



Aufbau und Simulation eines Comptonstreuexperimentes mit einem Xenon- und einem Germaniumdetektor

DIPLOMARBEIT

von

Melanie Scheibelhut

vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)
der Johannes Gutenberg-Universität Mainz

Dezember 2013

Die vorliegende Arbeit wurde an der
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
unter Anleitung von
Prof. Dr. Uwe Oberlack
in der Zeit von
Dezember 2012 bis Dezember 2013
angefertigt.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	iii
1. Einleitung und Motivation	1
2. Theoretischer Hintergrund	3
2.1. Direkte Detektion von Dunkler Materie	3
2.2. Xenon als Detektionsmedium	6
2.2.1. Szintillation	6
2.2.2. Ionisation	8
2.2.3. Messprinzip einer Zweiphasen-Flüssig-TPC	9
2.3. Wechselwirkung von Strahlung mit Materie	10
2.3.1. Photoelektrischer Effekt	11
2.3.2. Comptonstreuung	12
2.3.3. Paarerzeugung	15
2.3.4. Vergleich und Zusammenhang der drei Effekte	16
2.3.5. Rayleighstreuung	18
2.3.6. γ - Spektrum	19
2.3.7. Neutronenstreuung	21
2.4. Halbleiterdetektoren	21
2.4.1. Intrinsische Halbleiter	22
2.4.2. n-Dotierung	23
2.4.3. p-Dotierung	24
2.4.4. Starke Dotierung	25
2.4.5. p-n-Übergang	25
2.4.6. Teilchendetektion mit Halbleitern	28
2.5. Germanium als Detektionsmedium	29
2.5.1. Hochreines Germanium	29
2.5.2. Bauweisen von Germaniumdetektoren	30
2.5.3. Detektion mit Halbleiterdetektoren	30
2.5.4. Koaxial Detektor	31
2.5.5. Signalanstieg	32
2.5.6. Signalform	33
2.5.7. Energieauflösung	33

3. Versuchsaufbau des Comptonstreuexperimentes	39
3.1. Experimentierstände	40
3.1.1. Kollimator mit Halterung	41
3.1.2. Metrischer Tisch mit Quellenhalterung	43
3.1.3. Profilstangengestell für den Kollimator und den Kryostaten	45
3.1.4. Profilstangengestell für den Germaniumdetektor	47
3.2. MainzTPC	48
3.2.1. Aufbau des Detektors	49
3.3. Germaniumdetektor	51
4. Charakterisierung des Germaniumdetektors	55
4.1. Einstiegstests	56
4.1.1. Test der Kabelverbindungen	56
4.1.2. Linearität der Verstärkerkette	58
4.2. Energiekalibrierung	60
4.3. Energieauflösung	65
4.4. Untergrundbestimmung	67
4.4.1. Untergrundmessung	67
4.4.2. Peakidentifizierung	72
5. Einstiegstests mit Kollimator und Germaniumdetektor	75
5.1. Untergrundmessung mit geschlossenem Kollimator	76
5.2. Messung verschiedener Winkeleinstellungen	78
5.3. Streuexperiment mit einem NaI- Zähler	79
6. Simulationen des Comptonexperimentes	83
6.1. Simulationsinput	83
6.1.1. Geometrie	83
6.1.2. Energieauflösung	87
6.1.3. <i>Geant4</i> -Physikpakete	88
6.2. Simulationsergebnisse	89
6.2.1. Signalbildung	90
6.2.2. Winkelauflösung	93
6.2.3. Räumliche Verteilung der Ereignisse in der TPC	94
6.2.4. Einschränkung des sensitiven Xenonvolumens	96
6.2.5. Vergleich mit den Messergebnissen	99
6.3. Vergleich mit älteren Simulationen	102
6.4. Ergebnisse im Vergleich zum Xürich-Experiment	102
7. Zusammenfassung und Ausblick	105
Danksagung	107
A. Anhang	109
A.1. Technische Zeichnungen zum Versuchsaufbau	109

A.2. Messergebnisse zu Kapitel 4	116
A.2.1. Signalformen zum Test der Kabelverbindungen	116
A.2.2. Energiekalibration und Residuum bei unterschiedlichen Ver- stärkungen	117
A.2.3. Energieauflösung der Photopeaks und der Testpulse	120
A.2.4. Untergrundspektren[?]	121
A.3. Spektren zu Kapitel 5	125
A.3.1. Spektren aus der Messung verschiedener Winkeleinstellungen .	125
A.3.2. Spektren aus der Messung mit dem NaI-Zähler	126
A.4. Simulationsergebnisse	127
A.4.1. Signale für verschiedene Winkeleinstellungen aus der Simulation	127
A.4.2. Vergleich der Simulation mit den Messergebnissen	130
A.4.3. Vergleichsspektren zum Xürich-Experiment	134
Literaturverzeichnis	135

Abkürzungsverzeichnis

A	Massenzahl
AXe	Active Xenon (Aktives Xenon)
APD	Avalanche Photodiode
BNC	Bayonet Nut Connector (koaxialer Steckverbinder)
DM	Dark Matter (Dunkle Materie)
FADC	Flash Analog to Digital Converter
FWHM	Full Width at Half Maximum (Halbwertsbreite)
Geant4	Geometry and Tracking, Software zur Simulation physikalischer Experimente
Ge	Germanium
Ge(Li)	Lithium drifted Germanium (Lithium getriftetes Germanium)
GXe	Gaseous Xenon (Gasförmiges Xenon)
HPGe	High Purity Germanium (Hochreines Germanium)
L_{eff}	relative Szintillationseffizienz
LNGS	Avalanche Photodiode
LUX	Large Underground Xenon Experiment
LXe	Liquid Xenon (flüssiges Xenon)
MCA	Multichannelanalyzer
n^+	Starke n-Dotierung
NaI	Natriumiodid
PEEK	Polyetheretherketon
PMT	Photomultiplier
PTFE	Polytetrafluorethylen (Teflon)
QE	Quanteneffizienz
Q_y	Ionisationseffizienz
TPC	Time Projection Chamber (Zeitprojektionskammer)
WIMP	Weakly Interacting Massive Particle
Z	Ordnungszahl

1. Einleitung und Motivation

In der Astroteilchenphysik gibt es noch viele ungeklärte Fragen, welche es zu ergründen gilt. Heute anerkannt ist die schon 1930 von Fritz Zwicky eingeführte unsichtbare Materie, welche als Dunkle Materie (DM) bezeichnet wird [35]. Sie soll sichtbare Phänomene wie die Bewegungen von Sternen, Galaxien und Galaxienhaufen erklären, welche mit den bereits bekannten Gesetzen der Gravitation nicht begründet werden können.

Eine der wichtigsten Informationsquellen zur Zusammensetzung des Universums ist die kosmische Hintergrundstrahlung, die in verschiedenen Satellitenmissionen gemessen wurde. Die neuesten Ergebnisse vom März 2013 stammen vom Planck-Satelliten [1]. Mit den Messdaten konnte die Zusammensetzung des Universums genauer berechnet werden.

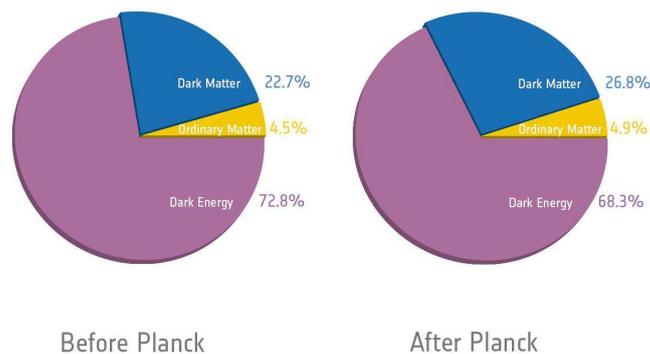


Abbildung 1.0.1.: Zusammensetzung des Universums nach den neuesten Ergebnissen der Satelliten WMAP und PLANCK [32, 1].

Das Universum setzt sich, wie in Abbildung 1.0.1 zu sehen ist, aus 4,9 % sichtbarer Materie, 26,8 % Dunkler Materie und 68,3 % dunkler Energie zusammen. Bisher sind nur die Physik und Eigenschaften des kleinen Anteils sichtbarer Materie bekannt. Über die dunkle Energie wurde bisher nur sehr wenig in Erfahrung gebracht. Die nicht relativistischen Teilchen der Dunklen Materie, die sogenannte kalte Materie, konnte bisher nicht durch Reaktionen mit sichtbarer Materie nachgewiesen werden. Das XENON-Experiment hat sich das Ziel gesetzt, dies zu ändern und einen Hinweis auf sogenannte WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles) zu finden. Die aktuell besten Ausschlusskurven (Abbildung 2.1.3) stammen von Experimenten, die Xenon als Detektormaterial verwenden, wie Large Underground Xenon Experiment (LUX) und bis vor kurzem XENON100. Um die Daten dieser Detektoren auswerten zu können, ist ein gutes Verständnis der Eigenschaften von Xenon als Detektionsme-

dium notwendig. Das dazu benötigte Wissen muss in unabhängigen Experimenten gewonnen werden. Zu diesem Zweck wird in Mainz eine kleinere Detektorversion gebaut, um Streuexperimente durchzuführen.

Diese Arbeit befasst sich mit dem Aufbau und der Simulation eines Comptonstreuexperimentes mit einer neu entworfenen Zeitprojektionskammer (TPC: Time Projection Chamber), der MainzTPC. Mit dem Versuchsaufbau soll zunächst der Elektronenrückstoß untersucht werden, bevor Kernrückstöße mit Messung von Neutronenstreuung durchgeführt werden.

Diese beiden Rückstoßarten möglichst gut und in einem weiten Energiebereich (insbesondere kleine Streuenergien) zu unterscheiden, ist für DM-Experimente extrem wichtig. So wird der γ -Untergrund erkennbar und kann aus den Daten herausgefiltert werden. Dazu ist eine genaue Kenntnis der Eigenschaften von Xenon als Detektormaterial notwendig. Die MainzTPC soll dazu die Szintillations- und die Ionisationsausbeute bei verschiedenen Energien genauer bestimmen. Außerdem soll die MainzTPC dazu verwendet werden die Pulsform des primären Szintillationssignals zu untersuchen und genauer zu verstehen. Die Szintillationspulsform könnte unter Umständen für zukünftige Xenon-basierte DM Experimente als ergänzende Unterscheidungsmethode zwischen Elektronenrückstoß und Kernrückstoß dienen.

Weiterhin wird mit der MainzTPC die Unterdrückung des primären Szintillationslichts durch das elektrische Driftfeld untersucht werden.

Der theoretische Hintergrund wird in Kapitel 2 erläutert, dort findet sich außerdem die für das Comptonstreuexperiment benötigte Theorie.

In Kapitel 3 wird der mechanische Aufbau des Streuexperimentes ausführlich beschrieben. Der Versuchsaufbau besteht aus einer radioaktiven γ -Quelle, der MainzTPC als Streutarget und einem Germaniumdetektor zur Messung der gestreuten Photonen.

In Kapitel 4 werden die Tests mit dem verwendeten Germaniumdetektor erläutert. Dazu werden Energiekalibrationen und Bestimmungen der Energieauflösung, sowie Messungen des radioaktiven Untergrundes aus kosmischer Strahlung und Detektorumgebung vorgenommen. Die Untergrundpeaks werden anschließend identifiziert.

Weiter geht es mit Einstiegstests des gesamten bisher fertiggestellten Versuchsaufbaus in Kapitel 5. Hier wird zusätzlich ein Streuversuch an einem NaI-Kristall anstelle der geplanten MainzTPC durchgeführt. Der NaI-Kristall liegt in Form eines NaI-Zählers vor.

Im folgenden Kapitel 6 werden Simulationen mit dem kompletten Versuchsaufbau inklusive MainzTPC durchgeführt. Sie werden mit vorausgegangenen, stark vereinfachten Simulationen und den Ergebnissen aus Kapitel 4 und 5 verglichen. Weiterhin wird ein Vergleich mit dem in Zürich durchgeführten Xüri-Experiment gemacht. Bei diesem Experiment wurde ein vergleichbarer Comptonstreuversuch mit einer ^{137}Cs -Quelle, der XüriTPC und einem NaI-Detektor anstelle des hier verwendeten Ge-Detektors aufgebaut [7].

Abschließend werden die Ergebnisse in Kapitel 7 noch einmal zusammengefasst und zukünftige Vorhaben aufgezeigt.

2. Theoretischer Hintergrund

2.1. Direkte Detektion von Dunkler Materie

Es gibt drei Möglichkeiten für die Suche nach Dunkler Materie, die direkte Suche, die indirekte Suche und die Erzeugung vergleichbarer Ereignisse an Teilchenbeschleunigern. Bei Beschleunigerexperimenten werden durch hochenergetische Stöße bei momentan bis zu ca. 8 TeV am CERN Teilchen erzeugt, mit deren Hilfe nach bislang fehlenden Teilcheninformationen (wie z.B. WIMPs) und vermuteten Teilchensymmetrien gesucht wird. Die indirekte Suche misst Annihilationsprodukte Dunkler Materie aus kosmischer Strahlung. Bei der direkten Suche wird nach Streuungen von WIMPs mit Atomkernen gesucht. Im Folgenden wird speziell auf die direkte Suche mit Xenon eingegangen.

Wechselwirkungen in flüssigem Xenon Hochreine Gase können als Medium für Szintillationsdetektoren eingesetzt werden. Edelgase wie Xenon zeichnen sich sowohl im kondensierten als auch im festen Aggregatzustand als effiziente Szintillatoren aus. Bei Streuungen in flüssigem Xenon, verursacht durch eintreffende Teilchen, werden Szintillationslicht und Elektronen freigesetzt. Die hohe Ordnungszahl von $Z_{Xe} = 54$ bietet viele Atomhüllenelektronen zum Stoß mit Photonen. Es treten verschiedene Streueffekte auf, welche in Abschnitt 2.3 genauer erläutert werden.

Bei der Verwendung von Xenon als Detektionsmedium zum Nachweis von WIMPs sind nur die elastischen Stöße von Xenonkern und WIMP relevant. Alle anderen Wechselwirkungen müssen demnach erkannt und ausgeschlossen werden. Mit der theoretisch erwarteten Ereignisrate für die WIMP-Suche können Rückschlüsse auf den benötigten Detektor erfolgen. Die theoretischen Abhängigkeiten können über die abgeschätzte Rate R und die Rückstoßenergie E_R auf den Targetkern hergeleitet werden. Es folgt die differentielle Ereignisrate für die Wechselwirkung zwischen WIMP und Targetkern in Ereignissen / kg / Tag / keV [10]

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{\rho_0}{m_{Xe}m_{WIMP}} \int_{v_{min}}^{\infty} v f(v) \frac{d\sigma_{WIMP-Xe}}{dE_R}(v, E_R) dv. \quad (2.1.1)$$

Dabei ist ρ_0 die lokale WIMP-Dichte, m_{Xe} die Masse des Xenonkerns, m_{WIMP} die WIMP-Masse, v die Geschwindigkeit und $f(v)$ die Geschwindigkeitsverteilung der WIMPs und $\frac{d\sigma_{WIMP-Xe}}{dE_R}(v, E_R)$ der differentielle Wirkungsquerschnitt des Stoßes zwischen WIMP und Xenonkern. Diese Größe ist bislang noch unbekannt und es lässt sich nur eine obere Schranke mit den bisherigen Messungen angeben.

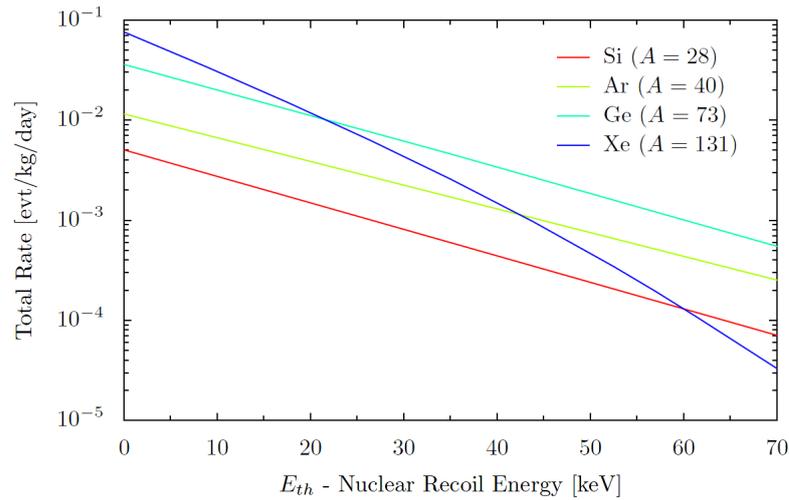


Abbildung 2.1.1.: Berechnete WIMP-Streureate als Funktion der Rückstoßenergie für die Elemente Si, Ar, Ge und Xe [3].

Die Abhängigkeit der Ereignisrate der spinunabhängigen WIMP-Streuung für eine WIMP-Masse von $100 \text{ GeV}/c^2$ an Atomkernen und für einen Wirkungsquerschnitt von 10^{-43} cm^2 der Energie, ist in Abbildung 2.1.1 für verschiedene Elemente zu sehen. Wie an der blauen Xenon-Kurve zu erkennen, fällt die Ereignisrate für hohe Rückstoßenergien aufgrund des Formfaktors, welcher im Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_{\text{WIMP-Xe}}}{dE_R}(v, E_R)$ steckt, schneller ab als bei den leichteren Elementen. Xenon hat im Bereich niedriger Rückstoßenergien eine hohe Rate. Daher ist die Suche nach WIMPs für ein gutes Ergebnis mit einem Xenondetektor im Bereich von $\sim 10 \text{ keV}$ besser als für Detektoren mit anderen Elementen.

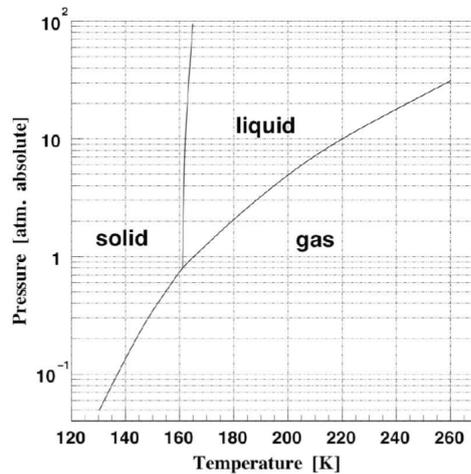


Abbildung 2.1.2.: Phasendiagramm von Xenon [?].

Da Xenon ein Edelgas ist, ermöglicht es einen nahezu ungehinderten Elektronendrift, welcher im Experiment ausgenutzt wird. Wie im Phasendiagramm in Abbildung

2.1.2 zu sehen, wechselt Xenon unter Atmosphärendruck bei etwa -100°C (166 K) in der Nähe des Tripelpunktes von Gasform zu Flüssigkeit. Daher lässt es sich zum Beispiel mit einem PTR (Pulse Tube Refrigerator) oder flüssigem Stickstoff verflüssigen.

Wie bei allen Gasen, ist eine geringe Verunreinigung immer vorhanden. Man verwendet ein möglichst reines Gas mit einer chemischen Reinheit von weniger als 1 ppb O^2 -Äquivalent, bei welchem vor allem radioaktive Substanzen, wie beispielsweise ^{85}Kr , zur Untergrundreduktion herausgefiltert werden.

Bisherige Ergebnisse der WIMP-Suche Mit verschiedenen Experimenten konnten bisher verschiedene Energiebereiche für den Wirkungsquerschnitt einer Reaktion von WIMPs mit Atomkernen ausgeschlossen werden. Bis vor kurzem war das XENON100 Experiment jenes mit der besten Ausschlusskurve, das Large Underground Xenon Experiment (LUX) konnte allerdings mit einer Datennahme von 85,3 Tagen eine bessere Ausschlusskurve erreichen. In Abbildung 2.1.3 sind diese Ergebnisse zusammen mit den bisherigen Ergebnissen anderer Experimente mit zwei theoretisch vermuteten Masse-Wirkungsquerschnitt-Regionen der WIMPs dargestellt.

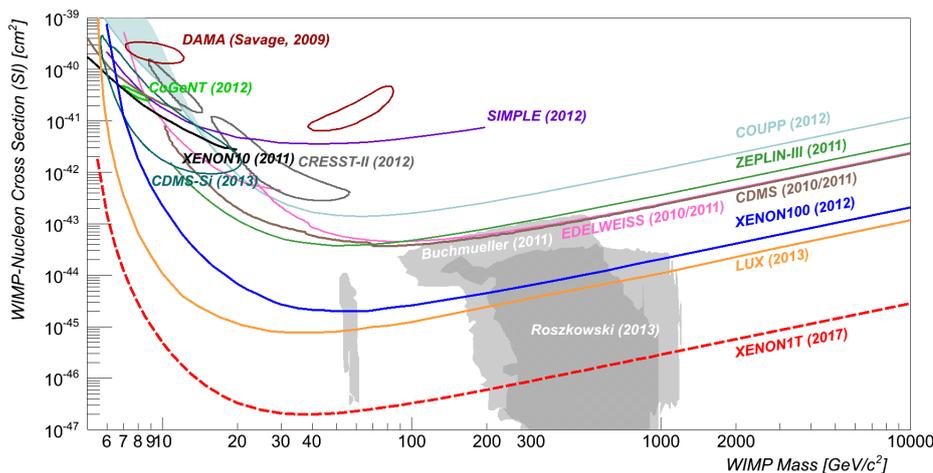


Abbildung 2.1.3.: Ausschlusskurven verschiedener Experimente der Energiebereiche für den Wirkungsquerschnitt von WIMP-Stößen mit Atomkernen [19, 29].

Die Versuchsaufbauten der XENON-Kollaboration befinden sich am Laboratori Nazionale del Gran Sasso (LNGS) unterhalb des Gran Sasso Massivs in Italien, wo ein großer Anteil der ungewünschten kosmischen Strahlung vom Gestein abgeschirmt wird. Das erste Experiment war XENON10 [5], zurzeit werden weitere Daten von XENON100 [6] genommen. Das nächst größere Experiment XENON1T befindet sich bereits im Aufbau. Bei den verwendeten Xenondetektoren handelt es sich um zylinderförmige Zwei-Phasen-TPCs, befüllt mit hochreinem Xenon. Das Messprinzip und die Erklärung, wie die Rekonstruktion der Wechselwirkungspunkte der Signale im dreidimensionalen Raum erfolgt, befindet sich in Abschnitt 2.2.

Die Messung von kleinen Wirkungsquerschnitten führt zu kleinen Ereignisraten, wodurch eine gute Untergrunddiskriminierung notwendig ist. Diese kann allerdings nur in kleinen Experimenten wie der MainzTPC genauer charakterisiert werden.

2.2. Xenon als Detektionsmedium

Bei der Verwendung von Xenon als Detektionsmedium werden durch eintreffende Teilchen elastische Stöße vollzogen. Die dabei freigesetzte Energie fließt in drei Kanäle, die Anregung von Xenonatomen, woraus direktes Szintillationslicht entsteht, die Ionisation von Xenonatomen, wodurch Ladung erzeugt wird und Die Wärme, welche in flüssigem Xenon nicht messbar ist.

Es folgt die Szintillation angeregter Teilchen durch das Xenon, welche zur Signalbildung beitragen. Der Reaktionsverlauf bei der Primärionisation ist in Abbildung 2.2.1 dargestellt. Die verschiedenen Reaktionsprozesse, Ionisation und Szintillation werden in den folgenden Unterabschnitten erläutert.

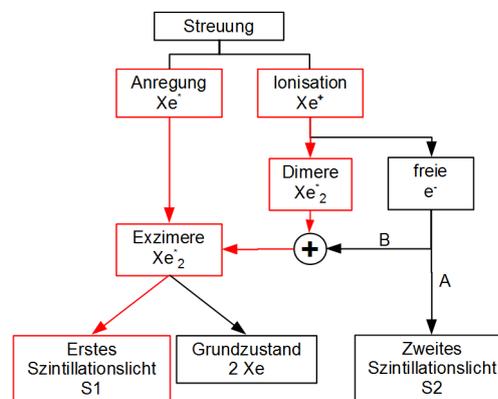


Abbildung 2.2.1.: Reaktionsverlauf bei der Primärionisation im Xenondetektor.

2.2.1. Szintillation

Zur Szintillation trägt der in Abbildung 2.2.1 in rot dargestellte Bereich bei. Sowohl die Anregung als auch ein Teil der Ionisation erzeugen Szintillationslicht.

Bei einer Wechselwirkung von einem Photon mit einem Xenonatom kann es entweder zur Anregung (Exzitonen Xe^*) und daraus zum sogenannten S1-Signal oder zur Ionisation (Xe^+) und dem daraus folgenden S2-Signal des Atoms kommen. Die Folgeprozesse führen zu Szintillations- und Ionisationssignalen, die detektiert werden können.

Angeregte Atome können sich mit einem Xe-Atom im Grundzustand verbinden und es entstehen sogenannte Exzimere (Xe_2^*)



Verbinden sich die ionisierten Atome mit einem Xe-Atom im Grundzustand, so entstehen sogenannte Dimere (Xe_2^+)



Diese Prozesse laufen innerhalb von Picosekunden ab [27].

Ein Teil der Dimere rekombiniert mit den bei der Ionisation freigesetzten Elektronen und wird zu Exzimeren und nicht messbarer Wärmeenergie reduziert



Alle entstandenen Exzimeren zerfallen unter Aussendung von Vakuum-Ultraviolett-Strahlung mit einer Wellenlänge von 178 nm zurück in den Grundzustand:



Da das Energieniveau der Exzimeren von ca. 7 eV mit keinem der Energieniveaus der Xenonatome übereinstimmt, ist Xenon für die Strahlung transparent [24].

Zur Messung der Energie in Xenondetektoren muss das erzeugte Lichtsignal in die Energie umgerechnet werden. Dies geschieht über die relative Szintillationseffizienz \mathcal{L}_{eff} .

Sie gibt das Verhältnis der Szintillationsausbeute von Kernrückstößen zu Elektronrückstößen bei einer Absorption von 122 keV Photonen aus einer ^{57}Co -Quelle ohne angelegtes Feld an. In Abbildung 2.2.2 ist die Szintillationseffizienz gegen die Kernrückstoßenergie zu sehen. An den Fehlerbalken sieht man, dass gerade bei niedrigen Energien noch große Unsicherheiten bestehen. In genau diesem Bereich sollen mit der MainzTPC neue Daten mit kleineren Unsicherheiten erhoben werden.

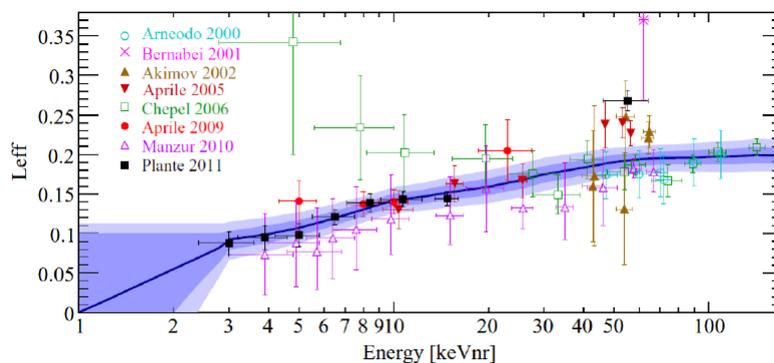
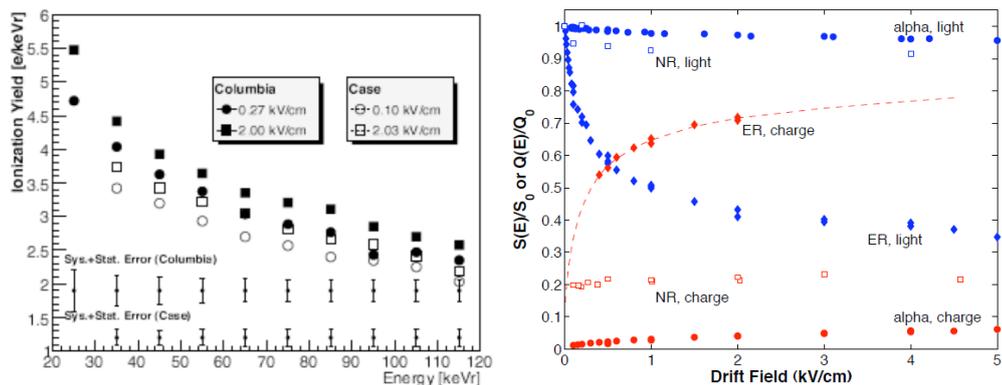


Abbildung 2.2.2.: Szintillationseffizienz in Abhängigkeit von der Kernrückstoßenergie[27].

2.2.2. Ionisation

Bei Teilchenstreuung im flüssigen Xenon wird, wie bereits erwähnt, ein Teil der deponierten Energie zur Ionisation von Xenonatomen verwendet. Die frei werdenden Ladungen, in Form von Elektronen, können in geeigneten Detektoren ebenfalls nachgewiesen werden. Die Zahl der Elektron-Ion-Paare, die pro Einheit deponierter Energie entstehen wird Ionisationseffizienz Q_y genannt. Der Wert von Q_y ist abhängig von der insgesamt deponierten Energie und vom gestreuten Teilchen. Um die Ladung zu messen muss eine Rekombination mit den Xenon-Ionen verhindert werden. Dies geschieht durch ein elektrisches Driftfeld. Durch die verhinderte Rekombination verringert sich die in Kapitel 2.2.1 erläuterte prompte Szintillation der Reaktion aus Gleichung 2.2.3. Dieser, von der Feldstärke abhängige Effekt wird „Feldquenching“ genannt. In den Zwei-Phasen-Xenon-TPCs (Kapitel 2.2.3) wird das Ladungssignal, welches über Sekundärszintillation gemessen wird, verwendet um den Wechselwirkungspunkt und die Art des wechselwirkenden Teilchens zu bestimmen. Dazu ist das Wissen über die Ionisationseffizienz von Elektronenhüllenstreuung und Kernstreuung sowie die Quenchingfaktoren für verschiedene Feldstärken notwendig. Die MainzTPC soll auch zur Messung dieser Daten genutzt werden. Die durch Ionisation erzeugten Signale, welche zum Beispiel durch sekundäre Szintillation im Xenongas gemessen werden (Gleichung 2.2.3).



(a) Ionisationsausbeute gemessen mit den kleinen Xenondetektoren Columbia und Case .
 (b) Feldabhängigkeit von Szintillations- und Ionisationsausbeute in LXe für 122 keV Elektronrückstöße, 56,5 keVr Kernrückstöße und 5,5 MeV Alpha-Teilchen im Verhältnis zu den Werten ohne Driftfeld .

Abbildung 2.2.3.: Darstellungen zur Ionisations- und Szintillationsausbeute [4].

In Abbildung 2.2.3a wird für zwei kleine Zwei-Phasen-TPCs die Ionisationsausbeute in Abhängigkeit der Energie für verschiedene Feldstärken gezeigt. Abbildung 2.2.3b zeigt die Feldabhängigkeit der Ionisationsausbeute durch das Verhältnis von den Messungen mit und ohne Driftfeld.

2.2.3. Messprinzip einer Zweiphasen-Flüssig-TPC

Die Xenon TPCs sind Zwei-Phasen-Zeitprojektionskammern, in welchen zwei Signale gemessen werden, siehe dazu die Abschnitte 2.2.1 und 2.2.2. Das Xenon hat einen flüssigen Anteil (Liquid Xenon, LXe) im unteren Teil der TPC und einen gasförmigen Anteil (Gaseous Xenon, GXe) im oberen Teil. Wird ein Teilchen im LXe gestreut, so entstehen, wie in Abbildung 2.2.1 beschrieben, Szintillationslicht und freie Elektronen. Das durch den Kernrückstoß erzeugte Szintillationslicht S1 wird hauptsächlich im unteren PMT detektiert. Es gibt Aufschluss über die Streuenergie. Die erzeugten Elektronen driften über das elektrische Feld, das zwischen Kathode und Anode angelegt ist, nach oben in Richtung Anode. Das elektrische Feld verhindert einen Teil der Rekombinationen der Elektronen mit dem Xenon, da sie entlang der Feldlinien weg driften. Allerdings entsteht durch das angelegte Feld weniger Szintillationslicht. Bevor die Elektronen die Anode erreichen können, passieren sie das Gate, wodurch sie in ein stärkeres elektrisches

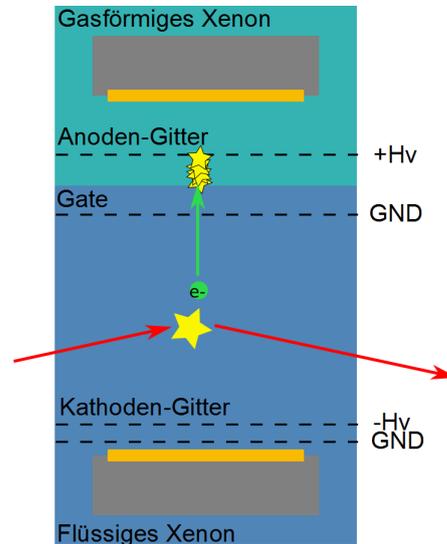


Abbildung 2.2.4.: Darstellung der Signalbildung in der Mainz TPC [8].

feld, angelegt zwischen Gate und Anode, geraten. Zwischen den beiden Gittern erfolgt eine Extraktion von näherungsweise 100% der Elektronen in die Gasphase. Aufgrund der Änderung der Dielektrizitätskonstante und die daraus folgende Verstärkung des elektrischen Feldes erhalten die Elektronen eine stärkere Beschleunigung und regen das GXe zur Szintillation an. Das S2-Signal ist proportional zur Driftelektronenanzahl und wird vorwiegend vom oberen PMT gemessen. Die Rekonstruktion der Ortsauflösung in x-y-Richtung erfolgt über PMTs oder APDs (Avalanche Photodioden) im oberen Teil der TPC wie in Abbildung 2.2.5 für APDs dargestellt.

Die zwei Signale S1 und S2 ermöglichen eine Rekonstruktion der z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes. Wie Abbildung 2.2.6 zu entnehmen ist, wird das S1-Signal vor dem S2-Signal detektiert und ist kleiner. Aus dem zeitlichen Abstand der beiden Signale kann die von der elektrischen Feldstärke abhängige Driftzeit der Elektronen mit Hilfe der bekannten Driftgeschwindigkeit der Elektronen die z-Koordinate

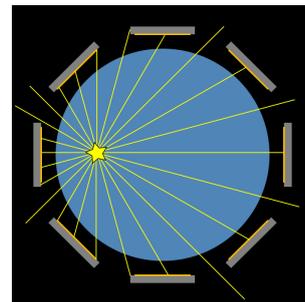


Abbildung 2.2.5.: x-y-Auslese mit 8 APDs [8].

ermittelt werden. Aus der relativen Größe beider Signale (S_2/S_1) können Informationen über den Streuprozess gewonnen werden, siehe Abbildung 2.2.6. Ist dieses Verhältnis relativ klein, so handelt es sich wahrscheinlich um einen Kernrückstoß eines schweren neutralen Teilchens, wie beispielsweise eines Neutrons oder WIMPs. Ist das Verhältnis hingegen groß, so handelt es sich eher um einen Elektronenrückstoß eines elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchens wie eines Photons oder Elektrons, gestreut an der Elektronenhülle der Xenonatome. Dieser Unterschied kann in den Messdaten identifiziert werden, wodurch Elektronenrückstöße und Kernrückstöße direkt voneinander getrennt werden können. Randeffekte können durch die Definition eines aktiven Volumens herausgefiltert werden, da Ereignisse am Rand des LXe vermehrt auftreten und es dort zusätzlich noch zu Feldinhomogenitäten kommt.

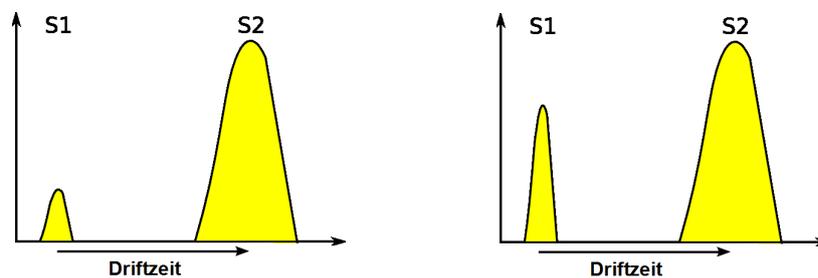


Abbildung 2.2.6.: Peakhöhen von S1- und S2-Signal für den Elektronenrückstoß links und den Kernrückstoß rechts [8].

Alle Ereignisse, die außerhalb dieses Volumens stattfinden, werden nicht berücksichtigt.

2.3. Wechselwirkung von Strahlung mit Materie

In diesem Abschnitt werden die theoretischen Grundlagen bei Wechselwirkungen von Strahlung mit Materie erläutert. Für die später durchgeführten Versuche, sind die Wechselwirkungen mit Photonen besonders wichtig.

Trifft ein Teilchen auf Materie beispielsweise in Form von Festkörpern, Flüssigkeiten oder Gasen, so gibt es einen Teil seiner Energie an das entsprechende Medium ab. Für die Durchführung des Experimentes im Rahmen dieser Arbeit werden nur radioaktive Quellen verwendet, welche vorwiegend γ -Strahlung aussenden. Die möglichen Effekte

hängt vorwiegend von der Energie des eintreffenden γ -Quants ab. Bei niedrigen Energien überwiegt der photoelektrische Effekt, bei mittleren Energien die Comptonstreuung und bei hohen Energien ist die Paarerzeugung bevorzugt. Für ganz niedrige Energieverluste ist die Rayleighstreuung verantwortlich.

2.3.1. Photoelektrischer Effekt

Durchquert ein Photon mit niedriger Energie (bis ca. 300 keV) die Materie, so kann es ein Elektron aus der Atomhülle eines Atoms des Mediums herauslösen. Das Photon wird dabei vollständig absorbiert und sorgt dafür, dass ein Schalelektron, meist aus der innersten Schale der Atomhülle (K-Schale), frei wird. Die K-Schale hat eine typische Bindungsenergie zwischen ein paar keV für Elemente mit kleinem Z (Ordnungszahl) und mehreren 10 keV für Elemente mit größerem Z . (Bindungsenergie von Wasserstoff 13,6 eV)

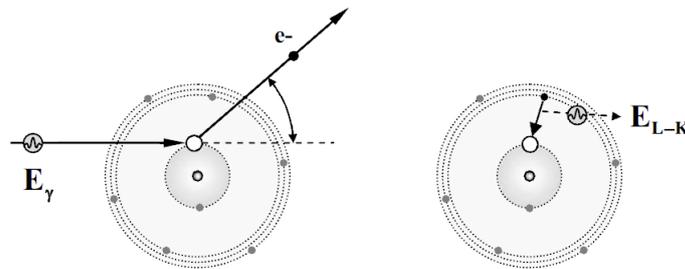


Abbildung 2.3.1.: links: Schematische Darstellung des Photoeffekts an einem Hüllenelektron in der K-Schale, rechts: Das entstandene Loch wird durch ein Elektron einer höheren Schale unter Aussendung eines Photons aufgefüllt [22].

Das freie Photoelektron hat eine Energie von

$$E_{e^-} = h\nu - E_b, \quad (2.3.1)$$

wobei E_b die Bindungsenergie des Photoelektrons in seiner ursprünglichen Atom- schale repräsentiert.

Der freigewordene Platz kann dann auf verschiedene Weisen wieder gefüllt werden. Einerseits ist es möglich, dass ein Elektron aus einer höheren Schale den Platz ein- nimmt

(vergleiche Abbildung 2.3.1), wobei es seine überschüssige Energie in Form von elek- tromagnetischer Strahlung abgibt. Andererseits kann auch ein Elektron aus einem Atom des umgebenden Medium eingefangen werden, wobei ebenfalls Röntgenstrah- lung frei wird. In den meisten Fällen wird die so ausgesandte Strahlung jedoch kurz nach ihrer Entstehung absorbiert. Dies kann zu einem weiteren photoelektrischen Ef- fekt mit geringerer Energie in einer höheren Schale eines Atoms führen. In manchen Fällen kann auch ein Auger-Elektron erzeugt werden. Dazu wird die Anregungs- energie des Atoms auf ein Elektron in einer der äußeren Atom- schalen übertragen, wodurch es das Atom verlässt. Die Energie eines Auger-Elektrons kann dabei zwi- schen der ursprünglichen Anregungsenergie des Atoms und der Bindungsenergie der Schale, aus der das Elektron herausgelöst wurde, variieren. Diese Energien sind je- doch sehr klein, wodurch das Auger- Elektron in den meisten Fällen kurz nach

der Erzeugung absorbiert wird. Die Röntgenstrahlung, welche nicht absorbiert wird, verursacht einen charakteristischen Verlauf im Spektrum.

Der photoelektrische Effekt ermöglicht es einem Photoelektron fast die gesamte Energie des γ -Quants aufzunehmen und zusammen mit einem oder mehreren niederenergetischen Elektronen, abhängig von der ursprünglichen Bindungsenergie des Photoelektrons, zum Detektor zu transportieren. Verlässt keines dieser Teilchen den Detektor, so sollte die Summe der kinetischen Energien gleich der Energie des γ -Quants sein. Verwendet man also monoenergetische γ -Strahlung, wie bei der Verwendung radioaktiver Proben, so bleibt die am Detektor ankommende Energie der Photoelektronen konstant. Im Idealfall entsteht bei der Aufsummierung mehrerer Ereignisse ein Delta- Peak, siehe Abbildung 2.3.2.

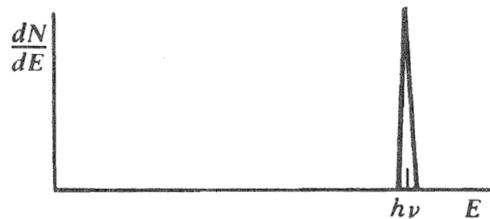


Abbildung 2.3.2.: Position eines Photopeaks bei einer Auftragung der Energie gegen die Anzahl der Ereignisse. [20]

Die Wahrscheinlichkeit, dass zwischen einem eintreffenden γ - Quant und einem Schalenelektron eine Reaktion auftritt, bezeichnet man als Wirkungsquerschnitt. Für den photoelektrischen Effekt findet man folgende Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

$$\sigma_{photo} \propto \frac{Z^5}{h\nu}. \quad (2.3.2)$$

Diese Abhängigkeit bedeutet einen starken Abfall der Absorption für höhere Photonenenergien. Die Detektoreffizienz für den Nachweis von γ - Quanten nimmt demnach mit zunehmender Energie stark ab.

2.3.2. Comptonstreuung

Ein durch Materie fliegendes Photon mit mittlerer Energie (ab ca. 300 keV bis ca. 6,1 MeV) löst bevorzugt ein Elektron aus einem Atom heraus, ohne selbst dabei absorbiert zu werden. Das ankommende Photon stößt elastisch mit dem Elektron zusammen und fliegt unter einem Winkel θ im Bezug zur Einfallsrichtung weiter, vergleiche Abbildung 2.3.3.

Ein Teil seiner Energie wird dabei auf das Elektron übertragen. Diese kann zwischen Null und einem großen Anteil der ursprünglichen Photonenergie variieren. Mit dem

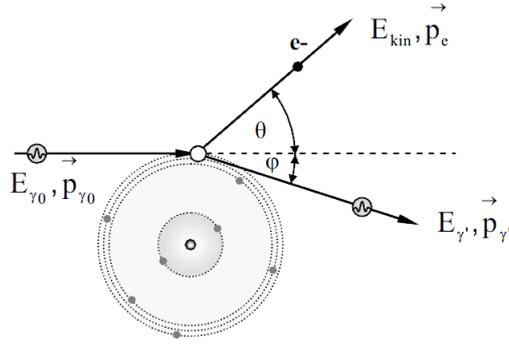


Abbildung 2.3.3.: Schematische Darstellung der Comptonstreuung an einem Hüllenelektron [22].

Modell des elastischen Stoßes kann die Energie des austretenden Photons berechnet werden.

Für die Einfallenergie des Photons kann $E_{\gamma 0} = h\nu$, für die Austrittsenergie $E_{\gamma'} = h\nu'$, für die Ruhemasse des Elektrons E beziehungsweise m_0c^2 von 511 keV und für den Elektronimpuls nach dem Stoß \vec{p} angenommen werden. Der Photonimpuls beträgt $|\vec{p}_\gamma| = \frac{h\nu}{c} = \frac{h}{\lambda}$, die Gesamtenergie und der Gesamtimpuls bleiben hierbei erhalten.

$$\text{Energieerhaltung: } E_{\gamma 0} = E_{\gamma'} + E_{kin} \quad (2.3.3)$$

$$\text{Impulserhaltung: } \hat{n} \frac{E_{\gamma 0}}{c} = \hat{n}' \frac{E_{\gamma'}}{c} + \vec{p}_e \quad (2.3.4)$$

\hat{n} und \hat{n}' entsprechen dabei Einheitsvektoren, die den Winkel θ einschließen, wobei \hat{n} in die Richtung von γ und \hat{n}' in die von γ' zeigt, es gilt die Beziehung

$$\hat{n} \cdot \hat{n}' = \cos \theta. \quad (2.3.5)$$

Quadriert man die Impulserhaltung und stellt nach dem Impuls \vec{p}_e , um so erhält man

$$\hat{n}^2 \frac{E_{\gamma 0}^2}{c^2} - 2\hat{n}\hat{n}' \frac{E_{\gamma 0}E_{\gamma'}}{c^2} + \hat{n}'^2 \frac{E_{\gamma'}^2}{c^2} = \vec{p}_e^2. \quad (2.3.6)$$

Verwendet man den Zusammenhang der Einheitsvektoren so ergibt sich

$$(E_{\gamma 0})^2 - 2E_{\gamma 0}E_{\gamma'} \cos \theta + (E_{\gamma'})^2 = \vec{p}_e^2 c^2. \quad (2.3.7)$$

Mit der relativistischen Form des Energieerhaltungssatzes aus Gleichung 2.3.3, so folgt

$$E_{\gamma 0} E_{\gamma'} (1 - \cos \theta) - m_0 c^2 (E_{\gamma 0} - E_{\gamma'}) = 0. \quad (2.3.8)$$

Dividiert man nun durch $h\nu'\nu$ und m_0c und wendet weiterhin die Umformung für den Photonimpuls an, so erhält man die Wellenlängenänderung des Photons durch den Stoßprozess.

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0c} (1 - \cos \theta) \quad (2.3.9)$$

Hierbei ist $\lambda_C = \frac{h}{m_0c} = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ m}$ die Compton-Wellenlänge des Elektrons. Für die kinetische Energie des gestreuten Elektrons erhält man somit

$$E_{kin-} = E_{\gamma 0} - E_{\gamma'} = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\frac{h\nu}{m_0c^2} (1 - \cos \theta)}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (2.3.10)$$

Die Energie des austretenden Photons ist demnach gegeben durch

$$E_{\gamma'} = h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (2.3.11)$$

Die Größe der Winkel, in welchem das Photon gestreut wird, kann zwischen 0° und 180° variieren. Bei kleinen Winkeln wird nur wenig Energie auf das Elektron übertragen, aber selbst bei einem maximalen Winkel von $\theta = 180^\circ = \pi$ behält das Photon einen Teil seiner Energie. Da jeder Winkel zwischen den Extremwerten erreicht werden kann, ist ein Kontinuum in der resultierenden Verteilung die Folge. Die äußeren Grenzen der Elektronenenergieverteilung können bestimmt werden, in dem man sich die Extremwerte anschaut. Bei einem Winkel von $\theta \approx 0^\circ$ entspricht die Energie des ankommenden Photons ungefähr der Energie des auslaufenden Photons, wodurch die Elektronenergie in etwa $E_{e-} \cong 0$ beträgt. Bei einer Rückstreuung unter einem maximalen Winkel von $\theta = \pi$, wird das Photon entgegen seiner Ankunftsrichtung, gestreut. Das gestreute Elektron fliegt in dieselbe Richtung weiter wie das ankommende Photon. Die Energieübertragung ist in diesem Fall maximal. Für die kinetische Energie des gestreuten Elektrons und die Energie des zurück gestreuten Photons E_C erhält man die folgenden Relationen

$$E_{e-} |_{\theta=\pi} = h\nu \left(\frac{\frac{2h\nu}{m_0c^2}}{1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2}} \right), \text{ und} \quad (2.3.12)$$

$$E_C = h\nu' |_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0c^2}}. \quad (2.3.13)$$

Alle Energien, die zwischen den beiden Extremfällen liegen, können detektiert werden. Man erhält eine kontinuierliche Verteilung, zu sehen in Abbildung 2.3.4.

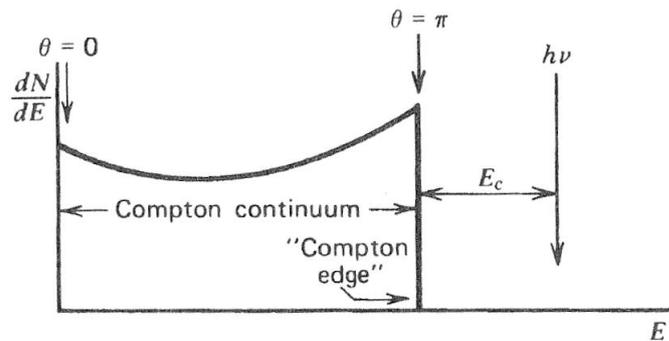


Abbildung 2.3.4.: Darstellung eines Comptonkontinuums mit einer Auftragung der Energie gegen die Ereignisrate. Bei $\theta = \pi$ wird das Maximum der 180° Streuung erreicht. Die Position des Photopeaks wird mit einem Pfeil angedeutet, der Abstand zwischen der Comptonkante und dem Photopeak wird mit E_C angegeben [20].

Die Wahrscheinlichkeit einer Comptonstreuung pro Atom im Medium hängt stark mit dessen Kernladungszahl Z zusammen. Der Zusammenhang ist linear, je größer Z ist, desto höher ist der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{compton} \propto \frac{Z}{h\nu}. \quad (2.3.14)$$

2.3.3. Paarerzeugung

Überschreitet ein ankommendes Photon die zweifache Ruhemasse eines Elektrons von 1,02 MeV, so ist eine Paarerzeugung energetisch möglich. Damit es allerdings zur Paarerzeugung kommt, ist die Anwesenheit eines starken Coulombfeldes vonnöten (ab ca. 6,1 MeV). In der Nähe eines Atomkerns ist diese Bedingung erfüllt und aus einem Photon kann ein Elektron - Positron Paar entstehen. Der Anteil der Energie, der über die benötigten 1,02 MeV hinausgeht, wird gleichmäßig als kinetische Energie an die entstandenen Teilchen weitergegeben

$$E_{e^-} + E_{e^+} = h\nu - 2m_0c^2. \quad (2.3.15)$$

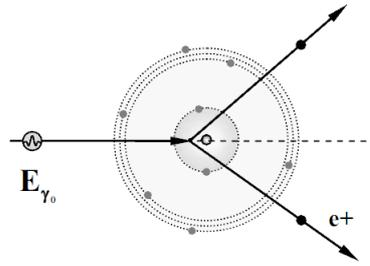


Abbildung 2.3.5.: Schematische Darstellung der Paarbildung im Coulombfeld eines Atomkerns [22].

Wenn ein Großteil seiner kinetischen Energie aufgebraucht ist, kann das Positron kurz nach seiner Erzeugung mit einem Elektron annihilieren. Dabei entstehen zwei Photonen mit einer Energie von jeweils 511 keV, welche in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Verlassen die beiden Photonen das Medium und werden nicht vollständig absorbiert, so erzeugen sie den „Double Escape Peak“. Dieser liegt entsprechend der benötigten Energie zur Annihilation unter dem Photopeak, siehe dazu Abbildung 2.3.6. Entweicht nur eines der Photonen aus dem Medium, weil das andere beispielsweise photoelektrisch absorbiert wird, so kann die Energie des entweichenden Photons nicht registriert werden und der „Single Escape Peak“ entsteht.

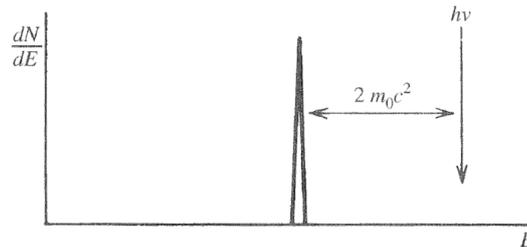


Abbildung 2.3.6.: Der „Double Escape Peaks“ hat eine Energie um $2m_0c^2$ niedriger als der zugehörige Photopeak, welcher hier mit einem Pfeil angedeutet wurde [20].

Die Wahrscheinlichkeit, dass eine Paarerzeugung stattfindet, hängt quadratisch von der Ordnungszahl ab. Der Wirkungsquerschnitt ist

$$\sigma_{paar} \propto Z^2 \ln(h\nu). \quad (2.3.16)$$

2.3.4. Vergleich und Zusammenhang der drei Effekte

Die Häufigkeit der verschiedenen Effekte kann man sich anhand einer Grafik deutlich machen. Dies ist in Abbildung 2.3.7 zu sehen. Dort wird die Ordnungszahl des Absorbermaterials gegen die Energie $h\nu$ in MeV aufgetragen.

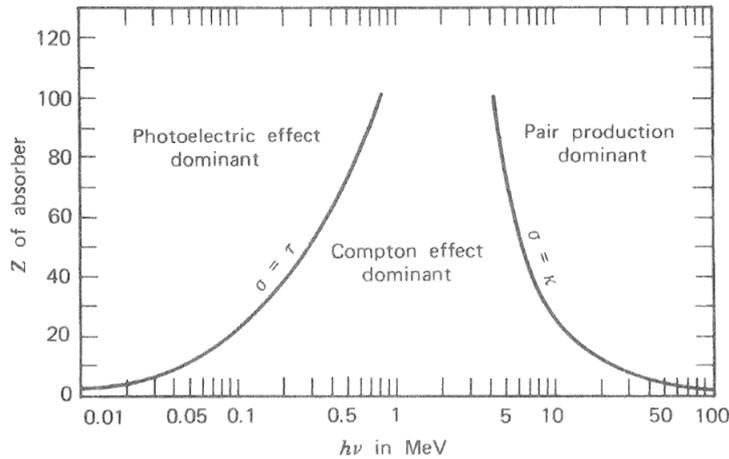


Abbildung 2.3.7.: Vergleich der Regionen, in denen die einzelnen Effekte dominant sind. Bei niedrigen Energien ist der Photoeffekt dominant, bei mittleren der Comptoneffekt und bei hohen die Paarerzeugung [20].

Es sind drei verschiedene Regionen zu sehen, in denen jeweils einer der Effekte dominant ist. Die Linie links zwischen photoelektrischem Effekt und Comptonstreuung gibt den Bereich an, in dem die Wahrscheinlichkeiten beider Effekte etwa gleich groß sind. Die Linie rechts zwischen Comptoneffekt und Paarerzeugung gibt analog dazu den Bereich an, in dem diese beiden Effekte gleich wahrscheinlich sind.

Die Abhängigkeit zwischen Energie des Photons und Gesamtwirkungsquerschnitt σ ist in Abbildung 2.3.8 zu sehen. In diesem Beispiel wird das Verhalten der Wirkungsquerschnitte für Blei mit einer Ordnungszahl von $Z = 82$ dargestellt.

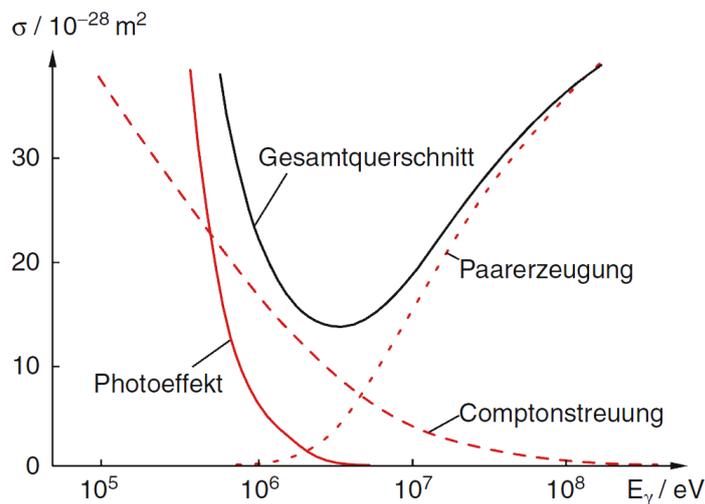


Abbildung 2.3.8.: Auftragung des Wirkungsquerschnitts gegen die Energie als Vergleich der einzelnen Wirkungsquerschnitte von Photoeffekt, Comptonstreuung, Paarerzeugung und Gesamtwirkungsquerschnitt bei Blei [12].

Der Gesamtwirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Überlagerung der Einzelwirkungsquerschnitte

$$\sigma = \sigma_{photo} + \sigma_{compton} + \sigma_{paar}. \quad (2.3.17)$$

2.3.5. Rayleighstreuung

Bei der Rayleighstreuung stößt ein Photon auf ein fest gebundenes Hüllenelektron. Das Atom nimmt dabei den gesamten Rückstoß auf, so dass das getroffene Elektron nicht aus seiner Position herausgelöst wird. Die gesamten Hüllenelektronen werden zu erzwungenen Schwingungen mit der Frequenz des einfallenden γ -Quants angeregt. Die absorbierte Energie des Photons wird zur Emission eines neuen Photons vollständig wieder abgegeben, siehe dazu Abbildung 2.3.9. Die Richtungen von einlaufendem und auslaufendem Photon sind in der Regel unterschiedlich, die Vorwärts- oder Rückwärtsstreuungen sind allerdings bevorzugt.

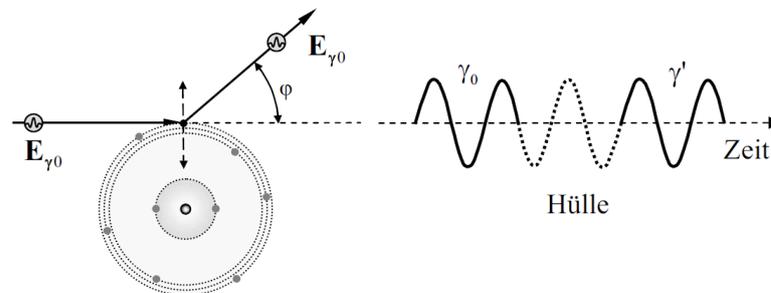


Abbildung 2.3.9.: links: Darstellung der Rayleighstreuung an gebundenen Elektronen, rechts: Phasenbeziehung von ankommendem Photon γ_0 und auslaufendem Photon γ' [22].

Der Wirkungsquerschnitt der Rayleighstreuung nimmt für Photonenergien über 10 keV mit dem Quadrat ab. Der klassische Wirkungsquerschnitt über 10 keV ist

$$\sigma \propto \rho \cdot \frac{Z^{2,5}}{A \cdot E_\gamma^2} \approx \rho \cdot \frac{Z^{1,5}}{E_\gamma^2} \quad (2.3.18)$$

mit der Ordnungszahl Z und der Massenzahl A des Atoms, der Dichte ρ und der Photonenergie E_γ [22]. Das Maximum des Wirkungsquerschnitts befindet sich für höhere Ordnungszahlen bei höheren Photonenergien.

Die Rayleighstreuung führt zu Änderungen der Photonenrichtung, welche das Ergebnis bei der Messung von Comptonstreuung beeinflusst und die gemessenen Ereignisse um ca. niedrigeren Energien um ca. 250 eV verschiebt.

2.3.6. γ - Spektrum

Bei der Messung von γ -Quellen kann ein Spektrum aufgenommen werden, welches sich aus verschiedenen Komponenten zusammensetzt. Die bereits diskutierten Spektren, resultierend aus photoelektrischem Effekt, Comptonstreuung und Paarerzeugung, setzen dabei das Spektrum, gezeigt in Abbildung 2.3.10 zusammen.

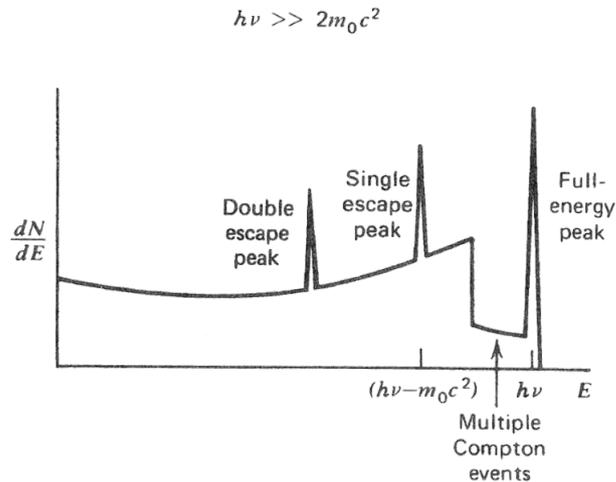


Abbildung 2.3.10.: Zusammengesetztes Spektrum aus Photoeffekt, Comptonstreuung und Paarerzeugung [20].

Zusätzlich kann sich ein Bereich zwischen der Comptonkante und dem Photopeak ausbilden, welcher auf mehrfache Comptonstreuung hindeutet. Weiterhin haben Effekte des Materials in der näheren Umgebung einen Einfluss auf das Spektrum. So können beispielsweise Röntgenstrahlen aus einem photoelektrischen Effekt gestreute Photonen aus einer Comptonstreuung oder Photonen aus der Annihilation eines Elektron - Positron Paares in der Umgebung des Experimentierstandes Peaks im Detektionsspektrum erzeugen (Siehe dazu Abbildung 2.3.11). Die Peaks können Abbildung 2.3.12 entnommen werden.

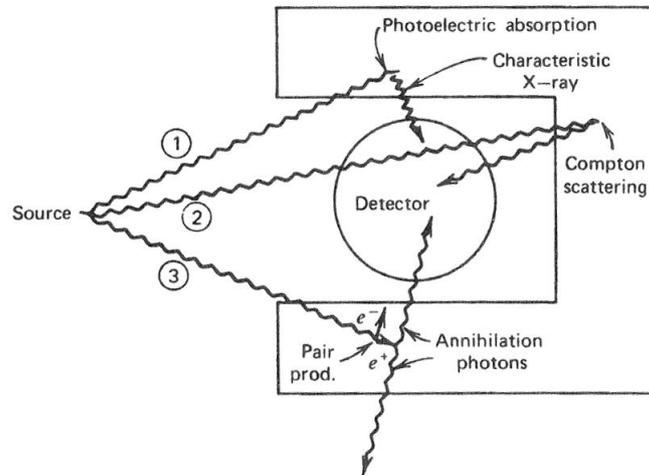


Abbildung 2.3.11.: Hintergrundeffekte durch Streuung in den Detektor umgebenden Materialien, am Beispiel der Wände [20].

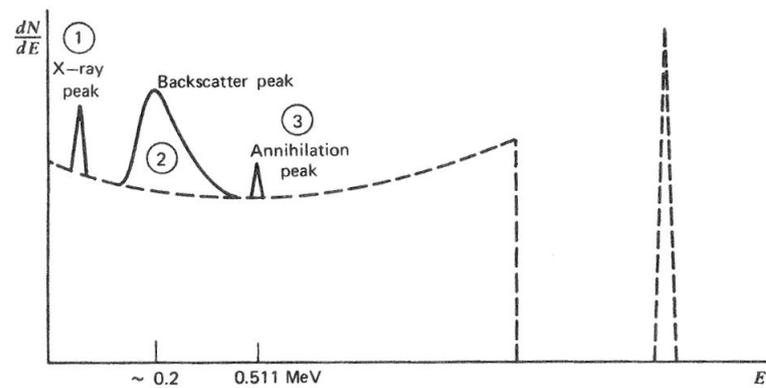


Abbildung 2.3.12.: Resultierende Peaks aus Hintergrundstreuungen[20].

2.3.7. Neutronenstreuung

Auch ungeladene Teilchen wie Neutronen streuen an Xenon. Durch seine große Massenzahl stellt es ein vorzügliches Target- und Detektormaterial dar. Neutronen sind wie die gesuchten WIMPs elektrisch neutrale Teilchen, die am Kern streuen. Daher sollten ihre Wechselwirkungen im flüssigen Xenon vergleichbar sein. Betrachtet man also die Neutronenstreuung, so kann man Rückschlüsse auf das Signal von WIMPs ziehen.

Neutronen können nur über elastische Stöße mit den Xenonatomkernen wechselwirken. Dabei kann die auf den Xenonkern übertragene Rückstoßenergie aus den Erhaltungssätzen von Energie und Impuls berechnet werden, siehe Abbildung 2.3.13.

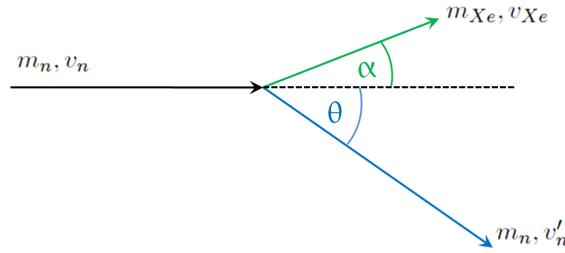


Abbildung 2.3.13.: Schematische Darstellung der Streuung eines Neutrons mit einem Atomkern.

Die abgegebene Energie ΔE in flüssigem Xenon beträgt [31]

$$\Delta E = E_n \frac{2m_n^2}{(m_n + m_{Xe})^2} \left(\frac{m_{Xe}}{m_n} + \sin^2 \theta - \cos \theta \sqrt{\frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta} \right). \quad (2.3.19)$$

Hierbei ist E_n die Neutronenenergie, m_n die Neutronenmasse, m_{Xe} die Xenonmasse und θ der Streuwinkel. Die Xenonmasse ist deutlich größer als die Neutronenmasse, daher lässt sich die Gleichung vereinfachen zu [31]

$$\Delta E \approx E_n \frac{2m_n m_{Xe}}{(m_n + m_{Xe})^2} (1 - \cos \theta). \quad (2.3.20)$$

Die MainzTPC soll auch zur Untersuchung der Signale von Xenonkernrückstößen verwendet werden. Ein Neutronenstreuexperiment soll dem Comptonstreuexperiment folgen. Hierzu werden weitere Simulationen und ein Umbau benötigt.

2.4. Halbleiterdetektoren

Im experimentellen Rahmen dieser Arbeit wird ein Germaniumdetektor verwendet. Dieser basiert auf der Halbleitertechnik, um Photonen zu detektieren.

Unter Halbleitern versteht man Festkörper, welche aufgrund ihrer Materialeigenschaften sowohl Leiter wie auch Nichtleiter sein können. Ihre Leitfähigkeit ist stark temperaturabhängig. Bei niedrigen Temperaturen haben sie die Eigenschaft von Isolatoren und bei hohen Temperaturen erhöht sich die Leitfähigkeit bis hin zum Leiter. Da die Gitterschwingungen im Kristall mit zunehmender Temperatur aber auch zunehmen, wodurch das elektronische Rauschen und die Linearität der Leitung beeinträchtigt werden, muss die Temperatur je nach Material gewählt und möglichst konstant gehalten werden. Bei Germanium ist eine Temperatur um ca. 70 – 80 K notwendig, welche mit flüssigem Stickstoff mit 77 K leicht erreicht und beibehalten werden kann.

2.4.1. Intrinsische Halbleiter

Elementhalbleiter sind beispielsweise Silizium oder Germanium aus der vierten Hauptgruppe des Periodensystems. Im Kristallgitter werden deren Atome durch kovalente Bindungen zusammengehalten. Durch die periodische Anordnung der Kristalle des Halbleitermaterials bilden sich sogenannte Energiebänder aus. Man unterscheidet zwischen Valenz- und Leitungsband.

Das Valenzband besteht aus den positiven Löchern im Kristall, welche durch die Abwesenheit von Elektronen entstehen. Die Löcher können sich „bewegen“, indem benachbarte Elektronen diese auffüllen und ihrerseits Löcher hinterlassen. Man spricht von einer Löcherleitung. Die fehlenden Elektronen wurden zuvor durch Anregungen ins Leitungsband gehoben, in welchem sie sich frei bewegen können und ebenfalls eine Elektronenleitung ausbilden. Beide Leitungstypen tragen durch ihre jeweilige Leitung zum Signal bei.

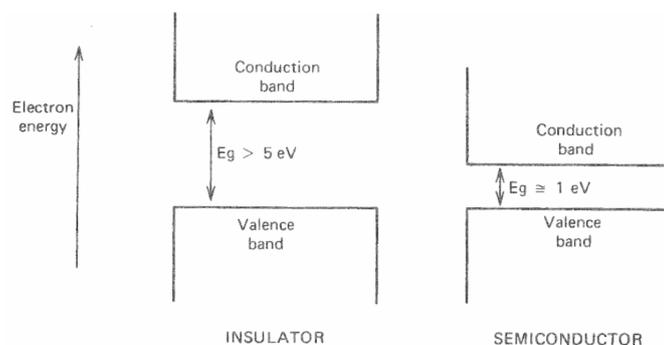


Abbildung 2.4.1.: Vergleich der Energiebänder von Isolator und Halbleiter [20].

Abbildung 2.4.1 zeigt einen Vergleich der Energiebandlücke zwischen Isolatoren und Halbleitern. Man sieht, dass die Lücke beim Isolator deutlich größer ist als 5 eV, während sie beim Halbleiter ungefähr 1 eV beträgt.

Die Struktur der Bänder setzt sich aus Elektron-Loch Paaren zusammen, wobei die Anzahl der Elektronen gleich der Anzahl der Löcher ist. Es handelt sich daher

um intrinsische Halbleiter. Die Elektronen können beispielsweise durch thermische Anregungen ins Leitungsband gehoben werden. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist

$$P(T) = CT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (2.4.1)$$

T ist dabei die Gesamttemperatur, C ist die Materialkonstante, E_g die Bandlückenenergie (bandgap energy) und k die Boltzmannkonstante.

Wird kein elektrisches Feld an den Kristall angelegt, so rekombinieren die Elektronen und Löcher wieder und es kann sich keine Leitung ausbilden. Wird jedoch ein konstantes Feld angelegt, so entsteht eine konstante Leitung durch den Halbleiter. Die Elektronen und Löcher driften parallel zum elektrischen Feld. Ihre Driftgeschwindigkeit ist abhängig vom angelegten Feld. Für niedrige bis mittlere Feldstärken sind die Driftgeschwindigkeiten dazu proportional:

$$\begin{aligned} v_e &= \mu_e E \\ v_h &= \mu_h E \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

Dabei entspricht v der Driftgeschwindigkeit, μ der Beweglichkeit und E der elektrischen Feldstärke. Die Indizes e und h stehen für Elektronen und Löcher (engl. holes). Bei stärkeren Feldern steigt die Driftgeschwindigkeit langsamer als die Feldstärke, bis sie ihren Maximalwert erreicht.

Treffen geladene Teilchen auf den Halbleiterkristall, so werden am Ort des Ereignisses viele Elektronen ins Leitungsband gehoben und es kommt zur Diffusion der Ladungsträger. Die geladenen Teilchen haben eine thermische Bewegung, daher driften sie nicht unbedingt auf direktem Wege zur Elektrode, sondern diffundieren durch das Material. Es kommt zu Unterschieden im Ankunftsart und in der Ankunftszeit, welche durch Gaußfunktionen beschrieben werden können.

$$\sigma = \sqrt{\frac{2kTx}{eE}} \quad (2.4.3)$$

Hierbei gibt x die Driftdistanz oder Driftzeit an. Durch die Diffusion kann keine genaue Aussage über den Ort der Reaktion durch Bestimmung des Auftreffortes der Ladungsträger auf der Elektrode gemacht werden. Genauso leidet die Driftzeit unter dieser Verbreiterung. Gerade für große Detektoren kann das bei hochpräzisions Zeit- oder Ortsmessungen zu signifikanten Fehlern führen.

2.4.2. n-Dotierung

Wird ein fünfwertiges Atom in den Kristall hineingebracht oder sind entsprechende Unreinheiten noch vorhanden, so spricht man von n-Dotierung. Das Donatoratom ersetzt bei geringer Konzentration eines der vierwertigen Halbleiteratome. Man erhält ein sehr schwach gebundenes Donatorelektron, welches mit sehr geringem Energieaufwand zu einem Leitungselektron ohne zugehöriges Loch gemacht werden kann.

Da die fünfwertigen Donatoren keine normalen Bestandteile des Kristallgitters sind, können die zugehörigen Elektronen Energien zwischen Leitungs- und Valenzband annehmen. Ein Donatorniveau entsteht, wie in Abbildung 2.4.2 gezeigt, kurz unter dem Leitungsband.

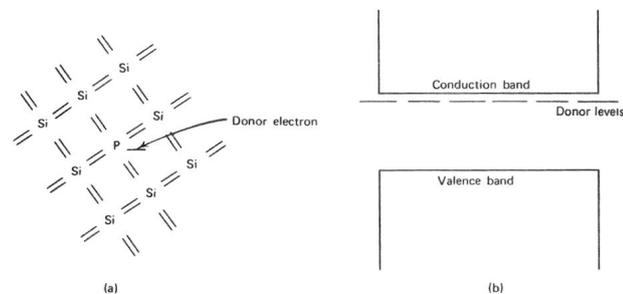


Abbildung 2.4.2.: links: Einbringen eines Donatoratoms in den 4-wertigen Kristall, rechts: ein Donatorniveau entsteht kurz unter dem Leitungsband [20].

Man erhält eine Konzentration von Donatoren N_D , die verglichen mit der erwarteten Anzahl an Elektronen, für intrinsische Halbleiter im Leitungsband groß ist. Demzufolge dominiert die Anzahl der Leitungselektronen gegenüber der Anzahl der Löcher. Durch den Elektronenüberschuss erhöht sich auch die Rekombinationsrate, wodurch die Löcheranzahl verschwindend klein wird. Die Leitfähigkeit des Materials wird dauerhaft höher als bei undotiertem Material. Trotz der erhöhten Elektronenanzahl bleibt das Material an sich ungeladen. Sie sind fest ins Gitter eingebaut und daher unbeweglich. Die Elektronen übernehmen durch ihren enormen Überschuss die Rolle von Majoritätsladungsträgern, die Löcher werden zu Minoritätsladungsträgern.

2.4.3. p-Dotierung

Fügt man dem Kristall dreiwertige Atome hinzu, so wird das p-Dotierung genannt. Jedes Akzeptoratom ersetzt einen Gitterplatz eines vierwertigen Atoms. Man erhält somit ein Loch ohne passendes Elektron. Dieses Loch hat jedoch eine etwas andere Energie, als die restlichen Löcher des vierwertigen Kristalls. Füllt ein Leitungselektron dieses Loch, so ist dieses nicht so stark gebunden wie in den ursprünglichen Löchern. Es entsteht ein Akzeptorniveau kurz über dem Valenzband, siehe Abbildung 2.4.3.

Ist die Dichte der Löcher sehr hoch, so wird deren Anzahl von den Akzeptoren dominiert. Der durch das Material fließende Strom wird von den Löchern dominiert. Diese sind daher die Majoritätsladungsträger, während die Elektronen zu Minoritätsladungsträgern werden. Die gefüllten Akzeptorstellen entsprechen negativer Ladung, die den Löcherüberschuss ausgleichen und somit zu einem neutral geladenem Material beitragen.

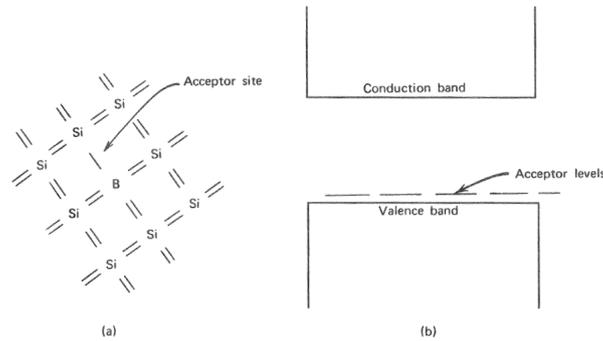


Abbildung 2.4.3.: links: Einbringen eines Akzeptoratom in den 4-wertigen Kristall, rechts: ein Akzeptorniveau entsteht kurz über dem Valenzband [20].

2.4.4. Starke Dotierung

Werden Halbleiter mit einer außergewöhnlich hohen Dotierung versehen, so werden spezielle Notationen verwendet. Eine starke n-Dotierung wird mit n^+ und eine starke p-Dotierung mit p^+ gekennzeichnet. Durch ihre hohe Störstellenkonzentration sind diese Halbleiter sehr gut leitfähig und werden daher häufig als elektrische Kontakte eingesetzt.

2.4.5. p-n-Übergang

Bringt man einen p-dotierten Halbleiter mit einem n-dotierten zusammen, so kann ein p-n-Übergang erzeugt werden. Wichtig dabei ist, dass dasselbe Ausgangsmaterial verwendet wird, so dass keine Lücken entstehen. Würden einfach zwei Kristalle aufeinander gepresst werden, so gäb es keinen nahtlosen Übergang. Daher verwendet man einen Kristall und implantiert von der einen Seite Akzeptoren und von der anderen Donatoren. Am Übergang von p- zu n-dotierten entsteht eine Schicht, in der die Ladungsträger rekombinieren können. Es resultiert eine negativ geladene Region auf der p-dotierten Seite und eine positiv geladene Region auf der n-dotierten Seite. Das p-dotierte Material, welches in sich neutral ist, nimmt die überschüssigen Elektronen des angrenzenden n-dotierten Materials auf und wird daher negativ am Übergangsbereich. Durch die Abgabe der Elektronen muss im Umkehrschluss das n-dotierte Material positiv werden, da die Elektronen abwandern. Mit dem Anlegen einer Spannung kann die Rekombination entweder verstärkt oder abgeschwächt werden. Legt man eine Spannung in Sperrrichtung an, so wird die Konzentration von Löchern und Elektronen erhöht und die Rekombinationsrate nimmt zu. Legt man eine entgegengesetzt geladene Spannung an, so wird die Sperrschicht kleiner, bis das Material zum Leiter wird. Nach diesem Prinzip werden Dioden betrieben.

In Abbildung 2.4.4 oben ist ein solcher p-n-Übergang dargestellt. In ein bereits moderat p-dotiertes Material mit N_A Störstellen werden von einer Seite Donatoren

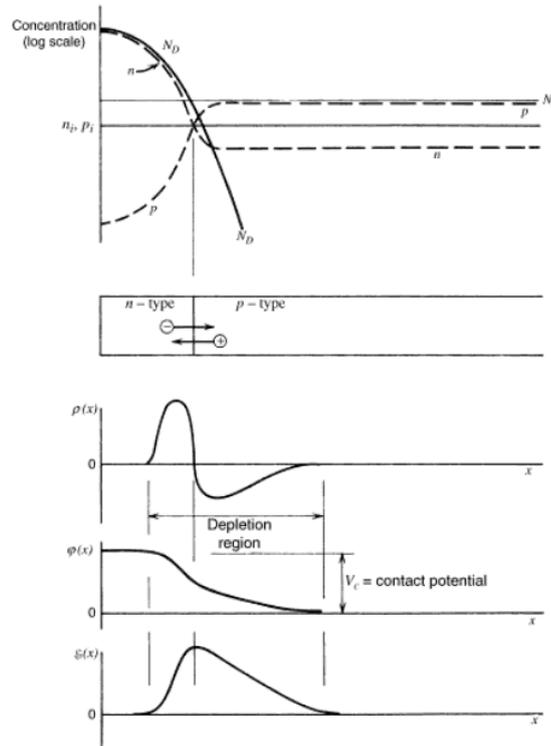


Abbildung 2.4.4.: Darstellung eines p-n-Übergangs am Beispiel eines Überganges von einem stark dotierten n-Kristalls zu einem schwach dotierten p-Kristall [20].

injiziert. Deren Konzentration N_D ist viel höher als die der Akzeptoren. Sie nimmt zur Materialmitte hin allerdings auch schnell wieder ab. Die gestrichelten Linien geben die jeweilige Ladungsträgerkonzentration an. Dabei steht p für die Anzahl der Löcher und n für die Anzahl der Leitungselektronen. Im Bereich des Übergangs von n-dotiertem zu p-dotiertem Material wechseln die Leitungselektronen von Majoritätsladungsträgern zu Minoritätsladungsträgern und die Löcher entsprechend umgekehrt. Die mittlere durchgezogene Linie gibt das Verhältnis von p zu n eines intrinsischen Kristalls an.

Die Dotierung von beiden Seiten ist oft unterschiedlich stark. Bei gleich starker Dotierung würde eine Verarmungszone entstehen, die gleichermaßen ausgeprägt in p- und n-dotiertem Material wäre. In Abbildung 2.4.4 ist beispielsweise die n-Dotierung höher, weshalb die überzähligen Leitungselektronen deutlich weiter in die p-Region eindringen. Es entsteht eine ungleichmäßige Verteilung der Verarmungszone. Man findet eine deutlich kleinere Sperrschichtregion im n-dotierten Material als im p-dotierten. Die gesamte Sperrschicht reicht demnach weiter in die p-Region.

Durch den Ladungsunterschied in der gesamten Verarmungszone entsteht eine Potentialdifferenz am p-n-Übergang. Mit der Poissongleichung kann das Potential für jeden Punkt im Kristall bestimmt werden,

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon}, \tag{2.4.4}$$

wobei ρ die Ladungsdichte und ϵ die Dielektrizitätskonstante ist. Bei der Betrachtung in nur einer Dimension sind φ und ρ nur von x abhängig. Die entsprechenden Graphen für das gewählte Beispiel sind Abbildung 2.2.4 zu entnehmen. Die elektrische Feldstärke erhält man durch das Ableiten des Potentials.

$$E = -\text{grad } \varphi \quad (2.4.5)$$

Wie man sieht, erstreckt sich das elektrische Feld über die Verarmungszone, da die Ladungsunterschiede dort deutlich messbar sind. Das Potential weist dort Abweichungen von einem konstanten Verlauf auf.

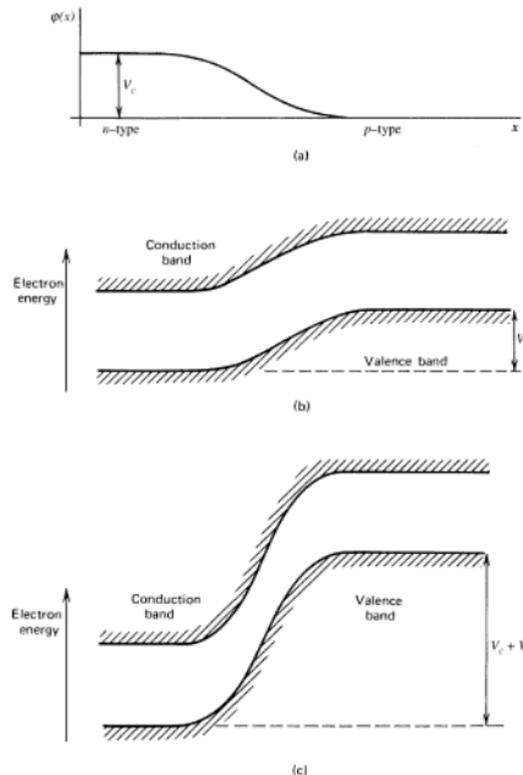


Abbildung 2.4.5.: Verschiebung der Bänder beim p-n-Übergang ohne und mit angelegter Spannung [20].

Berücksichtigt man die Fermienergie, so muss eine Verschiebung der Bänder stattfinden. Die Fermienergie entspricht der Energie, bei der alle Atomschalen voll besetzt sind. Bei intrinsischen Halbleitern liegt die Fermienergie in der Mitte zwischen den beiden Bändern. Dies ändert sich bei der Dotierung. Für p-dotierten Halbleiter wird die Fermienergie durch das zusätzliche Akzeptorniveau auf kurz oberhalb des Valenzbandes gesenkt. Bei n-dotierten Halbleitern wird die Fermienergie hingegen durch das zusätzliche Donatorniveau kurz unter dem Leitungsband gesenkt. Die Fermienergie kann bei einem p-n-Übergang keine zwei verschiedenen Werte annehmen. Daher liegt es nahe, dass in diesem Fall die Bänder verschoben werden. Für die n-dotierte Seite werden die Bänder herabgesenkt und für die p-dotierte Seite werden

die Bänder angehoben. Die Größe der Anhebung entspricht der Potentialdifferenz zwischen p- und n-dotierter Schicht, siehe dazu Abbildung 2.4.5.

Wird eine Spannung in Sperrrichtung angelegt, so vergrößert sich die Verschiebung der Bänder noch weiter, dies wird in Abbildung 2.4.5 (c) gezeigt.

2.4.6. Teilchendetektion mit Halbleitern

Um mit einem Halbleiter geladene Teilchen messen zu können, muss dieser in Sperrrichtung betrieben werden. Die Verarmungszone bildet das sensitive Volumen, welches zur Detektion verwendet wird. Trifft ein geladenes Teilchen auf den sensitiven Detektorbereich werden freie Ladungsträger erzeugt und es folgt eine abrupte Ladungsänderung. Die freien Ladungsträger werden dann am jeweiligen Ende des Detektors mit Elektroden registriert. Es ist daher von Vorteil eine möglichst große Sperrschicht zu haben. Daher sollte die Sperrspannung nahezu maximal sein. Die Breite der Verarmungszone kann natürlich nicht unendlich groß werden, sie wird von den Materialeigenschaften begrenzt. Detektoren werden daher so gebaut, dass sie bei einer angelegten Spannung fast nur noch aus einer Sperrschicht bestehen, ihre Größe ist demnach begrenzt. Wird die maximal mögliche Spannung angelegt, resultiert eine geringe Kapazität und dadurch eine gute Energieauflösung. Die Sperrspannung, ab welcher das komplette Volumen verarmt ist, kann berechnet werden, indem man die Sperrschichtbreite mit der Detektordicke gleichsetzt:

$$U_d = \frac{eNT^2}{2\epsilon} \quad (2.4.6)$$

e ist die Elementarladung eines Elektrons, N gibt die Anzahl der Störstellen an, T ist die Temperatur und ϵ die Dielektrizitätskonstante des Mediums.

Für einen n-dotierten Halbleiter mit einer stark p-dotierten Oberfläche als Kontaktstelle, ist die Form der Sperrschicht in Abbildung 2.4.6 oben zu sehen. Die Verarmungszone breitet sich von p^+ beginnend aus.

Im unteren Bild von Abbildung 2.4.6 ist die elektrische Feldspannung gegen die Detektordicke aufgetragen. Man sieht, dass ab einer Spannung von $U = U_d$ der Detektor komplett verarmt ist. Steigert man die Feldspannung noch weiter, wird das elektrische Feld im kompletten Detektor verstärkt. Wird die angelegte Spannung viel größer als die Sperrspannung ($U > U_d$), so wird das elektrische Feld unstetig über den kompletten Detektionsbereich.

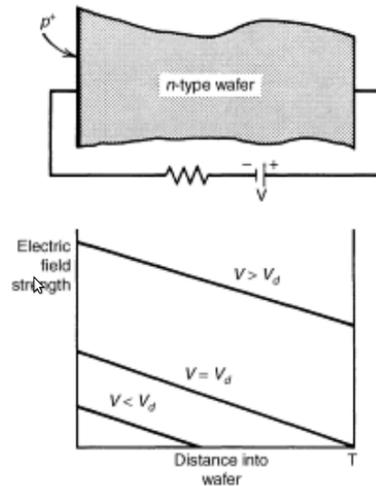


Abbildung 2.4.6.: Elektrisches Feld eines Halbleiterdetektors mit kompletter Sperrschicht und eine Auftragung der elektrischen Feldstärke gegen die Detektorlänge [20].

2.5. Germanium als Detektionsmedium

Um γ -Strahlung zu detektieren reichen, einfache Oberflächensperrschichtdetektoren nicht aus, da diese nur eine Eindringtiefe von 2-3 mm zulassen. Daher muss eine Geometrie verwendet werden, die eine höhere Eindringtiefe zulässt. Wichtig ist dabei, dass die Störstellenkonzentration verringert wird.

Es gibt zwei verschiedene Möglichkeiten, die Störstellenkonzentration in Germanium zu senken:

1. Lithium-drifted Germanium (Ge(Li))
2. High-purity Germanium (HPGe)

Da bei diesem Experiment ein hochreiner „closed-ended“ koaxial Germaniumdetektor der Firma Ortec [15] verwendet wird, ist es ausreichend HPGe-Detektoren genauer in Augenschein zu nehmen. Die benötigte Sperrspannung für solch einen koaxial Detektor kann mit der Formel

$$U_d = \frac{\rho}{2\epsilon} \left[r_{min}^2 \ln \left(\frac{r_{max}}{r_{min}} \right) - \frac{1}{2} (r_{max}^2 - r_{min}^2) \right] \quad (2.5.1)$$

berechnet werden. ϵ ist dabei die Dielektrizitätskonstante und ρ die Dichte des Germaniums, r_{min} und r_{max} sind der minimale und maximale Radius des Detektors.

2.5.1. Hochreines Germanium

Zur Herstellung von hochreinem Germanium wird ein bereits sehr reines Germanium herangezogen, welches zum Bau von Halbleitern verwendet wird. Die Herstellungstechnik wird als Zonenschmelzen bezeichnet. Das Germanium wird systematisch von einem zum anderen Ende des Kristalls stellenweise zum Schmelzen gebracht.

Die Störstellen lösen sich in geschmolzenem Germanium leichter als in festem, daher wandern sie mit der geschmolzenen Zone durch das Material. Diese Prozedur wird mehrfach vorgenommen, so dass eine minimale Störstellenkonzentration von $N \sim 10^9$ Atome/cm³ erreicht werden kann.

Je nach Sorte der Reststörstellen, bezeichnet man das Material als π -dotiert (p-Typ) für Akzeptor Störstellen oder als v -dotiert (n-Typ) für Donator Störstellen (Siehe dazu Abbildung 2.5.1).

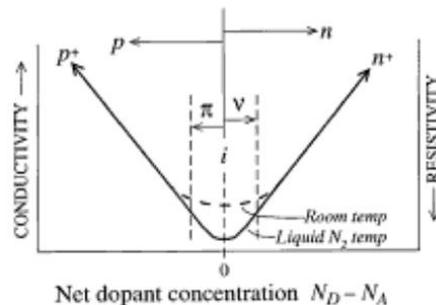


Abbildung 2.5.1.: Restverunreinigung, Ausgangspunkt ist das absolute Gleichgewicht beim Nullpunkt. Nach oben steigt die Leitfähigkeit und nach unten der elektrische Widerstand [20].

2.5.2. Bauweisen von Germaniumdetektoren

Die Bauweise des Detektors hat einen wesentlich höheren Einfluss auf die Teilchenbewegung als die Herstellungsart des Detektors. Dennoch sollten Germaniumdetektoren dauerhaft gekühlt werden, da ein ständiger Wechsel von gekühlter Betriebstemperatur (ca. 77 K) zu Raumtemperatur (273 K) zur Beschädigung des Germaniumkristalls führen kann. Zur Messung von Photonen haben sich zwei verschiedene Bauweisen als besonders vorteilhaft erwiesen:

1. Ebener Detektor (Planar Detector)
2. Koaxial Detektor

Beide Bauweisen ermöglichen die Detektion von weit in das Material eindringenden Teilchen.

2.5.3. Detektion mit Halbleiterdetektoren

HPGe-Detektoren werden so betrieben, dass sich das gesamte Detektorvolumen aus der Verarmungszone zusammensetzt. Wird eine Spannung angelegt, die hoch genug ist, so dass die Verarmungszone den kompletten Detektor ausfüllt, dann führt eine weitere Spannungssteigerung zu einer Erhöhung des elektrischen Feldes. Es ist von Vorteil, genügend Spannung anzulegen, so dass die Driftgeschwindigkeiten maximal sind, um die Zeit des Ladungsträgereinfangs und Störungen zu minimieren. Die Einfangszeit kann bei typischen Abständen von 0,1 cm bis weniger als 10 ns betragen.

Damit gehören Germaniumdetektoren zu den schnellsten Strahlungsdetektoren. Bei geringen Feldstärken steigen die Driftgeschwindigkeiten linear mit dem Feld, vergleiche Abbildung 2.4.6, man erhält einen konstanten Wert für die Geschwindigkeiten der Elektronen und Löcher. Ab einem angelegten elektrischen Feld von 10^5 V/m werden die Driftgeschwindigkeiten der Elektronen maximal. Um auch die Driftgeschwindigkeit der Löcher zu maximieren, wird ein 3 – 5 mal höheres Feld benötigt. Idealerweise sollte die Driftgeschwindigkeit für beide Teilchensorten maximal bei einer Größenordnung von 10^7 cm/s sein. Die Höhe der Spannungen wird allerdings von technischen Problemen wie Leckverlusten und Erreichung der Durchbruchspannung auf 3-5 kV begrenzt. Dies ist ein Bereich in dem die Geschwindigkeit der Löcher noch nicht maximal ist.

2.5.4. Koaxial Detektor

Bei der koaxialen (mittigen) oder zylindrischen Bauweise befindet sich eine Elektrode auf der Oberfläche eines langen zylindrischen Germaniumkristalls. Eine zweite Kontaktstelle befindet sich auf der Innenoberfläche des ausgehöhlten Kristalls. Es gibt verschiedene Realisierungsmöglichkeiten, welche in Abbildung 2.5.2 zu sehen sind.

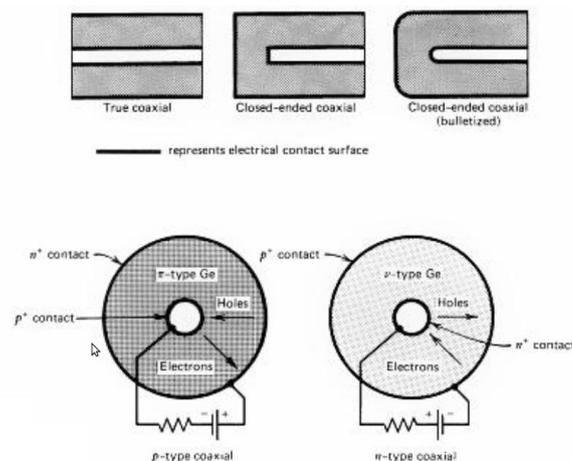


Abbildung 2.5.2.: Beispiele für koaxiale Bauweisen [20].

Man unterscheidet zwischen „true“ koaxial und „closed-ended“ koaxial Detektoren. Die „true“ koaxial Detektoren haben den Vorteil des zylindersymmetrischen elektrischen Feldes. Jedoch resultiert daraus, dass in der Mitte des sensitiven Volumens ein unsensitiver Bereich entsteht. Daher wurden die „closed-ended“ koaxial Detektoren entwickelt. Ist der Kontakt am Eintrittsfenster sehr dünn, so können auch schwach elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen detektiert werden. Allerdings hat man hier keine komplett radialsymmetrischen Feldlinien, in den Ecken kann dies zu unterschiedlichen Driftzeiten führen. Eine verbesserte Version mit abgerundeten Ecken und Verlängerung der Aushöhlung bis kurz vor die Oberfläche des Eingangs-

fensters wurde demzufolge entwickelt. Insgesamt kann ein zylindersymmetrisches Feld aufgebaut werden.

Ein zylinderförmige Kristall kann entlang seiner Achse verlängert werden, wodurch ein viel größeres aktives Volumen entsteht. Durch eine Verkleinerung des Radius kann die Kapazität gesenkt werden.

Je nachdem ob sich der elektrische Kontakt innen oder außen befindet, unterscheidet sich die Ausbreitungsrichtung der Verarmungszone. Ist der Kontakt außen, so breitet sich die Sperrschicht von außen nach innen aus, ist der Kontakt innen, so breitet sich die Schicht in die andere Richtung aus. Damit die Sperrschicht komplett aufgebaut werden kann, braucht man bei einem Kontakt im Inneren des Detektors wegen des geringeren Radius eine sehr viel höhere Spannung, daher werden äußere Kontakte bevorzugt verwendet. Am jeweiligen Kontakt liegt eine Hochspannung an, während die andere Seite in etwa geerdet ist.

2.5.5. Signalanstieg

Der Anstieg des Signals im Detektor ist ein komplexer Prozess. Um sich aber einmal schematisch zu betrachten, wie sich der Anstieg verhält, kann man ein paar vereinfachende Annahmen treffen. Die Ladungsträger entstehen alle am selben Punkt in einer Detektorregion mit der erwarteten Feldstärke und bewegen sich alle mit ihrer Maximalgeschwindigkeit. Nur Primäreffekte werden betrachtet und alle Einflüsse durch Absorption und Emission vernachlässigt. In Abbildung 2.5.3 wird der Signalanstieg für drei verschiedene Auftrefforte des geladen Teilchens im Germaniumkoaxialdetektor veranschaulicht.

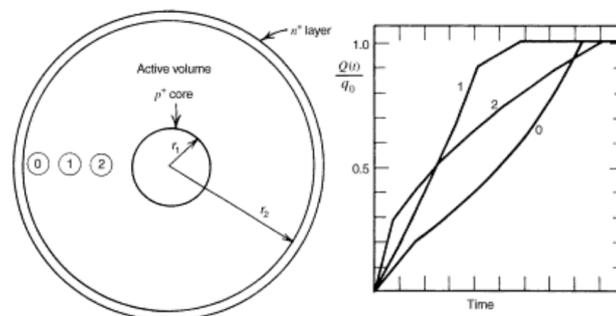


Abbildung 2.5.3.: Signalanstieg für drei verschiedenen Reaktionsorte in einem Koaxialdetektor [20].

Für Startpunkt „0“ werden im ersten Zeitabschnitt bis zur ersten Steigungsänderung fast alle Löcher am äußeren Detektorrand detektiert, der Anstieg kommt vorwiegend durch den Anstieg des Drifts der Elektronen zur Mitte des Detektors zustande. In der zweiten Phase, zwischen der ersten und zweiten Steigung, werden fast alle Elektronen detektiert, der Abstand zur ersten Steigungsänderung kommt durch den längeren Weg der Elektronen zum Mittelpunkt des Detektors und der etwa doppelten

Driftgeschwindigkeit. Beim Vergleich mit Startpunkt „2“ wird der Unterschied in den Driftzeiten deutlich. Hier sind bis zur ersten Steigungsänderung fast alle Elektronen eingefangen und bis zur zweiten fast alle Löcher. Für Startpunkt „1“ sieht man, dass die Elektronen zuerst eingefangen sind und dann die Löcher. Weitere Unterschiede zwischen den Driftzeiten kommen durch die Detektorgeometrie hinzu. Das angelegte Feld ist im inneren Bereich deutlich stärker als im äußeren Bereich. Daher sind die Elektronen auf ihrem Weg zur Mitte des Detektors noch einmal schneller als die Löcher zum äußeren Rand des Detektors.

2.5.6. Signalform

Die Form eines gemessenen Pulses entspricht keiner optimalen Gaußverteilung, da verschiedene Effekte zusätzliche Signale hervorrufen. Sie setzt sich aus vier Komponenten zusammen, einer Gaußfunktion, dem Untergrundrauschen, dem „Shortterm tail“ und dem „Longterm tail“. Dies ist in Abbildung 2.5.4 zu sehen. Die „Tails“ entstehen durch unvollständige Ladungsaufnahme, Sekundärelektronen und Bremsstrahlung.

Bei älteren Detektoren sind diese Merkmale besonders ausgeprägt aufgrund von vermehrten Störstellen im Detektormaterial.

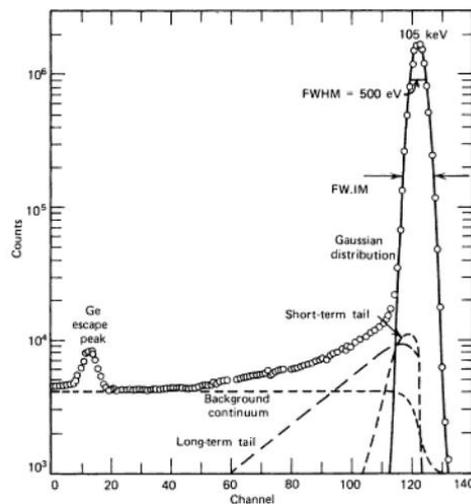


Abbildung 2.5.4.: Darstellung der Signalform mit ihren einzelnen Komponenten [20].

2.5.7. Energieauflösung

Germaniumdetektoren haben eine sehr gute Energieauflösung, welche auch hilfreich bei der Messung schwacher Quellen ist. Im Vergleich zu NaI-Szintillatoren, wie beim Xürich-Experiment verwendet [7], können sie nah beieinander liegende Photonenenergien sehr gut auflösen. Die Energieauflösung beträgt wenige 0,08 %-0,1 % [16], bei

NaI-Detektoren dagegen nur 5-10% [20]. Die Peaks können eindeutig vom Hintergrundrauschen unterschieden werden. Der Vergleich beider Spektren kann Abbildung 2.5.5 entnommen werden.

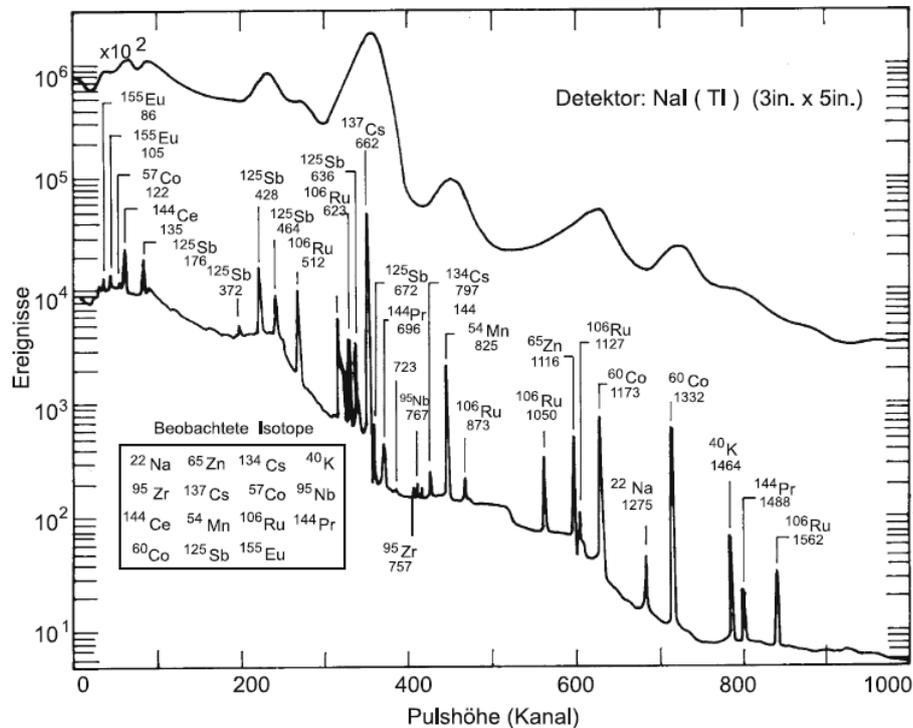


Abbildung 2.5.5.: Vergleichendes Hörenspektrum, NaI-Detektor oben, Germaniumdetektor unten. Die bessere Energieauflösung von Germanium ist an den schmalen Peaks deutlich zu erkennen [9].

Insgesamt ist die Energieauflösung von drei Faktoren abhängig.

1. Statistische Fluktuation in der Gammaausbreitung W_D^2
2. Unterschiede in der Detektionseffizienz W_X^2
3. Elektronisches Rauschen W_E^2

Welcher dieser Faktoren den größten Einfluss hat, ist abhängig von der Teilchenstrahlung und dem Detektor.

Detektoren mit einem kleinem Volumen haben üblicherweise eine bessere Gesamtenergieauflösung als jene mit großen Volumina. Kleine Detektoren haben den Vorteil von niedrigen Kapazitäten, wodurch das elektrische Rauschen beeinflusst wird. Je niedriger die Kapazität ist, desto weniger Rauschen wird beobachtet.

Der Germaniumdetektor hat seine Schwächen bei der Peakeffizienz, das heißt die Fläche unter dem Photopeak ist verglichen mit einem Szintillator viel kleiner. Die gute Energieauflösung führt zu deutlichen, schmalen Peaks, die häufig aus Mehrfachreaktionen erzeugt werden. Da die Rate vom Comptonwirkungsquerschnitt im Verhältnis zum photoelektrischen Wirkungsquerschnitt viel größer ist als beim NaI-

Szintillator, liegt ein höherer Anteil der Ereignisse im Comptonkontinuum statt unter dem Photopeak. Daher ist das Comptonkontinuum ein wichtiger Anteil im Spektrum. Die Lage des Comptonpeaks ist allerdings für alle Detektortypen gleich, da sie abhängig von der Comptonstreuung ist, welche immer von Wechselwirkungen mit Elektronen verursacht wird.

Die Lage der Photopeaks und ihre zugehörige Energie sind im allgemeinen bekannt. Relevante Werte verwendeter Präparate können Tabelle 2.5.1 entnommen werden.

Tabelle 2.5.1.: Übliche Werte für die Lage von Photopeaks mit Angabe ihrer Energie und dem Verzweigungsverhältnis, welches der Emissionswahrscheinlichkeit pro Zerfall entspricht [23].

Isotop	Energie / keV	Verzweigungsverhältnisse / %
²² Na	1274,54	99,9
⁶⁰ Co	1173,23	99,85
	1332,49	99,98
¹³³ Ba	80,90	32,9
	276,39	7,2
	302,85	18,3
	356,00	62,0
¹³⁷ Cs	383,80	8,9
	661,66	85,0
²⁴¹ Am	59,54	35,9

Die Halbwertsbreite der Photopeaks kann mit W_T^2 angegeben werden. Sie ergibt sich aus der Kombination der drei Größen.

$$W_T^2 = W_D^2 + W_X^2 + W_E^2 \quad (2.5.2)$$

Die statistische Fluktuation der Ladungsträger kann unter Verwendung des Fano Faktors F , der Energie der γ - Strahlen ϵ und der Energie E , um ein Elektron - Loch - Paar zu erzeugen, bestimmt werden.

$$W_D^2 = (2,35)^2 F \epsilon E \quad (2.5.3)$$

Durch die Umrechnung von Standardabweichung zur Halbwertsbreite W_D erklärt sich der Faktor 2,35.

Der Fanofaktor ergibt sich aus der Division der gemessenen Energieauflösung durch die vorhergesagte Energieauflösung mit Hilfe der Poisson Statistik. Für Germanium liegt der Fanofaktor bei $F = 0,132 \pm 0,008$ [30]. Die Kurvenverläufe der Photopeaks der oben genannten Faktoren sind in Abbildung 2.5.6 in einem HPGe-Detektor bei einer Auftragung der Energie in keV gegen die Halbwertsbreite in keV zu sehen.

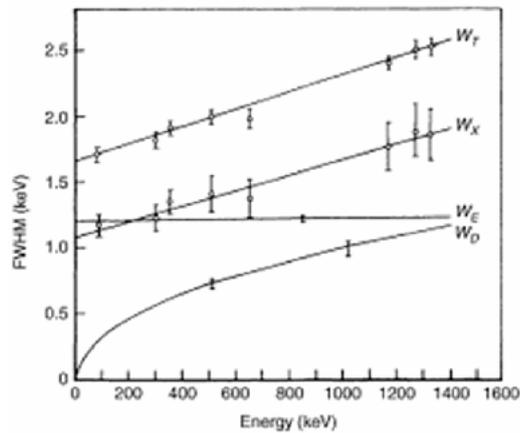


Abbildung 2.5.6.: Kurvenverläufe der Photopeaks der statistischen Fluktuation W_D^2 , des unvollständigen Ladungseinfangs W_X^2 , des elektronischen Rauschens W_E^2 und der Halbwertsbreite W_T^2 für einen 86 fcm^3 HPGe-Detektor bei einer Auftragung der Energie gegen die Halbwertsbreite [20].

Während bei niedrigen Energien W_X^2 und W_E^2 dominieren, ist bei höheren Energien der Einfluss von W_D^2 deutlich stärker zu beobachten. Dies liegt an der breiteren Verteilung durch die statistische Fluktuation der Ladungsträger.

Für einen Detektor mit guter Energieauflösung müssen verschiedene Kriterien erfüllt werden. Man benötigt zum einen eine möglichst kleine Lücke zwischen den Bändern. Dann ist eine geringe Ionisationsenergie von Vorteil, da die Anzahl der angeregten Ladungsträger steigt und statistische Fluktuationen verringert werden. Als letztes sollte noch auf eine effiziente Ladungsaufnahme Rücksicht genommen werden, dazu sollten die Ladungsträger eine hohe Beweglichkeit und lange Lebensdauer aufweisen. In Abbildung 2.5.7 sieht man die Bandlückenenergie gegen die Ionisationsenergie der Strahlung aufgetragen.

Man sieht, dass Germanium in einem sehr guten Bereich liegt, da es eine geringe Bandlückenenergie in Kombination mit einer geringen Strahlungsionisationsenergie aufweist.

Ein idealer Detektor hat ein großes aktives Volumen, eine hohe Ladungsträgerbeweglichkeit, eine große Atomzahl und ist bei Raumtemperatur betriebsfähig.

Den letzten Punkt erfüllt Germanium als Detektormaterial zwar nicht, allerdings ist die benötigte tiefe Betriebstemperatur von 77 K mit flüssigem Stickstoff leicht realisierbar.

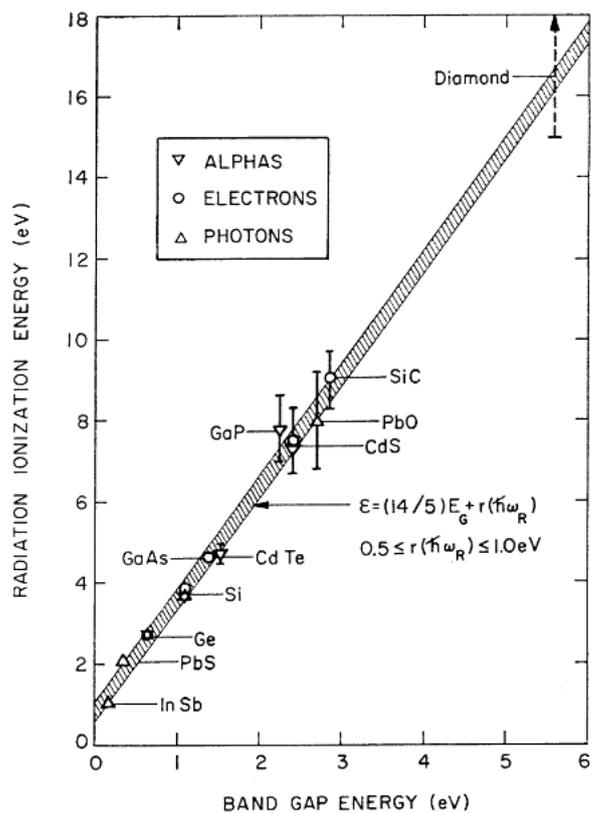


Abbildung 2.5.7.: Auftragung der benötigten Energie, um ein Elektron-Loch-Paar zu erzeugen gegen die Ionisationsenergie der Strahlung für verschiedene Materialien [20].

3. Versuchsaufbau des Comptonstreuexperimentes

Der gesamte Versuchsaufbau ist in Abbildung 3.0.1 von der Seite und in 3.0.2 von unten und oben zu sehen. Er besteht aus einem Kollimator, in welchem sich die radioaktive Quelle befindet, fixiert mit einer Halterung auf einem Tisch aus Profilstangen. Dieser Tisch ist über Gewindestangen mit der Rollplatte verbunden, an welcher sich zusätzlich der Befestigungsring befindet. Der Kryostat in der Mitte enthält eine MainzTPC gefüllt mit Xenon. Über zwei Arme ist der Tisch des Germaniumdetektors an den Befestigungsring gekoppelt, so dass insgesamt ein stabiler Aufbau mit fest definierten Abständen entsteht. Der Ge-Detektortisch ermöglicht das Verschieben des Germaniumdetektors in das Abschirmrohr und ist über eine Gewindestangenverbindung mit der Ge-Rollplatte verbunden.

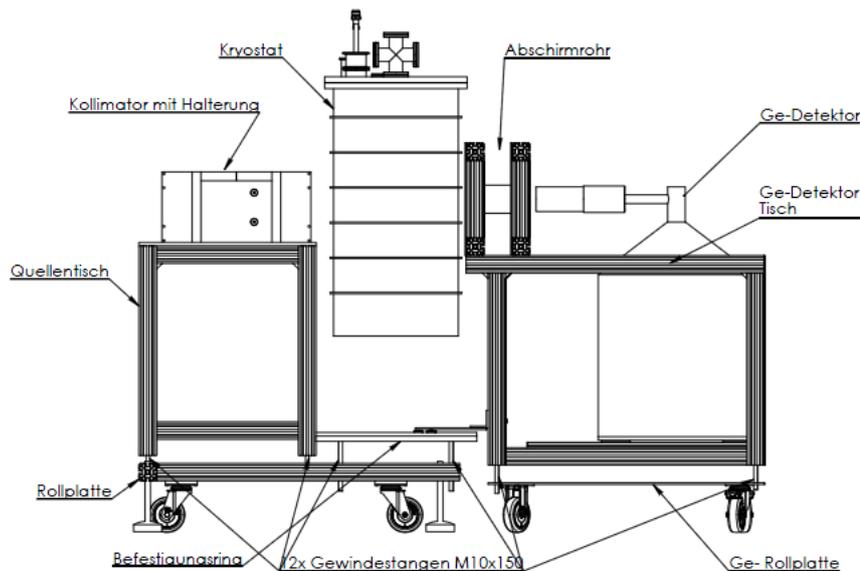


Abbildung 3.0.1.: Gesamter Versuchsaufbau mit Beschriftung der Komponenten.

Zur Konstruktion des Versuchsaufbaus wurde eine Simulation mit *Geant4* zugrunde gelegt, welche in der Diplomarbeit von Pierre Sissol [31] im Detail nachzulesen ist. Die Simulationen konnten unter anderem Aussagen über den geeigneten Abstand der einzelnen Elemente treffen. Es ist demnach wichtig, dass sowohl die Quelle als auch der Germaniumdetektor möglichst nah an der in der Mitte stehenden TPC sind, siehe Abbildung 3.0.1. Weiterhin konnte die Aktivität der benötigten radioaktiven

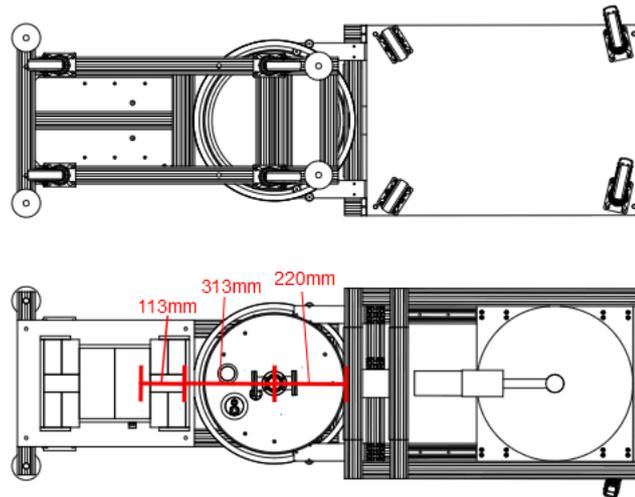


Abbildung 3.0.2.: Gesamter Versuchsaufbau als Ansicht von unten und oben.

Quellen ^{60}Co und ^{137}Cs auf 100 MBq bestimmt werden. Da aus Herstellungsgründen nur bestimmte Aktivitäten zu beziehen sind, wurden Quellen mit einer Aktivität von 37 MBq gekauft. Es konnte auch ein geeigneter Germaniumdetektor ausgewählt und angeschafft werden. Die MainzTPC ist zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit zwar fertig, allerdings fehlt noch der zugehörige Kryostat, ohne den die Kühlung und Xenonversorgung nicht möglich ist.

Die einzelnen Komponenten des Versuchsaufbaus werden in den folgenden Abschnitten genauer erläutert.

3.1. Experimentierstände



Abbildung 3.1.1.: Gesamter Versuchsaufbau bei einer veränderten Winkeleinstellung des Germaniumdetektors im Bezug zur TPC.

Für das Design und die notwendigen technischen Zeichnungen des Versuchsaufbaus wurde die CAD-Software *SolidWorks* (Lehr- Edition, 2012-2013) verwendet. Auf eine möglichst leichte technische Umsetzbarkeit und eine sinnvolle Mechanik musste geachtet werden. Relevante technische Zeichnungen befinden sich im Anhang. Die meisten der hier verwendeten Bilder zeigen gerenderte 3D-Ansichten, welche auch mit *SolidWorks* erstellt wurden.

In 3.1.1 ist der gesamte Versuchsaufbau schematisch zu sehen. Der Kollimator steht zusammen mit dem Kryostaten, in dem sich die TPC befindet, auf einem Experimentierstand, während sich der Germaniumdetektor auf einem separaten Experimentierstand befindet. Dies ermöglicht wie gezeigt eine Veränderung der Winkeleinstellung des Germaniumdetektors im Bezug zur TPC als Mittelpunkt der Anordnung.

3.1.1. Kollimator mit Halterung

In der zugrundeliegenden *Geant4* Simulation [31] wurde ein zylinderförmiger Kollimator verwendet. Ein Zylinder war in der Simulation einfach zu implementieren, in der Realität gilt dies nicht bzw. nur bedingt, daher musste aus praktischen Gründen von dieser Geometrie abgewichen werden. Die Verarbeitung von Blei ist wegen der Giftstaubbildung nur unter speziellen Bedingungen möglich. Es wurde daher auf handelsübliche Bleiblöcke mit den Maßen $5 \times 10 \times 20$ cm und einem Gewicht von ca. 11 kg zurückgegriffen. In der Simulation wurde eine Wandstärke von 5 cm verwendet, dieses Merkmal hat auch der rechteckige Kollimator.



Abbildung 3.1.2.: links: Kollimator, rechts: Kollimatorhalterung.

Der Kollimator besteht aus 16 Bleiblöcken, sechs davon bilden einen 10×10 cm großen quadratischen Tunnel in der Mitte, siehe Abbildung 3.1.2. Dort befindet sich ein metrischer Tisch, der als Halterung für einen Laser zur Ausrichtung der Quelle und anschließend als Halterung für die Quelle selbst verwendet wird. Die Wandstärke beträgt aufgrund der Anordnung nach unten, oben und zu den beiden Seiten je 5 cm. Die Rückwand des Kollimators besteht genau wie die Vorderseite aus je 5 Bleiblöcken, welche so angeordnet sind, dass in beide Richtungen 10 cm Blei zur Abschirmung vorhanden sind. Bei der Konstruktion musste darauf geachtet werden, dass kein direkter Strahl, ausgesendet von der radioaktiven Quelle, den Kollimator durch einen Spalt zwischen zwei Bleiblöcken verlassen kann, wodurch zusätzliche Untergründereignisse auftreten könnten. Daher befindet sich jeweils vor und hinter

der Quelle ein Bleiblock, der dies verhindert. Nach oben, unten und zu den beiden Seiten hin befindet sich auch kein Spalt, da die Quelle nicht mittig im Kollimator platziert ist, sondern möglichst weit vorne an der Kollimatoröffnung. Die Quelle ist noch 15 mm von der Öffnung im vorderen mittleren Bleiblock entfernt.

Die Größe der Lochblende wurde anhand des Abstandes zwischen Quelle und TPC gewählt. Die Strahlung soll nur das aktive Xenonvolumen direkt treffen, um Hintergrundereignisse zu reduzieren. Der Abstand zwischen der Quelle und der TPC beträgt 313 mm, zwischen der Quelle und dem Kollimatorausgang 113 mm. Die Höhe und der Durchmesser des aktiven Volumens betragen 50 mm und die Quelle hat einen Durchmesser von 4 mm. Mit diesen Angaben wurde die Größe der Kollimatoröffnung so gewählt, dass das gesamte aktive Volumen der TPC bestrahlt werden kann. In Abbildung 3.1.3 ist eine Skizze zur Berechnung zu sehen.

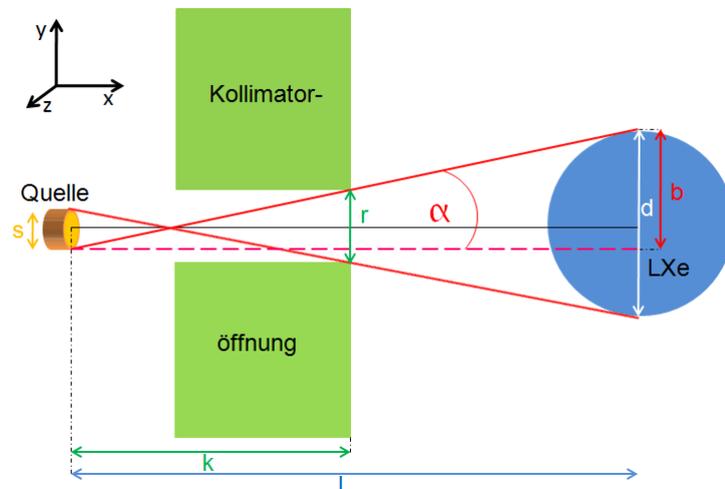


Abbildung 3.1.3.: Berechnung der Größe der Kollimatoröffnung, so dass das aktive Volumen der TPC getroffen werden kann, Ansicht von oben.

Zunächst wurde die Größe $b = \frac{s}{2} + \frac{d}{2} = 27 \text{ cm}$ berechnet, um dann über den Strahlensatz die Größe der Kollimatoröffnung zu bestimmen

$$r = \frac{b}{l} \cdot k = 9,74 \text{ mm}. \quad (3.1.1)$$

Der Öffnungswinkel α kann mittels Trigonometrie zu

$$\alpha = \arctan \frac{b}{l} = \arctan \frac{r}{k} = 4,93^\circ. \quad (3.1.2)$$

berechnet werden.

Da eine Bohrung von 9,74 mm aus technischen Gründen nicht möglich ist, wurde eine etwas kleinere Öffnung von 9,5 mm in das Blei gebohrt.

Die einzelnen Bleiblöcke sind untereinander nicht fixiert. Daher war es notwendig, eine entsprechende Halterung zu bauen, siehe Abbildung 3.1.2. Die Bodenplatte hat eine Breite von 360 mm und eine Länge von 500 mm. Alle Einzelteile sind aus Aluminium gefertigt, haben eine Dicke von 10 mm und sind miteinander verschraubt. Um eine möglichst genaue Platzierung und Rekonstruierbarkeit bestimmter Bleiblöcke zu gewährleisten, wurden an die Bodenplatte der Halterung Hülsen mit 10 mm Durchmesser und 20 mm Tiefe angeschraubt. In den positionsrelevanten Bleiblöcken wurden je zwei entsprechende Bohrungen vorgenommen, die es ermöglichen, die Bleiblöcke genau zu positionieren, siehe Abbildung 3.1.2. Es gibt drei solche relevanten Bleiblöcke. Zum einen jener mit der Kollimatoröffnung, dann derjenige direkt hinter der Quelle, da dieser für einen anderen Streuversuch mit einer ^{22}Na -Quelle auch mit einem Loch versehen werden kann und zuletzt der Block, auf dem der metrische Tisch mit der Quellenhalterung angebracht ist. Der metrische Tisch ist an diesem Bleiblock mit Dübeln fixiert. Die Möglichkeit eines Bleiblock austausch am hinteren Teil des Kollimator wurde vorgesehen, da die Na-Quelle gleichzeitig zwei γ -Quanten in entgegengesetzte Richtungen aussendet, wodurch die Untergrunddiskriminierung mit einer zusätzlichen Detektion des zweiten Photons verbessert werden kann.

3.1.2. Metrischer Tisch mit Quellenhalterung

Ein metrischer Tisch als Halterung für die Quelle wurde in erster Linie gewählt, weil er Verschiebungen in einer Ebene und der Höhe zulässt. Für beide Achsen ermöglicht er eine Verschiebung um 14,5 mm. In Abbildung 3.1.4 ist eine Zeichnung eines Verstellelementes und des gesamten metrischen Tisches aus Messing zu sehen. Ein Verstellelement besteht aus einem Rahmen mit einer Größe von $61,2 \times 56$ mm, in dem sich ein beweglicher Laufwagen der Größe 30×25 mm befindet. Zur Führung des Laufwagens dienen zwei Metallstangen durch den Laufwagenkörper, die am Rahmen angebracht sind. Um jede Stange ist auf einer Seite vom Laufwagen eine Feder gewickelt. Die Position des Laufwagens kann mit einer Feingewindeschraube verändert werden, welche den Laufwagen gegen die Federn drückt. Das Verstellelement zur Ebenenverschiebung wurde mit Dübeln durch die vorhandenen Durchgangslöcher für M4-Schrauben am Blei fixiert. Das Element zur Höhenverstellung wurde mit einem Winkel auf dem Laufwagen des liegenden Tisches festgeschraubt.

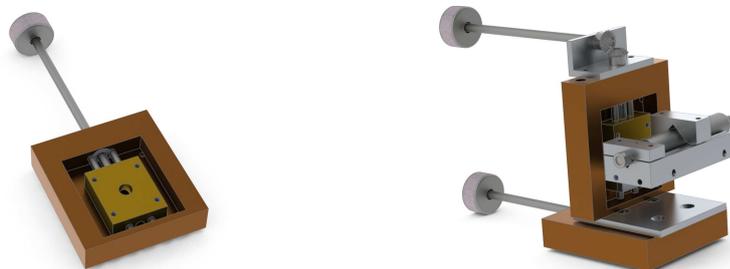


Abbildung 3.1.4.: links: ein Verstellelement, rechts: gesamter metrischer Tisch.

Für den Tisch zur Verschiebung in y -Richtung befindet sich eine Gewindehülse im Rahmen des Verstellelementes. Die Feingewindeschraube hat eine Länge von insgesamt 10 cm, so dass sie durch den Kollimator und die Halterung geführt werden kann. Am vorderen Ende befindet sich das Gewinde und am hinteren Ende ein abschraubbares Rändel zur Bedienung.

Zur Verschiebung des Laufwagens in z -Richtung ist das Gewinde in der Mitte des beweglichen Laufwagens eingebracht. Dadurch bewegt sich der Gewindestift bei der Positionsänderung nicht aus dem Rahmen heraus. Am Ende der Gewindestange ist ein Kegelrad der Modulgröße 0,5 mit einer 1:1 Übersetzung, einem Durchmesser von 10,7 mm, einer Höhe von 9,7 mm und 20 Zähnen festgeschraubt. Durch eine am metrischen Tisch angebrachte Halterung stößt es gegen ein zugehöriges Kegelrad. Das zweite Kegelrad ist am Ende einer Stange verschraubt, die wiederum durch die Bleiblockwand und die Kollimatorhalterung geführt werden kann und am anderen Ende mit einem Rändel bedient wird. Die Konstruktion der Kegelräder kann der technischen Zeichnung „Verstelltisch“ im Anhang A.1 entnommen werden.

Um die Quelle am Laufwagen des höhenverstellbaren Tisches zu befestigen, wurde eine Konstruktion, bestehend aus einem Winkel und einem Halterungselement, konstruiert, vergleiche Abbildung 3.1.5. Der Winkel sorgt zugleich für eine gewisse Entfernung der Halterung vom Laufwagen.



Abbildung 3.1.5.: links: Quellenhalterung mit Laser und Edelstahlgehäuse der radioaktiven Quelle, rechts: Edelstahlgehäuse mit radioaktiver Quelle.

Das Halterungselement wurde so konzipiert, dass sowohl ein Laser zur korrekten Ausrichtung sowie die radioaktive Quelle darauf Platz finden. Der Laser liegt auf einem zusätzlichen Aluminiumwinkel auf der Halterung und kann mit 4 Schrauben so eingestellt werden, dass der ausgesendete Laserstrahl geradeaus zeigt. Mit einem zusätzlichen Fixierelement kann der Laser nach der Einstellung in seiner Position gehalten werden. Ohne dass der Laser herausgenommen werden muss, kann direkt vor diesem die Quelle platziert werden. Die starken Quellen ^{60}Co und ^{137}Cs mit 37 MBq Aktivität sind, wie in Abbildung 3.1.5 rechts zu sehen, in eine zylinderförmige Edelstahlhülse eingebracht. Die Hülse hat eine Gesamthöhe von 16 mm und einen Durchmesser von maximal 6,4 mm und minimal 4 mm. Am dünneren Ende befindet sich ein Loch mit 1,5 mm Durchmesser, welches zur Fixierung genutzt wird. Die Halterung für die Quelle ist mit einer passenden Stange ausgerüstet, sodass die Quelle nicht wegrutschen kann. Im dickeren Ende der Hülse befindet sich die eigentliche Quelle. Sie hat einen Durchmesser und eine Höhe von je 4 mm.

3.1.3. Profilstangengestell für den Kollimator und den Kryostaten

Der Kollimator und die zugehörige Halterung wiegen in etwa 200 kg, dies war bei der Konstruktion des Profilstangengestells zu berücksichtigen. In Abbildung 3.1.6 ist der Profiltisch des Kollimators zu sehen.



Abbildung 3.1.6.: links: Profiltisch des Kollimators, rechts: Rollplatte.

Die Profilstangen (der Firma ISEL) mit einem Querschnitt von 50×50 mm wurden so zurechtgeschnitten, dass sie zusammengebaut dieselbe Breite und Länge wie die Bodenplatte der Kollimatorhalterung haben. Die einzelnen Profilstangen werden mit vorgefertigten Winkeln zusammengehalten. Die Höhe des Tisches wurde abhängig von der Höhe des Germaniumdetektors plus Tisch auf 79 cm bestimmt und ermöglicht noch eine Erhöhung um 5 cm. In die senkrechten Profilstangen wurde oben und unten ein Gewinde der Größe M10 geschnitten, so dass die Bodenplatte der Kollimatorhalterung mit vier Schrauben der Größe M10 am Profilstangentisch befestigt werden kann. Das Gewinde an der Unterseite dient zur Höhenverstellung des gesamten Tisches. Zur Verstärkung ist in der Mitte unter der Kollimatorhalterung noch eine Profilstange. Etwas weiter unten sind zwischen den senkrechten Profilen vier weitere Profilstangen für eine bessere Stabilität angebracht. Der ganze Tisch steht auf einer weiteren Profilstangenkonstruktion, einer Rollplatte, Abbildung 3.1.6 rechts.



Abbildung 3.1.7.: Anordnung dreier Muttern an einer Profilstange zur Höhenverstellung der Profiltische.

Die beiden Elemente werden mit Gewindestangen verbunden. In die Unterseite der vier senkrechten Profilstangen sind die Gewindestangen eingeschraubt. Im unteren Element sind Bohrungen vorhanden, durch welche die Stangen geführt werden.

Mit je drei Muttern sind die Stangen befestigt und ermöglichen die Höhenverstellung des Kollimatorprofiltisches um 5 cm, wie in Abbildung 3.1.7 beispielhaft zu sehen.

Das in Abbildung 3.1.8 gezeigte Profilstangengestell besteht aus zwei langen Profilstangen und mehreren kurzen. An ihm sind vier bewegliche Räder angebracht. Die Räder

sind an speziell gefertigten Aluminiumplatten befestigt, welche mit Gleitmuttern im Profil fixiert und bei Bedarf bewegt werden können. Weiterhin sind vier Füße angebracht, die herab geschraubt werden können, sobald der Tisch richtig steht. Sie sorgen dafür, dass der Tisch fest steht und nicht wegrollen kann und sind gleichzeitig ein Dämpfungsschutz gegen Schwingungen des Boden. Weiterhin wird damit verhindert, dass die Räder aufgrund des Gewichtes von Kollimator und Kryostat trotz zulässiger Gesamtbelastung mit der Zeit verformt werden.



Abbildung 3.1.8.: Kollimatorprofiltisch und Rollplatte mit Sicht auf den Befestigungsring.

Die zwei kurzen Profilstangen in der Mitte der Rollplatte sind in ihrer Position beweglich. Auf ihnen soll später der Kryostat stehen. Es ist angedacht, dass am Kryostat drei Füße oder Gewindestangen angebracht sind, welche an den zwei Profilstangen mit der Möglichkeit zur Höhenverstellung befestigt werden, so dass eine genaue Ausrichtung mit einer Wasserwaage möglich ist.

Um den vorgesehenen Kryostaten herum oder darunter befindet sich ein Befestigungsring aus Aluminium mit einem Außendurchmesser von 456,5 mm, einem Innendurchmesser von 423,5 mm und einer Höhe von 15 mm. Er ist in Abbildung 3.1.8 rechts zu sehen, die detaillierte technische Zeichnung des Befestigungsringes ist im Anhang A.1 zu finden. Der Ring ist mit vier Gewindestangen am Rollplattenprofil angebracht und kann um 5 cm in der Höhe verstellt werden. Außen herum ist mit fünf M3 Schrauben eine Winkelskala aus Edelstahl angebracht. Hier kann in 0,25° Schritten der Winkel abgelesen werden. Der 0°- beziehungsweise 360°-Strich befindet sich in einer Linie und auf der Seite der Kollimatoröffnung. Auf dem Befestigungsring wurde eine Rundschiene aus Edelstahl, bestehend aus zwei Elementen, von 300° und 60° angebracht. Mit ihr ist eine Verbindung zum Germaniumdetektorgestell möglich. Bei der Fertigung des Befestigungsringes musste stark auf die Position der Gewindebohrungen geachtet werden, da von drei verschiedenen Seiten Löcher eingebohrt wurden (siehe die technische Zeichnung im Anhang A.1).

3.1.4. Profilstangengestell für den Germaniumdetektor

Das Profilstangengestell besteht aus mehreren Komponenten und ist in Abbildung 3.1.9 zu sehen.



Abbildung 3.1.9.: Profilstangengestell für den Germaniumdetektor.

Der Tisch hat vier Räder, wobei die vorderen zwei (näher an der TPC) davon Bockrollen sind und in einem zum Kryostaten ausgerichteten Winkel an einer 1 cm dicken Bodenplatte aus Aluminium befestigt sind. Die hinteren zwei Räder sind beweglich und mit einem Feststeller ausgestattet, so dass sie nach der genauen Positionseinstellung den Tisch fixieren. Vier Gewindestangen verbinden die Bodenplatte mit den Profilstangen. Genau wie beim Kollimatortisch sind auch hier Gewinde in den vier senkrechten Profilstangen. Mit je drei Muttern kann auch hier eine Höhenverstellung von bis zu 5 cm vorgenommen werden. Zwischen je zwei der senkrechten Profilstangen ist je eine Stange der Länge 411 mm angebracht, dies entspricht dem Durchmesser der Germaniumdetektordewars. Diese beiden Stangen werden durch zwei 680 mm langen Stangen an ihren jeweiligen Enden verbunden. Auf den beiden langen Profilen wurde mit Gleitmuttern je eine Linearschiene angebracht. In die Führung der Schiene sind auf jeder Seite zwei Rollwagen eingelassen, die eine Bewegung in zwei Richtungen ermöglichen. Auf allen vier Wägen ist eine 1 cm dicke Platte befestigt, die mit 441×441 mm dem Durchmesser des Germaniumdewars entspricht.

Die senkrechten Profilstangen werden an ihrem oberen Ende von zwei Stangen der Länge 482 mm in ihrer Position gehalten. Diese beiden Stangen werden mit zwei Profilstangen der Länge 441 mm verbunden. Auf ihnen ist eine Profilstangenkonstruktion angebracht, welche es ermöglicht, mit Gleitmuttern eine Edelstahlhalterung zu fixieren. Die Halterung wird mit einer 2,5 mm dicken Bleifolie mit 12,5 cm Breiten und 1 m langen Streifen umwickelt. Der Germaniumdetektor kann durch die Öffnung der Halterung geschoben werden und erhält eine zusätzliche Untergrundabschirmung. Für die volle Abschirmung werden 12 Streifen verwendet. Dies entspricht ausgehend vom Germaniumdetektor einer Abschirmung von 32 mm.

Auf der vorderen unteren Profilstange sind drei weitere senkrechte Profilstangen der Länge 150 mm angebracht. An den äußeren beiden Stangen ist mit zwei Gleitmuttern je ein Aluminiumwinkel montiert. Daran befindet sich je ein Aluminiumarm, an welchen je drei Rollen angebracht sind. Es handelt sich um zwei konzentrische Rollen, welche sich mittig um ihre Achsen drehen und eine exzentrische Rolle, bei welcher der Mittelpunkt variiert werden kann. Dies ermöglicht eine optimale Einstellung der drei Rollen in der Führungsschiene des Befestigungsringes. Wird der Profiltisch des Germaniumdetektors um die Führungsschiene bewegt, kann es durch eventuelle Bodenunebenheiten oder andere Erschütterungen zu ungewünschten Krafteinwirkungen auf die Rollen kommen. Um dies zu vermeiden, sind die zwei Gleitmuttern eines Aluminiumwinkels in der Profilstange zwischen zwei Druckfedern von 2 cm Länge, die genau in die Profیلöffnung passen, platziert. Soll der Profiltisch bewegt werden, so können die Gleitmuttern gelockert und nach der Verschiebung wieder angezogen werden.



Abbildung 3.1.10.: links: Verbindungsarm zwischen Germaniumdetektortisch und Rundschiene, rechts: Laserhalterung zur Winkeleinstellung.

Bei der Verschiebung soll der Winkel möglichst genau eingestellt werden können. Dazu wird ein Laser verwendet, welcher an der dritten senkrechten Profilstange mit einem Aluminiumwinkel befestigt wird. Die Halterung ist genauso konzipiert, wie jene im Kollimator zur Positionierung der radioaktiven Quelle. Der vordere Teil auf dem die Quelle angebracht werden kann, wurde hier jedoch weggelassen. Siehe dazu Abbildung 3.1.10.

3.2. MainzTPC

Die MainzTPC wurde, wie in der Einleitung bereits erwähnt, speziell für Messungen in niedrigen Energiebereichen entwickelt. In der Diplomarbeit von Pierre Sissol [31] wurde sie mit Hilfe von *Geant4* Simulationen optimiert. Sie soll es ermöglichen, Informationen zur Untergrunddiskriminierung im niedrigen Energiebereich auf der Suche nach Dunkler Materie in Form von WIMPs zu erlangen. Die Mainz TPC ist ein Zwei-Phasen-Xenondetektor, welcher nach dem selben Funktionsprinzip der auf Xenon-TPCs basierten DM-Experimente erbaut wurde, eine etwas genauere Beschreibung dieser Experimente ist in Kapitel 1 zu finden.

Experimente mit der MainzTPC sollen helfen, die Szintillation besser zu verstehen und Untergrundereignisse in zukünftigen Experimenten aus den Messdaten herauszufiltern.

Die MainzTPC ist mit einem aktivem Volumen von 53 mm Höhe und 50 mm Durchmesser deutlich kleiner als ihre Vorbilder. Während in den großen Detektoren die Wahrscheinlichkeit für Mehrfachphotonenstreuungen sehr hoch ist, so ist es in diesem kleinen Volumen eher unwahrscheinlich. Man wird also vermehrt einfach gestreute Photonen beobachten, welche im Germaniumdetektor aufgenommen werden.

3.2.1. Aufbau des Detektors

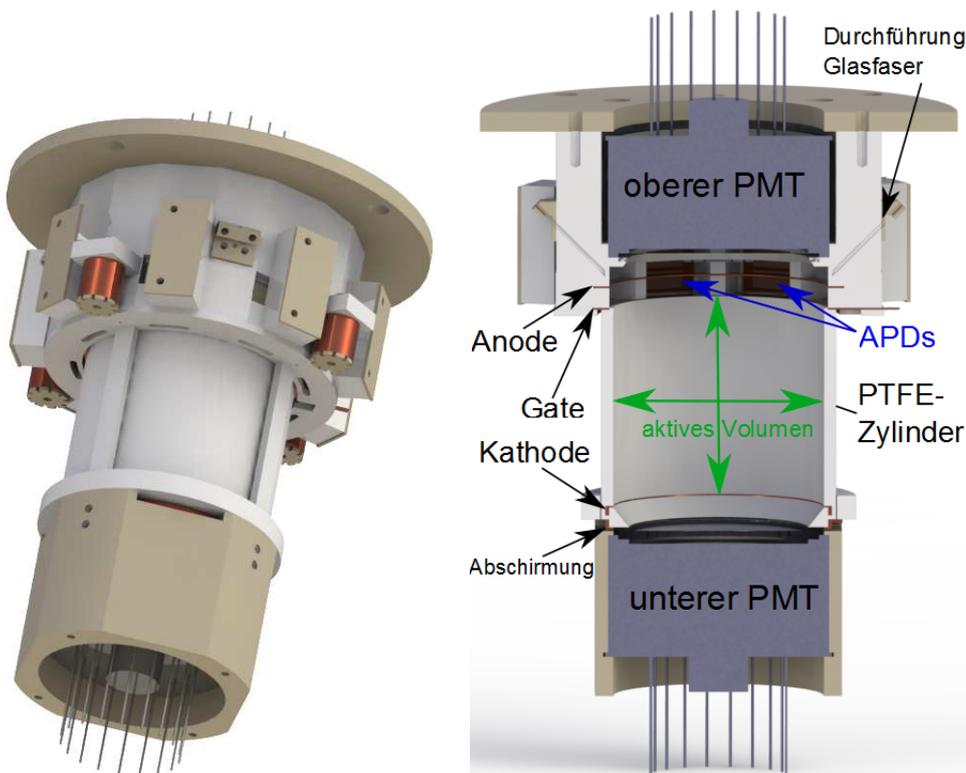


Abbildung 3.2.1.: Querschnitt der Mainz TPC ohne umgebenden Kryostaten[8].

Ein Querschnitt der MainzTPC, modelliert mit *SolidWorks*, ist in Abbildung 3.2.1 zu sehen. Der Kern besteht aus einem Hohlzylinder aus PTFE (Polytetrafluorethylen, Teflon), in welchem sich das aktive Xenonvolumen befindet. Das Xenonvolumen hat einen Radius von 53 mm und eine Höhe von 50 mm. Der Zylinder mit einer Wandstärke von 3 mm umschließt das aktive Volumen und hat auf Grund des Materials PTFE hervorragende Eigenschaften zur Reflexion des im Xenon erzeugten Szintillationslichtes. Zusätzlich dient er der Stabilität der Konstruktion. Um den Zylinder herum ist ein „Printed Circuit Board“ mit einer Dicke von 125 μm gelegt. Es besteht aus flexiblem Kapton. Die Leiterbahnen darauf dienen dazu, das elektri-

sche Feld im Inneren der TPC möglichst gleichförmig und die radiale Komponente des Feldes gering zu halten. Das Feld selbst wird durch filigrane Gitter erzeugt. Am oberen und unteren Teil des Zylinders befinden sich je zwei Rahmen aus sauerstofffreiem Kupfer, sie dienen der Befestigung der Gitter. Die Gitter sind $14\ \mu\text{m}$ dick bei Drahtabständen von $268\ \mu\text{m}$ mit einer optischen Transparenz von $89,8\%$, wodurch sie eine maximale Lichtausbeute zulassen. Das obere der unteren beiden Gitter ist die Kathode, welche zusammen mit dem zweiten Gitter von oben, dem Gate, das elektrische Feld im Innenraum des Zylinders erzeugt. Das unterste Gitter dient der Abschirmung. Es soll verhindern, dass durch Streuung freigesetzte Ladungen vom negativen Potenzial der Kathode abgestoßen werden, zum unteren Photomultiplier (PMT) driften und dort Störsignale hervorrufen. Das oberste Gitter ist die Anode, zwischen dem Gate und der Anode liegt ein stärkeres Feld als zwischen Kathode und Gate an. Insbesondere in der Gasphase werden aufgrund der kleineren Permittivität ($\varepsilon_{GXe} \approx 1$, $\varepsilon_{LXe} \approx 1\%$) sehr hohe Feldstärken ($>10\ \text{kV/cm}$) erreicht [31].

Am Rahmen des Kathodengitters gibt es vier Stellen, an denen er auf $3\ \text{mm}$ verstärkt ist und M1 Innengewinde enthält. Dort werden Schrauben eingebracht, welche an die Hochspannung angeschlossen werden und das Gitter mit Strom versorgt. Zusätzlich dient dies der Fixierung des elektrischen Feldkäfigs. Der Rahmen des Abschirmgitters hat nur eine dieser Verstärkungen, um an die Hochspannung angeschlossen zu werden, da hier nicht zusätzlich der elektrische Feldkäfig fixiert wird. Die oberen Gitterrahmen wurden mit Lötungen versehen, welche durch Aussparungen in der Halterung geführt werden, um mit Hochspannung versorgt werden zu können. Dies verhindert Verformungen des Gitters aufgrund zu hoher lokaler Erwärmung beim Verlöten und der daraus resultierenden thermischen Ausdehnung, denn die Gitter müssen ideal flach sein, um ein gleichförmiges Feld zu erzeugen. Mittig zwischen Anode und Gate befindet sich die Grenzfläche von flüssigem zu gasförmigem Xenon. Zwischen den unteren Gittern befindet sich ein Kreisring aus PTFE mit einer Absträgung zum PMT hin. Er überdeckt gewollt einen Teil des PMTs, welcher in seinem Außenbereich nicht sensitiv ist. Das S1-Szintillationslicht kann auf diese Weise in den PMT reflektiert und mit dem aktiven Bereich gemessen werden.

Unten zwischen PTFE-Zylinder und PEEK-Halterung (Polyetheretherketon) unterhalb des Abschirmgitters befindet sich ein Spalt. Dieser dient zusammen mit länglichen Löchern im oberen Teil des PTFE-Zylinders dem Austausch von Xenon mit dem umgebenden Volumen. Das Xenon kann durch den Spalt in die TPC gelangen und durch die Löcher wieder entweichen.

Die einzelnen Bauelemente im oberen TPC-Teil sind in eine Haltekonstruktion aus PTFE eingelassen, jene im unteren Teil sitzen in einer Konstruktion aus PEEK. Beide Materialien wurden gewählt, da sie wenig ausgasen und dem Xenon somit keine Verunreinigungen hinzufügen. Verunreinigungen führen zu Absorption eines Teils der Szintillationsphotonen und verringern die gemessene Ladung. Der obere und der untere TPC-Teil sind zusätzlich über vier dünne Säulen aus PTFE zur Stütze miteinander verbunden.

Zwei PMTs, einer oben und einer unten, messen die Szintillationssignale S1 und S2, die im aktiven Xenonvolumen erzeugt werden. In Abbildung 3.2.2 ist einer der PMTs zu sehen. Zur Rekonstruktion der x-y-Position des S2-Signals werden acht Avalanche-Photodioden (APDs) verwendet, in Abbildung 3.2.2 wird eine davon gezeigt. Diese umgeben die Flüssig-Gas-Grenzschicht ringförmig.

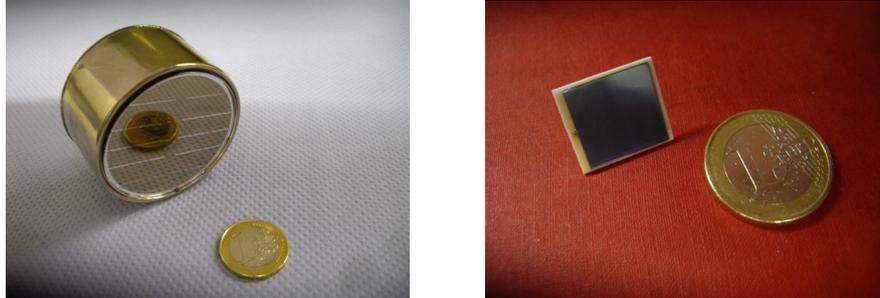


Abbildung 3.2.2.: links: Einer der in der MainzTPC verwendeter PMTs [17], rechts: eine der APDs[28].

Die PMTs sind von der Firma Hamamatsu mit der Produktbezeichnung R6041-406[17]. Die aktive Fläche überspannt einen Durchmesser von 4,5 cm und ist für einen Spektralbereich von 160 nm bis 650 nm sensitiv. Eine Messung des Szintillationslichtes von Xenon mit 178 nm ist also möglich. Für eine Wellenlänge von 175 nm beträgt die Quanteneffizienz (QE) mindestens 30 % und die typische Verstärkung etwa 10^6 . Laut Simulationen des Herstellers beträgt die Sammeleffizienz 70 %. Die Eigenradioaktivität ist mit 5,5 Bq/PMT gering und trägt daher nur minimal zum Untergrund bei.

Die verwendeten APDs der Firma RMD vom Typ S1315 [28] haben kein zusätzliches äußeres Gehäuse, wodurch sie wenig absorbierendes Material zur TPC beitragen und sehr flach sind. Ihre Quanteneffizienz wird derzeit noch in einem separaten Testaufbau bestimmt. Aufgrund von Gefahren eines elektrischen Überschlags zwischen den Gitterrahmen von Gate und Anode sind die APDs etwas zurückversetzt zum Innenraum der TPC installiert. Dies verhindert auch eine Beeinflussung der APDs durch das Driftfeld.

Das Flüssigkeitslevel wird mit vier Levelmetern, welche außerhalb der TPC angebracht sind, gemessen.

Zur Kalibration der APDs und der PMTs können zwischen vier der Platzhalter zwischen den APDs Glasfasern als Lichtleiter in die TPC eingebracht werden. Um ein diffuses Licht zu erhalten, befindet sich zwischen Faser und Innenraum eine dünne PTFE-Schicht.

3.3. Germaniumdetektor

Beim verwendeten Detektor handelt es sich um einen Detektor aus hochreinem Germanium der Firma Ortec (Modell GEM-F5930-S) [15]. Der Germaniumkristall, ge-

zeigt in Abbildung 3.3.1, ist 42,2 mm lang und 58,8 mm im Durchmesser. Die Aussparung für den Hochspannungskontakt in der Mitte ist 21,8 mm tief und hat einen Durchmesser von 9,2 mm. Um den Kristall befindet sich ein Aluminiumzylinder mit 0,8 mm Dicke an den Seiten, 0,03 mm vorne am Eintrittsfenster und 3 mm am hinteren Ende mit einer Öffnung zur Elektronik. Vor der Außenummantlung von 1 mm Dicke befindet sich ein 3 mm breiter Vakuumpfreiraum. Weitere Daten der Endkappe können Abbildung 3.3.1 entnommen werden.

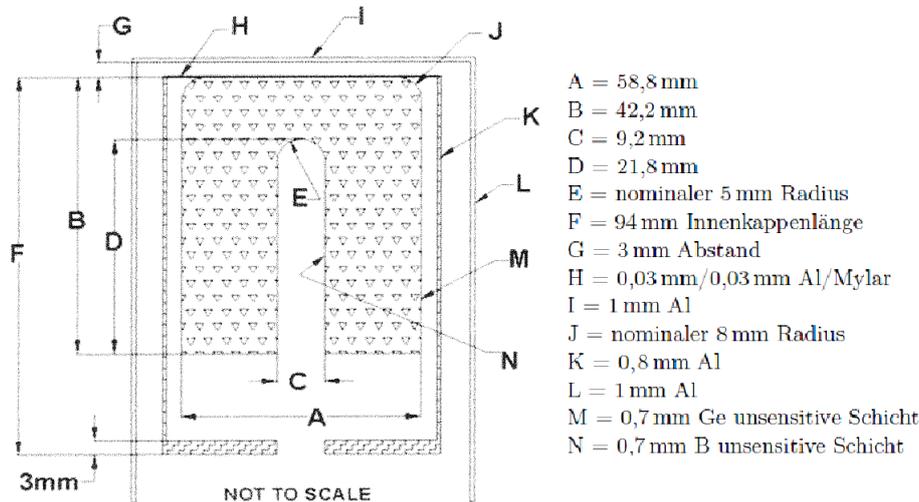


Abbildung 3.3.1.: Schematische Darstellung der Ge-Detektorendkappe [15].

Ein Temperatur- und Luftaustausch zwischen Kristall und Raum ist während der Verwendung nicht erwünscht. Zum einen wird eine geringe Temperatur des Detektors benötigt, um thermischen Anregungen vorzubeugen. Zum anderen könnten Gase in der Raumluft durch Kondensation die Oberflächenschicht verschmutzen. Daher ist der Detektor in einem dichten Vakuumpkryostat untergebracht, welcher auch gleichzeitig zur Kühlung dient. Zur Verlängerung der Lebenszeit des HPGe-Detektors, sollte dieser ständig gekühlt werden. Der Detektor ist in ein 30 l Kryostat, gefüllt mit flüssigem Stickstoff, zur Kühlung eingelassen. Der Detektoraufbau ist in Abbildung 3.3.2 zu sehen.

Vom Hersteller aus ist der Detektor mit einer Schutzvorrichtung ausgestattet. Diese soll verhindern, dass der Detektor mit Hochspannung versorgt wird, bevor er eine ausreichend tiefe Temperatur erreicht hat.

Der Vorverstärker sollte so nah wie möglich am Detektor angeschlossen werden, um die Kapazität zu minimieren, welche unter anderem durch große Kabellängen und elektronisches Rauschen vergrößert werden kann. Daher wurde der Vorverstärker bereits von Ortec in den Kryostaten mit eingebaut, wodurch er auch mit gekühlt wird. Die Kühlung des Vorverstärkers führt außerdem zu einer Reduktion des elektronischen Rauschens des Verstärkers.

Der Detektor benötigt 8 h zur vollständigen Kühlung mit flüssigem Stickstoff. Der Kryostat sollte spätestens alle 14 Tage nachgefüllt werden, um ein Aufwärmen zu

3.3 Germaniumdetektor

verhindern. Der Detektor wird mit einer positiven Hochspannung von 1500 V versorgt.

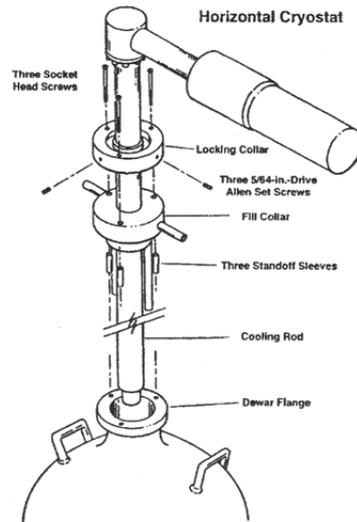


Abbildung 3.3.2.: Schematischer Aufbau des Germaniumdetektors [15].

4. Charakterisierung des Germaniumdetektors

Für ein gutes Messergebnis ist es wichtig, dass die Eigenschaften jedes verwendeten Elementes gut bekannt sind. Dies ermöglicht Störsignale zu erkennen und aus den Messdaten herauszufiltern. In diesem Kapitel wird der Germaniumdetektor und die dazugehörige Elektronik getestet und charakterisiert. Der entsprechende Schaltplan ist in Abbildung 4.0.1 zu sehen.

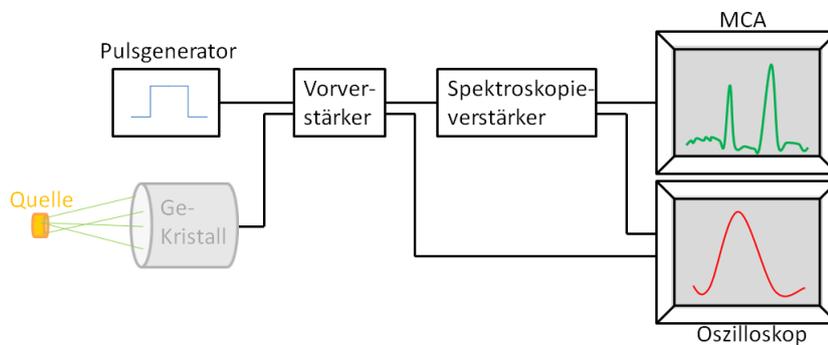


Abbildung 4.0.1.: Schaltplan zur Germaniumdetektor-Signalauslese.

In den Vorverstärker (Modellnummer A257P [16]), welcher mit in den Germaniumdetektor eingebaut ist, werden die Signale, die im Germaniumkristall aufgenommen werden, geleitet. Zusätzlich gibt es die Option einen Testpuls in den Vorverstärker zu leiten. Dieser wird mit einem Pulsgenerator (Model PB-5 [11]) generiert. Der Pulsgenerator wird bei Verwendung immer auf die Einstellungen von 1 ms Fallzeit, 250 ns Verzögerung, positiver Polarität, 100 Hz Rate und 50-fache Abschwächung gesetzt. Die Einstellung der Pulsform wird auf „Pulstop: Tail“ gestellt. Die Amplitude wird als Einziges variiert. Der Vorverstärker hat zwei gleichwertige Ausgänge für das Signal, wovon einer in den Spektroskopieverstärker (Modell 671 [16]) und der andere in das Oszilloskop (Modell DSO9254A [33]) weitergeleitet wird. Am Spektroskopieverstärker wird eine „Shaping Time“ von $6 \mu\text{s}$ eingestellt, die Einstellung der Verstärkung wird variiert. Der Spektroskopieverstärker hat auch zwei gleichwertige Ausgänge, wovon einer in den Multichannelanalyzer (MCA-3 Series / P7882 [14]) und der andere in das Oszilloskop geleitet wird. Während am Oszilloskop nur einzelne Signale betrachtet werden, wird der MCA dazu verwendet, mit seinen 8192 Kanälen Spektren aufzunehmen. Bei allen Messungen muss darauf geachtet werden, dass die Amplitude des Spektroskopieverstärkers eine Schwelle von 10 V nicht überschreitet,

da dies zum sogenannten „Clipping“ führt, also der Puls oben abgeschnitten wird. Dies führt zu unerwünschten Nebeneffekten wie „Pileups“ (Aufsummierungen), die später nicht mehr nachvollzogen werden können. Die Überprüfung erfolgt am Oszilloskop, welches die oben abgeschnittenen Peaks deutlich sichtbar macht. Der MCA Eingang ist genau wie der Ausgang des Spektroskopieverstärkers nur bis maximal 10 V ausgerüstet.

4.1. Einstiegstests

Zu Beginn müssen einige elektronische Einwirkungen auf die Verstärkerkette festgestellt werden. Dabei ist es wichtig, die Größe des elektronischen Rauschens zu bestimmen und eine möglichst lineare Verstärkerkette aufzubauen. Dazu werden in den folgenden zwei Abschnitten die Kabelverbindungen und die Linearität getestet.

4.1.1. Test der Kabelverbindungen

Der Germaniumdetektor hat einen $93\ \Omega$ -Ausgang. Standardmäßig haben elektronische Geräte jedoch häufig $50\ \Omega$, $1\ \text{k}\Omega$ oder $1\ \text{M}\Omega$ Ein- und Ausgangsimpedanz. Um zu analysieren, welchen Einfluss eine Verkabelung mit Impedanzfehlern auf das Signal des Germaniumdetektors hat, wurden verschiedene Kombinationen getestet. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 4.1.1 zu sehen. Am Anfang steht ein Pulsgenerator, welcher sein Signal über ein BNC-Kabel an den Vorverstärker im Germaniumdetektor überträgt. Das Ausgangssignal wird über eine weitere Kabelverbindung an ein Oszilloskop geleitet, an dessen Eingang ein T-Stück angebracht ist, um die Terminierung zu ermöglichen. Mit dem Oszilloskop werden die Messdaten aufgenommen und Bildschirmfotos gemacht.

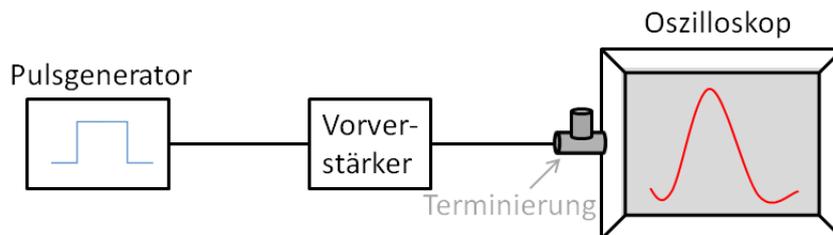


Abbildung 4.1.1.: Schaltplan zum Test der Kabelverbindungen.

Zur Messung wird ein positiver Testpuls mit einer Amplitude von $2,7\ \text{V}$ und einer Abschwächung von 20 verwendet, womit die effektive Pulshöhe $0,135\ \text{V}$ beträgt. Variiert wird sowohl das Kabel zwischen Vorverstärker und Oszilloskop mit einer Impedanz von $50\ \Omega$ oder $93\ \Omega$, als auch die Terminierung am Oszilloskopeingang mit den Widerständen $50\ \Omega$, $93\ \Omega$ oder $1\ \text{M}\Omega$. Die Terminierung erfolgt durch das Platzieren von entweder einem $50\ \Omega$ oder $93\ \Omega$ Widerstand oder durch das offen lassen der dritten Öffnung des T-Stückes, was in etwa einer sehr großen Impedanz von

1 M Ω entspricht. Am Oszilloskop werden die Signalformen Anstiegszeit, Abklingzeit, Breite und Amplitude für mehrere Pulse pro Einstellung gemessen. In Abbildung 4.1.2 wird exemplarisch für den direkt aus dem Pulsgenerator gemessenen Testpuls die Position der Punkte zur Datenerhebung aufgezeigt. Die Punkte zwischen denen die Bestimmung der jeweiligen Größen verwendet werden, sind in rot eingezeichnet. Die Signalkurven der verschiedenen Messungen sind im Anhang A.2.1 zu finden, die jeweiligen gemessenen Mittelwerte sind in Tabelle 4.1.1 aufgelistet.

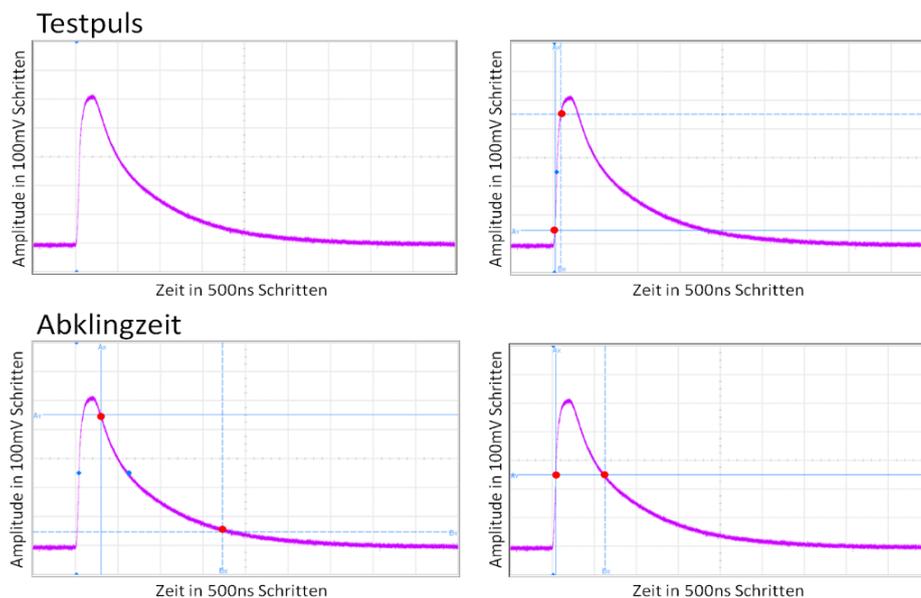


Abbildung 4.1.2.: Darstellung der Datennahme am Beispiel des Testpulses.

Tabelle 4.1.1.: Mittelwerte der Signaleigenschaften für verschiedene Kabelimpedanzen und Terminierungen.

Messung	Steigzeit / ns	Fallzeit/ μ s	Breite / ns	Amplitude / mV
50 Ω , 1 M Ω	101,715	1,408	565,372	564,677
50 Ω , 50 Ω	76,088	1,193	573,236	200,299
50 Ω , 93 Ω ,	77,992	1,393	653,244	265,549
93 Ω , 93 Ω	81,786	1,295	553,743	285,629
93 Ω , 1 M Ω	81,544	1,375	569,115	574,097
93 Ω , 50 Ω	78,577	1,159	569,451	202,249

Anhand der Tabelle 4.1.1 sieht man, dass wie erwartet, bei einer optimalen Einstellung mit 93 Ω Kabel und 93 Ω Terminierung eine geringe Pulsbreite resultiert.

Für die geplante Koinzidenzmessung, nach der Fertigstellung des gesamten Versuchsaufbaus mit der TPC soll ein FADC (Flash Analog to Digital Converter) anstelle des Spektroskopieverstärkers und MCAs verwendet werden. Dieser hat einen $1\text{ M}\Omega$ Eingang. Es bietet sich also an, eine $93\ \Omega$ Terminierung am FADC-Eingang zu verwenden, um eine Verfälschung des Signals möglichst klein zu halten.

4.1.2. Linearität der Verstärkerkette

Für die Überprüfung der Verstärkerkette wird der Aufbau aus Abbildung 4.0.1 verwendet. Am Spektroskopieverstärker wurde eine Verstärkung von 100 gewählt. Zum Test der Linearität des MCA wurde zunächst eine Messung über 40.000 s ($\sim 11\text{ h}$) durchgeführt, in dem der Pulsgenerator so eingestellt wurde, dass er systematisch die Amplitude verändert. Die Amplituden wurden 500 mal von $0,01\text{ V}$ bis $5,4786\text{ V}$ durchlaufen, wobei jeder Durchlauf 80 s dauerte. Die Einstellung wurde so gewählt, dass jeder Kanal in etwa einer Amplitude entspricht, welcher sich mit

$$\Delta U = \frac{U_{max} - U_{min}}{A_{Testpuls}} \quad (4.1.1)$$

umrechnen lässt. U_{max} und U_{min} sind dabei die Anfangs- und Endamplitude und $A_{Testpuls}$ die Abschwächung von 50 am Pulsgenerator. Ein Kanal entspricht demnach einer realen Amplitude von $\Delta U = 1,37\text{ mV}$.

Da der Germaniumdetektor zusätzlich radioaktiven Untergrund aufnimmt, nimmt der MCA ein überlagertes Spektrum aus Untergrund und Testpuls auf. Es wurde daher ein Spektrum des radioaktiven Untergrundes ohne Testpulse mit gleicher Messdauer aufgenommen und vom Linearitätsspektrum abgezogen. Das Resultat ist in Abbildung 4.1.3 zu sehen. Es wird deutlich, dass eine gute Linearität vorliegt.

Um einen Linearitätstest des Spektroskopieverstärkers zu erreichen, wurden für verschiedene Verstärkereinstellungen mehrere Testpulsamplituden je 30 s im MCA aufgenommen. Aus diesen Daten kann außerdem das Rauschen der Elektronik ermittelt werden kann. Vor Beginn der Messung am MCA werden die Pulse am Oszilloskop überprüft. Ein Beispiel für einen Testpuls mit einer eingestellten Amplitude von $0,18\text{ V}$ und einer Ausgangsamplitude am Ausgang des Spektroskopieverstärkers von 9 V ist in Abbildung 4.1.4 dargestellt. Die blaue Kurve zeigt das Ausgangssignal aus dem Vorverstärker und die lila Kurve das Ausgangssignal aus dem Spektroskopieverstärker.

Zur Überprüfung der Linearität werden für diese Pulse der Kanal gegen die Amplitude des realen Testpulses aus dem Pulsgenerator aufgetragen. In Abbildung 4.1.5 ist dieser Graph mit einer Auftragung der Energie gegen die Amplitude zu sehen, da dies den Vergleich der Fitgeraden vereinfacht. Auf die Umrechnung von Kanal zu Energie wird im folgenden Kapitel genauer eingegangen.

Man sieht Messpunkte aus fünf verschiedenen Einstellungen am Spektroskopieverstärker (Verstärkung 20, 50, 100, 200 und 500) jeweils mehrere Punkte, die je einer

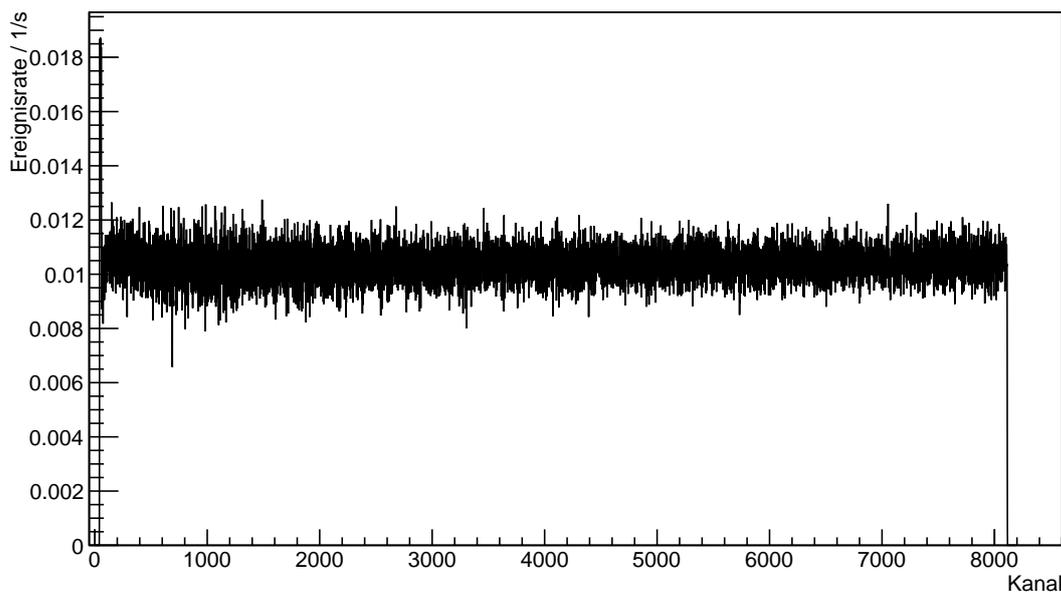


Abbildung 4.1.3.: Linearitätstest am MCA nach Abzug des Untergrundes.

Testpulsposition entsprechen. Mit der mitgelieferten Software für den MCA wurde jeder der Peaks mit einer Gaußkurve auf linearem Untergrund, wie in Gleichung 4.1.2 angegeben, gefittet. Die Halbwertsbreite (FWHM), berechnet aus der ermittelten Standardabweichung und die Kanalposition des Peaks samt Unsicherheit werden ausgegeben. Die Fitkurve wird mit

$$f(x) = p_0 \cdot \exp\left(-0,5 \cdot \frac{(x - x_0)^2}{\sigma^2}\right) + m \cdot x + n \quad (4.1.2)$$

erstellt, wobei p_0 die Amplitude beinhaltet, x_0 die Position und σ die Standardabweichung des Peaks und m die Steigung und n der y-Achsenabschnitt der Geraden sind.

Für die aus dem Kanal bestimmte Energie erhält man eine Ungenauigkeit im Bereich von 15 eV für die höchste Verstärkung bis 0,7 eV für die kleinste Verstärkung. Dieser große Unterschied im Fehler liegt wahrscheinlich an der Peakbreite bei der jeweiligen Verstärkung. Da für eine Verstärkung von 20 für einen Testpulspeak nur 2 bis 3 Kanäle angesprochen werden, ist der Fehler aus dem Fit deutlich geringer, als bei einer Verstärkung von 500 mit einer Testpulspeakbreite von ca. 33 Kanälen. Zusätzlich gehen die Ungenauigkeiten der verwendeten Elektronik mit in die Fehlerberechnung ein. Der Testpulsgenerator liefert einen Fehler der Amplitude von (150 μ V) und der Spektroskopieverstärker einen von 0,025 %.

Der höchste Wert von Verstärkereinstellung 50 mit einer Testpulsamplitude von 9 V, also einer realen Amplitude von 0,18 V, liegt nicht auf der Geraden und wurde daher

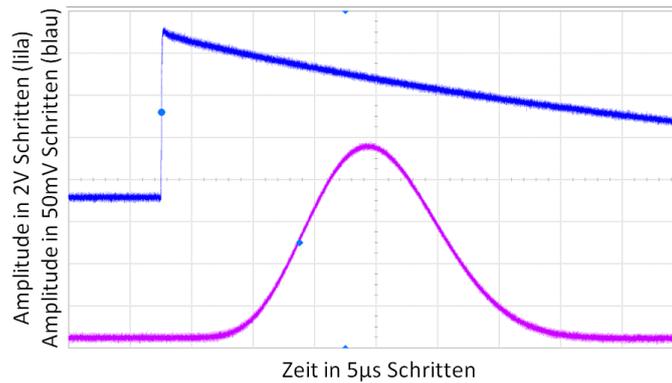


Abbildung 4.1.4.: Am Oszilloskop erstelltes Bildschirmfoto zur Überprüfung der Amplitude für einen 9 V Testpuls am Oszilloskop nach einer Verstärkung von 50 am Spektroskopieverstärker.

für den linearen Fit nicht berücksichtigt. Am Oszilloskop wurde eine Amplitude von 9,63 V ermittelt, welche eigentlich im zulässigen Bereich liegt. Sie liegt jedoch am Randbereich von Spektroskopieamplifier und MCA, wodurch vermutlich „Clipping“ auftrat, welches im Oszilloskop durch die Triggereinstellung unterdrückt wurde. Insgesamt zeigt der Graph aus Abbildung 4.1.5 deutlich den erwarteten linearen Verlauf. Der Offset liegt um 0 zwischen $(0,450 \pm 0,002)$ meV und $(0,160 \pm 0,002)$ meV.

4.2. Energiekalibrierung

Zur Energiekalibrierung des Germaniumdetektors und allen folgenden Messungen wurde die Verstärkerkette aus Abbildung 4.0.1 verwendet. Von vier verschiedenen radioaktiven Testquellen mit einer ursprünglichen Aktivität von 37 kBq im Jahre 1987 wurde für fünf unterschiedliche Verstärkungen am Spektroskopieverstärker je ein Spektrum mit dem MCA aufgenommen. Die Energien der Photopeaks und die Häufigkeit ihres Vorkommens sind Tabelle 2.5.1 zu entnehmen. Am Spektroskopieverstärker wurden die Verstärkungen 20, 50, 100, 200 und 500 gewählt, wobei die letzten beiden nach Kapitel 4.3 nicht mehr zur Messung verwendet werden, da sie nur als Erweiterung für die Charakterisierung des Ge-Detektors dienen.

Bei der Messung der Spektren von insgesamt je 5 min, wurden dauerhaft Testpulse in den Vorverstärker geleitet. Die eingestellte Testpulsamplitude wurde so gewählt, dass für die Aufnahmen bei 20, 50 und 100 facher Verstärkung je einer bei 4 V und einer in der Nähe der erwarteten Photopeaks lag. Diese waren für ^{60}Co 8 V, ^{133}Ba 1,5 V, ^{137}Cs 3,5 V und ^{241}Am 1 V. Für die Verstärkung von 200 wurden die Testpulse 1 V und 1,5 V gewählt und für 500 0,4 V und 0,8 V. Für die höheren Verstärkungen, angefangen bei der 100 fachen, konnten nicht mehr alle Testquellen aufgenommen werden, da ihre Energien nicht mehr im Kanalbereich des MCA liegen. Ab einer Verstärkung von 100 wurde die ^{60}Co -Quelle und ab 200 wurde die ^{137}Cs -Quellen nicht mehr verwendet. Bei der Verstärkung von 500 konnte nur noch der erste Peak

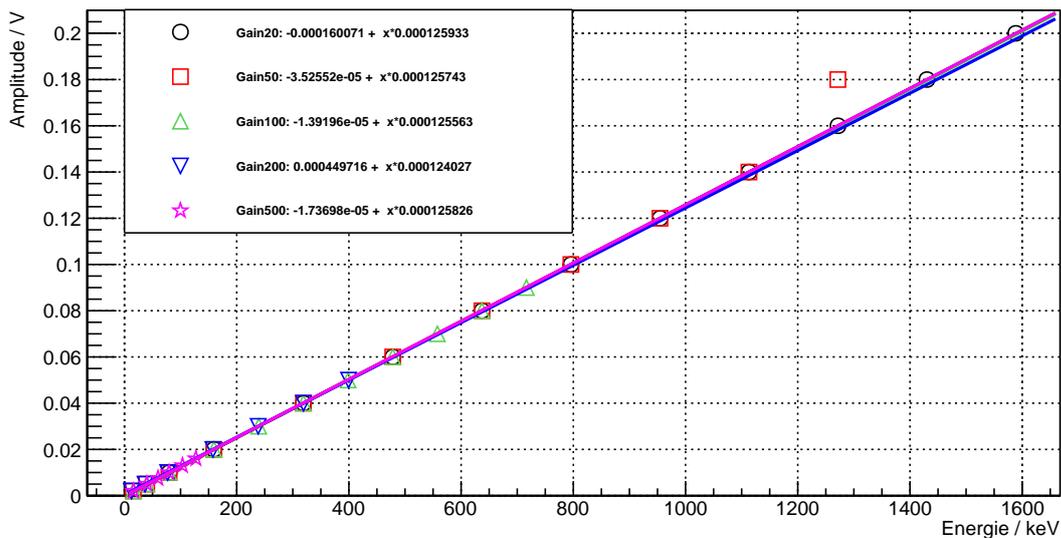


Abbildung 4.1.5.: Auftragung der Energie gegen die Testpulsamplitude für 5 verschiedene Verstärkereinstellungen. Sowohl der x- wie der y-Fehler sind so klein, dass sie im Plot nicht sichtbar sind.

von ^{133}Ba aufgenommen werden, wodurch qualitative Auswertung dieser Messdaten nicht möglich ist.

Wie in Abbildung 4.1.2 wurde jeder der Peaks mit einer Gaußkurve auf linearem Untergrund gefittet. Um aus den aufgenommenen Daten eine Energiekalibrierung zu erhalten, wird die Peakposition gegen die bekannte Peakenergie aus Tabelle 2.5.1 aufgetragen und mit einer Geraden gefittet. In Abbildung 4.2.1 ist der Plot bei einer Verstärkung von 50 zu sehen, alle anderen befinden sich im Anhang A.2.2. Die Fitgeraden können Tabelle 4.2.1 entnommen werden.

Tabelle 4.2.1.: Fitgeraden aus der Energiekalibrierung für die verschiedenen Verstärkereinstellungen aus Abbildung 4.2.1 und Abschnitt A.2.2. Die Fehlerwerte liegen für die Steigung unter $8 \cdot 10^{-6}$ und den y-Achsenabschnitt unter $1 \cdot 10^{-3}$.

Verstärkung	Steigung	y-Achsenabschnitt
20	0,53	10,86
50	0,21	4,14
100	0,11	1,96
200	0,05	-2,61

Die Fehler aus der Bestimmung der Peakposition sind sehr klein und können daher nicht dargestellt werden, die Literaturwerte der Energie sind ohne Fehlerangabe. Es ist zu erkennen, dass alle Messdaten sehr gut auf der Ausgleichsgeraden liegen. Feine Unterschiede sind in dieser Darstellung nicht erkennbar. Daher soll ein Residuum-

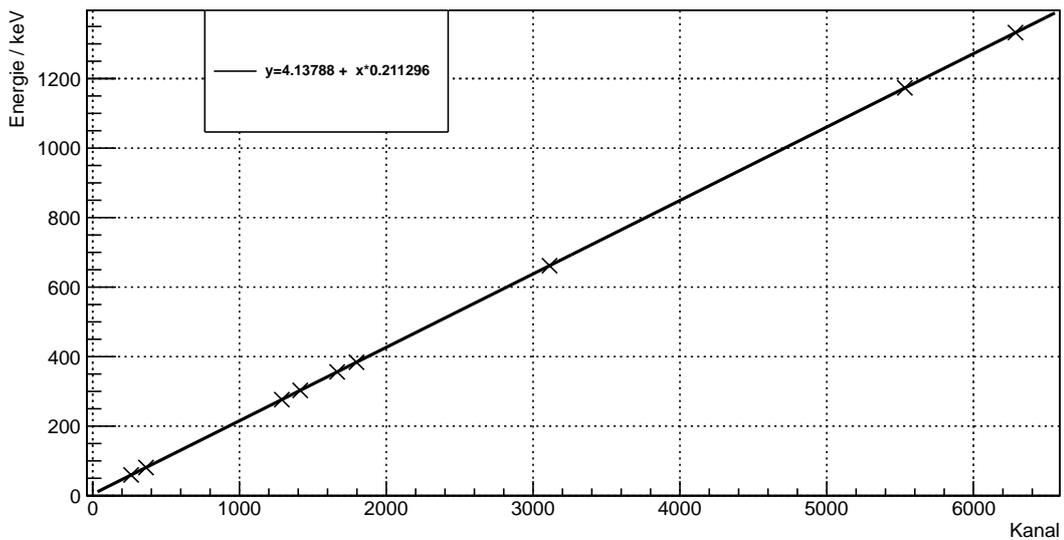


Abbildung 4.2.1.: Energiekalibration bei einer Verstärkung von 50.

engraph Aufschluss über die Abweichungen der einzelnen Punkte von der Geraden geben. Die Residuen wird dazu mit

$$R = \frac{E_{\text{gemessen}} - E_{\text{Literatur}}}{E_{\text{gemessen}}} \quad (4.2.1)$$

berechnet und aufgetragen, wobei E_{gemessen} aus der Fitgeraden der Energiekalibration berechnet wird, indem die ermittelte Kanalposition des Peaks eingesetzt wird

$$E_{\text{gemessen}} = m \cdot P_{\text{Kanal}} + n. \quad (4.2.2)$$

Hierbei ist m die Steigung, n der Offset bei $x = 0$ und P_{Kanal} die Peakposition in Kanälen. Die Residuen zu Abbildung 4.2.1 sind in Abbildung 4.2.2 zu sehen, alle weiteren Graphen befinden sich im Anhang A.2.2.

Wie man sieht, gibt es bei den niedrigsten Energien die größte Abweichung von der Geraden. Dies liegt vermutlich an systematischen Fehlern bei kleinen Amplituden. Die Ausgleichsgerade wird verwendet, um die x-Achse vom Kanal in die Energie umzurechnen. Dies wurde bereits für Abbildung 4.1.5 gemacht und wird auch für alle folgenden Graphen durchgeführt. Die Spektren der Kalibrationsquellen für die Verstärkereinstellung 50 sind in Abbildung 4.2.3 zu sehen, die für andere Verstärkereinstellungen aufgenommenen Spektren sehen gleich aus.

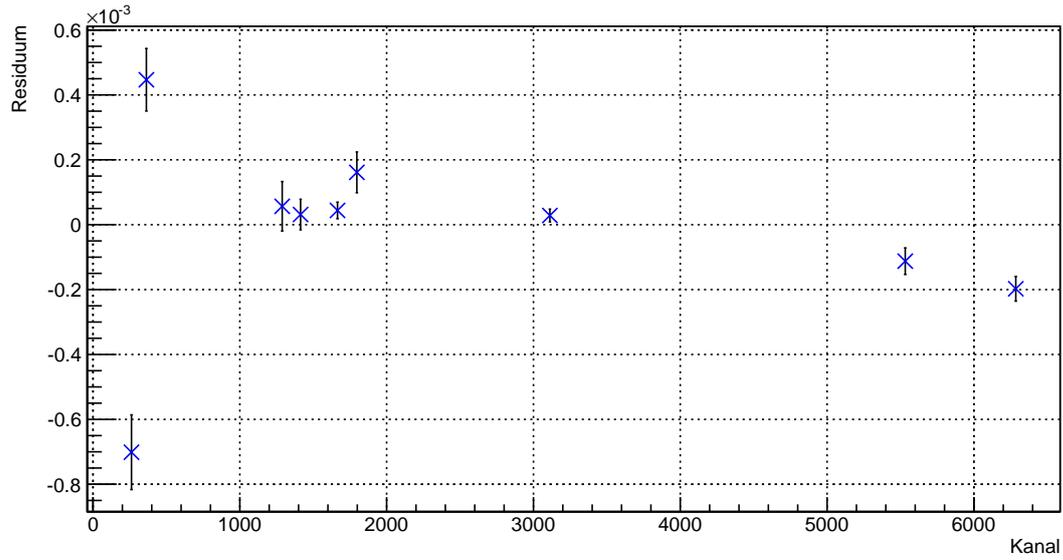
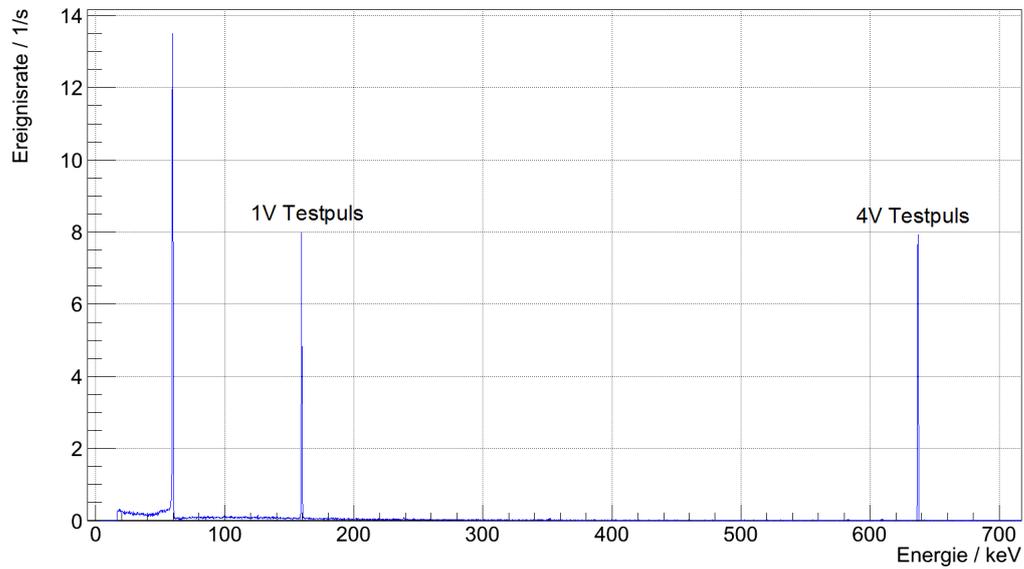
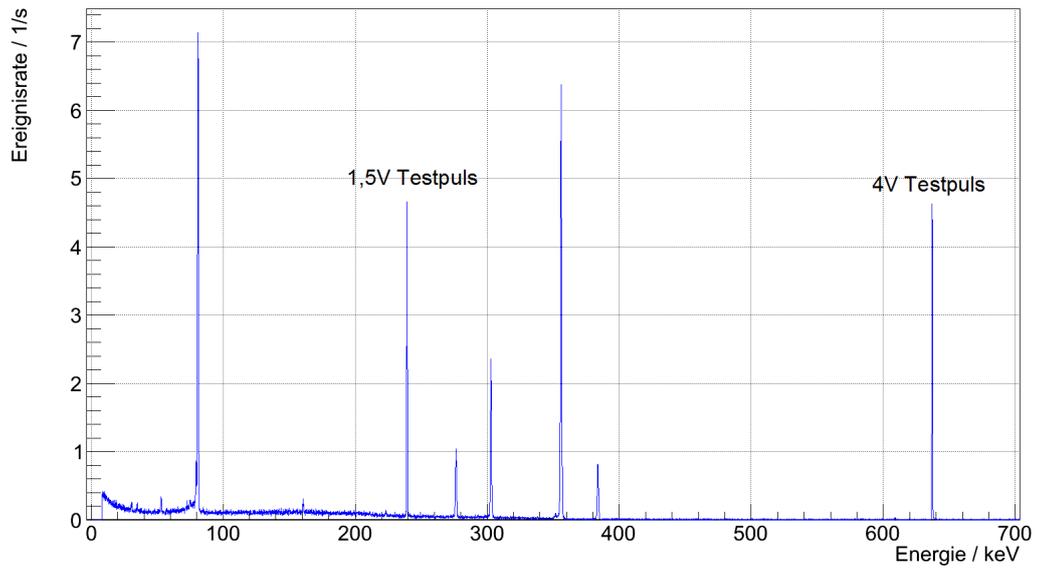


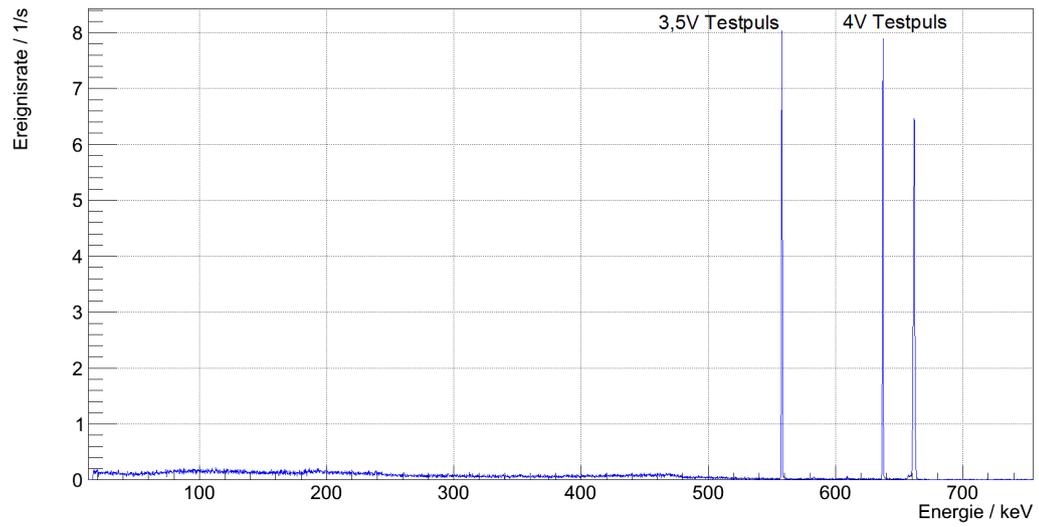
Abbildung 4.2.2.: Residuengraph der Energiekalibrierung für eine eingestellte Verstärkung von 50.



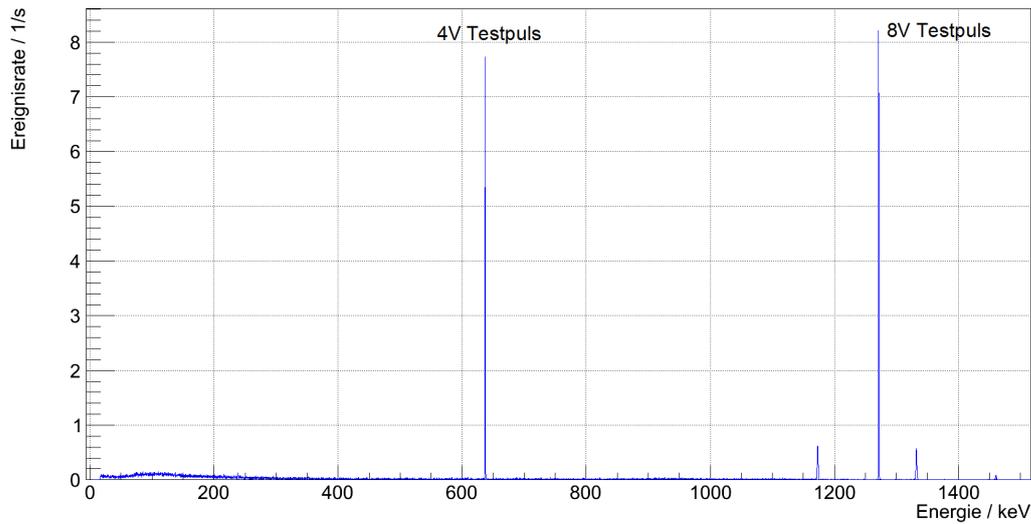
(a) ^{241}Am mit zwei Testpulsen bei 1 V und 4 V.



(b) ^{133}Ba mit zwei Testpulsen bei 1,5 V und 4 V.



(c) ^{137}Cs mit zwei Testpulsen bei 3,5 V und 4 V.



(d) ^{60}Co mit zwei Testpulsen bei 4 V und 8 V.

Abbildung 4.2.3: Spektren der Kalibrationsquellen für eine Verstärkung von 50.

4.3. Energieauflösung

Die Energieauflösung kann über die Halbwertsbreiten aus den Gaußfits bestimmt werden. Dazu müssen diese, wie die Kanäle, in die Energie umgerechnet werden. Wie zuvor werden die Werte aus der Energiekalibration (Tabelle 4.2.1) verwendet. Die Energie wird dann gegen die FWHM der Photopeaks der Kalibrationsquellen und der gemessenen Testpulse aufgetragen. In Abbildung 4.3.1 ist als Beispiel der Graph für die Verstärkung von 50 zu sehen, die anderen befinden sich im Kapitel A.2.3. Die Werte aus den verschiedenen Fitkurven sind Tabelle 4.3.1 zu entnehmen.

Tabelle 4.3.1: Fitwerte aus allen Verstärkereinstellung für je drei Fitkurven für die Bestimmung des **Fanofaktors**, des **elektronischen Rauschens des Detektors** und des **elektrischen Rauschens der Elektronik**.

Verstärkung	W_E / keV	Fanofaktor	W_E / keV	Steigung / 10^{-5}	y-Achsenabschnitt / keV
20	$0,487 \pm 0,014$	$0,147 \pm 0,010$	$0,506 \pm 0,011$	$-5,370 \pm 1,265$	$1,084 \pm 0,012$
50	$0,240 \pm 0,11$	$0,137 \pm 0,004$	$0,252 \pm 0,008$	$-1,027 \pm 0,512$	$0,574 \pm 0,004$
100	$0,219 \pm 0,007$	$0,122 \pm 0,004$	$0,208 \pm 0,005$	$-1,320 \pm 0,536$	$0,470 \pm 0,002$
200	$0,254 \pm 0,006$	$0,126 \pm 0,004$	$0,249 \pm 0,003$	$-3,533 \pm 0,372$	$0,614 \pm 0,008$

Zur Ermittlung des elektronischen Rauschens von Vorverstärker und Spektroskopieverstärker wird an die Halbwertsbreiten der Testpulse eine Gerade (rot) angepasst. Daraus ergibt sich im Mittel ein Rauschen von $W_E = (0,545 \pm 0,007)$ keV, welches durch die Elektronik verursacht wird.

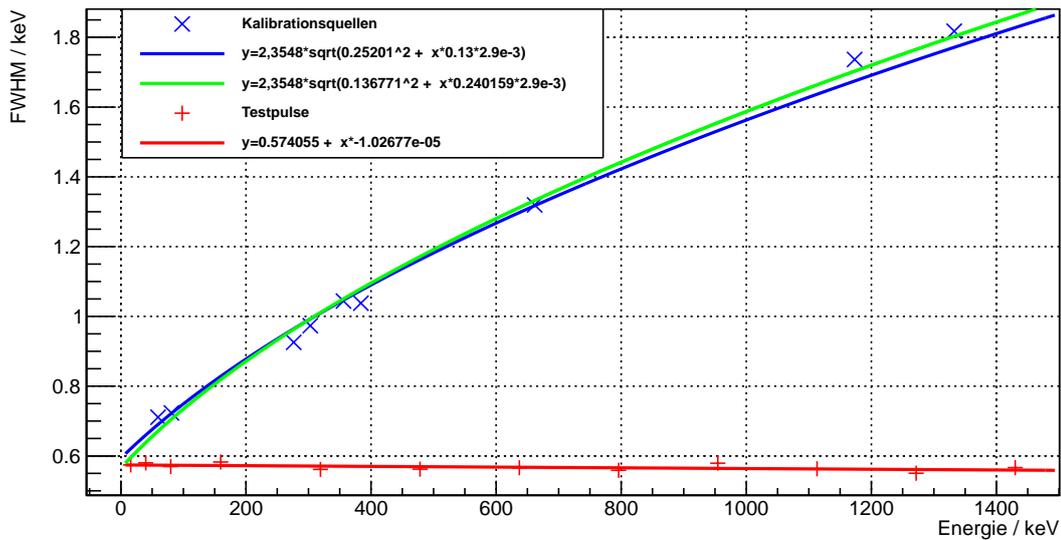


Abbildung 4.3.1: Energieauflösung für den Energiebereich bei einer Verstärkung von 50 mit Fits der Messwerte.

Aus den Halbwertsbreiten der Photopeaks kann mit einem geeigneten Fit das elektronische Rauschen bei der Aufnahme der Spektren bestimmt werden. Die verwendete Formel wurde bereits in Kapitel 2.5.7 Gleichung 2.5.2 erläutert. Die Unterschiede in der Detektoreffizienz W_X^2 werden allerdings nicht berücksichtigt. Die Gleichung für die Energieauflösung lautet

$$\Delta E = \sqrt{W_T^2} = 2,3548 \cdot \sqrt{F_{Ge} \cdot \epsilon_{Ge} \cdot E_{Messwert} + W_E^2}, \quad (4.3.1)$$

wobei F_{Ge} der Fanofaktor von Germanium mit $0,132 \pm 0,008$ [30] ist, $\epsilon_{Ge} = 2,9 \cdot 10^3$ keV die Energiedifferenz zwischen Valenz- und Leitungsband und W_E das elektronische Rauschen des Signals.

Bei der Bestimmung des elektronischen Rauschens wird der Fanofaktor auf den Literaturwert von 0,13 festgesetzt (blaue Fitkurve), man erhält im Mittel $W_E = (0,236 \pm 0,007)$ keV. Dieser Wert ist im Vergleich zu jenem aus der Testpulsmessung deutlich kleiner.

Zur Überprüfung des Fanofaktors wird ein weiterer Fit (grün) durchgeführt, indem man zwei freie Parameter erlaubt. Der daraus resultierende Fanofaktor liegt im Mittel über alle Verstärkereinstellungen bei $0,1328 \pm 0,0053$, was dem theoretischen Wert von 0,132 sehr gut entspricht und sich im Bereich der Fehlertoleranz befindet. Die resultierende Energieauflösung liegt bei 1332 keV etwa bei einem Wert von 1,8 keV, welche der Angabe des Herstellers [15] von 1,8 keV entspricht.

Die Symmetrie der Photopeaks kann mit verschiedenen Gaußfits überprüft werden. Dazu werden die Peaks in den Spektren der Kalibrationsquellen einmal mit einer

Gaußkurve über den gesamten Bereich gefittet und dann werden je ein Gaußfit für die linke und rechte Hälfte des Peaks durchgeführt, ein Beispiel ist in Abbildung 4.3.2 zu sehen.

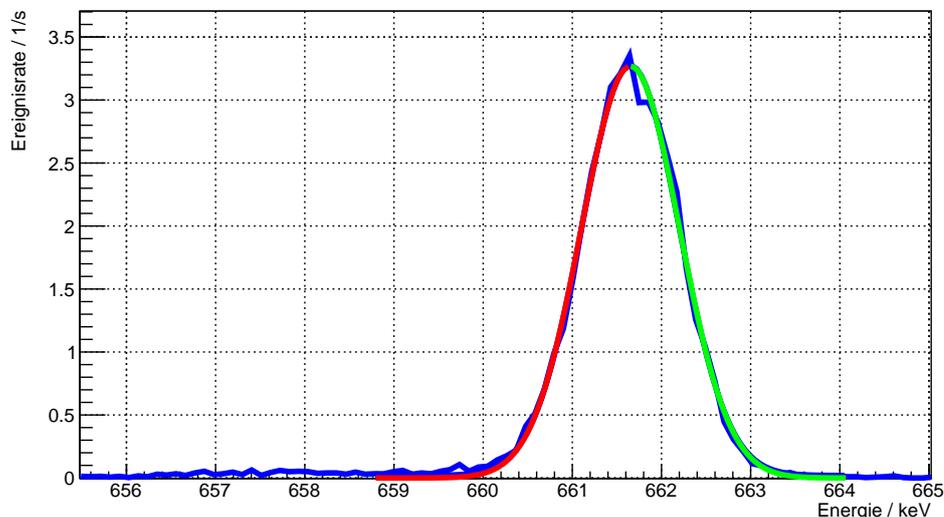


Abbildung 4.3.2: Darstellung von zwei halben Gaußfits, einer rot und einer grün, am ^{137}Cs -Peak bei einer Verstärkung von 100.

Bei der Erstellung der halben Gaußfits, kann im Vergleich zum Gaußfit über die gesamte Kurve kein Unterschied in den Fitwerten festgestellt werden. Die aufgenommenen Photopeaks sind erwartungsgemäß symmetrisch. Wären sie nicht symmetrisch, wäre dies ein Hinweis auf ein Problem in der Verstärkerkette.

4.4. Untergrundbestimmung

Ein wichtiger Punkt bei der Charakterisierung des Ge-Detektors besteht in der Messung des Untergrundes. Da man Untergrundsignale bei der Messung wirklicher Signale herausfiltern möchte, sollte das Spektrum gut bekannt sein.

4.4.1. Untergrundmessung

Am Profiltisch des Ge-Detektors wurde die Bleifolie um den Germaniumkristall als Letztes angebracht. Daher wurde zunächst nur die Hälfte der Bleifolie angebracht, welche zu diesem Zeitpunkt eine Dicke von 36 mm besaß. Zum Vergleich mit späteren Messungen wurde das Untergrundspektrum 1 h lang aufgenommen, während sich der Detektor innerhalb der Aussparung umhüllt vom Blei befand. Das vordere Ende der Aluminiumummantelung des Ge-Detektors war damit auf einer Höhe mit dem Ausgang der Aussparung. Es wurde eine Verstärkung von 132 verwendet.

Danach wurde der Rest der Bleifolie angebracht und ein weiteres Spektrum für ebenfalls 1 h mit derselben Detektorposition ermittelt. Abschließend wurde der Detektor aus der Aussparung herausgefahren, um ein Spektrum außerhalb der Abschirmung aufzunehmen. In Abbildung 4.4.1 sind alle Spektren im Vergleich zu sehen.

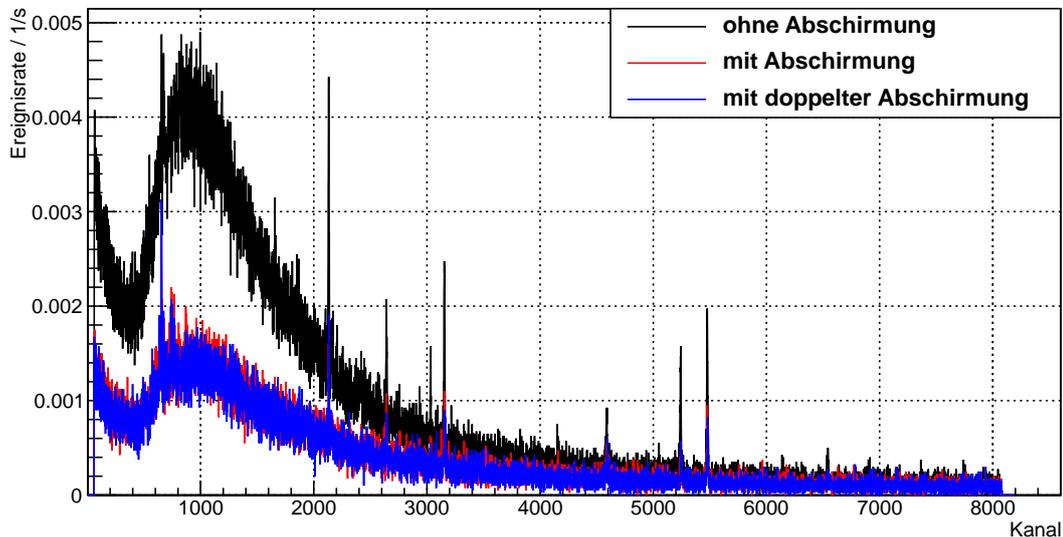


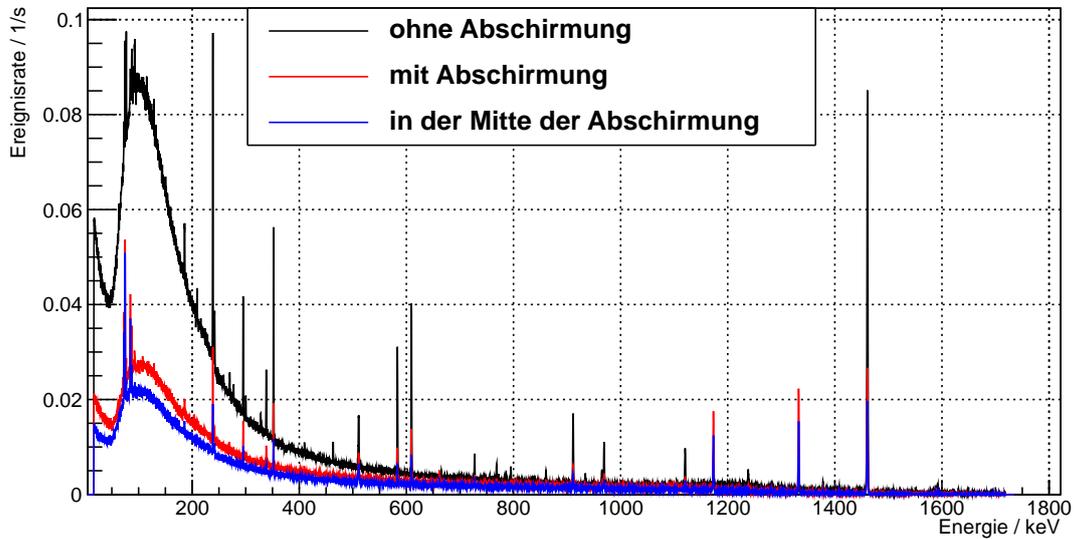
Abbildung 4.4.1: Vergleichendes Untergrundspektrum ohne Abschirmung mit verschiedenen Abschirmdicken von 36 mm und 64 mm.

Es wird deutlich, dass die Abschirmung einen guten Teil des Untergrundes abschirmt. Allerdings wird auch deutlich, dass zwischen der Abschirmung von 36 mm Dicke und der Enddicke von 64 mm kein signifikanter Unterschied zu erkennen ist.

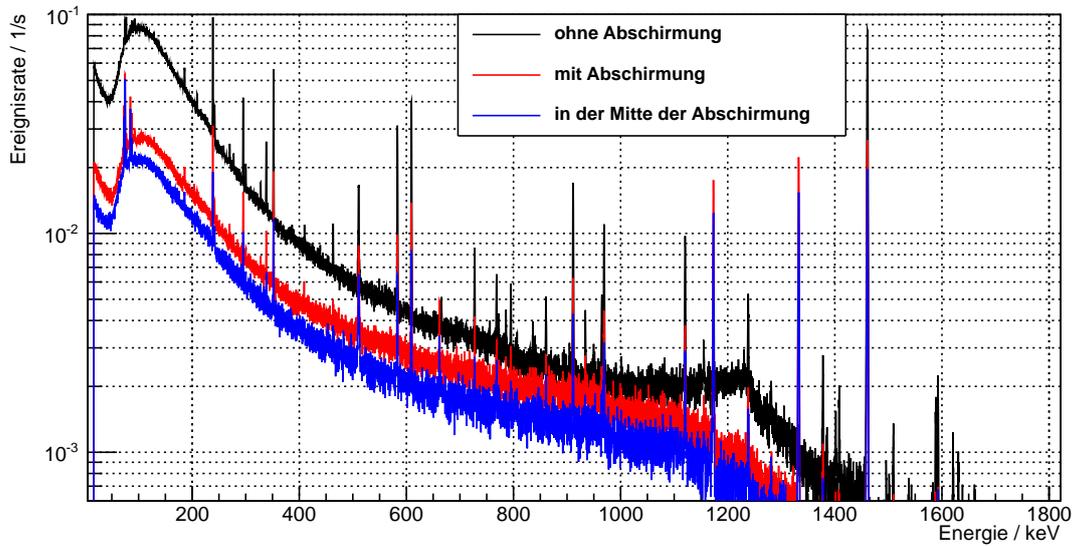
Für eine bessere Beurteilung des Untergrundes wurden weitere Messreihen bei den drei Verstärkereinstellungen von 20, 50 und 100 über 16 h aufgenommen. In Abbildung 4.4.2 ist das Spektrum bei einer Verstärkung von 50 einmal mit linearer Auftragung und einmal mit logarithmischer Auftragung der y-Achse zu sehen, alle weiteren Messergebnisse sind im Anhang A.2.4 zu finden.

Die Verstärkungen wurden nicht zufällig ausgewählt. Zunächst wurde ein Messbereich gesucht, indem alle Photopeaks der Kalibrationsquellen im Aufnahmebereich liegen, dieses Kriterium erfüllt die Verstärkung von 50. Danach wurde ein Bereich gewählt, in dem die einzelnen Peaks mehrere Kanäle umfassen, um die Halbwertsbreite besser bestimmen zu können. Die 100-fache Verstärkung erfüllt diese Bedingung und lässt immer noch die Messung von drei Testquellen zu. Die Verstärkung von 20 wurde gewählt, da bis zur doppelten Energie der Photopeaks von ^{60}Co noch Ereignisse im Untergrund vermutet wurden, und das überprüft werden sollte.

Zum Vergleich wurde wieder ein Untergrundspektrum ohne Abschirmung (schwarz) gemessen. Das zweite Spektrum wurde wie zuvor bei der 1 h-Messung mit dem Detektor ganz vorne in der Abschirmung (rot) ermittelt. Für die letzte Untergrundmessung wurde der Detektor in der Mitte der Abschirmung (blau) platziert, so dass sich



(a) Lineare Auftragung der y-Achse.



(b) Logarithmische Auftragung der y-Achse.

Abbildung 4.4.2: Vergleich von drei Untergrundspektren gemessen bei verschiedenen Detektorpositionen über 16 h für eine Verstärkung von 50.

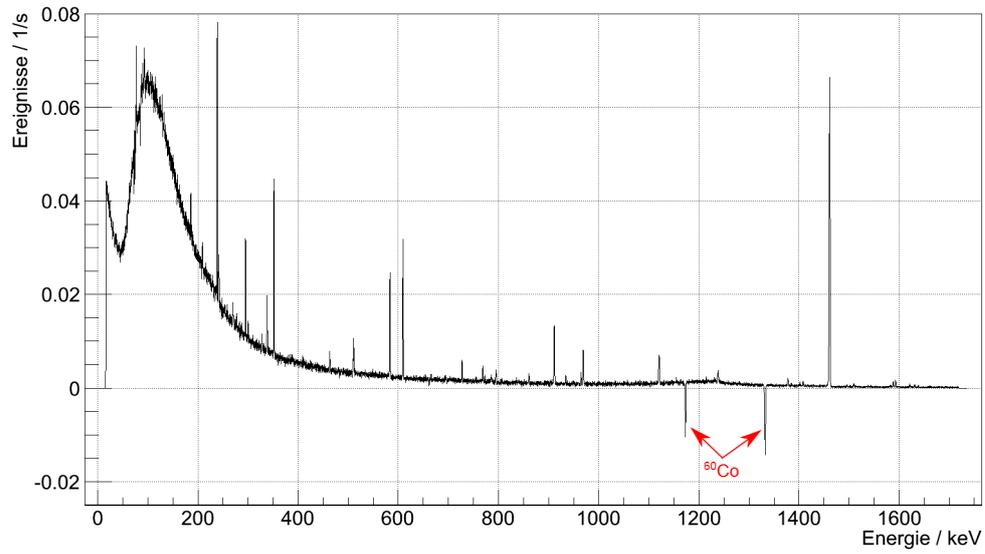
der Germaniumkristall innerhalb der gesamten Abschirmung befindet, ihn jedoch auch von vorne weniger Untergrundeffekte erreichen können. Man sieht eindeutig, dass die letzte Einstellung das Bleischild am Effektivsten ausnutzt. Daher wird diese Detektorposition für alle weiteren Messungen beibehalten.

Werden die Untergrundspektren voneinander abgezogen, so entstehen die Abbildungen 4.4.3a und 4.4.3b. Deutlich erkennbar sind zwei Peaks, welche in den negativen Bereich ragen. Dies bedeutet, dass sich die entsprechenden Peaks in den Untergrundmessungen innerhalb der Abschirmung befinden und nicht in jenem ohne. Diese Peaks haben ihren Ursprung also im für die Abschirmung verwendeten Material, welches in diesem Fall ein Edelstahlrohr und die Bleifolie ist. Es ist anzunehmen, dass das Blei die Quelle für die radioaktive Strahlung ist. Die Energien sind wohlbekannt, es handelt sich um die beiden ^{60}Co Photopeaks bei Energien von 1173 keV und 1332 keV (Tabelle 2.5.1). Da bei der kurzen Aufnahme mit verschiedenen Abschirmungsdicken keine Energiekalibration vorlag, wurde nicht der gesamte relevante Energiebereich bis zur Energie der ^{60}Co Photopeaks abgedeckt. Dadurch konnten die zusätzlichen ^{60}Co -Peaks aus der Abschirmung in diesen Messungen nicht identifiziert werden.

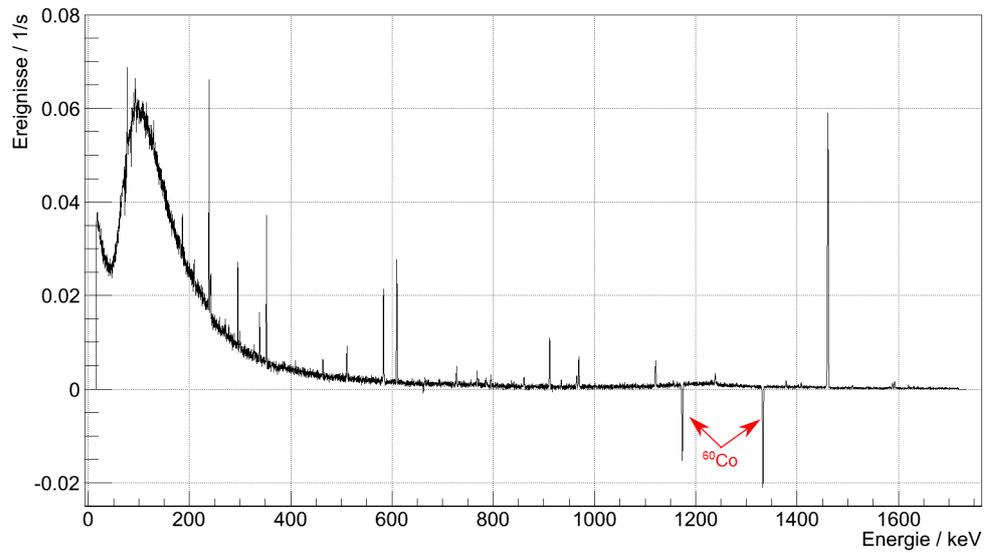
Für eine spätere Messung der Comptonstreuung sind die erwarteten Energien bekannt und man kann sich gezielt nur diesen Energiebereich anschauen, beziehungsweise nur entsprechende Energien vom später verwendeten FADC für die Weiterverarbeitung akzeptieren lassen. Um eine Vorstellung von der Größenordnung der diskriminierten Ereignisse zu haben, wurden für eine Verstärkung von 50 die entsprechenden Ereignisraten im Spektrum integriert. Das Integral über das gesamte Untergrundspektrum beträgt 28,72 Hz. Für die Peakenergie wurde ein Bereich gewählt, welcher Ereignisse von einer Energie 100 keV kleiner bis 10 keV größer als der erwartete Wert einschließt. Die Energiewerte für ^{137}Cs und ^{60}Co wurden exemplarisch ausgewählt. Für die ^{60}Co -Quelle wurden, da sie zwei Peaks besitzt, auch zwei Bereiche gewählt. Dies ergab eine integrale Rate von 0,656 Hz für den 1173 keV Peak und eine von 0,440 Hz für den 1332 keV Peak (1073 keV-1183 keV und 1232 keV-1342 keV). Für ^{137}Cs wurde über das Fenster von 552 keV bis 672 keV, für den 662 keV Peak, integriert. Die Ereignisrate beträgt 1,236 Hz.

Insgesamt sieht man daran, dass ein großer Teil des Untergrundes schon allein mit der Definition eines vor der Messung festgelegten Bereiches herausgefiltert werden kann. An den integralen Raten für ^{137}Cs und ^{60}Co kann man erkennen, dass für Peaks mit höheren Energien weniger Untergrund mit gemessen wird als für jene mit kleineren Energien.

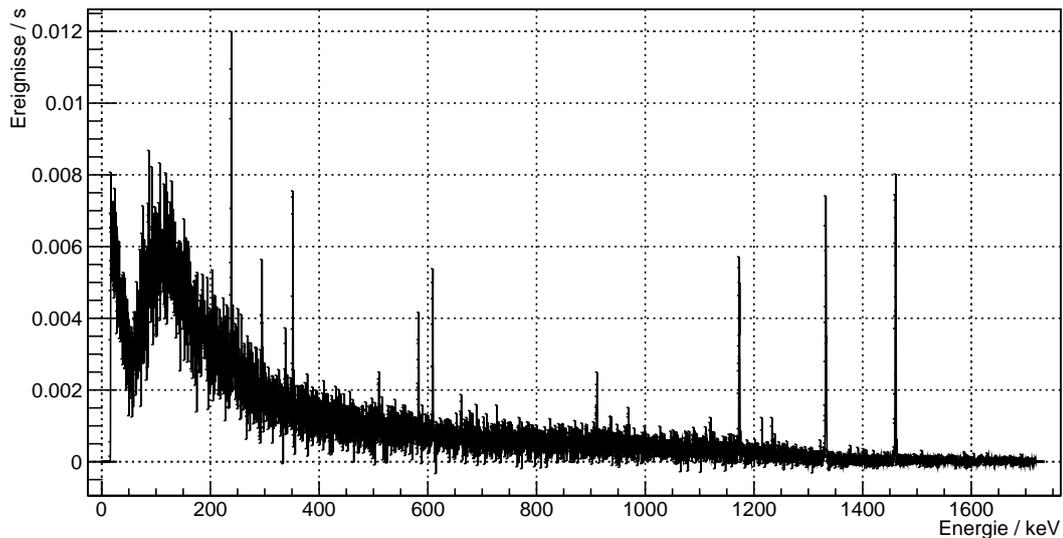
4.4 Untergrundbestimmung



(a) Resultierendes Spektrum nach dem Abzug der Messung mit dem Detektor vorne in der Abschirmung von der Messung ohne Abschirmung.



(b) Resultierendes Spektrum nach dem Abzug der Messung mit dem Detektor in der Mitte der Abschirmung von der Messung ohne Abschirmung.



(c) Resultierendes Spektrum nach dem Abzug der Messung mit dem Detektor vorne in der Abschirmung von der Messung mit dem Detektor in der Mitte der Abschirmung

Abbildung 4.4.3: Vergleichsspektren verschiedener Detektorpositionen für eine Verstärkereinstellung von 50.

4.4.2. Peakidentifizierung

In den bei der Untergrundmessung aufgenommenen Spektren in Abbildung 4.4.2 sind verschiedene Peaks zu sehen, welche sich vom kontinuierlichen Teil des Untergrundes abheben. Die Energie dieser Peaks kann mit Hilfe von Gaußfits ermittelt und anschließend bekannten Isotopen zugeordnet werden. Als Referenz wird eine bereits vorhandene Peakbestimmung eines Ge-Detektors herangezogen [20]. Hier wurden die Isotope, beginnend bei einer Energie von 74 keV bis hin zu 1500 keV, bestimmt. Da das gemessene Spektrum bei einer Verstärkung von 20 bis zu einer Energie von ca. 2600 keV Peaks aufweist, wird zur Bestimmung höherenergetischer Peaks eine Online-Plattform [34] herangezogen. Dort ist es möglich, nach einer bestimmten γ -Energie zu suchen. Man erhält eine Auswahl verschiedener Isotope für die gesuchte Energie. Dadurch, dass einige Isotope bei niedrigeren Energien bereits identifiziert wurden, kann die Entscheidung für ein Isotop getroffen werden. Die identifizierten Peak sind in Abbildung 4.4.4 mit ihren Energien aus den Literaturangaben zu sehen. Eine Auflistung der aus dem Untergrund ermittelten Peakenergien mit den bestimmten Isotopen und ihrem Energiewert aus der Literatur ist in Tabelle A.2.1 im Anhang A.2.4 zu finden. Zwei deutlich sichtbare Peaks bei den ermittelten Energien von 2103,6 keV und 2118,9 keV konnten nicht zugeordnet werden. Da der für die Messungen relevante Energiebereich eine Energie von 1340 keV nicht überschreitet, tragen diese Peaks in späteren Messungen nicht zum Untergrund bei.

5. Einstiegstests mit Kollimator und Germaniumdetektor

Mit dem in Kapitel 3 entworfenen Experimentierstand, welcher aufgebaut in Abbildung 5.0.1 zu sehen ist, werden in diesem Kapitel die ersten aufgenommenen Messdaten ausgewertet.

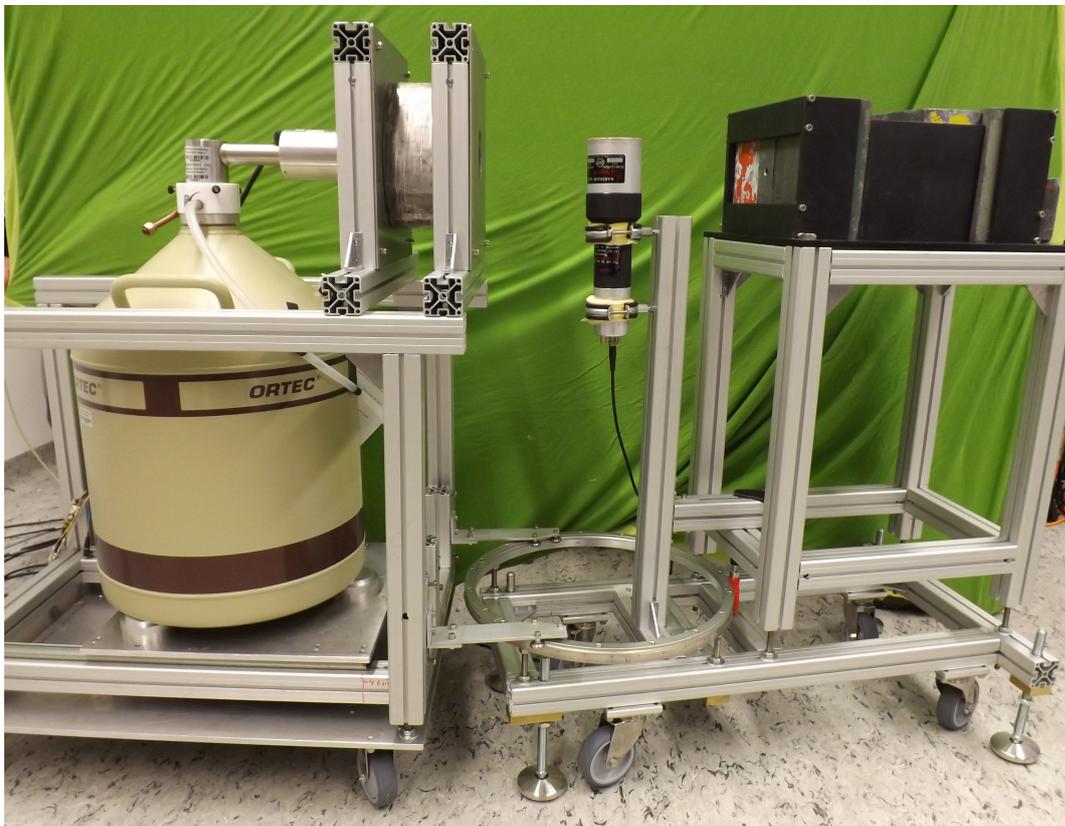


Abbildung 5.0.1: Reale Umsetzung des Comptonstreuexperimentierstandes mit einem NaI-Zähler als Streutarget.

Für die Messung werden die beiden radioaktiven Quelle ^{60}Co und ^{137}Cs mit einer Aktivität von 37 MBq verwendet. Um die Gefahren der Radioaktivität besser einschätzen zu können, wurde eine Dosisberechnung vorgenommen. Die Äquiva-

lentsdosisleistung kann mit

$$\overset{\circ}{H} = \frac{\Gamma_H \cdot A}{r^2} \quad (5.0.1)$$

berechnet werden, wobei Γ_H die Äquivalentdosisleistungskonstante, r der Abstand zur radioaktiven Quelle und A die Aktivität ist. Die Konstante kann genau wie die errechnete Äquivalentdosis für zwei verschiedenen Radien um die Quelle Tabelle 5.0.1 entnommen werden.

Table 5.0.1: Äquivalentdosis für zwei Quellen unter zwei verschiedenen Entfernungen [18].

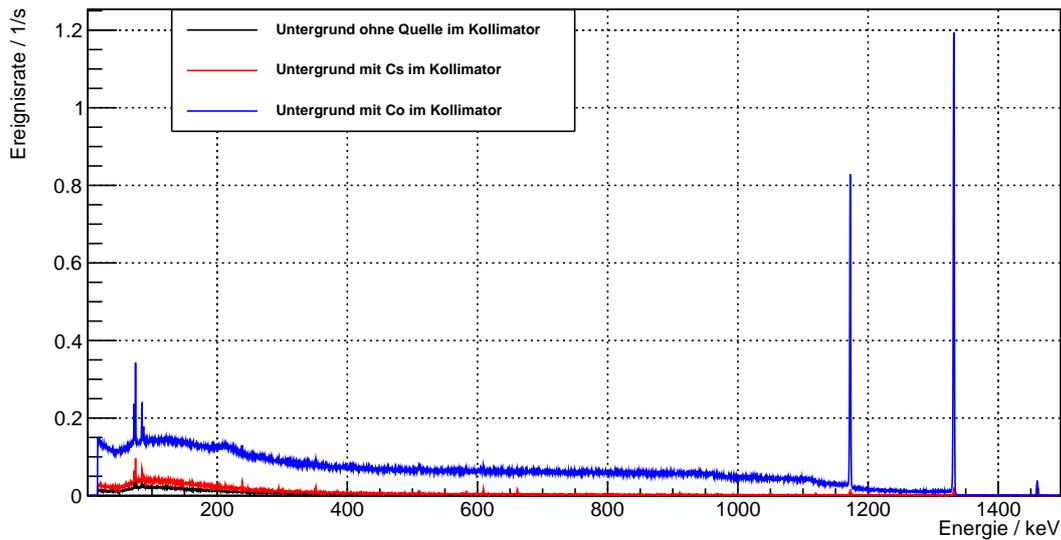
Isotop	^{60}Co	^{137}Cs
Äquivalentdosisleistungskonstante / $\frac{\text{Sv}\cdot\text{m}^2}{\text{Bq}\cdot\text{h}}$	$3,36 \cdot 10^{-12}$	$7,7 \cdot 10^{-13}$
Äquivalentdosis: $r = 2 \text{ m}$	$3,108 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Sv}}{\text{h}}$	$7,1225 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Sv}}{\text{h}}$
Äquivalentdosis: $r = 3 \text{ m}$	$1,381 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Sv}}{\text{h}}$	$3,166 \cdot 10^{-7} \frac{\text{Sv}}{\text{h}}$

Um die maximal erlaubte jährliche Strahlendosis von 20 mSv [13] zu erreichen, müsste man sich bei der ^{60}Co -Quelle in einem Abstand von 2 m 227 Tage lang aufhalten. Der fertige Experimentierstand ohne MainzTPC aus Abbildung 5.0.1 zu sehen. An der Stelle, an der sich später die MainzTPC befinden wird, wurde ein NaI-Detektor eingebaut, welcher zur Messung in Abschnitt 5.3 dient. Dieses zusätzliche Element wurde mit Rohrschellen an einer Profilstange angebracht, welche mit Winkeln an einer der freien Profilstangen der Rollplatte mit Winkeln befestigt wurde. Zur besseren Stabilität wurde eine weitere Profilstange verwendet, welche mit einer Schraubzwinge am Tisch des Kollimators fixiert wurde.

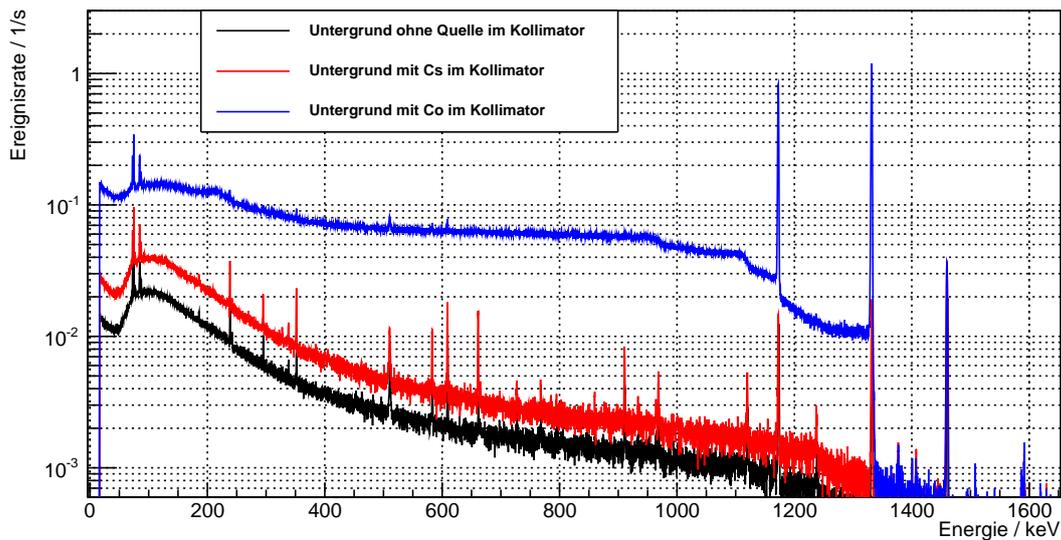
5.1. Untergrundmessung mit geschlossenem Kollimator

Für diese Untergrundmessung wurde ein Umbau des Kollimators vorgenommen. An die Stelle des Bleiblocks mit der Kollimatoröffnung wurde ein unbearbeiteter Bleiblock gestellt. Zur Aufnahme des Untergrundspektrums wurde der Germaniumkristall in der Mitte der Bleiabschirmung in einer Linie zum Kollimator ausgerichtet. In die Quellenhalterung des Kollimators wurden je für eine Messung die ^{137}Cs und die ^{60}Co -Quelle platziert. Die Spektren wurden 16 h lang bei einer Signalverstärkung von 50 aufgenommen und sind in einem vergleichenden Graphen in Abbildung 5.1.1 zu sehen.

Damit die niedrigen Werte im Untergrundspektrum besser voneinander unterschieden werden können, sind die Spektren in Abbildung 5.1.1b mit einer logarithmisch eingeteilten y-Achse aufgetragen. Durch die Auftragung wird der ^{40}K -Peak stark vergrößert, obwohl er, wie man in Abbildung 5.1.1a sieht, im Vergleich sehr klein



(a) Lineare Auftragung der y-Achse.



(b) Logarithmische Auftragung der y-Achse.

Abbildung 5.1.1: Vergleich der Spektren der Untergrundmessungen ohne Quelle, mit einer ^{137}Cs -Quelle und einer ^{60}Co Quelle im Kollimator. Der Peak bei 1460 keV ist der ^{40}K -Peak aus dem Untergrund, welcher bei allen drei Spektren vorhanden ist.

ist. Wie sich erkennen lässt, wird der Untergrund mit einer der Quellen im Kollimator über den gesamten Bereich größer. Zusätzlich vergrößern sich die Peaks bei den Photopeakenergien der jeweiligen Quelle. Dies zeigt, dass die Bleiabschirmung nicht

die gesamte von der Quelle ausgestrahlten γ -Teilchen absorbiert.

Die integrierte Gesamtrate beträgt 220,5 Hz mit der ^{60}Co -Quelle und 26,2 Hz mit der ^{137}Cs -Quelle im Kollimator.

5.2. Messung verschiedener Winkeleinstellungen

Um den Einfluss verschiedener Winkeleinstellungen des Germaniumdetektors bei der Messung einer radioaktiven Quelle zu verstehen, wurden zunächst Messungen mit den Quellen ^{137}Cs und ^{60}Co im Kollimator unter verschiedenen Winkeleinstellungen ohne Streutarget durchgeführt. Der Ge-Detektor wurde auf 10° , 20° und 30° im Vergleich zur linearen Anordnung ausgerichtet. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.2.1 und 5.2.2 bei einer logarithmischen Einteilung der y-Achse zur besseren Unterscheidung der verschiedenen Messreihen aufgetragen. Die linear skalierten Abbildungen befinden sich im Anhang A.3.1.

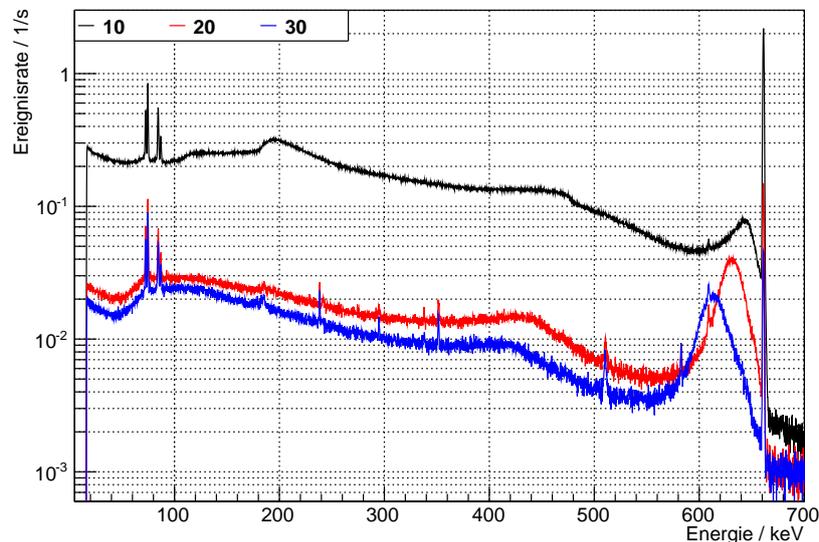


Abbildung 5.2.1: Messung verschiedener Winkeleinstellung des Ge-Detektors von 10° , 20° und 30° mit einer ^{137}Cs -Quelle.

Das Spektrum der ^{137}Cs -Quelle bei 10° ist deutlich höher, als für die anderen beiden Winkel. Dies liegt daran, dass der Detektor noch von Photonen direkt aus der Quelle getroffen wird, da er bei diesem Winkel noch fast zur Hälfte im Öffnungswinkelbereich der Quelle ist. Bei der ^{60}Co -Quelle ist dieser Effekt nicht ganz so ausgeprägt, das linear aufgetragene Spektrum zeigt aber deutlich dasselbe Verhalten.

Bei einer Energie etwas unterhalb der Photopeakenergien treten zusätzliche Signale auf. Je höher der eingestellte Winkel ist, desto weiter ist dieses zusätzliche Signal verschoben und verbreitert. Dabei handelt es sich vermutlich um γ -Quanten, die in der Geometrie streuen und erst danach auf den Detektor treffen. Da sich die

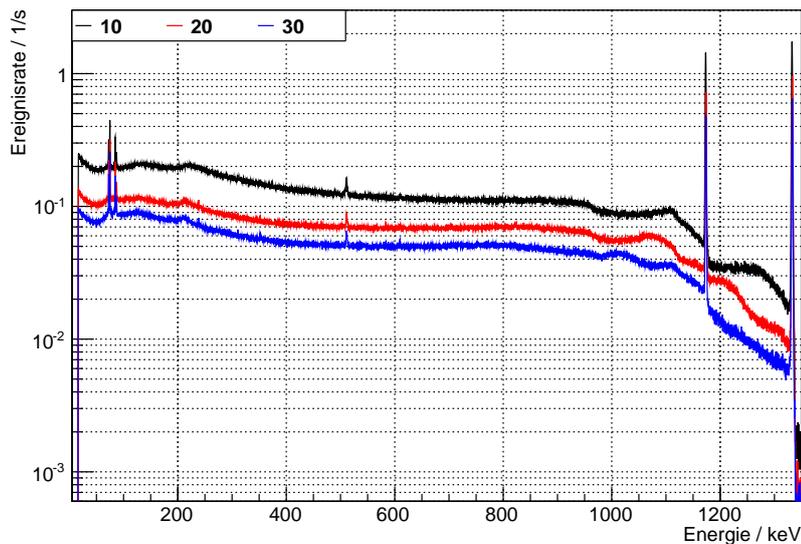


Abbildung 5.2.2: Messung verschiedener Winkeleinstellung des Ge-Detektors von 10° , 20° und 30° mit einer ^{60}Co -Quelle.

Signale mit dem Winkel verändern, müssen sie geometriebedingt sein. Die Streuung kann entweder am Blei der Kollimatoröffnung oder an der Bleiummantelung des Germaniumdetektors erfolgen.

Zum Vergleich wurde die Gesamtereignisrate des Spektrums der jeweiligen Winkeleinstellung berechnet, die Werte können Tabelle 5.2.1 entnommen werden.

Tabelle 5.2.1: Ereignisraten der gesamten Spektren bei verschiedenen Winkeleinstellungen.

Isotop	10° -Winkel / 1/s	20° -Winkel / 1/s	30° -Winkel / 1/s
^{137}Cs	517,3	55,6	40,1
^{60}Co	870,6	445,5	322,4

Während für 10° eine sehr hohe Rate auf Grund der direkten Teilcheneinstrahlung vorliegt, sind die Raten für 20° und 30° für beide Quellen deutlich geringer. Die Rate nimmt also mit größerem Streuwinkel ab.

5.3. Streuexperiment mit einem NaI-Zähler

Auf Grund der noch nicht einsatzbereiten MainzTPC, wurde ein NaI-Detektor (Modell 12S12/3E, Harshaw) in den Versuchsaufbau integriert, um einen Eindruck von der Veränderung des aufgenommenen Spektrums im Ge-Detektor zu erhalten, siehe dazu Abbildung 5.0.1. Der NaI-Zähler hat einen Durchmesser und eine Höhe von 7,62 cm und wurde mit einer positiven Spannung von 1400 V versorgt.

Der Ge-Detektor wurde wie in Abschnitt 5.2 um die drei Winkel 10° , 20° und 30° relativ zur Streuachse verschoben, wobei er durch den NaI-Zähler verdeckt auch bei der 10° -Einstellung keine direkte Bestrahlung der Quelle erfährt. Der NaI-Kristall wurde durch die Kollimatoröffnung mit den Quellen ^{137}Cs und ^{60}Co bestrahlt. Am Ge-Detektor wurde das resultierende Spektrum aufgenommen. Die verschiedenen Spektren sind für die ^{137}Cs -Quelle in Abbildung und die ^{60}Co -Quelle in Abbildung mit logarithmischer Auftragung der y-Achse zu sehen. Im Anhang A.3.2 befinden sich die Spektren mit einer linearen Skalierung der y-Achse.

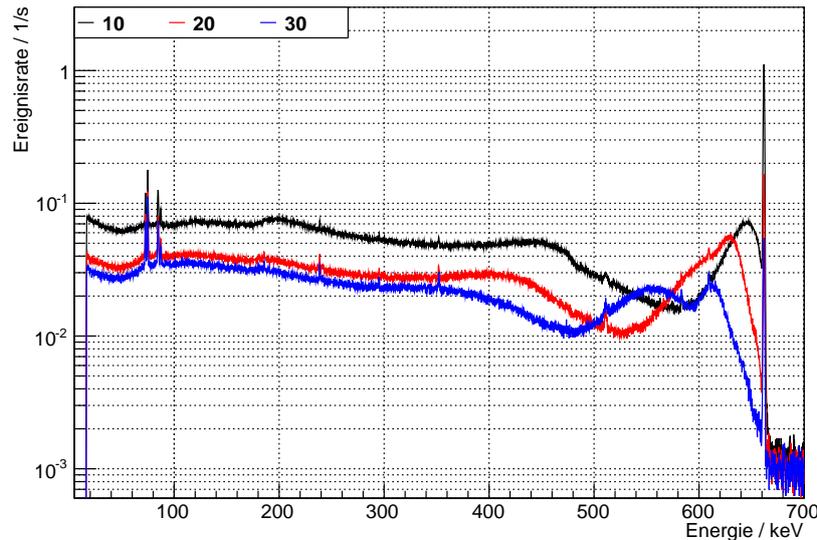


Abbildung 5.3.1: Messung der Streuung an einem NaI-Kristall mit verschiedener Winkeleinstellung des Ge-Detektors von 10° , 20° und 30° mit einer ^{137}Cs -Quelle.

Die Verringerung der integralen Rate mit zunehmendem Winkel wird auch hier deutlich. Die Werte sind in Tabelle zusammengestellt.

Tabelle 5.3.1: Ereignisraten der gesamten Spektren bei verschiedenen Winkeleinstellungen mit der Streuung am NaI-Zähler.

Isotop	10° -Winkel / 1/s	20° -Winkel / 1/s	30° -Winkel / 1/s
^{137}Cs	168,1	93,9	73,3
^{60}Co	780,6	582,3	441,6

Es fällt auf, dass die Werte bis auf jene von der 10° Messung deutlich größer sind wie in Abschnitt 5.2.

Im Vergleich zur Messung ohne Streutarget sieht man, eine Veränderung der zusätzlichen Signale. Um diese genauer beurteilen zu können, werden die Ergebnisse aus der Winkelmessung ohne NaI-Zähler, von jener mit NaI-Zähler abgezogen, man erhält Abbildung 5.3.3. Ohne das zusätzliche Signal aus der Messung ohne Streutarget sieht

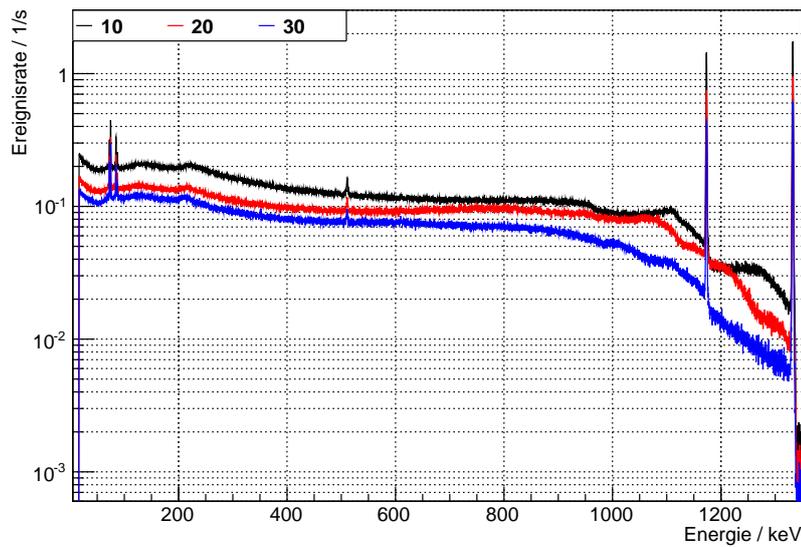
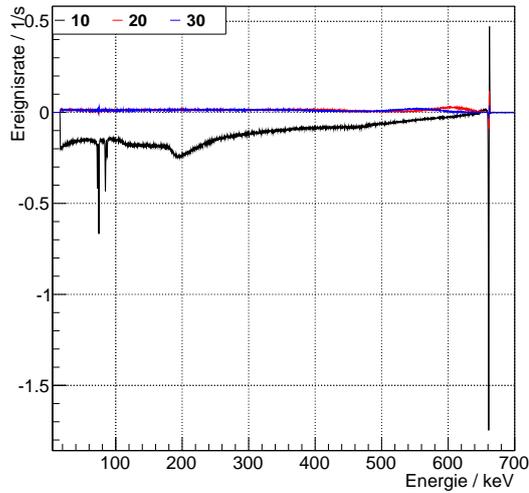


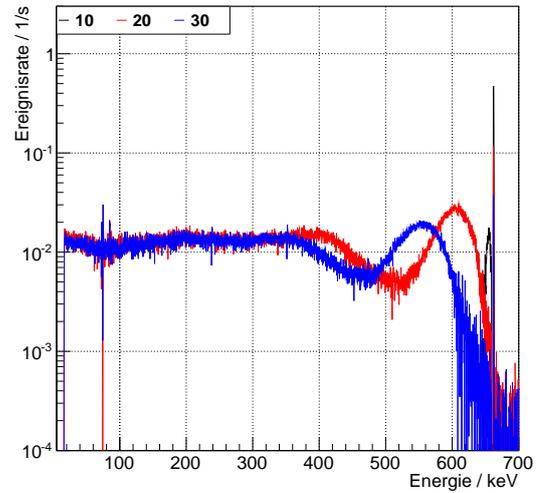
Abbildung 5.3.2: Messung der Streuung an einem NaI-Kristall mit verschiedener Winkeleinstellung des Ge-Detektors von 10°, 20° und 30° mit einer ¹³⁷Co-Quelle.

man, dass ein weiteres Signal durch die Streuung am NaI-Kristall hinzugekommen ist. Dieses Signal entsteht durch die Comptonstreuung und deutet die Comptonkante an, was auch Einfluss auf die integrale Rate hat und den Wert erhöht. Weiterhin sieht man, dass das resultierende Spektrum bei 10° zum größten Teil im negativen Bereich liegt, da bei der Messung ohne Streutarget einige Photonen direkt in den Detektor gelangen konnten.

Zusammenfassend kann man sagen, dass die verwendete Bleiabschirmung bei der Verwendung der ⁶⁰Co-Quelle noch einiges an Untergrundstrahlung durchlässt und daher Störsignale bei der Messung liefert. Es fällt auf, dass aufgrund der Geometrie zusätzliche Effekte auftreten, die noch besser verstanden werden müssen. Bei der Durchführung eines Streuexperimentes kann die erwartete Veränderung des Spektrums durch die Comptonstreuung beobachtet werden. In Abschnitt 6.2.5 werden die in diesem Kapitel erhobenen Daten mit durchgeführten Simulationen verglichen.

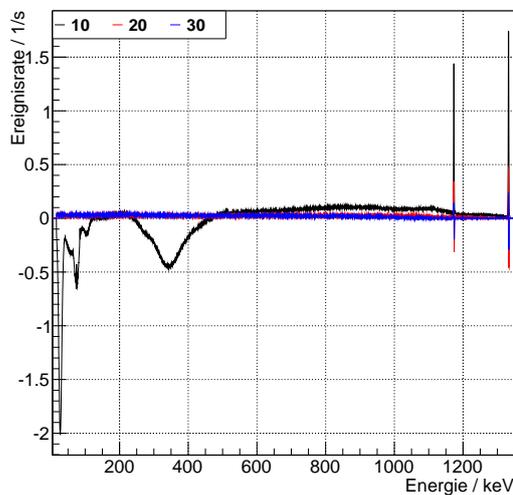


(a) Lineare Skalierung der y-Achse.

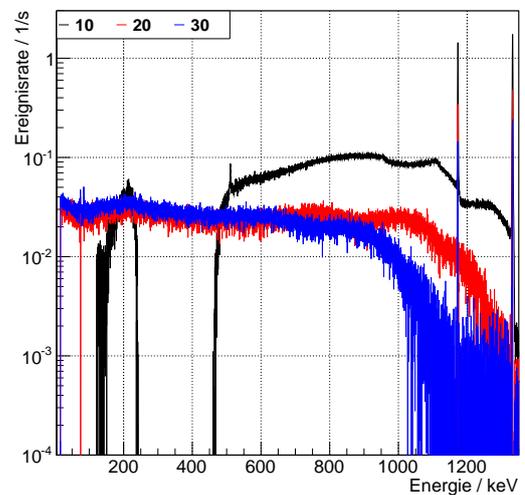


(b) Logarithmischer Skalierung der y-Achse.

Abbildung 5.3.3: Spektren der Winkelmessung ohne Streutarget abgezogen von der Messung mit NaI-Streuung für ^{137}Cs .



(a) Lineare Skalierung der y-Achse.



(b) Logarithmischer Skalierung der y-Achse.

Abbildung 5.3.4: Spektren der Winkelmessung ohne Streutarget abgezogen von der Messung mit NaI-Streuung für ^{60}Co .

6. Simulationen des Comptonexperimentes

Um einen Eindruck davon zu bekommen, welche Daten bei der Messung mit dem kompletten Versuchsaufbau inklusive MainzTPC zu erwarten sind, wurden Simulationen mit *Geant4* durchgeführt. Die Voraussetzungen zur Datenerhebung und die ermittelten Ergebnisse werden in diesem Kapitel dargestellt und mit vorausgegangen Simulationen und Messergebnissen verglichen. Zusätzlich wurden auch Simulationen mit dem bereits vorhandenen Versuchsaufbau erstellt, wodurch ein direkter Vergleich möglich ist.

Die Simulationsumgebung wurde aus einer älteren Version [31] entnommen und weiterentwickelt.

6.1. Simulationsinput

Damit die Simulationsergebnisse später richtig interpretiert werden können, ist es notwendig zu wissen, durch welche Eingangsdaten sie ermittelt wurden. Dazu werden im Folgenden die in die Simulation implementierte Geometrie und die zugehörigen Ausgangsparameter aufgezeigt.

6.1.1. Geometrie

Der Simulationsinput für den Versuchsaufbau wurde nach dem Vorbild der in Kapitel 3 beschriebenen *SolidWorks*-Daten in einen *Geant4* -Programmcode übersetzt. Dazu wurden einige Details nur in vereinfachter Form eingebracht und andere ganz weggelassen. Die verschiedenen Materialien wurden so realitätsnah wie möglich definiert. Dabei wurde darauf geachtet, dass vor allem Bauteile, welche sich nah an der Quelle und den Detektoren befinden, möglichst genau umgesetzt sind, da sie die Photonen ablenken können, welche dadurch auf die Detektoren treffen könnten. Weiterhin musste auf eine logische Reihenfolge der einzelnen Bestandteile geachtet werden, das heißt ein Volumen wird immer in das nächst größere übergeordnete Volumen eingefügt. Ein anderes Vorgehen führt zu Fehlern der Materialzusammensetzung in den Simulationen, die eventuell nicht bemerkt werden, das Ergebnis jedoch drastisch beeinflussen könnten.

Der gesamte zur Simulation verwendete Aufbau ist in Abbildung 6.1.1 zu sehen, die verschiedenen Komponenten werden im Folgenden genauer erläutert.

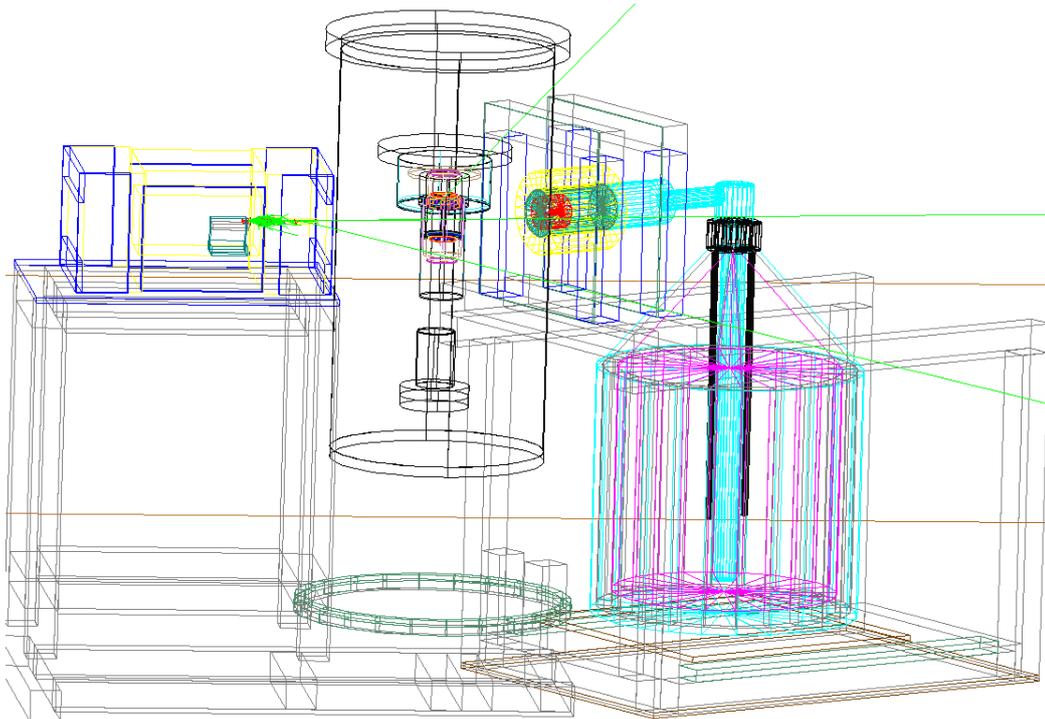


Abbildung 6.1.1: Darstellung der in die Simulationen eingebetteten Geometrie.

Quelle mit Kollimatoraufbau Die radioaktive Quelle, welche in der Simulation die γ -Teilchen aussendet, ist als Punktquelle umgesetzt worden. Die eigentliche räumliche Ausdehnung von ein paar Millimetern wird vernachlässigt. Spuren ausgesendeter Teilchen sind in grün zu sehen. Hinter der Punktquelle befindet sich ein Edelstahlzylinder, welcher die Fassung der realen Quelle simuliert. Die zugehörige Halterung wurde mit einem Aluminiumquader unterhalb des Zylinders angenähert. Der metrische Tisch wurde mit zwei Quadern aus Messing realisiert, wobei die Abstände zueinander der Realität sehr gut entsprechen.

Der Kollimator wurde aus drei Teilen zusammengesetzt. Der mittlere Teil besteht aus einem Bleiwürfel, in welchen ein weiterer Würfel aus Luft gesetzt wurde. Der hintere Teil besteht aus einem separaten Quader, der das Luftvolumen von hinten begrenzt. Der vordere Teil ist ebenso wie der hintere Teil realisiert worden. Die Besonderheit hier ist der zusätzliche Zylinder aus Luft durch die Mitte, welcher die Kollimatoröffnung bildet. Die Kollimatorhalterung befindet sich mit derselben Anzahl an Elementen mit den gleichen Maßen wie im realen Aufbau um den Kollimator herum.

Der Profiltisch wurde durch Quader mit quadratischer Grundfläche angenähert. Dabei wurden zwar dieselben Maße wie zuvor verwendet, allerdings wurde die Materialdichte halbiert, da es bei den Profilstangen verschiedene hohle Bereiche über die gesamte Länge gibt, welche ca. das halbe Volumen einnehmen. Originalgetreue Modellierung des komplizierten Querschnitts der Profilstangen, wäre sehr aufwändig. Die vereinfachte Implementierung hat dasselbe Verhalten im Bezug auf Streuungen

der hier Betrachteten γ -Strahlung.

Die Gewindestangenverbindung zwischen dem Tisch der Quelle und der Rollplatte wurde weggelassen, ebenso wie die Verbindung zum Befestigungsring. Dieser besteht aus einem Aluminiumkern mit einem Edelstahlring drumherum und einem Edelstahlring als Annäherung darüber.

Die Räder und Stellfüße wurden weggelassen, da sie sehr weit von der Quelle entfernt sind und daher kaum Einfluss auf das Ergebnis haben sollten.

TPC und Kryostat In der Mitte der Anordnung befindet sich der Kryostat, welcher die MainzTPC und das zugehörige Buffervolumen mit einer Höhe von 108,65 mm und einem Radius von 65,5 mm für die Xenonregulierung enthält. Dieses ist hier mit zwei Dritteln flüssigem und einem Drittel gasförmigem Xenon befüllt. Die Rohrverbindungen zum TPC-Behälter mit der TPC wurde weggelassen.^{3,25} 70 Der Kryostat wurde nach den Abmessungen des sich im Bau befindenden realen Kryostaten einprogrammiert. Er ist insgesamt 70 cm hoch mit einem Radius von 32,5 cm. Die verwendeten Lamellen zur Wandverstärkung wurden weggelassen. Im Kryostat befindet sich erst ein Vakuumzylinder, in welchem sich dann Buffervolumen und TPC befinden.

In 6.1.2 ist zu besserer Übersicht nur die in die Simulationen implementierte MainzTPC in ihrem Behälter zu sehen. Der TPC-Behälter ist insgesamt 23 cm hoch mit einem Radius im unteren Teil von 3,6 cm und im oberen Teil von 7,5 cm. Man sieht die PMTs in orange, die Rahmen der beiden Gitter in blau und die dazugehörigen Gitter in grün, die APDs in pink-orange, die PTFE-Säulen in lila und das umschlossene Xenonvolumen in blau.

Die beiden unteren Gitter haben einen Innendurchmesser von 53 mm und einen Abstand von 5 mm zueinander. Ihre Rahmen haben außen einen in eine Richtung verbreiterten Rand von 2,5 mm Höhe mit 55 mm Innendurchmesser und 1 mm Breite, wodurch sie über Aussparungen im PTFE-Zylinder fixiert sind. Der Bereich, in dem die Gitter angebracht sind, ist dagegen nur 0,5 mm hoch und 2 mm breit.

Die beiden oberen Gitterrahmen sind anders gestaltet als im unteren TPC-Teil, da sie direkt im Sichtfeld der APDs platziert sind, wodurch das S2-Signal beeinträchtigt wird. Die Rahmen sind nur 0,5 mm dick, 4 mm breit und haben einen Innendurchmesser von 55 mm. Die Gitter haben dieselben Eigenschaften wie im unteren Teil. Ihr Abstand voneinander beträgt 5 mm, wobei das Anodengitter 11,9 mm vom PMT entfernt ist. Genau in der Mitte zwischen den beiden Gittern befindet sich die Grenzfläche von flüssigem zu gasförmigem Xenon, wobei das vom Teflon-Zylinder umschlossene flüssige Xenon im Programmcode als Detektor deklariert wird. Dies ermöglicht die für die Simulationen nötige Aufzeichnung von Reaktionen im aktiven Volumen.

Die PMTs sind zylinderförmig mit einem Durchmesser von 5,08 cm (2 Zoll) und einer Höhe von 3,25 cm. Die APDs sind viereckig und 1 mm dick mit den Seitenlängen 16×16. Die effektiven Detektorflächen haben eine Seitenlänge von 14×14.

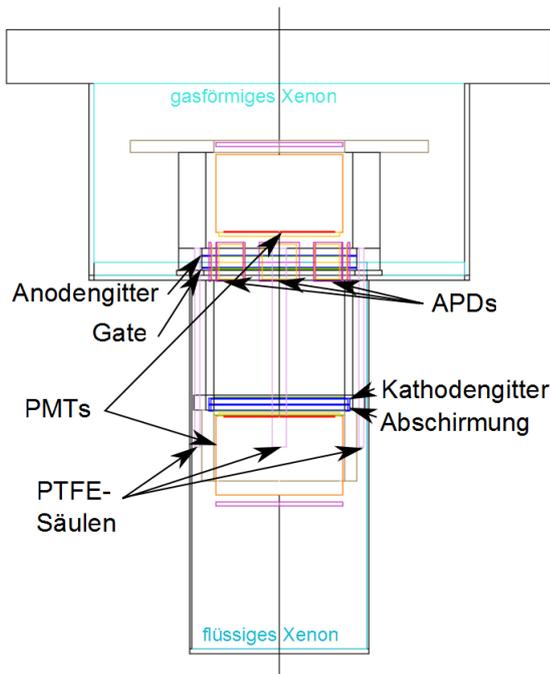


Abbildung 6.1.2: Schematische Darstellung der TPC mit zugehörigem Kryostat und eingeschlossenem Xenonvolumen in blau.

Germaniumdetektor mit Tischkonstruktion Der Germaniumkristall, welcher in Abbildung 6.1.1 in rot eingezeichnet ist, ist nach den genauen Maßangaben aus Abbildung 3.3.1 [15], implementiert. Die Aussparung in der Mitte wurde mit einem Vakuumzylinder ohne abgerundete Spitze angenähert. Das Germaniumvolumen wurde im Programmcode „aktiviert“, so dass Teilchen registriert werden können.

Um den Kristall herum befindet sich ein Vakuumzylinder und ganz außen ein Aluminiumzylinder in hellblau. Der gesamte hellblaue Teil des Ge-Detektors wurde nach den Angaben aus [15] zusammengestellt. Ebenfalls in hellblau wurde der Außenzylinder des Flüssigstickstoffdewars eingebaut. Zwischen den hellblauen und pinken Linien befindet sich eine Vakuumschicht. Der pinke Bereich ist ein Zylinder aus flüssigem Stickstoff.

Das schwarze Element rund um den Übergang von Detektor zu Dewar ist ein Verbindungsstück aus PTFE mit zwei Kupferrohren, die in den Dewar hineinreichen und mit welchen der Dewar mit flüssigem Stickstoff befüllt werden kann.

Um den vorderen Teil des Detektors befindet sich ein Edelstahlzylinder, welcher vorne und hinten von zwei Edelstahlplatten mit entsprechend großer zylindrischer Öffnung abgegrenzt wird. In Abbildung 6.1.1 sind diese Teile aufgrund des dunklen Grüns leider nicht sehr gut zu erkennen. Um den Edelstahlzylinder herum befindet sich die gewickelte Bleifolie, hier als Zylinder mit einem Innendurchmesser der dem

Außenradius des Edelstahlzylinders entspricht in gelb realisiert.

Die Profilstangenkonstruktion ist auch hier mit den genauen Maßen, aber der halben Aluminiumdichte implementiert.

Unterhalb des Dewars ist in braun die verschiebbare Aluminiumplatte zu sehen, welche sich über den in dunkelgrün eingefärbten Edelstahlschienen befindet. Die zugehörigen Laufwägen wurden weggelassen.

Ganz unten befindet sich noch die in braun gezeigte Aluminiumplatte, an der sich im realen Aufbau die Räder befinden. Die Gewindestangen zur Verbindung wurden ebenfalls nicht einprogrammiert.

6.1.2. Energieauflösung

Die Energieauflösung wird wie in Kapitel 2.5.7 erläutert und in Kapitel 4.3 verwendet, mit der Gleichung 4.3.1 implementiert. Die bekannten Werte wurden beibehalten. Für das elektronische Rauschen wurde der Mittelwert aus der ermittelten Energieauflösung der Germaniumdetektormessungen von 0,545 keV vorgegeben. Daraus wird die Verbreiterung der Energie der registrierten Peaks realitätsnah simuliert.

Mit der Comptonstreuformel 2.3.11 ist eine Berechnung der Energie aus dem gemessenen Streuwinkel möglich. Mit dem verwendeten Germaniumdetektor wird die Energie exakt gemessen. Aus der im Germanium detektierten Energie kann durch den Abzug von der Quellenergie die Streuenergie bestimmt werden.

In der Versuchsanordnung wird zwischen dem nominellen Streuwinkel θ_{nom} und dem realen Winkel θ_{real} unterschieden. In Abbildung 6.1.3 ist zur Veranschaulichung eine Skizze der Anordnung und der verschiedenen Winkel gezeigt.

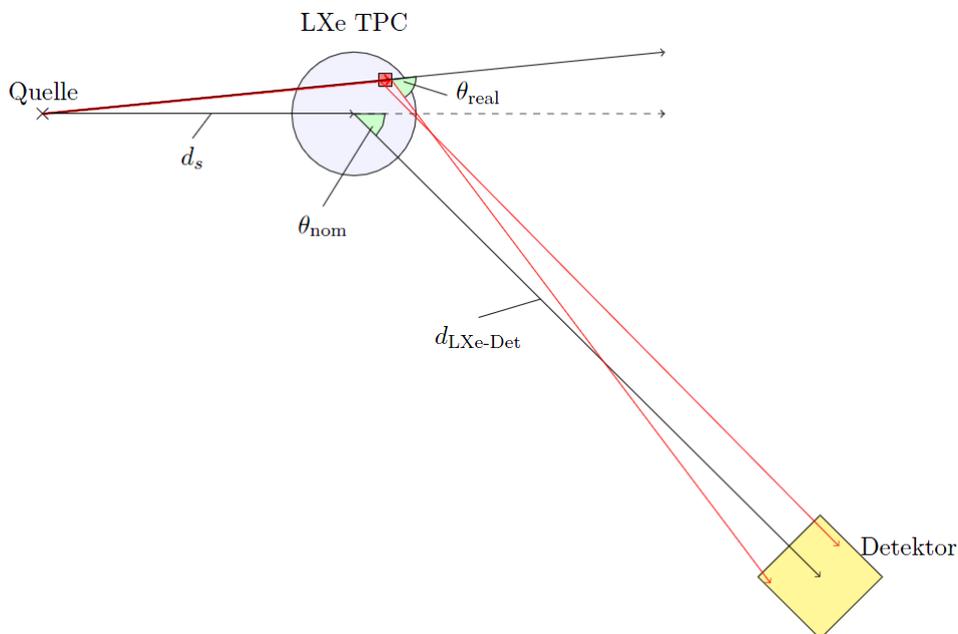


Abbildung 6.1.3: Skizze der Winkelauflösung in der TPC [31].

Nimmt der Strahl den direkten Weg von der Quelle zum Mittelpunkt der TPC und von dort zur Mitte des Detektors, so ist der Winkel in der TPC zwischen ursprünglicher und veränderter Strahlrichtung der nominelle Streuwinkel. Vom realen Winkel ist die Rede, wenn die Strahlrichtung und Streuposition von der idealen Bahn abweicht, aber trotzdem sowohl in der TPC als auch im Detektor Energie deponiert. In den Simulationen wird der nominelle Winkel, unter dem der Detektor zur TPC steht, vorgegeben. Der reale Winkel kann über die gemessenen Positionen der Energiedeposition in den Detektoren berechnet werden. Dies wird in Abschnitt 6.2.2 für verschiedene nominelle Winkel durchgeführt.

Die Photonen, die aus der Quelle in die TPC gelangen, haben durch die Größe der Kollimatoröffnung von vornherein eine Verteilung über das gesamte Xenonvolumen. Es ergibt sich daher eine Verbreiterung der gemessenen Energieverteilung.

Für verschiedene Energien der Photopeaks der Quellen gibt es verschiedene nominelle Streuwinkel. Die in den Simulationen verwendeten Werte befinden sich in Tabelle 6.1.1.

Tabelle 6.1.1: In der Simulation verwendete nominelle Streuenergien für die ^{137}Cs und die ^{60}Co -Quelle [31, 7].

E_{nom} / keV	$\theta_{nom_1173,2}$ / °	θ_{nom_662} / °	E_{nom} / keV	θ_{nom_662} / °
2	2,21	3,92	2,35	4,25
5	3,50	6,22	3,57	5,25
10	4,96	8,83	5,05	6,25
15	6,09	10,86	9,28	8,50
20	7,05	12,60	32,50	16,25
50	11,30	20,47	123,00	34,50
100	16,38	30,40		

6.1.3. Geant4-Physikpakete

Damit aus den Simulationen physikalisch sinnvolle Ergebnisse resultieren, ist *Geant4* bereits mit Physik-Paketen ausgestattet. Diese müssen in die entsprechende Simulation eingebettet werden. Dazu gibt es eine Physikliste, die bei der Simulation durchführung mit aufgerufen wird.

Die hier verwendeten Pakete wurden bereits bei früheren Versionen dieser Simulation verwendet. Es werden verschiedene Teilchen eingebunden, wobei die einzelnen Pakete für elektromagnetische wechselwirkende Teilchen und hadronische Teilchen verwendet werden. Um den Teilchen ihre Beweglichkeit zu verleihen, wird eine spezielle Funktion (AddTransportation) verwendet, in welcher die Rayleighstreuung der Photo- und der Comptoneffekt sowie die Erzeugung von Konversionselektronen implementiert werden. Dies geschieht mit den speziell für niederenergetische Ereignisse ausgerüsteten PENELOPE (PENetration and Energy LOSS of Positrons and Electrons) Bibliotheken. Weiterhin werden optische Prozesse wie der Cherenkow

Prozess, die Szintillation und Absorption verschiedener Teilchen eingefügt. Dies ist für Reaktionen im flüssigen Xenon relevant. Mit einer allgemeinen Funktion (ConstructGeneral) werden Streuprozesse und radioaktiver Zerfall definiert.

Nach der Teilchendefinition werden noch spezielle „Cuts“ eingefügt, welche dazu dienen die entlang der Teilchenspur erzeugten Sekundärteilchen nach einer gewissen Driftzeit nicht weiter zu berücksichtigen, um Rechenzeit zu sparen.

6.2. Simulationsergebnisse

Die Simulationen wurden auch mit den im Experiment in Kapitel 5 verwendeten radioaktiven Quellen ^{60}Co und ^{137}Cs als Eingangsparameter durchgeführt. Die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis zu erhalten, welches aus einer isotrop abstrahlenden Quelle sowohl im LXe als auch im Germanium registriert wird, ist nicht sehr hoch und erfordert daher viel Statistik. Diese Abweichung ist eventuell ein Grund für die Abweichung im Untergrundspektrum.

Um mehr Statistik zu erhalten, wurde der Raumwinkel eingeschränkt. Das Kriterium für die Wahl der Größe des Raumwinkels bestand in der vollständigen Abdeckung der Kollimatoröffnung. Mit der Visualisierungsanwendung *Heprep* [25] wurden verschiedene Raumwinkelöffnungen angeschaut, wodurch ein Raumwinkel von je 40° für ϕ und θ bestimmt wurde. Der Anteil am gesamten Raumwinkel von 4π kann mit

$$\Omega_{\text{Raumwinkel}} = \int \sin \theta d\theta \int d\phi \quad (6.2.1)$$

über die verwendeten Winkelbereiche (160° bis 200° für ϕ und 70° bis 110° für θ) und deren mit $DEG = \frac{RAD \cdot 180}{\pi}$ in den Radianen umgerechneten Wert ausgerechnet werden. Es ergibt sich ein Faktor für den Raumwinkelanteil von 0,4841, woraus die gesamte Anzahl der Ereignisse verteilt über den kompletten Raumwinkel hochgerechnet werden kann. Mit

$$N_{\text{gesamt}} = \frac{N_{\text{generiert}}}{\Omega_{\text{Raumwinkel}}} \cdot \Omega_{\text{gesamt}} \quad (6.2.2)$$

wobei $N_{\text{generiert}}$ die Anzahl der in der Simulation erzeugten Ereignisse von einer Milliarde entspricht, erhält man $N_{\text{gesamt}} = 26,31$ Mrd. Ereignisse.

Da die Aktivität von 37 MBq der realen Quellen bekannt ist, kann die reale Zeit aus N_{gesamt} mit

$$t_{\text{real}} = \frac{N_{\text{gesamt}}}{A_{\text{Quelle}}} \quad (6.2.3)$$

zu 11 Minuten und 42 Sekunden bestimmt werden.

Die Simulationen wurden unter acht verschiedenen Winkeleinstellungen, welche je einem nominellen Streuwinkel entspricht, durchgeführt.

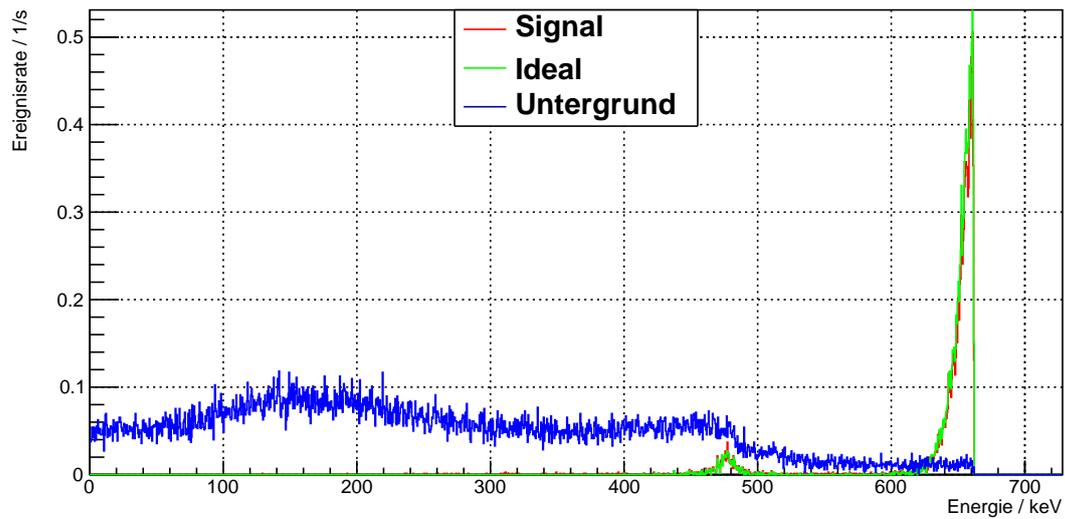
Die erstellten Simulationsergebnisse enthalten die Rohdaten, welche noch in eine sinnvolle Form gebracht werden müssen. Dazu wurde ein Programmcode entwickelt, der die einzelnen Ereignisse nacheinander durchgeht und auswertet. Unerwünschte Ereignisse können so herausgefiltert werden. Die jeweils erforderlichen Bedingungen werden im entsprechenden Unterabschnitt erläutert.

6.2.1. Signalbildung

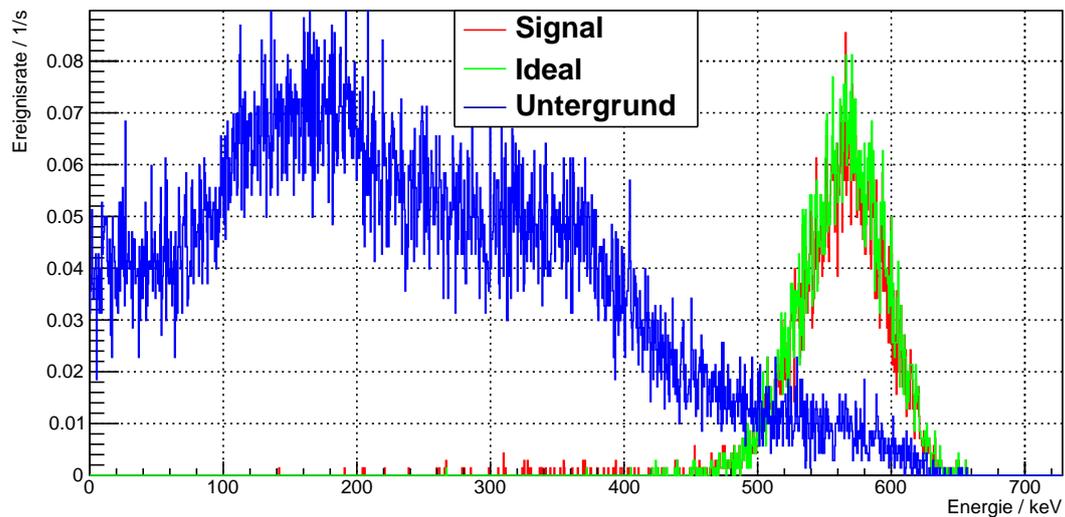
Zur Bestimmung von realitätsnahen Daten, wurden verschiedene Filterstufen eingesetzt. Dies ermöglicht eine Unterscheidung der Komponenten des erstellten Spektrums. Das erste Kriterium lässt nur Ereignisse durch, die einmal im flüssigen Xenon und mindestens einmal im Germanium streuen, eine Energie von mehr als 25 eV deponieren und im gewählten Energiebereich des Photopeak liegen. Hierbei handelt es sich um das ideale Signal. Alle Ereignisse, die diese erste Bedingung nicht erfüllen, werden nach weiteren Kriterien geprüft. Treffen sie mindestens einmal in jedem Detektor auf, so handelt es sich um koinzidente Ereignisse, welche bei einer realen Messung aufgenommen werden würden. Deponieren sie dabei noch eine Energie von mehr als 25 eV, welche die obere Grenze bei der Rayleighstreuung ist, so könnte es sich um ein weiteres Signal handeln. Da mit dem Xenon-Detektor in der Realität mehrfach streuende Ereignisse, die nah beieinander liegen, aufgrund des Auflösungsvermögens des Detektors, nicht als solche erkannt werden können, handelt es sich um aufgenommene Signale. Ereignisse, die also in einem Radius von 3 mm und einem Höhenunterschied von 1 mm weitere Energie deponieren, werden als Signale gekennzeichnet. Zusammen mit den idealen Ereignissen bilden sie das Gesamtsignal aus der Simulation. Alle Koinzidenzsignale, die diesen Kriterien nicht entsprechen sind Untergrundereignisse.

In Abbildung 6.2.1 und 6.2.2 sind die ermittelten Spektren exemplarisch für zwei Winkel zu sehen. Dabei wurde die Ereigniszahl durch die berechnete Zeit t_{real} aus Gleichung 6.2.3 geteilt, woraus man die Ereignisrate erhält. Im Anhang A.4.1 befinden sich die Plots für alle weiteren Winkeleinstellungen.

Man erkennt, dass zwischen den idealen Ereignissen und den als Signal kategorisierten Ereignissen kein großer Unterschied besteht. Daher werden für alle weiteren Graphen nur noch die Signale betrachtet. Weiterhin wird deutlich, dass bei einer kleinen Winkeleinstellung, welche hier für einen nominellen Streuwinkel von 2 keV für beide Quellen gezeigt ist, ein gegenüber dem Untergrund dominantes schmales Signal entsteht. Wohingegen bei der hier gezeigten nominellen Steuenergie von 100 keV ein stark nach links verbreitertes Signal entsteht. Der Untergrund hat für die ^{137}Cs -Quelle in etwa dieselbe Höhe wie für das Signal. Bei der ^{60}Co -Quelle ist der Untergrund sogar deutlich höher als das identifizierte Signal. Schaut man sich die Signale der anderen simulierten Einstellungen aus dem Anhang A.4.1 an, so wird deutlich, dass die Signalbreite und die Untergrundhöhe mit dem Winkel zunehmen. Die Ereignisrate des ^{60}Co -Signals ist beim nominellen Steuwinkel von 2 keV etwa 8 mal so groß, wie beim ^{137}Cs -Signal, bei einem nominellen Streuwinkel von 100 keV jedoch in etwa gleich groß. Das heißt die Rate nimmt für ^{60}Co deutlich schneller ab.

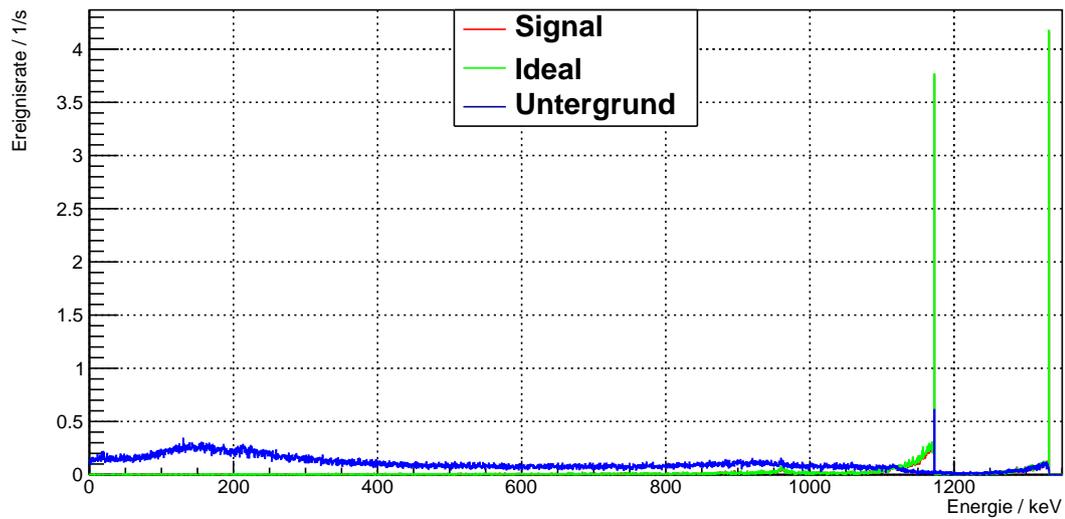


(a) Winkeleinstellung von $3,92^\circ$ bei einer nominellen Energie von 2 keV.

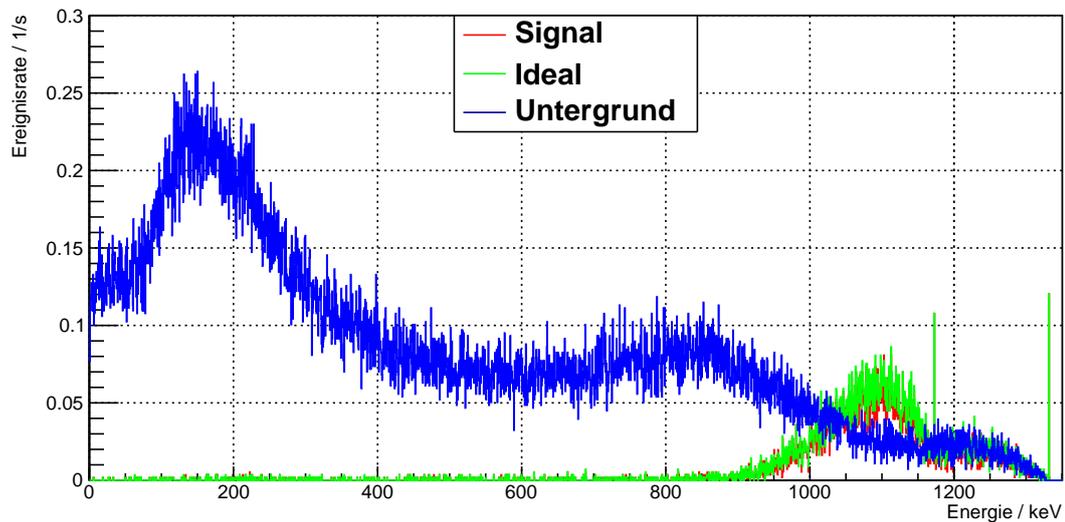


(b) Winkeleinstellung von $30,4^\circ$ bei einer nominellen Energie von 100 keV.

Abbildung 6.2.1: Komponenten des Koinzidenzspektrums mit einer ^{137}Cs -Quelle im Ge-Detektor unter verschiedenen Winkeln mit einer Unterscheidung von Untergrund, Signal und idealem Signal.



(a) Winkeleinstellung von $2,21^\circ$ bei einer nominellen Energie von 2 keV.



(b) Winkeleinstellung von $16,38^\circ$ bei einer nominellen Energie von 100 keV.

Abbildung 6.2.2: Komponenten des Koinzidenzspektrums mit einer ^{60}Co -Quelle im Ge-Detektor unter verschiedenen Winkeln mit einer Unterscheidung von Untergrund, Signal und idealem Signal.

Für hohe Streuenergien ist es bei einer Messung daher besonders wichtig, den Untergrund so gut wie möglich zu identifizieren, um das Signal herauszufiltern.

6.2.2. Winkelauflösung

Wie in Abschnitt 6.2.1 bereits zu sehen ist, wird das Signal mit steigendem Winkel breiter und niedriger. Daher bietet es sich an, diese Veränderung genauer zu betrachten. Für jedes simulierte Ereignis wurde der Winkel mit

$$\theta_{real} = \arccos \left(\frac{x_{LXe} \cdot x_{Ge} + y_{LXe} \cdot y_{Ge} + z_{LXe} \cdot z_{Ge}}{\sqrt{x_{LXe}^2 + y_{LXe}^2 + z_{LXe}^2} + \sqrt{x_{Ge}^2 + y_{Ge}^2 + z_{Ge}^2}} \right) \quad (6.2.4)$$

aus der Position der Energiedeponierung im Xenon und im Ge-Detektor der reale Streuwinkel θ_{real} bestimmt und gegen die Ereignisrate aufgetragen. In Abbildung 6.2.3 sind die Winkelauflösungen für alle simulierten Winkeleinstellungen des Ge-Detektors für die ^{137}Cs -Quelle und in Abbildung 6.2.4 für die ^{60}Co -Quelle zu sehen.

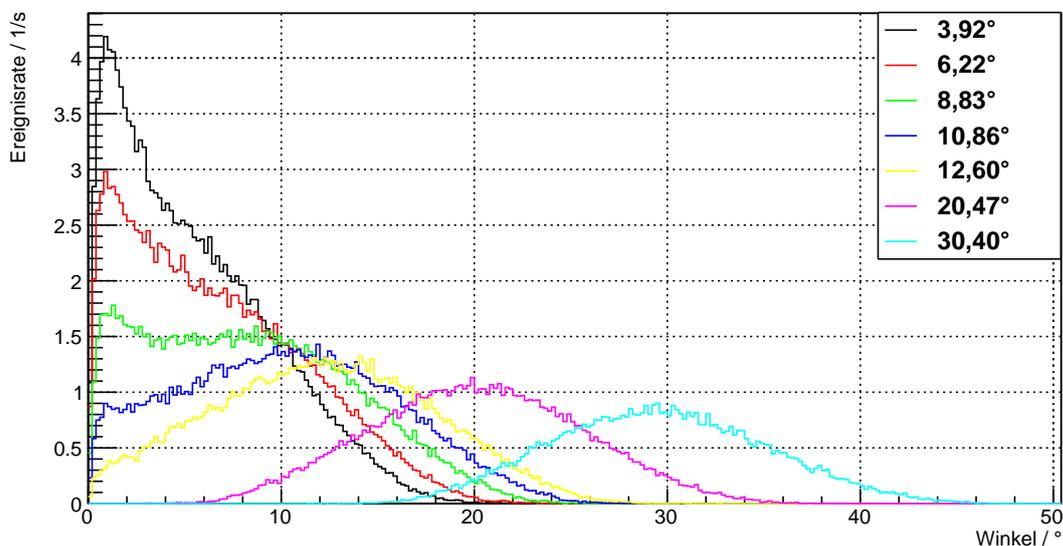


Abbildung 6.2.3: Winkelauflösung für alle simulierten Winkeleinstellungen des Detektors im Bezug zur TPC für die ^{137}Cs -Quelle im Vergleich.

Es ist gut zu erkennen, dass die Winkelauflösung für größere Winkeleinstellungen deutlich breiter und niedriger ist. Die Energie der Photopeaks verteilt sich demnach über einen größeren Winkelbereich.

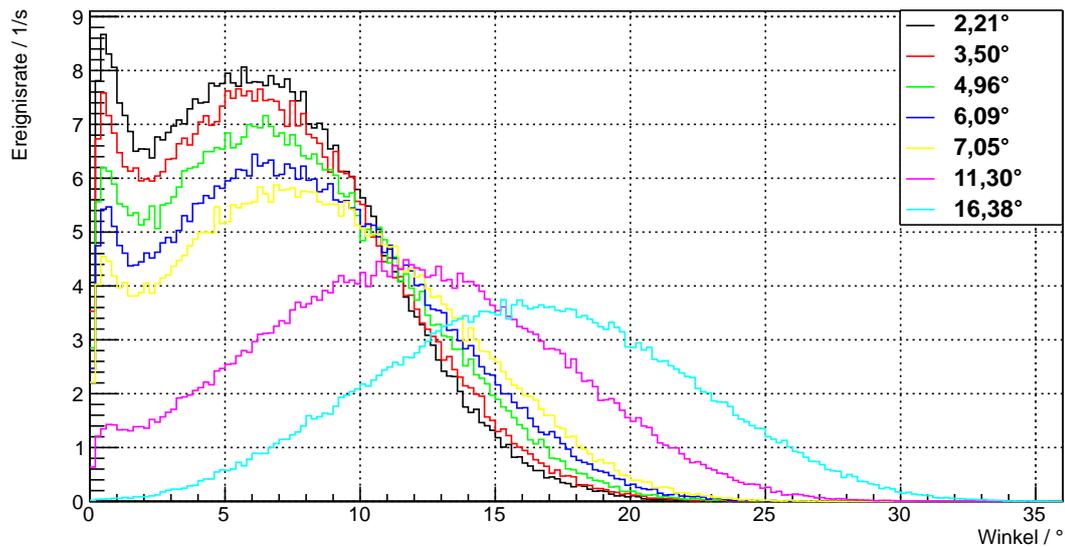


Abbildung 6.2.4: Winkelauflösung für alle simulierten Winkeleinstellungen des Detektors im Bezug zur TPC für die ^{60}Co -Quelle im Vergleich.

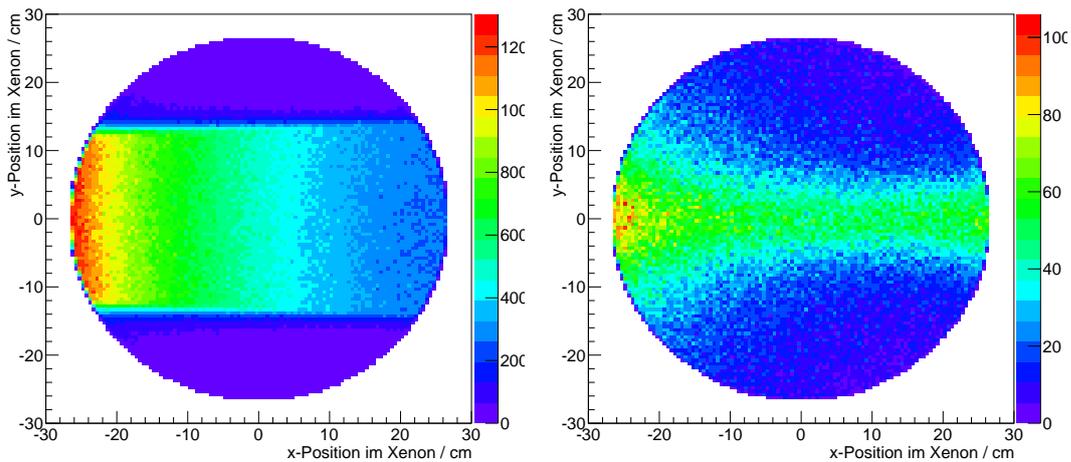
6.2.3. Räumliche Verteilung der Ereignisse in der TPC

Aus der räumlichen Verteilung der Ereignisse im flüssigen Xenon erhält man Informationen der dominierenden Streuzentren. Die Quelle strahlt von links auf das Xenon. Zur Bestimmung der in den Abbildungen 6.2.5 und 6.2.6 gezeigten Verteilungen der jeweiligen radioaktiven Quelle wurden alle Ereignisse im LXe durchgegangen und für je 1 cm in der Höhe im Querschnitt übereinander gelegt. Es folgen Aufsummierungen der Ereignisse, welche farblich hervorgehoben sind. Ausgewählt wurden je zwei Xenonscheiben, eine in der Mitte des LXe in einer Linie mit der Quelle zwischen 2 cm und 3 cm der gesamten Detektorhöhe und eine am oberen Randbereich zwischen 3,9 cm und 4,9 cm Detektorhöhe.

Man sieht deutlich, dass in der Detektormitte mehr Strahlung auftritt als im Randbereich.

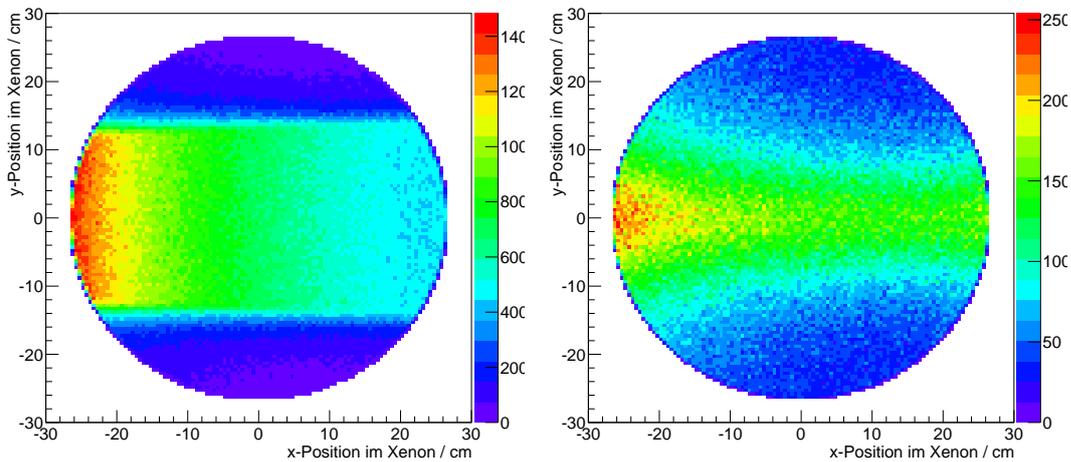
In den Abbildungen 6.2.7 und 6.2.8b sind nur koinzidente Ereignisse von LXe und Germanium aufgetragen.

Ein großer Teil der Ereignisse konnte über die Koinzidenz ausgeschlossen werden. Mit den hier gezeigten Querschnitten wird deutlich, dass sich der Großteil der Ereignisse in der mittleren Region von ca. 1,2 cm links und rechts der Aufgetragenen y-Position ereignen. Für spätere Messungen kann überlegt werden, ob es sinnvoll ist Ereignisse außerhalb dieses Fensters herauszufiltern.



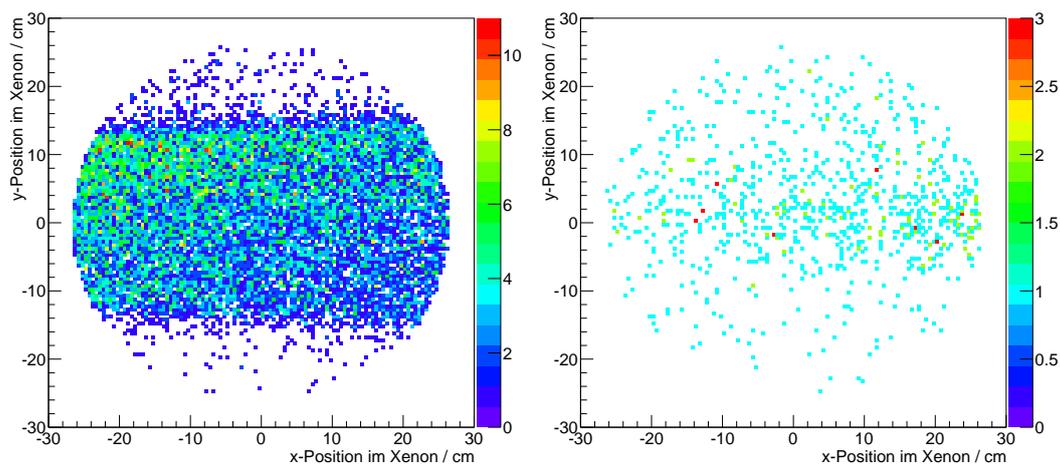
(a) Ereignisse im mittleren Xenonbereich zwischen 2 cm und 3 cm Höhe. (b) Ereignisse im äußeren Xenonbereich zwischen 3,9 cm und 4,9 cm.

Abbildung 6.2.5: Darstellung der Ereignisse einer ^{137}Cs -Quelle im flüssigen Xenon für je einen Ausschnitt von 1 cm Höhe.



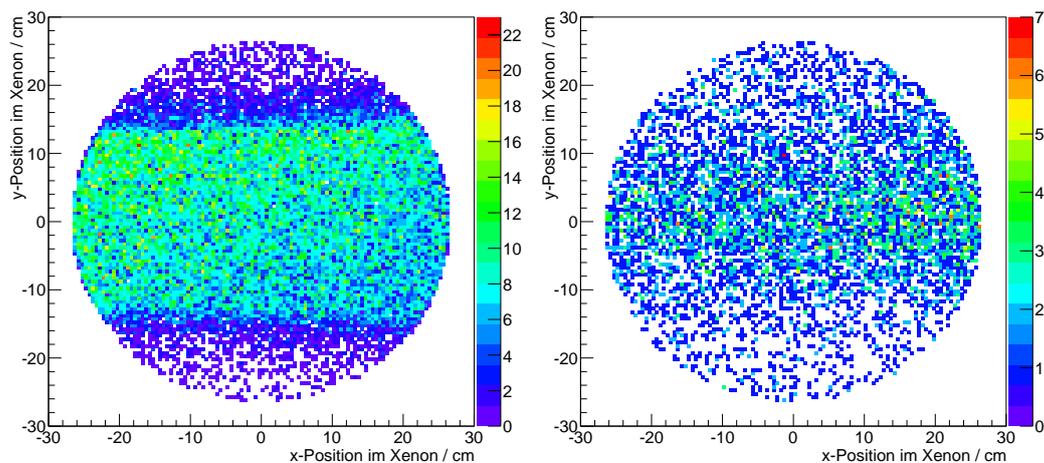
(a) Ereignisse im mittleren Xenonbereich zwischen 2 cm und 3 cm Höhe. (b) Ereignisse im äußeren Xenonbereich zwischen 3,9 cm und 4,9 cm.

Abbildung 6.2.6: Darstellung der Ereignisse einer ^{60}Co -Quelle im flüssigen Xenon für je einen Ausschnitt von 1 cm Höhe.



(a) Ereignisse im mittleren Xenonbereich zwischen 2 cm und 3 cm Höhe. (b) Ereignisse im äußeren Xenonbereich zwischen 3,9 cm und 4,9 cm.

Abbildung 6.2.7: Darstellung der Ereignisse einer ^{137}Cs -Quelle im flüssigen Xenon für koinzidente Ereignisse im Ge-Detektor bei einem Winkel von $30,4^\circ$.

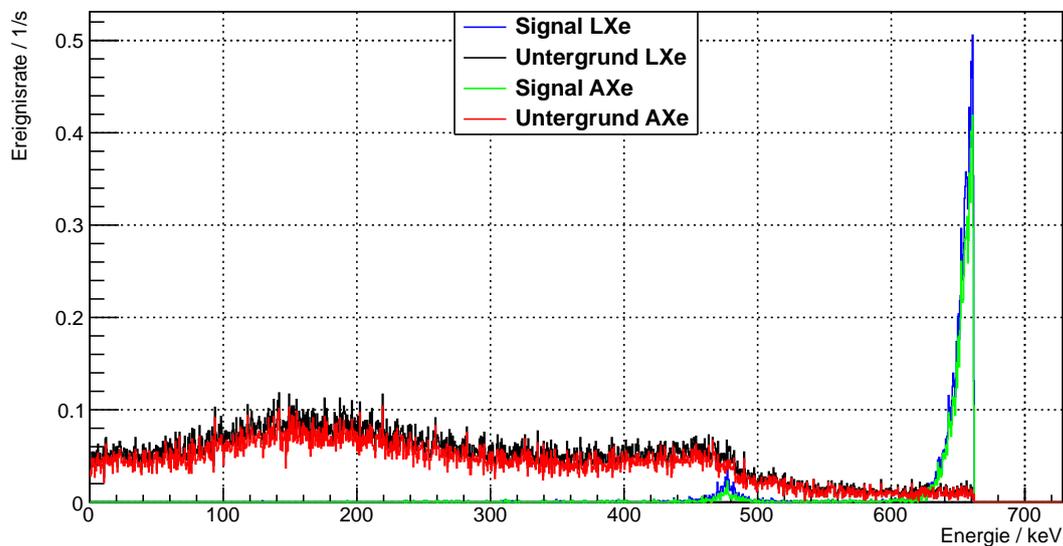


(a) Ereignisse im mittleren Xenonbereich zwischen 2 cm und 3 cm Höhe. (b) Ereignisse im äußeren Xenonbereich zwischen 3,9 cm und 4,9 cm.

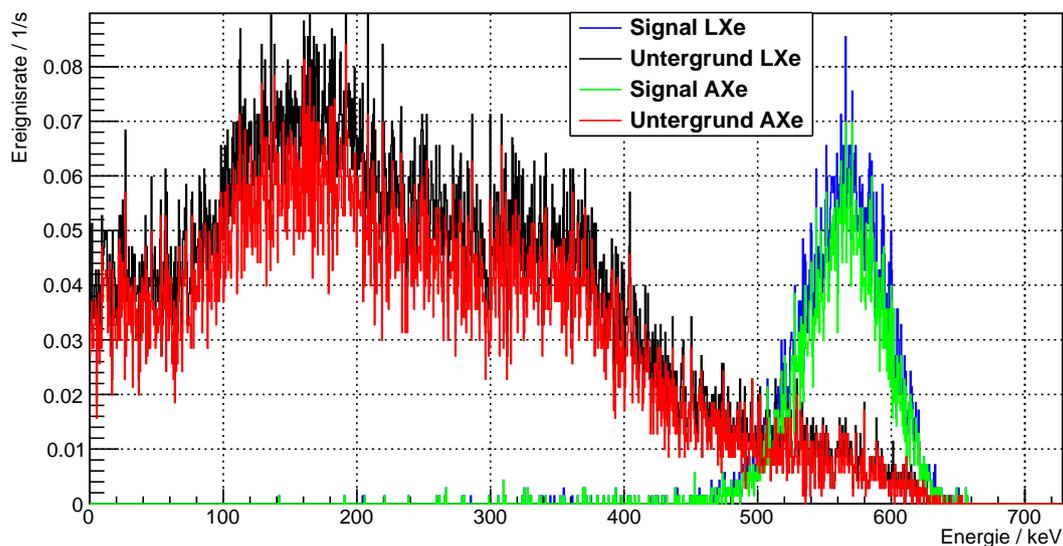
Abbildung 6.2.8: Darstellung der Ereignisse einer ^{60}Co -Quelle im flüssigen Xenon für koinzidente Ereignisse im Ge-Detektor bei einem Winkel von $16,38^\circ$.

6.2.4. Einschränkung des sensitiven Xenonvolumens

Um zu sehen, wieviel Einfluss der Randbereich auf das Simulationsergebnis hat, wurde für den größten und den kleinsten nominellen Streuwinkel der beiden radioaktiven

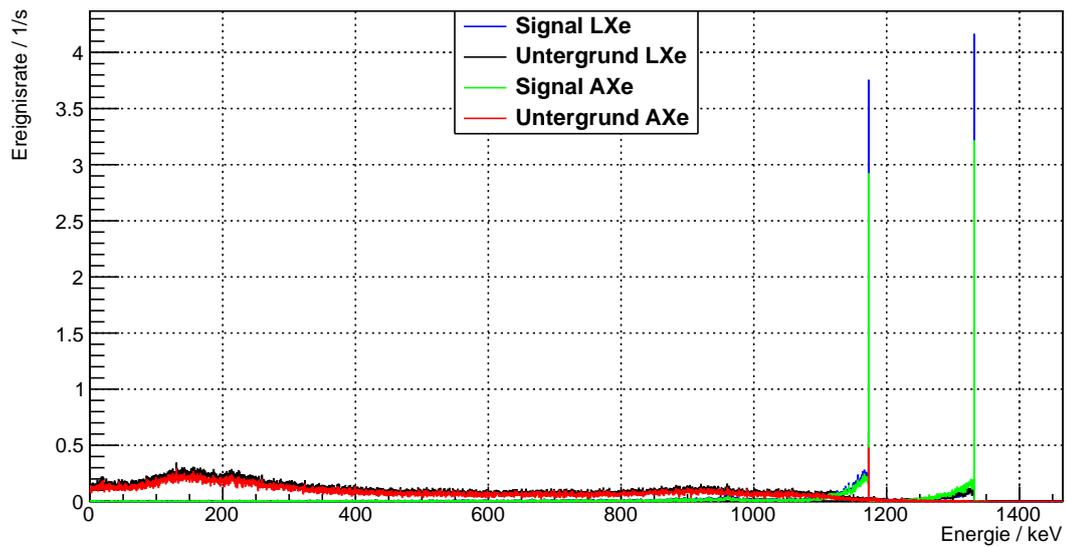


(a) Auftragung der nominellen Streuenergie von 2 keV.

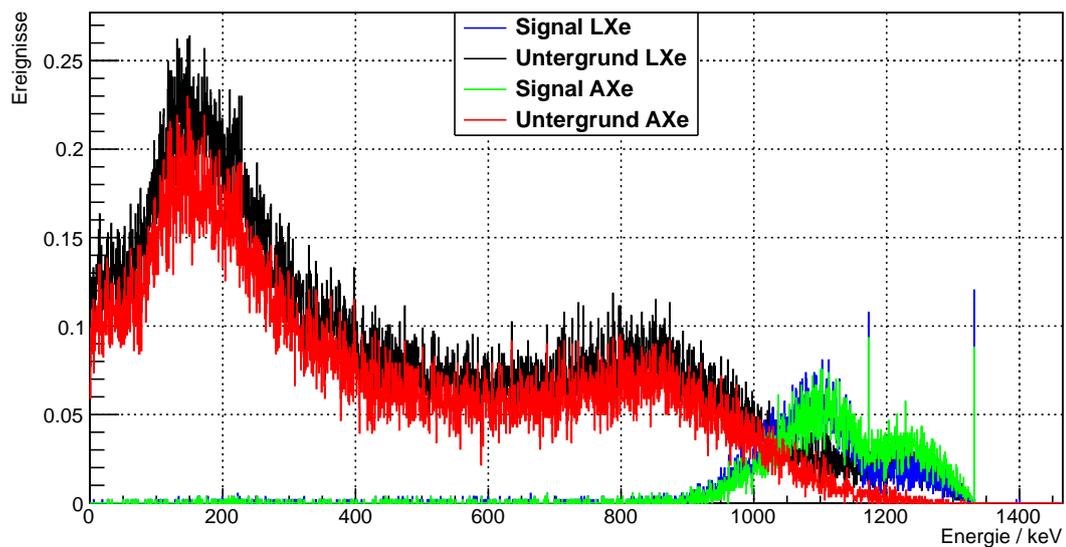


(b) Auftragung der nominellen Streuenergie von 100 keV.

Abbildung 6.2.9: Vergleich der Signal- und Untergrundereignisse im gesamten Xenonvolumen (LXe) und in einem ausgewählten Bereich des Xenonvolumens (AXe) für die ^{137}Cs -Quelle bei verschiedenen Streuwinkeln.



(a) Auftragung der nominellen Streuenergie von 2 keV.



(b) Auftragung der nominellen Streuenergie von 100 keV.

Abbildung 6.2.10: Vergleich der Signal- und Untergrundereignisse im gesamten Xenonvolumen (LXe) und in einem ausgewählten Bereich des Xenonvolumens (AXe) für die ^{60}Co -Quelle bei verschiedenen Streuwinkeln.

Quellen je eine Auswertung mit einer Einschränkung des flüssigen Xenonvolumens vorgenommen. Ereignisse, welche nicht in dem ausgewählten sensitiven Bereich mit einem Radius von 2,3 cm und einem Höhenunterschied von 2,3 cm zum Mittelpunkt der TPC streuen, werden herausgefiltert. Die verwendeten Signal- und Untergrund-

filter wurden genauso wie in Abschnitt 6.2.1 gewählt. In den Abbildungen 6.2.9 und 6.2.10 sind die Resultate für beide Quellen im Vergleich zu jenen aus Abschnitt 6.2.1 zusammengestellt.

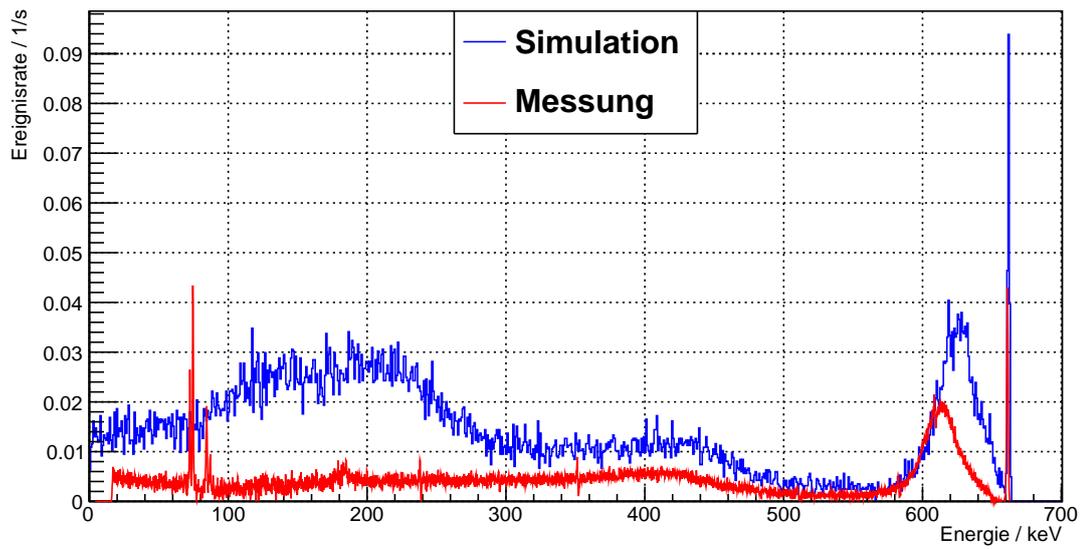
Wie man sieht, unterscheiden sich die Ereignisse aus dem sensitiven Volumen lediglich in ihrer Ereignisrate. Das liegt daran, dass Untergründe aus der Laborumgebung, sowie aus kosmischer Strahlung in der Simulation nicht berücksichtigt werden. Zu einer Verbesserung der simulierten Spektren sollte in zukünftigen Simulationen der Untergrund im Labor mitsimuliert werden.

6.2.5. Vergleich mit den Messergebnissen

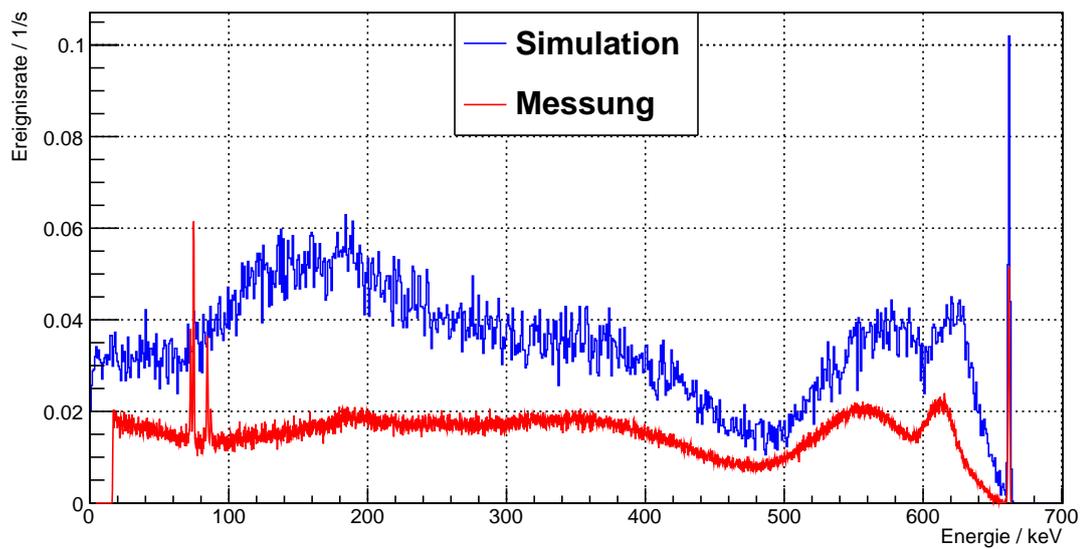
Um die durchgeführten Messungen in den Abschnitten 5.2 und 5.3 besser zu verstehen, wurde ein NaI-Zähler anstelle der TPC in die Simulationsgeometrie implementiert. Dieser besteht lediglich aus einem NaI-Kristall mit einem Durchmesser und einer Höhe von 7,62 cm mit einer 1 mm Dicken Aluminiumummantelung. Es wurden je drei Simulationen unter 10° , 20° und 30° ohne und mit dem NaI-Zähler durchgeführt. Die verwendeten Ereignisfilter wurden wie in Abschnitt 6.2.1 gewählt. Für einen Vergleich wurden die Daten aus den Simulationen mit jenen aus den Messungen in einen Graphen gezeichnet, siehe dazu die Abbildungen 6.2.11 und 6.2.12. Alle weiteren Spektren befinden sich im Anhang A.4.2, wobei jene bei der Winkeleinstellung von 10° mit einer logarithmischen y-Achse aufgetragen wurden, um im Bereich der Hintergrundereignisse den Kurvenverlauf sehen zu können. Von den Messergebnissen wurde, vor der Erstellung des Graphen, der Untergrund, der in Abschnitt 4.4 bestimmt wurde, abgezogen. Da dieser nicht mit simuliert wird, ist der Vergleich sinnvoller.

Die Ereignisrate der Simulationsdaten wurde aus der Berechnung der Zeit aus Gleichung 6.2.3 bestimmt. Es fällt auf, dass die simulierten Ereignisse bei deutlich höheren Raten liegen. Dies kann entweder an der verwendeten Berechnung oder an den für die Simulation verwendeten Parametern liegen.

Der qualitative Verlauf der jeweiligen Kurven ist allerdings gut zu sehen. Das zusätzliche Signal bei der Streuung ohne Streutarget wird genau wie das Signal aus der Comptonstreuung deutlich. In allen Simulationsdaten ist zwischen einer Energie von ca. 100 keV und 300 keV eine Erhöhung des Untergrundes zu beobachten, welche in der Realität nicht auftritt. Die Ursache dafür ist schwer festzustellen und bedarf genauerer Beobachtung in zukünftigen Simulationen. Es ist möglich, dass Teilchen simuliert werden, die in der Realität nicht in dieser Form auftreten.

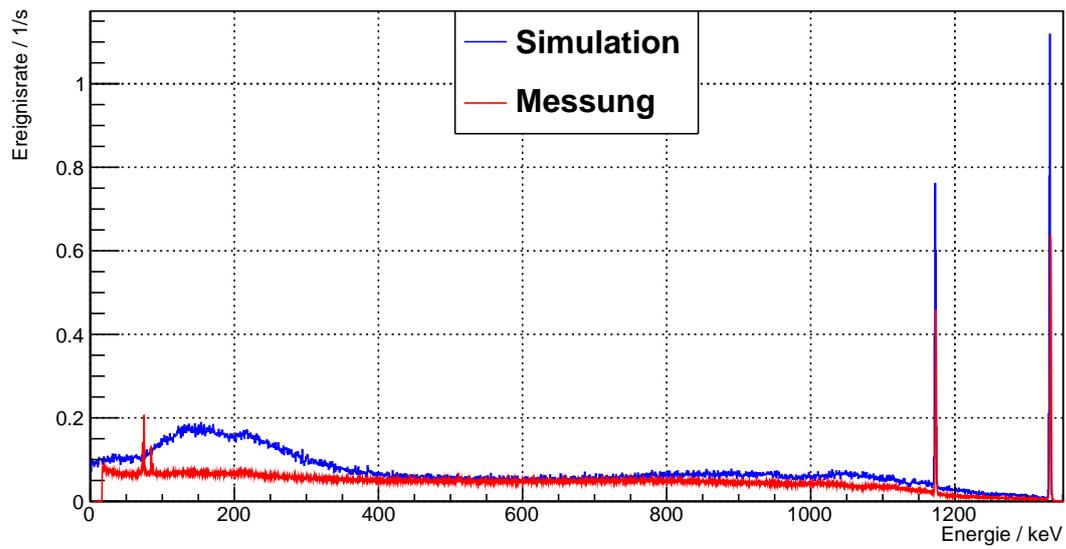


(a) Ohne Streutarget in der Versuchsanordnung.

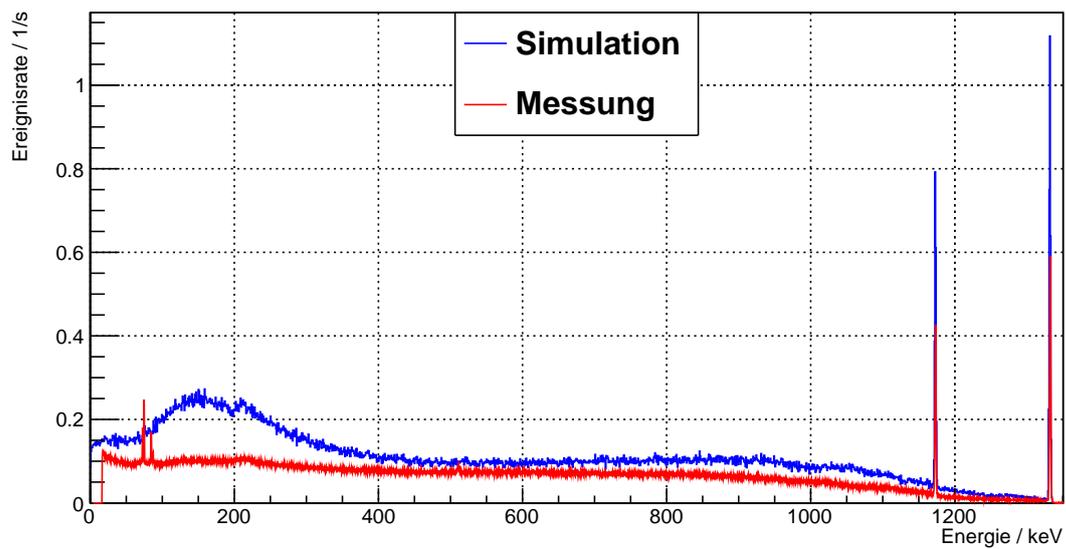


(b) Mit NaI in der Versuchsanordnung.

Abbildung 6.2.11: Vergleich zwischen den Ergebnissen aus der Simulation und der Messung für die ^{137}Cs -Quelle bei einer Winkeleinstellung von 30° .



(a) Ohne Streutarget in der Versuchsanordnung.



(b) Mit NaI in der Versuchsanordnung.

Abbildung 6.2.12: Vergleich zwischen den Ergebnissen aus der Simulation und der Messung für die ^{60}Co -Quelle bei einer Winkeleinstellung von 30° .

6.3. Vergleich mit älteren Simulationen

In der Diplomarbeit von Pierre Sissol [31], wurden Simulationen mit einer einfacheren Geometrie durchgeführt. Das Ziel bestand darin, die Geometrie bestmöglich anzupassen. Unter anderem wurden auch simulierte Spektren verglichen. Darunter befinden sich zwei Spektren einer ^{60}Co -Quelle für die nominellen Streuenergien von 2 keV und 100 keV, diese sind in Abbildung 6.3.1 zu sehen.

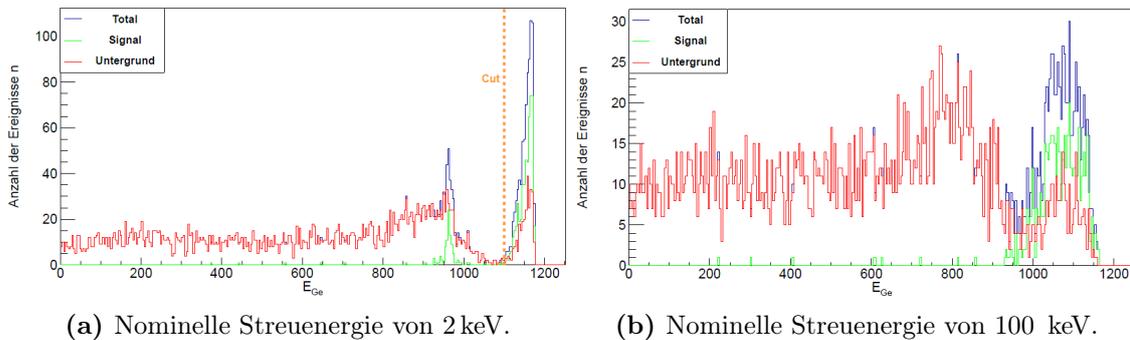


Abbildung 6.3.1: Simulierte Spektren mit einer vereinfachten Geometrie für eine ^{60}Co -Quelle [31].

Bei einem Vergleich mit den Spektren aus Abbildung 6.2.2 fällt auf, dass für eine nominelle Streuenergie von 2 keV die Photopeaks der neuen Simulationen deutlich größer im Vergleich zum Untergrund sind. Für eine nominelle Streuenergie von 100 keV sind die Ergebnisse der neuen Simulationen deutlich schlechter, da die Untergrundsignale im Vergleich zu den Signalen nicht mehr nur leicht unterhalb der Rate des Untergrundes liegen, sondern in etwa drei mal so hoch sind.

Schaut man sich nur den Photopeak an, so sieht man einen deutlich höheren Einfluss des Untergrundes im für die Messung relevanten Bereich der Peakenergie.

6.4. Ergebnisse im Vergleich zum Zürich-Experiment

In Zürich wurde vor einiger Zeit ein ähnliches Comptonstreuexperiment aufgebaut [7]. Der dort verwendete Versuchsaufbau besteht aus einer ^{137}Cs -Quelle, der ZürichTPC und einem NaI-Detektor.

Ein NaI-Detektor hat eine relativ schlechte Energieauflösung von ca. 10 % [20]. Daher kann die in Xenon deponierte Energie der Streuung im Zürich-Experiment nicht direkt gemessen werden. Stattdessen verwendet man den nominellen Streuwinkel. Allerdings kann der Streuwinkel aufgrund der endlichen Ausdehnung von TPC und NaI nicht exakt gemessen werden. Die Energieauflösung bei Messung der Streuenergie wird daher von der geometrischen Unsicherheit bei der Winkelbestimmung dominiert. Um die Unsicherheit möglichst klein zu halten wird ein größerer Abstand

zwischen TPC und NaI gewählt. Bei der MainzTPC wird die im LXe deponierte Energie als Differenz zwischen der Quellenergie und der im Germaniumdetektor gemessenen Streuenergie des Teilchens errechnet. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Streuenergie ist daher durch die Energieauflösung des Ge-Detektors gegeben und unabhängig von der Geometrie. Um hohe Zählraten zu erreichen wird der Ge-Detektor daher möglichst nah an der TPC platziert.

Um einen Vergleich der bisherigen Simulationsdaten mit den Xürich-Daten durchführen zu können, wurden Simulationen mit den aus dem Paper [7] Abbildung 4 entnommenen Streuwinkelinstellungen durchgeführt. Die nominellen Streuenergien der gewählten Streuwinkel sind Tabelle 6.1.1 zu entnehmen.

Zum Vergleich der beiden Xenondetektoren, wird die Energieverteilung im Xenon angeschaut. In Abbildung 6.4.1 sind die Streuwinkel von $4,25^\circ$ und $34,5^\circ$ dargestellt je mit den Daten der XürichTPC [7] und der MainzTPC, alle anderen Graphen der verschiedenen Winkelinstellungen befinden sich im Anhang A.4.3. Die Anzahl der Ereignisse der Xürich-Daten wurde jeweils passend zu den MainzTPC-Daten skaliert. Der jeweilige Skalierungsfaktor ist in der Legende angegeben.

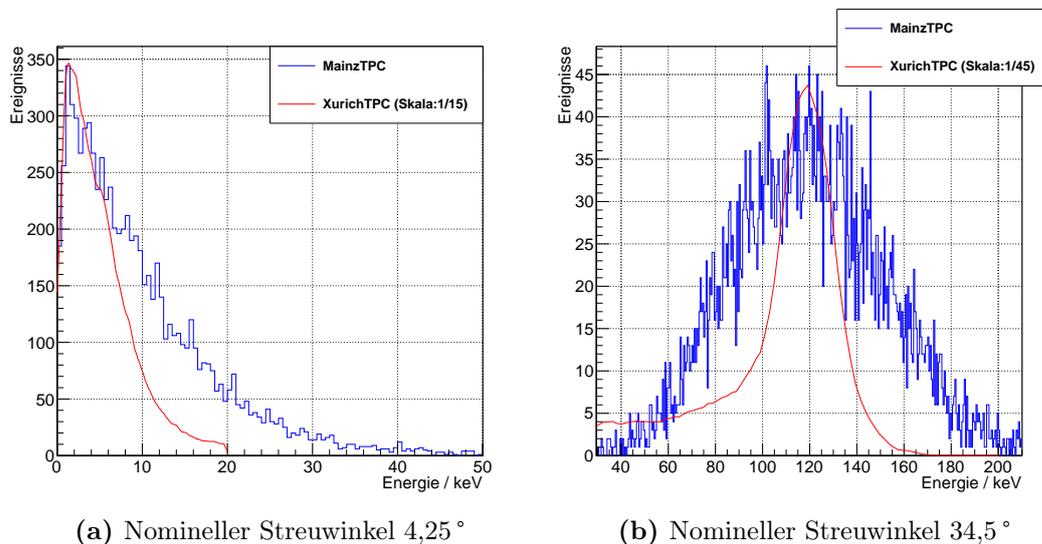


Abbildung 6.4.1: Vergleich der Ergebnisse aus den Simulationen mit der MainzTPC mit denen der XürichTPC.

Die Ergebnisse der Simulationen mit der MainzTPC zeigen eine breitere Verteilung, die in der TPC deponierten Energie. Im Xürich-Experiment gibt die Breite der Verteilung die Energieauflösung an. Für die MainzTPC wird die Energieauflösung durch die Auflösung des Ge-Detektors von $1,8\text{ keV}$, wie in 4.3 bestimmt, vorgegeben. Damit ist die Unsicherheit in der MainzTPC und ca. eine Größenordnung kleiner, als in vorangegangenen Experimenten.

In Abbildung 6.4.2 wird die nominelle Streuenergie gegen die Szintillationseffizienz bei der Emission von $32,1\text{ keV}$ Photonen aus einer ^{83m}Kr -Quelle aufgetragen.

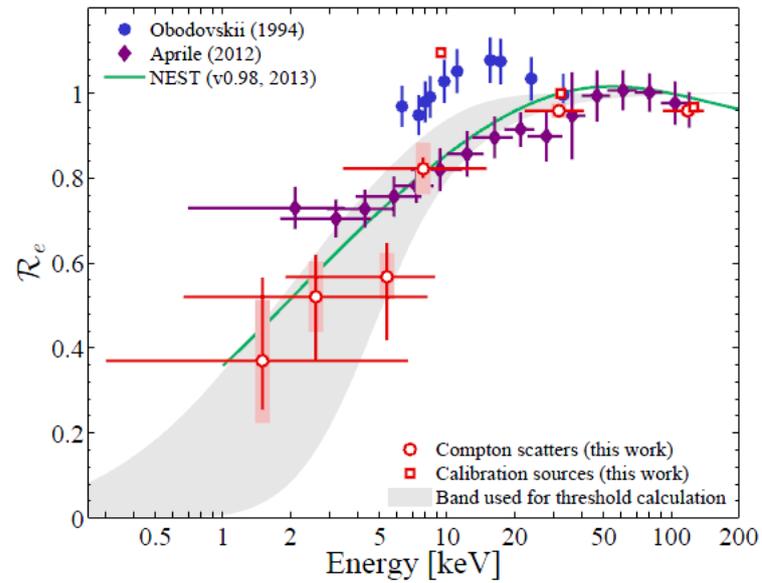


Abbildung 6.4.2: Auftragung der nominellen Streuenergie gegen die Szintillationseffizienz mit den roten Messdaten aus den Simulationen mit dem Xürich-Detektor[7].

Die in rot eingetragenen Daten entstammen den Simulationen mit der XürichTPC, die Fehlerbalken entsprechen der Breite der Energieverteilung.

7. Zusammenfassung und Ausblick

Für Xenon-Experimente zur direkten Suche nach Dunkler Materie ist es wichtig, dass eine möglichst gute Unterscheidung von Elektron- und Neutronrückstößen über einen weiten Energiebereich erfolgen kann. Dazu ist es wichtig, die Eigenschaften des Detektionsmediums Xenon gut zu kennen. Die in dieser Arbeit simulierte Zweiphasen-Flüssig-Xenon-TPC (MainzTPC) soll helfen, das bisher erworbene Wissen zu erweitern, indem Szintillations- und Ionisationsausbeute bei verschiedenen Energien genauer bestimmt werden. Weiterhin soll die MainzTPC genutzt werden, um die Pulsform des primären Szintillationssignals genauer zu verstehen und darüber eine ergänzende Unterscheidungsmethode von Elektron- und Kernrückstoß für zukünftige Experimente zu entwickeln.

In der vorliegenden Arbeit wurde zur Messung der Elektronrückstöße im Xenon ein Versuchsaufbau für ein Comptonstreuexperiment entwickelt und aufgebaut, welcher in naher Zukunft mit der MainzTPC verwendet wird. Für die Umsetzung wurde ein 3D-Modell erstellt, woraus technische Zeichnungen der Bestandteile angefertigt wurden.

Weiterhin wurde eine Charakterisierung des Germaniumdetektors durchgeführt. Nach verschiedenen Tests der verwendeten Elektronik, welche eine Terminierung ($93\ \Omega$) direkt am FADC (Flash Analog to Digital Converter) empfehlen, wurde eine Energiekalibration und eine Bestimmung der Energieauflösung durchgeführt. Mit weiterführenden Messungen wurde der Untergrund aufgenommen und eine Peakbestimmung vorgenommen.

Der entwickelte Versuchsaufbau konnte im Zeitraum der Anfertigung dieser Arbeit vollendet werden, so dass Einstiegstests durchgeführt werden konnten. Es wurden Daten mit den radioaktiven Quellen ^{137}Cs und ^{60}Co genommen. Daraus konnte ein Eindruck über den Einfluss der Geometrie auf das Messergebnis erhalten werden. Mit einem NaI-Zähler als Streutarget wurde ein simples Streuexperiment durchgeführt, wobei auch Comptonstreuereffekte beobachtet wurden.

Außerdem wurde der Versuchsaufbau in einen *Geant4*-Programmcode übertragen und eine ältere Implementierung der MainzTPC überarbeitet. Mit der gesamten Versuchsanordnung wurden Simulationen durchgeführt und analysiert. Die bei einer Koinzidenzmessung erwarteten Signale wurden in verschiedene Komponenten zur Untergrunddiskriminierung eingeordnet und mit älteren Simulationen verglichen. Aus den Daten wurde weiterhin eine Analyse der Winkelverteilung durchgeführt, welche das erwartete Comptonstreuverhalten bestätigt. Um eine Vorstellung der räumlichen Verteilung der Ereignisse in der TPC zu bekommen, wurde die Häu-

figkeit der Ereignisse in verschiedenen Querschnitten der TPC betrachtet. Die Simulationsergebnisse können helfen, das für die Datenanalyse verwendete Volumen sinnvoll einzuschränken.

Eine Aussortierung von Ereignissen außerhalb eines bestimmten Bereiches sollte in Betracht gezogen werden. Für eine bessere Beurteilung der Ergebnisse aus den Einstiegstests der Geometrie, wurden vergleichbare Simulationen durchgeführt und ausgewertet. Die Ereignisverteilung der gemessenen und simulierten Spektren sind im Verlauf ähnlich, allerdings sollte die aus den Simulationen berechnete Ereignisrate sowie die Verteilung der Untergrundereignisse in Zukunft näher betrachtet werden. Es wurde gezeigt, dass die Simulation nicht stark von der Realität abweicht.

Zuletzt wurde ein Vergleich zu einem anderen Comptonstreuexperiment angestellt, welcher die unterschiedliche Geometrie aufzeigt und in der Zukunft weiter ausgebaut werden kann.

Mit den hier erworbenen Erkenntnissen wurde die Grundlage für eine spätere Datenanalyse gelegt. Die Ergebnisse helfen bei der zukünftigen Weiterentwicklung von Simulation und Versuchsaufbau. Es wurden Problematiken aufgezeigt, welche noch genauer analysiert werden müssen. Das nächst größere Ziel ist die reale Durchführung des Comptonstreuexperimentes mit einer Koinzidenzmessung der MainzTPC und des Germaniumdetektors. Später wird eine Weiterentwicklung für einen Streuversuch mit Neutronen erfolgen, um auch Kernrückstöße zu untersuchen.

Danksagung

Ich möchte mich zu aller erst bei Herrn Prof. Dr. Uwe Oberlack dafür bedanken, dass ich diese Arbeit auf dem Gebiet der Suche nach Dunkler Materie anfertigen durfte. Durch die Bearbeitung habe ich neue physikalische Kenntnisse erlangt. Ich habe gelernt, mit den verschiedensten Problemstellungen umzugehen und diese gezielt zu lösen. Vielen Dank, für die gute Betreuung und guten Ratschläge.

Ein besonderer Dank gilt Andreas Nußbaumer, denn er hat es geschafft, nach 3 h der Ungewissheit, meine versehentlich gelöschten, bereits fertigen, Simulationsdateien wieder herzustellen.

Desweiteren danke ich allen Mitgliedern meiner Arbeitsgruppe, welche ständig bemüht waren zu helfen, wenn neue Fragestellungen aufkamen.

Herrn Rainer Othegraven möchte ich für die Unterstützung und den Sachverstand bei der Anfertigung der technischen Zeichnungen danken.

Als nächstes möchte ich Bastian Beskers danken, welcher mir bei den verschiedensten Fragestellungen bei den Experimenten geholfen hat. Ich danke ihm auch für die guten Ratschläge zur Zusammenstellung und Umsetzung dieser Arbeit.

Ich danke Cyril Grignon, der mir zu Beginn mit der Erstellung von Graphen aus den Messdaten und später mit den Simulationen geholfen hat.

Außerdem danke ich Pierre Sissol für die Hilfe bei der Einarbeitung und Weiterentwicklung seiner Simulationen, sowie der Unterstützung bei der Durchführung der Experimente.

Weiterhin möchte ich meinem Freund Torsten Ehrhardt danken, dass er mich während der ganzen Zeit unterstützt hat. Bei Fragestellungen zu Programmierungen oder Formatierungen war er stets hilfreich.

Ich danke zudem allen Korrekturlesern für nützliche Tipps und Anregungen bei der Ausformulierung dieser Arbeit.

Weiterhin möchte ich meiner Familie danken, dass sie immer für mich da war und mir gerade in der Endphase sehr viel Unterstützung zukommen ließ.

Nicht zuletzt möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Joseph Pochodzalla bedanken, dass er sich bereit erklärt hat, die Zweitkorrektur dieser Arbeit zu übernehmen.

A. Anhang

In dem hier beginnenden Anhang befinden sich ergänzende Abbildungen, Graphen und Tabellen zu den vorangegangenen Kapiteln.

A.1. Technische Zeichnungen zum Versuchsaufbau

Für den Entwurf und die Umsetzung des Versuchsaufbaus mussten technische Zeichnungen angefertigt werden, welche in der Werkstatt des Instituts für Physik umgesetzt wurden. Insgesamt wurden mehr als 30 einzelne Zeichnungen erstellt. Da es den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde und auch keine zusätzliche Aussagekraft hat, wurden nur sechs wichtige Zeichnungen ausgewählt, welche auf den folgenden Seiten zu sehen sind. In Abbildung A.1.1 ist der Versuchsaufbau aus einer weiteren Ansicht gezeigt.

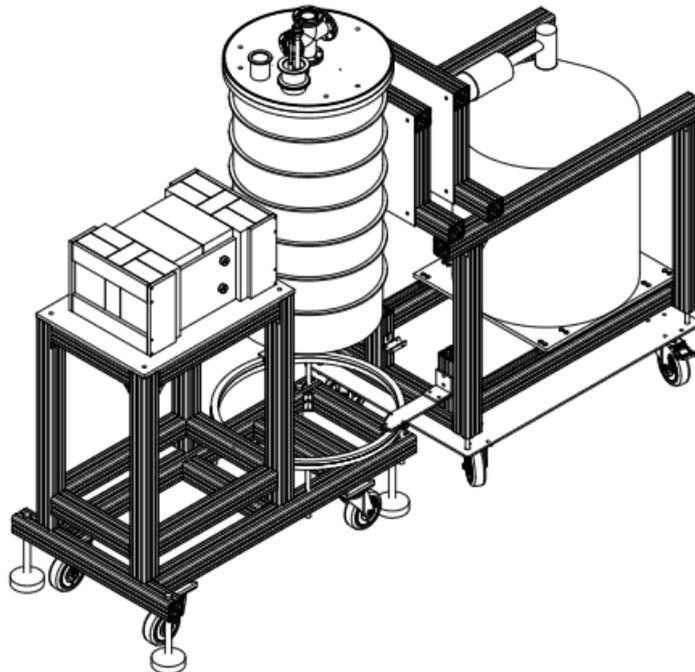
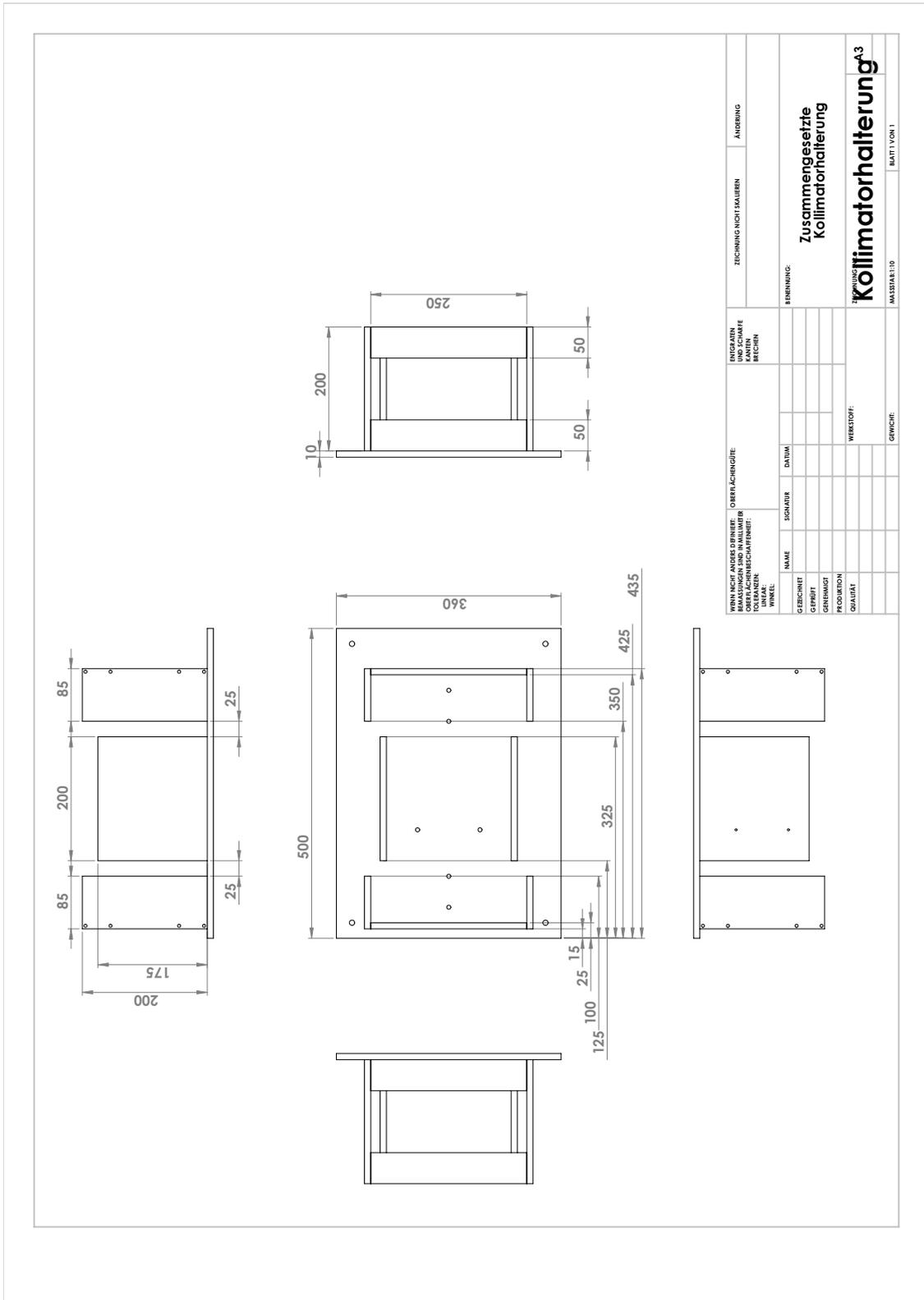


Abbildung A.1.1: Weitere Ansicht des gesamten Versuchsaufbaus.

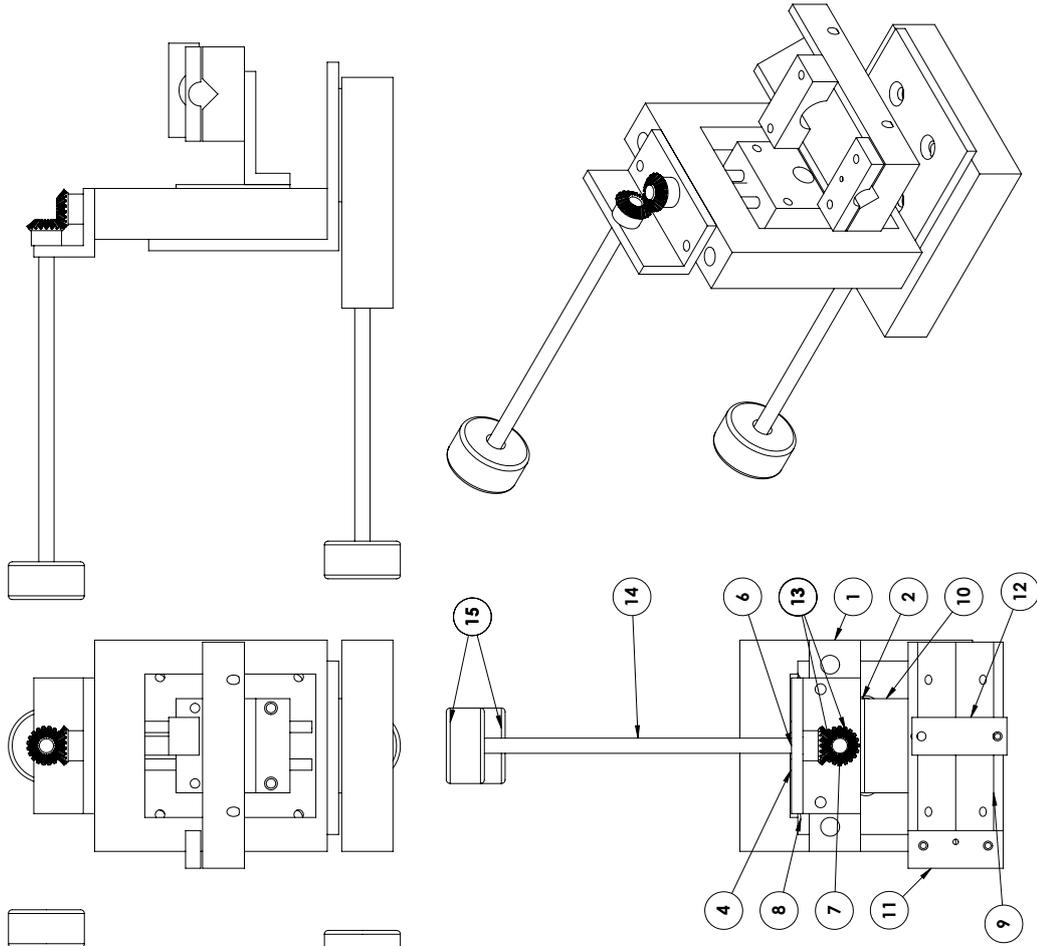
POS-NR.	BENENNUNG	MENGE
1	Profil 50x50x596	4
2	Profil 50x50x260	4
3	Profil 50x50x400	5
4	Winkel lsel	12
5	Profilverbindung Gewindebuchsen	18

WENN NICHT ANDERS DEFINIERT: BEMASSUNGEN SIND IN MILLIMETER OBERFLÄCHENBESCHAFFENHEIT: TOLERANZEN: LINEAR: WINKEL:		OBERFLÄCHENGÜTE:	ENTGRATEN UND SCHARFE KANTEN BRECHEN	ZEICHNUNG NICHT SKALIEREN	ÄNDERUNG
				Anzahl: 1	
GEZEICHNET	NAME	SIGNATUR	DATUM	BENENNUNG:	
GEPRÜFT				Tisch_Quelle	
GENEHMIGT					
PRODUKTION					
QUALITÄT					
			WERKSTOFF:	ZEICHNUNGSNR.	A4
			GEWICHT:	MASSSTAB:1:10	BLATT 1 VON 1

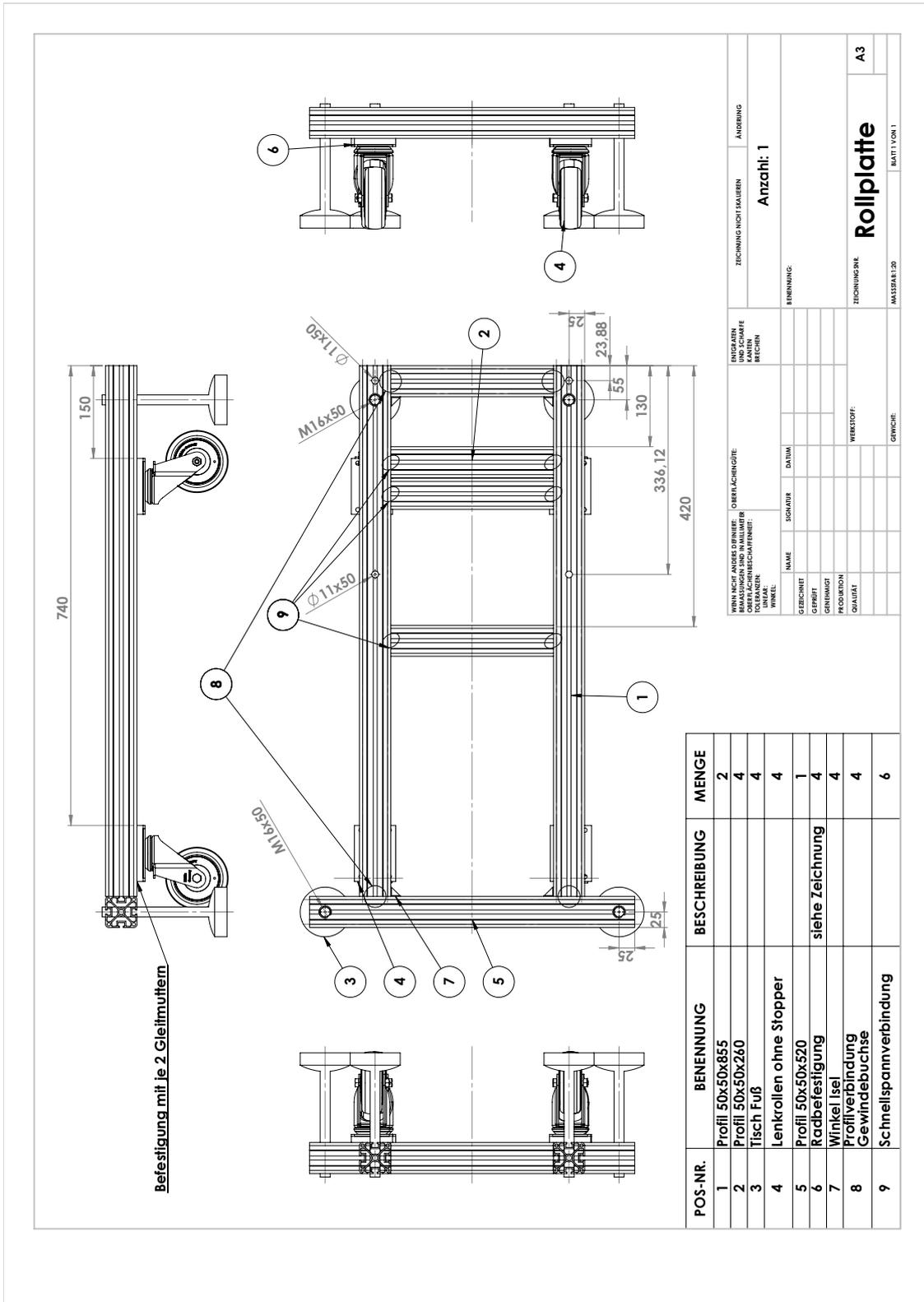


WENN NICHT ANDERS ODFINIERT: DIMENSIONEN SIND IN MILLIMETER ANZUGENOMMEN. TOLERANZEN SIND NACH DIN EN ISO 2768-MS ANZUNEHMEN. WINKEL:		OBERFLÄCHENGLATTE:		ENTGRATEN UND SCHARFE KANTEN SIND ANZUNEHMEN.		TECHNUNG NICHT FÄRBERN		ÄNDERUNG	
NAME:		SIGNATUR:		DATUM:		BENENNUNG:			
GEZEICHNET:		GEPRÜFT:		GENÜHMIGT:		PRODUKTION:			
QUALITÄT:		WERKSTOFF:		GEWICHT:		MASSSTAB: 1:10		BLATT 1 VON 1	
						Zusammengesetzte Kollimatorhalterung			
						TECHNUNG Kollimatorhalterung			

Verstellfisch

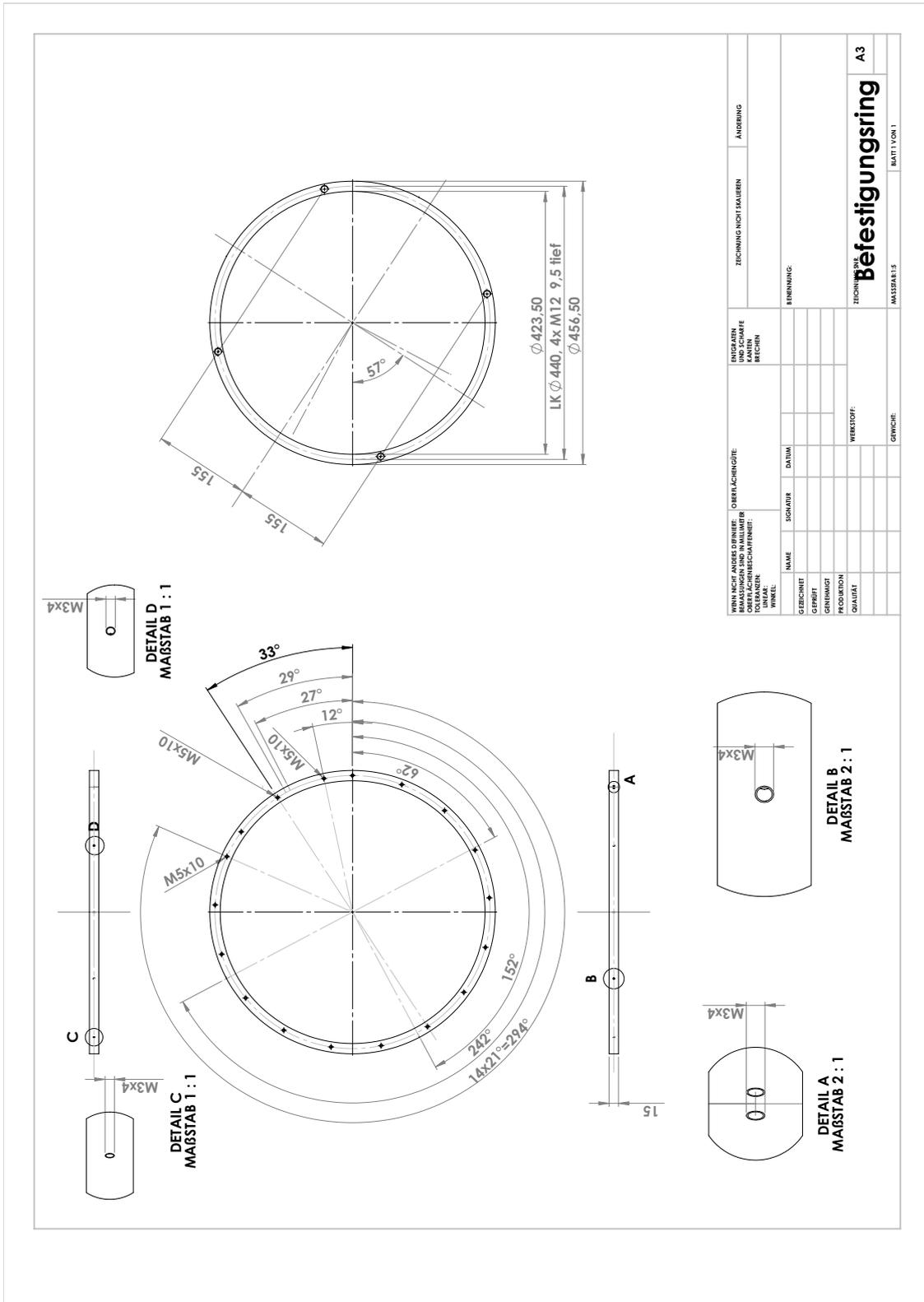


POS-NR.	BENENNUNG	BESCHREIBUNG	MENGE
1	Rahmen		2
2	Laufkörper		2
3	Anschlaghülse		2
4	Fuehrungsstange		4
5	Gewindestange		1
6	kegelpaarhalter		1
7	Antriebspindel		1
8	xyAdapter		1
9	QuelleLaserHalter		1
10	winkelverbinder2		1
11	Quellen Halter		1
12	Laser Halter		1
13	Kegeirad		2
14	Antriebspindel 1		1
15	Raendel		2



POS.-NR.	BENENNUNG	BESCHREIBUNG	MENGE
1	Profil 50x50x855		2
2	Profil 50x50x260		4
3	Tisch Fuß		4
4	Lenkrollen ohne Stopper		4
5	Profil 50x50x520		1
6	Rabelfestigung	siehe Zeichnung	4
7	Winkel Isel		4
8	Profilverbindung		4
9	Schnellspanverbindung		6

WENN NICHT ANDERS ODFINIERT: MASSSTÄBEN UND MAßHÄUFIGKEITEN SIND IN MILLIMETER ANZUGENOMMEN. WINKEL: °	INGEGNIER UND SCHAFTE BEZEICHNEN	TECHNUNG-NICHT FÄHIGEN	ÄNDERUNG
OBERSÄCHSISCHE: TECHNUNG-NICHT FÄHIGEN	OBERSÄCHSISCHE: TECHNUNG-NICHT FÄHIGEN	OBERSÄCHSISCHE: TECHNUNG-NICHT FÄHIGEN	OBERSÄCHSISCHE: TECHNUNG-NICHT FÄHIGEN
NAME	BEZEICHNUNG	BEZEICHNUNG	BEZEICHNUNG
NACHNAME	BEZEICHNUNG	BEZEICHNUNG	BEZEICHNUNG
PROFESSION	BEZEICHNUNG	BEZEICHNUNG	BEZEICHNUNG
QUALITÄT	BEZEICHNUNG	BEZEICHNUNG	BEZEICHNUNG
WERKSTOFF:	BEZEICHNUNG	BEZEICHNUNG	BEZEICHNUNG
GEWICHT:	BEZEICHNUNG	BEZEICHNUNG	BEZEICHNUNG
BENENNUNG:			ANZAHL: 1
TECHNUNG-NR.:			TECHNUNG-NR.:
MAßSTAB: 1:20			MAßSTAB: 1:20
BLATT 1 VON 1			BLATT 1 VON 1
Rollplatte			A3



WENN NICHT ANDERS ODFINIERT: OBERFLÄCHENRÜHE:		INGEGÄHN UND SCHWARZE BEZEICHEN		TECHNUNG NICHT FÄHIGEN		ÄNDERUNG	
MESSUNGEN UND WÄRMEMÄßIGKEITEN:		TOLERANZEN:		TOLERANZGRADIGKEIT:		WENN NICHT ANDERS ODFINIERT: WINKEL:	
NAME	SIGNATUR	DATEM	BEMERKUNGEN:				
GEZEICHNET	GEPRÜFT	GEWÄHRMAGT	PRODUKTION	QUALITÄT	WERKSTOFF:	TECHNUNG NR. Befestigungsring A3	
MAßSTAB 1:5						BLATT 1 VON 1	

A.2. Messergebnisse zu Kapitel 4

A.2.1. Signalformen zum Test der Kabelverbindungen

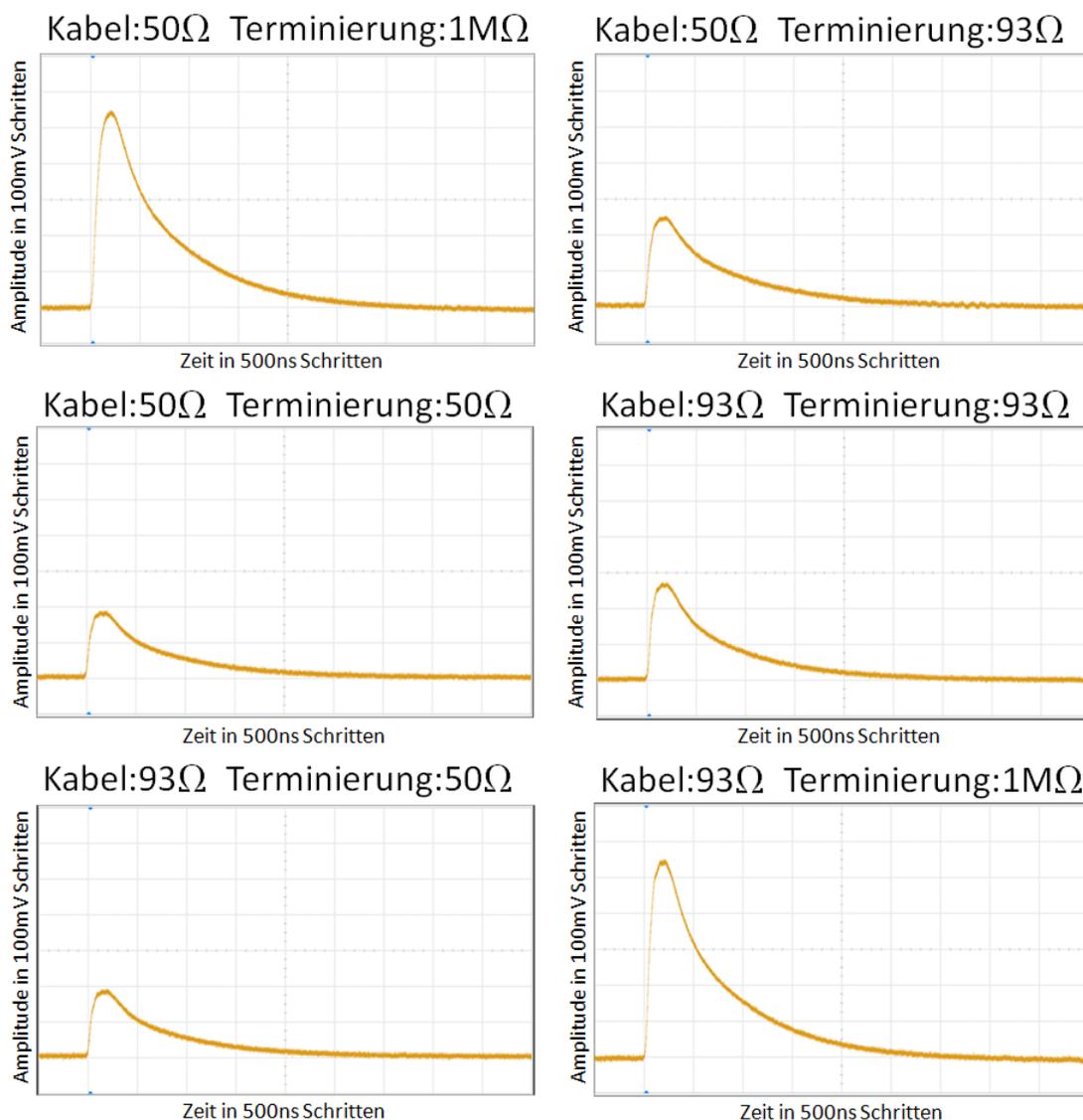


Abbildung A.2.1: Signalformen für verschiedenen Kabelwiderstände und Terminierungen auf ihrem Weg vom Testpulsgenerator über den Vorverstärker des Germaniumdetektors zum Oszilloskop.

A.2.2. Energiekalibration und Residuum bei unterschiedlichen Verstärkungen

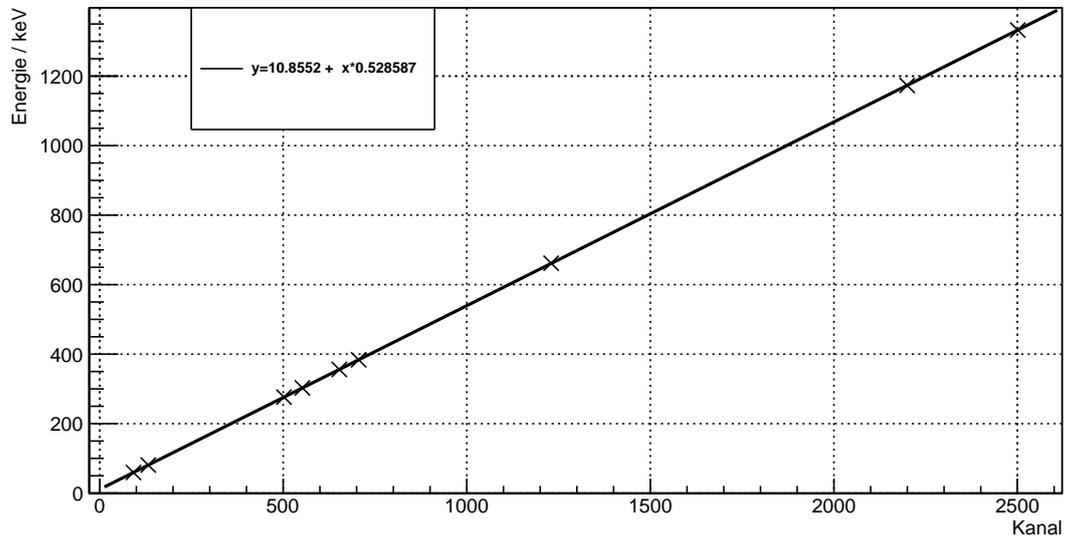


Abbildung A.2.2: Energiekalibration bei einer Verstärkung von 20.

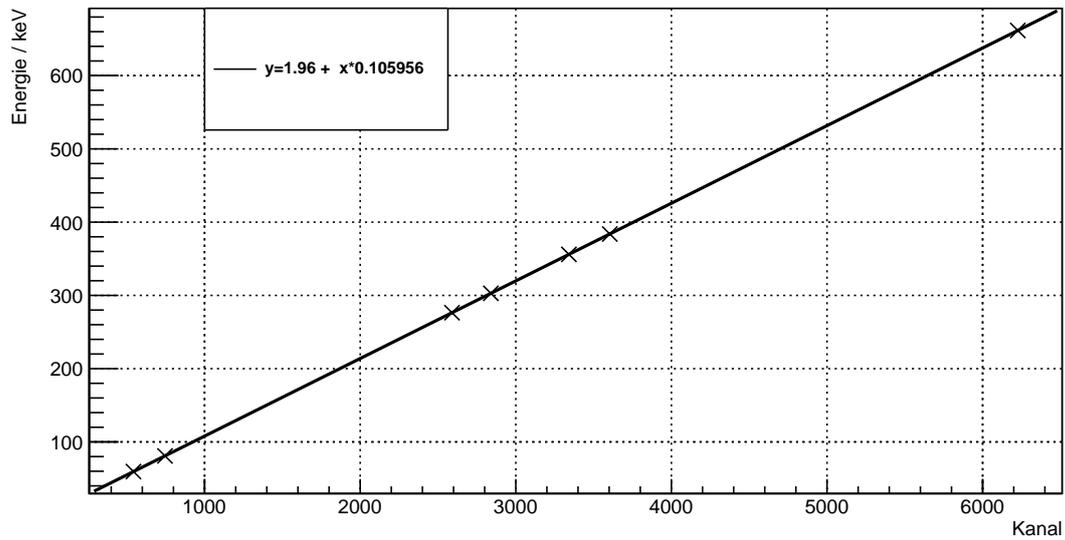


Abbildung A.2.3: Energiekalibration bei einer Verstärkung von 100.

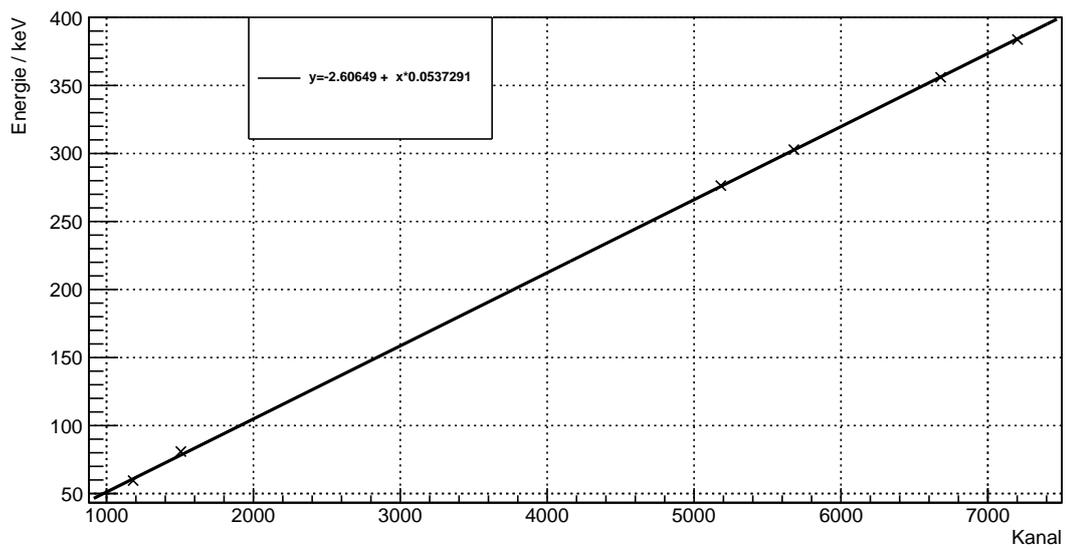


Abbildung A.2.4: Energiekalibration bei einer Verstärkung von 200.

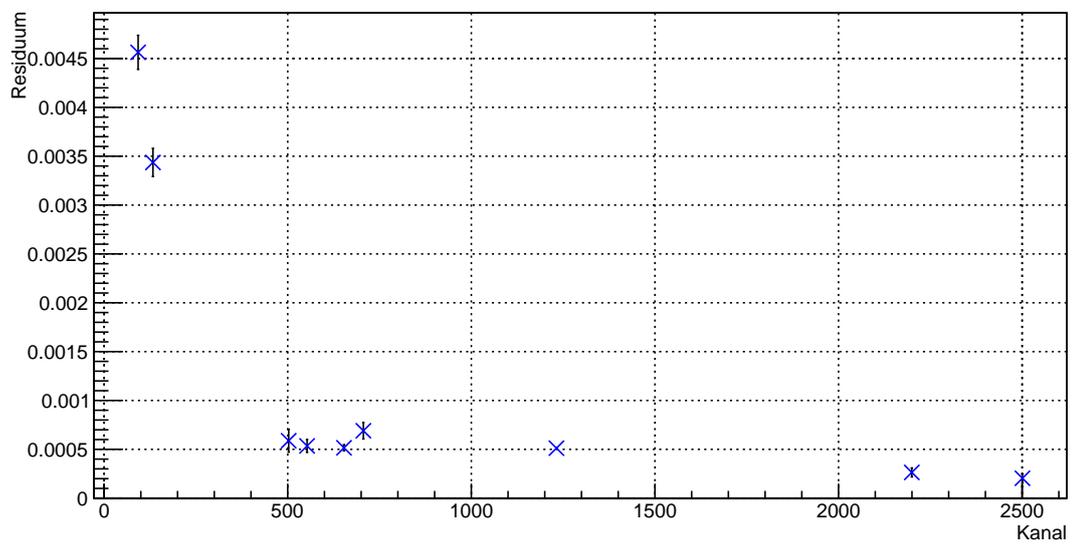


Abbildung A.2.5: Residuengraph der Energiekalibration für eine eingestellte Verstärkung von 20.

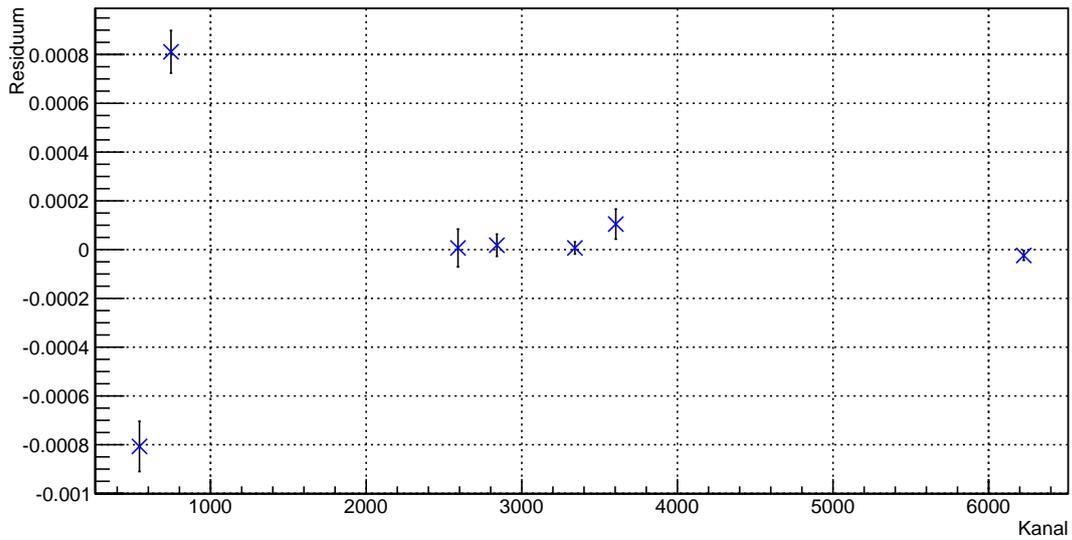


Abbildung A.2.6: Residuengraph der Energiekalibration für eine eingestellte Verstärkung von 100.

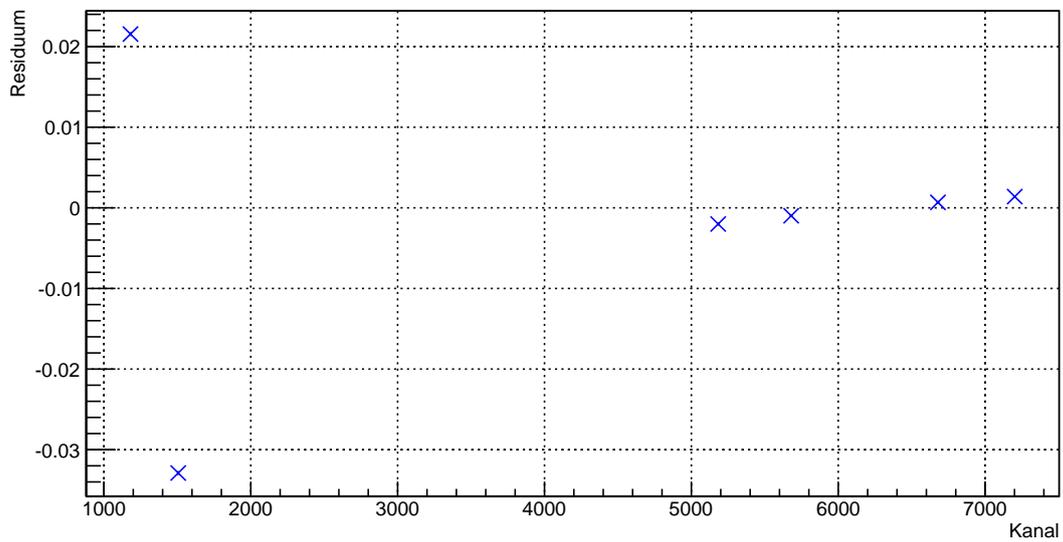


Abbildung A.2.7: Residuengraph der Energiekalibration für eine eingestellte Verstärkung von 200.

A.2.3. Energieauflösung der Photopeaks und der Testpulse

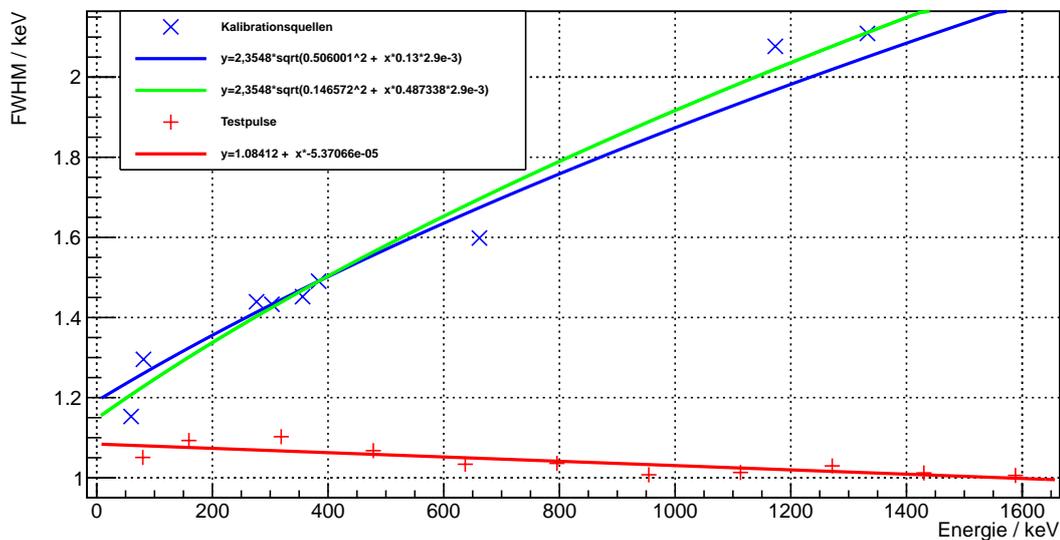


Abbildung A.2.8: Energieauflösung für den Energiebereich bei einer Verstärkung von 20 mit Fits der Messwerte.

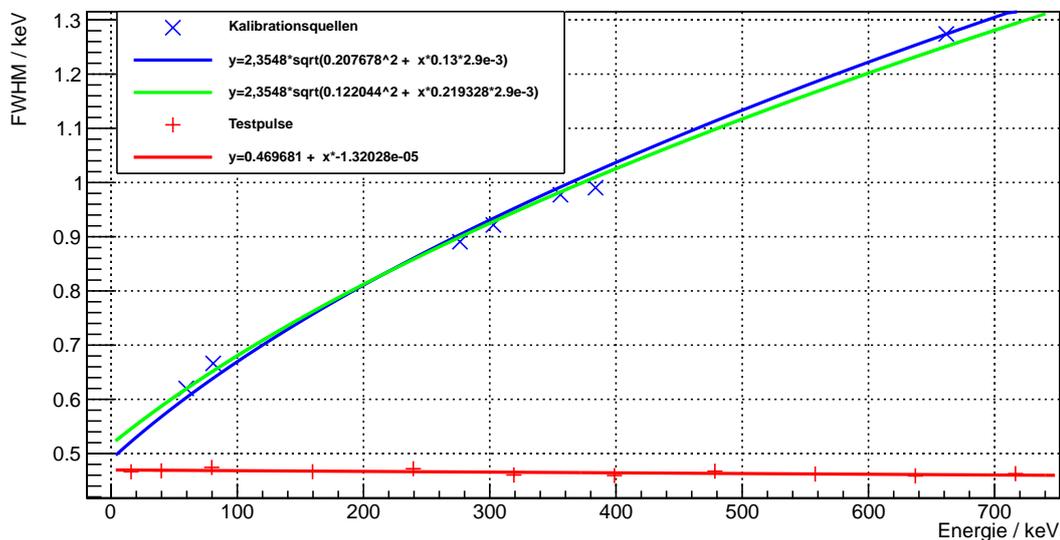


Abbildung A.2.9: Energieauflösung für den Energiebereich bei einer Verstärkung von 100 mit Fits der Messwerte.

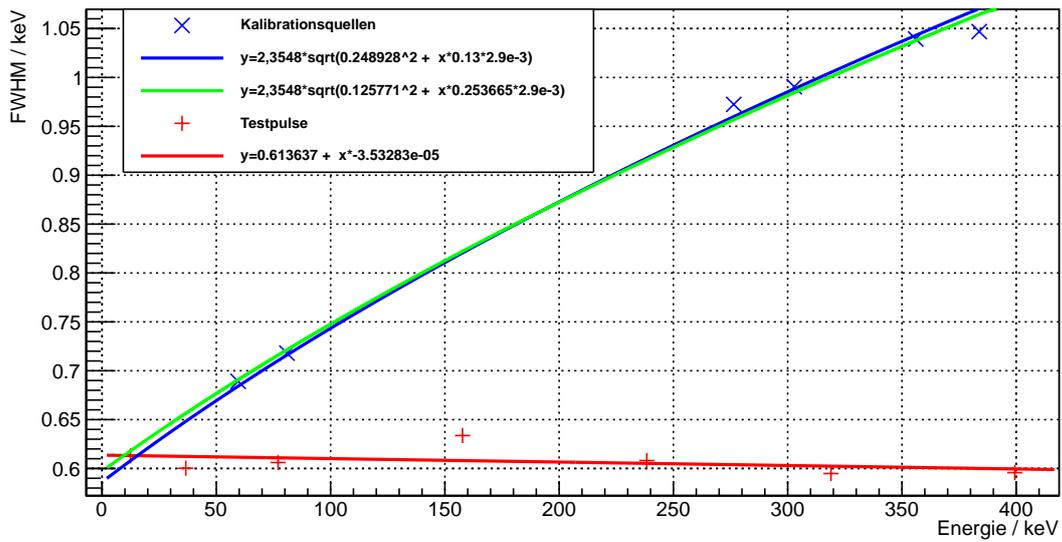


Abbildung A.2.10: Energieauflösung für den Energiebereich bei einer Verstärkung von 200 mit Fits der Messwerte.

A.2.4. Untergrundspektren[?]

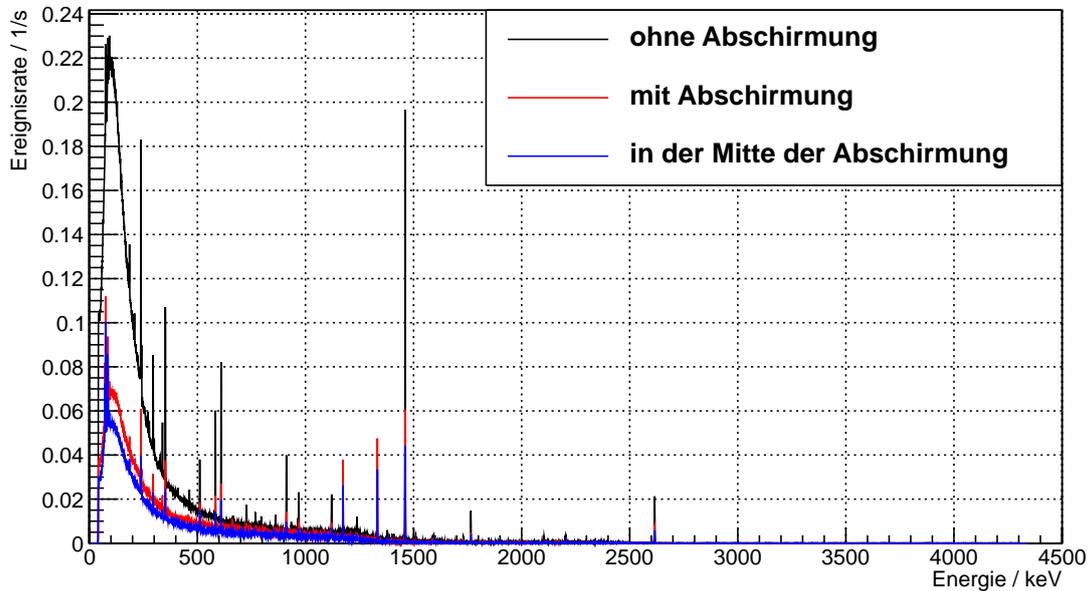


Abbildung A.2.11: Vergleich von drei Untergrundspektren gemessen bei verschiedenen Detektorpositionen über 16 h für eine Verstärkung von 20.

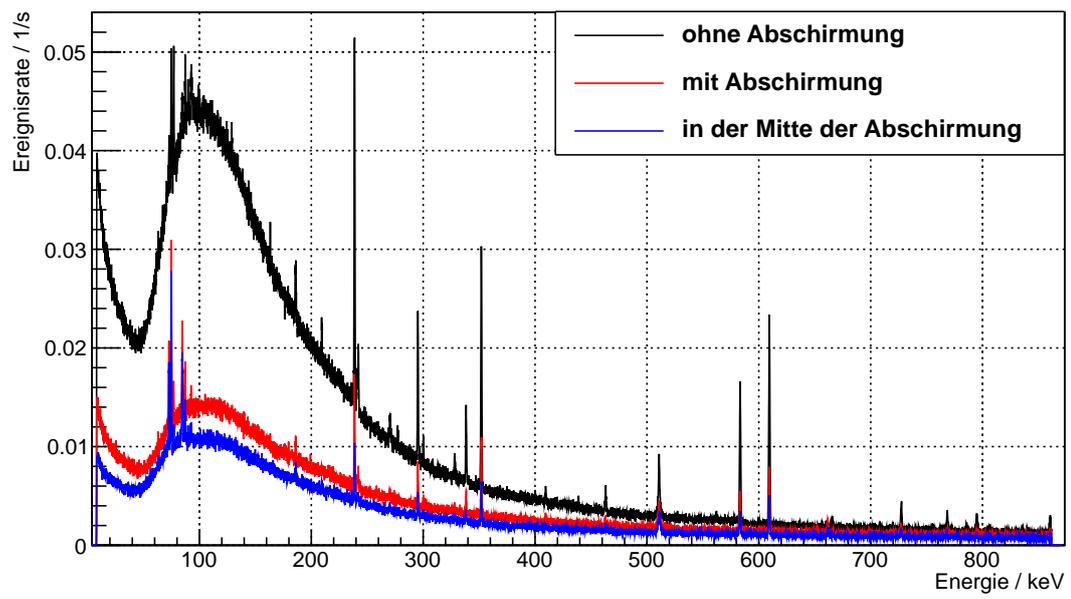


Abbildung A.2.12: Vergleich von drei Untergrundspektren gemessen bei verschiedenen Detektorpositionen über 16 h für eine Verstärkung von 100.

Tabelle A.2.1: Peakidentifizierung der Untergrundpeaks aufgelistet mit ihrer Energie und dem dazu bestimmten Isotop [20, 34]

Ermittelte Peakposition / keV	Reale Peakposition / keV	Isotop
74,78	74,8	$K_{\alpha 2}\text{Bi}$
77,11	77,1	$K_{\alpha 1}\text{Bi}$
84,63	84,4	^{228}Th
87,18	87,2	$K_{\beta 2}\text{Bi}$
90,00	89,8	$K_{\beta 1}\text{Bi}$
92,82	93,0	^{234}Th
128,84	129,0	^{228}Ac
185,87	185,7	^{235}U
	186,0	^{228}Ra
209,13	209,0	^{228}Ac
238,57	238,6	^{212}Pb
241,76	241,0	^{224}Ra
	241,9	^{214}Pb
270,00	270,0	^{228}Ac
277,40	277,3	^{208}Tl
295,19	295,2	^{214}Pb
300,17	301,0	^{212}Pb
327,88	328,0	^{228}Ac
338,40	338,5	^{228}Ac
351,94	352,0	^{214}Pb
409,59	410,0	^{228}Ac
463,13	463,0	^{228}Ac
511,00	510,0	^{208}Tl
	511,0	Elektronenmasse
	511,8	^{106}Ru
583,40	583,2	^{208}Tl
609,53	609,3	^{214}Bi
665,75	665,6	^{214}Bi
727,56	727,2	^{212}Bi
768,62	768,4	^{214}Bi
772,45	772,0	^{228}Ac
786,05	786,0	^{214}Bi
795,24	795,0	^{228}Ac
836,07	836,0	^{228}Ac
840,12	841,0	^{228}Ac
860,83	860,0	^{208}Tl
911,53	911,0	^{228}Ac

Ermittelte Peakposition / keV	Reale Peakposition / keV	Isotop
934,52	934,0	²¹⁴ Bi
965,03	965,0	²²⁸ Ac
969,33	969,0	²²⁸ Ac
1155,66	1120,4	²¹⁴ Bi
1238,56	1155,3	²¹⁴ Bi
1378,04	1238,2	²¹⁴ Bi
1385,34	1377,7	²¹⁴ Bi
1408,47	1408,0	²¹⁴ Bi
1461,26	1461,0	⁴⁰ K
1509,88	1509,2	²¹⁴ Bi
1583,53	1583,0	²¹⁴ Bi
1588,47	1588,2	²²⁸ Ac
1631,05	1630,6	²²⁸ Ac
1661,26	1661,3	²¹⁴ Bi
1730,04	1729,6	²¹⁴ Bi
1765,00	1764,5	²¹⁴ Bi
1848,03	1847,4	²¹⁴ Bi
2103,93		nicht identifiziert
2119,23		nicht identifiziert
2204,58	2204,2	²¹⁴ Bi
2448,30	2447,9	²¹⁴ Bi
2615,23	2614,5	²⁰⁸ Tl

A.3. Spektren zu Kapitel 5

A.3.1. Spektren aus der Messung verschiedener Winkeleinstellungen

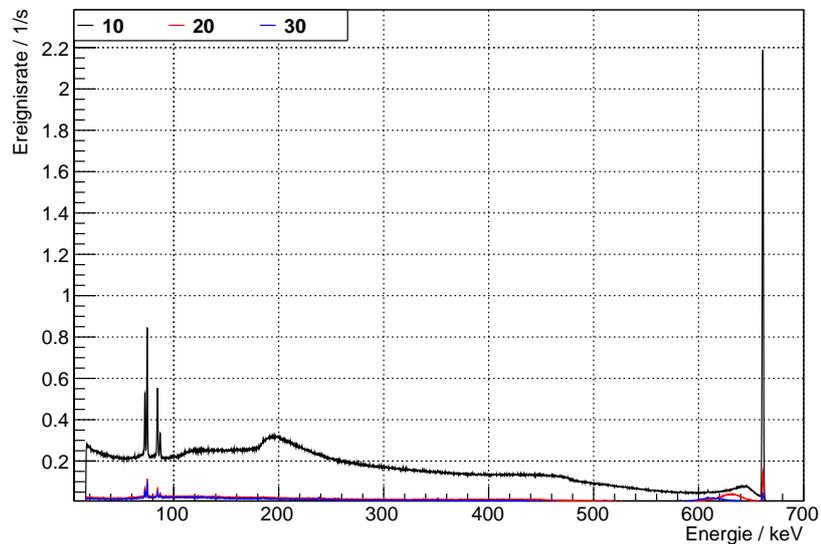


Abbildung A.3.1: Messung verschiedener Winkeleinstellung des Ge-Detektors von 10° , 20° und 30° mit einer ^{137}Cs -Quelle.

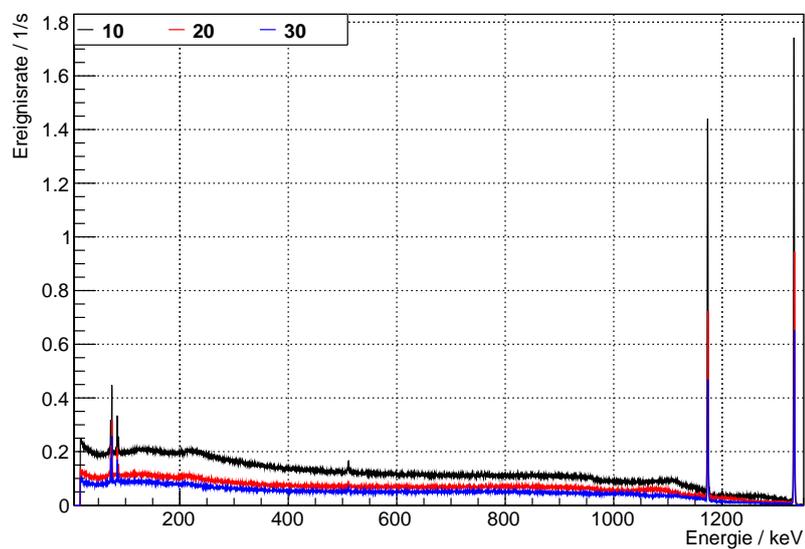


Abbildung A.3.2: Messung verschiedener Winkeleinstellung des Ge-Detektors von 10° , 20° und 30° mit einer ^{60}Co -Quelle.

A.3.2. Spektren aus der Messung mit dem NaI-Zähler

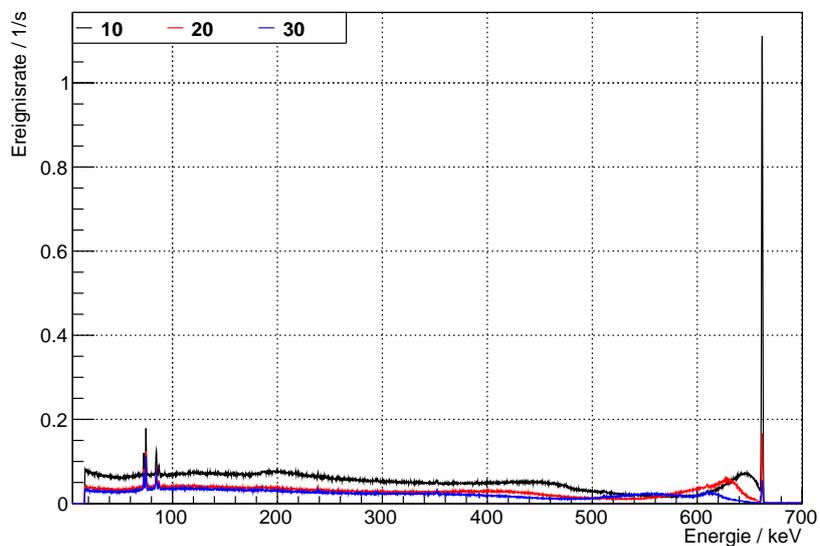


Abbildung A.3.3: Messung der Streuung an einem NaI-Kristall mit verschiedener Winkeleinstellung des Ge-Detektors von 10° , 20° und 30° mit einer ^{137}Cs -Quelle.

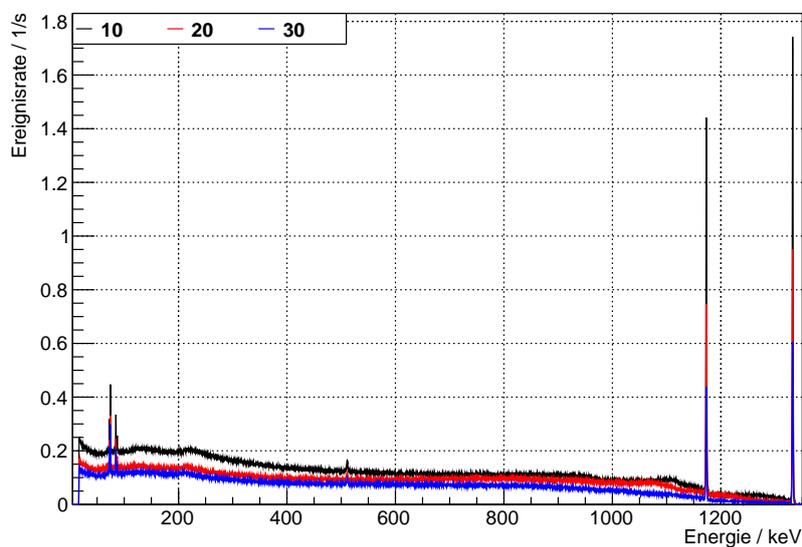
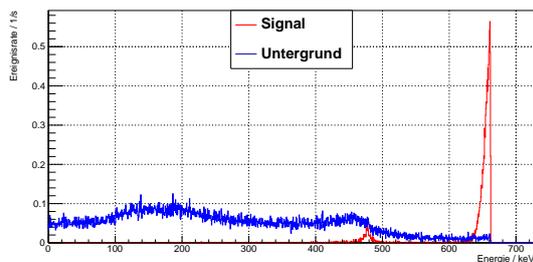


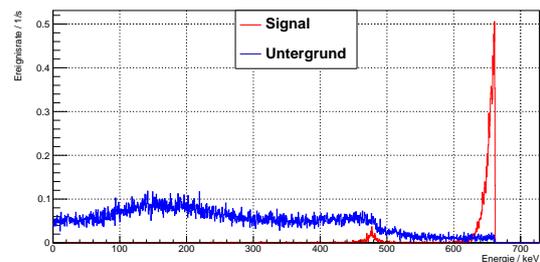
Abbildung A.3.4: Messung der Streuung an einem NaI-Kristall mit verschiedener Winkeleinstellung des Ge-Detektors von 10° , 20° und 30° mit einer ^{60}Cs -Quelle.

A.4. Simulationsergebnisse

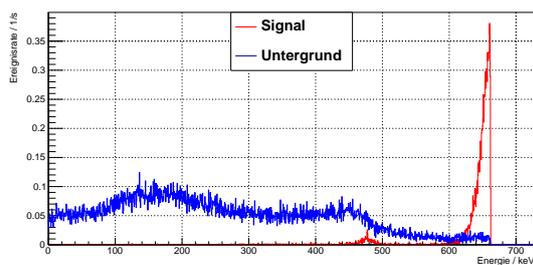
A.4.1. Signale für verschiedene Winkeinstellungen aus der Simulation



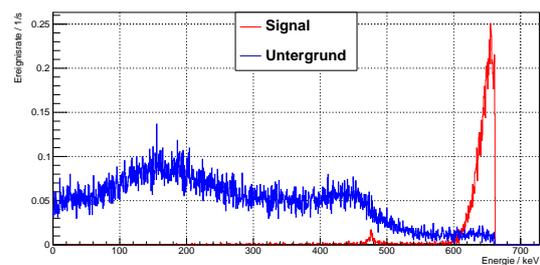
(a) Winkeinstellung von 0° bei einer nominellen Energie von 0 keV.



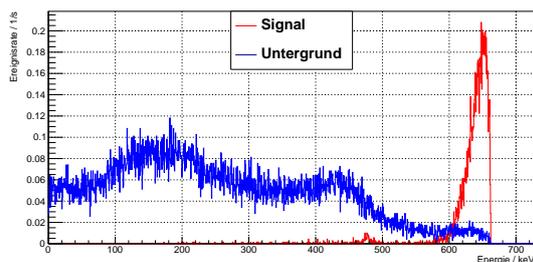
(b) Winkeinstellung von $3,92^\circ$ bei einer nominellen Energie von 0 keV.



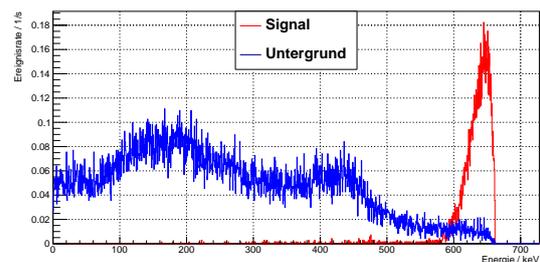
(c) Winkeinstellung von $6,22^\circ$ bei einer nominellen Energie von 5 keV.



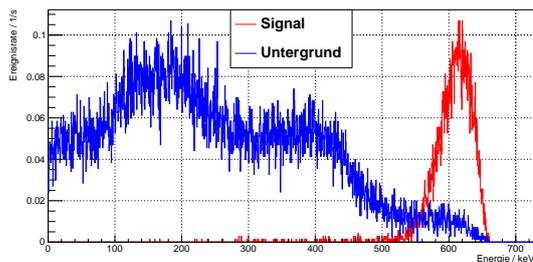
(d) Winkeinstellung von $8,83^\circ$ bei einer nominellen Energie von 10 keV.



(e) Winkeinstellung von $10,86^\circ$ bei einer nominellen Energie von 15 keV.

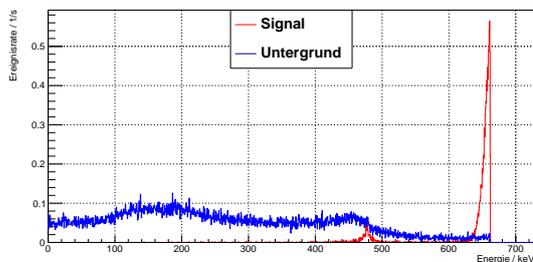


(f) Winkeinstellung von $12,60^\circ$ bei einer nominellen Energie von 20 keV.

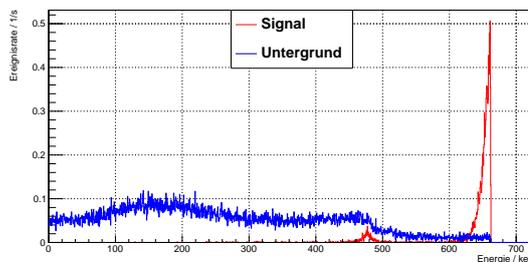


(g) Winkeleinstellung von $20,47^\circ$ bei einer nominellen Energie von 50 keV.

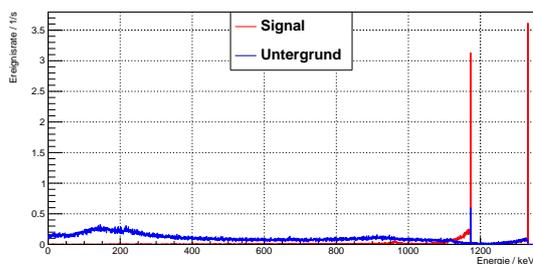
Abbildung A.4.1: Komponenten des Koinzidenzspektrums mit einer ^{137}Cs -Quelle im Ge-Detektor unter verschiedenen Winkeln mit einer Unterscheidung von Untergrund, Signal und idealem Signal.



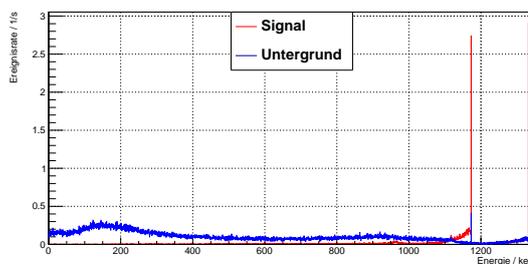
(a) Winkeleinstellung von 0° bei einer nominellen Energie von 0 keV.



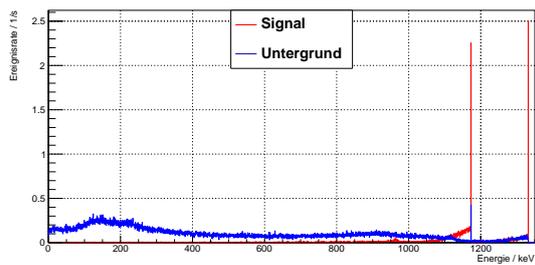
(b) Winkeleinstellung von $3,92^\circ$ bei einer nominellen Energie von 0 keV.



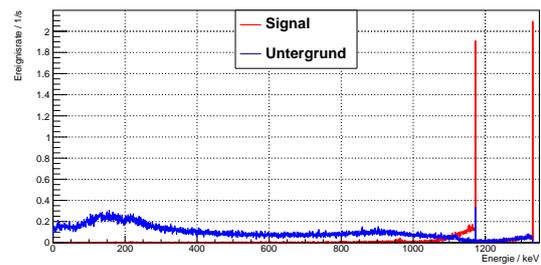
(c) Winkeleinstellung von $3,50^\circ$ bei einer nominellen Energie von 5 keV.



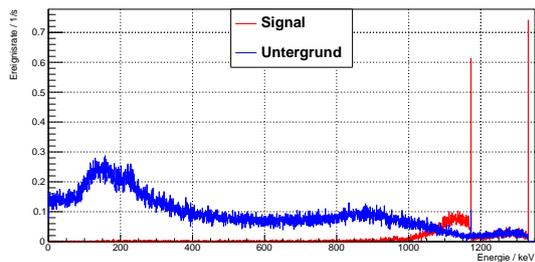
(d) Winkeleinstellung von $4,96^\circ$ bei einer nominellen Energie von 10 keV.



(e) Winkeleinstellung von $6,09^\circ$ bei einer nominellen Energie von 15 keV.



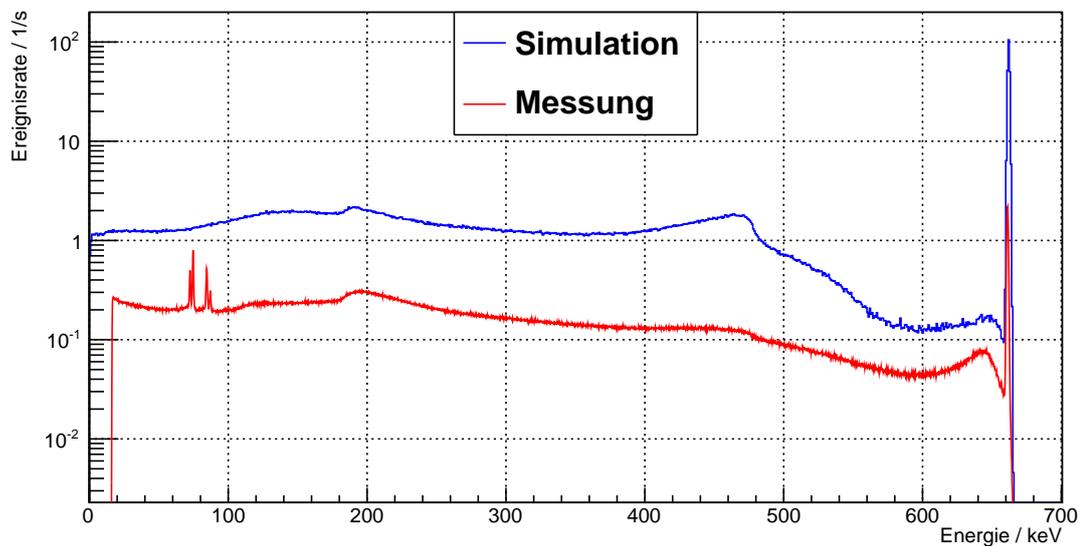
(f) Winkeleinstellung von $7,05^\circ$ bei einer nominellen Energie von 20 keV.



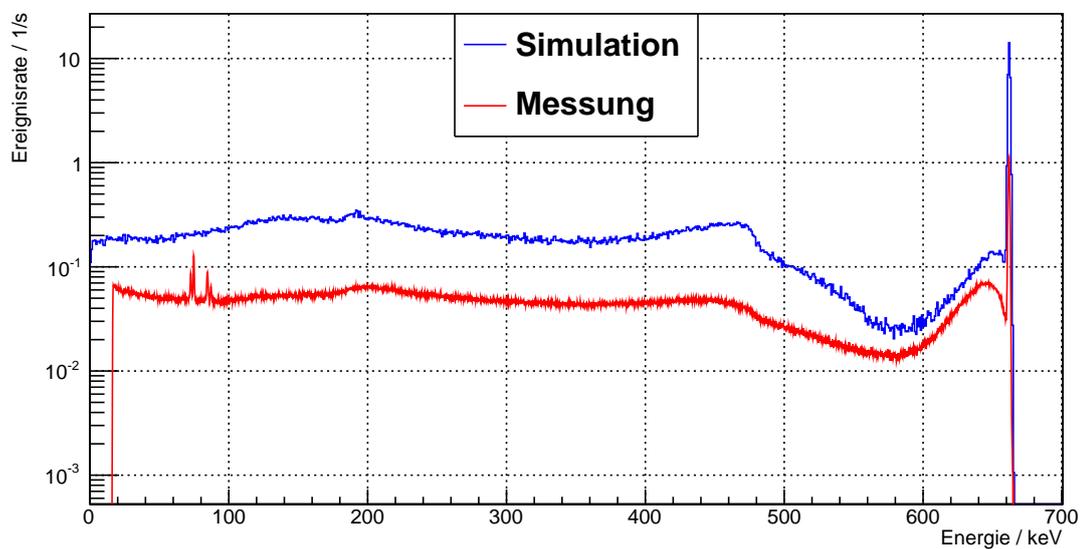
(g) Winkeleinstellung von $11,30^\circ$ bei einer nominellen Energie von 50 keV.

Abbildung A.4.2: Komponenten des Koinzidenzspektrums mit einer ^{60}Co -Quelle im Ge-Detektor unter verschiedenen Winkeln mit einer Unterscheidung von Untergrund, Signal und idealem Signal.

A.4.2. Vergleich der Simulation mit den Messergebnissen

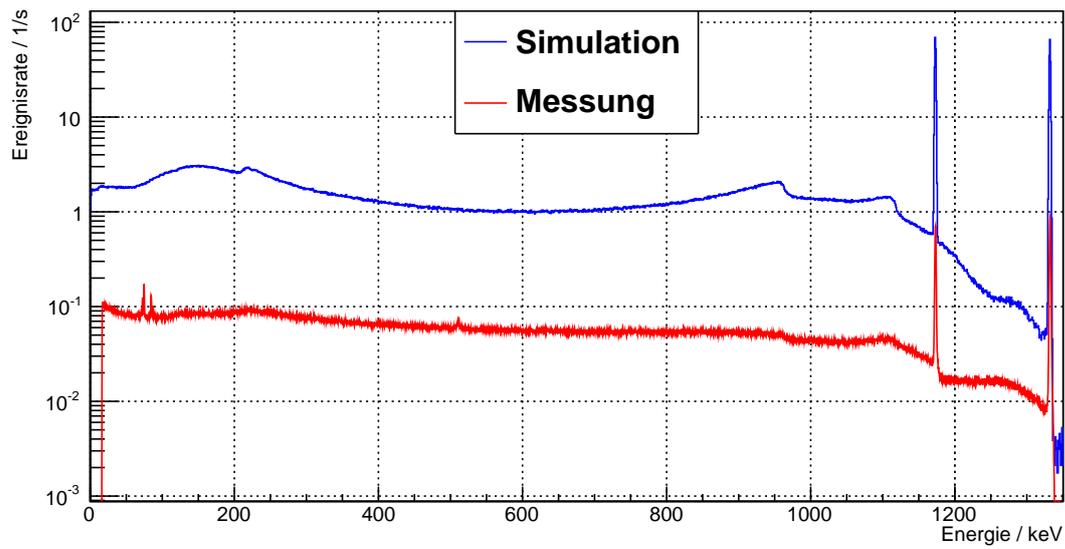


(a) Ohne Streutarget in der Versuchsanordnung.

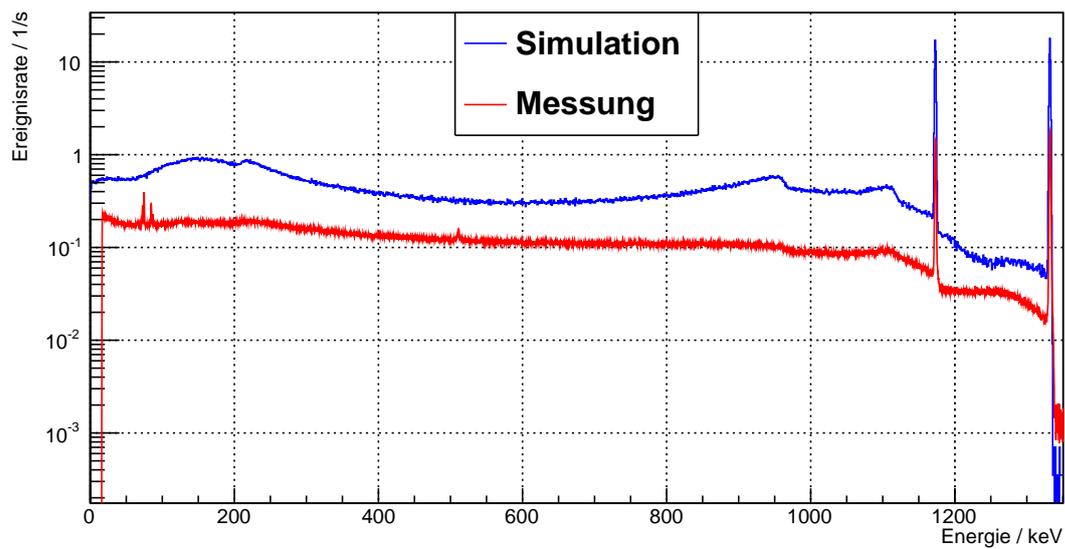


(b) Mit NaI in der Versuchsanordnung.

Abbildung A.4.3: Vergleich zwischen den Ergebnissen aus der Simulation und der Messung für die ^{137}Cs -Quelle bei einer Winkelstellung von 10° .

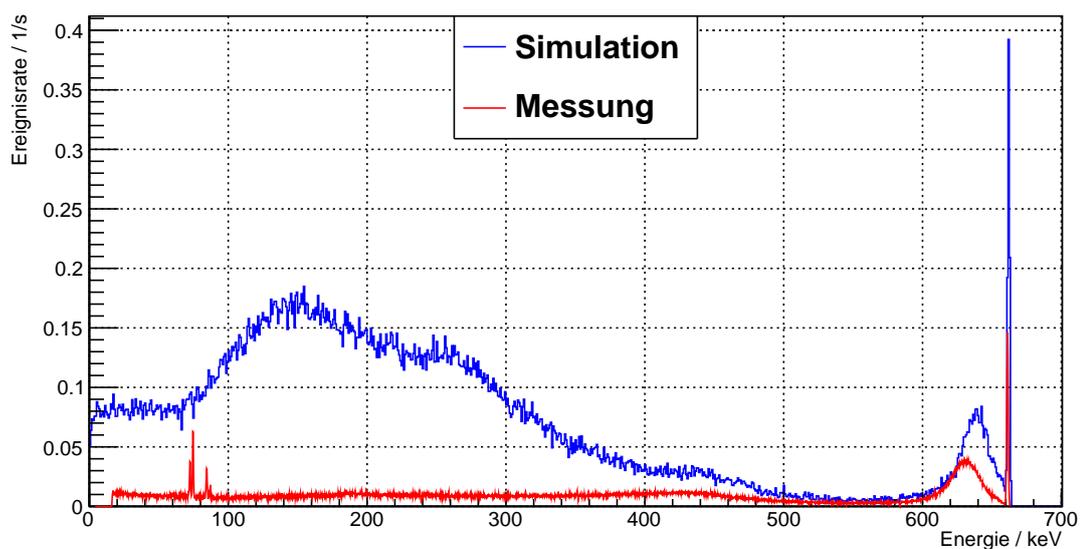


(a) Ohne Streutarget in der Versuchsanordnung mit logarithmischer y-Achse.

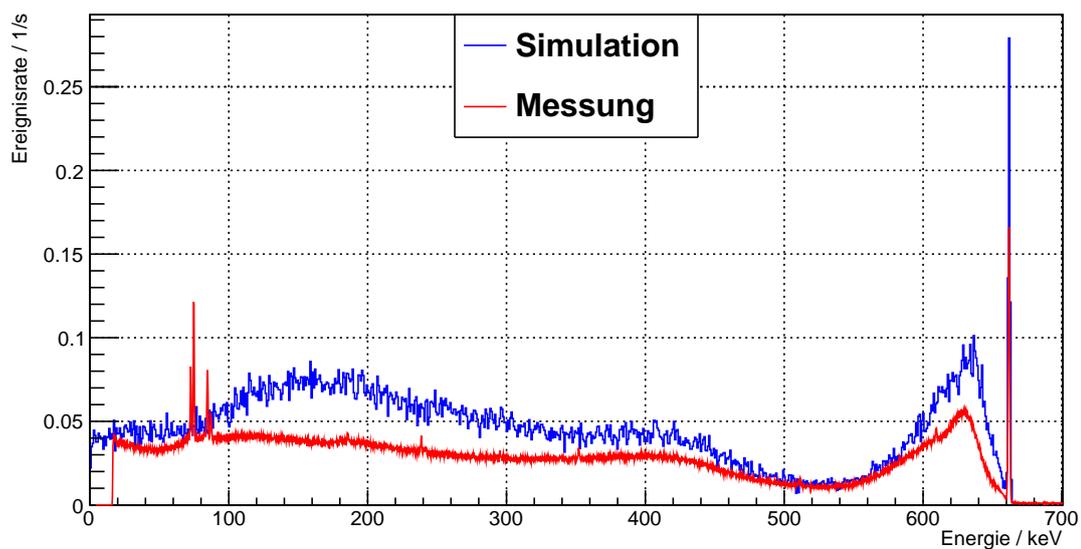


(b) Mit NaI in der Versuchsanordnung mit logarithmischer y-Achse.

Abbildung A.4.4: Vergleich zwischen den Ergebnissen aus der Simulation und der Messung für die ^{60}Co -Quelle bei einer Winkelstellung von 10° .

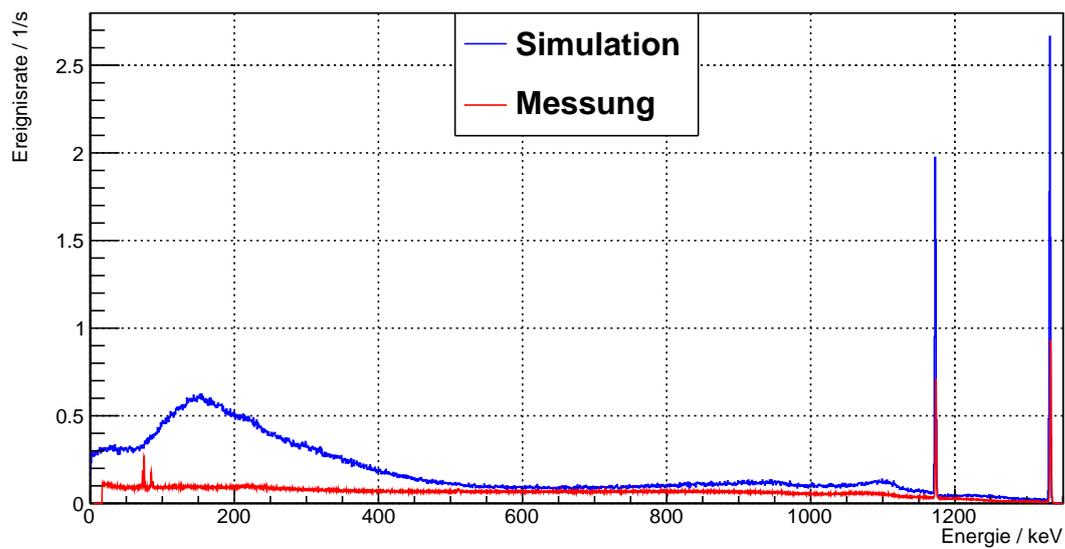


(a) Ohne Streutarget in der Versuchsanordnung.

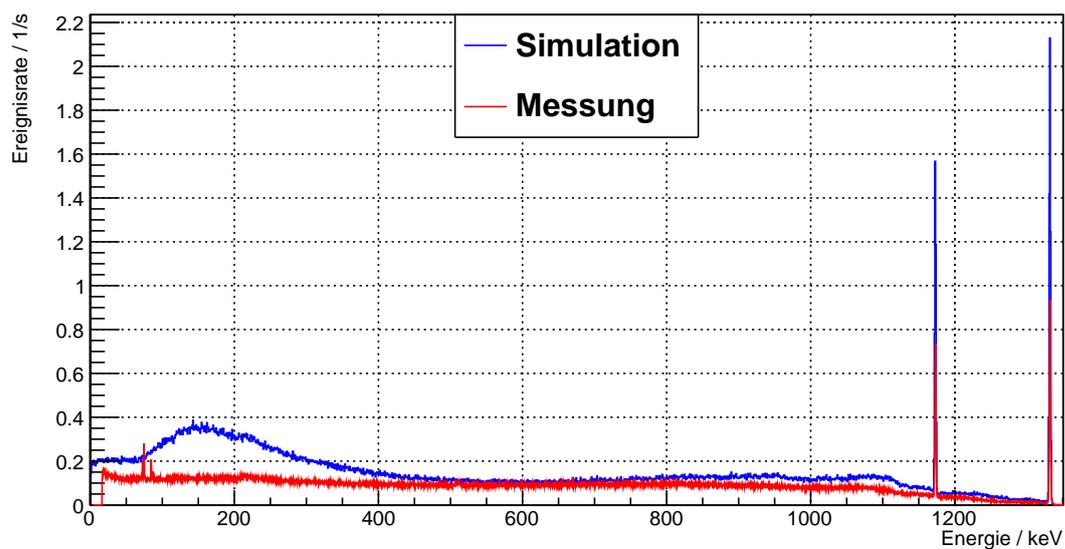


(b) Mit NaI in der Versuchsanordnung.

Abbildung A.4.5: Vergleich zwischen den Ergebnissen aus der Simulation und der Messung für die ^{137}Cs -Quelle bei einer Winkeleinstellung von 20° .



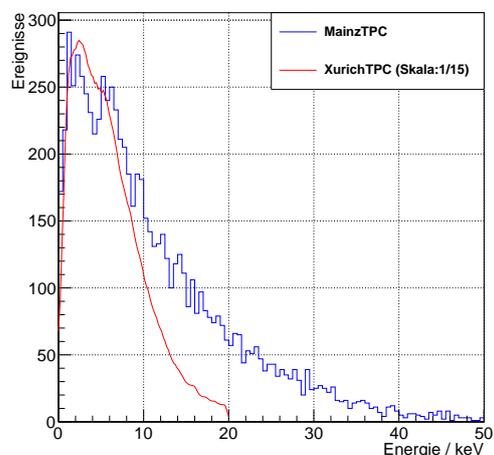
(a) Ohne Streutarget in der Versuchsanordnung.



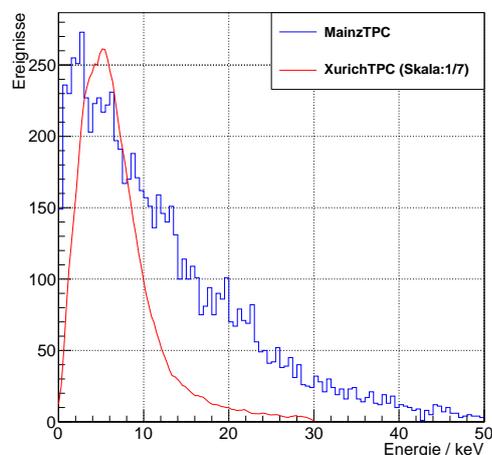
(b) Mit NaI in der Versuchsanordnung.

Abbildung A.4.6: Vergleich zwischen den Ergebnissen aus der Simulation und der Messung für die ^{60}Co -Quelle bei einer Winkelstellung von 20° .

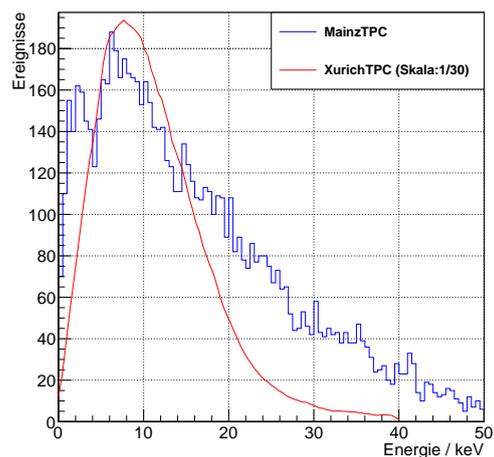
A.4.3. Vergleichsspektren zum Xürich-Experiment



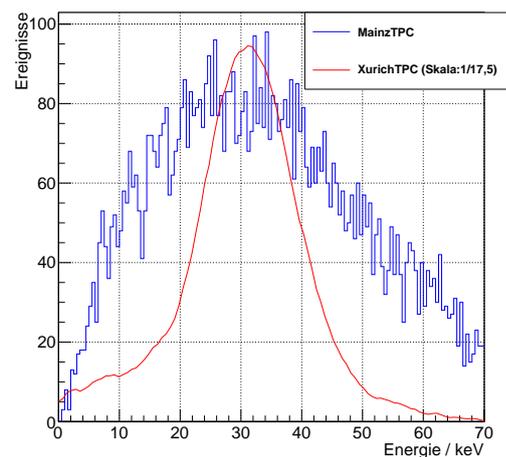
(a) Nomineller Streuwinkel $5,25^\circ$



(b) Nomineller Streuwinkel $6,25^\circ$



(c) Nomineller Streuwinkel $8,5^\circ$



(d) Nomineller Streuwinkel $16,25^\circ$

Abbildung A.4.7: Vergleich der Ergebnisse aus den Simulationen mit der MainzTPC mit denen der XürichTPC.

Literaturverzeichnis

- [1] P.A.R. Ade and et al. *Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters*. Planck Collaboration, arxiv.org:1303.5076, 2013.
- [2] Daniel S. Akerib and et al. *First results from the LUX dark matter experiment at the Sanford Underground Research Facility*. arXiv:1310.8214, 2013.
- [3] Elena Aprile, Laura Baudis, and Cabrera; Blas. *Search for Weakly Interacting Massive Particles with CDMS and XENON*. IOP Publishing, Journal of Physics: Conference Series 60:58 65, 2007.
- [4] Elena Aprile and Tadayoshi Doke. *Liquid Xenon Detectors for Particle Physics and Astrophysics*. Xenon Collaboration, arXiv:0910.4956, 2009.
- [5] Elena Aprile and et al. *Design and Performance of the XENON10 Dark Matter Experiment*. Xenon Collaboration, arXiv:1001.2834v1, 2010.
- [6] Elena Aprile and et al. *Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data*. Xenon Collaboration, arXiv:1207.5988v2, 2013.
- [7] Laura Baudis and et al. *Response of liquid xenon to Compton electrons down to 1.5keV*. Xenon Collaboration, arXiv:1303.6891, 2013.
- [8] Bastian Beskers. *Private Kommunikation*. 2013.
- [9] Klaus Bethge, Gertrud Walter, and Bernhard Wiedemann. *Kernphysik - Eine Einfuhrung*. Springer DE, Berlin, 2008.
- [10] David G. Cerdenoa and Anne M. Green. *Direct detection of WIMPs*. Universidad Autonoma de Madrid AND University of Nottingham, 2010.
- [11] Berkley Nucleonics Corporation.
- [12] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4 - Kern-, Teilchen- Und Astrophysik*. Springer DE, Berlin, 2005.
- [13] Bundesamt für Strahlenschutz. http://www.bfs.de/de/ion/beruf_schutz/grenzwerte.html, 2013.
- [14] Fast ComTec GmbH.
- [15] ORTEC Logiplan GmbH. *GEM Series, HPGe (High-Purity Germanium) Coaxial Detector System*. Wildeshausen, 2004.
- [16] ORTEC Logiplan GmbH. *Overview of Semiconductor Photon Detectors*. Oak Ridge, USA, 2013.
- [17] Hamamatsu.
- [18] Ekbert Hering, Rolf Martin, and Martin Stohrer. *Physikalisch-Technisches Taschenbuch*. VDI Verlag, 1995.
- [19] Dongqing Huang and Richard Gaitskell.
- [20] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York, 2010.
- [21] Kamila Kowalska, Leszek Roszkowski, and Enrico Maria Sessolo. *Two ultimate*

- tests of constrained supersymmetry*. arXiv:1302.5956v3, 2013.
- [22] Hanno Krieger. *Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes*. Springer, Berlin, Heidelberg, 2007.
- [23] National Nuclear Data Center Brookhaven National Laboratory. Chart of nuclides. <http://www.nndc.bnl.gov/>, 2013.
- [24] Yuan Mei. *Direct Dark Matter Search with the XENON100 Experiment*. Rice University, 2011.
- [25] Browser HepRep Perl, Joseph.
- [26] Universität Tokio Physikalisches Institut. *mu e sigma* experiment internetauftritt,. <http://meg.icepp.s.u-tokyo.ac.jp>, 2013.
- [27] G. Plante and et al. *New Measurement of the Scintillation Efficiency of Low-Energy Nuclear Recoils in Liquid Xenon*. Phys. Rev., C84 045805, 2011.
- [28] Inc. Radiation Monitoring Devices.
- [29] Leszek Roszkowski and et al. *Two ultimate tests of constrained supersymmetry*. arXiv:1302.5956v3, 2013.
- [30] A.H. Sher and B.D. Pate. *Nuclear Instruments and Methods*. Elsevier B.V., 1969.
- [31] Pierre Sissol. *Monte-Carlo-Simulationen eines Compton-Streuerperiments zur Messung der Szintillations- und Ionisationseigenschaften von flüssigem Xenon mit einer Zwei-Phasen-Xenon- Zeitprojektionskammer*. Johannes Gutenberg Universität Mainz, 2012.
- [32] NASA / WMAP Science Team.
- [33] Agilent Technologies.
- [34] LBNL Isotopes Procect-LUNDS Universitet. Www table of radioaktive isotopes. <http://ie.lbl.gov/toi>, 2013.
- [35] Fritz Zwicky. *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*. Helvetica Physica Acta, 68 217, <http://adsabs.harvard.edu/abs/1933AcHPh...6..110Z>, 1933.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Diplomarbeit

Aufbau und Simulation mit einem Xenon- und einem Germaniumdetektor

von mir persönlich verfasst wurde. Alle verwendeten Hilfsmittel und Quellen wurden deutlich gekennzeichnet.

Mainz, den 4. Dezember 2013

Melanie Scheibelhut