

FAKULTÄT FÜR PHYSIK UND ASTRONOMIE
RUPRECHT-KARLS-UNIVERSITÄT HEIDELBERG

Diplomarbeit

im Studiengang Physik
vorgelegt von
Werner Maneschg
aus Bruneck

2007

Low-Level-Gammaspektroskopie
im Rahmen des
GERDA-Experiments
zur Suche nach dem
neutrinolosen Doppel-Betazerfall in ^{76}Ge

Die Diplomarbeit wurde von Werner Maneschg ausgeführt am
MAX-PLANCK-INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
unter der Betreuung von
Herrn Prof. Wolfgang Hampel

„Una sola esperienza o concludente dimostrazione basta a battere in terra questi e altri centomila argomenti probabili.“

„Ein einziger Nachweis oder eine schlüssige Demonstration reicht aus, um alle hunderttausend anderen möglichen Argumente zu zerschmettern.“

– Galileo Galilei, Opere VII, 148

Low-Level-Gammaspektroskopie im Rahmen des GERDA-Experiments zur Suche nach dem neutrinolosen Doppel-Betazerfall in ^{76}Ge

Zusammenfassung

Das GERDA-Experiment gehört zu den Großexperimenten der kommenden Generation, die mit erhöhter Sensitivität nach dem neutrinolosen Doppel-Betazerfall suchen. Bei der Auswahl reiner Materialien spielt die Low-Level-Gammaspektroskopie eine zentrale Rolle.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde am MPIK Heidelberg der Aufbau eines neuen Germaniumdetektors vollendet. Ein Myonveto-System aus Vieldrahtproportionalkammern wurde aufgebaut, die dafür entworfene Elektronik wurde getestet und optimiert. Es konnte eine 8,5fache Untergrundreduzierung erreicht werden. Um den Detektor zu charakterisieren, wurde die Detektorgeometrie detailgetreu implementiert. Darauf basierende Monte-Carlo-Simulationen konnten aus dem Vergleich mit Kollimatormessungen die Totschichtdicke des Detektors bestimmen.

Um die Auswertung der hohen Anzahl an Proben zu beschleunigen, wurde ein semiempirischer Algorithmus zur Effizienzbestimmung für spezielle zylindrische Proben aufgestellt, der im Vergleich zu Monte-Carlo-Simulationen um einige Größenordnungen schneller ist. Er konnte für Dichten bis ca. $4,55\text{ g/cm}^3$ verifiziert werden.

Des Weiteren wurden innerhalb einer Messkampagne einige der Edelstahlproben für den Bau des Kryostaten von GERDA gemessen und ausgewertet. Alle Resultate sind hier vollständig zusammengefasst und werden kurz diskutiert. Insgesamt konnten sehr reine Edelstahlchargen mit ^{228}Th -Konzentrationen im Bereich von 1 mBq/kg und darunter gefunden werden.

Abstract

The GERDA experiment belongs to next generation experiments searching for the double beta decay with increased sensitivity. In this context low level gamma spectroscopy plays an important role in material screening.

Within this work, the construction of a new germanium detector at the MPIK Heidelberg was completed. A myonveto system consisting of multiwire proportional chambers was built, the developed electronics were tested and optimised. An average 8.5-fold background reduction was achieved. The geometry of the detector was implemented in detail for characterization. Monte-Carlo simulations based on this work made it possible to establish the deadlayer thickness after comparison with experimental measurements.

To accelerate the evaluation of the high amount of samples, a semiempirical algorithm was set up to estimate the efficiency of cylindric samples. It is faster than Monte-Carlo simulations for several orders of magnitude and was verified for densities up to approximately $4,55\text{ g/cm}^3$.

Furthermore, some stainless steel samples used for the construction of the cryostat in the GERDA experiment were measured and evaluated. All results are summarized and discussed briefly. All in all very pure stainless steel charges with ^{228}Th concentrations in the order of 1 mBq/kg or lower were found.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	vi
Inhaltsverzeichnis	viii
1 Theoretisch-phänomenologische Aspekte zur Neutrino-Physik	1
1.1 Neutrinos im Standardmodell der Elementarteilchen-Physik	1
1.1.1 Elementarteilchen und Austauschbosonen	1
1.1.2 Antiteilchen	1
1.1.3 Die Sonderstellung der Neutrinos im Standardmodell	2
1.2 Neutrino-Oszillationen	5
1.2.1 Das Sonnenneutrino-Problem	5
1.2.2 Neutrino-Oszillationen: Mechanismus	5
1.2.3 Neutrino-Oszillationen: Nachweis	6
1.3 Neutrino-Massen: Dirac versus Majorana	8
1.3.1 Theorie	8
1.3.2 Nachweisprinzip beim Doppel-Betazerfall	9
1.3.3 Angewandte Methoden in den $0\nu\beta\beta$ -Experimenten	11
1.4 Das GERDA-Experiment	12
1.4.1 Ziel und Aufbau des GERDA-Experiments	12
1.4.2 Messphasen des GERDA-Experiments	14
1.4.3 Monte-Carlo-Simulationen	14
1.4.4 Radioaktivität und Materialselektion	14
1.5 Zielsetzung dieser Arbeit	15
2 Aufbau des Myonveto-Systems für einen neuen Low-Level-Gammaspektrometer	17

2.1	Motivation	17
2.2	Umgebungs- und materialabhängige Untergrundreduzierung	17
2.2.1	Natürliche Radioaktivität in der Umgebung	17
2.2.2	Passive Abschirmungstechniken	18
2.2.3	Intrinsische Kontamination der Detektorbauteile	18
2.2.4	Luftkontamination	19
2.3	Tiefenabhängiger Untergrundbeitrag	19
2.3.1	Tiefgelegene Untergrundlabors	20
2.3.2	Untergrundlabors in geringen Tiefen	20
2.4	Das neue Myonveto-System	21
2.4.1	Anforderungen an das neue Myonveto-System	21
2.4.2	Funktionsweise von Vieldrahtproportionalkammern	22
2.4.3	Bau von Vieldrahtproportionalkammern für das Myonveto-System	24
2.5	Testen des neuen Myonveto-Systems	25
2.5.1	Ermittlung der idealen Arbeitsspannung	25
2.5.2	Dichtigkeitstests der MWPC	28
2.6	Signalübertragung und Antikoinzidenz-Modus	28
2.6.1	Schaltplan der Auslese-Elektronik	28
2.6.2	Feineinstellung der freien Parameter	29
2.7	Effizienz des neuen Myonveto-Systems	30
2.7.1	Erreichte Untergrundreduzierung: allgemein	30
2.7.2	Vergleich mit dem Low-Level-Gammaspektrometer DARIO	31
2.7.3	Alternative Antikoinzidenz-Systeme	32
2.8	Zusammenfassung und Ausblick	33
3	Charakterisierung des neuen Gamma-Spektrometers	35
3.1	Einleitung: Eigenschaften von Halbleiter-Dioden-Detektoren	35
3.2	Ermittlung der idealen Arbeitsspannung	37
3.2.1	Ziel	37
3.2.2	Messung	38
3.3	Bedeutung und Bestimmung der Totschicht	38
3.3.1	Bedeutung der Totschicht	38

3.3.2	Allgemeine Messvorbereitung	39
3.3.3	Messung mit der ^{133}Ba -Quelle	40
3.3.4	Messung mit der ^{241}Am -Quelle	43
3.4	Zusammenfassung	44
4	Semiempirische Bestimmung der Effizienz einer zylindrischen Probe beliebiger Dichte	45
4.1	Motivation	45
4.2	Grundidee des semiempirischen Lösungsansatzes	46
4.3	Festlegung der freien Parameter	49
4.3.1	Festlegung der freien Parameter im ersten Schritt	49
4.3.2	Festlegung des freien Parameters b im zweiten Schritt	50
4.4	Messungen und Auswertungen von Proben	51
4.5	PMT-Glas	51
4.6	Komponenten der Signalübertragung	54
5	Edelstahlmessungen für den Kryostaten im GERDA-Experiment	57
5.1	Der Kryostat und die kryogene Infrastruktur des GERDA-Experiments	57
5.2	Messvorbereitung und Messvorgang	59
5.3	Auswertung	60
5.3.1	Anwendung der Low-Level-Statistik	60
5.3.2	Studie zu den eingeschränkten Messzeiten	62
5.3.3	Effizienzbestimmung über MC-Simulationen	63
5.4	Diskussion der Edelstahl-Messungen	65
5.4.1	Erste Einschätzung der Edelstahl-Ergebnisse	65
5.4.2	Ungleichgewicht innerhalb der U- und Th-Zerfallsreihen	65
5.4.3	Repräsentativität der Einzelmessungen	67
5.4.4	Verwendung von zusätzlichen Materialien beim Bau des Kryostaten	67
5.5	Schlussfolgerung	68
A		71
A.1	Anhang zu Kapitel 1	71
A.2	Anhang zu Kapitel 2	75

A.3	Anhang zu Kapitel 3	79
A.4	Anhang zu Kapitel 4: Beschreibung des Algorithmus zur Bestimmung der mittleren Abschwächung in der zylindrischen Probe	79
A.4.1	Berücksichtigung von Detektoreigenschaften	84
A.5	Anhang zu Kapitel 5: Tabellarische Zusammenstellung der Edelstahlresultate	88
	Literaturverzeichnis	91
	Danksagung	95
	Erklärung	97

Kapitel 1

Theoretisch-phänomenologische Aspekte zur Neutrino-Physik

1.1 Neutrinos im Standardmodell der Elementarteilchen-Physik

1.1.1 Elementarteilchen und Austauschbosonen

Das *Standardmodell* der Elementarteilchenphysik beschreibt mit großem Erfolg die Wechselwirkungen der Grundbausteine der Materie, der sog. *Elementarteilchen*, und der darauf beruhenden Phänomene.

Als Elementarteilchen wurden 24 Fermionen mit Spin $1/2$ identifiziert, die in 6 Quarks (mit jeweils 3 verschiedenen Farbzuständen (*Color*)) und 6 Leptonen eingeteilt werden. Wie Tab. 1.1 zeigt, lassen sich die Elementarteilchen entsprechend ihrer elektrischen Ladung Q einteilen (horizontal), des Weiteren werden je zwei Quarks und je zwei Leptonen zu sog. *Familien* (*Flavours*) zusammengefasst (vertikal).

Die Wechselwirkung zwischen den einzelnen Fermionen erfolgt durch den Austausch von charakteristischen Bosonen (Spin geradzahlig), welche ganz unterschiedliche Verhaltensweisen, Kopplungskonstanten und Reichweiten haben.

Die kurzreichweitige *Starke Wechselwirkung*, welche zwischen den Quarks wirkt, wird durch acht verschiedene masselose Gluonen vermittelt. Die langreichweitige elektromagnetische Kraft, welcher alle Quarks und die geladenen Leptonen e^- , μ^- , τ^- unterliegen, wird durch das masselose Photon vermittelt. Der *Schwachen Wechselwirkung* hingegen, welche durch die massebehafteten W^+ , W^- und Z^0 -Bosonen vermittelt wird, unterliegen alle Elementarteilchen einschließlich der elektrisch neutralen Leptonen ν_e , ν_μ , ν_τ , die man *Neutrinos* nennt.

Die Gravitation, die als vierte Fundamentalkraft durch Gravitons vermittelt wird und zwischen massebehafteten Teilchen agiert, konnte bisher nicht in das *Standardmodell* integriert werden.

1.1.2 Antiteilchen

Weiterhin ordnet das *Standardmodell* jedem Teilchen ein Antiteilchen zu.

Die Idee stammte aus der relativistischen Quantenmechanik, die im Laufe des Kapitels noch des Öfteren diskutiert wird. Betrachtet man die relativistische Energie-Impuls-Relation:

KAPITEL 1. THEORETISCH-PHÄNOMENOLOGISCHE ASPEKTE ZUR NEUTRINO-PHYSIK

Teilchen	Flavour			Q
Quarks	u	c	t	+2/3
	d	s	b	-1/3
Leptonen	e^-	μ^-	τ^-	-1
	ν_e	ν_μ	ν_τ	0

Tabelle 1.1: Elementarteilchen des Standardmodells: Quarks (up (u), down (d); charm (c), strange (s); top (t), bottom (b)); Leptonen (Elektron (e^-), Elektron-Neutrino (ν_e); Myon (μ^-), Myon-Neutrino (ν_μ); Tauon (τ^-), Tauon-Neutrino (ν_τ)).



Abbildung 1.1: Konzept des Teilchen-Antiteilchens für $t_2 > t_1$: **LINKS**: Teilchen mit $E > 0$ und $\vec{p} > 0$; **RECHTS**: Antiteilchen mit $-E$ und $-\vec{p}$.

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \quad (1.1)$$

so fällt auf, dass sich daraus auch negative Energiewerte $E = -\sqrt{p^2 c^2 + m^2 c^4}$ für freie Teilchen ergeben, die klassisch nicht interpretiert werden können, allerdings quantenmechanisch eine Erklärung finden (P. Dirac, 1931): Die Wellenfunktion eines Fermions F , das sich in \vec{r} -Richtung mit Impuls \vec{p} in der Zeit t bewegt, sei:

$$|\Psi(\vec{r}; t)\rangle = A \cdot e^{-(E \cdot t - \vec{p} \cdot \vec{r}) / \hbar} \quad (1.2)$$

Darin ist E ein positiver Energie-Eigenwert und A eine Normierungskonstante. Ein Teilchen \bar{F} mit negativer Energie $-E$ kann unter Zeitumkehrung $t \rightarrow -t$ in Richtung $-\vec{r}$ mit $-\vec{p}$ durch dieselbe Wellenfunktion dargestellt werden: Diese Symmetrie-Operation, genannt *Charge conjugation* (C), entspricht aber genau einem Teilchen, dessen elektrische Ladung und magnetisches Moment im Vergleich zum Teilchen F das Vorzeichen gewechselt hat. Masse und Lebenszeit bleiben ansonsten gleich [Per00].¹

1.1.3 Die Sonderstellung der Neutrinos im Standardmodell

Postulat und erster Nachweis der Existenz von Neutrinos Die Neutrinos wurden von W. Pauli (1930) als hypothetische Teilchen eingeführt, welche als 3. Reaktionspartner beim einfachen Betazerfall $B(A, Z) \rightarrow B(A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e$ zu dem beobachteten kontinuierlichen Energiespektrum der emittierten Elektronen führten und den Gesamtdrehimpuls des Systems erhalten sollten. Dabei ist $B(A, Z)$ der Mutterkern, $B(A, Z - 1)$ der Tochterkern, A die Massenzahl und Z die Kernladungszahl.

Da die Neutrinos im *Standardmodell* nur der *Schwachen Wechselwirkung* unterliegen und demnach

¹Die Existenz von Antimaterie wurde erstmals 1932 durch die Entdeckung des Positrons e^+ , des Antiteilchens zum Elektron, nachgewiesen.

einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt² haben, bedurfte es entweder einer starken Neutrinoquelle und einer i.A. großen Targetmasse, um den experimentellen Nachweis der Existenz der Neutrinos zu erbringen. Dies erfolgte erstmals durch Reines und Cowan (1956), die als Neutrinoquelle einen Kernreaktor benutzten, welcher aufgrund des Neutronenüberschusses als β^- -Strahler einen hohen Anti-Elektron-Neutrino-Fluss $\Phi(\bar{\nu}_e)$ produziert [Sch97].

Unterscheidung von Neutrino Flavours untereinander Die Unterscheidbarkeit der Neutrino-Flavours ν_e, ν_μ, ν_τ ist dadurch gegeben, dass sie in Reaktionen, bei denen auch geladene Leptonen vorkommen, nur mit denen der eigenen Leptonenfamilie wechselwirken.³ Dies führte zur Einführung der Erhaltungsgröße der Leptonenfamilienzahlen L_e, L_μ und L_τ ; darin werden für L_e die Leptonen bzw. Antileptonen dieses Flavours mit +1 bzw. -1 und die restlichen Leptonen mit 0 gezählt. Analog gilt dies für jede weitere Leptonenfamilie.

Unterscheidung von Neutrino und Antineutrino Da die Neutrinos im *Standardmodell* als masselose, elektrisch neutrale Teilchen aufgefasst werden, die kein magnetisches Moment tragen, stellt sich die Frage, woran man ein ν_α mit $\alpha \in \{e, \mu, \tau\}$ von seinem Antiteilchen unterscheiden kann bzw. ob sie identische Teilchen sind (wie im Falle der π^0 - und η -Mesonen).

In einem ersten Experiment mit Reaktor-Neutrinos $\bar{\nu}_e$ konnte die radiochemische Reaktion $\bar{\nu}_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ nicht beobachtet werden, jedoch konnten ν_e in der Reaktion $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + {}^{37}\text{Ar}$ nachgewiesen werden.⁴ Dabei stammten die hier benutzten ν_e aus den solaren Kernfusionsprozessen (s. Kap. 1.2.1). Aus diesen und anderen Experimenten ging hervor, dass $\bar{\nu}_i \neq \nu_i$ offensichtlich gilt.

In Wirklichkeit wird die Unterscheidung von $\bar{\nu}_i$ zu ν_i durch die Berücksichtigung der sog. „Helizität“ und durch die Beschaffenheit der schwachen Wechselwirkung erschwert:

Ausgehend von der relativistischen Verallgemeinerung der *Schrödinger-Gleichung* durch die *Dirac-Gleichung* für Fermionen (s. [Nol02]), gelangt man für masselose Teilchen wie im Fall der Neutrinos zu 2 linear unabhängigen Gleichungen, welche *Weyl-Gleichungen* genannt werden:

$$\frac{\partial}{\partial t} |\Psi(\vec{r}, t)\rangle = \pm \vec{\sigma} \cdot \vec{\nabla} |\Psi(\vec{r}, t)\rangle \quad (1.3)$$

Sie unterscheiden sich durch ihr Vorzeichen auf der rechten Seite der Gleichung und sind symmetrisch in Raum und Zeit⁵.

Aus weiteren Überlegungen folgt, dass die drei Vektorkomponenten von $\vec{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ folgenden Relationen genügen müssen:

$$\sigma_1^2 = \sigma_2^2 = \sigma_3^2 = 1 \quad (1.4a)$$

$$\sigma_i \cdot \sigma_j + \sigma_j \cdot \sigma_i = 0 \quad (1.4b)$$

Darin sind $i, j = 1, 2, 3$. Die Antikommutativität, die aus Gl.(1.4b) resultiert, lässt vermuten, dass es sich um spezielle Matrizen handelt. In der Tat erfüllen die *(2x2)-Pauli-Spinmatrizen* $\begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$ und $\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ die obigen Bedingungen. Die *Weyl-Gleichungen* erhalten dann folgende Gestalt:

$$E |\psi\rangle_L = -\vec{\sigma} \cdot \vec{p} |\psi\rangle_L \quad (1.5a)$$

²Der Wirkungsquerschnitt in Wasser beträgt $\sigma = (1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-43} \text{ cm}^{-2}$; bei einer Protonendichte $n = 3,3 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ in Wasser entspricht dies einer mittleren freien Weglänge $l = 1/n \cdot \sigma = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ cm} \equiv 29 \text{ Lichtjahre}$.

³Lederman, Schwartz und Steinberger wiesen die Nichtidentität $\nu_e \neq \nu_\mu$ in der Reaktion: $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ am Proton-Synchrotron mit starker Fokussierung AGS des Brookhaven National Laboratory nach.

⁴Beide Experimente gehen auf R. Davis zurück; das erste Experiment wurde am Reaktor in Brookhaven und später am Savannah River Reaktor durchgeführt (1959), das zweite hingegen unterirdisch in der Homestake Mine (ab 1967).

⁵Im Folgenden gelte die Heavyside-Lorentz-Konvention $c=1, \hbar=1$.

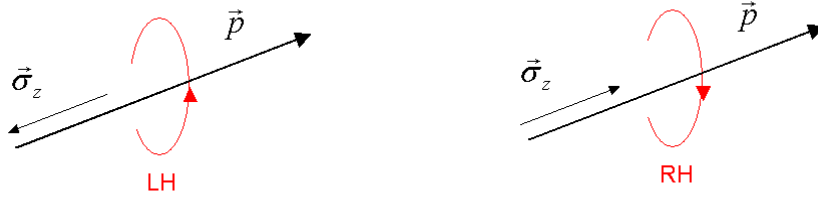


Abbildung 1.2: Helizität: die z-Richtung ist durch \vec{p} vorgegeben: **LINKS**: Linkshändige Teilchen mit Helizität $H = -1$; **RECHTS**: Rechtshändige Teilchen mit $H = 1$

$$E |\psi\rangle_R = +\vec{\sigma} \cdot \vec{p} |\psi\rangle_R \quad (1.5b)$$

Die linear unabhängigen Eigenzustände $|\psi\rangle_L$ (positives Vorzeichen) und $|\psi\rangle_R$ (negatives Vorzeichen) nennt man *Weyl-Spinoren*, man spricht von der „2-Komponenten-Darstellung“ des (Anti)-Neutrinos im *Standardmodell*.

Die Relation $E=|\vec{p}|$ erlaubt an dieser Stelle die Einführung einer neuen Größe, die man als *Helizität* bezeichnet:

$$H \stackrel{\text{def}}{=} \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{p}}{|\vec{p}|} = \pm 1 \quad (1.6)$$

Bei positiver *Helizität* $H = +1$ kommt die Projektion des Spins $\vec{\sigma}$ parallel zum Impuls \vec{p} des Teilchens zu liegen, bei negativem Wert $H = -1$ hingegen antiparallel. Dabei lässt sich der erste Fall als Rechtsschrauben-Drehung (*Rechtshändigkeit (R)*), der zweite Fall als Drehung einer Linksschraube (*Linkshändigkeit (L)*) veranschaulichen (s. Abb. 1.2).

Die *Helizität* $H = \pm 1$ gilt für masselose Teilchen streng⁶. Neutrinos können prinzipiell nur reine Helizitäts-Eigenzustände haben. Man führt die Bezeichnungen $\nu_R, \nu_L, \bar{\nu}_R$ und $\bar{\nu}_L$ ein.

Für massebehaftete Teilchen ($m > 0$) hingegen ergeben sich aus der *Dirac-Gleichung* gemischte Zustände aus links- und rechtshändigen Komponenten. Nur im hochrelativistischen Grenzfall gehen sie in reine Helizitätszustände über.

Experimente von Wu *et al.* (1957) ergaben nun, dass die *Schwache Wechselwirkung* die Parität P verletzt. Die Verletzung dieser quantenmechanischen Symmetrieoperation besagt, dass das Stattfinden solcher Wechselwirkungsprozesse von der Händigkeit (L oder R) der Teilchen abhängt⁷.

Weitere Experimente nach Goldhaber *et al.* (1958) konnten nachweisen, dass es sich dabei um die linkshändige Komponente handelt.

Aus der Sicht der Neutrinos bedeutet dies, dass nur linkshändige Neutrinos ν_L „existieren“ bzw. nachgewiesen werden können. Die vorherige Definition vom Antiteilchen in Kap. 1.1.2 ermöglicht jedoch unter Bewahrung der *Helizität* $H = -1$ gleichzeitig die Existenz von rechtshändigen Antineutrinos $\bar{\nu}_R$.

Offensichtlich ist der hier auftauchende Unterschied zwischen ν_L und $\bar{\nu}_R$ übergeordneter Art. Er ermöglicht es nicht, zu entscheiden, ob sie identisch sind und nur durch ihre *Helizität* „unterschiedlich“ innerhalb der schwachen Wechselwirkungsprozesse erscheinen oder in der Tat intrinsische,

⁶ Hier ist die *Helizität* eine gute Quantenzahl.

⁷ Im *Standardmodell* ist die *Schwache Wechselwirkung* eine reine (V-A)-Theorie; Experimente zeigten, dass sie auch massebehaftete Teilchen mit einer dominierenden rechtshängigen Komponente in Prozessen unterdrückt und vice versa.

nicht übereinstimmende Eigenschaften besitzen.

Diese Frage kann somit im *Standardmodell*, das von masselosen Neutrinos und der maximalen Paritätsverletzung in der *Schwachen Wechselwirkung* ausgeht, nicht beantwortet werden.

1.2 Neutrino-Oszillationen

Trotz des großen Erfolges des *Standardmodells* gibt es einige Phänomene und Aspekte, die ungeklärt geblieben sind. Abgesehen davon, dass die Gravitation bisher nicht integriert werden konnte, benutzt das *Standardmodell* eine Vielzahl von Parametern (Massen, Mischungswinkel, Kopplungskonstanten, etc.), die ohne tieferen Zusammenhang eingeführt werden mussten. Die Massenhierarchien im Quark- und Leptonsektor sind ebenfalls vollkommen unverständlich.

Darüber hinaus haben Neutrino-Experimente neue Fragen aufgeworfen, die mit dem herkömmlichen *Standardmodell* nicht erklärt werden können. Dazu gehört auch das im folgenden dargestellte Sonnenneutrino-Problem.

1.2.1 Das Sonnenneutrino-Problem

Sämtliche Sonnenneutrino-Experimente, die in den letzten 40 Jahren weltweit aufgebaut wurden, beobachteten einen solaren Neutrinofluss, der um den Faktor 2-3 gegenüber dem theoretischen Erwartungswert des *Solaren Standard-Modells (SSM)* reduziert ist.

Es stellte sich die Frage, worin hierfür die Ursache liegt.

Das *Solare Standard-Modell (SSM)* beschreibt die Energie-Erzeugung durch Kernfusionsprozesse, die über mehrere Reaktionsketten (*pp-Zyklus* I-III, *CNO-Zyklus*; s. [?]) als Endergebnis $4p \rightarrow 1He + 2e^+ + 2\nu_e + E_\gamma$ liefert und dabei jeweils eine Strahlungsenergie von $E_\gamma = 24,8 MeV$ freisetzt. Aus der Sonnenleuchtkraft $L_\odot = 3,85 \cdot 10^{26} W$ kann man sofort die Fusionsprozess-Rate und somit auch den hohen Neutrinofluss berechnen; in der Entfernung einer *Astronomischen Einheit*⁸ beträgt er $\Phi_{SSM}^\nu = 6 \cdot 10^{10} cm^{-2}$. Die Richtigkeit dieses Wertes, wurde in jüngster Zeit durch die *Helioseismologie* untermauert.

Ebenso konnten die Reaktionsraten von Neutrinos im Targetmaterial, das in den Sonnenneutrino-Detektoren in großen Mengen zum Einsatz kam, im Voraus bestimmt werden.

Um das Sonnenneutrino-Problem zu begreifen, muss man die Nachweisreaktion der einzelnen Experimente betrachten:

Das Homestake-Experiment benutzte die radiochemische Reaktion $\nu_e + {}^{37}Cl \rightarrow e^- + {}^{37}Ar$, das SAGE- und das GALLEX/GNO-Experiment basierte auf der Reaktion $\nu_e + {}^{71}Ga \rightarrow e^- + {}^{71}Ge$ und das 4. große Experiment, KAMIOKANDE, benutzte den Streuprozess $\nu_\alpha + e^- \rightarrow \nu_\alpha + e^-$ ($\alpha \in \{e, \mu, \tau\}$), bei dem die Myon- und die Tauon-Neutrinos unterdrückt werden.

Man stellt fest, dass allen Experimenten eine Gemeinsamkeit zugrunde liegt. Alle genannten Reaktionen basieren vorwiegend auf der Wechselwirkung mit Elektron-Neutrinos ν_e . Dies sollte scheinbar ausreichen, zumal alle solaren Neutrinos als ν_e erzeugt werden. Das folgende Kapitel 1.2.2 wird zeigen, dass dies nicht „ausreichend“ sein könnte.

1.2.2 Neutrino-Oszillationen: Mechanismus

Das aufgetauchte Sonnenneutrino-Problem kann nun durch einen quantenmechanischen Effekt erklärt werden, den man *Neutrino-Oszillation* nennt.

Darunter versteht man einen Prozess, bei dem ein Neutrino ν_α ($\alpha \in \{e, \mu, \tau\}$) erzeugt wurde, über eine makroskopische Länge L propagiert und dabei in ein anderes Flavour ν_β mit $\beta \neq \alpha$ übergeht

⁸1AE (Astronomische Einheit) $\stackrel{def}{=} \text{mittlere Entfernung Sonne-Erde } (1,5 \cdot 10^8 km)$

$(\beta \in \{e, \mu, \tau\})^9$.

In der Quanten-Mechanik wird dies folgendermaßen beschrieben:

Die 3 Neutrinoarten ν_e, ν_μ und ν_τ werden als Flavour-Eigenzustände $|\nu_e\rangle, |\nu_\mu\rangle$ und $|\nu_\tau\rangle$ aufgefasst, die aus der Superposition von 3 verschiedenen gewichteten Massen-Eigenzuständen $|\nu_i\rangle$ mit $i = 1, 2, 3$ hervorgehen¹⁰.

Die Mischungsfaktoren werden durch eine unitäre Transformation definiert, die man Mischungsmatrix $U_{\alpha i}$ nennt¹¹. Im 3-Flavour-Formalismus kann sie durch eine Rotation beschrieben werden. Es werden 3 Mischungswinkel ϑ_i mit $i = 1, 2, 3$ und $\vartheta_i \neq \pi/2$ und eine CP-verletzende Phase δ benötigt.

Um zu demonstrieren, wie Neutrino Flavours ineinander übergehen können, untersuche man das einfache 2-Flavour-System bestehend aus $|\nu_\alpha\rangle$ und $|\nu_\beta\rangle$ für den Vakuum-Fall. Dazu werden die beiden Massen-Eigenzustände $|\nu_1\rangle$ und $|\nu_2\rangle$ sowie für die entsprechende Mischungsmatrix der Mischungswinkel ϑ benötigt. Eine CP-verletzende Phase kommt nicht vor [Per00]:

$$\begin{pmatrix} |\nu_\alpha\rangle \\ |\nu_\beta\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_2\rangle \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Die Massen-Eigenzustände sind stationär; für die zeitliche Entwicklung kann man deshalb ansetzen: $|\nu_i(t)\rangle = |\nu_i\rangle \cdot e^{-E_i t/\hbar}$, $i = 1, 2$. Unter Verwendung der Relation (1.1) kann man noch E_i über $p + \frac{m_i^2}{2p}$ approximieren (für den Fall, dass $m_i^2 \ll p^2$).

Die zeitabhängige Übergangsamplitude für die Flavour-Oszillation $|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle$ ergibt sich somit zu: $A(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle) = \langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle$.

Die Übergangswahrscheinlichkeit $P(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle)$ ist letztlich definiert über:

$$P(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle) = |A(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle)|^2 = |\langle \nu_\beta | \nu_\alpha(t) \rangle|^2 \quad (1.8)$$

Berechnet man die Übergangswahrscheinlichkeit für den obigen Fall explizit, so erhält man:

$$P(|\nu_\alpha\rangle \rightarrow |\nu_\beta\rangle) = 1 - \sin^2 2\vartheta \cdot \sin^2 \frac{\Delta}{2} \quad (1.9)$$

Darin ist die Phasendifferenz über $\Delta = (E_i - E_j)t \approx \Delta m_{12}^2/2 \cdot L/E$ definiert, wobei Δm_{12}^2 der Differenz der Massenquadrate ($m_1^2 - m_2^2$) entspricht. Die Zeitabhängigkeit wurde durch die zurückgelegte Distanz $L \approx ct$ ersetzt, die auch als *Baseline* bezeichnet wird.

Offensichtlich können Oszillationen nur dann auftreten, wenn der Mischungswinkel $\vartheta \neq n \cdot \pi/2$, $n = 0, 1, 2, \dots$ und $\Delta m_{12} \neq 0$ gilt. Damit muss aber mindestens ein Massen-Eigenwert $m_i \neq 0$ sein. Kurz gefasst: sofern Neutrinos oszillieren, tragen sie auch Masse.

1.2.3 Neutrino-Oszillationen: Nachweis

Die Existenz von Neutrino-Oszillationen kann auf zwei Arten nachgewiesen werden:

Zum einen kann man versuchen, mit einem entsprechenden Detektor dieselbe Neutrinoart $|\nu_\alpha\rangle$, wie sie von der Quelle erzeugt wird, nachzuweisen. Die Erzeugungsrate und die Distanz L sollen i.A. hinlänglich bekannt sein, um die Wahrscheinlichkeit zu messen, mit der ein ursprüngliches

⁹Streng genommen muss man zwischen der Ausbreitung des Neutrinos im Vakuum und der in Materie unterscheiden; im 2. Fall können resonanzartige Effekte (der MSW-Effekt (Mikhaev-Smirnov-Wolfenstein) oder der VVO-Effekt (Akhmedov *et al.*)) auftauchen.

¹⁰Die Massen-Eigenzustände gehören zum Massenoperator M ; es gilt $\langle \nu_i | M | \nu_j \rangle = m_i \cdot \delta_{ij}$, wobei m_i den festen Massen entspricht.

¹¹Im Neutrino-Sektor heißt sie Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix (PMNS); sie ist das Analogon zur Cabibbo-Kobayashi-Maskawa-Matrix (CKM) im Quarksektor.

$|\nu_\alpha\rangle$ noch vorhanden ist (sog. *Disappearance-Experiment*).

Eine alternative Prozedur zielt darauf ab, eine Neutrinoart $|\nu_\beta\rangle \neq |\nu_\alpha\rangle$ nachzuweisen, die ursprünglich in der $|\nu_\alpha\rangle$ -Quelle nicht vorhanden war (sog. *Appearance-Experiment*).

Im Idealfall enthält ein Oszillations-Experiment beide Methoden gleichzeitig.

Neutrino-Oszillationen bei atmosphärischen Neutrinos Eine erste Bestätigung kam vom japanischen Experiment SuperKAMIOKANDE (SK)(1998). Es handelt sich um einen Čerenkov-Detektor mit 50 kt an ultrareinem Wasser. Mit 13.000 *Photo Multiplier Tubes (PMTs)* werden die Signale aufgezeichnet, die vorwiegend von Neutrinos aus der Neutrino-Nukleus-Streuung stammen, wobei die Myon- und vor allem die Tauon-Neutrino-Komponenten aufgrund des kleineren Wirkungsquerschnittes wieder stärker unterdrückt werden.

Durch die Rekonstruktion der charakteristischen Čerenkov-Lichtkegel aus den aufgezeichneten Daten lässt sich die Richtung bestimmen, aus der Neutrinos stammen. Dies erlaubte nun, den Fluss an atmosphärischen Neutrinos¹², hauptsächlich ν_e und ν_μ , für unterschiedliche *Baselines* L zu messen; die Weglänge L hängt nämlich stark vom Zenitwinkel ab: Für Neutrinos, die im Zenit des Detektors produziert werden, ist $L \approx 20 \text{ km}$. Für solche hingegen, die in der Atmosphäre auf der Erdgegensseite erzeugt werden und durch die Erde propagieren, ist $L \approx 13000 \text{ km}$.

Das Experiment konnte im ν_μ -Fluss eine „Up-Down“-Asymmetrie aufdecken, die auf Übergänge von $|\nu_\mu\rangle \rightarrow |\nu_\tau\rangle$ zurückzuführen ist [Per00].

Gleichzeitig konnte SK in einer weiteren Reaktion $\nu_\alpha + N \rightarrow \nu_\alpha + N + \pi^0$, die vom Neutrino-Flavour α unabhängig ist (N steht für Nukleon), die korrekte Produktionsrate an π^0 messen; wie erwartet tauchte hier keine „Up-Down“-Asymmetrie auf [Per00].

Neutrino-Oszillationen bei solaren Neutrinos Eine zweite Bestätigung kam vom Sudbury Neutrino Observatory (SNO)(2001-2002). Es handelt sich um einen Čerenkov-Detektor in einer Tiefe von 6010 m w.e., der mit ultrareinem schwerem Wasser (D_2O) gefüllt ist und über ca. 10000 PMTs verfügt. Mit Hilfe des D_2O lässt sich ein Teil der solaren Neutrinos, die sog. ${}^8\text{B}$ -Neutrinos, über 3 verschiedene Reaktionstypen nachweisen:

$$\nu_e + d \rightarrow p + p + e^- \quad (CC) \quad (1.10a)$$

$$\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x \quad (NC) \quad (1.10b)$$

$$\nu_x + e^- \rightarrow \nu_x + e^- \quad (ES) \quad (1.10c)$$

Dem SSM zufolge wurde ein ${}^8\text{B}$ -Neutrinofluss von etwa $\Phi_{SSM} = (5,05 \pm 1,01) \cdot A$ mit $A = 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ erwartet.

Die Reaktion (1.10a), die auf geladenen schwachen Strömen (*Charged Current (CC)*) basiert¹³ und nur für ν_e sensitiv ist, ergab einen Fluss $\Phi_{SNO}^{CC} = (1,76 \pm 0,15) \cdot A$. Dies deckt sich mit dem Neutrino-Defizit bei den Vorgänger-Experimenten, die ausschließlich für diesen Flavour sensitiv waren.

Die Reaktion (1.10c) ist für alle Flavours sensitiv; für ν_μ und ν_τ allerdings nur in reduziertem Maße. Es ergab sich ein Neutrinofluss $\Phi_{SNO}^{ES} = (2,39 \pm 0,36) \cdot A$.

Die Reaktion (1.10b), genannt *Neutral Current (NC)*¹⁴, ist schließlich für alle Neutrino Flavours gleichermaßen sensitiv und ergab in der Tat einen Fluss $\Phi_{SNO}^{NC} = (5,09 \pm 1,00) \cdot A$, der mit Φ_{SSM} übereinstimmt [SNO02].

Das Sonnenneutrino-Problem war somit gelöst: Das Defizit an ν_e wurde als Oszillation in andere Neutrino Flavours erklärt und das SSM behielt seine Richtigkeit mit der unmittelbaren Konsequenz,

¹²Diese entstehen bei den Zerfallsprozessen von $\pi^{+/-}$ und $\mu^{+/-}$ im Teilchenschauer, der durch den Aufprall kosmischer Teilchen in der oberen Erdatmosphäre entsteht (s. Kap. 2.3).

¹³Die Reaktion erfolgt über den Austausch eines W^- oder eines W^+ -Bosons

¹⁴In diesem Prozess ist das neutrale Austausch-Boson Z^0 beteiligt.

dass Neutrinos massebehaftet sind.

Ausblick: Aktuelle Neutrino-Oszillationsexperimente Neutrino-Oszillations-Experimente sind weltweit damit beschäftigt, über scharf definierte *Baselines* L und bekannte Neutrinoflüsse (etwa aus nahegelegenen Kernreaktoren) die Mischungswinkel, die CP-verletzende Phase und die Differenzen der Massenquadrate möglichst genau zu bestimmen.

V.a. der Mischungswinkel θ_{13} (in U_{e3}), der 0 oder sehr klein ist, soll möglichst genau vermessen werden, um darauf aufbauende theoretische Modelle zu testen.

1.3 Neutrino-Massen: Dirac versus Majorana

1.3.1 Theorie

Neutrino-Oszillations-Experimente haben nicht die Möglichkeit, die Massen-Matrix-Elemente $\langle m_{\alpha\beta} \rangle$ mit $(\alpha, \beta = e, \mu, \tau)$ oder Massen-Eigenzustände m_i ($i = 1, 2, 3$) zu bestimmen und darüber zu entscheiden, ob Neutrinos identisch zu ihren Antiteilchen sind.

Die genaue Untersuchung von Doppel-Betazerfällen kann das Problem für $\langle m_{ee} \rangle$ lösen (vgl. Kap. 1.3.2). Das Massen-Matrix-Element $\langle m_{ee} \rangle$, auch „effektive Neutrino-Masse“ des Elektron-Neutrinos genannt, ist dabei definiert über:

$$\langle m_{ee} \rangle = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 \cdot m_i \quad (1.11)$$

Dabei sind die Wichtungsfaktoren die Mischungsmatrix-Elemente U_{ei} .

Es fällt auf, dass die Massen-Eigenwerte m_i wieder nicht direkt bestimmbar sind.

Aus Neutrino-Oszillationsexperimenten können nun aber für $\langle m_{ee} \rangle$ verschiedene Konfigurationen der zulässigen Massen-Eigenwerte abgeleitet werden: Bei der sog. *normalen Hierarchie* ist $m_3 \gg m_{2,1}$, während bei der *invertierten Hierarchie* m_3 der leichteste Masseneigenzustand ist¹⁵. Durch die Ermittlung von $\langle m_{ee} \rangle$ (Obergrenze) können diese Massen-Hierarchien ausgesondert werden. Weiterhin können Obergrenzen für m_i gefunden werden. Dies ist in Abb. 1.3 für den Fall des Elektron-Neutrinos dargestellt, wo $\langle m_{ee} \rangle$ als Funktion des leichtesten Massen-Eigenwerts m_{min} aufgetragen ist.

Um zusätzlich die Neutrino-Antineutrino-Identität nachzuweisen bzw. zu widerlegen, müssen es die Experimente erlauben, einen Übergang der Art $\nu_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ direkt zu beobachten.

Die Frage ist, welche intrinsische Eigenschaften solche Neutrinos besitzen müssen.

Die in Kap. 1.1.3 bereits erwähnte *Dirac-Gleichung* kann nun über die sog. „Lagrange-Dichte“ $\mathcal{L} = \mathcal{L}_K + \mathcal{L}_D$ hergeleitet werden, welche einen kinetischen Energieterm \mathcal{L}_K und einen Massen-Energieterm $\mathcal{L}_D = -m_D \bar{\psi} \psi$ enthält. Darin entspricht m_D der „Dirac-Masse“ und $\bar{\psi} \psi$ dem Skalarprodukt der Spinoren.

Man kann zeigen, dass $\bar{\psi} \psi$ und damit auch \mathcal{L}_D unter einer von (\vec{x}, t) unabhängigen Phasentransformation invariant bleiben. In anderen Worten: ψ vernichtet (erzeugt) ein Lepton l (Antilepton \bar{l}), während $\bar{\psi}$ ein Lepton l (bzw. ein Antilepton \bar{l}) erzeugt (vernichtet). Die Folge ist, dass die Leptonenzahl L erhalten bleibt. Der Übergang $\nu_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha$ ist damit nicht realisierbar [Sch97].

Führt man aber zusätzlich ein ladungskonjugiertes Spinorfeld ψ^C über die Symmetrioperation

¹⁵In beiden Fällen kann noch ein quasi-degenerierter Fall vorkommen, bei dem Δm_{ij} (mit $i, j=1, 2, 3$) für alle Masseneigenzustände sehr klein, jedoch stets größer 0 ist.

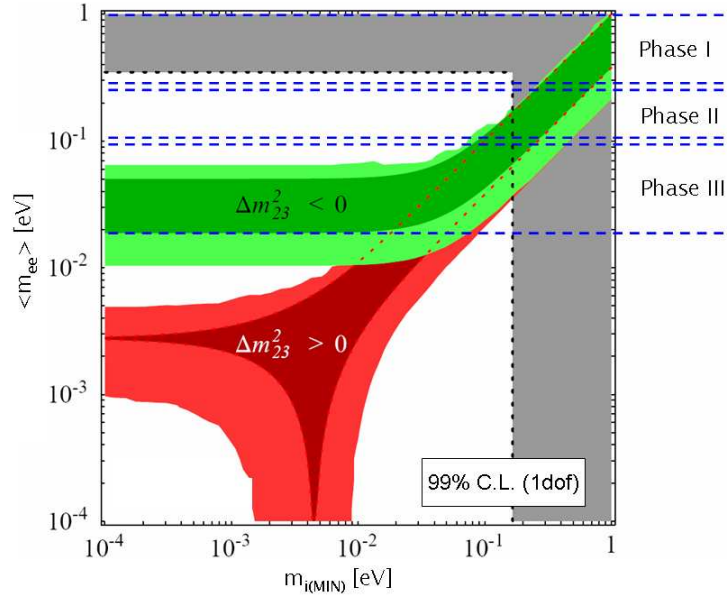


Abbildung 1.3: Elektron-Neutrino-Masse als Funktion des leichtesten Massen-Eigenzustands $m_{i,\text{min}}$; Massenhierarchien: $\Delta m_{23}^2 < 0$ entspricht der „normalen Hierarchie“, $\Delta m_{23}^2 > 0$ entspricht der „invertierten Hierarchie“; blau-markierte Bereiche: Sensitivitäten, die von den Messphasen I-III im GERDA-Experiment (s. Kap. 1.4.2) erreicht werden sollen. Graue Flächen: bereits ausgeschlossen (Vorgänger-Experimente und Kosmologie-Modelle). Quelle: [Str06].

C (vgl. Kap. 1.1.2)¹⁶ ein, so ergeben sich Skalare, die bezüglich der bereits erwähnten globalen Transformation nicht mehr invariant sind: Die Leptonenzahl L ist verletzt. Der zugeordnete Lagrange-Term \mathcal{L}_M enthält dabei einen Massenterm, den man „Majorana-Masse“ nennt. Ein Neutrino muss demnach ein „Majorana-Teilchen“ sein, um den Übergang $\nu_\alpha \rightarrow \bar{\nu}_\alpha$ zu ermöglichen¹⁷.

Die unmittelbare Konsequenz des Nachweises von Majorana-Neutrinos wäre, dass die Neutrino-Masse $\langle m_{ee} \rangle \neq 0$ (unabhängig vom Nachweis durch Neutrino-Oszillationen) und die Leptonenzahl L nicht mehr erhalten sind ($\Delta L \neq 0$).

Weitere Konsequenzen (etwa für die Kosmologie), die sich daraus ableiten lassen, seien aus [Moh04] und [Sch97] entnommen.

1.3.2 Nachweisprinzip beim Doppel-Betazerfall

Vergleicht man die tatsächlichen Massen $M_{eff}(A,Z)$ von Nukliden mit Massenzahl A und Kernladungszahl Z , stellt man fest, dass M_{eff} kleiner ist als die direkte Summe der beteiligten Nukleonen, nämlich $M_{eff} = \sum_p M_p + \sum_n M_n - E_B$ ¹⁸. Darin ist M_p die Masse des Protons und M_n die Masse des Neutrons; das Massendefizit selbst ist in Bindungsenergie E_B übergegangen.

Die *Weizsäcker-Massenformel* beschreibt für sämtliche Nuklide die Abhängigkeit des Verhältnisses E_B pro Nukleon von der Anzahl der Protonen Z und der Anzahl der Neutronen $N = A - Z$:

¹⁶ Dies ist nur möglich, wenn die Majorana-Bedingung erfüllt ist: $\psi \stackrel{!}{=} \psi^C$.

¹⁷ Im allgemeinen Fall liegt ein gemischter Dirac-Majorana-Massen-Term vor, der verschiedene Relationen zwischen der Dirac-Masse und der 2-fach entarteten Majorana-Masse zulässt.

¹⁸ Der Beitrag durch die Elektronenmassen ist minimal und wird hier nicht berücksichtigt.

$$\frac{E_B}{A} = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_{asym} \frac{(Z - N)}{A} + a_p \frac{\delta_{1/2}}{A^{1/2}} \quad (1.12)$$

Diese Formel und ihre Parameter finden sich in [Pov04].

Um den Doppel-Betazerfall zu verstehen, genügt es vorerst, die formale Struktur dieser Formel und den letzten Term, genannt „*Paarungsterm*“, zu beachten; es ergibt sich nämlich folgende Situation:

Es liegt eine von Z abhängige quadratische Funktion der Form $\frac{E_B}{A} = a + bZ + cZ^2$ vor, die für Nuklide mit konstanter Massenzahl A , sogenannte *Isobare* $I(A, Z)$, eine Parabel beschreibt. Für Isobare ist der Paarungsterm ein Summand innerhalb der Konstante a , deren Vorfaktor $\delta_{1/2}$ davon abhängt, ob Z und N jeweils gerade (g) oder ungerade (u) sind. Für sog. ug- bzw. gu-Kerne ist $\delta_{1/2} = 0$, für uu-Kerne $+11 \text{ MeV}$ und für gg-Kerne -11 MeV . Die Parabeln sind demnach versetzt. Im Allgemeinen streben Isobare über innere Kernumwandlungen zur energetisch günstigsten Konfiguration $I(A, Z)_{min}$ mit der kleinsten Bindungsenergie/Nukleon. Für uu- bzw. gg-Kerne erweist es sich als sequentielle Abfolge von Zwischenschritten von einem Parabelast zum anderen bis in den stabilen Grundzustand. In einigen Spezialfällen kommt es vor, dass ein gg-Kern $I(A, Z \pm 2)$, der nach $I(A, Z)$ strebt, energetisch tiefer als der ug- bzw. gu-Kern $I(A, Z \pm 1)$ liegt. Die Massenparabel für die Isobaren mit $A = 76$ ist in Abb. A.1 dargestellt und zeigt einen solchen Übergang bei ${}^{76}\text{Ge} \rightarrow {}^{76}\text{Se}$. Einfache Betazerfälle sind hier energetisch verboten. Zwei alternative Möglichkeiten sind denkbar:

1. Der normale Doppel-Betazerfall ($2\nu\beta\beta$ -Zerfall): $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$
2. Der neutrinolose Doppel-Betazerfall ($0\nu\beta\beta$ -Zerfall): $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$

Der $2\nu\beta\beta$ -Zerfall weist ein kontinuierliches Elektron-Energiespektrum mit einer Endpunktsenergie $Q_{\beta\beta}$ auf und wurde bereits bei mehreren $2\nu\beta\beta$ -Kandidaten nachgewiesen (erstmalig 1983 indirekt in ${}^{130}\text{Te} \rightarrow {}^{130}\text{Xe}$ [KIT83]). Dabei stellte sich heraus, dass sie sehr große Halbwertszeiten im Bereich von ca. 10^{19} y bis 10^{24} y besitzen.

Der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall hingegen findet nur statt, wenn das Neutrino ein Majorana-Teilchen ist. Eine Hilfsprediction dafür ist: Das in einer ersten Reaktion $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ erzeugte Antineutrino wechselwirkt als Neutrino mit einem zweiten Neutron in der Reaktion $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$; als Gesamtergebnis ergibt sich ein neutrinoloser Übergang, bei dem die Leptonenzahl verletzt wäre ($\Delta L = 2$). Im Elektronen-Energiespektrum sollte in diesem Fall eine diskrete Linie bei $Q_{\beta\beta}$ auftauchen. Genau danach suchen $0\nu\beta\beta$ -Experimente, zu denen auch das GERDA-Experiment gehört.

Die Sensitivität solcher Experimente lässt sich über die Obergrenze der Halbwertszeit $T_{1/2}$ solcher $0\nu\beta\beta$ -Zerfälle angeben, die noch nachgewiesen werden kann.

Unter der Annahme, dass keine Untergrundsignale beobachtet werden, ist das 90% *Confidence Limit* (C.L.) für die Halbwertszeit $T_{1/2}$ des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls gegeben durch [GER04]:

$$T_{1/2} > \text{const} \cdot \epsilon \cdot a \cdot \frac{M}{m_I} \frac{T}{R} \quad (1.13)$$

Darin entspricht ϵ der Detektoreffizienz, a dem angereicherten $\beta\beta$ -Massenanteil der Gesamtmasse M , m_I der Kernmasse, T der Messzeit und R der Zerfallsrate.

Sofern die Anzahl der Untergrundereignisse jedoch groß ist und Gauß'sche Fehler angenommen werden können, ist die Zerfallsrate $R = \sqrt{(MT) \cdot (\Delta E B)}$, worin ΔE die Energieauflösung und B den Background-Index ($[B] = [cts/(keV \cdot kg \cdot y)]$) darstellt. Dann kann man eine Obergrenze für $T_{1/2}$ definieren:

$$T_{1/2} > \text{const} \cdot \epsilon \cdot a \sqrt{\frac{M \cdot T}{\Delta E \cdot B}} \quad (1.14)$$

Die effektive Neutrinomasse $\langle m_{ee} \rangle$ (Untergrenze) kann letztlich aus $T_{1/2}$ ermittelt werden. Für den einfachsten Fall, dass eine reine (V-A)-Theorie vorliegt und beim $0\nu\beta\beta$ -Übergang ein Majorana-Neutrino ausgetauscht wird, gilt [Ell02]:

$$(T_{1/2})^{-1} = G^{0\nu}(E_0, Z) \cdot |M_{GT}^{0\nu} - g_V^2/g_A^2 \cdot M_F^{0\nu}|^2 \cdot \langle m_{ee} \rangle^2 \quad (1.15)$$

$G^{0\nu}$ entspricht dem Phasenintegral, M_{GT} und M_F den nuklearen Matrixelementen und g_A (bzw. g_V) der axialen (bzw. vektoriellen) Koppelungskonstante. Dabei ist die sehr aufwändige numerische Berechnung der Matrixelemente oft schwierig; dies führt – je nach verwendetem Algorithmus und Approximationsmethoden – zu unterschiedlichen Ergebnissen, die sich u.U. auch um einen Faktor 2 bis 3 unterscheiden können.

1.3.3 Angewandte Methoden in den $0\nu\beta\beta$ -Experimenten

Tracking-Kalorimetrie Diese Technik verwendet eine dünne Folie bestehend aus dem $\beta\beta$ -Quellmaterial, die im Magnetfeld einer mit Vieldrahtzählern ausgestattete Ortungskammer (*tracking chamber*) liegt. Die bei $\beta\beta$ -Zerfällen emittierten Elektronen wandern zu den Kalorimetern (oft Plastikszintillatoren) und deponieren dort ihre Energie. Der Vorteil dieser Technik besteht im variablen Austauschen des Quellmaterials. Das Experiment NEMO3, das im Untergrundlabor in Modane (franz. Pyrenäen) aufgebaut wurde und nach diesem Prinzip arbeitet, verwendet ca. 7 kg ^{100}Mo und 1 kg ^{82}Se . Bisher konnten folgende Obergrenzen erreicht werden: $T_{1/2} > 4.6 \cdot 10^{23} \text{ y}$ bzw. $\langle m_{ee} \rangle < (0,7 - 2,8) \text{ eV}$ für ^{100}Mo und $T_{1/2} > 1.0 \cdot 10^{23} \text{ y}$ bzw. $\langle m_{ee} \rangle < (1,7 - 4,9) \text{ eV}$ für ^{82}Se [Arn05].

Das Nachfolger-Projekt SuperNEMO soll vor allem ^{82}Se verwenden und eine Sensitivität von $T_{1/2} > 10^{26} \text{ y}$ bzw. $\langle m_{ee} \rangle < 50 \text{ meV}$ erreichen.

Zudem wird ^{150}Nd in Betracht gezogen, weil es einen hohen $Q_{\beta\beta}$ -Wert besitzt (3,367 MeV), der über der höchsten Energie von 2,614 MeV der natürlichen Radioaktivität liegt. Zur Zeit wird überlegt, wie man dieses Isotop in größeren Mengen anreichern kann [Sar07].

Szintillations-Kalorimetrie Das sich in der Aufbauphase befindliche Experiment EXO verwendet flüssiges ^{136}Xe als $Q_{\beta\beta}$ -Strahler und nutzt die Szintillation zum Nachweis aus. Zudem soll das Experiment eine neue Technik anwenden, nämlich die *Laserinduzierte Fluoreszenz*. Sobald ein Signal mit einer Energiedeposition $E = Q_{\beta\beta}$ registriert wird, wird der Entstehungsort rekonstruiert und mit Hilfe eines Lasersystems „überprüft“, ob an der Stelle ein Isobar $I(A, Z+2)$ (bzw. $I(A, Z-2)$) anzutreffen ist. Im positiven Fall handelt es sich um ein $0\nu\beta\beta$ -Ereignis. Diese Selektionstechnik erlaubt eine starke Untergrundreduktion.

Eine Sensitivität von $\langle m_{ee} \rangle < (10 - 50) \text{ meV}$ soll erreicht werden [Dan00].

Bolometrie Die im Quellmaterial deponierte Energie eines $\beta\beta$ -Ereignisses erzeugt einen leichten Temperaturanstieg, der gemessen wird. Da die Temperaturverschiebung ΔT sehr gering ist, muss das Quellmaterial und die innere Abschirmung i.A. auf sehr niedrigen Temperaturen T der Größenordnung $O(T) = 10 \text{ mK}$ gehalten werden.

Beispiel hierfür ist CUORICINO, das am LNGS (*Laboratori Nazionali del Gran Sasso*, Italien) betrieben wird. Es benutzt Tellurit (TeO_2), das eine natürliche 27%-ige Konzentration des $\beta\beta$ -Emitters ^{130}Te ($Q_{\beta\beta} = 2,535 \text{ MeV}$) enthält und damit nicht angereichert werden muss. Die bisher erreichte Sensitivität liegt bei $T_{1/2} > 5.5 \cdot 10^{23} \text{ y}$ bzw. $\langle m_{ee} \rangle < (0,37 - 1,9) \text{ eV}$ [Giu05].

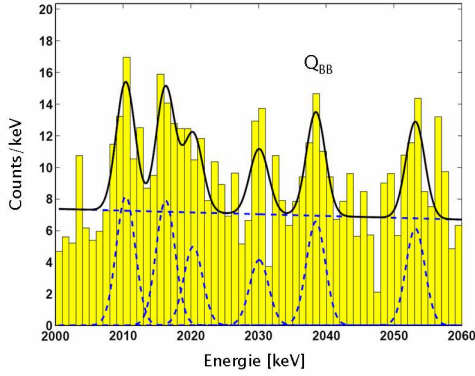


Abbildung 1.4: Summenspektrum des HdM-Experiments nach Neuevaluation für den Zeitraum 1990-2003; der kontinuierliche Untergrund B um den $Q_{\beta\beta}$ -Wert beträgt $0.1 \text{ cts}/(\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{y})$. Quelle: [Kla05]

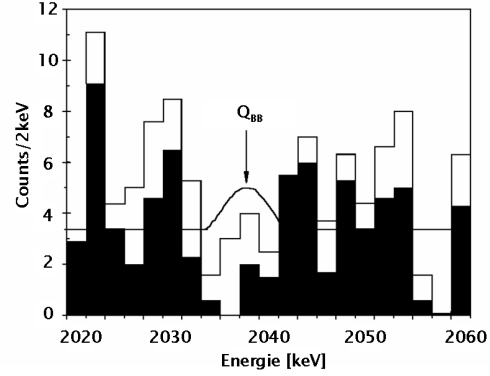


Abbildung 1.5: Summenspektrum der 5 angereicherten ^{76}Ge -Dioden mit Gesamtmasse 8,4 kg des IGEX-Experiments; erreichte Sensitivität: $T_{1/2} > 1,57 \cdot 10^{25} \text{ y}$. Quelle: [IGE02]

Halbleiter-Detektoren Germanium enthält zu 7,2% den $\beta\beta$ -Kandidaten ^{76}Ge , dessen $Q_{\beta\beta}$ -Wert bei 2,039 MeV liegt¹⁹. Die angereicherten Ge-Kristalle dienen nun einerseits als Quelle, andererseits als Detektor. Diese Kombination ermöglicht eine sehr hohe Effizienz. Darüber hinaus werden sehr gute Energieauflösungen erreicht (typisch: unter 4 keV bei $Q_{\beta\beta}$). Mit solchen Detektoren sind die bisher höchsten Sensitivitäten erreicht worden: $T_{1/2} > 1,9 \cdot 10^{25} \text{ y}$ bzw. $\langle m_{ee} \rangle < (0,3 - 1,0) \text{ eV}$ [Giu05].

In Abb. 1.4 und Abb. 1.5 sind die Summenspektren der Heidelberg-Moskau-Kollaboration (HdM) und der IGEX-Kollaboration dargestellt.

Im Fall von HdM standen 5 Germanium-Dioden mit einer Gesamtmasse von 10,96 kg zur Verfügung, die zu 86% mit ^{76}Ge angereichert waren. Das Experiment lief von 1990 bis 2003 und erreichte eine *Messleistung* $M \cdot T = 71,7 \text{ kg} \cdot \text{y}$ [Kla05].

Neben der oben von der HdM veröffentlichten Sensitivität wurde eine Neuanalyse von einem Teil der Kollaboration durchgeführt. Aus diesem Spektrum wird ersichtlich, dass der kontinuierliche Untergrund B um den $Q_{\beta\beta}$ -Wert im Summenspektrum (5 Detektoren, 13 Jahre Messzeit) etwa $0,1 \text{ cts}/(\text{kg} \cdot \text{keV} \cdot \text{y})$ beträgt. Die Analyse konnte einige ^{214}Bi -Linien²⁰ identifizieren, die 2030 keV-Linie jedoch nicht. Es stellt sich die Frage, ob die gemessene Zählrate ($28,75 \pm 6,86$) *cts* über dem Untergrund B tatsächlich einem $0\nu\beta\beta$ -Peak entspricht, wie es dieser Teil der HdM-Kollaboration behauptet [Kla05] (im Folgenden mit „*HdM_K*“ abgekürzt), oder nur einer statistischen Fluktuation entspricht. Diese Streitfrage lässt sich nur durch eine verbesserte Sensitivität beantworten.

1.4 Das GERDA-Experiment

1.4.1 Ziel und Aufbau des GERDA-Experiments

Das *GERmanium Detector Array* (GERDA), das am LNGS aufgebaut wird, gehört zu den Großexperimenten der nächsten Generation, die nach dem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall in ^{76}Ge mit erhöhter Sensitivität suchen werden. Am Gerda-Experiment beteiligen sich 13 europäisch-russische Institute, u.a. das *Max-Planck-Institut für Kernphysik* (MPIK) in Heidelberg.

Erklärtes Ziel des GERDA-Experiments ist das Erreichen einer Halbwertszeit $T_{1/2} > 2 \cdot 10^{26} \text{ y}$ bzw. einer effektiven Neutrinomassen-Untergrenze $\langle m_{ee} \rangle < (0,09 - 0,29) \text{ eV}$ (für Phase II, s. 1.4.2). Die-

¹⁹ Der genaueste Wert für $Q_{\beta\beta}$ beträgt: 2039,006(50) keV [Ber01].

²⁰ Bei: 2010,7 keV, 2016,7 keV, 2021,8 keV und 2052,9 keV



Abbildung 1.6: Querschnitt des Aufbaus des GERDA-Experiments in Halle A am LNGS: 1. ^{76}Ge -Dioden-Array; 2. Kryostat (gefüllt mit Flüssig-Argon); 3. Wasser-Čerenkov-Detektor (gefüllt mit ultrareinem, deionisiertem Wasser); 4. Reinraum mit Locksystem. Quelle: Mod. Graphik nach [Cat06]

se Sensitivität ist mehr als 1 Größenordnung besser im Vergleich zum HdM-Experiment [GER04]. Aus Gl. (1.14) wird ersichtlich, dass eine Vergrößerung des sehr teuren $\beta\beta$ -Quellmaterials und eine längere Integrationszeit nicht praktikabel sind; vielmehr müssen die verschiedenen Untergrundbeiträge B_i in $B = \sum_i B_i$ drastisch reduziert werden.

Für die Reduzierung der einzelnen Untergrundbeiträge B_i werden unterschiedliche Techniken benötigt, die sich im Aufbau des Experiments (s. Abb. 1.6) widerspiegeln und hier zusammengefasst werden sollen:

1. Wasser-Čerenkov-Detektor: ein äußerer Tank gefüllt mit 650 m^3 ultrareinem, deionisiertem Wasser soll die natürliche Radioaktivität der Umgebung abschirmen und die Neutronen aus Fissionsprozessen im Fels moderieren. Zusätzlich sind ca. 60 PMTs installiert, die das myon-induzierte Čerenkov-Licht detektieren und solche Signale um einen Faktor von etwa 20 diskriminieren. Dabei ist die kosmische Strahlung durch die darüberliegenden Gesteinsschichten (3800 m w.e) bereits um 6 Größenordnungen reduziert worden (vgl. Kap. 2.3).
2. Kryostat: Ein 70 m^3 -Kryostat aus Edelstahl mit innerer Kupferverkleidung enthält Flüssig-Argon, das einerseits zur Kühlung der Germanium-Dioden dient, andererseits die Gammastrahlung bedingt durch die natürliche Radioaktivität aus dem Kryostat absorbiert. In einer zweiten Messphase (voraussichtlich am Ende von Phase II, s. 1.4.2) sollen die Szintillations-Eigenschaften von Flüssig-Argon nach der Installation einzelner PMTs im Kryostaten zur Diskriminierung von Signalen ausgenutzt werden.
3. ^{76}Ge -Dioden: Die nackten Germaniumdioden erhalten jeweils eine 30 g schwere Kupferhalterung. Über Drähte werden diese dann im Zentrum des Kryostaten positioniert, wo sie eine kompakte Anordnung von Dioden (*Array*) bilden. Dieses *Array* erlaubt die Diskriminierung von Koinzidenz-Signalen, die in mehreren Dioden gleichzeitig registriert werden. Darüber

hinaus ist der Einsatz von neuen Dioden geplant (für Phase II, s. 1.4.2), die man *segmentieren* kann. Die Segmentierung wird es zusammen mit der Pulsformanalyse erlauben, den Ort und die Art der Ereignisse im Kristall zu rekonstruieren.

4. Reinraum und Lock-System: Der Reinraum ist über dem Wasser-Čerenkov-Detektor und dem Kryostaten platziert. Von hier aus werden die Ge-Dioden über ein Locksystem ins Innere des Kryostaten befördert. Die Auslese-Elektronik befindet sich ebenfalls in diesem externen Bereich.

1.4.2 Messphasen des GERDA-Experiments

Für das GERDA-Experiment sind mindestens 2 Messphasen vorgesehen:

Für *Phase I* (Start: 2008/09) greift man auf die bereits existierenden ^{76}Ge -Detektoren von HdM und IGEX zurück. Dabei beträgt die aktive Masse²¹ $M \approx 15 \text{ kg}$; die aus der Umkapselung entfernten Dioden werden hier zum ersten Mal als *Array* in Flüssig-Argon betrieben. Es kommen noch nicht alle Untergrund-Reduzierungstechniken zum Einsatz: Die Diskriminierung von Signalen durch Flüssig-Argon als Szintillator ist noch nicht vorgesehen. Des Weiteren ist eine Segmentierung der Ge-Dioden erst für *Phase II* geplant.

Der erwartete Untergrund B nach einem Jahr ($M \cdot T \approx 15 \text{ kg} \cdot \text{y}$) soll $0,5 \text{ cts}$ und die $0\nu\beta\beta$ -Ereignisanzahl ($6,0 \pm 1,4 \text{ cts}$) betragen, sofern der sog. *Background-Index* (BG-Index) B von etwa $10^{-2} \text{ cts}/(\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{y})$ erreicht wird (vgl. 1.3.3) und das Ergebnis aus HdM_K zutrifft. Für den Fall, dass keine $0\nu\beta\beta$ -Ereignisse beobachtet werden, ist die Aussage von HdM_K zu 99,6% ausgeschlossen. Im Falle von 5 oder mehr Ereignissen ist die Evidenz des $0\nu\beta\beta$ -Übergangs jedoch mit 5σ bestätigt [GER04].

In *Phase II* (Start: 2009/10; Laufzeit: ca. 3 Jahre) werden neue ultrareine ^{76}Ge -Dioden hinzukommen, so dass die gesamte Masse M auf fast 40 kg ansteigen wird. Die verbesserte Statistik wird die Sensitivität um eine weitere Größenordnung im Vergleich verbessern.

Sofern *Phase I* und *Phase II* keine Evidenz des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls liefern, könnte noch eine *Phase III* folgen, bei der eine Gesamtmasse in der Größenordnung von etwa 0,5-1,0 Tonnen an angereichertem Ge zum Einsatz kommt. Dies ist allerdings nur innerhalb einer weltweiten Kollaboration vorstellbar.

Abschließend sei erwähnt, dass sämtliche Sensitiväten, die in den einzelnen Phasen erreicht werden, in Abb. 1.3 dargestellt sind.

1.4.3 Monte-Carlo-Simulationen

In enger Zusammenarbeit mit der *Majorana*-Kollaboration hat GERDA ein Monte-Carlo-Simulationsprogramm, genannt *MaGe* (*Majorana-Gerda*) entwickelt, das auf GEANT4 basiert.

MC-Simulationen sind bei der Planung der Experimente unerlässlich: mit ihrer Hilfe lassen sich die idealen Maße der einzelnen Komponenten ermitteln, die notwendig sind, um den BG-Index zu gewährleisten. Sie geben u.a. die Toleranzgrenzen an intrinsischen Verunreinigungen vor, welche die Bauteile aufweisen dürfen (s. 1.4.4).

Bei der Auswertung der Daten ist die Rekonstruktion des Mess-Spektrums durch MC-Simulationen ebenso wichtig, um die Ergebnisse möglichst gut interpretieren zu können.

1.4.4 Radioaktivität und Materialelektion

Untergrundbeitrag durch Radioaktivität Die im GERDA-Experiment verwendeten Materialien und die Ge-Dioden selbst müssen hohen Reinheitsanforderungen entsprechen.

²¹HdM: 11 kg; IGEX: 8,4 kg; dabei wird angenommen, dass nicht alle Dioden gleich gut funktionieren werden.

Die Radioaktivität, die sich in den Zerfällen der langlebigen natürlichen Isotope ^{238}U , ^{232}Th und ^{40}K und deren Tochternuklide, aber auch in künstlich erzeugten und kosmisch aktivierten Isotopen manifestiert, gefährdet vor allem durch die Emission von Gammastrahlung den angestrebten BG-Index. Eine besonders große Gefahr geht von der zur ^{232}Th -Zerfallsreihe gehörenden ^{208}Tl -Linie aus (s. Abb. A.2), welche eine Gammaenergie E_γ von 2,614 MeV hat: Ihr Compton-Kontinuum beginnt oberhalb des $Q_{\beta\beta}$ -Wertes von ^{76}Ge bei 2,039 MeV. Außerdem haben sie eine sehr hohe Reichweite.

Aber auch das zu ^{238}U gehörende Edelgas ^{222}Rn (s. Abb. A.3) kann aufgrund seiner mittleren Lebenszeit ($\tau = 5,48 d$) aus der Luft des Reinraums und aus Materialien durchdiffundieren und in die unmittelbare Nähe der Ge-Dioden gelangen. Zerfällt es, so kann das emittierte Alpha-Teilchen die Dioden erreichen und dort einen Teil der Energie deponieren.

Dies erklärt, weshalb der Materialelektion eine besonders große Bedeutung zukommt.

Low-Level-Gammaspektroskopie Die Low-Level-Gammaspektroskopie bestimmt die Konzentrationen über die Emission von Gammaquanten, welche die Alpha- und v.a. die Betazerfälle begleitet (für die natürlichen Zerfallsreihen vgl. Abb. A.2 und Abb. A.3). Dabei haben sich Germanium-Detektoren wegen ihrer hohen Energieauflösung durchgesetzt, die unter idealen Bedingungen (d.h. bei optimaler Untergrundreduzierung, langen Messzeiten und großen Probenmassen) Sensitivitäten bis zu ca. $10 \mu\text{Bq/kg}$ erreichen können (s. Kap. 2.3.1).

Ein weiterer Vorteil dieser Methode zeigt sich im Fall von ^{238}U und ^{232}Th , nämlich im Erfassen der Aktivitäten der für GERDA relevanten Zerfallsreihen-Abschnitte, auch wenn das säkulare Gleichgewicht bei Herstellungsprozessen der Materialien gestört worden ist (vgl. Kap. x5x).

1.5 Zielsetzung dieser Arbeit

Die große Anzahl an Proben von Materialien, die im GERDA-Experiment zum Einsatz kommen und daher untersucht werden mussten/müssen, gaben Anlass zum Aufbau neuer Gammaspektrometer.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde der Aufbau eines neuen Low-Level-Gammaspektrometers am MPIK Heidelberg vollendet (Kap. 2). Anschließend wurde der Spektrometer charakterisiert, wobei unter anderem die Totschichtdicke bestimmt wurde (Kap. 3). Zahlreiche Messungen von Edelstahlproben mit bereits bestehenden Gammaspektrometern wurden im Laufe dieser Diplomarbeit ausgeführt (Kap. 5). Zudem wurde eine semiempirische Methode zur Effizienzbestimmung von zylindrischen Proben aufgestellt und implementiert (Kap. 4).

Kapitel 2

Aufbau des Myonveto-Systems für einen neuen Low-Level-Gammaspektrometer

2.1 Motivation

Der Nachweis geringer Radioaktivität in Proben von Materialien, wie sie im GERDA-Experiment benötigt werden, kann mit Hilfe von Gammaspektrometern gemessen werden, sofern sie ausreichend hohe Sensitivitäten aufweisen. Die Sensitivität solcher Low-Level-Gammaspektrometer hängt wiederum von den in Gl.(1.14) definierten Größen ab; eine effiziente Reduzierung der Untergrundbeiträge steht auch in diesem Fall im Vordergrund.

Dies stand auch im Mittelpunkt des Aufbaus des neuen Gammaspektrometers „CORRADO“ am MPIK Heidelberg¹, wofür im Rahmen dieser Diplomarbeit ein externer Detektor zur Reduzierung des myoninduzierten Untergrundbeitrags installiert wurde.

Bevor dieses „Myonveto-System“ im Folgenden ausführlicher dargestellt wird, sei ein Überblick über die vorausgehenden Maßnahmen gegeben, die getroffen wurden, um andere relevante Untergrundbeiträge zu minimieren.

2.2 Umgebungs- und materialabhängige Untergrundreduzierung

2.2.1 Natürliche Radioaktivität in der Umgebung

Unabhängig davon, in welcher Tiefe „Low-Level-Gammaspektrometer“ aufgebaut werden, geht von den Laborwänden und vom Fels radioaktive Strahlung aus: Den Hauptbeitrag liefern die instabilen Nuklide der natürlichen Zerfallsreihen ^{238}U , ^{232}Th und ^{40}K , die in der kontinentalen oberen Erdkruste mit einer durchschnittlichen Konzentration von ca. 3100 ppm ^{40}K , 9,8 ppm ^{232}Th und 2,5 ppm ^{238}U vorkommen [Man04].

Um diesen Beitrag zu unterdrücken, werden bereits bei der Errichtung solcher „Low-Level-Labors“ (LLL) besonders schwach aktive Baumaterialien ausgesucht. So wurde beim Bau des LLL am

¹Eine Beschreibung der Detektoreigenschaften erfolgt in Kap. 3

MPIK ein Zement selektiert und benutzt, dessen Aktivitäten an ^{238}U , ^{232}Th , ^{40}K jeweils um etwa das 3-, 7- und 2-fache geringer ausfielen als bei den ermittelten Konzentrationen in der Erdkruste [Heu93]².

2.2.2 Passive Abschirmungstechniken

Um gegen die restliche Umgebungsstrahlung vorzugehen, werden gezielt massive Abschirmungen um den künftigen Low-Level-Gammaspektrometer aufgebaut. Eine mögliche Sequenz umfasst einen externen Bleimantel und eine innere Kupferschicht:

Blei ist deswegen so geeignet, weil es – im Vergleich zu Eisen oder Kupfer – einen geringeren Neutronenwirkungsquerschnitt hat (vgl. Kap. 2.3), in geringem Maße instabile Isotope durch kosmische Aktivierung produziert und dennoch eine hohe Massenzahl A besitzt.

Sieht man von teurem LC2-Blei oder von *römischem Blei*³ ab, ist die Eigenaktivität von Blei oft mit einem hohen ^{210}Pb -Gehalt behaftet. Gegen diese intrinsische Kontamination ist eine dünnere Schicht an elektrolytisch hergestelltem und demnach sehr niederaktivem Kupfer als sog. „*Inner Liner*“ von Vorteil: Einerseits wird die Aktivität der Bleiummantelung teilweise absorbiert, andererseits nimmt die von der Kernladungszahl Z abhängige Rückwärtsstreuung in der Detektorkammer bei besonders aktiven Proben ab. Eine detailliertere Darstellung kann in [Heu93] nachgeschlagen werden.

Für den neuen Gammaspektrometer CORRADO am LLL des MPIK, der in Abb. 2.1 schematisch dargestellt wird, ist bereits im Zuge einer vorausgehenden Diplomarbeit ein Abschirmungsmantel aufgebaut worden [Hei06]. Er besteht aus einer 15-20 cm äußeren Bleischicht und aus einer 5 cm dicken inneren Kupferschicht, welche eine große Detektorkammer (Volumen: 13,5 l) umfasst. Insgesamt wurden etwa 4 t Blei und 300 kg Kupfer eingesetzt.

Die Bleischicht selbst setzt sich aus Bleiziegeln zusammen, die zuvor gereinigt werden mussten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde an der letzten Reinigungsaktion teilgenommen; die einzelnen Reinigungsschritte dieser Methode, die sich für Blei bewährt hat, sollen hier exemplarisch dargestellt werden:

1. Entfettung mit Aceton
2. Essigsäurebad: 300 ml Essigsäure (CH_3COOH) in 30 l deionisiertem Wasser ($\text{H}_2\text{O}_{deion.}$)
3. Ätzbad: 300 ml Salpetersäure (HNO_3) und 3 l Wasserstoffperoxid (H_2O_2) in 27 l $\text{H}_2\text{O}_{deion.}$
4. 2-mal wiederholtes Bad in destilliertem Wasser: 30 l $\text{H}_2\text{O}_{dest.}$

Dabei lag jeder einzelne Bleiziegel etwa 5 Minuten in den einzelnen Bädern.

Die aufgestapelten Bleiziegel sind so verzahnt, dass keine direkte Sichtlinie von außen nach innen in die Detektorkammer besteht. Aus ähnlichen Überlegungen wurde der sog. *Kühlfinger*, der die Kälte vom Stickstoff-Dewar zum Halbleiter-Detektor (s. Abb. 3.5) transportiert, „verwinkelt“ in die passive Abschirmung eingebaut (s. Abb. 2.1).

2.2.3 Intrinsische Kontamination der Detektorbauteile

Letztlich muss dafür gesorgt werden, dass Bauteile des Detektors möglichst geringe intrinsische Verunreinigungen aufweisen. Dies erfordert unter Umständen Kompromissbereitschaft: So sollte

² Andere Labore wie die *Nearest Low Background Facility* in Baksan, wo das IGEX-Experiment untergebracht war (s. Halbleiterdetektoren in Kap. 1.3.3), benutzen neben den 50 cm dicken niederaktiven Zementwänden zusätzlich eine 50 cm dicke Dunit-Schicht und eine 8 mm dicke Stahlverkleidung [Smo07].

³ d.h. Bergung von versunkenen Schiffen aus römischer Zeit, die Blei an Bord hatten.

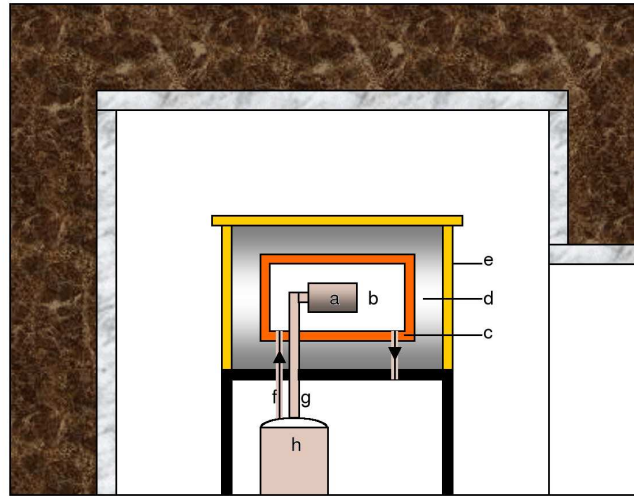


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des neuen unterirdischen Low-Level-Gammaspektrometers CORRADO: a: Detektor („Gammaspektrometer“ im engeren Sinn); b: Detektorkammer; c: Innere Kupferschicht; d: Bleiabschirmung; e: Myonveto-System; f: N_2 -Pipeline zur Spülung der Detektorkammer; g: Kühlfinger; h: N_2 -Dewar.

die Vorverstärker-Elektronik, welche die Signale vom Detektor zum ersten Mal verstärkt, möglichst nahe am Detektor stehen. Liegt sie weiter entfernt, vermeidet man deren Untergrundbeitrag, es führt aber auch zu einem Verlust der Energieauflösung.

Um zudem vorhandene Oberflächenkontaminationen der Bauteile des Detektors zu entfernen, müssen sie im Voraus vom Hersteller gereinigt und in einem Reinraum zusammengebaut werden.

2.2.4 Luftkontamination

^{222}Rn und dessen Tochternuklide (s. Abb. A.3) liefern den Hauptbeitrag zur *Luftkontamination*⁴; ^{222}Rn liegt als leicht diffusives Edelgas in zeitlich stark variablen Konzentrationen (im LLL des MPIK bei Durchlüftung: $(10 - 100) \text{ Bq/m}^3$) in der Luft vor und kann etwa durch undichte Stellen in die Detektorkammer gelangen und dort zerfallen.

Im einfachsten Fall kann man diesen Einfluss dadurch vermeiden, dass die luftdicht gebaute Detektorkammer evakuiert und mit Stickstoff gefüllt bzw. gespült wird.

Im Fall von CORRADO wurde ein Pipeline-System in die passive Abschirmung integriert⁵, das mit dem Stickstoff-Dewar verbunden ist und einen kleinen Bruchteil des verdampfenden Stickstoffs in die Detektorkammer leitet. Diese verfügt dann über ein zweites Rohrsystem, das den Stickstoff wieder abführt. Die Detektorkammer wird somit permanent gespült.

2.3 Tiefenabhängiger Untergrundbeitrag

Ein weiterer Untergrundbeitrag ist auf die *Kosmische Strahlung* zurückzuführen. Unterschiedliche Beschleunigungsmechanismen auf der Sonnenoberfläche (Flares, Korona), in Supernova-Explosionen, in aktiven Galaxienkernen u.a. sorgen für einen hochenergetischen Teilchenfluss, der

⁴Hingegen trägt ^{220}Rn wegen seiner Kurzlebigkeit nur in geringem Maße bei.

⁵Dies wurde im Rahmen dieser Arbeit abgeschlossen.

vorwiegend aus Protonen und vollständig ionisierten schweren Kernen besteht [Uns99]. Beim Eintritt in die Erdatmosphäre wechselwirken sie mit den Nukleonen des Mediums über die *Starke Wechselwirkung* unter Bildung einer Sekundärstrahlung bestehend aus einzelnen Nukleonen, Hyperonen und insbesondere π -Mesonen.

Die baryonische Komponente dieser Sekundärstrahlung kann eine Nukleonenkaskade hervorrufen. Neutrale Pionen π^0 zerfallen fast instantan in jeweils zwei Gammaquanten, die ihrerseits elektromagnetische Kaskaden auslösen. Die geladenen $\pi^{+/-}$ -Mesonen hingegen zerfallen in (Anti-)Myonen und (Anti-)Neutrinos.

Der auf Meereshöhe ankommende Teilchenfluss beträgt durchschnittlich für Myonen $190/(m^2 \cdot sec)$, für Neutronen $65/(m^2 \cdot sec)$, für Elektronen $45/(m^2 \cdot sec)$ und für Protonen $2/(m^2 \cdot sec)$ [Heu93] und würde v.a. durch die Sekundär-Neutronen in Prozessen des Neutroneneinfangs, der inelastischen Neutronenstreuung oder der Aktivierung der Abschirmungsmaterialien einen hohen Untergrundbeitrag hervorrufen.

Um dies zu vermeiden, werden Low-Level-Experimente inklusive Low-Level-Gammaspektrometer in unterirdischen Labors aufgebaut.

Abb. 2.2 zeigt, wie effektiv die Sekundärstrahlung kosmischen Ursprungs durch unterschiedliche Gesteinsschichten abgeschirmt wird:

Die Elektronen und Protonen werden bereits oberirdisch absorbiert. Bei den Sekundärneutronen reichen 15 m w.e.⁶ an Gestein aus, um sie abzuschirmen. Dem gegenüber haben v.a. hochenergetische Myonen eine hohe Eindringtiefe.

Es stellt sich unmittelbar die Frage, wie man den Myonenfluss minimieren kann.

2.3.1 Tiefgelegene Untergrundlabors

Als bestmöglichen Lösungsweg werden diese Experimente in tiefgelegenen Untergrundlabors durchgeführt.

So ist etwa der Myonenfluss der in einer Tiefe von 3800 m w.e. gelegenen Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) im Vergleich zur Rate auf Meereshöhe um 6 Größenordnungen reduziert [Mei06]. Sämtliche dort untergebrachten Großexperimente, das GERDA-Experiment inklusive, profitieren davon.

Bezüglich der Low-Level-Gammaspektroskopie hat das MPIK Heidelberg dort einige Germanium-Detektoren installiert. Unter Ausnutzung der niederen Umgebungsaktivität im Dolomitgestein des Gran-Sasso Massivs, unter Ausschluss des myoninduzierten Untergrunds und unter strenger Auswahl aller verwendeten Materialien zum Bau des Detektors und dessen Abschirmung, können mit dem sensitivsten davon, genannt GeMPI I (mit seinem großen Detektorkammervolumen von 15 l) Sensitivitäten bis zu $10 \mu\text{Bq/kg}$ (entsprechend 10^{-12}g/g an ^{238}U , ^{232}Th und 10^{-12}g/g an ^{40}K) erreicht werden [Heu05].

2.3.2 Untergrundlabors in geringen Tiefen

Nicht allzu tief gelegene Untergrundlabors sind zwar kostengünstiger, dem Myonenfluss jedoch stärker ausgesetzt.

Im Falle des Heidelberger LLL am MPIK, das in 15 m w.e. liegt, ist der Myonenfluss nur um einen Faktor 2 bis 3 verringert (s. Tab. 2.2). Die nicht aufgehaltene Myonen führen nun zur Bildung von Tertiärprodukten:

- Hochrelativistische Myonen induzieren beim Durchdringen des Abschirmungsmaterials um den Detektor elektromagnetische Kaskaden und in nuklearen Reaktionen weitere Nukleonen und Mesonen. Dabei annihilieren freigewordene Elektron-Positron-Paare, abgebremste freie Elektronen erzeugen ein Bremsstrahlungsspektrum.

⁶Tiefenangabe in Wasseräquivalent (*water equivalent*) [m w.e.]

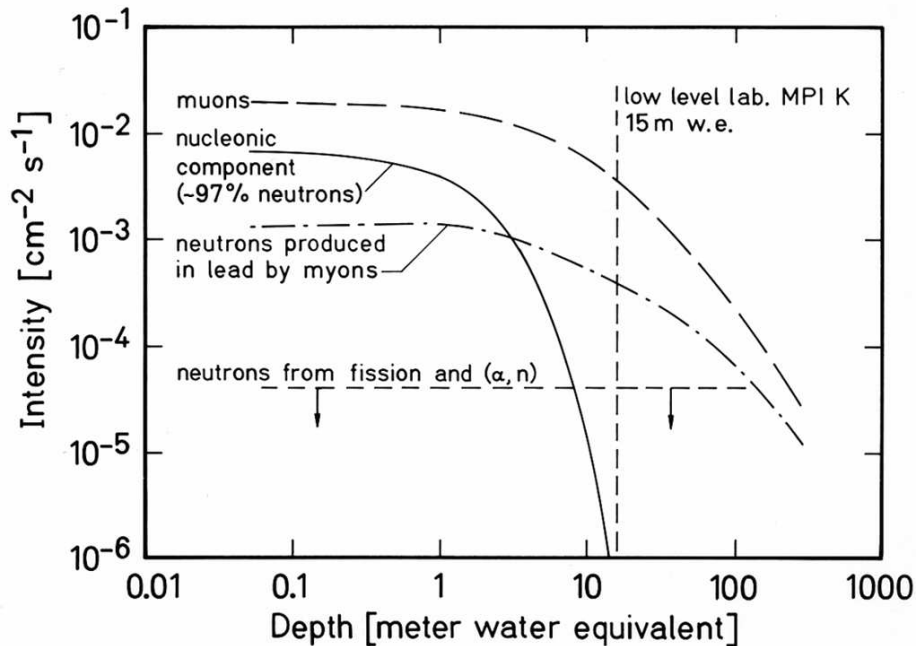


Abbildung 2.2: Abschwächung der kosmischen Strahlung mit zunehmender Tiefe in [m w.e.]. Quelle: [Heu93b]

- Schwach energetische Myonen können sogar gänzlich abgebremst werden und zerfallen. Für negativ geladene Myonen besteht zudem die Möglichkeit, von Nukleonen eingefangen zu werden: In diesem Fall nimmt die Kernladungszahl Z um 1 ab, und etliche tertiäre Neutronen können freigesetzt werden, die ihrerseits einen Untergrundbeitrag liefern [Heu93].

Als Gegenmaßnahme bieten sich Antikoinzidenzdetektoren an, die man extern um die passive Detektorabschirmung anbringt. Ihre Aufgabe besteht darin, durchfliegende Myonen zu detektieren und den Messvorgang des eigentlichen Gammaspektrometers kurzzeitig zu unterbrechen.

2.4 Das neue Myonveto-System

2.4.1 Anforderungen an das neue Myonveto-System

Ein Antikoinzidenz-System, das den Ansprüchen eines nicht tiefgelegenen Untergrundlabors wie im Falle des LLL am MPIK gerecht werden will, sollte folgende Eigenschaften aufweisen:

1. Optimale Detektionseffizienz: Dies impliziert eine hohe Signalverstärkung, eine hohe Zeitauflösung⁷ und Stabilität des Betriebs.
2. Flächendeckung (aktives Volumen): Die gesamte äußere passive Ummantelung des Detektors sollte abgeschirmt werden.
3. Langlebigkeit (typisch: Jahre), Wartungsfreiheit und Ökonomie (günstige Lösung).

⁷D.h., einerseits soll die Relaxationszeit nach Detektion eines Signals möglichst klein sein, andererseits soll die intrinsische Kontamination, die zusätzlich Signale induziert und die Totzeit erhöht, klein sein.

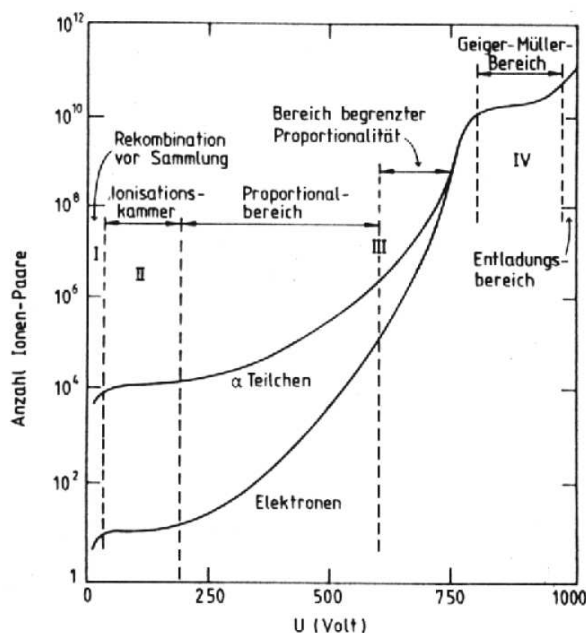


Abbildung 2.3: Anzahl der Ionenpaare (Mittelwerte) in Abhängigkeit von der angelegten Hochspannung bei gasgefüllten Detektoren; der Kurvenverlauf hängt i.A. stark vom verwendeten Zählgas ab. Der vorliegende Graph stellt nur einen Einzelfall dar. Quelle: [Kle84]

Etliche Systeme sind in der Vergangenheit mit NaI(Tl) und mit Ge-Spektrometern ausgetestet worden, welche die obigen Bedingungen annähernd erfüllen (s. [Bra73] und [Heu91]). Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein System aus Vieldrahtproportionalkammern aufgebaut und in Betrieb genommen. Dies wird im Mittelpunkt dieses Kapitels stehen. Vor- und Nachteile in Bezug auf alternative Systeme werden am Ende des Kapitels zusammengefasst.

2.4.2 Funktionsweise von Vieldrahtproportionalkammern

Elektrostatik Eine Vieldrahtproportionalkammer, kurz MWPC (*Multiwire Proportional Chamber*), besteht aus einer Vielzahl von Anodendrahten, die in einer Ebene ohne trennende Zwischenwände eingebettet sind (s. Abb. 2.4). Ihnen gegenüber stehen zwei Kathodenplatten. Das zu Grunde liegende Detektionsprinzip ist allen gasgefüllten Detektoren eigen: Einfallende Teilchen wie Myonen setzen in Ionisierungsprozessen des Zählgases Elektron-Ionen-Paare frei, die dann zu den unter Spannung stehenden Elektroden wandern. Die gesammelte Ladung erzeugt dann ein Signal, das von der Elektronik weiterverarbeitet wird.

Je nach Stärke der angelegten Spannung können 4 Prozessarten beobachtet werden (s. Abb. 2.3): Im sog. *Rekombinationsbereich* ist die Spannung klein, so dass die wenigen ionisierten Elektronen teilweise oder sogar vollständig mit Ionen rekombinieren.

Im sog. *Ionisationsbereich* wandern sämtliche Primärelektronen und -ionen, die erzeugt wurden, zu den Elektroden, wo sie ein Signal induzieren, dessen Amplitude linear proportional zur Anzahl der gesammelten Ladungen und somit zur Energiedeposition des Teilchens im Zählgas ist. Solche Signale sind schwach und heben sich kaum vom Untergrund ab.

Bei hinreichend hoher Spannung U_0 lösen Primärelektronen über Stoßionisation Elektronenlawinen aus. Man erhält für das elektrische Feld $\vec{E}(\vec{r}) = -\vec{\nabla}\Phi(\vec{r})$, wobei $\Phi(\vec{r})$ dem elektrischen Potential entspricht, in unmittelbarer Anodendrahtnähe approximativ die Lösung des azimutal-symmetrischen Drahtes [Gru93]:

$$\vec{E}(r) = \frac{C \cdot U_0}{2\pi \cdot \epsilon_0} \cdot \frac{1}{r} \cdot \vec{e}_r \quad (2.1)$$

Darin ist C die Kapazität, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante und $r = |\vec{r}|$ der radiale Abstand.

Daraus wird ersichtlich, dass v.a. in Anodendrahtnähe hohe Feldstärken auftauchen; genau hier kommt es nach Erreichen einer ausreichend starken Hochspannung zur Gasverstärkung. An diesem Punkt stellt sich die Frage, wie die Gasverstärkung bzw. die resultierende Signalamplitude von der Spannung U_0 abhängt.

Um dies zu klären, betrachte man die Anzahl N_0 der Primärelektronen, die durch ein ionisiertes Teilchen erzeugt wurden. Ab einer kritischen Feldstärke $E(r)_K$ ist nach einer mittleren freien Weglänge $\frac{1}{\alpha}$ die Zahl auf $N(x) = N_0 \cdot e^{\alpha \cdot x}$ gestiegen.

Es lässt sich zeigen [Gru93], dass α („1. Townsend Koeffizient“) proportional zur kinetischen Energie ϵ der einzelnen Elektronen ist; ϵ ist wiederum proportional zur angelegten Spannung U_0 . Damit wächst aber die Gasverstärkung (*Gain, Multiplicity*) $M = N_0/N$ mit e^{U_0} . Man ist im sog. *Proportionalitätsbereich*.

Erhöht man abermals die Spannung U_0 , kommt man in einen Bereich, in dem das induzierte Signal unabhängig von der ursprünglichen Energiedeposition ist: Vereinzelt Elektronenlawinen induzieren ihrerseits andere Kaskaden und produzieren somit zusätzlich zeitversetzte Signale. Man ist im sog. *Sättigungsbereich (Geiger-Müller)*. Insgesamt entstehen lange Totzeiten, auch weil die langsamer driftenden Ionen-Raumladungszonen Zeit brauchen (typischerweise 10^{-4} sec), sich zu neutralisieren.

Aus diesen Überlegungen wird klar, dass man MWPC im Proportionalitätsbereich betreiben möchte, da hier einerseits die erzeugten Signale ausreichend stark sind, andererseits entstehen noch nicht unnötig lange Totzeiten wie im Sättigungsbereich.

Beschaffenheit des Zählgases Zählgase in MWPC sollen möglichst hohe Gasverstärkungen M innerhalb eines breiten Proportionalitätsbereichs gewährleisten. Dabei haben sich Edelgase in Kombination mit sog. *Löschgasen (Quenching gas)* als geeignet erwiesen. Inerte Gase nehmen eine Sonderstellung ein, da sie in Ionisationsprozessen nur Photoabsorption oder Emission (nach Anregung) eingehen können. Energiedissipation, etwa durch inelastische Prozesse, findet nicht statt. Dadurch wird die Energiedeposition in Anzahl an freigesetzten Primärelektronen optimal umgesetzt. Zudem nimmt ihr Wirkungsquerschnitt innerhalb der Edelgasklasse mit zunehmender Kernladungszahl Z zu, weshalb Xenon oder Krypton die besten Kandidaten wären. Da sie aber deutlich teurer sind als Argon, wird meistens letzteres verwendet.

Die erreichbare Gasverstärkung liegt im Bereich von 10^3 - 10^4 , bevor die UV-Strahlung⁸ dominiert und selbständige Entladung induziert.

Um die UV-Strahlung zu unterbinden und damit noch höhere Verstärkungen bis zu 10^6 zu erhalten, werden kleine Mengen an *Löschgasen* beigefügt. Dabei handelt es sich um organische (z.B. CH_4) oder inorganische (z.B. CO_2) polyatomare Gase, die viele nicht-radiative Anregungszustände besitzen (Rotations- und Vibrationsfreiheitsgrade). Die durch die UV-Strahlung angeregten Moleküle des Löschgases geben die überschüssige Energie entweder über elastische Stöße oder über Dissoziation in simple Radikale ab. Andererseits können die an der Kathode ionisierten Moleküle neutralisiert werden oder zu einfacheren Molekülen (Dissoziation) oder komplexeren Verbindungen (Polymerisation) rekombinieren.

Eine oft benutzte Mischung, deren Handelsname P10 lautet, besteht aus 90% Argon und 10% Methan und kommt auch für das vorliegende Myonveto-System zum Einsatz.

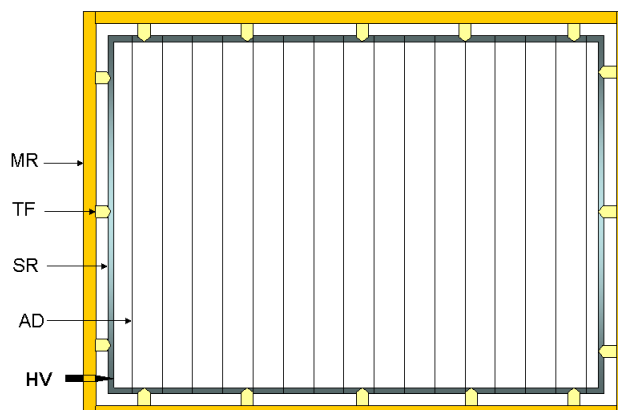


Abbildung 2.4: Blick in das Kammerinnere einer MWPC: Der Messingrahmen (MR) hat auf der Innenseite Teflonfüße (TF), auf denen der mit den Anodendrähten (AD) bespannte Stahlrahmen (SR) fixiert ist; über einen HV-Anschluss (HV) wird der Stahlrahmen unter Hochspannung gesetzt.

2.4.3 Bau von Vieldrahtproportionalkammern für das Myonveto-System

Der neue Low-Level-Gammaspektrometer CORRADO besitzt eine passive Bleiabschirmung mit Kantenlängen $l_x = 66 \text{ cm}$, $l_y = 71 \text{ cm}$ und $l_z = 87 \text{ cm}$.

Um zu vermeiden, dass Myonen aus unterschiedlichen Richtungen in die Bleiabschirmung eindringen und dort Tertiärprodukte bilden, sollte man die resultierende Gesamtfläche von $3,32 \text{ m}^2$ mit Hilfe von 6 MWPC gänzlich abdecken. Da nun aber der von unten kommende Myonenfluss sehr gering ist, wurde entschieden, nur 5 MWPC aufzubauen, welche die Bleiabschirmung oben und seitlich abdecken. Die resultierende Gesamtfläche ist nach wie vor groß, nämlich $2,75 \text{ m}^2$. Drei ältere MWPC standen schon zur Verfügung, weitere zwei wurden im Rahmen dieser Arbeit aufgebaut. Die einzelnen Arbeitsschritte sollen hier kurz dargestellt werden.

Spannen von Anodendrähten Die erste Aufgabe bestand darin, den Anodendraht auf einen Stahlrahmen (Außenlänge $S_l = 79 \text{ cm}$, Außenbreite $S_b = 66 \text{ cm}$) aufzuspannen.

15 kleine 1-2 mm tiefe Einkerbungen wurden jeweils auf den längeren Seiten des Stahlrahmens in exakt 50 mm Abstand eingeritzt, die das Einspannen des Anodendrahtes in äquidistanten Abständen gewährleisten.

Das Einspannen des Drahtes selbst war mit folgender Problematik verknüpft:

Einerseits werden Drähte verwendet, die typischerweise einen Durchmesser d von $10\text{-}50 \mu\text{m}$ haben. Dies ist nötig, da entsprechend Gl.(2.1) erst in Anodendrahtnähe von Drähten mit solchem Durchmesser im verwendeten Hochspannungsbereich ausreichend hohe Feldstärken vorliegen, die zur Bildung von Elektronenlawinen führen. Mechanisch betrachtet sind die Reißspannungen T_Z dementsprechend gering.

Andererseits ist bekannt [Sau77], dass – v.a. bei großflächigen MWPC – die Anodendrähte unter hoher elektrischer Spannung U_0 in keinem stabilen Gleichgewicht liegen. Jeder Draht wird alternierend in eine andere Richtung ausgelenkt und bewirkt somit Feldinhomogenitäten und demnach lokalabhängige Gasverstärkungsfaktoren $M=M(U_0, x, y, z)$. Erst bei genügend hoher mechanischer Spannung $T > T_K(U_0)$ wird diese Auslenkung unterbunden. Darin ist $T_K(U_0)$ die kritische me-

⁸ UV-Photonen entstehen durch Abregung von ionisierten Atomen oder durch Herauslösen von Elektronen aus der Kathode durch die positiv geladenen Ionen.

chanische Spannung⁹.

Im Prinzip sollte also für die eingestellte mechanische Spannung T gelten: $T_Z > T > T_K(U_0)$ ¹⁰. Der hier verwendete Gold/Wolfram-Anodendraht mit $50\ \mu\text{m}$ Durchmesser von der Firma *GOOD-FELLOW* ergab eine Zugfestigkeit T_Z von $(2,037 \pm 0,102) \cdot 10^8\ \text{N/m}^2$; als geeignete Spannung T_{spez} erwies sich $1,202 \cdot 10^8\ \text{N/m}^2$, das etwa $T_Z/2$ entspricht: einerseits ist der Draht gut gespannt zu sein, andererseits reißt der eingespannte Anodendraht bei kleinen Vibrationen des Stahlrahmens oder bei Direktkontakten nicht sofort.

Beim Bespannen der vorliegenden MWPC konnte nun erreicht werden, dass ein einziger durchlaufender Draht (ca. 10 m) die Anodendrahtreihen aufspannt, wobei stets die Spannung T_{spez} pro Drahtabschnitt eingestellt werden konnte. Dies hat den Vorteil, dass Drahtspitzen, die zu Spitzenentladungen führen könnten, nur am Anfang- und Endpunkt auftauchen, weitere Feldinhomogenitäten werden vermieden.

Anschließend wurden die Anodendrähte mit Flüssig-Stickstoff übergossen, um auf eine schonende, aber effektive Art Staubpartikel zu entfernen. Die hier verwendeten vergoldeten Wolfram-Drähte sind zusätzlich gegenüber Verunreinigungen sehr resistent, so etwa auch gegenüber polymerisierten freien Radikalen (aus den Löschgasen), die sich mit der Zeit auf den Anodendrähten ablagern, den Anodendurchmesser vergrößern und dadurch die Gasverstärkung reduzieren. Eine genaue Darstellung der Gegenmaßnahmen zur Verlängerung der Lebensdauer wird in [VaV86] und [Tit04] präsentiert.

Die Kathodenplatten und der HV-Anschluss Nach diesem ersten Arbeitsschritt wurde ein 4 cm hoher Rahmen aus Messing angefertigt, auf der Ober- und Unterseite mit Abdichtringen versehen und mit einer der beiden Kathodenplatten verschraubt. Auf den Innenseiten des Messingrahmens wurden dann Teflonfüße montiert und darauf der mit Anodendrähten bespannte Stahlrahmen fixiert; auf diese Weise konnte gewährleistet werden, dass der Stahlrahmen in einem Abstand von 2 cm vom äußeren Messingrahmen samt den Kathodenplatten isoliert ist.

Schließlich wurde der Hochspannungsanschluss (*High Voltage* (HV)) im Messingrahmen integriert (s. Abb. 2.5) und über einen 1 mm dicken Silberdraht mit dem Stahlrahmen verbunden. Dabei wurde besonders darauf geachtet, dass es in diesem kritischen Bereich zu keinen Spitzenentladungen mit dem geerdeten Messingrahmen kommen kann: eine Keramikisolierung um den HV-Anschluss, ein 1 cm langer Polyimid-Schlauchabschnitt und gut gelötete Kontaktstellen (ohne Spitzen) waren die Gegenmaßnahmen.

Anschließend wurde die zweite Kathodenplatte mit Aceton gründlich gereinigt und anschließend mit dem Messingrahmen verschraubt, wobei die Kontaktfläche mit einem O-Ring zur besseren Abdichtung versehen wurde.

2.5 Testen des neuen Myonveto-Systems

2.5.1 Ermittlung der idealen Arbeitsspannung

Nachdem ein erster Test ergab, dass alle 5 MWPC arbeiten¹¹, ging man über, die ideale Arbeitsspannung zu ermitteln, die das Betreiben der MWPC im Proportionalitätsbereich erlaubt. Dieser

⁹V.a. die Signatur von schwachen Energiedepositionen sollen in schwachen Feldstärke-Regionen nicht gänzlich verschwinden. Zum anderen sollen keine lokale Felstärkemaxima außerhalb der vorgesehenen Anodendrahtregionen auftreten, die Funkentladungen bei kleinen Werten der Hochspannung implizieren.

¹⁰Da $T_K(U_0)$ mit der angelegten Hochspannung U_0 zunimmt, ist es wichtig, dass die materialspezifische T_Z möglichst groß ist. Andererseits sollte man erreichen, dass der Proportionalitätsbereich schon bei kleinen Hochspannungen (typisch: bis 5 kV) einsetzt: dies kann z.B. erreicht werden durch einen erhöhten Edelgas-Anteil im Zählgas.

¹¹Jede einzelne der z.T. noch undichten MWPC wurde mit einem hohen P10-Fluss gespült. Die Hochspannung wurde erhöht, bis erste vorverstärkte Signale auf dem Oszilloskop sichtbar wurden. Die Hochspannung lag dabei im Bereich von 1-2 kV.

KAPITEL 2. AUFBAU DES MYONVETO-SYSTEMS FÜR EINEN NEUEN LOW-LEVEL-GAMMASPEKTROMETER

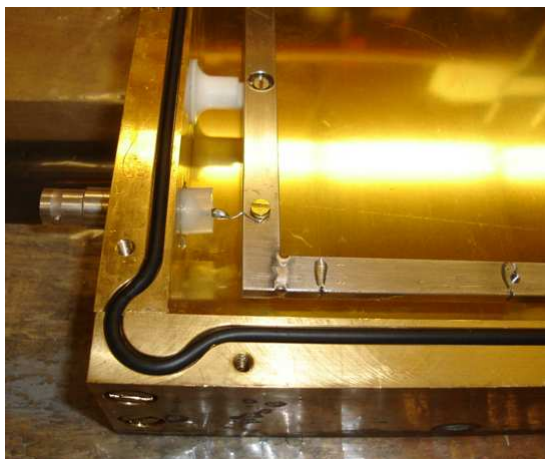


Abbildung 2.5: Blick in die offene MWPC: der HV-Anschluss ist über einen Silberdraht mit dem Stahlrahmen verbunden.

ist nämlich von vielen Parametern (z.B. Zählgasart, Anodendrahtabstände untereinander und zu den Kathodenplatten) abhängig.

Eine erste Möglichkeit, den *Proportionalitätsbereich* zu bestimmen, besteht darin, die Hochspannung U_0 zu erhöhen und den Bereich im aufgezeichneten „Pulshöhen-Spektrum“ (vgl. Abb. 2.3) einzugrenzen, in dem die mittlere Amplitude der Signale exponentiell mit U_0 zunimmt (vgl. 2.4.2). Eine einfachere Methode, die hier letztlich zum Einsatz kam, ist das Aufzeichnen der sog. „Zählraten-Kurven“ („*Counting-rate-curve*“). Das Prinzip besteht darin, die vorverstärkten Signale, die sich oberhalb einer eingestellten Diskriminatorschwelle vom Untergrundrauschen abheben, zu gegebener Hochspannung U_0 für ein vordefiniertes Zeitintervall Δt zu zählen.

Dazu stellte man die MWPC in eine horizontale Lage und nutzte den Myonenfluss als primäre Signal-Quelle aus. Die Zählrate für 3 der 5 MWPC sind in Abb. 2.6 dargestellt.

Die Korrelation zum Pulshöhen-Spektrum (s. Abb. 2.3) kann folgendermaßen beschrieben werden: Im *Ionisationsbereich* erzeugen die Energiedepositionen normalerweise Signale mit Amplituden, die noch im Untergrundrauschen (hier: $\pm 5 \text{ mV}$) liegen; solche Signale können die Diskriminatorschwelle (hier: ca. $+30 \text{ mV}$ eingestellt) nicht überschreiten. Die resultierende Zählrate ist Null. (Bereich II in Abb. 2.6)

Bei Beginn der Gasverstärkung reichen die Signalamplituden allmählich aus, um über die Diskriminatorschwelle zu kommen. In Abb. 2.6 verzeichnet man an dieser Stelle einen Anstieg.

Beim Erreichen des Plateaus in Abb. 2.6 schaffen es dann alle Signale, über die Diskriminatorschwelle zu kommen; man befindet sich im *Proportionalitätsbereich* (II), auch schwache Signale erfahren eine hohe Gasverstärkung.

Ein ionisierendes Teilchen induziert bei zunehmender Spannung im *Proportionalitätsbereich* weiterhin nur ein Signal; die einzige Änderung besteht in der Amplitudenvergrößerung, die ja im Zählraten-Spektrum nicht sichtbar wird. Bei konstantem Teilchenfluss bleibt somit die Anzahl an detektierten Teilchen bzw. an gezählten Signalen konstant. Man befindet sich auf dem Plateau (typische Breite: einige 100 V).

Beim Übergang zum *Sättigungs-Bereich* (Bereich IVb in Abb. 2.6) kommt es wieder zu einem Anstieg der Zählrate.

Laut den experimentell ermittelten Zählratenkurven beginnt der *Proportionalitätsbereich* bei allen¹² MWPC im Bereich von 2,0 kV; die Breite des Plateaus selbst beträgt (0,3-0,4) kV; dies

¹²In Abb. 2.6 sind wegen der Übersicht nur die Zählraten-Kurven für 3 MWPC, nämlich der Vorderkammer

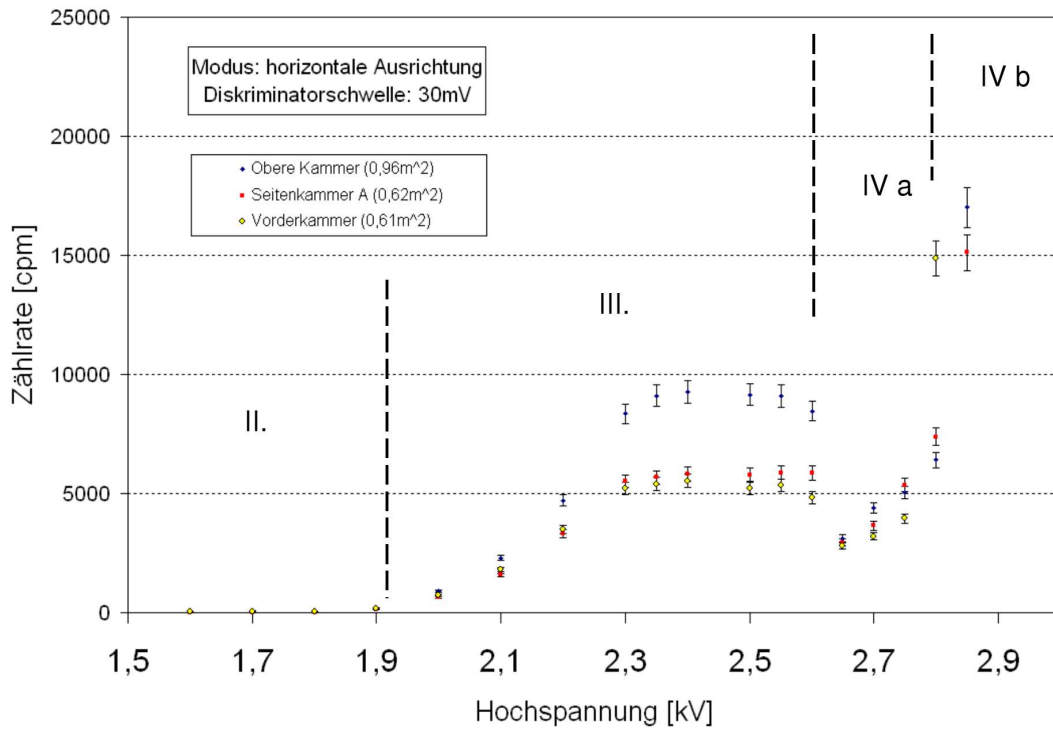


Abbildung 2.6: Gemessene Zählraten-Kurven für die vordere Kammer (MWPC-1), für eine Seitenkammer (MWPC-3) und für die obere Kammer MWCP-5 (vgl. Abb. A.6): erwartungsgemäß ist die Zählrate auf dem Plateau bei der MWCP-5 höher als bei MWPC-1 und MWPC-3, da die Auftrittsfläche (s. Zahl in Klammer in der Graphik) bzw. das aktive Volumen größer ist.

ermöglicht das Betreiben aller MWPC mit derselben Arbeitsspannung U_0 (s. HV-Teiler in Abb. 2.7). Die Feineinstellung von U_0 erfolgt in Kap. 2.6.2.

Letztlich sei auf den Bereich IVa hingewiesen, der eine Abnahme der Zählrate nach dem Plateau (im Bereich III) und vor dem erneuten Anstieg (Bereich IVb) aufweist. Dieses Phänomen wird bei allen Kammern beobachtet. Es handelt sich dabei um einen Übergang zu einem „gedämpften“ Sättigungsbereich; dies wird v.a. bei MWPC mit relativ dicken weitauseinander liegenden Anodendrähten und unter Benutzung von kleinen Konzentrationen an Löschgasen beobachtet [Sau77]. Diese Eigenschaften sind gerade hier erfüllt¹³. Nach dem Teilchendurchgang bildet sich ein weit-ausgedehnter Ionenschlauch im Bereich des Anodendrahtes, der nur langsam zu den Kathoden diffundiert. Es entstehen dabei lange Totzeiten des aktivierten Anodenabschnittes. Bei konstantem Teilchenfluss werden daher nicht alle Teilchen registriert; die Zählrate sinkt, bis die Vervielfachung von einzelnen Signalen im Geiger-Müller-Bereich dominierend wird.

(baugleich zur hinteren Kammer mit fast identischem Spektrum), der Seitenkammer A (baugleich zur Seitenkammer B mit ähnlichem Spektrum) und der oberen Kammer.

¹³Typische Werte: Anodenabstände: einige mm, Anodendrahtdurchmesser (10-20) μ m

KAPITEL 2. AUFBAU DES MYONVETO-SYSTEMS FÜR EINEN NEUEN LOW-LEVEL-GAMMASPEKTROMETER

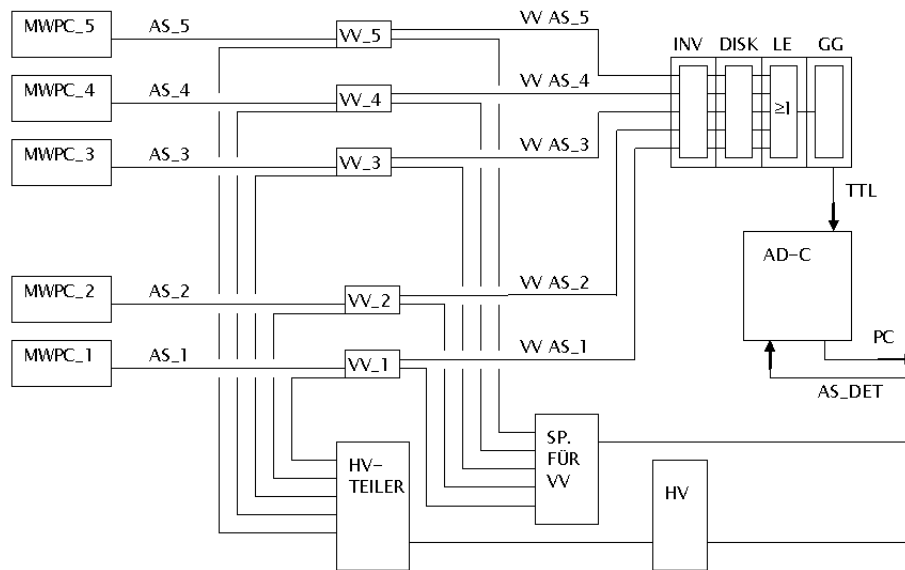


Abbildung 2.7: Schematischer Überblick zur Auslese-Elektronik des neuen Myonveto-Systems; Abkürzungen: MWPC: Vieldrahtproportionalzählrohr, AS: analoges Signal, VV Vorverstärker, VVAS: vorverstärktes analoges Signal, HV-Teiler: Hochspannungsteiler, SP FÜR VV: Spannungsversorgung für den Vorverstärker, HV: Hochspannung, INV: Inverter, DISK: Diskriminator, LE: Logische Einheit, GG: Gate Generator, TTL: TTL-Rechtecksignal, AD-C: Analog-Digital-Wandler, ASD: analoges Signal vom Gammaskpektrometer.

2.5.2 Dichtigkeitstests der MWPC

Die 5 MWPC sollen über Verbindungsschläuche miteinander verbunden und mit dem Zählgas P10 permanent durchspült werden. Dabei wurde auf eine geringe Leckrate der MWPC aus folgendem Grund Wert gelegt: Bei kleiner Flussrate kann durch undichte Stellen Luft in die Kammer gelangen; die fluktuierende Konzentration des Zählgases würde zu einer instabilen, abgeschwächten Gasverstärkung führen. Ein erhöhter Fluss könnte dem entgegenwirken, ist aber nicht ökonomisch.

Vor der Montage wiesen alle Kammern eine sehr geringe Leckrate auf.

Bei der Montage wurden die 60-100 kg schweren MWPC mechanisch beansprucht; deshalb wurde nach abgeschlossener Montage eine weitere Messreihe gestartet, um festzustellen, ob neue Leckstellen aufgetreten seien.

Bis auf eine Seitenkammer (MWPC-4) blieben alle Kammern dicht. Im Hinblick darauf, dass die fünf MWPC hintereinandergeschaltet werden, wird die undichte Kammer als letzte durchspült.

Die Messreihen zu den Leckratentests der einzelnen Kammern vor und nach dem Abdichten/Montage sind im Anhang in der Abb. A.5 dargestellt.

2.6 Signalübertragung und Antikoinzidenz-Modus

2.6.1 Schaltplan der Auslese-Elektronik

Genauso wichtig wie die MWPC, welche die Signale produzieren, ist die Auslese-Elektronik, welche die analogen Signale weiterverarbeitet und mit der Elektronik des Gammaskpektrometers während

einer laufenden Messung kommuniziert.

Abb. 2.7 gibt schematisch den Schaltplan des vorliegenden Antikoinzidenz-Systems¹⁴ wieder: Über einen HV-Teiler werden die MWPC unter Hochspannung gesetzt. Die in den MWPC induzierten analogen Signale (AS) werden dann von einem Vorverstärker (VV) an das eigens hergestellte Modul weitergegeben, das folgende Komponenten ausweist:

1. Inverter (INV): Da die vorverstärkten Signale (VV AS) positive Spannungswerte haben und Diskriminatoren (s. nächster Punkt) i.A. negative Spannungswerte verlangen, wurde ein Inverter eingebaut, so dass der Diskriminator nun positive Spannungssignale akzeptiert.
2. Diskriminator (DISK): Mit Hilfe des Diskriminators wird eine Schwelle eingestellt; sie soll hoch genug gesetzt werden, so dass die zahlreichen, wenn auch schwachen, rauschbedingten Signale unterdrückt werden. Andererseits soll sie niedrig genug sein, um schwache myoninduzierte Signale, die knapp über dem Untergrundrauschen liegen, zu detektieren.
3. Logische Einheit (LE): Innerhalb dieser Schaltung ist ein *OR-Gatter* implementiert; im Schaltplan ist diese bool'sche Operation als „ ≥ 1 “ eingezeichnet. Ihre Aufgabe besteht darin, die Signale aus allen 5 Eingängen (entsprechend den 5 MWPC) zu sammeln und sie als eine einzige Signalkette weiterzuleiten.
4. Gate-Generator (GG): Der Gate-Generator erzeugt für jedes analoge Signal, das die Diskriminatorschwelle passieren konnte, ein positives Rechtecksignal, das auch *TTL-Puls*¹⁵ genannt.

Die im letzten Schritt erzeugten TTL-Pulse werden an den AD-Wandler (AD-C) des Gamma-spektrometers weitergeleitet. Beim Eintreffen eines solchen Pulses wird die Messung unterbrochen (sog. „*Antikoinzidenz*“); das Zeitintervall, während dem der Gamma-spektrometer keine Signale aufzeichnen kann, entspricht direkt der eingestellten TTL-Pulslänge Δt_{TTL} .

2.6.2 Feineinstellung der freien Parameter

Nach erfolgreicher Montage¹⁶ des Myonveto-Systems und Inbetriebnahme der Auslese-Elektronik wurde eine Reihe von Untergrundspektren mit dem Gamma-spektrometer aufgenommen; dabei wurde durch Feineinstellung der verstellbaren Parameter der Auslese-Elektronik die optimale Untergrundreduzierung angestrebt.

Die einzelnen Parameter und die gefundenen besten Werte seien hier kurz vorgestellt:

- Setzen der Diskriminatorschwelle: das Untergrundrauschen lag bei allen 5 baugleichen Vorverstärkern bei ca. 10 mV. Die nicht sehr stabile Diskriminatorschwelle wurde bei $(30 \pm 5) \text{ mV}$ eingestellt.
- Setzen der TTL-Pulslänge Δt_{TTL} : Ziel war es, Δt_{TTL} möglichst klein zu wählen, um die resultierende Totzeit klein zu halten. Dabei hängt die Untergrenze im Wesentlichen von zwei Faktoren ab:
 - a) Abklingzeit der elektronischen und hadronischen Kaskaden in der passiven Abschirmung,

¹⁴Bis auf die HV-Versorgung mussten sämtliche Elektronik-Bauteile erst hergestellt werden (Elektronik-Werkstatt am MPIK); sie wurden im Rahmen dieser Arbeit getestet und bei Bedarf mehrmals optimiert.

¹⁵Die zugrundeliegende Schaltung basiert auf dem *Transistor-Transistor-Logic*-Standard.

¹⁶Bei der Montage der MWPC wurde darauf geachtet, die MWPC so aufzustellen, dass sie sich in den Randbereichen teilweise überlappen, um gegenseitig ihre inaktiven Bereiche (Volumenanteil zwischen Stahlrahmen und Kathodenrahmen; vgl. Abb. 2.4) v.a. für Myonen von oben zu überbrücken. Dies konnte großteils gewährleistet werden; nur bei den Seitenkammern wurde der untere Rand (ca. 15 cm) der Bleiabschirmung nicht abgedeckt (s. Kap. 2.7.2).

KAPITEL 2. AUFBAU DES MYONVETO-SYSTEMS FÜR EINEN NEUEN LOW-LEVEL-GAMMASPEKTROMETER

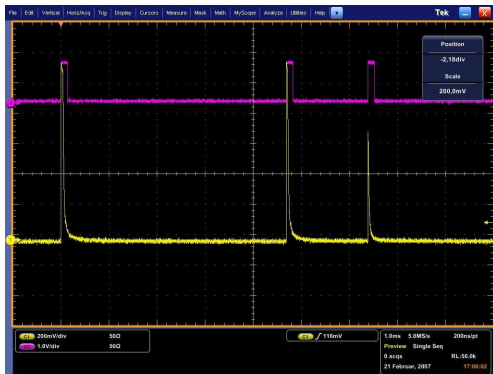


Abbildung 2.8: Für analoge Signale (gelb), die über die Diskriminatorschwelle kommen, werden TTL-Pulse (magenta) mit konstanten Zeitintervallen Δt_{TTL} (TTL) erzeugt.

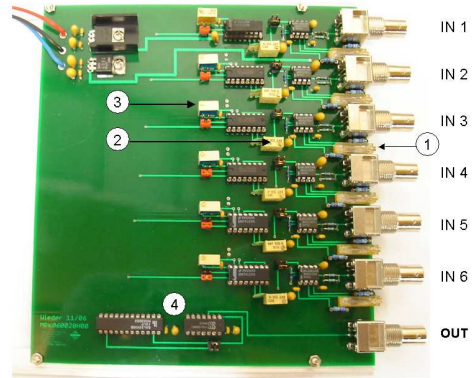


Abbildung 2.9: Das neue Elektronikmodul: 1 Diskriminatorschwellen-Regler; 2 TTL-Puls-Regler; 3 Delay (nicht eingesetzt); 4 Logische Einheit (LE)

welche durch die Myonen induziert wurden. Vorausgehende Arbeiten konnten zeigen, dass unter ähnlichen Bedingungen (15 m w. e. Tiefe; ähnliche passive Abschirmung) eine $\Delta t_{TTL, min} \geq (10 - 20) \mu\text{sec}$ nötig ist, um den Untergrund drastisch zu reduzieren [Heu93]. Andererseits bringen Vergrößerungen des Zeitintervalls um 1 bis 2 Größenordnungen im Vergleich zu diesem Wert $\Delta t_{TTL, min}$ kaum eine Optimierung.

b) Abklingzeit der analogen Signale: da der Gate-Generator nicht flankengetriggert ist, kann es vorkommen, dass das zweite von zwei eng hintereinander folgenden analogen Signalen nicht getriggert wird: Der Signalanstieg des zweiten Signals erfolgt nämlich auf der abklingenden Flanke des ersten Signals. Um dem vorzubeugen, muss Δt_{TTL} groß genug gewählt werden, um solche Signalfolgen zu überbrücken. Der entgültige Wert lag bei ca. $50 \mu\text{sec}$ und ergab eine Totzeit, die kleiner als 1% ist.

- Einstellen der idealen Hochspannung: Für die bisherigen Änderungen wurde als Hochspannung 2,3 kV (Anfang des Plateaus der Zählraten-Kurven; vgl. Abb. 2.6, verwendet. Es zeigte sich, dass eine weitere Erhöhung der Hochspannung die Untergrundreduzierung nicht optimieren konnte.

2.7 Effizienz des neuen Myonveto-Systems

2.7.1 Erreichte Untergrundreduzierung: allgemein

Nach der Ermittlung der optimalen Parameterwerte in Kap. 2.6.2 wurden bei geschlossener, leerer und mit Stickstoff durchspülter Detektorkammer (zur Veranschaulichung s. Abb. 2.1) zwei Spektren bei ein- und ausgeschaltetem Myonveto-System aufgenommen.

Abb. 2.10 zeigt, wie effizient der myoninduzierte Untergrund reduziert wird. Dazu gehört das Annihilationspeak bei 511 keV und das Bremsstrahlungsspektrum, welches unterhalb von 500 keV stark ausgeprägt ist, sich aber auch bis in den oberen Energiebereich erstreckt (vgl. 2.3.2). Ein besser aufgelöstes Spektrum, aufgeteilt in drei Abschnitten, ist im Anhang Abb. A.4 zu finden.

Um den Reduzierungsfaktor $\epsilon = (B_A - B_i)/(B_E - B_i)$ für einen Energiebereich oder für eine einzelne Linie zu ermitteln, muss man neben den beiden Untergrundbeiträgen bei eingeschaltetem (E) und ausgeschaltetem (A) Myonveto-System auch den intrinsischen Untergrundbeitrag B_i des Detektors berücksichtigen. Dieser ist allerdings nicht bekannt; er dürfte jedoch nach der erfolg-

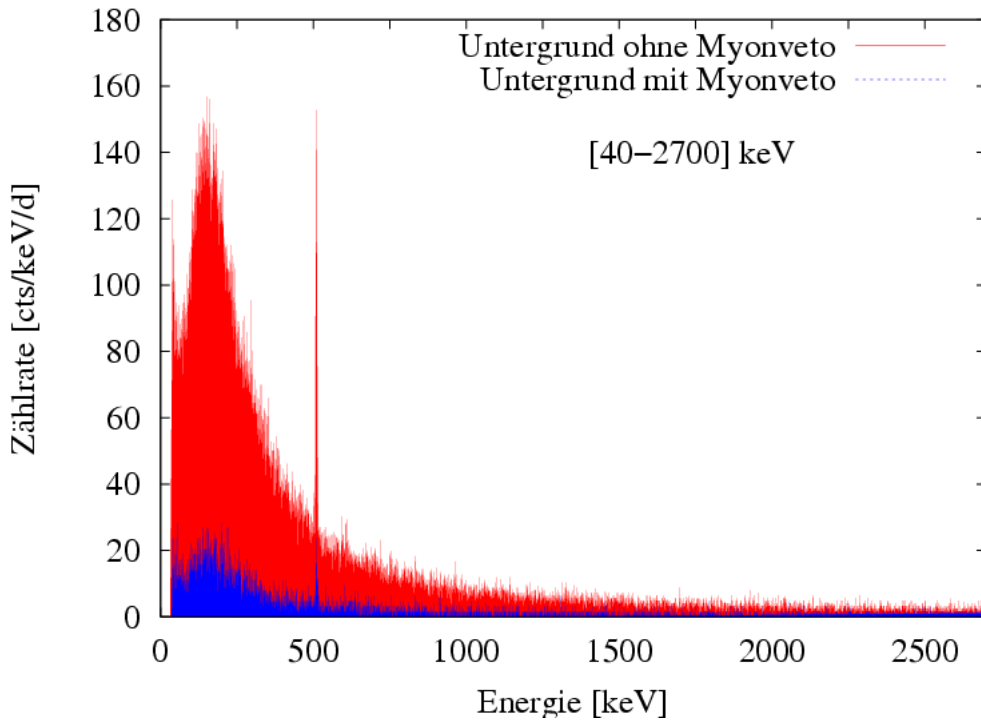


Abbildung 2.10: Untergrundspektren des neuen Low-Level-Spektrometers CORRADO bei ein- und ausgeschaltetem Antikoinzidenz-System; die Detektorkammer war dabei leer und wurde mit Stickstoff durchspült.

ten Materialeselektion zum Bau des Detektors sehr gering im Vergleich zum externen Untergrund sein¹⁷.

Man kann nun aber eine Untergrenze $\epsilon_{MIN} \leq \epsilon$ angeben, bei der angenommen wird, dass $B_i = 0$ gilt. Der wahre Wert von ϵ liegt in jedem Fall darüber.

Tab. 2.1 fasst die Ergebnisse für verschiedene Energiebereiche zusammen. Es zeigt sich, dass der Untergrund um etwa Faktor 10 für sämtliche Energiebereiche verringert werden konnte. Dabei wird der Hauptanteil erwartungsgemäß durch die obere Kammer reduziert, wie eine Einzelmessung ergab: die obere Kammer setzt den Untergrund bereits auf 11,3 cpm im Bereich (40-2700) keV herab. Im Vergleich zur erreichten Untergrundreduzierung durch alle Kammern in diesem Energiebereich entspricht dies dem 73%-igen Anteil.

2.7.2 Vergleich mit dem Low-Level-Gammaspektrometer DARIO

Im LLL des MPIK steht ein zweiter Low-Level-Gammaspektrometer, der DARIO¹⁸ genannt wird. Da sein Myonveto-System ebenso aus MWPC zusammengesetzt ist, da seine passive Abschirmung hinsichtlich Aufbau und Dimensionierung mit denen von CORRADO gut übereinstimmen und beide Detektoren in der gleichen Tiefe von 15 m w.e. aufgestellt sind, bot es sich an, Vergleichsmessungen durchzuführen.

Die entsprechenden Untergrundmessungen erfolgten bei leerer Detektorkammer; im Fall von CORRADO wurde sie permanent mit Stickstoff gespült, im Fall von DARIO wurde die abgedichtete

¹⁷ Methode zur Ermittlung von B_i : Die Detektorkammer muss mit einer ultrareinen Probe hoher Dichte (z.B. elektrolytisch hergestelltem Kupfer) gefüllt werden, wobei die Messung im Idealfall in sehr tiefgelegenen Untergrundlabors erfolgt. Für ein ähnliches Gammaspektrometer konnte unter solchen Bedingungen gezeigt werden, dass die Zählrate für B_i über das gesamte Spektrum nur $\approx 0,1$ cpm betrug [Heu93].

¹⁸ Mit diesem Detektor wurden die Messungen in Kap. 5 durchgeführt.

KAPITEL 2. AUFBAU DES MYONVETO-SYSTEMS FÜR EINEN NEUEN LOW-LEVEL-GAMMASPEKTROMETER

Detektor	Energie [keV]	Zählrate ohne Veto [cpm]	Zählrate mit Veto [cpm]	R_{MIN} [%]
CORRADO	(40-2700)	32,5	3,9	88
	(50-2000)	30,9	3,7	88
	(100-500)	20,3	2,4	88
	511	0,400	0,047	88
DARIO	(40-2700)	26,0	2,4	91
	(100-500)	16,2	1,3	92
	511	0,37	0,025	93

Tabelle 2.1: Erreichte Effizienz des neuen Myonveto-Systems für den Low-Level-Gammaspektrometer CORRADO. Im Vergleich dazu die Effizienz des bereits bestehenden Low-Level-Gammaspektrometers DARIO. Der Reduzierungsfaktor ϵ_{MIN} ist hier über die Reduzierung $R_{MIN} = (B_E - B_A)/B_A$ definiert. Die unterschiedlichen Energiebereiche/-linien entsprechen standardisierten Werten, die von der *Collaboration of European Low-Level Underground Laboratories* (CELLAR) vorgeschlagen wurden.

Kammer evakuiert und anschließend mit Stickstoff gefüllt.

Die Ergebnisse sind in Tab. 2.1 zusammengefasst.

Vergleicht man die aufgenommenen Untergrundspektren bei abgeschaltetem Myonveto-System, so erkennt man, dass der Untergrund für die gewählten Energiebereiche bei DARIO kleiner ist als bei CORRADO, im Bereich (40-2700) keV beträgt der Unterschied etwa 25%. Einer der Gründe hierfür ist die Tatsache, dass die Masse des *aktiven Volumens* von DARIO 0,83 kg und von CORRADO 0,93 kg beträgt und dadurch einen kleineren Detektions-Wirkungsquerschnitt aufweist¹⁹. Die Auswertung der Untergrundspektren der beiden Detektoren bei aktiviertem Myonveto-System zeigte andererseits, dass das Myonveto-System bei DARIO eine größere Reduzierung des Untergrundes (für die vorgegebenen Energieintervalle) liefert als bei CORRADO: Im ersten Fall beträgt sie etwa 93% und im zweiten Fall etwa 88%. Als mögliche Ursache kommt die Tatsache in Betracht, dass die Seitenkammern MWPC-3 und MWPC-4 von CORRADO einen etwa 15 cm breiten Streifen der passiven Bleiabschirmung auf beiden Seiten nicht abdeckt. Dadurch können schräg einfallende Myonen vom Myonveto-System teilweise nicht registriert werden. Eine ergänzende Abdeckung dieser Randgebiete des Detektors (durch Ersetzung der hier verwendeten oder zusätzlich davor montierten MWPC) sollte letztlich eine Optimierung der Detektionseffizienz des Myonveto-Systems bzw. einen noch geringeren Untergrund bei CORRADO bewirken.

2.7.3 Alternative Antikoinzidenz-Systeme

Ein alternatives Antikoinzidenz-System für Low-Level-Spektrometer stellen Plastik- und Flüssigszintillatoren dar. Sie sind deutlich teurer als MWPC, können aber im Unterschied dazu aufgrund der höheren Dichte des Detektionsmediums effektiver muoninduzierte Neutronen detektieren. Dies ist für sehr tiefgelegene Untergrundlabors relevant²⁰, da hier der Untergrundbeitrag durch Neutronen dominierend wird: einerseits werden Neutronen aus spontanen Kernspaltungsprozessen aus dem Fels emittiert, andererseits werden myoninduzierte tertiäre Nukleonen und Mesonen freigesetzt, da die vereinzelt Myonen, welche solche Tiefen noch erreichen, besonders hochenergetisch sind und in erhöhtem Maße nukleare Wechselwirkungen eingehen können²¹.

Plastikszintillatoren sind nun aber bei der Reduzierung vom Untergrundbeitrag, der durch die tertiären Neutronen induziert wird, eingeschränkt durch die Tatsache, dass die Vetosignale (d.h.

¹⁹Die relative Effizienz beträgt für CORRADO 37% und für DARIO 31%.

²⁰In nicht tief gelegenen Untergrundlabors wie am LLL des MPIK dominiert noch der niederenergetische Myonenanteil: dieser produziert vorwiegend elektromagnetische Kaskaden.

²¹Genau diesen Einfluss will man etwa im GERDA-Experiment durch den Plastikszintillator (über dem Locksystem) und den Wasser-Čerenkov-Detektor (als Neutronen-Moderator und Myonveto-System) unterdrücken (vgl. Kap. 1.4.1).

Δt_{TTL}) lang sein müssen (typisch: mehr als $125 \mu\text{sec}$) [Smo07]. Die Totzeit kann drastisch ansteigen. Es gilt daher, einen Kompromiss zu finden zwischen der erreichbaren Veto-Effizienz und einer tolerierbaren Totzeit.

2.8 Zusammenfassung und Ausblick

Der Aufbau der vorgestellten Antikoinzidenz-Methode konnte erfolgreich demonstrieren, wie man störende Untergrundbeiträge bei Low-Level-Gammaspektrometern effektiv reduzieren kann. Für das vorliegende Myonveto-System konnte eine Reduzierung des myoninduzierten Untergrunds um etwa eine Größenordnung erreicht werden. Eine Optimierungsmöglichkeit wurde zudem aufgezeigt.

Mit der Fertigstellung der passiven und aktiven Abschirmung sind die Rahmenbedingungen für Low-Level-Messungen mit dem neuen Gammaspektrometer CORRADO abgeschlossen worden. Um letztlich Proben auf ihre Radioaktivität hin zu untersuchen, muss der Low-Level-Gammaspektrometer noch charakterisiert werden. Dies wird im folgenden Kap. 3 vorgestellt.

KAPITEL 2. AUFBAU DES MYONVETO-SYSTEMS FÜR EINEN NEUEN
LOW-LEVEL-GAMMASPEKTROMETER

Kapitel 3

Charakterisierung des neuen Gamma-Spektrometers

3.1 Einleitung: Eigenschaften von Halbleiter-Dioden-Detektoren

Alle gängigen Low-Level-Gammaspektrometer gehören zur Klasse der sog. *Halbleiter-Dioden-Detektoren*, welche durch eine besonders hohe Quantenausbeute und eine i.A. sehr gute Energieauflösung gekennzeichnet sind.

Um den neuen Detektor charakterisieren zu können, sei zunächst die Funktionsweise, die auf den Eigenschaften von Halbleitern basiert, kurz dargestellt.

Halbleiter nehmen innerhalb des sog. *Bändermodells* (s. [Hun04] und [Kit02]) eine Sonderstellung ein. Nach diesem Modell bilden die Elektronen von Atomen in Festkörpern Energiebänder, die mit einer definierten Anzahl an Elektronen aufgefüllt werden können und durch verbotene Energiebereiche getrennt sind. Das höchstenergetische Energieband nennt man *Valenzband*. Um zur elektrischen Leitung beizutragen, müssen Elektronen sich in einem nicht vollbesetzten Energieband befinden. Ist einerseits das *Valenzband* nicht vollständig gefüllt, so entspricht es gleichzeitig dem *Leitungsband*. Zu dieser Klasse gehören Metalle. Ist andererseits das *Valenzband* voll, müssen Elektronen, die zur elektrischen Leitung beitragen sollen, erst in das leere höher gelegene *Leitungsband* gebracht werden. Bei Isolatoren ist die Energielücke E_g sehr groß, so dass kaum freie Ladungsträger erzeugt werden, die zur elektrischen Leitung beitragen können. Bei Halbleitern ist E_g hingegen sehr klein (für Silizium (Si) 1,11 eV und für Germanium (Ge) 0,67 eV), so dass durch Energiedepositionen Elektronen leicht ins *Leitungsband* gelangen können. Zur elektrischen Leitung tragen auch die entstandenen positiven Leerstellen (Löcher) im Valenzband bei, man spricht von *Elektron-Loch-Paaren*.

In Halbleitern bewirken Störstellen (z.B. Punktdefekte) zusätzliche Ladungsträger in den *Leitungsbandern*. Technisch werden solche „elektrisch aktive“ Verunreinigungen gezielt eingebaut, da sie die elektrische Leitfähigkeit drastisch erhöhen können. Man spricht von *Dotierung*. Dabei sind Donatoren (D) wie etwa Lithium-Atome Störstellen, die leicht Elektronen ins *Leitungsband* abgeben können¹. Dadurch dominiert der negativ geladene Elektronenstrom im *Leitungsband*, man spricht von einem *n-Halbleiter* (vgl. Bereich III in Abb. 3.1; die Randzone II sei noch nicht berücksichtigt). Akzeptoren (A) wie etwa Bor-Atome hingegen nehmen Elektronen aus dem Valenzband auf, wodurch ein p-dotierter Halbleiter entsteht (s. Abb. 3.1, Bereich I).

Der Germanium-Kristall von CORRADO ist p-dotiert.

¹So liegt das Valenzband von Li nur 0,093 eV unter dem Leitungsband von Germanium.

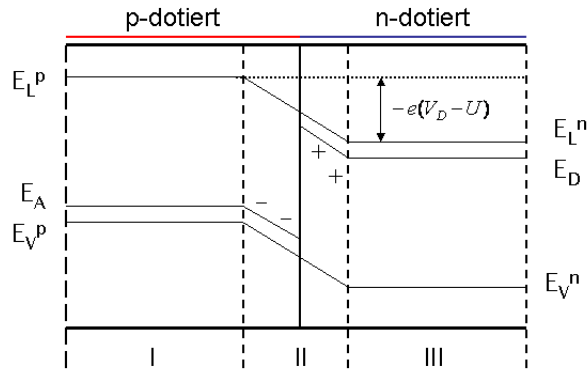


Abbildung 3.1: Realisierung des Halbleiter-Dioden-Detektors als pn-Übergang in Sperr-Richtung. Die eingezeichneten Energieniveaus stehen für: E_L^p bzw. E_V^p entspricht dem Leitungs- bzw. dem Valenzband der p-dotierten Schicht, E_A dem Akzeptorniveau. E_L^n bzw. E_V^n entspricht dem Leitungs- bzw. dem Valenzband der n-dotierten Schicht, E_D dem Donatorniveau. V_D ist die Diffusionsspannung, U die angelegte äußere Spannung.

Dotierte Halbleiter stellen somit eine große Anzahl an Ladungsträgern zur Verfügung. Dies stellt die Grundvoraussetzung für eine hohe Energieauflösung dar. Daneben muss aber noch eine zweite Bedingung erfüllt sein: Da die freigesetzten Elektron-Loch-Paare durch Rekombination und durch Defektstellen im Kristall verloren gehen², müssen sie in einer möglichst kurzen Zeit an den Elektroden gesammelt werden. Um dies zu ermöglichen, müssen hohe Spannungen (typisch: einige 1000 V) angelegt werden. Darin liegt aber das Hauptproblem:

Werden *Ohm'sche Kontakte* auf die zwei gegenüberliegenden Seiten eines Halbleiterblocks gesetzt und gleichzeitig eine hohe Spannung angelegt, so beobachtet man selbst bei großem Widerstand³ statische Leckströme. Diese sind stärker ausgeprägt als die Ströme, welche durch Absorption von einzelnen Gammaquanten induziert werden [Kno00].

Um diese Leckströme zu reduzieren, müssen sog. „Block-Elektroden“ (*blocking/noninjecting electrodes*) benutzt werden, welche Ladungsträger, die an einer Elektrode gesammelt wurden, nicht sofort an der anderen Elektrode ersetzen. Realisiert wird dies mittels eines Halbleiter-Gamma-Detektors als *Diode in Sperr-Richtung*.

Unter *Diode* versteht man einen Übergang von einem p-dotierten zu einem n-dotierten Halbleiter (pn-Übergang). Wie in Abb. 3.1 angedeutet, findet durch die Herstellung des Kontakts ein Diffusionsprozess statt: Elektronen und Löcher aus den jeweiligen Gebieten mit höherer Konzentration (*Majoritätsladungsträger*) diffundieren in das Gebiet mit niedriger Konzentration. Es baut sich eine *Diffusionsspannung* V_D auf, die im Gleichgewicht eine weitere Diffusion verhindert. Die auftretende *Raumladungszone* im p-dotierten Grenzgebiet ist negativ⁴, im n-dotierten Abschnitt ist sie positiv. Die Raumladungszone entspricht nun aber gerade dem *Aktiven Volumen* des Halbleiter-Gamma-Detektors: werden etwa Elektronen im negativen Bereich erzeugt, so werden sie in Richtung des n-Halbleiters beschleunigt und dort gesammelt. Sie werden nun aber nicht durch weitere Elektronen ersetzt, da die p-Seite Elektronen als sog. *Minoritätsladungsträger* aufweist⁵.

²typische Lebensdauer: 10^{-5} sec; angestrebte Zeiten für Ladungsträger-Sammlung an den Elektroden: 10^{-7} - 10^{-8} sec [Kno00].

³Dies ist beispielsweise erreichbar durch eine hohe Reinheit des Kristalls und eine relativ schwache Dotierung (*High purity Germanium detector (HPGe)*).

⁴Freie Elektronen von Donatoren des n-Halbleiters besetzen räumlich lokalisierte Löcher von Akzeptoratomen des p-Halbleiters.

⁵Für Löcher gilt eine analoge Argumentation. Man spricht daher auch von der sog. *Verarmungszone*

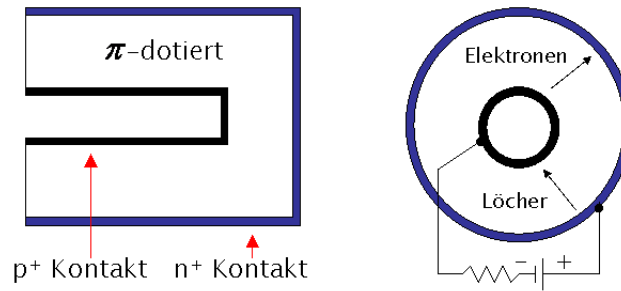


Abbildung 3.2: Schema eines koaxialen p-Typ-Detektors

Das Anlegen der äußeren Spannung U , welche die Diffusionsspannung auf $U + V_D$ verstärkt (Sperr-Richtung), sorgt nicht nur für eine erhöhte Beschleunigung der Elektronen und für eine größere Verbiegung der Leitungsbänder, sondern auch für eine Verbreiterung der Raumladungszone. Das *Aktive Volumen* des Detektors kann somit in Abhängigkeit von der angelegten Spannung variiert werden. Man möchte natürlich das *Aktive Volumen* über den ganzen Detektorkristall ausdehnen.

Durch eine unterschiedliche Konzentration an Donatoren im p- und n-dotierten Material kann man erreichen, dass die Breite der Raumladungszone nicht mehr symmetrisch um die Kontaktstelle liegt. Dies wird beim Bau von Halbleiter-Dioden-Detektoren ausgenutzt. Man nimmt etwa einen schwach p-dotierten Kristall und trägt – etwa durch Bedampfung oder durch Ionen-Implantation von Lithium – eine dünne (einige $100\ \mu\text{m}$) Schicht an n-dotiertem Material mit einer sehr hohen Konzentration an Donatoren auf (s. Abb. 3.2). Beim Anlegen einer Hochspannung in Sperr-Richtung erstreckt sich die Raumladungszone über den p-dotierten Kristall. In der n-Schicht selbst ist sie auf ein Minimum reduziert, wodurch die n-Schicht größtenteils einer nicht aktiven Schicht entspricht. Man nennt sie *Totschicht*.

3.2 Ermittlung der idealen Arbeitsspannung

3.2.1 Ziel

Ziel ist es, die Hochspannung *ideal* einzustellen, um eine möglichst hohe Zählrate und eine möglichst gute Energieauflösung zu erzielen. Im Prinzip wird dies in beiden Fällen durch Erhöhung der angelegten Hochspannung V erreicht:

Die Zählrate nimmt mit Vergrößerung der Raumladungszone ($\hat{=}$ *Aktives Volumen*) zu; die Breite d der Raumladungszone steigt wiederum mit $\sqrt{V_D + U}$ an (vgl. [Hun04]).

Die Energieauflösung wird andererseits durch 3 Faktoren limitiert, die zur Verbreiterung der Halbwertsbreite W_{ges} der Gammalinien im gemessenen Spektrum des Halbleiter-Dioden-Detektors führt. Es gilt [Kno00]:

$$W_{ges}^2 = W_D^2 + W_x^2 + W_E^2 \quad (3.1)$$

Dabei ist W_D die inhärente statistische Verbreiterung durch die nicht immer konstante Anzahl an Ladungsträgern zu einer deponierten Energie E , W_x die Variation in der Effizienz der Ladungsträgersammlung (z.B. Rekombination) und W_E der Beitrag durch elektronisches Rauschen (Auslese-Elektronik).

Durch die Erhöhung der Spannung U kann man die ersten beiden Faktoren verringern. Allerdings nimmt der Leckstrom mit zunehmender Spannung leicht zu, ab einem kritischen Spannungspunkt wächst er dann übermäßig stark⁶, was den Detektor irreversibel schädigen kann.

3.2.2 Messung

Die Messung des Leckstroms erfolgte nach folgendem Prinzip: Die an den Detektor angelegte Hochspannung V wird mit einem hochohmigen Serienwiderstand R_L (typisch: $2\text{ G}\Omega$) versehen aus Gründen der Signalauslese [Kno00]. Deshalb ist die effektive Hochspannung V_{eff} von der nominell angelegten Hochspannung durch das Produkt von Leckstrom I und dem Widerstand R_L minimiert. Über einen Testpunkt, der am Vorverstärker sitzt, kann nun diese Spannung U gemessen und daraus der Leckstrom $I = (U - V_D)/R_L$ ermittelt werden. Dabei entspricht V_D dem Spannungswert bei abgeschalteter Spannungsversorgung.

Der Graph in Abb. 3.3 gibt die Messung des Leckstromes für CORRADO wieder. Dabei wurde für $R_L=2\text{ G}\Omega$ angenommen. Man sieht, dass der Leckstrom im Picoampere-Bereich liegt. Bei ca. $V=3,0\text{ kV}$ steigt der Leckstrom dann schneller an. An diesem Punkt wurde die Messung auch beendet, da man sich hier dem kritischen Spannungspunkt nähert. Hier setzt ein sehr hoher Stromfluss ein, welcher den Detektor irreversibel schädigen kann. Die ermittelte ideale Spannung liegt somit bei ca. $3,0\text{ keV}$. Dies deckt sich im Übrigen mit dem Spannungswert, der vom Hersteller empfohlen wird.

An dieser Stelle sei gesagt, dass man im Zuge der Leckstrom-Messung ebenfalls die Kurvenverläufe der Halbwertsbreite der Gamma-Linie einer Quelle, die man vor dem Detektor setzt, sowie die der Zählrate im *Full Energy Peak (FEP)* der Gamma-Linie im Abhängigkeit von der zunehmenden Hochspannung V aufzeichnet.

Dies war zum Zeitpunkt der Messung aufgrund von erhöhtem elektronischem Auslese-Rauschen nicht angebracht. Die Halbwertsbreite W_{ges} (dominiert durch W_E) lag bei $4,0\text{ keV}$ bei $1332,5\text{ keV}$ von ^{60}Co ; typischerweise sollte sie jedoch unterhalb von 3 keV liegen. Eine Überprüfung sämtlicher Elektronik-Bauteile ergab, dass der Grund dafür am Vorverstärker liegen könnte.

3.3 Bedeutung und Bestimmung der Totschicht

3.3.1 Bedeutung der Totschicht

Die Totschicht stellt einerseits eine Schicht dar, welche von der einfallenden Strahlung erst passiert werden muss, bevor sie das *Aktive Volumen* erreichen kann. Für niedrige Energien (typisch: unterhalb von $(100\text{-}200\text{ keV})$) stellt sie somit in zunehmendem Maße eine Barriere bzw. ein Eingangsfenster dar.

Andererseits ist die Kenntnis der Dicke der Totschicht von zentraler Bedeutung bei der Bestimmung der Aktivität $A(E)$ von Messproben. Wie man aus Abb. 3.4 entnehmen kann, wird die Aktivität $A(E)$ aus der Zählrate von Gamma-Linien der Energie E im gemessenen Spektrum folgendermaßen bestimmt:

$$A(E) = \frac{(A_{mess} - B_K) - B_L}{\epsilon \cdot \beta_{B.R.}} \quad (3.2)$$

⁶Dies geschieht dann, wenn die Leitungsbandkante (vgl. Abb. 3.1) des n^+ -Kontakts unterhalb der Kante des p^+ -Kontakts zum Liegen kommt. Elektronen aus dem Valenzband im n -Kontakt können dann sehr effizient durch die Bandlücke ins weitgehend leere Leitungsband des p^+ -Kontakts tunneln [Hun04].

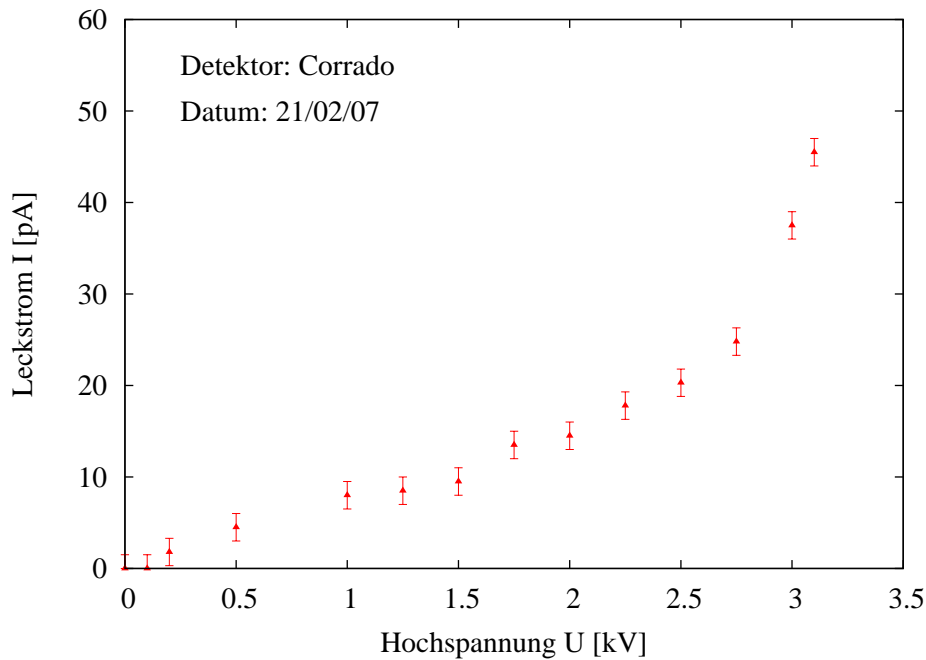


Abbildung 3.3: Leckstrom I von Corrado in Abhängigkeit von der angelegten externen Hochspannung U ; für den Widerstand R_L wurde $2\text{ G}\Omega$ angenommen.

Dabei wird von der gemessenen Zählrate A_{mess} der *kontinuierliche Untergrundbeitrag* B_K und dann der sog. *Linienuntergrund* B_L abgezogen. Letzterer rührt daher, dass die äußere Abschirmung und auch der Detektor durch Verunreinigungen selbst eine kleine Aktivität aufweisen⁷. Der Faktor $\beta_{B.R.}(E)$ steht für *Branching ratio* und hat einen Wert zwischen 0 und 1. Er entspricht dem relativen Verhältnis eines Zerfallskanals der Energie E zur gesamten Übergangsrate aller Kanäle, sofern mehrere vorhanden sind, und ist i.A. gut bekannt.

Die zweite Größe ϵ im Nenner entspricht der *Effizienz*. Sie ist ein Maß für die „erfolgreiche“ Quantenausbeute des Detektors. Sie hängt einerseits von der Probe ab (Dimension, Zusammensetzung; relative Position zum Detektor), andererseits vom *aktiven Volumen* des Detektors. Um das *Aktive Volumen* des Detektors abzuschätzen, muss die Dicke der Totschicht bekannt sein. Daraus wird ersichtlich, dass für die vollständige Charakterisierung des Detektors die Bestimmung der Totschicht sehr wichtig ist.

3.3.2 Allgemeine Messvorbereitung

Die Bestimmung der Totschicht erfolgte, wie im Folgenden vorgestellt, über einen Vergleich zwischen Messwerten und Monte-Carlo-simulierten Werten. Um dies zu ermöglichen, wurde im Voraus im Rahmen dieser Arbeit die gesamte Geometrie des Detektors detailgetreu implementiert. Dabei wurde auf Herstellerskizzen und bereits bestehende Röntgenaufnahmen von CORRADO (s. Abb. 3.5) zurückgegriffen. Die folgenden Monte-Carlo-Simulationen selbst wurden von Hardy Simgen am MPIK durchgeführt.

Um ein möglichst vollständiges Bild über die Totschichtstruktur und -dicke zu erhalten, wurden

⁷ Der Linienuntergrund muss über $B_L(E) = (A_{mess} - B_K)$ für verschiedene Probenkonfigurationen erst ermittelt werden, da letztere den Linienuntergrund teilweise abschwächen können.

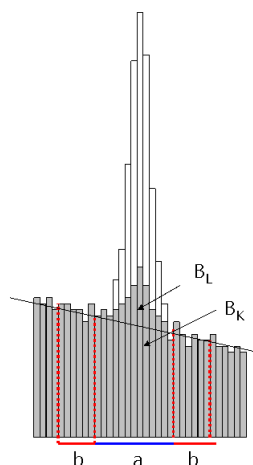


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung einer Gammalinie im gemessenen Spektrum eines Halbleiterdetektors. Die Festlegung der Breiten a und b wird in Kap. 5.3.1 bei der Darstellung der Messauswertung von Edelstahlproben präsentiert.

sämtliche Totschichtmessungen mit einem Bleikollimator durchgeführt, der es erlaubte, die Totschicht in wohldefinierten Abständen abzutasten.

Der Blei-Kollimator⁸ wurde auf einem 3-Achsen-Positioniersystem montiert, dessen Einstellgenauigkeit in den drei Achsen-Richtungen $5\ \mu\text{m}$ beträgt. Für die Messung wurde die relative Position des Kollimators bezüglich des Detektors präzise eingestellt, um die Reproduzierbarkeit der Messungen zu gewährleisten.

Die für die Messungen ausgewählten radioaktiven Punktquellen (s. Kap. 3.3.3 und 3.3.4) wurden zentral hinter dem Kollimatorloch platziert.

Dabei wurden relativ starke Quellen mit Aktivitäten im Bereich von (100-300) kBq ausgesucht, um die Integrationszeiten der Messungen möglichst klein zu halten: zu dem gegebenen Messaufbau ergaben sich Integrationszeiten von 2-6 Stunden pro Messpunkt, um den statistischen Fehler auf ca. ein 1% zu reduzieren.

3.3.3 Messung mit der ^{133}Ba -Quelle

Bestimmungsmethode Die Entscheidung für die Verwendung der ^{133}Ba -Quelle zur Totschichtbestimmung hat folgenden Grund:

Vergleicht man für eine einzige Gamma-Linie den experimentell ermittelten Wert einer Totschichtmessung mit den simulierten Werten für unterschiedliche Totschichtdicken, so kann man im Prinzip aus dem übereinstimmenden Wert in Messung und Simulation die Dicke ableiten. Dafür muss aber die Aktivität der Probe sehr genau bekannt sein. Die Herstellerangaben zum Nominalwert der Aktivität könnten nun aber in bestimmten Fällen nicht korrekt sein.

Mit einer Punktquelle, die mehr als eine Gammalinie besitzt, kann dieses grundlegende Problem jedoch umgangen werden. Die Methode ist in Abb. 3.6 schematisch dargestellt: Das Verhältnis $\eta = n(E2)/n(E1)$ aus den gemessenen Zählraten im *Full Energy Peak (FEP)* der beiden Gammalinien zu den Energien $E1$ und $E2$ ist nicht konstant, sondern variiert mit der Totschichtdicke.

⁸ Maße: $70 \times 70 \times 40\ \text{mm}^3$; zentral: 40 mm langes Loch mit Durchmesser 1,58 mm

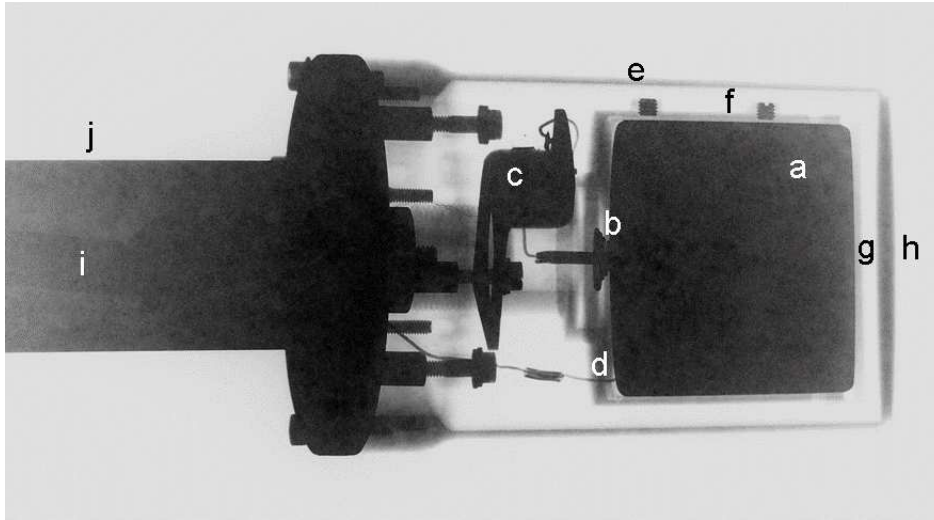


Abbildung 3.5: Röntgenaufnahme von CORRADO (bei ca. 60 kV). Bezeichnungen: a: Germaniumkristall; b: Kontaktstift an p^+ -Elektrode (Bor-Schicht); c: Feldemissionstransistor (FET) (erste Stufe der Signalverstärkung); d: Spannungskabel zur n^+ -Elektrode (Lithium-Schicht); e: inneres Aluminium-Gehäuse; f: Frontseite aus VESPEL®; g: vakuumdichtes Aluminium-Gehäuse des Kryostaten; h: Frontseite des Aluminiumgeräts; i: Kupferdraht zur Kälteübertragung; j: Kühlfinger. Foto bereitgestellt von Hardy Simgen und Mark Heisel.

Dabei ist die Kenntnis der genauen Aktivität der Probe nicht notwendig. In der Simulation werden für beide Energien E_1 und E_2 ebenso die Verhältnisse η für unterschiedliche Totschichtdicken bestimmt. Aus den übereinstimmenden Verhältnissen, die sich aus Messung und Simulation ergeben, wird dann die Totschichtdicke abgeleitet.

Die hier verwendete ^{133}Ba -Quelle hat u.a. zwei Gammalinien bei 81 keV und 356 keV. Insgesamt hat sie noch folgende Vorteile: die Gammalinien liegen nicht eng beieinander (wie etwa bei ^{60}Co) und befinden sich im niederenergetischen Bereich, wo die Totschichtdicke besonders relevant wird; dort erwartet man einen großen Effekt.

Des Weiteren werden im Experiment die Gammastrahlen zu den beiden Energie von einer identischen Position aus gesendet, wobei der Durchmesser der „Punktquellen“ in beiden Fällen identisch ist.

Messung und Simulation im Vergleich Für die Messung mit der ^{133}Ba -Quelle wurde der Kollimator zentral in ca. 0,2 mm Abstand von der Aluminiumkappe der Frontseite des Detektors positioniert (s. Abb. A.7). Die Messzeit betrug etwa 6 Stunden.

In der Simulation wurde die Totschichtdicke jeweils für die ganze Frontseite des Ge-Kristalls variiert⁹; für jede neue Konfiguration betrug die Anzahl der generierten Events pro Energie $3 \cdot 10^7$.

In Tab. 3.1 sind die ermittelten Verhältnisse η aus den Simulationen für verschiedene Totschichtdicken und aus der Messung zusammengefasst.

Anhand der simulierten Werte erkennt man zunächst, dass die Verhältnisse η für unterschiedliche Totschichtdicken wie erwartet deutlich variieren; mit zunehmender Totschichtdicke von 0,5 mm bis 3,0 mm nimmt η um etwa Faktor 2 ab.

Experimentell erhält man für $\eta = 1,62 \pm 0,02$; vergleicht man diesen Wert mit den Ergebnissen aus der Simulation, so erhält man durch Interpolation eine Totschichtdicke von $(1,0 \pm 0,1)$ mm.

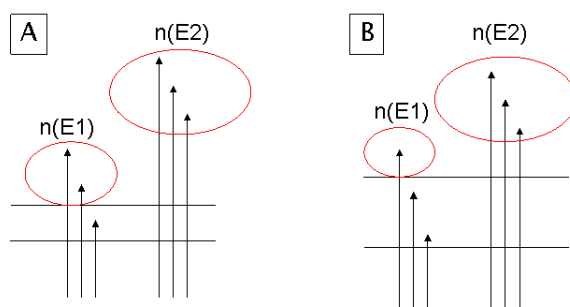


Abbildung 3.6: Das Verhältnis $\eta = n(E2)/n(E1)$ variiert mit der Dicke der Totschicht; für die dargestellten Konfigurationen A und B gilt $\eta_A < \eta_B$ in Abhängigkeit von der Totschichtdicke. Die Werte von η_A und η_B und die Relation $\eta_A < \eta_B$ sind jedoch unabhängig von der Anzahl der generierten Simulationsereignisse bzw. von der Anzahl der im *Full Energy Peak (FEP)* experimentell deponierten Gammaquanten.

	Totschichtdicke [mm]	η
Simulation	0,5	$1,92 \pm 0,04$
	1,0	$1,63 \pm 0,04$
	1,5	$1,43 \pm 0,04$
	2,0	$1,19 \pm 0,04$
	2,5	$1,01 \pm 0,03$
	3,0	$0,93 \pm 0,04$
Messung		$1,62 \pm 0,02$

Tabelle 3.1: Totschichtbestimmung mit der ^{133}Ba -Quelle: als Messpunkt wurde der Mittelpunkt auf der Frontseite des Kristalls gewählt (vgl. Abb. 3.5). Das Verhältnis η aus der Anzahl $n(E_1=81\text{ keV})$ und $n(E_2=356\text{ keV})$ an deponierten Photonen im jeweiligen *Full-Energy-Peak* der beiden Energien ist hier für unterschiedliche Totschichtdicken simuliert worden; zudem ist der experimentell ermittelte Wert wiedergegeben.

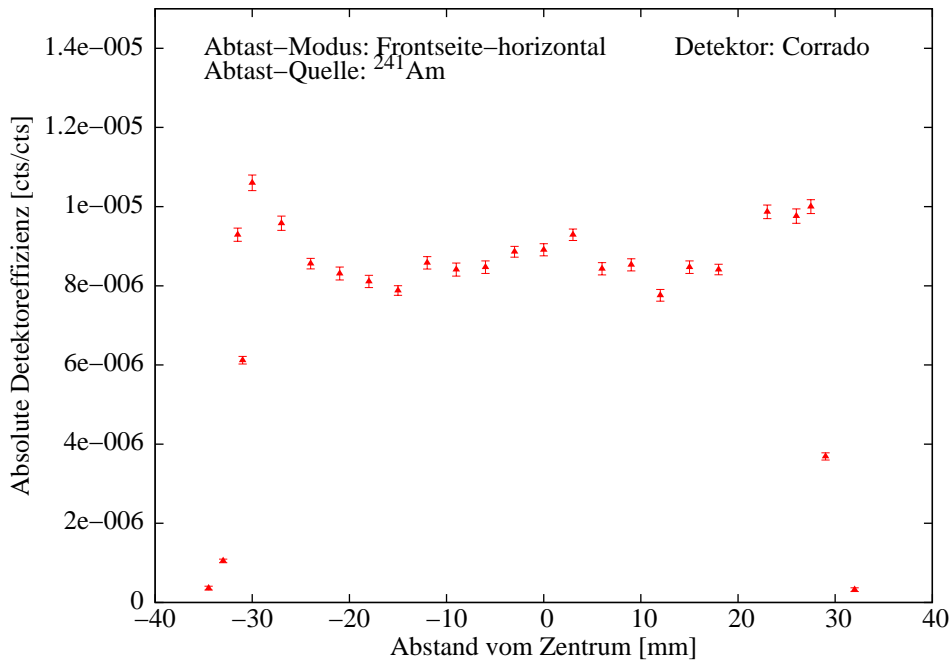


Abbildung 3.7: Abtastung der Frontseite des Germaniumkristalls mit der ^{241}Am -Quelle in horizontaler Richtung entlang des Kristallzentrums, welches bei 0 mm im Bild liegt. Der Radius des Kristalls beträgt 33,4 mm.

Distanz vom Zentrum [mm]	Totschichtdicke [mm]	ADE [10^{-5}]
0	1	$2,63 \pm 0,16$
0	2	$0,93 \pm 0,10$
0	3	$0,35, \pm 0,10$
27	1	$2,66 \pm 0,12$
27	2	$1,05 \pm 0,07$
27	3	$0,34 \pm 0,04$

Tabelle 3.2: Simulierte *absolute Detektoreffizienz* für verschiedene Totschichtdicken an zwei Positionen der Frontseite des Germanium-Kristalls von CORRADO.

3.3.4 Messung mit der ^{241}Am -Quelle

Um zu überprüfen, ob die Totschichtdicke entlang der Kristalloberfläche von CORRADO variiert, wurde die Frontseite mit einer ^{241}Am -Quelle in jeweils 3 mm Abständen abgetastet. Anschließend wurde aus jedem aufgenommenen Spektrum die absolute Detektoreffizienz (*absolute detector efficiency* (ADE)) bestimmt. Diese entspricht dem Verhältnis der Zählrate der im *Full-Energy-Peak* deponierten Photonen zu der Zählrate aller von der Quelle isotrop emittierten Photonen.

Zunächst fällt auf, dass die ADE und damit auch die Totschicht entlang des Kristallradius von derselben Größenordnung ist, jedoch teilweise fluktuiert. Im Bereich von 10-20 mm Abstand vom Zentrum gibt es einen tendentiellen Abfall, während im Randbereich bei etwa 30 mm Abstand die ADE den maximalen Wert erreicht.

Es stellt sich die Frage, ob eine variierende Totschichtdicke oder andere lokale Effekte (d.h. unterschiedlich sensitive Bereiche, denkbar etwa am Rand im vorderen Kristallbereich) für die Fluk-

⁹d.h. konstante Zunahme der Totschichtdicke vom Zentrum bis zum Rand

tuation verantwortlich sein können.

Um diese Frage zu klären, wurde der Kollimator-Aufbau mit der ^{241}Am -Quelle für unterschiedliche Totschichtdicken im Zentrum und im Abstand von 27 mm vom Zentrum für unterschiedliche Totschichtdicken simuliert: Die resultierenden ADE sind in Tab. 3.2 zusammengefasst. Daraus geht hervor, dass die ADE bzw. die Detektoreffizienz für die niederenergetische ^{241}Am -Linie bei 59 keV bei konstanter Totschichtdicke vom Zentrum bis zum Rand ebenfalls konstant bleibt. Laut Monte-Carlo-Simulationen (s. Tab. 3.2) sollte die Effizienz bei gleichbleibender Totschichtdicke im Zentrum und in einem Abstand von 27 cm etwa konstant sein. Die Schlussfolgerung, dass die reale Totschichtdicke variiert, kann daraus jedoch noch nicht abgeleitet werden, da die Monte-Carlo-Simulation nur von der implementierten Geometrie ausgeht, während im realen Fall auch weitere Effekte denkbar wären. Dies bedarf noch einer weiteren Untersuchung.

3.4 Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die ideale Arbeitsspannung und die Totschichtdicke des neuen Low-Level-Gammaspektrometers CORRADO ermittelt. Es wurde gezeigt, wie man die Totschichtdicke über einen Vergleich von Messwerten mit Monte-Carlo-simulierten Werten bestimmen kann. Dafür musste erstmals die Geometrie des Detektors detailgetreu implementiert werden. Für den zentral ermittelten Punkt auf der Frontseite des Ge-Kristalls ergab sich eine Totschichtdicke von $(1,0 \pm 0,1)$ mm. Des Weiteren wurden Messungen der Totschichtdicke entlang der Kristalloberfläche der Frontseite durchgeführt, bei denen Fluktuationen auftauchten. Die genaue Ursache hierfür konnte noch nicht identifiziert werden.

Für die Seitenflächen des Kristalls wurden bisher nur vereinzelte Punkte gemessen, Simulationen stehen noch aus. Sobald die Totschichtmessungen abgeschlossen sein werden, können in der Simulation die ermittelten Totschichtdicken für die einzelnen Oberflächenabschnitte des Ge-Kristalls modelliert werden.

Kapitel 4

Semiempirische Bestimmung der Effizienz einer zylindrischen Probe beliebiger Dichte

4.1 Motivation

Die Bestimmung der Effizienz für beliebige Messproben gehört zum essentiellen Teil der Auswertung von gammaspektroskopischen Messungen.

Bisher fehlt jedoch eine schnelle Methode zur Abschätzung der Effizienz. Monte-Carlo-Simulationen, die man hier typischerweise einsetzt, erfordern eine sehr genaue Kenntnis der Detektor-Eigenschaften (vgl. Kap. 3) und sind sehr zeitaufwendig.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein auf Messdaten von Referenzstandards basierender Algorithmus aufgestellt und implementiert, mit dem die Effizienzen von zylindrischen Proben beliebiger Dichte und chemischer Zusammensetzung berechnet werden können. Die Einschränkungen des Algorithmus werden auf Seite 51 aufgezeigt.

Die Beschränkung auf zylinderförmige Proben war dadurch gegeben, dass die spezielle Symmetrie des Problems das Aufstellen des Algorithmus begünstigte. Zylindrische Proben werden jedoch häufig verwendet. Dafür gibt es mehrere Gründe:

- Germanium-Kristalle liegen fast immer in Zylinderform vor. Dies legt nahe, zylindrische Proben vor dem Detektor zu platzieren.
- Die Probenkammern von Gammaskpektrometern sind oft zylinderförmig und vom Durchmesser her oft in der gleichen Größenordnung wie das Gehäuse der Detektoren/Detektorkristalle (vgl. Abb. 3.5). Große Probenkammern wie bei CORRADO (vgl. Abb. 2.1) sind hingegen seltener anzutreffen.
- Bei gewissen Proben, die gammaspektroskopisch untersucht werden sollen, sind u.U. nur geringe Mengen vom Hersteller erhältlich. Die Präparation in zylinderförmigen Behältern ist daher eine gängige Methode.

Neben den zwei bereits erwähnten Detektoren (vgl. Kap. 2.7.2) am MPIK in Heidelberg gibt es einen dritten Gammaskpektrometer, der BRUNO genannt wird. Dieser verfügt über eine kleine zylindrische Probenkammer, wodurch die darin gemessenen Proben meistens in Zylinderform

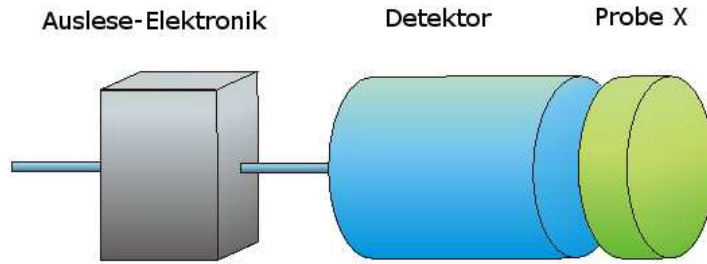


Abbildung 4.1: Beiträge zur Effizienz einer Probe in SDG

vorliegen. Der nun folgende Algorithmus wurde anhand dieses Detektors getestet (s. Kap. 4.3). Anschließend wurden mit dem darauf beruhenden Programm einige Proben ausgewertet, die teilweise vor und teilweise während dieser Diplomarbeit gemessen wurden (Messungen in Kap. 4.4).

4.2 Grundidee des semiempirischen Lösungsansatzes

Im Folgenden wird angenommen, dass eine zylindrische Probe X vor dem ebenfalls zylindrischen Kristalldetektor mit demselben Radius in einem nicht fest vorgegebenen Abstand platziert wird. Dies kommt dem realen Fall sehr nahe. Abb. 4.1 stellt diesen Fall schematisch dar.

Die Effizienz, die in Kap. 3.3.1 bereits eingeführt wurde, wird hier für eine gegebene Gammaenergie E als Produktansatz formuliert:

$$\epsilon_X(E) = \epsilon_{Auslese}(E) \cdot \epsilon_{Detektor}(E) \cdot \zeta_{ProbeX}(E) \quad (4.1)$$

Während der erste Faktor $\epsilon_{Auslese}(E)$ auf Verluste und Störeffekte beim Verstärken und Auslesen der Signale zurückzuführen ist, hängt $\epsilon_{Detektor}(E)$ von den Detektoreigenschaften und $\zeta_{ProbeX}(E)$ von den Probeneigenschaften ab, worin sich auch die Geometrie der Anordnung widerspiegelt.

Es stellt sich die Frage, wie man die Effizienz für eine Probe X berechnen kann. Dazu leite man aus Gl.(3.2) für einen Referenzstandard S mit bekannter Aktivität die Effizienz bei einer gegebenen Energie ab $\epsilon_S(E)$; die einzelnen Faktoren von $\epsilon_S(E)$ nach Gl. (4.1) sind zu diesem Zeitpunkt noch unbekannt. Ist man aber imstande, die Faktoren in Gl. (4.1) für den Standard und für die Probe X herzuleiten, so kann man durch Bildung des Verhältnis $\eta(E)$ aus den Werten dieser Faktoren die Effizienz der Probe X wie folgt herleiten:

$$\begin{aligned} A_{spez,X}(E) &= \frac{A_{mess,X} - B}{\epsilon_X(E) \cdot \beta_{B.R.}} \\ &= \frac{A_{mess,X} - B}{\epsilon_S(E) \cdot \eta(E) \cdot \beta_{B.R.}} \end{aligned} \quad (4.2)$$

Dabei sind die Untergrundbeiträge B_K und B_L (vgl. Abb. 3.4) zu B zusammengefasst worden. Die weiteren vorkommenden Parameter sind in Kap. 3 bereits definiert worden. Insgesamt wird die Bestimmung der Effizienz auf die Beschreibung der Probenabhängigkeit und

Detektorabhängigkeit der Faktoren $\epsilon_{\text{Detektor}}(E)$ und $\zeta_{\text{Probe}X}(E)$ reduziert. Dies wird hier im Folgenden in zwei Schritten durchgeführt:

Erster Schritt: Bestimmung der Selbstabsorption in der Probe Man nimmt zunächst an, dass die Effizienz entlang der gesamten Frontfläche des Detektorkristalls überall konstant ist. So kann $\epsilon_{\text{Detektor}}$ als zweite Konstante in den Produktansatz in Gl.(4.1) eingehen. Der Quotient $\eta(E)$ in Gl.(4.2) erhält dann folgende Form:

$$\eta(E) = \frac{\epsilon_X(E)}{\epsilon_S(E)} = \frac{\alpha(E) \cdot \zeta_{\text{Probe}X}}{\alpha(E) \cdot \zeta_{\text{Standard}S}} = \frac{\zeta_{\text{Probe}X}}{\zeta_{\text{Standard}S}} \quad (4.3)$$

Die probenabhängigen Effizienz-Faktoren $\zeta_{\text{Probe}X}$ und $\zeta_{\text{Standard}S}$ sind dabei ein Maß für die mittlere Abschwächung im Probeninneren. Betrachtet man nämlich ein beliebiges i -tes Probenvolumen dV_i innerhalb einer Messprobe, so wird ersichtlich, dass unter der Annahme isotroper Emission nur ein kleiner Bruchteil des Strahlungsflusses gerade in den i. A. nicht symmetrischen Raumwinkel $d\Omega_i$ hineinfällt, der die Detektor-Auftrittsfläche umfasst. Man spricht auch von der sog. *intrinsic Detektoreffizienz* im Unterschied zur *absoluten Detektoreffizienz* (vgl. Kap. 3.3.4), welche den gesamten Strahlungsfluss umfasst (vgl. [Kno00]).

Die in Frage kommenden Photonen legen des Weiteren unterschiedliche Wegstrecken zurück und werden im Probenmaterial umso mehr geschwächt, je größer die Strecke und damit die Proben-dimension, die Dichte ρ_X und die Kernladungszahl Z_X des Probenmaterials ist. Im idealisierten Fall, dass ein infinitesimal kleiner kollimierter Strahl in einer vorgegebenen Richtung vorliegt, kann diese Intensitätsabschwächung entlang des Weges l durch das von der Energie abhängige Abschwächungs-Gesetz approximiert werden:

$$I_l(E, l) = I_0 \cdot e^{-\mu(E) \cdot \rho \cdot l} \quad (4.4)$$

Ist man in der Lage, für jedes i -te Probenvolumen dV_i die relativen Abschwächungen $e^{-\mu(E)\rho l_{n(i)}}$ der $n(i)$ Photonen jeweils einer gleichen Wellenlänge zu ermitteln, welche grundsätzlich die Detektor-Auftrittsfläche erreichen können, so entspricht der Mittelwert all dieser Abschwächungsfaktoren letztlich dem gesuchten Faktor $\epsilon_{\text{Probe}X}$ bzw. $\epsilon_{\text{Standard}S}$.

Eine erste Möglichkeit bestünde darin, dV_i als Punktquelle P_i zu betrachten und den gemittelten Raumwinkel $\overline{d\Omega_{P_i}}$ zu bestimmen, der zwischen dem ausgedehnten zylinderförmigen Detektor und dem Punkt P_i besteht.

Mit Hilfe von $\overline{d\Omega_{P_i}}$ und dem mittleren Abstand von P_i zum Detektor lässt sich eine mittlere Abschwächung für die Strahlung aus dV_i berechnen. Eine Aufintegration über alle Probenvolumina dV_i bei ausgedehnten Proben (Normalfall) kommt noch hinzu. Analytisch sind diese Mehrfachintegrale nur für einfachste Konfigurationen hoher Symmetrie lösbar. Etliche Ansätze und Approximationen für die Berechnung von $\overline{d\Omega_{P_i}}$ können in der Literatur etwa bei [Wie77], [Gar71] und [Gar80] gefunden werden.

Die hier dargestellte Methode versucht hingegen, ohne Integrationen auszukommen: die Probe wird als Ensemble einer diskreten Anzahl N von Punktquellen P_i aufgefasst, die jeweils für ein Probenvolumen dV_{P_i} stehen. Für den einzelnen Punkt P_i reduziert sich das Problem auf die Festlegung einer endlichen Anzahl $n(i)$ von physikalisch-repräsentativen Abständen $l_{n(i)} = |\vec{r}_{n(i)} - \vec{r}_{P_i}|$ vom Punkt P_i innerhalb der Probe zu Punkten auf der Detektor-Auftrittsfläche. Dann kann man $\zeta_{\text{Probe}X}$ wie folgt berechnen:

$$\zeta_{ProbeX} = \sum_{i=1}^N \sum_{n(i)=1}^{M(i)} \frac{e^{-\mu(E) \cdot \rho \cdot l_{n(i)}}}{\sum_i M(i)} \quad (4.5)$$

Dabei entspricht N der Anzahl der ausgewählten Punkte in der Probe mit $i = 1, 2, \dots, N$, $n(i)$ bezeichnet den $n(i)$ -ten repräsentativen Abstand, der vom i -ten Punkt ausgeht und auf die Detektorauftrittsfläche fällt. $n(i)$ wird fortlaufend nummeriert und erreicht die Maximalzahl $M(i)$; $M(i)$ wiederum entspricht der Anzahl an ausgesuchten Abständen, die vom i -ten Punkt in Richtung Detektorauftrittsfläche gesetzt werden.

Es sei bemerkt, dass in diesem Modell nur Absorptions- und keine Streuprozesse berücksichtigt werden. Die ermittelte Effizienz kann damit nur die Photonen erfassen, die ohne Energieverluste das Probeninnere verlassen und zum sog. *Full-Energy-Peak (FEP)* beitragen. Da letzteres ausreichend ist, um die Aktivität einer Probe anhand ihrer Emissionslinien zu bestimmen, ist die Kenntnis des genauen Verlaufs der Compton-Kontinua nicht erforderlich.

Es ist sogar üblich, dass Literaturwerte nur für *FEP*-Effizienzen angegeben werden [Kno00]. Der Algorithmus zu diesem Teil ist in A.4 dargestellt.

Zweiter Schritt: Berücksichtigung von Detektoreigenschaften Im ersten Schritt wurde angenommen, dass sämtliche Photonen, die das Probeninnere ohne Energieverluste verlassen konnten und auf die Detektoroberfläche treffen, im Detektorkristall vollständig absorbiert werden. Dies war im ersten Schritt unabhängig von der Stelle, an der die Photonen auf den Detektor treffen (überall konstante Effizienz). Man kann nun die Vermutung aufstellen, dass in Randgebieten des Detektors die Effizienz abnimmt, da hier Photonen mit einer höheren Wahrscheinlichkeit herausgestreut werden oder den Detektor ohne Energieverluste passieren können.

Um diesen möglichen Effekt zu berücksichtigen, wird in einem 2. Schritt eine Funktion $f(r_i)$ modelliert, welche die Abnahme der Effizienz des zylindrischen Detektors mit Radius r_D zum Rand hin beschreiben kann. Wie stark ein solcher differentieller Abfall ist, kann zu diesem Punkt nicht abgeschätzt werden. Daher wird ein freier Parameter b im folgenden sehr einfachen Ansatz eingeführt:

$$f(r_i) \sim (1 - b \cdot e^{-\mu \cdot \rho \cdot r_i}) \quad (4.6)$$

Darin ist ρ die Dichte des Detektormaterials und μ der Absorptionskoeffizient einer Energie E im Material des Detektors. r_i entspricht dem Abstand des Auftreffpunktes eines Photons vom äußeren Rand der Detektorauftrittsfläche. Die Herleitung kann im Anhang A.4 nachgeschlagen werden.

Man erkennt, dass für $b=0$ die Funktion einen konstanten Wert hat wodurch der Fall einer konstanten Effizienz bis zum Rand des Detektors festgelegt ist (vgl. Abb. A.17).

Für $b=1$ hingegen fällt die Effizienz zum Rand hin auf den Wert 0 ab.

Man erwartet, dass der wahre Kurvenverlauf zwischen diesen beiden Grenzfällen liegt. An dieser Stelle muss der Parameter b experimentell an die Messpunkte eines zweiten Standards angefitet werden.

Der Quotient $\eta(E)$ wird mehrmals für eine Anzahl M an ineinander laufenden Ringen (s. Abb. A.15 (also nicht mehr Kreisflächen wie im 1. Schritt) mit mittleren Radien $r_i \leq r_D$ auf der Detektoroberfläche berechnet und jeweils mit dem Funktionswert $f(r_i)$ multipliziert. Mit dieser Gewichtung erhält die Effizienz $\epsilon_X(E)$ folgende Gestalt:

$$\epsilon_X(E) = \left(\eta_1 \cdot f(r_1) + \eta_2 \cdot f(r_2) + \dots + \eta_M \cdot f(r_M) \right) \cdot \epsilon_S(E) \quad (4.7)$$

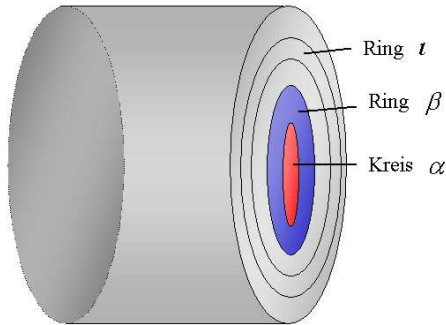


Abbildung 4.2: M-fache Einteilung der Detektorauftrittsfläche

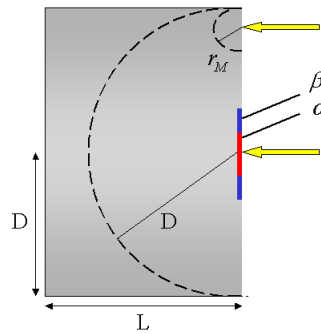


Abbildung 4.3: Herleitung der Abnahmefunktion $f(\epsilon_{r_i})$

Energie [keV]	Wasserstandard detector efficiency e %
186	4.19 ± 0.28
295	2.49 ± 0.06
352	2.08 ± 0.04
609	1.15 ± 0.02
1120	0.68 ± 0.03
2200	0.40 ± 0.03

Tabelle 4.1: Effizienzwerte für den Wasserstandard, gemessen im Detektor BRUNO am MPIK Heidelberg für eine Standarddose (h=2,7 cm & r=3,6 cm). Quelle: MPIK, interne Mitteilung

Kap. 4.3 wird zeigen, wie groß der Unterschied bei (Nicht-)Berücksichtigung der Effizienzabnahme dieses Zwischenschrittes ist.

4.3 Festlegung der freien Parameter

Die freien Parameter des Algorithmus werden hier experimentell festgelegt für Proben, die in zylinderförmigen Dosen (h=2,7 cm & r=3,6 cm) präpariert werden und mit dem Detektor BRUNO am MPIK gemessen werden.

4.3.1 Festlegung der freien Parameter im ersten Schritt

Zur Festlegung des ersten freien Parametersatzes wurden die bereits ermittelten Effizienzwerte eines ^{226}Ra -Wasserstandards S benutzt. Die Wahl eines Wasserstandards ist in der Tatsache begründet, dass solche Standards in wässriger gelöster Form leicht erhältlich sind und eine gute homogene Verteilung der Mischungen gewährleisten.

KAPITEL 4. SEMIEMPIRISCHE BESTIMMUNG DER EFFIZIENZ EINER ZYLINDRISCHEN PROBE BELIEBIGER DICHTE

Chem. Zusammensetzung	C: 42,0g H: 7,0g Cu: 427,0g
Relative Dichte	$\rho(C, H, Cu) = (4,55 \pm 0,09) \text{ g/ccm}$
Probenlänge, -radius	$l = (2,58 \pm 0,05) \text{ cm}; r = 3,6 \text{ cm}$
Aktivität	$1,041 \text{ kBq} \pm 4\%$

Tabelle 4.2: Spezifizierung des Kupferstandards

4.3.2 Festlegung des freien Parameters b im zweiten Schritt

Um den letzten freien Parameter b im Algorithmus experimentell zu bestimmen, sollte ein Standard mit einer sehr hohen Dichte vorhanden sein, da bei zunehmender Dichte auch die größeren Differenzen von Probeneffizienzen beobachtet werden.

Im Gegensatz zu Standards in einer Wasserlösung sind ausgedehnte Standards mit einer hohen Dichte schwer erhältlich. Das Hauptproblem liegt in der Herstellung einer homogenen Mischung aus dichtem Material und der radioaktiven Lösung, die untergemischt werden soll.

Herstellung eines Kupferstandards Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein ^{226}Ra -Standard basierend auf Kupfergranulat hergestellt. Dabei konnte auf die Erfahrung zurückgegriffen werden, die aus der Herstellung von Standards im Rahmen der ehemals stattgefundenen Meteoriten- und Mondgesteinsforschung am MPIK Heidelberg resultierte¹.

Die gewählte Dose hatte die gleiche Dimensionen wie jene, die für den Wasserstandard benutzt wurde.

Folgende Stoffe wurden verwendet:

- In Wasser gelöstes ^{226}Ra -Konzentrat:
Nominalaktivität: $1,046 \text{ kBq/g} \pm 1,5\%$ (1.1.04, 0.00 MEZ);
Kalibrierzeichen: PTB-6.11-2002-1005
- Kupfergranulat von RIEDEL-DE HÄEN:
Korndurchmesser: einige Zehntel mm
- Eucerin anhydricum (E.A.)
Zusammensetzung: Cetylstearylalkohol 0.5 Teile, Wollwachsalkohole 6.0 Teile, Weißes Vasilin 93.5 Teile
Verwendung: das E.A. ist eine Salbe, die als Bildemittel das radioaktive Konzentrat aufnehmen kann, bevor sie mit dem Kupfergranulat vermischt und in einer Standarddose abgefüllt wird. Die Vorteile: das radioaktive Konzentrat kann homogen unter das Kupfergranulat verteilt werden. Darüber hinaus wird die Salbe bei Raumtemperatur sehr viskos (50-60°C: Übergang zur flüssigen Phase) und verhindert somit eine Sedimentation der radioaktiven Spurenelemente.

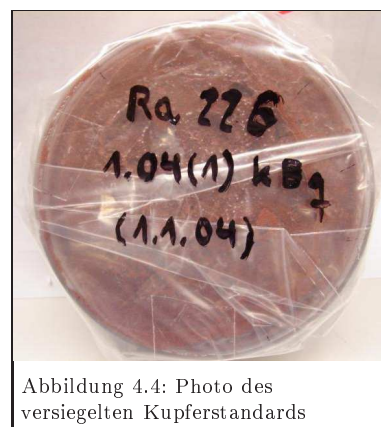


Abbildung 4.4: Photo des versiegelten Kupferstandards

Das Massenverhältnis von Eucerin/Kupfer betrug $1/7,79$ und lag somit im empfohlenen Bereich zwischen $1/7$ und $1/8$. [Heu]

Unter Beachtung sämtlicher systematischer Fehler (z.B. Verluste), die bei der Herstellung des Kalibrierungsstandards unterlaufen sind, ergab sich die in Tab. 4.2 aufgelistete Spezifikation.

¹Der Kupferstandard wurde zusammen mit Fr. Ute Schwan hergestellt, MPIK.

Energie [keV]	Kupferstandard Exp. detector efficiency e %	Simuliert ($B = 0$) %	A %	Simuliert ($B = 1$) %	A %
186	2.20 ± 0.13	2.19 ± 0.19	-0.5	2.30 ± 0.20	4.1
295	1.39 ± 0.07	1.54 ± 0.06	9.8	1.61 ± 0.06	16.5
352	1.25 ± 0.07	1.34 ± 0.06	7.0	1.41 ± 0.04	12.7
609	0.77 ± 0.04	0.79 ± 0.05	2.0	0.83 ± 0.03	7.8
1120	0.51 ± 0.03	0.52 ± 0.04	1.1	0.53 ± 0.03	3.8
2200	0.32 ± 0.02	0.32 ± 0.03	0.4	0.33 ± 0.03	2.8

Tabelle 4.3: Effizienzwerte des Kupferstandards: Berechnet (für den freien Parameter $B = 0$ und $B = 1$) und experimentell ermittelt. A entspricht der relativen Abweichung des berechneten vom experimentellen Wert (in Prozent).

Vergleich zwischen Messung und numerischer Berechnung In Tab. 4.3 sind die experimentell berechneten Effizienzwerte gegenüber den berechneten Werten wiedergegeben. Dabei wurden für die semiempirische Methode die Effizienzwerte aus Tab. 4.1 übernommen und daraus die Effizienzwerte für die Fälle $b=1$ und $b=0$ berechnet.

Man erkennt, dass die beste Übereinstimmung für $b=0$ (*Best fit*) erreicht werden konnte. Dennoch ist ein kleiner systematischer Fehler erkennbar, der bei allen Energien (vor allem im Bereich von 300 keV) vorliegt. Gründe hierfür könnte die sehr einfache Modellierung der Abnahmefunktion $f(E)$ sein, die nicht alle Effekte im Detektor berücksichtigen kann. Eine weitere Erklärungsmöglichkeit besteht darin, dass die Entfernung zwischen Probe und Kristall genau bekannt sein muss. Für die semiempirische Berechnung wurde auf Herstellerskizzen zurückgegriffen, die nicht unbedingt korrekte Werte enthalten müssen.

Gültigkeit des Algorithmus Der vorliegende Algorithmus ist für den Fall einer zylinderförmigen Probengeometrie, bei welcher der Detektorradius und der Probenradius von der gleichen Größenordnung sind, konzipiert und getestet worden. Zudem sollte die Probengeometrie mit der des Referenzstandards übereinstimmen. Er wurde mittels eines Wasserstandards und eines Kupferstandards mit Erfolg getestet, wobei noch ein kleiner systematischer Fehler auftaucht. Der Energiebereich, der überprüft wurde, lag zwischen 186 keV und 2204 keV (unter Benutzung von ^{226}Ra -Standards).

Aufgrund der erreichten Übereinstimmung für höhere Dichten (für den Kupferstandard) können Interpolationen für Dichten im Bereich von 1 bis ca. $4,5\text{g/cm}^3$ mithilfe dieses Algorithmus erreicht werden. Dies wird anhand der folgenden Messungen demonstriert.

4.4 Messungen und Auswertungen von Proben

Mit Hilfe der hier vorgestellten Methode wurden die Effizienzen für einige Proben berechnet, die im GERDA-Experiment zum Einsatz kommen werden, und daraus ihre Konzentrationen abgeleitet. Die Ergebnisse werden nun im Folgenden vorgestellt.

4.5 PMT-Glas

Im Rahmen des GERDA-Experiments werden *Photomultiplier Tubes* (PMTs) in zwei verschiedenen Zusammenhängen eingesetzt:

1. Myonveto-System Wie in Kap. 1.4.1 bereits erwähnt, soll ein Wasser-Čerenkov-Detektor (Radius: 5,3 m) u.a. als Myonveto-System zum Einsatz kommen. Etwa 60 PMTs werden an den Innenwänden des Wassertanks befestigt. Für die gewählte Platzierung der PMTs sagen MC-Simulationen voraus, dass etwa 95% der Myonen detektiert werden können [Nie06].

2. LArGe-Facility In den späteren Messphasen des GERDA-Experiments sollen auch die Szintillationseigenschaften von Flüssig-Argon (*Liquid Argon (LAr)*) ausgenutzt werden, um den Untergrund zusätzlich zu reduzieren.

Um dies zu studieren, wurde ein entsprechender Testaufbau, genannt *LArGe*, am MPIK Heidelberg² in Betrieb genommen; er setzt sich zusammen aus einer Ge-Diode, welche in ein Flüssig-Argon-Dewar mit einem *Aktiven Volumen* von 20 l eingetaucht ist. Mit Hilfe eines eingebauten 8“ PMTs wird das Szintillationslicht beobachtet, das von Gamma-Quellen herrührt, die man bis zu 8 cm an die Diode heran platzieren kann.

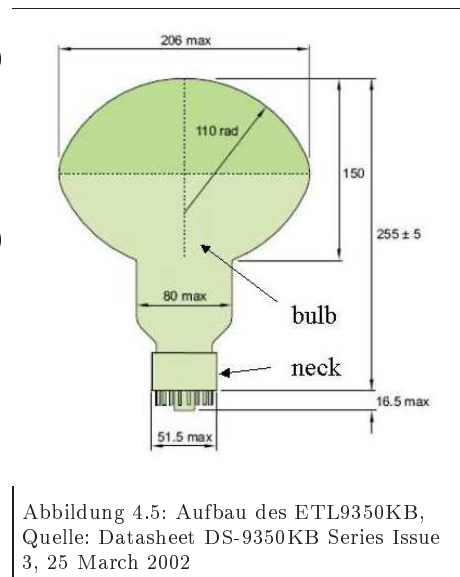
Laut MC-Simulationen erreicht 1 m² an Flüssig-Argon eine Reduzierung des Untergrundes > 100 bei $Q_{\beta\beta}=2039$ keV für ⁶⁰Co und ²²⁸Th [GER06b].

Auswertung und Diskussion Für das Myonveto-System und für die *LArGe-Facilities* sind PMTs von *Electron Tubes Limited (ETL)* vorgesehen; das Glas von 2 Modellen wurde in der Zeit vor dem Beginn dieser Diplomarbeit auf radioaktive Verunreinigung überprüft: Da bekanntlich verschiedene Glaslegierungen für die Glashülle (*envelope, bulb*) und für den Hals (*neck, base*) mit den elektrischen Durchführungen verwendet werden, wurden die Proben separat gemessen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden sie neu ausgewertet.

Die chemische Zusammensetzung des Modells ETL9125FLB17 wurde als Approximation für die zu untersuchenden Modelle übernommen [Cor00].

- Modell ETL9354KB (Ultra Low Background (ULB))
PMT-Teil: Hals (ohne Metallkomponenten)
Proben-ID: 0006_1
Masse: 142 g
Dichte: 1,22 g/cm³
- Modell ETL9354KB (Ultra Low Background (ULB))
PMT-Teil: PMT-Glashülle
Proben-ID: 0007_1
Masse: 142 g
Dichte: 1,22 g/cm³
- Modell ETL9350KB (Low Background (LB)):
PMT-Teil: PMT-Hülle
Proben-ID: 0090_1
Masse: 150 g
Dichte: 1,29 g/cm³



In Tab. 4.4 sind die ermittelten Konzentrationen K zusammengefasst.

Im Fall des ULB-Modells von ETL ergeben sich für die beiden Glaskomponenten (0006_1 und 0007_1) des PMT ähnliche Werte. Die ⁴⁰K-Konzentrationen unterscheiden sich im Fall von 0006_1 und 0007_1 um etwa 30%. Für die ²²⁸Th-Konzentration wurden in beiden Fällen Werte unterhalb von 300 mBq/kg ermittelt.

Für das LB-Modell von ETL liegen die Werte für ²²⁸Ra, ²²⁸Th und ⁴⁰K um einen Faktor von etwa

² Am LNGS, Gran Sasso, ist eine weitere Anlage im Aufbau.

Proben-ID	Zerfallsreihe	Abschnitt	K [mBq/kg]	K_H [mBq/kg]
0007_1	U	^{234m}Pa	< 1770	375 ± 125
	Th	^{226}Ra	2050 ± 50	120 ± 45
		^{228}Ra	230 ± 90	
		^{228}Th	210 ± 50	
K	^{40}K	2080 ± 330	1860 ± 465	
0006_1	U	^{234m}Pa	< 2580	375 ± 125
	Th	^{226}Ra	1970 ± 60	120 ± 45
		^{228}Ra	300 ± 65	
		^{228}Th	< 300	
K	^{40}K	2980 ± 430	1860 ± 465	
0090_1	U	^{226}Ra	2030 ± 50	1235 ± 495
	Th	^{228}Ra	1350 ± 70	1015 ± 80
		^{228}Th	1380 ± 70	
	K	^{40}K	14700 ± 700	9285 ± 310
0091_1	U	^{226}Ra	2900 ± 200	3600
	Th	^{228}Ra	690 ± 200	220
		^{228}Th	370 ± 75	40
	K	^{40}K	4500 ± 780	3900

Tabelle 4.4: Konzentrationen aller gemessenen PMT-Glassorten

5-7 höher als beim ULB-Modell.

In der rechten Spalte von Tab. 4.4 sind zudem die vom Hersteller ETL ermittelten Konzentrationen K_H ³ angegeben. Da es sich bei den vom Hersteller angegebenen Konzentrationen K_H um eine Mittelung über jahrelang erfolgten Messungen handelt, kann kein Direktvergleich erfolgen. Zudem wurden die Konzentrationen durch Massenspektrometrie ermittelt, wobei einzelne Isotope isoliert werden und ihre Konzentrationen bestimmt werden.

Bezüglich der Konzentrationswerte der PMTs von ETL muss noch erwähnt werden, dass die Metallkomponenten einen geringen Massenanteil haben, dennoch recht hohe Eigenaktivitäten an ^{40}K bei beiden Modellen aufweisen. So beträgt die Masse des benutzten Generators nur 0,3 g, jedoch ist seine Konzentration laut Hersteller K_H (^{40}K) = $775 \pm 100 \text{ Bq/kg}$.

Die resultierende Gesamtaktivität an ^{40}K bei einem PMT der Serie ETL9354KB stammt zu etwa 75% aus den Glaskomponenten, zu etwa 16% aus den Metallkomponenten (Generator, Dynoden, Drähten) und zu etwa 9% aus der Überkappe [Cor07].

Neben den PMTs von ETL wurde zum Vergleich auch ein PMT der PHOTONIS Group auf Radioaktivität hin untersucht⁴:

- Serie: Low-Noise-PMT
PMT-Teil: PMT-Hülle
Proben-ID: 0091_1
Masse: 165 g
Dichte: 1,42 g/cm³

³Die Daten wurden freundlicherweise von Andy Cormack, ETL, zur Verfügung gestellt.

⁴Die Freigabe dieser Daten ist von PHOTONIS ausschließlich für diese Arbeit genehmigt worden.

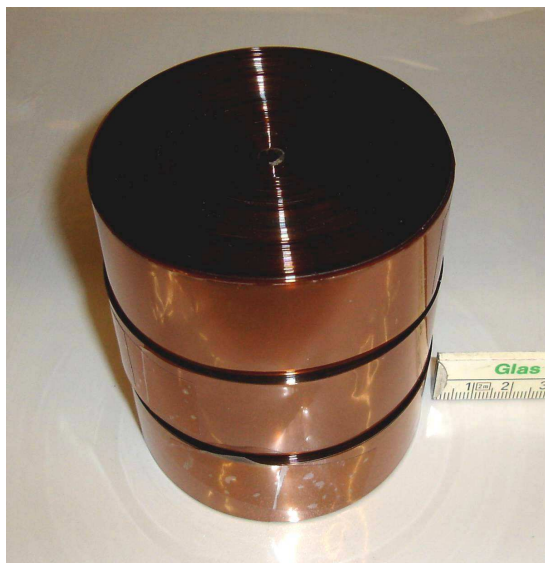


Abbildung 4.6: Drei gestapelte Kaptonrollen



Abbildung 4.7: Pogo-Pins von IDI; rotgefärbte Zahlen entsprechen den Dimensionen in [mm].

Die Ergebnisse sind auch in Tab. 4.4 zusammengefasst.

Die hier ermittelten ^{226}Ra -Konzentrationen K sind um etwa 30% höher als bei den ETL-Modellen. Die ^{228}Th -Konzentration liegt auch über den Werten der ULB-Modelle von ETL (um mindestens 30%).

4.6 Komponenten der Signalübertragung

Für das GERDA-Experiment ist es besonders wichtig, dass Materialien in unmittelbarer Nähe der Germanium-Dioden sehr kleine Eigenaktivitäten haben. Davon betroffen ist die gesamte sog. *Front End Electronics*, welche die Signale von den Dioden verstärkt und an die DAQ-Elektronik außerhalb des hermetisch verriegelten Kryostaten von GERDA weiterleitet [GER06b].

a) Kapton Die Schaltungen selbst und die restlichen elektronischen Bauteile sollen auf thermisch resistenten und sehr dünnen, flexiblen Substraten (sog. *flexible circuits*) wie Polyimid-Filme deponiert werden. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde u.a. der Polyimid-Film mit Markennamen *Kapton* von DuPont® untersucht.

- Kaptonrolle
Proben-ID: 0143_1
Masse: 149 g
Dichte: 1,31 g/cm³

Wie man der Tab. 4.5 entnehmen kann, wurden nur Obergrenzen (*Upper limit (U.L.)*) für die Konzentrationen des untersuchten Kapton-Materials angegeben.

Probe	Proben-ID	Zerfallsreihe	Abschnitt	K [mBq/kg]
Kapton	0143_1	U	^{234m}Pa	< 3050
		Th	^{226}Ra	< 90
			^{228}Ra	< 105
			^{228}Th	< 65
K	^{40}K	< 850		
Pogo-Pins	0060_1	U	^{234m}Pa	4850 ± 850
		Th	^{226}Ra	100 ± 15
			^{228}Ra	< 75
			^{228}Th	55 ± 20
		K	^{40}K	610 ± 30
Co	^{60}Co	< 15		
Pogo-Pins	0100_6	^{238}U	^{226}Ra	< 85
		^{235}U	^{235}U	550 ± 45
		Th	^{228}R	240 ± 80
			^{228}Th	450 ± 60
		K	^{40}K	570 ± 270
Co	^{60}Co	35 ± 15		

Tabelle 4.5: Obergrenzen und wahre Werte für die Konzentrationen im Kapton und in den Pogo-Pins

b) Pogo-Pins Um zwischen 2 PCBs (Printed Circuits Boards) eine Verbindung herzustellen, werden Kontaktstifte, die man *Pogo-Pins* nennt, verwendet. Diese setzen sich in der Regel zusammen aus einem goldplattierten Federgehäuse, einem Kolben und einer Feder, die einen guten elektrischen Kontakt gewährleisten (s. Abb. 4.7⁵).

- POGO®-Pins
 Proben-ID: 0060_1
 Masse: 350 g
 Dichte: 3,01 g/cm³
- *Pogo-Pins* von IDI (Interconnect Devices Inc.)
 Typ: DE-50-D-2-6
 Proben-ID: 0100_6
 Masse: 64 g
 Dichte: (2,70 ± 0,10) g/cm³

Im Rahmen dieser Arbeit wurde nur die Probe mit ID 0100_6 gemessen. Die bereits gemessene Probe 0060_1 wurde nur neu ausgewertet.

Eine grobe Abschätzung der chemischen Zusammensetzung der Pogo-Pins von IDI⁶ ergab folgende Anteile: 80% Cu, 10% Ni, 5% Fe, 4% Zn, 0,2% Be; der Gold-Anteil dürfte im Promille-Bereich liegen.

Bei der ersten Probe 0060_1 findet man eine starke Störung des säkularen Ungleichgewichts für ^{238}U : die Protactinium-Konzentration ist um etwa einen Faktor 50 größer als jene des ^{226}Ra und dessen Tochternuklide; in Herstellungsprozessen können solche Differenzen entstehen.

Die Th-Konzentration von 0060₁ liegt unterhalb 75 mBq/kg und ist somit geringer als bei der Probe 0100_1; v.a. der ^{228}Th -Gehalt mit der für das GERDA-Experiment unerwünschten ^{208}Tl -Gammalinie bei 2,614 MeV ist fast um das 10-fache geringer.

⁵Quelle: Datenblatt zu DE-50-D-2-6 aus <http://www.idinet.com/order/catalog.aspx>

⁶Information von IDI in Deutschland

KAPITEL 4. SEMIEMPIRISCHE BESTIMMUNG DER EFFIZIENZ EINER
ZYLINDRISCHEN PROBE BELIEBIGER DICHTEN

Kapitel 5

Edelstahlmessungen für den Kryostaten im GERDA-Experiment

5.1 Der Kryostat und die kryogene Infrastruktur des GERDA-Experiments

Um den vom GERDA-Experiment angestrebten Background-Index (BG-Index) von $10^{-4} \text{ cts}/(\text{keV} \cdot \text{kg} \cdot \text{y})$ zu erreichen, ist unter anderem ein Kryostat vorgesehen, der in der Mitte des Wasser-Čerenkov-Detektors (s. Kap. 1.4.1) steht und Flüssig-Argon (*Liquid Argon (LAr)*) enthält [GER04]. Diese Kryoflüssigkeit dient einerseits zur aktiven Kühlung der angereicherten ^{76}Ge -Dioden, die darin zentral positioniert werden; andererseits kann sie als Szintillator zur Diskiminierung von Untergrundsignalen verwendet werden (geplant für eine spätere Messphase des GERDA-Experiments (vgl. Kap. 1.4.1)).

Für den Kryostaten ist ein superisolierender zweiwandiger Tank vorgesehen, der ursprünglich fast gänzlich aus ultrareinem Kupfer bestehen sollte (benötigte Masse an Kupfer: etwa 70 Tonnen), die über die sog. *Elektronenstrahl-Schweiß-Technik (Electron Beam welding)* zusammengeschweißt werden sollte. In dieser Konstellation hätte Flüssig-Stickstoff (*Liquid Nitrogen N₂ (LN₂)*) als Abschirmung ausgereicht.

Da sich im Frühjahr 2006 herausstellte, dass die Kosten für den Bau eines solchen Kupfer-Kryostaten für die GERDA-Kollaboration nicht tragbar war, wurde die „Back-Up“-Lösung in Betracht gezogen: der doppelwandige Tank soll aus kostengünstigerem Edelstahl hergestellt werden. Die Dimensionierung des Kryostaten in der „Back-Up“-Lösung bleibt etwa die gleiche wie im ersten Design: die Höhe beträgt 8,9 m und der Durchmesser des äußeren Tanks 4,2 m. Dies ergibt ein Gesamtvolumen von etwa 70 m^3 . Auf der linken Seite von Abb. 5.7 ist die Seitenansicht des Kryostaten nachgezeichnet.

Um die zu erwartende Kontamination im Edelstahl¹ zu minimieren, ist ein innerer Wall aus Kupferplatten weiterhin vorgesehen. Des Weiteren soll LAr, das besser als LN₂ die Gammastrahlung abschirmt, zum Einsatz kommen [GER04].

Die „Back-Up“-Lösung hat aber auch positive Aspekte: Edelstahl hat eine um 11% kleinere Dichte als Kupfer und ist das bessere Baumaterial, wodurch das Gesamtgewicht des Kryostaten kleiner wird. LAr hat im Vergleich zu LN₂ neben den besseren Absorptionseigenschaften auch einen um 10 K höheren Siedepunkt, so dass das aktive Kühlsystem vereinfacht werden kann.

Der große Nachteil dieser Variante bleibt aber nach wie vor bestehen: die intrinsische Kontami-

¹Bei elektrolytisch hergestelltem Kupfer wie Cu DHP-R240 kann eine Reinheit unterhalb $17 \mu\text{Bq}/\text{kg}$ ^{228}Th erreicht werden; bei bisherigen Stahlmessungen wie im BOREXINO-Experiment lagen die Werte an ^{228}Th hingegen bei ca. 5-17 mBq/kg [BOR02].

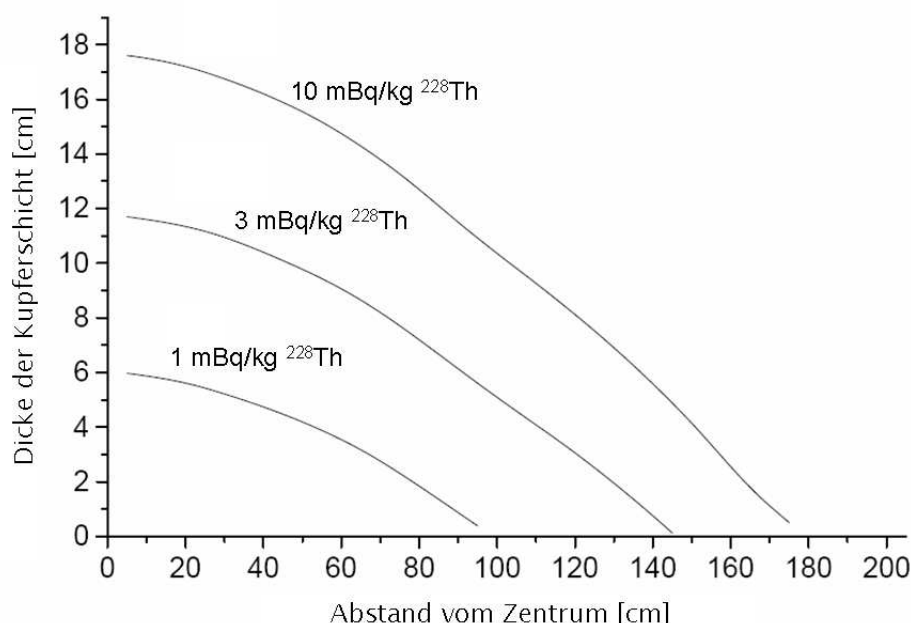


Abbildung 5.1: Für unterschiedliche ^{228}Th -Konzentrationen im Edelstahl des Kryostaten ist die Abhängigkeit der erforderlichen Kupferdicke vom Abstand, den die Gammaquanten aus unterschiedlichen Richtungen des Kryostaten zum Zentrum hinterlegen müssen, dargestellt. Es sei verdeutlicht, dass der Radius des inneren Tanks kleiner als 2 m ist und der Abstand der ^{76}Ge -Dioden, welche zentral im Kryostaten angeordnet werden, von der Innenwand des Kryostaten im Realfall stets kleiner ist. Quelle: modifizierte Graphik nach [Bar06].

nation des Edelstahls. Ein innerer Wall aus Kupferplatten der Dicke D soll dem entgegen wirken und den geforderten BG-Index gewährleisten.

Die Abhängigkeit der Kupferwandstärke D von der Kontamination des im Kryostaten eingebauten Edelstahls ist von Barabanov *et al.* mit Hilfe von MC-Simulationen untersucht worden [Bar06]. Darin wird angenommen, dass neun 2 kg schwere ^{76}Ge -Dioden zentral im Tank positioniert werden. Kupfer und LAr sollen dabei den aus unterschiedlichen Richtungen des Kryostaten stammenden Untergrundbeitrag abschirmen. Die mittlere freie Weglänge für die 2,614 MeV-Gammaquanten bei Zerfällen von ^{208}Tl (s. ^{232}Th -Zerfallsreihe in Abb. A.2) in diesen Abschirmungsmedien wurde willkürlich 15% höher angesetzt als es der Literaturwert angibt, um möglichst konservative Werte zu bekommen.

Das Ergebnis ist in Abb. 5.1 graphisch dargestellt.

Es stellt sich heraus, dass eine Kontamination von 10 mBq/kg ^{228}Th im Edelstahl für den kleinsten Abstand vom Zentrum eine Kupferdicke $D_{min}=18$ cm erforderlich macht. Der Boden und der Abschluss des Tanks müssen ebenfalls mit Kupferplatten abgeschirmt werden, so dass insgesamt 41 Tonnen Kupfer zusätzlich zum Edelstahl benötigt werden.

Bei 3 mBq/kg ^{228}Th -Gehalt ist $D_{min}=12$ cm und die benötigte Kupfermenge 23 Tonnen. In diesem Fall reicht es bereits, den am Detektor nähergelegenen zylinderförmigen Tankanschnitt abzuschirmen (in Abb. 5.7 ist dieser Fall dargestellt), wodurch die Montage abermals vereinfacht wird.

Im Idealfall, wenn nur 1 mBq/kg ^{228}Th vorliegt, ist $D_{min}=6$ cm, und es werden nur 8 Tonnen Kupfer hierfür benötigt.

Auf der Suche nach sauberem Edelstahl mit einer Kontamination deutlich unter 10 mBq/kg ^{228}Th

Norm: DIN EN 10088								
Werkstoffname: X6CrNiMoTi17-12-2								
Werkstoffnummer: 1.4571								
C	Si	Mn	P_{MAX}	S	Cr	Mo	Ni	Ti
≤ 0,08	≤ 01,00	≤ 2,00	0,045	≤ 0,015	16,50- 18,50	2,00- 2,50	10,50- 13,50	min: (5 x C) max: 0,70

Tabelle 5.1: Chemische Zusammensetzung der gemessenen Edelstahlproben; die relativ hohen Konzentrationen an Legierungselementen in diesem Edelstahl sind in Prozent angegeben.

wurden im Herbst 2006 mehrere Hersteller kontaktiert und eine großangelegte Messkampagne gestartet. Gammaspektroskopische Untersuchungen wurden am LNGS mit dem Germaniumdetektor GeMPI (s. Kap. 2.3.1) und am MPIK mit dem Detektor DARIO durchgeführt. Parallel dazu wurden ICPMS-Messungen am SSC ITEP/INR RAS² in Moskau in Auftrag gegeben, um zu überprüfen, ob die ²³²Th-Zerfallskette im säkularen Gleichgewicht ist.

Da die Edelstahlproduktion auf dem Weltmarkt gering ist, entschied man sich für die relativ häufig beantragte Werkstoffnummer³ 1.4571 (nach EN-Norm), die zudem wegen des hohen Legierungsanteils zum Schweißen besonders geeignet ist. Die chemische Zusammensetzung ist in Tab. 5.1 zusammengefasst⁴.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden einige Edelstahlproben von mir gemessen⁵. Die nun anstehende kurze Präsentation von Messvorgang und Auswertung soll zum einen die für das GERDA-Experiment relevanten Ergebnisse und Problematiken dieser Edelmessungen diskutieren, zum anderen dient sie dazu, die verschiedenen Facetten der Low-Level-Gammaspektroskopie in der Anwendung zu demonstrieren.

5.2 Messvorbereitung und Messvorgang

Einzelne Edelstahlproben wurden bei verschiedenen Anbietern beantragt. In Tab. A.2 sind u.a. die Mengen, die genaue Spezifikation des Edelstahls und der Name des Herstellers/Anbieters aufgelistet.

Maße und Einsatzort der diversen Edelstahl-Platten beim Bau des Kryostaten können Abb. 5.7 entnommen werden.

Von den jeweiligen Chargen wurden 40-60 kg schwere Proben (s. Tab. A.2) entnommen und zu Platten mit der Kantenlänge 198x198 mm² verarbeitet; die Dicken der Platten sind in Abb. 5.7 eingetragen. Um die Detektorkammer der Gammaspektrometer aufzufüllen, wurde ein Teil davon mit Löchern versehen, deren Durchmesser i.A. 100 mm betrug (s. Abb. 5.5).

Am MPIK wurden zunächst sämtliche Proben in einer 4-5 stündigen Reinigungsprozedur chemisch behandelt. Da sich diese Methode für die Edelstahlproben bewährt hat, seien hier die Arbeitsschritte aufgelistet:

- Biologische Reinigung: Entfettung durch Abbau des eingetragenen Öls mit Hilfe von Mikroorganismen (*Bio-CircleTM L*)
- Abspülen mit Leitungswasser

²SSC ITEP: State Science Center of Russian Academy of Science;

INR RAS: Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Science

³Dies vereinfacht die Vereinbarung eines bedingten Rückgaberechts von Stahlproben mit zu hoher Kontamination beim Hersteller [Sch07].

⁴Information entnommen aus: http://www.euro-inox.org/technical_tables/index.php

⁵Die Namen der beteiligten Personen sind am Anfang der Tab. A.2 aufgelistet.

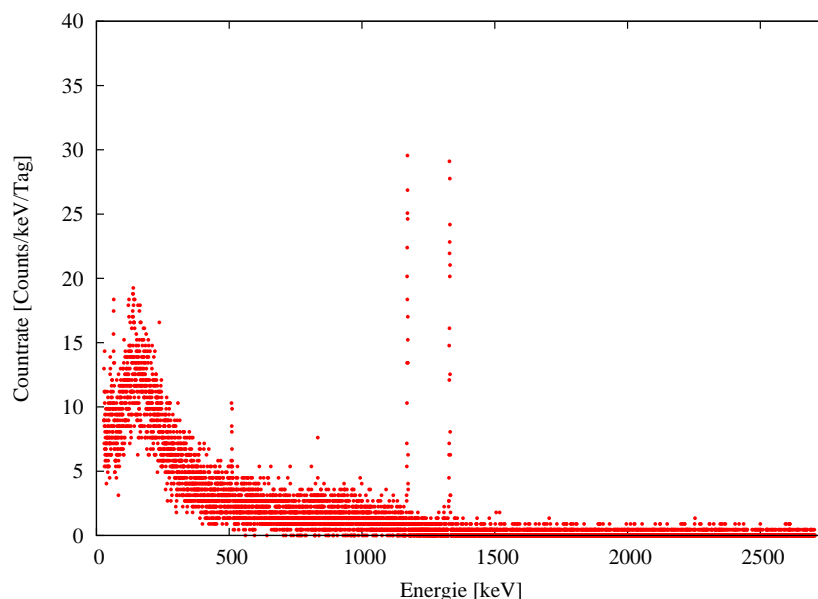


Abbildung 5.2: Spektrum der Edelstahlprobe D3: Auffällig sind die beiden ^{60}Co -Linien bei 1173 keV und 1332 keV, die bei allen Edelstahlproben wiederkehren (s. Kap. 5.4).

- Laugenlösung in Kombination mit Ultraschallbad: Die Lösung enthält 5% hochkonzentrierte fettlösende Lauge mit pH-Wert 12,9 (*Tickopur R 33*).
- Abspülen mit destilliertem Wasser
- Ultraschallbad mit destilliertem Wasser: Entfernung von Laugenresten
- Trocknen im Spezialofen bei 100°C: Die Proben bleiben darin bis zum Moment der Entnahme/Verpackung.

Proben, die anschließend zum LNGS geschickt und dort mit dem Detektor GeMPI (G) gemessen wurden, seien im Folgenden mit G1-G7 bezeichnet (s. Abb. 5.7 bzw. Tab. A.2).

Im Fall der Messungen D1-D7 mit dem Germanium-Spektrometer DARIO (D) am MPIK wurde die Detektorkammer mit den gereinigten Edelstahlplatten aufgefüllt. Anschließend wurde die Kammer verschlossen, evakuiert und mit Stickstoff gefüllt; die letzten beiden Zwischenschritte wurden zweimal wiederholt. Danach wurde 2-3 Tage abgewartet, bis die ^{222}Rn - und ^{220}Rn -Tochternuklide (Oberflächen-Kontamination) größtenteils zerfallen waren, um dann die eigentliche Messung zu starten.

Die Datenaufnahme erfolgte über einen AD-Wandler vom Typ ND575 und ein analoges Eingangsmodul AIM 556 von CANBERRA in Kombination mit der Software GENIETM 2000 (Version 3.1) derselben Firma.

5.3 Auswertung

5.3.1 Anwendung der Low-Level-Statistik

Die Auswertung der einzelnen Spektren sei anhand einer ausgewählten Probe, nämlich D3, dargestellt.

Nuklid	Energie [keV]	Netto Zählrate [Counts/ t_M]	ϵ [%]	$B.R.$ [%]	Konzentration [mBq/kg]	$\bar{x}(E)$ [mBq/kg]	U.L. [mBq/kg]
^{226}Ra	295,2	$-4,9 \pm 23,6$	0,185	18,2	$-0,4 \pm 2,1$		
	351,9	$10,8 \pm 21,4$	0,179	35,1	$0,5 \pm 1,0$		
	609,36	$-3,4 \pm 16,1$	0,139	44,6	$-0,2 \pm 0,8$		
	1120,4	$-9,9 \pm 11,1$	0,121	14,7	$-1,7 \pm 1,9$		
	1764,6	$2,1 \pm 5,2$	0,107	15,1	$0,4 \pm 1,0$	$-0,2 \pm 0,5$	$\leq 0,9$
^{234m}Pa	1001,0	$4,2 \pm 13,0$	0,122	0,8	$12,5 \pm 38,5$	$12,5 \pm 38,5$	$\leq 84,1$
^{228}Th	238,6	$9,9 \pm 27,3$	0,198	43,3	$0,3 \pm 1,0$		
	583,2	$17,1 \pm 15,9$	0,137	30,5	$1,2 \pm 1,2$		
	2614,5	$15,2 \pm 5,2$	0,079	35,6	$1,6 \pm 0,6$	$1,1 \pm 0,5$	$\leq 1,9$
^{228}Ra	911	$17,3 \pm 12,9$	0,126	25,8	$1,6 \pm 1,2$	$1,6 \pm 1,2$	$\leq 3,7$
^{40}K	1460,8	$2,1 \pm 5,8$	0,107	10,7	$0,5 \pm 1,5$	$0,5 \pm 1,5$	$\leq 3,4$
^{60}Co	1173,2	$561 \pm 25,6$	0,115	99,9	$14,7 \pm 3,0$		
	1332,5	$592 \pm 25,0$	0,111	100	$16,1 \pm 3,3$	$15,4 \pm 2,2$	$\leq 19,0$

Tabelle 5.2: Auswertung der Edelstahlprobe D3: Die Messzeit betrug 6,716 d und die Masse der Probe $m=57,30$ kg. Die Abkürzung $B.R.$ steht für *Branching ratio*. Für die Effizienz ϵ wurde ein systematischer Fehler von 20% angenommen. Bei 1001 keV wurde der entsprechende Wert nachträglich interpoliert. Die Entscheidung über die Angabe von Mittelwert $\bar{x}(E)$ oder kombiniertem *Upper Limit* ($U.L.$) ist durch Gl.(5.1) festgelegt.

Betrachtet man das Spektrum in Abb. 5.2, erkennt man zunächst, dass die zur Verfügung stehenden 8190 Kanäle des AD-Wandlers optimal auf den Energiebereich zwischen etwa 40 keV und 2700 keV eingestellt worden ist, wo die meisten Gammalinien der natürlichen Isotope zu finden sind.

Um nun die Ereignisse in den einzelnen Linien auszulesen, wurde entsprechend den Empfehlungen der Norm DIN 25482-5, die für gammaspektroskopische Untersuchungen konzipiert wurde, folgende Methode (vgl. Abb. 3.4 angewandt: Sämtliche Counts in einem Bereich der Breite $a = 2,5 \cdot FWHM(E)$ um den Erwartungswert $x(E)$, auch „*Region of interest (ROI)*“ genannt, wurden aufsummiert; dabei entspricht $FWHM(E)$ (*Full Width Half Maximum*) der energieabhängigen Halbwertsbreite der Gammalinien^{6,7}. Links und rechts davon wurden Bereiche mit der Breite $b=a/2$ gewählt und daraus eine gemittelte Zählrate bestimmt; diese wurde normiert und als kontinuierlicher Untergrundbeitrag vom Zählratenwert der *ROI* abgezogen. In einem zweiten Schritt wurde noch der vorher bestimmte Linienuntergrund (vgl. Kap. 3.3.1) subtrahiert.

Diese Netto-Zählraten und die daraus berechneten Aktivitäten der zu den natürlichen Isotopen U, Th, K und zum Isotop ^{60}Co (teils kosmogenen Ursprungs, teils künstlich erzeugt) gehörenden einzelnen Gammalinien sind in Tab. 5.2 dargestellt⁸.

Wie man weiterhin der Tabelle entnehmen kann, führt man bei den natürlichen Zerfallsreihen U und Th eine Unterteilung in jeweils 2 Unterabschnitte ein und betrachtet sie separat, da in Herstellungsprozessen das säkulare Gleichgewicht gestört werden kann (s. Kap. 5.4.2).

Als Beispiel sei die Thorium-Zerfallsreihe (s. Abb. A.2) genannt: Der erste Abschnitt wird von der ^{228}Ra -Aktivität bestimmt. Hier hat man etwa eine intensive Gamma-Emission bei 911 keV. Für den zweiten Teil, der von ^{228}Th abhängt, greift man auf die Gammalinien bei den Energien 238 keV, 583 keV und 2614 keV zurück.

Ausgehend von der bekannten Netto-Zählrate, dem *Branching ratio* und der Effizienz gelangt man nach Einsetzen der Masse $m=57,3$ kg und der Messzeit $t_M=6,716$ d in Gl.(x4x) zu den Konzentrationen für die einzelnen Gammalinien.

⁶Eine genaue Darstellung samt Beispielen kann in [KiK99] nachgelesen werden.

⁷Die Energieauflösung des eingesetzten Detektors DARIO beträgt z.Zt. 2,7 keV bei der 1332 keV-Standardlinie von ^{60}Co .

⁸Bei den LNGS-Messungen G1-G7 wurden auch kosmisch aktivierte Isotope und weitere künstliche Isotope ausgewertet.

Das Ziel besteht nun darin, einen Mittelwert oder eine Obergrenze, auch *Upper Limit (U.L.)* genannt, anhand der Information aus den Einzelaktivitäten (aus der jeweiligen Messung) abzuleiten: Bei hohen Zählraten über dem Untergrund wird der Mittelwert $\bar{x}(E)$ mit Standardabweichung (1σ) angegeben. Dies war etwa beim ^{60}Co in allen Edelstahlproben der Fall.

Sofern man positive Signale einer Linie nicht oder nur sehr schwer vom Untergrund unterscheiden kann, ist nur mehr die Angabe eines *U.L.* sinnvoll. Typischerweise ist es über eine Vertrauensgrenze (*Confidence Limit (C.L.)*) definiert, welche besagt, dass der gemessene Wert (und damit auch der Erwartungswert) mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit darunter liegt.

Dieses Prinzip ist bei sehr kleinen (*Low-Level*)-Statistiken wie bei den vorliegenden Stahlmessungen nicht immer zufriedenstellend, da auch negative Zählraten durch Fluktuationen im Untergrund auftreten können (s. Tab. 5.2). Durch Einbeziehen der Bayes-Statistik, die das Wissen aufgreift, dass das Ergebnis stets ≥ 0 sein muss, lassen sich Ansätze zu kombinierten U.L. finden. Das hier verwendete Modell basiert auf einem Ansatz von M. Heisel [Hei06], worin ein solches kombiniertes U.L. ebenfalls definiert wird.

Dabei stellt sich noch die Frage, wann die Angabe des kombinierten *U.L.* anstelle des Mittelwertes $\bar{x}(E)$ sinnvoll erscheint. In unserem Fall galt das folgende Auswahlkriterium. Für:

$$\bar{x}(E) - 1,645 \cdot \sigma \begin{cases} > 0 & \text{wurde } \bar{x}(E) \pm \sigma \text{ angegeben} \\ \leq 0 & \text{wurde das } U.L. \text{ angegeben} \end{cases} \quad (5.1)$$

Der Faktor 1,645 wird folgendermaßen eingeführt: Sofern 90% ($\equiv \pm 1,645 \cdot \sigma$) der Fläche der Aktivitätsverteilung um den Mittelwert \bar{x} mit Standardabweichung σ liegt, wird dieser angegeben (in anderen Worten: Einzelmessungen würden Werte liefern, die in mehr als 90% der Fälle größer als 0 sind und um den Mittelwert $\bar{x}(E)$ liegen); ansonsten wird nur eine Obergrenze angegeben, die besagt, dass der wahre Wert unter dem noch zu definierenden *U.L.* liegt.

5.3.2 Studie zu den eingeschränkten Messzeiten

Die Statistik verbessert sich mit Zunahme der Masse und der Messzeit t_M (s. Gl.(1.14) in Kap. 1.3.2). Vorausgehende Messungen am Detektor DARIO am MPIK haben gezeigt, dass nach 2-3 Wochen Messzeit der statistische Fehler nicht mehr bedeutend minimiert werden kann; diese Messdauer ist im Übrigen ein typischer Wert für die Low-Level-Gammaspektroskopie.

Bei den gemessenen Edelstahlproben waren zwar große Massen vorhanden, doch die Messzeiten waren wegen der Vielzahl von Proben limitiert, zumal nur jeweils ein Detektor am MPIK und am LNGS mit großen Kammervolumina und hohen Sensitivitäten zur Verfügung stand.

Um die Auswirkung dieser knappen Messzeiten (etwa bei D1 und D2) auf das Endergebnis zu ermitteln, wurde bei der Probe D3 während der einwöchigen Messung täglich ein Spektrum aufgenommen und ausgewertet:

In Abb. 5.3 wird repräsentativ die ermittelte Konzentration von ^{228}Th für diesen Zeitraum wiedergegeben. Man sieht, dass der Fehler erwartungsgemäß kleiner wird; beim zweiten Messpunkt taucht ein U.L. auf, das auf Fluktuationen im Untergrund in dieser frühen Messphase zurückzuführen ist. Nach 3-4 Tagen stabilisiert sich aber der Mittelwert der gemessenen Aktivität. Dieses Verhalten konnte auch bei den anderen Nukliden ^{228}Ra , ^{226}Ra und ^{40}K , die ebenso schwache Aktivitäten haben, beobachtet werden. Nach diesem Zeitraum dominieren die systematischen Fehler (d.h. Abweichung der simulierten Effizienzwerte; s. Kap. 5.3.3).

Daneben sei erwähnt, dass bei der Verwendung des Detektors DARIO bei höheren Konzentrationen wie im Falle von ^{60}Co bereits nach 1-2 Tagen der systematische Fehler überwiegt (s. Abb. 5.4).

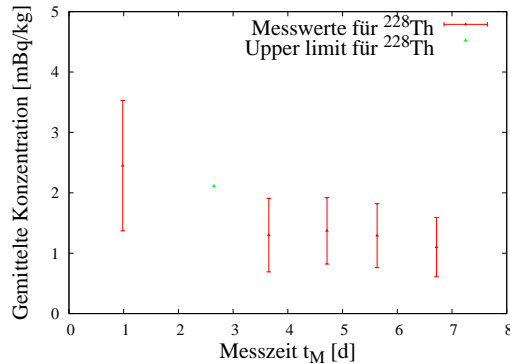


Abbildung 5.3: Auswertung der gemittelten ^{228}Th -Konzentration in der Probe D3 in Abhängigkeit von der Messzeit t_M .

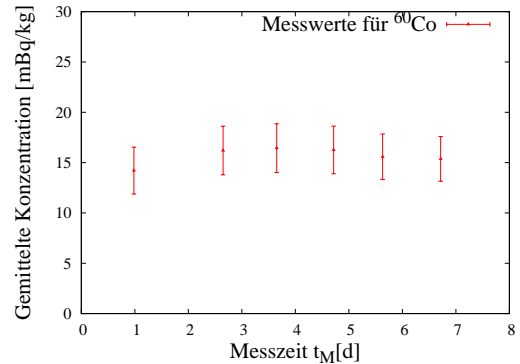


Abbildung 5.4: Auswertung der gemittelten ^{60}Co -Konzentration in der Probe D3 in Abhängigkeit von der Messzeit t_M .

5.3.3 Effizienzbestimmung über MC-Simulationen

Für die Auswertung der Edelmetallmessungen D1-D7 wurden zumeist Effizienzen verwendet, die für vorausgehende Stahlproben simuliert worden sind⁹, da es sich um fast dieselben Probengeometrien handelte.

In all diesen Fällen lagen Platten mit Loch über eine größtenteils einheitliche Länge $l \approx 11$ cm vor (s. Abb. 5.5); davor schlossen sich Platten ohne Loch an.

Die Gesamtlänge a aller Platten (mit und ohne Loch) in den simulierten Fällen variierte zwischen 15 und 24 cm; dementsprechend lagen die Probenmassen zwischen 40,0 kg und 63,70 kg.

Die Unterschiede in den Effizienzwerten, die aus den 4 Konfigurationen 1-4 resultieren, wird aus Tab. 5.3 ersichtlich. Dort sind die entsprechenden Effizienzen ϵ_1 - ϵ_4 exemplarisch für den Fall der stärker ausgeprägten Gammalinien von ^{228}Th aufgezeigt (vgl. Abb. A.2).

Für die Auswertung von D1-D7 wurde nun jene Effizienz ausgewählt, die bezüglich der simulierten Masse mit denen der Edelmetallproben am besten übereinstimmte.

Die Massen von D1-D7 und die gewählte Effizienz können in Tab. A.2 eingesehen werden.

Es stellt sich letztlich die Frage, wie groß der relative Gesamtfehler der verwendeten Effizienzwerte für D1-D7 ist.

Die Wahl einer der 4 Effizienzen (ϵ_1 - ϵ_4) führt zu einem systematischen Fehler, der i.A. jedoch klein ist ($<10\%$). Die simulierten Werte selbst haben einen statistischen Fehler im Subprozentbereich und einen relativen systematischen Fehler, der – nach Teilnahme an internationalen Vergleichstudien – mit 20% abgeschätzt wurde. Dieser Fehler wurde auch bei der Endauswertung von D1-D7 übernommen (s. Tab. A.2).

Des Weiteren haben die Auswertungen zu D2 und G6, bei denen es sich um dieselbe Probe handelt, gezeigt, dass die MC-simulierten Effizienzwerte am MPIK und am LNGS gut übereinstimmen (s. Tab. A.2).

⁹Die vorliegenden Effizienzwerte sind von Dusan Budjas, MPIK, simuliert worden.

KAPITEL 5. EDELSTAHLMESSUNGEN FÜR DEN KRYOSTATEN IM GERDA-EXPERIMENT

^{228}Th - Gammalinie [keV]	Effizienz ϵ_1 [%] a=15,00 cm m=40,0 kg	Effizienz ϵ_2 [%] a=17,00 cm m=43,90 kg	Effizienz ϵ_3 [%] a=21,45 cm m=55,7 kg	Effizienz ϵ_4 [%] a=24,00 cm m=63,70 kg
238,6	0,2736	0,2539	0,1981	0,1760
583,2	0,1882	0,1777	0,1366	0,1225
2614,5	0,1072	0,1012	0,0792	0,0702

Tabelle 5.3: Simulierte Effizienzwerte für 4 verschiedene Stahlkonfigurationen. Die Länge a bezieht sich dabei auf die Kantenlänge der Stahlprobe, wie sie in Abb. 5.5 dargestellt ist. Der statistische Fehler der angegebenen Effizienzwerte ist stets < 1%; der systematische Fehler liegt bei etwa 20%.

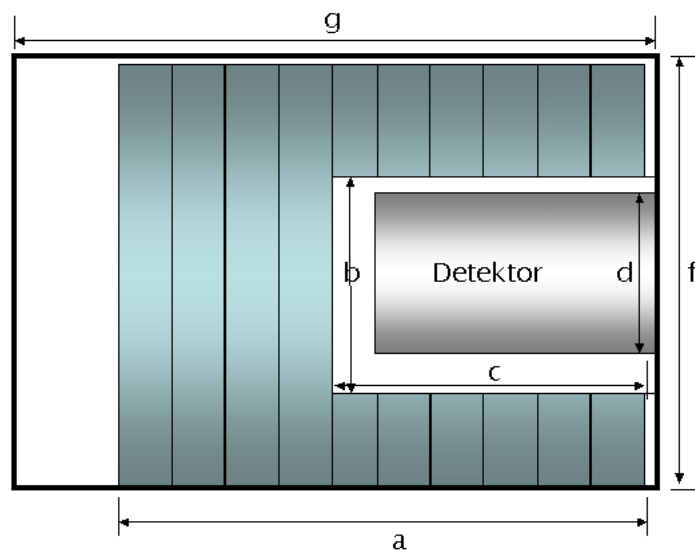


Abbildung 5.5: Seitenansicht der Detektorkammer (20x20x27) cm³ von DARIO nach Einbringen einer Stahlprobe: Um den Detektor (Länge: 11,6 cm; Durchmesser d: 8 cm) wurden Edelstahlplatten (mit Lochdurchmesser b=10 cm) über eine Gesamtlänge c von ca. 11 cm für alle Proben D1-D7 gesetzt (sog. *Marinelli-Geometrie*); anschließend folgten Platten ohne Loch. Die Gesamtlänge a aller Platten war bei den einzelnen Stahlproben verschieden.

5.4 Diskussion der Edelstahl-Messungen

5.4.1 Erste Einschätzung der Edelstahl-Ergebnisse

Tab. A.2 fasst sämtliche Edelstahl-Resultate zusammen, die am MPIK und am LNGS bestimmt worden sind.

Zunächst fällt auf, dass die ^{228}Th -Werte in allen Fällen deutlich unter der maximal zulässigen Obergrenze von 10 mBq/kg liegen, die für das Einhalten des GERDA-BG-Index nötig ist (s. Kap. 5.1). Viele liegen unterhalb 2 mBq/kg, in einigen Fällen (D6, D7, G1, G2, G3, G6) hat man sogar ein U.L. ≤ 1 mBq/kg.

Es lag nahe, solche Chargen zu ersetzen, die in Detektornähe einen ^{228}Th -Gehalt von etwa 5 mBq/kg aufwiesen, weil dadurch eine drastische Reduzierung der Kupferplattendicke D möglich ist (angestrebt ≤ 1 mBq/kg; s. Kap 5.1). Dies war der Fall bei der Probe G4, die für den zylindrischen Teil des äußeren Tanks bestimmt war. Die Probe G7 einer anderen Charge wurde darauf angefordert, wies aber auch einen zu hohen Gehalt auf. Letztlich konnte D6 und der restliche Teil der 8 m langen Charge von Probe G1 den Ersatz liefern. Bei D1 wurde kein Ersatz gesucht, da die entsprechende Charge für die obere Kryostatabdeckung (sog. *vessel head*) gedacht ist, die vom Zentrum des Kryostaten, wo die Ge-Dioden positioniert werden, weiter entfernt ist.

Auffällig ist auch, dass in allen Proben ^{60}Co vorhanden ist: die Konzentration schwankt zwischen 6,6 und 45,5 mBq/kg. Dieses relativ langlebige Isotop ($\tau=7,60$ y) entsteht durch kosmische Aktivierung, kann aber auch unbeabsichtigt durch die Wiederverwertung von kontaminiertem Stahlschrott in den Stahlproduktions-Zyklus eingebracht werden. Dabei handelt es sich etwa um benutzte Proben aus Forschung, Medizin und Industrie, die stahlversiegelt waren und später unsachgemäß in die Schmelzöfen gelangten [Neu05]. Eine andere Quelle von ^{60}Co stellen Stahlreste dar, die an Kernreaktoren verwendet und durch thermische Neutronen aktiviert wurden. Untersuchungen von solchem Stahl ergaben, dass die hauptsächlichen Gamma-Emitter ^{59}Fe , ^{60}Co , ^{51}Cr , ^{187}V und ^{90}Mo sind [She82].

^{60}Co gefährdet das GERDA-Experiment nicht direkt, da die beiden Gammalinien (1172 keV und 1332 keV) unterhalb der kritischen Energie von 2039 keV liegen, bei welcher der neutrinolose Doppel-Betazerfall-Übergang von $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$ erwartet wird. Ihr Compton-Kontinuum wird aber einen deutlichen Untergrundbeitrag unterhalb von 1 MeV liefern.

Wenn auch geringe ^{228}Th -Konzentrationen in den Edelstahlproben gemessen worden sind, muss man auf einige zusätzliche Effekte Acht geben:

5.4.2 Ungleichgewicht innerhalb der U- und Th-Zerfallsreihen

Uran-Radium-Zerfallsreihe Verglichen werden die Gamma-Aktivitäten der beiden Abschnitte innerhalb der ^{238}U -Zerfallsreihe, die vor und nach ^{226}Ra liegen¹⁰; stellvertretend für den ersten Abschnitt kann man die Intensität der Gamma-Emission beim Übergang von ^{234m}Pa zu ^{234}U betrachten; für den zweiten Abschnitt stehen zahlreiche Gammalinien¹¹ zur Auswahl, welche v.a. die Betazerfälle von ^{214}Pb und ^{214}Bi begleiten.

Im Fall von säkularem Gleichgewicht sind die Aktivitäten sämtlicher Gammalinien in den beiden Abschnitten gleich.

Bei den Edelstahlmessungen kann diesbezüglich in den meisten Fällen keine Aussage getroffen werden, da für die betrachtete ^{234m}Pa -Linie bei 1001 keV (und evtl. bei 766 keV) nur ein U.L. angegeben werden konnte. In zwei Fällen jedoch, nämlich bei D1 und G5, ergab sich eine 60- bzw. 50-fach größere Aktivität als im zweiten Abschnitt. Da aber ^{226}Ra eine mittlere Lebenszeit

¹⁰Streng genommen könnte man sogar 3 Abschnitte berücksichtigen (vgl. Abb. A.3 im Anhang)

¹¹U.a. kommt die 2204 keV-Linie vor; diese Energie liegt zwar über 2039 keV, ihre Compton-Kante liegt aber darunter.

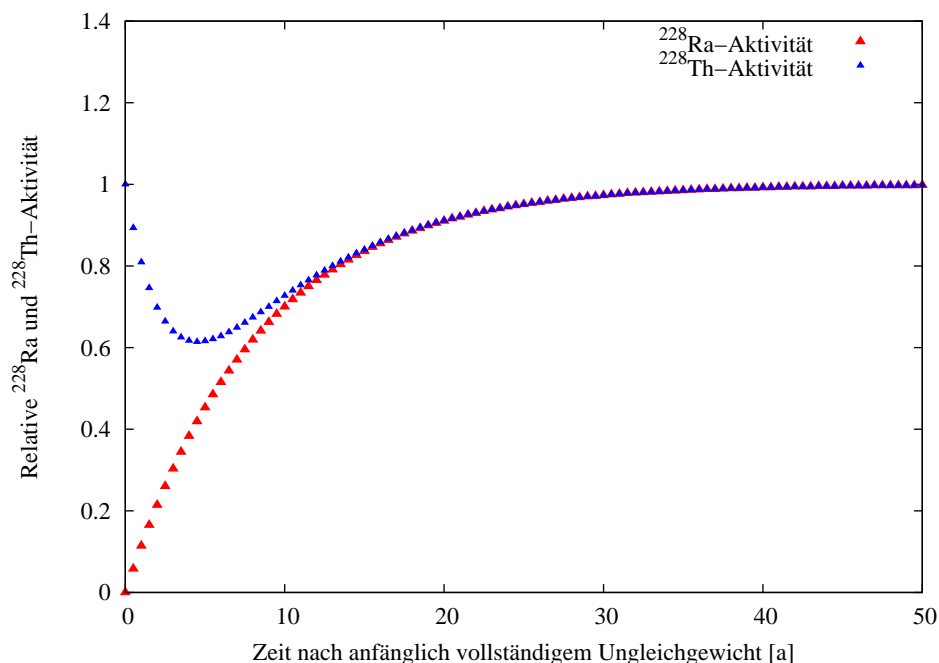


Abbildung 5.6: Ungleichgewichtssituation in der Thorium-Zerfallsreihe: bei vollständiger Entfernung von ^{228}Ra (d.h. in Herstellungsprozessen) zum Zeitpunkt $t=0$ beschreiben die Gamma-Aktivitäten der beiden Abschnitte ^{228}Ra und ^{228}Th die dargestellten Kurvenverläufe; letztlich konvergieren beide zur Gleichgewichtslage, die hier auf 1 normiert ist.

$\tau=2310$ y besitzt und demnach die Gamma-Aktivität des 2. Abschnitts nur langsam zunimmt, wird sie sich auf dem Linienuntergrund und dem kontinuierlichen Untergrund im GERDA-Experiment gering niederschlagen.

Thorium-Zerfallsreihe Die ^{232}Th -Zerfallsreihe weist auch zwei charakteristische Abschnitte auf, die nicht immer im Gleichgewicht sein müssen. In Herstellungsprozessen kann etwa ^{228}Ra (1. Abschnitt) angereichert werden, so dass die Gamma-Aktivität, welche typischerweise die Betazerfälle dieses Nuklids begleitet, zeitweise reduziert ist. Diese Situation ist in Abb. 5.6 für den Zeitpunkt $t=0$ dargestellt.

Für die ^{228}Th -Konzentration selbst bedeutet dies, dass zeitweise kein „Nachschub“ vom ersten Abschnitt kommt; seine Gamma-Aktivität nimmt mit $\exp(-t/\tau_A)$ ab; darin ist $\tau_A=2,76$ y die mittlere Lebenszeit von ^{228}Th .

Da die ^{232}Th -Konzentration N_0 (in der Skizze normiert auf 1) nach wie vor im Probenmaterial ist, wird ^{228}Ra nachproduziert und dessen Gamma-Aktivität nimmt mit $(1 - \exp(-t/\tau_B))$ wieder zu, bis die ursprüngliche Gleichgewichtslage erreicht wird ($\tau_B=8,295$ y für ^{228}Ra).

Die ^{232}Th -Aktivität wird während dieser Phase durch $\exp(-t/\tau_A) + (1 - \exp(-t/\tau_B))$ beschrieben. Der entsprechende Kurvenverlauf in Abb. 5.6 verdeutlicht, dass die ^{232}Th -Aktivität um bis zu 40% (im Minimum) reduziert sein kann und dass sich das Gleichgewicht innerhalb von ca. 40 Jahren wieder einstellen wird.

Bei den Edelstahlmessungen trat dieses Phänomen nachweislich bei den Messungen D4 und G5 auf¹². Hier ist eine Zunahme der ^{228}Th -Aktivität um bis zu 20% während des GERDA-Experiments zu erwarten, für das eine Laufzeit von 10 Jahren veranschlagt wurde.

¹² Auch G4 und G7 wiesen ein Ungleichgewicht auf; sie werden aber für den Bau des Kryostaten nicht benutzt.

5.4.3 Repräsentativität der Einzelmessungen

Insgesamt sind etwa 575 kg Edelstahl von 11 verschiedenen Chargen, die letztlich zum Bau des Kryostaten im GERDA-Experiment verwendet werden, auf Radioaktivität hin untersucht worden. Das Verhältnis von untersuchtem Material zur gesamten eingesetzten Menge an Edelstahl (ca. 21,5 Tonnen)¹³ steht im Verhältnis 3/100.

Es stellt sich deshalb die Frage, ob die Einzelmessungen für die wahre Aktivität der Chargen repräsentativ sind, da Inhomogenitäten in erstarrtem Stahl aufgrund von lokalen Verunreinigungen der Schmelze nicht auszuschließen wären.

Als Arbeitshypothese wird jedoch angenommen, dass aufgrund guter Durchmischung der Metallschmelze eine homogene Verteilung der Elemente vorliegt.

Experimentell wurde dies bei der Stahlschmelze mit Chargennummer 494257 (Ilsenburg) bestätigt (s. Tab. A.2). Dabei wurden zwei unterschiedliche Proben G2 und G6(≡D2) aus dieser Charge entnommen und gemessen; die gemessenen Konzentrationen stimmen in beiden Fällen sehr gut überein.

Im Übrigen hat sich gezeigt, dass alle 8 Einzelmessungen von 7 unterschiedlichen Chargen, welche von einem einzigen Hersteller (Ilsenburg) bezogen wurden, stets Werte unter 2 mBq/kg lieferten. Diese Konstanz, die über die Herstellung einzelner Chargen hinaus gewährleistet wird, könnte mit dem hier angewandten Schmelzverfahren (genannt *electric arc melting*) in Verbindung stehen [Heu07].

5.4.4 Verwendung von zusätzlichen Materialien beim Bau des Kryostaten

Für den Bau des Kryostaten werden neben dem Edelstahl weitere Materialien benötigt. Wenn ihr Massenanteil auch gering ist, könnten sie doch höhere Aktivitäten aufweisen. Deshalb ist eine vorsichtige Auswahl dieser Stoffe ebenfalls wichtig.

Schweißdrähte Beim Zusammenschweißen der Edelstahlplatten werden etwa 500 kg Schweißdraht-Elektroden und Schweißstifte (alle der Werkstoffklasse EN-DIN 1.4430) benötigt. Eine erste Auswertung der gemessenen Proben ergab ²²⁸Th-Aktivitäten im Bereich von 5 mBq/kg; die Proben sind somit nicht problematisch. Allerdings wies eine Probe einen sehr hohen ⁴⁰K-Gehalt (≈ 200 mBq/kg) auf; die Probe wurde daraufhin ersetzt.

Schutz- und Isolierfolien Aus Abb. 5.7 wird ersichtlich, dass etliche Beschichtungen und Folienarten vorgesehen sind:

Um den inneren vom äußeren Tank thermisch zu isolieren, werden zunächst Abstandshalter aus TORLON® verwendet, einem Kunststoff, der ein sehr hohes Kompressionsmodul und einen geringen thermischen Leitfähigkeitskoeffizienten aufweist. Der innere Tank sitzt sogar auf 8 solcher Abstandshalter. Damit ist der direkte thermische Kontakt unterbunden. Des Weiteren ist der Hohlraum evakuiert, so dass Wärmetransport durch Konvektion ebenfalls entfällt. Schließlich werden auf der Außenseite des inneren Tanks eine Polycarbonat-Folie aus LEXAN® oder MACROLON® (<1 Tonne; zur Minimierung der Verdampfungsrates im Falle eines Lecks) und eine Superisulationsfolie (<150 kg) aus der Raumfahrt-Industrie angebracht, welche die Schwarzkörperstrahlung vom äußeren auf den inneren Tank abschwächen wird.

Weitere Folien werden auf der Außenseite des äußeren Tanks benötigt: Einerseits soll der Kryostat gänzlich vom Wasser des Čerenkov-Detektors abgedichtet sein – dafür ist eine MYLAR®-Beschichtung vorgesehen – andererseits wird eine Reflexionsfolie angebracht, welche die Lichtaus-

¹³ Ungefähr 1 weitere Tonne Edelstahl, die für den Hals des Kryostaten benötigt wird, wurde bisher nicht untersucht und ist hier nicht berücksichtigt; des Weiteren werden ca. 0,5 Tonnen Schweißdrähte benötigt.

beute des Myonveto-Systems ringsherum verbessern soll.

Für all diese Fälle wurden und werden u.a. gammaspektroskopische Untersuchungen durchgeführt, um dementsprechend Kandidaten mit höherer intrinsischer Aktivität auszusondern.

Radon-Emanation Neben der Problematik der erhöhten Kontamination der oben erwähnten Zusatzmaterialien besteht die Gefahr, dass aus dem gesamten Komplex des Kryostaten kleine Mengen an ^{222}Rn ($\tau=5,48\text{ d}$) durchdiffundieren, sich im Flüssig-Argon homogen verteilen und in die Nähe der Ge-Dioden gelangen können. Sofern die ^{222}Rn -Zerfälle in unmittelbarer Nähe der Detektoren (in LAr: einige mm Abstand) stattfinden, kann die teilweise deponierte Energie der bei diesen Prozessen emittierten Alpha-Teilchen (typisch: 4-5 MeV) nicht diskriminiert werden.

5.5 Schlussfolgerung

Die Messung und Auswertung der Edelstahlproben für den Kryostaten im GERDA-Experiment, deren Reinheitsanforderungen besonders streng vorgegeben sind, unterstreicht die herausragende Stellung der Low-Level-Gammaspektroskopie.

Im Übrigen ist der Nachweis der Verfügbarkeit von großen Mengen an so reinem Edelstahl nicht nur für das GERDA-Experiment von zentraler Bedeutung, sondern für die gesamte Low-Level-Community, die ständig auf der Suche nach noch reineren finanzierbaren Materialien ist. Dies dürfte sich auf den Bau zukünftiger Großexperimente in diesem Forschungsbereich auswirken.

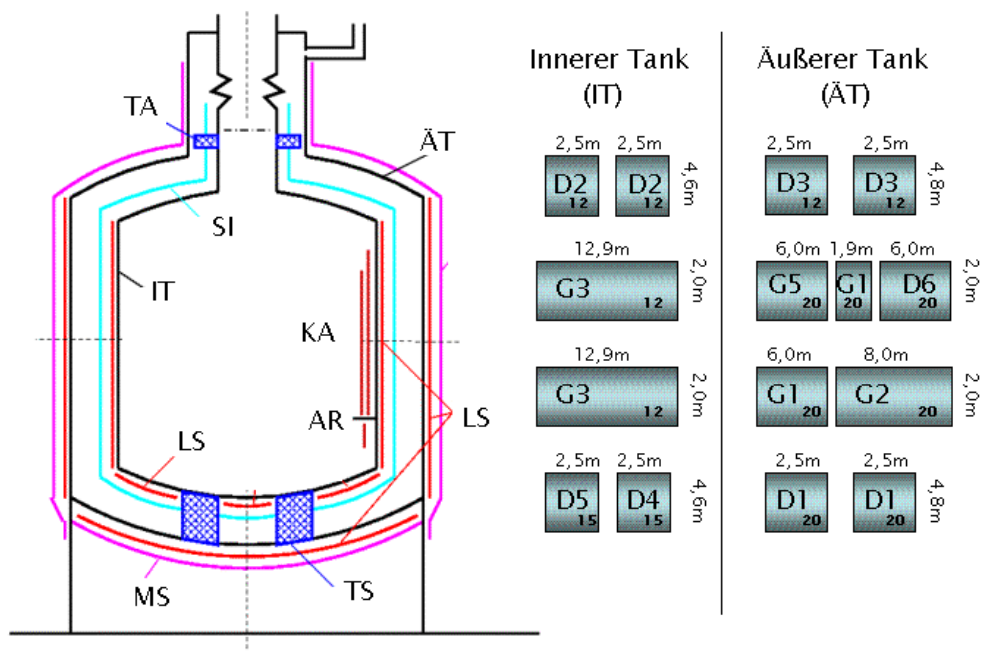
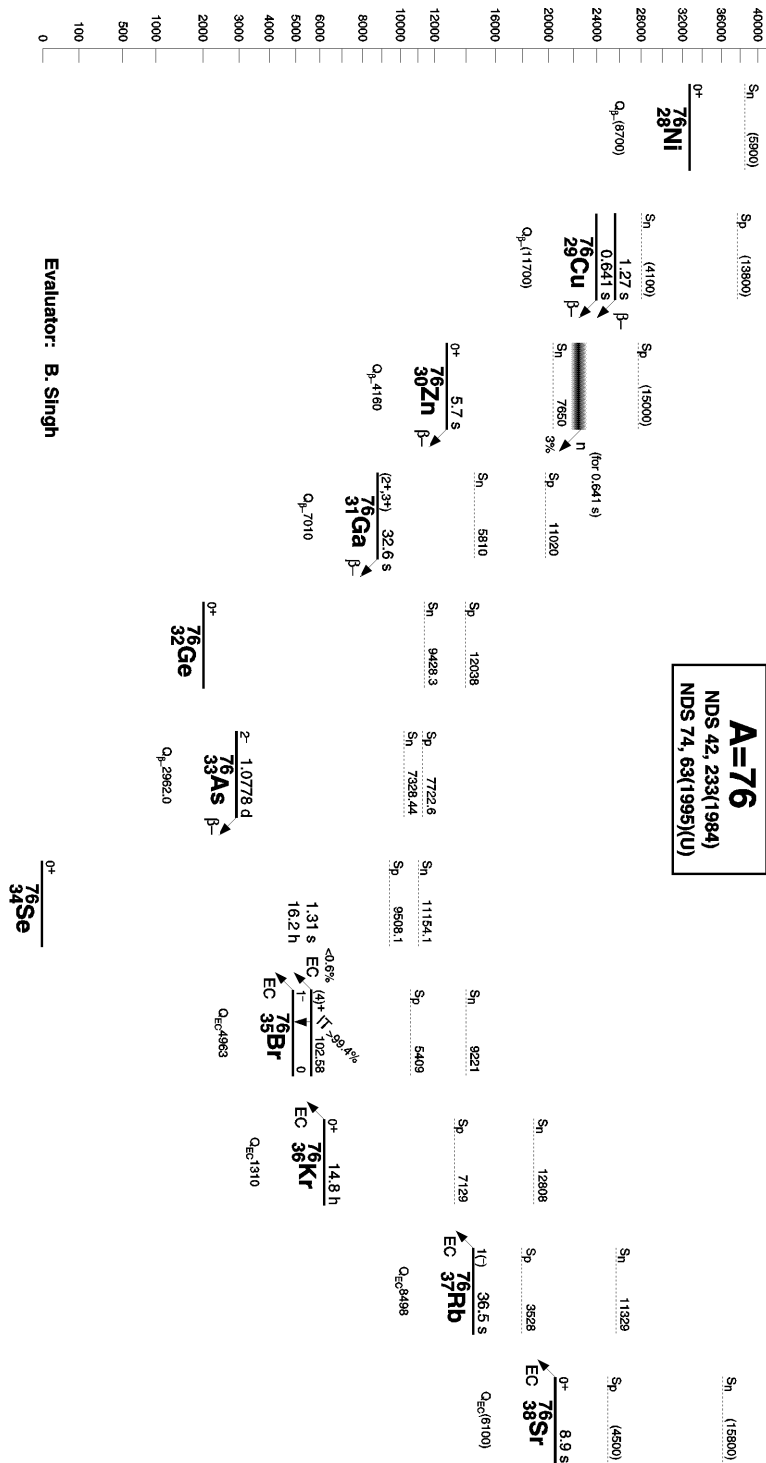


Abbildung 5.7: **LINKS:** Schematische Seitenansicht des Kryostaten: ÄT: Äußerer Tank, IT: Innerer Tank, KA: Kupferplatten-Wand, AR: Abstützring aus Edelstahl für die Kupferplatten (25 mm dick, 150 mm tief), TA: TORLON®-Abstandshalter, TS: TORLON®-Abstützfüße, LS: LEXAN®/MAKROLON®-Schicht (Minimierung der Verdampfungsrate im Fall von Lecks), MS: MYLAR®-Schicht (Abdichtung), SI: Super-Isolations-Folie (Isolierung). **RECHTS:** Gemessene und einsatzbereite Edelstahlchargen: D-Chargen wurden mit dem Detektor DARIO (D) am MPIK, G-Chargen mit dem Detektor GeMPI (G) am LNGS gemessen. Die Kantenlängen sind jeweils in [m], die Dicken der Chargen (innerhalb der blauen Felder) in [mm] angegeben; nicht verzeichnet ist der Edelstahl, der für den Abstützring (ca. 400 kg; Probe: D7) und für den Hals des Kryostaten (ca. 1 Tonne) benötigt wird. Stand: März 2007; Quelle: Überarbeitete/erweiterte Graphiken aus [Knö07].

Anhang A

A.1 Anhang zu Kapitel 1



Evaluator: B. Singh

Abbildung A.1: Massenparabel für die Isobaren mit Massenzahl A=76. Darin kommt der Übergang $^{76}\text{Ge} \rightarrow ^{76}\text{Se}$ als $\beta\beta$ -Emitter vor. Quelle: <http://ie.lbl.gov/toips/76.ps>

Gamma-Emission in der THORIUM-Zerfallsreihe

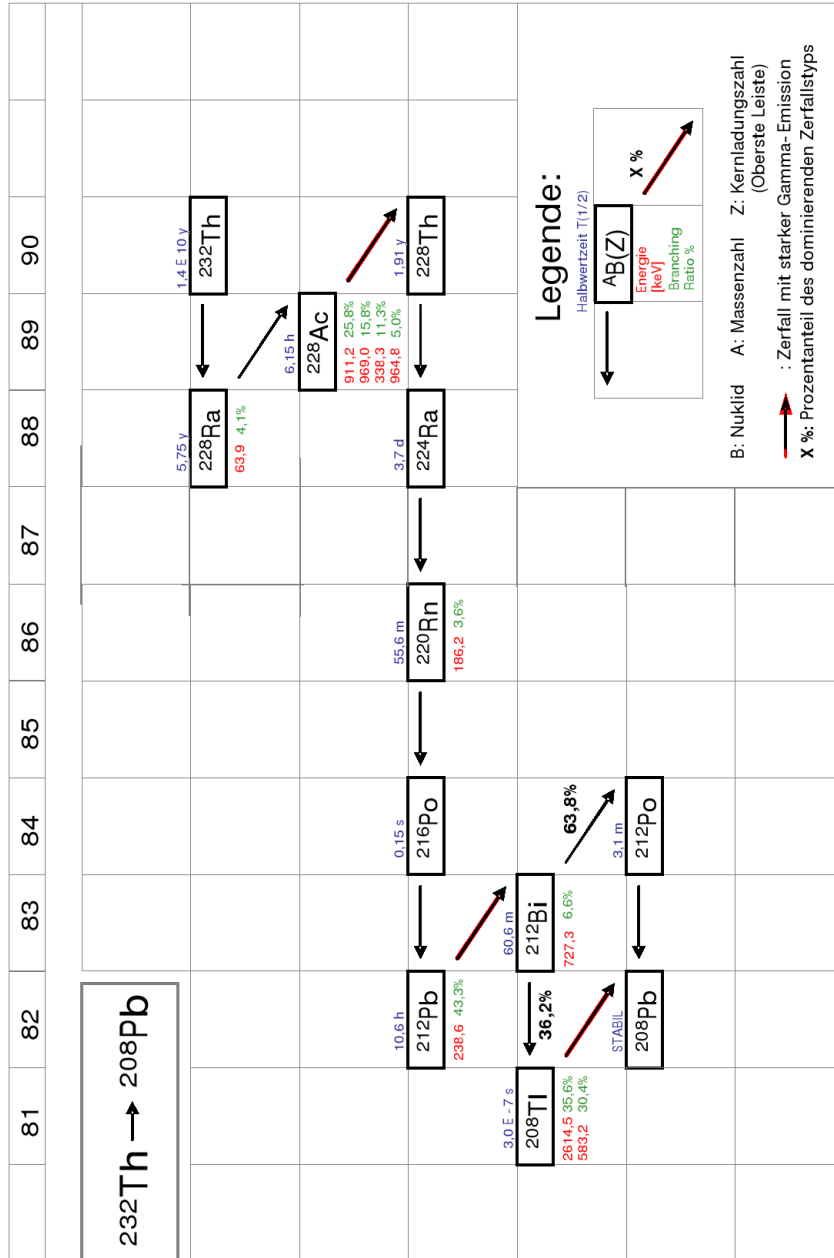


Abbildung A.2: ^{232}Th -Zerfallsreihe: die für die Gammaskopie relevanten Gammaquanten-Energien sind bei den Nukliden, wo sie emittiert werden, in rot gekennzeichnet. Daten entnommen aus [KAR98].

A.2 Anhang zu Kapitel 2

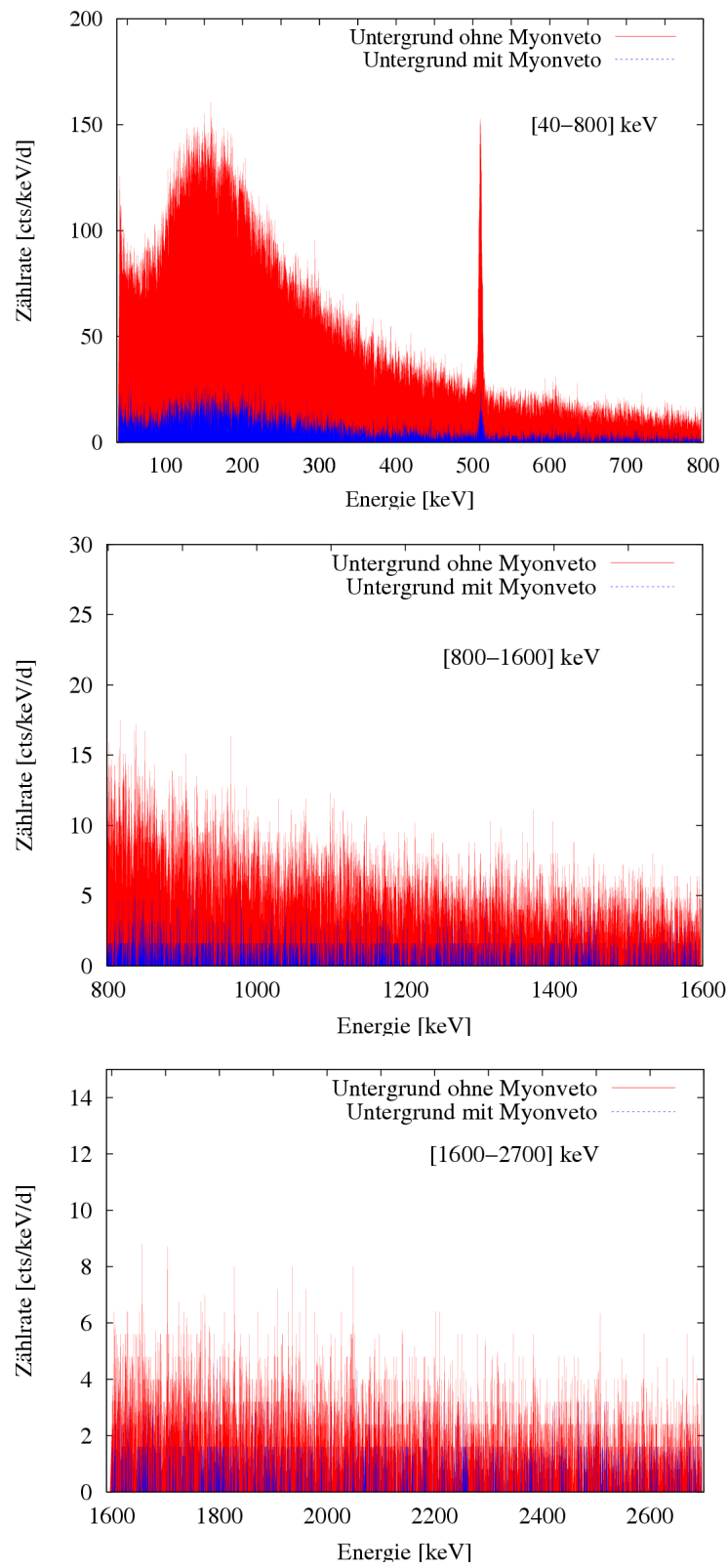


Abbildung A.4: Untergrundspektrum von CORRADO bei ein- und ausgeschaltetem Myonveto-System; die Detektorkammer war leer und wurde mit Stickstoff gespült.

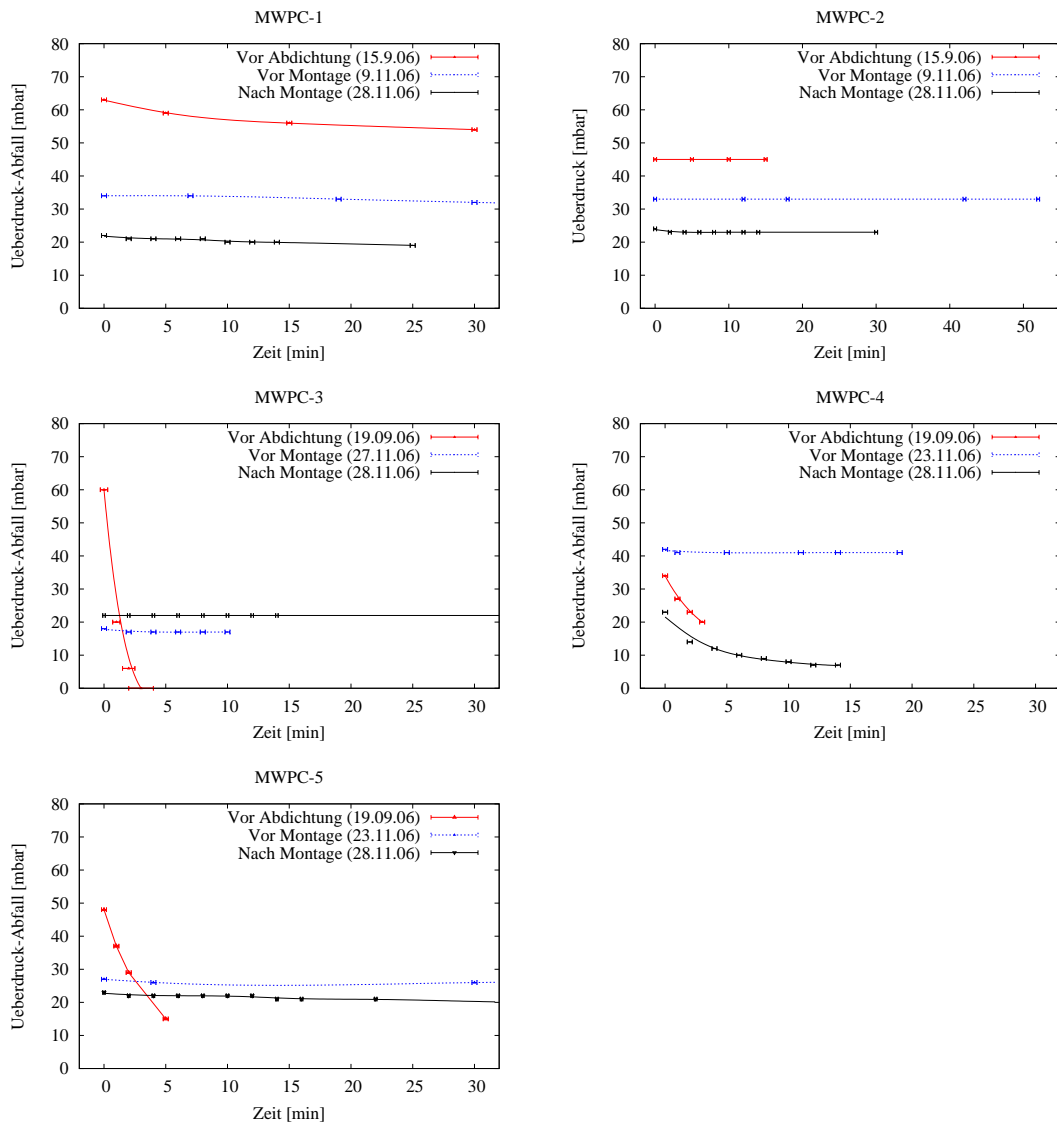


Abbildung A.5: Dichtigkeitstests der 5 MWPC des neuen Myonveto-Systems für CORRADO (vgl. Text X2X): Die schwarzen Kurven entsprechen den endgültigen Tests nach der Montage; dabei sieht man, dass bei allen Vieldrahtproportionalkammern bis auf MWPC-4 eine geringe Leckrate erreicht werden konnte. Dementsprechend ist der Zählgasverbrauch gering. Die Positionierung der einzelnen MWPC sei aus Abb. A.6 entnommen.

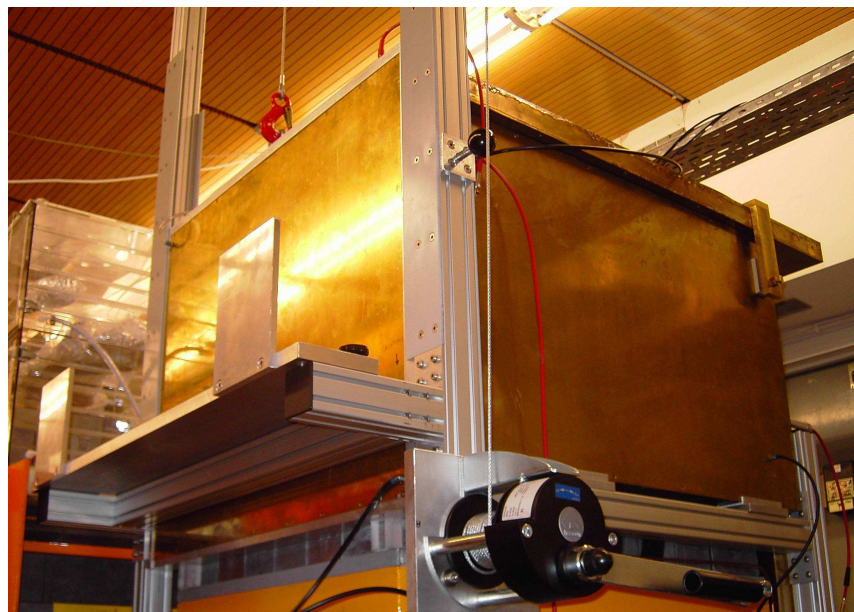


Abbildung A.6: Montierte Vieldrahtproportionalkammern (MWPC) gehörend zum Myonveto-System für den neuen Low-Level-Gammaspektrometer CORRADO; die Auslese-Elektronik selbst liegt abseits davon. Die vordere MWPC (MWPC-1) wird über einen Kran nach oben gezogen, sobald man die Detektorkammer (z.B. beim Einsetzen und bei der Entnahme von Proben) öffnen muss. **Bezeichnungen der einzelnen MWPC:** MWPC-1 (vorne); MWPC-2 (Rückseite); MWPC-3 (seitlich; in dieser Abbildung zu sehen); MWPC-4 (Gegenseite zu MWPC-3); MWPC-5 (oben).

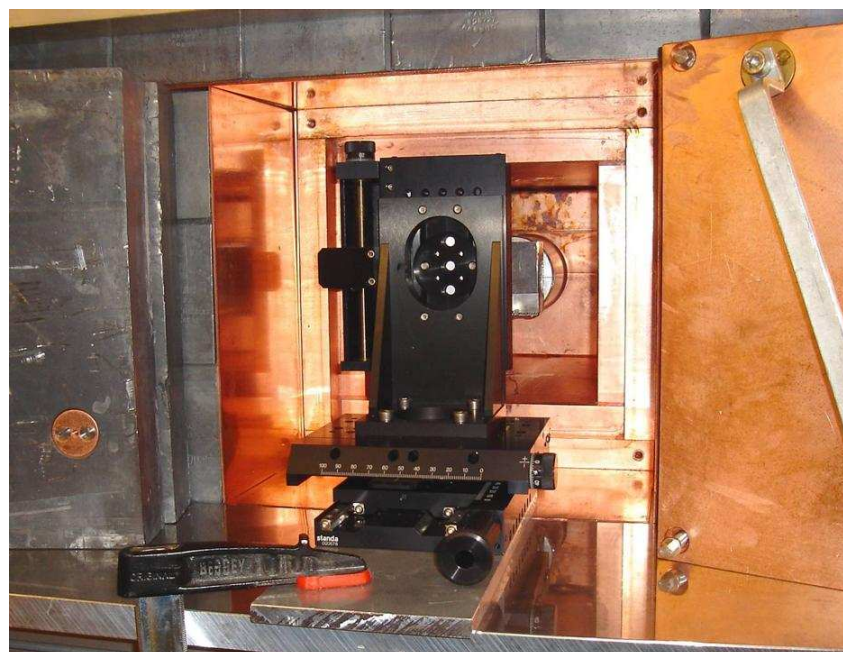


Abbildung A.7: Totschicht-Messungen bei geöffneter Detektorkammer: der Bleikollimator ($70 \times 70 \times 40 \text{ mm}^3$) mit der ^{241}Am - bzw. ^{133}Ba -Punktquelle ist auf einen Verlängerungsarm montiert, welcher über den abgebildeten Positioniertisch bis vor den Detektor gefahren wird. Dort wird in wohldefinierten, präzise eingestellten Abständen die *Response function* des Detektors aufgenommen.

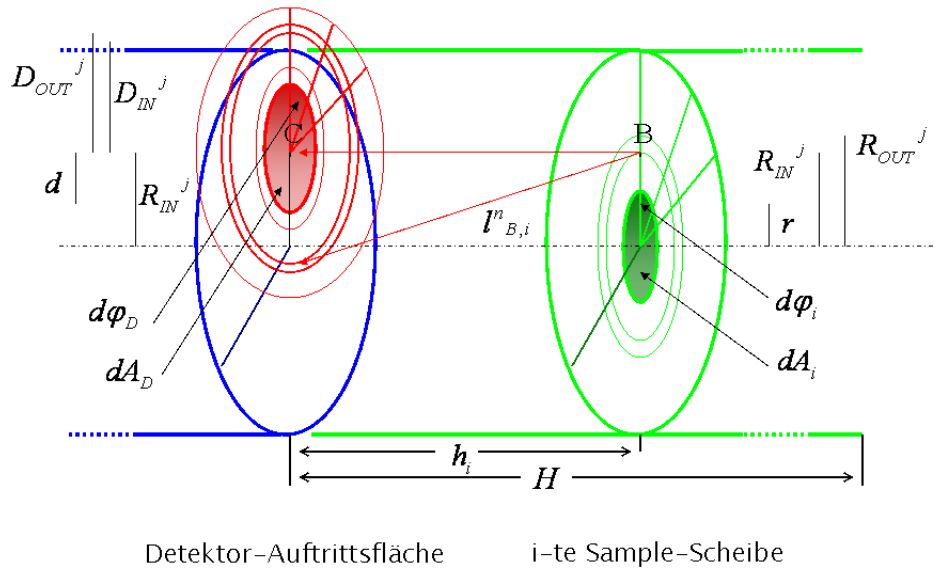


Abbildung A.8: Probengeometrie und Aufteilung

A.3 Anhang zu Kapitel 3

A.4 Anhang zu Kapitel 4: Beschreibung des Algorithmus zur Bestimmung der mittleren Abschwächung in der zylindrischen Probe

A.4a Schritt: Probengeometrie und Aufteilung der Probe in Scheiben Die folgende Methode wird konzipiert für Proben in Zylinderform.

Die Höhe des Zylinders wird hierin mit H und der Radius mit R bezeichnet. Die Proben werden vor dem Detektor mit Radius D so platziert, dass die Symmetrieachsen gehörend zur kreisrunden Detektorauftrittsfläche A_D und Probenoberfläche A_X sich gerade überlappen.

Im ersten Iterationsschritt werden die Proben in eine Anzahl von k Scheiben der Dicke $h = H/k$ eingeteilt. Auf den 2-dimensionalen Grundflächen dieser Scheiben, welche an den Stellen $h_i \stackrel{\text{def}}{=} |h| \cdot i > 0, i = 1, 2, \dots, k$ liegen und repräsentativ für Flächen im Intervall $[h_{i-1}, h_i]$ stehen, werden – wie im A.4b Schritt gezeigt – ausgewählte Punkte gesetzt.

A.4b Schritt: Positionierung der Punkte auf der i-ten Grundfläche In diesem Zwischenschritt betrachte man eine einzelne und beliebige Grundfläche A_i an der Stelle h_i wie in Abb. A.8 dargestellt.

Es stellt sich die Frage, wie man die Punkte auf dieser i-ten Fläche am besten platziert. Da jeder Punkt repräsentativ für ein diskretes Probenflächenelement dA steht, tendiert man bei homogener Verteilung der radioaktiven Spurenelemente in der gesamten Probe dazu, gleich große Flächensektoren zu definieren und darin jeweils eine konstante Anzahl von Punkten zu setzen.

Die Geometrie der Probe legt nahe, Zylinderkoordinaten zu verwenden.

Man legt zunächst einen Innenradius $r < R$ willkürlich fest, wodurch eine Kreisfläche $dA_i = \pi r^2$

definiert wird. Dies stellt die Anfangsbedingung dar.

Die willkürlich festgelegte Anzahl N an Punkten wird entlang des Kreisumfangs von dA_i im festen Winkelabstand $d\phi_i = 2\pi/N$ verteilt.

Man definiert sich nun Ringe mit Innenradius R_{IN}^j und Außenradius $R_{OUT}^j = R_{IN} + r_j$. Die Bedingung, die von den radialen Abschnitten r_j erfüllt werden müssen, ist in Gl. (A.1) definiert und impliziert folgende Rekursionsformel:

$$\pi(R_{OUT}^2 - R_{IN}^2) = \pi((R_{IN} + r_j)^2 - R_{IN}^2) \stackrel{!}{=} dA_i = \pi r^2 \quad (\text{A.1})$$

Dies entspricht der folgenden quadratischen Gleichung:

$$r_j^2 + 2R_{IN}r_j - r^2 = 0 \quad (\text{A.2})$$

mit der Lösung:

$$r_{j1,2} = -R_{IN} \pm \sqrt{R_{IN}^2 + r^2} \quad (\text{A.3})$$

wobei nur die positive Lösung in Frage kommt.

Die entstehenden Ringe, welche jeweils dieselbe Fläche aufweisen, werden nach außen hin immer schmaler, woraus folgt, dass die Abbruchbedingung der Schleife bei $R_{OUT}^{max} \leq R$ recht gut approximiert werden kann, sofern man die Anfangsfläche dA_i bereits klein gewählt hat.

A.4c Schritt: Positionierung der Punkte auf der Auftrittsfläche Bevor man zur Abstandsberechnung zwischen den Punkten auf der i -ten Scheibe und den Punkten auf der Detektorauftrittsfläche A_D übergehen kann, muss man noch die Punkte auf der Detektorauftrittsfläche in geeignetem Maße setzen. Es wird sich zeigen, dass darin das Hauptproblem liegen wird, das jedoch bewältigt werden kann, sobald man die Symmetrie des Problems ausnutzt:

Die isotrope Strahlung, die von einem Punkt B auf der i -ten Fläche A_i ausgeht, breitet sich als Kugelwelle aus; die Intensität nimmt dabei mit $1/h^2$ ab.

Wird der Punkt B auf die Ebene E projiziert, in der auch die Detektorauftrittsfläche A_D liegt, so kommt man zu einem Punkt, der mit C bezeichnet wird (s. Abb. A.8 und A.9).

Um C legt man eine Kreisfläche dA_D mit willkürlichem Radius d an. Entlang des Kreisumfangs $dL = 2\pi d$ legt man – analog zum A.4b Zwischenschritt – eine Anzahl M an Punkten an. Dabei ist M eine willkürlich gewählte Zahl, die nicht mit N übereinstimmen muss. Der Winkelintervall $d\phi_D$ beträgt diesmal $d\phi_D = 2\pi/M$.

Gesucht werden nun Ringe, welche dieselbe Anzahl an Punkten M aufnehmen können. Es ist klar, dass weiter entferntere Ringe eine größere Fläche aufweisen müssen als dA_D , damit in beiden Fällen derselbe Strahlungsfluss vorliegt. Die im A.4b Schritt benutzte Formel muss deshalb erweitert bzw. gewichtet werden:

$$\pi(D_{OUT}^2 - D_{IN}^2) \cdot w_I \cdot w_{II} \stackrel{!}{=} dA_D = \pi d^2 \quad (\text{A.4})$$

Die Gewichtung weist zwei Anteile auf:

Zunächst wird die $1/h^2$ -Abhängigkeit der Intensitätsabnahme berücksichtigt (s. Abb. A.9). Der Abstand h_i von B nach C und der n -te Abstand $l_{B,i}^n$ von B zu einem Punkt auf dem j -ten Detektorring führen zu einem Wichtungsfaktor $w_I = h_i^2/l_{B,i}^n$. Da $l_{B,i}^n$ erst nach der Ermittlung von D_{OUT} bekannt ist, muss er approximiert werden. Man benutzt $l_{B,i}^n \approx l$ mit $l = \sqrt{D_{IN}^2 + h_i^2}$, woraus folgt:

$$w_I = \frac{1}{1 + D_{IN}^2/h_i^2} \quad (\text{A.5})$$

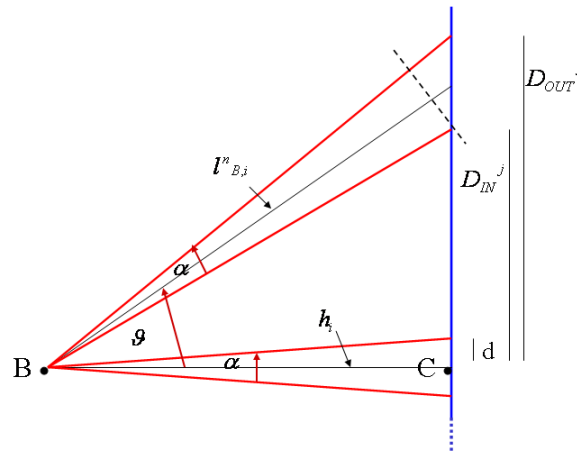


Abbildung A.9: Herleitung der Wichtungsfaktoren w_1 und w_2

Betrachtet man die beiden Strahlungsflüsse noch genauer, so erkennt man, dass ersterer in senkrechtem Winkel zu dA_D diese Fläche durchströmt, während der zweite Strom in einem schiefen Winkel $\theta = \arctan(D_{IN}/h_i)$ durch die Fläche des j -ten Ringes tritt. Der Wichtungsfaktor w_{II} beträgt in diesem Fall:

$$w_{II} = \cos\left(\arctan(D_{IN}/h_i)\right) \quad (\text{A.6})$$

Setzt man beide Faktoren in die obige Gl.(A.4) und für $D_{OUT} = D_{IN} + d_n$ ein, erhält man wiederum eine quadratische Gleichung, deren rekursive Lösung wie folgt lautet:

$$d_n = -D_{IN} \pm \sqrt{D_{IN}^2 + d^2 \cdot (w_I \cdot w_{II})^{-1}} \quad (\text{A.7})$$

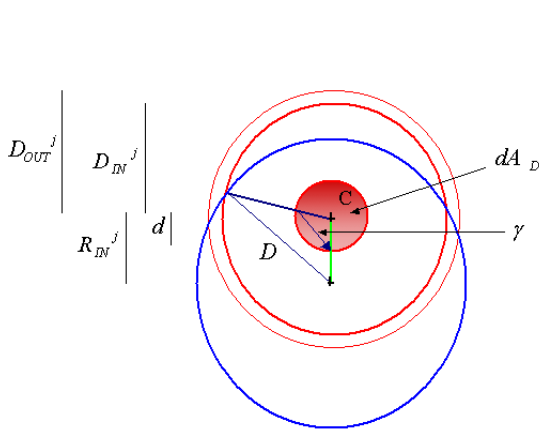
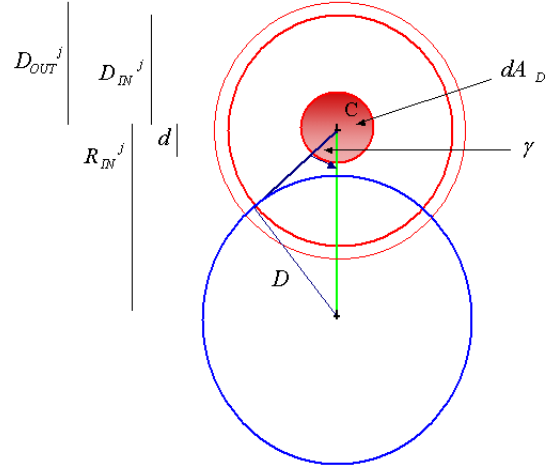
Wie in Gl.(A.3) ist hier nur die Lösung mit dem positiven Wurzelausdruck relevant.

A.4d Schritt: Reduzierung der Punkte auf der Auftrettsfläche Aus den Abb. A.10 und A.11 geht hervor, dass noch eine weitere dritte Korrektur zu tun ist. Die um den Punkt C konzentrisch angelegten Ringe mit Innenradius D_{IN}^j und Außenradius D_{OUT}^j nehmen zwar die gleiche Anzahl M an Punkten auf, schneiden aber unter Umständen nur teilweise die Detektorfläche A_D , woraus eine Reduzierung der Punkte resultieren kann.

1. Kategorie: Punkte B mit Radius $R_i \leq D$

Für den Fall, dass die Projektion C des Punktes B mit Radius R_i auf der Detektorfläche A_D zum liegen kommt (s. Abb. A.10), muss zwischen drei Fällen unterschieden werden:

- (i) $D_{IN}(R_{IN}) < |D - R_{IN}|$: Ringe mit einem entsprechenden Radius D_{IN} liegen gänzlich auf der Detektorauftrettsfläche, demnach muss die Anzahl M an Punkten auch nicht vermindert werden.
- (ii) $|D - R_{IN}| < D_{IN}(R_{IN}) < |D + R_{IN}|$: Hier wird die Anzahl M verkleinert auf die Anzahl $\widehat{M} = f \cdot M$; f ist dabei eine positive reelle Zahl, die vom Winkel γ abhängt. Sie kann mit Hilfe des Cosinus-Satzes bestimmt werden:


 Abbildung A.10: Wichtungsfaktor f für die 1. Kategorie

 Abbildung A.11: Wichtungsfaktor f für die 2. Kategorie

$$D^2 = D_{IN}^2 + R_{IN}^2 - 2D_{IN}R_{IN}\cos\gamma \quad (\text{A.8})$$

Daraus folgt:

$$\gamma = \arccos\left(\frac{D_{IN}^2 + R_{IN}^2 - D^2}{2D_{IN}R_{IN}}\right) \quad (\text{A.9})$$

Für den Faktor f folgt unmittelbar:

$$f = \frac{\pi + 2(\gamma - \pi/2)}{2\pi} = \frac{\gamma}{\pi} \quad (\text{A.10})$$

(iii) $D_{IN}(R_{IN}) > |D + R_{IN}|$: Dieser Fall stellt die Abbruchbedingung dar, was heißt, dass hier die Schleife für den einzelnen Punkt B abbricht.

2. Kategorie: Punkte B mit Radius $R_i > D$

Sofern C außerhalb der Detektorauftrittsfläche zu liegen kommt (s. Abb. A.11), ergeben sich weitere 3 Fälle:

(i) $D_{IN}(R_{IN}) < |D - R_{IN}|$: In diesem Fall liegen alle M Punkte außerhalb von A_D . Die berechneten $l_{B,i}^n$ werden einfach ignoriert und vom Normierungsfaktor in der anschließenden Mittelung über alle Abschwächungsfaktoren wie in Gl.(4.5) beschrieben nicht berücksichtigt.

(ii) $|D - R_{IN}| < D_{IN}(R_{IN}) < |D + R_{IN}|$: Die Anzahl M wird reduziert auf $\widehat{M} = M \cdot f$. Eine genauere Analyse zeigt, dass für f genau dieselbe Formel wie in Gl. (A.10) resultiert.

(iii) $D_{IN}(R_{IN}) > |D + R_{IN}|$: Die Abbruchbedingung für die Schleife wurde – analog zum Grenzfall in der 1. Kategorie – erreicht.

A.4e Unterschiedliche Anfangsflächen dA_D Wie bereits erwähnt, wird die Größe der Anfangsfläche dA_i und die Anzahl N vom Anwender definiert. Jede i-te Fläche gehörend zur i-ten Scheibe benutzt sie als Startwerte. Die Anfangsfläche dA_D hingegen muss für jede i-te Probenfläche

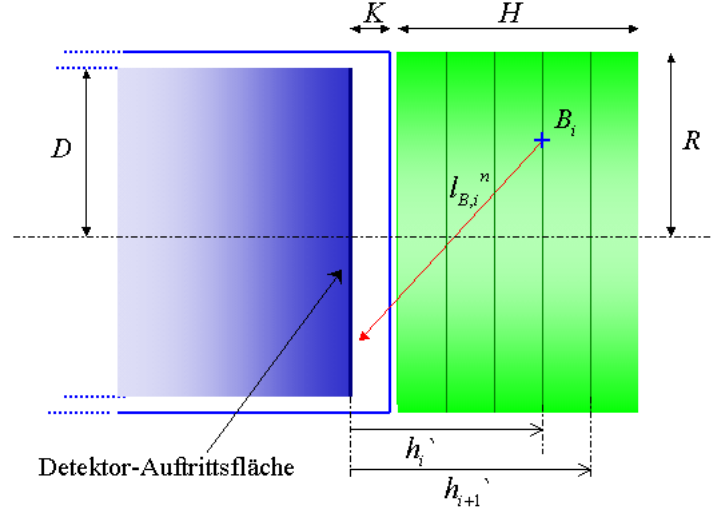


Abbildung A.12: Längenreduktion der ermittelten Abstände

A_i neu definiert werden, damit die willkürlich festgelegte Anzahl M an Punkten, die ein dimensionsloses Maß für die Anfangsintensität darstellt, für einen Punkt B_i auf der i -ten Probenfläche an der Stelle h_i dieselbe ist wie für einen anderen Punkt B_{i+j} auf der $(i+j)$ -ten Probenfläche an der Stelle h_{i+j} . Startet man für Punkte an der Stelle h_1 mit einer willkürlich definierten Fläche dA_D , so ändert sich letztere für die Iteration von Punkten an der Stelle $h_{j>1}$ zu einer Anfangsfläche $dA_{D,j}$ folgender Form:

$$dA_{D,j} = dA_D \cdot h_j^2 / h_1^2 \quad (\text{A.11})$$

Dadurch werden die Strahlungsflüsse ausgehend von Punkten in unterschiedlichen Scheiben miteinander konsistent. Die theoretische Annahme über die homogene Verteilung der Radioaktivität in den Proben ist in diesem Zwischenschritt vervollständigt worden.

A.4f Abstandsberechnung zwischen Proben- und Detektorpunkten Anhand der vorausgehenden Methodik werden die Positionen aller Punkte B_i auf den i -ten Scheiben und aller n -ten Punkte C auf der Detektorauftrittsfläche bezüglich eines gemeinsamen Koordinatensystems in Zylinderkoordinaten definiert: Für B_i definiert man den Tripel $(R_{IN}, \phi_{B_i}, h_i)$ und für C den Tripel $(D_{IN}, \phi_C^n, 0)$. Der Abstand $l_{B_i}^n$ zwischen einem solchen Punkt B_i und einem dazugehörigen Punkt C lässt sich dann wie folgt berechnen:

$$l_{B_i}^n = \sqrt{h_i^2 + D_{IN}^2 + R_{IN}^2 - 2 \cdot D_{IN} \cdot R_{IN} \cdot \cos(\phi_{B_i} - \phi_C^n)} \quad (\text{A.12})$$

Nun lässt Abb. A.12 erkennen, dass im realen Fall eine letzte Korrektur ansteht. Die Probe sitzt nämlich nicht direkt am Germanium-Kristall, sondern ist im Abstand K davor gesetzt. Dies rührt daher, dass der Kristall innerhalb eines evakuierten Gehäuses montiert ist.

Ausgehend von der Definition der Abstände h_i in **A.4e** muss hier ein Offset hinzuaddiert werden, wodurch die Position der i -ten Probenflächen A_i bei $h_i' = K + h \cdot i$ zum liegen kommen. Gl.(A.12) übernimmt h_i' anstelle von h_i und ersetzt $l_{B_i}^n$ mit $l_{B_i}'^n$, bleibt ansonsten formal gleich.

Wie Abb. A.12 weiter zeigt, wird ein Strahlenbündel auf dem Weg von B_i nach C teilweise gar

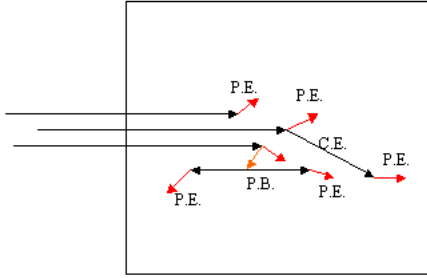


Abbildung A.13: Vollständige Absorption in einem im Vergleich zur mittleren freien Weglänge großen Detektor

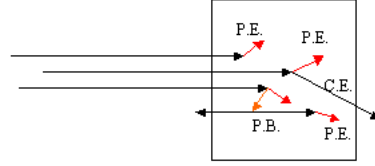


Abbildung A.14: Partielle Absorption in einem im Vergleich zur mittleren freien Weglänge mittelgroßen Detektor

nicht geschwächt, und zwar im Bereich des Vakuums zwischen Kristall und Frontseite des Detektorgehäuses. Demnach müssen die Abstände $l_{B_i}^n$ abermals gekürzt werden: Unter Verwendung des Strahlensatzes gilt:

$$l_{B_i,red}^n = l_{B_i}^n \cdot \frac{H}{K + H} \quad (\text{A.13})$$

Der Spezialfall, dass die Probe direkt in Kontakt mit dem Kristall steht, ist für $K = 0$ realisiert. Setzt man alle reduzierten Abstände $l_{B_i}^n$ in Gl.(4.5) ein, erhält man letztlich die gesuchten Werte für ζ_{ProbeX} bzw. $\zeta_{StandardS}$.

A.4.1 Berücksichtigung von Detektoreigenschaften

Der bisherige Teil des Algorithmus ging davon aus, dass die ungestreuten Photonen, welche die Detektorauftrittsfläche erreichen, vollständig absorbiert werden bzw. überall dieselbe Effizienz antreffen, unabhängig davon, an welcher Stelle sie in den Detektor eintreten. Dadurch konnte man den Faktor $\epsilon_{Detektor}$ als zweite Konstante in den Produktansatz in Gl.(4.1) ansetzen und zur Formel (4.3) gelangen.

Um dies zu gewährleisten, müsste der Detektor im Vergleich zur mittleren freien Weglänge der Photonen der Energie E im vorliegenden Detektormaterial (s. Abb. A.13) jedoch sehr groß sein. Als unmittelbare Konsequenz würde das Spektrum nur das *Full-Energy-Peak* aufweisen, da ein Photon – ob gestreut oder nicht gestreut – seine gesamte Energie im Detektor deponieren würde.

Im Allgemeinen hat man es aber mit Detektoren mittlerer Größe – wie in Abb. A.14 dargestellt – zu tun, bei denen Photonen, die in die äußersten Randbereiche des Detektors Compton-gestreut werden, nur teilweise ihre Energie im Detektor verlieren. Das entsprechende Spektrum weist ein Compton-Kontinuum mit einer wohldefinierten Kante auf. Zudem tauchen ein *Single-Escape-Peak* und ein *Double-Escape-Peak*[Gil95] auf.

Anders gesagt: die Quantenausbeute bzw. die Effizienz des Detektors dürfte zum Rand hin abnehmen.¹

¹Da die Probe X im vorliegenden Modell ausschließlich vor dem Detektor platziert wird und ihn nicht umhüllt, lässt sich diese Betrachtung auf eine radiale Effizienzabnahme entlang des Detektorradius D beschränken, dh., eine 3-dimensionale Betrachtung entfällt.

A.4. ANHANG ZU KAPITEL 4: BESCHREIBUNG DES ALGORITHMUS ZUR
BESTIMMUNG DER MITTLEREN ABSCHWÄCHUNG IN DER ZYLINDRISCHEN PROBE

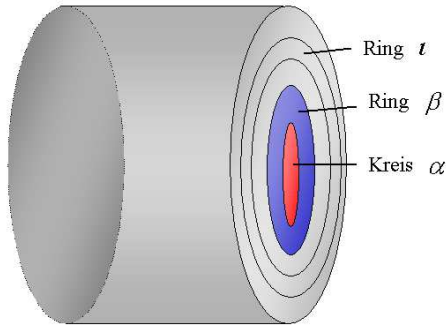


Abbildung A.15: M-fache Einteilung der Detektorauftrittsfläche

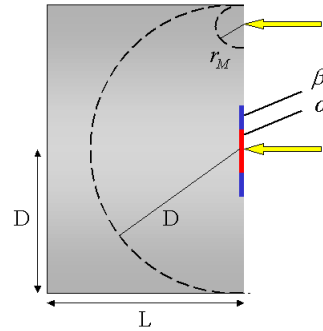


Abbildung A.16: Herleitung der Abnahmefunktion $f(\epsilon_{r_i})$

Gl.(4.7) zeigt formal, wie man diesen möglichen Effekt bei der Bestimmung der Effizienz einer Probe X berücksichtigen könnte.

Dabei muss man zunächst einen Weg finden, wie man für die Probe X als auch für den Standard die mittlere Abschwächung der Photonen berechnen kann, welche in verschiedenen vom Mittelpunkt des Detektors entfernten Ringen auftreffen. Anschließend werden die ermittelten Quotienten $\eta(r_i, E) = \zeta_X(r_i, E) / \zeta_S(r_i, E)$ der einzelnen Ringsegmente mit einem Wert einer noch zu definierenden energieabhängigen Abnahmefunktion $f(\epsilon(E))$ gewichtet und anschließend aufsummiert. Zwei Zwischenschritte sind nötig, um das Problem zu lösen:

A.4.1a Mittlere Abschwächung durch ringförmige Bereiche auf der Detektorauftrittsfläche Im ersten Zwischenschritt wird der Detektorradius in M gleich große Abstände eingeteilt², so dass eine Kreisfläche und $M - 1$ Ringe entstehen; sie sind in Abb. A.15 dargestellt und werden im Folgenden mit α, β, γ usw. bezeichnet.

Mit Hilfe des ersten Teils des Algorithmus wird die mittlere Abschwächung der Strahlungsflüsse aus dem Standard und aus der Probe X durch die einzelnen Ringe berechnet.

Für die Anfangsfläche α mit Radius D/M wird $\zeta(E)_\alpha$ wie bisher entsprechend der Formel (4.5) berechnet:

$$\zeta(E)_\alpha = \frac{e^{-\mu\rho a_1} + e^{-\mu\rho a_2} + \dots + e^{-\mu\rho a_A}}{A} \quad (\text{A.14})$$

Die Anzahl der berücksichtigten Abstände sei A.

Für den Strahlungsfluss durch den ersten Ring β lässt sich $\zeta(E)_\beta$ nicht direkt berechnen, da der vorausgehende Algorithmus nicht für Ringflächen konzipiert wurde. Man kann aber die mittlere Abschwächung $\zeta(E)_{\alpha+\beta}$ für die Kreisfläche, die α und β umfasst, berechnen:

$$\zeta(E)_{\alpha+\beta} = \frac{e^{-\mu\rho a_1} + e^{-\mu\rho a_2} + \dots + e^{-\mu\rho a_A} + e^{-\mu\rho b_1} + e^{-\mu\rho b_2} + \dots + e^{-\mu\rho b_B}}{A + B} \quad (\text{A.15})$$

Die Anzahl $A + B$ von $\zeta(E)_{\alpha+\beta}$ umfasst dabei alle Abstände $a_1, a_2, \dots, a_A, b_1, b_2, \dots, b_B$, die innerhalb der Kreisfläche α und des Ringes β liegen.

²Der Übergang vom kontinuierlichen zum diskreten Fall ist erforderlich, um den Algorithmus implementieren zu können und die Laufzeit des Programmes möglichst gering zu halten

Die mittlere Abschwächung des Strahlungsflusses durch den einzelnen Ring β berechnet sich dann aus:

$$\zeta(E)_\beta = \zeta(E)_{\alpha+\beta} \cdot \frac{A+B}{B} - \zeta(E)_\alpha \cdot \frac{A}{B} \quad (\text{A.16})$$

Diese Prozedur lässt sich auf beliebige Ringflächen übertragen.

A.4.1b Modellierung der Abnahmefunktion $f(\epsilon)$ Die endlichen Maße des Detektors und die Compton-Streuung verhindern u.U. eine vollständige Deposition der Strahlung in zunehmendem Maße, je mehr man sich dem Detektorrand nähert. Eine genaue quantitative Vorhersage über den Verlauf ist jedoch wegen der komplexen Wechselwirkungsmechanismen der Photonen im Detektormaterial schwer abzuschätzen. Die anstehende Untersuchung zielt daher auf die Modellierung einer entsprechenden Abnahmefunktion $f(\epsilon)$, deren freie Parameter letztlich durch Kalibrationsmessungen festgelegt werden müssen.

Man betrachte zunächst einen kollimierten Photonenstrahl wie in Abb. A.16 dargestellt, der durch die Mitte des Detektors bzw. durch α tritt. Ausgehend von der Tatsache, dass der Detektorradius und die Länge des Detektors von der gleichen Größenordnung sind, nimmt die Intensität I_0 des Strahles mindestens um den Faktor $a \cdot (1 - e^{-\mu_{Ge} \cdot \rho_{Ge} \cdot r_i})$ mit $r_i = D$ ab (s. Abb. A.16); a beinhaltet u.a. die rückwärtsgestreute Komponente und bleibt i.A. unbekannt.

Für einen kollimierten Strahl durch den M -ten äußersten Ring stellt ein Faktor analog zum ersten Fall – jedoch mit $r_i = r_M$ – eine deutliche Untergrenze dar.

Als Obergrenze kann der Fall gehandelt werden, dass die Effizienz bis zum Detektorrand konstant bleibt.

Aus diesen Überlegungen lässt sich eine einfache Abnahmefunktion mit zwei freien Parametern a und b der folgenden Gestalt definieren:

$$f(\epsilon) = a \cdot (1 - b \cdot e^{-\mu_{Ge} \cdot \rho_{Ge} \cdot r_i}) \quad (\text{A.17})$$

Dabei gilt für den Kreis α die Definition $r_i = D$ und für alle anderen $M - 1$ Ringe $r_i = D - (D/M \cdot i + D/2M)$, $i \in 1, 2, \dots, M-1$.

Abb. A.17 zeigt die beiden Grenzfälle der Abnahmefunktion; für die Untergrenze wurde $b = 1$ und für die Obergrenze $b = 0$ gesetzt. Der energieabhängige wahre Kurvenverlauf liegt dazwischen und wird experimentell ermittelt.

Gl.(4.7) erhält somit folgende Gestalt:

$$\epsilon_{ProbeX} = \frac{1}{\sum_{i=\alpha, \beta, \dots} a(1 - b \cdot e^{-\mu \cdot \rho \cdot r_i})} \left(\frac{\zeta_{\alpha, ProbeX}}{\zeta_{\alpha, StandardS}} a(1 - b \cdot e^{\mu \cdot \rho \cdot r_\alpha}) + \dots + \dots \right) \epsilon_{StandardS} \quad (\text{A.18})$$

Der vorausgehende Quotient stellt den Normierungsfaktor dar; er führt dazu, dass die unbekannte Variable a entfällt und $b \in [0;1]$ als einziger freier Parameter übrigbleibt.

A.4. ANHANG ZU KAPITEL 4: BESCHREIBUNG DES ALGORITHMUS ZUR
BESTIMMUNG DER MITTLEREN ABSCHWÄCHUNG IN DER ZYLINDRISCHEN PROBE

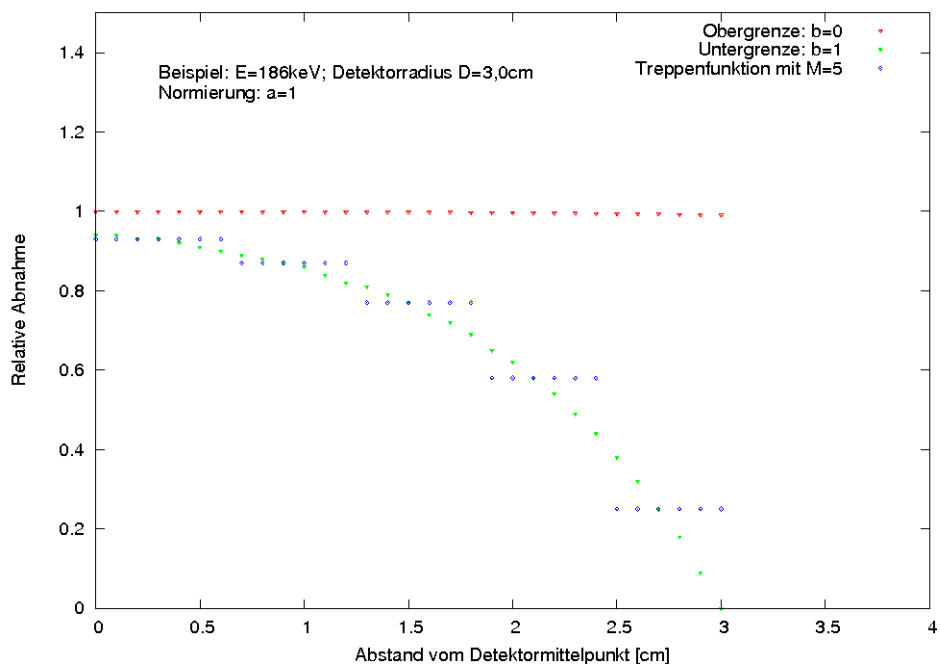


Abbildung A.17: Modellierung der Abnahmefunktion $f(\epsilon)$

A.5 Anhang zu Kapitel 5: Tabellarische Zusammenstellung der Edelstahlresultate

Im Folgenden werden die Messergebnisse der Konzentrationen aller Edelstahlproben präsentiert, die am MPIK, Heidelberg, mit dem Detektor DARIO (D) gemessen worden sind. Die Messungen D2 und D6 erfolgten durch Hardy Simgen, die Messungen D1, D3, D4, D5 und D7 erfolgten durch Werner Maneschg; die Auswertung von D1-D7 erfolgte durch Hardy Simgen und Werner Maneschg. Die Effizienzen wurden von Dusan Budjas durch MC-Simulationen berechnet.

Die Edelstahlproben, die am LNGS, Gran Sasso, Italien, mit dem Detektor GeMPI (G) durch Matthias Laubenstein gemessen und ausgewertet wurden, sind hier der Vollständigkeit halber und zum Vergleich mitaufgenommen worden.

Die Fehlerangabe der Konzentrationswerte war bei sämtlichen Auswertungen am MPIK und am LNGS einheitlich abgestimmt: für positive gemittelte Messwerte wurde die Standardabweichung (mit k berechnen kann=1; ca. 68% *C.L.*) und für Obergrenzen ein *Upper Limit* mit 90% *C.L.* angegeben.

Erklärung der Abkürzungen in der Tabelle:

- M:** **Messung:** D1-D7: Messungen am MPIK mit dem Detektor DARIO (D); G1-G7: Messungen am LNGS mit dem Detektor GeMPI (G)); Einsatzort der entsprechenden Chargen beim Bau des Kryostaten: s. Abb. 5.7
- SP:** **Spezifikation:** 1.-2. Zeile: Hersteller und Herkunftsland; 3. Zeile: Chargennummer; 4. Zeile: Seriennummer; Werkstoffklassen-Nummer für alle Proben: 1.4571 (Norm: DIN EN 10088)
- t_M :** **Messzeit** [Tage]
- m:** **Masse:** Masse der gemessenen Edelstahlproben [kg]
- Eff:** **Effizienz:** Für die Auswertung von D1-D7 benutzte Effizienzen ϵ_1 - ϵ_4 : s. Kap. 5.3.3
- N.A.:** **Nuklid oder Nuklidreihen-Abschnitt**
- K:** **Konzentration:** Ermittelte Aktivität A pro Masse m [mBq/kg]
- GM:** **Gesamtmasse** Masse der bestellten Charge in [t]; Berechnung aus Abb.5.7 mit Dichte $\rho = 8,00 \text{ g/cm}^3$
- EM:** **Eingesetzte Masse** [t]: Es gilt $EM \leq GM$; **Ab.:** Abgelehnt wegen zu hoher ^{232}Th -Konzentration

Tabelle A.2: Zusammenfassung aller Edelstahl-Messungen

M	SP	t_M [d]	m[kg]	Eff.	N.A.	K[mBq/kg]	GM[10^3 kg]	EM[10^3 kg]
D1	INDUSTEEL (GER) 5991; 495466-2	2,939	54,0	ϵ_3	^{228}Ra	$\leq 2,96$	2 x 1,9	2 x 1,3
					^{228}Th	$3,35 \pm 1,01$		
					^{226}Ra	$1,41 \pm 0,71$		
					^{234m}Pa	$81,42 \pm 47,23$		
					^{40}K	$\leq 3,98$		
					^{60}Co	$6,62 \pm 1,05$		
D2	Ilsenburg (GER) 494257; 347106-2	3,968	61,3	ϵ_4	^{228}Ra	$\leq 3,5$	2 x 1,1	2 x 0,65
					^{228}Th	$0,94 \pm 0,48$		
					^{226}Ra	$\leq 2,0$		
					^{234m}Pa	$\leq 100,2$		
					^{40}K	$\leq 4,7$		
					^{60}Co	$14,35 \pm 2,12$		
					^7Be	$34,80 \pm 8,76$		

A.5. ANHANG ZU KAPITEL 5: TABELLARISCHE ZUSAMMENSTELLUNG DER
EDELSTAHLRESULTATE

Tabelle A.2: Fortsetzung

D3	Ilsenburg (GER) 493553; 320308-3	6,716	57,3	ϵ_3	²²⁸ Ra	$\leq 3,6$	2 x 1,15	2 x 0,75
					²²⁸ Th	$1,10 \pm 0,49$		
					²²⁶ Ra	$\leq 0,9$		
					^{234m} Pa	$\leq 84,1$		
					⁴⁰ K	$\leq 3,4$		
					⁶⁰ Co	$15,37 \pm 2,22$		
D4	Ilsenburg (GER) 493554; 320311-1	11,091	40,0	ϵ_1	²²⁸ Ra	$2,08 \pm 1,11$	1,4	0,9
					²²⁸ Th	$1,11 \pm 0,44$		
					²²⁶ Ra	$0,78 \pm 0,47$		
					^{234m} Pa	$\leq 53,8$		
					⁴⁰ K	$\leq 3,3$		
					⁶⁰ Co	$14,75 \pm 2,12$		
D5	Ilsenburg (GER) 492217; 291856-1	5,956	40,6	ϵ_1	²²⁸ Ra	$\leq 1,8$	1,4	0,9
					²²⁸ Th	$\leq 1,1$		
					²²⁶ Ra	$\leq 1,5$		
					^{234m} Pa	$\leq 76,3$		
					⁴⁰ K	$\leq 3,2$		
					⁶⁰ Co	$16,84 \pm 2,46$		
D6	Ilsenburg (GER) 495895; 372754-2	10,553	49,4	ϵ_2	²²⁸ Ra	$\leq 1,4$	1,9	1,9
					²²⁸ Th	$\leq 0,8$		
					²²⁶ Ra	$\leq 0,6$		
					^{234m} Pa	$\leq 37,9$		
					⁴⁰ K	$\leq 1,8$		
					⁶⁰ Co	$16,79 \pm 2,40$		
D7	Ilsenburg (GER) 496895; 390271-2	4,144	52,5	ϵ_3	²²⁸ Ra	$\leq 4,2$		0,4
					²²⁸ Th	$\leq 1,0$		
					²²⁶ Ra	$\leq 1,4$		
					^{234m} Pa	$\leq 152,4$		
					⁴⁰ K	$\leq 7,2$		
					⁶⁰ Co	$17,47 \pm 2,56$		
G1	Ilsenburg (GER) 495243; 362891-1	3,194	54,75		²²⁸ Ra	$\leq 2,6$	2,4; 0,6	2,4; 0,6
					²²⁸ Th	$\leq 0,20$		
					²²⁶ Ra	$\leq 1,3$		
					^{234m} Pa	$\leq 0,094$		
					²³⁵ U	$\pm 2,6$		
					⁴⁰ K	$\leq 2,8$		
					¹³⁷ Cs	$0,77 \pm 0,43$		
					⁶⁰ Co	$45,5 \pm 2,1$		
					⁵⁴ Mn	$1,3 \pm 0,4$		
G2	Ilsenburg (GER) 494257; 347128-2	19,59	54,74		²²⁸ Ra	$\leq 0,86$	3,2	3,2
					²²⁸ Th	$\leq 0,11$		
					²²⁶ Ra	$\leq 0,24$		
					^{234m} Pa	≤ 12		
					²³⁵ U	$\pm 0,63$		
					⁴⁰ K	$\leq 0,93$		
					¹³⁷ Cs	$\leq 0,16$		
					⁶⁰ Co	$14,0 \pm 0,1$		
					⁵⁴ Mn	$1,5 \pm 0,1$		
G3	Ugine & Alz (BEL)	3,106	57,60		²²⁸ Ra	$\leq 1,0$	2 x 2,5	2 x 2,5
					²²⁸ Th	$\leq 0,41$		

Tabelle A.2: Fortsetzung

	T506095; 50609522				²²⁶ Ra	≤ 0,74		
					^{234m} Pa	≤ 45		
					²³⁵ U	±1,5		
					⁴⁰ K	≤ 1,1		
					¹³⁷ Cs	≤ 0,26		
					⁶⁰ Co	13,8 ± 0,7		
					⁵⁸ Co	0,56 ± 0,23		
					⁵⁴ Mn	0,92 ± 0,24		
G4	Acroni (SLO) 255455; 68558	3,700	52,86		²²⁸ Ra	≤ 3,0	2,6	Ab.
					²²⁸ Th	5,1 ± 0,5		
					²²⁶ Ra	≤ 1,3		
					^{234m} Pa	≤ 41		
					²³⁵ U	≤ 1,9		
					⁴⁰ K	≤ 1,7		
					¹³⁷ Cs	≤ 0,36		
					⁶⁰ Co	20 ± 1		
					⁵⁸ Co	0,71 ± 0,26		
					⁵⁴ Mn	2,0 ± 0,3		
G5	Acroni (SLO) 254533; 56754	9,598	53,15		²²⁸ Ra	1,0 ± 0,5	1,9	1,9
					²²⁸ Th	1,5 ± 0,2		
					²²⁶ Ra	1,0 ± 0,6		
					^{234m} Pa	54 ± 16		
					²³⁵ U	2,5 ± 1,5		
					⁴⁰ K	≤ 0,81		
					¹³⁷ Cs	≤ 0,1		
					⁶⁰ Co	18,3 ± 0,7		
					⁵⁸ Co	0,69 ± 0,16		
					⁵⁴ Mn	1,7 ± 0,2		
G6	Ilseburg (GER) 494257; 347106-2	4,797	61,3		²²⁸ Ra	≤ 1,1		≡ D2
					²²⁸ Th	≤ 0,27		
					²²⁶ Ra	≤ 0,35		
					^{234m} Pa	≤ 38		
					²³⁵ U	≤ 1,5		
					⁴⁰ K	≤ 1,1		
					¹³⁷ Cs	≤ 0,39		
					⁶⁰ Co	13 ± 1		
G7	Acroni (SLO) 255772; 71459	6,023	55,00		²²⁸ Ra	1,9 ± 1,0	2,6	Ab.
					²²⁸ Th	5,2 ± 0,5		
					²²⁶ Ra	3,9 ± 1,6		
					^{234m} Pa	≤ 56		
					²³⁵ U	≤ 3,9		
					⁴⁰ K	≤ 1,7		
					¹³⁷ Cs	≤ 0,6		
					⁶⁰ Co	42,1 ± 1,9		

Literaturverzeichnis

- [Arn05] R. Arnold *et al.* [NEMO3-Collaboration], First results of the search for neutrinoless double beta decay with the NEMO3 detector, hep-ex/0507083 v2, 2005
- [Bar06] I. Barabanov *et al.*, The background of steel cryostat with copper shielding, Vortrag beim GERDA-Meeting, Milano, November 2006
- [Ber01] I. Bergström *et al.*, Determination of the ^{76}Ge Double Beta Decay Q value, Physical Review Letters, Volume 86, Number 19, 21 May 2001
- [BOR02] C. Arpesella *et al.* [BOREXINO Collaboration], Measurements of extremely low radioactivity levels in BOREXINO, Astroparticle Physics 18(2002) 1-25, Elsevier Science, 2002
- [Bra73] F.P. Brauer *et al.*, Nuclear Instruments and Methods 100 (1973)333, Elsevier Science, 1973
- [Cas05] R.M. Castro *et al.*, Efficiency Loss in HPGe Detectors due to Beta and Gamma Sum Coincidence, Brazilian Journal of Physics, vol.35, no.3B, September 2005
- [Cat06] C. Cattadori, GERDA Water tank: status of the executive project, Vortrag beim GERDA-Meeting in Mailand, Nov 2006
- [Cor00] A. Cormack *et al.*, Ageing of the DIRC phototubes in ultra pure water, DAPNIA-00-10, 19pp, Nov 2000.
- [Cor07] A. Cormack, ETL, Persönliche Mitteilung (2007)
- [Dan00] M. Danilov, Detection of very small neutrino masses in double-beta decay using laser tagging, hep-ex/000202003v2, 2000
- [Dus06] D. Budjas, A comparison of Low-level Gamma-spectrometers within the GERDA Collaboration, in LRT 2006 Workshop Proceedings, wird publiziert in Appl. Phys. Rev., American Institute of Physics, 2007
- [Eli02] S.R. Elliott *et al.*, Double Beta Decay, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 52 (2002), hep-ph/0202264
- [Gar71] R.P. Gardner, und K. Verghese, On the solid angle subtended by a circular disc, Nucl. Instrum. Meth. 93 (1971) 163-167, Elsevier Science, 1971
- [Gar80] R.P. Gardner, K. Verghese, und H.-M. Lee, The average solid angle subtended by a circular detector coaxial to a circular isotropic source, Nucl. Instrum. Meth. 176 (1980) 615-617, Elsevier Science, 1980
- [GER04] I. Abt *et al.* [GERDA Collaboration], The GERmanium Detector Array for the search of neutrinoless $\beta\beta$ decays of ^{76}Ge at LNGS, Proposal to LNGS P38/04, September 2004

- [GER06a] I. Abt *et al.* [GERDA Collaboration], GERDA-Progress report to the LNGS Scientific Committee, LNGS-EXP 33/5 add 2/6, März 2006
- [GER06b] I. Abt *et al.* [GERDA Collaboration], GERDA-Progress report to the LNGS Scientific Committee, LNGS-EXP 33/5 add 2/6, November 2006
- [Gil95] G. Gilmore, und J. Hemingway, Practical Gamma-ray spectrometry, John Wiley & Sons Ltd, 1995
- [Giu05] A. Giuliani, Current double beta decay experiments, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 138 (2005) 267-274, Elsevier Science, 2005
- [Gru93] C. Grupen, Teilchendetektoren, Bibliographisches Institut & F.A. Brockhaus AG, Mannheim 1993
- [Hei06] M. Heisel, Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 2006
- [Heu] G. Heusser, Persönliche Mitteilung (2006)
- [Heu05] G. Heusser *et al.*, Low-level germanium gamma-ray spectrometry at the $\mu\text{Bq/kg}$ level and future developments towards higher sensitivity, http://www.mpi-hd.mpg.de/ge76/tg11_files/GeMPIpub2e4b.pdf
- [Heu07] G. Heusser, Discussion of the Steel screening results, Vortrag beim GERDA-Meeting, Ringberg, Februar 2007
- [Heu91] G. Heusser, Nuclear Instruments and Methods B58(1991)79, Elsevier Science, 1991
- [Heu93] G. Heusser, Background in ionizing radiation detection illustrated by Ge-Spectrometry, Proceedings 3rd International Summer School on Low-Level Measurements of Radioactivity in the Environment: Techniques and Applications, Huelva, Spain 1993
- [Heu93b] G. Heusser, Cosmic ray-induced background in Ge-spectrometry, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 83 (1993) 223-228
- [Hun04] S. Hunklinger, Festkörperphysik, Skript zur Vorlesung SS 2004, Universität Heidelberg, 2004
- [IGE02] C.E. Aalseth *et al.* [IGEX Collaboration], IGEX ^{76}Ge neutrinoless double-beta decay experiment: Prospects for next generation experiments, Phys. Rev. D 65, 092007, 2002
- [KAR98] H. Klewe-Nebenius, G. Pfennig, W. Seelmann-Eggebert, *Karlsruher Nuklidkarte* (samt Beiheft), Druckhaus Haberbeck, Dezember 1998
- [Key] R.M. Keyser, Efficiency and resolution of germanium detectors as a function of energy and incident geometry, New Product Development, ORTEC, in <http://ortec-online.com/papers/marc03.pdf>, März 2003
- [KiT83] T. Kirsten *et al.*, Rejection of Evidence for Nonzero Neutrino Rest Mass from Double Beta Decay, Phys. Rev. Lett. 50, 474-477, 1983
- [KiK99] K. Kirchhoff, R. Michel, Nachweis-, Erkennungs- und Vertrauensgrenzen bei Kernstrahlungsmessungen, TÜV-Verlag GmbH, Köln, 1999
- [Kit02] C. Kittel, Einführung in die Festkörperphysik, 13., korrigierte Auflage, Oldenbourg Wissenschaftsverlag GmbH, 2002
- [Kla05] H.V. Klapdor-Kleingrothaus *et al.*, Nuclear Physics B (Proc. Suppl.) 143 (2005) 229-232, Elsevier Science, 2005

- [Kle84] K. Kleinknecht, Detektoren für Teilchenstrahlung, Teubner-Studienbücher, Stuttgart, 1984
- [Kno00] G.F. Knoll, Radiation Detection and Measurement, 3rd edition, John Wiley & Sons, Inc., 2000
- [Knö07] K.T. Knöpfle, Cryostat Order History & Status, Vortrag beim GERDA-Meeting, Ringberg, Februar 2007
- [Man04] F. Mantovani *et al.*, Antineutrinos from Earth: A reference model and its uncertainties, Physical Review D 69, 013001, 2004
- [Mei06] D.-M. Mei, A. Hime, Muon-induced background study for underground laboratories, Physical Review D 73, 053004, 2006
- [Moh04] R.N. Mohapatra, P.B. Pal, Massive Neutrinos in Physics and Astrophysics, World Scientific Lecture Notes in Physics - Vol.72, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2004
- [Mou06] C. Moussant, Group Photonis, Persönliche Mitteilung (2006)
- [Neu05] D. Neuschütz *et al.*, Inadvertent melting of radioactive sources in BOF or EAF: Distribution of nuclides, monitoring, prevention, ISIJ International, Vol. 45, No. 2, pp. 288-295, 2005
- [Nie06] L. Niedermeier, Status of Myon Veto, Vortrag beim GERDA-Collaboration Meeting in Assergi, Juni 2006
- [Nol02] W. Nolting, Grundkurs Theoretische Physik 5/2, Quantenmechanik-Methoden und Anwendungen, Springer Verlag Berlin Heidelberg New York, 4. Auflage, 2002
- [Pan] L. Pandola, Persönliche Mitteilung (2006)
- [Per00] D.H. Perkins, Introduction to High Energy Physics, Cambridge University Press, 4. Auflage, 2000
- [Pov04] B. Povh *et al.*, Teilchen und Kerne - Eine Einführung in die physikalischen Konzepte, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 5. Auflage, 2004
- [Sar07] X. Sarazin, NEMO-3 results and SuperNEMO Project, Vortrag beim LAUNCH-Meeting, MPIK, Heidelberg, März 2007
- [Sau77] F. Sauli, Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, lectures given in the Academic Training Programme of CERN 1975-1976, CERN 77-09, 1977
- [Sch07] B. Schwingenheuer, Persönliche Mitteilung, 2007
- [Sch97] N. Schmitz, Neutrinophysik, B.G. Teubner Stuttgart, 1997
- [She82] E.V. Shestopalov *et al.*, Cobalt and other impurities in reactor steels, Übersetzt aus Atomnaya Énergiya, Vol. 52, No. 4, pp. 262-264, April, 1982, publiziert von Plenum Publishing Corporation, 1982
- [Smo07] A. Smolnikov, Persönliche Mitteilung
- [SNO02] Q.R. Ahmad *et al.* [SNO-Collaboration], Phys. Rev. Lett. 89, 011301 und Phys. Rev. Lett. 89, 011302, 2002
- [Str06] A. Strumia, F. Vissani, Neutrino masses and mixings and... , hep-ph:0606054v1, 2006

LITERATURVERZEICHNIS

- [Tit04] M. Titov, Radiation damage and long-term aging in gas detectors, arXiv:physics/0403055 v1 9 March 2004
- [Uns99] A. Unsöld†, B. Baschek, Der neue Kosmos - Einführung in die Astronomie und Astrophysik, Springer Verlag, 1999
- [VaV86] J. Vašvra, Review of wire chamber aging, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 252 (1986) 547-563, Elsevier Science, 1986
- [Wei03] C. Weinheimer, The neutrino mass direct measurements, hep-ex/0306057 v1 28 June 2003
- [Wie77] L. Wielopolski, The Monte Carlo Calculation of the average solid angle subtended by a right circular cylinder from distributed sources, Nucl. Instrum. Meth. 143 (1977) 577-581, Elsevier Science, 1977

Danksagung

Zunächst möchte ich mich bei Prof. Dr. Wolfgang Hampel und Dr. Stefan Schönert bedanken, die mir ermöglicht haben, diese Diplomarbeit im Rahmen eines großartigen Experiments der Grundlagenforschung zu absolvieren. Für Ihr Entgegenkommen und Ihre Unterstützung in vielen Situationen ein herzliches Dankeschön.

Meinem Tutor und Zimmerkollegen Dr. Hardy Simgen ein großes Dankeschön für all seine Unterstützung während der gesamten Diplomarbeitszeit.

Allen Kollegen und Freunden und dem gesamten Personal am MPIK, die ich im Laufe dieses Jahres kennengelernt habe, ein Dankeschön für alles.

Allen Handwerkern und Technikern am MPIK, die mir in irgendeiner Form geholfen haben, sei insbesondere bedankt.

Weiterhin möchte ich mich bei „alten Studienkollegen“ und Freunden, insbesondere Daniel, Oliver, Bernhard und Petros bedanken, deren Freundschaft ich sehr zu schätzen weiß.

Ein Dankeschön an Martin Wieser für die beste WG der Welt! Ihm und seiner Freundin Bettina ein herzliches Dankeschön für all die Fürsorge und Hilfe während der letzten Phase der Diplomarbeit.

Meinen Eltern und Geschwistern möchte ich auch einen besonderen Dank aussprechen für alles, was sie für mich getan haben während dieser Jahre, die ich in Deutschland verbracht habe. „En iolan a os düc“. Auch die Kinder meiner Schwester Dora seien hiermit umarmt. Ihnen möchte ich diese Arbeit widmen.

Erklärung:

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

Heidelberg, den 17. April 2007

.....
(Unterschrift)