

Untersuchung von Germanium-Detektoren für das PANDA-Experiment



JOHANNES GUTENBERG
UNIVERSITÄT MAINZ

Marcell Steinen
Institut für Kernphysik
Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Betreut durch Prof. Dr. J. Pochodzalla

06.12.2011

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Hyperkerne	2
2	γ-Spektroskopie	6
2.1	Entstehung von γ -Quanten	6
2.2	Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie	7
2.2.1	Der Photoeffekt	8
2.2.2	Die Compton-Streuung	10
2.2.3	Der Paarbildungseffekt	11
2.3	Typische Elemente eines Spektrums	12
2.4	Vergleich von Szintillator und Germanium-Detektor	14
2.5	Germanium-Detektoren	15
2.5.1	Eigenschaften von Halbleitern	15
2.5.1.1	Bandstruktur	15
2.5.1.2	Elektrische Leitfähigkeit	16
2.5.1.3	Dotierung	18
2.5.2	PN-Übergang	19
2.5.3	Eigenschaften von Germanium-Detektoren	20
2.5.3.1	Herstellung der Kristalle	20
2.5.3.2	Geometrien von Germanium-Detektoren	21
2.5.3.3	Typischer Aufbau eines HPGe-Detektors	23
2.5.3.4	Energieauflösung eines HPGe-Detektors	23
2.5.3.5	Pulsform des Signals	27
2.5.3.6	Einfluss von Neutronen auf das Spektrum	28
3	Das Hyperkern-Experiment an $\bar{\text{PANDA}}$	30
3.1	Die Beschleunigerzentrum FAIR	30
3.2	Das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment	31
3.2.1	Experimenteller Aufbau des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors	33
3.2.1.1	Targetspektrometer	34
3.2.1.2	Vorwärtsspektrometer	36
3.2.1.3	Luminositätsmonitor	37
3.3	Das $\bar{\text{PANDA}}$ -Hyperkern-Experiment	37
3.3.1	Produktion von Doppel- Λ -Hyperkernen an $\bar{\text{PANDA}}$	37
3.3.2	Konzept des experimentellen Aufbaus	39

4	Untersuchung der Energieauflösung eines elektromechanisch gekühlten HPGe-Detektors	42
4.1	Experimenteller Aufbau	42
4.1.1	Komponenten des Messaufbaus	42
4.1.1.1	Elektronik	42
4.1.1.2	Detektor und Kühler	44
4.2	Messungen zur Bestimmung des Einflusses des X-Cooler TM II	47
4.2.1	Einstellungen der Elektronik	47
4.2.2	Anpassung der Peakform und Energiekalibration	48
4.2.3	Positionierung der Quelle	49
4.2.4	Spektrum von ⁶⁰ Co	50
4.2.5	Bestimmung der optimalen Zeitkonstante des Hauptverstärkers	52
4.2.6	Bestimmung der Auflösung der Elektronik	54
4.2.7	Vergleich der Energieauflösung in Messungen mit LN ₂ - und elektromechanischer Kühlung	56
4.2.8	Vergleich der Effizienzen	58
5	Anordnung der Germanium-Detektoren für das PANDA-Experiment und Simulationen der Geometrien	63
5.1	Anforderungen an die Germanium-Detektoren im PANDA-Hyperkern-Experiment	63
5.2	Aufbau der einzelnen Detektoren	64
5.3	Anordnung der Germanium-Detektoren	68
5.4	Simulation der Geometrien	70
5.4.1	Ergebnisse der Simulationen	71
5.4.1.1	Bestimmung der Effizienzen	72
5.4.1.2	Vergleich der Energieauflösung beider Anordnungen	75
6	Zusammenfassung und Ausblick	78
A	Anhang	79
A.1	Bilder der Messungen	79
A.1.1	Bestimmung der optimalen Zeitkonstante des Hauptverstärkers	79
A.1.1.1	Messungen mit Doppelpulsen	79
A.1.1.2	Ausgewertete Messungen zur optimalen Zeitkonstante	80
A.1.2	Bestimmung der Auflösung der Elektronik	80
A.1.3	Vergleich der Energieauflösung	81
A.2	Anordnung der Detektoren und Simulation	83
A.2.1	Koordinaten der Detektorgeometrien	83
A.2.2	Koordinaten und Eulerwinkel der Detektoranordnungen	84
A.2.3	Simulationen der Geometrie	85
A.2.3.1	Spektren der Simulation	85
	Abbildungsverzeichnis	90

Tabellenverzeichnis	91
Literatur	94

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, die vorliegende Arbeit selbstständig und unter ausschließlicher Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel erstellt zu haben.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

Marcell Steinen

1 Einleitung

In der Entwicklung der Kernphysik in den nächsten Jahren wird das, in Darmstadt entstehende, Beschleunigerzentrum FAIR eine wichtige Rolle einnehmen. Eines der Experimente an FAIR ist das PANDA-Experiment, das den Antiproton-Strahl von FAIR ausnutzt. Ein wichtiger Teil dieses Experimentes ist die hochpräzise γ -Spektroskopie von Doppel- Λ -Hyperkernen. Durch die Nutzung des gespeicherten Antiprotonen-Strahls, wird erstmalig eine ergiebige Erzeugung solcher Kerne ermöglicht. Die Spektroskopie dieser Hyperkerne erlaubt es Informationen über die Wechselwirkung von Hyperonen untereinander zu ermitteln und vervollständigt somit die bisherige Beschreibung der Baryon-Baryon-Wechselwirkung.

Dazu ist eine Anordnung von hochauflösenden Germanium-Detektoren erforderlich. Aufgrund der Rahmenbedingungen innerhalb des PANDA-Spektrometers, ist es vorgesehen diese Detektoren mit elektromechanischen Kühlern, die weniger Raum in Anspruch nehmen, zu betreiben. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird der Einfluss eines elektromechanischen Kühlers, des X-CoolerTM II, auf die Energieauflösung und die Effizienz untersucht. Außerdem werden Studien erstellt um die Anordnung der Detektoren zu optimieren.

Zu Beginn der Arbeit werden die allgemeinen Aspekte der Physik der Hyperkerne vorgestellt. Kapitel 2 gibt Grundlagen zur γ -Spektroskopie und über Germanium-Detektoren. Im dritten Kapitel wird das PANDA-Experiment, sowie das vorgesehene Prinzip um Doppel- Λ -Hyperkerne zu produzieren und nachzuweisen, präsentiert. Das dann folgende vierte Kapitel beschäftigt sich mit dem Einfluss des X-CoolerTM II auf einen Germanium-Detektor. Dazu werden Messungen zur Auflösung und Effizienz durchgeführt. Die Resultate werden mit den entsprechenden Werten mit konventioneller Kühlung verglichen. Für verschiedene Anordnungen der in PANDA vorgesehenen Germanium-Detektoren werden Monte-Carlo-Simulationen durchgeführt und die Resultate in Kapitel 6 gezeigt. Das letzte Kapitel fasst die Resultate zusammen und gibt einen Ausblick auf zukünftige Entwicklungen zur Optimierung der hochauflösenden γ -Detektoren am PANDA-Experiment.

1.1 Hyperkerne

Unter einem Hyperkern versteht man einen Kern, in dem ein oder mehrere Nukleonen gegen Hyperonen ersetzt sind. Hyperonen sind Baryonen, die ein s - oder \bar{s} -Quark enthalten und somit ihre Strangeness-Quantenzahl $\neq 0$ ist (siehe Abbildung (1.1)). Die am längsten lebenden und leichtesten Hyperonen sind Λ -Teilchen mit einer Halbwertszeit von 263 ps. Diese Lebensdauer ist um 14 Größenordnungen größer als die Zeitskala von Prozessen, die auf der starken Wechselwirkung basieren. Der Grund dafür ist, dass die Λ nur schwach zerfallen können. Hyperkerne mit Λ -Teilchen leben ähnlich lange wie freie Λ -Teilchen. Sie können somit auf der Zeitskala der starken Wechselwirkung als stabile bzw. radioaktive Kerne angesehen werden. Die Bezeichnung dieser Hyperkerne geschieht nach dem Schema

$$\begin{matrix} B \\ Y \\ Z \end{matrix}$$

mit der Ladungszahl Z ¹, der Anzahl der Hyperonen Y und der Baryonenzahl B . Die Baryonenzahl ist die Summe der Nukleonen und Hyperonen im Hyperkern. Diese Symbolik und die schematische Zusammensetzung eines Hyperkerns sind in Abbildung (1.2) verdeutlicht.

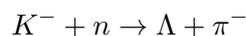
Das Pauli-Prinzip verbietet es, dass sich zwei Fermionen in allen Quantenzahlen gleichen. Da sich aber Nukleonen und Hyperonen in der Strangeness-Quantenzahl unterscheiden, können die restlichen Quantenzahlen gleich sein. Dadurch ist es den Hyperonen möglich tiefliegende Zustände einzunehmen. Ebenso können sich Hyperonen nahezu uneingeschränkt im Kern bewegen. Dies macht sie zu exzellenten Sonden für die innere Struktur eines Kerns und die daraus resultierenden Einflüsse auf die Kernkräfte.

Der erste Hyperkern wurde 1952 von M. Danysz und J. Pniewski in Photoemulsionen festgestellt, mit denen sie die Höhenstrahlung betrachteten. Sie fanden Teilchen, die durch die starke Wechselwirkung entstehen, dann jedoch nach einer zurückgelegten Wegstrecke von einigen mm v -förmig zerfallen. Diese Wegstrecke ist um Größenordnungen länger als der Weg, den stark-zerfallende Teilchen zurücklegen, sodass ein schwacher Zerfall vorliegen muss. Bei diesen gefundenen Teilchen handelt es sich um Λ -Hyperkerne, historisch „Hyperfragmente“ genannt. Das im Kern gebundene Λ entstand dabei vermutlich aus der Reaktion eines hochenergetischen Protons aus der Höhenstrahlung und einem Proton oder Neutron in einem Kern der Photoemulsion. Dabei geschieht die Reaktion



X beschreibt den variierenden Reaktionsrest. Bleibt das Λ in einem Kern gebunden, entsteht ein Hyperkern.

Darauf folgend wurden mit Hilfe des, 1959 am CERN eröffneten, 28 GeV Proton-Synchrotrons (PS) K^- -Strahlen erzeugt, mit denen die Reaktion



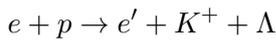
durchgeführt werden konnte. So konnten, wenn das Λ im Kern oder Fragment gebunden blieb, erste Hyperkerne mit Beschleunigern erzeugt und nachgewiesen werden.

¹Die Ladungszahl setzt sich aus der Summe der Anzahl der Protonen und der Ladung der Hyperonen zusammen

	S	I	Baryon	Masse [MeV/c ²]		τ [s]	wichtigste Zerfallskanäle	Zerfallsart
				theor.	exp.			
Oktett ($J^P = 1/2^+$)	0	1/2	p	939	938.3	stabil?	—	—
			n		939.6	886.7	$p e^- \bar{\nu}_e$ 100 %	schwach
	-1	0	Λ	1114	1115.7	$2.63 \cdot 10^{-10}$	$p\pi^-$ 64.1 % $n\pi^0$ 35.7 %	schwach schwach
			Σ^+	1179	1189.4	$0.80 \cdot 10^{-10}$	$p\pi^0$ 51.6 % $n\pi^+$ 48.3 %	schwach schwach
					Σ^0	1192.6	$7.4 \cdot 10^{-20}$	$\Lambda\gamma$ ≈ 100 %
		Σ^-		1197.4	$1.48 \cdot 10^{-10}$	$n\pi^-$ 99.8 %	schwach	
	-2	1/2	Ξ^0	1327	1315	$2.90 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^0$ ≈ 100 %	schwach
			Ξ^-		1321	$1.64 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda\pi^-$ ≈ 100 %	schwach
Dekuplett ($J^P = 3/2^+$)	0	3/2	Δ	1239	1232	$0.55 \cdot 10^{-23}$	$N\pi$ 99.4 %	stark
	-1	1	Σ^{*+}	1381	1383	$1.7 \cdot 10^{-23}$	$\Lambda\pi$ 88 % $\Sigma\pi$ 12 %	stark stark
			Σ^{*0}		1384			
			Σ^{*-}		1387			
	-2	1/2	Ξ^{*0}	1529	1532	$7 \cdot 10^{-23}$	$\Xi\pi$ ≈ 100 %	stark
			Ξ^{*-}		1535			
-3	0	Ω^-	1682	1672.4	$0.82 \cdot 10^{-10}$	ΛK^- 68 % $\Xi^0\pi^-$ 23 % $\Xi^-\pi^0$ 9 %	schwach schwach schwach	

Abbildung (1.1): Übersicht über die Baryonen der beiden Multipletts [Povh06]

Heutige Experimente an MAMI-C oder J-Lab [Ach06] benutzen die Elektroproduktion zur Erzeugung von Λ -Teilchen. Dabei werden Hyperkerne über die Reaktion



erzeugt. Damit lassen sich präzise Vermessungen der Hyperkerne durchführen, jedoch sind die Produktionsraten gering.

Neben diesen Experimenten mit einfachen Hyperkernen wurden auch Hyperkerne, die zwei Λ -Teilchen enthalten, in Emulsionen festgestellt. Diese werden als Doppel- Λ -Hyperkerne bezeichnet. Jedoch existieren bisher nur drei dieser Ereignisse und nur in einem davon konnten die Massen und Ladungen eindeutig zugeordnet werden. Dieses Ereignis ist als Nagara-Event (Abbildung (1.3)) bekannt.

Physikalisch sind Doppel- Λ -Hyperkerne besonders aufgrund der Wechselwirkung der beiden Λ -Hyperonen untereinander interessant. Der Einfluss dieser Wechselwirkung auf die Bindungsenergie ist experimentell durch die Bestimmung der Energieniveaus der Doppel- Λ -Hyperkerne möglich. Durch diese Information ist es möglich die Beschreibung der Baryon-Baryon-Wechselwirkung zu erweitern.

Um Doppel- Λ -Hyperkerne im Labor zu erzeugen sind an J-PARK und FAIR Experimente ge-

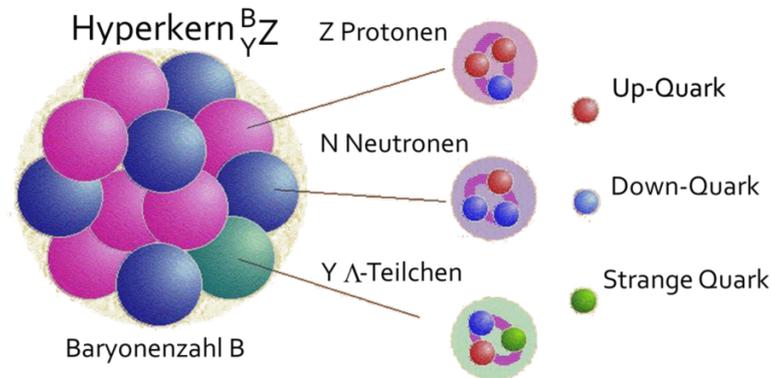
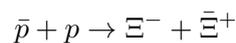


Abbildung (1.2): Nomenklatur von Hyperkernen

plant. Da die direkte Produktion von zwei Λ , die in einem Kern eingefangen sind, statistisch sehr unwahrscheinlich ist, sind mehrstufige Prozesse geplant. Dabei wird ein Ξ^- erzeugt, das mit einem Proton in einem Kern zu zwei Λ reagiert. Damit diese im Kern gebunden bleiben, muss das Ξ^- nahezu in Ruhe sein. An J-PARK wird dazu ein K^+ -Strahl benutzt, mit dem die Reaktion $p(K^+, K^-)\Xi^-$ langsame Ξ^- erzeugt, die im gleichen Target, in dem sie auch produziert werden, zu zwei Λ reagieren. Dieses Target ist umgeben von Hybrid-Emulsions-Detektoren, in denen die Zerfallsfragmente detektiert werden.

Durch den Antiproton-Strahl an FAIR wird die Reaktion



möglich. Das Ξ^- muss jedoch in einem sekundären Target abgebremst und von einem Kern eingefangen werden, um dort zu zwei Λ umgewandelt zu werden. Das $\bar{\Xi}^+$ nimmt bei dieser Reaktion einen Großteil der kinetischen Energie auf und kann als Signatur für die Reaktion dienen. Diese Art der Doppel- Λ -Hyperkern-Produktion ermöglicht eine um fünf Größenordnungen höhere Erzeugungsrates. Dadurch wird die γ -Spektroskopie von angeregten Zuständen möglich, die weitere Informationen über die Hyperon-Hyperon-Wechselwirkung liefern können.

Außerdem ergibt sich an FAIR die Möglichkeit Multi- Λ -Hyperkerne in Schwerionenreaktionen zu erzeugen. Mit diesen Reaktionen soll auch die um den Strangeness-Freiheitsgrad erweiterte Nuklidkarte (Abbildung (1.4)) im Proton- und Neutron-reichen Bereich für Hyperkerne mit einem Λ erweitert werden [Povh05].

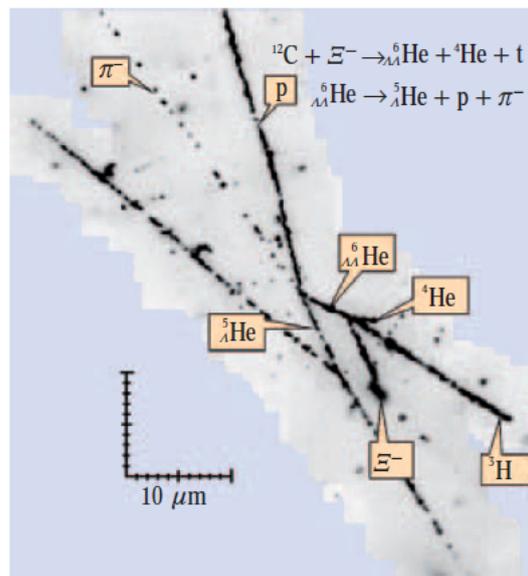


Abbildung (1.3): Das Nagara-Event. Es ist das einzige Doppel- Λ -Hyperkern-Event, bei dem bisher alle Massen und Ladungen eindeutig zugeordnet werden konnten [Tak01]

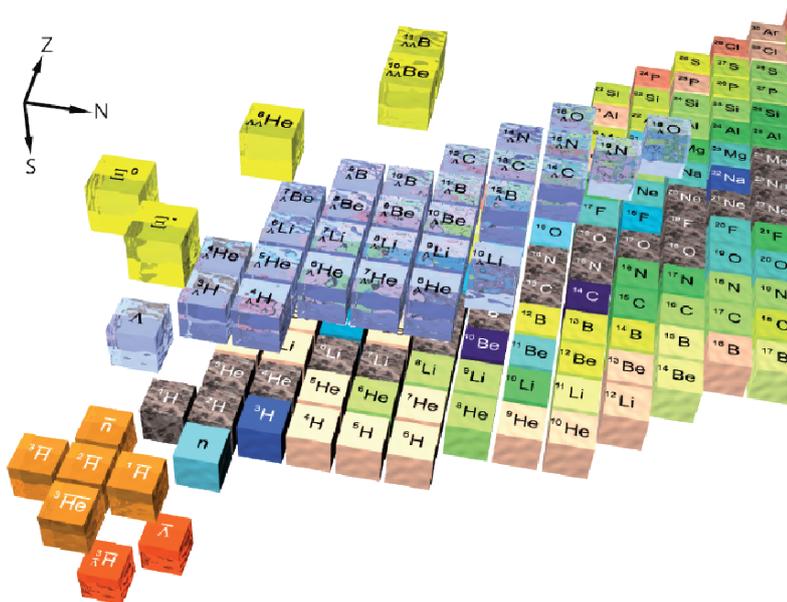


Abbildung (1.4): Um die Strangeness erweiterte Nuklidkarte. In Blau dargestellte Kerne haben einfache Strangeness. Die darüber liegenden gelben Nuklide sind $S = -2$ Systeme [Mer06]

2 γ -Spektroskopie

Dieses Kapitel setzt Grundlagen zur γ -Spektroskopie auseinander. Dazu wird die Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie und die sich daraus ergebenden typischen Elemente eines γ -Spektrums erläutert. Darauf folgend werden die Eigenschaften von Germanium-Detektoren vorgestellt, die zur hochauflösenden γ -Spektroskopie benutzt werden.

2.1 Entstehung von γ -Quanten

Beim Zerfall metastabiler¹, angeregte Kernzustände in niedriger gelegene Niveaus entsteht elektromagnetische Strahlung. Diese wird nach dem für das Photon benutzte Symbol γ als γ -Strahlung bezeichnet. Bei diesem Zerfall entsteht ein Linienspektrum, da definierte Energieniveaus vorliegen. Durch den Zerfall über Zwischenzustände ergeben sich Spektren mit mehreren Linien. Der Energiebereich von γ -Strahlung beginnt ab etwa 200 keV. Elektromagnetische Strahlung kleinerer Energie entsteht nicht im Kern, sondern in der Elektronenhülle eines Atoms und wird als Röntgenstrahlung bezeichnet.

Bei den meisten im Labor eingesetzten γ -Quellen entsteht der angeregter Kernzustand durch einen vorhergehenden α - oder β -Zerfall. Die Halbwertszeit dieser Zerfälle ist sehr viel länger² als die des eigentlichen γ -Zerfalls, sodass diese die Aktivität der Quelle bestimmt. Als Beispiel ist die Halbwertszeit von ^{60}Co , einer typischen Laborquelle (siehe Abbildung (2.1)), von 5,26 Jahren genannt. Bei solch einer Laborquelle ist das radioaktive Präparat in einen Block aus Kunststoff eingegossen, der die primären α - oder β -Zerfallsteilchen absorbiert.

Die Energie von typischen γ -Quellen im Laboreinsatz ist auf 2,8 MeV beschränkt. Höhere Energien können durch Kernreaktionen erreicht werden. Dabei ist jedoch die verbleibende kinetische Energie des angeregten Kerns zu berücksichtigen, die zu Verbreiterungen des Linienspektrums durch Doppler-Effekte führt. Diese Verbreiterungen können zu Breiten von bis zu 1 % der γ -Energie führen, sodass die hohe Auflösung von beispielsweise Germanium-Detektoren nicht auszunutzen ist.

Eine weitere Quelle von γ -Strahlung ist die Vernichtung von Teilchen mit ihren Antiteilchen. Besonders ist dabei die Annihilation von Positronen mit Elektronen beim β^+ -Zerfall zu nennen, die zu zwei γ mit jeweils 511 keV Energie, die unter einem Winkel von 180° emittiert

¹Typisch sind Lebensdauern im Bereich von ps

²Typischerweise für Laborquellen im Bereich mehrerer Jahre, wohingegen die Halbwertszeit der angeregten Zustände, die die Photonen emittieren im Bereich von ps liegt

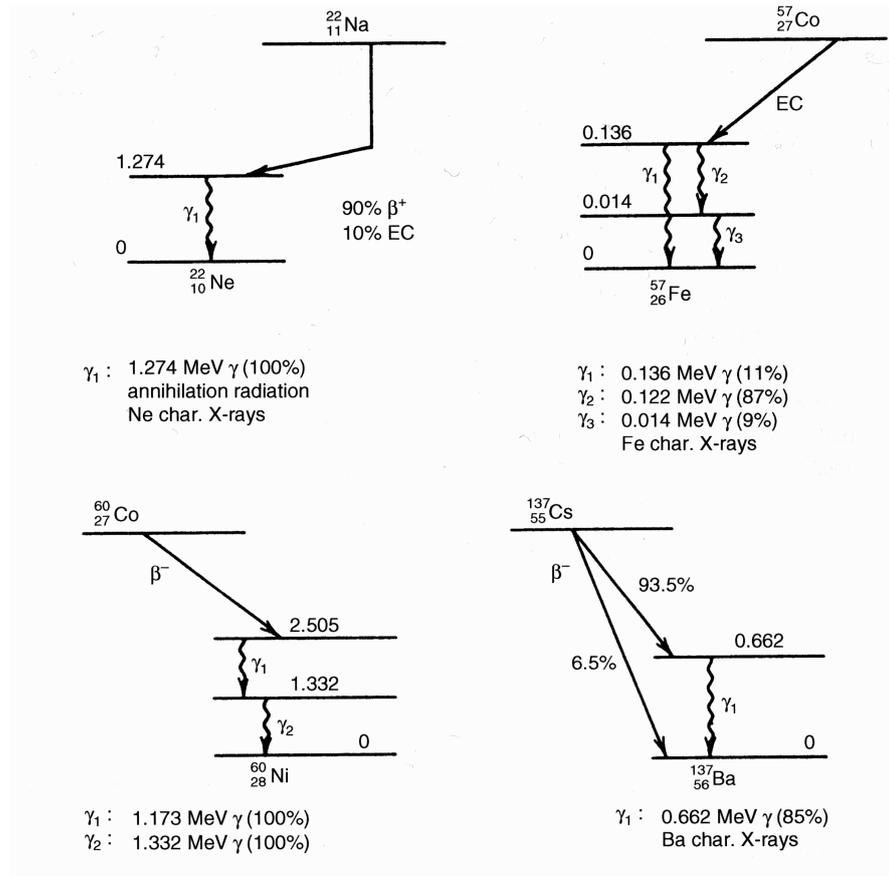


Abbildung (2.1): Energieniveaus von typischen Laborquellen [Knoll]

werden, führt. Weiterhin entstehen bei der Beschleunigung von geladenen Teilchen γ -Quanten. Insbesondere ist dabei Bremsstrahlung, die beim Abbremsen von geladenen Teilchen in Materie entsteht, und Synchrotronstrahlung, die durch das Ablenken von geladenen Teilchen entsteht, zu nennen [Knoll].

2.2 Wechselwirkung von γ -Quanten mit Materie

Der Nachweis von γ -Quanten erfolgt über ihre Wechselwirkung mit Materie. Dabei nimmt die Intensität I der Photonen exponentiell mit der Eindringtiefe in das Medium d ab. Mit der Anfangsintensität I_0 gilt der Zusammenhang

$$I = I_0 \cdot e^{-\frac{d}{d_0}}$$

Die Größe d_0 ist die Länge, bei der die Intensität auf $1/e$ abgefallen ist, und somit ergibt sich der Zusammenhang mit dem Absorptionskoeffizienten: μ

$$\mu = \frac{1}{d_0}.$$

Diese Absorptionslänge ist jedoch nicht konstant, sondern ist zum einen materialspezifisch (abhängig von der Ladungszahl des Mediums Z) und zum anderen von der Energie der Photonen abhängig. Diese Abhängigkeit ist als Beispiel für Natrium in Abbildung (2.2) zu sehen.

Die wesentliche Wechselwirkung von Photonen mit Materie findet durch den Photoeffekt, die Compton-Streuung und die Paarbildung statt. Auf diese wird deshalb in den folgenden Abschnitten näher eingegangen. Ein seltener Prozess in der Wechselwirkung von γ mit Materie ist die Rayleigh-Streuung, bei der das Photon kohärent mit allen Elektronen eines Atoms wechselwirkt und dadurch gestreut wird. Bei diesem Prozess wird jedoch nahezu keine Energie übertragen, sodass er für die Kalorimetrie der Photonen vernachlässigbar ist [Knoll].

2.2.1 Der Photoeffekt

Für Photonen-Energien E_γ bis zu einigen 100 keV überwiegt der Photoeffekt die Wechselwirkung mit Materie. Dabei verschwindet das Photon und seine Energie wird auf ein Hüllenelektron übertragen, das als freies Photoelektron die Elektronenhülle mit der kinetischen Energie

$$E_{kin} = E_\gamma - E_B$$

verlässt. E_B ist die Bindungsenergie des Elektrons in der Hülle und liegt typischerweise im Bereich von wenigen eV für Materialien mit kleiner Ordnungszahl bis hin zu einigen zehn keV für höhere Ordnungszahlen. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit am höchsten, dass das entfernte Hüllenelektron aus der K-Schale stammt. Durch die frei gewordene Stelle kaskadieren Elektronen aus höheren Schalen in niedrigere Energieniveaus. Dabei wird charakteristische Röntgenstrahlung erzeugt. Alternativ dazu können auch Auger-Elektronen emittiert werden.

Wird das Photoelektron im Detektormaterial komplett abgebremst, entsteht im Spektrum ein monoenergetisches, δ -förmiges, Signal, das nur durch die Auflösung des verwendeten Detektors und der Elektronik verschmiert wird.

Die Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt ist stark von der Ordnungszahl Z des Mediums und der Energie des Photons E_γ abhängig. Eine gute Näherung für diesen Zusammenhang ist

$$\tau \propto \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}}$$

wobei n je nach Energiebereich zwischen 4 und 5 liegt.

Auffällig ist bei der Betrachtung der Energieabhängigkeit der Photoeffekt-Wahrscheinlichkeit

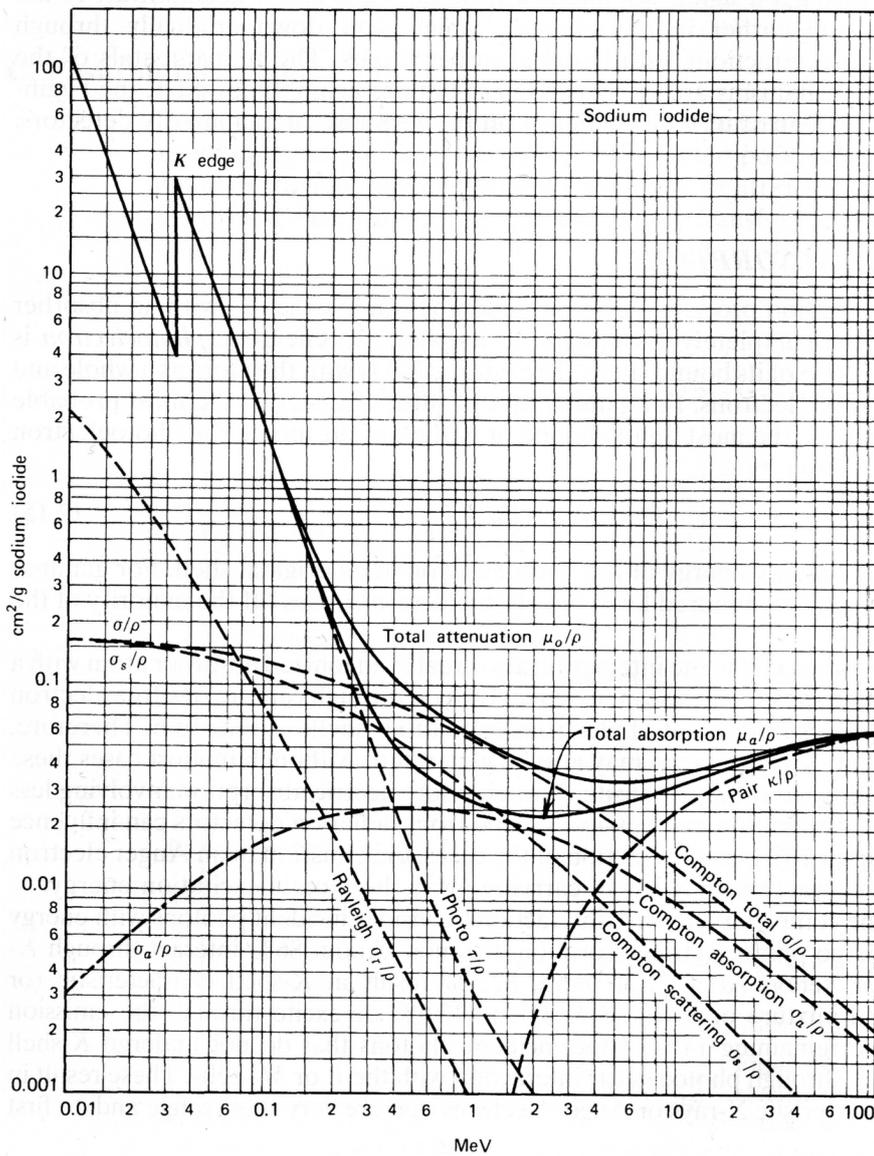


Abbildung (2.2): Energieabhängigkeit der einzelnen Prozesse der Wechselwirkung von Photonen mit Materie am Beispiel von Natrium. Die Größe, die auf der Ordinate aufgetragen ist, entspricht dem Absorptionskoeffizienten μ dividiert durch die Dichte von Natrium ρ [Knoll]

(vgl. Abbildung (2.2)) eine Kante im Verlauf. Diese ist bei der Energie, die der Bindungsenergie der K-Schale entspricht. Für kleinere Energien ist energetisch die Erzeugung eines Photoelektrons aus der K-Schale unmöglich, sodass die Absorptionswahrscheinlichkeit abrupt fällt. Ähnliche Kanten kann man für die anderen Elektronenschalen (L,M,...) bei kleineren Energien, entsprechend ihrer Bindungsenergie, finden [Knoll].

2.2.2 Die Compton-Streuung

Der für die meisten typischen Laborquellen dominante Prozess ist die Compton-Streuung. Diese dominiert im Bereich von einigen 100 keV bis etwa 5 MeV. Bei der Compton-Streuung wird das Photon im Gegensatz zum Photoeffekt nicht komplett absorbiert, sondern, wie der Name schon erahnen lässt, an einem Hüllenelektron gestreut (siehe Abbildung (2.3)). Für die Energie E'_γ des gestreuten Photons ergibt sich mit Hilfe der Viererimpulserhaltung unter Vernachlässigung quadratischer Terme der Elektronenmasse

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e}(1 - \cos(\Theta))}. \quad (2.1)$$

Dabei ist m_e die Elektronenmasse (0,511 MeV) und Θ der Winkel des gestreuten Photons im Vergleich zur Richtung des einlaufenden Photons.

Dabei sind zwei Extremfälle zu betrachten:

- $\Theta \approx 0^\circ$
Für diesen Fall ist $E'_\gamma \approx E_\gamma$. Das bedeutet, dass nahezu keine Energie auf das Elektron übertragen wird.
- $\Theta = 180^\circ$
Für den Fall der Rückwärtsstreuung ergibt sich der maximale Energieübertrag auf das Elektron E_{e^-} :

$$E'_\gamma|_{\Theta=180^\circ} = \frac{E_\gamma}{1 + 2E_\gamma/m_e}$$
$$E_{e^-}|_{\Theta=180^\circ} = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \left(\frac{2E_\gamma/m_e}{1 + 2E_\gamma/m_e} \right)$$

In der Realität treten alle Streuwinkel auf, sodass sich ein Kontinuum (siehe Abbildung (2.4a)) zwischen den beiden beschriebenen Extremfällen ausbildet. Dieses endet an der Stelle $\Theta = 180^\circ$ mit einer scharfen Kante, der Compton-Kante. Die Energiedifferenz vom Photopeak zur Compton-Kante ist

$$E_C = E'_\gamma|_{\Theta=180^\circ} = \frac{E_\gamma}{1 + 2E_\gamma/m_e}.$$

Für sehr hohe Photonenenergien ($E_\gamma \gg 2 m_0$) ergibt sich für die Energiedifferenz ein konstanter Wert:

$$E_C \approx \frac{m_e}{2} \approx 0,256 \text{ MeV}$$

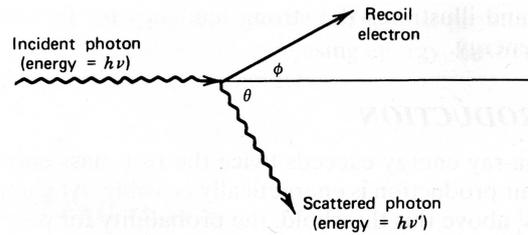


Abbildung (2.3): Schema zur Compton-Streuung [Knoll]

Die Wahrscheinlichkeit der Compton-Streuung steigt linear mit der Anzahl der Elektronen in der Atomhülle und somit mit der Ordnungszahl Z .

Die Winkelverteilung der gestreuten Photonen ist in Abbildung (2.4b) gezeigt. Für hohe Photonenenergien ist die Tendenz zu Vorwärtsstreuung zu erkennen. Die Verteilung wird durch die Klein-Nishina-Formel beschrieben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos(\Theta))} \right)^2 \left(\frac{1 + \cos^2(\Theta)}{2} \right) \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos(\Theta))^2}{(1 + \cos^2(\Theta))[1 + \alpha(1 - \cos(\Theta))]} \right)$$

Dabei ist $\alpha = \frac{E_\gamma}{m_e}$ und r_0 der klassische Elektronenradius [Knoll].

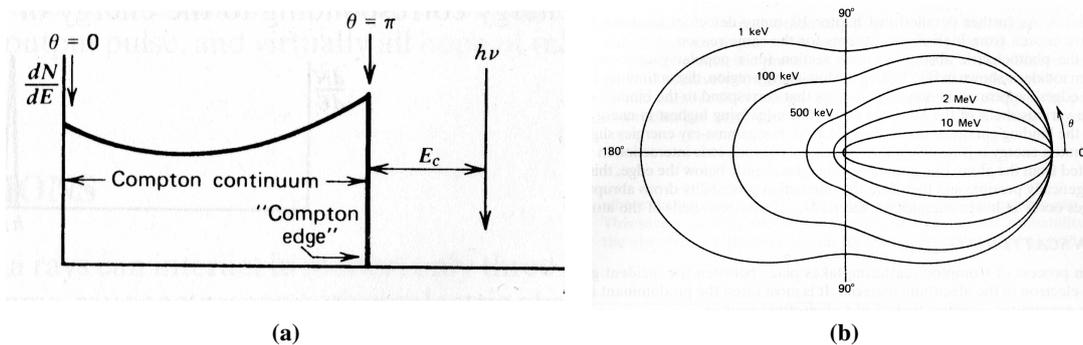


Abbildung (2.4): a) Schema des Compton-Kontinuums [Knoll]

b) Polardarstellung der Richtung der gestreuten Photonen für verschiedene Energien (einlaufendes Photon von links) [Knoll]

2.2.3 Der Paarbildungseffekt

Ab γ -Energien von 1,022 MeV, d.h. der doppelten Elektronenruhemasse m_e , wird Paarbildung energetisch möglich. Dabei wird ein Photon im Coulombfeld eines Kerns zu einem Elektron-Positron-Paar umgewandelt. Überschüssige Energie des Photons wird als kinetische Energie auf die beiden Partikel übertragen. Nach wenigen Millimetern haben beide Teilchen ihre komplette

kinetische Energie verloren und an das Detektormaterial abgegeben. Die kinetische Energie entspricht der Energie des einlaufenden γ -Quants abzüglich 1,022 MeV.

Das ruhende Positron annihiliert mit einem Elektron aus dem Absorbermaterial. Dadurch entstehen zwei γ mit jeweils 0,511 MeV, die unter 180° emittiert werden. Die γ können wiederum vom Detektor absorbiert werden. Die Abgabe der kinetischen Energie der Partikel und die mögliche Absorption der sekundären Photonen geschieht praktisch zeitgleich. Werden beide Photonen absorbiert, entspricht die gemessene Energie wieder der des Photopeaks. Wird nur eines der Photonen im Detektor absorbiert, so entsteht eine Linie 0,511 MeV unterhalb des Photopeaks, die Single-Escape-Peak genannt wird. Wird keines der Photonen absorbiert, entsteht der Double-Escape-Peak, der 1,022 MeV unterhalb der Energie des primären Photons liegt [Knoll].

2.3 Typische Elemente eines Spektrums

Betrachtet man das Spektrum eines Detektors, kann man je nach dessen Größe unterschiedliche Elemente erkennen.

In einem „kleinen“ Detektor (Abbildung (2.5a)) wechselwirken nur die primären Photonen mit dem Detektormaterial. Dadurch entsteht der Photopeak und die Compton-Kante im Spektrum. Ist die Energie der primären Photonen größer als $2 \cdot m_e c^2$, entsteht zusätzlich der Double-Escape-Peak.

Das andere Extrem wäre ein „großer“ Detektor (Abbildung (2.5b)). Bei diesem werden alle Pho-

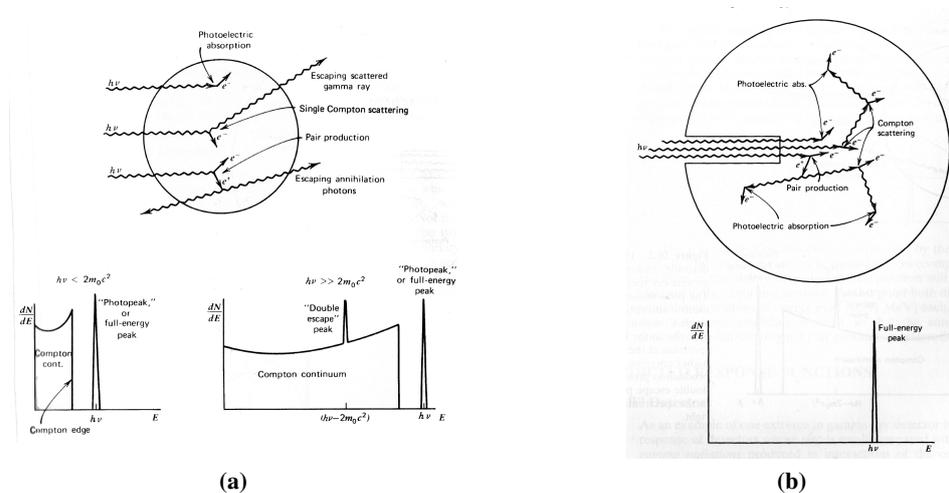


Abbildung (2.5): a) Schema zum Spektrum eines „kleinen“ Detektors. Bei diesem werden sekundäre γ -Quanten nicht mehr im Detektor absorbiert [Knoll]

b) Schema zum Spektrum eines „großen“ Detektors. Bei diesem werden alle primären und sekundären γ -Quanten absorbiert und es entsteht der Full-Energy-Peak [Knoll]

tonen, primäre und sekundäre, absorbiert. Die sekundären Photonen können dabei auch durch eine Kaskade von Compton-Streuungen mit nachfolgender Photoabsorption des Photons entstehen. Dadurch bildet sich nur ein Peak bei der Energie des Photopeaks aus. Da dieser jedoch nicht nur durch den Photoeffekt entsteht, wird der Peak Full-Energy-Peak genannt. Die Realität liegt zwischen diesen beiden Extremfällen. In einem realen Detektor (Abbildung (2.6a)) wird neben den primären Photonen ein Teil der sekundären Photonen absorbiert. Dadurch entsteht im Spektrum zusätzlich der Single-Escape-Peak und es werden Ereignisse oberhalb der Compton-Kante gemessen. Diese entstehen durch eine Folge von Compton-Streuungen, bei der das Photon anschließend den Detektor verlässt und somit dessen Energie nicht gemessen wird. Die abgegebene Energie der vorherigen Wechselwirkungen summiert sich zu der gemessenen Energie. Wird das Photon nach dieser Kaskade von Compton-Streuungen photoabsorbiert, ergibt sich auch im realen Detektor ein Eintrag im Full-Energy-Peak.

Ebenso kann es im Detektor zu Summenpeaks kommen. Dabei handelt es sich um die gleich-

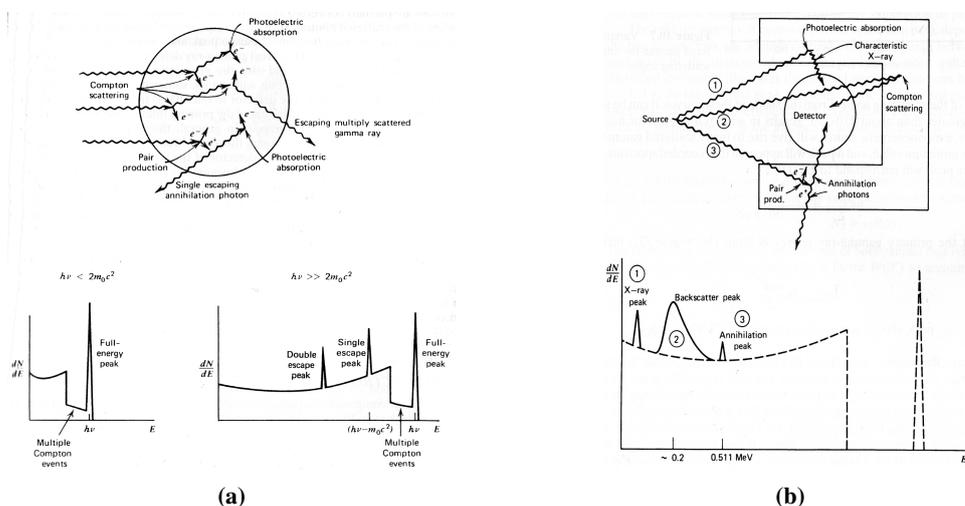


Abbildung (2.6): a) Schema zum Spektrum eines realen Detektors. Bei diesem wird ein Teil der sekundären γ -Quanten absorbiert [Knoll]
 b) Schema zu Umgebungseinflüssen auf das Spektrum. Durch die Entstehung von γ -Quanten außerhalb des Detektors und deren nachfolgender Detektion entstehen zusätzliche Peaks im Spektrum [Knoll]

zeitige Detektion von mehreren primären Photonen, deren Energie sich addiert. Bei niedrigen Energien ergeben sich im Spektrum noch zusätzliche Peaks. Diese entstehen durch die Wechselwirkung von Photonen mit Material in der Umgebung des aktiven Detektormaterials (Abbildung (2.6b)). Dort kann es zur Anregung von Röntgenstrahlung kommen, die dann im Detektor gemessen wird. Ebenso kann dort Compton-Streuung auftreten. Durch Detektion dieser im Detektor entsteht der sogenannte Rückstreupik. Nach Paarbildung in der Umgebung entstehen, durch die Annihilation von Positronen, Photonen mit 0,511 MeV und durch deren Nachweis im Detektor entsteht der Annihilationspeak im Spektrum [Knoll].

2.4 Vergleich von Szintillator und Germanium-Detektor

Zur Gammaskopie werden hauptsächlich zwei Arten von Detektoren benutzt, anorganische Szintillatoren und Halbleiter-Detektoren. Erstere sind Kristalle, die die absorbierte Energie der γ -Quanten in Licht umwandeln. Dieses wird mit Photomultipliern ausgelesen. Ein Beispiel für so einen Kristall ist NaI(Tl) (Natriumiodid dotiert mit Thallium).

Die wichtigsten Halbleiter-Detektoren zur Gammaskopie sind hochreine Germanium-

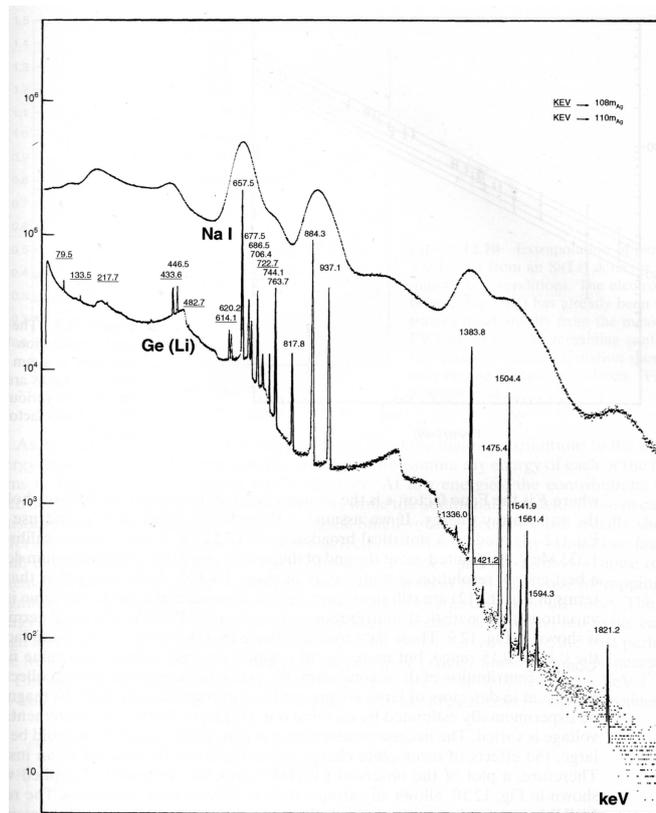


Abbildung (2.7): Vergleich des Spektrums eines NaI(Tl)-Szintillators und eines Ge(Li)-Detektors. Durch die hohe Auflösung des Ge(Li)-Detektors werden Linien sichtbar, die im Szintillator nicht erkennbar sind. Als Quelle für dieses Spektrum wurde ^{108m}Ag und ^{110m}Ag benutzt. Die an den Peaks angegebenen Energien haben die Einheit keV [Knoll]

Detektoren (HPGe^3), die sich durch ihre hohe Energieauflösung auszeichnen.

Als Vergleich ist in Abbildung (2.7) ein Spektrum von beiden Detektorarten gezeigt. Nur die hohe Energieauflösung des Germanium-Detektors ermöglicht das Auflösen aller Linien, die im Spektrum des Szintillators durch die schlechte Energieauflösung zu einem Peak verschmelzen.

³High Purity Germanium

Gründe für die schlechte Energieauflösung des Szintillators liegen darin, dass zunächst die Anzahl der entstehenden Photonen bei der selben γ -Energie um etwa eine Größenordnung kleiner ist als die Anzahl der Elektronen-Loch-Paar im Germanium-Detektor. Dann werden die Photonen auf ihrem Weg zum Detektor mehrfach an der Oberfläche des Kristalls reflektiert, wobei durch die nicht perfekte Reflektivität des Kristalls Photonen verloren gehen. Als nächstes müssen an der Photokathode des Photomultipliers Photoelektronen erzeugt werden, dies geschieht jedoch nur für einen gewissen Prozentsatz der Photonen. Dieser Wert wird als Quanteneffizienz bezeichnet und liegt derzeit bei maximal 20 %. Der letzte Grund für die schlechte Energieauflösung ist durch Schwankungen in der Elektronenvervielfachung innerhalb des Photomultipliers gegeben. Diese Effekte summieren sich zu einer relativen Energieauflösung für NaI(Tl) im Bereich von 6 bis 10 % für den 1,332 MeV-Peak von ^{60}Co . Ein HPGe-Detektor erzielt für die gleiche Energie eine Auflösung von 0,2 % oder besser. Erklärungen dazu folgen in Abschnitt 2.5.3.

Die Vorteile von Szintillations-Zählern liegen jedoch in der Zeitauflösung, dem Preis und der herstellbaren Größe des aktiven Detektormaterials [Knoll].

2.5 Germanium-Detektoren

Zum Nachweis ionisierender Strahlung werden Detektoren aus Halbleitermaterialien eingesetzt. Diese nutzen die speziellen elektrischen Eigenschaften dieser Materialien aus. Eine Einführung in die Eigenschaften von Halbleitern geben die folgenden Abschnitte. Im Anschluss daran, ab Abschnitt 2.5.3, wird die in dieser Diplomarbeit benutzte Art von Detektoren, hochreine Germanium-Detektoren (HPGe vorgestellt).

2.5.1 Eigenschaften von Halbleitern

2.5.1.1 Bandstruktur

Löst man die Schrödinger-Gleichung für das Coulombpotential eines einzelnen Atoms, so ergibt sich ein Potentialtopf für die Elektronen in dessen Elektronenhülle. In diesem sind die Elektronen auf diskreten Energieniveaus gebunden.

In Festkörpern sind die Atome auf einem periodischen Gitter angeordnet. Dadurch ergeben sich periodische Randbedingungen für das Potential. Gelöst wird dies durch Bloch-Wellen. Das daraus resultierende Potential ist in Abbildung (2.8a) gezeigt. Durch die hohe Anzahl an Atomen im Festkörper ergeben sich viele neue Energieniveaus, die zwar diskret sind, aber sehr eng beieinander liegen. Sie werden als Bänder bezeichnet. Das höchste Band, in dem die Elektronen an ihre Atomrümpfe gebunden sind, wird als Valenzband bezeichnet. Darüber liegt das Leitungsband. Darin können sich Elektronen im Kristall frei bewegen. Zwischen diesen beiden Bändern liegt ein Energiebereich, in dem keine erlaubten Zustände liegen, die Bandlücke E_g .

Bei $T = 0 \text{ K}$ ist nur das Valenzband mit Elektronen gefüllt. Das heißt, dass alle Zustände bis zur

Fermienergie E_F besetzt sind. Diese liegt innerhalb der Bandlücke. Für Temperaturen größer als 0 K werden Elektronen thermisch ins Leitungsband angeregt und können zur Leitung beitragen. Die im Valenzband entstehenden Fehlstellen werden Löcher genannt. Die Wahrscheinlichkeit einer thermischen Anregung ρ ins Leitungsband ist stark temperaturabhängig. Es gilt

$$\rho(T) \propto T^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (2.2)$$

mit der Boltzmann-Konstanten k und der absoluten Temperatur T .

Für Germanium ergibt sich mit $E_g = 0,746$ eV eine Verringerung der thermisch erzeugten freien Elektronen um 19 Größenordnungen durch die Abkühlung von Zimmertemperatur (300 K) auf den Siedepunkt von Stickstoff (77 K).

Die Größe der Bandlücke ist ein Kriterium um Metalle, Halbleiter und Isolatoren zu unterscheiden. Bei Metallen gibt es keine Bandlücke, das heißt, dass das Valenz- und Leitungsband überlappen. Die Bandlücke eines Halbleiters ist kleiner als 3 eV. Alle Festkörper mit größerer Bandlücke sind Isolatoren (siehe Abbildung (2.8b)) [Dem] [Knoll].

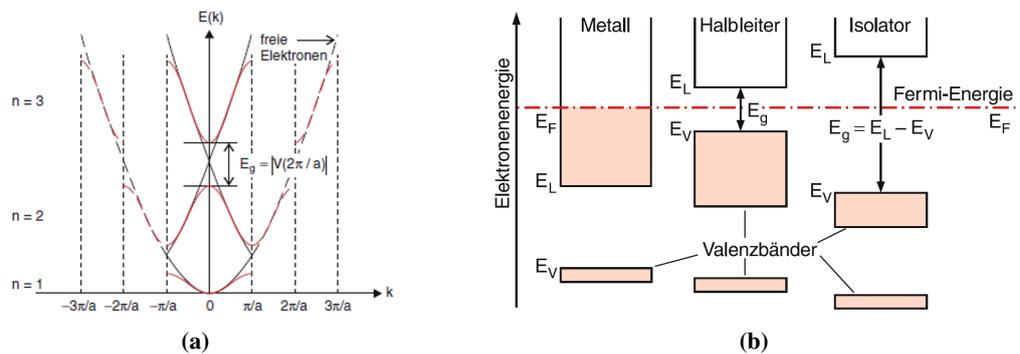


Abbildung (2.8): a) Abhängigkeit der Elektronenenergie vom Betrag des Streuvektors k . Die gestrichelte Linie entspricht dem Potential eines freien Atoms, die durchgezogene dem eines linearen periodischen Gitters mit der Gitterkonstante a [Dem]
 b) Vergleich der Bandlücke in Metall, Halbleiter und Isolator [Dem]

2.5.1.2 Elektrische Leitfähigkeit

In Halbleitern funktioniert die elektrische Leitung durch den Fluss von Elektronen und Löchern. Diese bewegen sich in einem elektrischen Feld \vec{E} in entgegengesetzte Richtung. Durch das entgegengesetzte Vorzeichen summieren sich jedoch die beiden Flüsse. Die Dichte des dadurch entstehenden Stroms \vec{j} ist durch das Ohm'sche Gesetz

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

mit der elektrischen Leitfähigkeit σ gegeben. Die Leitfähigkeit ist der Kehrwert des spezifischen Widerstands ρ und es gilt im Halbleiter:

$$\sigma = e \cdot (n\mu_n + h\mu_h).$$

e ist die Elementarladung, n und h sind die Dichten von Elektronen bzw. Löchern, μ_n und μ_p die entsprechenden Beweglichkeiten. Für die Ladungsträgerdichten gilt der Zusammenhang

$$n \cdot h = n_i^2 = const \tag{2.3}$$

mit der intrinsischen Ladungsträgerdichte n_i . Diese beschreibt die Ladungsträgerdichte in einem perfekten Einkristall ohne Verunreinigung durch Fremdatome. Für Germanium ist n_i bei Raumtemperatur (300 K) $2,4 \cdot 10^{13}$.

Für Halbleiter sind die Beweglichkeiten für beide Ladungsträger in der gleichen Größenordnung und werden für sinkende Temperaturen größer (siehe Tabelle (2.1)).

Material	μ_e bei 300 K [$\frac{cm^2}{Vs}$]	μ_e bei 77 K [$\frac{cm^2}{Vs}$]	μ_h bei 300 K [$\frac{cm^2}{Vs}$]	μ_h bei 77 K [$\frac{cm^2}{Vs}$]
Silizium	1350	$2,1 \cdot 10^4$	480	$1,1 \cdot 10^4$
Germanium	3900	$3,6 \cdot 10^4$	1900	$4,2 \cdot 10^4$

Tabelle (2.1): Beweglichkeiten von Elektronen und Löchern in Halbleitermaterialien bei Raumtemperatur und LN₂-Temperatur

Mit der Beweglichkeit steigt zunächst auch die Geschwindigkeit der Ladungsträger v linear an. Mit der elektrischen Feldstärke E ergibt sich für Feldstärken bis etwa $100 \frac{V}{cm}$ der Zusammenhang

$$\vec{v} = \mu \cdot \vec{E}.$$

Für größere Feldstärken geht der Betrag der Geschwindigkeit bei Werten von 10^6 bis $10^7 \frac{cm}{s}$ in Sättigung⁴ (siehe Abbildung (2.9)) [Knoll].

⁴Abhängig von der Temperatur. Die maximale Geschwindigkeit steigt für sinkende Temperatur des Halbleiters

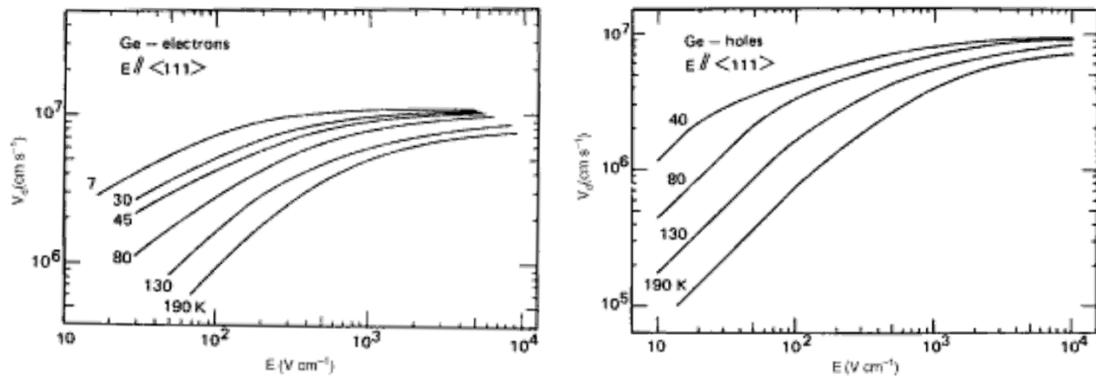


Abbildung (2.9): Zusammenhang der Geschwindigkeit der Ladungsträger in Germanium mit der angelegten Feldstärke [Knoll]
 Links: Elektronen
 Rechts: Löcher

2.5.1.3 Dotierung

Durch Verunreinigungen im Kristall können die Eigenschaften des Halbleitermaterials vom bisher beschriebenen Verhalten abweichen. Werden diese Verunreinigungen gezielt in den Kristall eingebracht, spricht man von Dotierung.

Werden Elementen der fünften oder höherer Hauptgruppe in den Kristall eingebracht, spricht man von n-Typ-Halbleiter. Diese Elemente besitzen mindestens fünf Valenzelektronen, jedoch nehmen nur vier davon an der Bindung im Diamantgitter des Halbleiters teil (Abbildung (2.10a)). Die überschüssigen Elektronen sind nur schwach gebunden und können leicht ins Leitungsband übergehen ohne Löcher zu hinterlassen (Abbildung (2.10b)). Es entstehen also Energieniveaus knapp unter dem Leitungsband und dadurch verschiebt sich die Fermi-Energie nach oben. Dementsprechend werden diese Elektronen-abgebenden Atome Donatoren genannt. Typische Donatordichten N_D liegen in der Größenordnung von $10^{17} \frac{\text{Atomen}}{\text{cm}^3}$. Die Dichte des Halbleitermaterials liegt in der Größenordnung von $10^{22} \frac{\text{Atomen}}{\text{cm}^3}$. Durch thermische Anregung sind praktisch alle Donatorelektronen ins Leitungsband angeregt. Daraus folgt, dass für die Dichte der freien Elektronen

$$n \approx N_D$$

gilt. Aus Gleichung (2.3) ergibt sich somit eine um Größenordnungen höhere Dichte von freien Ladungsträgern, der Summe aus n und h , als im nicht-dotierten (intrinsischen) Fall. Die um Größenordnungen kleinere Löcherdichte lässt sich durch eine Verschiebung des Gleichgewichts zwischen der Entstehung von Elektron-Loch-Paaren und deren Rekombination durch die viel höhere Anzahl an Elektronen erklären. Die Elektronen werden im n-Halbleiter als Majoritätsladungsträger bezeichnet.

Benutzt man zur Dotierung Elemente aus der dritten oder einer niedrigeren Hauptgruppe, fehlen

Elektronen in den kovalenten Gitterbindungen. Dadurch entstehen freie Zustände knapp über dem Valenzband, die thermisch leicht mit Elektronen gefüllt werden (Abbildung (2.10c)). Zurück bleiben Löcher im Valenzband. Diese Elektronen-akzeptierenden Atome werden als Akzeptoren bezeichnet. Der mit Akzeptoren dotierte Halbleiter ist ein p-Typ-Halbleiter. Die Löcher im Valenzband sorgen nun für die Leitfähigkeit des Halbleiters, analog zu den Elektronen im n-Typ-Halbleiter und sind somit im p-Halbleiter die Majoritätsladungsträger [Dem] [Knoll].

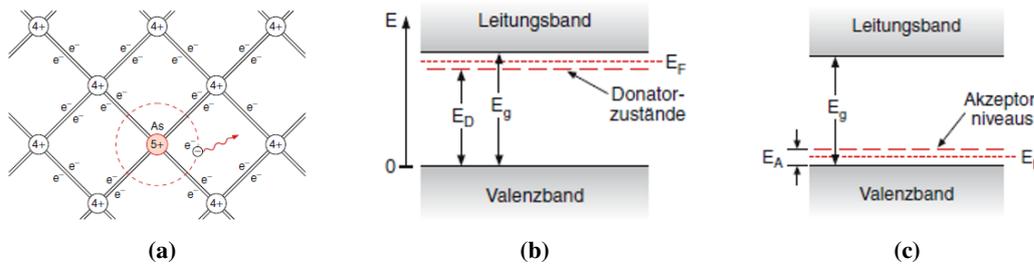


Abbildung (2.10): a) Gitter eines n-Typ Halbleiters. Die Dotierung erfolgt hier mit dem fünfwertigen As [Dem]
 b) Energieniveaus, die durch Donatoratome entstehen [Dem]
 c) Energieniveaus, die durch Akzeptoratome entstehen [Dem]

2.5.2 PN-Übergang

Fügt man einen p- und n-Typ-Halbleiter zusammen, so entsteht ein PN-Übergang. Die einfachste Form davon ist eine Diode, die nur aus einem solchen Übergang besteht. An der Kontaktstelle diffundieren, aufgrund des Konzentrationsgefälles, Löcher ins n-Material und Elektronen ins p-Material und rekombinieren dort. Dies geschieht so lange, bis sich, aufgrund des aufbauenden elektrischen Felds, ein Gleichgewicht zwischen der Diffusion und der durch das Feld ausgelösten, entgegengesetzt gerichteten Drift einstellt. Dadurch entsteht eine Sperrschicht, die den Ladungstransport blockiert. Wird jedoch eine Spannung U_{pn} angelegt, ändert sich das Verhalten je nach Vorzeichen der Spannung. Ist U_{pn} positiv⁵, ist die Diode in Durchlassrichtung geschaltet und die Majoritätsladungsträger fließen durch das jeweils anders dotierte Material (die Elektronen aus dem n-Material fließen zum positiv geladenen Pol am p-Halbleiter, die Löcher aus dem p-Material zum negativen Pol am n-Halbleiter). Dadurch wird die Sperrschicht abgebaut und der Strom steigt exponentiell an.

Der für Detektoren interessantere Fall ist eine negative äußere Spannung. Dadurch vergrößert sich die Sperrschicht und die Leitung erfolgt nur durch die Minoritätsladungsträger, die um Größenordnungen weniger vorhanden sind. Wechselwirkt ionisierende Strahlung in der Sperrschicht, entstehen dort Elektron-Loch-Paare, die durch die äußere Spannung abgesaugt und der entstandene Strom vermessen werden kann. Auf diesem Prinzip basieren alle Halbleiter-Detektoren, von der Photodiode bis hin zum hochauflösenden Germanium-Detektor. Jedoch ist

⁵ U_{pn} muss größer als die Diffusionsspannung des Materials sein.

die Größe der Sperrschicht in dieser Konfiguration beschränkt, sodass für größere Detektoren zusätzliche Schichten von intrinsischem, d.h. nicht-dotiertem, Material hinzugefügt werden (siehe Abschnitt 2.5.3.2) [Knoll] [Dem].

2.5.3 Eigenschaften von Germanium-Detektoren

Um γ -Spektroskopie mit hoher Auflösung zu betreiben, werden Germanium-Detektoren eingesetzt. Die Herstellung der dafür benötigten Kristalle ist in Abschnitt 2.5.3.1 beschrieben. Die Geometrie und Größe des Kristalls muss dabei an den zu vermessenden Energiebereich angepasst sein (siehe Abschnitt 2.5.3.2). Allen Germanium-Detektoren gemein ist, dass sie beim Betrieb gekühlt werden müssen (siehe Abschnitt 2.5.3.3). Außerdem werden die unterschiedlichen Größen, die die Energieauflösung beeinflussen, in Abschnitt 2.5.3.4 diskutiert.

2.5.3.1 Herstellung der Kristalle

Zur Detektion ionisierender Strahlung muss der Detektor wie in Abschnitt 2.5.2 in Sperrrichtung betrieben werden. Jedoch ist die Dicke d der Sperrschicht für Germanium, wie es in der Elektronikindustrie verwendet wird⁶, auf 2-3 mm begrenzt. Es gilt dafür

$$d \propto \sqrt{\frac{V}{N}}$$

mit der angelegten Verarmungsspannung V und der Verunreinigungsdichte N . Da die angelegte Spannung dadurch beschränkt ist, dass es zum Durchbruch kommt, wenn sie zu hoch ist, muss für eine Vergrößerung der Sperrschichtdicke die Verunreinigungsdichte kleiner werden. Dies kann durch zwei unterschiedliche Methoden geschehen:

- **Lithium-Driften:**

Seit den 1960ern wird dieses Verfahren angewandt. Ausgangsmaterial ist dabei ein p-Typ-Halbleiter. Driften nun Lithiumatome durch diesen Kristall, so binden sich diese an die Akzeptoren und es entsteht ein kompensierter Kristall, der die Eigenschaften eines Kristalls mit niedriger Verunreinigungsdichte besitzt. Der Nachteil dieser Kristalle ist, dass sie ständig mit flüssigem Stickstoff gekühlt sein müssen, da sich sonst die Lithiumatome im Kristall neu verteilen und die Kompensation zerstört wird. Aufgrund des Herstellungsprozesses werden Detektoren mit diesen Kristallen als Ge(Li)-Detektoren bezeichnet.

- **Erhöhung der Reinheit des Kristalle:**

Anstatt die Verunreinigungen des Kristalls zu kompensieren, ist die Alternative diese zu entfernen. Die Technik, die dabei angewandt wird, ist das Zonenschmelzen. Dabei wird

⁶Verunreinigungsdichte: $2,4 \cdot 10^{13}$ bei 300 K [Knoll], etwa eine Verunreinigung auf 10^9 Germaniumatome

ein Teil des Kristalls verflüssigt. Diese flüssige Zone wird dann durch den gesamten Kristall bewegt. Da Verunreinigungen stärker in der Schmelze als im festen Material gebunden sind, wandern diese mit der geschmolzenen Zone mit. Durch mehrmalige Wiederholung dieses Verfahrens kann die Reinheit des Kristalls um weitere drei Größenordnungen, auf $10^{10} \frac{\text{Verunreinigungen}}{\text{cm}^3}$, verbessert werden. Je nach zurückbleibender Dotierung wird der Kristall dann als π -Typ- (schwache p-Dotierung) oder ν -Typ- (schwache n-Dotierung) Germanium bezeichnet. Entsprechend der hohen Reinheit der Kristalle werden diese Detektoren als HPGe-Detektoren bezeichnet. Dieses Verfahren wird seit den 1980er Jahren eingesetzt. Der große Vorteil dieser hochreinen Kristalle im Vergleich zu Ge(Li)-Kristallen ist, dass sie nicht konstant auf LN₂-Temperatur gehalten werden müssen. Dadurch wird die Handhabung leichter. In der Auflösung oder Pulsformung gibt es keine messbaren Unterschiede zwischen beiden Verfahren [Knoll].

2.5.3.2 Geometrien von Germanium-Detektoren

Kleinere Detektoren können in planarer Konfiguration gebaut werden. Diese sind typischerweise auf ein Volumen von 10 - 50 cm³ beschränkt und nur mehrere Millimeter dick. Diese Detektoren bestehen aus einer Scheibe aus hochreinem Germanium. An der Ober- und Unterseite dieser Scheibe sind die elektrischen Kontakte angebracht. Dazu wird auf einer Seite eine Schicht aus stark n-dotiertem, sogenanntem n⁺, Germanium durch Implantation von Donatoren erzeugt. Auf der gegenüberliegenden Seite geschieht das gleiche durch Einbringen von Akzeptoren, damit eine dünne, stark p-dotierte (p⁺) Schicht entsteht. Der Detektor wird so betrieben, dass der hochreine Bereich komplett verarmt ist. Dazu muss eine Hochspannung von etwa 1 kV angelegt werden. Das negative Potential wird dabei an die p⁺-Seite angelegt, das positive an die n⁺-Seite (siehe Abbildung (2.11)). Je nach verwendetem hochreinen Material sind die Rollen der einzelnen Schichten unterschiedlich. Wird π -Typ-Material verwendet, entsteht der pn-Übergang zwischen der n⁺- und der π -Schicht. Die Verarmungszone beginnt somit am Rand der n⁺-Schicht und breitet sich mit steigender Spannung in Richtung der p⁺-Schicht aus. Diese dient bei dieser Konfiguration als Blockkontakt für Elektronen, also die Majoritätsladungsträger der n⁺-Schicht. Wird ν -Germanium verwendet, vertauschen sich die Rollen der n⁺- und p⁺-Schicht. Auch der Einsatz von Ge(Li)-Material ist möglich, wird jedoch heute nicht mehr praktiziert. Bei dieser Geometrie bildet sich im Kristall ein isotropes Feld zwischen den beiden Elektroden. Planare Detektoren werden zumeist für Röntgenstrahlung und niederenergetische γ -Strahlung benutzt.

Für höhere Energien werden größere Detektoren benötigt. Diese werden koaxial gebaut und können ein Volumen von bis zu 800 cm³ besitzen. Bei diesen Detektoren wird die Außenseite als eine Elektrode benutzt, für die zweite Elektrode wird ein Loch in die Mitte des Kristalls gebohrt, sodass diese innere Fläche als Elektrode verwendet werden kann. Der Aufbau der Schichten ist wie bei planaren Detektoren (n⁺ π p⁺ bzw. p⁺ ν n⁺), jedoch wird die innere Elektrode immer als Blockkontakt verwendet. Dies geschieht, weil somit die Verarmungszone an der gesamten Fläche des äußeren Kontaktes beginnt und nach innen wächst. Wenn sie innen begönne und

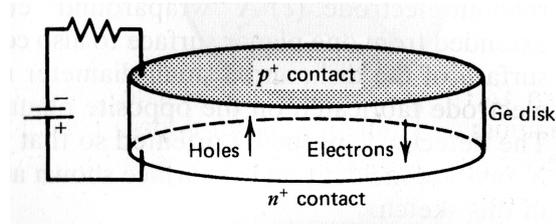


Abbildung (2.11): HPGe-Detektor in planarer Geometrie [Knoll]

nach außen wüchse, würde eine höhere Spannung zur vollständigen Verarmung des Kristalls benötigt. Außerdem ist dadurch das elektrische Feld im äußeren Bereich des Kristalls, wo die meisten Wechselwirkungen der Photonen mit dem Detektormaterial stattfinden, höher.

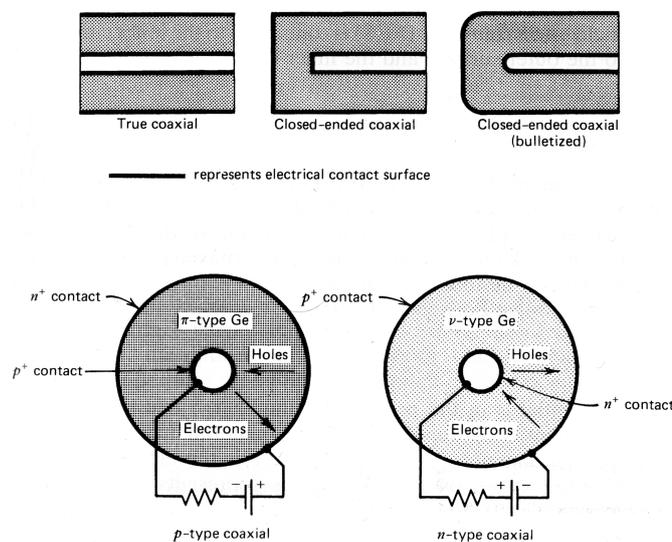


Abbildung (2.12): oben: Unterschiedliche Bauformen von coaxialen HPGe-Detektoren
unten: Anordnung der Schichten und der angelegten Verarmungsspannung.
Der Blockkontakt liegt im zentralen Loch des Detektors um die benötigte Verarmungsspannung geringer zu halten [Knoll]

Das Loch in der Mitte des Detektors kann komplett durch den Kristall verlaufen oder es kann innerhalb des Kristalls enden, sodass die Vorderseite des Kristalls geschlossen ist. Der Vorteil des durchgängigen Loches ist, dass das elektrische Feld im gesamten Kristall radial verläuft. Diese Geometrie wird jedoch in den meisten Fällen von den Herstellern der Kristalle nicht gebaut. Ein nicht-durchgängiges Loch hat den Vorteil, dass sich der vordere Bereich für ein planares Eintrittsfenster eignet. Ebenso gibt es weniger Probleme mit Leckströmen, die beim durchgehenden Loch am Rand des Kristalls zwischen den beiden Elektroden fließen können. Der Nachteil der geschlossenen Vorderseite ist, dass es Bereiche im Detektor gibt, in denen das elektrische Feld nahezu verschwindet. Diese liegen im Bereich der vorderen Ecken. Um diesem Nachteil entge-

genzuwirken, werden die Ecken des Kristalls abgerundet(siehe Abbildung (2.12)) [Knoll].

2.5.3.3 Typischer Aufbau eines HPGe-Detektors

Im Betrieb müssen alle Germanium-Detektoren gekühlt werden. Dies geschieht in den meisten Fällen mit flüssigem Stickstoff, dessen Siedetemperatur bei 77 K liegt.

Zur Isolation von der Außentemperatur muss sich der Kristall in einem vakuumdichten Kryostaten bei etwa 10^{-7} mbar befinden. Der Vorverstärker befindet sich direkt hinter dem Kristall um Kabelkapazitäten so gering wie möglich zu halten. Der Eingang des Vorverstärkers, ein FET⁷, muss zur Verminderung von Rauscheffekt ebenso im Kryostaten platziert sein und gekühlt werden. Der Rest des Vorverstärkers befindet sich außerhalb des Kryostaten. Außerdem ist dort der HochspannungsfILTER angebracht, der für eine zusätzliche Glättung der angelegten Hochspannung sorgt. Im Vakuum befindet sich noch ein Absorber, der durch die Adsorption von Restgasatomen die Qualität des Vakuums verbessert. Als Materialien kommen hier Aktivkohle oder Zeolith zum Einsatz.

Über ein Kupferrohr, den sogenannten Kühlfinger, wird der Detektor gekühlt. Dieser muss zur Isolation ebenso in einem Vakuumgefäß befinden. Auch hier werden Absorber eingesetzt. Das andere Ende des Kühlfingers befindet sich in einem Reservoir aus flüssigem Stickstoff. Dieser wird in einem vakuumisolierten Vorratsgefäß (Dewar) gelagert.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wird eine Alternative zur Kühlung mit flüssigem Stickstoff, ein elektromechanischer Kühler, benutzt. Ähnlich wie in einem Kühlschrank wird bei diesem ein unter hohem Druck stehendes Gas zum Expandieren gebracht, wodurch es sich stark abkühlt. Um den Kühlkreislauf zu schließen, wird das Gas, das Wärme aus der Umgebung, also vom Detektor, aufgenommen hat, von einem Kompressor wieder komprimiert. Ein kommerziell zu erwerbender elektromechanischer Kühler ist der X-CoolerTM II von ORTEC[®] [XORT]. Das Problem der elektromechanischen Kühler liegt in der begrenzten Kühlleistung im Vergleich zu einer Stickstoffkühlung, bei der, wenn mehr Kühlleistung erforderlich ist, die verbrauchte Menge an Stickstoff steigt. Durch die höhere Temperatur kann es zu einer Verschlechterung der Energieauflösung kommen. Ebenso können sich Vibrationen auf den Detektor übertragen und damit zu mikrophonischem Rauschen führen, was sich ebenfalls negativ auf die Auflösung auswirken kann [Knoll].

2.5.3.4 Energieauflösung eines HPGe-Detektors

Die Energieauflösung eines Detektors für eine gegebene Energie wird typischerweise durch die Halbwertsbreite (FWHM⁸) des entsprechenden Peaks angegeben. Dabei ist die Auflösung von der Energie des Photons abhängig. Typische Werte für koaxiale HPGe-Detektoren sind 800 bis

⁷Feld-Effekt-Transistor

⁸Full Width at Half Maximum

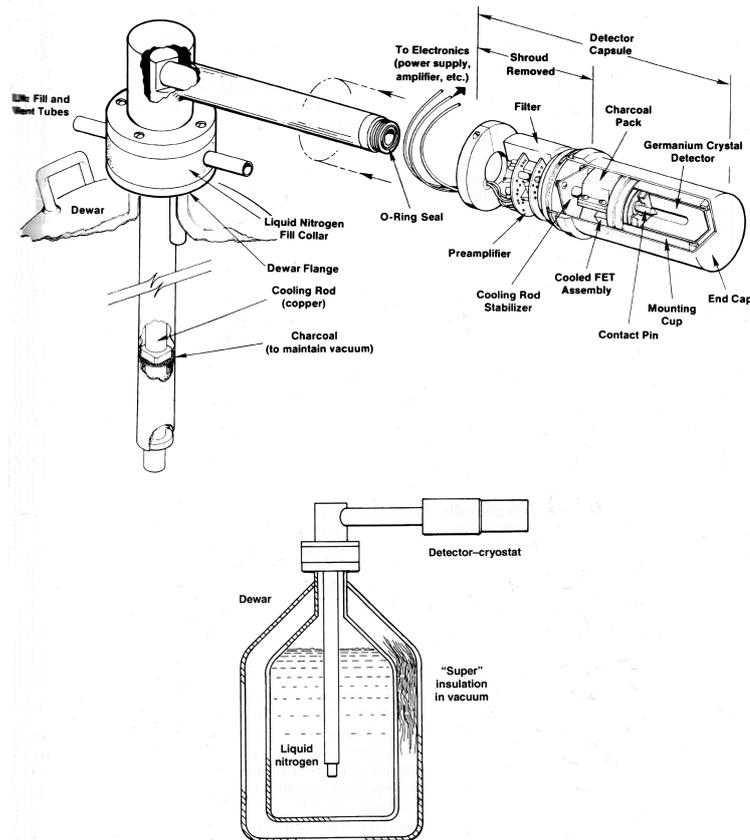


Abbildung (2.13): Explosionszeichnung des typischen Aufbaus eines HPGe-Detektors mit LN_2 -Kühler [Knoll]

1200 eV für die 122 keV-Linie von ^{57}Co . Bei der 1,332 MeV-Linie von ^{60}Co ist die typische Auflösung in der Region von 1,7 bis 2,3 keV.

Die totale Energieauflösung W_T setzt sich aus drei Teilen zusammen. Es gilt:

$$W_T^2 = W_D^2 + W_X^2 + W_E^2 \quad (2.4)$$

mit:

- Statistische Schwankungen bei der Ladungsträger-Erzeugung W_D :
Die statistischen Schwankungen bei der Ladungsträger-Erzeugung sind gegeben durch

$$W_D^2 = (2,35)^2 F \epsilon E.$$

Dabei steht E für die deponierte Energie, ϵ ist die Energie, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares nötig ist (für Germanium gilt $\epsilon = 2,96$ eV) und F ist der Fano-Faktor. Der Fano-Faktor ist als $\frac{\sigma}{E/\epsilon}$ definiert. Dabei ist σ die Standardabweichung der erzeugten Paare und E/ϵ ist der Mittelwert der erwarteten Paare. Würden die Elektron-Loch-Paare nach einer reinen Poisson-Statistik erzeugt, so gelte $\sigma = \mu = E/\epsilon$ und damit

$F = 1$. Die gemessenen Werte liegen jedoch zwischen 0,05 und 0,13. Der Grund dafür ist, dass die Erzeugung der Elektron-Loch-Paare nicht unabhängig voneinander ist, da die Anregungsmöglichkeiten eines Atoms aufgrund der diskreten Energieniveaus in ihrer Anzahl begrenzt sind. Für einen typisch gewählten Wert von F und die 1,332-MeV Linie von ^{60}Co ergibt sich durch W_D eine Auflösung von 1,32 keV.

- Unvollständige Ladungsträgersammlung W_X :
Auf ihrem Weg zu den Elektroden können Ladungsträger rekombinieren und erreichen diese somit nicht. Die Wahrscheinlichkeit dafür steigt für größere Wege und kleinere Ladungsträger-Geschwindigkeiten. Somit ist dieser Faktor besonders in großen Kristallen mit einem schwachen elektrischen Feld relevant. Verstärkend auf die Rekombinationswahrscheinlichkeit wirken Gitterschäden, diese können durch sogenannte „Deep Impurities“ gegeben sein. Dabei handelt es sich um Fremdatome (Gold, Zink, Cadmium oder andere Metalle), die in das Gitter eingebaut sind und Energieniveaus in der Mitte der Bandlücke erzeugen. Wird ein Ladungsträger in solch einem Gitterdefekt gefangen, so ist seine Aufenthaltsdauer dort vergleichsweise lang. Dadurch kann es passieren, dass die dort gefangene Ladung nicht mit zur gemessenen Ladung beiträgt. Ebenso ist durch die lange Verweildauer die Wahrscheinlichkeit, dass ein entgegengesetzter Ladungsträger zusätzlich eingefangen wird und es zur Rekombination des Elektron-Loch-Paares kommt, größer.
- Elektronisches Rauschen W_E :
Der letzte Faktor ist durch die verwendete Messelektronik gegeben. Die Größe des Rauschens, das durch diese erzeugt wird, lässt sich mit Hilfe eines Puls-Generators, der durch den Detektor durchgeschleift wird, messen, weil das Signal des Generators konstant ist und nicht durch die statistischen Effekte, die im Kristall auftreten, verbreitert ist.

Zusätzlich hat die Zeitkonstante des Hauptverstärkers maßgeblichen Einfluss auf die Energieauflösung. Sie ist ein Maß dafür, wie lang der Hauptverstärker Zeit zur Integration der Ladung hat⁹.

Abbildung (2.14) zeigt das Ersatzschaltbild eines HPGe-Detektors mit angeschlossenem Vor- und Hauptverstärker. Der Detektor ist durch eine Stromquelle und die Kapazität des Kristalls C_1 dargestellt. Die Rauschquellen des Vorverstärkers sind ebenfalls eingezeichnet. Dabei ist die parallele Rauschquelle $W_i(f)$ das thermische Rauschen des Rückkoppelwiderstands R_2 ($R_2 \approx 1 \text{ G}\Omega$). Die serielle Rauschquelle $W_u(f)$ ist das Spannungsrauschen des Eingangs-FETs. Es gilt

$$W_u(f) = \frac{du^2}{df} = \frac{4kT \cdot 0,6}{S_0} + \frac{A_f}{f} \quad (2.5)$$

$$W_i(f) = \frac{di^2}{df} = 2eI_0 + \frac{2kT}{R_2} \quad (2.6)$$

⁹Im Frequenzbereich bestimmt die Zeitkonstante das Verstärkungsverhalten des Hauptverstärkers. Sie ist umgekehrt proportional zur Grenzfrequenz, bei der nur noch die Hälfte der maximalen Verstärkung vorliegt.

mit der Temperatur T , der Boltzmann-Konstanten k , der Funkelrauschkonstante A_f , der Steilheit des FET S_0 , der Elementarladung e und dem Leckstrom I_0 .

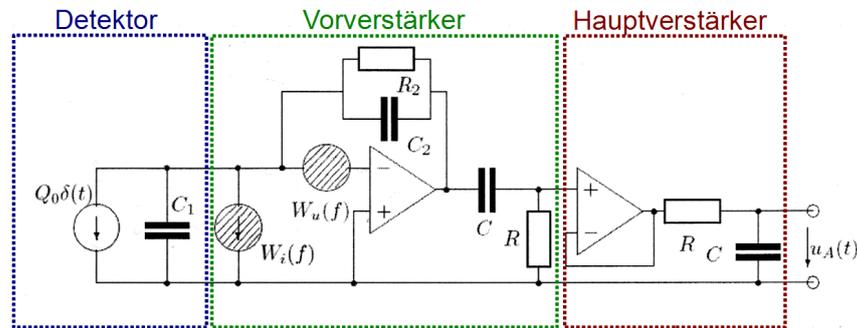


Abbildung (2.14): Schaltskizze eines Germanium-Detektors mit angeschlossenem Vor- und Hauptverstärker [Lau]

Mit Hilfe der spektralen Leistungsdichte und der Übertragung von Rauschen durch ein Netzwerk mit der Übertragungsfunktion $G(\omega)$ gemäß $|G(j\omega)|^2$ folgt für die Halbwertsbreite und die Zeitkonstante der Zusammenhang:

$$(FWHM(\tau))^2 = \alpha\tau + \beta + \gamma\frac{1}{\tau} \quad (2.7)$$

mit

$$\alpha = \left(\frac{C_1 + C_2}{C_2}\right)^2 \frac{4kT \cdot 0,6}{S_0 \cdot 8}$$

$$\beta = \left(\frac{C_1 + C_2}{C_2}\right)^2 \frac{A_f}{2}$$

$$\gamma = \frac{1}{80} \left(2eI_0 + 4\frac{kT}{R_2}\right)$$

Daraus ergibt sich, dass es ein Minimum für die Auflösung gibt (Abbildung (2.15a)). Dieses liegt für Germanium-Detektoren je nach äußeren Parametern im Bereich weniger μs . Für hohe Raten verschlechtert sich die minimale Auflösung (Abbildung (2.15b)), da Effekte durch die längere Zeit der Pulsformung und dadurch bedingte Pile-Up-Effekte¹⁰ (Abbildung (2.15c)) ein komplettes Abfallen des Signals auf das Grundniveau (Baseline) nicht ermöglicht [Knoll] [Lau].

¹⁰Auftreten eines weiteren Signals, während das erste Signal noch abfällt

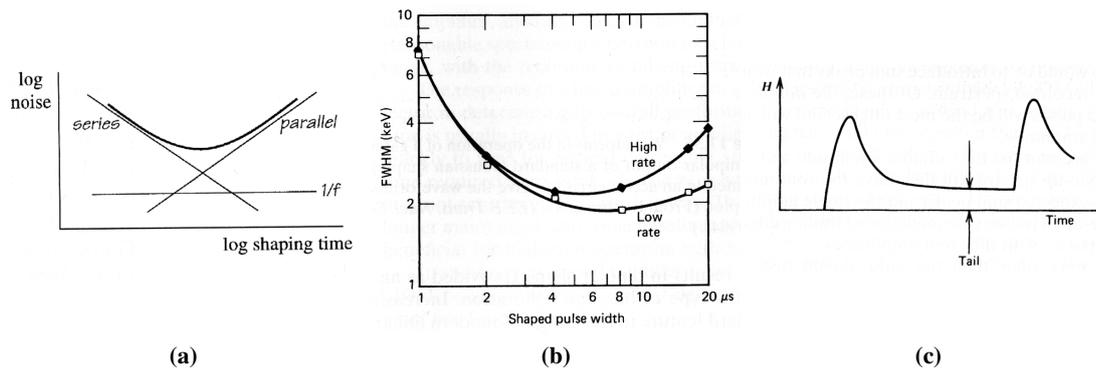


Abbildung (2.15): a) Verlauf des Rauschens, das sich aus einem seriellen und einem parallelen Anteil zusammensetzt [Knoll]
 b) Beispiel des Zusammenhangs zwischen Auflösung und Zeitkonstante [Knoll]
 c) Pile-Up Event [Knoll]

2.5.3.5 Pulsform des Signals

Anders als in Gasdetektoren wird im Germanium-Detektor die Pulsform durch beide Ladungsträgerarten erzeugt. Löcher und Elektronen legen bei ausreichendem elektrischen Feld (Größenordnung $10^5 \frac{V}{m}$) etwa $\frac{1 \text{ cm}}{100 \text{ ns}}$ zurück. Dadurch ergeben sich bei den typischen Größen von koaxialen Detektoren Pulsanstiegszeiten (Rise time) von 200 bis 300 ns. Dadurch ist die Zeitauflösung eines Germanium-Detektors beschränkt und nicht konkurrenzfähig mit viel schnelleren Plastikszintillatoren.

Zusätzlich kommt hinzu, dass die Form des Pulses stark von der Position der Wechselwirkung im Kristall abhängt. Dabei ist für herkömmliche Germanium-Detektoren nur die radiale Koordinate von Belang. Um eine dreidimensionale Position zu bestimmen sind segmentierte Kristalle wie bei AGATA [AGATA] nötig.

Wie in [Knoll] gezeigt wird, ist die Pulsform $Q(t)$ für koaxiale Detektoren mit durchgängigem Loch durch die Summe der induzierten Ladung der Elektronen

$$Q^-(t) = \frac{\Delta E^-}{V_0} = \frac{q_0 \alpha}{V_0} [r_e^2(t) - r_0^2] + \frac{q_0 \beta}{V_0} \ln \left(\frac{r_e(t)}{r_0} \right)$$

und der Löcher

$$Q^+(t) = \frac{\Delta E^+}{V_0} = \frac{q_0 \alpha}{V_0} [r_0^2 - r_h^2(t)] + \frac{q_0 \beta}{V_0} \ln \left(\frac{r_0}{r_h(t)} \right)$$

mit $\alpha = \frac{eN_A}{4\epsilon_0}$, $\beta = \frac{V_0 - \alpha(r_2^2 - r_1^2)}{\ln(r_2/r_1)}$ gegeben. Dabei ist r_1 der innere Radius des aktiven Bereichs, r_2 dessen äußerer Radius, r_0 ist der Radius des Wechselwirkungspunkts, V_0 die angelegte Spannung und q_0 ist die gesamte erzeugte Ladung des Pulses. $r_e(t)$ und $r_h(t)$ beschreiben die Bewegung der Elektronen bzw. Löcher. In Abbildung (2.16) ist die Pulsform für drei verschiedene

Wechselwirkungspunkte gezeigt. Dabei werden die Elektronen nach außen und die Löcher nach innen abgesaugt. Es ist erkennbar, dass je nach Position der Wechselwirkung die Pulsform variiert. Der Knick in einem Puls entsteht dadurch, dass ab diesem Zeitpunkt eine Ladungsträgerart komplett abgesaugt ist, die andere jedoch weiterhin fließt.

Setzt sich ein Puls aus mehreren Wechselwirkungen mit unterschiedlichen Radien zusammen,

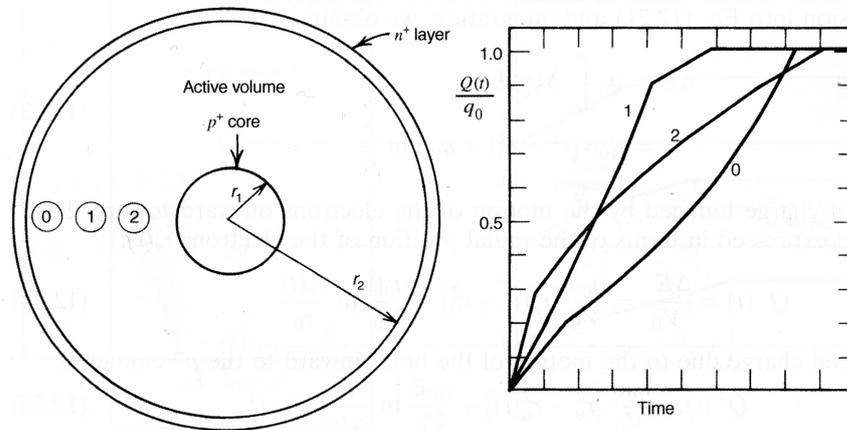


Abbildung (2.16): Pulsform eines koaxialen p-Typ HPGe-Detektor für verschiedene Wechselwirkungspunkte [Knoll]

so ist der Puls die Summe aller Einzelpulse, da die Zeit zwischen den Wechselwirkungen erheblich kleiner als die Anstiegszeit ist. Dadurch können weitere Knickpunkte im Anstieg entstehen, die Hinweise auf die Positionen der einzelnen Wechselwirkungen geben.

2.5.3.6 Einfluss von Neutronen auf das Spektrum

Schnelle Neutronen können an Gitteratomen streuen. Dadurch entstehen Gitterdefekte. In diesen können Löcher eingefangen werden, wodurch Ladungsträger verloren gehen. Die Höhe der Verluste ist von der Position der Wechselwirkung und vom Typ des Kristalls abhängig. Müssen die Löcher größere Wege zurücklegen, wirken sich die Gitterdefekte stärker auf die gemessene Ladung aus.

Im π -Typ-Kristall werden die Löcher an der inneren Elektrode gesammelt. Da die überwiegende Anzahl der Wechselwirkungen im äußeren Teil des Kristalls geschieht, ist der Weg, den die Löcher zurücklegen müssen, im Schnitt länger als im ν -Typ-Detektor, bei dem die Löcher zur äußeren Elektrode fließen. Somit sind π -Typ-Detektoren stärker durch Neutronen-induzierte Gitterschäden beeinflusst.

Im Spektrum ist der Einfluss der Bestrahlung durch einen Ausläufer des Full-Energy-Peaks in Richtung kleinerer Energien zu erkennen. Dadurch verschlechtert sich die Energieauflösung. Abbildung (2.17a) zeigt die Ausläufer und die dadurch entstehende Verschlechterung der Energieauflösung für unterschiedliche Neutronenflüsse. Die Daten stammen von einem Ge(Li)-Detektor.

tor, das Prinzip ist jedoch genauso auf HPGe Detektoren anwendbar.

Zusätzlich können Neutronen von Kernen eingefangen werden. Diese aktivierten Kerne zer-

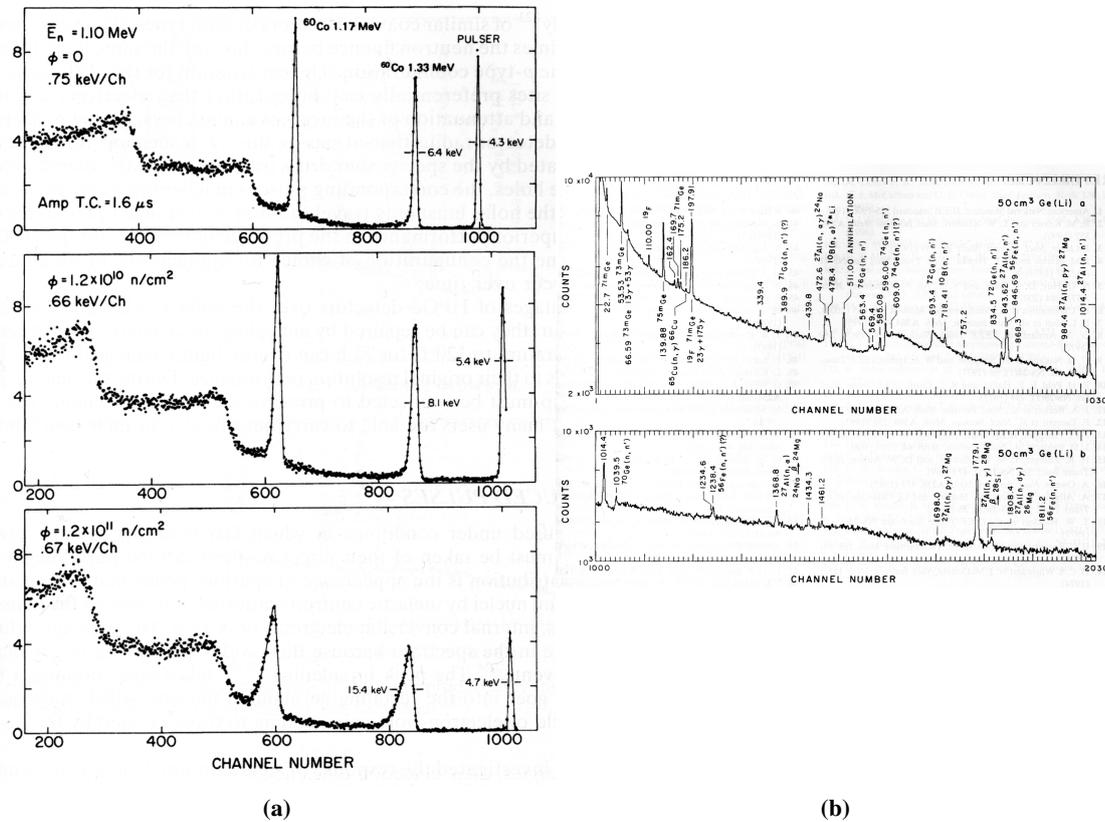


Abbildung (2.17): a) Einfluss von Neutronen auf die Peakform und die Energieauflösung für unterschiedliche Bestrahlungsmengen [Knoll]

b) Beispiel eines durch Neutronenaktivierung entstandenen Untergrundspektrums [Knoll]

fallen mit der Zeit wieder und die dabei freiwerdende Energie taucht als zusätzliche Peaks im Spektrum auf. Dies ist auch der Fall, wenn es sich beim Zerfall um α - oder β -Zerfall handelt, da dieser innerhalb des Kristalls stattfindet und die kinetische Energie der Zerfallsteilchen dort absorbiert wird. Ein Beispiel für ein solches induziertes Spektrum zeigt Abbildung (2.17b).

Für HPGe-Detektoren gibt es die Möglichkeit Gitterdefekte des Kristalls auszuheilen (Annealing). Dies geschieht durch Erhitzen des Kristalls auf 100 bis 120 °C über einige Stunden. Da Ge(Li)-Detektoren ihre Kompensation verlieren würden, ist ein Ausheilen für sie nicht möglich [Knoll].

3 Das Hyperkern-Experiment an $\bar{\text{PANDA}}$

Hyperkerne mit doppelter Strangeness wurden bisher nur in wenigen Experimenten mit Emulsionen gefunden [Povh05]. Um mehr Statistik zu erhalten, müssen komplett elektronische Experimente aufgebaut werden. Derzeit sind zwei solcher Experimente in Planung. Zum einen das $\bar{\text{PANDA}}$ -Hyperkern-Experiment [PPB09][Poc05][San10], das angeregte Zustände von Doppel- Λ -Hyperkernen durch γ -Spektroskopie messen soll. Komplementär dazu ist das geplante Experiment an J-PARC [JPARC06], das die Grundzustandsmassen dieser Hyperkerne bestimmen soll.

Das $\bar{\text{PANDA}}$ -Hyperkern-Experiment wird in den folgenden Abschnitten beschrieben. Zunächst wird das Beschleunigerzentrum FAIR, an dem $\bar{\text{PANDA}}$ entstehen wird, und das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment selbst beschrieben.

3.1 Die Beschleunigerzentrum FAIR

Am GSI Helmholtzzentrum für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt entsteht das neue Beschleunigerzentrum FAIR¹. FAIR ist ein internationales Gemeinschaftsprojekt von ca. 50 Ländern.

Zusammen mit den bereits bestehenden Beschleunigern der GSI und neuen Synchrotron- und Speicherringen wird FAIR in der Lage sein, unterschiedlichste Teilchenstrahlen zu erzeugen. Das Spektrum dieser Strahlen reicht von Protonen bis hin zu Uran.

Mit Hilfe eines primären Protonenstrahls können sekundäre Antiprotonen (\bar{p}) erzeugt und im Folgenden beschleunigt werden. Für das $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment werden die Antiprotonen im HESR² in einem Impulsbereich von 1,5 GeV³ bis 15 GeV gespeichert. Im HESR werden bis zu 10^{10} Antiprotonen gesammelt bevor sie auf das Target von $\bar{\text{PANDA}}$ gelenkt werden. Die Anzahl der Antiprotonen sinkt dann entsprechend der Reaktionsrate in $\bar{\text{PANDA}}$ mit der Zeit. Die Zeitdauer eines solchen Zyklus aus Speicher- und Experimentierzeit liegt in der Größenordnung von einer Stunde.

Neben dem $\bar{\text{PANDA}}$ -Experiment, auf das in Abschnitt 3.2 eingegangen wird, sind für FAIR

¹Facility for Antiproton and Ion Research

²High Energy Storage Ring

³Es werden natürliche Einheiten benutzt

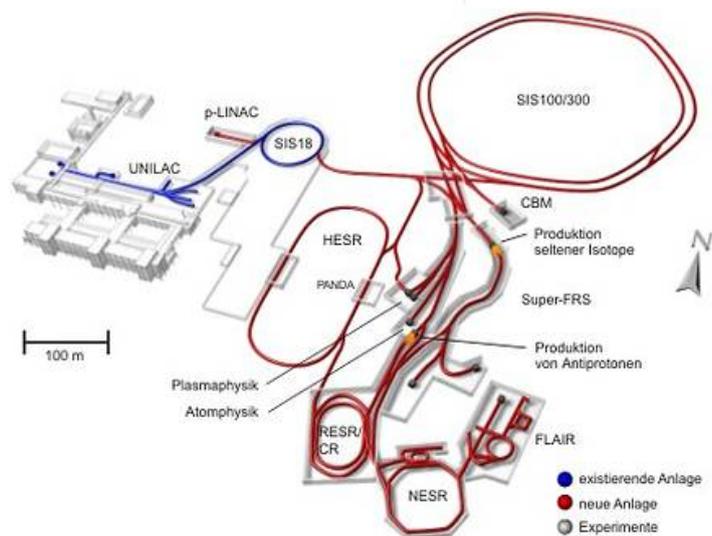


Abbildung (3.1): Übersicht über das geplante Beschleunigerzentrum FAIR [Fair06]

folgende Experimente geplant [Fair06]:

- BIOMAT (High-Energy Irradiation Facility for **B**iophysics and **M**aterials Research)
- CBM (Compressed **B**aryonic **M**atter)
- FLAIR (**F**acility for **L**ow-energy Antiproton and heavy-**I**on **R**esearch)
- HEDgeHOB - **H**igh Energy **D**ensity Matter **G**enerated by **H**eavy Ion **B**eams
- NUSTAR (**N**uclear **S**Tstructure, **A**strophysics and **R**eactions)
- SPARC (Stored **P**articles **A**tomic **P**hysics **R**esearch **C**ollaboration)
- WDM (Radiative Properties of **W**arm **D**ense **M**atter)

3.2 Das $\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ -Experiment

$\bar{\text{P}}\text{ANDA}$ ⁴ ist ein von einer internationalen Kollaboration geplantes Experiment an FAIR, das 2018 mit dem Start der Beschleuniger von FAIR beginnen soll. Der experimentelle Aufbau ist ein Fixed-Target-Experiment und besteht aus dem zylindersymmetrischen, fassförmig um das

⁴Anti-**P**roton **A**nnihilation at **D**armstadt

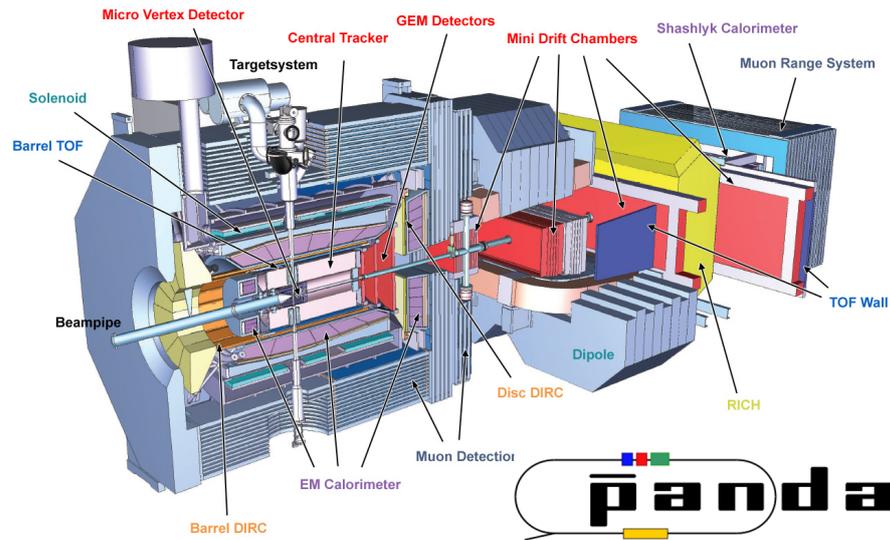


Abbildung (3.2): Überblick über den \bar{P} ANDA-Detektor [PPB09]

Target aufgebaut, Targetspektrometer und dem Vorwärtsspektrometer, welche in Abschnitt (3.2.1) beschrieben werden.

Die experimentellen Ziele von \bar{P} ANDA sind:

- **Spektroskopie von Charmonium**⁵

Durch die hohe Masse des c -Quarks, im Vergleich zu u -, d - und s -Quark, ist es möglich nicht-relativistische, perturbative Methoden zur Berechnung von Bindungszuständen zu benutzen. Somit ist Charmonium ideal um die QCD und besonders das Confinement zu studieren.

An \bar{P} ANDA können durch die Reaktion von Antiprotonen mit Protonen Mesonenzustände mit c -Quarks entstehen. Diese haben keine produktionsbedingten Einschränkungen ihrer Quantenzahlen und können somit auch in angeregten Zuständen entstehen. Durch die hohe Luminosität der Antiprotonen im HESR können hohe Raten an $c\bar{c}$ -Zuständen⁶ erreicht werden, die mit einer Genauigkeit in der Größenordnung von 100 keV vermessen werden können [PTPR05].

- **Suche nach gluonischen Anregungszuständen**

Die QCD erlaubt nur farbneutrale, gebundene Zustände. Das erlaubt auch Bindungszustände, die Gluonen enthalten. Mit \bar{P} ANDA versucht man Hybride ($q\bar{q}g$ -Zustände) und Glueballs (gg - oder ggg -Zustände) im Massenbereich von 3 bis 5 GeV zu erzeugen und nachzuweisen [PTPR05].

⁵gebundene $c\bar{c}$ Zustände

⁶mehrere tausend $c\bar{c}$ -Zustände pro Tag

- **Spektroskopie von D-Mesonen**

An \bar{P} ANDA werden hohe Raten von Charmoniumzuständen oberhalb der Produktionsschwelle von $D\bar{D}$ erwartet. Die Spektroskopie dieser D-Mesonen erlaubt die Beobachtung von seltenen, schwachen Zerfällen um die elektroschwache Theorie zu testen und gegebenenfalls an Prozesse jenseits des Standardmodells anzupassen [PPB09].

- **Untersuchung von Hadronen in Kernmaterie**

Bisherige Experimente konnten nur Veränderungen der fundamentalen Eigenschaften von leichten Mesonen innerhalb von Atomkernen feststellen. Mit \bar{P} ANDA können diese Studien auf Charmonium-Zustände erweitert werden. Damit ist es möglich Erkenntnisse der Wechselwirkung zwischen Charm-Quarks und Nukleonen zu sammeln, die wichtig für das Verständnis des Quark-Gluon-Plasmas sind. Außerdem sollen diese Studien Informationen zur Herkunft der Quarkmassen bezüglich der spontanen Symmetriebrechung in der QCD, die in Materie teilweise aufgehoben ist, liefern [PTPR05] [PEMC08].

- **Formfaktormessungen**

Mit \bar{P} ANDA lassen sich auch elektromagnetische Prozesse messen. Damit kann die Struktur der Nukleonen weiter untersucht werden. Wichtig für diese Formfaktormessungen sind die Compton-Streuung unter großen Winkeln⁷ und die Reaktion $p\bar{p} \rightarrow e^+e^-$, mit denen sich die Formfaktoren über einen großen Q^2 -Bereich bestimmen lassen [PPB09].

- **Suche nach CP-Verletzung im Charm- und Strangeness-Sektor**

Gäbe es gleich viel Materie und Antimaterie, würden diese sich gegenseitig vernichten. Das Universum besteht jedoch zum überwiegenden Teil aus Materie. Ein möglicher Grund dafür ist die Verletzung der CP-Symmetrie⁸. Diese ist bereits von neutralen Kaonen und B-Mesonen bekannt. Mit \bar{P} ANDA kann nach CP-Verletzung von Hadronen mit Charm und Strangeness gesucht werden [PTPR05].

- **Spektroskopie von Hyperkernen**

Auf die Spektroskopie von Hyperkernen an \bar{P} ANDA wird in Abschnitt 3.3 detailliert eingegangen.

3.2.1 Experimenteller Aufbau des \bar{P} ANDA-Detektors

Die wichtigsten Eigenschaften des \bar{P} ANDA-Detektors sind:

- Eine Raumwinkel-Abdeckung von annähernd 4π .
- Ein modularer Aufbau, um Veränderungen am Design zwischen Experimenten zu ermöglichen.

⁷Wide angle compton scattering (WACS)

⁸C: Ladungskonjugation, P: Parität (Symmetrie unter Raumspiegelung)

- Es ist ein Fixed-Target-Experiment und hat somit hohe Raten in kleinen Bereichen des Labor-Streuwinkels.
- Es gibt keinen Hardware-Trigger.
- Es besitzt eine hohe Auflösung bei Tracking, Teilchenidentifikation (PID⁹) und Kalorimetrie bei hohen Reaktionsraten.

Dies wird mit einem geteilten Aufbau erreicht. Zum einen das Targetspektrometer mit einem 2 T starken Solenoidmagneten, das fassförmig um die Targetregion aufgebaut ist und zum anderen das Vorwärtsspektrometer mit Dipolmagnet, das Teilchen mit geringem transversalen Impuls nachweist. In Abbildung (3.3) ist der Aufbau der beiden Spektrometer schematisch gezeigt.

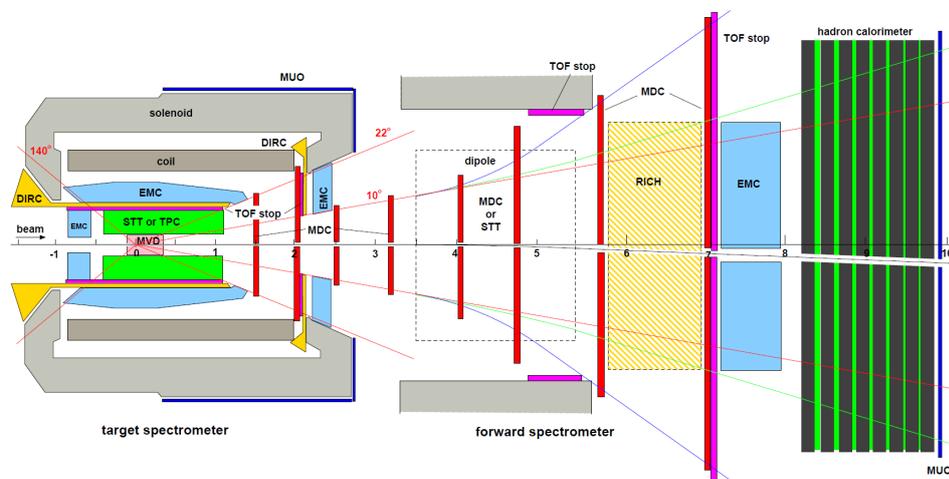


Abbildung (3.3): Schnitt entlang der Strahlachse durch den experimentellen Aufbau des $\bar{P}ANDA$ -Spektrometers [PTPR05]

3.2.1.1 Targetspektrometer

Im Targetspektrometer sind die Detektoren wie die Schalen einer Zwiebel um die Targetregion angeordnet. Der Fassbereich des Targetspektrometers beginnt vom Target aus gesehen ab einem Laborwinkel von 22° . Kleinere Winkelbereiche ab 10° (horizontal) bzw. 5° (vertikal) werden mit der Endkappe des Targetspektrometers abgedeckt. Die einzelnen Teile des Targetspektrometers von innen nach außen werden im Folgenden vorgestellt [PPB09].

⁹Particle Identification

- **Target**

Für das Target des Standardlayouts von \bar{P} ANDA gibt es zwei verschiedene Ausführungen. Beide sind kondensierte Gase¹⁰. Die Kondensation des vorgekühlten, unter hohem Druck stehenden Gases geschieht durch Expansion an einer Düse. Je nach Düse bildet sich ein Strom aus Clustern (Cluster-Jet-Target) oder Pellets (Pellet-Target), die sich senkrecht zur Strahlrichtung bewegen. Diese senkrechte Geschwindigkeit ist jedoch im Vergleich zur Geschwindigkeit der Antiprotonen vernachlässigbar, sodass das Target für die Kinematik als ruhend angesehen werden kann [PPB09].

- **Mikro-Vertex-Detektor**

Die innerste Detektorlage ist der Mikro-Vertex-Detektor (MVD). Dieser beginnt in einem radialen Abstand zum Target von 2,8 cm und dient der Detektion von kurzlebigen D-Mesonen und Hyperonen. Dazu werden strahlungsresistente Siliziumstreifen- und -pixel-Detektoren benutzt [PPB09].

- **Zentraler Spurdetektor (Central Tracker)**

An den MVD schließt ab einem Radius von 15 cm der zentrale Spurdetektor an. Im Fassbereich des Targetspektrometers wird dies durch einen Straw-Tube-Tracker erreicht. Im Endkappenbereich wird der Central Tracker durch drei ebene GEM-Detektoren¹¹ verwirklicht [PPB09].

- **Teilchenidentifikation und Flugzeitmessung**

Für Teilchen mit einem Impuls über 1 GeV erfolgt die Teilchenidentifikation mit Hilfe von Detektoren, die auf dem Nachweis von Tscherenkow-Strahlung basieren. Für \bar{P} ANDA wird dies über Detektoren nach dem DIRC-Prinzip¹² realisiert, die ab einem Radius von 45 cm beginnen.

Zur Flugzeitmessung langsamer Teilchen wird ein Detektor aus szintillierenden Kacheln¹³, mit sehr guter Zeitauflösung¹⁴ um den DIRC aufgebaut. Da es jedoch keinen Startdetektor gibt, können nur relative Zeiten von Teilchen untereinander gemessen werden.

Zusätzliche Informationen zur Identifikation langsamer Teilchen erhält man durch Energieverlustmessungen in den Spurdetektoren [PPB09].

- **Elektromagnetisches Kalorimeter**

Das elektromagnetische Kalorimeter des Targetspektrometers von \bar{P} ANDA wird aus Kristallen aus Bleiwolframat (PbWO_4) bestehen. Durch die hohe Dichte dieses inorganischen Szintillators werden Energie- und Zeitauflösungen für Photonen, Elektronen und Hadronen erreicht. Um den gesamten Bereich des Spektrometers abzudecken werden über 15000 Kristalle mit einer Grundfläche von $2,1 \text{ cm} \times 2,1 \text{ cm}$ benötigt [PPB09].

¹⁰H₂ ist vorgesehen, jedoch sind auch schwerere Gase möglich

¹¹Gas Electron Multiplier

¹²Detection of Internally Reflected Cherenkov light

¹³Szintillating Tiles (SciTil)

¹⁴50 bis 100 ps

- **Magnet**

Auf das elektromagnetische Kalorimeter folgt der supraleitende Solenoidmagnet. Die Platzierung außerhalb des Kalorimeters verbessert dessen Auflösung, da sich somit weniger Material zwischen ihm und dem Target befindet. Der Magnet ist 2,8 m lang und besitzt einen inneren Radius von 90 cm. Das maximal erzeugte Feld ist 2 T und liegt im Bereich des MVD und zentralen Spurdetektors vor [PPB09].

- **Myon-Detektoren**

Myonen sind als Signatur vieler der in \bar{P} ANDA untersuchten Prozesse wichtig. Dementsprechend schließt das Spektrometer mit einem auf Driftkammern basierenden Myon-Detektor ab [PPB09].

3.2.1.2 Vorwärtsspektrometer

Bei einem Fixed-Target-Experiment wird ein großer Teil der Teilchen unter kleinen Laborwinkeln emittiert. Deshalb wird für \bar{P} ANDA ein zusätzliches Spektrometer für kleine Laborwinkel (5° bis 10° horizontal und vertikal), das Vorwärtsspektrometer, aufgebaut. Zur Impulsmessung wird dabei ein Dipolmagnet mit einer Umlenkkraft von bis zu 2 Tm verwendet. Im Folgenden werden die Detektorelemente des Vorwärtsspektrometers mit steigendem Abstand zum Target vorgestellt [PPB09].

- **Spurdetektoren**

Zur Spurdetektion in Vorwärtsrichtung werden entweder Driftkammern oder Straw-Tubes benutzt. Diese werden in sechs Schichten aufgebaut, wobei zwei vor dem Magneten, zwei in ihm und zwei dahinter platziert werden [PPB09].

- **Teilchenidentifikation**

In der Vorwärtsrichtung müssen Pionen von Kaonen und Kaonen von Protonen unterschieden werden. Dazu wird auch in Vorwärtsrichtung ein Detektor verwendet, der auf Tscherenkow-Strahlung basiert, jedoch wird er als RICH¹⁵ ausgeführt [PPB09].

- **Flugzeitmessung**

Zur Flugzeitmessung wird eine Wand aus Plastiksintillatoren aufgestellt. Diese wird beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen. Das ermittelte Zeitsignal hat eine Genauigkeit von 50 ps [PPB09].

- **Elektromagnetisches Kalorimeter**

Das elektromagnetische Kalorimeter wird nach dem „Schaschlik“-Prinzip aufgebaut. Das bedeutet, dass sich Absorberschichten aus Blei-Szintillatoren und Ausleseschichten aus wellenlängenschiebenden Fasern abwechseln. Dadurch wird es möglich die zur Energie-

¹⁵Ring Imaging Cherenkov counter

bestimmung benutzten Photomultiplier außerhalb des aktiven Detektorbereichs anzuordnen [PPB09].

- **Myon-Detektoren**

Wie im Targetspektrometer ist der abschließende Detektor ein Myon-Detektor, der vergleichbar wie im Targetspektrometer ausgeführt ist. Jedoch sind die Abmessungen an höhere Impulse angepasst. Zusätzlich ist dieser Detektor in der Lage die Energie von Neutronen und Antineutronen zu vermessen [PPB09].

3.2.1.3 Luminositätsmonitor

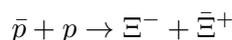
An das Vorwärtsspektrometer schließt der Luminositätsmonitor an. Seine Aufgabe ist es die, sich zeitlich verändernde, Luminosität zu messen. Dazu wird die Coulomb-Streuung der Antiprotonen des Strahls an Protonen im Target verwendet. Zur Vermessung dieser werden wie im MVD Silizium-Streifen-Detektoren benutzt [PPB09].

3.3 Das $\bar{\text{PANDA}}$ -Hyperkern-Experiment

Die Modularität des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors wird für das Hyperkern-Experiment ausgenutzt. Dadurch ist es möglich die eigens dafür entwickelten Komponenten zu installieren.

3.3.1 Produktion von Doppel- Λ -Hyperkernen an $\bar{\text{PANDA}}$

Um Doppel- Λ -Hyperkerne mit $\bar{\text{PANDA}}$ zu produzieren ist ein zweistufiger Prozess erforderlich. In der ersten Stufe werden Ξ^- durch die Reaktion



erzeugt. Der Strahlimpuls muss dafür um 3 GeV sein, um bei der Produktionsschwelle der Ξ^- zu liegen. Die $\bar{\Xi}^+$ annihilieren mit einem weiteren Nukleon im Target. Diese Annihilation kann zur Produktion von zwei Kaonen führen, da die Strangeness dabei erhalten bleibt. Die Detektion dieser beiden Kaonen durch die Spurdetektoren des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors kann als Signatur für die Produktion eines $\Xi^- \bar{\Xi}^+$ -Paares benutzt werden.

Nach mehreren Streuungen innerhalb des primären Targets reduziert sich der Impuls der Ξ^- auf Werte unterhalb von 500 MeV. Diese Ξ^- können in einem sekundären Schritt abgebremst und von einem Kern eingefangen werden. Innerhalb dieses Kerns kann die Reaktion



stattfinden. Die beiden Λ -Teilchen sind in diesem Kern gebunden und bilden einen Doppel- Λ -Hyperkern, der in Ruhe ist. Durch die freigewordene Energie von 28 MeV kann sich der Kern in einem hoch angeregten Zustand befinden (zusammengesetzter Kern), der zur Emission von Fragmenten führt. Enthält eines der Fragmente beide Λ -Teilchen des primären Hyperkerns, ist ein leichterer Doppel- Λ -Hyperkern entstanden. Auch dieser wird abgebremst, sodass er sich schnell in Ruhe befindet. Das Hyperfragment kann sich nach der Fragmentation in einem angeregten Zustand befinden, der jedoch durch die Emission von γ -Photonen in den Grundzustand übergeht. Im Grundzustand zerfallen beide enthaltenen Λ -Teilchen schwach. Dadurch werden zwei monoenergetische Pionen emittiert, deren Detektion auf die Produktion eines leichten Doppel- Λ -Hyperkerns hindeutet [San10].

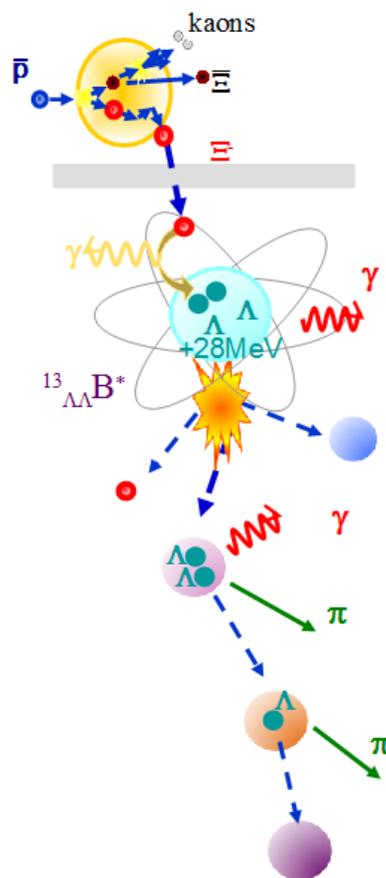


Abbildung (3.4): Schema der mehrstufigen Produktion von Doppel- Λ -Hyperkernen an $\bar{P}ANDA$. Die Produktion der Ξ^- geschieht innerhalb des primären Targets und somit innerhalb des Strahlrohrs. Die weiteren Schritte finden im sekundären Target statt. Ziel ist es die Photonen und Pionen, die beim Zerfall des Doppel- Λ -Hyperkern entstehen nachzuweisen [San10]

3.3.2 Konzept des experimentellen Aufbaus

Experimentell muss dieser zweistufige Prozess in zwei getrennten Targets durchgeführt werden. Nach derzeitigem Stand ist als primäres Target ein $1\ \mu\text{m}$ dünner Draht aus ^{12}C vorgesehen. Dieser Draht befindet sich innerhalb des Strahlrohrs. Damit die Anzahl der Antiprotonen im Strahl und damit die Luminosität möglichst konstant bleibt, darf nur ein kleiner Teil der Antiprotonen pro Umlauf im HESR auf das Target treffen¹⁶. Der derzeitige Prototyp ist in Abbildung (3.5a) zu sehen. Bei diesem wurde der Draht aus einer Folie herausgeschnitten. Zur Stabilisierung ist die Folie in einen Ring aus Silizium eingespannt.

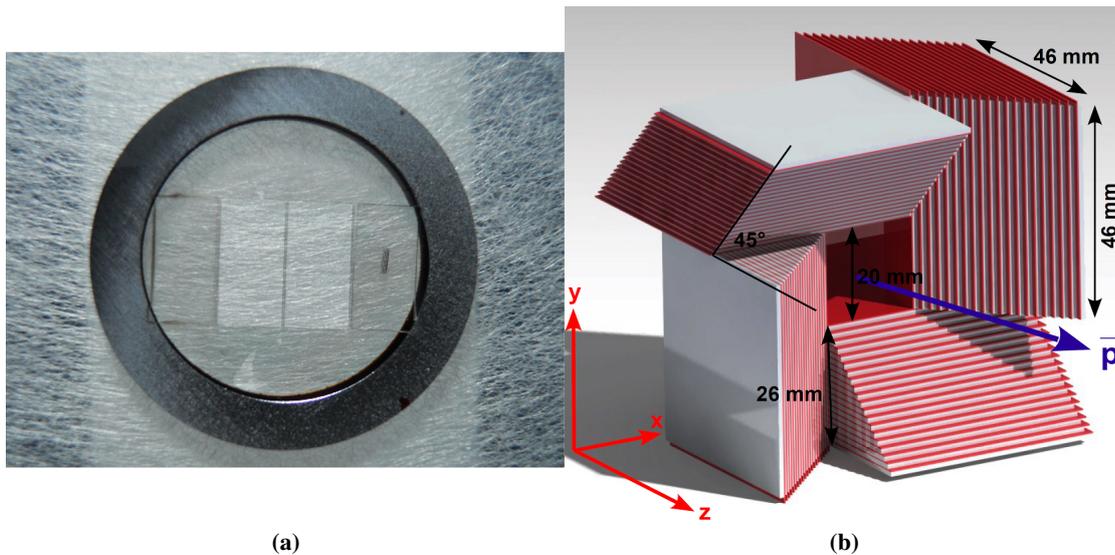


Abbildung (3.5): a) Prototyp des primären Targets. Die Diamantfolie wird von einem Ring aus Silizium gehalten [Iaz11].
b) Designstudie des sekundären Targets mit alternierenden Schichten aus Absorbieren (grau) und Detektoren (rot) [Ble10].

Das sekundäre Target [PPB09][Ble10] ist außerhalb des Strahlrohrs um das primäre Target aufgebaut. Es ist als aktives Target vorgesehen. Das heißt, dass sich Absorberschichten, die die Ξ^- einfangen sollen und so die Doppel- Λ -Hyperkerne erzeugen, und Detektorschichten zum Nachweis der Zerfallsprodukte abwechseln. Als Detektoren sind wie im MVD doppelseitig ausgelesene Siliziumstreifen-Detektoren geplant. Die Größe des sekundären Targets ist an die Lebensdauer der Ξ^- ¹⁷ und an die Winkelcharakteristik der abgestrahlten Kaonen und Ξ^- angepasst. Die im primären Target entstehenden Kaonen werden in einen Winkelbereich zwischen 0° und 40° emittiert. Die Ξ^- hingegen verlassen nach Streuungen im primären Target dieses in einem Winkelbereich von 40° bis 90° . Um nur die Ξ^- in das sekundäre Target gelangen zu lassen,

¹⁶ 10^7 Reaktionen bei 10^{10} Antiprotonen im Strahl

¹⁷ $\tau = 164\ \text{ps}$

ist dessen Öffnungswinkel deshalb, durch einen Versatz der Schichten zueinander, 45° (siehe Abbildung (3.5b)). Ein so entstehender Block aus alternierenden Schichten wird viermal symmetrisch um das Strahlrohr platziert. Dabei kann das Absorbermaterial in den unterschiedlichen Blöcken variiert werden, sodass unterschiedliche Hyperkerne entstehen. Als Absorbermaterial sind leichte Elemente vorgesehen¹⁸. Die Dicke des Absorbers liegt im Bereich eines mm und muss für die einzelnen Absorbermaterialien optimiert werden.

Zusätzlich ist die γ -Spektroskopie der Doppel- Λ -Hyperkerne mit Germanium-Detektoren geplant. Die Detektoren sind entgegen der Strahlrichtung platziert. Im Spektrum, das diese Detektoren aufnehmen, gibt es keine Dopplerverbreiterung für die γ -Quanten, die aus dem Zerfall des angeregten Hyperfragments stammen, da dieses ruht. Details zu den Germanium-Detektoren werden in Kapitel 5 gegeben.

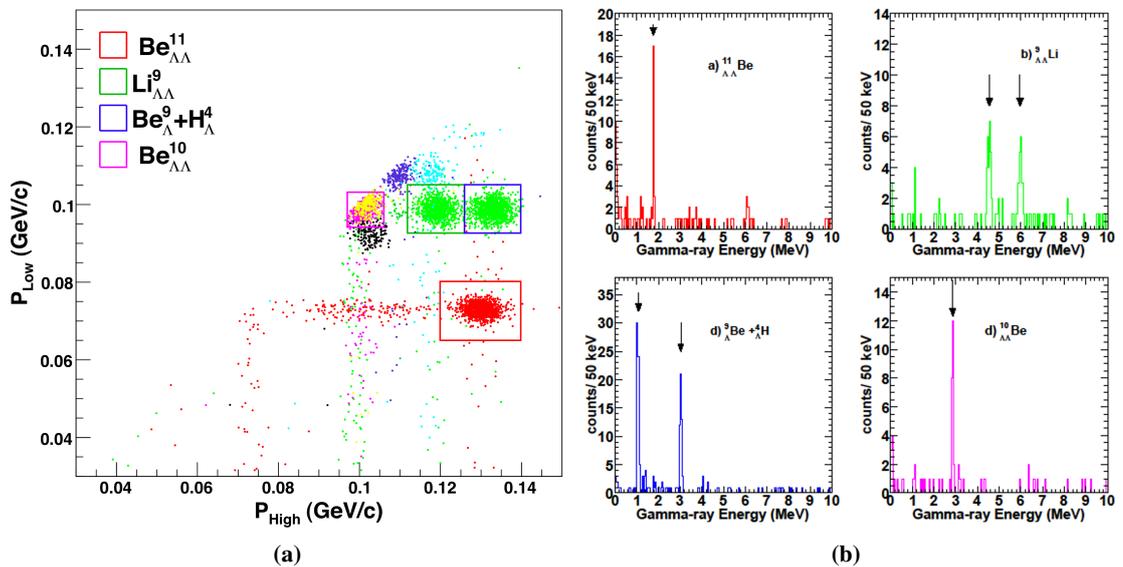


Abbildung (3.6): a) Simulierte Verteilung der im sekundären Target gemessenen Pionen. Der Bereich der koinzident gemessenen Pionen, die auf einen Doppel- Λ -Hyperkern hindeuten sind farblich markiert [San10]
 b) Dazugehörige γ -Spektren für die vier hauptsächlich entstehenden Doppel- Λ -Hyperkerne [San10]

Die Informationen, die aus dem Impuls der nachgewiesenen Pionen und aus dem γ -Spektrum gewonnen werden können, erlauben den Rückschluss auf die Spezies des Hyperkerns. Durch die Wahl der Absorber sind die hauptsächlich entstehenden Doppel- Λ -Hyperkerne: ${}^9_{\Lambda\Lambda}\text{Li}$, ${}^{10}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$, ${}^{11}_{\Lambda\Lambda}\text{Be}$ und das Doppelsystem ${}^9_{\Lambda}\text{Be} + {}^4_{\Lambda}\text{H}$. In Abbildung (3.6a) ist das dazugehörige simulierte Spektrum der beiden Zerfallspionen gezeigt. Dabei sind die Bereiche, die auf einen bestimmten

¹⁸ ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$

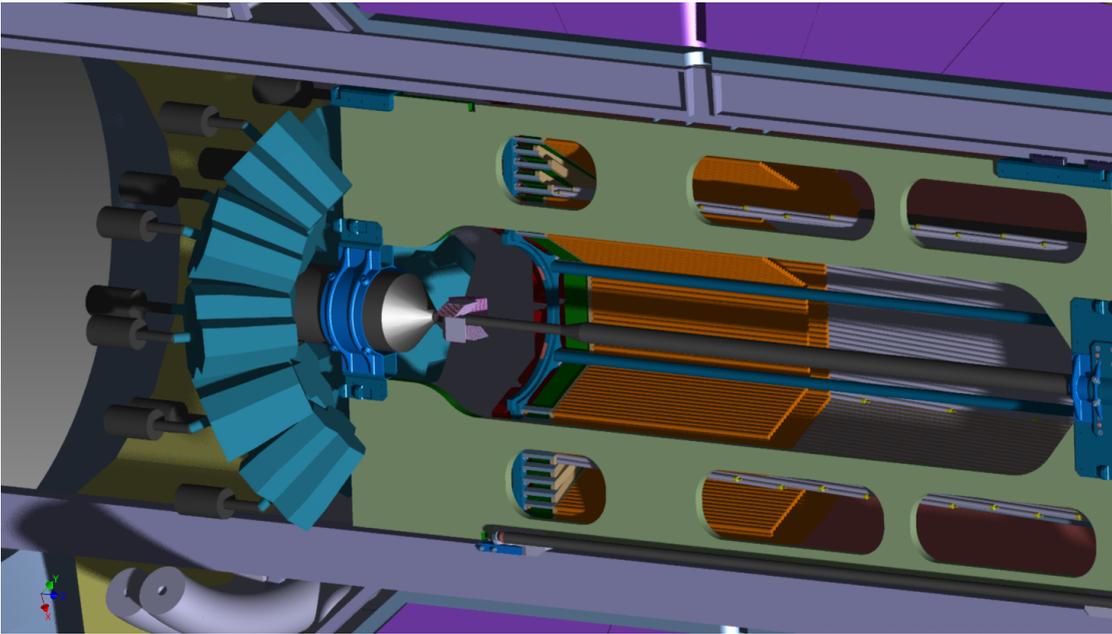


Abbildung (3.7): Gesamte Modifikationen des $\bar{\text{PANDA}}$ -Spektrometers für das Hyperkern-Experiment. Die Bilder zeigen das speziell entwickelte sekundäre Target und die entgegen der Strahlrichtung platzierten Germanium-Detektoren. Außerdem ist das veränderte Strahlrohr und die verlängerte Halteplatte gezeigt. Da das primäre Target innerhalb des Strahlrohrs liegt, ist es nicht erkennbar

Doppel- Λ -Hyperkerne schließen lassen farblich markiert. Daneben in Abbildung (3.6b) sind die dazugehörigen simulierten γ -Spektren zu sehen.

Um diese drei Elemente in den Aufbau des $\bar{\text{PANDA}}$ -Detektors zu integrieren sind Modifikationen nötig. Zunächst muss der Wechselwirkungspunkt um etwa 55 cm entgegen der Strahlrichtung verschoben werden. Dafür muss das rückwärtige EMC entfernt werden. Ebenso wird der MVD und das senkrechte Targetrohr entfernt, da diese keine Funktion in dieser Anordnung haben. Für den verschobenen Wechselwirkungspunkt muss ein komplett neues Strahlrohr entworfen werden. Dieses ist im Bereich des Wechselwirkungspunkts nur $100\ \mu\text{m}$ dick und hat dort einen Durchmesser von 2 cm. Um dabei die mechanische Stabilität zu gewährleisten und das Hochvakuum innerhalb des Strahlrohrs nicht zu beeinflussen, wird das Strahlrohr aus Titan hergestellt. Durch den veränderten Wechselwirkungspunkt muss auch die Halteplatte des Central-Trackers entgegen der Strahlrichtung verlängert werden. An dieser Platte ist somit auch die Befestigung des sekundären Targets möglich. Der veränderte Aufbau ist in Abbildung (3.7) gezeigt [PPB09][Poc05][San10].

4 Untersuchung der Energieauflösung eines elektromechanisch gekühlten HPGe-Detektors

In diesem Abschnitt werden die durchgeführten Messungen zur Energieauflösung und Effizienz vorgestellt. Ziel der Messungen ist es die beiden verwendeten und in Abschnitt 4.1.1.2 vorgestellten Kühler in ihrem Einfluss auf die Energieauflösung und die Effizienz des Detektors zu vergleichen. Vorher wird der Messaufbau und die dazu verwendeten Komponenten vorgestellt.

4.1 Experimenteller Aufbau

4.1.1 Komponenten des Messaufbaus

In diesem Abschnitt werden die im Aufbau verwendeten Komponenten erklärt. Als Übersicht ist in Abbildung (4.1) eine Skizze des Aufbaus gezeichnet. In der Skizze sind Versorgungsleitungen in blau gezeichnet. Die Richtung des Signalfusses ist zusätzlich mit Pfeilen gekennzeichnet. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten vorgestellt. Diese müssen besonders rauscharm sein, um die hohe Energieauflösung des Germanium-Detektors nicht durch die Elektronik zu verlieren.

4.1.1.1 Elektronik

Hochspannungsversorgung

Die Hochspannungsversorgung für einen Germanium-Detektor muss in der Lage sein mehrere kV (positiv oder negativ, je nach Detektor) mit sehr kleiner Welligkeit zu liefern. Außerdem muss die Spannung sehr langsam ($1 \frac{V}{s}$) hochzufahren sein und es müssen Schutzschaltungen vorhanden sein, die die Hochspannung abschalten, wenn der Stromfluss durch den Detektor zu hoch ist, da dadurch die Auslese-Elektronik beschädigt werden könnte.

All dies wird von der verwendeten CAEN A1832 P Hochspannungskarte [CAEN1] erfüllt. Diese wird in einem CAEN SY2527 Hochspannungs-Crate [CAEN2] betrieben. Die Steuerung des

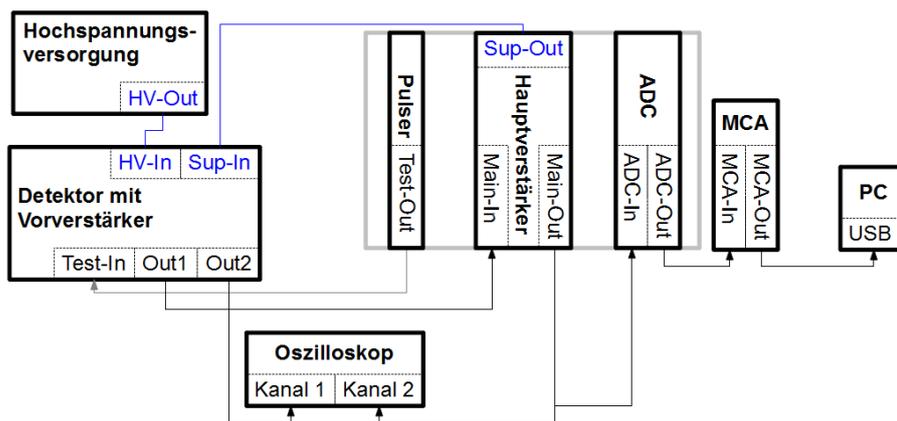


Abbildung (4.1): Blockschaltbild des Messaufbaus

Crates erfolgte über TCP/IP, wobei das Telnet-Protokoll benutzt wird. Wichtig dabei ist, dass von Herstellerseite zur Ansteuerung der Port 1572 vorgesehen ist und nicht der Standardport 23.

Auslese-Elektronik

Zur analogen Auslese des vorverstärkten Signal benötigt man eine Messkette aus Hauptverstärker, Analog-Digital-Konverter (ADC¹) und Vielkanalanalysator (MCA²).

Hauptverstärker und ADC sind NIM-Module. Diese befinden sich in einem NIM-Crate, das für deren Versorgung und Kühlung sorgt.

Als Hauptverstärker wird ein ORTEC[®] 571 Amplifier verwendet. Die Verstärkung lässt sich über zwei Regler einstellen³. Die Zeitkonstante ist von 0,5 bis 10 μs ⁴ einstellbar. Zusätzlich ist an der Rückseite des Verstärkers ein Anschluss um die Versorgungsspannungen des NIM-Crates weiterzuleiten. Über diesen Anschluss wird der Vorverstärker des Detektors mit Spannung⁵ versorgt.

Als ADC kommt ein Northern Scientific NS623 zum Einsatz. Dieser hat eine einstellbare Auflösung von maximal 8192 Kanälen, welchen der ADC Spannungen von 0 bis zu 10 V zuordnet. An den ADC ist ein MCA angeschlossen. Dieser wurde in der Elektronikwerkstatt des Institutes entwickelt und gebaut. Der Name des Gerätes ist „USB MCA 4 NIM ACD“ und es trägt die Seriennummer M01V10. Der MCA wird per USB an einen PC angeschlossen, worüber nicht nur die Daten an den PC übermittelt werden, sondern auch die Versorgungsspannung bereit gestellt wird.

¹Analog to digital converter

²Multi channel analyzer

³Fine: Stufenlos von 0,5 bis 1,5; Coarse: 20, 50, 100, 200, 500, 1000. Die Gesamtverstärkung ist das Produkt der beiden Werte

⁴0,5; 1; 2; 3; 6; 10 μs

⁵ $\pm 24\text{ V}$, $\pm 12\text{ V}$, $\pm 6\text{ V}$

Pulser

Zum Testen der elektronischen Auflösung kommt ein Pulser BNC Modell 9010 Programmable Pulse Generator [Puls] zum Einsatz. Dieser kann entweder ein Rechteck- oder exponentiell-abfallendes Signal ausgeben, das eine Höhe zwischen 0 und 9,999 V hat. Die Genauigkeit des Signals beträgt 1 mV. Zusätzlich lassen sich die Anstiegs- und Abklingzeiten sowie die Frequenz des Signals einstellen.

4.1.1.2 Detektor und Kühler

Detektor

Für die Messungen wird ein ORTEC[®] GEM 75205 P HPGe-Detektor verwendet. Der Detektor trägt die Seriennummer 32-TP40374A und wurde vor der Benutzung bei ORTEC[®] repariert und ausgeheilt. Bei der Reparatur wurde der Kristall neu passiviert, wodurch sich der aktive Bereich des Kristalls verkleinert. Bei dem Kristall handelt es sich um einen koaxialen π -Typ Detektor mit nicht durchgehender innerer Bohrung und abgerundeten Kanten⁶ [ORT], der für den Energiebereich von 40 keV bis 10 MeV geeignet ist. Durch die Reparatur sind die genauen Abmessungen des Kristalls nicht bekannt, jedoch ist ein Radius und eine Länge von jeweils etwa 7 cm zu erwarten. Der Detektor muss mit +2 kV betrieben werden. Die dafür von Ortec angegebene Full-Energy-Peak-Effizienz liegt bei 75 %⁷. Die nach den Reparaturen zu erwartende Effizienz ist geringer und liegt im Bereich von 65 bis 70 %. Die Referenzauflösung ist für die 1,332 MeV Linie von ⁶⁰Co angegeben und liegt bei 2,05 keV. Dieser Wert ist jedoch als Maximalwert zu sehen und kann für eine rauscharme Elektronik niedriger ausfallen.

Der Detektor befindet sich in einem ORTEC[®] Pop-Top Kryostaten (siehe Abbildung (4.2)). Außerdem ist im Gehäuse die Elektronik des Vorverstärkers untergebracht. Zusätzlich ist ein HochspannungsfILTER verbaut, der die Hochspannung glättet und vor zu schneller Änderung der angelegten Hochspannung schützt, da diese den Vorverstärker beschädigen könnte. Außerdem gibt es einen PT500-Temperatursensor, der die Temperatur im Kryostaten misst. An diesen ist eine Schutzschaltung gekoppelt, die die Hochspannung für zu hohe Temperaturen des Detektors abschaltet. Ohne angelegte Hochspannung ist es möglich mit einem Multimeter den Widerstand des PT500 und damit die Temperatur zu messen. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass der Temperatursensor am hinteren Ende des Kristalls positioniert ist. Die Temperatur im vorderen Bereich des Kristalls ist wenige Grad höher als der gemessene Wert angibt.

Kühler

Zum einen wird der Detektor mit einem konventionellen LN₂ Kühler betrieben. Dieser besteht aus einem 50 Liter Dewar. 20 Liter davon dienen der Vakuumisolation, sodass der effektive Inhalt auf 30 Liter LN₂ sinkt. Mit dieser Menge LN₂ kann der Detektor etwa 10 Tage gekühlt werden. Es ist somit zweckmäßig, den Dewar jede Woche einmal nachzufüllen. Abbildung (4.3a)

⁶Closed-ended coaxial (bulletized)

⁷Im Vergleich zur Effizienz eines 7,5 cm × 7,5 cm NaI-Szintillator



Abbildung (4.2): Verwendeter HPGe-Detektor ORTEC® GEM 75205 P

zeigt den Dewar mit angeschlossenem Detektor. Die Verbindung zwischen dem LN₂-Reservoir und dem Detektor geschieht über einen vakuumisolierten Kupferstab über den die Wärme vom Kristall abgeführt wird. Diese ist rechtwinklig gebogen, bzw. verschweißt, sodass der Kristall horizontal angeordnet ist.

Der zweite benutzte Kühler ist im Hinblick auf die Gegebenheiten innerhalb des PANDA-Spektrometers (siehe Abschnitt 5.1) ein ORTEC® X-Cooler™ II, der von MMR-Technologies für ORTEC® gebaut wird [XORT] [XMMR]. Dieser basiert auf dem Klimenko-Zyklus [Kle60]. Bei diesem wird das warme, gasförmige Kühlmittel mit einem Kompressor komprimiert. Das unter hohen Druck stehende Kühlmittel gibt über einen Wärmetauscher einen Teil seiner Wärmemenge an die Umgebung ab. Darauf folgend, wird das Kühlmittel über ein Drosselventil entspannt. Dabei sinkt die Temperatur des Kühlmittels stark. Das kalte Kühlmittel wird zum Kühlkopf geleitet, wo es die Wärme des Detektors aufnimmt und darauf folgend wieder zum Kompressor gelangt. Die Abkühlung des Kühlmittels basiert auf dem Joule-Thomson-Effekt. Das Kühlmittel besteht aus einer Gasmischung, die zu einem Großteil aus Stickstoff besteht. Die weiteren Gase sowie die das Verhältnis der Gasmischung sind nicht bekannt. Der Aufbau mit diesem Kühler ist in Abbildung (4.3b) zu sehen. Der Kompressor des Kühlers ist in dem rechts unten auf der Abbildung zu erkennenden weißen Gehäuse untergebracht. Der Kühlkopf des X-Cooler™ II ist an das Gestell angeschraubt, das in der Mitte des Bildes zu sehen ist. Dadurch ist der Detektor, im Gegensatz zur Messung mit LN₂-Kühlung, vertikal angeordnet, sodass die zu vermessende Quelle mit etwas Abstand auf den Detektor platziert werden kann. Die Verbindung zwischen Kompressor und Kühlkopf wird durch einen isolierten Kryoschlauch hergestellt. Durch diesen Schlauch wird die Platzierung des Detektors flexibler. Außerdem werden dadurch Mikrophonie-Effekte, die negativen Einfluss auf die Energieauflösung haben können, reduziert. Die laufenden Kosten der Kühlung durch die Leistungsaufnahme des X-Cooler™ II⁸ sind vergleichbar mit den Kosten, die durch die LN₂-Kühlung entstehen. Die Kühlung mit dem X-Cooler™ II erfordert jedoch keinerlei Wartung. Zusätzlich entfällt die regelmäßige Füllung eines Dewars, was bei laufenden Experimenten über automatisierte Füllsysteme geschehen muss.

Um das Massepotential des X-Cooler™ II von der Masse des restlichen Aufbaus zu trennen, wird ein Trenntransformator eingesetzt. Dadurch werden mögliche Masseschleifen verhindert, die sich negativ auf die Energieauflösung auswirken.

⁸500 W beim Herunterkühlen und 300 bis 400 W im laufenden Betrieb

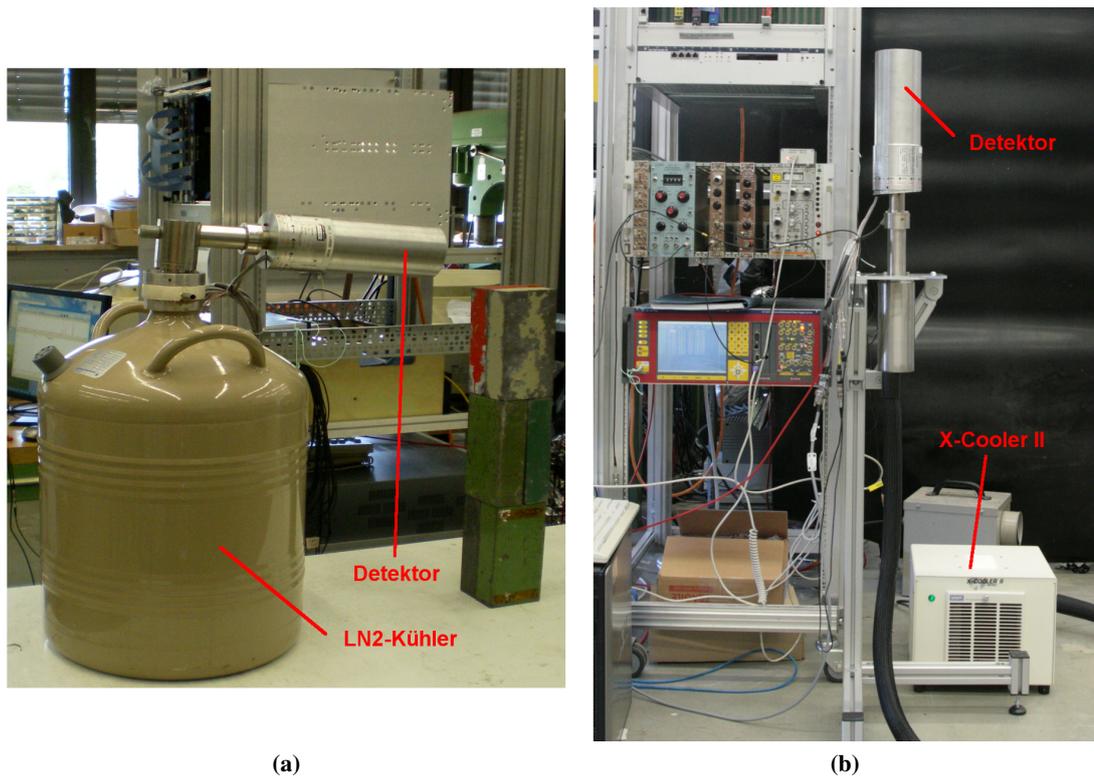


Abbildung (4.3): a) Detektoranordnung mit LN₂-Kühler
b) Detektoranordnung mit elektromechanischem Kühler (X-Cooler™ II)

4.2 Messungen zur Bestimmung des Einflusses des X-Cooler™ II

Um den Einfluss des X-Cooler™ II zu untersuchen werden Messungen zur Bestimmung der Energieauflösung und Effizienz durchgeführt. Zum Vergleich werden die gleichen Messungen mit dem beschriebenen LN₂-Kühler durchgeführt. Zu Beginn werden die zur Messung und Analyse nötigen Vorbemerkungen gegeben.

4.2.1 Einstellungen der Elektronik

Für die Messungen wird die Verstärkung des Hauptverstärkers so eingestellt, dass die höchsten zu messenden Energien im oberen Viertel des MCA-Spektrums⁹ liegen. Die verwendeten Einstellungen sind: Coarse Gain $\times 20$; Fine Gain: 5,30. Dies entspricht einer Verstärkung von $20 \cdot 1,03 = 20,6$.

Die optimale Zeitkonstante des Hauptverstärkers, bei der die beste Energieauflösung erzielt wird, wird experimentell ermittelt (siehe Abschnitt 4.2.5). Durch die Änderung der Verstärkereinstellungen ändert sich das Übertragungsverhalten des Verstärkers und es können Unterschwinger im Signal entstehen, die zu einer Verschlechterung der Auflösung führen können. Dies wird durch die manuelle Abstimmung der Pole-Zero-Cancellation¹⁰ des Hauptverstärkers erzielt. Eine Abstimmung des Vorverstärkers war nicht möglich¹¹, aber auch nicht nötig, da dieser vor der Auslieferung abgestimmt wurde. Der vom Vorverstärker ausgegebene Puls ist positiv, sodass dies am Hauptverstärker für das Eingangssignal eingestellt werden muss. Es wird kein zusätzliches Delay eingeschaltet, sodass der entsprechende Schalter auf „ÖUT“ steht. Als Ausgang wird der Unipolare Ausgang „UNI“ benutzt.

Am ADC müssen die Diskriminatorschwellen eingestellt werden. Die obere Schwelle wird auf das Maximum (10,0) eingestellt, sodass Signal bis 10 V verarbeitet werden. Die untere Schwelle muss so eingestellt werden, dass sie oberhalb des Rauschen liegt, da die Totzeit des ADC sonst zu hoch ist. Dazu muss der Wert jedoch nur knapp über null liegen. Bewährt hat sich ein Wert von 0,3. Die Einstellungen „GROUP SIZE“ und „CONVERSION GAIN“ müssen beide auf 8192 stehen um die volle Auflösung des ADCs auszunutzen. Das „ZERO LEVEL“ muss auf 0 eingestellt sein und der darüberliegende Schalter auf „0-100%“. Es ist kein digitales Offset eingestellt. Als Eingang wird der bipolare Eingang benutzt, da dieser Spannungen von 0 bis 10 V zulässt. Die Kopplung des Eingangs ist DC und der „BASELINE RESTORER“ ist aktiv. Da nur ein Signal anliegt, muss der „ANTI-COINC“ eingestellt werden. Mit dem „ANALYSE“-Schalter kann das Gerät bzw. der Output ein- oder ausgeschaltet werden.

Wichtig für die Einstellung der Hochspannungsversorgung ist die Einstellung der Spannungsrampen beim Hoch- und Runterfahren. Die Spannungszunahmen beim Hochfahren muss auf $1 \frac{V}{s}$ eingestellt werden, da ein zu schneller Anstieg Schäden am Detektor verursachen kann. Beim

⁹Kanalnummer > 6000

¹⁰Pol-Nullstellen-Abgleich, Schalter BLR auf AUTO

¹¹Die Widerstands- und Kapazitätswerte sind fest eingestellt.

Herunterfahren der Spannung kann eine Spannungsabnahme von $-10 \frac{\text{V}}{\text{s}}$ eingestellt werden, da die Spannungsänderung dabei weniger kritisch für die Elektronik ist.

4.2.2 Anpassung der Peakform und Energiekalibration

Da der Kristall des Detektors von Gitterschäden, die durch die Bestrahlung mit Neutronen entstehen können, ausgeheilt wurde, ist eine gaußförmige Anpassung an die Messdaten ausreichend. Zusätzlich wird noch ein Polynom zweiten Grades addiert um Untergrundereignisse zu berücksichtigen. Es ergibt sich also:

$$y(x) = n \cdot \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \cdot e^{-\left(\frac{x-x_0}{\sqrt{2}\sigma}\right)^2} + a + bx + cx^2 \quad (4.1)$$

Zur Energiekalibration wird ein Polynom zweiten Grades benutzt

$$E(x) = a + bx + cx^2 \quad (4.2)$$

mit der Kanalnummer x . Die Parameter a , b und c werden aus den Positionen der Peaks im gemessenen Spektrum und der bekannten Energie der Full-Energy-Peaks bestimmt. Die zur Kalibration benutzten Energien sind für die Messungen mit ^{60}Co in Tabelle (4.1) festgehalten. Da ^{60}Co nur zwei γ -Linien (siehe Abbildung (2.1)) hat, wird zur Kalibration zusätzlich die Linie des natürlich auftretenden Isotops ^{40}K benutzt. Bei der Kalibration liegt keine der Energien unterhalb von 1 MeV, sodass der systematische Fehler durch die Kalibrierung für diesen Bereich größer wird. Dies ist jedoch bei der Bestimmung der Energieauflösung zu vernachlässigen, da der statistisch bedingte Fehler (siehe Abschnitt 4.2.5) den Fehler durch die Kalibrierung um eine Größenordnung überwiegt.

Um auch niedrigere Energien zu vermessen, wird eine ^{152}Eu -Quelle verwendet. ^{152}Eu besitzt

Isotop	Energie [keV]
^{60}Co	1172,23
^{60}Co	1332,51
^{40}K	1460,83

Tabelle (4.1): Zur Eichung von ^{60}Co Spektren verwendete Energien [Knoll]

ein reiches Spektrum (siehe Abbildung (4.4)) an Energieniveaus und es entstehen somit viele unterschiedliche γ -Linien. Tabelle (4.2) zeigt die intensivsten dieser Linien. Diese werden bei den Messungen benutzt.

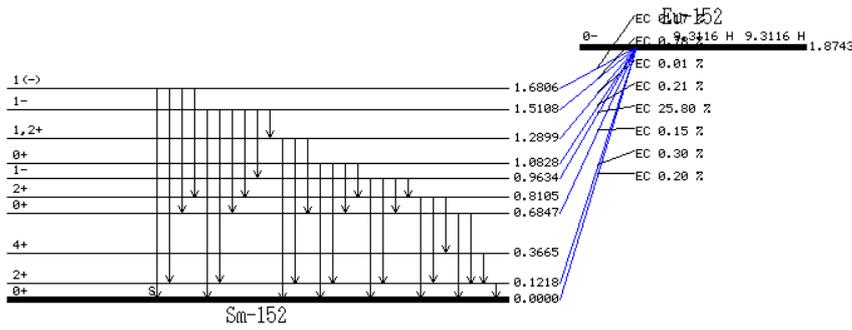


Abbildung (4.4): Energieniveaus von ^{152}Eu [KAERI]

Energie [keV]	relative Intensität
121,8	141 ± 4
244,7	$36,6 \pm 1,1$
344,3	$127,2 \pm 1,2$
411,1	$10,71 \pm 0,11$
444,0	$15,00 \pm 0,15$
778,9	$62,6 \pm 0,6$
867,4	$20,54 \pm 0,21$
964,0	$70,4 \pm 0,7$
1085,8	$48,7 \pm 0,5$
1112,1	$65,0 \pm 0,7$
1408,0	$100,0 \pm 1,0$

Tabelle (4.2): Die elf intensivsten γ -Linien von ^{152}Eu mit ihren relativen Intensitäten [Knoll]

4.2.3 Positionierung der Quelle

Die zu messende Quelle wird vor der planaren Seite des Detektors platziert. Der Abstand wird dabei so gewählt, dass die am ADC angezeigte Totzeit bei 0 ist. Der Abstand je nach Quelle zwischen 3 und 15 cm.

Durch die Geometrie des Kristalls variiert der Weg, den die Ladungsträger im Kristall zurücklegen müssen (siehe Abbildung (4.5)). Dadurch variiert auch die Anstiegszeit des Vorverstärkersignals. Für Wechselwirkungen, die an der Kristalloberfläche stattfinden, müssen die Löcher den gesamten Weg durch den Kristall zurücklegen, sodass deren benötigte Zeit eine gute Abschätzung der Anstiegszeit darstellt. Dies ergibt einen um den Faktor $\sqrt{10} \approx 3,16$ -fach so langen Weg für Ereignisse, die an Punkt 1 stattfinden im Vergleich zu Ereignissen an Punkt 3. Aus Abbildung (2.9) ergeben sich für Punkt 1 eine Löchergeschwindigkeit von $0,5 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$. Für Punkt 3 kann $0,6 \frac{\text{cm}}{\text{s}}$ abgelesen werden. Damit ergeben sich als Abschätzungen für die maximale und minimale

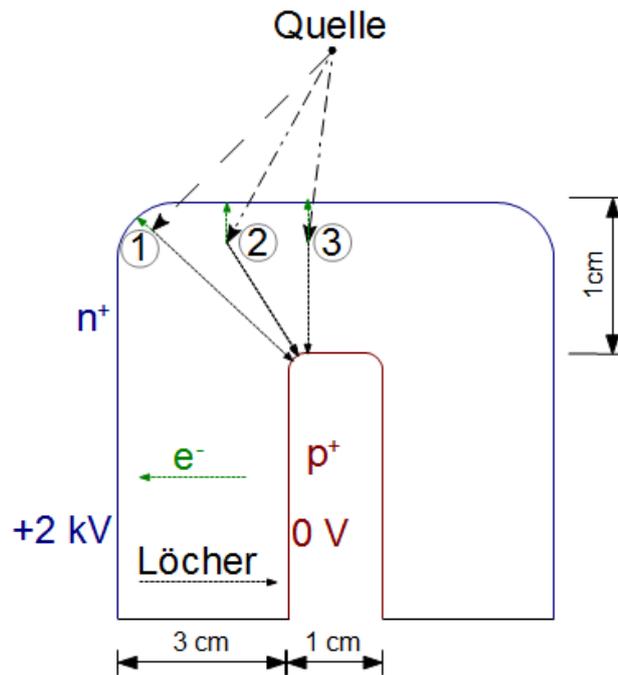


Abbildung (4.5): Schematische Darstellung des Kristalls und Position der Quelle. Exemplarisch sind drei Wechselwirkungspunkte markiert. Die Anstiegszeit nimmt für die Punkte von 1 bis 3 ab (siehe Text)

Anstiegszeit:

$$t_{R,max} = \frac{\sqrt{10}cm}{0,5 \frac{cm}{s}} \approx 630ns$$

$$t_{R,min} = \frac{1cm}{0,6 \frac{cm}{s}} \approx 160ns$$

Als Beispiel dazu sind in Abbildung (4.6a) und (4.6b) Vorverstärkersignale mit Anstiegszeiten von etwa 200 und 400 ns gezeigt.

4.2.4 Spektrum von ^{60}Co

Wie bereits beschrieben wird ^{60}Co als Quelle benutzt. Dabei handelt es sich um eine der Standardquellen in der γ -Spektroskopie. Dieses Nuklid besitzt nur zwei γ -Linien (siehe Tabelle (4.1)), sodass das Spektrum einfach und klar ist. Abbildungen (4.7) zeigt das Spektrum mit logarithmischer Ordinate. In der Abbildung sind die Full-Energy-Peaks der beiden γ -Linien des ^{60}Co gut zu erkennen. Diese werden gleich häufig emittiert, jedoch ist die Full-Energy-Effizienz durch die höhere Energie der 1,332 MeV Linie geringer als die der kleineren, 1,172 MeV Linie,

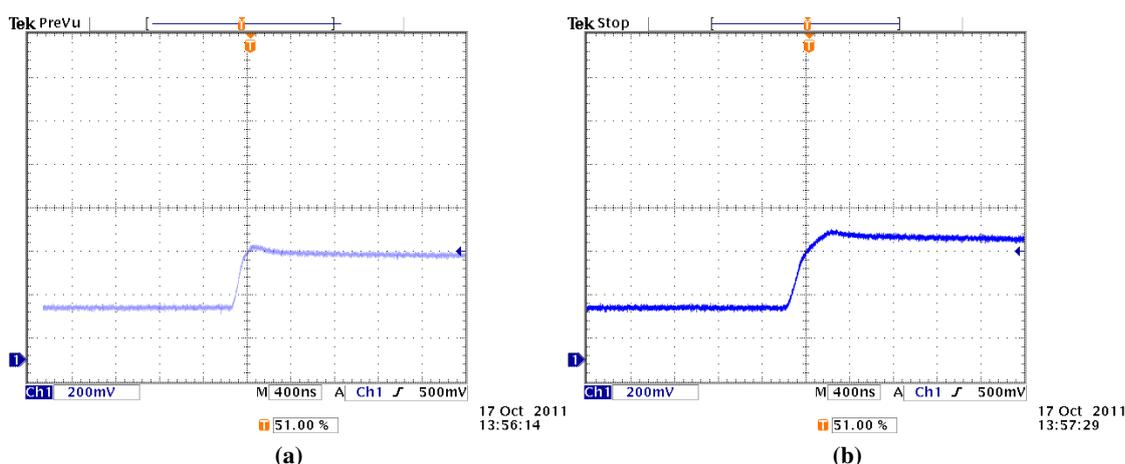


Abbildung (4.6): a) Vorverstärkersignal am Oszilloskop mit kurzer Anstiegszeit
b) Vorverstärkersignal am Oszilloskop mit längerer Anstiegszeit

was durch die geringere Zählrate im Spektrum erkennbar ist¹². Der Grund dafür ist die höhere Wahrscheinlichkeit von Paarbildung für die höhere Energie. Dadurch entstehen der Single- und Double-Escape-Peak (siehe Abschnitt 2.2.3). Diese sind im halblogarithmischen Spektrum markiert, sie sind aber nur für die 1,332 MeV Linie¹³ zu sehen, da die kleinere Linie zu knapp über der Paarbildungs-Schwelle liegt und somit nur wenige dieser Ereignisse vorliegen, die sich nicht vom Untergrund abheben. Die dadurch entstehenden Single- und Double-Escape-Peaks sind zu selten, um sich signifikant vom Untergrund abzuheben. Weiterhin sind im halblogarithmischen Spektrum die Compton-Kanten der beiden Linien¹⁴ gut erkennbar. Außerdem ist ein Peak bei 511 keV. Dieser entsteht durch Paarbildungen außerhalb des Detektors und die Detektion eines dadurch entstehenden 511 keV γ im Detektor. Unterhalb des Double-Escape-Peaks, bei etwa Kanal 1040, liegt der Rückstreu-Peak. Die zu erwartenden Summenpeaks liegen außerhalb des dargestellten Bereiches.

Zusätzlich sind Peaks aus dem Untergrund zu erkennen. Auf diese wird jedoch nicht weiter eingegangen, da sie wie sehr klein sind. Die stärkste Untergrundlinie ist die von ^{40}K . Diese liegt bei 1,460 MeV und wird wie im vorherigen Abschnitt erwähnt als dritter Punkt zur Eichung verwendet.

Der unterste Bereich des Spektrums, bis etwa Kanal 400, ist durch die Einstellung der Schwelle des ADCs leer. Betrachtet man das Vorverstärkersignal am Oszilloskop mit nachleuchtendem Signals (hier auf 700 ms), erkennt man die beiden γ -Linien von ^{60}Co als dunkle Linien auf dem Oszilloskop, weil diese viel häufiger auftreten als alle anderen Energien (Abbildung (4.8a)). Ähnlich sieht es für das Signal des Hauptverstärkers aus (Abbildung (4.8b)). Gut zu erkennen, ist der Unterschied in der Zeitkonstante des exponentiellen Abfalls der Signale. Diese liegt für den Vorverstärker bei etwa 60 μs . Für den Hauptverstärker entspricht sie der eingestellten Zeitkonstante,

¹²529.098 \pm 730 gegenüber 576.499 \pm 769, bestimmt aus dem Fit über den Peak; der Fit ist hier nicht dargestellt

¹³Single-Escape-Peak: 821 KeV; Double-Escape-Peak: 310 keV

¹⁴Compton-Kante von 1,172 MeV: 0,962 MeV; Compton-Kanten von 1,332 MeV: 1,118 MeV

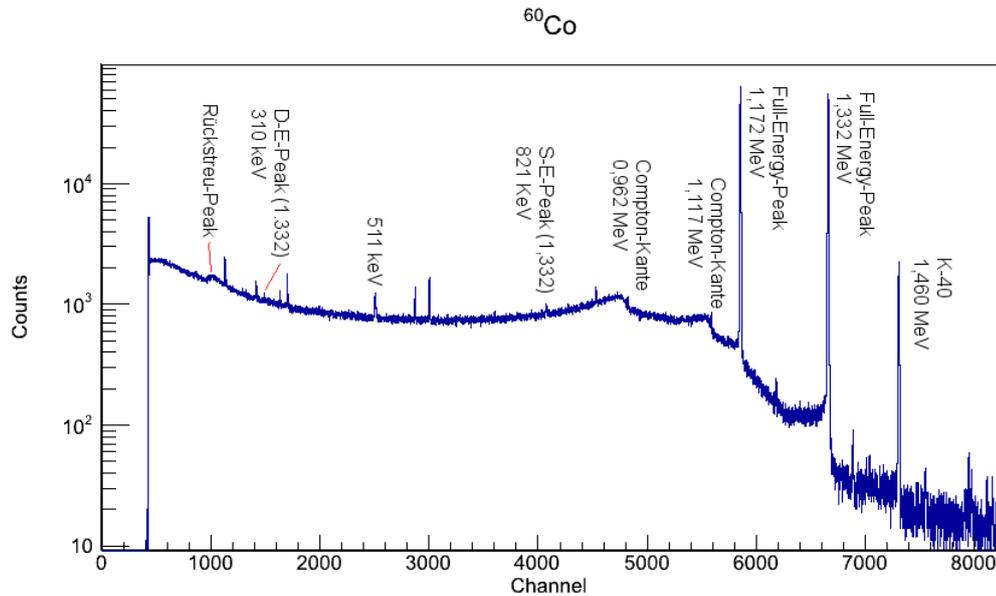


Abbildung (4.7): Spektrum von ^{60}Co . Wichtige Bestandteile sind markiert

im Fall der Abbildung ist sie $6 \mu\text{s}$.

4.2.5 Bestimmung der optimalen Zeitkonstante des Hauptverstärkers

Da die Energieauflösung wie in Abschnitt 2.5.3.4 von der Zeitkonstante des Hauptverstärkers abhängt, muss zunächst die optimale Zeitkonstante festgestellt werden. Dazu wird ^{60}Co mit jeder möglichen Einstellung für die Zeitkonstante des Hauptverstärkers gemessen. Die Messungen werden mit LN_2 -Kühler durchgeführt, da die Ergebnisse aber nur von der Einstellung des Hauptverstärkers abhängen, sind sie auf den X-CoolerTM II zu übertragen.

Es zeigt sich, dass für eine Zeitkonstante von $0,5$ und $1 \mu\text{s}$ Doppelpeaks auftreten (siehe Abbildungen (4.9a) und (4.9b), sowie Anhang A.1.1.1). Der Grund sind ballistische Defizite [Knoll] aufgrund von Signalen mit langer Anstiegszeit, deren Ladung nicht komplett gesammelt wird (siehe Abschnitt 4.2.3). Aufgrund dessen kommen $0,5$ und $1 \mu\text{s}$ nicht als Einstellung der Zeitkonstante in Frage. Für eine größere Zeitkonstante ist dieser Effekt nicht mehr erkennbar, sodass hier die Halbwertsbreite des $1,332 \text{ MeV}$ Peaks von ^{60}Co bestimmt werden kann. Dazu wird der Zusammenhang zwischen der Standardabweichung σ des Gauß-Fits (Gleichung 4.1) und der Halbwertsbreite (FWHM) benutzt. Es gilt:

$$FWHM = 2\sqrt{2 \ln(2)} \sigma \approx 2,3548 \sigma$$

Um den Umrechnungsfaktor m , der die in Kanälen bestimmten Halbwertsbreite in einen Energiewert umwandelt, zu bestimmen, wird die Kalibrationsfunktion (Gleichung 4.2) an der Stelle

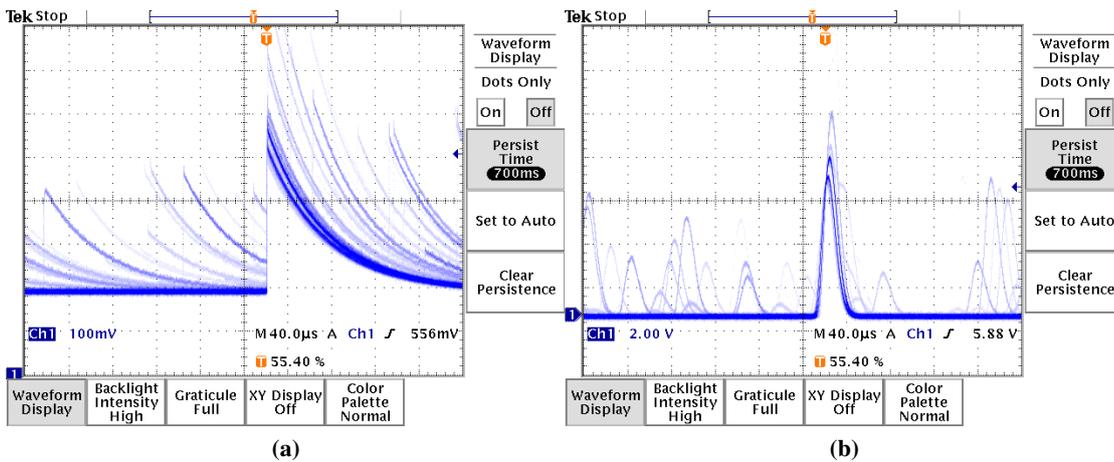


Abbildung (4.8): a) Bild des Vorverstärkersignals am Oszilloskop. Durch das eingestellte Nachleuchten sind die beiden Linien von ^{60}Co zu erkennen
 b) Bild des dazugehörigen Hauptverstärkersignals

des Maximums der γ -Linie x_0 linearisiert. Dies ist zulässig, da der nichtlineare Anteil der Kalibrationsfunktion und die Halbwertsbreite klein sind. Es ergibt sich:

$$FWHM [keV] = m \cdot FWHM [Kanaele]$$

mit

$$m = b + c \cdot x_0$$

mit den Parametern aus der Energiekalibration b und c . Der Fehler, der durch den Fit und die Kalibration entsteht, sind im Vergleich zur statistischen Schwankung der Halbwertsbreite zu vernachlässigen. Diese statistischen Schwankungen lassen sich für eine gaußförmige Linienform durch die Formel [Koj]

$$\Delta FWHM [keV] = FWHM [keV] \cdot \frac{1 + \sqrt{\frac{FWHM [Kanaele]}{0,9394}}}{\sqrt{S}} \quad (4.3)$$

beschreiben. Dabei ist S die Fläche der γ -Linie. Diese Formel ergibt nur für gaußförmig-beschreibbare Linien den positiven und negativen Fehlerbereich. Für asymmetrische Linienformen mit Ausläufern nach links, d.h zu niedrigeren Energien, gibt die Fehlerformel den positiven Fehler. Bei allen folgenden Messungen wird jedoch eine gaußförmige-Funktion angepasst, sodass diese Fehlerformel benutzt wird.

In Abbildung (4.10a) und (4.10b), und in Anhang A.1.1.2, sind die verwendeten Messungen zur Bestimmung der optimalen Zeitkonstante zu sehen. Die daraus ermittelten Energieauflösungen sind in Tabelle (4.3) festgehalten. Ein Fit gemäß Gleichung 2.7 an die Messwerte ergibt die bestmögliche Auflösung von 1,78 keV für eine Zeitkonstante von 6,96 μs (Abbildung (4.11)). Der beste einstellbare Wert der Auflösung ergibt sich bei einer Zeitkonstante von 6 μs , sodass diese Einstellung für die weiteren Messungen benutzt wird.

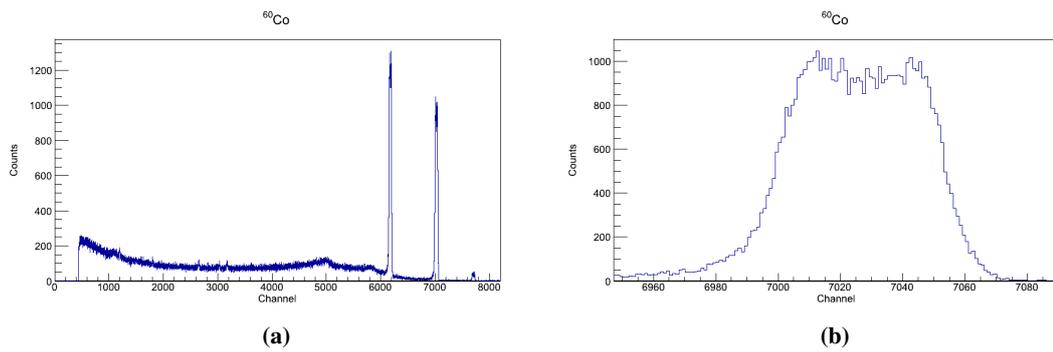


Abbildung (4.9): a) DoppelPeak im Spektrum von ^{60}Co bei einer Zeitkonstante von $1 \mu\text{s}$ mit LN_2 -Kühlung
b) Zoom auf den Doppelpeak bei 1,332 MeV im Spektrum

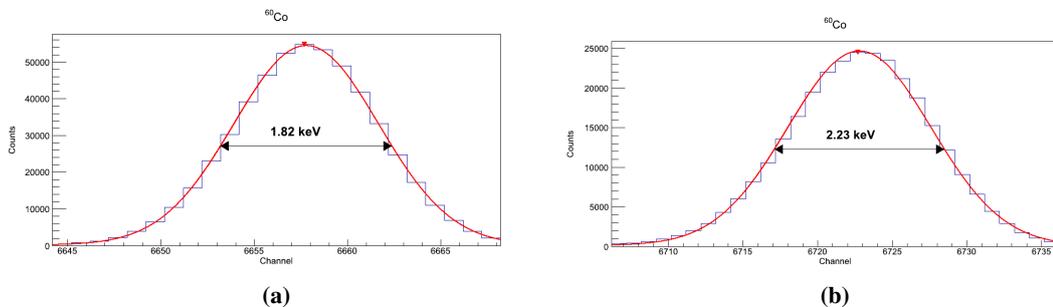


Abbildung (4.10): a) 1,332 MeV Peak von ^{60}Co mit einer Zeitkonstante von $6 \mu\text{s}$
b) 1,332 MeV Peak von ^{60}Co mit einer Zeitkonstante von $3 \mu\text{s}$

4.2.6 Bestimmung der Auflösung der Elektronik

Um die Auflösung der Elektronik zu bestimmen müssen Einflüsse durch den Kristall ausgeschlossen werden. Deshalb wird dazu der Pulser verwendet. Dieser wird an den „TEST“-Eingang des Detektors angeschlossen. Dadurch wird er vor den Vorverstärker eingekoppelt und es liegen die selben elektronischen Bedingungen wie bei Messungen mit dem Detektor vor.

Als Signal des Pulsers wird ein schnell ansteigender und exponentiell abfallender Puls gewählt. Die Anstiegszeit beträgt 50 ns und die Zeitkonstante des Abfalls beträgt $1000 \mu\text{s}$. Dadurch werden mögliche Schwankungen der Baseline, die durch die Differentiation des Signals am Eingang des Vorverstärkers entstehen, verhindert. Die Abschwächung des Pulsers wird auf $\times 5$ gesetzt. Am Ausgang wird ein positives Signal eingestellt und es muss der Schalter auf „PULSE“ geschaltet sein, da sonst eine Gleichspannung an den Ausgang angelegt würde. Zusätzlich wird „SINGLE PULSE“ als Einstellung benutzt. Das Delay wird auf das Minimum gesetzt. Es wird die kleinstmögliche Wiederholfrequenz von 100 Hz eingestellt.

Für die Messung werden 7 verschiedene Einstellungen der Amplitude des Pulsers gewählt, um

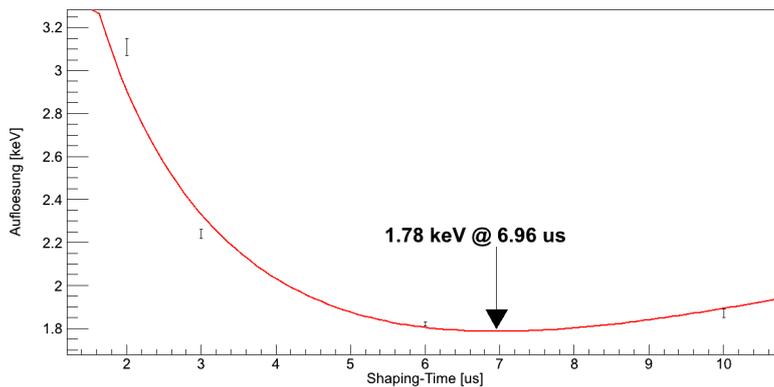


Abbildung (4.11): Fit an die Messwerte der Energieauflösung des 1,332 MeV Peaks von ^{60}Co unter Variation der Zeitkonstante der Hauptverstärkers. Das Minimum ist markiert

Zeitkonstante [μs]	Auflösung [keV]
2	$3,11 \pm 0,04$
3	$2,24 \pm 0,02$
6	$1,82 \pm 0,01$
10	$1,87 \pm 0,02$

Tabelle (4.3): Ergebnisse für die Energieauflösung für unterschiedliche Zeitkonstanten des Hauptverstärkers. Die beste Auflösung ergibt sich bei einer Zeitkonstante von 6 μs

den gesamten, durch die Einstellung des Hauptverstärkers festgelegten, Energiebereich abzudecken (siehe Abbildung (4.12a)). Der Detektor ist dabei mit LN_2 gekühlt. Die Einstellungen und die entsprechenden Energien¹⁵ sind in Tabelle (4.4) festgehalten. Ebenfalls sind die gemessenen Auflösungen dort zu finden. Es zeigt sich, dass die Auflösung über das Spektrum konstant ist. Aufgrund dessen wird eine Konstante an die Messwerte angefitet (siehe Abbildung (4.12b)). Dies ergibt eine Auflösung von $(0,784 \pm 0,004)$ keV.

Diese Messung wird mit dem X-Cooler™ II wiederholt. Das Spektrum und der Fit sind in Anhang (A.1.2) zu sehen. Die Messwerte dazu stehen in Tabelle (4.5). Die den Pulseramplituden zugeordneten Energien unterscheiden sich um wenige keV von den Messungen mit LN_2 Kühler. Dieser Unterschied entstand durch eine Neuanpassung des Verstärkerabgleichs, ist jedoch für diese Messung nicht von Belang. Die bestimmte Energieauflösung für den Pulser ist $(0,932 \pm 0,008)$ keV. Dieser Wert ist um $(15,9 \pm 0,8)$ ¹⁶ % größer als der mit LN_2 -Kühler gemessene Wert. Der Grund dafür ist die Temperaturabhängigkeit des Rauschens der Elektronik (siehe

¹⁵Die Kalibrierung erfolgte mit Hilfe der Fitwerte der Effizienzmessung

¹⁶Berechnet durch $\frac{FWHM_X}{FWHM_{LN_2}} - 1$ und der Fehler nach Gauß'scher Fehlerfortpflanzung

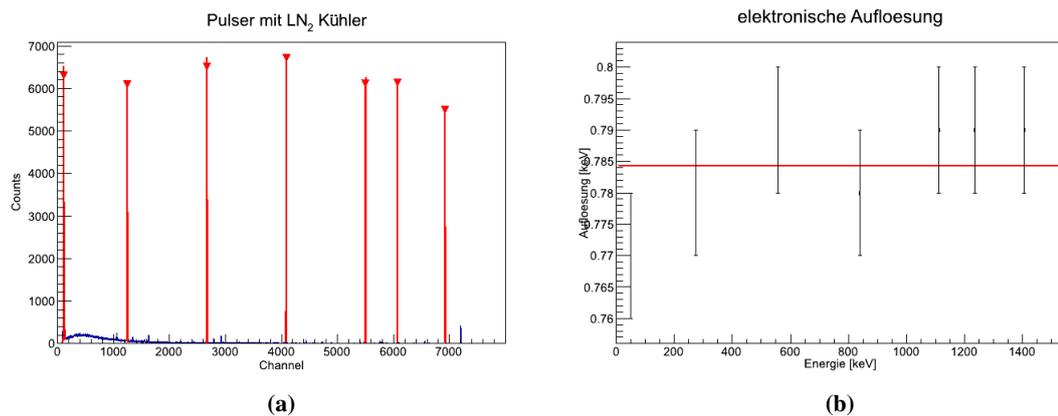


Abbildung (4.12): a) Spektrum mit Pulser an 7 Positionen (LN₂-Kühler)
 b) Geradenfit an die gemessenen Werte der elektronischen Auflösung

Pulser	Energie [keV]	Auflösung [keV]
100	50,35 ± 0,58	0,77 ± 0,01
500	274,81 ± 0,62	0,78 ± 0,01
1000	556,69 ± 0,76	0,79 ± 0,01
1500	839,17 ± 0,96	0,78 ± 0,01
2000	1112,6 ± 1,22	0,79 ± 0,01
2200	1236,08 ± 1,34	0,79 ± 0,01
2500	1406,41 ± 1,52	0,79 ± 0,01
Fit		0,784 ± 0,004

Tabelle (4.4): Ergebnisse der Messungen mit Pulser für den mit LN₂ gekühlten Detektor. Die Auflösung ist nicht von der Amplitude des Signals abhängig

Gleichung (2.5) und (2.6)). Der LN₂-Kühler kühlt den Kristall und damit auch die kalte Stufe des Vorverstärkers auf 93 K ab. Die Kühlleistung des X-CoolerTM II hingegen reicht nur für das Herabkühlen auf 110 K aus.

4.2.7 Vergleich der Energieauflösung in Messungen mit LN₂- und elektromechanischer Kühlung

Nachdem der Einfluss des Kühlers auf die Elektronik gemessen wurde, kann der Einfluss des elektromechanischen Kühlers auf die Energieauflösung realer Quellen getestet werden. Dazu wird eine ⁶⁰Co und ¹⁵²Eu Quelle benutzt und der Pulser wird entfernt.

Bei der Messung mit ⁶⁰Co wird die 1,332 MeV-Linie betrachtet. Die Messung mit LN₂-Kühler

Pulser	Energie [keV]	Auflösung [keV]
100	44,72 ± 0,64	0,92 ± 0,02
500	270,73 ± 0,7	0,93 ± 0,02
1000	553,96 ± 0,88	0,94 ± 0,02
1500	837,13 ± 1,1	0,93 ± 0,02
2000	1120,69 ± 1,48	0,95 ± 0,02
2200	1234,04 ± 1,63	0,93 ± 0,02
2500	1403,95 ± 1,88	0,94 ± 0,02
Fit		0,932 ± 0,008

Tabelle (4.5): Ergebnisse der Messungen mit Pulser für den mit X-Cooler™ II gekühlten Detektor. Die Auflösung ist auch mit X-Cooler™ II unabhängig von der Amplitude des Signals, jedoch ist die Auflösung systematisch schlechter.

ergibt eine Auflösung von $(1,82 \pm 0,01)$ keV. Mit X-Cooler™ II wird ein Wert von $(1,97 \pm 0,01)$ keV erzielt. Dies entspricht einer Zunahme von $(8,2 \pm 0,8)$ % (siehe Abbildung (4.13)). Die relative Energieauflösung¹⁷ ist für den LN₂-Kühler bei $(1,366 \pm 0,007)$ ‰. Für die Messung mit X-Cooler™ II ergibt sich ein Wert von $(1,478 \pm 0,007)$ ‰.

Subtrahiert man nach Gleichung (2.4) den im vorherigen Abschnitt bestimmten Anteil durch die Elektronik, ergeben sich für die Auflösung Werte von $(1,64 \pm 0,02)$ keV für die Messung mit LN₂-Kühler und $(1,74 \pm 0,02)$ keV für die Messung mit X-Cooler™ II. Dies entspricht noch einem verbleibenden Unterschied von $(5,7 \pm 0,9)$ %. Dieser Unterschied ist auf die höhere Temperatur des Kristalls mit X-Cooler™ II zurückzuführen. Dadurch sind die Leckströme des Kristalls größer, wodurch das in den Vorverstärker einfließende Signal stärker schwankt.

Um ein größeres Spektrum an Energien abzudecken, werden die Messungen mit einer ¹⁵²Eu

γ-Energie [MeV]	Auflösung [keV] mit		Zunahme [%]
	LN ₂	X-Cooler™ II	
1,332	1,82 ± 0,01	1,97 ± 0,01	8,2 ± 0,8
Ohne Elektronik	1,64 ± 0,02	1,74 ± 0,02	5,7 ± 0,9

Tabelle (4.6): Gemessene Auflösungen mit LN₂-Kühler und X-Cooler™ II für die 1,332 MeV Linie von ⁶⁰Co. Wieder ist die gemessene Auflösung für die Messung mit X-Cooler™ II schlechter. Für die Werte „Ohne Elektronik“ wurde nach Gleichung (2.4) die gemessenen Auflösungen mit dem Pulser quadratisch subtrahiert.

Quelle wiederholt. Von dieser Quelle werden die elf intensivsten Linien ausgewertet. Die Energieauflösungen dazu sind in Tabelle (A.1) (Anhang A.1.3) zu finden. Dort sind außerdem die prozentualen Zunahmen der Energieauflösung für die jeweiligen Energien enthalten. Trägt man diese gegen die Energie der γ-Linie auf (Abbildung (4.15)), zeigt sich, dass die Zunahme im

¹⁷ $\frac{FWHM [keV]}{E}$

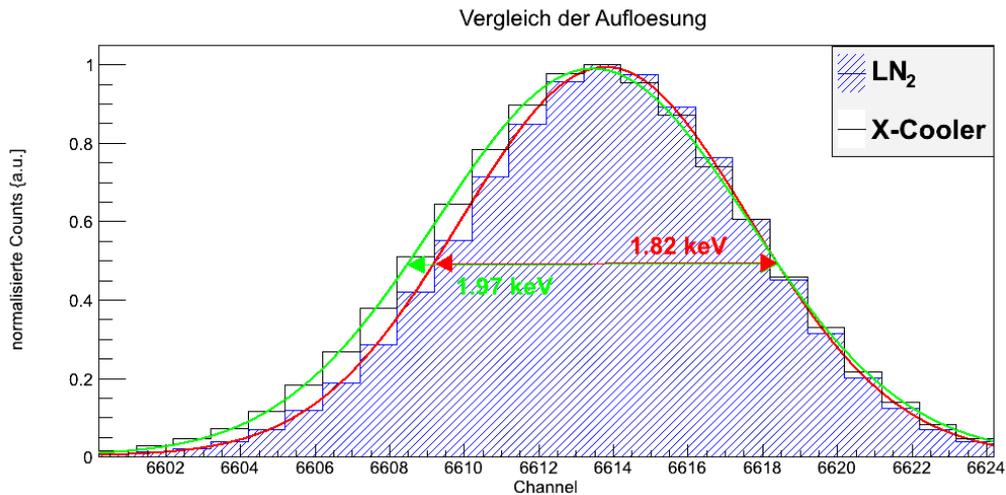


Abbildung (4.13): Vergleich der Energieauflösungen mit beiden Kühlern. Der gemessene Wert mit X-Cooler™ II liegt $(8,2 \pm 0,5)$ % höher als die mit dem LN₂-Kühler erzielte Auflösung

Rahmen der Fehler¹⁸ als konstant und somit unabhängig von der Energie angenommen werden kann. Der Fit einer Konstanten ergibt einen Wert von $(6,5 \pm 0,5)$ %. Dabei ist der mit ⁶⁰Co gemessene Wert bereits berücksichtigt.

4.2.8 Vergleich der Effizienzen

Neben der Energieauflösung ist es wichtig mögliche Einflüsse des X-Cooler™ II auf die Effizienz des Detektors zu testen. Als Effizienz eines Detektors wird das Verhältnis aus Einträgen im Full-Energy-Peak und der Anzahl von Photonen, die in die Fläche des Detektors emittiert werden, bezeichnet. Es gilt deshalb:

$$\epsilon = \frac{N_{FEP}}{A(t_0) \cdot \exp^{-\frac{T}{\tau}} \cdot t \cdot \frac{\Omega}{4\pi r^2}} \quad (4.4)$$

mit der Anzahl der Einträge im Full-Energy-Peak N_{FEP} , der Aktivität der gemessenen Quelle zum Zeitpunkt t_0 $A(t_0)$, der seit dem Zeitpunkt t_0 vergangenen Zeit T , der Lebensdauer des Quellennuklids τ , der Messdauer t , der Oberfläche des benutzten Detektors Ω und dem Abstand zwischen Quelle¹⁹ und Detektor r . Für Germanium-Detektoren gibt es die Konvention [Ansi], die Effizienz für die 1,332 keV Linie einer punktförmigen ⁶⁰Co-Quelle zu bestimmen und auf

¹⁸Die relativen Fehler sind durch den kleinen Messwert, der durch die Differenzbildung der Energieauflösungen der LN₂- und X-Cooler™ II-Messung entsteht, groß (9 % bis 109 %)

¹⁹Die Formel gilt für eine Punktquelle, jedoch sind Laborquellen im Allgemeinen so gebaut, dass sie für einen ausreichenden Abstand als punktförmig angesehen werden können.

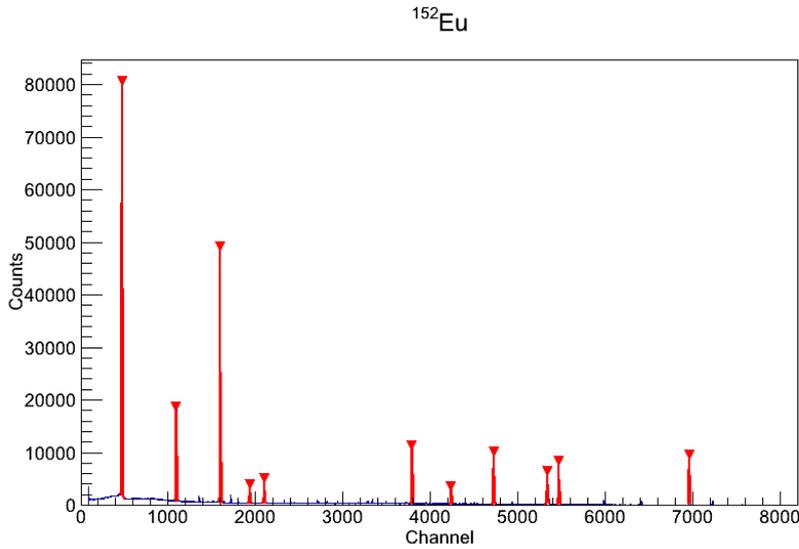


Abbildung (4.14): Spektrum von ^{152}Eu mit X-Cooler™ II. Die elf Linien, deren Auflösung bestimmt wird sind im Bild angefitet

die Effizienz eines $3'' \times 3''$ großen NaI(Tl)-Szintillators von $1,2 \times 10^{-3}$ zu normieren:

$$\epsilon_N = \frac{\epsilon}{1,2 \cdot 10^{-3}}$$

Da sich die Abmessungen des aktiven Bereichs des Kristalls durch die Reparaturen verkleinert haben, genaue Werte davon aber nicht vorliegen, kann nur das Verhältnis der Effizienzen von zwei Messungen, eine mit LN₂-Kühler, die andere mit X-Cooler™ II, verglichen werden. Für das Verhältnis ergibt sich:

$$\frac{\epsilon_{LN_2}}{\epsilon_X} = \frac{N_{FEP, LN_2}}{N_{FEP, X}} \cdot \frac{t_X \cdot r_{LN_2}^2}{t_{LN_2} \cdot r_X^2} \cdot \exp\left(-\frac{T}{\tau}\right). \quad (4.5)$$

Der Exponentialterm dient dazu die Aktivität, die die Quelle in der Zeit zwischen den Messungen ΔT verloren hat, zu korrigieren. Damit die Quelle als punktförmig angesehen werden kann, muss r groß genug sein. Deshalb wird $r_X = r_{LN_2} = 25$ cm gewählt. Durch den unterschiedlichen Aufbau mit beiden Kühlern (siehe Abbildung (4.3a) und (4.3b)) muss die Quelle unterschiedlich platziert werden. Mit X-Cooler™ II wird die Quelle vertikal oberhalb des Detektors platziert. Um Compton-Streuung zwischen Quelle und Detektor zu minimieren, darf sich möglichst wenig Material in diesem Bereich befinden. Am einfachsten wird dies durch ein dünnes, gerolltes Papier erfüllt. Dadurch und durch die Dicke der Quelle ergibt sich für Δr_X ein Wert von 2 mm. Größer ist der Fehler für r_{LN_2} . Durch die horizontale Anordnung des Kristalls mit dem LN₂-Kühler kann nicht die selbe Konstruktion wie mit dem X-Cooler™ II benutzt werden. Jedoch ist es nötig wenig Material rund um die Quelle zu haben, sodass diese wieder auf ein dünnes Gestell aus Papier gelegt wird. In dieser Anordnung ist das Messen des Abstands unpräziser, sodass ein Fehler Δr_{LN_2} von 4 mm angenommen wird.

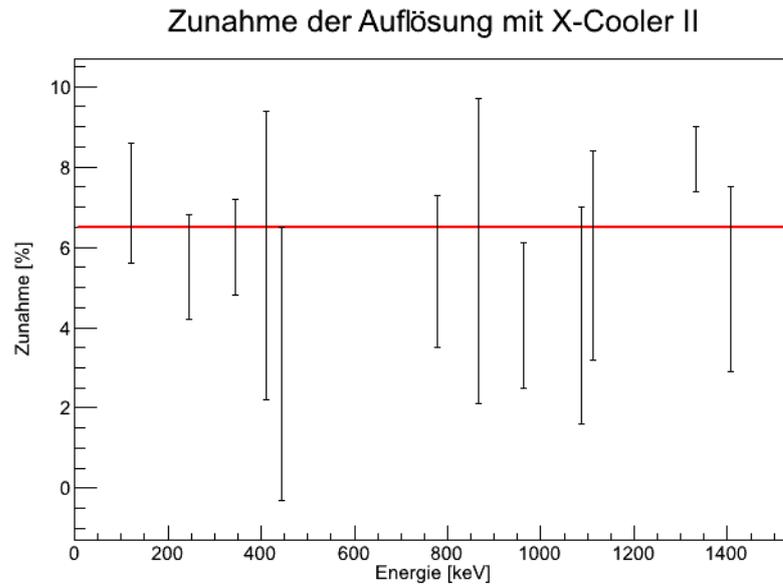


Abbildung (4.15): Prozentuale Zunahme der Energieauflösung bei Kühlung mit X-CoolerTM II im Vergleich zu LN₂. Aufgetragen sind die Werte aus der Messung mit ¹⁵²Eu und ⁶⁰Co. Innerhalb der Fehler kann die relative Zunahme, im betrachteten Messbereich, als konstant angesehen werden

Bedingt durch den Kühlerwechsel zwischen diesen beiden Messungen, der ein Aufwärmen des Kühlers vor dem Wechsel und ein erneutes Abkühlen danach erforderte, lagen zwischen den beiden Messungen eine Zeit von $T = -8,0667$ Tagen²⁰. ⁶⁰Co hat eine Lebensdauer τ von 2777,3 Tagen [NUK]. Mit diesen Werten und den Messwerten in Tabelle (4.7) ergibt sich ein Effizienzverhältnis $\frac{\epsilon_{LN_2}}{\epsilon_X}$ von $1,024 \pm 0,037$ ²¹. Somit ist keine systematische Verschlechterung der Auflösung mit X-CoolerTM II feststellbar.

Darüber hinaus kann man die Peak-to-Compton-Effizienz betrachten. Diese ist für die 1,332 MeV Linie von ⁶⁰Co als das Verhältnis aus der Höhe des Full-Energy-Peaks und der durchschnittlichen Höhe der Compton-Ereignisse im Energiebereich von 1,040 MeV und 1,096 MeV definiert. Die Messwerte dazu sind ebenfalls in Tabelle (4.7) festgehalten. Daraus ergibt sich, dass die Peak-to-Compton-Effizienz bei Benutzung des X-CoolerTM II um $(7,4 \pm 0,2)$ % abnimmt. Als Grund dafür ist die schlechtere Auflösung mit X-CoolerTM II anzunehmen, da dadurch bei gleicher Anzahl an Einträgen im Full-Energy-Peak dessen Höhe geringer ist. Zusätzlich zu den Messungen mit ⁶⁰Co, die auf eine feste Energie beschränkt sind, kann mit ¹⁵²Eu mögliche Effekte im Bereich von 120 bis 1408 keV betrachtet werden. Dazu werden die Fläche des Full-Energy-Peaks für die schon vorher betrachteten elf Linien mit LN₂-Kühler und X-CoolerTM II ermittelt. Diese werden auf die Fläche der 1,408 MeV-Linie normiert und durch die Literaturangaben für die relative Fläche der entsprechenden γ -Linie in Tabelle (4.2) dividiert.

²⁰Die Messung mit X-CoolerTM II wurde vor der Messung mit LN₂-Kühler durchgeführt. Deshalb ist T negativ

²¹Der Fehler wurde durch Gauß'sche Fehlerfortpflanzung berechnet

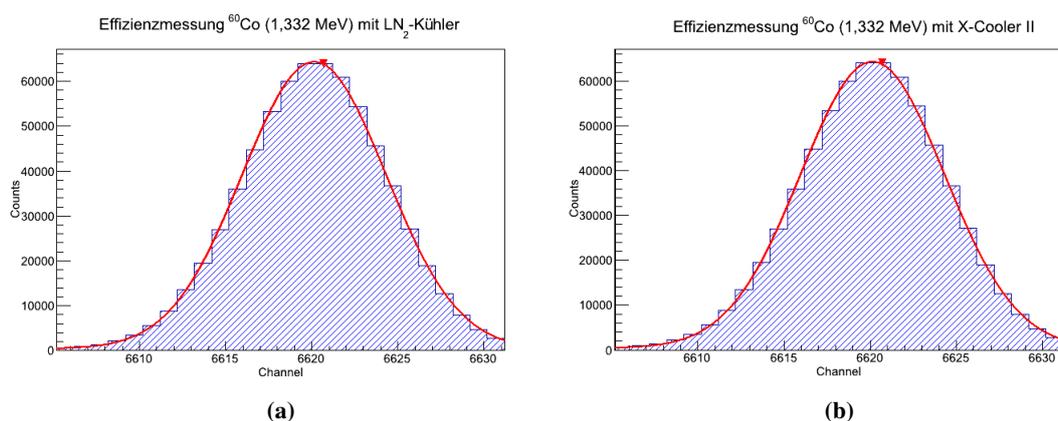


Abbildung (4.16): a) Effizienzmessung: Der Inhalt der 1,332 MeV γ -Linie von ⁶⁰Co ist schraffiert dargestellt (LN₂-Kühler)
 b) Entsprechende Messung mit X-CoolerTM II

Kühler	Fläche des Peaks	Messzeit [s]	Maximum des Peaks	mittlere Compton-Höhe	Peak-to-Compton Verhältnis
LN ₂	704966 ± 846	69359 ± 2	72127 ± 20	1220,1 ± 2,1	59,1 ± 0,1
X-Cooler TM II	670956 ± 826	67426 ± 2	63976 ± 18	1169,2 ± 2	54,7 ± 0,1

Tabelle (4.7): Messwerte zur Effizienzmessung mit ⁶⁰Co. Die Einträge im Peak sind durch die Integration der angepassten Gauß-Kurve über einen Bereich von 3 σ um den Erwartungswert bestimmt. In diesem Bereich liegen 99,73 % der gesamten Ereignisse. Dieser Faktor muss aber durch die Quotientenbildung nicht berücksichtigt werden.

Der so gewonnene Wert ist proportional zur absoluten Effizienz des Detektors. Die Messwerte und berechneten Werte dazu sind in Tabelle (A.1) in Anhang A.1.3 zu finden. Trägt man die Verhältnisse zum Literaturwert gegen die Energie auf (Abbildung (4.17)), so ist kein systematischer Unterschied zwischen den Messungen beider Kühler sichtbar. Der Vergleich mit der Literatur zeigt, dass der qualitative Verlauf der Messwerte mit dem aus der Literatur bekannten Verlauf übereinstimmt, woraus folgt, dass sich durch die höhere Temperatur des Kristalls mit X-CoolerTM II keine energieabhängigen Effekte, die zu Effizienzverlust führen, ergeben. Quantitativ kann durch die unbekannt genauen Abmessungen des Kristalls nichts ausgesagt werden.

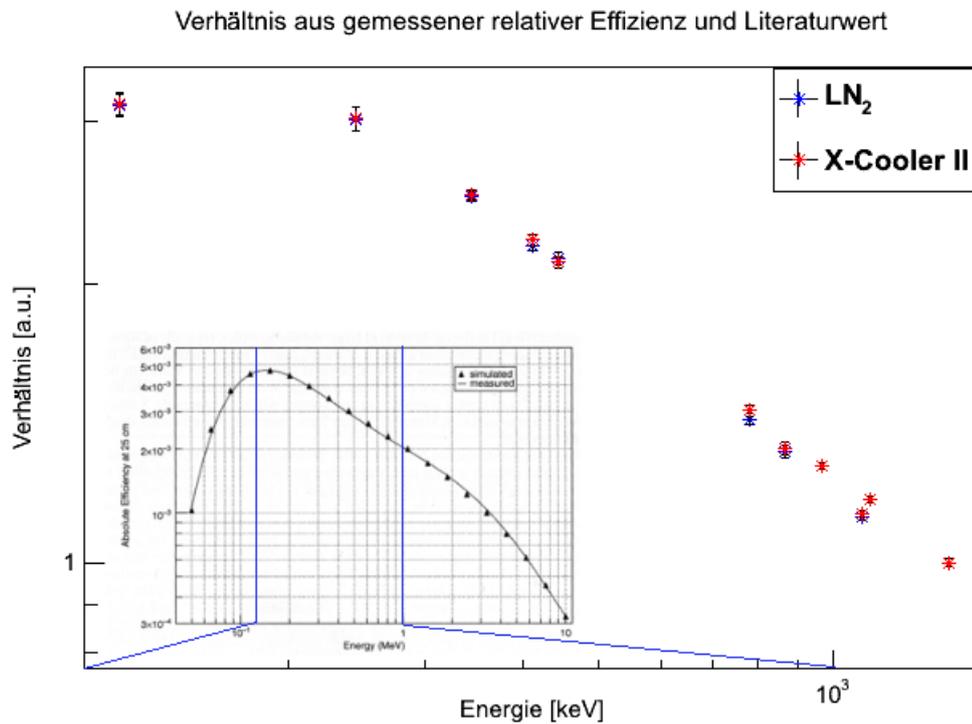


Abbildung (4.17): Verhältnis der relativen Effizienzen und des Literaturwertes aufgetragen gegen die Energie der γ Linie. Dieses Verhältnis ist proportional zur absoluten Effizienz des Detektor. Zum Vergleich ist aus der Literatur [Knoll] ein Verlauf der absoluten Effizienz in Abhängigkeit von der Energie dargestellt. Der in der Messung abgedeckte Energiebereich ist markiert. Es ist für diesen Bereich qualitativ der gleiche Verlauf erkennbar

5 Anordnung der Germanium-Detektoren für das PANDA-Experiment und Simulationen der Geometrien

In diesem Abschnitt werden die erstellten Anordnungen und deren Simulationen für die Germanium-Detektoren im PANDA-Hyperkern-Experiment vorgestellt. Zunächst werden die Bedingungen, unter denen die Germanium-Detektoren betrieben werden sollen, erläutert.

5.1 Anforderungen an die Germanium-Detektoren im PANDA-Hyperkern-Experiment

Aufgrund der Größe der Germanium-Detektoren müssen sie innerhalb des PANDA-Spektrometers in Rückwärtsrichtung platziert werden um einen möglichst großen Raumwinkel zu bedecken. Dadurch entstehen starke räumliche Einschränkungen. So ist der zur Verfügung stehende äußere Radius durch den DIRC auf 45 cm beschränkt. Innen beschränkt das Strahlrohr mit 7,5 cm Radius die Anordnung der Detektoren. Als Abstand der Detektoren vom Target sind 30 cm vorgesehen.

Um die Kosten für die Detektoren möglichst gering zu halten, ist der Einsatz der bereits existierenden EUROBALL-Kristalle [EUROB] geplant. Dabei handelt es sich um ν -Typ-HPGe-Kristalle, die eine koaxiale Grundform mit geschlossener Endkappe haben und zur Vorderseite hin zu einer hexagonalen Form zusammen laufen (siehe Abbildung (5.1)). Dadurch lassen sich die Kristalle auf einer Kugelschale anordnen. Die Länge der Kristalle ist 70 mm und der Durchmesser der Kristalle beträgt am koaxialen Ende 70 mm. Zum Schutz der empfindlichen Oberfläche sind die Kristalle in eine 0,8 mm dünne Aluminiumkapsel eingebaut. Der Abstand von Kristall zu Kapsel beträgt ebenfalls 0,8 mm. Die Kapsel ist mit 10 cm jedoch länger als ein Kristall, sodass im hinteren Bereich Platz für die Teile der Elektronik bleibt, die gekühlt werden müssen.

Nach derzeitigem Stand sind 48 dieser Kristalle für die Detektor-Anordnung vorgesehen. Aus Platzgründen können die Kristalle innerhalb von PANDA nicht mit LN₂-Kühlern gekühlt werden. Stattdessen sind derzeit mit dem X-CoolerTM II elektromechanische Kühler geplant. Da

deren Kühlleistung stark begrenzt ist¹, können nicht wie im RISING-Experiment [RIS] sieben Kristalle in einem Kryostaten gekühlt werden. Vorgesehen sind deshalb derzeit entweder Detektoren mit zwei oder drei Kristallen, die im Folgenden als Doppel- und Tripel-Detektoren bezeichnet werden.

Obwohl die Germanium-Detektoren in Rückwärtsrichtung angeordnet sind, sind sie einer hohen Rate von Neutronen ausgesetzt²[San10]. Dadurch können Gitterfehler im Kristall erzeugt werden, die die Auflösung verschlechtern (siehe Abschnitt (2.5.3.6)). Zusätzlich befinden sich die Detektoren in einem Magnetfeld von 2 T. Dadurch verschlechtert sich die Auflösung der Detektoren, da das Magnetfeld die Bewegung der Ladungsträger im Kristall beeinflusst [San10] [PPB09].

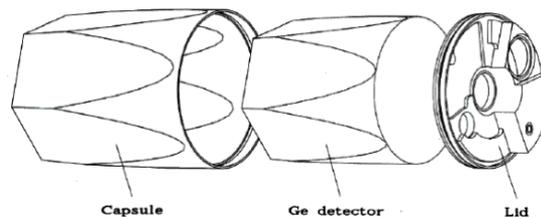


Abbildung (5.1): Skizze eines gekapselten EUROBALL-Kristalle [EURO]

5.2 Aufbau der einzelnen Detektoren

Grundlage eines Tripel-Detektors ist die CAD-Zeichnung, die in Abbildung (5.2a) und (5.2b) zu sehen ist [Koj]. Der Kryostat dieses Detektors besteht aus Aluminium und ist so geformt, dass er drei triangular-symmetrisch angeordnete EUROBALL-Kapseln beherbergen kann. Hinter den Kapseln ist innerhalb des Kryostaten Platz für Elektronik und Kühlung vorgesehen. Die äußeren Abmessungen des Kryostaten sind in den Abbildungen angegeben. Die Dicke der Kryostatenhülle beträgt im vorderen Bereich 1,5 mm. Diese Dicke ist auch für die Ummantelung bis zu einer Höhe von 129,5 mm vorgesehen. In den 50 mm darüber nimmt die Dicke kontinuierlich auf 5 mm zu, die benötigt werden um den vakuumdichten Anschluss der Abdeckung an die anderen Bauteile des Kryostaten zu gewährleisten. Durch die Materialdicke im Frontbereich der Abdeckung sind nicht alle Seitenlängen des Zwölfecks gleich lang. Die inneren Kanten sind durch die zu berücksichtigenden Materialdicken 35 mm lang. Die äußeren Kanten sind etwa 40 mm lang, da dort die Materialdicken addiert werden. Aufgrund der Geometrie der angeordneten Kapseln variieren auch die Winkel mit denen die Kryostat-Kappe von der Front aus gesehen auseinander läuft. Keiner der Winkel ist dabei 90°. An den äußeren Kanten beträgt der Winkel 98°, die inneren Kanten laufen hingegen mit einem Winkel von 94° auseinander. Dadurch ist die

¹Es gibt keine offizielle Angabe von ORTEC®. Vermutungen sind, dass die Kühlleistung im Bereich von 3 W liegt [Koj].

²16 kHz pro Kristall

Grundform in einer Höhe von 129,5 mm nicht durch Streckung der Form auf der Vorderseite der Abdeckung zu erzeugen. Zwischen 129,5 und 179,5 mm gleichen sich alle Winkel an, sodass der Winkel zwischen der Außenkante dieser Elemente und der Vorderseite der Kappe 94° beträgt.

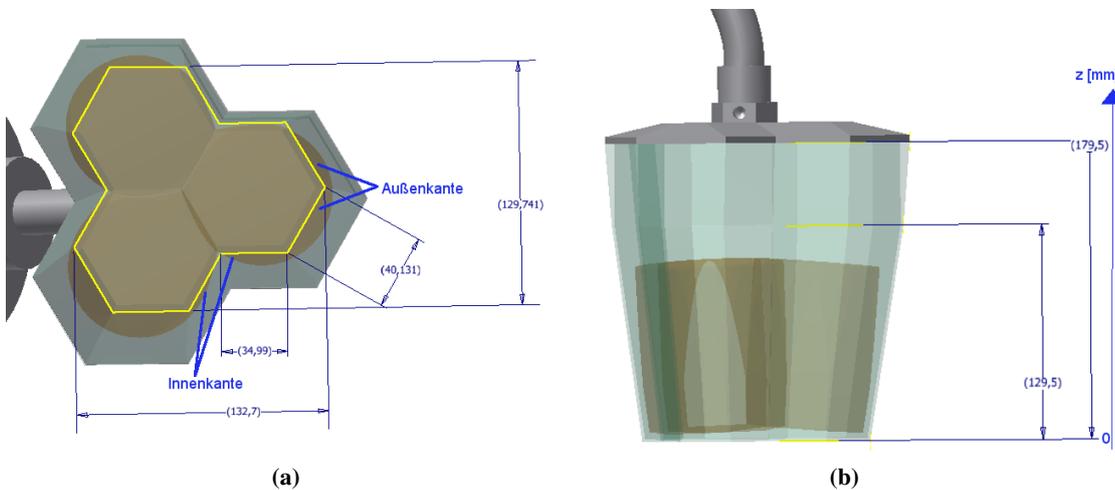


Abbildung (5.2): a) Frontansicht des Tripel-Detektors mit Maßen in mm
b) Seitenansicht des Tripel-Detektors mit Maßen in mm

Um aus dieser Zeichnung einen Doppel-Detektor zu erstellen, wird wie in Abbildung (5.3a) und (5.3b) gezeigt, eine Symmetrieebene erstellt, die senkrecht zu zwei gegenüberliegenden Außenkanten liegt. An dieser Kante wird die Zeichnung aufgeschnitten und der größere Teil der ursprünglichen Zeichnung, in den Abbildungen rechts der Symmetrieebene, entfernt. Durch Spiegelung der verbleibenden Geometrie an der Symmetrieebene entsteht der Doppel-Detektor. Zur Verdeutlichung sind die Kanten der ursprünglichen Geometrie in den Abbildungen gestrichelt dargestellt. Um diese beiden Detektoren zur Simulation benutzen zu können, muss zunächst die Geometrie der beiden Detektoren mit Hilfe der Geometrieklassen von ROOT [ROOTGeo] konstruiert werden. Durch die unterschiedlichen Winkel der Kryostat-Kappe ist es nicht möglich diese aus einem Stück zu erstellen. Abhilfe schafft die TArb8-Klasse. Diese erlaubt es einen Körper aus zwei Vierecken auf parallelen Flächen zu erstellen.

Die Grundseite des Tripel-Detektors ist ein Zwölfeck. Dieses lässt sich, wie in Abbildung (5.4a) dargestellt ist, in fünf Vierecke aufteilen. Die Koordinaten dieser Eckpunkte sind in Anhang A.2.1 zu finden. Der Teil der Kappe von 0 bis 129,5 mm kann so aus fünf äußeren TArb8-Objekten erstellt werden, aus denen jeweils ein TArb8-Objekt mit den entsprechenden inneren Koordinaten ausgeschnitten wird. Für den Teil oberhalb von 129,5 mm ist die Geometrie durch zwölf TArb8-Objekte realisiert, die jeweils das Element an einer der zwölf Kanten erzeugen. Abgeschlossen wird die Nachbildung des Kryostaten durch ein zwölfkantiges TGeoXTru-Objekt, da hier alle Winkel von Vorder- zu Seitenkanten als gleich (90°) angenommen werden können. Innerhalb des Kryostaten werden drei EUROBALL-Kapseln nachgebildet und angeordnet. Die Geometrie der Kapseln wird durch die Schnittmenge eines Zylinders und einer Pyramide mit hexagonaler Grundfläche erzeugt. Um die Dicke der Aluminiumkapsel von 0,8 mm zu

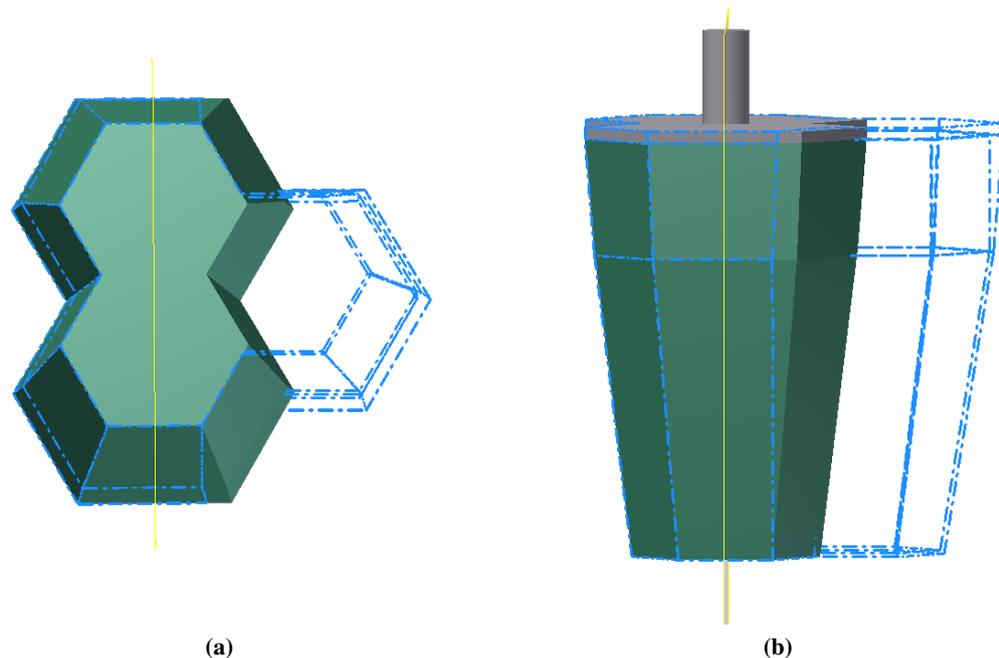


Abbildung (5.3): a) Seitenansicht des Doppel-Detektors. Zum Vergleich ist die Außenkante des Tripel-Detektors gestrichelt dargestellt. Die gelbe Linie ist die Symmetrieebene des Detektors, an welcher der Tripel-Detektor abgeschnitten wurde und durch Spiegelung des verbliebenen Teils der Doppel-Detektor entsteht
b) Frontansicht des Doppel-Detektors

erreichen, wird ein entsprechend kleiner skaliertes Exemplar aus dem Volumen der vollen Kapsel entfernt. Die Länge der Kapsel ist 100 mm. Der Radius an der runden Hinterseite ist 37,5 mm und der Innenradius der hexagonalen Vorderseite beträgt 30,6 mm. In jede Kapsel wird ein Germanium-Kristall platziert. Die Form eines Kristalls entspricht einer verkürzten Kapsel, bei der die hintersten 30 mm entfernt werden. Die Abmessungen der hexagonalen Front des Kristalls entsprechen den äußeren Abmessungen der Front der Kapsel skaliert mit einem Faktor von 0,947. Dieser Faktor ergibt sich dadurch, dass zwischen der Innenseite der Kapsel und dem Kristall ein 0,8 mm dicker evakuierter Spalt vorliegt, der der thermischen Isolation dient. Zusätzlich wird mittig im Kristall ein Loch mit einem Durchmesser von 10 mm erstellt. Dieses verläuft senkrecht zur Rückseite des Kristalls. Es ist jedoch nicht durchgehend und endet 10 mm bevor die Vorderfläche des Kristalls erreicht wäre. Der Mittelpunkt der Vorderseite eines Kristalls liegt 6 mm hinter der Vorderseite der Kryostaten-Kappe. Der fertige Tripel-Detektor ist in Abbildung (5.5a) zu sehen. Damit auch die innenliegenden Elemente sichtbar sind, werden die Elemente halbtransparent gezeichnet.

Analog zu dem Beschriebenen wird auch die Geometrie des Doppel-Detektors erstellt. Da dieser nur 10 Eckpunkte besitzt (siehe Anhang A.2.1), kann die Grundfläche mit 4 Tarb8-Objekten zusammengesetzt werden (siehe Abbildung (5.4b)). Der obere Teil, von 129,5 bis 179,5 mm, muss

entsprechend der Kantenanzahl aus 10 TARb8-Objekten bestehen. Innerhalb des Kryostaten sind zwei Kapsel-Kristall-Kombinationen angeordnet. Abbildung (5.5b) zeigt ein Bild des Doppel-Detektors.

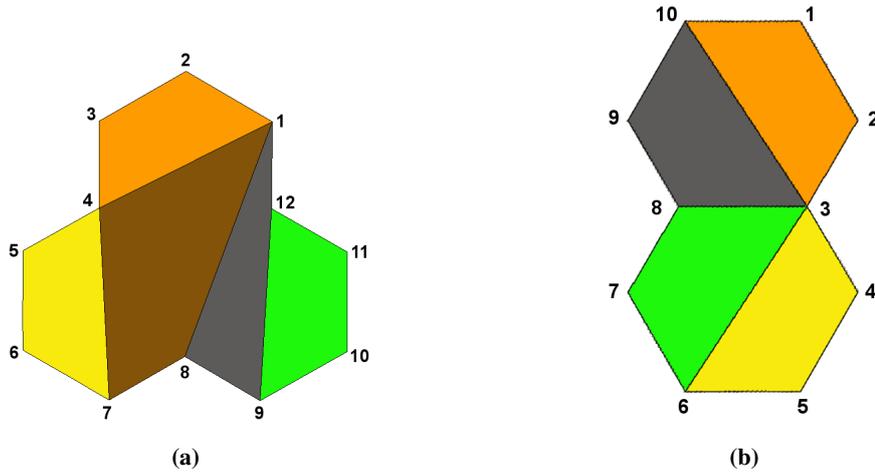


Abbildung (5.4): a) Frontansicht eines Tripel-Detektors mit farblichen Markierungen der TARb8-Elemente, aus denen ein der Kryostat in der ROOT-Geometrie erstellt wird
 b) Entsprechendes Bild für einen Doppel-Detektor. Bei diesem sind nur vier Vierecke nötig

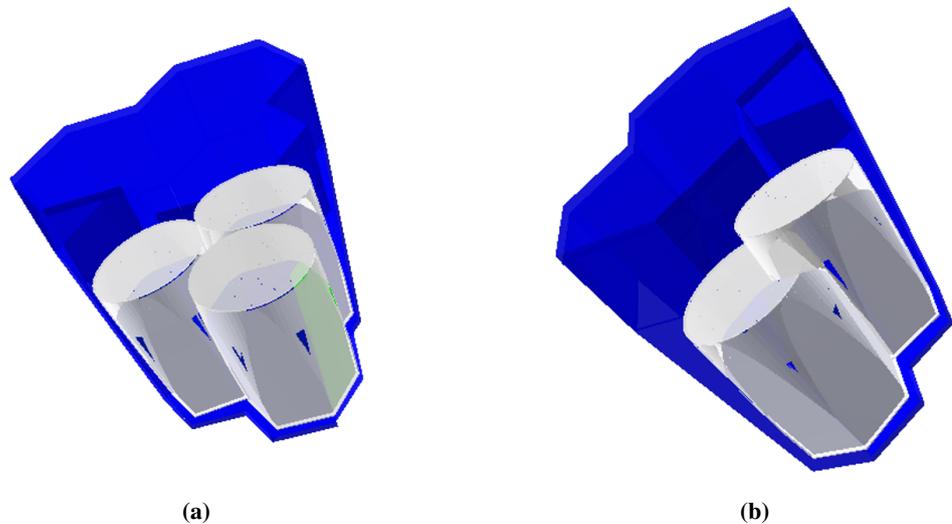


Abbildung (5.5): a) Ansicht eines Tripel-Detektors, der mit den Geometrieklassen von ROOT erstellt wurde. Durch die Transparenz sind die Kapseln und Kristalle zu erkennen
b) Ansicht des entsprechenden Doppel-Detektors

5.3 Anordnung der Germanium-Detektoren

Durch die Anzahl der Kristalle ergeben sich 16 Tripel- oder 24 Doppel-Detektoren. Diese müssen im dafür vorgesehenen Raum innerhalb des PANDA-Spektrometers untergebracht werden (siehe Abschnitt 5.1). Die Detektoren werden so platziert, dass ihre Vorderseiten tangential auf einer Kugel mit 300 mm Radius um den primären Wechselwirkungspunkt³ liegen und der Raum zwischen den Detektoren möglichst klein ist. Zusätzliche Einschränkungen ergeben sich durch die Halteplatte des Central-Trackers, die das PANDA-Spektrometer in vertikaler Richtung mittig teilt und die für das Hyperkern-Experiment zur Befestigung des sekundären Targets entgegen der Strahlrichtung verlängert wird (siehe Abbildung (3.7)). Dadurch ergibt sich ein Bruch der Rotationssymmetrie um die Strahlachse des zur Verfügung stehenden Raums. Deshalb liegt es nahe, die durch die Halteplatte gegebene Ebene als Spiegelebene für die Detektor-Anordnung zu nutzen. Weiterhin werden die Detektoren so platziert, dass sie auch zur horizontal durch die Strahlachse verlaufenden Ebene spiegelsymmetrisch angeordnet werden. Somit ergeben sich 4 bzw. 6 Detektoren pro Quadrant.

Für die Tripel-Detektoren bietet sich, aufgrund ihrer Größe und der beschränkenden Raumbedingungen, eine Anordnung in zwei Ringen an. Abbildung (5.6a) zeigt diese, wie sie in Autodesk[®]

³Dieser liegt für das PANDA-Hyperkern-Experiment bei (0,0,-55 cm)

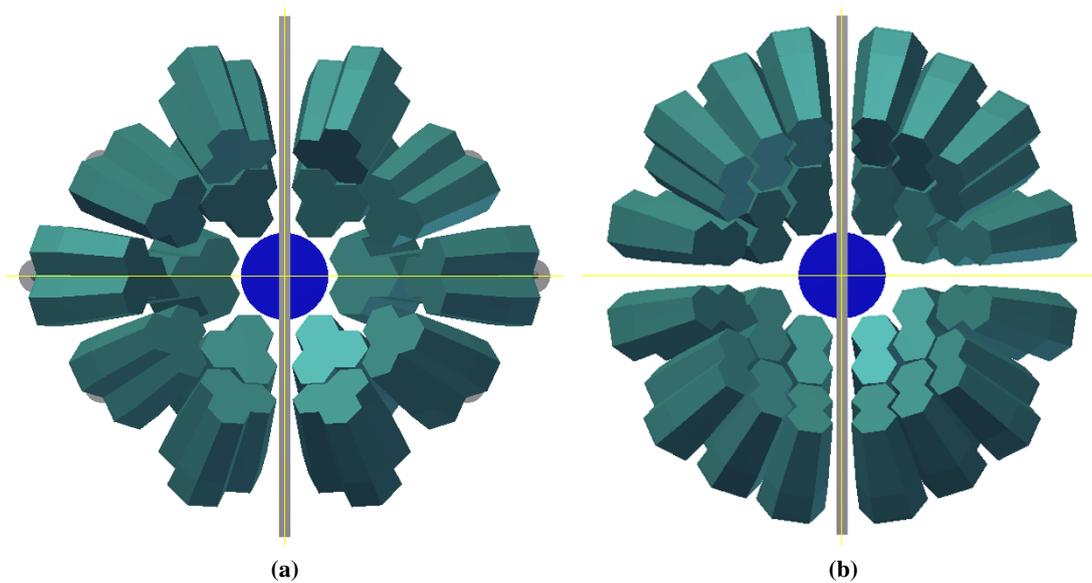


Abbildung (5.6): a) Anordnung der Tripel-Detektoren in Autodesk® Inventor. Im Bild sind die horizontale und vertikale Spiegelebene durch die gelben Linien dargestellt. Außerdem ist die Halteplatte (grau) und das Strahlrohr im Bereich der Anordnung (blau) dargestellt
b) Entsprechende Anordnung für Doppel-Detektoren

Inventor 2012 erstellt wurden. Die Detektoren befinden sich in einem Winkelbereich von $118,0^\circ$ bis $160,5^\circ$ ⁴. Der minimale Abstand zum Strahlrohr beträgt 3,5 mm. Der kleinste Abstand zu den umliegenden Detektorelementen liegt bei 10,8 mm. In Abbildung (5.7a) ist die entsprechende Anordnung in ROOT gezeigt. Die Koordinaten der Mittelpunkte der Frontfläche der einzelnen Detektoren und die Eulerwinkel⁵, um die der jeweilige Detektor gedreht ist um tangential auf einer Kugel mit 30 cm Radius um den primären Wechselwirkungspunkt zu liegen, sind Tabelle (A.2) in Anhang A.2.2 zu entnehmen.

Die Doppel-Detektoren können durch ihre lineare Grundform näher zusammen platziert werden als die Tripel-Detektoren. Deshalb werden sie nicht in Ringen, sondern möglichst kompakt zueinander angeordnet. Trotzdem weicht der Winkelbereich, in dem die Detektoren angeordnet sind, mit $120,0^\circ$ bis $159,5^\circ$ nur marginal ab. Auch die Abstände nach innen (4,8 mm) und außen (11,0 mm) ändern sich nur minimal. Die Bilder dieser Anordnung sind in Abbildung (5.6b) für die CAD-Zeichnung und in Abbildung (5.7b) für die entsprechende Anordnung in ROOT zu sehen. Die Koordinaten und Eulerwinkel sind in Tabelle (A.3) in Anhang A.2.2 festgehalten.

⁴Die Angaben beziehen sich auf den Polarwinkel zwischen der, in z-Richtung liegenden, Strahlachse und der in die jeweilige Richtung maximalen Außenkante der Detektoren

⁵Das Geometrie-Paket von ROOT verwendet die z-x'-z''-Konvention der Eulerwinkel

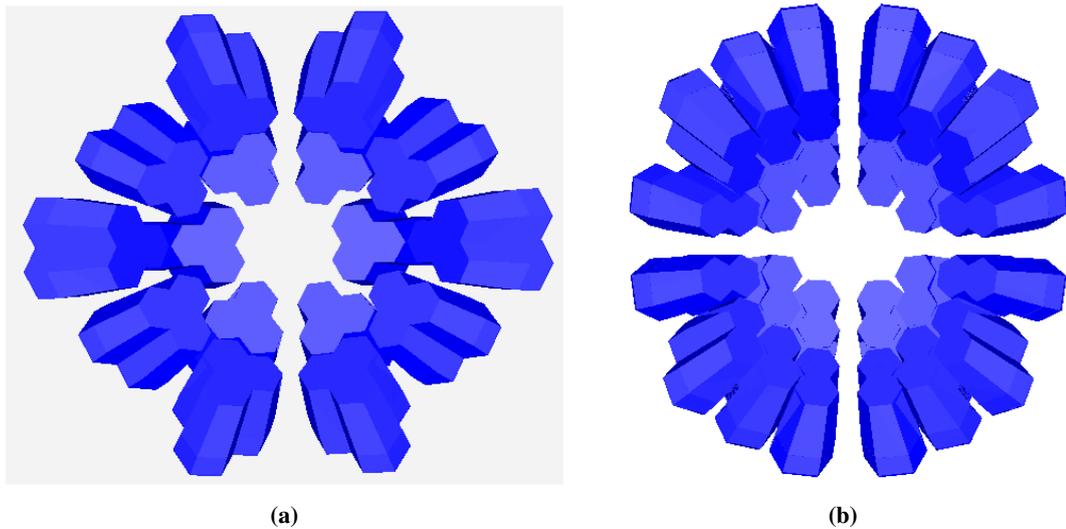


Abbildung (5.7): a) Anordnung der Tripel-Detektoren in ROOT.
b) Anordnung der Doppel-Detektoren in ROOT.

Unabhängig von der Anordnung der Kristalle lässt sich der von ihnen abgedeckte Raumwinkel Ω abschätzen. Dafür gilt

$$\Omega = \frac{n \cdot A}{r^2}$$

mit der Anzahl der Kristalle $n = 48$. A ist die Fläche der Vorderseite eines Kristalls. Diese beträgt $3065,8 \text{ mm}^2$ ⁶. Der Abstand vom Interaktionspunkt zur Kristall-Oberfläche r ist die Summe aus dem Abstand des Interaktionspunkts zur Kryostaten-Oberfläche und dem Abstand von dieser Oberfläche zum Mittelpunkt der Vorderseite eines Kristalls. Daraus folgt ein Wert von $r = 306 \text{ mm}$. Mit diesen Werten ergibt sich

$$\Omega = 1,572 \text{ sr},$$

was einer Abdeckung von 12,5 % der gesamten Kugeloberfläche entspricht.

5.4 Simulation der Geometrien

Ziel der Simulationen ist der Vergleich der beiden erstellten Geometrien hinsichtlich ihrer Effizienz und Energieauflösung. Dazu wird das Simulationspaket PandaRoot [PROOT] benutzt.

⁶Bestimmt aus der mit Autodesk[®] Inventor 2012 gemessene Fläche der Vorderseite einer Kapsel multipliziert mit dem Skalierungsfaktor von 0,947

Im ersten Schritt der Simulation werden nur monoenergetische Photonen am primären Wechselwirkungspunkt benutzt. Der Untergrund, der im realen Experiment später vorliegen wird, wird nicht betrachtet. Ebenso wird das Magnetfeld, in dem sich die Detektoren später befinden werden, nicht berücksichtigt. Um genügend Statistik zu erhalten werden 10^7 Photonen erzeugt⁷, deren Abstrahlung isotrop im Raum erfolgt. Die Simulation wird mit verschiedenen Energien der Photonen durchgeführt:

- 1,332 MeV
- 4 MeV
- 8 MeV
- 1,172 und 1,332 MeV

Die Energien sind so gewählt, dass der erwartete Energiebereich der Doppel- Λ -Hyperkern-Zerfälle nach Abbildung (3.6b) abgedeckt wird. Die Energien der letztgenannten Simulation entsprechen den Energien von ^{60}Co . Damit können Einflüsse durch die Photonen mit 1,172 MeV auf die Effizienz der 1,332 MeV-Linie betrachtet werden, indem mit der Simulation, in der ausschließlich Photonen mit 1,332 MeV erzeugt werden, verglichen wird.

Die Abbildungen (5.8a) und (5.8b) zeigen qualitativ die zweidimensionale Verteilung der Punkte, an denen die Photonen auf die Germanium-Kristalle treffen⁸, für eine Photonenenergie von 1,332 MeV. Diese Verteilung entspricht den Positionen der platzierten Kristalle. Sie hat in dieser Form jedoch noch keine quantitative Aussage. Da sich die entsprechenden Verteilungen für die weiteren Simulationen qualitativ nicht unterscheiden, sind sie nicht gezeigt.

5.4.1 Ergebnisse der Simulationen

Um die Simulationen auszuwerten, muss der Energieverlust in jedem Kristall für ein Ereignis⁹ addiert werden. Dadurch entsteht ein Spektrum des gesamten Energieverlusts. Um eine realistische Detektorantwort zu simulieren, wird zu jedem gemessenen Energieverlust eine gaußförmig verteilte zusätzliche Energie addiert. Die Halbwertsbreite dieser Verteilung liegt bei 2 keV. Diese gaußförmige Verschmierung wird für jeden getroffenen Kristall neu hinzu addiert. Jedoch wird dabei vernachlässigt, dass die Auflösung mit steigender Photonenenergie größer wird. Ebenso wird die Verschlechterung der Auflösung durch Neutronenschäden der Kristalle sowie der Einfluss der Ausleseelektronik nicht berücksichtigt.

Zur Auswertung der erhaltenen γ -Spektren wird der Full-Energy-Peak gaußförmig angepasst. Zusätzlich wird ein Polynom zweiten Grades addiert um den Untergrund, der aus der Summation

⁷Dazu wird ein PndBoxGenerator benutzt

⁸Dafür muss der Energieverlust des Photons im Kristall größer als 0 keV sein

⁹Ein Ereignis entspricht allen Teilchen, die durch ein primäres Photon erzeugt werden und Energie in einem Kristall abgeben

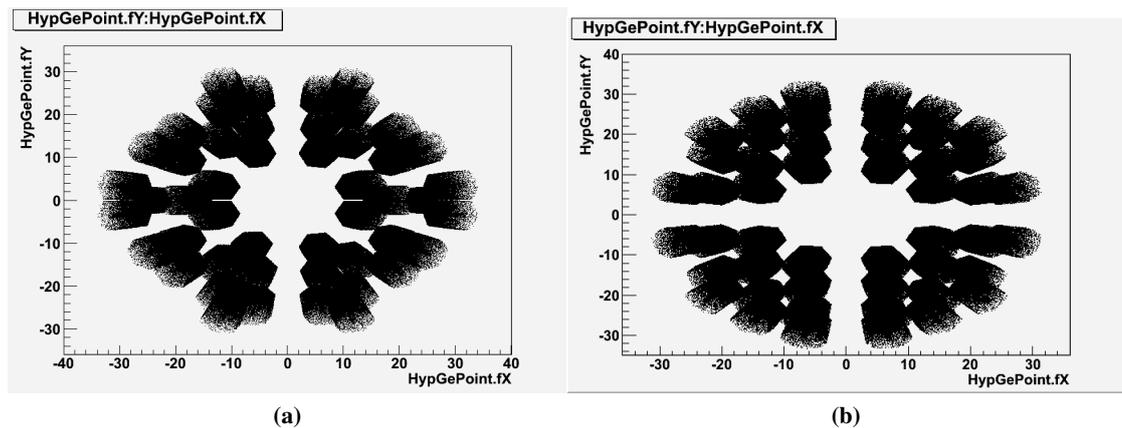


Abbildung (5.8): a) Simulierte Akzeptanz der Kristalle für Tripel-Detektoren bei einer Energie der primären Photonen von 1,332 MeV. Dargestellt ist die Projektion auf die XY-Ebene. Das Bild entspricht der Anordnung der Kristalle
 b) Entsprechende Darstellung für Doppel-Detektoren

von mehreren Compton-Streuungen entsteht, zu berücksichtigen. Die für eine primäre Photonenenergie von 1,332 MeV entstehenden Spektren sind in Abbildung (5.9a) für die Anordnung von Tripel- und in Abbildung (5.9b) für Doppel-Detektoren zu sehen. Die Energieverlust-Spektren der weiteren simulierten Primärenergien befinden sich in Anhang A.2.3.1.

5.4.1.1 Bestimmung der Effizienzen

Zunächst wird die Full-Energy-Effizienz der Detektor-Anordnungen verglichen. Dazu muss die Fläche des Full-Energy-Peaks bestimmt werden. Dies geschieht indem die Einträge der Bins im Bereich von ± 3 Standardabweichungen¹⁰, um den Erwartungswert des Gauß-Fits aufaddiert werden. Dieser Bereich enthält statistisch 99,72 % der Peakfläche. Damit ergeben sich die in Tabelle (5.1) festgehaltenen Werte. Um daraus die Full-Energy-Effizienz zu bestimmen, wird die ermittelte Fläche des Full-Energy-Peak durch die Anzahl der insgesamt emittierten Photonen, also 10^7 Photonen, dividiert. Nach Normierung auf den von den Detektoren abgedeckten Raumwinkel von 12,5 % ergibt sich die Anzahl der primären Photonen, die in den Raumwinkelbereich der Detektoren emittiert worden sind und deren gesamte Energie gemessen wurde. Aus den Daten ist erkennbar, dass bei gleicher Primärenergie die Effizienz der Tripel-Detektoren größer ist. Die Zunahmen liegen im Bereich von $(9,70 \pm 0,27) \%$ bis $(14,27 \pm 0,45) \%$. Der Grund dafür ist, dass im Tripel-Detektor jeweils drei Kristalle in nahezu direktem Kontakt liegen¹¹. Im Doppel-Detektor ist der Abstand zweier Detektoren zueinander zwar geringer, jedoch ist der

¹⁰3 Standardabweichungen entsprechen den in Tabelle (5.5) angegebenen Halbwertsbreiten multipliziert mit einem Faktor $\frac{1,5}{\sqrt{2 \ln(2)}} \approx 1,274$

¹¹Der Platz zwischen zwei Kristallen beträgt durch die Materialdicken etwa 3 mm.

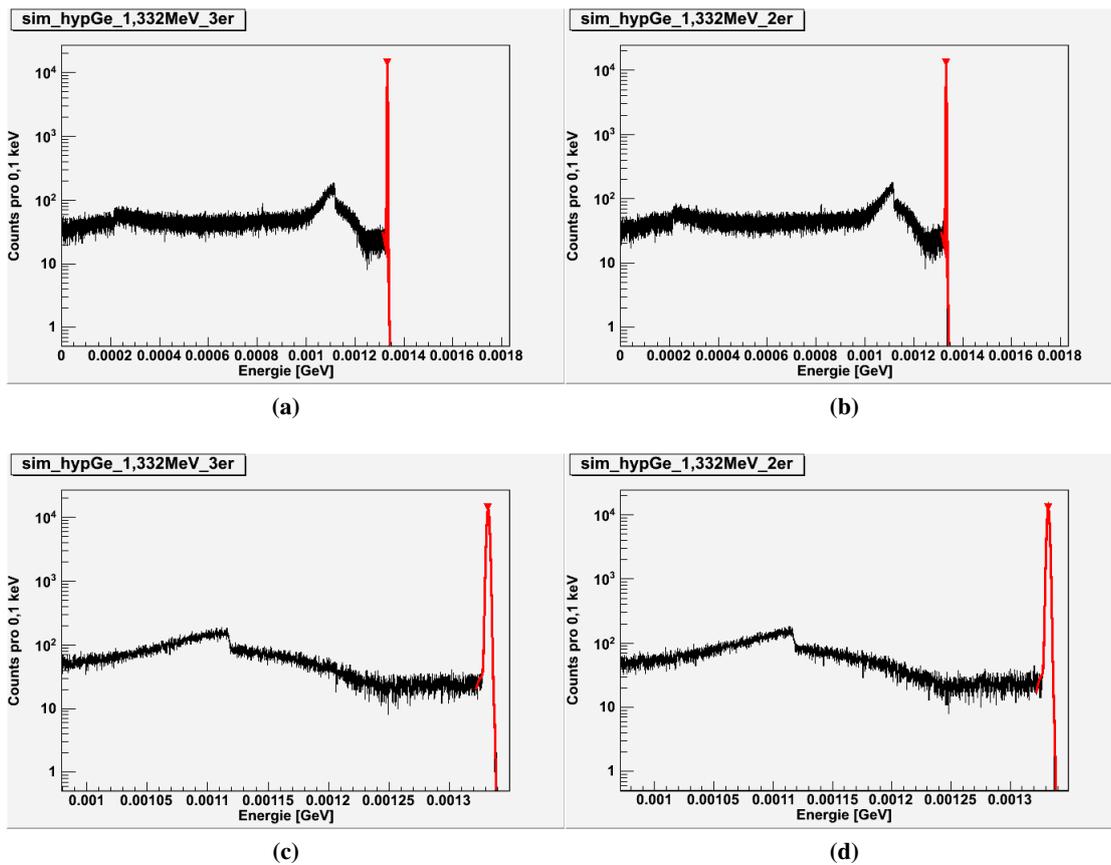


Abbildung (5.9): a) γ -Spektrum für Tripel-Detektoren bei einer Energie der primären Photonen von 1,332 MeV
 b) γ -Spektrum für Doppel-Detektoren bei einer Energie der primären Photonen von 1,332 MeV
 c) Zoom auf den Compton-Bereich und den Full-Energy-Peak des Spektrum des darüberliegenden Spektrums. Aus diesem Bereich werden die Messwerte ermittelt
 d) Zoom auf den Compton-Bereich und den Full-Energy-Peak des Spektrum des darüberliegenden Spektrums. Aus diesem Bereich werden die Messwerte ermittelt. Qualitativ ist kein Unterschied zum Spektrum mit Tripel-Detektor zu erkennen

Winkelbereich in dem sekundäre Photonen, die in einem Kristall durch Compton-Streuung oder Paarbildung produziert und in einem anderen Kristall detektiert werden, kleiner, sodass sich weniger Full-Energy-Ereignisse ergeben. Dies ist besonders für kleine Streuwinkel¹² im Kristall der Fall, bei dem das sekundäre Teilchen, das den Kristall verlässt, nur eine geringe Abweichung

¹²Der Streuwinkel ergibt sich als der Gesamtwinkel der durch alle Wechselwirkungen im Kristall entsteht

von der radialen Bahn des primären Photons hat.

Zusätzlich zeigt sich, dass für höhere Primärenergien die Photopeak-Effizienz sinkt. Der Grund dafür ist die steigende Paarbildungswahrscheinlichkeit bei diesen Energien, die in den Spektren für die Simulationen mit 4 MeV und 8 MeV durch die stark ausgeprägten Single- und Double-Escape-Peaks zu erkennen ist (siehe Bilder in Anhang A.2.3.1). Die unter diesen Peaks enthaltenen Flächen sind in Tabelle (5.2) festgehalten. Daran ist erkennbar, dass für steigende Primärenergie das Verhältnis aus Escape-Ereignisse und Ereignisse, deren ganze Energie detektiert wird, stark ansteigt. Den berechneten Verhältnissen ist zu entnehmen, dass für die Doppel-Detektor-Anordnung das Verhältnis beider Escape-Peaks zum Full-Energy-Peak höher ist als das jeweils entsprechende Verhältnis mit der Anordnung von Tripel-Detektoren. Dies entspricht der im vorherigen Absatz getroffenen Aussage, dass der Raumwinkel, in dem sekundäre Teilchen, zu denen auch die beiden Paarbildungs-Photonen zählen können, durch die enge Anordnung von drei Kristallen, im Tripel-Detektor größer ist.

Für die Messung mit der simulierten ^{60}Co -Quelle ergibt sich ein anderer Effekt. Die Full-Energy-Effizienzen sind kleiner als bei der Simulation der einzelnen 1,332 MeV-Quelle. Der Grund dafür ist, dass die beiden Photonen gleichzeitig emittiert werden. Sind beide im Raumwinkelbereich der Detektoranordnung, addieren sich die jeweils gemessenen Energien auf, sodass im Spektrum Einträge oberhalb von 1,332 MeV entstehen. Diese Einträge fehlen jedoch im Full-Energy-Peak, sodass dessen Fläche und damit die Effizienz sinkt. Jedoch ist auch bei der Messung mit 2 Photonen unterschiedlicher Energie, aus bereits genannten Gründen, die Full-Energy-Effizienz für die Anordnung der Tripel-Detektoren größer.

Ein weiteres Maß für die Effizienz ist die Bestimmung des Peak-to-Compton-Verhältnisses. Dieses ist primär für die 1,332 MeV Linie von ^{60}Co definiert. Für dieses Verhältnis wird die Höhe des Full-Energy-Peaks durch die durchschnittliche Höhe der Compton-Ereignisse zwischen 1,040 und 1,096 MeV dividiert. Um auch andere Energien betrachten zu können, müssen die Grenzen des Bereichs, über dem die Compton-Ereignisse gemittelt werden, angepasst werden. Dazu werden die den Energien entsprechenden Winkel aus der Compton-Streuformel (Gleichung (2.1)) bestimmt. Es ergibt sich ein Winkel von $111,49^\circ$ für 1,040 MeV und $141,41^\circ$ für 1,096 MeV. Diese Winkel werden in die Compton-Streuformel für 4 bzw. 8 MeV eingesetzt um die Grenzen des zu mittelnden Bereichs festzulegen. Dadurch ergibt sich ein Bereich von 3,658 bis 3,732 bzw. 7,643 bis 7,723 MeV. Die Höhe des Full-Energy-Peaks wird durch das Maximum der angepassten Gaußkurve bestimmt. Die so gemessenen Werte sind in Tabelle (5.3) und die daraus bestimmten Verhältnisse in Tabelle (5.4) festgehalten.

Wie schon bei den Full-Energy-Peak-Effizienzen ist das Peak-to-Compton-Verhältnis systematisch bei allen simulierten Energien für die Tripel-Detektor-Anordnung höher. Jedoch ist die Zunahme mit Werten zwischen $(4,1 \pm 0,7) \%$ und $(7,6 \pm 0,9) \%$ geringer im Vergleich zu den Zunahmen der Full-Energy-Peak-Effizienzen. Der Grund dafür ist, dass zwar die Peakhöhe ähnlich stark zunimmt wie die Fläche des Full-Energy-Peak¹³, jedoch die durchschnittliche Compton-

¹³Abweichungen sind durch einen Unterschied in der Auflösung bedingt, der im nächsten Abschnitt diskutiert wird

Höhe ebenfalls ansteigt. Da dieser Anstieg geringer ist als der der Höhe des Full-Energy-Peaks, ergibt sich die geringere Zunahme.

Sim. [MeV]	Fläche des Full-Energy-Peak		Full-Energy-Effizienz [%]		F-E-Eff. normiert auf Ω [%]		Zunahme der Effizienz [%]
	Doppel	Tripel	Doppel	Tripel	Doppel	Tripel	
1,332	346465 \pm 589	384805 \pm 620	3,465 \pm 0,006	3,848 \pm 0,006	27,72 \pm 0,05	30,78 \pm 0,05	11,07 \pm 0,26
4	184392 \pm 429	205342 \pm 453	1,844 \pm 0,004	2,053 \pm 0,005	14,75 \pm 0,03	16,43 \pm 0,04	11,36 \pm 0,36
8	121355 \pm 348	138674 \pm 372	1,214 \pm 0,003	1,387 \pm 0,004	9,71 \pm 0,03	11,09 \pm 0,03	14,27 \pm 0,45
⁶⁰ Co	312716 \pm 559	343049 \pm 585	3,127 \pm 0,006	3,430 \pm 0,006	25,02 \pm 0,04	27,44 \pm 0,05	9,70 \pm 0,27

Tabelle (5.1): Fläche der Full-Energy-Peaks in den verschiedenen Simulationen und daraus bestimmte Effizienzen. Die Effizienz nimmt mit steigender Primärenergie ab, ist aber für die Tripel-Detektor Anordnung systematisch höher.

Sim. [MeV]	Fläche des Single-Escape-Peak		Fläche des Double-Escape-Peak		Verhältnis der Flächen von S-E und F-E		Verhältnis der Flächen von D-E und F-E	
	Doppel	Tripel	Doppel	Tripel	Doppel	Tripel	Doppel	Tripel
4	39756 \pm 199	42806 \pm 207	8846 \pm 94	8623 \pm 93	21,6 \pm 0,1	20,8 \pm 0,1	4,8 \pm 0,1	4,2 \pm 0,1
8	71658 \pm 268	76166 \pm 276	15647 \pm 125	15394 \pm 124	59,0 \pm 0,3	54,9 \pm 0,2	12,9 \pm 0,1	11,1 \pm 0,1

Tabelle (5.2): Flächen des Single-Escape- und Double-Escape-Peak für die Simulationen mit 4 und 8 MeV. Den Daten ist zu entnehmen, dass die Wahrscheinlichkeit für einen Escape-Peak mit steigender Energie des einlaufenden Photons größer wird.

Simulation	Maximalwert des Full-Energy-Peaks		mittlere Compton-Höhe	
	Doppel	Tripel	Doppel	Tripel
1,332 MeV	12379,2 \pm 31,7	13587,6 \pm 32,6	97,5 \pm 0,4	102,8 \pm 0,4
4 MeV	4626,4 \pm 15,9	5128,7 \pm 16,7	52,6 \pm 0,3	55,2 \pm 0,3
8 MeV	2394,7 \pm 10,1	2737,1 \pm 10,9	42 \pm 0,2	44,6 \pm 0,2
⁶⁰ Co	11152,5 \pm 29,7	12117,9 \pm 30,8	118,1 \pm 0,5	122,5 \pm 0,5

Tabelle (5.3): Messwerte, die aus den Simulationen zur Bestimmung des Peak-to-Compton-Verhältnisses ermittelt werden

5.4.1.2 Vergleich der Energieauflösung beider Anordnungen

Neben der Effizienz ist die Auflösung des Full-Energy-Peaks ein wichtiges Kriterium für die Wahl der Detektoranordnung. Diese wird aus der Standardabweichung des Gauß-Fits an den Full-Energy-Peak bestimmt. Die daraus erhaltenen Werte sind in Tabelle (5.5) festgehalten. Daraus ergibt sich, dass die Auflösungen für die Doppel- und Tripel-Detektor-Anordnung für gleiche Photonenenergie nahezu gleich sind und nicht durch die weitere Linie bei der Simulation von ⁶⁰Co beeinflusst werden.

Simulation	Peak-to-Compton		$\frac{P\text{-to-C}_{\text{Tripel}}}{P\text{-to-C}_{\text{Doppel}}}$ [%]	$\frac{\text{Peakhöhe}_{\text{Tripel}}}{\text{Peakhöhe}_{\text{Doppel}}}$ [%]	$\frac{\text{Compton}_{\text{Tripel}}}{\text{Compton}_{\text{Doppel}}}$ [%]
	Doppel	Tripel			
1,332 MeV	$127,0 \pm 0,6$	$132,2 \pm 0,6$	$104,1 \pm 0,7$	$109,8 \pm 0,4$	$105,4 \pm 0,6$
4 MeV	$88,0 \pm 0,6$	$92,9 \pm 0,6$	$105,6 \pm 1,0$	$110,9 \pm 0,5$	$104,9 \pm 0,8$
8 MeV	$57,0 \pm 0,4$	$61,4 \pm 0,4$	$107,6 \pm 0,9$	$114,3 \pm 0,7$	$106,2 \pm 0,7$
^{60}Co	$94,4 \pm 0,5$	$98,9 \pm 0,5$	$104,8 \pm 0,7$	$108,7 \pm 0,4$	$103,7 \pm 0,6$

Tabelle (5.4): Aus den Messwerten bestimmte Peak-to-Compton-Verhältnisse. Das Verhältnis nimmt analog zur Full-Energy-Effizienz mit steigender Primärenergie ab. Die systematisch höheren Werte der Tripel-Detektor Anordnung sind wieder erkennbar. Da aber auch das Verhältnis der durchschnittlichen Compton-Höhe ansteigt, ist die Zunahme geringer

Simulation	Auflösung [keV]		Verschlechterung der Auflösung [%]
	Doppel	Tripel	
1,332 MeV	$2,63 \pm 0,01$	$2,66 \pm 0,01$	$1,14 \pm 0,54$
4 MeV	$3,74 \pm 0,01$	$3,76 \pm 0,01$	$0,53 \pm 0,38$
8 MeV	$4,75 \pm 0,01$	$4,75 \pm 0,01$	$0,00 \pm 0,30$
^{60}Co	$2,62 \pm 0,01$	$2,66 \pm 0,01$	$1,53 \pm 0,54$

Tabelle (5.5): In den Simulationen erzielte Auflösungen. Die Auflösungen der beiden Anordnungen unterscheiden sich nur marginal

Jedoch verschlechtert sich die Auflösung für größere Energien des einlaufenden Photons. Der Grund dafür ist, dass für höhere Photonenenergien die mittlere Multiplizität der Wechselwirkungen, die benötigt wird um die Energie des primären Photons komplett zu absorbieren, höher ist. Dementsprechend ist die Wahrscheinlichkeit, dass ein sekundäres Teilchen¹⁴ einen Kristall verlässt, größer. Zusätzlich kann die Energie der sekundären Teilchen höher sein, wodurch sich die Wahrscheinlichkeit einen Kristall zu verlassen weiter erhöht.

Verlässt ein sekundäres Teilchen einen Kristall und trifft auf einen weiteren, so können durch die Wechselwirkung in diesem Kristall, wenn nicht die gesamte Energie des Teilchens vom Kristall aufgenommen wird, weitere Sekundärteilchen entstehen.

Für ein Full-Energy-Ereignis ist es nötig, dass jedes entstehende Teilchen in einem Kristall detektiert wird. Nach dem gerade Beschriebenen sind dafür bei höheren Primärenergien mehr Schritte als für niedrigere Energien nötig. Dies ist in Abbildung (5.10a) und (5.10b) für die beiden Anordnungen gut erkennbar. Um den Mittelwert der Multiplizität der getroffenen Kristalle zu bestimmen, wird eine Gauß-Verteilung angepasst¹⁵. Die daraus erhaltenen Daten sind in Tabelle (5.6) festgehalten.

¹⁴Das sekundäre Teilchen kann das Compton-gestreute Photon selbst oder eines der bei der Paarbildung und darauf folgenden Annihilation entstehenden Teilchen sein

¹⁵Eine Poisson-Verteilung lieferte identische Werte

Auffällig ist, dass die Multiplizität der getroffenen Kristalle und die ermittelte Auflösung sich

Simulation	Erwartungswert der Multiplizität	
	Doppel	Tripel
1,332 MeV	$1,683 \pm 0,002$	$1,709 \pm 0,002$
4 MeV	$3,057 \pm 0,007$	$3,107 \pm 0,007$
8 MeV	$5,508 \pm 0,006$	$5,602 \pm 0,006$

Tabelle (5.6): Erwartungswerte der Multiplizität. Die Werte steigen für größer werdende Primärenergie. ^{60}Co entspricht den Werten der Simulation von 1,332 und ist deshalb nicht aufgeführt

für steigende Photonenenergien ähnlich verhalten. Der Grund dafür ist, dass mit jedem getroffenen Kristall dessen Auflösung von 2 keV^{16} das Messsignal beeinflusst. Werden mehrere Kristalle in diesem Full-Energy-Ereignis getroffen, addieren sich diese statistischen Effekte. Das Ergebnis davon ist wieder gaußförmig, jedoch mit größerer Halbwertsbreite und somit schlechterer Auflösung.

Der Vergleich der Anordnungen untereinander ergibt, dass, aufgrund der besseren Winkelabdeckung für Sekundärteilchen, die Multiplizität der Ereignisse für die Tripel-Detektor-Anordnung minimal, aber systematisch höher ist. Dies deckt sich mit den marginal schlechteren Werten für die Energieauflösung für den Tripel-Detektor.

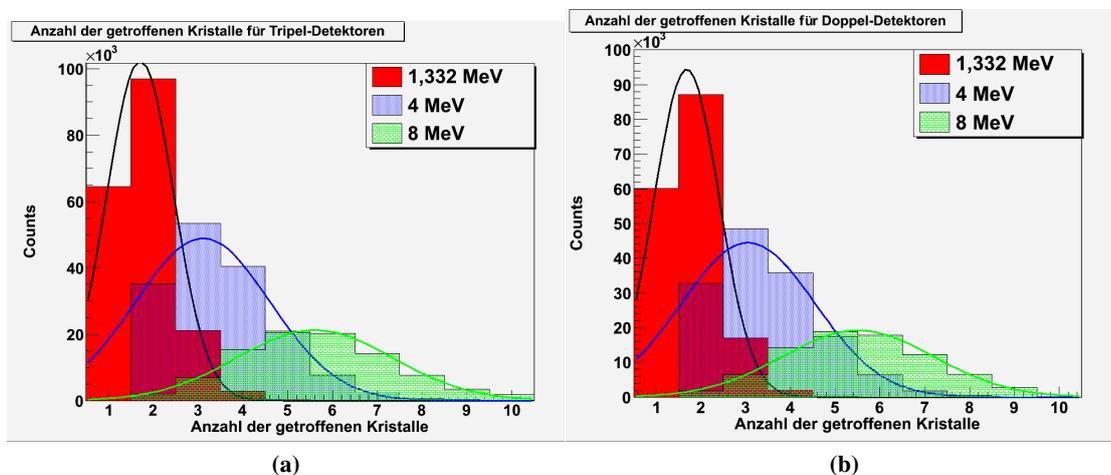


Abbildung (5.10): a) Multiplizität der getroffenen Kristalle (Hits) in der Tripel-Detektor-Anordnung. Die einzelnen Histogramme wurden gaußförmig angepasst
b) Entsprechende Darstellung für die Doppel-Detektor-Anordnung

¹⁶gaußförmige Verteilung mit einer Halbwertsbreite von 2 keV

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde der Einfluss des X-CoolerTM II auf einen Germanium-Detektor getestet. Dabei ergaben sich keine Einflüsse auf die Effizienz des Detektors für Energien zwischen 120 und 1400 keV. Die Energieauflösung in diesem Energiebereich verschlechterte sich jedoch im Schnitt um $(6,5 \pm 0,5) \%$ bedingt durch die höhere Temperatur des Detektors. Der Wert der Auflösung lag jedoch weiterhin unterhalb des angegebenen Referenzwertes von 2,05 keV bei einer Energie von 1,332 MeV. Der Unterschied in der Auflösung scheint für das PANDA-Hyperkern-Experiment jedoch vernachlässigbar zu sein, da die Auflösung der Detektoren im laufenden Experiment durch Gitterschäden, verursacht durch unvermeidliche Neutronenbestrahlung, stärker sinken wird.

Zusätzlich wurden mögliche Anordnungen für die Germanium-Detektoren erstellt und simuliert. Dabei musste auf die beschränkten Platzbedingungen innerhalb des PANDA-Spektrometers geachtet werden. Es wurden zwei Anordnungen entworfen, die sich dadurch unterscheiden, dass die Anzahl der Kristalle pro Kryostat entweder zwei (Doppel-Detektoren) oder drei (Tripel-Detektoren) beträgt. Die Simulation hat gezeigt, dass die Anordnung von Tripel-Detektoren in ihrer Effizienz der Anordnung von Doppel-Detektor bei gleicher Kristallanzahl um wenige Prozent überlegen ist und in der Energieauflösung vergleichbare Werte erzielt. Jedoch muss noch getestet werden inwiefern die Kühlleistung der elektromechanischen Kühler zu steigern ist, damit mit einem Kühler zwei bzw. drei Kristalle gekühlt werden können.

Für die Zukunft sind Bestrahlungstests eines Kristalls mit Neutronen geplant. Dadurch sollen Erkenntnisse zum Verhalten der EUROBALL-Kristalle nach starker Neutronenbestrahlung gewonnen werden. Dabei wird auch nach möglichen digitalen Pulsform-Analysen-Verfahren gesucht, um Verschlechterungen der gemessene Auflösung offline zu korrigieren.

Für zukünftige Simulationen ist vorgesehen, diese in Richtung einer realistischen Umgebung mit hohem Magnetfeld und Teilchenuntergrund zu erweitern. Außerdem könnte der Zustand der Kristalle, bezüglich ihres Bestrahlungsgrades, in der Simulation berücksichtigt und parametrisiert werden.

Darüberhinaus muss die mechanische Realisierung der Detektor-Anordnung entworfen und getestet werden.

A Anhang

A.1 Bilder der Messungen

A.1.1 Bestimmung der optimalen Zeitkonstante des Hauptverstärkers

A.1.1.1 Messungen mit Doppelpulsen

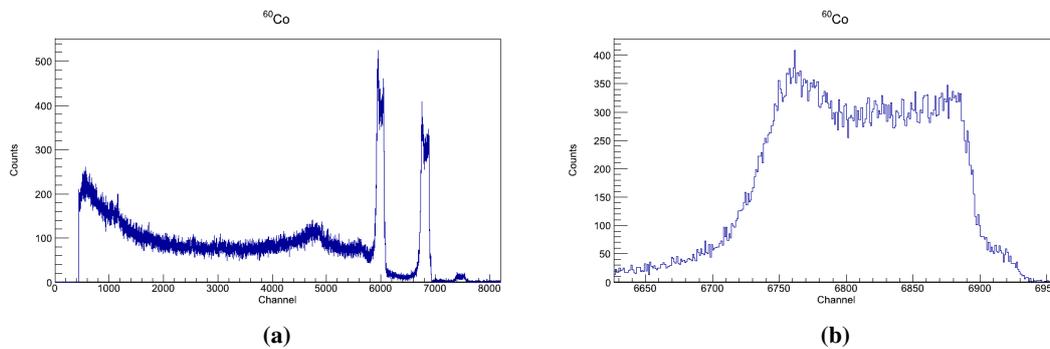


Abbildung (A.1): a) DoppelPeak im Spektrum von ^{60}Co bei einer Zeitkonstante von $0,5 \mu\text{s}$ mit LN_2 -Kühlung
b) Zoom auf den Doppelpeak bei $1,332 \text{ MeV}$ im Spektrum

A.1.1.2 Ausgewertete Messungen zur optimalen Zeitkonstante

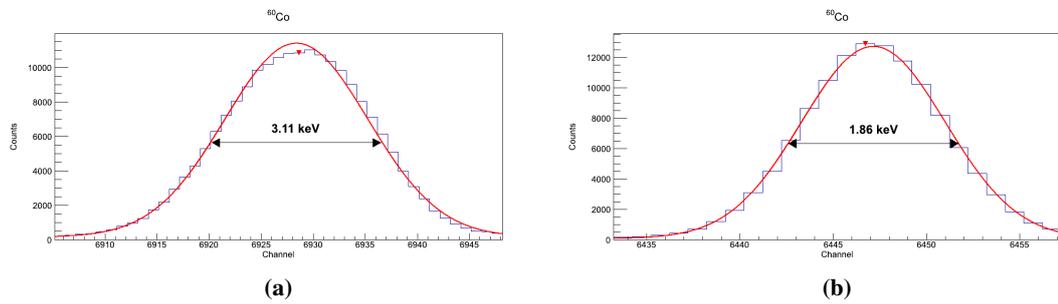


Abbildung (A.2): a) 1,332 MeV-Peak von ^{60}Co mit einer Zeitkonstante von $2 \mu\text{s}$ (gekühlt mit LN_2)
 b) 1,332 MeV-Peak von ^{60}Co mit einer Zeitkonstante von $10 \mu\text{s}$ (gekühlt mit LN_2)

A.1.2 Bestimmung der Auflösung der Elektronik

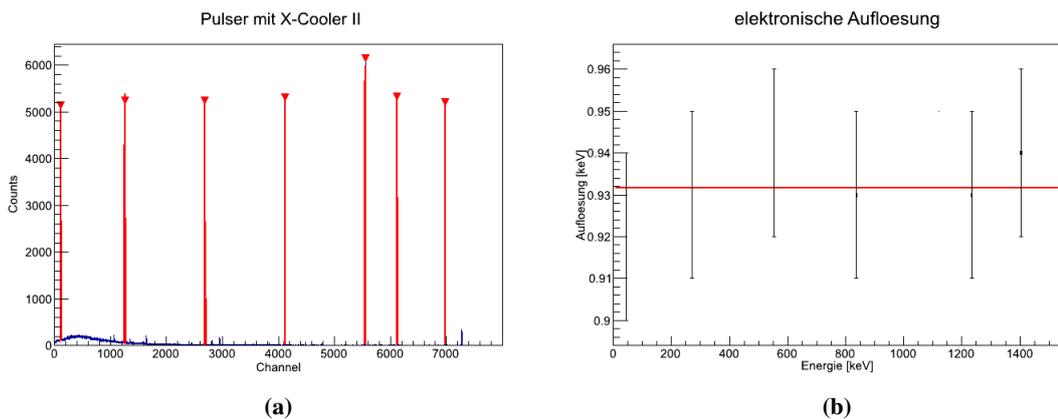


Abbildung (A.3): a) Spektrum mit Pulser an sieben Positionen (X-CoolerTM II)
 b) Geradenfit an die gemessenen Werte der elektronischen Auflösung (X-CoolerTM II)

A.1.3 Vergleich der Energieauflösung

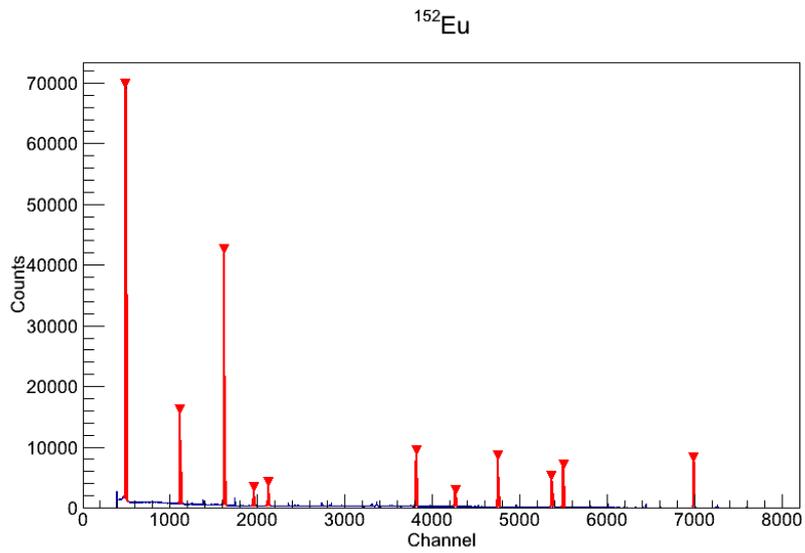


Abbildung (A.4): Spektrum von ^{152}Eu mit LN_2 -Kühler

γ -Energie [keV]	Auflösung [keV]		Zunahme der Auflösung [%]	Fläche des Full-Energy-Peak		Fläche normiert auf 1408,0 keV Linie		Verhältnis zu Literaturwert aus Tabelle (4.2)	
	LN ₂	X-Cooler™ II		LN ₂	X-Cooler™ II	LN ₂	X-Cooler™ II	LN ₂	X-Cooler™ II
121,8	0,99 ± 0,01	1,06 ± 0,01	7,1 ± 1,5	362163 ± 621	447795 ± 693	440,0 ± 1,7	441,6 ± 1,6	3,12 ± 0,09	3,13 ± 0,09
244,7	1,09 ± 0,01	1,15 ± 0,01	5,5 ± 1,3	90785 ± 322	111925 ± 358	110,3 ± 0,5	110,4 ± 0,5	3,01 ± 0,09	3,02 ± 0,09
344,3	1,17 ± 0,01	1,24 ± 0,01	6,0 ± 1,2	260848 ± 521	322975 ± 580	316,9 ± 1,3	318,5 ± 1,2	2,49 ± 0,03	2,50 ± 0,03
411,1	1,20 ± 0,03	1,27 ± 0,03	5,8 ± 3,6	19387 ± 166	24192 ± 180	23,6 ± 0,2	23,9 ± 0,2	2,20 ± 0,03	2,23 ± 0,03
444,0	1,27 ± 0,03	1,31 ± 0,03	3,1 ± 3,4	26290 ± 183	32140 ± 201	31,9 ± 0,2	31,7 ± 0,2	2,13 ± 0,03	2,11 ± 0,03
778,9	1,49 ± 0,02	1,57 ± 0,02	5,4 ± 1,9	73789 ± 285	92871 ± 319	89,6 ± 0,5	91,6 ± 0,4	1,43 ± 0,02	1,46 ± 0,02
867,4	1,53 ± 0,04	1,62 ± 0,04	5,9 ± 3,8	22259 ± 171	27777 ± 191	27,0 ± 0,2	27,4 ± 0,2	1,32 ± 0,02	1,33 ± 0,02
964,0	1,62 ± 0,02	1,69 ± 0,02	4,3 ± 1,8	73425 ± 280	90644 ± 312	89,2 ± 0,5	89,4 ± 0,4	1,27 ± 0,01	1,27 ± 0,01
1085,8	1,63 ± 0,03	1,70 ± 0,03	4,3 ± 2,7	44994 ± 228	55564 ± 254	54,7 ± 0,3	54,8 ± 0,3	1,12 ± 0,01	1,13 ± 0,01
1112,1	1,71 ± 0,03	1,81 ± 0,03	5,8 ± 2,6	62331 ± 258	76803 ± 288	75,7 ± 0,4	75,7 ± 0,4	1,17 ± 0,01	1,17 ± 0,01
1408,0	1,91 ± 0,03	2,01 ± 0,03	5,2 ± 2,3	82311 ± 288	101414 ± 320	100,0 ± 0,5	100,0 ± 0,4	1,00 ± 0,01	1,00 ± 0,01

Tabelle (A.1): Ergebnisse der Messungen mit ^{152}Eu . Aus den Messungen mit beiden Kühlern wurde jeweils die Auflösung und die Fläche unter den γ -Linien bestimmt. Während die Auflösung bei Verwendung des X-Cooler™ II systematisch größer wird, zeigt sich kein Einfluss auf die normierten Flächen. Der Unterschied der absoluten Fläche ist durch eine unterschiedliche Messzeit gegeben

A.2 Anordnung der Detektoren und Simulation

A.2.1 Koordinaten der Detektorgeometrien

Punkt	Außen				Innen				Außen		Innen	
	z = 0 cm		z = 12,95 cm		z = 0,15 cm		z = 12,95 cm		z = 17,95 cm			
	x [cm]	y [cm]	x [cm]	y [cm]	x [cm]	y [cm]	x [cm]	y [cm]	x [cm]	y [cm]	x [cm]	y [cm]
1	-2,007	6,504	-3,059	8,328	-1,920	6,354	-2,973	8,178	-3,262	8,678	-2,973	8,178
2	-3,998	3,020	-5,575	3,928	-3,825	3,021	-5,402	3,929	-5,979	3,926	-5,402	3,929
3	-2,232	0,000	-3,277	0,000	-2,058	0,000	-3,104	0,000	-3,682	0,000	-3,104	0,000
4	-3,998	-3,020	-5,575	-3,928	-3,825	-3,021	-5,402	-3,929	-5,979	-3,926	-5,402	-3,929
5	-2,007	-6,504	-3,059	-8,328	-1,920	-6,354	-2,973	-8,178	-3,262	-8,678	-2,973	-8,178
6	2,007	-6,504	3,059	-8,328	1,920	-6,354	2,973	-8,178	3,262	-8,678	2,973	-8,178
7	3,998	-3,020	5,575	-3,928	3,825	-3,021	5,402	-3,929	5,979	-3,926	5,402	-3,929
8	2,232	0,000	3,277	0,000	2,058	0,000	3,104	0,000	3,682	0,000	3,104	0,000
9	3,998	3,020	5,575	3,928	3,825	3,021	5,402	3,929	5,979	3,926	5,402	3,929
10	2,007	6,504	3,059	8,328	1,920	6,354	2,973	8,178	3,262	8,678	2,973	8,178

Tabelle (A.2): Eckpunkte der Polygone zur Erstellung eines Tripel-Detektors

Punkt	Außen				Innen				Außen		Innen	
	z = 0 cm		z = 12,95 cm		z = 0,15 cm		z = 12,95 cm		z = 17,95 cm			
	x [cm]	y [cm]	x [cm]	y [cm]	x [cm]	y [cm]	x [cm]	y [cm]	x [cm]	y [cm]	x [cm]	y [cm]
1	5,121	-3,991	6,512	-5,163	4,951	-3,961	6,341	-5,133	6,910	-5,233	6,341	-5,133
2	2,544	-7,067	3,257	-9,048	2,485	-6,903	3,198	-8,885	3,394	-9,429	3,198	-8,885
3	-1,403	-6,339	-1,727	-8,129	-1,291	-6,207	-1,615	-7,997	-1,990	-8,436	-1,615	-7,997
4	-2,569	-3,040	-3,244	-3,839	-2,457	-2,908	-3,132	-3,706	-3,506	-4,148	-3,132	-3,706
5	-6,016	-2,470	-7,727	-3,058	-5,905	-2,307	-7,616	-2,925	-7,987	-3,387	-7,616	-2,925
6	-7,392	1,330	-9,464	1,704	-7,221	1,300	-9,293	1,673	-9,862	1,775	-9,293	1,673
7	-4,788	4,384	-6,176	5,560	-4,730	4,221	-6,118	5,397	-6,311	5,941	-6,118	5,397
8	-1,348	3,745	-1,702	4,729	-1,289	3,582	-1,643	4,566	-1,839	5,110	-1,643	4,566
9	0,895	6,430	1,216	8,221	0,955	6,268	1,275	8,058	1,077	8,600	1,275	8,058
10	4,848	5,736	6,207	7,344	4,736	5,604	6,095	7,212	6,469	7,654	6,095	7,212
11	6,191	1,954	7,904	2,569	6,021	1,986	7,733	2,600	8,301	2,495	7,733	2,600
12	3,918	-0,705	4,947	-0,891	3,747	-0,474	4,776	-0,860	5,345	-0,962	4,776	-0,860

Tabelle (A.3): Eckpunkte der Polygone zur Erstellung eines Doppel-Detektors

A.2.2 Koordinaten und Eulerwinkel der Detektoranordnungen

Detektor	x [cm]	y [cm]	z [cm]	Ψ [°]	Θ [°]	Φ [°]
1	7,080	12,575	-81,301	330,62	28,73	-155,57
2	12,842	0,000	-82,112	270,00	25,43	-90
3	7,080	-12,575	-81,301	209,38	28,73	-24,43
4	-7,080	-12,575	-81,301	150,62	28,73	-145,67
5	-12,842	0,000	-82,112	90,00	25,43	-90
6	-7,080	12,575	-81,301	29,38	28,73	-24,43
7	8,421	20,824	-74,8857	337,98	48,50	-337,98
8	17,941	10,796	-76,484	301,04	44,29	-125,99
9	24,317	0,000	-72,569	270,00	54,21	-270
10	17,941	-10,796	-76,484	238,96	44,29	-54,01
11	8,421	-20,824	-74,8857	202,02	48,50	-202,02
12	-8,421	-20,824	-74,8857	157,98	48,50	22,02
13	-17,941	-10,796	-76,484	121,04	44,29	-125,99
14	-24,317	0,000	-72,569	90,00	54,51	90
15	-17,941	10,796	-76,484	58,96	44,29	-54,01
16	-8,421	20,824	-74,8857	22,02	48,50	157,98

Tabelle (A.4): Koordinaten und Eulerwinkel der Anordnungen mit Tripel-Detektoren

Detektor	x [cm]	y [cm]	z [cm]	Ψ [°]	Θ [°]	Φ [°]
1	-5,500	12,853	-81,544	23,17	27,77	-20,43
2	-12,351	8,435	-81,006	55,67	29,90	-50,21
3	-5,500	23,078	-73,362	13,40	52,26	-8,30
4	-12,085	19,644	-74,185	31,60	50,25	-21,67
5	-18,166	14,968	-73,6	50,51	46,35	-35,43
6	-20,978	5,576	-75,708	75,11	46,35	9,44
7	-5,500	-12,853	-81,544	156,83	27,77	200,43
8	-12,351	-8,435	-81,006	124,33	29,90	230,21
9	-5,500	-23,078	-73,362	166,60	52,26	188,30
10	-12,085	-19,644	-74,185	148,40	50,25	201,67
11	-18,166	-14,968	-73,6	129,49	46,35	215,43
12	-20,978	-5,576	-75,708	104,89	46,35	170,56
13	5,500	-12,853	-81,544	203,17	27,77	159,57
14	12,351	-8,435	-81,006	235,67	29,90	129,79
15	5,500	-23,078	-73,362	193,40	52,26	171,70
16	12,085	-19,644	-74,185	211,60	50,25	158,33
17	18,166	-14,968	-73,6	230,51	46,35	144,57
18	20,978	-5,576	-75,708	255,11	46,35	189,44
19	5,500	12,853	-81,544	-23,17	27,77	20,43
20	12,351	8,435	-81,006	-55,67	29,90	50,21
21	5,500	23,078	-73,362	-13,40	52,26	8,30
22	12,085	19,644	-74,185	-31,60	50,25	21,67
23	18,166	14,968	-73,6	-50,51	46,35	35,43
24	20,978	5,576	-75,708	-75,11	46,35	-9,44

Tabelle (A.5): Koordinaten und Eulerwinkel der Anordnungen mit Doppel-Detektoren

A.2.3 Simulationen der Geometrie

A.2.3.1 Spektren der Simulation

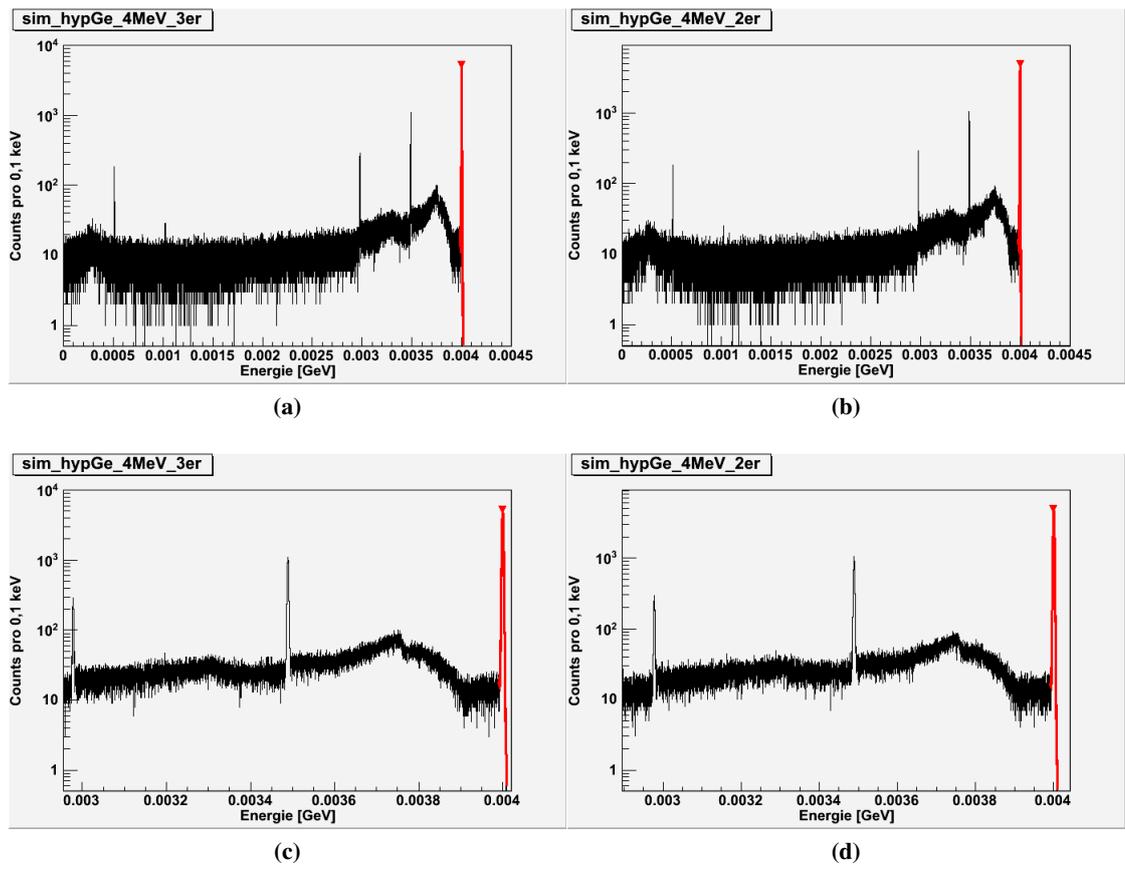


Abbildung (A.5): a) γ -Spektrum für Tripel-Detektoren bei einer Energie der primären γ -Quanten von 4 MeV
 b) γ -Spektrum für Doppel-Detektoren bei einer Energie der primären γ -Quanten von 4 MeV
 c) Zoom auf den Bereich des γ -Spektrums mit Tripel-Detektoren (4 MeV), aus dem die Werte zur Effizienzbestimmung ermittelt werden. Dieser erhält beide Escape-Peaks
 d) Zoom auf den Bereich des γ -Spektrums mit Doppel-Detektoren (4 MeV), aus dem die Werte zur Effizienzbestimmung ermittelt werden. Dieser erhält beide Escape-Peaks

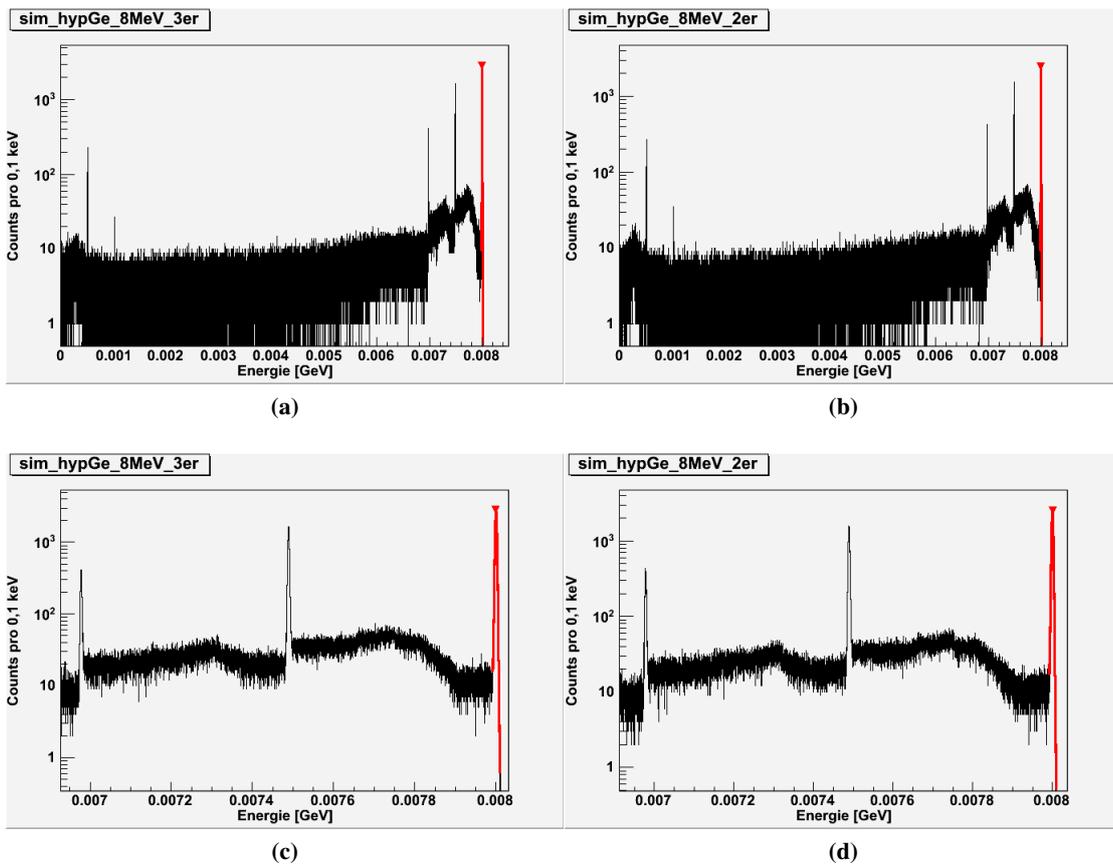


Abbildung (A.6): a) γ -Spektrum für Tripel-Detektoren bei einer Energie der primären γ -Quanten von 8 MeV.
 b) γ -Spektrum für Doppel-Detektoren bei einer Energie der primären γ -Quanten von 8 MeV
 c) Zoom auf den Bereich des γ -Spektrums mit Tripel-Detektoren (8 MeV), aus dem die Werte zur Effizienzbestimmung ermittelt werden. Dieser enthält beide Escape-Peaks
 d) Zoom auf den Bereich des γ -Spektrums mit Doppel-Detektoren (8 MeV), aus dem die Werte zur Effizienzbestimmung ermittelt werden. Dieser enthält beide Escape-Peaks

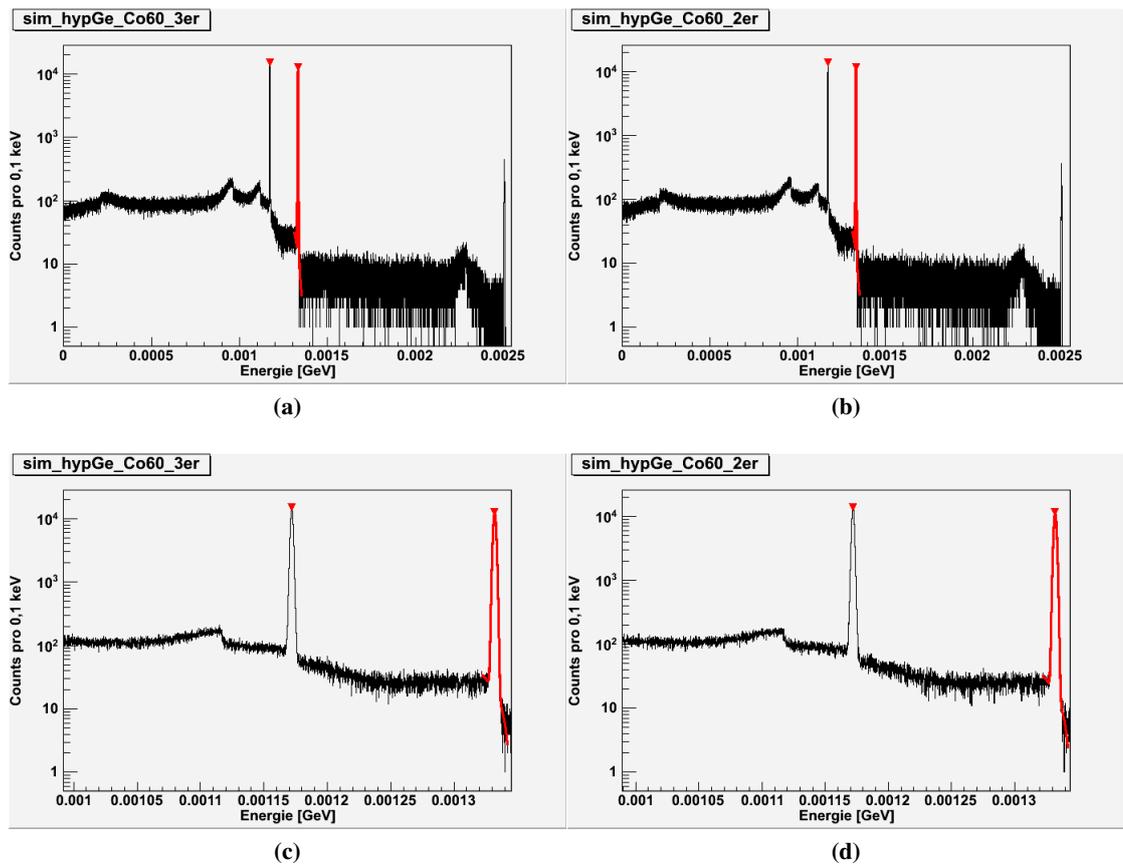


Abbildung (A.7): a) γ -Spektrum für Tripel-Detektoren bei den Energien der primären γ -Quanten, die denen von ^{60}Co entsprechen Auffällig sind dabei die Summereignisse oberhalb von 1,332 MeV, durch die die Fläche des Full-Energy-Peaks kleiner wird
 b) γ -Spektrum für Doppel-Detektoren bei den Energien der primären γ -Quanten, die denen von ^{60}Co entsprechen
 c) Zoom auf den Bereich des γ -Spektrums mit Tripel-Detektoren (^{60}Co), aus dem die Werte zur Effizienzbestimmung ermittelt werden
 d) Zoom auf den Bereich des γ -Spektrums mit Doppel-Detektoren (^{60}Co), aus dem die Werte zur Effizienzbestimmung ermittelt werden

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht über die Baryonen der beiden Multipletts [Povh06]	3
1.2	Nomenklatur von Hyperkernen	4
1.3	Das Nagara-Event[Tak01]	5
1.4	Erweiterte Nuklidkarte[Mer06]	5
2.1	Energieniveaus von typischen Laborquellen [Knoll]	7
2.2	Wirkungsquerschnitt der Wechselwirkung von γ mit Materie[Knoll]	9
2.3	Schema zur Compton-Streuung [Knoll]	11
2.4	a) Compton-Kontinuum, b) Richtung gestreuter Photonen [Knoll]	11
2.5	Spektrum eines „kleinen“ Detektors (a) und „großen“ Detektors (b) [Knoll]	12
2.6	Spektrum eines realen Detektors (a), Umgebungseinflüsse (b) [Knoll]	13
2.7	Vergleich Ge-Detektor und NaI(Tl)-Szintillator [Knoll]	14
2.8	Potential eines Festkörpers (a), Bandlücke (b) [Dem]	16
2.9	Zusammenhang zw. Ladungsträgergeschw. und angelegtem Feld [Knoll]	18
2.10	Dotierung von Halbleitern [Dem]	19
2.11	HPGe-Detektor in planarer Geometrie [Knoll]	22
2.12	Bauformen von coaxialen HPGe-Detektoren	22
2.13	Typischer Aufbau eines HPGe-Detektors mit LN ₂ -Kühler	24
2.14	Schaltskizze eines Germanium-Detektors [Lau]	26
2.15	Rauschquellen (a), Abh. von der Zeitkonstante (b), Pile-Up Event (c) [Knoll]	27
2.16	Pulsform eines coaxialen p-Typ-HPGe-Detektors [Knoll]	28
2.17	Einfluss von Neutronen auf das γ -Spektrum [Knoll]	29
3.1	Übersicht über FAIR [Fair06]	31
3.2	Überblick über den \bar{P} ANDA-Detektor [PPB09]	32
3.3	Schnitt durch \bar{P} ANDA [PTPR05]	34
3.4	Schema der Produktion von Doppel- Λ -Hyperkernen an \bar{P} ANDA [San10]	38
3.5	primäres (a) und sekundäres Target [Iaz11] [Ble10]	39
3.6	Simulierte Vert. von char. Pionen (a) und γ -Spektrum (b) [San10]	40
3.7	Modifikationen am \bar{P} ANDA-Detektor für das Hyperkern-Experiment	41
4.1	Blockschaltbild des Messaufbaus	43
4.2	Verwendeter HPGe-Detektor ORTEC [®] GEM 75205 P	45
4.3	Detektoranordnungen mit LN ₂ -Kühler (a) und X-Cooler [™] II	46
4.4	Energieniveaus von ¹⁵² Eu [KAERI]	49
4.5	Erklärung der Schwankungen der Anstiegszeit des Detektorsignals	50

4.6	Oszilloskop-Bilder mit unterschiedlen Anstiegszeiten	51
4.7	Spektrum von ^{60}Co	52
4.8	Linien von ^{60}Co am Oszilloskop	53
4.9	Doppelpeaks für $1\ \mu\text{s}$ Zeikonstante	54
4.10	Messungen von ^{60}Co mit $3\ \mu\text{s}$ und $6\ \mu\text{s}$	54
4.11	Fit an die Auflösungen mit unterschiedlicher Zeitkonstante	55
4.12	Spektrum des Pulsers (a) und Werte der elektronischen Auflösung (b) (LN_2) . .	56
4.13	Vergleich der Energieauflösungen mit beiden Kühlern	58
4.14	Spektrum von ^{152}Eu mit X-Cooler TM II	59
4.15	Zunahme der Auflösung mit X-Cooler TM II	60
4.16	Effizienzmessungen mit beiden Kühlern	61
4.17	Darstellung der mit ^{152}Eu gemessenen relativen Effizienzen	62
5.1	Skizze eines gekapselten EUROBALL-Kristalle [EURO]	64
5.2	Ansichten des Tripel-Detektors	65
5.3	Ansichten des Doppel-Detektors	66
5.4	Unterteilung einer Detektor-Vorderseite in Vierecke	67
5.5	Ansicht des Tripel- und Doppel-Detektors in ROOT	68
5.6	Anordnung von Tripel- und Doppel-Detektor in Autodesk [®] Inventor	69
5.7	Anordnung von Tripel- und Doppel-Detektor in ROOT	70
5.8	Simulierte Akzeptanzen beider Anordnungen für 1,332 MeV Photonen	72
5.9	Simulierte γ -Spektren für 1,332 MeV	73
5.10	Multiplizität der Hits für beide Anordnungen für unterschiedliche Energien . .	77
A.1	Doppelpeaks für $0,5\ \mu\text{s}$ Zeitkonstante	79
A.2	Messungen von ^{60}Co mit $2\ \mu\text{s}$ und $10\ \mu\text{s}$	80
A.3	Spektrum des Pulsers (a) und Werte der elektr. Auflösung (b) (X-Cooler TM II) .	80
A.4	Spektrum von ^{152}Eu mit LN_2 -Kühler	81
A.5	Simulierte γ -Spektren für 4 MeV	86
A.6	Simulierte γ -Spektren für 8 MeV	87
A.7	Simulierte γ -Spektren für ^{60}Co	88

Tabellenverzeichnis

2.1	Beweglichkeiten	17
4.1	Zur Eichung von ^{60}Co Spektren verwendete Energien [Knoll]	48
4.2	Die elf intensivsten γ -Linien von ^{152}Eu mit ihren relativen Intensitäten [Knoll]	49
4.3	Auflösung in Abhängigkeit von der Zeitkonstante des Hauptverstärkers	55
4.4	Messwerte mit Pulser (LN_2)	56
4.5	Messwerte mit Pulser (X-Cooler TM II)	57
4.6	Gemessene Auflösungen für ^{60}Co	57
4.7	Messwerte zur Effizienzmessung mit ^{60}Co	61
5.1	Flächeninhalte der Full-Energy-Peak	75
5.2	Flächeninhalte der Escape-Peaks	75
5.3	Messwerte zum Peak-to-Compton-Verhältnis	75
5.4	Aus den Messwerten bestimmte Peak-to-Compton-Verhältnisse	76
5.5	In den Simulationen erzielte Auflösungen	76
5.6	Erwartungswerte der Multiplizität	77
A.1	Ergebnisse der Messungen mit ^{152}Eu	82
A.2	Eckpunkte der Polygone zur Erstellung eines Tripel-Detektors	83
A.3	Eckpunkte der Polygone zur Erstellung eines Doppel-Detektors	83
A.4	Koordinaten und Eulerwinkel der Anordnungen mit Tripel-Detektoren	84
A.5	Koordinaten und Eulerwinkel der Anordnungen mit Doppel-Detektoren	85

Literaturverzeichnis

- [Ach06] *P. Achenbach*: Proceedings of HYP2006, Mainz (2006)
- [AGATA] *J. Simpson, J. Nyberg and W. Korten*: AGATA, Technical Design Report (Dezember 2008)
- [Ansi] *ANSI/IEEE Standard 325-1986*: IEEE Test Procedures for Germanium Detectors for Ionizing Radiation (1987)
- [Ble10] *S. Bleser*: Eigenschaften von Silizium-Streifendetektoren in direktem Kontakt mit Absorbermaterialien für das sekundäre Target bei PANDA; Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diplomarbeit (2010)
- [CAEN1] Spezifikationen der CAEN A1832 P Hochspannungskarte:
<http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?parent=20&idmod=171>
- [CAEN2] Spezifikationen des CAEN SY2527 Hochspannungs-Crates:
<http://www.caen.it/csite/CaenProd.jsp?parent=20&idmod=123>
- [Dem] *Wolfgang Demtröder*: Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper; Springer-Verlag, 3. Auflage (2003)
- [EUROB] Homepage der EUROBALL-Kollaboration:
<http://npg.dl.ac.uk/euroball-home/>
- [EURO] Bild entnommen von der Webseite
http://www-linux.gsi.de/~gsgweb/misc/cluster_introduction.html
- [Fair06] *H. H. Gutbrod et al.*: FAIR Baseline Technical Report, Executive Summary (September 2006)
- [Iaz11] *F. Iazzi*: Bild aus Vortrag; PANDA Coll. Meeting, Hyperkern-Session (September 2011)
- [JPARC06] *K. Aoki et al.*: Proposal for J-PARC 50 GeV Proton Synchrotron: Spectroscopic

Study of Ξ -Hypernucleus, ${}_{\Xi}^{12}\text{Be}$, via the ${}^{12}\text{C}(\text{K}^-; \text{K}^+)$ Reaction; (April 2006)

[KAERI] Online-Nuklidkarte

[http://atom.kaeri.re.kr/cgi-bin/ensdfplot?n=152SM&s=152EU+EC+DECAY+\(9.3116+H\)](http://atom.kaeri.re.kr/cgi-bin/ensdfplot?n=152SM&s=152EU+EC+DECAY+(9.3116+H))

[Kle60] *A.P. Kleemenko*: One Flow Cascade Cycle; Progress in refrigeration science and technology, Volume I Pergamon Press (1960)

[Knoll] *G.F. Knoll*: Radiation detection and Measurements; Wiley-VCH, 4. Auflage (2010)

[Koj] *Ivan Kojouharov*, Private Kommunikation; I.Kojouharov@gsi.de

[Kul01] *P. Kulessa et al.*: The lifetime of the Λ -hyperon bound in hypernuclei produced by p+U collisions (August 2001)

[Lau] Vorlesung: Grundlagen der Messtechnik: Signalverarbeitung mit linearen Systemen (Wintersemester 08/09)

<http://wwwkph.kph.uni-mainz.de/de/lectures/lauth/WS08/?vorlesung=113>

[Mer06] *H.Merkel*: Bild für Hyp2006, Mainz (2006)

<http://wwwa1.kph.uni-mainz.de/Hyp2006/chart3.gif>

[NUK] Lebensdauer von ${}^{60}\text{Co}$ <http://atom.kaeri.re.kr/cgi-bin/nuclide?nuc=Co60>

[ORT] *ORTEC*[®] : How to Choose the Right Photon Detector for Your Application

<http://www.ortec-online.com/download/How-to-Choose-Detector.pdf>

[PDG08] *Particle Data Group*: Particle Physics Booklet (Juli 2008)

[PEMC08] *PANDA Collaboration*: Technical Design Report for: PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC) (Oktober 2008)

[Poc05] *J.Pochodzalla*, Nucl. Phys A 754, 430c (2005)

[Povh06] *Povh, Rith, Scholz, Zetsche*: Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte, Springer-Verlag, 7. Auflage (2006)

- [Povh05] *B. Povh*: Seltsame Kerne, Preisträger-Artikel anlässlich der Stern-Gerlach-Medaille; Physik Journal 08/2005 (2005)
- [PPB09] *PANDA Collaboration*: Physics Performance Report for PANDA (März 2009)
- [PROOT] Webseite von FAIRRoot
<http://fairroot.gsi.de/>
- [PTPR05] *PANDA Collaboration*: Technical Progress Report for PANDA (Februar 2005)
- [Puls] Spezifikationen des Pulsers
<http://www.fastcomtec.com/products/product-lines/pulse-delay-generators/bnc-model-9010.html>
- [RIS] Webseite der RISING Kollaboration
http://www-linux.gsi.de/~wolle/EB_at_GSI/GE_DETECTOR/index.html
- [ROOTGeo] *The ROOT team*: ROOT Users Guide 5.21 (Dezember 2008)
- [San10] *A. Sanchez-Lorente*: Feasibility study of performing high precision γ spectroscopy of double Λ hypernuclei at the PANDA experiment; Institut für Kernphysik, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Dissertation (2010)
- [Tak01] *H. Takahashi et al.*, Phys. rev. Lett. 87, 212501-1 (2001)
- [XMMR] Informationsseite des Herstellers des X-Cooler™ II
<http://www.mmr-tech.com/kleemenko.php>
- [XORT] Spezifikationen von ORTEC® zum X-Cooler™ II
<http://www.ortec-online.com/download/X-COOLER-II.pdf>

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die mich beim Schreiben dieser Diplomarbeit unterstützt haben:

- Ich möchte mich bei Prof. Dr. Josef Pochodzalla bedanken, der mir das Schreiben dieser Diplomarbeit in seiner Forschungsgruppe und innerhalb der PANDA-Kollaboration ermöglichte und für Fragen und Anregungen immer da war, wenn er gebraucht wurde.
- Bei Dr. Alicia Sanchez-Lorente möchte ich mich für die Geduld bei all meinen Fragen und die zur Beantwortung geopfert Zeit bedanken. Außerdem wäre ich ohne sie wahrscheinlich an ROOT verzweifelt und hätte so manchen Syntaxfehler nicht gefunden.
- Von Ivan Kojouharov habe ich viel über den Umgang mit Germanium-Detektoren und deren Funktionsweise gelernt. Bei technischen Fragen hatte er immer ein offenes Ohr. Dafür möchte ich mich bei ihm bedanken.
- Ebenso stand auch die Tür von Dr. Werner Lauth für technische Fragen immer offen.
- Bei Sebastian Bleser möchte ich mich für das angenehme und fördernde Klima im Büro bedanken.
- Bedanken möchte ich mich auch bei meiner Familie, ohne die das Studium und damit das Schreiben dieser Diplomarbeit nicht möglich gewesen wäre.
- Zu guter Letzt, möchte ich mich bei allen bedanken, die ich jetzt vergessen habe.