*-Zeit klein im Vergleich zur Ladungssammlungszeit, so ist der Effekt sehr klein und – wie im Fall der hochreinen MINIBALL-Detektoren – nicht messbar. Liegt sie jedoch in der gleichen Größenordnung wie die Ladungssammlungszeit (150–300 ns), so geht die „getrappte“ Ladung für das Ladungssignal verloren.

An dieser Stelle sei angemerkt, dass nicht nur Verunreinigungen die Bandstruktur ändern, sondern auch Gitterdefekte wie z. B. Versetzungen oder Punktdefekte.

2.3.1 Ladungssammlung in Germaniumdetektoren

Besonders wichtig für die Spektroskopie ist die intrinsische Auflösung des Detektors. Der Vorteil von Germaniumdetektoren ist, dass die Anzahl der beim Bremsvorgang erzeugten Ladungsträgerpaare etwa proportional zum Energieverlust der Photonen in Germanium ist. Die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigte Energie in Germanium beträgt $E_{\text{pair}} = 2,96 \text{ eV}$ und ist im Vergleich zu anderen Halbleitermaterialien sehr klein [Leo94].

Pro Photon bilden sich im Mittel $N_{\text{pair}} = E_{\gamma}/E_{\text{pair}}$ Elektron-Loch-Paare. Hierbei ist E_{γ} die vom Photon im Detektor deponierte Energie und E_{pair} die durchschnittlich benötigte Energie, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen.

Die statistische Schwankung der Anzahl der erzeugten Ladungsträgerpaare N_{pair} ist gegeben durch:

$$\Delta N_{\text{pair}} = \sqrt{\frac{F \cdot E_{\gamma}}{E_{\text{pair}}}}. \quad (2.3)$$

E_{γ} ist die in der Wechselwirkung deponierte Energie und F der Fanofaktor, welcher für Germanium $F_{\text{Ge}} \approx 0,12$ beträgt [Leo94] und die Abweichung von der vereinfachten Poisson-Statistik beschreibt.

Daraus lässt sich die Auflösung $\Delta E/E$ sowie die intrinsische Singalverbreiterung Γ_{intr} für ein Photon der Energie $E_{\gamma} = 1 \text{ MeV}$ berechnen:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\text{intr}} &= 2,35 \cdot E_{\text{pair}} \cdot \Delta N_{\text{pair}} = 2,35 \cdot \sqrt{F E_{\gamma} E_{\text{pair}}} \\ &= 2,35 \cdot \sqrt{0,12 \cdot 1 \text{ MeV} \cdot 2,96 \text{ eV}} \approx 1,4 \text{ keV}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

Experiment	Kern	Energie im Schwerpunktsystem	Energie im Laborsystem
Quelleneichung	^{60}Co	1172 keV, 1332 keV	1172 keV, 1332 keV
Labormessung	^{137}Cs	662 keV	662 keV
FRM 2	Positronen	511 keV	511 keV \pm 5 keV
S277	^{48}Ca	565 keV	700 – 1100 keV
		586 keV	700 – 1100 keV
		2013 keV	2400 – 3800 keV
	^{56}Ti	\approx 990 keV	1200 – 1880 keV
	^{74}Zn	166 keV	200 – 310 keV
		795 keV	950 – 1500 keV
		844 keV	1000 – 1600 keV
961 keV		1150 – 1800 keV	

Tabelle 2.1: Energien im Ruhe- und Laborsystem der in dieser Arbeit analysierten Experimente.

$$\frac{\Delta E}{E} = 2,35 \sqrt{\frac{F \cdot E_{\text{pair}}}{E_{\gamma}}} = \frac{1,4 \text{ keV}}{1 \text{ MeV}} = 0,14\%. \quad (2.5)$$

Die Energieauflösung der MINIBALL-Detektoren bei Gamma-Energien von 1 MeV liegt im Bereich der intrinsischen Energieauflösung und wird noch geringfügig durch die Verunreinigungen im Kristall und elektronische und Randeﬀekte verschlechtert (siehe Kapitel 3).

In Tabelle 2.1 sind die in dieser Arbeit relevanten Energien im Ruhesystem und im Laborsystem bei den einzelnen analysierten Experimenten aufgelistet.

Ein typisches Energiespektrum des Zentralkontakts eines Kristalls aus der Eichmessung mit einer ^{60}Co -Quelle ist in Abbildung 2.2 gezeigt. Die Auﬂösung der beiden Gammalinien bei 1172 keV und 1332 keV liegt bei $\Delta E = 2,7 \text{ keV}$ (FWHM).

2.3.2 Ortsauflösende Germaniumdetektoren

Für die genannten Experimente wird nun nicht nur die hervorragende Energieauflösung der Detektoren benötigt, sondern auch eine gute Ortsauflösung, um die in Abschnitt 2.1 beschriebene Dopplerkorrektur durchführen zu können. In einem ersten Schritt kann man nun versuchen, die großen Kristalle zu segmentieren. Viele kleine Detektoren erscheinen durch die hohen Randverluste als weniger sinnvoll. Der Segmentierung sind aber durch den großen Aufwand einer hochauflösenden Auslese elektronisch ebenfalls enge Grenzen gesetzt. Daher wird hier in jüngerer Zeit ein neuer Weg verfolgt. Man teilt zunächst die Kristalle durch elektronische Segmentierung in größere Abschnitte von einigen Quadratzentimetern ein. Mit Hilfe einer Pulsformanalyse wird dann der Wechselwirkungsort der Photonen im Detektormaterial noch genauer bestimmt als dies durch die Segmentierung möglich wäre, indem die Form der Detektorsignale untersucht wird. Die bei der Wechselwirkung entstehenden Elektron-Loch-Paare driften im angelegten Potenzial mit einer Geschwindigkeit von etwa 1 cm/100 ns zu den Elektroden.

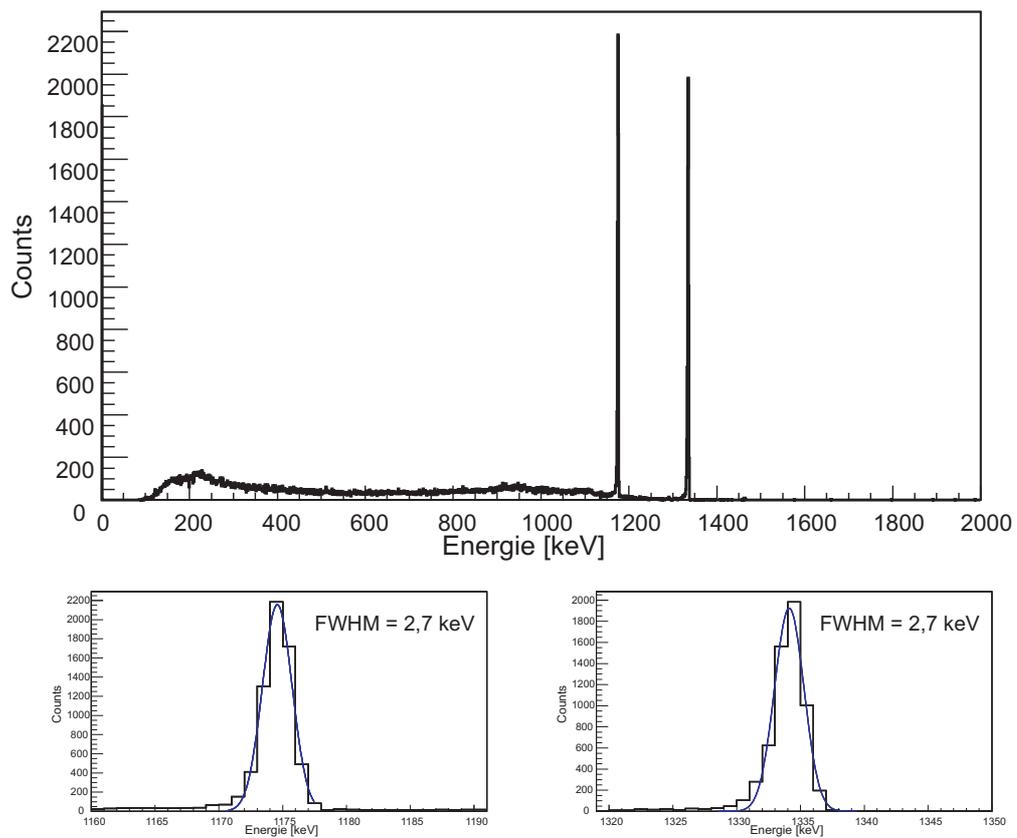


Abbildung 2.2: Typisches Energiespektrum von Co für einen Core-Kontakt. Die Auflösung beträgt $\Delta E = 2,7 \text{ keV}$ (FWHM) bei 1172 keV und 1332 keV.

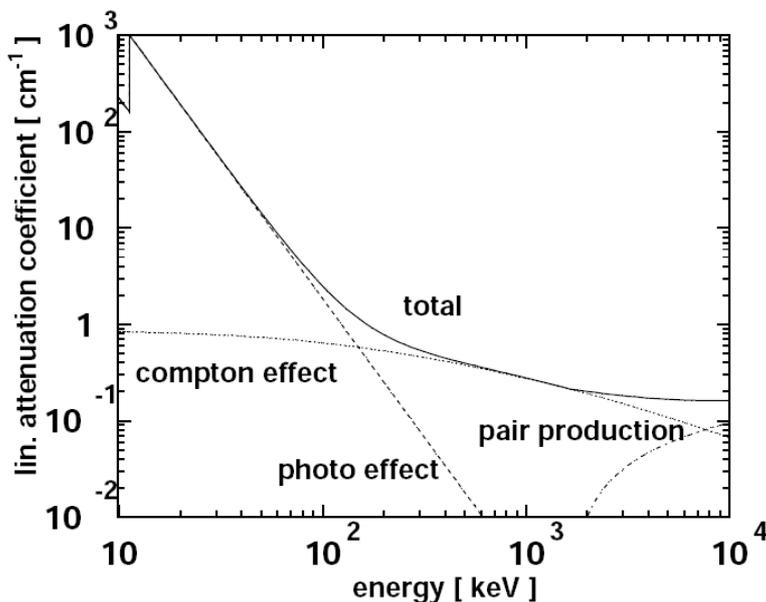


Abbildung 2.3: Wirkungsquerschnitt von Photonen in Germanium, aus [Gun00].

Durch Untersuchung der Zeitabhängigkeit der auf den Elektroden induzierten Signale kann der Wechselwirkungsort im Prinzip exakt bestimmt werden. Daher ist es von grundlegender Bedeutung, die für die Erzeugung der Signale relevanten Prozesse genau zu verstehen. Im Folgenden wird daher kurz auf die Wechselwirkungsmechanismen von Gammastrahlung mit Materie und auf die Entstehung der Detektorsignale eingegangen.

2.3.3 Wechselwirkung von Gammastrahlung mit Materie

Bei der Wechselwirkung eines γ -Quants im Halbleiterdetektor sind drei Wechselwirkungsmechanismen möglich, deren Wahrscheinlichkeit von der Energie des einfallenden Photons abhängt. Das Photon wechselwirkt mittels Photoeffekt an einem stark gebundenen Elektron, mittels Compton-Effekt an einem quasi-freien Elektron oder bei größeren Gamma-Energien mittels Paarbildung mit dem Detektormaterial. Abbildung 2.3 zeigt die Wirkungsquerschnitte für diese drei Prozesse für das Halbleitermaterial Germanium.

1. Photoeffekt ($E_\gamma \lesssim 200$ keV)

Das γ -Quant wechselwirkt mit einem Atom des Detektormaterials. Dabei wird die gesamte Gamma-Energie auf eines der gebundenen Elektronen übertragen. Dieses Elektron wird aus dem Atom herausgeschlagen. Die Energie des Elektrons E_e beträgt $E_e = h\nu - E_{BE}$, wobei $h\nu$ die Energie des einfallenden γ -Quants ist und E_{BE} die Bindungsenergie des Elektrons. Um die Impulserhaltung nicht zu verletzen, muss der Kern den Großteil des Impulses aufnehmen, weshalb die

γ -Quanten hauptsächlich von Elektronen aus den kernnahen K- und L-Schalen absorbiert werden. Die Löcher in diesen Schalen werden durch andere Elektronen schnell wieder aufgefüllt, wobei die entstehende charakteristische Röntgenstrahlung eine kurze Reichweite von typischerweise $100 \mu\text{m}$ im Material hat. Damit kann die gesamte Energie des γ -Quants gut lokalisiert nachgewiesen werden.

2. Compton-Streuung ($200 \text{ keV} \lesssim E_\gamma \lesssim 5 \text{ MeV}$)

Im Gegensatz zum Photoeffekt wechselwirken die Photonen in diesem Energiebereich mit schwach gebundenen (quasi-freien) Elektronen. Dabei überträgt das γ -Quant nur einen Teil seiner Energie und seines Impulses auf ein Elektron. Der übrige Teil wird an ein gestreutes Photon abgegeben. Vernachlässigt man die Bindungsenergie des quasi-freien Elektrons, so lässt sich die Energie eines Compton-gestreuten Photons wie folgt schreiben:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (2.6)$$

Dabei ist E_γ die Energie des einfallenden Photons, θ der Streuwinkel und $m_e c^2$ die Ruhemasse des Elektrons.

Das gestreute Photon kann daher sehr große Energien tragen und entkommt in vielen Fällen, was zu dem bekannten Compton-Untergrund in den Energiespektren führt.

3. Paarbildung ($E_\gamma \gtrsim 5 \text{ MeV}$)

Paarbildung ist bereits ab einer Energie der Photonen von $1,022 \text{ MeV}$ möglich. Abbildung 2.3 zeigt jedoch, dass dieser Prozess in Germanium erst ab Energien von $E_\gamma \geq 2 \text{ MeV}$ relevant wird. $1,022 \text{ MeV}$ der Photonenenergie werden zur Erzeugung eines Elektron-Positron-Paares benötigt, der Rest wird in kinetische Energie von Elektron und Positron verwandelt. Bei diesem Prozess wird die Energie des Photons gut lokalisiert deponiert, allerdings entstehen bei der Annihilation eines Positrons zwei 511 keV -Photonen, was zu dem Escape-Peak in den Energiespektren führt.

In allen Fällen wird das Primärelektron, im Fall der Paarbildung zusätzlich das Positron, innerhalb des Detektors durch Stoßprozesse abgebremst, wobei Elektron-Loch-Paare entstehen und ein Teil der Energie in Gitterschwingungen umgewandelt wird.

Den mittleren Energieverlust für Elektronen beschreibt die erweiterte Bethe-Bloch-Formel [Sie68]:

$$\begin{aligned} - \left(\frac{dE}{dx} \right)_e &= \frac{2\pi e^4 N Z}{c^2 m_e \beta^2} \left[\ln \left(\frac{c^2 m_e \beta^2 E_{\text{kin}}}{2I^2 (1 - \beta^2)} \right) \right. \\ &\quad \left. - \ln 2 \cdot (2\sqrt{1 - \beta^2} - 1 + \beta^2) \right. \\ &\quad \left. + (1 - \beta^2) + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1 - \beta^2})^2 \right], \end{aligned} \quad (2.7)$$

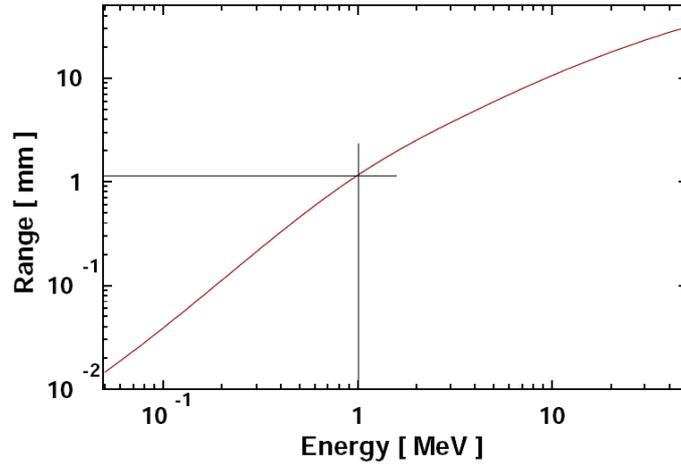


Abbildung 2.4: Mittlere Reichweite von Elektronen in Germanium (nach [Gun00]).

dabei ist

- Z : Ordnungszahl des Detektormaterials ($Z_{\text{Ge}} = 32$)
- N : Elektronendichte des Materials in cm^{-3}
- E_{kin} : kinetische Energie des Elektrons in J
- e : Elementarladung in C
- m_e : Ruhemasse des Elektrons in kg
- $\beta = \frac{v}{c}$: Geschwindigkeit des Elektrons normiert auf die Lichtgeschwindigkeit
- I : mittlere Ionisationsenergie eines gebundenen Elektrons in eV ($I_{\text{Ge}} \approx 300 \text{ eV}$).

Zusätzlich kommt es zu Strahlungsverlusten durch Bremsstrahlung. Bei bekannter Anfangsenergie des Elektrons lässt sich mit Gleichung (2.7) und der Gleichung für die Bremsstrahlung die Reichweite des Elektrons im Halbleitermaterial berechnen [Muk76]. In Abbildung 2.4 ist die mittlere Reichweite von Elektronen in Germanium über der Energie des Elektrons aufgetragen. Für Elektronen der Energie $E_e = 1 \text{ MeV}$ ergibt sich eine typische Reichweite von 1 mm. Der ganze Abbremsungsprozess der Ladungsträger findet in wenigen Pikosekunden statt.

Die Ladungssammlungszeit eines MINIBALL-Detektors liegt im Bereich von 200–300 ns und ist damit deutlich länger. Es kann also angenommen werden, dass die Ladungen bei der Wechselwirkung instantan und lokalisiert erzeugt werden.

2.3.4 Drift von Elektronen und Löchern

In der Pulsformanalyse will man aus der Drift der erzeugten Ladungsträger ähnlich wie in einer TPC⁴ den Ort der Wechselwirkung rekonstruieren. Daher muss bekannt sein, wie sich die Ladungsträger im elektrischen Feld bewegen.

⁴Time Projection Chamber

Das Potenzial an einem beliebigen Punkt \vec{r} im Detektor wird durch Lösen der Poisson-Gleichung

$$\nabla^2 \Phi(r) = -\frac{\rho(r)}{\epsilon} = -\frac{e \cdot n}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \quad (2.8)$$

bestimmt. Dabei ist $\epsilon_r = 16$ die Dielektrizitätskonstante für Germanium und $n \approx 1,0 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ die Verunreinigungskonzentration. Für das elektrische Feld gilt:

$$\vec{E}(\vec{r}) = -\vec{\nabla} \Phi(\vec{r}). \quad (2.9)$$

Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen wie auch der Löcher ist von der elektrischen Feldstärke abhängig.

$$\vec{v}_{\text{drift},e,h}(\vec{E}) = \mu_{e,h}(\vec{E}) \cdot \vec{E} \quad (2.10)$$

stellt den Zusammenhang zwischen Driftgeschwindigkeit und elektrischer Feldstärke dar, wobei die Proportionalitätskonstante μ Mobilität genannt wird. In Abbildung 2.5 ist in der oberen Bildhälfte die Driftgeschwindigkeit für Löcher, unten die für Elektronen gezeigt.

Für kleine Felder ist die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger proportional und parallel zum elektrischen Feld. Für größere Feldstärken ist sie dagegen nicht länger parallel zur elektrischen Feldstärke, sondern nähert sich einem oberen Grenzwert. In diesem Bereich ist die Größe μ ein Tensor. Die Ursache dafür ist die Orientierung des Kristallgitters. Man spricht in diesem Fall von anisotroper Mobilität.

Die Erklärung für die Anisotropie liefert die Abhängigkeit der effektiven Masse von der Bandstruktur. Die effektive Masse m^* ist ein Tensor, der sich aus der Krümmung von Leitungs- bzw. Valenzband des Halbleiters wie folgt berechnet:

$$\left(\frac{1}{m^*(\vec{k})} \right)_{ij} = \pm \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial^2 \epsilon(\vec{k})}{\partial k_i \partial k_j} = \pm \frac{1}{\hbar^2} \frac{\partial v_i}{\partial k_j}. \quad (2.11)$$

In Abbildung 2.6 ist links die Bandstruktur für Germanium gezeigt. Aufgrund der veränderlichen Krümmung in verschiedene Kristallrichtungen wird die effektive Masse und damit die Driftgeschwindigkeit richtungsabhängig bezüglich der Kristallachsen. In Abbildung 2.6 sind rechts die Fermiflächen für Elektronen in Germanium innerhalb einer Brillouinzone zu sehen. Entlang der eingezeichneten Kristallachsen $\langle 110 \rangle$, $\langle 001 \rangle$ und $\langle 111 \rangle$ ändert sich die Driftgeschwindigkeit aufgrund der Anordnung der acht halben Ellipsoide maximal.

Ist das elektrische Feld im Detektor und der Wechselwirkungsort $\vec{r}_0(t=0)$ bekannt, so kann der Driftweg berechnet werden. Die Werte von μ sind für Germanium sehr gut bekannt und wurden speziell für einen MINIBALL-Kristall in der Arbeit von B. Bruyneel [Bru06a, Bru06b] bestimmt.

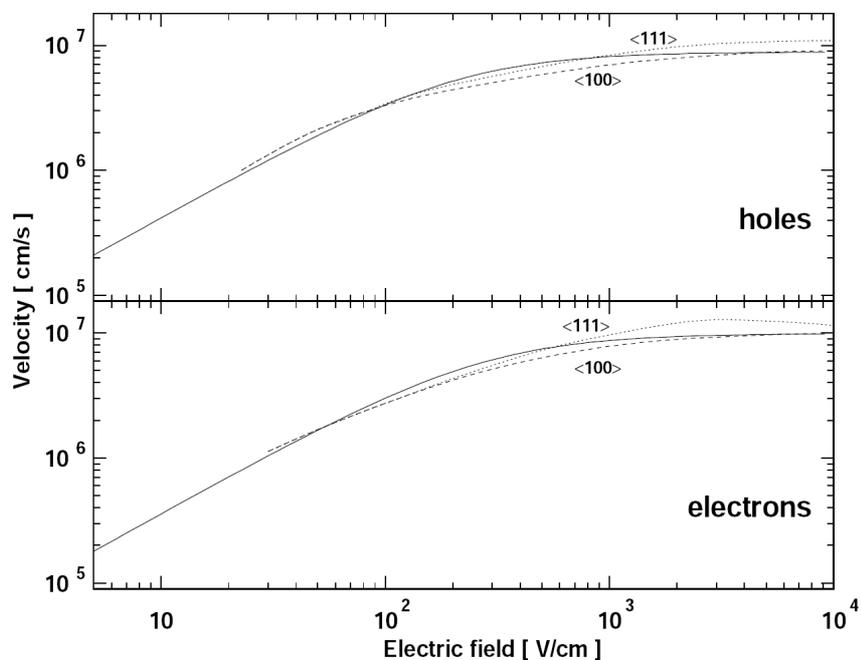


Abbildung 2.5: Anisotropie von Germanium: die Driftgeschwindigkeiten von Elektronen und Löchern sind abhängig von der Orientierung der Kristallachsen, aus [Gun00].

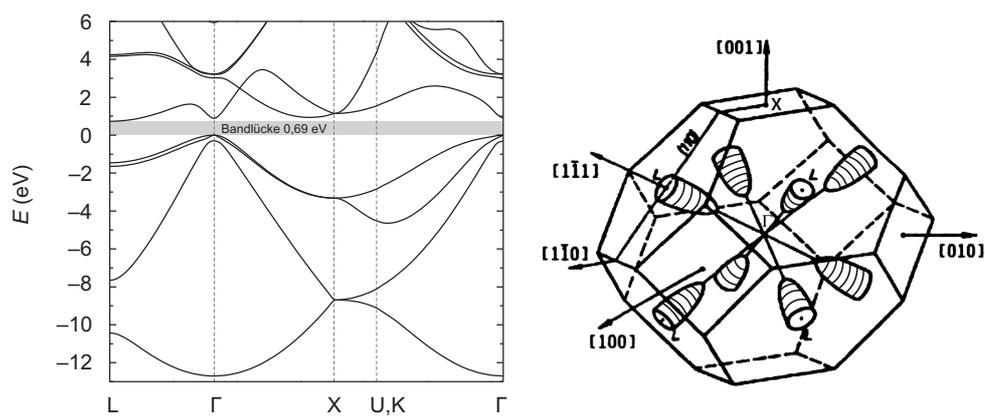


Abbildung 2.6: Bandstruktur und Fermiflächen des Halbleitermaterials Germanium, rechte Abbildung aus [Gun00].

2.3.5 Entstehung des Detektorsignals

Während die Ladungen zu den Kontakten driften, induzieren sie Spiegelladungen mit umgekehrtem Vorzeichen auf den Kontakten. Die Größe der Spiegelladung hängt vom Aufenthaltsort der driftenden Ladungsträger ab. Dadurch fließen Ladungen entweder auf die Elektrode oder von ihr ab: es entsteht ein induzierter Strom. Im Fall von segmentierten Halbleiterdetektoren setzt sich das Stromsignal aus der Summe der auf den einzelnen Kontakten induzierten Ladungen zusammen. Erreicht einer der beiden Ladungsträger die entsprechende Elektrode, so wird die induzierte Ladung neutralisiert, während die andere Sorte Ladungsträger weiterhin zur anderen Elektrode driftet und zeitlich versetzt mit seinen Spiegelladungen annihiliert.

In sogenannten „getroffenen“ Segmenten und im Zentralkontakt (Core-Kontakt) wird am Ende der Driftvorgänge Ladung deponiert, d. h. diese Elektrode weist ein Netto-Ladungssignal auf. Charakteristisch für die Signale der anderen Elektroden ist es, dass das induzierte Signal auf den Nachbarsegmenten verschwindet, wenn die Ladungsträger gesammelt sind, und die Polarität der induzierten Amplitude von der Driftstrecke der Elektronen bzw. Löcher abhängt.

Obwohl auf allen Elektroden Ladungen induziert werden, werden in der Pulsformanalyse üblicherweise nur das Ladungssignal des getroffenen Segments sowie die induzierten Signale der direkten Nachbarsegmente ausgewertet; im Fall von sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektoren also nur das linke und rechte Nachbarsegment, bei den zwölfmal segmentierten Zählern dagegen zusätzlich ein drittes Segment vor oder hinter dem getroffenen Segment. Die Amplituden der anderen Kontakte sind zu klein, so dass sie nur in Ausnahmefällen zur Analyse verwendet werden.

Zur Berechnung der induzierten Ladung muss der Weg der driftenden Ladungsträger vom Wechselwirkungsort zu den Elektroden berechnet werden. Wie bereits erläutert, ist die Bewegung der Ladungsträger abhängig vom elektrischen Feld im Detektor, welches wiederum von der Detektorgeometrie, der angelegten Betriebsspannung, der intrinsischen Ladungsträgerdichte, der Mobilität von Elektronen und Löchern und der Kristallorientierung abhängt. Gelöst werden kann dieses Problem durch Einführen des *weighting*-Potenzials, welches die elektrostatische Kopplung zwischen driftender Ladung und Elektrode beschreibt. Eine ausführliche Herleitung und Beschreibung der einzelnen Größen findet sich in [Bru06c].

Eine analytische Lösung ist für die komplexen Geometrien der verwendeten Detektoren selten möglich. Daher wird in den meisten Fällen ein numerisches Verfahren (siehe Abschnitt 4.4) verwendet.

Kapitel 3

Das Experiment S277

Im Frühjahr 2006 wurde das „Ein-Nukleon-Knockout-Experiment“ S277 an der GSI in Darmstadt durchgeführt. Ziel des Experiments war es, durch die Messung von Gamma-Energien, Wirkungsquerschnitten für die Bevölkerung angeregter Zustände und dem Longitudinalimpulsübertrag auf die Sekundärfragmente ^{47}Ca , ^{55}Ti und ^{73}Cu deren Einteilchen-Energieniveaus und Drehimpulse sowie entsprechende spektroskopische Faktoren zu bestimmen. Dabei wurde mit dem MINIBALL-Spektrometer erstmals hochauflösende Gammaspektroskopie am Mittelfokus des Fragmentseparator durchgeföhrt, um die Bevölkerung verschiedener Einteilchenzustände in der Reaktion zu unterscheiden.

3.1 Konzept des Experiments

Wie eingangs erwähnt, werden Knockout-Reaktionen durchgeföhrt, um die Einteilchen-Eigenschaften instabiler Kerne zu untersuchen.

Bei solch einer Reaktion wird dem radioaktiven Projektil mit Massenzahl A beim Auftreffen auf ein leichtes Target (Be oder C) wie in Abbildung 3.1 z. B. ein Neutron ausgeschlagen. Dadurch kann der $(A - 1)$ -Tochterkern im Grundzustand, aber auch in verschiedenen angeregten Zuständen zurück bleiben. Da diese Zustände des $(A - 1)$ -

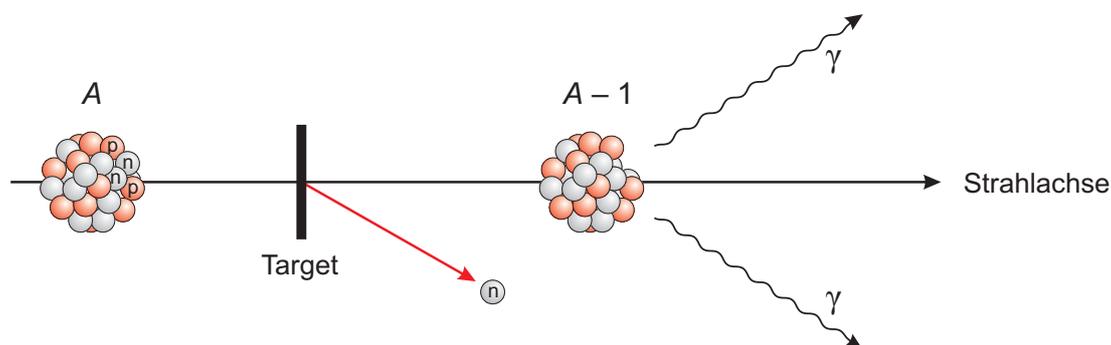


Abbildung 3.1: Schematische Darstellung einer Ein-Neutronen-Knockout-Reaktion. In dieser Abbildung nicht dargestellt ist die mögliche Zerstörung des Targetkerns bei der Reaktion.

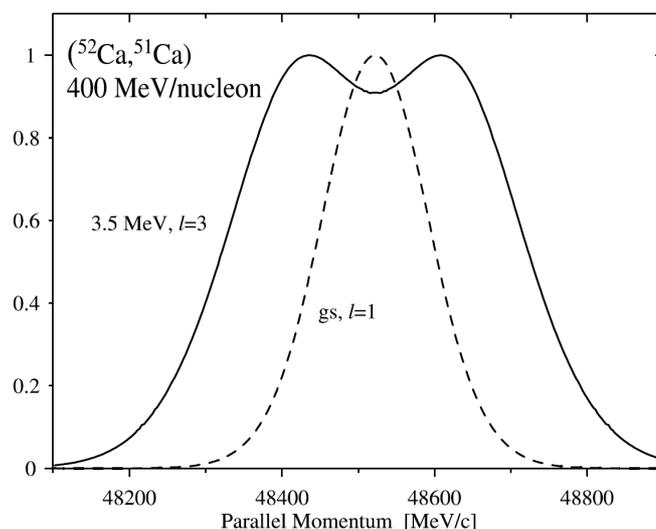


Abbildung 3.2: Berechnete Impulsverteilung für ^{51}Ca aus der Knockout-Reaktion $^{52}\text{Ca} \rightarrow ^{51}\text{Ca} + n$ für die Niveaus $l = 1$ und $l = 3$, aus [Krü03].

Tochterkerns meist Lebensdauern unter 10 ps haben, werden sie mittels der koinzident gemessenen Gammastrahlung identifiziert. Zusätzlich wird der Longitudinalimpuls des Tochterkerns gemessen, um daraus den Drehimpuls des ausgeschlagenen Nukleons zu ermitteln.

Der Longitudinalimpuls des Restkerns unterscheidet sich aufgrund der Impulserhaltung in der quasifreien Reaktion je nach Bahndrehimpuls des Orbitals, aus welchem das Nukleon bei der Reaktion ausgeschlagen wurde. Zur Bestimmung des Impulsübertrags wurde daher der Longitudinalimpuls des Projektils vor und nach der Knockout-Reaktion gemessen und aus der Differenz der beiden Impulse der Impulsübertrag ermittelt. Aus der Verteilung des Impulsübertrags kann somit das Orbital des ausgeschlagenen Nukleons bestimmt werden. Abbildung 3.2 zeigt die berechnete Impulsverteilung für ^{51}Ca aus der Knockout-Reaktion $^{52}\text{Ca} \rightarrow ^{51}\text{Ca} + n$ für den Grundzustand $3/2^-$ ($l = 1$) und den erwarteten $7/2^-$ -Zustand bei 3,5 MeV ($l = 3$).

Ohne die Germaniumdetektoren kann nur eine inklusive Messung für jeden Kern durchgeführt werden, d. h. es würden Daten aller Reaktionskanäle überlagert. Dies bedeutet, dass man in diesem Fall nur eine Kombination der verschiedenen Impulsverteilungen aller angeregten Zustände erhält. Bei sehr guter Statistik kann durch einen Fit versucht werden, die wahrscheinlichste Kombination herauszufinden. Durch eine koinzidente Messung des Gammazerfalls der angeregten Zustände hin zu tieferen Energiezuständen und der eindeutig identifizierten $(A - 1)$ -Kerne kann jedoch der Wirkungsquerschnitt der einzelnen Kanäle bestimmt werden und die Impulsverteilungen sind individuell zugänglich.

3.2 Experimentaufbau

Das Experiment S277 wurde am Fragmentseparator (FRS) an der GSI in Darmstadt durchgeführt. In Abbildung 3.3 ist ein Übersichtsplan des Forschungsgeländes mit dem Standort des FRS gezeigt.

Mit einem ^{48}Ca -Primärstrahl mit 450 A MeV und einer Teilchenrate von etwa 10^5 Teilchen pro Spill wurden zunächst verschiedene Eichmessungen für die Detektoren und den FRS durchgeführt und andererseits die Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca} + n$ als physikalischer Eichpunkt der Methode untersucht.

Durch Fragmentation eines ^{86}Kr -Primärstrahls (10^9 Teilchen pro Spill) mit einer Energie von 500 A MeV an einem ^9Be -Target der Dicke $1,68 \text{ g/cm}^2$ wurden die exotischen Sekundärstrahlen im Targetbereich vor dem FRS erzeugt. Die Sekundärstrahlen hatten typischerweise eine Energie von etwa 400 A MeV in der Mitte des sekundären Reaktionstargets am Mittelfokus des FRS und damit Geschwindigkeiten von $\beta \approx 0,7$.

Der FRS ist ein hochauflösendes Magnetspektrometer, welches in [Gei90] detailliert beschrieben wird. Er besteht, wie Abbildung 3.4 schematisch zeigt, aus vier 30° -Dipolstufen und den zugehörigen fokussierenden Elementen. In der Abbildung sind zusätzlich die drei Fokalebene S1, S2, S4 und das Produktions- und Reaktionstarget eingezeichnet.

In der gewählten Standardeinstellung wurde das Spektrometer achromatisch betrieben, d. h. dispersionsfrei in der letzten Fokalebene S4, während die Fragmente an S2 nach ihrem Impuls mit einer Dispersion von $d_{S2} = -4,3 \text{ cm/\%}$ im Ort aufgespalten wurden.

Der Experimentaufbau kann in zwei Bereiche unterteilt werden. Die ersten beiden Stufen des FRS bis an S2 werden benutzt, um die Primärfragmente zu separieren und die Impulse der Teilchen mit einer berechneten Auflösung von $\Delta p/p \approx 1 \cdot 10^{-3}$ FWHM zu bestimmen. Diese wird im Wesentlichen durch Energieverlust- und Kleinwinkelstreuung im Detektormaterial begrenzt. Durch die Messung der Flugzeit S1-S2 und ihrer entsprechenden Auftrefforte und Winkel und damit der magnetischen Steifigkeit $B\rho$ am Mittelfokus sowie einer hochauflösenden Energieverlustmessung mit einer MUSIC¹ können alle Primärfragmente außerdem eindeutig nach Masse und Ladung identifiziert werden. Details zur Trackinganalyse und zum Experimentaufbau finden sich in [Mai07].

An S2 war das Reaktionstarget, ebenfalls aus ^9Be ($1,76 \text{ g/cm}^2$), mit einer Größe von $250 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ montiert, in welchem die zu untersuchende Knockout-Reaktion stattfand.

Die zweite Hälfte des FRS wurde mit einer Vergrößerung von $m = 1,72$ und einer Dispersion $d_{S4} = 7,48 \text{ cm/\%}$ betrieben und hatte ebenso zweierlei Aufgaben. Die Sekundärfragmente wurden auch hier durch Bestimmung von Auftreffort und Energieverlust identifiziert. Außerdem sollten die Longitudinalimpulse der Teilchen nach der Reaktion mit einer ebenso guten Auflösung von $\Delta p/p \approx 1 \cdot 10^{-3}$ FWHM gemessen werden. Dadurch war es möglich, den richtigen Reaktionskanal zu selektieren und den Impulsübertrag bei der Knockout-Reaktion zu bestimmen. Die Auflösung für den Im-

¹Multi-Sampling Ionisation Chamber [Sto]

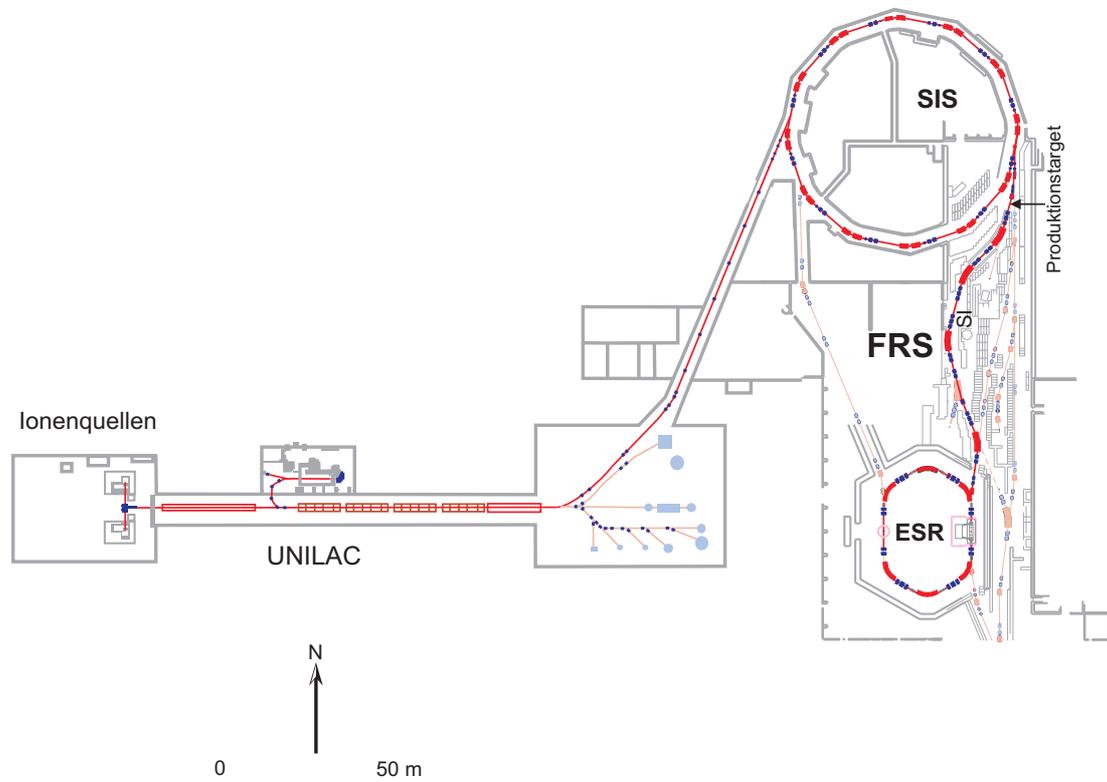


Abbildung 3.3: Übersichtsplan der Forschungsanlage GSI in Darmstadt. Der Standort des Fragmentseparators (FRS) sowie die Position des Produktionstargets sind eingezeichnet.

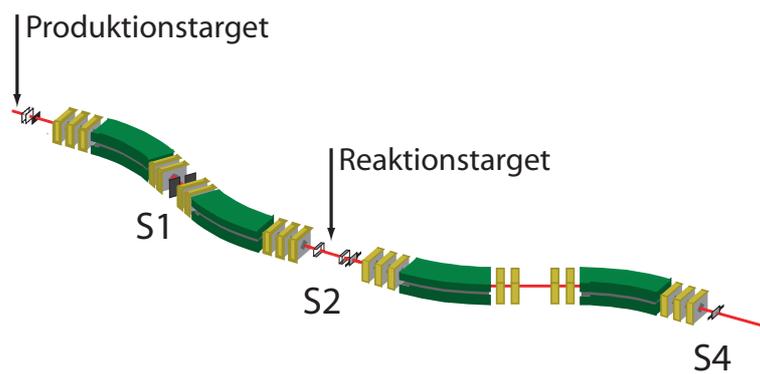


Abbildung 3.4: Der Fragmentseparator an der GSI besteht aus vier 30°-Dipolstufen (grün) und den zugehörigen fokussierenden Elementen (gelb). Die Fokalebenebenen S1, S2 und S4 sowie Produktions- und Reaktionstarget sind in der Zeichnung enthalten.

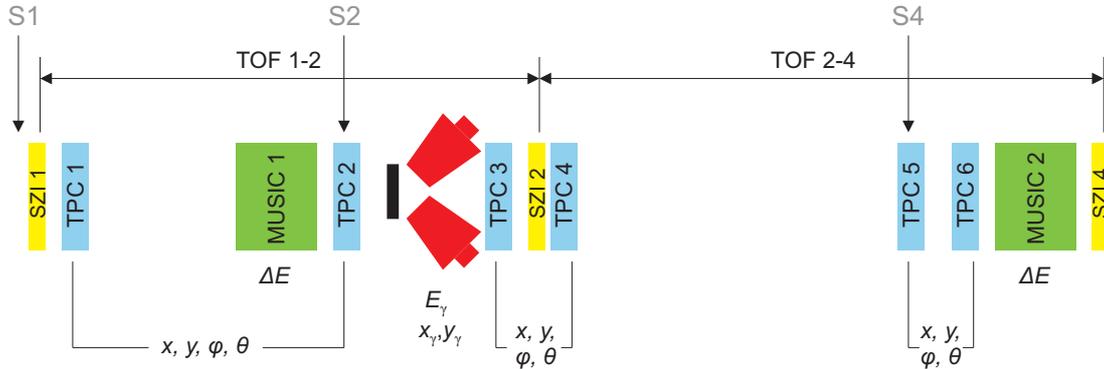


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Experimentaufbaus. Zur Orientierung sind die Fokalebene S1, S2 und S4 angegeben. Erklärung und Anwendung der einzelnen Detektoreinheiten finden sich im Text.

pulsübertrag wurde im Experiment mit dem ^{48}Ca -Primärstrahl bei 450 A MeV ohne Reaktion im Primär- oder Sekundärtarget ermittelt. Der Wert von $\Delta p/p = 0,17\%$ FWHM liegt dabei nur geringfügig über der Erwartung für zwei unabhängige Messungen.

Anordnung der Germaniumdetektoren um das Target

Die Besonderheit des Experiments war der Aufbau der acht MINIBALL-Cluster um das Sekundärtarget an S2. Aufgrund der hohen Teilchengeschwindigkeiten von $\beta \approx 0,7$ wird Gammastrahlung im Laborsystem vor allem in Vorwärtsrichtung emittiert. Daher wurde ein spezielles MINIBALL-Gestell so entwickelt, dass die Detektoren in Strahlrichtung hinter dem Target im Mittel unter $\theta = 40^\circ$ zur Strahlachse montiert sind und der Fokus der Detektoren in der Targetmitte liegt.

Das Reaktionstarget ist, wie Abbildung 3.6 zeigt, direkt am MINIBALL-Gestell montiert. Im unteren Bild ist der Aufbau während des Experiments gezeigt. Die Strahlrichtung ist auf den Bildern von rechts nach links.

In der Simulation wurde für diesen Aufbau die Effizienz des MINIBALL-Spektrometers bei γ -Energien von 1332 keV im Ruhesystem auf 1% berechnet [Mai06] und konnte im Experiment bestätigt werden.

Ein Hauptgrund für den Einsatz der MINIBALL-Detektoren waren die hohen Teilchengeschwindigkeiten von $\beta \approx 0,7$, welche zu einer großen Dopplerverschiebung der emittierten Gammastrahlung führen. Wie in Abschnitt 2.1 erläutert, kann durch Verkleinerung des Winkelbereichs, in den das Photon emittiert wird, die Dopplerkorrektur deutlich verbessert werden, z. B. durch Segmentierung der Kristalle. Die Anordnung der Detektoren hat außerdem den Vorteil, dass trotz des großen Targetflecks von $100 \times 20 \text{ mm}^2$ nur eine kleine Winkelunsicherheit durch die Reaktionstiefe der γ -Quanten im Kristall entsteht. Diese ist mit $\Delta\theta = \pm 0,8^\circ$ im Mittel fünfmal kleiner als die Ausdehnung der Kristalle. Die Orientierung der einzelnen Cluster und die Anordnung der Segmente ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

Um die Dopplerkorrektur weiter zu verbessern, wurden zusätzlich die Pulsformen

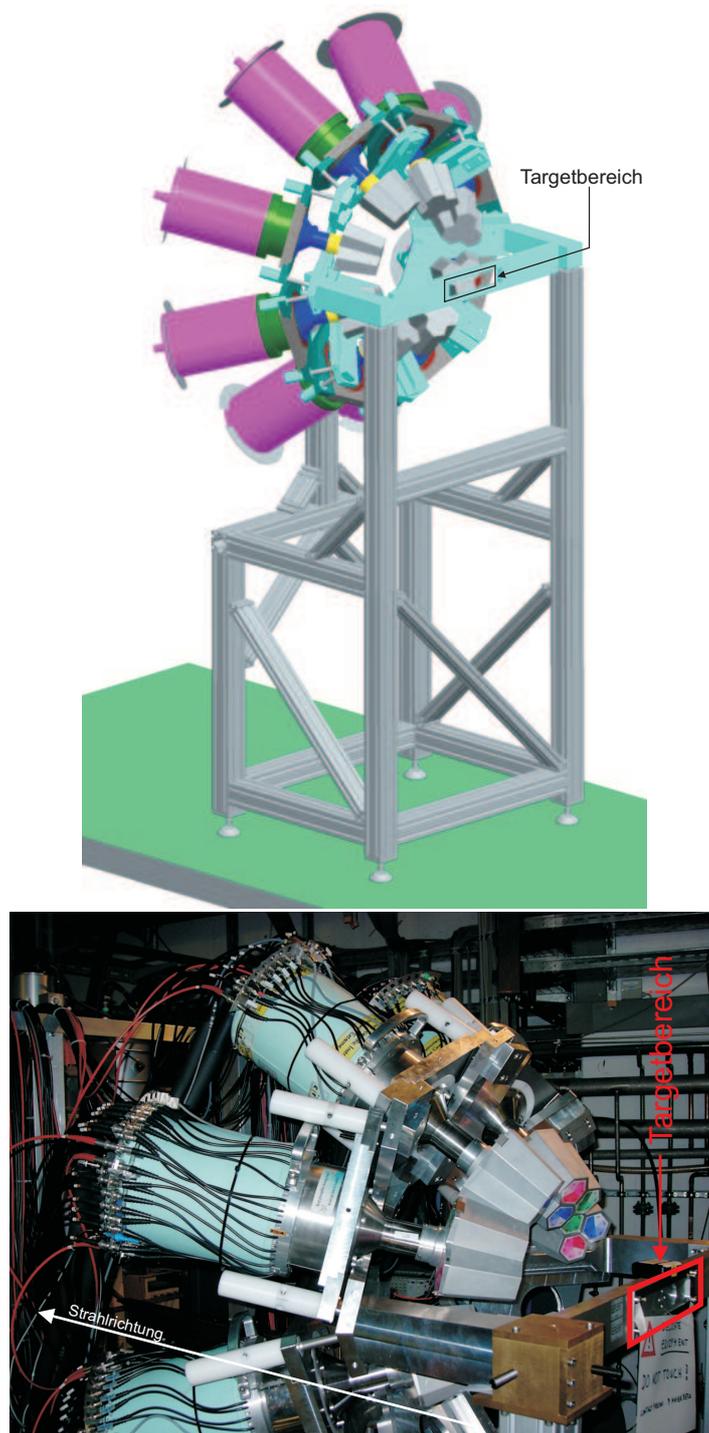


Abbildung 3.6: Halterung für die acht MINIBALL-Detektoren.

Oben: Simulationszeichnung des gesamten Gestells. *Unten:* Fotografie der MINIBALL-Halterung während des Experiments. Die Strahlachse verläuft von rechts nach links, die Targetposition ist markiert. Die Detektoren stehen im Mittel unter einem Winkel von $\theta = 40^\circ$ zur Strahlachse bei einem mittleren Abstand von 40 cm.

aller Ereignisse aufgezeichnet, um nach dem Experiment mittels Pulsformanalyse (siehe Abschnitt 4.3) den Wechselwirkungsort der γ -Quanten innerhalb der Segmente genau zu bestimmen. Die Pulsformanalyse, wie sie für dieses Experiment im Rahmen dieser Diplomarbeit entwickelt wurde, wird in Kapitel 5 ausführlich beschrieben.

3.3 Erste Ergebnisse mit ^{48}Ca -Strahl

Mit der Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca} + n$ wurde die FRS-Einstellung geprüft und die Teilchenidentifikation geeicht. Durch die Reaktion werden aber neben dem Grundzustand in ^{47}Ca auch die Zustände $1/2^+$ und $3/2^+$ besetzt, die durch zwei Übergänge bei 565 keV und 586 keV entvölkert werden. Dies erlaubt es, mit guter Statistik die Methode der Dopplerkorrektur zu erproben.

In Abbildung 3.7 sind zwei Energiespektren von ^{47}Ca am Beispiel eines Clusters gezeigt. Im oberen Bild sind für die 18 Segmente des Clusters die unkorrigierten Gamma-Energien aufgetragen. Die für die Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca} + n$ erwarteten Gammalinien sind in Kristall A im Bereich von 1000 keV, für die Kristalle B und C bei etwa 800 keV zu erahnen, schwanken jedoch um ± 100 keV zwischen den verschiedenen Segmenten.

Der Energieunterschied innerhalb des Clusters lässt sich durch die Position der Kristalle zum Target verstehen (Cluster 4 in Abbildung 3.8): Kristall A steht unter einem kleineren Winkel von $\theta \approx 35,5^\circ$ zwischen Strahlachse und Detektorachse zum Target als die beiden anderen Kristalle B und C mit einem Winkel von $\theta \approx 45,2^\circ$, wodurch die Gammastrahlung nach Gleichung (2.1) unterschiedlich Doppler-verschoben wird.

Im unteren Spektrum von Abbildung 3.7 sind die Energien der Segmente auf den jeweiligen Segmentschwerpunkt korrigiert. Dazu wurden für jedes Segment die dreidimensionalen Schwerpunktkoordinaten ermittelt und in das Programm der Dopplerkorrektur implementiert. Speziell die Zuordnung der 168 Kanäle ($[6 \text{ Segmente} + 1 \text{ Core}] \cdot 3 \text{ Kristalle} \cdot 8 \text{ Cluster}$) erforderten besondere Sorgfalt, konnten aber in der Eichmessung mit ^{48}Ca überprüft werden. In Abbildung 3.8 sind die so berechneten Schwerpunkte projiziert auf eine Ebene senkrecht zur Strahlachse aufgetragen. Mit der Dopplerkorrektur sind die beiden Linien nun, wie erwartet, bei einer Energie um 575 keV in allen drei Kristallen, können aber innerhalb der Segmente nicht aufgelöst werden. Außerdem fällt eine schwach sinusartige Deformation des Energiebandes über die Segmente verteilt auf. Dies liegt daran, dass sich die für die Segmente berechneten Schwerpunkte leicht von den „realen“ Schwerpunktpositionen unterscheiden, da die Detektoren offenbar etwas gedreht in der MINIBALL-Halterung montiert waren oder die Kristalle im Kryostaten nicht exakt eingebaut waren.

Weder die Verdrehung des gesamten Detektors, noch die mögliche Abweichung der Kristalle von der erwarteten Position im Kryostaten sind direkt zugänglich. Damit die Energieauflösung durch diesen Effekt bei Anwendung der für dieses Experiment entwickelten Pulsformanalyse (Kapitel 5) nicht limitiert wird, muss die Geometrieinformation anhand der hier gezeigten Daten noch weiter verfeinert werden. Dies wird gerade in der Arbeit von P. Maierbeck ausgeführt [Mai07].

In Abbildung 3.9 sind Energiespektren für die Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca} + n$ gezeigt.

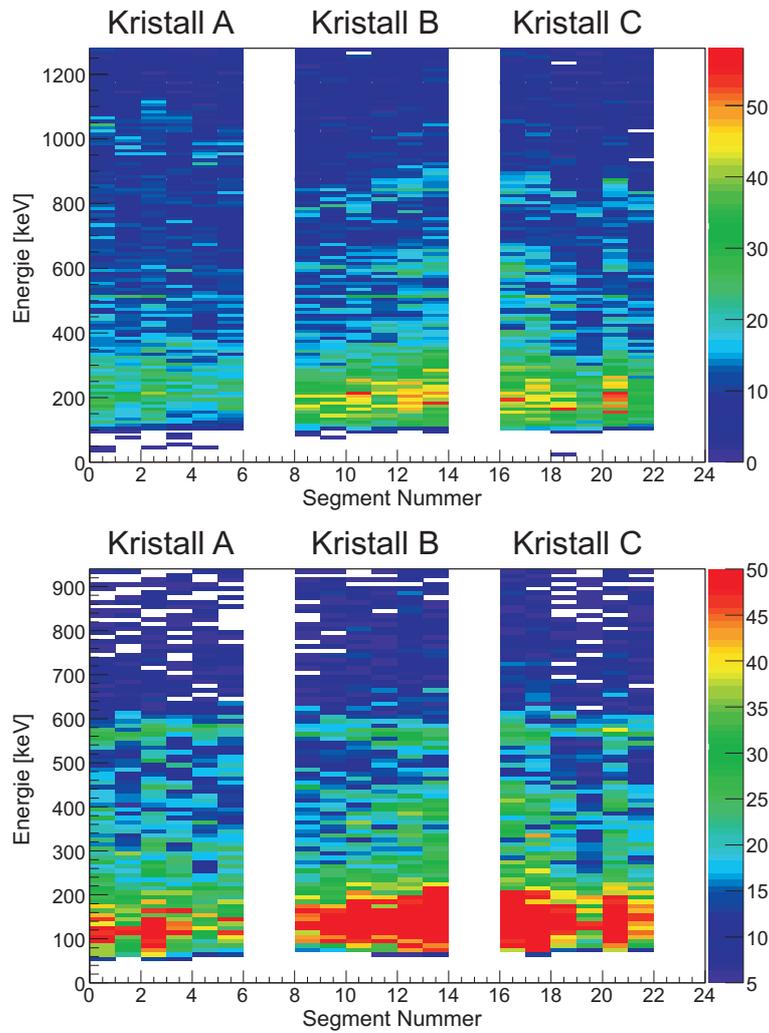


Abbildung 3.7: Energiespektren der Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca} + n$ für die 18 Segmente von Cluster 4 (siehe Abbildung 3.8). *Oben:* Die Energien wurden nicht korrigiert. Die im Bereich von $550 \text{ keV} \leq E \leq 600 \text{ keV}$ erwarteten Gammalinien für diese Reaktion sind um 1000 keV für Kristall A und 800 keV für Kristall B und C zu finden. *Unten:* Die Energien wurden auf die Segmentsschwerpunkte korrigiert. Es ergibt sich ein Energieband um $E \approx 575 \text{ keV}$.

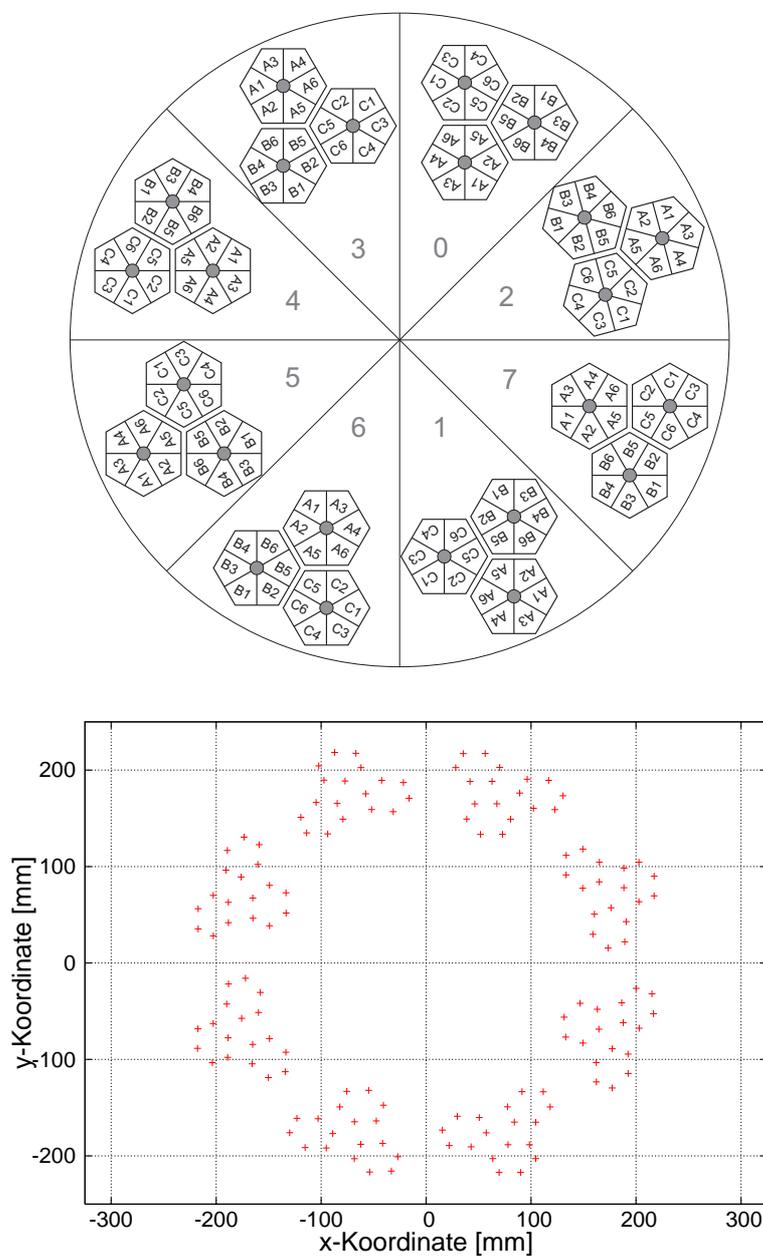


Abbildung 3.8: *Oben:* Schematische Anordnung der acht MINIBALL-Cluster um das Target. Real wurden die Cluster so weit zusammengeschoben, dass sich die jeweiligen Vorderkanten im inneren Bereich auf 2 mm nahe kamen (siehe Abbildung 3.6).

Unten: Berechnete Schwerpunkte der einzelnen Segmente der 24 MINIBALL-Kristalle. Details sind im Text zu finden.

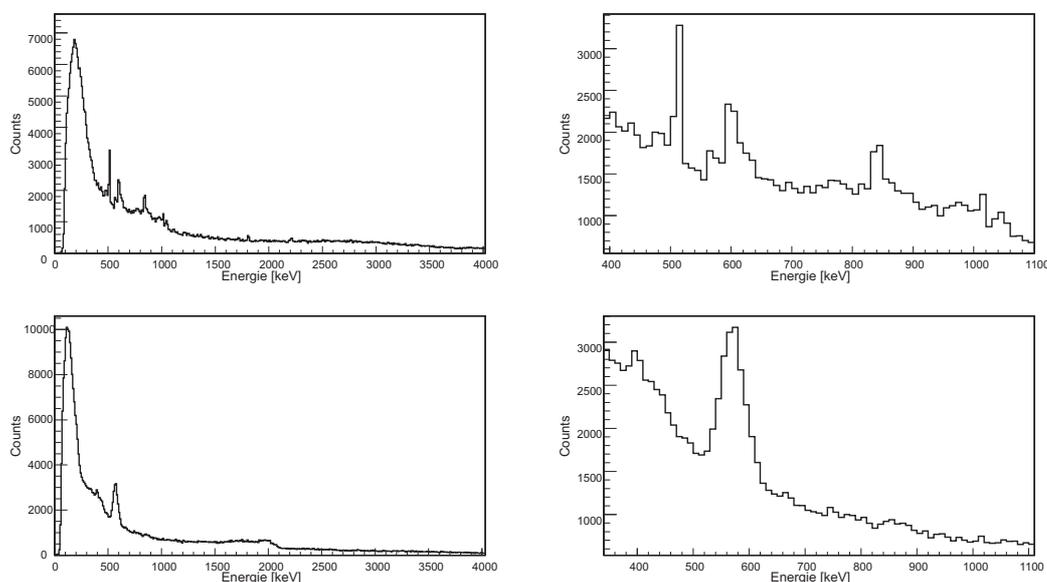


Abbildung 3.9: Unkorrigiertes Energiespektrum der Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca} + n$:

Oben: Die Energien der einzelnen Cluster wurden nicht korrigiert. Die in der Vergrößerung sichtbaren Linien bei 600 keV bzw. 840 keV sind Neutronen-induziert. Die Linie bei 511 keV entsteht durch Positronen. *Unten:* Nach der Dopplerkorrektur auf die Segmentschwerpunkte wird ein breiter Peak um 575 keV sichtbar.

Auf der linken Seite ist jeweils das gesamte Spektrum abgebildet, rechts davon wurde der relevante Energiebereich vergrößert. Die Spektren in der oberen Bildhälfte zeigen direkt die gemessenen Gamma-Energien aller Segmente, daher können die erwarteten Gammalinien zwischen 560 keV und 590 keV nicht beobachtet werden. Die vor allem in der Vergrößerung deutlich sichtbaren Linien bei etwa 600 keV und 850 keV kommen durch Neutronen oder andere Teilchen aus dem Target zustande, welche mit dem Detektormaterial wechselwirken. Die deutliche Linie bei 511 keV wird durch Positronen erzeugt, die aus verschiedenen sekundären Prozessen stammen und erst quasi ruhend mit Elektronen im Laborsystem annihilieren (siehe Abschnitt 6.2).

Nach einer Dopplerkorrektur unter Zuhilfenahme der gemessenen Teilchenorte im Target und der berechneten Schwerpunkte der einzelnen Segmente wird, wie in den beiden unteren Spektren gezeigt, ein Peak um 580 keV mit einer Breite von etwa $\Delta E = 60$ keV (FWHM) sichtbar. Die Unterscheidung beider Gammalinien bei 565 keV und 586 keV ist nicht möglich.

Zur weiteren Verbesserung der Energieauflösung ist es nun notwendig, die Ortsbestimmung mit Hilfe der in dieser Arbeit entwickelten Pulsformanalyse zu verfeinern, um damit die Dopplerkorrektur zu verbessern. Aus technischen Gründen konnte das unabhängig entwickelte Pulsformanalyse-Programm noch nicht in die Experiment-Analyse implementiert werden, weshalb an dieser Stelle kein Ergebnis vorgestellt, sondern auf die Doktorarbeit von P. Maierbeck [Mai07] verwiesen wird.

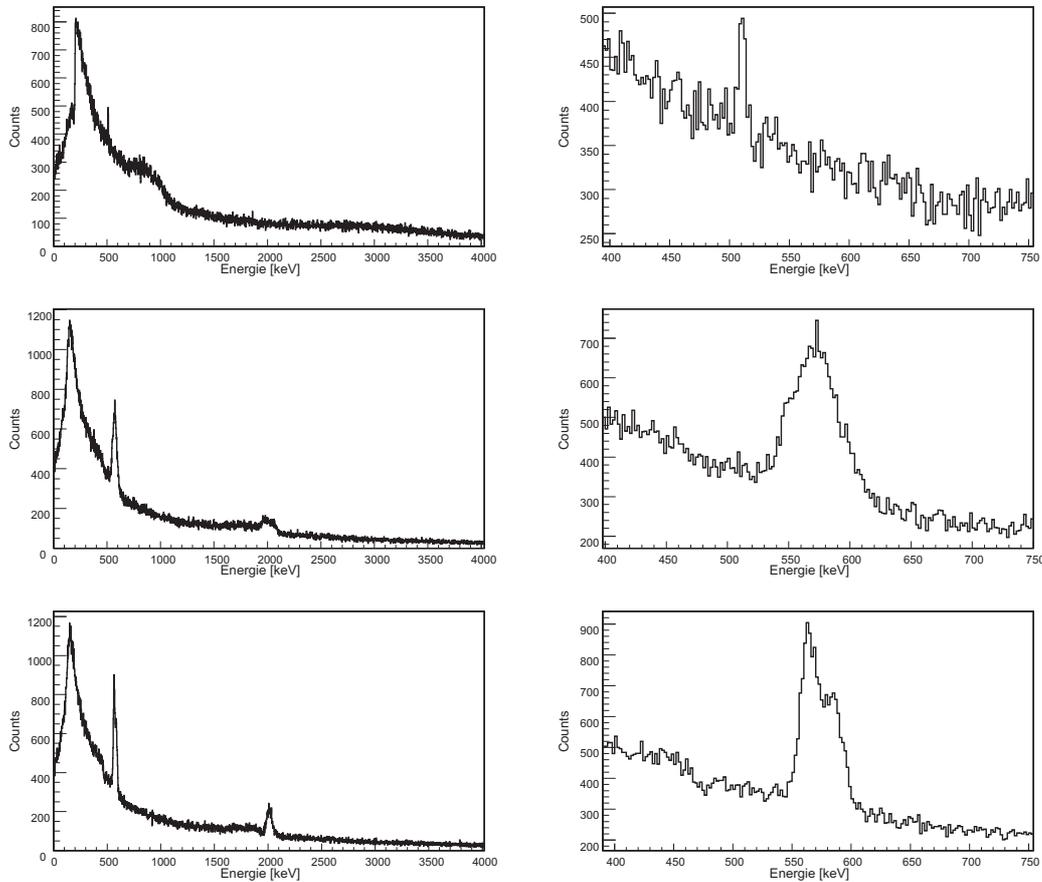


Abbildung 3.10: Simulierte Energiespektren für die Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca} + n$:
Oben: Unkorrigierte Gamma-Energien aus allen Detektoren. *Mitte:* Auf die Segmentschwerpunkte korrigierte Energien. *Unten:* Mit einer Genauigkeit von ± 5 mm auf den Wechselwirkungsort korrigierte Energien.

Es wurden jedoch im Rahmen der genannten Doktorarbeit Simulationen durchgeführt, welche die Erwartung realistisch wiedergeben. Abbildung 3.10 zeigt simulierte Spektren für die Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca} + n$, jeweils links das gesamte Energiespektrum und rechts den relevanten Energiebereich zwischen 400 keV und 750 keV. In der Simulation wurde die Strahlungsquelle im Target auf $\pm 10 \mu\text{m}$ genau in x - und y -Richtung angenommen und die z -Koordinate (Strahlachse = z -Achse) auf die Mitte des Targets fixiert, was zu einer Genauigkeit des Reaktionsortes von $\Delta z = \pm 5$ mm führt.

Das Spektrum in der oberen Zeile ist unkorrigiert und in guter Übereinstimmung mit den gemessenen Energien aus Abbildung 3.9. Der Untergrund in der Simulation wurde an den im Experiment gemessenen angepasst. In diesem Fall kann auch hier keine der beiden Linien aufgelöst werden.

Für das Spektrum in der Mitte wurde die Energie wie in den zuvor gezeigten Spek-

tren auf die Segmentschwerpunkte korrigiert, wodurch sich ein deutlicher Peak bei einer Energie von 570 keV mit einer Breite von $\Delta E = 50$ keV (FWHM) ergibt. Wie bereits in den Experimentdaten können auch in der Simulation die beiden Linien nicht unterschieden werden.

Schließlich wurde die Simulation so verändert, dass für die Dopplerkorrektur ein bekannter Wechselwirkungsort angenommen wird. Um dies realistisch zu simulieren, wurde die z -Koordinate in Detektorkoordinaten über den gesamten Kristall verschmiert, da mit den sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektoren keine Wechselwirkungstiefe ermittelt werden kann und somit auch im Experiment keine z -Information vorliegt. Die x - und y -Koordinaten wurden aus dem Wechselwirkungspunkt mit der größten deponierten Energie bestimmt und anschließend in eine Kugel mit einem Radius von 5 mm verschmiert. Dies liegt etwa im Bereich der erreichbaren Ortsauflösung mit Pulsformanalyse. Das sich daraus ergebende Energiespektrum ist in Abbildung 3.10 unten gezeigt. In der Vergrößerung zeigt sich, dass die Breite insgesamt schmaler wird und sich nun die beiden Linien fast unterscheiden lassen.

Wie Testexperimente zeigten (siehe dazu Kapitel 6), ist es mit der in Kapitel 5 beschriebenen vereinfachten Pulsformanalyse möglich, den Wechselwirkungsort mit einer Ortsauflösung besser als 10 mm zu bestimmen. Damit sollte es möglich sein, eine ähnliche Auflösung wie in der Simulation zu erreichen und somit die Dopplerkorrektur soweit zu verbessern, dass die beiden Linien getrennt werden können. Dies war ein Ziel dieser Diplomarbeit.

Die vollständige Analyse des Experiments S277 wird im Rahmen einer Doktorarbeit von P. Maierbeck am Lehrstuhl E12 durchgeführt [Mai07].

Kapitel 4

Grundlagen der Pulsformanalyse

Dieses Kapitel soll einen kurzen Überblick über die Eigenschaften von MINIBALL-Detektoren geben, wobei besonders die für die Pulsformanalyse relevanten Aspekte hervorgehoben werden. Im Anschluss daran wird das Prinzip der Pulsformanalyse vorgestellt und schließlich spezielle Pulsformanalyse-Methoden, welche für die MINIBALL-Detektoren entwickelt wurden, diskutiert.

4.1 Eigenschaften der MINIBALL-Detektoren

Bei den MINIBALL-Detektoren ist der hochreine Germaniumkristall durch eine separat evakuierte Kapsel aus Aluminium geschützt. Damit wird die Verschmutzung der empfindlichen Oberfläche des Kristalls verhindert und ein Austausch verschiedener Kristalle möglich. In einem Kryostaten werden immer drei Detektoren zu einem Cluster gruppiert. Die thermische Isolation des auf LN₂-Temperatur¹ gekühlten Detektors gewährleistet das Kryostatenvakuum. Die Kühlung erfolgt durch einen Kühlfinger aus Kupfer, der die Detektoren mit dem Stickstoffdewar verbindet.

Abbildung 4.1 zeigt ein Foto eines MINIBALL-Cluster. Links sieht man im oberen Teil des Fotos den grünlichen Kryostaten, direkt anschließend die Durchführung und unten die Kryostatenkappe, die die drei Detektoren beinhaltet.

Abbildung 4.2 zeigt einen einzelnen Kristall und die Anordnung aller drei Kristalle im Cluster. Gut zu erkennen ist die hexagonale Form des Kristalls im Frontbereich und der zylindrische hintere Teil. Unterhalb der Fotos ist die Segmentanordnung, wie sie für alle MINIBALL-Cluster gilt, schematisch gezeigt. Durch eine spezielle Variation der Dotierung an der Oberfläche und eine entsprechende Metallisierung wird jeder Kristall nochmals in sechs symmetrisch angeordnete Segmente geteilt, welche unabhängig ausgelesen werden können.

Die Abmessungen eines Kristalls sind in Abbildung 4.3 schematisch dargestellt. Der zentrale Core-Kontakt hat einen Durchmesser von 10 mm. Die Bohrung ist abgerundet und endet 15 mm oberhalb der hexagonalen Detektorfrontseite. Der Kristall ist mit einem Winkel von 4,125° angeschrägt, wodurch die Symmetrieachsen der Kristalle eines Clusters auf einen Fokus in einer Entfernung von 43 cm zeigen.

¹LN₂: Flüssigstickstoff; $T \lesssim 100$ K

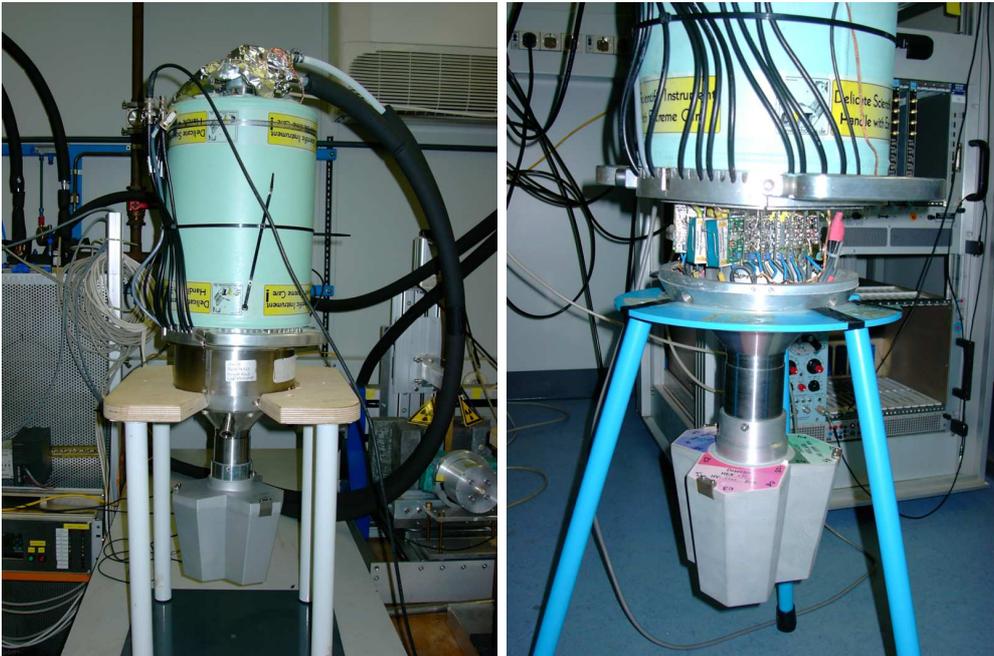


Abbildung 4.1: MINIBALL-Detektor im Labor.

Links: Grüner LN₂-Dewar mit Stickstoffzufuhr und -ablauf, im unteren Bildbereich die drei Kristalle. *Rechts:* Detektor mit geöffnetem Gehäuse; die „warmen“ Vorverstärkerplatten sind direkt am Kryostaten angebracht.

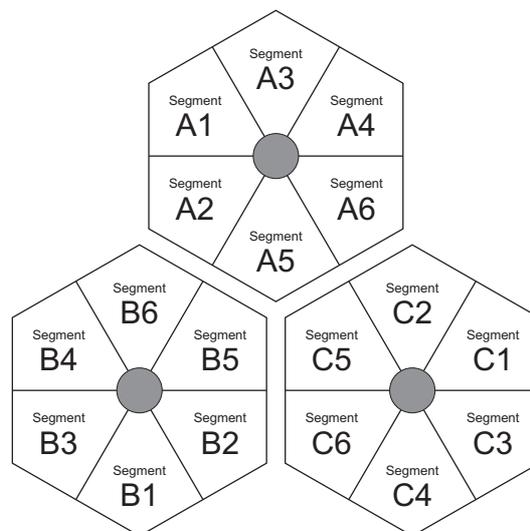
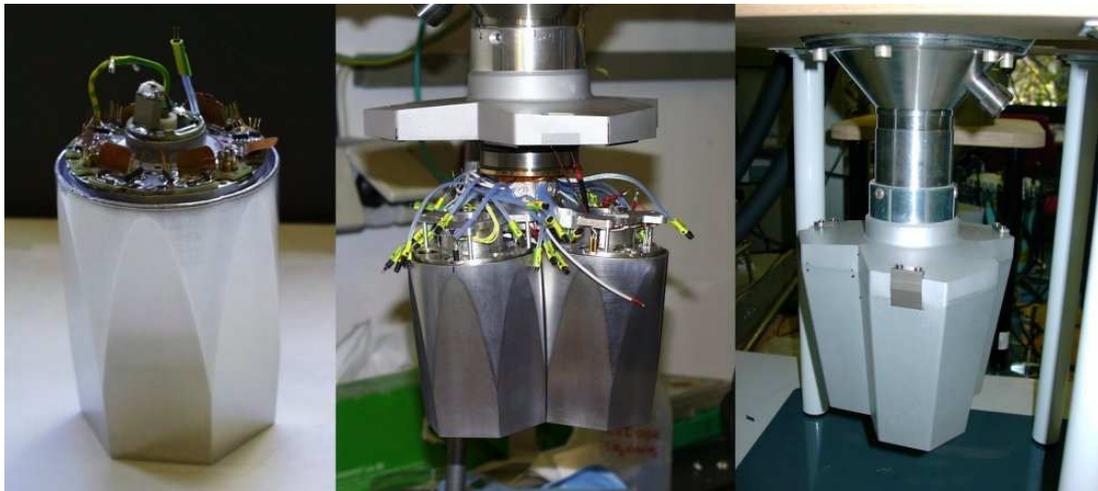


Abbildung 4.2: Im oberen Bild ist links die Aluminiumkapsel mit den „kalten“ Vorverstärkern gezeigt. Das mittlere Bild zeigt die Montage der drei Kristalle und rechts schließlich die geschlossene Aluminiumkapsel, wie im Betrieb der Detektoren. Die untere Abbildung zeigt einen Querschnitt durch die drei Kristalle eines Clusters mit der Anordnung der einzelnen Segmente, wie sie für jeden sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektor gilt.

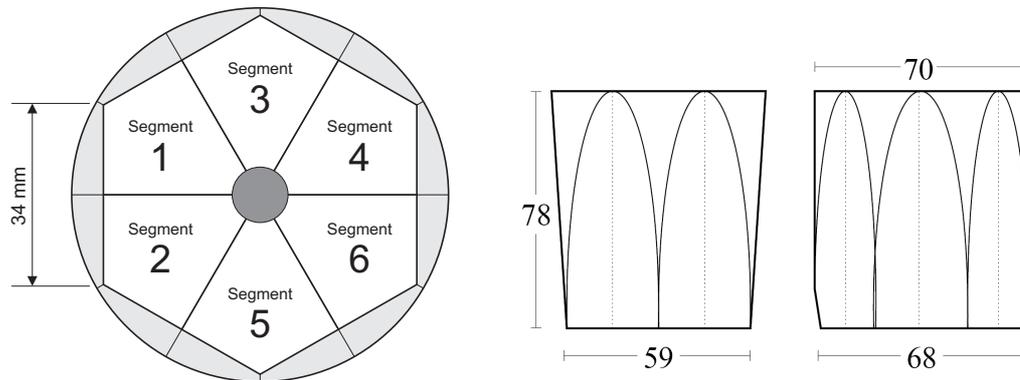


Abbildung 4.3: Abmessungen eines sechsfach segmentierten MINIBALL-Kristalls. Gezeigt sind zwei Schnitte entlang des zentralen Kontakts. Die gestrichelten Linien deuten den Verlauf der Segmentierung an; alle Maße in mm, aus [Wei03]. Links davon ein Schnitt senkrecht zum zentralen Mittelkontakt. Die Anordnung der sechs Segmente ist angegeben.

Die Auflösungen bei 1332 keV (^{60}Co) liegen für den Core-Kontakt nominell bei 2,1 keV, für die Segmente etwas schlechter bei 2,3 keV aufgrund der zusätzlichen Kapazität zwischen der Germaniumoberfläche und der Kapselwand. Bei älteren Detektoren kehrt sich das Verhältnis allerdings um, da der zusätzliche Einfluss erhöhter Leckströme vor allem auf den Core wirkt.

Vorverstärker-Elektronik

Die Vorverstärker für die Detektoren sind in zwei Bereiche unterteilt. Der „kalte“ Teil befindet sich direkt auf dem Aluminiumdeckel der Kapsel (siehe Abbildung 4.2), die „warmen“ Vorverstärkerplatinen sind direkt am Kryostaten angebracht, wie in Abbildung 4.1 zu sehen.

Abbildung 4.4 zeigt Fotos der „kalten“ und „warmen“ Vorverstärkerplatinen. Für jeden Kanal wird eine „warme“ Platine mit einer Größe von 25 mm × 40 mm benötigt. Auf der Platine kann manuell „pole zero“, DC Offset und der Drainstrom der FET eingestellt werden. Rechts oben ist die Kapsel ohne Vorverstärkerplatine abgebildet. Die „kalte“ Vorverstärkerplatine wird direkt auf der Aluminiumkapsel angebracht. Die wichtigsten Bauteile auf der „kalten“ Platine sind die sieben JFET² sowie sieben Rückkopplungskreise für die sechs Segmente und den Core-Kontakt. Zusätzlich befindet sich darauf ein Koppelkondensator für den Core-Kontakt, um die am Core anliegende Hochspannung vom Transistoreingang zu trennen. Das Core-Signal wird über den Koppelkondensator AC-gekoppelt; die Signale der Segmente sind DC-gekoppelt.

Für einen Kryostaten mit drei Kristallen sind also 21 „warme“ Vorverstärkerplatinen notwendig: je eine für die drei Core-Kontakte und 18 für die Segmentelektroden.

Diese Eigenschaften des MINIBALL-Vorverstärkers wurden so konzipiert, dass die Ladungssignale schnell integriert und nahezu unverfälscht wiedergegeben werden. Diese

²junction field effect transistor; Sperrschicht-Feld-Effekt-Transistor

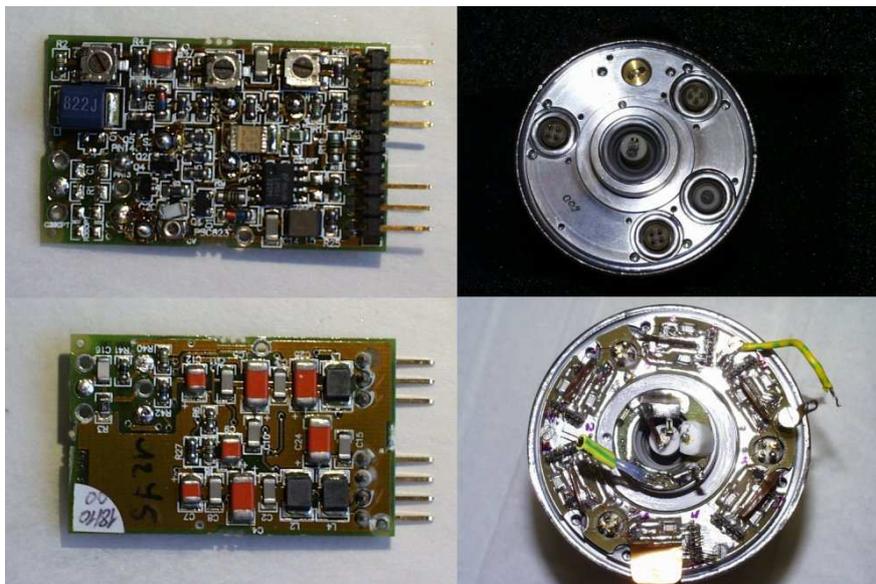


Abbildung 4.4: Links: „Warmer“ Teil des Vorverstärkers in Vorder- und Rückansicht.
 Rechts oben: Anordnung der elektrischen Durchführungen an der Kapsel.
 Rechts unten: „Kalter“ Teil des Vorverstärkers mit FET und Rückkopplungskreis.

Signale bilden die Grundlage für die Pulsformanalyse.

Die Spezifikationen des Vorverstärkers sind wie folgt:

Versorgungsspannung	$\pm 12 \text{ V}$
Signalanstiegzeit	$15 \text{ ns} + 0,3 \frac{\text{ns}}{\text{pF}}$
Abfallzeit	$50 \mu\text{s}$
Rauschbeitrag	$0,6 \text{ keV} + 17 \frac{\text{eV}}{\text{pF}}$

Spektroskopie-Elektronik

Die Signale werden nach dem Vorverstärker nicht – wie früher üblich – mit analogen Verstärkern (Shaping Amplifier), sondern in dem Spektroskopiemodul *DGF-4C* der Firma XIA³ digital weiterverarbeitet. Abbildung 4.5 zeigt schematisch die wichtigsten Bauteile für einen Kanal des Moduls.

Das analoge Detektorsignal wird in einem Bereich von 0 bis 1 V angesteuert und anschließend in einem 12-bit-Sampling-ADC⁴ mit einer Rate von 40 MHz digitalisiert. Das digitalisierte Signal wird mit voller Sampling-Rate in einem FPGA⁵ vorverarbeitet und zur Speicherung weitergeleitet. Mittels digitalen Filteroperationen wird die

³Digital Gamma Finder Revision 4C, Xray Instrumentation Associates

⁴Analog to Digital Converter

⁵Field Programmable Gate Array

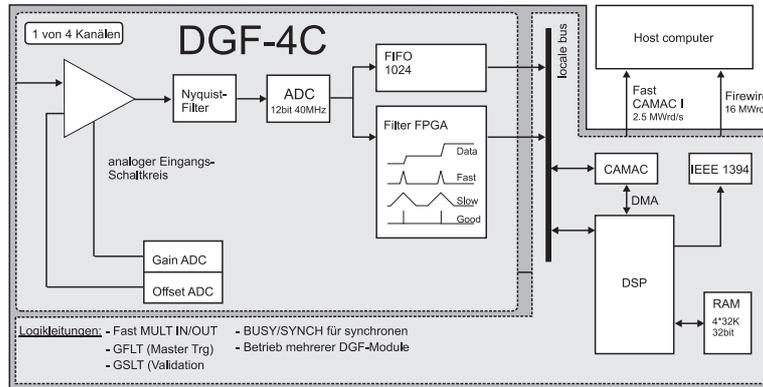


Abbildung 4.5: Wesentliche Komponenten der Signalverarbeitung in den bei MINIBALL verwendeten *DGF-4C*-Modulen, aus [Wei03].

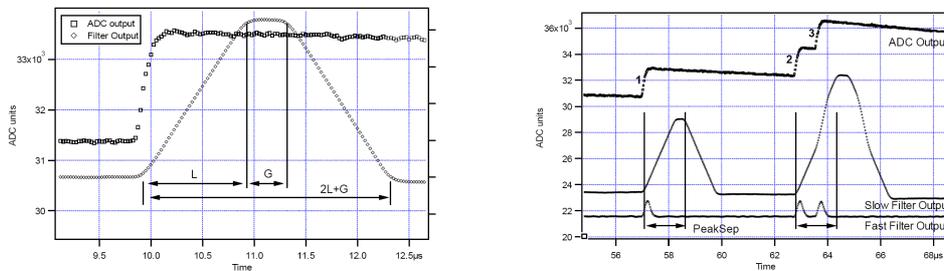


Abbildung 4.6: *Links:* Im *DGF-4C*-Modul implantierter Trapezfilter zur Bestimmung der Energie. *Rechts:* Kurzer Filter zur Bestimmung des Triggerzeitpunktes und zur Identifizierung von *pile-up*-Ereignissen, aus [XIA04].

Energie- und Zeitinformation in Echtzeit aus den Daten gewonnen. Zur Energiebestimmung und für den internen Trigger werden zwei Trapezfilter unterschiedlicher Länge verwendet.

Mit dem langen Trapezfilter, dargestellt in Abbildung 4.6 links, wird intern die Energie bestimmt, die Anstiegszeit liegt im μs -Bereich. Die Abflachung, markiert mit G , sollte mit der Anstiegszeit des Signals übereinstimmen. So wird die Messung der Pulshöhe, also der Energie, weniger empfindlich auf kleine Störungen des Signals.

Mit dem kurzen Filter wird der Zeitpunkt des Signalanstiegs, also der Triggerzeitpunkte, ermittelt. Außerdem kann überprüft werden, ob ein sogenanntes *pile-up*-Ereignis, wie in Abbildung 4.6 rechts gezeigt, vorliegt. Ist die Zeit zwischen zwei Ereignissen kürzer als die Anstiegszeit des langen Trapezfilters (siehe Abbildung 4.6), so werden beide Ereignisse verworfen, da in diesem Fall eine korrekte Energiebestimmung der Signale nicht mehr möglich ist.

Liegt ein verwertbares Ereignis vor, so generiert der FPGA einen Eventtrigger, der

Puls wird an den DSP⁶ weitergeleitet und veranlasst das Auslesen der Daten und des digitalisierten Signals. Es ist möglich, eine vom Benutzer entwickelte Pulsformanalyse auf den DSP zu laden [Nie05]. Wird das *DGF-4C*-Modul jedoch in diesem Modus betrieben, so ist es nicht möglich, zusätzlich die Pulsformen aufzunehmen, um eine Offline-Pulsformanalyse durchzuführen. Im Experiment S277 wurde die interne Pulsformanalyse des Moduls nicht genutzt, sondern eine Offline-Pulsformanalyse vorgezogen. Details zu den *DGF-4C*-Modulen finden sich in [XIA04, Lau04].

Jedes *DGF-4C*-Modul hat vier Eingangskanäle. Für einen MINIBALL-Detektor mit drei Kristallen sind daher sechs Module nötig. Kommen mehrere MINIBALL-Dektoren zum Einsatz wie im Experiment S277, so müssen mehrere Module gleichzeitig ausgelesen werden. Die Module werden daher über eine zentrale 40 MHz-Clock synchronisiert.

Sobald ein Core-Kanal einen Ereignistrigger liefert, werden *alle* Module synchron ausgelesen. Während des Auslesens der Daten können keine neuen Ereignisse aufgenommen werden. Um die Totzeit der Module so gering wie möglich zu halten, werden pro Pulsform 40 Datenpunkte in einem Zeitintervall von $1 \mu\text{s}$ aufgezeichnet. Damit kann später zwar die Energie nicht mehr mit hoher Auflösung bestimmt werden, aber die in der Anstiegsflanke enthaltene Information über die Drift der Ladungsträger bleibt voll erhalten. Abbildung 4.7 zeigt ein Foto der Platine eines *DGF-4C*-Moduls.

4.2 Hauptwechselwirkungsprinzip

Bevor im nächsten Abschnitt die Grundlagen der Pulsformanalyse erläutert werden, soll zuvor eine kurze Betrachtung des ersten Wechselwirkungsorts und des Hauptwechselwirkungsorts eingeschoben werden. Für die richtige Dopplerkorrektur der Gamma-Energie ist es nötig, den Ort der ersten Wechselwirkung im Detektor zu bestimmen. Dies kann speziell für mehrfach Compton-gestreute Ereignisse schwierig sein. Experimentell weit einfacher ist dagegen die Ermittlung der Hauptwechselwirkung, also der Wechselwirkung, bei der der größte Teil der Gamma-Energie deponiert wird.

In der Gammaskopie interessieren Ereignisse, bei denen die gesamte Energie des Photons im Detektor deponiert wird. Üblicherweise wird ein hochenergetisches Photon (siehe Abschnitt 2.3.2) mehrmals Compton-gestreut, bevor es mittels Photoeffekt absorbiert wird, d. h. ein Photon erzeugt mehrere Wechselwirkungen an verschiedenen Orten im Detektor. In diesem Fall stimmt die experimentell einfach zu ermittelnde Hauptwechselwirkung, bei der das Photon den größten Energiebetrag im Detektor deponiert, nicht zwingend mit der ersten Wechselwirkung überein, was im Folgenden erläutert wird. Da die Photonen sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, ist die Zeit zwischen den sukzessiven Wechselwirkungen sehr klein und nicht messbar.

Der relative Energieverlust ϵ eines γ -Quants für einen Compton-Prozess bei bekannter Anfangsenergie E_γ und einer Energie E'_γ des gestreuten γ -Quants ist:

$$\epsilon = \frac{E_\gamma - E'_\gamma}{E_\gamma} = \frac{1 - \cos \theta}{1 - \cos \theta + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}}. \quad (4.1)$$

⁶Digital Signal Processor

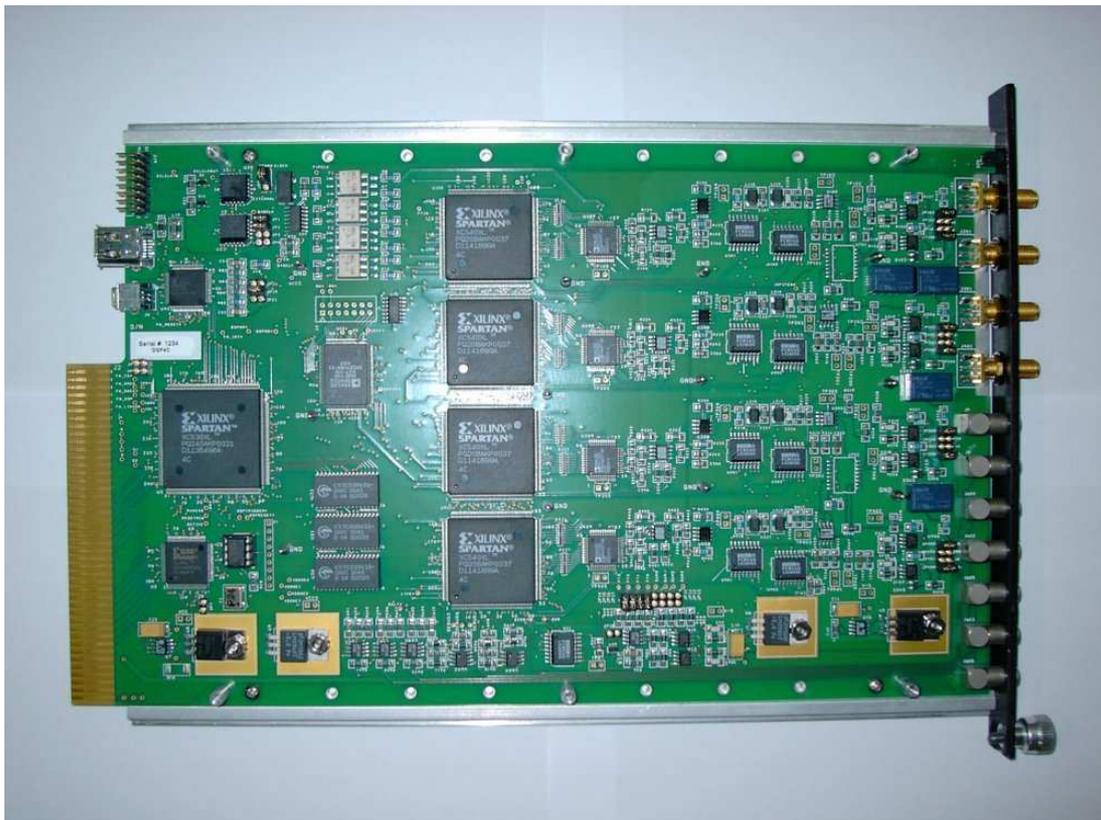


Abbildung 4.7: Ein *DGF-4C*-Modul zur analogen und digitalen Signalverarbeitung stellt ein komplexes System mit zahlreichen Parametern dar.

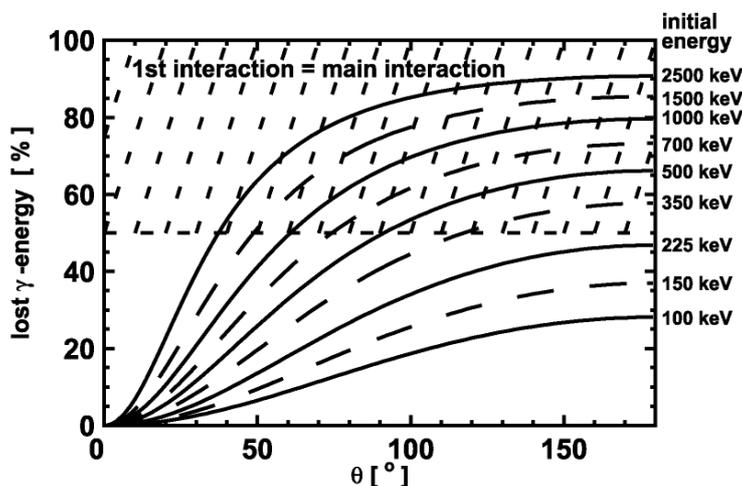


Abbildung 4.8: Prozentualer Energieverlust beim Compton-Effekt für verschiedene Anfangsenergien in Abhängigkeit des Streuwinkels, aus [Gun00].

In Abbildung 4.8 ist der relative Energieverlust bei Compton-Streuung abhängig von den Streuwinkeln θ für verschiedene Anfangsenergien aufgetragen. In dem schraffierten Bereich verliert das einfallende Photon mehr als 50%, d. h. erste Wechselwirkung und Hauptwechselwirkung fallen immer zusammen.

Für Photonenenergien kleiner als etwa die halbe Ruhemasse des Elektrons deponieren die Photonen weniger als die Hälfte ihrer Energie, d. h. erste Wechselwirkung und Hauptwechselwirkung stimmen nie überein. Allerdings ist in diesem Energiebereich nicht der Compton- sondern der Photoeffekt entscheidend, da dieser bei kleinen Energien dominiert.

Für sehr kleine Energien zeigt außerdem die Klein-Nishina-Formel aus Abbildung 4.9, dass die Streuwahrscheinlichkeit in Vorwärtsrichtung ein Maximum hat. Daher kann davon ausgegangen werden, dass die gesamte Energie des Photons im Detektor nachgewiesen wird und der Fehler zwischen erster Wechselwirkung und Hauptwechselwirkung klein ist, da das Photon seine Richtung nahezu beibehält. Dies gilt auch bei mehreren aufeinander folgenden Compton-Streuungen mit abschließendem Photoeffekt.

Für größere Photonenenergien im Bereich von 700 keV bis 2500 keV verliert das Photon in einem Vorwärtsstreuengebiet mit einem Öffnungswinkel von $\theta < 50^\circ$ weniger als die Hälfte seiner Energie. Aufgrund der Vorwärtstreuung ist aber auch in diesem Fall der mittlere axiale Abstand zwischen erster Wechselwirkung und Hauptwechselwirkung im Detektor typischerweise auf eine Zentimeterskala begrenzt, so dass der Schwerpunkt der Wechselwirkung in vielen Fällen gut mit der ersten Wechselwirkung übereinstimmen sollte.

Für Gamma-Energien ab 2 MeV tritt nach Abbildung 2.3 Paarbildung ein, ist jedoch für Gamma-Energien unterhalb 4 MeV nicht dominant. Bei Paarbildung fällt die erste

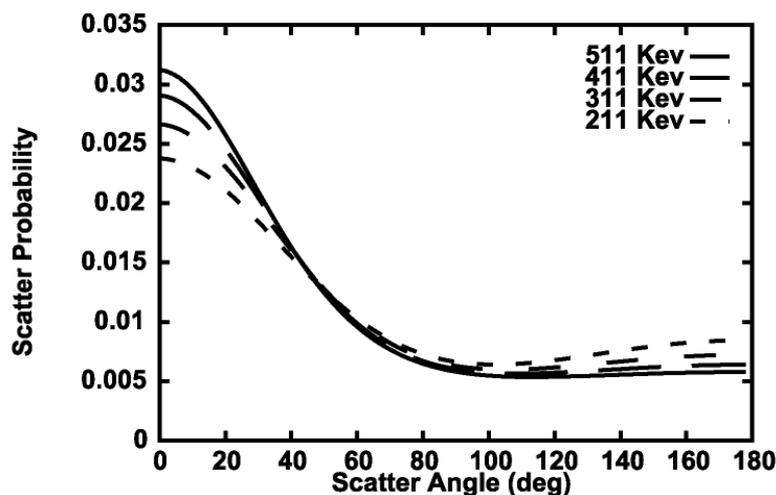


Abbildung 4.9: Streuwahrscheinlichkeit des Photons beim Compton-Effekt in Abhängigkeit des Streuwinkels nach der Klein-Nishina-Formel für verschiedene Anfangsenergien des Photons, aus [Bar93].

Wechselwirkung automatisch mit der Hauptwechselwirkung zusammen.

Für die in dieser Arbeit betrachteten Energiebereiche, aufgelistet in Tabelle 2.1, ist die Annahme, dass Hauptwechselwirkung und erste Wechselwirkung zusammenfallen, somit in den meisten Fällen erfüllt.

4.3 Prinzip der Pulsformanalyse

Die Erzeugung der Detektorsignale sowie die elektronische Weiterverarbeitung wurden in Kapitel 2 bzw. im vorangegangenen Abschnitt erläutert. Diese digitalisierten Detektorsignale sind die Grundlage für die im Folgenden diskutierte Pulsformanalyse, welche den Zusammenhang zwischen Signalform und Position der Wechselwirkung ausnutzt. Durch Pulsformanalyse kann der Wechselwirkungsort eines Photons mit dem Halbleitermaterial deutlich genauer als durch die geometrische Größe eines physikalischen Segments bestimmt werden. Dadurch soll die effektive Granularität des Detektors erhöht werden, wodurch es wiederum möglich ist, die Dopplerkorrektur zu verbessern.

Zur Veranschaulichung und qualitativen Erprobung der Analyseschritte wurden Daten aus einer Simulation herangezogen, die am Lehrstuhl E12 für das AGATA-Projekt [Sim05] entwickelt wurde. AGATA-Detektoren sind in der äußeren Form sehr ähnlich zu den MINIBALL-Kristallen, haben aber zusätzlich eine sechsfache Segmentierung in Längsrichtung, die jedoch keinen großen Einfluss auf die Pulsformen im hier gezeigten coaxialen Teil des Detektors hat.

Die Pulsformen wurden für einen symmetrischen AGATA-Detektor im coaxialen Teil des Kristalls simuliert. Eingabe-Parameter sind dabei die Kristallorientierung sowie die Verunreinigungen des Kristalls. Für die Berechnung der Driftgeschwindigkeit von Elek-

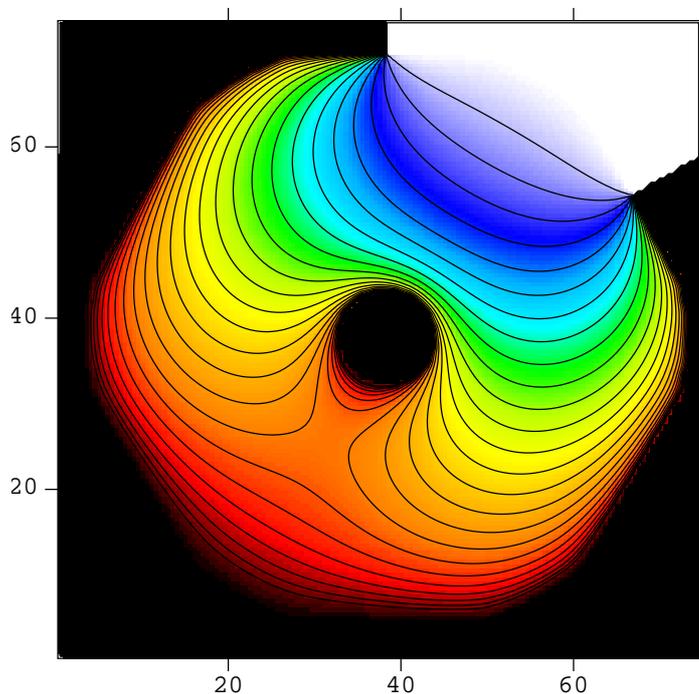


Abbildung 4.10: Die Konturlinien sind die Äquipotenziallinien des simulierten *weighting*-Feldes in einem logarithmischen Maßstab in der x - y -Ebene eines AGATA-Kristalls [Sch06].

tronen und Löchern werden die Modelle aus der Arbeit von B. Bruyneel verwendet [Bru06c]. Dabei wurden die Parameter jener Arbeit, welche durch einen Fit an experimentelle Daten gewonnen wurden, übernommen und in diese Simulation implementiert. Das Potenzial wird mit 4,5 kV am Core-Kontakt und 0 V an der Kristalloberfläche definiert. Dann wird auf einem festen Gitter mit 0,5 mm Raster das elektrische Feld in drei Raumrichtungen berechnet, wobei die Zwischengitterpositionen linear interpoliert werden.

Für eine Wechselwirkung wird auf einem Gitterplatz (1 mm Abstand in 3D) eine punktförmige Ladung erzeugt. Die Diffusion der Ladungswolke ist vernachlässigbar. Diese Ladungen driften im elektrischen Potenzial mit einer von der Kristallorientierung und dem Feld abhängigen Geschwindigkeit, wobei die Drift in Zehntel Nanosekunden-Schritten simuliert wird. Aus dem *weighting*-Potenzial und der Trajektorie können nun die Signale berechnet und an einen ladungsintegrierenden Vorverstärker weitergeleitet werden. In der Simulation bricht das Ladungssignal ab, sobald die Ladungen an den Kontakten gesammelt sind.

Das *weighting*-Potential einer Elektrode wird berechnet, indem das Potenzial dieser Elektrode auf 1 V, das aller anderen Detektorelektroden auf 0 V gesetzt wird. Dieses Potenzial repräsentiert dann gerade die kapazitive Kopplung zwischen der Elektrode

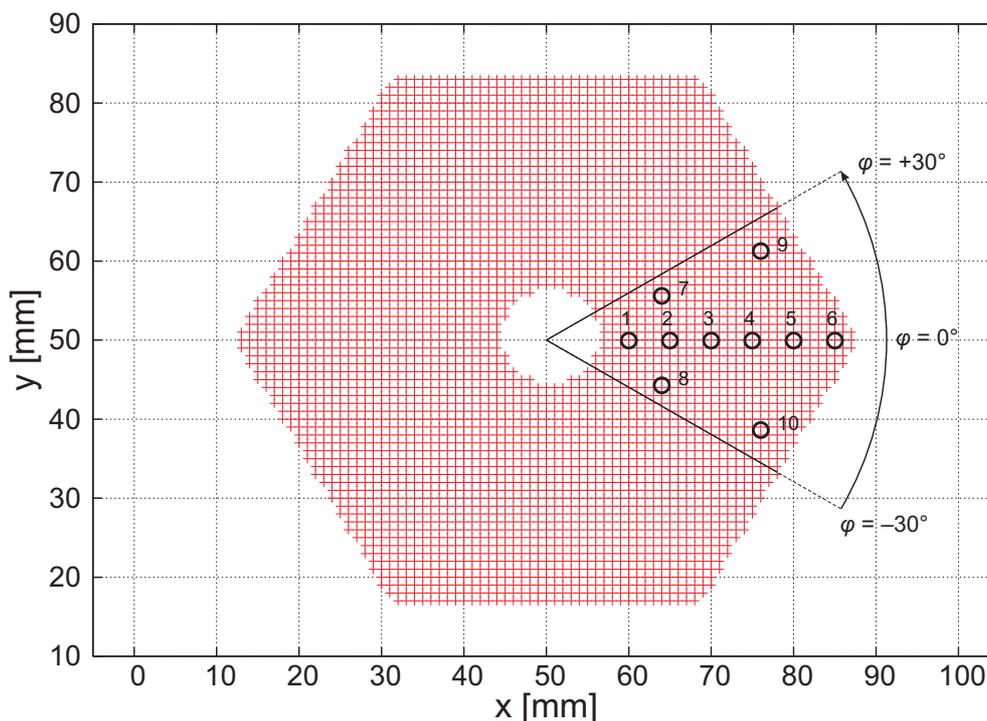


Abbildung 4.11: Definition der Kristallgeometrie in der Simulation. Gezeigt ist das Gitter, auf dem die Stützpunkte der Rechnung liegen. 10 Punkte innerhalb eines Segments sind exemplarisch markiert und werden im Text näher erläutert.

und der driftenden Ladung für eine Raumladungsdichte nahe Null. In Abbildung 4.10 sind die Äquipotenziallinien des *weighting*-Feldes eingezeichnet. Die Methode ist in [Mih00] im Detail beschrieben.

Im getroffenen Segment wird Energie deponiert und somit erhält man ein „echtes“ Ladungssignal, wohingegen die Nachbarsegmente ein durch die driftenden Ladungsträger induziertes Signal liefern.

Abbildung 4.12 zeigt die Signale nach dem integrierenden Vorverstärker für verschiedene Wechselwirkungsorte im Segment: In der Mitte das Signal des getroffenen Segments, rechts bzw. links davon die zugehörigen induzierten Signale des rechten bzw. linken Nachbarsegments. Abbildung 4.11 zeigt einen Schnitt in der x - y -Ebene durch den Kristall. Die Wechselwirkungsorte für die im Folgenden verwendeten simulierten Signale sind mit Punkt 1 bis 6 und 7 bis 10 markiert.

Das Ladungssignal des getroffenen Segments steigt an, solange die sekundären Ladungsträger zu den Kontakten driften. Aus der Zeitabhängigkeit des Ladungssammelprozesses können verschiedene Wechselwirkungsorte besonders gut in radialer Richtung unterschieden werden. Fand die Wechselwirkung nahe am inneren, positiv geladenen Kontakt statt (Punkt 1), so werden die Elektronen sehr schnell an der Elektrode gesammelt, die Löcher müssen jedoch eine lange Strecke bis zur äußeren Segmentgrenze zurücklegen. Die Ladungssammelzeit beträgt hier zwischen 250 und 300 ns. Eine

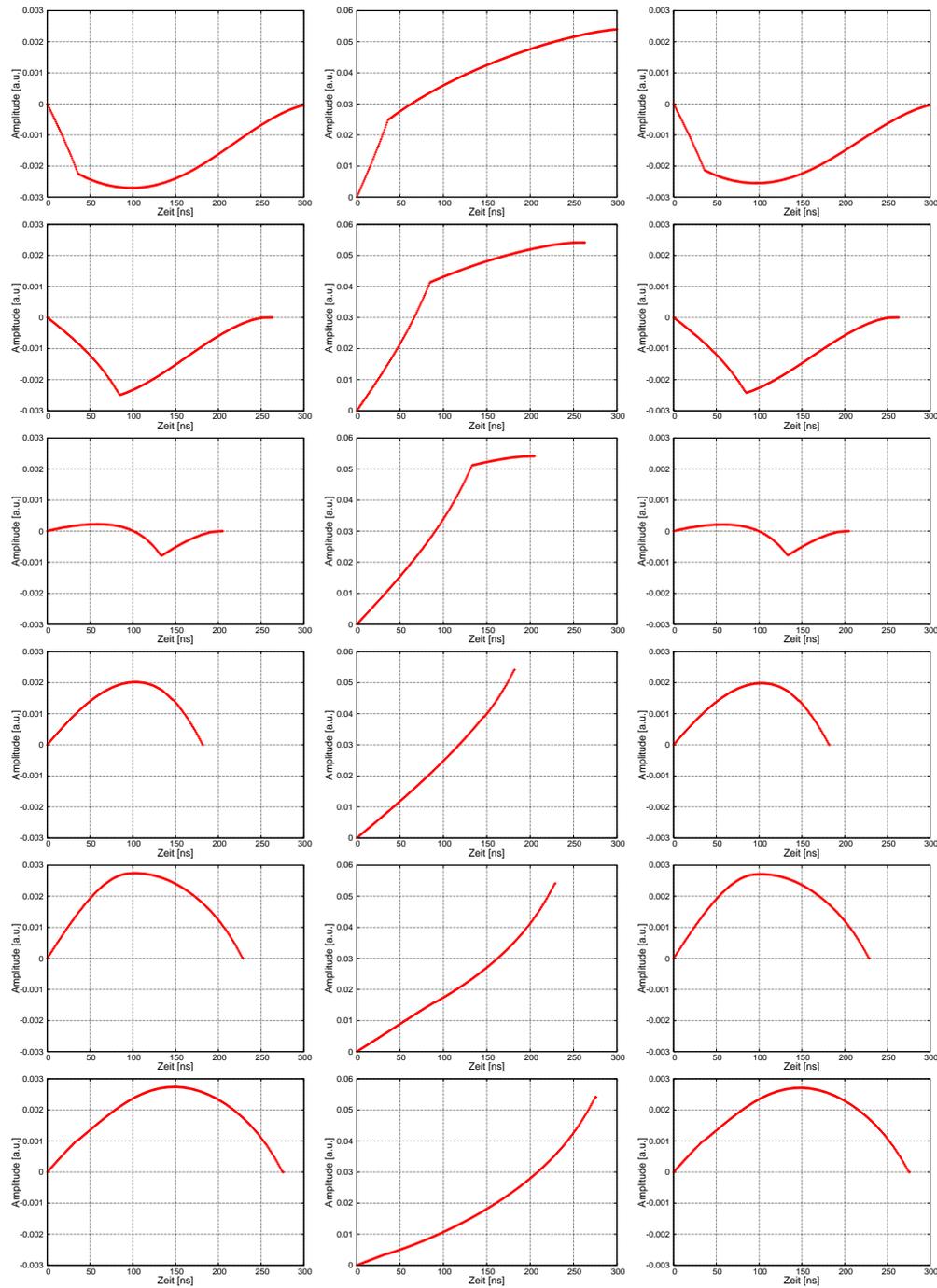


Abbildung 4.12: Simulierte Pulsformen für den Core in der mittleren Spalte, links bzw. rechts das linke bzw. rechte induzierte Signal bei einem konstanten Winkel von $\varphi = 0^\circ$ und Radien von $r = 10$ mm (oben) bis $r = 35$ mm (unten) in 5 mm-Schritten, entsprechend den Punkten 1 bis 6 aus Abbildung 4.11 [Sch06].

vergleichbare Ladungssammlungszeit wird benötigt, wenn die Wechselwirkung nahe am äußeren Rand stattfand (Punkt 6). Hier sind es die Elektronen, die einen längeren Weg zurücklegen müssen, das Signal hat ebenfalls eine Länge von 250–300 ns.

Findet die Wechselwirkung im mittleren Bereich des Segments statt, so liegt die Ladungssammlungszeit im Bereich von 150–200 ns und ist damit deutlich kürzer als für Wechselwirkungen bei großen oder kleinen Radien. Der Grund liegt darin, dass in diesem Bereich die Elektronen und Löcher ungefähr die gleiche Wegstrecke zurücklegen müssen.

Betrachtet man also die Ladungssignale in Abbildung 4.12 von oben nach unten, d. h. für kleine über mittlere zu großen Radien, so ändert sich das Zeitverhalten deutlich: die langen Signale im Core-nahen Bereich werden zur Mitte hin kürzer und schließlich wieder länger.

Die Pulsformen des getroffenen Segments weisen im äußeren und inneren Segmentbereich zwar die gleiche Gesamtzeit auf, sind jedoch in ihrer Form deutlich unterschiedlich. Für Core-nahe Treffer ist das Ladungssignal konkav, für äußere Treffer dagegen konvex gekrümmt, was im Wesentlichen durch die koaxiale Feldgeometrie verursacht wird.

Ein weiteres Merkmal zur Bestimmung des Wechselwirkungsorts ist die Amplitude des Signals oder die Fläche unter dem Signal der Nachbarsegmente, wobei sowohl Betrag als auch Polarität ausgewertet werden können.

In der Simulation entspricht die Polarität des induzierten Signals nicht der echten Polarität, sondern ist gerade umgekehrt, da hier keine unterschiedlichen Vorverstärker für Core und Segmente, wie in den MINIBALL-Detektoren eingebaut, benutzt werden.

Betrachtet man nun in Abbildung 4.12 die rechte und linke Spalte, so zeigen Ereignisse nahe am Core oder nahe an der Segmentaußengrenze einen etwas größeren Betrag der Amplitude als solche im Bereich der Segmentmitte. Außerdem ändert sich die Polarität der induzierten Signale. Für kleine Radien $r = 10$ mm und $r = 15$ mm erhält man negative Amplituden, da die länger driftenden Löcher negative Ladungen auf der Elektrode induzieren. Für große Radien $r = 25$ mm, $r = 30$ mm und $r = 35$ mm erwartet man positive Amplituden wie in Abbildung 4.12.

Eine Besonderheit stellt das induzierte Signal bei einem Radius von $r = 20$ mm dar. Die Wechselwirkung findet in der Mitte des Segments statt, d. h. die Ladungssammlungszeit für Elektronen und Löcher ist etwa gleich groß. Somit überwiegt keine der beiden Ladungsträger-Komponenten das Signal: das induzierte Signal ist relativ klein und weist einen Vorzeichenwechsel auf.

Somit kann aus der Form des Ladungssignals und der Polarität der induzierten Signale eine Radialinformation gewonnen werden.

Zur Bestimmung der Azimutwinkel der Wechselwirkung muss die Amplitude der induzierten Signale genauer untersucht werden. Die bisher betrachteten simulierten Ereignisse wurden für einen Winkel von $\varphi = 0^\circ$ berechnet, siehe Abbildung 4.11, daher sind die absoluten Amplituden der beiden Nachbarsignale nahezu identisch.

Nun werden die Amplituden der induzierten Signale für Ereignisse mit etwa konstantem Radius bei verschiedenen Winkeln betrachtet. Die Wechselwirkungspunkte sind in Abbildung 4.11 mit Punkt 7 und 8 für einen Radius von $r = 15$ mm und mit Punkt 9 und 10 für einen größeren Radius bei $r = 28$ mm markiert. In Abbildung 4.13 und

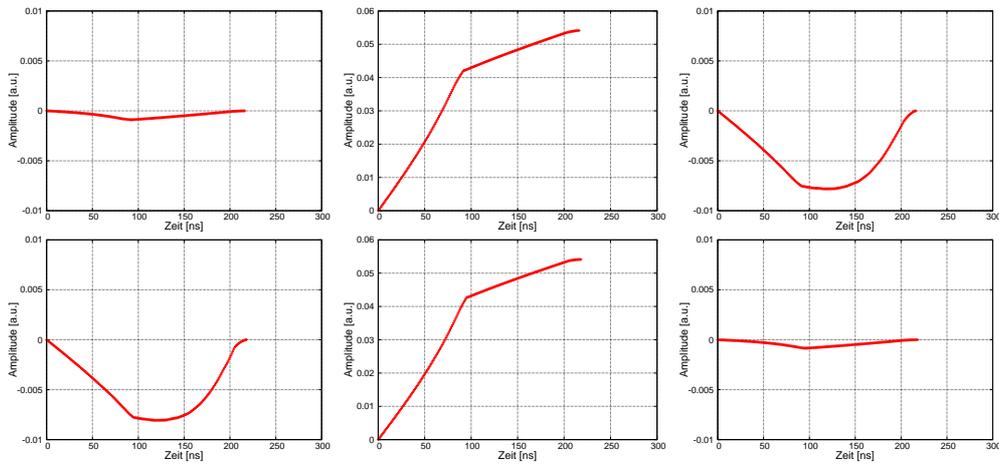


Abbildung 4.13: Simulierte Pulsformen für den zentralen Kontakt in der mittleren Spalte, links bzw. rechts das linke bzw. rechte induzierte Signal bei einem konstanten Radius von $R = 15\text{ mm}$ und den Winkeln $\varphi = +20^\circ$ (oben) und $\varphi = -20^\circ$ (unten) entsprechend den Punkten 7 und 8 aus Abbildung 4.11 [Sch06].

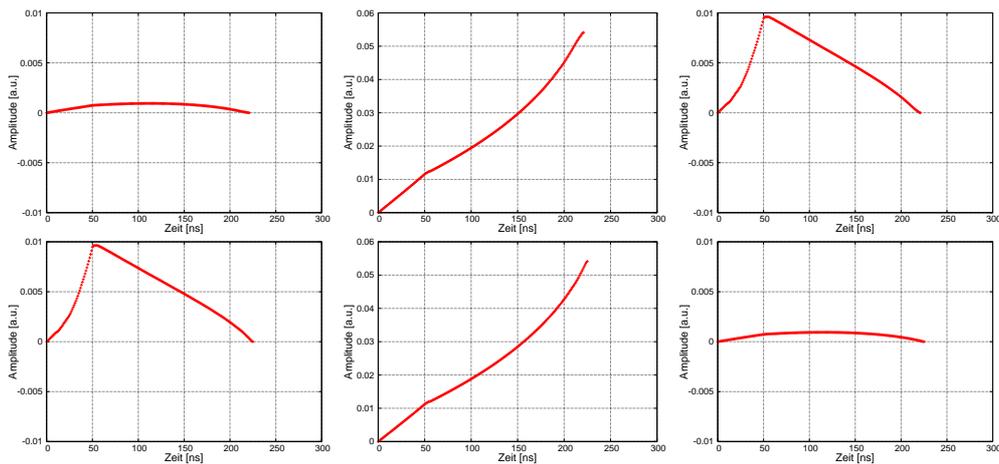


Abbildung 4.14: Simulierte Pulsformen für den zentralen Kontakt in der mittleren Spalte, links bzw. rechts das linke bzw. rechte induzierte Signal bei einem konstanten Radius von $R = 28\text{ mm}$ und den Winkeln $\varphi = +20^\circ$ (oben) und $\varphi = -20^\circ$ (unten) entsprechend den Punkten 9 und 10 aus Abbildung 4.11 [Sch06].

Abbildung 4.14 sind die simulierten Pulsformen für diese vier Punkte gezeigt.

In Punkt 7 findet die Wechselwirkung nahe an der linken Segmentgrenze statt. Daher werden im linken Nachbarsegment mehr Ladungen induziert als im rechten, was zu einer deutlich größeren Amplitude des linken Signals führt.

Der umgekehrte Fall tritt bei einer Wechselwirkung in Punkt 8 ein, nahe an der rechten Segmentgrenze. Hier ist der Betrag der linken Amplitude etwa fünfmal größer als der der rechten.

Dasselbe Verhalten zeigt sich in Abbildung 4.14, allerdings haben die Amplituden aufgrund des größeren Radius in diesem Fall das umgekehrte Vorzeichen.

Somit ist es möglich, aus den absoluten Amplituden der induzierten Signale in den Nachbarsegmenten den Azimuthwinkel des Wechselwirkungsorts zu bestimmen.

Wie sich zeigte, kann aus den Pulsformen der direkten Nachbarsegmente des getroffenen Segments sowohl Radius als auch Azimuthwinkel der Wechselwirkung extrahiert werden. Das Ladungssignal des getroffenen Segments enthält daher nur noch redundante Information.

Im Folgenden werden einige Methoden zur Bestimmung von Radius und Winkel mittels Pulsformanalyse, die in verschiedenen Arbeiten für MINIBALL-Detektoren entwickelt wurden, z. B. [Gun00, Wei03], kurz vorgestellt.

4.4 Etablierte Methoden der Pulsformanalyse für MINIBALL-Detektoren

4.4.1 Grundlegende Methode

Die wohl eleganteste, aber auch zeitaufwendigste Methode zur Ermittlung des Wechselwirkungsorts ist der direkte Vergleich von Simulation und Experiment. Dazu wird eine Datenbank erzeugt, in der alle Pulsformen für jeden Punkt im Kristall auf einem Gitter mit beispielsweise 1 mm Abstand in alle drei Raumrichtungen gespeichert sind. Diese werden mit einer Simulation, wie z. B. in Abschnitt 4.3 beschrieben, für eine bekannte Geometrie des Kristalls erzeugt. Dabei wird die Verunreinigung des Materials, die Kristallorientierung sowie die davon abhängige Driftgeschwindigkeit von Elektronen und Löchern definiert und auf dieser Basis die elektrischen Felder im Kristall berechnet. Die Erzeugung der simulierten induzierten Signale erfolgt wie in Abschnitt 4.3 mit der *weighting*-Feld-Methode nach [Mih00]. Zum Vergleich der simulierten mit den experimentellen Pulsformen wird die χ^2 - oder die *Log-Likelihood*-Methode angewendet.

In der Arbeit von B. Bruyneel [Bru06a, Bru06b] wurde diese Methode erfolgreich für einen zwölfmal segmentierten MINIBALL-Detektor angewendet. Es zeigte sich jedoch, dass die Voraussetzung dafür eine detaillierte Eichung aller Segmente unter gleichen Bedingungen ist. Dies stellt für 24 Detektorkristalle eine erhebliche Komplikation dar. Desweiteren wurde deutlich, dass bei fehlender Segmentierung in z -Richtung die Signalformen Zweideutigkeiten aufweisen und somit bei der Bestimmung des Wechselwirkungsorts mittels dieser Methode z. T. systematische Fehler entstehen können. Auf die verschiedenen Ursachen für die nicht eindeutig einem Ort zuweisbaren Pulsformen wird in Abschnitt 4.5 näher eingegangen.

Aufgrund dieser Problematik wurden für die MINIBALL-Detektoren weitere vereinfachte Methoden entwickelt, welche im folgenden Abschnitt erklärt werden. Bei diesen Methoden werden keine Referenzpulsformen mit den experimentellen Signalen verglichen, sondern es wird die Krümmung oder das Zeitverhalten der Signale mittels einfacherer Algorithmen untersucht.

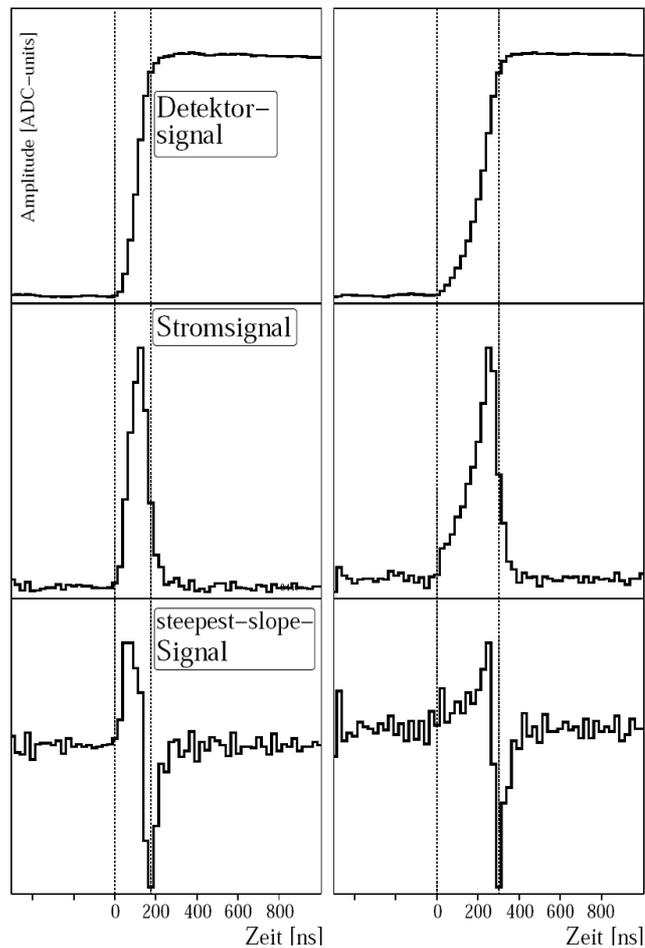


Abbildung 4.15: Funktionsweise des *Steepest-Slope*-Algorithmus für zwei unterschiedliche Detektorsignale, aus [Wei03]: Bei Ableitung des Ladungssignals (oben) erhält man das Stromsignal. Nochmaliges diskretes Ableiten führt zum *Steepest-Slope*-Signal, mit dessen Hilfe die Bestimmung des Radius der Wechselwirkung möglich ist. Im linken Fall fand die Wechselwirkung im Core-nahen Bereich statt. Der Nulldurchgang des *Steepest-Slope*-Signals ist deutlich früher im Vergleich zum rechten Signal, welches durch ein Wechselwirkung im äußeren Segmentbereich entstanden ist.

4.4.2 Vereinfachte Methoden zur Bestimmung von Radius und Azimuthwinkel

- *Steepest-Slope*-Methode

Die radiale Information des Wechselwirkungsorts kann aus der Krümmung des Ladungssignals des getroffenen Segments bestimmt werden. Eine Möglichkeit ist der *Steepest-Slope*-Algorithmus, welcher in [Gam97] vorgestellt wird.

In Abbildung 4.15 sind oben die Ladungssignale, in der Mitte die Stromsignale und unten die *Steepest-Slope*-Signale für zwei verschiedene Wechselwirkungsorte über der Zeit aufgetragen. Das *Steepest-Slope*-Signal erhält man nach zweifacher diskreter Differentiation des Ladungssignals. Der Zeitpunkt des Nulldurchgangs des *Steepest-Slope*-Signals entspricht dem Zeitpunkt des steilsten Anstiegs im Ladungssignal. Je nach Form des Ladungssignals variiert der Zeitpunkt des Nulldurchgangs, also das Maximum des Stromsignals, das dann entsteht, wenn die Elektronen gerade den Core-Kontakt erreichen.

Ist der Startpunkt des Anstiegs bekannt, so kann die Laufzeit der Elektronen ermittelt werden, welche ein Maß für die Entfernung der Wechselwirkung zum Core-Kontakt ist und so kann daraus die radiale Position des Wechselwirkungsorts bestimmt werden.

- T90-Methode

Eine weitere Möglichkeit, die radiale Position der Wechselwirkung aus dem Zeitverhalten des getroffenen Segments zu bestimmen, ist die Ermittlung der Größen T90, T30, T50 und T60. Die gesamte Anstiegszeit des Pulses ist definiert als die Zeit, die der Puls benötigt, um von 10% auf 90% seines größten Ausschlags anzusteigen und wird daher T90 genannt. In der Mitte des Segments sind die Driftzeiten der Ladungsträger kurz und damit auch das Ladungssignal, im äußeren und inneren Segmentbereich wird die Anstiegszeit des Signals länger, da eine der beiden Ladungsträgersorten eine längere Wegstrecke zurücklegen muss (Abschnitt 4.3). Mit der Gesamtanstiegszeit kann keine eindeutige Aussage über den Wechselwirkungsort gemacht werden, da innerer und äußerer Segmentbereich mit der T90-Methode nicht unterschieden werden kann. Um dies dennoch zu erreichen, werden die Zeiten T30 und T60 eingeführt, da sie empfindlich auf die Form (konkav oder konvex) des Ladungssignals sind. T30 oder T60 berechnen sich aus der Zeit, in der das Signal von 10% auf 30% bzw. 60% seiner maximalen Höhe ansteigt. Mit dieser Methode wird das Problem umgangen, den Startpunkt T0 des Signals festzulegen.

Die Ermittlung von T0 ist aufwendig, da das Signal meist leichte Schwankungen um die Grundlinie aufweist und der exakte Wert von T0 nicht bestimmt werden kann. Findet die Wechselwirkung nahe am Core-Kontakt statt, so ist T30 kürzer als bei Wechselwirkungen im äußeren Segmentbereich. Die Doppeldeutigkeiten können also, wie sie mit der T90-Methode entstehen, umgangen werden. Aufgrund der geringen Zahl an Datenpunkten ($\Delta t = 25$ ns im Experiment, siehe Abschnitt 4.1) können die genannten Zeiten jedoch nur sehr ungenau ermittelt werden. Daher ist es notwendig, Fit-Algorithmen für die Form der Signale zu entwickeln [Des05].

- Azimuthwinkel

Zur Bestimmung des Winkels werden zwei Methoden angewendet. Aus den absoluten Flächen des rechten Nachbarsignals A_R und des linken A_L kann die Asym-

metrie A berechnet werden. In diesem Fall gilt:

$$\varphi \propto A = \frac{A_L - A_R}{A_L + A_R} \quad (4.2)$$

Sind rechte und linke Amplitude gleich groß, so kann die Wechselwirkung einem Winkel von $\varphi = 0^\circ$ zugeordnet werden, wie zuvor beschrieben. Auch Gleichung (4.2) liefert für diesen Fall den Wert Null. Ist beispielsweise A_L größer als A_R , so ist die Asymmetrie A größer Null, was einem Winkel $\varphi > 0^\circ$ entspricht. Die Asymmetriewerte liegen im Bereich $-1 \leq A \leq 1$ und können auf den Winkelbereich des Segments skaliert werden.

Eine weitere Möglichkeit ist die Berechnung des natürlichen Logarithmus der beiden Amplituden [Gun00]. Dann gilt:

$$\varphi \propto \ln \frac{A_L}{A_R} \quad (4.3)$$

Beide Methoden zur Winkelbestimmung sind gleichbedeutend. Für die Asymmetrie gilt die Annahme, dass Radius und Winkel auf die Amplitude faktorisieren und sich bei der Bestimmung der Größe A der Radialteil herauskürzt [Wei03].

Dagegen soll der Zusammenhang zwischen den logarithmischen Werten und den tatsächlichen Werten linearer sein als für die Asymmetrie A [Gun00].

4.5 Spezielle Randbedingung für MINIBALL-Detektoren

In diesem Abschnitt wird auf die für MINIBALL-Detektoren spezifische Problematik bei der Bestimmung des Wechselwirkungsorts aus den Pulsformen, z. B. aufgrund fehlender Tiefeninformation der Wechselwirkung oder der Geometrie des Kristalls, näher eingegangen.

Bei den MINIBALL-Detektoren stellt sich das Problem, dass sich die Detektorgeometrie in z -Richtung ändert. Speziell der hexagonale Frontbereich der Kristalle erschwert die Bestimmung von Radius und Winkel, da bei Wechselwirkungen im vorderen Bereich die Elektronen zusätzlich eine Wegkomponente in z -Richtung zurücklegen müssen, wie in Abbildung 4.16 skizziert. Daher ändern sich die Pulsformen nicht nur abhängig von r und φ (siehe Abschnitt 4.3), sondern auch mit z . Mit den sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektoren ist es aber nicht möglich, Wechselwirkungsorte in z -Richtung aufzulösen, da die Kristalle in dieser Richtung nicht segmentiert sind. Somit können sich Zweideutigkeiten bei der Bestimmung der Orte ergeben.

Zur Veranschaulichung des Detektorfrontbereichs ist in Abbildung 4.17 das *weighting*-Potenzial in der x - z -Ebene dargestellt. Für $z \geq 40$ mm hat der Detektor zylinderförmige Geometrie und die Äquipotenziallinien linear in z -Richtung. Im Frontbereich zeigen die Potenziellinien dagegen nichtlineares Verhalten in radialer und in z -Richtung.

Um die Auswirkungen auf die Pulsformen besser zu verstehen, wurden für vier verschiedene z -Werte die Bilder in Abbildung 4.18 mit der in Abschnitt 4.3 beschriebenen

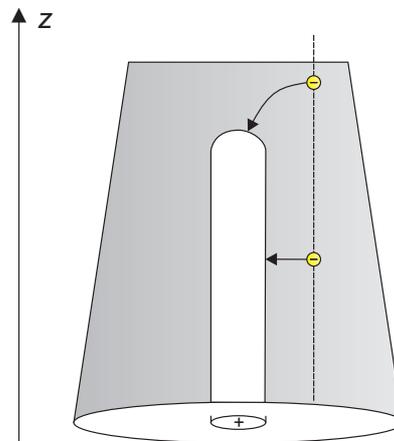


Abbildung 4.16: Bei einer Hauptwechselwirkung im Frontbereich legen die Elektronen im Vergleich zu einer Wechselwirkung im coaxialen Detektorbereich bei gleichem Radius eine längere Strecke zum Mittelkontakt zurück, nach [Wei03].

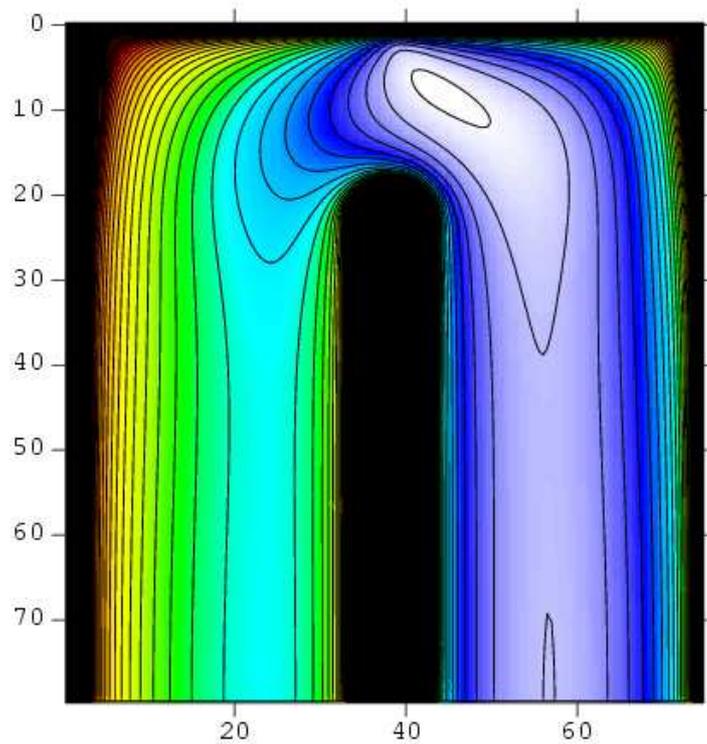


Abbildung 4.17: Äquipotenziallinien des *weighting*-Feldes in einer Ebene entlang der Core-Achse: für $z \geq 40$ mm sind die Linien linear in z -Richtung im Gegensatz zum Frontbereich ($z \leq 40$ mm) [Sch06].

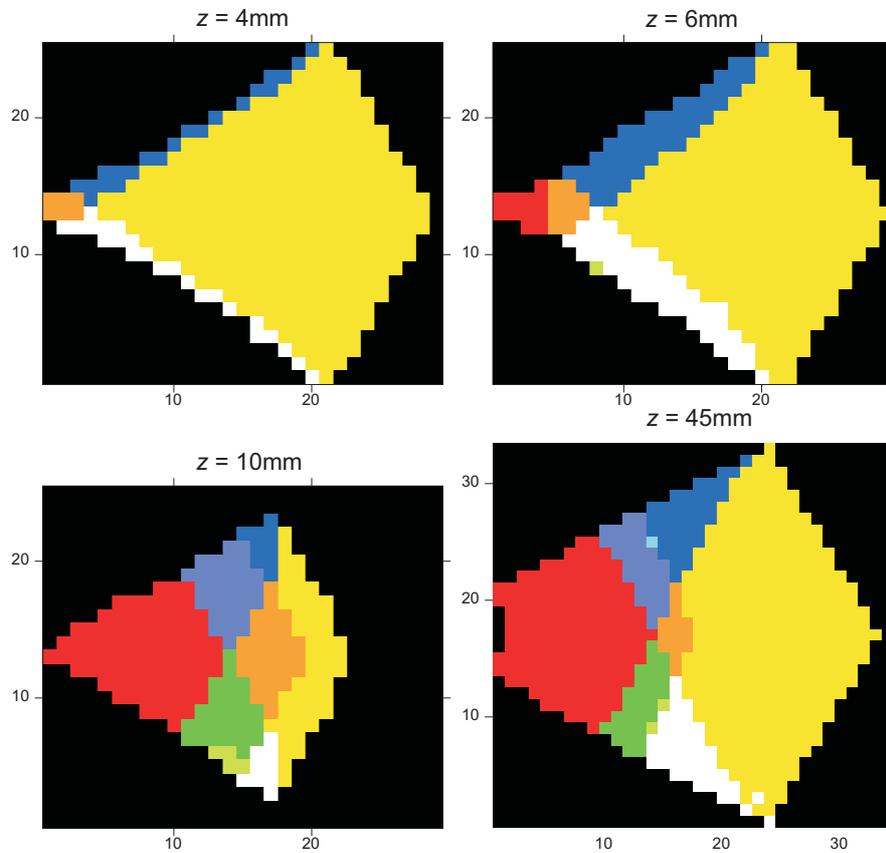
Simulation erstellt. Dabei wurde jeder möglichen Kombination aus der Polarität der beiden induzierten Signale (positiv, negativ und Vorzeichenwechsel) eine Farbe zugewiesen und anschließend das getroffene Segment in Farbbereiche unterteilt. So haben beispielsweise beide induzierten Signale positives Vorzeichen, wenn die Wechselwirkung im roten Bereich stattfindet. Die verschiedenen Vorzeichenkombinationen und die zugehörige Farbe sind in einer Tabelle unterhalb von Abbildungen 4.18 zusammengefasst. Die Farben beschreiben damit das im Abschnitt 4.3 diskutierte Verhalten der Pulsformen, d. h. jeweils zwei positive Signale $[+]$ im Core-nahen, zwei negative $[-]$ im äußeren Bereich und Kombination mit Vorzeichenwechsel $[\sim]$ im mittleren Segmentbereich. Man sieht jedoch deutlich, wie sich die Farbbereiche für unterschiedliche z -Werte in ihrer Größe ändern oder auch komplett verschwinden und daher die eben beschriebene „ideale“ Zuordnung der Kombination für $z = 45$ mm im koaxialen Detektorbereich nicht mehr gilt. Findet also die Wechselwirkung im vorderen Detektorbereich statt, beispielsweise $x = 10$ mm, $y = 13$ mm und $z = 4$ mm, so sind dennoch beide induzierten Signale negativ, obwohl der Wechselwirkungsort geometrisch im Core-nahen Bereich ist. Durch die Analyse der Polarität entsteht für Signale im Frontbereich daher ein relativ großer Fehler.

Es wird deutlich, dass sich die Pulsformen von hexagonalem und koaxialen Detektorbereich für Wechselwirkungsorte bei gleichem r aufgrund der Komplexität des elektrischen Felds stark unterscheiden und die im vorherigen Abschnitt diskutierten vereinfachten Methoden auf diese Unterschiede nicht empfindlich genug sind, als dass die Wechselwirkungsorte ausreichend genau ermittelt werden könnten.

Ein weiterer problematischer Effekt tritt auf durch die von der Kristallorientierung abhängigen Driftgeschwindigkeiten sowohl von Elektronen als auch von Löchern (siehe Kapitel 2). Die unterschiedlichen Geschwindigkeiten führen zu einem variablen Zeitverhalten der Signale in verschiedenen Bereichen des Detektorvolumens trotz geometrisch gleicher Radien, wodurch beispielsweise die *Steepest-Slope*-Methode zur Radienberechnung (siehe Abschnitt 4.4) ungenaue Ergebnisse liefert.

In Abbildung 4.19 sind experimentell ermittelte T90-Zeiten in Nanosekunden über der x - y -Ebene eines TIGRE-Detektors für den Innenkontakt aufgetragen [Des05], wobei klar eine asymmetrische Verteilung der T90-Zeiten entlang der Kristallachsen erkennbar ist. Beispielsweise ist für einen konstanten Radius die Anstiegszeit in $\langle 100 \rangle$ -Richtung aufgrund der größeren Driftgeschwindigkeit der Elektronen kleiner als in $\langle 110 \rangle$ -Richtung mit kleinerer Driftgeschwindigkeit. Somit ist auch die Bestimmung der Radien aus dem Zeitverhalten (T90-Methode) nicht eindeutig.

Aufgrund dieser Unzulänglichkeiten der dargestellten „etablierten“ Pulsformanalyse-Methoden wurde im Rahmen dieser Arbeit ein neues Verfahren zur Ermittlung der Wechselwirkungsposition entwickelt, das im folgenden Kapitel vorgestellt wird.



Farbe	I_L	I_R
gelb	-	-
rot	+	+
blau	-	~
weiß	~	-
lila	~	+
grün	+	~
orange	~	~

Abbildung 4.18: Querschnitt durch ein Segment: Je nach Kombination der Vorzeichen der linken und rechten induzierten Signale wurde das Segment in unterschiedlich gefärbte Bereiche unterteilt (Simulation). Die möglichen Kombinationen und die zugehörige Farbe sind in der Tabelle zusammengefasst, dabei steht + für positive Signale, - für negative und ~ für Signale mit Vorzeichenwechsel. Gezeigt sind vier Querschnitte für die verschiedenen Tiefen $z = 4\text{ mm}$, $z = 6\text{ mm}$ und $z = 10\text{ mm}$ im Frontbereich und $z = 45\text{ mm}$ im koaxialen Teil des Detektors (siehe dazu auch Abbildung 4.17) [Sch06].

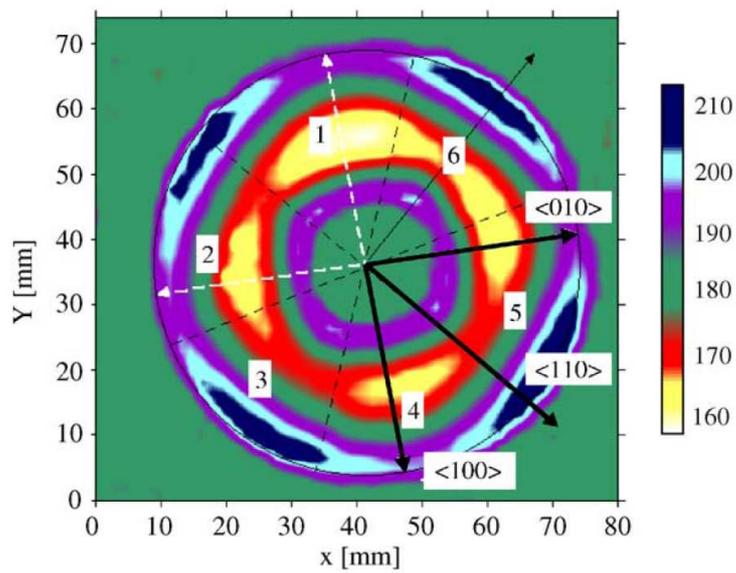


Abbildung 4.19: T90-Zeiten in Nanosekunden, aufgetragen in der x - y -Ebene eines TIGRE-Detektors, aus [Des05]: Deutlich zu sehen ist das unterschiedliche Verhalten der T90-Zeiten entlang der drei eingezeichneten Kristallachsen.

Kapitel 5

Vereinfachte Pulsformanalyse

Eine Einführung zur Pulsformanalyse wurde bereits in Kapitel 4 gegeben. Dort wurden auch einige der gängigen Methoden zur Bestimmung von Radius und Azimutwinkel erklärt. Allerdings erschwert die Geometrie der MINIBALL-Kristalle im Frontbereich aufgrund der in alle drei Raumrichtungen variierenden elektrischen Felder die Bestimmung des Wechselwirkungsorts.

Da es in den verwendeten MINIBALL-Detektoren keine Segmentierung entlang der Symmetrieachse gibt, kann diese Mehrdeutigkeit nicht zwangsläufig aufgelöst werden. Im Rahmen der Vorbereitung des Experiments S277 war eine detaillierte Eichung der Pulsformen aller 24 Detektoren und die Ableitung eines Datensatzes mit Musterpulsformen für die erfolgreiche Fit-Methode nicht möglich (siehe 4.5), weshalb im Rahmen dieser Arbeit ein vereinfachtes Modell entwickelt wurde. Im Folgenden wird die vereinfachte Methode der für das Experiment entwickelten Pulsformanalyse im Detail erklärt. Zur Entwicklung der Algorithmen wurden Daten verwendet, welche zur Eichung der MINIBALL-Detektoren im Experiment aufgenommen wurden. Dazu wurde eine ^{60}Co -Quelle bekannter Quellenstärke am Targetort plaziert, wodurch alle Detektoren isotrop mit Gammastrahlung ausgeleuchtet wurden.

5.1 Konzept der vereinfachten Pulsformanalyse

In den vorangegangenen Abschnitten wurde eine Vielzahl von Effekten diskutiert, die einen Einfluss auf die exakte Bestimmung der ersten Wechselwirkung eines γ -Quants im Detektor haben: Das Prinzip der Hauptwechselwirkung im dominanten Compton-Prozess, der relativ große zeitliche Abstand der Datenpunkte in den Pulsformen, nicht auflösbare Zweideutigkeiten der Signalformen abhängig von der Wechselwirkungstiefe, die Kristallorientierung und die davon abhängige Drift der Ladungsträger. Da durch die vielen verschiedenen begrenzenden Randbedingungen im Experiment eine exakte Bestimmung des Ortes der ersten Wechselwirkung nur in sehr begrenztem Umfang möglich erschien, wurde eine Methode gesucht, die möglichst gleichmäßig über die verschiedenen Störeinflüsse mittelt und zuverlässig einen Ort liefert, der im Mittel genauer als die Schwerpunktkoordinaten der Segmente den Wechselwirkungsort beschreibt, aber keine großen systematischen Abweichungen davon zulässt.

Die Idee war folgende: Die für die Eichung der Detektoren verwendete ^{60}Co -Quelle

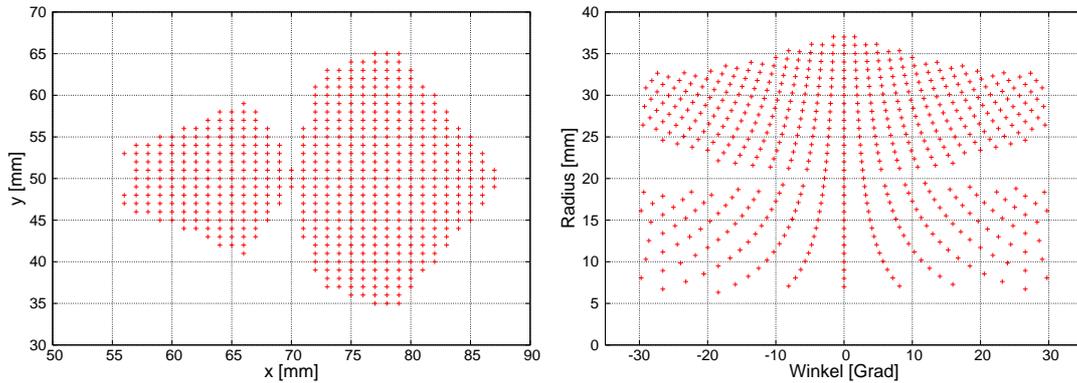


Abbildung 5.1: Auf einem 1 mm-Gitter simulierte Wechselwirkungsorte in kartesischen und Polarkoordinaten für ein Segment als Grundlage für Gleichverteilung.

emittiert Gammastrahlung isotrop in alle Raumrichtungen. Damit sollte auch die erste Wechselwirkung dieser γ -Quanten in jedem Kristall eine gleichmäßige Verteilung in einer x - y -Ebene des Detektors zur Folge haben. Der Algorithmus wurde so an die Daten angepasst, dass alle 24 Kristalle in der Projektion auf die x - y -Ebene isotrop ausgeleuchtet werden.

Als erster Anhaltspunkt für die Analyse werden die in 4.3 beschriebenen Simulationen für einen symmetrischen AGATA-Kristall herangezogen. Dazu wurden zuerst Wechselwirkungspunkte in einer x - y -Ebene wie in Abbildung 5.1 links aufgetragen. Aus diesen gleichverteilten x - y -Wertepaaren wurden Radius und Winkel in Zylinderkoordinaten berechnet und in der Abbildung rechts aufgetragen. Die ursprünglich gleichmäßigen Abstände der Wechselwirkungspunkte von 1 mm in x - und y -Richtung werden durch die Transformation in r - und φ -Koordinaten für große Werte von r gedrängt, wohingegen im unteren Bereich der Abbildung die Dichte geringer ist.

Zur Vereinfachung wurden nur Wechselwirkungspunkte betrachtet, bei denen beide induzierte Signale dieselbe Polarität aufweisen (siehe Abschnitt 5.3). Wie bereits erwähnt, dienten die Simulationsplots als Ausgangspunkt für die Entwicklung der Pulsform-Algorithmen, welche in den nächsten Abschnitten detailliert aufgeführt und erläutert werden.

5.2 Transformation der Pulsformen

Im ersten Schritt wurde das getroffene Segment sowie die beiden Nachbarsegmente ermittelt. Das Segment, in dem die Energiedeposition 1172 keV oder 1332 keV für ^{60}Co betrug, wurde als getroffen markiert und anhand einer Lookup-Tabelle wurden die Nachbarsegmente bestimmt. Die Anordnung der Segmente in den MINIBALL-Kristallen ist in Abbildung 4.3 zu sehen.

Aufgrund der geringen Sampling-Rate von 40 MHz der Digitalelektronik (Abschnitt 4.1) sind nur etwa 6–12 Datenpunkte, wie in Abbildung 5.2 beispielhaft gezeigt, für die Auswertung interessant. Die Anstiegszeit der Pulsform des getroffenen Segments

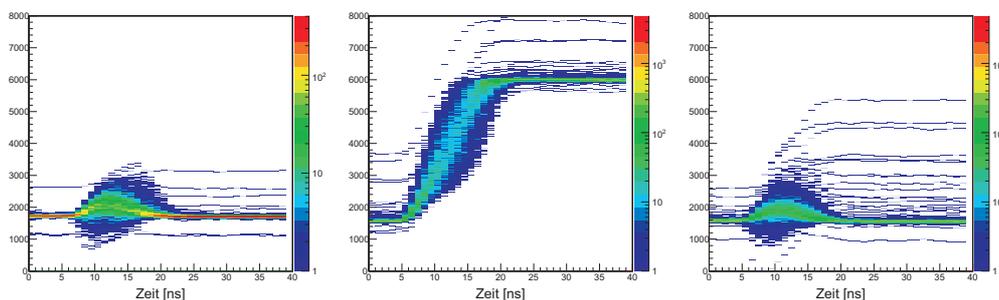


Abbildung 5.2: Mit den *DGF-4C*-Modulen aufgezeichnete digitalisierte Pulsformen für das getroffene Segment (Mitte) und induzierte Signale des die linken bzw. rechten Nachbarsegmente.

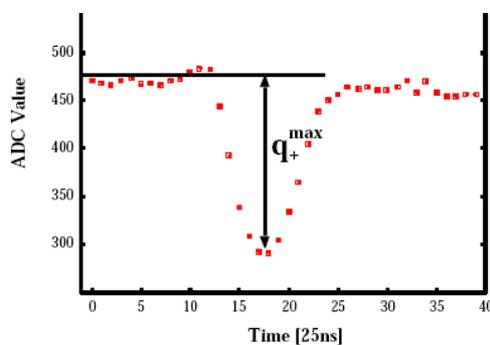


Abbildung 5.3: Bestimmung der Amplitude eines induzierten Signals zur Berechnung des Aximuthwinkels, aus [Lau04].

(Mitte) geht über etwa 10 Datenpunkte, was 250 ns entspricht, wobei der Beginn des Anstiegs bei Datenpunkt 6 liegt. Die induzierten Signale der Nachbarsegmente (links bzw. rechts) zeigen das gleiche Zeitverhalten, weshalb auch hier der relevante Bereich des Signals bei demselben Datenpunkt beginnt.

Wie in Kapitel 4.3 erläutert, sind die Flächen unter den jeweils linken und rechten induzierten Signalen oder auch deren Amplituden entscheidende Größen für den Wechselwirkungspunkt im Detektor. In [Lau04] werden die maximalen Amplituden der Signale ausgewertet, wie in Abbildung 5.3 dargestellt. Allerdings kann die Amplitude durch das Rauschen der Grundline, wie bei den in dieser Arbeit verwendeten Experimentdaten der Fall, nur mit einem sehr großen Fehler bestimmt werden, weshalb von dieser Methode abgesehen wurde. Die Bestimmung der maximalen Fläche unter den induzierten Signalen ist dagegen besser geeignet, da durch die integrierende Methode das Rauschen auf dem Signal weniger gewichtet wird. Hinzu kommt, dass bei der Integration auch die Länge des Signals eingeht, die bei der Amplitudenbestimmung nicht berücksichtigt wird. Aus diesen Gründen wurden in dieser Arbeit die Flächen als Grundgröße zur Bestimmung des Wechselwirkungsorts verwendet.

Um diese Flächen zu bestimmen, wurde ein einfacher digitaler Summierer (Rechteck-

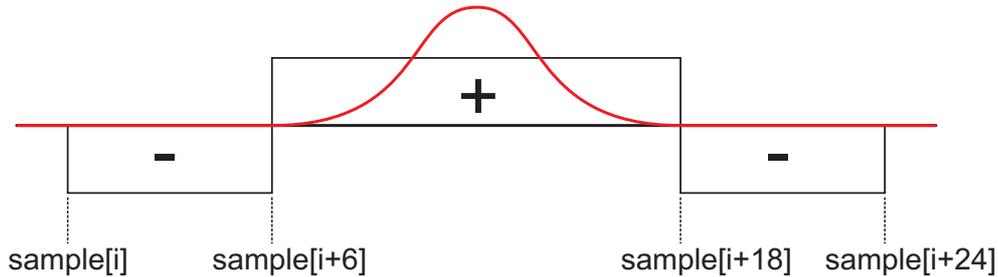


Abbildung 5.4: Digitaler Summierer zur Bestimmung der Flächen I_L und I_R unter den induzierten Signalen. Bedeckt der Summierer das Signal (rot), wie in der Abbildung schematisch gezeigt, so liefert der Shaper den maximalen Wert für I_L bzw. I_R .

Shaper) wie in Abbildung 5.4 konstruiert. Dieser hat den Vorteil, dass über viele Datenpunkte gemittelt wird und außerdem die Grundlinie für jedes Ereignis korrekt abgezogen wird.

Um den Shaper an das Zeitverhalten des Ladungssignals anzupassen, überdeckt der Mittelbereich des Shapers mit einer Länge von zwölf Einheiten, also 300 ns, jedes induzierte Signal vollständig. Dieser Bereich wird positiv gewichtet. Um Schwankungen im Offset der Grundlinie zu korrigieren, wird zusätzlich ein Fenster der halben Breite vor und nach dem Mittelteil negativ gewichtet.

Der Nullpunkt des Shapers liegt in Abbildung 5.4 bei $\text{sample}[i+6]$. Beim Durchlaufen der 40 Datenpunkte kann der Shaper aufgrund seiner Länge nur Werte für die Datenpunkte $6 \leq i \leq 22$ ermitteln. Der Shaper liefert für jeden Datenpunkt i im genannten Bereich die Fläche unter dem Signal, wobei Signale mit positiver und negativer Fläche unterschieden werden. Bedeckt der mittlere Bereich des Shapers gerade das induzierte Signal wie in Abbildung 5.4, so wird die berechnete Fläche maximal. Diese größte Fläche wird für jedes Segment ermittelt und im Folgenden mit A_L bzw. A_R bezeichnet. Mit diesem Shaper können unterschiedliche Amplituden, Vorzeichen und Längen der induzierten Signale unterschieden werden.

Da die Flächen der induzierten Signale auch von der Energiedeposition im Detektor abhängen, wurden die Werte A_L und A_R für die weitere Analyse auf die im getroffenen Segment deponierte Energie normiert. Diese normierten Flächen werden I_L bzw. I_R genannt.

Experimentell ermittelte Werte mit ^{60}Co für die Flächen I_L und I_R sind in Abbildung 5.5 aufgetragen. Deutlich erkennbar ist eine starke Antikorrelation der Signale in den Nachbarsegmenten. Entscheidend ist aber, dass eine klare Einteilung in verschiedene Vorzeichenkombinationen möglich erscheint, welche wie in Abschnitt 4.3 diskutiert im Zusammenhang mit dem Wechselwirkungsort stehen: haben links und rechtes induziertes Signal positives Vorzeichen, so wird der Wechselwirkungsort dem Core-nahen Segmentbereich zugeordnet, im umgekehrten Fall dem äußeren Bereich.

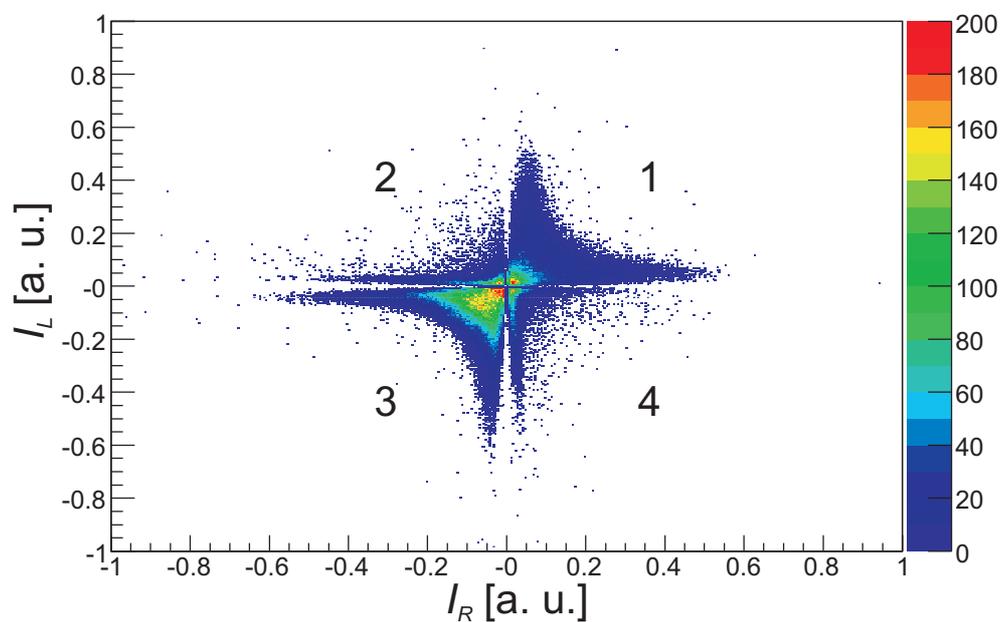


Abbildung 5.5: Korrelation der normierten Flächen I_L und I_R unter den induzierten Signalen im linken bzw. rechten Nachbarsegment für gemessene Daten einer ^{60}Co -Quelle.

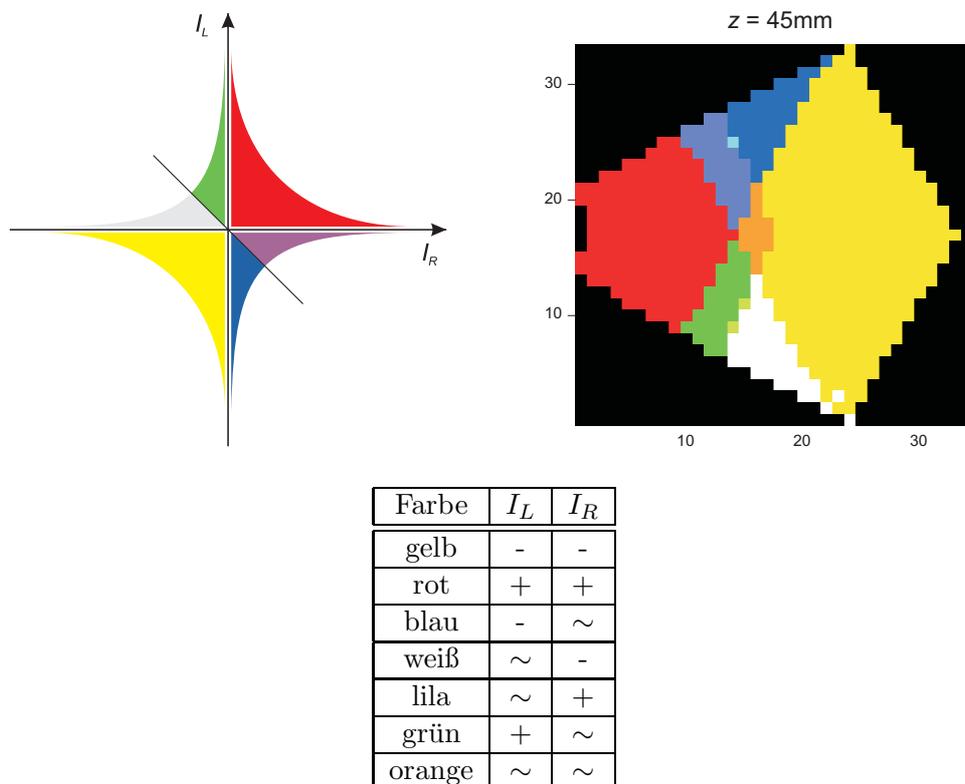


Abbildung 5.6: Farblich markierte Bereiche für unterschiedliche I_L - I_R -Kombinationen innerhalb eines Segments aus der Simulation (*rechts*) und im I_L - I_R -Korrelationsplot (*links*). Die Farbcodierung ist in der Tabelle angegeben.

5.3 Simulierte Signale

Wie bereits in Abschnitt 4.3 gezeigt, gibt es drei mögliche Formen der induzierten Signale: positive und negative Polarität und solche mit Vorzeichenwechsel. Daraus ergeben sich grundsätzlich neun mögliche I_R - I_L -Kombinationen, welche nun mit Hilfe von Abbildung 5.6 diskutiert werden. Die rechte Graphik in dieser Abbildung wurde ebenfalls mit der in Abschnitt 4.3 beschriebenen Simulation erzeugt und zeigt einen Querschnitt eines Segments, in dem Bereiche farblich getrennt sind, abhängig von der Kombination von I_R und I_L der induzierten Signale. Das linke Bild zeigt schematisch die Korrelation von I_R und I_L entsprechend Abbildung 5.5, ebenfalls farblich markiert. Die den jeweiligen Farben entsprechenden I_R - I_L -Kombinationen können der Tabelle entnommen werden.

Abbildung 5.6 links kann in vier Quadranten unterteilt werden, wobei im 1. und 3. Quadranten beide Nachbarsegmente unipolare induzierte Signale zeigen, im Gegensatz zu den anderen beiden Quadranten, in denen die Signale bipolaren Charakter haben. Haben beide induzierten Signale positives Vorzeichen, so kann die Wechselwirkung auf einen Core-nahen Segmentbereich, im umgekehrten Fall zweier negativer

Signale auf einen Segmentaußenbereich eingeschränkt werden (siehe Abschnitt 4.3). In Abbildung 5.6 sind dies der gelb bzw. rot markierte Bereich.

Die Kombinationen $[+-]$ bzw. $[-+]$ sind in der Tabelle nicht aufgeführt, da ihr Anteil im Vergleich zu allen anderen Kombination vernachlässigbar ist (im rechten Bild entsprechen diese Kombinationen dem sehr kleinen hellgrünen bzw. hellblauen Bereich).

Desweiteren gibt es Signalkombinationen, bei denen eines der beiden Signale einen Vorzeichenwechsel zeigt. Dies ist der Fall, wenn die Wechselwirkung in der Segmentmitte stattfindet, da dann weder die positive noch die negative Komponente aufgrund der etwa gleichen Wegstrecken der Ladungsträger stark ausgeprägt ist. In der Abbildung sind diese Bereiche weiß, grün, lila und blau markiert. Im blauen Bereich ist das linke induzierte Signal deutlich als negativ zu erkennen, während das rechte hier einen Vorzeichenwechsel aufweist. Beim Übergang in den lila Bereich ändern sich dann die Vorzeichen zu $I_L = \sim$ und $I_R = +$. Für den weißen und grünen Bereich gelten analoge Überlegungen. Die Kombination von zwei Signalen mit Vorzeichenwechsel ist orange gefärbt. Diese tritt nur dann in Erscheinung, wenn die Wechselwirkung genau in der Mitte des Segments stattfindet.

Nun müssen diese Kombinationen in Abbildung 5.5 zugeordnet werden. Für die unipolaren Signale (gelb und rot) ist dies der erste und dritte Quadrant in Abbildung 5.5.

An dieser Stelle muss erwähnt werden, dass der Shaper aus dem vorigen Abschnitt für Signale mit Vorzeichenwechsel Werte für I_L bzw. I_R nahe Null liefert. Dies ist in Abbildung 5.5 sehr gut im 2. und 4. Quadranten zu sehen: Die Korrelation von I_L und I_R ist in diesen Bereichen sehr stark entlang der Achsen fixiert, im Gegensatz zu der Verteilung in den anderen beiden Quadranten. Mit dieser Kenntnis können nun die farbigen Bereiche im rechten Bild von Abbildung 5.6 dem I_R - I_L -Korrelationsplot links eindeutig zugeordnet werden. Der orange gefärbte Bereich wird in der linken Abbildung aus Übersichtsgründen nicht aufgeführt, da diese Kombination verhältnismäßig selten ist.

Diese I_R - I_L -Kombinationen und ihre mit Hilfe der Simulation ermöglichte Zuordnung auf einen Segmentbereich bilden die Basis für die Entwicklung der Algorithmen.

5.4 Empirischer Zusammenhang von Kenngrößen und Orten

Die Grundlage für die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Algorithmen waren die Größen I_L und I_R . Nun musste ein Zusammenhang zwischen diesen Flächen und den Wechselwirkungsorten, also dem Radius und dem Azimutwinkel wie in Abbildung 5.7 definiert, gefunden werden. Die Ausgangsgrößen zur Bestimmung von Radius und Winkel sowie die daraus abgeleiteten Algorithmen werden in den folgenden Abschnitten diskutiert.

5.4.1 Winkel

Zur Bestimmung des Azimutwinkels wurde nach Gleichung 4.3 die Größe

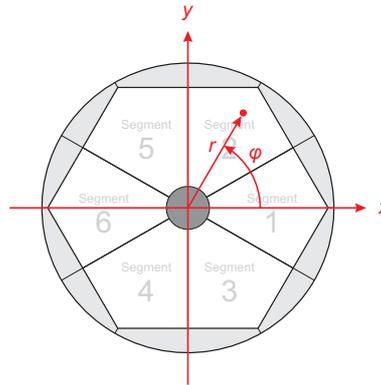


Abbildung 5.7: Definition von Radius und Azimutwinkel innerhalb eines Segments für die Pulsformanalyse.

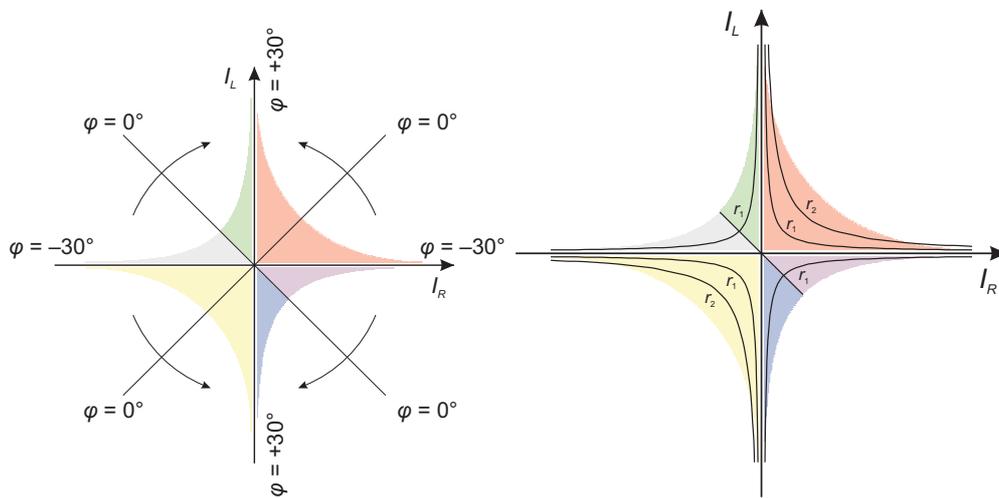


Abbildung 5.8: Einordnung von Winkel und Radius nach Gleichung (5.1) bzw. (5.2) in den I_L - I_R -Korrelationsplot.

$$\varphi' = \ln \left| \frac{I_L}{I_R} \right| \quad (5.1)$$

herangezogen, welche proportional zum Winkel ist [Gun00]. Gleiche Winkel liegen demnach auf Ursprungsgeraden, wobei die 1. und 2. Winkelhalbierende den Winkel $\varphi = 0^\circ$ markiert wie in Abbildung 5.8 links skizziert. Für $|I_L| > |I_R|$ werden die Winkel positiv, im umgekehrten Fall erhalten sie ein negatives Vorzeichen. Den größten Winkel erhält man demnach für Werte von I_R nahe Null, also näherungsweise entlang der y -Achse, minimale Winkel entlang der x -Achse. Der Logarithmus linearisiert dabei den Effekt des Abklingens des *weighting*-Felds, das in Abbildung 4.17 gezeigt wurde.

5.4.2 Radius

Für die Bestimmung der Radien wird angenommen, dass gleiche Radien auf schwach gekrümmten Hyperbeln liegen, wie in Abbildung 5.8 rechts schematisch eingezeichnet, wobei in der Abbildung $r_2 > r_1$ gilt. In einfachster Näherung für den Radius wird daher die Größe r'

$$r' = I_L + I_R \quad (5.2)$$

bestimmt. In Bezug auf diese Hyperbeln muss erwähnt werden, dass die Krümmung in den einzelnen Quadranten aus Abbildung 5.5 als unterschiedlich angenommen wird und sich daher auch die Analyse dieser Bereiche voneinander unterscheidet, wie die folgenden Abschnitte zeigen werden.

5.4.3 Eichparameter zur Transformation in eine Gleichverteilung

Analyseschritte für den Core-nahen Bereich

Für die Bestimmung von Radius und Azimutwinkel im inneren Segmentbereich wurden die Werte von I_R und I_L in Abbildung 5.9 oben links ausgewertet. Für die erste Näherung wurden die Größen r' und φ' (Gleichung (5.2) und (5.1)) berechnet, welche oben rechts aufgetragen sind.

Der innere Segmentbereich soll isotrop ausgeleuchtet werden, daher wird zuerst die Häufung um $\varphi' = 0$ und $r' \approx 0,2$ korrigiert. Die Korrekturfunktion

$$C_1 = \frac{1}{1 + A_{\text{in}} \cdot \varphi'^2} \quad (5.3)$$

multipliziert mit φ' führt zu einer isotropen Verteilung für φ' , da Werte von φ' nahe Null stärker zu größeren Werten φ' geschoben werden als solche am äußeren Rand der Verteilung. Das Ergebnis dieser ersten Korrektur ist in Abbildung 5.9 unten links zu sehen. Die Winkelkorrektur wird abgeschlossen, indem der Winkelbereich auf die geometrische Größe des Segments von $-30^\circ \leq \varphi \leq +30^\circ$ mit dem Faktor $S_{\text{in},\varphi}$ skaliert wird. Die gesamte Formel zur Berechnung der Winkel für den inneren Segmentbereich lautet:

$$\varphi = \varphi' \cdot C_1 \cdot S_{\text{in},\varphi} = \varphi' \cdot \frac{1}{1 + A_{\text{in}} \cdot \varphi'^2} \cdot S_{\text{in},\varphi}. \quad (5.4)$$

In Abbildung 5.9 unten rechts ist der korrigierte Winkel φ gegen r' aufgetragen. Winkel, die nach der Korrektur dennoch einen Wert $|\varphi| > 30^\circ$ liefern, wurde der konstante Wert $\varphi = \pm 28^\circ$ zugewiesen.

Ausgangspunkt für die Bestimmung des Radius war wie bei der Winkelkorrektur Abbildung 5.9 oben rechts. In diesem Bereich wurde die Größe r' beibehalten, da die Hyperbeln im ersten Quadranten äußerst schwach gekrümmt sind und diese Näherung daher als ausreichend gut angenommen wurde. Zuerst wurde die leichte Krümmung korrigiert, indem eine Parabel

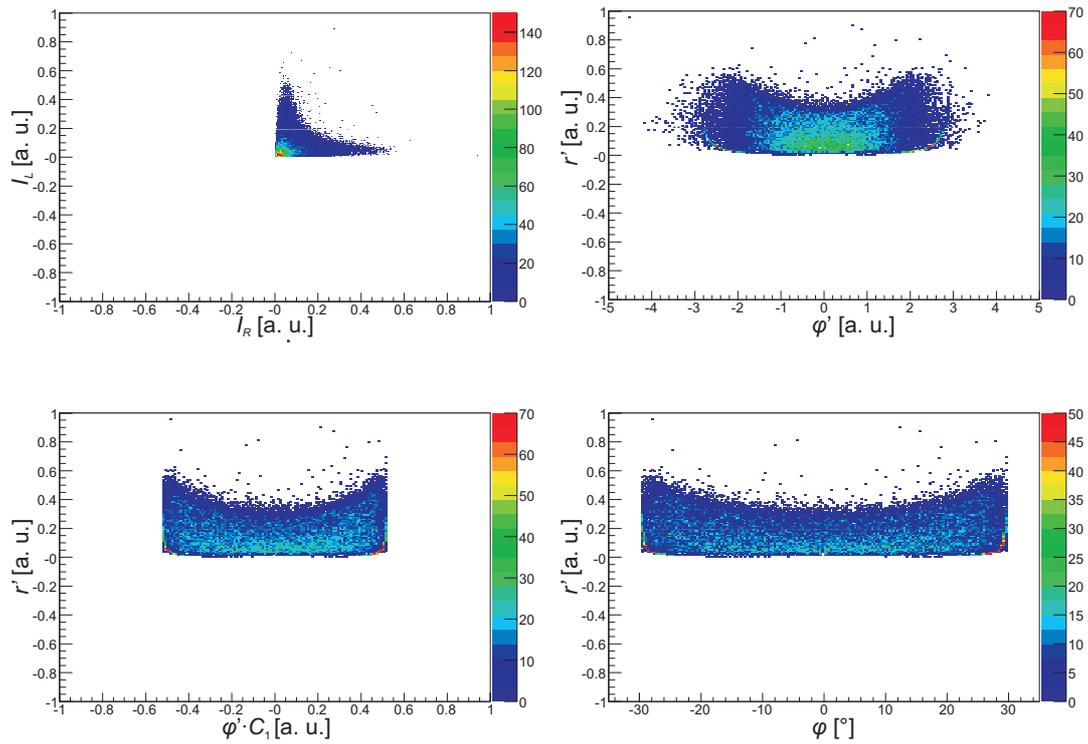


Abbildung 5.9: Winkeltransformation des inneren Segmentbereichs (I_R und I_L positiv) in eine Gleichverteilung.

Rechts oben: Aufgetragen sind hier die Größen $r' = I_L + I_R$ und $\varphi' = \ln(I_L/I_R)$. *Links unten:* Die Größe φ' wurde mit der Funktion C_1 mit $A_{\text{in}} = 0,1$ korrigiert. *Rechts unten:* Schließlich wurden die Winkel an die Segmentgröße mit dem Parameter $S_{\text{in},\varphi} = 5\pi/48$ angepasst. Die vollständige Funktion zur Bestimmung des Azimutwinkels ist in Gleichung (5.4) angegeben.

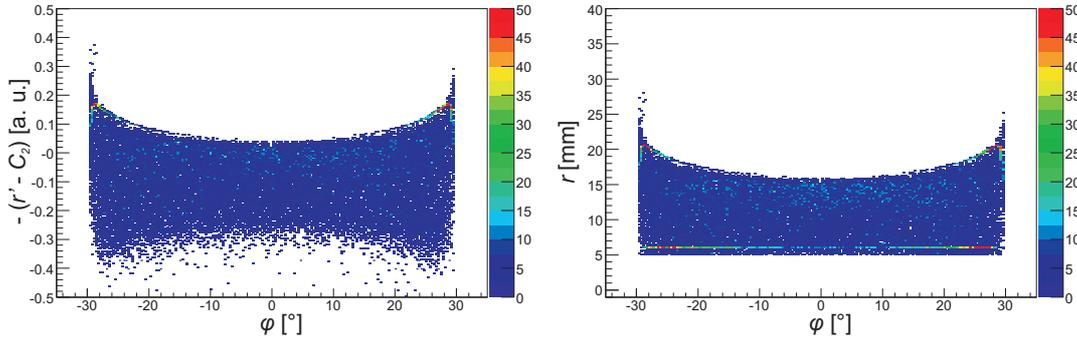


Abbildung 5.10: Radiustransformation des inneren Segmentbereichs (I_R und I_L positiv) in eine Gleichverteilung.

Links: Korrektur von $r' = I_L + I_R$ mit der Funktion C_2 . Für die Parameter wurden $B_{in} = 0,05$ und $C_{in} = 0,03$ gewählt. *Rechts:* Anpassung der Radien an die Segmentgröße mit dem Skalierungsfaktor $S_{in,r} = 1,81$, wobei Radien $r \leq 5$ mm auf den konstanten Wert $r = 7$ mm geschoben wurden. Die gesamte Funktion zur Bestimmung des Radius ist in Gleichung (5.6) gezeigt.

$$C_2 = B_{in} + C_{in} \cdot \varphi'^2 \quad (5.5)$$

ermittelt wurde und die Parabelwerte von r' abgezogen wurden, wodurch die Krümmung in Abbildung 5.9 nahezu verschwindet.

In Abbildung 5.10 ist in allen Abbildungen auf der x -Achse der korrigierte Winkel nach Gleichung (5.4) für $A_{in} = 0,1$ und $S_{in,\varphi} = 5\pi/48$ aufgetragen. Im linken Bild ist der mit der Funktion C_2 korrigierte Radius r' aufgetragen. Zur endgültigen Bestimmung des Radius mussten die Werte r' auf die Größe des Segments skaliert werden. Die vollständige Formel zur Berechnung der Radien im inneren Segmentbereich ist in Gleichung (5.6) zusammengefasst:

$$\begin{aligned} r &= (-1 \cdot (r' - C_2)) \cdot 20 \cdot S_{in,r} + D_{in} \\ &= (-1 \cdot (r' - (B_{in} + C_{in} \cdot \varphi'^2))) \cdot 20 \cdot S_{in,r} + D_{in}. \end{aligned} \quad (5.6)$$

Der Faktor -1 dient dazu, den gesamten Radiusbereich an der x -Achse zu spiegeln. Zur Skalierung wurde der Faktor $20 \cdot S_{in,r}$ eingeführt, um den Radiusbereich an die Segmentgröße von $5 \text{ mm} \leq r \lesssim 17 \text{ mm}$ anzupassen. Schließlich wird der gesamte Radiusbereich um D_{in} verschoben, so dass der kleinste Radius bei etwa $r = 5$ mm ist. Außerdem wird Radien kleiner als 5 mm, die aufgrund der Core-Bohrung nicht möglich sind, der konstante Wert $r = 7$ mm zugewiesen. In Abbildung 5.11 ist links der Winkel φ gegen den Radius r aufgetragen und rechts davon die daraus berechneten kartesischen Koordinaten x und y . Im rechten Bild ist der Core deutlich zu erkennen. Auch die isotrope Verteilung der Datenpunkte über den ausgewählten Segmentbereich ist gelungen.

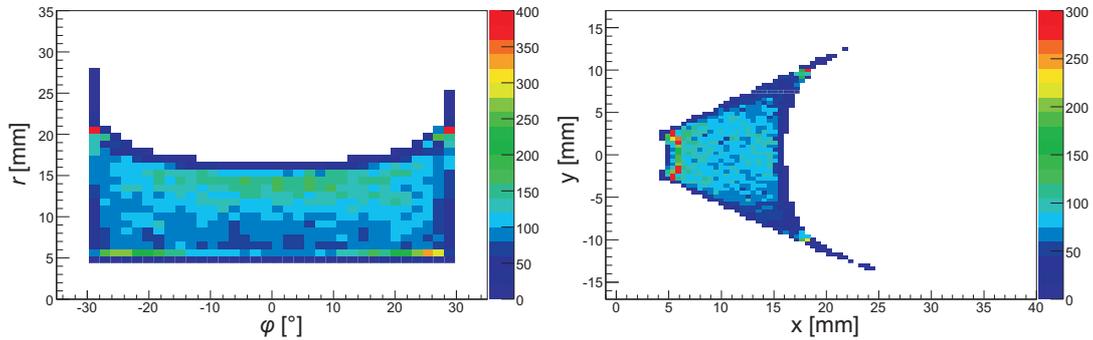


Abbildung 5.11: Gleichverteilung von Radius und Winkel für den inneren Segmentbereich in der linken Bildhälfte. Der Radius wurde nach Gleichung (5.6), der Winkel nach Gleichung (5.4) berechnet.

Für die rechte Abbildung wurden Radius und Winkel in kartesische Koordinaten umgerechnet. Die für den inneren Segmentbereiche verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.1 links aufgelistet.

Analyseschritte für den äußeren Segmentbereich

Zur Entwicklung der Analyse im äußeren Segmentbereich wurden Ereignisse betrachtet, für die sowohl I_L als auch I_R negativ sind, also der Bereich in Abbildung 5.12 oben links. Wie zuvor für den inneren Bereich wurde ein Korrelationsplot für die Größen r' und φ' (rechts davon) erstellt.

Die Winkelkorrektur für den äußeren Bereich des Segments erfolgte analog zu der im vorigen Abschnitt beschriebenen, wobei sich die Skalierungsfaktoren leicht unterscheiden. Die schwache Häufung der Ereignisse um $\varphi' = 0$ wurde wieder mit der Funktion

$$C_1 = \frac{1}{1 + A_{\text{out}} \cdot \varphi'^2} \quad (5.7)$$

korrigiert, das Ergebnis ist in Abbildung 5.12 links unten zu sehen. Mit Einschränkung des Winkelbereichs auf $\varphi \leq \pm 30^\circ$ wurden die Winkel φ für den äußeren Segmentbereich berechnet mit

$$\varphi = \varphi' \cdot C_1 \cdot S_{\text{out},\varphi} = \varphi' \cdot \frac{1}{1 + A_{\text{out}} \cdot \varphi'^2} \cdot S_{\text{out},\varphi}. \quad (5.8)$$

Allen Winkeln $|\varphi| > 30^\circ$ wurde der feste Wert $\varphi = \pm 28^\circ$ zugewiesen.

Die Radiuskorrektur für den äußeren Segmentbereich war aufwendiger und unterscheidet sich deutlich von der für den inneren Bereich, da in diesem Fall nicht von der einfachsten Näherung $r' = I_L + I_R$ ausgegangen wird, sondern die stärkere Krümmung der Hyperbeln berücksichtigt wurde.

Wie Abbildung 4.10 aus Abschnitt 4.3 entnommen werden kann, ist das *weighting*-Potenzial, in dem die Ladungsträger driften, näherungsweise zylinderförmig, was zu der Annahme führt, dass der Logarithmus der Flächen I_R und I_L eine gute Näherung für den Radius ergibt. In Anlehnung an einen Zylinderkondensator wird die Größe

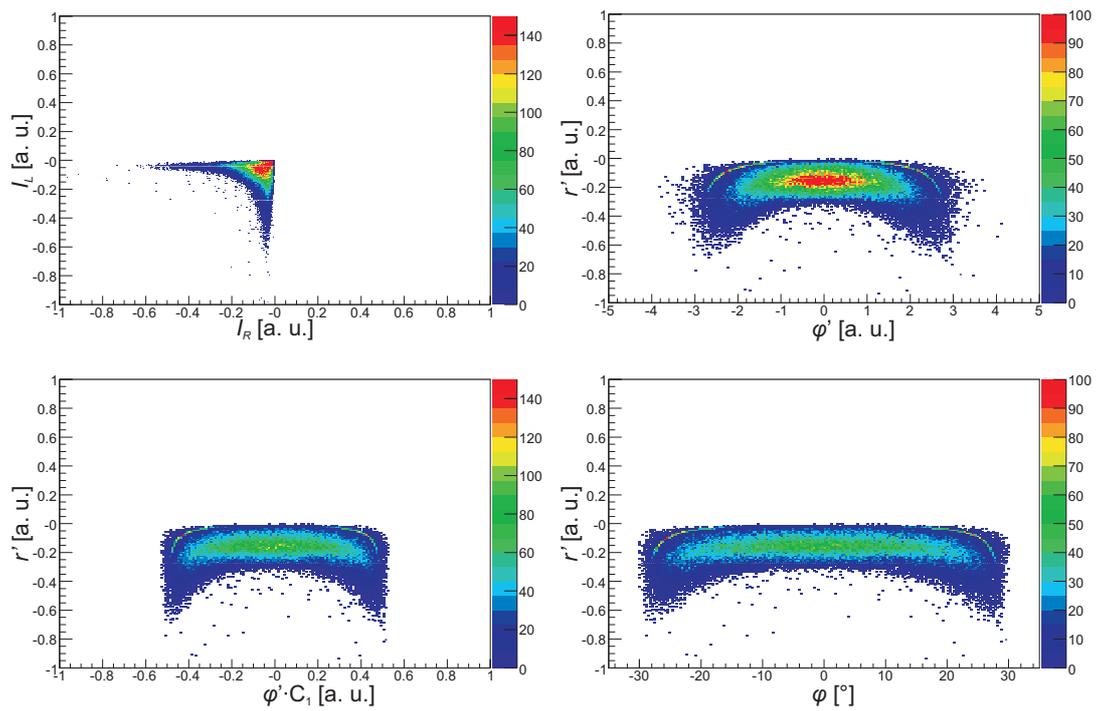


Abbildung 5.12: Winkeltransformation des äußeren Segmentbereichs (I_R und I_L negativ) in eine Gleichverteilung.

Rechts oben: Aufgetragen sind hier die Größen $r' = I_L + I_R$ und $\varphi' = \ln(I_L/I_R)$. *Links unten:* Die Größe φ' wurde mit der Funktion C_1 mit $A_{\text{out}} = 0,05$ korrigiert. *Rechts unten:* Schließlich wurden die Winkel an die Segmentgröße mit dem Parameter $S_{\text{out},\varphi} = 7\pi/90$ angepasst. Die vollständige Funktion zur Bestimmung des Azimutwinkels ist in Gleichung (5.8) angegeben.

$$r'' = \ln |I_L \cdot I_R| + B_{\text{out}} \quad (5.9)$$

berechnet. r'' aufgetragen gegen den Winkel φ ergibt Abbildung 5.13 links oben. Die Verteilung von r'' und φ ist jedoch nicht zufriedenstellend, weshalb die Funktion

$$C_2 = r'' \cdot \left(1 + \frac{|r''|}{C_{\text{out}}} \cdot \frac{30^\circ - \varphi}{30^\circ}\right) \quad (5.10)$$

eingeführt wurde, um die Segmentgrenzen zu reproduzieren. Eine weitere Korrektur C_3 diente dazu, den Radiusbereich bei $\varphi = \pm 30^\circ$ auf die Segmentgrenzen zu fixieren, entsprechend der Geometrie eines Segments. Dazu wurde die Parabel

$$C_3 = D_{\text{out}} \cdot \varphi^2 \quad (5.11)$$

zu r'' addiert. Im letzten Schritt wurde der Radiusbereich an die Größe eines MINIBALL-Segments angepasst, d. h. die Radien liegen in einem Bereich von $17 \text{ mm} \leq r \leq 34 \text{ mm}$. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.13 rechts unten gezeigt.

Die vollständige Funktion zur Berechnung des Radius im äußeren Segmentbereich ergibt:

$$r = \left[(\ln |I_L \cdot I_R| + A_{\text{out}}) \cdot \left(1 + \frac{|\ln |I_L \cdot I_R| + B_{\text{out}}|}{C_{\text{out}}} \cdot \frac{30^\circ - \varphi}{30^\circ}\right) + D_{\text{out}} \cdot \varphi^2 + E_{\text{out}} \right] \cdot S_{\text{out},r} \quad (5.12)$$

Der Parameter B_{out} vergrößert nach Gleichung (5.9) berechnete Größe r'' . Auswirkung zeigt dies erst in Kombination mit der Korrektur C_2 : mit dem Parameter B_{out} kann beeinflusst werden, wie stark sich die Parabel aus C_2 auswirkt und damit wie ausgeprägt die äußere Segmentgrenze erscheint (Abbildung 5.13 rechts oben). Für große Werte von B_{out} bildet sich ein spitzer Winkel als Segmentgrenze aus, für zu kleine Werte verwischt die abgewinkelte Segmentgrenze. Auch der Parameter C_{out} zeigt Auswirkungen auf die Form der Segmentgrenze. Zur Reproduktion der MINIBALL-Geometrie wurde die Kombination von $B_{\text{out}} = 8,5$ und $C_{\text{out}} = 4$ gewählt, wodurch ein Winkel der Segmentaußenkante von 120° erzielt wurde, was genau der Segmentgeometrie entspricht. Mit der Korrektur C_3 und damit dem Parameter D_{out} sollten die Bereiche um $\varphi = \pm 30^\circ$ fixiert werden. Wird D_{out} zu klein gewählt, so sind die Auswirkungen aufgrund der zu flachen Parabel minimal. Für zu große Werte wirkt die Korrektur kontraproduktiv zur Korrektur C_2 . Mit dem Parameter E_{out} schließlich wird der gesamte Radiusbereich in r -Richtung verschoben. Für den äußeren Segmentbereich müssen die Radien zwischen $r \approx 17 \text{ mm}$ und $r = 34 \text{ mm}$ liegen. Dies ist allerdings stark abhängig von der unbekanntem z -Koordinate und kann somit nur empirisch auf Basis einer möglichst isotropen Verteilung gemittelt werden.

Das Ergebnis der Analyse für den äußeren Segmentbereich ist in den Abbildungen 5.14 gezeigt. In der r - φ -Graphik links sind die Datenpunkte gleichmäßig in r und φ verteilt. Rechts davon sind die kartesischen Koordinaten x und y aufgetragen. Die Segmentaußenkante mit einem Winkel von 120° konnte sehr gut reproduziert werden.

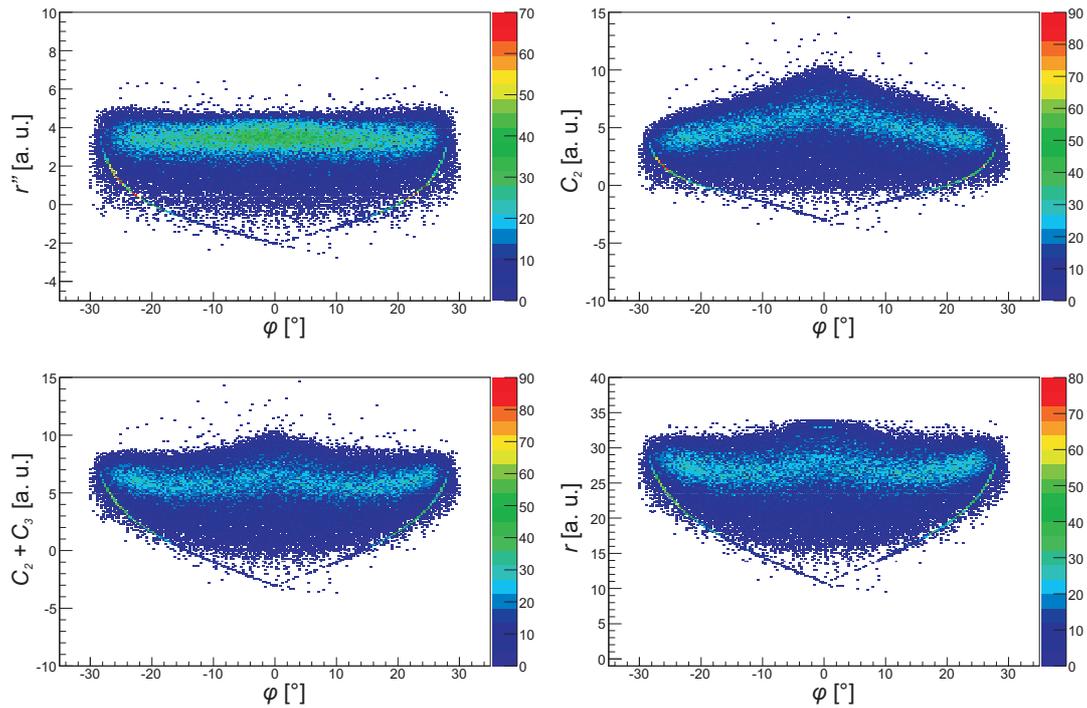


Abbildung 5.13: Radiustransformation des äußeren Segmentbereichs (I_R und I_L positiv) in eine Gleichverteilung.

Links oben: Anstelle von r' ist nun $r'' = \ln |I_L \cdot I_R| + B_{\text{out}}$ aufgetragen, mit $B_{\text{out}} = 8,5$. *Rechts oben:* Die Größe r'' wird nach Gleichung (5.10) mit $C_{\text{out}} = 4$ korrigiert. *Links unten:* Weitere Korrektur zur Fixierung der Segmentgrenzen mit Gleichung (5.11). D_{out} ist in diesem Fall $1/250$. *Rechts unten:* Zuletzt wurden die Werte für den Radius an die Segmentgröße angepasst mit dem Faktor $S_{\text{out},r} = 1,81$. Werten mit $r \geq 34$ mm wurde der konstante Radius $r = 33$ mm zugewiesen.

Die vollständige Funktion zur Bestimmung des Radius im äußeren Segmentbereich ist in Gleichung (5.12) angegeben.

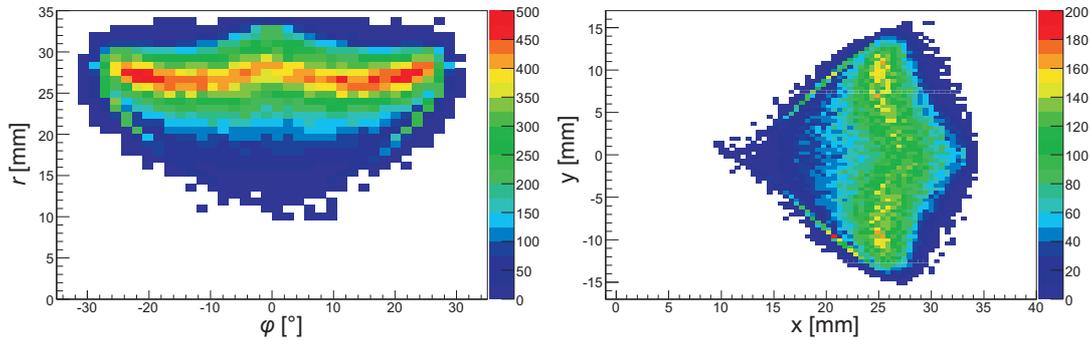


Abbildung 5.14: Gleichverteilung von Radius und Winkel für den äußeren Segmentbereich in der linken Bildhälfte. Der Radius wurde nach Gleichung (5.12), der Winkel nach Gleichung (5.8) berechnet.

Für die rechte Abbildung wurden Radius und Winkel in kartesische Koordinaten umgerechnet. Die für die äußeren Segmentbereiche verwendeten Parameter sind in Tabelle 5.1 rechts aufgelistet.

A_{in}	0,1	A_{out}	0,05
B_{in}	0,05	B_{out}	8,5
C_{in}	0,03	C_{out}	4
D_{in}	8	D_{out}	$1/250$
		E_{out}	9
$S_{in,\varphi}$	$5\pi/48$	$S_{out,\varphi}$	$7\pi/90$
$S_{in,r}$	1,81	$S_{out,r}$	1,81

Tabelle 5.1: Eichparameter für die sechsfach segmentierten MINIBALL-Kristalle zur Transformation in eine Gleichverteilung.

In Tabelle 5.1 sind die für die sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektoren ermittelten Parameter für inneren und äußeren Segmentbereich zusammengefasst.

Analyse für die mittleren Bereiche des Segments

Die mittleren Bereiche des Segments wurden in der bisherigen Analyse ausgespart, da nur Ereignisse betrachtet wurden, bei denen I_L und I_R gleiche Polarität haben. Wie bereits Abbildung 5.6 zeigt, weist im Mittelbereich eines der beiden induzierten Signale einen Vorzeichenwechsel auf. Der Shaper aus Abbildung 5.4 liefert für diese Signale mit Vorzeichenwechsel Werte für I_L bzw. I_R nahe Null.

Die zu Wechselwirkungsorten im mittleren Segmentbereich gehörenden Werte I_L und I_R sind in Abbildung 5.15 dargestellt. Es stellte sich heraus, dass die Algorithmen, welche für inneren und äußeren Segmentbereich entwickelt wurden, auch auf den mittleren Bereich angewendet werden können. Dazu wurden die Bereiche oberhalb der 2. Winkelhalbierenden zum inneren Bereich gezählt, unterhalb davon zum äußeren. Die entsprechenden Abbildungen für die r - φ - und die x - y -Korrelation sind in Abbildung 5.16

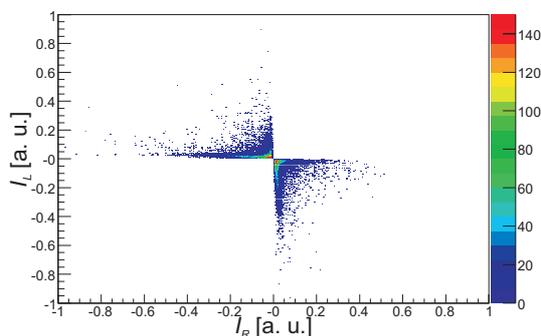


Abbildung 5.15: I_R - I_L -Korrelation für den mittleren Segmentbereich. Mindestens eines der beiden induzierten Signale hat in diesem Fall einen Vorzeichenwechsel.

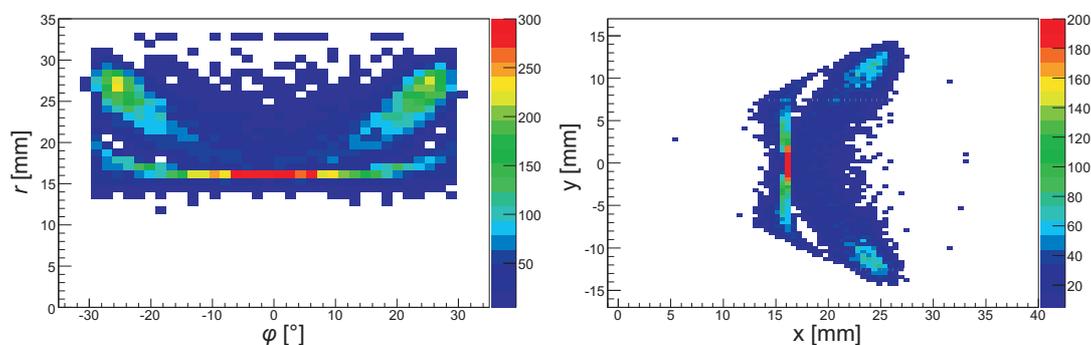


Abbildung 5.16: Gleichverteilung von Radius und Winkel für den mittleren Segmentbereich in der linken Bildhälfte. Radien und Winkel wurden wie für inneren und äußeren Segmentbereich berechnet, siehe Text.

Für die rechte Abbildung wurden Radius und Winkel in kartesische Koordinaten umgerechnet.

dargestellt.

Die Analyse der mittleren Segmentbereiche liefert gerade die Radien und Winkel in Abbildung 5.16. Insgesamt ist die Dichte etwas geringer als für die großen äußeren und inneren Bereiche, dennoch wird das Isotropiekriterium relativ gut erfüllt.

Diskussion und Zusammenfassung zur Analyse

Abbildung 5.17 zeigt das Ergebnis der Analyse bei Anwendung auf alle I_R - I_L -Korrelationen. Für die Bilder im oberen Bereich wurden Radien und Azimutwinkel wie beschrieben berechnet und im rechten Bild nach der Segmentnummer sortiert aufgetragen. Die leichten Schwankungen der Verteilung könnten auf die Kristallorientierung zurückzuführen sein, wurden aber in dieser Arbeit nicht weiter untersucht. Aus diesen Daten für r und φ wurden die Graphiken in der unteren Bildhälfte erzeugt.

Die isotrope Verteilung der Datenpunkte in φ -Richtung ist sowohl für den inneren

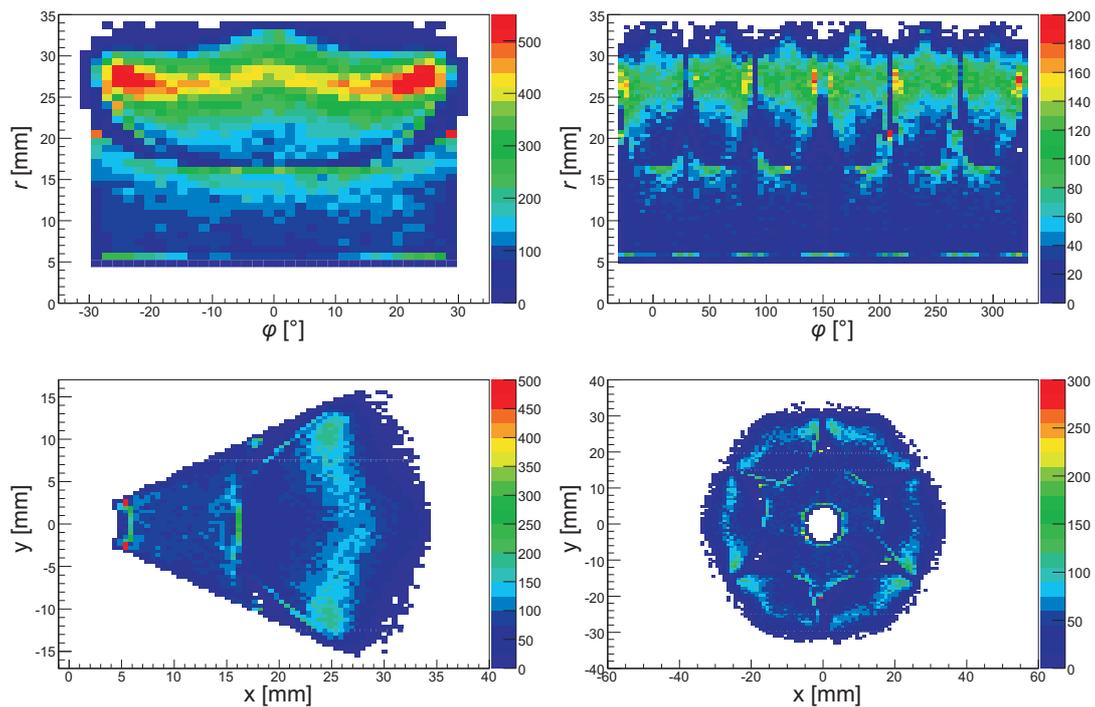


Abbildung 5.17: Gleichverteilung von Radius und Winkel für alle Segmentbereiche.
Oben: Aufgetragen sind die Werte für Radius und Azimuthwinkel für alle Segmentbereiche. Dazu wurden alle möglichen I_L - I_R -Kombinationen ausgewertet. *Rechts oben:* Auch hier sind Radien gegen Winkel aufgetragen, jedoch getrennt für die sechs Segmente.
Unten: Aus Radius und Winkel berechnete x - und y -Koordinaten ergeben die Geometrie eines Segments. *Rechts unten:* Aufgetragen für die einzelnen Segmente ergibt sich so ein Querschnitt durch einen MINIBALL-Detektor. Segmentgrenzen sowie der Core-Kontakt sind gut zu erkennen.

wie auch für den äußeren Bereich gut gelungen. Die leichte Abnahme der Dichte an den Segmentgrenzen bei $\varphi = \pm 30^\circ$ stimmt mit der Erwartung überein, da in diesem Bereich Gammastrahlung oftmals in das Nachbarsegment Compton-gestreut wird und solche Ereignisse, wie eingangs erwähnt, nicht berücksichtigt werden. Mit der gleichen Begründung wird die Abnahme an den Segmentaußengrenzen erklärt. Somit konnte die Dichteverteilung der simulierten Daten, welche Ausgangspunkt für diese Analyse waren, gut reproduziert werden.

Um diese Methode der Pulsformanalyse genauer zu untersuchen, wurden im Verlauf dieser Arbeit zwei weitere Experimente durchgeführt, um einerseits die Methode an sich zu testen und andererseits die Qualität und damit die erreichbare Auflösung zu ermitteln. Die Experimente und die Ergebnisse werden im nächsten Kapitel 6 vorgestellt.

Kapitel 6

Testexperimente für die Pulsformanalyse

In diesem Kapitel werden zwei Testexperimente vorgestellt, bei denen die Leistungsfähigkeit der Pulsformanalyse erprobt wurde. In beiden Experimente kamen – im Gegensatz zum Experiment S277 – zwölfmal segmentierte Detektoren zum Einsatz. Die Abmessungen entsprechen denen der sechsmal segmentierten Zähler, wobei eine zusätzliche Segmentierung in z -Richtung wie in Abbildung 6.1 vorhanden ist, welche den Kristall im Verhältnis 1:2 unterteilt. Dadurch konnte nicht nur ein grundsätzlicher Test der Algorithmen durchgeführt werden, sondern zusätzlich das Detektorverhalten für vorderen und hinteren Bereich der Kristalle getrennt betrachtet werden, um ein besseres Verständnis der Detektorsignale zu bekommen und damit die Algorithmen zu optimieren. Ignoriert man die Segmentierung in z -Richtung, so kann man aber auch ein Verhalten, das sehr ähnlich zu dem in einem sechsmal segmentierten Detektor ist, untersuchen.



Abbildung 6.1: Schematische Darstellung eines zwölfmal segmentierten MINIBALL-Kristalls, aus [Wei03].

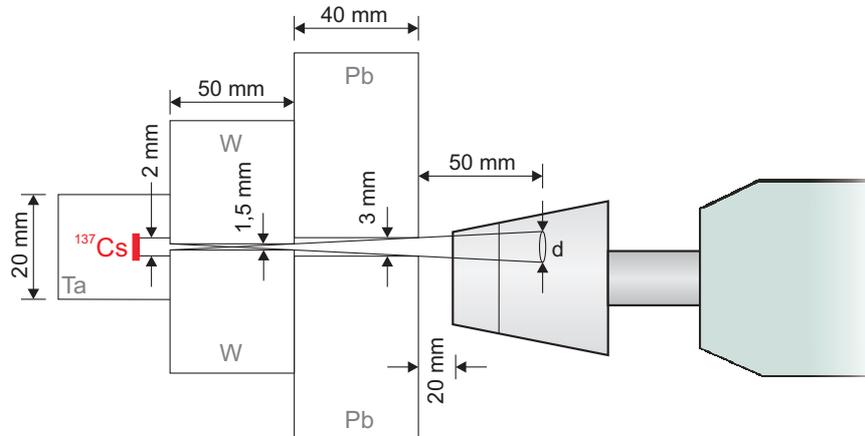


Abbildung 6.2: Abmessungen des Kollimators. Zusätzlich eingezeichnet ist der Strahlengang durch den Kollimator und die entstehende Strahlaufweitung d in der Mitte der hinteren Segmentreihe. Diese hat eine Halbwertsbreite von 3–4 mm nach Rechnung.

6.1 Labormessung mit kollimierter ^{137}Cs -Quelle

Um die vereinfachte Pulsformanalyse (siehe Kapitel 5) zu testen, wurde eine Eichmessung mit kollimierter ^{137}Cs -Quelle durchgeführt. Diese emittiert im Wesentlichen nur eine Linie bei 662 keV, die sich gut kollimieren lässt, bei der die erste Wechselwirkung im Detektor aber bereits durch Compton-Effekt dominiert wird.

Abbildung 6.2 zeigt einen Schnitt durch den verwendeten Kollimator. Rechts ist die $4 \times 4 \times 1 \text{ mm}^3$ große Quelle in einer Halterung aus Tantal befestigt. Damit kann die Quelle mit einer Aktivität von $1 \cdot 10^8 \text{ Bq}$ deutlich einfacher gehandhabt werden, da sie rundum bereits von 1 cm Tantal abgeschirmt wird.

Die Strahlung tritt schließlich durch ein Loch mit einem Durchmesser von 2 mm aus. Dahinter befindet sich der eigentliche Kollimator, der aus 5 cm einer Wolfram-Legierung¹ mit einer Dichte von 18 g/cm^3 besteht und nur ein Loch mit einem Durchmesser von 1,5 mm besitzt. Zwei Bleiziegel sollen die am Ende gestreuten Photonen daran hindern, in den Detektor zu gelangen. Mit dem gewählten Experimentaufbau wird eine Strahlfleckgröße von etwa 4 mm in der Mitte der hinteren Segmentreihe des Kristalls entstehen.

In Abbildung 6.3 sind drei Fotos mit dem horizontal eingebauten MINIBALL-Cluster gezeigt. Im Experiment wurde nur der untere der drei Kristalle, welcher sich in einem Abstand von etwa 6 cm zum Kollimatorausgang befindet, ausgelesen.

Diese Labormessung wurde als Ein-Parameter-Messung durchgeführt, d. h. es bestand keine Möglichkeit, Untergrundstrahlung oder beispielsweise Vorwärtsstreuung innerhalb der Kollimatorquelle und den dadurch entstehenden Untergrund zu quantifizieren.

Die Justierung der Kollimatorposition in x - und y -Richtung wurde durchgeführt,

¹WOLFMET HE 395

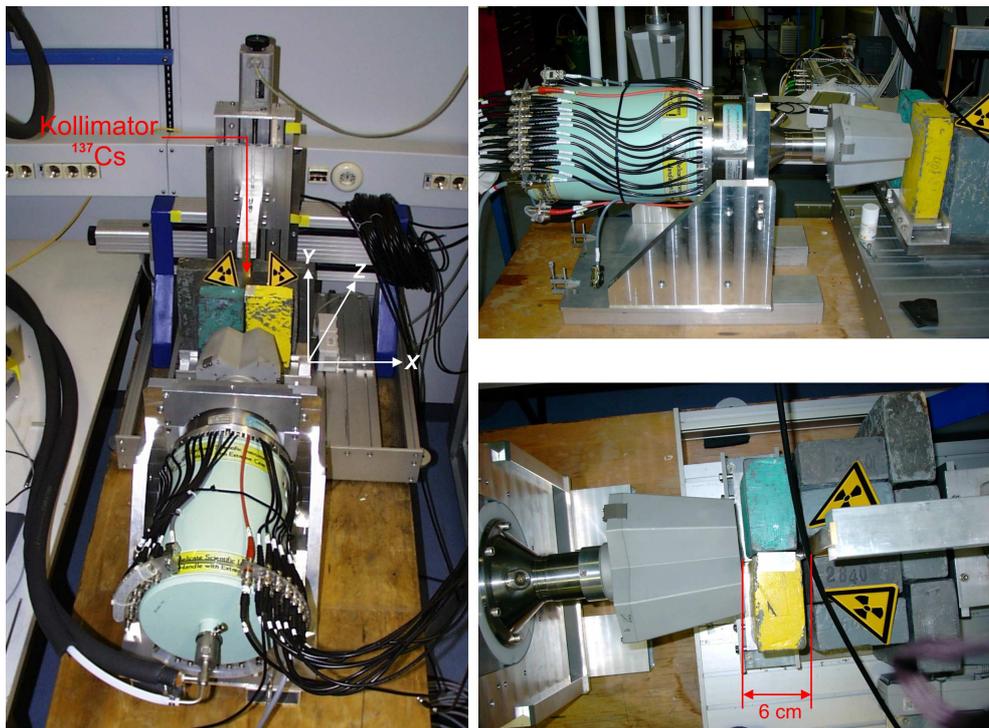


Abbildung 6.3: Bilder des Experimentaufbaus mit Kollimator während der Labormessung. Von den drei Kristallen des Clusters wurde nur der untere ausgelesen (oben rechts). Der Kristall befand sich im Abstand von 6 cm vor dem Austrittsloch des Kollimators.

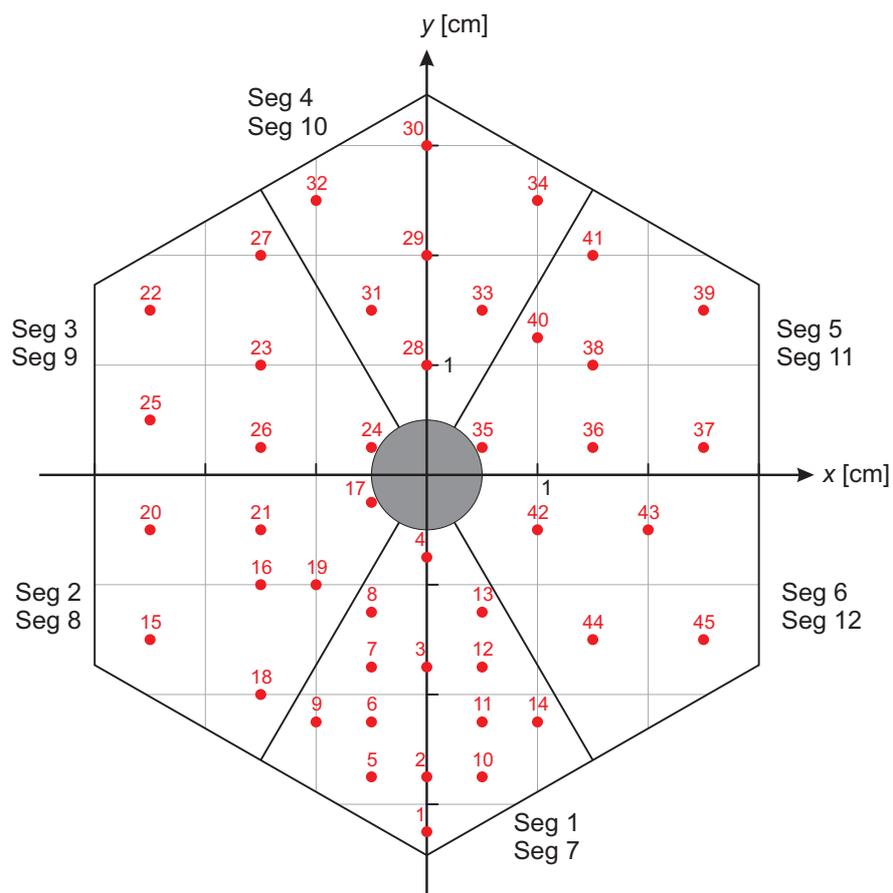


Abbildung 6.4: Mit dem Kollimator angefahrne Messpunkte in der x - y -Ebene des Kristalls. Die Nummerierung der Segmente beim Blick auf die Frontkappe ist angegeben.

S277		S277		Kollimator		Kollimator	
A_{in}	0,1	A_{out}	0,05	A_{in}	0,1	A_{out}	0,05
B_{in}	0,05	B_{out}	8,5	B_{in}	0,05	B_{out}	8,5
C_{in}	0,03	C_{out}	4	C_{in}	0,03	C_{out}	6
D_{in}	8	D_{out}	1/250	D_{in}	12	D_{out}	1/250
		E_{out}	9			E_{out}	9
$S_{\text{in},\varphi}$	$5\pi/48$	$S_{\text{out},\varphi}$	$7\pi/90$	$S_{\text{in},\varphi}$	$5\pi/48$	$S_{\text{out},\varphi}$	$5\pi/81$
$S_{\text{in},r}$	1,81	$S_{\text{out},r}$	1,81	$S_{\text{in},r}$	1,4	$S_{\text{out},r}$	1,4

Tabelle 6.1: Parameter für die Pulsformanalyse-Algorithmen für das Laborexperiment mit einem Kollimator. Zum Vergleich sind die Parameter für die sechsfach segmentierten Kristalle, welche für die Eichdaten im S277-Experiment ermittelt wurden, links davon gegenübergestellt. Die Parametersätze für zwölf- und sechsfach segmentierte MINIBALL-Kristalle unterscheiden sich minimal.

indem am Oszilloskop die verschwindende Rate an der Kristallgrenze gemessen und die Position am Kollimatoraufbau markiert wurde. Da die Abmessungen des Kristalls bekannt sind, konnte der Kollimator mit dieser einfachen Methode auf $\pm 2\text{ mm}$ genau justiert werden. Abbildung 6.4 zeigt den Kristall von vorn mit den nummerierten kollimierten Punkten. Im Folgenden werden fünf dieser Punkte in verschiedenen Segmentbereichen exemplarisch diskutiert und so die Qualität der vereinfachten Pulsformanalyse untersucht.

Die Detektorsignale wurden wie in Kapitel 4 beschrieben mit den *DGF-4C*-Modulen digitalisiert, wobei die Zwölf-Segmentierung vier Module für einen Kristall erforderte.

Die Analyse für diese Daten erfolgte analog zu der in Kapitel 5 beschriebenen, wobei die Parameter aufgrund des anderen Detektortyps geringfügig angepasst werden mussten. Eine Auflistung der neuen Parameter ist in Tabelle 6.1 zusammengestellt.

Nun wurden die Kollimatorpunkte einzeln ausgewertet, indem wie zuvor beschrieben die Größen I_L und I_R bestimmt und daraus Radius und Azimutwinkel bzw. kartesische Koordinaten ermittelt wurden.

Bevor jedoch die einzelnen Punkte genauer betrachtet werden, soll kurz ein Blick auf die Pulsformen geworfen werden. In Abbildung 6.5 sind die Signale des getroffenen Segments für alle Ereignisse eines Punktes aufsummiert, getrennt für vorderen und hinteren Detektorbereich.

Die Bilder bestätigen hervorragend die in Abschnitt 4.5 diskutierte Problematik im Frontbereich des Kristalls. Trotz des festen Wechselwirkungsorts in der x - y -Ebene und einer konstanten Energiedeposition von 662 keV sind die Pulsformen im Frontbereich sehr unterschiedlich in ihrem Anstiegsverhalten, im Gegensatz zu den Signalen im hinteren coaxialen Detektorbereich. Die Ursache – die komplexe Form des elektrischen Feldes – wurde ebenfalls in 4.5 behandelt. Diese Signale aus Abbildung 6.5 sind folglich ein Indiz dafür, dass Methoden, welche den Wechselwirkungsort aus dem Zeitverhalten der Signale generieren, wie z. B. die *Steepest-Slope*-Methode, in diesem Detektorbereich z. T. stark verfälschte Orte liefern. Die nun folgende Diskussion zur Auswertung der

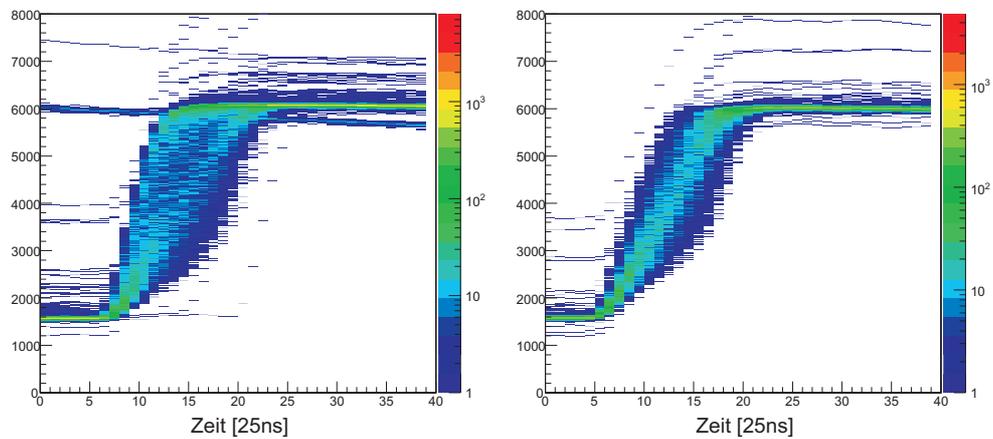


Abbildung 6.5: Signale des getroffenen Segments für Punkt 28: links Signale des vorderen Segments 4 und rechts die des hinteren Segments 10. Die stark variierenden Anstiegszeiten der Signale im Frontbereich im Vergleich zu jener im koaxialen Detektorbereich weist auf die Problematik bei der Bestimmung der Wechselwirkungsorte im vorderen Detektorbereich hin.

Kollimator-Daten mit der vereinfachten Pulsformanalyse (Kapitel 5) zeigt, dass diese Methode dennoch sehr gute Ergebnisse für vorderen und hinteren Bereich liefert.

Punkt 28: $r = 10\text{ mm}$, $\varphi = 0^\circ$

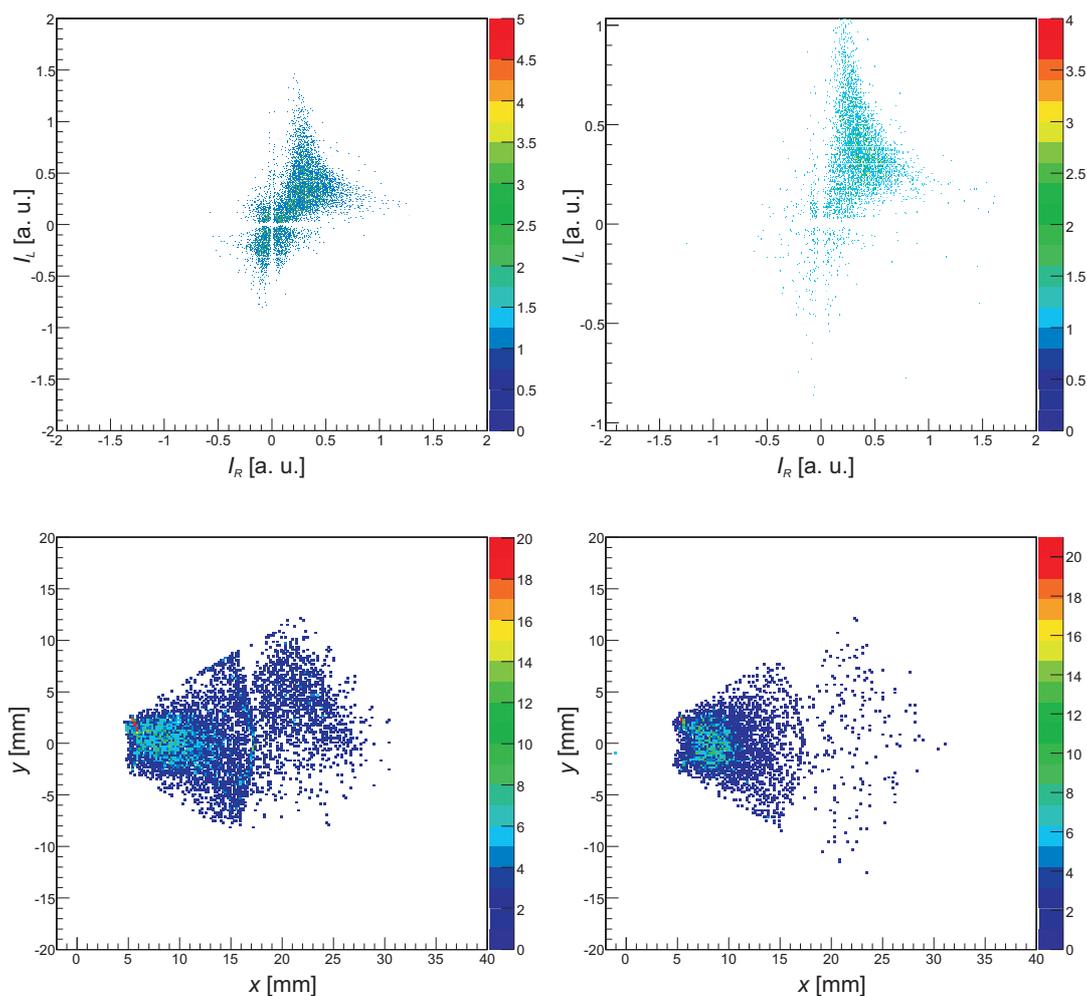


Abbildung 6.6: I_R - I_L -Korrelation (oben) und x - y -Korrelation (unten) für Kollimatorpunkt 28 aus Abbildung 6.4, links für den vorderen und rechts für den hinteren Detektorbereich.

In Abbildung 6.6 sind I_R gegen I_L und x gegen y jeweils getrennt für den vorderen und hinteren Detektorbereich für Punkt 28 aufgetragen. Punkt 28 ist im Core-nahen Bereich, weshalb die induzierten Signale beider Nachbarsegmente positive Polarität haben und damit auch I_R und I_L größer Null sind, wie in Abbildung 6.6 oben zu sehen. Dieser Idealfall trifft sehr gut für den hinteren Detektorbereich zu. Für den vorderen Detektorbereich erhält man zusätzliche I_R - I_L -Kombination im zweiten, dritten und

vierten Quadranten, siehe Abbildung 6.6 oben links. Der Großteil der I_R - und I_L -Werte ist aber auch hier im erwarteten Bereich.

Die zusätzlichen Kombinationen lassen sich mit Abbildung 4.18 verstehen. Bei Wechselwirkungspunkten im Core-nahen Frontbereich, beispielsweise für $z = 6$ mm, sind I_R - I_L -Kombinationen entsprechend der Farben rot, blau, weiß und auch gelb vertreten sein (siehe Tabelle in derselben Abbildung). Diese Kombinationen gehören in Abbildung 6.6 gerade zum zweiten, dritten und vierten Quadranten und sind für den hinteren Detektorbereich nicht vorhanden.

Auf Basis dieser I_R - I_L -Kombinationen wird nun, wie in Abschnitt 5.2 erklärt, der Wechselwirkungsort berechnet. Für den hinteren Teil ist das Ergebnis sehr sauber, da fast nur Werte im ersten Quadranten vorhanden sind. Somit erhält man einen Wechselwirkungsort nahe am Core-Kontakt, wie in Abbildung 6.6 unten rechts. Im Frontbereich werden Mittel etwa dieselben x - und y -Koordinaten ermittelt, allerdings liefert die Analyse deutlich mehr Ereignisse im mittleren und äußeren Segmentbereich.

Die Pulsformanalyse arbeitet somit für den hinteren Detektorbereich sehr gut, im Frontbereich ergeben sich leichte Unsicherheiten. Dennoch liegt der Schwerpunkt in beiden Detektorebenen an der richtigen Position bei Punkt 28.

Punkt 22: $r = 30$ mm, $\varphi = 0^\circ$

In Abbildung 6.7 sind die gleichen Größen wie zuvor in Abbildung 6.6 aufgetragen, nun jedoch für den äußeren Punkt 22. Wie erwartet sind beide Flächen I_R und I_L negativ. Auch hier zeigt sich wieder, dass in der Frontkappe weitere I_R - I_L -Kombinationen möglich sind, nämlich nach Abbildung 4.18 die blaue oder weiße Kombination. Die Bilder weisen darauf hin, dass nicht exakt bei $\varphi = 0^\circ$ kollimiert wurde, sondern leicht verschoben zu größeren Winkeln und damit I_R - I_L -Kombinationen des blauen Bereichs auch auftreten können. Dies liegt an der nicht exakten Justierung, aber auch an der bisher nicht implementierten Kristallorientierung, die sich besonders in den Regionen mit schwachen Feld stärker bemerkbar macht. Für diesen Kollimatorpunkt wurde im x - y -Plot nicht nur ein Wechselwirkungspunkt an der „echten“ Position, sondern für den Frontbereich auch – jedoch deutlich schwächer – an der linken Segmentgrenze berechnet. Diese Fehlidentifikation tritt immer dann auf, wenn bei sehr kleinen Signalen oder Signalen mit Vorzeichenwechsel die Fläche I_L bzw. I_R mit dem falschen Vorzeichen ermittelt wurde. Eine weiterführende Diskussion folgt in Kapitel 7.

Um die Ortsauflösung zu bestimmen, wurde Abbildung 6.7 auf die y -Achse projiziert und mittels Gauß-Fit eine Ortsauflösung von $\Delta y = 4,7$ mm (FWHM) bestimmt. Berücksichtigt man nun noch die Breite des kollimierten Strahls in der Mitte der hinteren Segmentreihe (siehe Abbildung 6.2) von etwa 4 mm, so kann man davon ausgehen, dass die tatsächliche Ortsauflösung sicher noch deutlich besser ist.

Punkt 18: $r = 25$ mm, $\varphi = 22^\circ$

Punkt 18 in Abbildung 6.4 befindet sich im äußeren Segmentbereich nahe an der linken Segmentgrenze, weshalb grundsätzlich negative Werte für I_R und I_L zu erwarten sind,

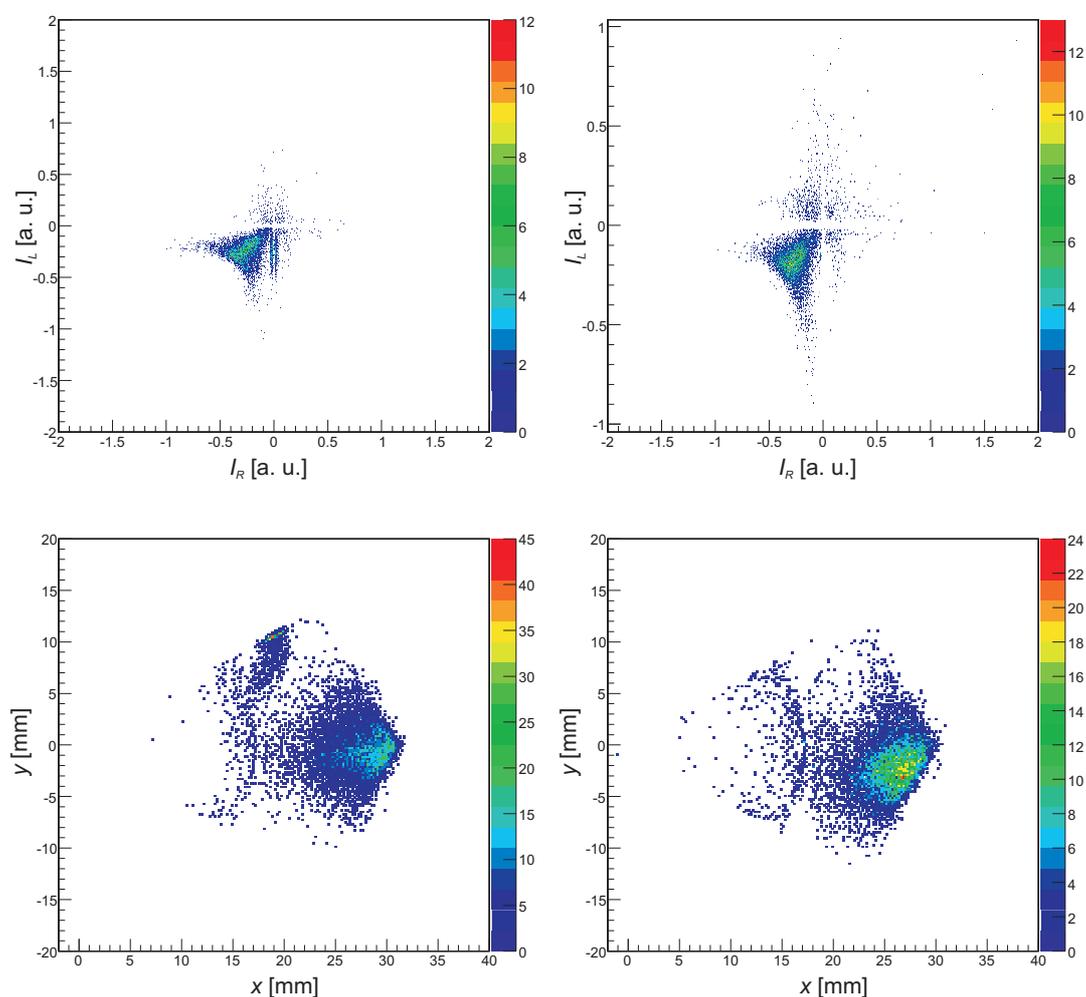


Abbildung 6.7: I_R - I_L -Korrelation (oben) und x - y -Korrelation (unten) für Kollimatorpunkt 22 aus Abbildung 6.4, getrennt für vorderen und hinteren Detektorbereich.

allerdings soll $|I_L| > |I_R|$ sein. Diese I_L - I_R -Kombinationen sind in Abbildung 6.9 sowohl für den vorderen wie auch für den hinteren Bereich gezeigt. Der gelbe Bereich in Abbildung 4.18 ist in der Frontkappe sehr groß, wird aber bei der Transformation der Signale auf einen deutlich kleineren Bereich (gelb in Abbildung 4.18 für $z = 45$ mm) abgebildet, weshalb der in Abbildung 6.9 ermittelte Wechselwirkungsort für den Frontbereich stark nach außen verschoben ist. Außerdem sind in beiden Korrelationsplots Wertepaare im zweiten und vierten Quadranten enthalten, was sich in der x - y -Korrelation auf Orte im mittleren Segmentbereich abbildet. Können die Signale in z -Richtung nun nicht mehr selektiert werden, führt dies zu einer zusätzlichen radialen Verschmierung.

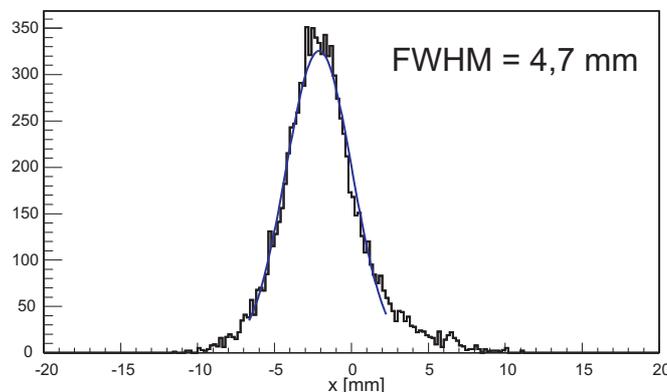


Abbildung 6.8: Projektion von Abbildung 6.7 unten rechts auf die y -Achse. Mit einem Gauß-Fit wurde die Ortsauflösung ermittelt zu $\Delta y = 4,7$ mm (FWHM).

Punkt 23: $r = 20$ mm, $\varphi = 0^\circ$

Abbildung 6.10 zeigt die Korrelationsbilder für I_L und I_R bzw. x und y für den Punkt 23, also gerade in der Mitte des Segments. Dieser Bereich macht zunächst die größten Probleme, da alle Signale auf den Nachbarsegmenten sehr klein sind und hier alle Vorzeichenkombinationen auftreten. Diese Bilder zeigen die Schwachstelle der Pulsformanalyse: Bei Wechselwirkungsorten im mittleren Segmentbereich wird die Ortsauflösung deutlich schlechter im Vergleich zum Core-nahen oder Segmentaußenbereich. Dies liegt auch daran, dass in diesem Bereich eines der beiden induzierten Signale oft einen Vorzeichenwechsel durchläuft, die Analyse jedoch diese Signale gleich wie jene mit positiver bzw. negativer Polarität behandelt. Daher sind die Werte für I_L und I_R im Fall eines Vorzeichenwechsels sehr klein und die Bestimmung von Winkel und Radius nach Kapitel 5 wird verfälscht. In Kapitel 7 wird diskutiert, wie man diesen Effekt ausnützen kann um hier deutlich bessere Werte zu erreichen.

Im zweiten und vierten Quadranten sind die Kombinationen mit Vorzeichenwechsel zu finden, welche sehr stark um die zweite Winkelhalbierende gehäuft sind, da der Summierer aus Abbildung 5.4 in diesem Bereich sowohl für I_L als auch für I_R Werte nahe Null liefert. Bei der Bestimmung des Azimutwinkels mittels $\ln |I_L/I_R|$ ergeben sich dann Werte, welche beliebig positives oder negatives Vorzeichen annehmen, da der Bruch um Eins schwankt. Dies wirkt sich schlecht auf die Winkelbestimmung aus, da das Vorzeichen nicht mehr charakteristisch für den Azimutwinkel ist und außerdem durch die Häufung entlang der zweiten Winkelhalbierenden sehr viele Winkel zu $\varphi = 0^\circ$ bestimmt werden. Dies ist das typische Problem bei kleinen Werten für die Flächen. Für das Experiment S277 besteht eine provisorische Lösung darin, immer dann, wenn ein solch kleiner Wert auftritt, den zentralen Ort im Segment anzunehmen.

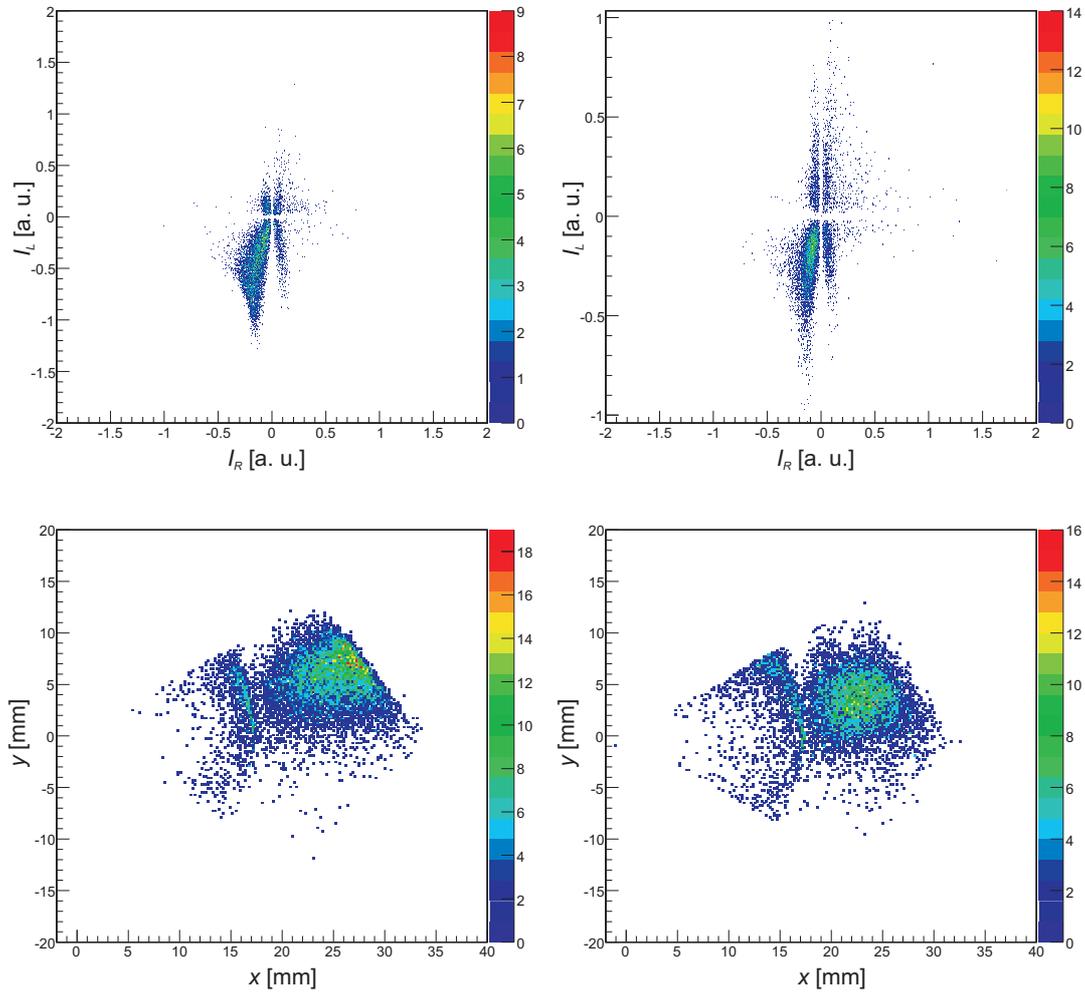


Abbildung 6.9: I_R - I_L -Korrelation (oben) und x - y -Korrelation (unten) für Kollimatorpunkt 18 aus Abbildung 6.4, getrennt für vorderen und hinteren Detektorbereich.

6.2 Test mit Positronen-Vernichtungsstrahlung

Ein weiteres Experiment zur Erprobung der Pulsformanalyse wurde am Positronenstrahl [Hug04] der Forschungsneutronenquelle FRM-II in Garching durchgeführt. Diese Messung hat außerdem einen physikalischen Hintergrund. Positronen thermalisieren in Festkörpern sehr schnell und werden in Einkristallen bevorzugt an Störstellen lokalisiert. Dort können sie entweder mit den schwach gebundenen Valenzbandelektronen, aber auch mit Elektronen aus einer Schale des Störstellenatoms annihilieren. Dabei entstehen zwei charakteristische Gammaquanten der Energie 511 keV mit einem Öffnungswinkel von $\theta = 180^\circ$, die aber noch zusätzlich Information des e^+e^- -Paares tragen, aus der man bestimmte Eigenschaften der Störstellen rekonstruieren kann [Sie80].

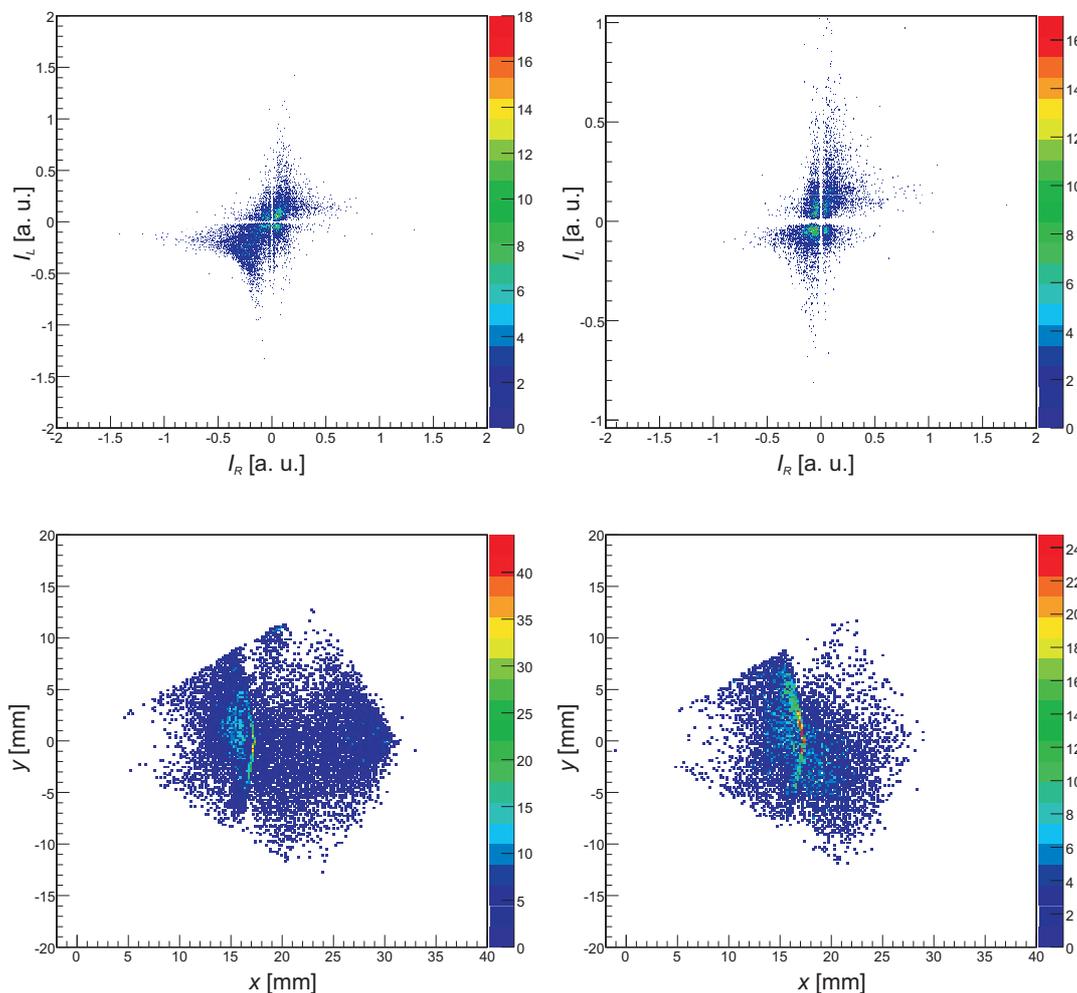


Abbildung 6.10: I_R - I_L -Korrelation (oben) und x - y -Korrelation (unten) für Kollimatorpunkt 23 aus Abbildung 6.4, getrennt für vorderen und hinteren Detektorbereich.

Dazu wurde ein Positronenstrahl auf eine Aluminium- bzw. Kupferprobe geführt, wobei die Positronen mit den Elektronen der Probe annihilieren. Bereits eine kinetische Energie des Elektrons von etwa 10 eV in Emissionsrichtung der 511 keV-Gammaquanten führt zu einer Dopplerverschiebung von $\Delta E \approx 5$ keV. Der Impuls der thermalisierten Positronen kann dabei vernachlässigt werden. Der Transversalimpuls dieser Elektronen resultiert in einer Abweichung der 180° -Winkelkorrelation der beiden bei der Annihilation emittierten γ -Quanten. Bewegt sich das Elektron also transversal zur Emissionsrichtung sollte der Öffnungswinkel im Laborsystem bis zu 8 mrad variieren.

Durch den Einsatz von zwei zwölfmal segmentierten MINIBALL-Detektoren war es möglich, die aufgrund des Elektronenimpulses nur leicht Dopplerverschobene Energie koinzident zu messen. Die Anforderungen an die Germaniumdetektoren waren eine

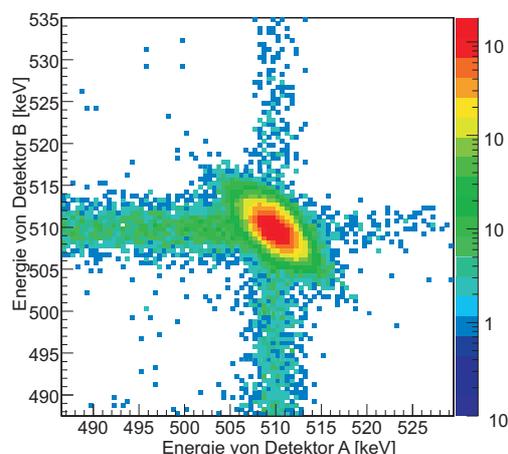


Abbildung 6.11: Energiekorrelation der Zentralkontakte von Detektor A gegen Detektor B

Auflösung von 1,5 keV bei Gamma-Energien von 511 keV und eine Winkelauflösung von etwa 5 mrad, was ebenso mit den MINIBALL-Detektoren realisiert werden kann.

Abbildung 6.11 zeigt die gemessenen Energien beider Core-Kontakte in einem Energiebereich von etwa 40 keV um die 511 keV-Annihilationslinie gegeneinander aufgetragen. In der Abbildung sind drei wesentliche Strukturen zu erkennen. Die Antikorrelation der Energien in der Mitte der Abbildung, wenn beide Detektoren eine Energie von $E = 511 \text{ keV} \pm \Delta E$ messen. Diese Antikorrelation liegt an dem vom gebundenen Elektron übertragenen Longitudinalimpuls. Aufgrund der besseren Energieauflösung der Segmente muss diese Impulsverteilung schärfer werden, wenn Segmentenergien anstelle der Core-Energien aufgetragen werden. Außerdem sind in Abbildung 6.11 zwei Geraden zu sehen. Diese Struktur entsteht dadurch, dass in Detektor A die gesamte Energie von 511 keV deponiert wird, in Detektor B dagegen ein Compton-gestreutes Photon nachgewiesen wird und umgekehrt.

Durch die Messung der beiden 511 keV-Energien in Koinzidenz kann diese Messung als nahezu untergrundfrei angesehen werden, im Gegensatz zu der zuvor beschriebenen Labormessung mit einem Kollimator.

Die Energie ist aber nur eine der beiden experimentell zugänglichen Komponenten. Der Elektronenimpuls kann natürlich auch senkrecht auf der Emissionrichtung der Gammaquanten stehen. Dann ändert sich der Öffnungswinkel von 180° durch Lorentz-Transformation aus dem Schwerpunktsystem. Auch diese Änderung sollte koinzident mit zwei ortsauflösenden MINIBALL-Detektoren messbar sein.

Experimentaufbau

Der Experimentaufbau ist auf dem Foto 6.12 gezeigt. Die Cluster wurden liegend in einem Abstand von jeweils 2 m zur Probe eingebaut, wobei in jedem Detektor nur ein segmentierter Kristall ausgelesen wurde. Zur Übersicht ist in Abbildung 6.13 der

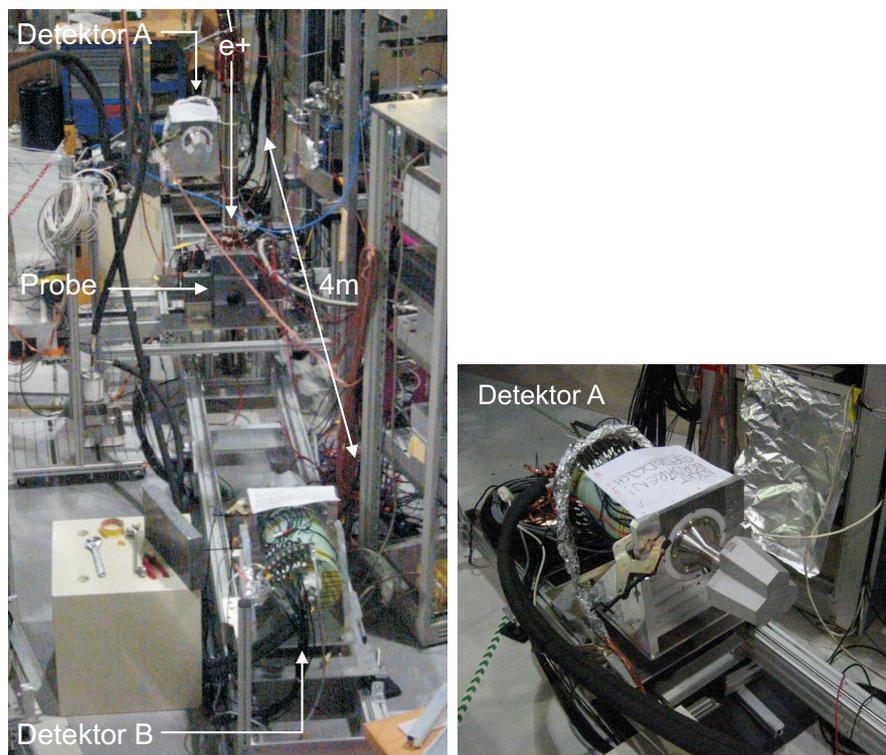


Abbildung 6.12: Foto des Experimentaufbau auf der Positronenplattform am FRM-II

Experimentaufbau skizziert. Zusätzlich ist das zum Test der vereinfachten Pulsformanalyse verwendete Bleigitter gezeigt, welches im Abstand von etwa 5 cm vor einem der beiden Detektoren aufgestellt war.

Zur Justage der Detektoren und zur Überprüfung der 180° -Winkelkorrelation wurde Abbildung 6.15 herangezogen. Aufgetragen ist für jedes Ereignis das getroffene Segment von 1 bis 12 von Detektor A gegen Detektor B. Die Anordnung der Detektoren im Experiment war so gewählt, dass sich wie in Abbildung 6.14 (jeweils Draufsicht) der aktive Kristall von Detektor A oben, der von Detektor B unten befindet. Bei Aussendung der Gammaquanten um 180° werden somit beispielsweise die Segmente A1/B1, A3/B5 oder auch A3/B11 getroffen. Diese Korrelation mit allen möglichen Kombinationen zeigt gerade Abbildung 6.15. Sind die Detektoren gegeneinander verdreht oder in der Höhe nicht optimal justiert, so zeigen sich deutliche Änderungen in Abbildung 6.15. Die Detektoren konnten so auf ± 1 mm genau justiert werden.

Auswertung

Abbildung 6.16 zeigt ein typisches Energiespektrum für einen Core-Kontakt bei der Eichung mit ${}^7\text{Be}$. Die Auflösung der Gammalinie bei 478 keV beträgt $\Delta E = 1,95$ keV (FWHM), für die Segmente ist sie etwas besser bei $\Delta E = 1,75$ keV (FWHM) und erfüllt somit fast die eingangs erwähnte Anforderung.

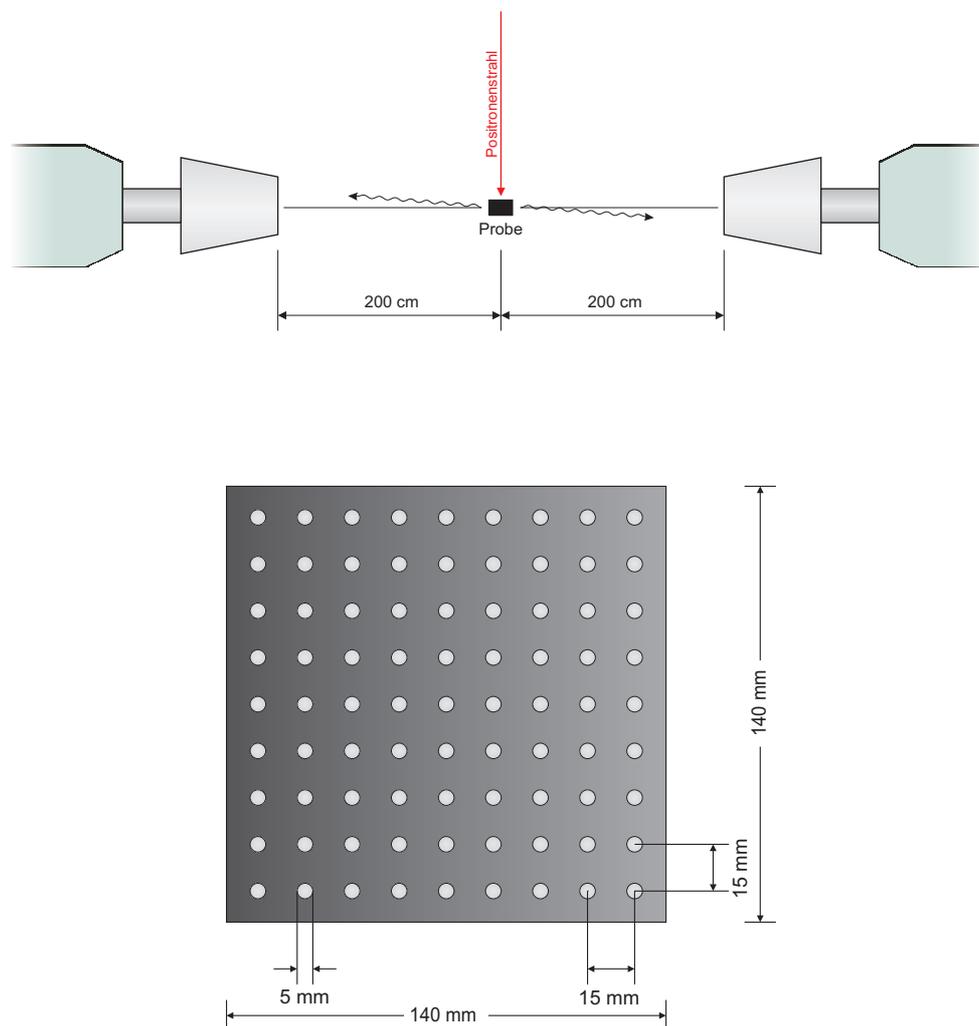


Abbildung 6.13: *Oben:* Skizze des Experimentaufbaus am FRM-II: Die Detektoren sind liegend im Abstand von jeweils 2 m zur Probe montiert. *Unten:* Abmessungen des Bleigitters, das zur Ortseichung verwendet wurde.

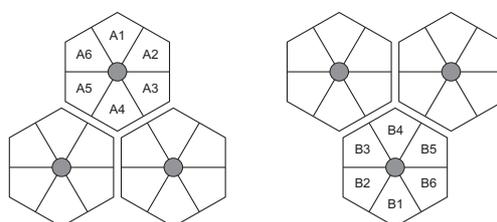


Abbildung 6.14: Anordnung der segmentierten Kristalle im Experiment, jeweils Blick auf die Frontkappe. Die Segmente 7 bis 12 sind nicht eingezeichnet. Segment 7 befindet sich direkt hinter Segment 1, 8 hinter 2 usw.

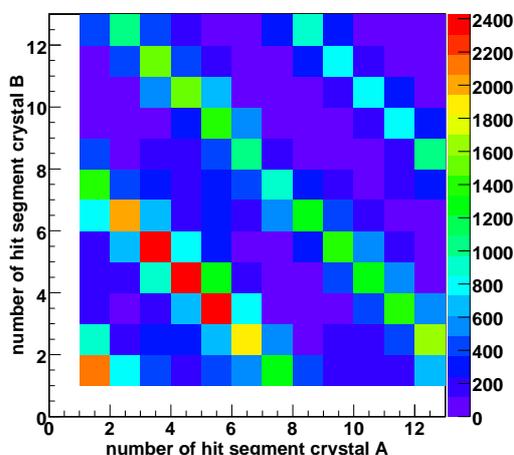


Abbildung 6.15: Korrelation der getroffenen Segmente 1 bis 12 in Detektor A mit den getroffenen Segmenten von Detektor B

S277		S277		FRM-II		FRM-II	
A_{in}	0,1	A_{out}	0,05	A_{in}	0,1	A_{out}	0,05
B_{in}	0,05	B_{out}	8,5	B_{in}	0,05	B_{out}	8,5
C_{in}	0,03	C_{out}	4	C_{in}	0,03	C_{out}	6
D_{in}	8	D_{out}	1/250	D_{in}	12	D_{out}	1/250
		E_{out}	9			E_{out}	9
$S_{in,\varphi}$	$5\pi/48$	$S_{out,\varphi}$	$7\pi/90$	$S_{in,\varphi}$	$5\pi/48$	$S_{out,\varphi}$	$5\pi/81$
$S_{in,r}$	1,81	$S_{out,r}$	1,81	$S_{in,r}$	1,4	$S_{out,r}$	1,4

Tabelle 6.2: Parameter der Pulsformanalyse für das Positronen-Experiment am FRM-II. Zum Vergleich ist der Parametersatz für die sechsfach segmentierten MINIBALL-Kristalle links angegeben.

Es werden nur Ereignisse mit einer Energie im Bereich von 500 keV bis 520 keV und der zusätzlichen Bedingung, dass die gesamte Energie in einem Segment deponiert wurde, analysiert. Tabelle 6.2 fasst die gewählten Parameter der Pulsform-Algorithmen zusammen.

Zum Test des Pulsform-Algorithmen wurde das Bleigitter aus Abbildung 6.13 vor einen der beiden Kristalle in einem Abstand von etwa 5 cm aufgestellt. Ziel war es, die Geometrie des Bleigitters zu reproduzieren. Dazu mussten Wechselwirkungsorte mit einem Abstand von 15 mm klar innerhalb eines Segments getrennt werden können.

Die Analyse der Daten erfolgte analog zu der für den Kollimator. In Abbildung 6.17 ist wieder oben die I_R - I_L -Korrelation und darunter die daraus ermittelten x - y -Koordinaten gezeigt. Vorderes und hinteres Segment sind links bzw. rechts gegenübergestellt (Segment 1 bzw. 7). Im vorderen und hinteren Segment können zwei Wechselwirkungsorte klar getrennt werden, ein erster Erfolg dieser vereinfachten Pulsformanalyse. In der

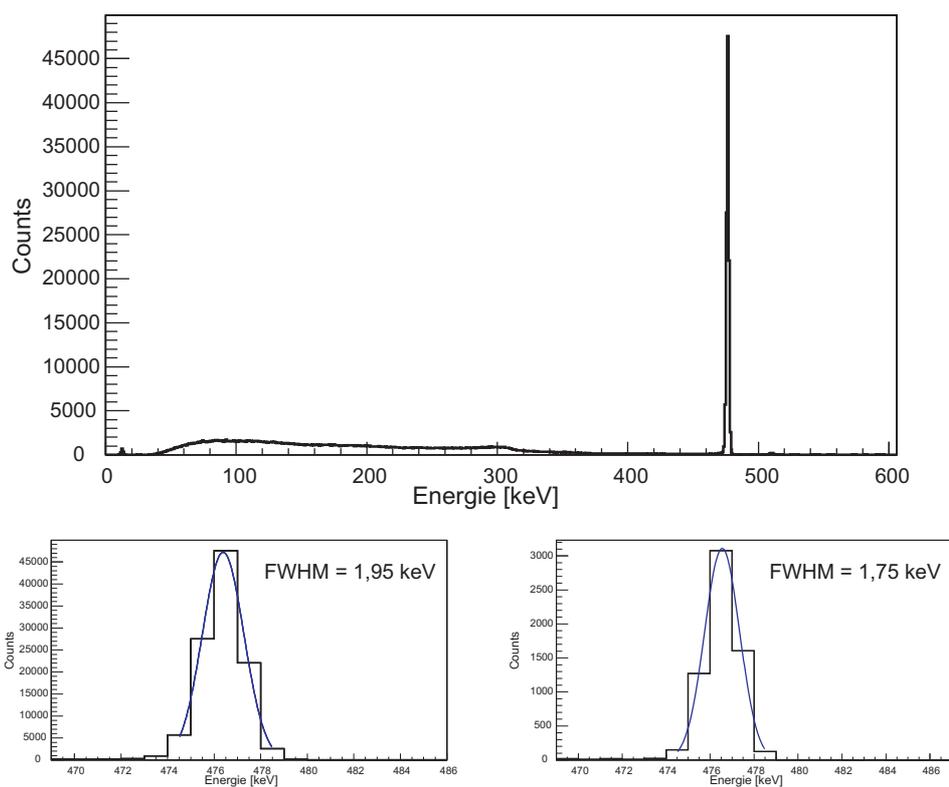


Abbildung 6.16: Energiespektrum eines Core-Kontakts für die Eichung der Kristalle mit ${}^7\text{Be}$. Unten: Vergrößerung der Linie bei 478 keV für den Core (links) und ein Segment (rechts). Die Energieauflösung der Segmentkontakte beträgt im Mittel $\Delta E = 1,75$ keV (FWHM) und ist damit etwas besser als die des Core-Kontakts.

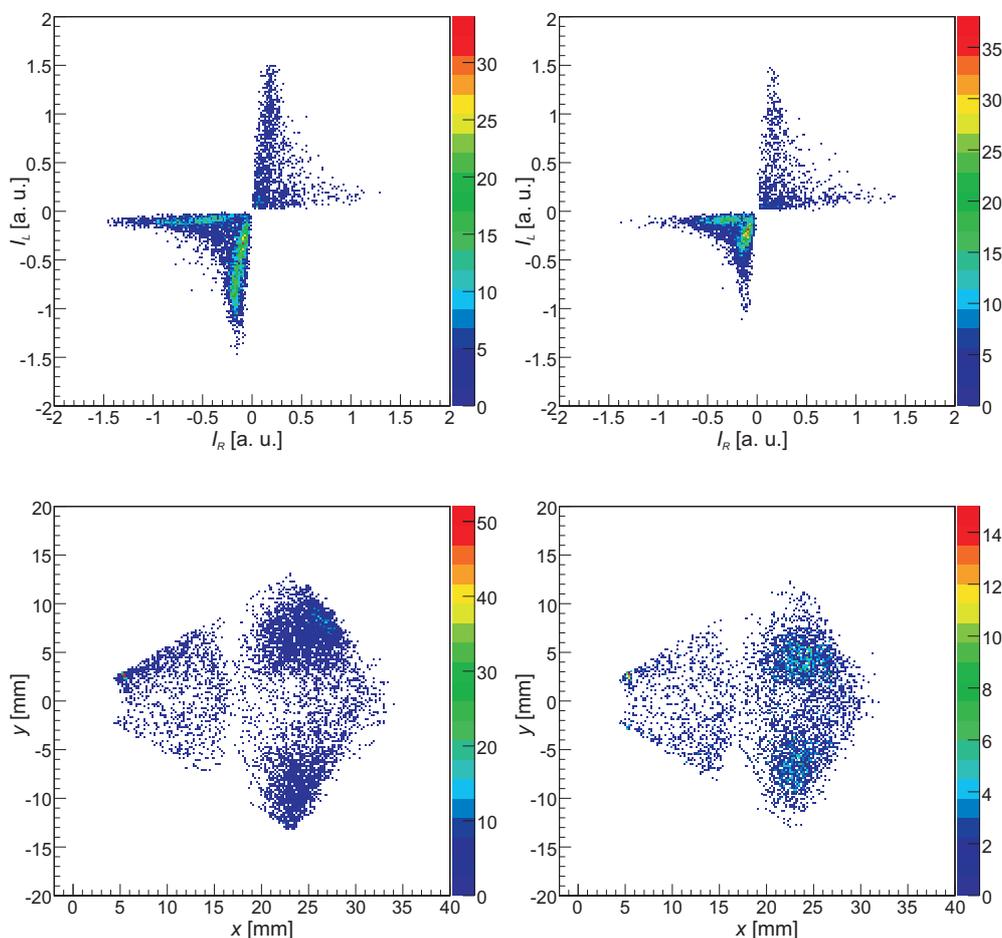


Abbildung 6.17: I_R - I_L - und x - y -Korrelation für zwei direkt hintereinander liegende Segmente. Im Frontbereich (*links*) ist die Bestimmung des Radius minimal schlechter als für den hinteren Detektorbereich.

x - y -Auftragung zeigt sich erneut derselbe Effekt wie bereits bei der Analyse der Kollimatordaten. Die beiden Punkte können zwar immer noch eindeutig getrennt werden, allerdings sind die Radien der Wechselwirkungsorte in Segment 1 stärker zur Segmentaußenkante verschoben. Die Ortsauflösung für den Frontbereich liegt bei 6,5 mm und, wie erwartet, für den hinteren Bereich etwas besser bei 5,5 mm.

In Abbildung 6.18 sind links die x - und y -Koordinaten der Segmente 1 bis 6, rechts die der Segmente 7 bis 12 aufgetragen. In beiden Kristallquerschnitten können die Wechselwirkungspunkte mit der erwähnten Auflösung von ca. 6 mm klar getrennt werden. Aus den Abmessungen des Bleigitters und denen der MINIBALL-Kristalle ist es geometrisch möglich, 16 Wechselwirkungspunkte in der x - y -Ebene der Kristalle zu bestrahlen. In Abbildung 6.18 links sind jedoch nur 14 Punkte deutlich zu erkennen. Dies

liegt einerseits daran – wie schon mehrmals erwähnt – dass Wechselwirkungspunkte im Frontbereich zu größeren Radien geschoben werden und nun nicht mehr im Querschnitt auftauchen. Andererseits hat der Kristall im Frontbereich nach Abbildung 4.3 eine etwas kleinere Querschnittsfläche, weshalb durch die Schräge der Kristalle manche Wechselwirkungen nur im hinteren Segment nachgewiesen werden können, da sozusagen an der vorderen Segmentreihe „vorbei“ gestrahlt wurde (z. B. Segment 3 und 6 in Abbildung 6.18).

In Abbildung 6.18 rechts sind jedoch alle 16 Punkte deutlich zu sehen. Zuerst fällt auf, dass die Analyse – trotz I_L - I_R -Kombinationen im zweiten und vierten Quadranten (siehe Abbildung 6.17) – keine x - und y -Werte für den mittleren Segmentbereich liefert. Dies ist ein Indiz dafür, dass die optimalen Parameter noch nicht ermittelt wurden. Möglicherweise ist die bisherige Analyse, welche bipolare und unipolare Signale nicht unterscheidet, nicht ausreichend, d. h. die mittleren Segmentbereiche sollten getrennt behandelt werden.

Jeweils vier Punkte parallel zur x - bzw. y -Achse gehören zusammen. Nun sieht man deutlich, dass die Punkte nicht exakt auf Geraden liegen, sondern besonders in y -Richtung davon abweichen. Eine mögliche Erklärung dafür könnte die in dieser Pulsformanalyse nicht berücksichtigte Kristallorientierung sein. Dieser Effekt muss sicher gesondert behandelt werden und ist in Kapitel 7 diskutiert.

Abbildung 6.19 zeigt die Überlagerung der beiden Bilder aus Abbildung 6.18, d. h. die Projektion aller Datenpunkte in die x - y -Ebene, und entspricht damit der Analyse für die sechsfach segmentierten Detektoren, bei denen keine Segmentierung in z -Richtung vorhanden ist. Auch bei der Überlagerung ist eine Unterscheidung der einzelnen Punkte gewährleistet, allerdings wird die Auflösung von Radius und Winkel, bedingt durch den Detektorfrontbereich, verschlechtert auf durchschnittlich 8 mm. Speziell im inneren Bereich werden die Wechselwirkungspunkte entlang r verzerrt, wobei die beiden rechten inneren Punkte direkt auf der Segmentgrenze liegen und daher die Auflösung besonders schlecht ist. Zur Verbesserung könnten die Algorithmen für den inneren Segmentbereich überarbeitet werden, da sich zeigt, dass die einfache Näherung zur Bestimmung der Radien aus der Summe von I_R und I_L (siehe Abschnitt 5.2) nicht zufriedenstellend arbeitet. Ein Ansatz besteht dann wie für den äußeren Bereich darin, die Größe $\ln(I_L \cdot I_R)$ als Ausgangspunkt für die Radiusbestimmung zu verwenden.

Deutlich zeigt sich auch in Abbildung 6.19, dass die 511 keV-Photonen gelegentlich innerhalb eines Segments Compton-gestreut werden, wodurch der Untergrund in der Abbildung entsteht. In diesen Fällen wird zwar die gesamte Energie in einem Segment deponiert, es ist jedoch nicht möglich, den Wechselwirkungsort sehr genau mit dem hier verwendeten Algorithmus zu bestimmen. Inwieweit bei so kleinen Energien das Hauptwechselwirkungsprinzip noch anwendbar ist, könnte eine GEANT-Simulation zeigen, die jedoch jenseits des Rahmens dieser Arbeit lag.

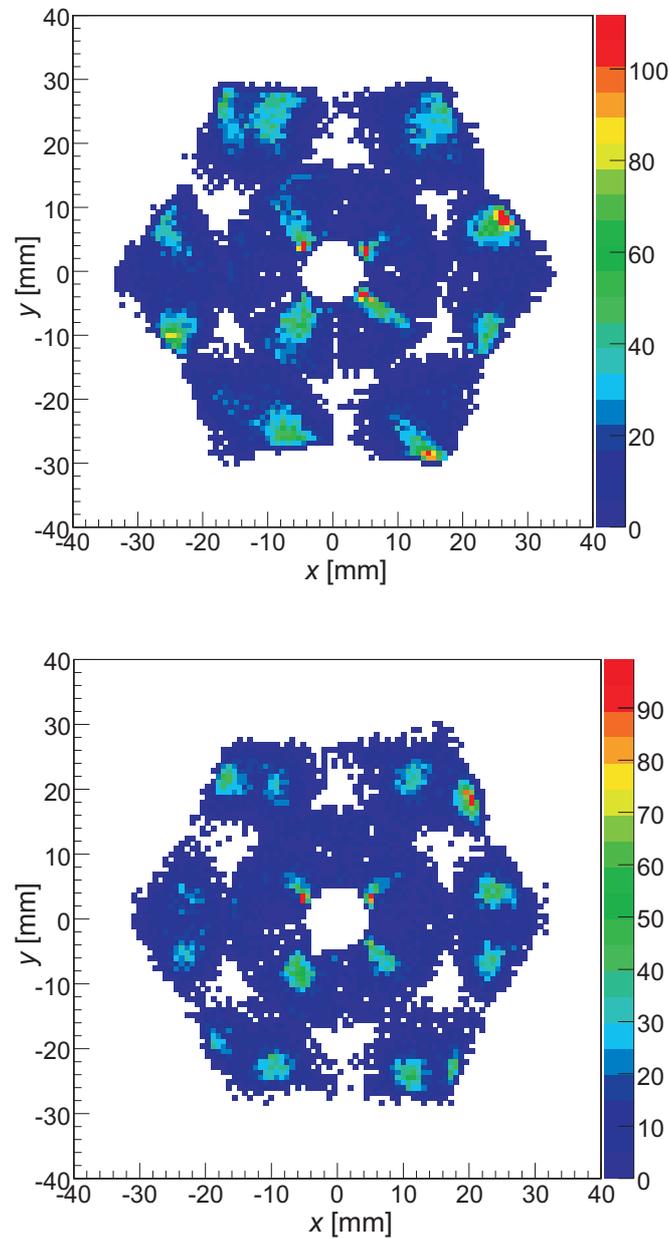


Abbildung 6.18: Kristallebene für vorderen (*oben*) und hinteren Detektorbereich. Die grünen Punkte entsprechen den Löchern des Bleigitters. Leichte Abweichungen der Punkte von der Geometrie des Gitters könnten durch die Kristallorientierung entstehen. Die weißen Bereiche in der Mitte der Segmente entstehen durch nicht optimal angepasste Parameter.

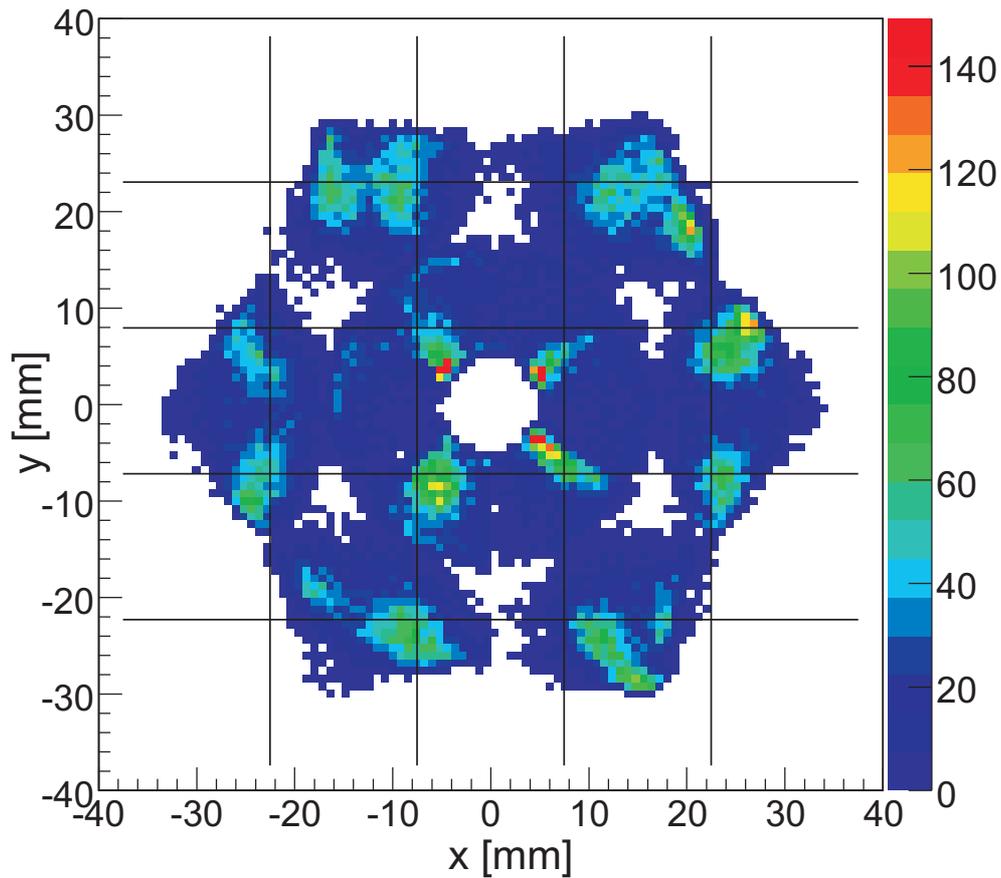


Abbildung 6.19: Ergebnis der Messung mit Bleigitter. Die beiden Abbildungen aus 6.18 wurden überlagert. Die 16 Punkte, welche geometrisch durch das Bleigitter in der Detektorebene kollimiert wurden, können mit der Pulsformanalyse ermittelt werden. Somit kann auch für die sechsfach segmentierten Kristalle eine hervorragende Ortsauflösung abgeschätzt werden. Zur Orientierung sind Linien, entlang denen sich die Löcher des Gitters befinden, eingezeichnet.

Kapitel 7

Ausblick

Im Frühjahr 2006 wurde das Experiment S277 am Fragmentseparator der GSI zur Untersuchung der Struktur von Kernen um ^{54}Ca mittels „Ein-Nukleon-Knockout-Reaktion“ durchzuführen. Dabei wurde erstmals das MINIBALL-Spektrometer eingesetzt, um hochauflösende Gammaskopie bei relativistischen Geschwindigkeiten der Fragmente durchgeführt.

Bei Geschwindigkeiten von $\beta \approx 0,7$ sind die Energien der von den zu untersuchenden Kernen emittierten Photonen im Laborsystem durch den Dopplereffekt stark verschoben. Durch den Einsatz der sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektoren konnte die Energieauflösung im Schwerpunktsystem nach Dopplerkorrektur auf die Segment-schwerpunkte auf $\Delta E_\gamma/E_\gamma = 8\%$ bestimmt werden. Simulationen für das Experiment S277 zeigen, dass die Energieauflösung um mindestens einen Faktor 2 verbessert werden kann, wenn der Wechselwirkungsort der Photonen im Kristall mit einer Genauigkeit von $\Delta x, \Delta y = \pm 5 \text{ mm}$ bekannt ist.

Aufgabe dieser Diplomarbeit war es, eine Pulsformanalyse speziell für die sechsfach segmentierten MINIBALL-Detektoren mit einer Ortsauflösung von einigen Millimetern zu entwickeln. Auf der Basis von Simulationen für die AGATA-Detektoren wurde die Charakteristik der Pulsformen an unterschiedlichen Wechselwirkungsorten studiert. Durch die Anwendung von einfachen digitalen Shaping-Algorithmen konnten die Größen I_L und I_R , die normierten Flächen unter den induzierten Signalen, berechnet werden. Diese Flächen berücksichtigen die wesentlichen Merkmale der Pulsformen. Zur Bestimmung von Radius und Azimutwinkel des Wechselwirkungsorts wurden aus diesen Flächen bekannte Kenngrößen bestimmt ([Wei03, Gun00]). Auf diese Weise konnten Pulsformanalyse-Algorithmen mit nur wenigen Parametern entwickelt werden.

Zur Überprüfung dieser vereinfachten Pulsformanalyse-Methode wurden ein Labor-experiment mit kollimierter ^{137}Cs -Quelle und ein Experiment zur koinzidenten Messung der bei Positronen-Vernichtung entstehenden 511 keV-Photonen an der Positronenquelle des FRM-II (München) durchgeführt. In beiden Experimenten kamen zwölf-fach segmentierte MINIBALL-Detektoren zum Einsatz, wodurch es möglich war, die Pulsform-analyse getrennt für den hexagonalen und den coaxialen Detektorbereich durchzuführen und so ein besseres Verständnis der Randbedingungen der MINIBALL-Detektoren zu bekommen (Kapitel 4). Mit den zwölf-fach segmentierten Kristallen konnte in beiden Experimenten eine Ortsauflösung im Bereich von $\Delta x, \Delta y = 5 \text{ mm}$ (FWHM) erreicht

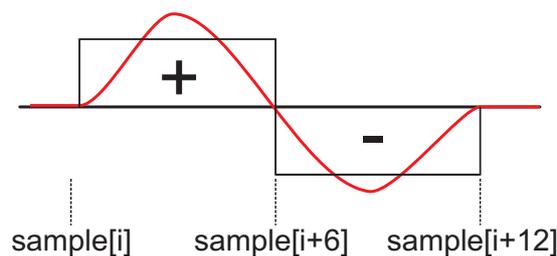


Abbildung 7.1: Digitaler Rechteckshaper zur speziellen Analyse der induzierten Signale mit Vorzeichenwechsel. Rot eingezeichnet ist exemplarisch ein solches Signal.

werden.

Abbildung 6.19 zeigt die mit der vereinfachten Pulsformanalyse ermittelten Wechselwirkungsorte für die Messung mit Positronen-Vernichtungsstrahlung. Wie bereits in Kapitel 6 diskutiert, können alle 16 Punkte, bestimmt durch die Geometrie des Bleigitters, reproduziert werden. Zur Übersicht sind in der Abbildung die Löcher des Bleigitters angedeutet. Nun zeigt sich eine geringe Abweichung der mit der Pulsformanalyse bestimmten Wechselwirkungsorte von den realen Orten. Es muss jedoch angemerkt werden, dass die exakte Position des Bleigitters nicht bekannt ist.

Eine mögliche Erklärung für die systematische Abweichung der Punkte ist die Kristallorientierung. In Kapitel 4 wurde mit Abbildung 4.19 gezeigt, wie sich die Kristallorientierung auf die Driftgeschwindigkeiten beider Ladungsträgerarten auswirkt. Da mit dem zur Bestimmung der Grundgrößen I_L und I_R angewendete Summierer aus Abbildung 5.4 die Amplituden der induzierten Signale und deren Zeitverhalten berücksichtigt werden, zeigt sich auch bei dieser Pulsformanalyse die Abhängigkeit von der Kristallorientierung. Aufgrund der schwächeren elektrischen Felder im vorderen Detektorbereich ist dieser Effekt hier deutlicher sichtbar als im koaxialen Detektorbereich, siehe Abbildung 6.18.

Um diese Abhängigkeit der Drift von der Kristallorientierung in die Pulsformanalyse zu implementieren, muss das Zeitverhalten der Signale an verschiedenen Punkten im Kristall bestimmt werden und für jedes Segment ein weiterer Parameter, welcher diese Abhängigkeit beschreibt, bestimmt werden. Zur Eichung des Zeitverhaltens können beispielsweise die mit der kollimierten ^{137}Cs -Quelle aufgenommenen Daten herangezogen werden.

Desweiteren zeigt Abbildung 6.19, dass die mittleren Segmentbereiche (weiß) in dieser Analyse schlecht reproduziert werden. Dies liegt daran, dass eines der beiden induzierten Signale bei Wechselwirkungen im mittleren Segmentbereich einen Vorzeichenwechsel aufweist und der digitale Summierer aus Abbildung 5.4 in diesem Fall Werte nahe Null liefert, welche in den angewendeten Pulsformanalyse-Algorithmen zur Verfälschung der Wechselwirkungsorte führen.

Gelöst werden kann dieses Problem, indem für Signale mit Vorzeichenwechsel ein anderer Rechteckshaper, wie in Abbildung 7.1 skizziert, eingesetzt wird. Dieser liefert gerade für diese Form der Signale einen Extremalwert. Erste Tests dieses digitalen

Shapers zeigten bereits eine deutliche Verbesserung der Ortsbestimmung, weshalb an der Implementierung in die bestehende Pulsformanalyse gearbeitet wird.

Bei der Analyse der Daten des Testexperiments mit Positronen-Vernichtungsstrahlung zeigte sich außerdem, dass die Radiusbestimmung im inneren Segmentbereich weiter verbessert werden kann. Eine Lösung ist es hier, die bisherige erste Näherung für den Radius aus der Summe der Flächen der linken und rechten induzierten Signale, also $r \propto (I_L + I_R)$, an die Hyperbelform der Kurven gleicher Radien anzupassen, wie für den äußeren Segmentbereich bereits erfolgt. Dadurch erwartet man eine kleinere Verschmierung in radialer Richtung.

Die angesprochene Eichung des von der Kristallorientierung abhängigen Zeitverhaltens gestaltet sich deutlich einfacher als für bisher entwickelte Methoden, da mit dieser Pulsformanalyse nur wenige Parameter an die Eichdaten angepasst werden müssen. Dies ist auch der Grund für die kurzen Rechenzeiten und ermöglicht daher die Implementierung der Analyse direkt in programmierbare Elektronik und eine Pulsformanalyse in Echtzeit.

Für die Auswertung des Experiments S277 wird gegenwärtig an der Implementierung dieser Pulsformanalyse in die gesamte Experimentanalyse, in der alle im Experiment verwendeten Detektoren ausgewertet werden, gearbeitet, da bisher beide Programme separat entwickelt, getestet und angewendet wurden.

Nach der Implementierung muss zuerst untersucht werden, inwieweit die für die Eichdaten ermittelten Parametersätze auf die einzelnen Kristalle anwendbar sind, d. h. es muss jeder der 24 Kristalle einzeln analysiert werden und gegebenenfalls müssen die Parameter anhand der ^{60}Co - oder ^{152}Eu -Eichdaten optimiert werden. Als Kriterium kann hier allerdings nur eine Gleichverteilung der ersten Wechselwirkungsorte über den Kristall dienen. Anschließend soll die Optimierung der Parameter auch auf Segmentebene durchgeführt werden, was aufgrund der guten Statistik der Daten möglich sein muss. Dieselbe Vorgehensweise ist für die Doppler-korrigierten Daten geplant, um eventuell vorhandene Schwankungen im Offset für jedes Segment getrennt zu berücksichtigen.

Nach Abschluss der Optimierung der Parametersätze muss die Kristallstruktur, wie im Fall der FRM-II-Daten sichtbar sein. Dieser Effekt kann, wie oben bereits angedeutet, durch einen weiteren Parameter, der für alle Kristalle gleich sein sollte, korrigiert werden. Nach Durchführung der einzelnen Schritte zur Optimierung der Parameter soll die in der Simulation gezeigte Energieauflösung mit Hilfe der vereinfachten Pulsformanalyse erzielt werden. Ergebnisse des Experiments S277 und speziell die Anwendung der Pulsformanalyse auf die Experimentdaten werden in der Doktorarbeit von P. Maierbeck diskutiert [Mai07].

Abbildungsverzeichnis

1.1	Einteilchen-Energieniveaus für Calcium ohne Restwechselwirkung	2
1.2	Einteilchen-Energieniveaus für Calcium mit Restwechselwirkung	3
2.1	Winkelauflösung und Dopplerverbreiterung	8
2.2	Energiespektrum von ^{60}Co	12
2.3	Wirkungsquerschnitt für Germanium	13
2.4	Reichweite von Elektronen in Germanium	15
2.5	Anisotropie in Germanium	17
2.6	Bandstruktur und Fermiflächen von Germanium	17
3.1	Schematische Darstellung einer Knockout-Reaktion	19
3.2	Theoretische Impulsverteilung für ^{51}Ca	20
3.3	Geländeübersicht der Forschungsanlage GSI	22
3.4	Fragmentseparator an der GSI	22
3.5	Experimentaufbau S277	23
3.6	MINIBALL-Halterung für das Experiment S277	24
3.7	Kanten der Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca} + \text{n}$	26
3.8	Berechnete Segmentenschwerpunkte der acht MINIBALL-Cluster	27
3.9	Unkorrigierte Energiespektren für die Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca} + \text{n}$	28
3.10	Simulierte Energiespektren für die Reaktion $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{47}\text{Ca} + \text{n}$	29
4.1	Fotografie eines MINIBALL-Detektors	32
4.2	MINIBALL-Kristall	33
4.3	Abmessung eines MINIBALL-Kristalls	34
4.4	Vorverstärkerplatten für einen MINIBALL-Kristall	35
4.5	Schematische Darstellung eines <i>DGF-4C</i> -Kanals	36
4.6	Digitale Filter des <i>DGF-4C</i> -Moduls zur Energiebestimmung	36
4.7	Fotografie einer <i>DGF-4C</i> -Platine	38
4.8	Prozentualer Energieverlust beim Compton-Effekt	39
4.9	Streuwahrscheinlichkeit beim Compton-Effekt nach der Klein-Nishina- Formel	40
4.10	Äquipotenziallinien des <i>weighting</i> -Feldes	41
4.11	AGATA-Gitter in der <i>x-y</i> -Ebene	42
4.12	Simulierte Pulsformen 1	43
4.13	Simulierte Pulsformen 2	45

4.14	Simulierte Pulsformen 3	45
4.15	Funktion des <i>Steepest-Slope</i> -Algorithmus	47
4.16	Abhängigkeit der Drift der Ladungsträger von der Detektortiefe	50
4.17	Äquipotenziallinien des <i>weighting</i> -Feldes in x - z -Ebene	50
4.18	Vorzeichenkombinationen der induzierten Signale in Abhängigkeit von der Detektortiefe	52
4.19	T90-Zeiten	53
5.1	Simulierte Wechselwirkungspunkte in kartesischen und Polarkoordinaten	56
5.2	Ladungs- und induzierte Signale im Experiment	57
5.3	Bestimmung der Amplitude eines induzierten Signals	57
5.4	Digitaler Summierer zur Bestimmung der Flächen I_L und I_R	58
5.5	Korrelation der normierten Flächen I_L und I_R	59
5.6	Zuordnung einzelner Segmentbereiche in den I_L - I_R -Korrelationsplot . .	60
5.7	Definition von Radius und Azimutwinkel	62
5.8	Winkel und Radius im I_L - I_R -Korrelationsplot	62
5.9	Winkeltransformation des inneren Segmentbereichs	64
5.10	Radiustransformation des inneren Segmentbereichs	65
5.11	Gleichverteilung für den inneren Segmentbereich	66
5.12	Winkeltransformation des äußeren Segmentbereichs	67
5.13	Radiustransformation des äußeren Segmentbereichs	69
5.14	Gleichverteilung für den äußeren Segmentbereich	70
5.15	I_R - I_L -Korrelation für den mittleren Segmentbereich	71
5.16	Gleichverteilung für den mittleren Segmentbereich	71
5.17	Gleichverteilung für alle Segmentbereiche	72
6.1	Skizze eines zwölfmal segmentierten Kristalls	75
6.2	Abmessungen des Kollimators	76
6.3	Foto des Kollimatoraufbaus	77
6.4	Abgerasterte Kollimatorpunkte	78
6.5	Kollimatorexperiment: Signale des getroffenen Segments	80
6.6	I_R - I_L -Korrelation und x - y -Korrelation für Punkt 28	81
6.7	I_R - I_L -Korrelation und x - y -Korrelation für Punkt 22	83
6.8	Erreichte Ortsauflösung	84
6.9	I_R - I_L -Korrelation und x - y -Korrelation für Punkt 18	85
6.10	I_R - I_L -Korrelation und x - y -Korrelation für Punkt 23	86
6.11	Energiekorrelation beider Kristalle	87
6.12	Foto des Experimentaufbaus am FRM-II	88
6.13	Skizze des Experimentaufbaus am FRM-II	89
6.14	Anordnung der Kristalle im Experiment am FRM-II	89
6.15	Korrelation der getroffenen Segmente beider Kristalle	90
6.16	Energiespektrum von ${}^7\text{Be}$	91
6.17	Ortsauflösung im Experiment am FRM-II	92
6.18	Reproduktion der Wechselwirkungsorte in der x - y -Ebene	94

6.19	Ergebnis der Messung mit Bleigitter	95
7.1	Digitaler Rechteckshaper zur Analyse der Signale mit Vorzeichenwechsel	98

Literaturverzeichnis

- [Aum05] T. Aumann, *The European Physical Journal A* 26 (2005) 441–478.
- [Bar93] J. S. Barney, *Scatter correction in positron volume imaging*, Ph.D. thesis, Simon Fraser University, 1993.
- [Bru06a] B. Bruyneel, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 569 (2006) 764–773.
- [Bru06b] B. Bruyneel, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 569 (2006) 774–789.
- [Bru06c] B. Bruyneel, *Characterization of Segmented Large Volume, High Purity Germanium Detectors*, Ph.D. thesis, Universität zu Köln, 2006.
- [Cor04] D. CortinaGil et al., *Physical Review Letters* 93 (2004) 062501.
- [Des05] M. Descovich, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 553 (2005) 512–521.
- [Ebe01] J. Eberth et al., *Progress in Particle and Nuclear Physics* 46 (2001) 389–398.
- [Gam97] L. P. Gamir, *A new method for the determination of the entry position of gamma-rays in high purity germanium detectors by current pulse shape analysis*, Ph.D. thesis, Cranfield University, 1997.
- [Gei90] H. Geissel et al., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A* 286 (1990) 160–168.
- [Gun00] C. Gund, *The 6-fold segmented MINIBALL-Modul, Simulation and Experiment*, Ph.D. thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2000.
- [Hom02] M. Homma, T. Otsuka, B. Brown, and T. Mizusaki, *Physical Review C* 65 (2002) 061301.
- [Hug04] C. Hugenschmidt, G. Kögel, R. Repper, P. Sperr, B. Strasser, and W. Triftshäuser, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B* 221 (2004) 160–164.
- [Krü03] R. Krücken et al., GSI Proposal für das Experiment S277 .

- [Lau04] M. Lauer, *Digital Signal Processing for segmented HPGe Detectors Preprocessing Algorithms and Pulse Shape Analysis*, Ph.D. thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2004.
- [Leo94] W. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer Verlag, , 2 edition, 1994.
- [Mai06] P. Maierbeck, *persönliche Mitteilung*, 2006.
- [Mai07] P. Maierbeck, *Dissertation, in Bearbeitung*, 2007.
- [Met86] V. Metag, D. Habs, and D. Schwalm, *Comments Nuclear Particle Physics* 16 (1986) 213.
- [Mih00] L. Mihailescu, *Principles and methods for γ -ray tracking with large volume germanium detectors*, Ph.D. thesis, Rheinische Friedrich-Wilhelm-Universität Bonn, 2000.
- [Muk76] T. Mukoyama, *Nuclear Instruments and Methods* 134 (1976) 125–127.
- [Nie05] O. T. Niedermaier, *Low-Energy Coulomb Excitation of the Neutron-Rich Mg Isotopes ^{30}Mg and ^{32}Mg* , Ph.D. thesis, Ruprecht-Karls-Universität Heidelberg, 2005.
- [Ots01] T. Otsuka, R. Fujimoto, Y. Utsuno, B. Brown, M. Honma, and T. Mizusaki, *Phys. Rev. Lett.* 87(8) (2001) 082502.
- [Sch95] R. Schneider et al., *Nuclear Physics A* 588 (1995) 191c–196c.
- [Sch06] M. Schlarb, *persönliche Mitteilung*, 2006.
- [Sie68] K. Siegbahn, *Alpha-, Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy*, North Holland Publishing Company, Amsterdam, 3 edition, 1968.
- [Sie80] R. W. Siegel, in *Annual review of materials science. Volume 10. (A80-46001 20-23) Palo Alto, Calif., Annual Reviews, Inc., 1980, p. 393-425.*, 393–425, 1980.
- [Sim05] J. Simpson, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 31 (2005) S1801–S1806.
- [Sto] A. Stolz, *Technical Manual Ionisation Chamber MUSIC80*.
- [Wei03] D. Weißhaar, *MINIBALL Ein neuartiges Gamma-Spektrometer mit ortsauflösenden Germaniumdetektoren*, Dissertation, Universität zu Köln, 2003.
- [XIA04] XIA, *User's Manual Digital Gamma Finder (DGF) DGF-4C; www.xia.com/DGF-4C.html*, 2004.

Danke!

Als erstes möchte ich mich bei Prof. Reiner Krücken bedanken, der mir ermöglichte, an seinem Lehrstuhl diese Diplomarbeit zu schreiben. Seine stets offene Tür und seine Unterstützung trugen sehr zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Auch bei allen E12-Mitarbeitern möchte ich mich für die nette Atmosphäre am Lehrstuhl bedanken, sei es bei kurzen „Schwätzla“ auf dem Gang oder beim gemeinsamen Kaffee- und Teetrinken. Und beim Arbeiten!

Mein besonderer Dank gilt Roman „des kann net sein“ Gernhäuser. Ohne ihn wäre diese Arbeit nicht möglich gewesen. Durch seine Geduld, sein geballtes Fachwissen und seinen Humor habe ich viel über Physik und manches fürs Leben gelernt.

Auch Ludwig „da schreibsch einfach ne Funktion“ Maier und Peter Maierbeck möchte ich danken. Ludwig hat mir mit stoischer Geduld und schwäbischer Gründlichkeit die ersten Schritte des Programmierens beigebracht. Meinem Elite-Doktoranden Peter danke ich besonders für die zwei Monate an der GSI, als er mich ins harte aber amüsante Physikerdasein einführte.

Sonja Winkler danke ich für die Einführung ins Diamantgeschäft und die vielen guten Gespräche.

Bei „meinem“ Zimmer möchte ich mich für die angenehme und witzige Atmosphäre bedanken.

Besonders Michael, Vinzenz, Tassilo und Benjamin danke ich für ihre Hilfe beim Beseitigen jeglicher Art von Problemen und Anfängerfehlern.

Bei Michael Schlarb möchte ich mich für die stetige Versorgung mit AGATA-Simulations-Bildchen bedanken, die mir immer sehr weitergeholfen haben.

Bei meinen Eltern bedanke ich mich für die bedingungslose Unterstützung.

Danke an David!

Danke an alle! Es war ein tolles Jahr!

Erklärung

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.
