

Institut für Kernphysik

Universität zu Köln

**Koinzidenzmessungen und Ortsbestimmung
mit einer Compton-Kamera**



Bachelorarbeit

Betreut durch Herrn Prof. Dr. Peter Reiter

Vorgelegt von Lars Lewandowski

Matrikelnummer 4872509

April 2012

Inhaltsverzeichnis

1	Motivation	5
2	Theoretische Grundlagen	6
2.1	Gammaspektroskopie	6
2.1.1	Photoeffekt	6
2.1.2	Comptoneffekt	8
2.1.3	Paarbildung	10
2.2	Alpha-Strahlung	11
2.3	Halbleiterdetektoren	12
2.3.1	n-Dotierung	13
2.3.2	p-Dotierung	15
2.3.3	p-n-Übergang	16
2.4	Digitale Datenerfassung	17
2.5	Pulse-Shape-Analysis	18
2.6	Grundprinzip einer Comptonkamera	19
3	Versuchsaufbau	23
3.1	Der Silizium-Detektor	23
3.1.1	Auslese der n-Seite	23
3.1.2	Auslese der p-Seite	25
3.1.3	Die Pixie-Elektronik	26
3.2	Datenerfassung	29
3.3	Messtechnische Umsetzung	30
3.4	Aufbau der Compton-Kamera	33
3.4.1	Aufbau für Vorwärtsstreuung	33
3.4.2	Aufbau für große Streuwinkel	34
3.4.3	Hochsegmentierter HPGe-Detektor als Compton-Kamera	35
4	Erste Messungen mit dem DSSD und HPGe-Detektor	36
4.1	Test mit einer Alpha-Quelle	36
4.2	Analoge Messung von ^{241}Am	38
4.3	Messungen mit der digitalen Spektroskopielektronik	39
4.3.1	Effizienz des HPGe-Detektors	41
5	Koinzidenzmessungen	45
5.1	Kalibration und Alignment der DSSD-Streifen	47

5.2	Nachweiswahrscheinlichkeit	50
5.3	Charge Sharing	52
5.4	Energieauflösung	53
5.5	Ortsbestimmung	55
6	Zusammenfassung und Ausblick	60
7	Anhang	62
	Literatur	65
	Abbildungsverzeichnis	67
	Tabellenverzeichnis	69
8	Danksagung	70
9	Eidesstattliche Erklärung	71

1 Motivation

In dieser Bachelorarbeit wird ein Silizium-DSSD (Double-Sided-Strip-Detector) in Betrieb genommen und getestet, um in Kombination mit einem bereits abgenommenen hochsegmentiertem HPGe-Detektor den Aufbau einer Compton-Kamera zu vervollständigen. Mit dieser sollen $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen zwischen dem DSSD und dem HPGe-Detektor nachgewiesen und γ -Imaging betrieben werden. In dem DSSD findet dabei eine Comptonstreuung statt und das gestreute Gammaquant wird im HPGe-Detektor registriert. Die Informationen über die Orte der Wechselwirkungen und die Energiedepositionen in beiden Detektoren werden genutzt, um die Position der Quelle zu bestimmen. Für den Siliziumdetektor wurde bereits ein leichtes und flexibles Gehäuse mit rauscharmen Vorverstärkern entwickelt [15]. Für die digitale Verarbeitung der Daten wird das Auslesesystem PIXIE-16 der Firma XIA verwendet. Ein wesentlicher Unterschied zu bereits entwickelten Compton-Kameras, die in der Regel aus zwei planaren Ge-Detektoren bestehen, ist die Verwendung des 36-fach segmentierten HPGe-Detektors. Damit ist es möglich den Aufbau nicht nur unter Koinzidenz beider Detektoren, sondern auch den HPGe-Detektor alleine als Compton-Kamera zu betreiben. Dies erhöht die Effizienz der Kamera und ist insbesondere bei Experimenten mit geringer Statistik interessant. Anwendungsmöglichkeiten einer Compton-Kamera liegen in der Nuklearmedizin, wobei der Ort und die Konzentration von Tracern (z. B. Tumor-Markern) bestimmt und damit eine gezielte Behandlung ermöglicht wird. Weitere Anwendungen können in der Strahlenschutzsicherheit oder im Grenzschutz liegen. Anwendungen in der Forschung finden sich im Bereich der Astrophysik oder in Beschleunigerexperimenten, bei denen erwünschte und unerwünschte Events mit der Compton-Kamera unterschieden werden können.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Gammaskopie

Die wesentlichen Effekte, die zum Energieverlust von Gammastrahlung in Materie führen, sind:

- Photoeffekt
- Comptonstreuung
- e^+e^- -Paarbildung

Dabei sind die Wirkungsquerschnitte von der Gammaenergie und der Protonenzahl Z des Detektormaterials abhängig.

2.1.1 Photoeffekt

Bei dem Photoeffekt wird ein Photon von einem Elektron absorbiert. Dabei wird das zu dem Elektron gehörende Atom ionisiert. Für den Photoeffekt muss die Energie des Photons mindestens so groß wie die Bindungsenergie des Elektrons sein. Die überschüssige Energie wird in kinetische Energie des Elektrons umgewandelt. Das heißt, dass beim Photoeffekt die gesamte Energie des Photons absorbiert wird und damit ein scharfer Peak im Spektrum erscheint.

$$h\nu = E_A + E_{Kin,e} \quad (2.1)$$

Dabei ist E_A die Austrittsarbeit und $E_{Kin,e}$ die kinetische Energie der Photoelektronen. Die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung kann durch einen Wirkungsquerschnitt angegeben werden. Der Photoeffekt tritt vor allem bei niedrigen Energien und höheren Kernladungen Z auf. Die Abhängigkeiten sind

$$\sigma_{\text{Photoeffekt}} \propto Z^5 E_\gamma^{-3,5} \quad (2.2)$$

2.1.1 Photoeffekt

Allerdings gilt diese Abhängigkeit nur für den Energiebereich $E_\gamma \ll m_e c^2$. Für $E_\gamma \gg m_e c^2$ gilt näherungsweise $\sigma_{\text{Photoeffekt}} \propto E_\gamma^{-1}$. [11]

Der hier verwendete Detektor ist ein Silizium-Halbleiterdetektor, d.h. $Z=14$. Die zu erwartende Zahl der Photoabsorptionen ist

$$N_{WW} = \frac{\sigma_{Ph} N_{in} N}{A} \quad (2.3)$$

Dabei ist N_{WW} die Zahl der zu erwartenden Wechselwirkungen, N_{in} die Zahl der einfliegenden Gammaquanten, N die Zahl der Atome im Detektionsvolumen und A die Fläche des Detektors. Diese Formel gilt nur für die Annahme, dass sich die einzelnen Atome nicht „überschatten“, was hier aber gegeben ist, da der Detektor nur etwa 1 mm dick ist. Eine genauere Abschätzung des Wirkungsquerschnitts für den Photoeffekt erhält man für niedrige Energien $\epsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2} < 1$ durch

$$\sigma_{\text{Photoeffekt}} = \frac{32\sqrt{2}}{3} \alpha^4 \pi r_e^2 \frac{Z^5}{\epsilon^{-3,5}} \quad [11] \quad (2.4)$$

Für hohe Energien $\epsilon \gg 1$ gilt näherungsweise

$$\sigma_{\text{Photoeffekt}} = 4\pi r_e^2 \alpha^4 \frac{Z^5}{\epsilon} \quad [11] \quad (2.5)$$

Dabei ist α die Feinstrukturkonstante und r_e der klassische Elektronenradius mit $r_e \approx 2,8 \text{ fm}$. Der tatsächliche Wirkungsquerschnitt hat Singularitäten in der ersten Ableitung bei Energien, die der Energie der einzelnen Schalen entsprechen, d.h. der Wirkungsquerschnitt springt, siehe Abbildung 2.1. Dies hat hier aber keinen wesentlichen Einfluss, da die Energie der mit dem Siliziumdetektor messbaren Gammaquanten größer ist als die mittlere Bindungsenergie der K-Schale. Für typische Gammaenergien stammt das Photoelektron aus der K-Schale des Atoms. Der leere Platz in der Schale wird von Elektronen aus höheren Schalen gefüllt. Dabei kann entweder Röntgenstrahlung ausgesendet werden oder die Energie wird auf ein Auger-Elektron übertragen, welches das Atom verlässt. Diese haben aufgrund ihrer geringen Energie eine sehr kurze Reichweite, die Röntgenstrahlen haben aber Reichweiten von typischerweise bis zu 1 mm. Der Großteil der Energie liegt zwar bei dem Photoelektron, ein Teil aber auch bei den Röntgenstrahlen (bzw den Auger-Elektronen), wovon erstere den Detektor verlassen können. [7]

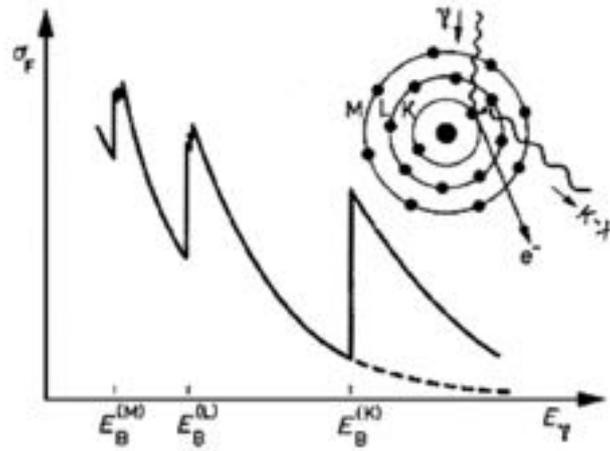


Abbildung 2.1: Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt in Abhängigkeit von der Energie des Photons. Man sieht die $E_\gamma^{-3,5}$ Abhängigkeit und das Springen des Wirkungsquerschnitts bei Erreichen der verschiedenen Schalenenergien, da die Energie des Gammaquants dann auch reicht, um die Elektronen in dieser Schale zu ionisieren. [11]

2.1.2 Comptoneffekt

Beim Comptoneffekt streut ein Photon an einem Elektron und wird um einen Winkel θ abgelenkt. Dabei wird ein Teil der Energie auf das Elektron übertragen. Dieser Anteil ist abhängig von dem Winkel θ . Wenn man das Elektron als ungebunden und ruhend annimmt erhält man aus Energie- und Impulserhaltung

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos(\theta))} \quad [7] \quad (2.6)$$

Das heißt für kleine Winkel ist der Energieverlust minimal und für $\theta = \pi$ (Rückstreuung) maximal. Die Wahrscheinlichkeit für eine Comptonstreuung ist proportional zu der Zahl der Elektronen: $\sigma_{\text{Compton}} \propto Z$. Der Wirkungsquerschnitt für die Comptonstreuung wird differentiell für einen Raumwinkel Ω angegeben und ist durch die Klein-Nishina-Formel gegeben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z r_e^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos(\theta))} \right)^2 \frac{1 + \cos^2(\theta)}{2} \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos(\theta))^2}{(1 + \cos^2(\theta))[1 + \alpha(1 - \cos(\theta))]} \right) \quad [16] \quad (2.7)$$

Den totalen Wirkungsquerschnitt erhält man dann durch Integration über den gesam-

2.1.2 Comptoneffekt

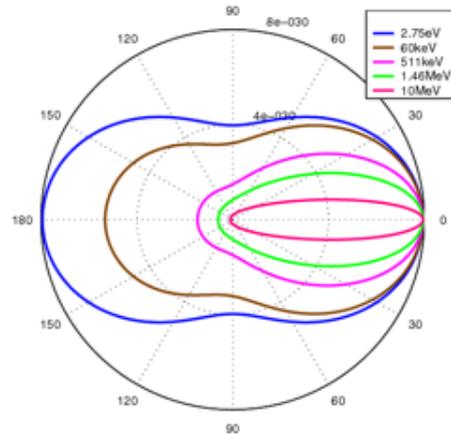


Abbildung 2.2: Verteilung der Streuwinkel nach Klein-Nishina für verschiedene γ -Energien. Man sieht, dass für kleine Energien Rückstreuung genauso wahrscheinlich ist wie Vorwärtsstreuung und für höhere Energien Rückstreuung immer unwahrscheinlicher wird.

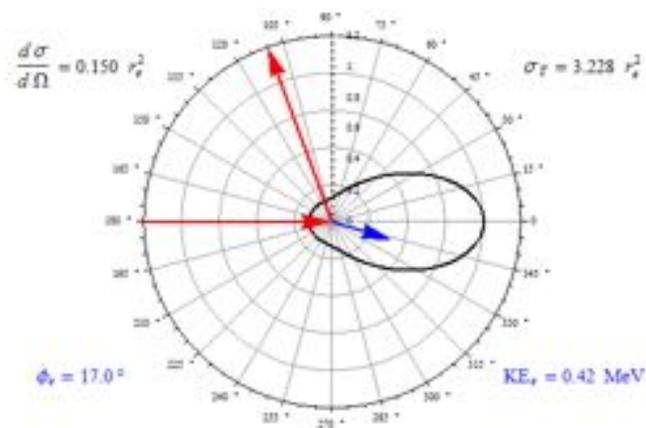


Abbildung 2.3: Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt für die ^{137}Cs -Energie von 661 keV. Dieses wird in der Arbeit des öfteren verwendet. Betrachtet wird hier eine Streuung um 110° . Der differentielle Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ für eine solche Streuung beträgt $0,15r_e^2$. Dabei ist r_e^2 der klassische Elektronenradius. Das Elektron wird um $\Phi_e = 17^\circ$ abgelenkt und hat eine kinetische Energie von $KE_e = 0,42 \text{ MeV}$. Der gesamte Wirkungsquerschnitt nach Integration über alle Winkel beträgt $\sigma_T = 3,228r_e^2$. [4]

ten Raumwinkel. Nach Gleichung 2.6 ist der Energieverlust begrenzt, d.h. es gibt einen maximalen Energieverlust für ein Photon bestimmter Energie. Dieser ist für $\theta = \pi$ gegeben, was einer Rückstreuung des Photons entspricht. Dadurch entsteht im Spektrum ein Kontinuum, das durch eine Kante, der Compton-Kante, begrenzt ist. Da nach dem Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt kleine Winkel und Winkel um $\theta = \pi$ bevorzugt werden, ist das Kontinuum leicht gekrümmt, wobei die Krümmung von der Energie des Photons abhängt, wie man an Abbildung 2.2 sehen kann. Dieses ideale Kontinuum erhält man genau dann, wenn die gestreuten Photonen den Detektor verlassen, ohne erneut zu wechselwirken. Ansonsten addieren sich die deponierten Energien zu einer gemessenen Gesamtenergie, da die Flugzeit der Photonen im Detektor im Vergleich zu der Sammelzeit des Detektors extrem klein ist. Im Spektrum ist deshalb der Bereich zwischen Compton-Kante und Photopeak nicht leer, die dortigen Energien stammen von multiplen Compton-Streuungen. Da für die Verwendung des Aufbaus als Compton-Kamera nur einzelne Compton-Streuungen gewünscht sind, wird ein sehr dünner Detektor verwendet, sodass die Wahrscheinlichkeit für eine zweite Wechselwirkung gering ist. Bei der Herleitung wurde angenommen, dass das Elektron ruht und ungebunden ist. Dies ist im Detektormaterial natürlich nicht der Fall. Allerdings ist die dadurch verursachte Abweichung von den Vorhersagen gering und ist nur in Detektoren mit sehr guter Auflösung zu bemerken. Im Vergleich zu der Auflösung des verwendeten Siliziumdetektors ist dieser Effekt vernachlässigbar. [7]

2.1.3 Paarbildung

Bei Gamma-Energien von mehr als 1022 keV kann der Effekt der Paarbildung auftreten. Dabei entstehen aus dem Photon in der Nähe eines Atomkerns ein Elektron-Positron-Paar. Da die Ruheenergien von Elektron und Positron je 511 keV betragen, muss die Energie des Photons wegen Energieerhaltung mindestens 1022 keV betragen (zusätzlich zur Rückstoßenergie des Kerns, der diese aufgrund der Impulserhaltung hat. Diese Energie ist aber wegen der großen Massenunterschiede von Kern und Elektron vernachlässigbar), damit der Effekt auftreten kann. Zusätzliche Energie des Photons wird in kinetische Energie des e^+e^- -Paares umgewandelt. Es gilt also:

$$h\nu = E_{e^+} + E_{e^-} - 2m_e c^2 \quad (2.8)$$

Elektron und Positron verlieren im Detektormaterial relativ schnell ihre kinetische Energie, sodass eine Energie von $h\nu - 2m_e c^2$ detektiert wird. Zusätzlich wird das Positron aber

auch noch mit einem Elektron des Detektormaterials annihilieren, sobald es den wesentlichen Teil seiner kinetischen Energie verloren hat. Dabei entstehen zwei Photonen mit einer Energie von je 511 keV. Nur wenn diese beiden Photonen das Detektorvolumen ohne Wechselwirkung verlassen, wird letztlich auch die Energie $h\nu - 2m_e c^2$ gemessen. Deshalb spricht man bei dem bei dieser Energie auftretenden Peak auch von einem Double-Escape-Peak. Entsprechend gibt es auch einen Single-Escape-Peak bei $h\nu - m_e c^2$. Verlassen hingegen beide Annihilationsphotonen den Detektor nicht, trägt die gesamte Wechselwirkung nur zum Full-Energy-Peak $h\nu$ bei. Paarbildung kann zwar ab Energien von 1022 keV auftreten, tatsächlich dominant wird der Effekt aber erst ab Energien von 5-10 MeV. Da die Quellen mit höchster Energie, die verwendet werden, ^{60}Co ($h\nu=1173$ keV und 1332 keV) oder ^{152}Eu sind, wird die Paarbildung keine wesentliche Rolle spielen. [7]

2.2 Alpha-Strahlung

Da in der Arbeit einige Messungen mit Alpha-Strahlung durchgeführt werden, wird an dieser Stelle kurz auf den theoretischen Hintergrund eingegangen. Bei Alpha-Teilchen handelt es sich um ^4_2He -Kerne. Das Alpha-Teilchen wird von einem Mutterkern ausgesendet:



Der Mutterkern gewinnt dabei Energie. Der Zerfall beruht auf dem quantenmechanischen Tunneleffekt, da das Alpha-Teilchen eine Coulomb-Barriere überwinden muss, dessen Potential höher ist als die eigene Energie. Das Alpha-Teilchen kann allerdings mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit > 0 durch dieses Potential hindurchtunneln. Die Gesamtwahrscheinlichkeit für den Zerfall pro Zeiteinheit ist dann gegeben mit

$$W = S \cdot P \cdot \omega \quad (2.10)$$

Dabei ist P die Tunnelwahrscheinlichkeit, S die Wahrscheinlichkeit, dass sich im Kern bereits ein Alpha-Teilchen gebildet hat, und ω die Frequenz, mit der das Teilchen auf das Potential trifft. ^4_2He ist ein doppelt magischer Kern, da er über abgeschlossene Neutron- und Protonschalen verfügt. In guter Näherung kann $S \approx 1$ angenommen werden. Bei dem Alpha-Zerfall handelt es sich um einen Zweikörper-Zerfall. Da Energie des Anfangs- und Endzustandes des Mutterkerns fest sind, ergibt sich ein Spektrum mit diskreten Energien.

Der Mutterkern ist nach dem Zerfall oft noch in einem angeregten Zustand und geht über γ -Emmission in den Grundzustand. Typische Alpha-Energien liegen in der Größenordnung von einigen MeV.

Alpha-Strahlen sind in Materie sehr kurzreichweitig. Die Reichweite in Luft beträgt einige cm, in fester Materie liegt sie in der Größenordnung von μm . Die Abstopfung erfolgt über inelastische und elastische Stöße mit den Hüllenelektronen. Da die Zahl der Stöße und der Stoßparameter gaussverteilte Größen sind, ist auch die Restenergie und die Winkelabweichung von dem geraden Durchgang nach Durchquerung einer Strecke x gaussverteilt. Das Bremsvermögen wird durch die Bethe-Bloch-Gleichung [3] beschrieben (bei der allerdings nur inelastische Stöße mit Elektronen berücksichtigt werden). Die Gleichung ist hier in ihrer nicht-relativistischen Form angegeben, da sich Alpha-Teilchen aufgrund ihrer relativ hohen Masse in der Regel nur mit Geschwindigkeiten $\beta \ll 1$ bewegen.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4NZ\pi z^2 e^4}{m_e v^2} \ln\left(\frac{2m_e v^2}{I}\right) \quad [7] \quad (2.11)$$

Dabei ist N die Zahl der Atome pro Volumeneinheit, z die Ladungszahl des gestoppten Teilchens (hier $z=2$), Z die Ladungszahl und I die durchschnittliche Ionisierungsenergie des stoppenden Materials.

2.3 Halbleiterdetektoren

In einem Halbleiter ist die Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband relativ klein (bei Silizium beträgt diese 1,1 eV). Im Gegensatz dazu ist die Energielücke in einem Isolator bedeutend größer (>5 eV) und in einem Leiter ist das oberste besetzte Band nicht vollständig gefüllt. Das führt dazu, dass in einem Leiter geringste Anregungen ausreichen, damit Elektronen überhalb der besetzten Zustände liegen. Bei Halbleitern ist bereits eine gewisse Energie nötig, um das Elektron in das Leitungsband zu heben. Dies kann z. B. durch thermische Anregung passieren. Bei einer gegebenen Temperatur ist also immer ein bestimmter Anteil der Elektronen in einem Halbleiter im Leitungsband. Das bedeutet aber auch, dass für jedes angeregte Elektron ein positiv geladenes Atom existiert. Dies entspricht der Abwesenheit einer negativen Ladung, die man als Loch (hole) bezeichnet und man kann dem Loch deshalb eine positive Ladung zuweisen. Es verhält sich in einem elektrischen Feld entsprechend. Die auf diese Weise durch thermische Anregungen erzeugten

2.3.1 n-Dotierung

Elektron-Loch-Paare tragen zur Leitfähigkeit eines Halbleiters bei. Die Wahrscheinlichkeit ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen ist gegeben mit

$$p(T) = CT^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad [7] \quad (2.12)$$

Wobei C eine materialspezifische Konstante und E_g die Energie der Bandlücke ist. Gleichung 2.12 zeigt, dass die Wahrscheinlichkeit einer thermischen Anregung vor allem von dem Verhältnis der Energielücke zu der zur Temperatur äquivalenten Energie $k_B T$ abhängt. Deshalb treten thermische Anregungen im Wesentlichen nicht bei Isolatoren auf.

Da aber Elektron-Loch-Paare durch geladene Teilchen (welche Sekundärteilchen eines einfallenden Photons sein können) erzeugt werden sollen, ist diese thermische Anregung in Halbleiterdetektoren unerwünscht. Legt man ein elektrisches Feld an, werden die Elektronen und Löcher entsprechend angezogen. Ihre Bewegung entspricht dabei einer Superposition aus zufälliger thermischer Bewegung, Stößen und der durch das elektrische Feld verursachten Driftgeschwindigkeit. Die Driftgeschwindigkeit ist bei geringen Feldstärken proportional zu der angelegten Spannung, geht aber bei hohen Spannungen in eine Sättigung. Typischerweise werden Halbleiterdetektoren bei Spannungen betrieben, bei der die Driftgeschwindigkeit die Sättigung erreicht hat. Diese liegt in der Größenordnung von 10^7 cm/s, was sowohl für das Elektron als auch das Loch gilt, da beide eine ähnliche Beweglichkeit μ haben. [7].

2.3.1 n-Dotierung

Die Leitfähigkeit eines Halbleiters sollte also durch die intrinsische Dichte der Elektronen n_i und die Dichte der Löcher p_i gegeben sein. Praktisch ist das aber nicht der Fall, da Unreinheiten in den Materialien einen viel größeren Einfluss haben. Dies ist auch dann der Fall, wenn man hochreine Materialien verwendet, da der Reinheitsgrad technisch begrenzt ist. Deshalb versucht man die Eigenschaften eines Halbleiters gezielt durch Einbringen von Unreinheiten, genannt Dotierung, zu verändern. Vorzugsweise verwendet man dafür Elemente, die ein Valenzelektron mehr oder weniger als das Halbleiterelement haben.

Silizium (oder Germanium) ist in der vierten Hauptgruppe. Verwendet man zur Dotierung z.B. Phosphor aus der fünften Hauptgruppe (d.h. einen Elektronen-Donator) wird das Silizium an einigen Stellen im Gitter durch Phosphor substituiert. Dabei bleibt unweigerlich ein Elektron ohne kovalente Bindung. Dieses ist nun nur sehr leicht gebunden und kann als

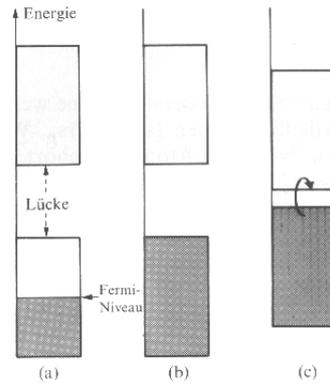


Abbildung 2.4: Erklärung von Leiter, Isolator und Halbleiter durch das Bändermodell. Wenn das oberste Band nur teilweise gefüllt ist, sind die Elektronen mit der höchsten Energie beweglich und man spricht von einem Leiter. Ist das Band vollständig besetzt und die Energielücke groß, handelt es sich um einen Isolator. Bei einem vollständig besetzten Band und einer kleinen Energielücke kann ein Halbleiter vorliegen. [5]

Leitungselektron verwendet werden, da das Verhältnis von Anregungsenergie zu absoluter Temperatur sehr klein ist (siehe Gleichung 2.12). Im Gegensatz zur intrinsischen Leitfähigkeit existiert zu diesem Leitungselektron kein Loch. Da n_i sehr klein ist ($1,5 \cdot 10^{10}$ in Silizium) im Vergleich zur Dichte der Störstellen N_D (einige ppm) gilt in guter Näherung, dass die gesamte Dichte der Leitungselektronen nur durch die Dichte der Störstellen gegeben ist. $n \approx N_D$. Da durch die erhöhte Zahl der Elektronen im Leitungsband auch mehr Rekombinationen stattfinden bleibt das Produkt aus n und p konstant:

$$np = n_i p_i \quad (2.13)$$

Insgesamt bleibt der n-dotierte Bereich trotzdem elektrisch neutral, da für jedes ins Leitungsband gehobene Elektron ein positiv geladenes Atom existiert. In der Praxis wird für die Dotierung allerdings Lithium aus der ersten Hauptgruppe verwendet. Dies substituiert kein Atom des Gitters, sondern nimmt einen Zwischengitterplatz ein, da es einen kleineren Atomradius hat. Die Dotierung mit Lithium ist technisch einfacher. Dieses diffundiert durch Erhitzen durch den Kristall.

2.3.2 p-Dotierung

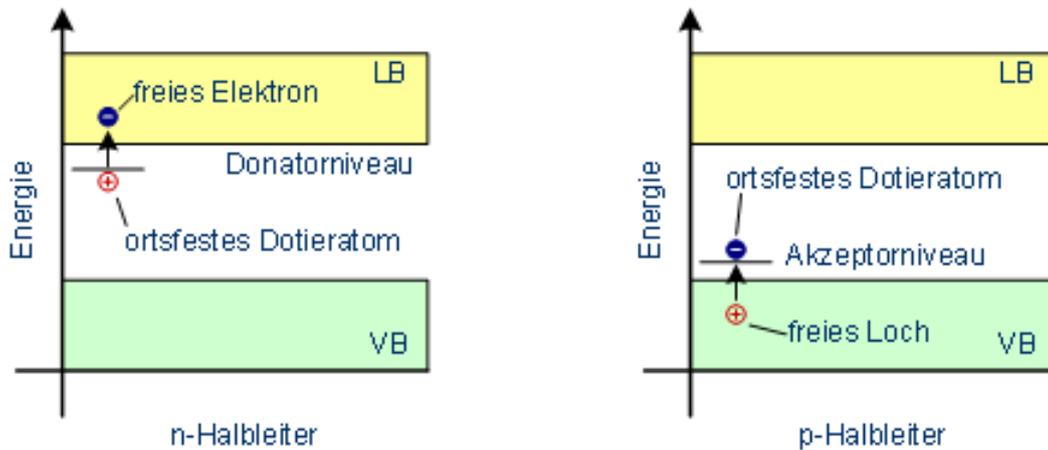


Abbildung 2.5: Energieniveaus bei p- und n-Dotierung. Bei der n-Dotierung befindet sich das Donator-Niveau nur wenig unterhalb des Leitungsbandes, sodass es leicht in dieses angeregt werden kann. Bei der p-Dotierung befindet sich das Akzeptor-Niveau nur wenig oberhalb des Valenzbandes, sodass von dort leicht ein Elektron in das Akzeptorniveau angeregt werden kann und ein Loch zurückbleibt. [8]

2.3.2 p-Dotierung

Analog ist auch eine Dotierung mit einem Elektronen-Akzeptor möglich (z.B. Bor aus der dritten Hauptgruppe). Näherungsweise kann man annehmen, dass für jede Unreinheit ein Loch erzeugt wird. Denn bei einem Element der dritten Hauptgruppe bleibt eine kovalente Bindung unbesetzt, was einem Loch entspricht. Allerdings hat dieses etwas andere Eigenschaften als intrinsische Löcher, denn würde ein Loch durch ein Elektron besetzt, wäre das Ergebnis eine kovalente Bindung zwischen einem Silizium- und einem Bor-Atom, was nicht der sonst im Kristall üblichen Si-Si-Bindung entspricht. Das Elektron in der Bor-Silizium kovalenten Bindung ist etwas weniger stark gebunden. Das bedeutet, dass das Akzeptorlevel innerhalb des verbotenen Bands liegt, allerdings nur leicht über dem Valenzband. Auch hier sind wiederum die meisten Akzeptorplätze durch thermische Anregung besetzt, da die Energielücke sehr klein ist. Damit kann man näherungsweise annehmen, dass die Dichte der Löcher der Dichte der Akzeptoren entspricht $p \approx N_A$. Die erhöhte Zahl an Löchern führt zu einer erhöhten Zahl an Rekombinationen, sodass erneut das Produkt aus n und p konstant bleibt $np = n_i p_i$. Analog ist auch der p-dotierte Bereich insgesamt elektrisch neutral.

2.3.3 p-n-Übergang

Um den Halbleiter als Detektor zu verwenden, nutzt man, dass die Ionisierungsenergie ϵ zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares im Wesentlichen konstant ist. Geladene Teilchen, die entweder die zu detektierenden Teilchen sind oder die durch zu detektierende ionisierende Strahlung erzeugt wurden, erzeugen auf ihrem Weg N Elektron-Loch-Paare, wobei N durch die Energie des geladenen Teilchens festgelegt ist. Sammelt man die Löcher und Elektronen durch das Anlegen eines Feldes auf, ist die gemessene Spannung proportional zu der im Detektor deponierten Energie. Ohne weitere Änderungen ist dieser Effekt allerdings nicht messbar, da die durch thermische Anregungen erzeugten Elektronen und Löcher zu einem um einige Größenordnungen höheren Leckstrom führen, der als statistisch schwankendes Rauschen das eigentliche Signal überdeckt. Zur Lösung dieses Problems verwendet man einen p-n-Übergang, bei dem zwei Bereiche, die jeweils p- bzw. n-dotiert sind aneinandergrenzen. Im n-dotierten Bereich wird die Zahl der freien Elektronen überwiegen, im p-dotierten Bereich die Zahl der Löcher. Da beide frei beweglich sind, werden Elektronen in den p-dotierten und Löcher in den n-dotierten Bereich diffundieren, wo sie dann rekombinieren. Dadurch baut sich ein elektrisches Feld auf, sodass sich ein Gleichgewicht ausbildet.

Der Bereich in dem die Ladungsdichte ungleich null ist, wird Verarmungszone genannt. Durch das Feld ist die Konzentration von Elektronen bzw. Löchern (n bzw. p) deutlich geringer, da diese von dem Feld sofort aus der Verarmungszone entfernt werden. In der Verarmungszone ist der Leckstrom nun deutlich geringer, sodass die durch Wechselwirkungen mit den zu detektierenden Teilchen Elektronen und Löcher einen messbaren Strom bzw. eine messbare Spannung verursachen. Legt man nun ein zusätzliches elektrisches Feld an, dass das bereits Bestehende verstärkt, wird die Verarmungszone entsprechend ausgedehnt und kann bei hohen Feldstärken den gesamten Detektor ausfüllen. Dies ermöglicht dann den verarmten Bereich zur Detektion von Gammastrahlung oder geladenen Teilchen zu nutzen, da die durch die Wechselwirkung erzeugten Elektronen und Löcher im Wesentlichen (bis auf einen geringen Leckstrom) die einzigen Vorhandenen sind.

2.4 Digitale Datenerfassung

Die durch Wechselwirkungen im Detektor erzeugten und durch das elektrische Feld eingesammelten Elektronen und Löcher entsprechen nur einem sehr kleinen Ladungs- und Spannungspuls. Für die weitere Verarbeitung dieses Signals ist es deshalb unbedingt nötig, dieses vorher zu verstärken. Dafür werden möglichst nahe am Detektor Vorverstärker eingesetzt, um das Verhältnis des Signals zum Rauschen zu maximieren. Der Vorverstärker verändert dabei die Form des Impulses im Wesentlichen nicht. Für Halbleiterdetektoren werden oft ladungssensitive Vorverstärker verwendet, denn bei spannungssensitiven Vorverstärkern ist die Ausgangsspannung nicht proportional zur erzeugten Ladung, da bei Halbleiterdetektoren die Eingangskapazität nicht unbedingt konstant ist. Ladungssensitive Vorverstärker integrieren die gesamte Ladung und sind unabhängig von der Eingangskapazität C_i . Näherungsweise entspricht die Sammelzeit des vom Vorverstärker erzeugten Signals der Sammelzeit im Detektor. Die Abfallszeitkonstante τ des Vorverstärkersignals (dieses fällt exponentiell mit $\exp(-\tau t)$ ab) kann durch Verändern des Produkts von $C_f R_f$ (siehe Abbildung 2.6) gewählt werden und muss deutlich größer als die Sammelzeit sein.

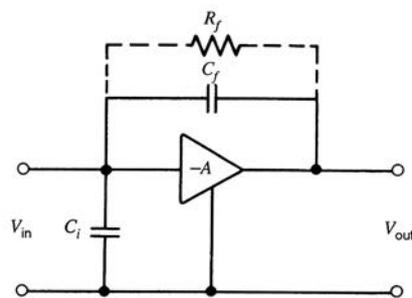


Abbildung 2.6: Schaltbild eines ladungssensitiven Vorverstärkers. Die Verstärkung ist nicht mehr abhängig von der Eingangskapazität C_i und es gilt $V_{out} = -A \cdot V_{in}$ [7]

Für die Weiterverarbeitung der Signale werden diese von einem ADC (analog-to-digital-converter) digitalisiert. Dafür wird das Signal sowohl zeitlich als auch in der Amplitude unterteilt und in jedem Zeitintervall wird ein digitaler Wert proportional zur Amplitude bestimmt. Entsprechend ist eine hohe Abtastrate für eine gute Auflösung wünschenswert. Diese ist durch die Anzahl der Quantisierungsstufen, welche durch die Zahl der Bits bestimmt ist, begrenzt. Da es sich um eine binäre Speicherung handelt beträgt die Zahl der Quantisierungsstufen bei einem n-Bit-ADC 2^n . Bei einem ADC können verschiedene Fehler

das Ergebnis beeinflussen:

- Der dem Nullpunkt (in ADC-Einheiten) zugewiesene Wert entspricht nicht dem Wert für eine Amplitude von Null. Dadurch erhalten die Ausgabewerte einen Offset.
- Die Ausgabewerte werden linear mit einem Faktor multipliziert.
- Die Ausgabewerte werden nicht linear mit einem von der Amplitude abhängigen Faktor multipliziert.

Die ersten beiden Punkte können durch eine korrekte Eichung korrigiert werden. In der Arbeit wird ein Pixie-16 DAQ-System (Data-Aquisition) verwendet. Dieses verfügt über einen 12 Bit ADC.

2.5 Pulse-Shape-Analysis

Die Pulse-Shape-Analysis (PSA) dient dazu, den genauen Wechselwirkungsort in einem HPGe-Detektor, sowie die Energiedeposition von jeder einzelnen Wechselwirkung zu bestimmen. Dafür wird die zeitabhängige Form des Ladungsimpulses oder die Trace $Q(t)$ analysiert. Ein geladenes Teilchen erzeugt Elektron-Loch-Paare. Hier handelt es sich um sekundäre Elektronen, deren Reichweite auf 1-2 mm begrenzt ist. Es kann also in erster Näherung angenommen werden, dass die Elektron-Loch-Paare alle an einem Punkt erzeugt werden. Dies ist aber insbesondere aufgrund von mehreren Wechselwirkungen im Detektor, wie z. B. Comptonstreuung mit nachfolgendem Photoeffekt nicht vollständig richtig. Unter Berücksichtigung des elektrischen Feldes eines coaxialen Detektors $E(r)$ erhält man eine Funktion für $Q(t)$, welche von den radialen Positionen der Elektronen $r_e(t)$ und Löcher $r_h(t)$, sowie dem Ort der Wechselwirkung r_0 abhängt. Die Positionen $r_e(t)$ und $r_h(t)$ können durch den Ursprungsort r_0 und die jeweiligen Driftgeschwindigkeiten v_e und v_h ausgedrückt werden. Dafür nutzt man, dass die Driftgeschwindigkeit bei der angelegten Hochspannung in Sättigung und damit konstant ist. Die Driftgeschwindigkeit kann per numerischen Fit an durchgeführten Messungen mit folgendem empirischem Ansatz berechnet werden:

$$v = \frac{\mu_0 E}{[1 + (\frac{E}{E_0})^\gamma]^\frac{1}{\gamma}} \quad (2.14)$$

Dabei sind E_0 und γ Fitparameter und μ_0 die jeweilige Beweglichkeit bei kleinen elektrischen Feldern. Damit hängt $Q(t)$ nur noch von der Zeit und dem Ursprungsort der

Wechselwirkung r_0 ab, denn für die Positionen der Elektronen und Löcher kann jetzt angenommen werden:

$$r_e(t) = r_0 + v_e t$$

$$r_h(t) = r_0 + v_h t$$

Da $Q(t)$ aus der Messung bekannt ist, kann ein Wert für r_0 gefunden werden, der dieses $Q(t)$ erfüllt. Dabei ist zu beobachten, dass es eine Änderung in der Steigung von $Q(t)$ gibt, wenn Elektronen bzw. Löcher vollständig gesammelt wurden. Will man zusätzlich zu der radialen Komponente eine komplette Ortsauflösung, ist ein segmentierter Detektor notwendig.

In der Praxis wird die PSA mit aufwändigeren Algorithmen durchgeführt. Diese ermöglichen es insbesondere, den Weg im Detektor auch bei mehreren Compton-Streuungen zu rekonstruieren. Bei den Algorithmen wird das Signal mit zuvor gemessenen oder simulierten Daten aus einer Datenbank verglichen, bei denen der Interaktionspunkt bekannt ist. Dabei sind beim bisherigen Stand simulierte Daten besser geeignet.[1, 7]

2.6 Grundprinzip einer Comptonkamera

Mit der Compton-Kamera soll γ -Imaging betrieben werden, d.h. der Weg von Gammaquanten soll zum Emissionsort zurückverfolgt und die Position der Quelle der Gammastrahlung soll bestimmt werden. Damit dies möglich ist, sind prinzipiell zwei Wechselwirkungsorte notwendig und die Energie E_γ muss bekannt sein. Im idealisierten Fall findet im ersten Detektor eine Comptonstreuung statt und der dadurch verursachte Energieverlust und der Ort der Compton-Streuung werden detektiert. In diesem Fall wird das Gammaquant so abgelenkt, dass es in den zweiten Detektor eintritt und dort mittels Photoeffekt absorbiert wird, wobei deponierte Energie und Ort der Absorption bestimmt werden. Mit diesen Daten kann mittels der winkelabhängigen Compton-Formel ein Kegel angegeben werden, auf dessen Oberfläche sich die Quelle befindet (siehe Abbildung 2.7). Für eine dreidimensionale Auflösung wären also mindestens drei Koinzidenzen nötig. Damit ist eine $\gamma\gamma$ -Koinzidenz zwischen DSSD und HPGe-Detektor gemeint, d.h. ein Gammaquant streut erst im DSSD und wird danach im HPGe-Detektor registriert. Tatsächlich sind aufgrund von Fehlern in der Orts- und der Energieauflösung in den Detektoren deutlich mehr Ereignisse notwendig, um eine aussagekräftige Statistik zu erhalten.

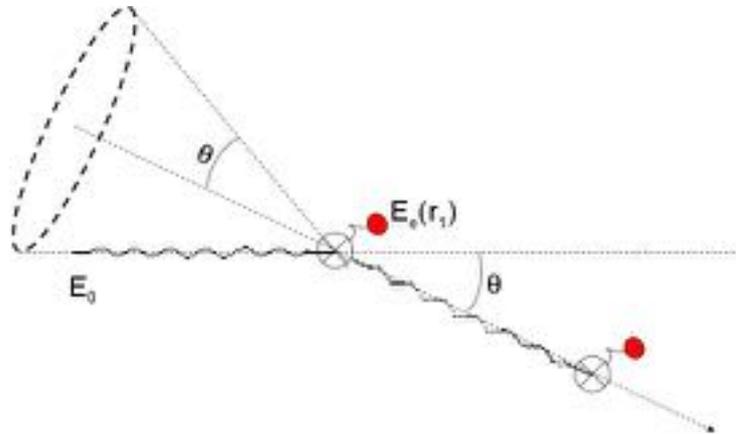


Abbildung 2.7: Durch die zwei Wechselwirkungsorte in den Detektoren ist die Flugrichtung nach der Streuung und durch die deponierte Gesamtenergie der Streuwinkel bekannt. Damit ist der Ursprung des Photons auf eine Kegeloberfläche beschränkt. [14]

Um Koinzidenzen zu messen, wird, nachdem der Germanium-Core ein Signal erhalten hat, ein Trigger ausgelöst. Dadurch werden alle Signale, die in einem bestimmten Koinzidenzzeitraum (typischerweise 200 ns) auftreten, ein und demselben Gammaquant zugeordnet. Die Signale der 36 Germanium-Segmente und der n-Seite des DSSD werden von einer Pixie-16-Elektronik verarbeitet. Dort werden durch den Trigger die Signale aller Channel nach einem First-in First-out (FIFO)-Prinzip aufgenommen, d.h. die Informationen, die zuerst aufgenommen wurden, werden auch als erstes ausgelesen. Die Größe der FIFOs für die nötigen Listmode-Messungen beträgt 256 kB. Die Daten dieser FIFOs werden dann abgespeichert und stehen zur späteren Auswertung zur Verfügung. Dabei wird es in der Regel zu keinem koinzidenten Signal im Siliziumdetektor kommen, da es allein aufgrund des geringen Raumwinkels relativ unwahrscheinlich ist, dass das Photon von dem Siliziumdetektor direkt in den Germaniumdetektor gestreut wird. Außerdem ist die Dicke des Siliziumdetektors aus technischen Gründen bei der Herstellung begrenzt und eine größere Dicke ist auch nicht unbedingt wünschenswert, da die Gammaquanten im DSSD nur durch den Comptoneffekt gestreut werden und Totalabsorptionen vermieden werden sollen. Dadurch wird das Photon im Silizium nicht zwangsweise detektiert. Um eine Verbesserung der Effizienz der koinzidenten Ereignisse zu erreichen, kann der HPGe-Detektor so positioniert werden, dass die Wahrscheinlichkeit für eine Streuung in diesem Winkel besonders hoch ist (siehe differentieller Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt in Gleichung 2.7). Gleichzeitig muss die Raumwinkelabdeckung maximiert werden.

Weiterhin können mehrere Comptonstreuungen im Germaniumdetektor stattfinden, das Gammaquant vollständig absorbiert ist. Die Wahrscheinlichkeit dafür hängt von der Energie des Photons bzw. der Restenergie nach der ersten Comptonstreuung ab. Kommt es aber zu einer Koinzidenz, erhält man ein Signal in je einem Channel der p- und n-Seite des Siliziumdetektors. Da die Streifen des DSSD in Dichten von einem Streifen pro mm liegen, ist damit der Ort der Wechselwirkung auf 1 mm^2 begrenzt. Die Auswertung einer Messung im Koinzidenzmodus liefert dann Kegel - vorausgesetzt, der Wechselwirkungsort im HP-Ge ist durch die PSA bekannt -, deren gemeinsamer Schnittpunkt der Quelle entspricht. Diese Kegel ergeben sich sofort aus den Daten, da aus den zwei Ortsmessungen die Richtung des Photons nach der Comptonstreuung bekannt ist und aus der deponierten Energie im DSSD-Detektor die Winkeländerung folgt (siehe auch Abbildung 2.7). Der Fehler der Messung ist durch den Fehler der Ortsauflösungen und die Energieauflösung des DSSD gegeben. Dabei ist vor allem die Ortsauflösung in den beiden Detektoren entscheidend (siehe Abbildung 2.8). Letztere wird in Kapitel 4.2 und 5.4 näher bestimmt. Die Ortsauflösung des DSSD ist mit 1 mm^2 relativ gut, allerdings ist eine Wechselwirkung nicht zwangsweise auf je einen Streifen beschränkt.

2.6 Grundprinzip einer Comptonkamera

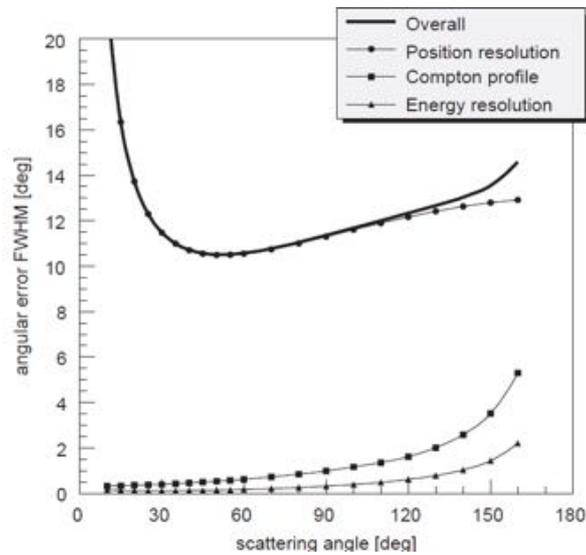


Abbildung 2.8: Einfluss der einzelnen fehlerbehafteten Größen, die in die Ortsauflösung eingehen, auf den gesamten Fehler der Ortsauflösung. Hier wurde ein segmentierter HPGe-Detektor (ohne Koinzidenz mit einem zweiten Detektor) und eine Gammaenergie von 1332 keV angenommen. Man sieht, dass vor allem die Ortsauflösung entscheidend ist. Das heißt aber auch, dass analog dazu die Ortsauflösung im DSSD und HPGe-Detektor entscheidend ist und die Energieauflösungen nur eine untergeordnete Rolle spielen. [12]

3 Versuchsaufbau

3.1 Der Silizium-Detektor

Bei dem Siliziumdetektor handelt es sich um einen DSSD mit 60 Streifen auf der p- und 40 Streifen auf der n-Seite. Es wurde vor allem Wert auf ein flexibles Design gelegt, sodass die Position des Detektors mit der zugehörigen Elektronik im Experiment leicht verändert werden kann.

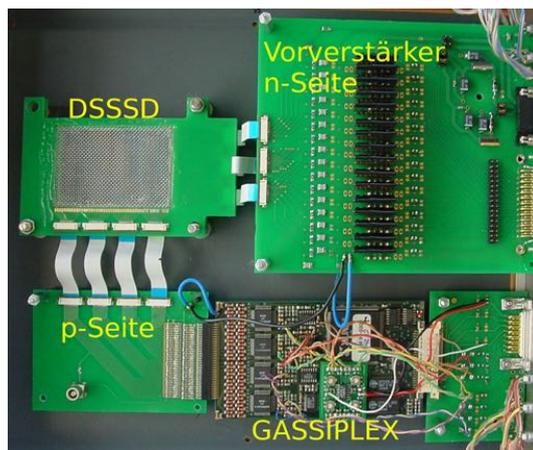


Abbildung 3.1: In der linken oberen Ecke ist der Siliziumdetektor (DSSSD) zu sehen. Die 40 Signale der n-Seite gehen jeweils an einen Vorverstärker (rechts oben). Es befindet sich eine zweite Ebene von Vorverstärkern unterhalb der hier dargestellten. Die Signale der p-Seite werden von einem Multiplexer, in Form von vier Gassiplex-Chips, verarbeitet (rechts unten). Jeder Chip verarbeitet die Signale von 15 Streifen.

3.1.1 Auslese der n-Seite

Die Signale der n-Seite werden direkt über ein Digital-Gamma-Finder-System aus zwei Pixie-16 Modulen von XIA aufgenommen. Da nur 32 Kanäle zur Verfügung stehen wurden an den Seiten bei den acht ersten Streifen jeweils zwei Streifen zusammengefasst, da an

den Seiten des Detektors erwartet wird, dass die Statistik am geringsten ist (siehe Tabelle 3.1). Bei der Ortsbestimmung im Detektor ist deshalb zu beachten, dass ein Treffer in den

Streifen	Modul	Channel
1+2	3	0
3+4	3	1
5+6	3	2
7+8	3	3
33+34	4	12
35+36	4	13
37+38	4	14
39+40	4	15

Tabelle 3.1: Zusammengefasste Signale der Randstreifen

ersten oder letzten vier Kanälen nur auf 2 mm genau aufgelöst werden kann. Insgesamt ergibt sich für den durch die n-Seite bestimmten Ort der Wechselwirkung (hier als x-Achse gewählt):

Für die ersten vier Channel (Ch.#0-Ch.#3)

$$x(\text{Ch.}\#) = 2 \cdot \text{Ch.}\# + 2 \quad (3.1)$$

Für die Channel 4-27

$$x(\text{Ch.}\#) = \text{Ch.}\# + 5 \quad (3.2)$$

Und für die letzten vier Channel (#28-#31)

$$x(\text{Ch.}\#) = 32 + 2(\text{Ch.}\# - 27) \quad (3.3)$$

Dabei sind die Werte in mm angegeben.

Die Signale der n-Seite werden durch die ladungssensitiven Vorverstärker CR-110 der Firma Cremat verstärkt. Deren Spezifikationen befinden sich in Tabelle 3.2 [6]:

In der Reihe der ladungssensitiven Vorverstärker von Cremat ist der CR-110 derjenige mit der höchsten Verstärkung und dem geringsten Rauschen. Dieser hat zwar mit $1,3 \cdot 10^7$ Elektronen eine recht geringe Sättigung, aber bei typischen Gammaenergien von einigen hundert keV und unter Berücksichtigung der Bandlücke E_g von 1,1 eV in Silizium wird die Sättigung in den Vorverstärkern nicht erreicht. Der Gain lässt sich in eine Angabe mV/MeV umrechnen, indem man Kapazität und Bandlücke in Silizium einberechnet. Die

3.1.2 Auslese der p-Seite

Äquivalentrauschen in Silizium	1,7 keV
Verstärkung	1,4 V/pC
Rise Time	7 ns
Abfallszeitkonstante τ	140 μ s
Maximale pro Event detektierbare Ladung $1,3 \cdot 10^7 e^- \equiv 2,1$ pC	
Versorgungsspannung	$\pm 6-13$ V
Versorgungsstrom	-3,5 - 7 mA

Tabelle 3.2: Spezifikationen der Cremat-110 Vorverstärker, die für die Signale der n-Seite verwendet werden. Jeder Streifen verfügt über einen eigenen Vorverstärker.

Kapazität des CR-110 beträgt 1,4 pF, wodurch sich eine Sensitivität von 31,4 mV/MeV ergibt. Für jeden einzelnen Streifen (bzw. für die jeweils zusammengefassten Streifen) existiert ein Vorverstärker. Um diese alle in der Box unterzubringen, wurden die Vorverstärker auf zwei Elektronikplatinen aufgeteilt. Um Platz zu sparen, werden dabei die jeweils 16 Vorverstärker-Signale in einem SubD-25-Kabel zusammengefasst und aus der Box geführt. Daraufhin müssen die einzelnen Signale wieder getrennt werden. Von der TU München wurde dafür ein SubD-zu-BNC-Interface-Panel bereit gestellt, das die 16 Signale wieder aufspaltet, sodass die einzelnen Signale wieder den Kanälen zugeordnet werden können. Im Anhang befindet sich eine Tabelle, die die Zuweisung beschreibt.

3.1.2 Auslese der p-Seite

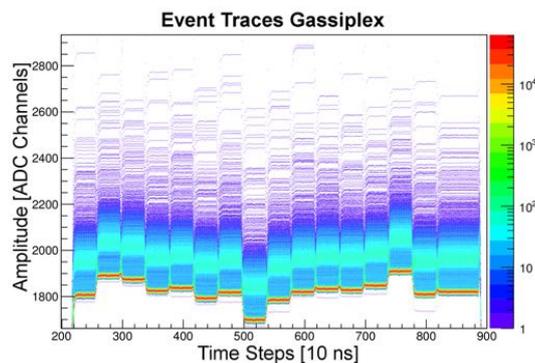


Abbildung 3.2: Die vom Gassiplex-Chip erzeugte Stufenfunktion. Es ist die Überlagerung aller während einer Messung erstellten Traces zu sehen. Findet in einem Streifen eine Energiedeposition statt, wird die zu diesem Streifen gehörende Stufe proportional zu der Energiedeposition angehoben.

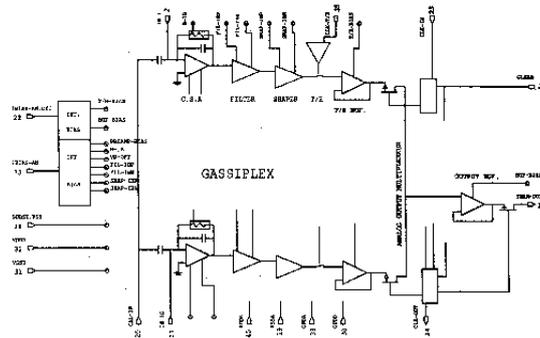


Abbildung 3.3: Schaltbild eines Gassiplex-Chips. Der Chip hat 16 Eingänge, die jeweils über einen ladungssensitiven Vorverstärker verfügen. Der Gassiplex funktioniert als Multiplexer und fügt die 16 Channel zu einem Signal zusammen. Jeder Channel verfügt über einen Filter, der durch Setzen eines Jumpers gewechselt werden kann, sowie über einen Shaper. [13]

Die 60 Signale der p-Seite werden durch vier Gassiplex-Chips ausgewertet[13]. Dabei wurden von der TU München Anpassungen vorgenommen, um die Chips an die Ansprüche des Experiments anzupassen, insbesondere zur Verteilung von Zeitsignalen (Clock-Signals). Es werden Information über Energie und Ort (genauer: Streifennummer) gesammelt. Ein Gassiplex-Chip wandelt die Signale von 15 Channels in eine Trace um, welche 16 Stufen hat und wobei die Höhe jeder Stufe proportional zu der deponierten Energie im zugehörigen Streifen ist. Die Analyse der Gassiplex-Signale kann nur offline erfolgen, deshalb müssen die Traces der entsprechenden Channel mitgeschrieben werden. Da die Stufenfunktion relativ lang ist, muss die Trace-Length auf 10 μ s gesetzt werden. Bei den Messungen stellte sich heraus, dass die Ausgabe der Stufenfunktion zu Übersprechern in der Elektronik führt, sodass auch Auswirkungen des Gassiplex-Chips bei der Auswertung der Vorverstärkersignale der n-Seite zu bemerken sind (siehe Abbildung 3.4). Diese Störung tritt jedoch etwas zeitversetzt zum eigentlichen Signal auf, sodass die Bestimmung der Amplitude im Wesentlichen nicht beeinträchtigt ist. Dafür ist die Rise-Time so zu wählen, dass sie kurz genug ist, um die Störungen nicht mehr zu berücksichtigen.

3.1.3 Die Pixie-Elektronik

Die gesamte digitale Datenauslese erfolgt über fünf Pixie-16-Module der Firma XIA. Diese verfügen über ein 12 Bit ADC und können ein 32 K Spektrum erzeugen. Zusätzlich können die Pixie-Module die Traces aus den Vorverstärkern für eine spätere Offline-Analyse spei-

3.1.3 Die Pixie-Elektronik

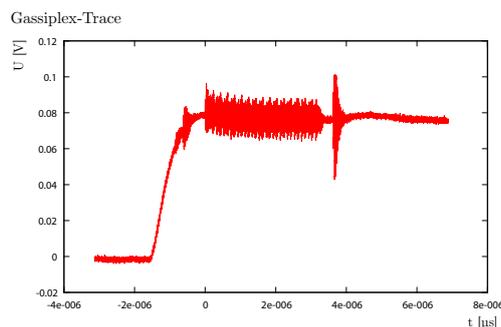


Abbildung 3.4: Vorverstärkersignal der n-Seite. Das Signal hat einen Trigger ausgelöst, wodurch von dem Master-Modul zeitverzögert der Gassiplex-Chip-Readout gestartet wurde. Dieser verursacht auch auf der n-Seite Störungen. Diese treten aber erst auf dem exponentiell abfallendem Teil der Trace auf.

chern. Die Module verfügen über eine integrierte PXI-Backplane, über welche sie Trigger- und Inhibit-Signale verschicken, sowie ihre Zeiten synchronisieren. Das System ist dabei so aufgebaut, dass ein Modul ein sogenanntes Master-Modul ist. Im Aufbau wurde Modul 0 als Master-Modul gewählt, dafür muss in den Pixie-Parametern im Modul 0 das Bit für die Einstellung `TRIG_MASTER` auf 1 gesetzt werden. Dieses erhält u. a. die Signale des Germanium-Cores, sowie eine externe Verbindung zum Gassiplex. Dabei wird zwischen einem FreeRun-Modus und einem Koinzidenzmodus unterschieden. Bei ersterem nehmen alle Module individuell Daten auf, sodass Spektren erstellt werden können. Bei dem Koinzidenzmodus wird durch den Silizium-Detektor ein Trigger generiert; bei diesem handelt es sich um einen Silizium-fast-Trigger mit einer OR-Logik. Das heißt der Trigger wird aktiviert, wenn einer oder mehrere der Silizium-Streifen ein Signal sehen, dessen Amplitude durch den Fast-Filter als groß genug bestimmt wurde, um die vorher eingestellten Trigger-Thresholds zu überwinden. Der Trigger gelangt über die Backplane zum Master-Modul. Wenn nun in einem bestimmten Zeitraum (verwendet wurde ein Koinzidenzzeitfenster von 200 ns) ein Signal vom Germanium-Core kommt, wird das Ereignis als validiert koinzident angenommen (siehe Abbildung 3.6). Das Master-Modul weist nun alle Module an, in sämtlichen Channels die Daten auszulesen und abzuspeichern. Dabei wird die Energie, ein Timestamp und je nach Einstellung die Trace des Signals aufgenommen. Zusätzlich aktiviert das Modul den Gassiplex, der mit seinen Multiplexern die Energieinformation der einzelnen Channels in eine Trace kodiert, die aufgenommen und offline analysiert werden kann. Gleichzeitig sendet das Master-Modul ein Veto-Signal, sodass in diesem Zeitraum keine weiteren Silizium-Trigger mehr akzeptiert werden. Dies ist notwendig, da die Da-



Abbildung 3.5: Vorder- und Seitenansicht eines Pixie-16 Moduls. Neben analogen Outputs zu den einzelnen Vorverstärkersignalen ist auf der Vorderseite die digitale Verbindung zu den Gassiplex-Chips zu sehen.[9]

tenauslese mit dem Gassiplex ein nicht unerhebliches elektronisches Rauschen verursacht. Da der Gassiplex-Chip direkt mit dem Master-Modul verbunden ist, führt dies zu einem Übersprechen auf alle Module (siehe Abbildung 3.4). Dies darf zu keinem weiteren Silizium-fast-Trigger führen. Durch vereinheitlichte Zeitmarken (Timestamps) können die einzelnen Events einander zugeordnet werden. Die wesentlichen Merkmale der Pixie-16-Module sind [9]:

- Datenübertragungsrate zum Host-Computer 109 MB/s
- 12 Bit-ADC mit einer Rate von 100 MHz
- Variable Energy-Filter-Risetime von 0,1 bis 50 μ s
- Kompaktes Design, das Raum für weitere Crates wie Spannungsversorgung etc. lässt
- PXI-Backplane, die Trigger, Synchronisation und Datenübertragung zwischen den Modulen ermöglicht
- Aufnahme von Traces mit einer Länge von bis zu 40 μ s
- 128 K FIFO Speicher für kontinuierliche Auslese von Listmode-Daten
- C-basierte Treiber-Bibliothek

Die C-basierten Treiber ermöglichen die Erstellung eines C-Programms zur Datenaufnahme. Während der Bachelorearbeit wurde die Software von der von XIA bereitgestellten zu einer neuen Software umgestellt. Das Programmieren der neuen, unter Linux laufen-

den, Software wurde von Max Winkel (TU München) übernommen. Die neue Software ist C-basiert und kann flexibel an die Ansprüche des Experiments angepasst und jederzeit weiterentwickelt werden. Im Gegenzug verliert man allerdings die Vorteile eines GUI (Graphical User Interface) und es sind alle Probleme, die einer Beta-Test-Phase zwangsläufig auftreten, zu erkennen und zu beheben. Dies wurde im Rahmen der Bachelorarbeit und in Zusammenarbeit mit Max Winkel getan, sodass jetzt ein voll funktionsfähiges und verstandenes Datenaufnahmeprogramm zur Verfügung steht. An den Pixie-Modulen und der Software kann eine Vielzahl von Einstellungen vorgenommen werden, u.a.

- Einstellen eines Offsets zur Angleichung aller Baselines
- Risetime und Flat-Top für Slow- und Fast-Filter (hier in der Regel mit Energy- und Trigger-Filter bezeichnet)
- Trigger-Threshold in ADC Units. Da es sich um ein 12 Bit(->4096)-ADC und ein 32 K-Spektrum handelt, entspricht ein Treshold von einer ADC-Unit acht Kanälen im Spektrum
- Abfallskonstante τ
- Wechsel zwischen Gain (4 V/V) und Attenuation (0.9 V/V) für jeden einzelnen Channel
- Wechsel zwischen FreeRun und Koinzidenzmodus

3.2 Datenerfassung

Die Digitalisierung der Daten erfolgt über die fünf PIXIE-Module. Dabei ist Modul 1 das Master-Modul, welches über die Rückseite (*Backplane*) Trigger und Sperrsignale (*Inhibit Signal*) versendet. Modul 1 verfügt über den Germanium-Core (Channel #0), vier Signale der Germanium-Segmente (Channel #4 - #7) und die vier Signale der Gassiplex-Chips (Channel #8 - #11). Damit bleiben Channel #1 - #3 und #12 - #15 leer. Um Fehler in der Datenaufnahme zu vermeiden, müssen diese Channel in der XIA-Firmware deaktiviert werden (`good channel=0`). Modul 1 und 2 enthalten die restlichen 32 Segmente des Germanium-Detektors, sowie Modul 3 und 4 die 32 Signale der n-Seite des Siliziumdetektors. Diese sind dabei so angeordnet, dass die Reihenfolge der Channel in den Modulen der Position des Streifens auf dem Detektor entspricht, d. h. Modul 3 Channel #0 erhält

das Signal der äußersten Streifen, der zu Channel #1 gehörende Streifen liegt weiter innen usw., wobei Modul 3 Channel #0 der linken Seiten entspricht, wenn man die Box von der Vorderseite öffnet und so dreht, dass die Streifen der n-Seite vertikal sind. Im Crate befindet sich Modul 0 im zweiten Steckplatz, deshalb muss dem Modul in der XIA-Firmware die Eigenschaft `SlotID=2` zugewiesen werden, um eine Identifikation der einzelnen Module zu ermöglichen.

3.3 Messtechnische Umsetzung

Für den Betrieb als Compton-Kamera mit Koinzidenz zwischen DSSD und HPGe-Detektor ist es notwendig bereits während der Messung nur solche Daten aufzunehmen, die die Koinzidenzbedingung erfüllen. Dies spart Speicherplatz, da die Dateien über längere Messzeiträume sehr groß werden können, denn es werden alle Traces der 36 Germanium-Segmente sowie des Cores und der vier Gassiplex-Chips mitgeschrieben. Insbesondere ist dies notwendig, da der Bearbeitungsvorgang des Gassiplex-Chips wesentliche Störungen in der Elektronik der n-Seite verursacht, die im Energiebereich der üblicherweise verwendeten Trigger-Schwellen liegt. Würde dieser bei jedem Trigger starten, wäre der Gassiplex je nach Zählrate den größten Teil der Zeit aktiv, da die Bearbeitungszeit mit 5-10 μs relativ lang ist im Vergleich zu den durchschnittlichen Zeitabständen von Wechselwirkungen bei üblicherweise verwendeten Quellstärken von etwa 10^5 Bq. Es würde eine große Menge Datenmüll entstehen und die Energieauflösung der Messung würde sich verschlechtern (siehe auch Abbildung 3.4 und Kapitel 3.1.2). Deshalb ist es auch notwendig, nach der Bestätigung und Aufnahme eines als koinzident validierten Events ein Veto-Signal zu verschicken, das die weitere Datenaufnahme verhindert.

Da für die Pulse-Shape-Analysis die Traces möglichst aller Segmente nötig sind und es im DSSD zur Aufteilung der erzeugten Ladung auf zwei Streifen kommen kann, werden bei jedem validierten Event alle Kanäle aller Module ausgelesen und in den FIFOs gespeichert. Jedes Modul verfügt über einen eigenen FIFO und speichert diesen, wenn er voll ist, in eine für das Modul separat erstellte Listmode-Datei. Am Ende einer Messung stehen also vier `.lmd`-Dateien, bei denen die Einträge des Events voneinander getrennt sind. Diese müssen dann offline mit der Analyse wieder zusammengeführt werden. Dafür ist ein Abgleich der Timestamps notwendig, die von dem Modul an jeden Messeintrag vergeben werden. Jeder Messeintrag besteht aus einer Energieinformation, einer Channelnummer (zusammen mit

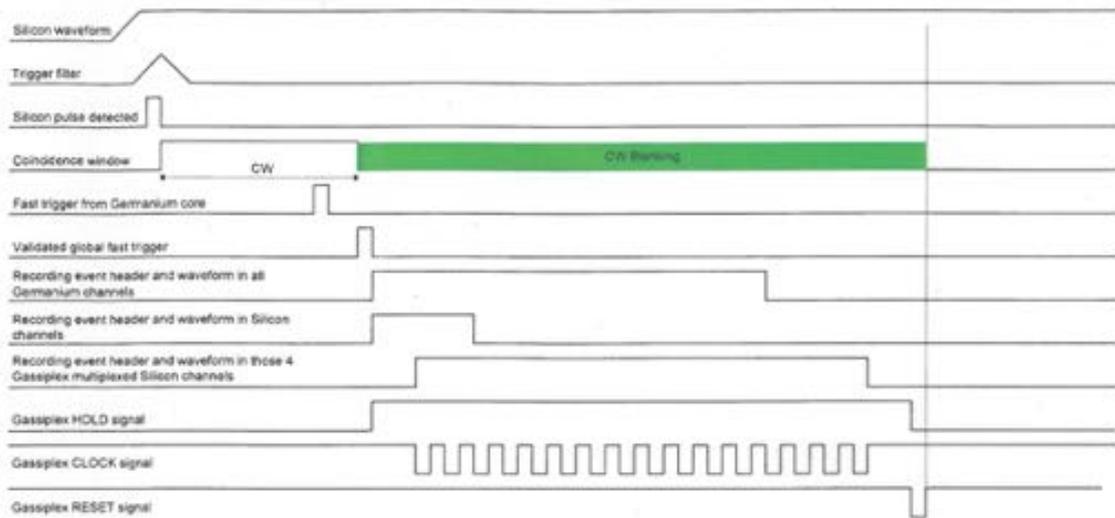


Abbildung 3.6: Beispiel für ein koinzidentes Ereignis, das den Trigger im DSSD auslöst. Im festgelegten Zeitfenster wird der Trigger vom HPGe-Detektor erwartet. Durch den Trigger vom HPGe-Detektor wird das Event validiert. Es werden nun sämtliche Channel ausgelesen, der Gassiplex wird gestartet und es wird ein Veto-Signal (CW Blanking) versendet, das weitere Silizium-Trigger verhindert. [10]

der Modulnummer aus dem Dateinamen ist damit bereits festgelegt, um welches Segment oder Streifen es sich handelt), einem Timestamp und je nachdem, um welchen Channel es sich handelt, eine Trace.

Für die Analyse ist es wichtig, dass diese Datenstruktur konsequent eingehalten wird. Nach dem Wechsel auf das Linux-basierte Datenaufnahmeprogramm von Max Winkel wurden zuerst sämtliche Messeinträge in eine Datei geschrieben. Da dies durch die FIFOs immer blockweise geschieht, sind die zu einem Event gehörenden Einträge in der Datei weit voneinander entfernt. Es wurde festgestellt, dass auf diese Art Fehler in der Datenstruktur auftreten, die widersprüchliche Einträge (wie Modulnummern größer als vier) verursachen. Als Lösung wurden von Ludwig Maier für jedes einzelne Modul Dateien erstellt. Dies entspricht auch der Dateistruktur unter dem von XIA zur Verfügung gestellten auf Windows basierten Programm.

Mit dem neuen Datenaufnahmeprogramm können die Einstellungen der Pixie-Module in eine Text-Datei geschrieben und dann direkt in die Module geladen werden. Für den Koinzidenzmodus sind einige wesentliche Einstellungen zwingend nötig:

```
Run_Mode = 1
```

Dies ist die wesentliche Einstellung für die Aktivierung des Koinzidenzmodus und hat Einfluss auf viele andere Parameter und wird modulweise vergeben. Zusätzlich hat der Eintrag im Master-Modul, (das ebenfalls manuell bestimmt werden muss), andere Auswirkungen. Eine Deaktivierung dieses Parameters im Master-Modul sorgt dafür, dass eine Messung im „FreeRun-Modus“ (also ohne weitere Koinzidenzbedingung) durchgeführt wird. Es handelt sich dabei nicht um einen FreeRun im üblichen Sinne, da nach wie vor bei einem Ereignis sämtliche Channel ausgelesen werden, allerdings wird keine Koinzidenz mehr gefordert. Zusätzlich wird auch weiterhin ein Veto-Signal versendet, um falsche Einträge durch Übersprecher des Gassiplex zu vermeiden. Es ist möglich in einen echten FreeRun-Modus zu wechseln, dafür sind auch die weiter unten genannten Einstellungen zu deaktivieren. Dadurch ist aber im Spektrum ein sehr großer Peak zu sehen, der durch die Störungen des Gassiplex verursacht wird. Momentan ist es im FreeRun-Modus ausschließlich möglich MCA-Spektren aufzunehmen, bei der Erstellung von Listmode-Daten entstehen gravierende Fehler. Dieser Fehler bestand bei der XIA-Software nicht und muss noch beseitigt werden.

```
Block_Data_Taking = 1
```

Diese Einstellung verhindert, dass weiterhin Daten in den anderen Modulen aufgenommen werden, wenn ein Modul seinen FIFO in die Datei schreibt, da dieses Modul währenddessen keine weiteren Daten in seinen FIFO aufnehmen kann. Ansonsten gäbe es unvollständige Events, zu dem die Einträge in dem entsprechenden Modul nicht vorhanden sind. Dies würde, wie oben beschrieben, zu Fehlern in der Analyse führen.

```
//require external Trigger for validation  
ext_trig = 1
```

Diese Einstellung wird für jeden Channel einzeln vergeben und muss für alle Channel aktiviert werden. Sie verhindert, falls `Run_Mode = 1`, dass ein Eintrag in den FIFO geschrieben wird, ohne dass eine Bestätigung durch einen zweiten Trigger erfolgt. Anderenfalls wird diese Einstellung ignoriert. In dem von XIA zur Verfügung gestellten Handbuch befindet sich an dieser Stelle ein Fehler, dort wird fälschlicherweise die Aktivierung eines anderen Parameters gefordert:

```
//require global Trigger for validation  
glob_trig = 1
```

3.4 Aufbau der Compton-Kamera

3.4.1 Aufbau für Vorwärtsstreuung

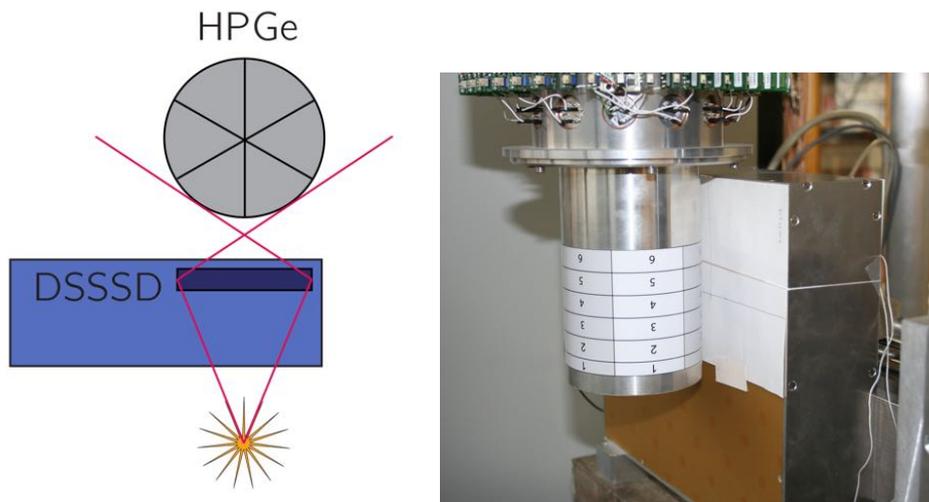


Abbildung 3.7: Schematischer Aufbau für kleine Streuwinkel (links) und realer Aufbau (rechts) mit dem HPGe-Detektor auf der linken Seite, sowie dem DSSD mit zugehöriger Elektronik auf der rechten Seite. Der DSSD wird möglichst nah vor dem HPGe-Detektor platziert. Mit diesem Aufbau wird die Effizienz maximiert, da die Raumwinkelabdeckung des DSSD von der Quelle aus und die Raumwinkelabdeckung des HPGe-Detektors nach der Streuung im DSSD maximiert werden.

Dieser Aufbau legt Wert auf maximale Effizienz der Compton-Kamera und ist besonders sinnvoll, um möglichst viel Statistik zur weiteren Auswertung zu sammeln. Dabei wird die Detektorbox des DSSD möglichst nah an den HPGe-Detektor gebracht und so positioniert, dass sich das Fenster auf der Rückseite genau zentral vor dem Germaniumdetektor befindet. Dies ermöglicht eine maximale Raumwinkelausdeckung durch den HPGe-Detektor nach einer Streuung im DSSD. Die Quelle wird vor der Detektorbox und dort mittig vor dem Detektor befestigt. Da die Detektorbox hochkant steht, ist es nicht möglich die Quelle innerhalb der Box zu platzieren, wodurch ein gewisser Raumwinkelanteil verloren geht. Der Abstand von Quelle zu Detektor beträgt 3,45 cm. Da der Abstand zwischen DSSD und HPGe-Detektor minimiert ist, können nur Streuungen im Vorwärtswinkelbereich im DSSD zu Koinzidenzen mit dem HPGe-Detektor führen. Es wurde dabei berechnet, dass Streuungen von $0-90^\circ$ möglich sind. Dieser Winkelbereich ist auch vorteilhaft in Bezug auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung. Jedoch werden sehr kleine



Abbildung 3.8: Aufbau für große Streuwinkel. Der HPGe-Detektor ist durch Blei von direkter Bestrahlung durch die Quelle abgeschirmt. Die zu erwartende Ereignisrate ist deutlich geringer.

Winkeländerungen mit dem DSSD nicht detektiert, da die Energiedeposition zu klein ist. Nimmt man eine minimale Energiedeposition von 100 keV an und ^{137}Cs als Quelle, ist ein Streuwinkel von mindestens 31 Grad notwendig.

3.4.2 Aufbau für große Streuwinkel

In einer weiteren Detektorkonfiguration werden die Detektoren so positioniert, dass eine Streuung in einem Winkelbereich von $> 90^\circ$ notwendig ist. Die Wahrscheinlichkeit für eine Streuung in diesem Winkelbereich ist allerdings geringer. Dabei ist es möglich den HPGe-Detektor komplett von der Quelle abzuschirmen, um zufällige Koinzidenzen zu vermeiden. Ein Vorteil dieser Anordnung ist, dass alle Streuungen, die zu koinzidenten Ereignissen führen, genug Energie im DSSD deponieren, um detektiert zu werden. Somit ist der gesamte Winkelbereich, der durch den Raumwinkel nach der Streuung abgedeckt ist, tatsächlich nutzbar. Dafür ist der Winkel- und Raumwinkelbereich selbst kleiner, da der Abstand von DSSD zu HPGe-Detektor erhöht ist. Durch die Bleiabschirmung ist es nicht möglich die Quelle direkt vor dem DSSD zu platzieren, wodurch ein wesentlicher Raumwinkelverlust eintritt. Bei der mit dieser geometrischen Anordnung durchgeführten Messung wurde ein Streuwinkel von 96 bis 118 (± 2) Grad abgedeckt.

3.4.3 Hochsegmentierter HPGe-Detektor als Compton-Kamera

3.4.3 Hochsegmentierter HPGe-Detektor als Compton-Kamera

Der HPGe-Detektor kann auch ohne den DSSD als Compton-Kamera betrieben werden. Dafür ist es notwendig, dass im HPGe-Detektor mindestens eine Comptonstreuung und dann eine Photoabsorption stattfindet. Mittels PSA werden beide Wechselwirkungsorte bestimmt. Die jeweilige Segmentenergie ist die Energiedeposition bei der entsprechenden Wechselwirkung. Der Vorteil ist, dass keine Koinzidenz zwischen zwei Detektoren notwendig ist und es somit nur einmal einen Raumwinkelverlust gibt. Dies ist insbesondere deshalb von Vorteil, da die Raumwinkelabdeckung des DSSD in der Regel sehr gering ist, da dieser nur 4 cm x 6 cm groß ist. Entsprechend ist hier die bestmögliche Effizienz zu erwarten. Auch ist die Energieauflösung der Comptonstreuung besser als im DSSD. Nachteil des HPGe-Detektors ist, dass die beiden Wechselwirkungsorte relativ nah beieinander liegen. Dadurch hat der Fehler in der Ortsbestimmung im Detektor einen größeren Einfluss auf die Ortsauflösung (siehe Abbildung 2.8).

4 Erste Messungen mit dem DSSD und HPGe-Detektor

4.1 Test mit einer Alpha-Quelle



Abbildung 4.1: Konstruktion und Halterung zur Platzierung der offenen Alpha-Quelle. Diese sollte möglichst nah an den Detektor gebracht werden, ohne dass ein Teil des aktiven Materials auf den Detektor übertragen wird. Die Maße sind so gewählt, dass die Konstruktion in der Detektorbox platziert werden kann. Die Höhe kann durch die Schrauben wahlweise eingestellt werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der DSSD mit seiner Elektronik in Betrieb genommen und erste Funktionsfähigkeitstests wurden durchgeführt. Es wurden Messungen mit einer Alpha-Quelle durchgeführt. Dabei wurde eine Triple-Alpha-Quelle aus ^{239}Pu , ^{241}Am und ^{244}Cm verwendet. Die Alpha-Energien sind dabei 5155 keV, 5486 keV und 5805 keV. Da eine Alpha-Quelle immer eine offene Quelle ist, darf diese nicht direkt auf dem Detektor aufliegen. Deshalb wurde eine Konstruktion entworfen, die in der Detektorbox platziert werden kann, sodass die Quelle ohne direkten Kontakt möglichst nah an den Detektor gebracht werden konnte (siehe Abbildung 4.1). Aufgrund von abstehenden Einzelteilen der Elektronik konnte der Abstand auf minimal 1 cm eingestellt werden. Da sich zwischen Quelle und Detektor Luft befindet, findet ein Energieverlust und eine Ablenkung statt (Straggling). Dies führt dazu, dass die gemessenen Energien deutlich kleiner sind als die ursprünglichen Alpha-Energien und zu einer Verbreiterung der Energieauflösung. Um eine korrekte Eichung zu

ermöglichen, wurde mit LISE++ eine Simulation für den Energieverlust durchgeführt. Für den minimalen Abstand von 1 cm und unter der Annahme, dass die Luft zu 80% aus Stickstoff und zu 20% aus Sauerstoff besteht, wurden Restenergien von 4197 keV, 4562 keV und 4916 keV berechnet. [2]

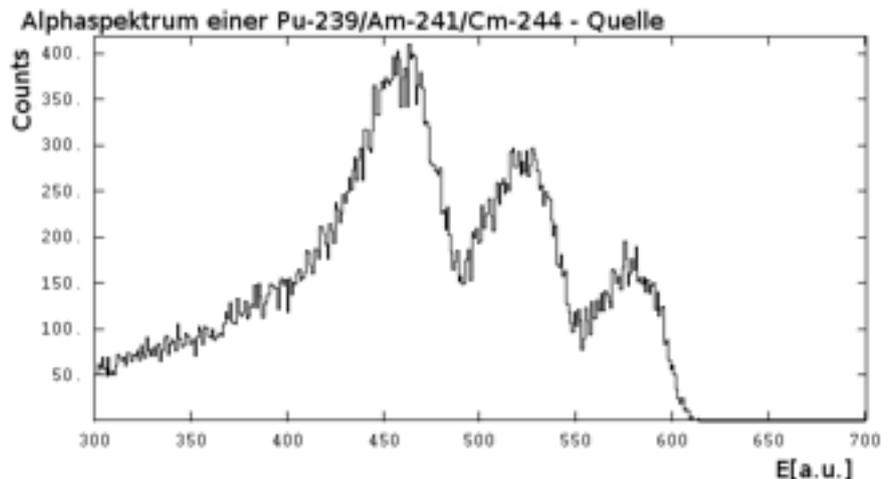


Abbildung 4.2: Alphaspektrum von Modul 4 Channel 2 (Streifen 23, zentrale Position). Die drei Peaks der Triple-Alpha-Quelle (^{239}Pu , ^{241}Am und ^{244}Cm) können aufgelöst werden. Aufgrund des Straggling sind die Verteilungen deutlich verbreitert. Die Messung wurde für alle Streifen der n-Seite durchgeführt, um deren Funktionsfähigkeit zu überprüfen.

Damit konnten erste Alpha-Spektren gemessen werden, um die Funktionsfähigkeit aller Streifen der n-Seite zu überprüfen. Aufgrund des geringen Platzes in der Detektorbox konnte die Quelle nur zentral über dem DSSD platziert werden. Wegen der geringeren Raumwinkelabdeckung hatten die äußeren Streifen somit eine kleinere Zählrate. Zusätzlich müssen die Alpha-Teilchen zu den äußeren Streifen einen weiteren Weg zurücklegen, sodass der Einfluss durch den Energieverlust und das Straggling größer ist. Die berechnete Näherung für die Restenergie gilt also nur für die mittleren Streifen. Mit den Messungen konnten erste Tests der Parameter durchgeführt, sowie ein Verständnis für alle Einstellungen der Pixie-Module gewonnen werden. Eine Optimierung der Rise-Time (Slow-Filter) zur Verbesserung der Auflösung erwies sich als nicht möglich, da die Auflösung von Straggling-Effekten dominiert wird. Es ließ sich lediglich eine qualitative Bewertung der Spektren anhand des Tailings durchführen. Die Optimierung wurde bereits an der TU München von Benedikt Weiler mit einer Konversionselektronenquelle systematisch durchgeführt [15]. Wie

im späteren Teil der Arbeit beschrieben kann für die Optimierung in Zukunft die gefaltete Auflösung aus HPGGe-Core und DSSD-Streifen verwendet werden (siehe Abschnitt 5.4).

4.2 Analoge Messung von ^{241}Am

Die Verstärkung der DSSD-Signale ist sehr klein und es stellte sich heraus, dass aufgrund der niedrigen Aussteuerung niederenergetische Linien im Spektrum des Siliziumdetektors nicht zu sehen sind. Zudem kann die Verstärkung in den Pixie-16-Modulen nicht erhöht werden kann. Deshalb wurden Messungen mit analoger Standard-Elektronik vorgenommen. Dabei wurde das Signal eines Streifens auf einen Hauptverstärker gegeben und mit einem analogen MCA aufgenommen. Die Shaping-Time betrug $6\ \mu\text{s}$. Es wurde eine geschlossene ^{241}Am -Quelle verwendet. Aufgrund der höheren Verstärkung konnte der γ -Peak bei $60\ \text{keV}$ im Gegensatz zur digitalen Auswertung beobachtet werden. Für die niederener-

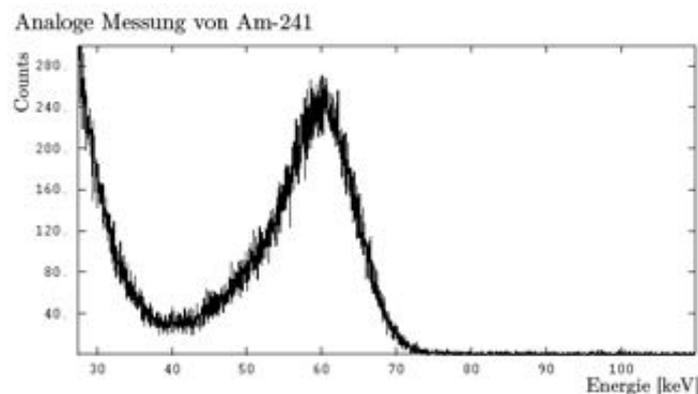


Abbildung 4.3: Analog mit einem Hauptverstärker aufgenommenes γ -Spektrum von ^{241}Am mit Eichung. Links im Spektrum sind bereits die Rauschbeiträge des Detektors zu sehen. Es wurde eine Halbwertsbreite von $11\ \text{keV}$ bestimmt.

getische Messung erhält man damit eine Halbwertsbreite (FWHM) von $11\ \text{keV}$. Zu sehen ist, dass der Peak nur minimal über der Energie liegt, bei der auf das Rauschen getriggert wurde. Prinzipiell ist es relativ schwierig mit dem Siliziumdetektor mit der digitalen Elektronik einen Photopeak zu sehen, da die Verstärkung nur zu einem Verhältnis von $8\ \text{keV}$ pro Kanal führt. Der ^{241}Am - $60\ \text{keV}$ -Peak würde sich damit nur bei etwa 7-8 Kanälen des 32 K-Spektrums liegen. Bei einer Breite von 1-2 Kanälen ist eine Bestimmung der Auflösung nicht möglich. Tatsächlich überlagert sich der Peak auch mit den Beiträgen,

die entstehen, wenn die Elektronik auf das Rauschen triggert, da die Amplitude des Signals nur minimal über den Schwankungen der Baseline liegt. Durch eine Verstärkung wird das relative Verhältnis zwischen Signal und Rauschen zwar nicht verbessert, allerdings der absolute Wert in ADC-Units. Dadurch kann der Fast-Filter oder Trigger-Filter besser zwischen echtem Signal und statistischen Schwankungen unterscheiden (siehe dafür auch die Messungen mit der digitalen Elektronik und Quad-Amplifiern in Kapitel 4.3.1). Hingegen nimmt die Wahrscheinlichkeit für eine Photoabsorption bei höheren Energien rapide ab: $\sigma_{\text{Photoeffekt}} \propto E^{-3,5}$, sodass im Spektrum nur noch Compton-Streuungen zu beobachten sind und der Photopeak verschwindet. Bei analogen Messungen mit einem Hauptverstärker, bei dem die Aussteuerung nahezu stufenlos eingestellt werden kann, wurden niederenergetische Peaks beobachtet und die Funktionsfähigkeit des Siliziumdetektors konnte bestimmt werden. Wichtiges Ergebnis dieser Untersuchungen war die Notwendigkeit eine bessere Verstärkung der DSSD-Signale in Zukunft zu erzielen. Zur Lösung dieser Problematik wurde der Bau einer weiteren analogen Verstärkung aller n-Seiten Signale bei der TU München begonnen.

4.3 Messungen mit der digitalen Spektroskopielektronik

Wie bereits in Kapitel 4.2 angesprochen, ist das 32K-Spektrum bei der digitalen Datenerfassung kaum ausgereizt. Ohne zusätzliche, externe Verstärkung liegt die geringste γ -Energie, die noch eindeutig bestimmbar ist, bei der 122 keV-Linie von ^{57}Co . Eine Bestimmung der Auflösung ist hier aber nicht sinnvoll, da der Peak sich auf etwa drei Kanäle verteilt. Die Erstellung dieses Spektrums hat sich als schwierig herausgestellt, da die Signal-Amplitude kaum über den Schwankungen der Baseline liegt. Deshalb ist insbesondere der Fast-Filter (bzw. Trigger-Filter in der Pixie-Software genannt) sehr genau einzustellen. Für diesen gab es keine Vorgabe. In einer Reihe von Testmessungen wurden die Eigenschaften des Fast-Filters bestimmt. Die bestimmten Parameter sind: Trigger-Risetime=0,23 μs und Trigger-Flat-Top=0,1 μs Deshalb wurden daraufhin Messungen mit einem Quad-Amplifier durchgeführt. Dieser kann vier Signale jeweils vierfach verstärken. Eine Messung mit gleichen Parametern ergab das Spektrum aus Abbildung 4.5 Wenn man für die Compton-Kante den Energieverlust für Rückstreuung einsetzt, erhält man für diese eine Energie von 85,7 keV. Damit ist eine Eichung mit Offset möglich. Die Parameter der Eichgeraden $f = ax + b$ sind $a = 1,45$ und $b = -7,2$. Damit erhält man eine Halbwertsbreite von 12,5 keV. Mit dem Quad-Amplifier konnte ebenfalls ein ^{241}Am -Gammaspektrum aufgenommen wer-

4.3 Messungen mit der digitalen Spektroskopielektronik

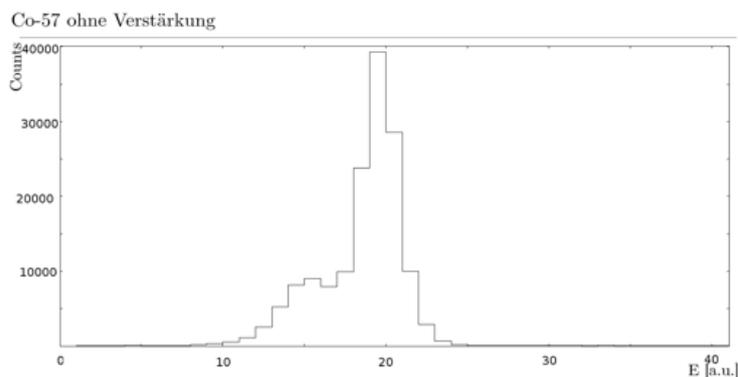


Abbildung 4.4: Messung mit den Pixie-Modulen der 122keV-Linie von ^{57}Co ohne externe Verstärkung. Der Trigger-Threshold wurde so eingestellt, dass das Rauschen nicht aufgezeichnet wird. Der Peak wird kaum aufgelöst und weitere Strukturen wie z.B. eine Compton-Kante sind nicht erkennbar.

den. Dort ist die Compton-Kante allerdings nicht mehr komplett aufgelöst, da sie ins Rauschen übergeht. Um zu zeigen, dass es sich tatsächlich um den 60 keV γ -Peak handelt und es sich nicht um einen Beitrag der Elektronik handelt, wurde eine Abschätzung der zu erwartenden Zählrate durchgeführt. Dies ist nahe liegend, da die digitale Elektronik auch mit der Verstärkung offenbar an ihrem Limit liegt. Zudem schien die Zählrate im Photopeak mit 833 cps recht hoch zu sein (siehe das Spektrum aus Abbildung 4.6). Zur Bestimmung der erwarteten Zählrate wurde die Formel für den Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts bei niedrigen Energien 2.4 und 2.3 verwendet. Man erhält:

$$\sigma_{\text{Photoeffekt}} \approx 10267 \text{ mb}$$

Die Quellstärke betrug 428 kBq und es wurde eine Raumwinkelabdeckung von 46% bestimmt (die Quelle lag zentral auf dem Detektor). Damit erhält man insgesamt eine Zählrate von $1,02 \cdot 10^4$ Hz auf dem gesamten Detektor. Die gemessene Zählrate bezieht sich nur auf einen Streifen. Der betrachtete Streifen liegt allerdings relativ mittig und damit ziemlich genau unter der Quelle. Er erhält also einen Anteil, der größer als $\frac{1}{40}$ ist. Und somit ist die Zählrate konsistent mit den Erwartungen. Dieselbe Abschätzung für die ^{57}Co Messung liefert eine Zählrate von 72 cps auf dem gesamten Detektor, was ebenfalls mit den Messwerten konsistent ist. Allerdings gilt die Näherung $E_\gamma \ll m_e c^2$ auch nur noch bedingt. Eine zusätzliche Fehlerquelle ist die nicht zu vernachlässigende Reichweite von Elektronen in Silizium. Da der Detektor mit 1 mm Dicke nur sehr dünn ist, kann ein durch einen Photoeffekt erzeugtes Elektron den Detektor verlassen, ohne seine gesamte Energie

4.3.1 Effizienz des HPGe-Detektors

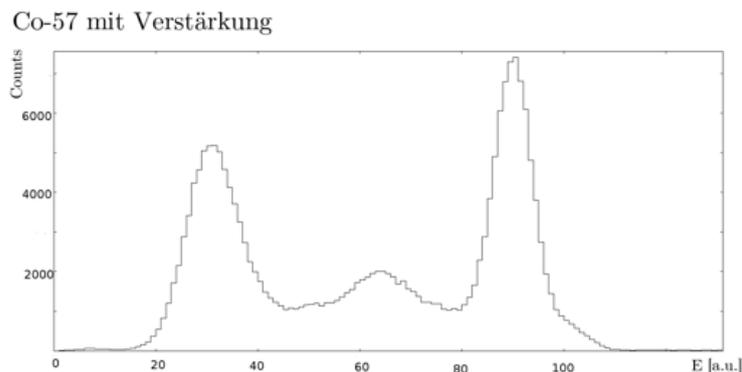


Abbildung 4.5: Messung von ^{57}Co mit dem DSSD und der digitalen Elektronik. Der betrachtete Streifen wurde von einem externen Quad-Amplifier verstärkt. Der Peak bei 122 keV ist gut aufgelöst und es ist sogar eine Compton-Kante zu erkennen. Bei dem Peak, der bei 42 keV auftritt, handelt es sich um Röntgenstrahlung, da in der verwendeten Quelle Metall verbaut war. Die Messdauer betrug 15 Stunden.

im Detektor zu deponieren.

Insgesamt sieht man, dass auch mit der externen Verstärkung die Aussteuerung sehr niedrig ist und damit die Energieauflösung beeinflusst wird. Dies wurde hier für kleine Energien gezeigt, die nur unzureichend gemessen werden können. Die Auflösung für höhere Energien und der Einfluss der Verstärkung wird in Kapitel 5.4 noch behandelt. Bei höheren Energien ist der Wirkungsquerschnitt bereits so klein, dass der Photopeak im Spektrum nicht mehr auftaucht. Ein mit dem DSSD gemessenes ^{22}Na -Spektrum zeigt nur noch Compton-Kontinuum und -Kante.

4.3.1 Effizienz des HPGe-Detektors

Die Effizienz des HPGe-Detektors wurde in dieser Arbeit bestimmt. Dafür nutzt man eine standardisierte Messung, deren Ergebnisse man mit den Ergebnissen mit einem $\text{NaI } 3 \times 3 \text{ Inch-Detektor}$ vergleicht. Dessen Effizienz wird als Messstandard auf 1 gesetzt. Dafür wird eine ^{60}Co -Quelle in 25 cm Abstand zentral vor dem Detektor platziert. Aus der Messung wird nun die Photopeakeffizienz bestimmt, indem man die Zahl der Einträge in diesem Peak durch die Gesamtzahl der Zerfälle der ^{60}Co -Quelle dividiert. Vergleichsdetektor beträgt diese Photopeakeffizienz unter den genannten Bedingungen $1,2 \cdot 10^{-3}$.

Dieser Wert wird als Effizienz von 100% angenommen, sodass sich die Effizienz des gemessenen Detektors als Vergleichswert ergibt.

4.3 Messungen mit der digitalen Spektroskopieselektronik

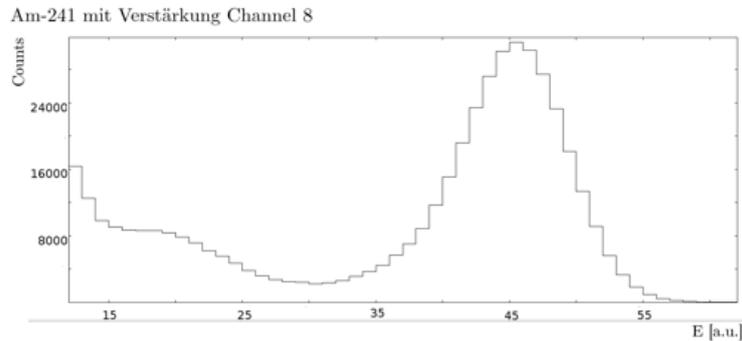


Abbildung 4.6: γ -Spektrum einer geschlossenen ^{241}Am -Quelle. Das Signal des 29. Streifens (entspricht Modul 4, Channel 8) wurde analog vierfach verstärkt und an die digitale Elektronik weitergegeben. In einem nicht verstärkten Channel ist in der selben Messung nur ein Rauschbeitrag vorhanden.

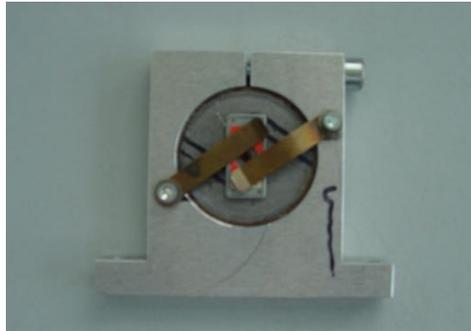


Abbildung 4.7: Kollimator für niederenergetische γ -Quellen. Das abschirmende Blei verfügt über ein kleines Loch, vor dem die Quelle positioniert wird. Die radial in alle Richtungen strahlende Quelle wird damit zu einem dünnen Strahl kollimiert. Es wurde eine ^{241}Am -Quelle verwendet, um die Position des Kristalls innerhalb der Verschlusskappe zu bestimmen.

Um die Quelle möglichst zentral vor dem Detektor platzieren zu können, wurde die exakte Position des Kristalls innerhalb der Verschlusskappe bestimmt. Dafür wurde eine kollimierte ^{241}Am -Quelle verwendet. Diese wurde auf dem beweglichen Arm des Aufbaus montiert, sodass der γ -Strahl jeweils senkrecht auf die Verschlusskappe traf. Die Position der Quelle wurde dann sukzessive in Schritten von 1 mm verschoben. Es wurde jedesmal für einen festen Zeitraum von 60 s gemessen und die Zahl der Einträge im 60 keV-Full-Energy-Peak bestimmt. Fährt man mit dem γ -Strahl auf den Kristall zu, steigt die Zählrate im Peak linear an und wird später konstant. Es wird angenommen, dass der Kristall bzw. die Verarmungszone des Kristalls bei halber Höhe des linear ansteigenden Teils beginnt. Die im Diagramm (Abbildung 4.9) verwendete Größe auf der x-Achse ist die Anzeige der Position

4.3.1 Effizienz des HPGe-Detektors

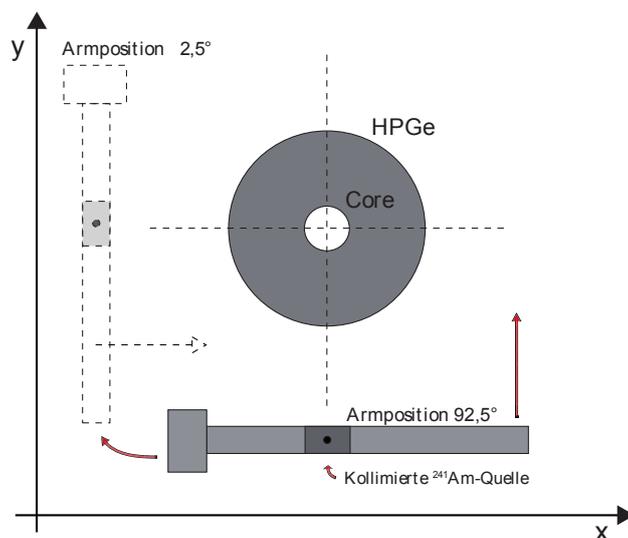


Abbildung 4.8: Aufbau für die Positionsbestimmung des Kristalls. Die kollimierte Quelle wird auf dem drehbaren und nach Innen verschiebbaren Arm positioniert. Für x- und y-Richtung wird der Arm schrittweise nach Innen gefahren und es werden in Abständen von 1 mm Messungen durchgeführt. Die Achsen werden durch die Armposition, die man an der am Tisch angebrachten Skala als Winkel ablesen kann, definiert.

des Haltearms. Es ergab sich, dass der Abstand des Kristalls von der Verschlusskappe an beiden Seiten 1 cm beträgt.

Dass auch außerhalb des Kristalls eine Zählrate von > 0 für den 60 keV-Peak gemessen wird, liegt an der nicht vollständigen Abschirmung durch das Blei, mit dem die Quelle kollimiert wird und am Fehler bei Abzug des Untergrunds. Dass der Wert innerhalb des Kristalls scheinbar abnimmt, liegt daran, dass innerhalb des Kristalls keine Messungen vorgenommen werden konnten, da der Arm nur bis zu einer Position von 30 cm gefahren werden konnte. Dies bedeutet aber, dass bei gleicher Position der Quelle - nur an der Mitte der Halterung gespiegelt - leicht unterschiedlich hohe Zählraten gemessen wurden. Mögliche Erklärungen sind, dass der Mittelpunkt des Kristalls sich nicht exakt in der Mitte der Halterung befindet oder dass der Kristall nicht exakt symmetrisch unter Spiegelungen am Mittelpunkt ist. Diese Abweichungen sind im Wesentlichen aber sehr gering. Es wurden ebenfalls die Abmessungen des Kristalls in vertikaler Richtung vermessen. Dabei ergab sich, dass die vom Hersteller angebrachte äußere Markierung für die Position des Kristalls korrekt ist. Mithilfe der Positionsbestimmung des Kristalls in der Verschlusskappe konnte die Quelle für die Effizienzbestimmung zentral vor dem Detektor platziert werden.

4.3 Messungen mit der digitalen Spektroskopieselektronik

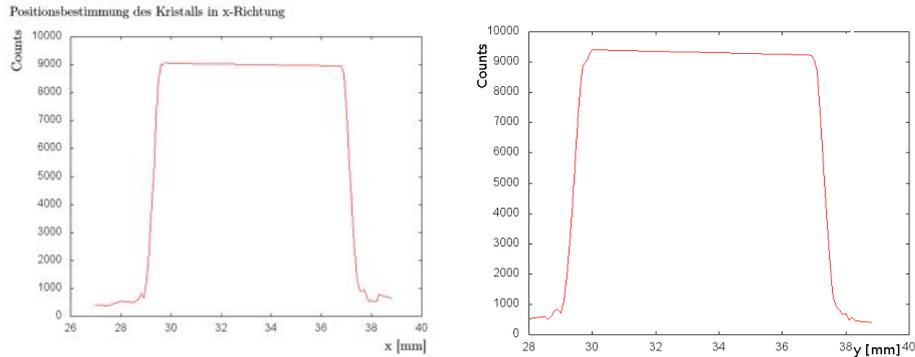


Abbildung 4.9: Zahl der Einträge im 60 keV-Peak bei fester Messzeit in Abhängigkeit von der Position. Die kollimierte ^{241}Am -Quelle wurde unterhalb des Detektors entlang der Radialen bei einer Armposition von 2,5 Grad bzw. 2,5+180 Grad (Abbildung 1) und 92,5 Grad bzw. 92,5+180 Grad (Abbildung 2) bewegt. Somit ist die Position des Kristalls innerhalb der Verschlusskappe zu erkennen.

Bei der durchgeführten Effizienzmessung wurde eine ^{60}Co -Quelle mit einer Aktivität von 99,2 kBq in einem Abstand von 25 cm mittig unterhalb des Detektors platziert. Der Wert der γ -Aktivität ist auf die aktuelle Zeit korrigiert, da seit dem erstmaligen Bestimmen der Aktivität ein nicht unerheblicher Teil der Kerne zerfallen ist. Eine 20-minütige Messung ergab $N=1,57 \cdot 10^5$ Einträge im 1,33 MeV-Full-Energy-Peak. Die relative Effizienz ist gegeben mit:

$$\epsilon = \frac{\frac{N}{AT}}{\epsilon_{Ph,NaI}} \quad (4.1)$$

Wobei A die Aktivität der Quelle, $\epsilon_{Ph,NaI}$ die Photopeakeffizienz des NaI $3 \times 3\text{Inch}$ – Detektors und T die Messdauer ist. Damit ergibt sich die Effizienz des HPGGe–Detektors zu: $\epsilon \approx 110\%$. Dieser Wert ist konsistent mit der von dem Hersteller Canberra angegebenen Effizienz von 107%. Für den gemessenen Wert der relativen Effizienz gibt es Unsicherheiten. So ist die Aktivität der Quelle nicht exakt bekannt. Der Hersteller der Quelle gab die Aktivität mit einem Fehler von 3% an. Außerdem gibt es eine Unsicherheit bei der Positionierung der Quelle, denn wenn diese nicht genau 25 cm entfernt und zentral unterhalb des Detektors positioniert wird, handelt es sich nicht mehr um eine Standardmessung. Weiterhin ist die Zahl der bestimmten Einträge im Photopeak durch die endliche Messdauer und durch den Untergrund fehlerbehaftet.

5 Koinzidenzmessungen

Eine Koinzidenzmessung zwischen HPGe-Detektor und DSSD, bei der die Informationen beider Detektorsysteme aus den verschiedenen Pixie-Modulen zu einem Ereignis oder Event zusammengesetzt werden, wurde durchgeführt. Diese wurden im Aufbau für kleine Streuwinkel (siehe Kapitel 3.4.1) mit ^{137}Cs durchgeführt. Die Messdauer betrug 64 h, um möglichst viele Ereignisse zu sammeln. Im Rahmen der Analyse werden mithilfe der Time-stamps physikalische Events aus allen einzelnen Messevents der Pixie-Module gebildet. Dadurch kann dann auf einer Event-by-Event-Basis die Energiedeposition im DSSD gegen die Energiedeposition im HPGe-Detektor aufgetragen werden.

In dieser $\gamma\gamma$ -Matrix sind dann die Strukturen der Compton-Streuung zu erkennen, die eindeutige Koinzidenz zwischen den beiden Detektoren ist belegt. Findet im DSSD eine Comptonstreuung und im HPGe-Detektor eine Totalabsorption (direkt oder nach Comptonstreuungen) statt, wird die gesamte Energie des Gammaquants in den beiden Detektoren deponiert. Durch die Energiedeposition im DSSD ist in diesem Fall die Energiedeposition im HPGe-Detektor festgelegt. Entsprechend ist in der 2D-Auftragung eine Gerade zu sehen, bei der sich beide Energien zu der Gesamtenergie des Gammaquants E_0 aufaddieren. Entsprechend der Formel für die Energiedeposition bei Comptonstreuung ist der Bereich der Energiekorrelation mit einer maximalen Energiedeposition im DSSD begrenzt. Diese entspricht dem maximalen Streuwinkel, bei dem das Gammaquant nach der Comptonstreuung im DSSD noch auf den HPGe-Detektor treffen kann. Eine minimale Energie ist hier nur durch die minimal registrierbare Energiedeposition durch das elektronische Rauschen im DSSD gegeben, da im verwendeten Aufbau Streuwinkel von $0-90^\circ$ möglich waren. Bei der Gammaenergie von ^{137}Cs von 661 keV ist Streuung bei kleinen Winkeln wahrscheinlicher (siehe den differentiellen Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt in Gleichung 2.7). Damit ist die Intensität entlang der Geraden bei den unterschiedlichen Energien im DSSD stärker oder weniger stark ausgeprägt. Der maximale Ablenkwinkel von 90° entspricht einem Energieverlust von 288 keV im DSSD und damit einer Restenergie von 373 keV im HPGe-Detektor. Dies stimmt mit den gemessenen Strukturen in der $\gamma\gamma$ -Matrix überein. Es sind aber auch oberhalb dieser Energie Einträge in der Gerade zu sehen, insbesondere

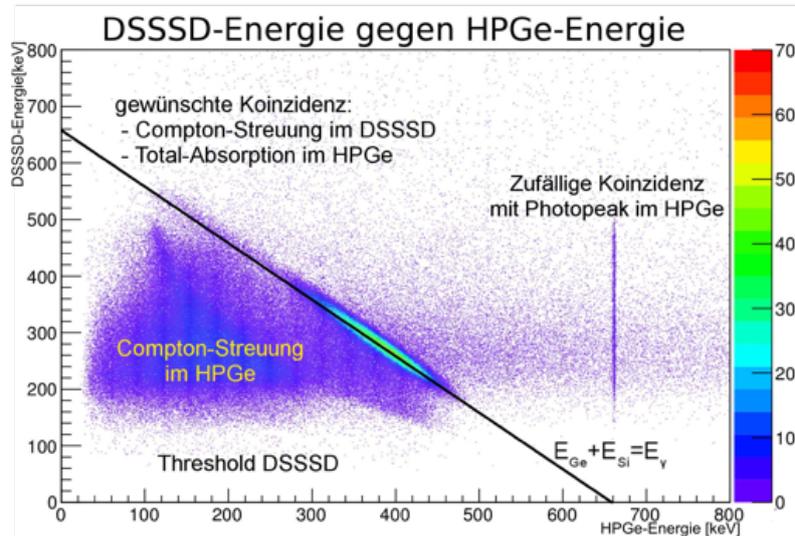


Abbildung 5.1: $\gamma\gamma$ -Matrix mit Alignment der addierten Streifen der p-Seite. Man erkennt sowohl Koinzidenzen mit Compton – Totalabsorption (Gerade), Compton-Compton (unterhalb der Gerade), sowie zufällige Koinzidenzen (bei einer HPGe-Energie von 661 keV)

auch bei Energien, die größer sind als der Energieverlust bei Rückstreuung von 476 keV. Dies ist durch multiple Comptonstreuungen im DSSSD zu erklären.

Zusätzlich ist es möglich, dass bei einer Koinzidenz zwischen den Detektoren nach der Comptonstreuung im DSSSD nur eine Comptonstreuung im HPGe-Detektor stattfindet und das Gammaquant den Detektor dann wieder verlässt. In der $\gamma\gamma$ -Matrix befinden sich diese Events im Bereich unterhalb der Geraden, da die Energiedeposition in beiden Detektoren nicht mehr korreliert ist (mit Einschränkung des Ablenkungswinkel auf 0° bis 90° im DSSSD und 0° bis 180° im HPGe-Detektor und der damit verbundenen Energiedepositionen). Weiterhin ist es möglich, dass im DSSSD eine Wechselwirkung stattfindet und im danach folgenden Koinzidenzzeitfenster eine Energiedeposition im HPGe-Detektor, die durch ein anderes Gammaquant verursacht wird, registriert wird. Dieses Ereignis wird dann fälschlich als koinzident angenommen und tritt als Event in der Matrix auf. Von diesen „zufälligen Koinzidenzen“ sind solche mit Full-Energy-Peak im HPGe-Detektor der ^{137}Cs -Quelle am häufigsten. Entsprechend sind in der Matrix bei einer HPGe-Energie von 661 keV bei beliebigen DSSSD-Energien Events vorhanden.

5.1 Kalibration und Alignment der DSSD-Streifen

Eine Eichung des HPGe-Detektors ist mit ^{60}Co problemlos möglich. Die hier verwendeten Eichparameter einer linearen Eichung für den Core ergaben

$$E[\text{keV}] = 0,111 \cdot Ch. - 0,9 \quad (5.1)$$

Eine Eichung des DSSD ist wie bereits angesprochen nicht so leicht möglich, da kleine Energien nicht aufgelöst und hohe Energien einen zu kleinen Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt haben. Allerdings ist eine Eichung über die $\gamma\gamma$ -Matrix möglich, indem die Energie eines einzelnen Streifens gegen die Energie des HPGe-Cores aufgetragen wird. Da der HPGe-Detektor geeicht ist, kann bei Events, die sich in der Gerade (=Compton im DSSD und Totalabsorption im HPGe-Detektor) befinden, der Kanalzahl im DSSD eine Energie zugewiesen werden, da sich beide Energien immer zur Gesamtenergie von 661 keV (für ^{137}Cs) ergänzen müssen. Praktisch erfolgt dies über die Bestimmung der Geradengleichung. Bei einem Fit der Gerade ist zu beachten, dass jeder Pixel einen eigenen Wert besitzt, sodass ein gewichteter Fit notwendig ist. Root stellt dafür eine Funktion zur Verfügung. Dafür muss der zu fittende Bereich isoliert werden. Dies geschieht, indem manuell auf den Bereich der Gerade ein Cut durch ein Polygon-Gate gesetzt wird. Dieser Cut wird dann separat erneut aufgerufen und die gesamten vorhandenen Daten innerhalb des Cut-Bereichs werden mit einem Polynom erster Ordnung gefittet. Hier ein Beispiel für die Schritte zur Eichung eines Streifens:

```
compton->Draw("camera.d_silicon.d_energyFront[15]:  
camera.d_gamma.d_energy[0]>>(800,0,800,200,0,200)", "", "colz")
```

Hiermit wird die Energie des 15. Streifens der n-Seite gegen die Energie des HPGe-Cores aufgetragen. Das Eventbuilding hat hier schon stattgefunden. Es wird dabei auf die entsprechenden Einträge im Root-Tree, hier „compton“ genannt, in den jeweiligen Branches „silicon“ bzw „gamma“ für den HPGe-Detektor verwiesen. Die Zahlen geben Datenbereich und Binning der jeweiligen Achsen an. Hier wird die Energie des bereits geeichten HPGe von 0 bis 800 keV angezeigt, sowie die Energie des DSSD-Streifens in Kanälen von 0 bis 200. Dabei wurde jeweils maximales Binning gewählt. Der leer gelassene Bereich kann für Bedingungen, wie ein Gating, benutzt werden. Hier sollen aber noch alle Daten angezeigt werden. Die Option „colz“ ist eine Anzeigeoption, wodurch die Höhe bzw. der Wert jedes Histogrammpunkts farblich codiert wird. In der nun erstellten Matrix kann nun

5.1 Kalibration und Alignment der DSSD-Streifen

ein Polygon um die Gerade gesetzt werden. Dieses erhält nun eine Bezeichnung, z.B. hier „Cut_Si15“, sodass der Cut nun aufgerufen werden kann. Gleichzeitig wird dem Cut beim Aufrufen eine Bezeichnung gegeben, auf die der Fitbefehl zugreifen kann, hier „Fitname“ genannt.

```
compton->Draw("camera.d_silicon.d_energyFront[15]:
camera.d_gamma.d_energy[0])>>Fitname(800,0,800,200,0,200)",
"Cut_Si15", "colz")
```

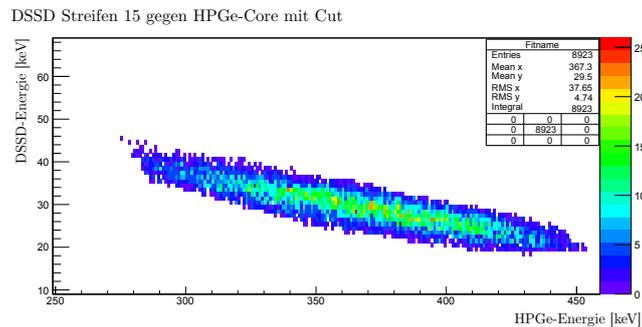


Abbildung 5.2: Cut auf die Events mit Koinzidenz und Totalabsorption im HPGe-Detektor. Bei weiteren Befehlen und Analyseschritten können nun Daten, die sich ausschließlich innerhalb des Cuts befinden, genutzt werden. Der Cut wird durch ein Polygon beschrieben, dessen Eckpunkte manuell in der GUI gesetzt werden können.

Der nun erzeugte Cut kann mithilfe von zwei Befehlen gefittet werden:

```
TProfile *fit0 = Fitname -> ProfileX()
fit0 -> Fit("pol1")
```

Entscheidend ist hierbei die Zuweisung des korrekten Cuts, sowie die Angabe der Ordnung des Fits („pol1“ für Polynom erster Ordnung). Damit ist Steigung und Offset der Geraden bekannt. Damit lässt sich eine Eichung für diesen Streifen durchführen. Ist q die Steigung und w der Offset der bestimmten Geraden, sowie a Steigung und b Offset der Eichgeraden, dann gilt:

$$b = E_0 - \frac{w}{q} \quad (5.2)$$

$$a = \frac{E_0 - b}{w/q} \quad (5.3)$$

Eine Eichung jedes einzelnen Kanals der n- und p-Seite ist erforderlich, da die Kalibrationen für alle Streifen sich als leicht unterschiedlich erweisen und einige sogar deutliche

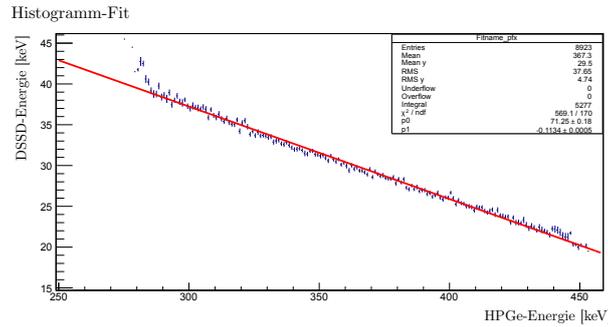


Abbildung 5.3: Gewichteter Fit durch die Daten des Cuts mit einem Polynom erster Ordnung. Es werden nur Punkte innerhalb des Cuts für den Fit berücksichtigt und der Wert jedes Bins geht dabei als Wichtungsfaktor ein.

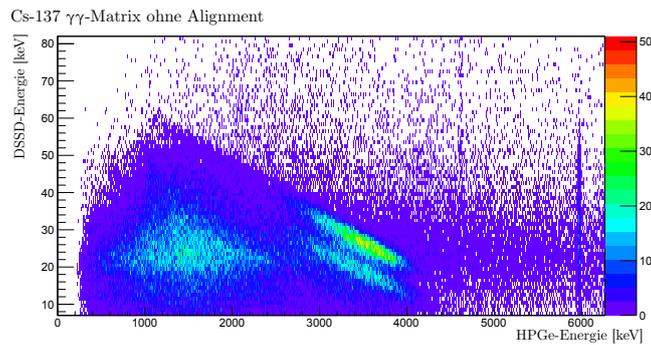


Abbildung 5.4: $\gamma\gamma$ -Matrix, bei der alle Streifen mit einem mittleren Kalibrationswert geeicht wurden. Eine Überlagerung zeigt, dass für die einzelnen Streifen eine eigene Eichung notwendig ist.

Abweichungen vom mittleren Kalibrationswert zeigen. Im Anhang befinden sich Tabellen, die die Eichparameter für alle Kanäle der n- und p-Seite enthalten.

Nach der Eichung der einzelnen DSSD-Streifen wurden alle $\gamma\gamma$ -Matrizen für alle n- oder p-Seiten-Streifen überlagert. Für das Alignment wurden alle 32 Streifen der n-Seite und alle 60 Streifen der p-Seite einzeln geeicht. Dieser Aufwand lohnt sich, wie der Vergleich zwischen unkorrigierter und korrigierter $\gamma\gamma$ -Matrix zeigt (siehe Abbildungen 5.4 und 5.5).

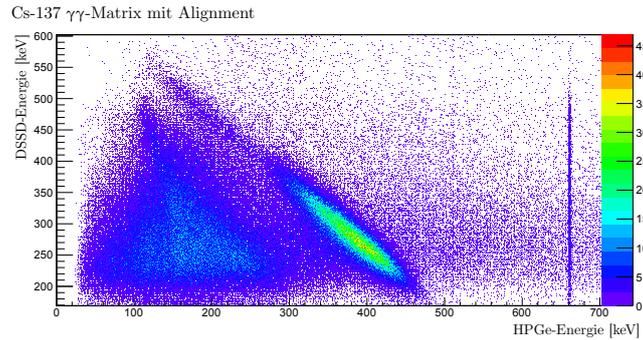


Abbildung 5.5: $\gamma\gamma$ -Matrix mit Alignment. Die unterschiedliche Eichung für jeden Streifen bewirkt eine Angleichung der einzelnen Histogramme und erlaubt somit eine Überlagerung.

5.2 Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Messdauer der in Abbildung 5.1 gezeigten ^{137}Cs -Messung betrug 65 h. Insgesamt wurden dabei 412204 Events als Koinzidenz angenommen. Die Aktivität der Quelle betrug 166 kBq. Dies ergibt eine erste grobe Abschätzung für die Performance von $\epsilon = 1,06 \cdot 10^{-5}$. Allerdings befinden sich unter den 412k Events auch Untergrund und zufällige Ereignisse. Von diesen ist der zufällige Full-Energy-Peak im HPGe-Detektor eindeutig erkennbar, dort befinden sich allerdings nur 2,5k Events. Zusätzlich zu den zufälligen Koinzidenzen mit Full-Energy-Peak gibt es auch solche, bei denen im HPGe-Detektor nur eine Comptonstreuung stattfindet. Das Verhältnis von zufälligen Comptonstreuerungen oder Photoabsorptionen dieser verschiedenen zufälligen Koinzidenzen entspricht dem eines normalen Gammaspektrums. Allerdings sind letztere in der $\gamma\gamma$ -Matrix nicht mehr eindeutig zu erkennen, es handelt sich um Untergrund. Es ist nicht möglich diese Events zur besseren Bestimmung der Performance herauszufiltern. Ein Teil der Events kann jedoch mit der Bedingung, dass Summe aus Energiedeposition in DSSD und HPGe-Detektor nicht größer als die Gammaenergie der Quelle ist, aussortiert werden. Dies trifft auf alle Events oberhalb der - virtuell fortgesetzten - Gerade von Comptonstreuung im DSSD mit anschließender Totalabsorption im HPGe-Detektor zu. In und unterhalb der Gerade befinden sich noch 378k Events. Damit lässt sich eine etwas genauere Performance von $\epsilon = 9,89 \cdot 10^{-6}$ angeben.

Diesen Performancewert kann man mit der Performance von anderen Konstellationen bezüglich Position der Detektoren und der Quelle vergleichen. Verwendet man jedoch eine andere Quelle, verändert sich aufgrund der verschiedenen Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten auch das Verhältnis von Untergrund zu echten Koinzidenzen. Es sollten also nur

Messungen mit gleichen Quellen diesbezüglich verglichen werden. Um das Verhältnis von Untergrund zu echten Koinzidenzen zu verbessern, ist es nützlich, nur die Ereignisse in der Compton – Totalabsorptionsgerade zu betrachten. Dort ist der Anteil der echten Koinzidenzen am höchsten. Der damit ermittelte Wert kann mit auf die gleiche Weise ermittelten Werten verglichen werden. Bei der vorgestellten Messung befinden sich in diesem Geradenbereich noch 114k Ereignisse. Die somit definierte Performance ϵ' beträgt dann $\epsilon' = 2,93 \cdot 10^{-6}$. Da die Messung im Aufbau für kleine Streuwinkel (siehe Kapitel 3.4.1) aufgenommen wurde, befand sich die Quelle direkt vor dem DSSD und es wurde versucht, eine maximale Performance zu erreichen. Die so bestimmte Performance ist also im Bereich der größtmöglich Erreichbaren.

Es wurde ebenfalls eine Messung im Aufbau für große Streuwinkel 3.4.2 über den gleichen Zeitraum von 65 h mit einer ^{60}Co -Quelle (Aktivität: 99 kBq) durchgeführt. Aufgrund der geringeren Wahrscheinlichkeit für große Streuwinkel und aufgrund der kleineren Raumwinkelabdeckung ist eine niedrigere Performance zu erwarten. Bei der Messung wurden insgesamt 22,8k Events als koinzident gemessen. Bezieht man wie zuvor nur die Events ein, bei denen Summe aus DSSD- und HPGe-Energie kleiner als die Gesamtenergie ist, bleiben 22,2k Events übrig. Hier sieht man bereits, dass das Verhältnis von Untergrund zu echten Koinzidenzen sehr viel besser ist. Die Performance ist um einen Faktor drei kleiner und beträgt:

$$\epsilon = 9,6 \cdot 10^{-7}$$

Dies zeigt, dass die Möglichkeiten der Kamera begrenzt sind, insbesondere für weiter entfernte Quellen. Denn der mit 24 cm^2 relativ kleine DSSD nimmt nur einen kleinen Raumwinkel ein, der mit r^2 wächst. Der Abstand zwischen HPGe-Detektor und DSSD sollte nicht minimiert werden, da dies den Fehler des Verbindungsvektors zwischen den zwei Wechselwirkungsorten erhöht und dieser im Wesentlichen dem Fehler der Ortsauflösung der Quellenposition entspricht. Deshalb muss in der Anwendung je nach Parametern wie zur Verfügung stehende Messzeit, Aktivität und benötigte Genauigkeit der Ortsauflösung eine Optimierung der Positionierung der beiden Detektoren zueinander und zur Quelle durchgeführt werden. Zusätzlich muss für jedes Experiment entschieden werden, ob man eine Abschirmung des HPGe-Detektors zur Quelle benutzt. Denn zufällige Koinzidenzen erzeugen falsche Kegel und verfälschen die Statistik. Mit der Abschirmung kann die Zahl der zufälligen Koinzidenzen erheblich verringert werden. Dann ist jedoch keine Vorwärtstreuung mehr möglich, sodass die Performance sinkt.

5.3 Charge Sharing

Bei hochsegmentierten Si-Streifendetektoren wird die Aufteilung der erzeugten Elektron-Loch-Paare auf mehrere Streifen beobachtet. Eine 2D-Auftragung der Energien von zwei benachbarten Streifen im Vergleich zu zwei nicht benachbarten, weit auseinanderliegenden Streifen zeigt dies (siehe Abbildung 5.6). Um Fehler durch dieses Charge-Sharing zu

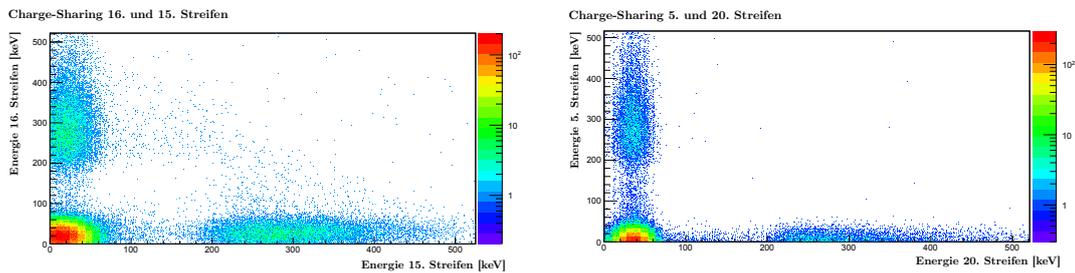


Abbildung 5.6: Auftragung der Energien zweier benachbarter und nicht benachbarter Streifen. Wie man sieht, gibt es bei den benachbarten Streifen Events, deren Energie sich auf beide Streifen aufteilt. Bei diesen wird die durch die Wechselwirkung erzeugte Ladung auf beide Streifen verteilt. Diese Events verursachen eine falsch bestimmte Energiedeposition, solange die Energie beider Streifen nicht addiert wird.

vermeiden, wird bei der Analyse eine Analysebedingung eingeführt, die bestimmt, ob ein Streifen Ladungen gemessen hat. Bei jedem Event werden dann alle Streifen, die diesen zweiten Energie-Threshold überschreiten, addiert. Dieser Offline-Threshold ist nötig, wenn man die Energie aller Streifen addieren will, da durch den Slow-Filter auch bei Streifen, die keine Ladung messen, eine Energie größer null bestimmt wird. Eine Einbeziehung dieser Energien würde die Messwerte verfälschen. Trägt man die Energien des DSSD gegen den HPGe-Detektor auf, ohne die Energie der Streifen wie beschrieben zu addieren, gibt es viele Einträge mit einer DSSD-Energie von 0-50 keV. Denn für jedes Event werden alle 32 Kanäle der n-Seite ausgelesen, wovon in der Regel aber nur einer einen Anstieg in der Ladung misst. Die restlichen 31 Kanäle messen eine Energie, die dem Rauschen des Detektors entspricht. Addiert man die Streifen, gibt es für jedes physikalische Event nur noch einen Eintrag in der $\gamma\gamma$ -Matrix und unterhalb des zweiten Thresholds gibt es keine Einträge mehr. Durch diese Analysebedingung wird die im DSSD deponierte Energie auch bei Charge-Sharing korrekt gemessen.

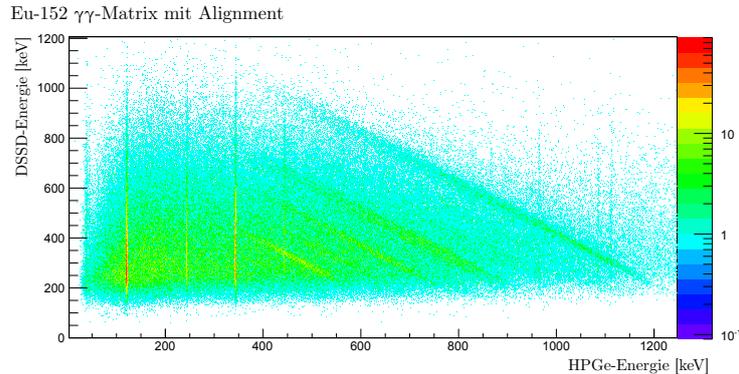


Abbildung 5.7: $\gamma\gamma$ -Matrix einer ^{152}Eu -Messung, wobei die DSSD-Energie die Summe der Energien aller gefeuerten Streifen der p-Seite ist. Die Messung mit ^{152}Eu wurde durchgeführt, um möglichst viel Statistik in einem großen Energiebereich für die weitere Analyse zu sammeln. Die zufälligen Koinzidenzen der Linien geringer Energie sind zwar noch zu sehen, aber es existiert keine zugehörige Compton – Totalabsorptionsgerade, da die Energiedeposition im DSSD zu klein ist, um noch detektiert werden zu können.

5.4 Energieauflösung

Wie bereits beschrieben ist eine Bestimmung der Energieauflösung im DSSD schwierig, da die Spektren in der Regel keinen Photopeak enthalten und die Aussteuerung der Verstärkung zu niedrig ist. Um trotzdem eine Energieauflösung angeben zu können, wird die mit der Auflösung des HPGe-Cores gefaltete Auflösung verwendet. Diese erhält man, indem man bei den koinzidenten Events die Summe der Energie des HPGe-Cores und der Summe aller Streifen, die gefeuert haben, bildet (alternativ kann auch nur die Energie eines einzelnen Streifens verwendet werden). Dies entspricht einer Projektion in der $\gamma\gamma$ -Matrix auf eine Ebene, die senkrecht auf der Nebendiagonalen steht. Die Breite des Peak bei der Gesamtenergie E_0 wird sowohl durch den HPGe-Core als auch durch den DSSD bestimmt. Damit kann die Auflösung der verschiedenen Streifen und die Auflösung verschiedener Messungen miteinander verglichen werden. Ein direkter Vergleich mit Auflösungen, die konventionell für Gammalinien gemessen wurden, macht allerdings keinen Sinn. Zum einen trägt der HPGe-Core zur Auflösung bei, zum anderen handelt es sich nicht um einen Full-Energy-Peak im üblichen Sinne, da Ereignisse unterschiedlichster Energie zu diesem Peak beitragen und die Auflösung beider Detektoren von der Energie abhängen. Interessant dabei ist auch der Vergleich der Auflösungen von n- und p-Seite, wobei die n-Seite mit der

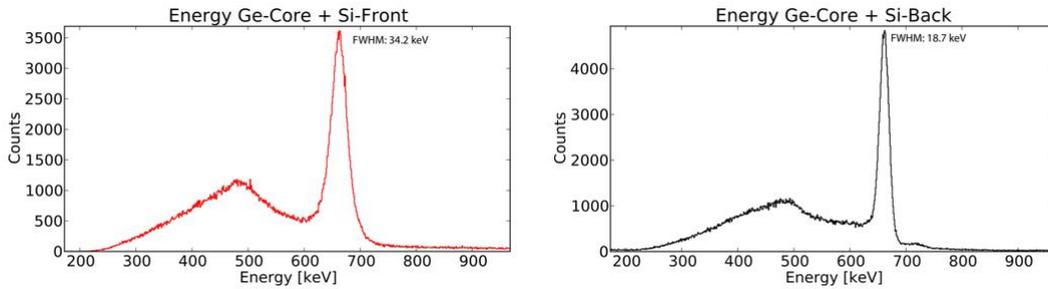


Abbildung 5.8: Gefaltete Auflösung von HPGe-Core und der Summe der Streifen von n- und p-Seite. Die Halbwertsbreiten betragen 34 keV bzw 19 keV. Die Auflösung liegt bei $\frac{\Delta E}{E} = \frac{1}{35}$ für die p-Seite, während die Auflösung der n-Seite $\frac{1}{19}$ beträgt

digitalen Pixie-Elektronik ausgelesen und die p-Seite mit vier Gassiplex-Chips verarbeitet wird. Dabei stellt man fest, dass die Halbwertsbreite der p-Seite mit 19 keV besser als die Halbwertsbreite der n-Seite mit 34 keV ist (siehe Abbildung 5.8). Bei einer γ -Energie von 661 keV entspricht das einer Auflösung $\frac{\Delta E}{E}$ von $\frac{1}{35}$ bzw. $\frac{1}{19}$.

Das Signal der p-Seite wird ebenfalls verstärkt, bevor es von dem Multiplexer verarbeitet wird. Wie die Werte der Eichparameter der p-Seite (im Anhang) zeigen, ist die Verstärkung dieser Elektronik deutlich höher. Deshalb liegt der Schluss nahe, dass die bessere Auflösung der p-Seite an der höheren Verstärkung bzw. an den durch die geringe Aussteuerung der n-Seiten Elektronik verursachten Probleme liegt. Um dies zu validieren, wurde eine Messung durchgeführt, bei der vier Channel der n-Seite durch einen Quad-Amplifier verstärkt wurden. Für diese vier Channel wurde eine erneute Eichung durchgeführt und die Auflösung dieser Channel wurde mit der Auflösung der nicht verstärkten n-Seite und der p-Seite verglichen. Mit der zusätzlichen Verstärkung erhält man eine verbesserte Halbwertsbreite von 16 keV. Zusätzlich erkennt man, dass auch kleinere Energiedepositionen - denn theoretisch sind in diesem Aufbau Streuwinkel bis 0° möglich - im DSSD registriert wurden. Es ist zu erkennen, dass die Compton – Totalabsorptionsgerade bis zum offline-Threshold reicht (siehe Abbildung 5.9). Dieses Ergebnis demonstriert, dass mit der neuen Verstärkungsstufe, die momentan von der TU München gebaut wird, ein niedrigerer offline-Threshold gewählt werden kann. Damit wird auch die Effizienz der Kamera verbessert. Die Auflösung mit Verstärkung liegt bei $\frac{1}{41}$ und damit in der Größenordnung der Auflösung der p-Seite.

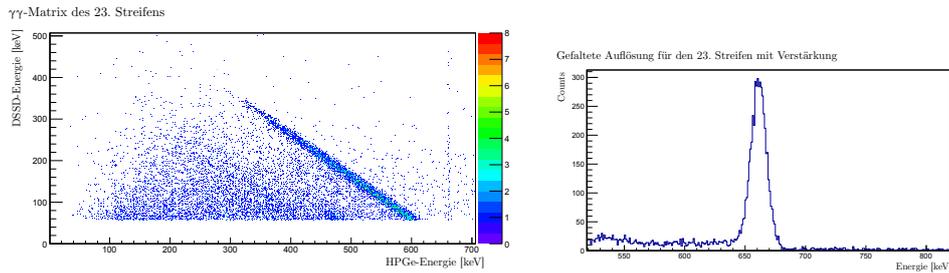


Abbildung 5.9: γ -Matrix des 28. Streifens von einer ^{137}Cs -Messung. Das Signal des 28. Streifens wurde von einem Quad-Amplifier verstärkt. Die Breite der Compton – Totalabsorptionsgerade ist deutlich geringer als bei nicht verstärkten Streifen und die Gerade reicht bis zum offline-Threshold, da kleinere Energiedepositionen im DSSD registriert werden können. Die zweite Abbildung zeigt die gefaltete Auflösung des verstärkten Streifens. Die Halbwertsbreite beträgt 16 keV, man erkennt also eine verbesserte Auflösung.

5.5 Ortsbestimmung

Die Ortsinformation im DSSD wird durch die beiden Streifeninformation gegeben. Die Streifen, die gefeuert haben, geben dabei eine x- und y-Position, wodurch der Wechselwirkungsort auf eine 1 mm x 1 mm Fläche beschränkt ist. Die Ereignisse in den Streifen der p- und n-Seite müssen den gleichen Timestamp haben. Durch Charge-Sharing können zwei Streifen derselben Seite gleichzeitig feuern. Damit wäre der Wechselwirkungsort auf eine 2 mm x 1 mm Fläche beschränkt. Wie man an Abbildung 5.6 erkennt, trifft dies aber nur für einen kleinen Anteil der Ereignisse zu, da die Einträge, bei denen einer von beiden Streifen keine Ladung misst, deutlich überwiegen. Ein gleichzeitiges Charge-Sharing in n- und p-Seite kann praktisch ausgeschlossen werden. Damit ist im Wesentlichen keine Verschlechterung der Ortsauflösung im DSSD durch Charge-Sharing zu erwarten. Dabei wurde noch berücksichtigt, dass die ersten und letzten 8 Streifen der n-Seite zusammengefasst sind und damit nicht bekannt ist, in welchem der zwei Streifen das Signal jeweils erzeugt wurde. Das Event wird durch eine zufällig erzeugte Zahl einem der beiden Streifen zugeordnet.

Es wurde festgestellt, dass insbesondere die Streifen 7 und 9 der p-Seite besonders viele Einträge haben. Diese beiden Streifen rauschen besonders stark, insbesondere müssen sie mit deutlich abweichenden Parametern geeicht werden. Die Werte für den Offline-Threshold wurden erhöht. Es scheint ein Problem bei der Verstärkung und Auslese dieser Streifen im

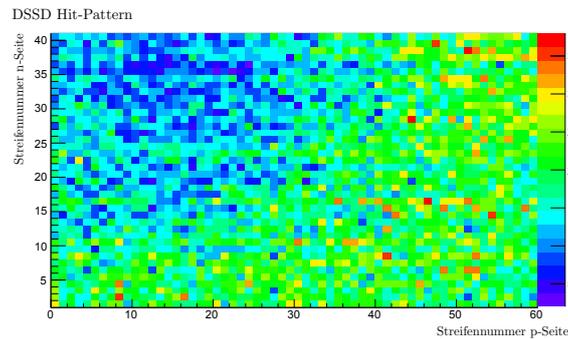


Abbildung 5.10: Hit-Pattern des DSSD. Die Ortsinformation, die sich aus Streifennummer von n- und p-Seite ergibt, kann genutzt werden, um den Ort der Compton-Streuung festzustellen

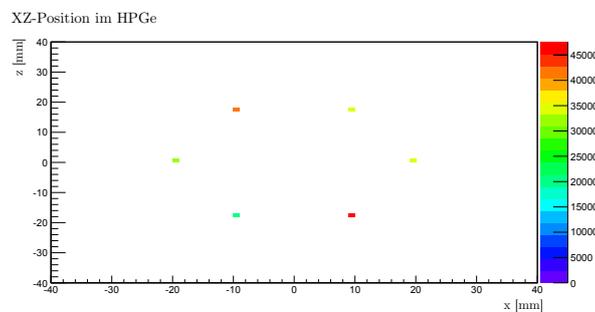


Abbildung 5.11: Sicht von oben auf den HPGe-Detektor. Es ist aufgetragen, welches „Kuchenstück“ jeweils getroffen wurde. Analog sind auch Ansichten von der Seite verfügbar, die zeigen, welche Reihe getroffen wurde. Für jedes Event kann die Segmentposition als Ortsinformation genutzt werden. Es wird angenommen, dass die Wechselwirkung jeweils im geometrischen Mittelpunkt des jeweiligen Segments stattgefunden hat.

Gassiplex-Chip zu geben. Der Vergleich mit anderen Streifen zeigt eine deutlich schlechtere Auflösung. Die Events, bei denen diese Streifen gefeuert haben, müssen in der weiteren Analyse möglicherweise verworfen werden. Die Ortsinformation im HPGe-Detektor wird in Zukunft über die Pulse-Shape-Analysis erhalten. Zur Zeit wird die Segmentinformation als Ortsinformation im HPGe-Detektor genutzt. Damit ist der Ort der Wechselwirkung auf $\frac{1}{36}$ des Kristallvolumens festgelegt. Als Wechselwirkungsort wird dann der geometrische Mittelpunkt des Segments angenommen.

Um zu testen, ob die grobe Ortsbestimmung im HPGe-Detektor ausreicht, um die Kamera erfolgreich zu betreiben, wurde bei einer Messung mit ^{137}Cs die HPGe-Core-Energie gegen die Streifenzahl aufgetragen. Dabei wurde gefordert, dass ein bestimmter DSSD-

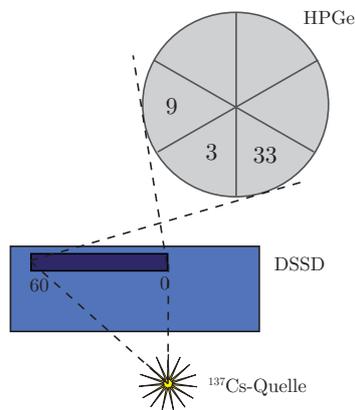


Abbildung 5.12: Der hier verwendete Aufbau ändert den Aufbau für kleine Streuwinkel ab, indem Quelle und DSSD etwas versetzt positioniert werden. Dadurch ist die Änderung der abgedeckten Streuwinkel größer, wenn an einem anderen DSSD-Streifen gestreut wird.

Streifen und ein bestimmtes HPGe-Segment gefeuert hat. Die Energie des HPGe-Cores dieser Events wird als Funktion der Streifennummer aufgetragen (siehe Abbildung 5.13). Es werden nur Events verwendet, die in der Compton – Totalabsorptionsgerade liegen. Je nachdem, von welchem DSSD-Streifen das Gammaquant in das gleiche HPGe-Segment gestreut wird, ist ein anderer Streuwinkel nötig und damit ist auch eine andere Energiedeposition im DSSD verbunden. Ebenso führt dies auch zu einer anderen Energiedeposition im HPGe-Detektor. Für minimale Ablenkungswinkel ist kein Eintrag im Histogramm zu erwarten, da die Energiedeposition im DSSD nicht groß genug ist, um den Trigger-Threshold zu überwinden. Für größere Ablenkungswinkel ist eine abfallende Energiedeposition im entsprechenden Segment zu erwarten. Da die Segmente aber relativ groß sind, wird ein bestimmte Streuwinkel abgedeckt. Zu berücksichtigen ist, dass das Segment auch eine Höhe hat und die Streuung in drei Dimensionen stattfindet. Für diese Messung wurde der Aufbau für kleine Streuwinkel etwas abgeändert (siehe Abbildung 5.12). Im geänderten Aufbau wird die Quelle und der DSSD etwas versetzt positioniert, wodurch sich die abgedeckten Streuwinkel stärker verändern, wenn an einem anderen Streifen gestreut wird.

In Abbildung 5.13 erkennt man, dass die Energie mit steigender Streifennummer abnimmt. Die Richtung der x-Achse ist dabei so gewählt, dass eine höhere Streifennummer einem höheren Streuwinkel entspricht (siehe auch Abbildung 5.12).

Im dritten Segment sind maximalen Restenergien von 300 keV bis 440 keV beim nullten

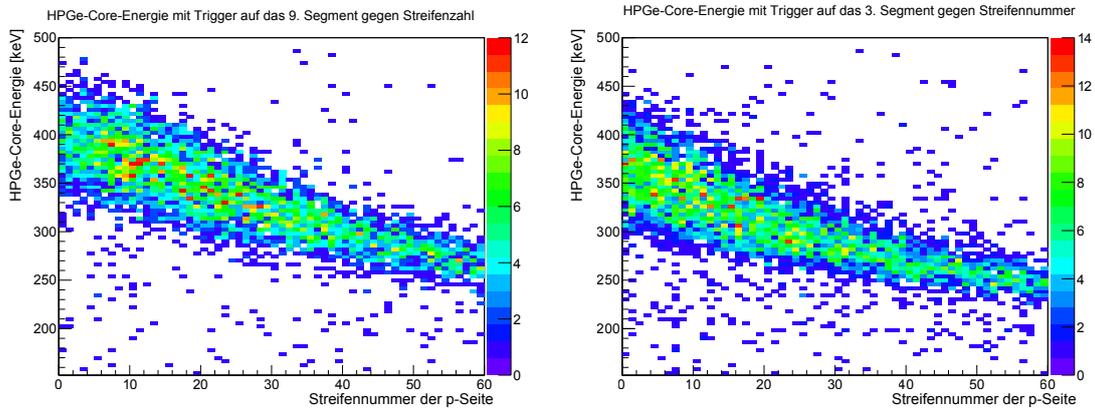


Abbildung 5.13: Energie des HPGe-Cores mit Forderung, dass das dritte bzw neunte HPGe-Segment gefeuert hat, gegen die DSSD-Streifennummer aufgetragen. Es ist zu sehen, dass die Energie in Abhängigkeit von der Streifennummer und damit in Abhängigkeit von dem Streuwinkel abnimmt und dass die mittlere Energie in Abhängigkeit von dem Segment abnimmt. Dabei entspricht eine Streuung in das neunte Segment einem mittleren Streuwinkel von 97° und eine Streuung in das dritte Segment einem mittleren Streuwinkel von 107° , wenn am 60. DSSD-Streifen gestreut wird.

Streifen zu finden. Dies entspricht Energiedepositionen im DSSD von 361 keV bis 221 keV. Die äquivalenten Streuwinkel dazu sind 52° bis 86° . Die minimalen Restenergien beim 60. Streifen sind etwa 230 keV bis 270 keV. daraus folgen Streuwinkel von 97° bis 117° . Im Vergleich dazu liegen beim neunten Segment die Winkel für die Streuung am nullten Streifen bei 50° bis 74° und für die Streuung am 60. Streifen bei 89° bis 106° . Diese Werte machen Sinn, da Streuungen um kleinere Winkel notwendig sind, um vom DSSD aus das neunte Segment zu treffen. Man stellt eine Änderung der mittleren Energie in Abhängigkeit des betrachteten Segments fest. Der Vergleich der Histogramme (Abbildung 5.13) mit Trigger auf zwei benachbarten Segmenten zeigt eine Verschiebung der mittleren HPGe-Core-Energie, was einer Verschiebung des mittleren Streuwinkels entspricht. Dabei gibt es für jeden Streifen einen bestimmten Energiebereich. Dies liegt daran, dass nur der Trigger in dem jeweiligen Streifen, aber nicht einem dazu senkrecht liegenden Streifen gefordert ist. Damit kann das Gammaquant an einem beliebigen Punkt des DSSD-Streifens streuen und dann das HPGe-Segment treffen. Das entspricht anderen Streuwinkeln und damit anderen Energiedepositionen. Da die niedrigen Streifennummern näher an der Quelle lagen, ist dort eine größere Breite der Verteilung von Streuwinkeln zu finden. Zusätzlich führt die endliche

Größe des Segments zu einer weiteren Verbreiterung des Streuwinkelbereichs. Entsprechend ist auch die Energiedeposition verteilt. Weitere Abweichungen können an falschen Triggern liegen, d. h. nach einer Streuung in ein bestimmtes Segment findet im HPGe-Detektor eine Compton-Streuung in das eigentlich betrachtete Segment statt. Die Energiedeposition im HPGe-Detektor und DSSD stimmt dann nicht mit dem zu dem betrachteten Segment gehörenden Winkel überein. Zur Vermeidung dieser falschen Trigger kann in Zukunft die PSA oder eine Abfrage, ob die Segmentenergie der Core-Energie entspricht, verwendet werden.

Die Ergebnisse zeigen eine erste Abhängigkeit der festgestellten Wechselwirkungsorte und der Energiedepositionen. Die Segmentinformation kann als erste grobe Näherung verwendet werden, muss in Zukunft aber durch eine bessere Ortsinformation im HPGe-Detektor ersetzt werden.

6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Bachelorarbeit wurde erfolgreich der Aufbau einer Compton-Kamera vervollständigt. Dafür wurde ein DSSD in Betrieb genommen und getestet. Dieser wurde dann zum ersten Mal zusammen mit einem HPGe-Detektor in Koinzidenz betrieben. Es wurden Langzeitmessungen mit verschiedenen Geometrien und Quellen durchgeführt. Die aufgenommenen Listmode-Daten wurden einer Analyse unterzogen, die aus den einzelnen Einträgen ein Eventbuilding betreibt und Root-Dateien erstellt. Die Auswertung der Daten zeigt, dass der gesamte Aufbau als Compton-Kamera genutzt werden kann. Es wurde für alle Kanäle der n- und p-Seite eine eigene Kalibration durchgeführt, die die Nutzung der Information mehrerer Streifen gleichzeitig möglich macht. Die Analyse wurde während der Arbeit verfeinert und erweitert. So wurde unter anderem eine Projektion auf die Winkelhalbierende der beiden Energieachsen durchgeführt. Dies entspricht einem Spektrum, bei dem die Summen der Energien der beiden Detektoren aufgetragen werden. Damit kann eine gefaltete Energieauflösung bestimmt werden. Dadurch ist ein guter Vergleich der Ergebnisse der Pixie-Elektronik mit den Ergebnissen der Gassiplex-Elektronik möglich. Es wurde festgestellt, dass der Multiplexer bessere Auflösungen liefert. Die Analyse erbrachte, dass es sich um ein Problem der zu geringen Verstärkung der n-Seiten-Signale handelt. Zusätzlich wurde mit der Analyse der Ort der Wechselwirkung im DSSD extrahiert. Eine erste Näherung für den Ort der Wechselwirkung im HPGe-Detektor ist über die Segmentinformation verfügbar. Eine Korrelation der Ortsinformationen in beiden Detektoren und den jeweiligen Energiedepositionen kann mithilfe der Compton-Streuung erklärt werden.

Während der Arbeit wurde das Betriebssystem des DAQ-Systems auf Linux umgestellt und ein neues Datenaufnahmeprogramm von Max Winkel erstellt. In Zusammenarbeit mit der TU München wurde dieses an die Ansprüche des Experiments angepasst und läuft nun fehlerfrei. Ein C-basiertes Datenaufnahmeprogramm hat den Vorteil, dass es variabel ist und jederzeit an neue Anforderungen des Experiments angepasst werden kann.

In Zukunft wird der Aufbau um eine zusätzliche Verstärkungsstufe für die n-Seite des DSSD erweitert. Diese ist bereits bei der TU München in Bau. Erste Testmessungen im Rahmen

dieser Arbeit mit analogen Verstärkern zeigen, dass damit die Energieauflösung deutlich besser und ein größerer Energiebereich verfügbar sein wird, da kleinere Energiedepositionen detektiert werden können. Eine Verbesserung der Effizienz der Kamera, insbesondere im Aufbau für kleine Streuwinkel, ist damit zu erzielen. In Zukunft wird eine Data-Library für die Pulse-Shape-Analysis erstellt, um damit eine hochauflösende Ortsbestimmung im HPGe-Detektor zu ermöglichen.

7 Anhang

Streifen-Nr.	Steigung	Offset	Streifen-Nr.	Steigung	Offset	Streifen-Nr.	Steigung	Offset
0	1,350	59,4	20	1,364	64,8	40	1,236	60,3
1	1,435	49,2	21	1,420	54,5	41	1,241	58,0
2	1,368	58,0	22	1,460	49,1	42	1,224	61,6
3	1,359	56,9	23	1,406	56,4	43	1,297	49,5
4	1,530	29,3	24	1,495	43,2	44	1,232	62,9
5	1,361	61,7	25	1,435	52,5	45	1,277	52,1
6	1,355	60,3	26	1,333	69,7	46	1,346	62,9
7	3,268	7,1	27	1,412	58,9	47	1,399	53,2
8	1,427	54,1	28	1,511	43,6	48	1,484	43,6
9	2,618	57,2	29	1,381	61,1	49	1,351	63,6
10	1,372	57,6	30	1,205	61,7	50	1,371	62,1
11	1,359	59,9	31	1,244	57,0	51	1,393	57,9
12	1,389	55,3	32	1,259	54,1	52	1,406	53,0
13	1,376	55,0	33	1,196	64,9	53	1,420	51,9
14	1,357	64,0	34	1,235	58,4	54	1,379	61,3
15	1,335	68,2	35	1,239	58,1	55	1,381	58,2
16	1,466	51,3	36	1,244	58,2	56	1,379	60,2
17	1,416	57,2	37	1,192	69,7	57	1,364	61,8
18	1,425	54,9	38	1,272	52,4	58	1,381	58,2
19	1,486	44,3	39	1,253	57,6	59	1,393	54,9

Tabelle 7.1: Eichparameter der p-Seite

Streifen-Nr.	Steigung	Offset	Streifen-Nr.	Steigung	Offset	Streifen-Nr.	Steigung	Offset
0	9,593	20,8	11	9,030	-1,2	22	8,538	26,0
1	9,143	25,2	12	10,165	-3,4	23	8,534	15,0
2	8,862	29,6	13	9,213	22,1	24	8,689	27,8
3	8,784	17,5	14	9,283	21,1	25	8,442	23,5
4	8,763	28,5	15	8,502	23,5	26	8,597	28,0
5	8,330	10,3	16	8,856	28,8	27	8,530	18,2
6	8,990	10,3	17	8,418	18,1	28	8,523	13,8
7	8,455	28,9	18	8,939	0,2	29	8,655	41,7
8	8,536	26,0	19	8,151	29,7	30	7,592	34,6
9	9,912	5,7	20	8,264	30,6	31	8,058	40,0
10	9,750	0,8	21	8,309	30,1			

Tabelle 7.2: Eichparameter für die n-Seite

Oberes Board #	Modul	Channel #	Unteres Board#	Modul	Channel #
1	3	0	1	4	1
2	3	1	2	4	0
3	3	2	3	3	15
4	3	3	4	3	14
5	3	4	5	3	13
6	3	5	6	3	12
7	3	6	7	3	11
8	3	7	8	3	10
9	3	8	9	3	9
10	4	9	10	4	8
11	4	10	11	4	7
12	4	11	12	4	6
13	4	12	13	4	4
14	4	13	14	4	5
15	4	14	15	4	3
16	4	15	16	4	2

Tabelle 7.3: Zusammenfassung der Verteilung der Vorverstärker-Signale aus dem Interface-Panel in die Pixie-Module. Die Reihenfolge ist nicht intuitiv, aber so gewählt, dass die Reihenfolge der Channel in den Modulen der Position der Streifen auf dem Detektor entspricht.

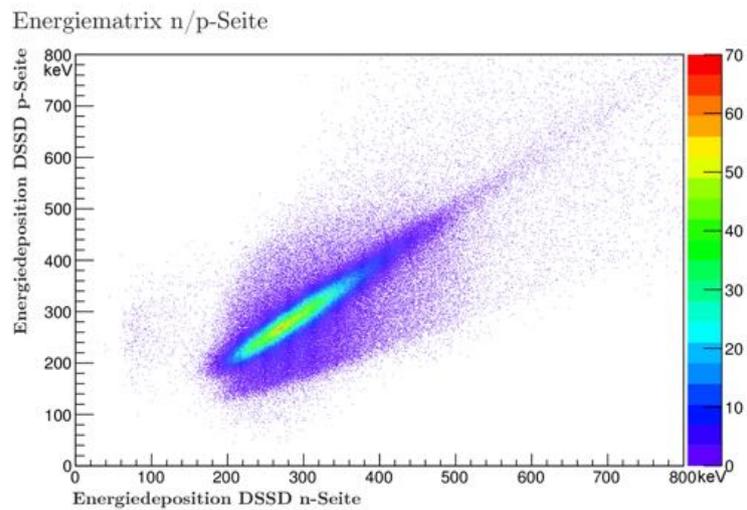


Abbildung 7.1: Energie der Summe der gefeuerten Streifen der p-Seite gegen die Energie der gefeuerten Streifen der n-Seite. Man erkennt, dass beide Seiten die gleichen Energien messen. Dies zeigt, dass die Auswertung der Gassiplex-Trace korrekt funktioniert und dass das Alignment aller Streifen erfolgreich durchgeführt wurde.

Literaturverzeichnis

- [1] Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. Vol 668 p.26-58. (2012) [19]
- [2] @ NSCL/MSU, LISE group: <http://lise.nsl.msu.edu/lise.html>. (2012) [37]
- [3] BETHE, H.: Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. Ann. Phys., 397: 325-400. (1930) [12]
- [4] BLINDER, S. M.: 'Klein-Nishina Formula for Photon-Electron Scattering' from the Wolfram Demonstrations Project <http://demonstrations.wolfram.com/KleinNishinaFormulaForPhotonElectronScattering/>. (2012) [9]
- [5] GERICKE, K.: Molekülspektroskopie und Quantenchemie http://www.pci.tu-bs.de/aggericke/PC4/Kap_II/Metalle.htm. (2009) [14]
- [6] [HTTP://CREMAT.COM](http://CREMAT.COM), Cremat I.: CR-110 charge sensitive preamplifier: Application guide. (2006) [24]
- [7] KNOLL, Glenn F.: Radiation Detection and Measurement. (2010) [7, 8, 10, 11, 12, 13, 17, 19]
- [8] LAUBE, P.: Halbleitertechnik, www.halbleiter.org. (2012) [15]
- [9] LLC, XIA: 16-Channel 100 MHz CompactPCI/PXI Digital Spectrometer http://www.xia.com/Datasheets/Pixie16_flyer.pdf. (2008) [28]
- [10] LLC, XIA: Setup Guide for the TU-München Digital DAQ System. (2011) [31]
- [11] PAPE, M. R.: Elektromagnetische Wechselwirkung von Photonen und Elektronen mit Materie. (2000) [7, 8]
- [12] RECCHIA, F. ; BAZZACCO, D. ; FARNEA, E. ; VENTURELLI, R. ; AYDIN, S. ; SULIMAN, G. ; UR, C.A.: Performance of an AGATA prototype detector estimated by Compton-imaging techniques. (2009) [22]
- [13] SANTIARD, J. C.: Documentation for the GASSIPLEX-amplifier board. (2012) [26]
- [14] STEINBACH, Tim: Aufbau einer Compton-Kamera basierend auf einem hochsegmentierten HPGe-Detektor und digitaler Spektroskopieelektronik. (2011) [20]
- [15] WEILER, Benedikt: Development of a Compton camera using highly segmented semiconductor detectors. (2011) [5, 37]

- [16] Y. NISHINA, O. K.: Über die Streuung von Strahlung durch freie Elektronen nach der neuen relativistischen Quantenmechanik nach Dirac. In: Zeitschrift für Physik, 52: 853-868. (1929) [8]

Abbildungsverzeichnis

2.1	Wirkungsquerschnitt für den Photoeffekt in Abhängigkeit von der Energie des Photons . . .	8
2.2	Verteilung der Streuwinkel nach Klein-Nishina für verschiedene γ -Energien	9
2.3	Klein-Nishina-Wirkungsquerschnitt für die ^{137}Cs -Energie von 661 keV	9
2.4	Erklärung von Leiter, Isolator und Halbleiter durch das Bändermodell	14
2.5	Energieniveaus bei p- und n-Dotierung	15
2.6	Schaltbild eines ladungssensitiven Vorverstärkers	17
2.7	Durch die zwei Wechselwirkungen und den Winkel vorgegebener Kegel	20
2.8	Einfluss der einzelnen fehlerbehafteten Größen, die in die Ortsauflösung eingehen, auf den gesamten Fehler der Ortsauflösung	22
3.1	Bild des DSSD mit zugehöriger Elektronik	23
3.2	Die vom Gassiplex-Chip erzeugte Stufenfunktion	25
3.3	Schaltbild eines Gassiplex-Chips	26
3.4	Vorverstärkersignal der n-Seite	27
3.5	Vorder- und Seitenansicht eines Pixie-16 Moduls	28
3.6	Beispiel für ein koinzidentes Ereignis, das den Trigger im DSSD auslöst	31
3.7	Aufbau für kleine Streuwinkel	33
3.8	Aufbau für große Streuwinkel	34
4.1	Konstruktion und Halterung zur Platzierung der offenen Alpha-Quelle	36
4.2	Alphaspektrum von Modul 4 Channel 2	37
4.3	Analog mit einem Hauptverstärker aufgenommenes γ -Spektrum von ^{241}Am mit Eichung . .	38
4.4	Messung mit den Pixie-Modulen der 122 keV-Linie von ^{57}Co ohne externe Verstärkung . . .	40
4.5	Messung mit den Pixie-Modulen der 122keV-Linie von ^{57}Co mit externer Verstärkung . . .	41
4.6	γ -Spektrum einer geschlossenen ^{241}Am -Quelle mit Verstärkung	42
4.7	Kollimator für niederenergetische γ -Quellen	42
4.8	Aufbau für die Positionsbestimmung des Kristalls	43
4.9	Zahl der Einträge im 60 keV-Peak bei fester Messzeit in Abhängigkeit von der Position . . .	44
5.1	$\gamma\gamma$ -Matrix mit Alignment der addierten Streifen der p-Seite	46
5.2	Cut auf die Events mit Koinzidenz und Totalabsorption im HPGe-Detektor	48
5.3	Gewichteter Fit durch die Daten des Cuts mit einem Polynom erster Ordnung	49
5.4	$\gamma\gamma$ -Matrix, bei der alle Streifen mit einem mittleren Kalibrationswert geeicht wurden	49
5.5	$\gamma\gamma$ -Matrix mit Alignment	50
5.6	Auftragung der Energien zweier benachbarter und nicht benachbarter Streifen	52

Abbildungsverzeichnis

5.7	$\gamma\gamma$ -Matrix einer ^{152}Eu -Messung	53
5.8	Gefaltete Auflösung von HPGe-Core und der Summe der Streifen von n- und p-Seite	54
5.9	$\gamma\gamma$ -Matrix des 28. Streifens von einer ^{137}Cs -Messung mit Verstärkung	55
5.10	Hit-Pattern des DSSD	56
5.11	Hit-Pattern des HPGe-Detektors mit Sicht von oben	56
5.12	Abgeänderter Aufbau für kleine Streuwinkel	57
5.13	Energie des HPGe-Cores mit Forderung, dass das dritte bzw neunte HPGe-Segment gefeuert hat, gegen die DSSD-Streifennummer aufgetragen	58
7.1	Energie der Summe der gefeuerten Streifen der p-Seite gegen die Energie der gefeuerten Streifen der n-Seite	64

Tabellenverzeichnis

3.1	Zusammengefasste Signale der Randstreifen	24
3.2	Spezifikationen der Cremat-110 Vorverstärker, die für die Signale der n-Seite verwendet werden. Jeder Streifen verfügt über einen eigenen Vorverstärker.	25
7.1	Eichparameter der p-Seite	62
7.2	Eichparameter für die n-Seite	63
7.3	Zusammenfassung der Verteilung der Vorverstärker-Signale aus dem Interface-Panel in die Pixie-Module. Die Reihenfolge ist nicht intuitiv, aber so gewählt, dass die Reihenfolge der Channel in den Modulen der Position der Streifen auf dem Detektor entspricht.	63

8 Danksagung

Ich möchte Herrn Professor Reiter für die Bereitstellung des Themas, die Betreuung der Arbeit und für die Möglichkeit der Mitarbeit in seiner Arbeitsgruppe danken. Mein besonderer Dank gilt Tim Steinbach für sein weit über die Verpflichtung hinausgehendes Engagement und seine Mitwirkung am Projekt, sowie Andreas Vogt für technische Hilfestellung. Ich danke weiterhin allen beteiligten Mitgliedern der Arbeitsgruppe für fachliche Unterstützung.

Weiterhin bin ich Ludwig Maier für die Bereitstellung der ersten Analyse mit Eventbuilding und Max Winkel von der TU München für die Erstellung des neuen Datenaufnahmeprogramms zu Dank verpflichtet.

9 Eidesstattliche Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass ich meine Bachelorarbeit selbstständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Köln, den 27. April 2012
