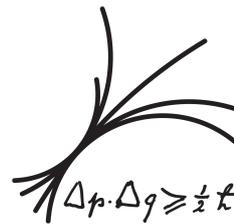


Inbetriebnahme des GALATEA Teststandes zur Untersuchung segmentierter Germanium-Detektoren

27. Mai 2011



Ludwig-Maximilians-Universität
München
Fakultät für Physik



Max-Planck-Institut für Physik in
München
(Werner-Heisenberg-Institut)

Diplomarbeit

von **Florian Faulstich**,
geboren am 11.09.1982 in Fürstenfeldbruck

Erstgutachter: Prof. Dr. Otmar Biebel
Zweitgutachter: Prof. Dr. Jochen Schiek

Die Naturwissenschaft beschreibt
und erklärt die Natur nicht
einfach, so wie sie „an sich“ ist.
Sie ist vielmehr ein Teil des
Wechselspiels zwischen der Natur
und uns selbst.

(Werner Heisenberg)

Abstract

The GALATEA Teststand is designed for the research of segmented germanium detectors. It is constructed to allow the direct irradiation of the detectors with α -, β or γ -sources without material between source and detector. Three stages accommodate a complete scan of the top and mantle with μm precision. In the framework of this diploma thesis, the vacuum-, cooling- and electronic systems were tested and optimized for the first operation of a 19-fold segmented true coaxial n-typ HPGe-detector. Technical details, measurement conditions and the first spectra from ^{228}Th , ^{60}Co and ^{90}Sr are presented.

Kurzfassung

Der GALATEA Teststand dient der Erforschung der Eigenschaften von segmentierten Germanium-Detektoren. Er wurde dahingehend entwickelt, eine direkte gezielte Bestrahlung mit α -, β - oder γ -Quellen ohne Material zwischen Quelle und Detektor zu ermöglichen. Drei Schrittmotoren erlauben eine systematische Abtastung der kompletten Mantelfläche und der oberen Endfläche des Detektors. Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde das Vakuum-, Kühl- und Elektroniksystem getestet und für die Erstinbetriebnahme eines 19-fach segmentierten echt koaxialen n-Typ HPGe-Detektor optimiert. Technische Details der Betriebsparameter, die Messbedingungen und die Aufnahme erster Spektren von ^{228}Th , ^{60}Co and ^{90}Sr werden vorgestellt.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Neutrinoophysik	3
2.1	Theoretische Grundlagen	3
2.2	Neutrinooszillationen	4
2.3	Normaler und neutrinoloser Doppel- β -Zerfall	7
2.4	Sensitivität	10
2.5	Experimentelle Zielsetzungen	11
2.6	Experimentelle Umsetzung	13
3	Germanium-Halbleiterdetektoren	15
3.1	Wechselwirkung von α -, β - und γ -Strahlung mit Germanium	15
3.1.1	α -Strahlung	15
3.1.2	β^+ - und β^- -Strahlung	16
3.1.3	γ -Strahlung	16
3.2	Detektoreigenschaften	18
3.2.1	Der Germanium-Einkristall als Halbleitermaterial	18
3.2.2	Der p-n Übergang	19
3.2.3	Geometrie des echt coaxialen HPGD	22
3.2.4	Depletion und Elektrische Felder	23
3.2.5	Leckstrom und Kapazität	25
3.2.6	e-h-Paarerzeugung	25
3.2.7	Energieauflösung und Fano-Faktor	26
3.3	Signalformierung	28
3.3.1	Wichtungsfelder und das Shockley-Ramo-Theorem	28
3.3.2	Pulsform	29
3.4	Der spezielle echt coaxiale n-Typ HPGD Supersiegfried	31
3.4.1	Detektortyp	31
3.4.2	Detektormaße und -geometrie	31
3.4.3	Depletions- und Betriebsspannung	34
3.4.4	Inaktives Volumen und Oberflächeneffekte	34

4	Der GALATEA Teststand	37
4.1	Technische Anforderungen	37
4.2	Technische Realisierung	38
4.3	Experimenteller Aufbau	38
4.4	Übersicht der Installationsarbeiten	43
4.4.1	Reinigung des Vakuumtanks und der Komponenten	44
4.4.2	Auskleiden mit Superisolationsfolie	44
4.4.3	Elektropolieren des Kupferhuts	46
4.4.4	Justage der Schrittmotoren	46
4.4.5	Justage der Detektorhalterung und des IR-Schildes	46
4.4.6	Systemüberwachung	47
4.4.7	Einbau des Kabelbaums	49
4.4.8	Einrichtung eines Grauraums	50
4.4.9	Detektoreinbau	50
4.5	Vakuumsystem	51
4.5.1	Vorpumpe	51
4.5.2	Turbopumpe	51
4.5.3	Schieber	52
4.5.4	Druckmesser	53
4.5.5	Fluten	53
4.5.6	Aufwärmvorgang	54
4.5.7	Vakuumentläufe	54
4.5.8	Lecksuche und Leckrate	58
4.5.9	Ausheizen	60
4.5.10	Restgasanalyse	61
4.6	Kühlung	63
4.6.1	Erstbefüllung des Kryotanks	63
4.6.2	Temperaturüberwachung und automatische Befüllung	66
4.6.3	Kühlzyklen	67
4.6.4	Bedeutung der Kühlfalle für das Vakuum	68
4.6.5	Druck- und Temperaturanstieg bei nicht gepumpten System	70
4.6.6	Thermodynamik im Tank	70
4.7	Ausleseelektronik	75
4.7.1	Ladungssensitive Vorverstärker	75

4.7.2	Temperaturverhalten bei angeschalteten Vorverstärkern	76
4.7.3	Temperaturabhängigkeit der Verstärkung	77
4.7.4	Datenakquisition	80
4.7.5	Erdungskonzept und Erdschleifen	80
5	Messungen mit Detektor am Galatea Teststand	85
5.1	Leckstrommessungen von Supersiegfried	86
5.2	Aufnahme erster Spektren	87
5.2.1	Thorium 228	87
5.2.2	Cobalt 60	89
5.2.3	Energieauflösungen	89
5.3	β -Bestrahlung	90
5.3.1	Kollimatoren	91
5.3.2	Spektren	91
5.3.3	Energieauflösungen	92
5.4	Spektralanalyse	93
6	Zusammenfassung und Ausblick	111
	Literatur	113

1 Einleitung

Das Ziel der Arbeit war die Inbetriebnahme des GALATEA Teststandes am Max-Planck-Institut für Physik in München (Werner-Heisenberg-Institut) zur Untersuchung von segmentierten Germanium-Detektoren. Der Teststand war in den Hauptbestandteilen: Vakuumsystem, Kühlsystem, Mechanik und Elektronik, vorhanden. Die Aufgabe bestand in:

- Testen und Qualifizieren des Vakuumsystems
- Testen und Qualifizieren des Kühlsystems
- Inbetriebnahme und Justage der Schrittmotoren
- Aufbau und Testen der Analogelektronik zur Auslese
- Inbetriebnahme der Datenakquisition
- Testmessungen zum Betrieb eines Germaniumdetektors
- Aufnahme erster Spektren

Germaniumdetektoren werden in der Neutrinophysik für die Suche nach dem neutrinolosem Doppelbetazerfall eingesetzt. Der GALATEA Teststand soll genaue Untersuchungen der verwendeten Detektoren ermöglichen.

Die Arbeit ist wie folgt aufgebaut:

In Kapitel 2 wird zur Motivation ein Einblick in die Forschungslandschaft der Neutrinophysik gegeben und die Bedeutung des Verständnisses von Untergrundereignissen in Germaniumdetektoren aufgezeigt.

In Kapitel 3 wird näher auf die Technologie und grundlegende Eigenschaften hochreiner Germaniumdetektoren eingegangen und im Speziellen der verwendete Detektor Supersiegfried beschrieben.

Der GALATEA Teststand und Messungen für die Erstinbetriebnahme sind Inhalt des Kapitels 4.

In Kapitel 5 werden Messungen der Betriebsparameter des Detektors und erste Spektren vorgestellt.

Eine Zusammenfassung und der Ausblick auf weitere Studien am GALATEA Teststand wird in Kapitel 6 gegeben.

2 Neutrinophysik

Das Standardmodell (SM) der Teilchenphysik beschreibt die Neutrinos der verschiedenen Familien als masselos. Experimente zur Neutrinooszillation und deren mathematische Modelle zeigen jedoch, dass mindestens zwei der drei nur schwach wechselwirkenden Teilchen Masse haben, und somit das Standardmodell erweitert werden muss. Unklar ist aber noch, wie genau diese Erweiterung auszusehen hat. Einige unbeantwortete Fragen sind [1]:

- Ist das Neutrino ein Dirac- oder Majoranateilchen?
- Bei welcher absoluten Massenskala liegen die drei Generationen von Neutrinos?
- Handelt es sich um eine „normale“ oder „invertierte“ Massenhierarchie?
- Findet CP-Verletzung im Neutrinosektor statt?
- Wie groß ist der letzte unbestimmte Mischungswinkel?

Die aktuellen und zukünftigen Projekte der internationalen Forschungslandschaft zielen auf die Beantwortung dieser Fragen ab. Ein Ansatz ist die Suche nach dem neutrinolosen doppelten β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$).

2.1 Theoretische Grundlagen

Nachdem Pauli 1930 das Neutrino im Zusammenhang mit dem einfachen β -Zerfall postuliert hatte, um die Fundamentalsätze der Physik, Energie- und Impulserhaltung, zu retten, wurde die Existenz von Neutrinos bzw. Antineutrinos 1956 von Clyde Cowan und Fred Reines direkt nachgewiesen [2]. Die drei Generationen von Leptonen bilden im Standardmodell die folgenden drei linkshändigen Dubletts unter SU(2)-Eichtransformationen der elektroschwachen Wechselwirkung:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \quad \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}, \quad (1)$$

Dabei ist jedem Dublett ein „Flavour“ zugeordnet, e , μ und τ . Für jeden Typ ist die Leptonenzahl, $L_{e,\mu,\tau}$, erhalten und damit auch die Gesamtleptonenzahl, $L = L_e + L_\mu + L_\tau$. Im Dirac Formalismus ist das auch für die jeweiligen Antiteilchen gültig, denen eine negative Leptonenzahl zugeschrieben wird. Für den Fall, dass Neutrinos Majorana-Teilchen sind, benannt nach dem

italienischen Physiker Ettore Majorana, also mit ihren Antiteilchen identisch sind, sind Prozesse möglich, bei denen die Leptonenzahl nicht erhalten ist.

Die schwache Wechselwirkung zeichnet sich dadurch aus, dass sie eine sogenannte V-A-Struktur aufweist, und deshalb die schwachen W - und Z -Vektorbosonen maximal paritätsverletzend nur an linkshändige Fermionen und rechtshändige Antifermionen koppeln [2].

Neutrinos haben im SM keine Ruhemasse, weil ausschließlich linkshändige Neutrinos, ν_L , an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen [3]. Rechtshändige Neutrinos, ν_R , würden nach dem SM ohne Interaktion zu unserer wahrnehmbaren Welt bleiben. Nach der speziellen Relativitätstheorie ist es nur für masselose Neutrinos, die sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen können, unmöglich die Händigkeit (Helizität) durch einen Wechsel des Bezugssystems zu verändern. Für masselose Teilchen sind Helizität und Händigkeit identisch.

Dies steht im Widerspruch zur Beobachtung von Neutrinooszillationen.

2.2 Neutrinooszillationen

Die ersten Hinweise dafür, dass Neutrinos wohl doch eine winzige Ruhemasse besitzen, kamen aus der Beobachtung eines Sonnenneutrinodefizits [1]. Dieses wurde schließlich als Effekt von Neutrinooszillationen identifiziert. Es wird zwischen solaren und atmosphärischen Oszillationen unterschieden. Als erstere bezeichnet man die Oszillation $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ beim Durchdringen der Sonne mit ihrer hohen Materiedichte. Als zweite bezeichnet man die Oszillation $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ beim Durchdringen der Erde. Diese ν_μ stammen aus schwachen Zerfällen von Pionen und Kaonen, die durch die Wechselwirkung hochenergetischer kosmischer Strahlung in der Erdatmosphäre in Teilchenschauern erzeugt werden.

Der Zusammenhang zwischen den Flavour-Zuständen, $\nu_{e,\mu,\tau}$, und den Masseneigenzuständen, $\nu_{1,2,3}$ wird durch die unitäre leptonic Mischungsmatrix ausgedrückt, U_{PMNS} , wobei PMNS-Matrix für Pontecorvo-Maki-Nakasgawa-Sakata steht:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} \end{pmatrix}}_{U_{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Die Matrix U_{PMNS} kann mit Mischungswinkeln zwischen den Masseneigenzuständen, $0 \leq \theta_{ij} \leq \frac{\pi}{2}$, und drei Phasen, α_1 , α_2 und δ , ausgedrückt werden:

$$\mathbf{U}_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \theta_{23} & \sin \theta_{23} \\ 0 & -\sin \theta_{23} & \cos \theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{13} & 0 & \sin \theta_{13} \exp^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin \theta_{13} \exp^{i\delta} & 0 & \cos \theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta_{12} & \sin \theta_{12} & 0 \\ -\sin \theta_{12} & \cos \theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp^{-i\alpha_1/2} & 0 & 0 \\ 0 & \exp^{-i\alpha_2/2} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (3)$$

Dabei beschreibt die erste der vier Matrizen die atmosphärische Mischung mit θ_{23} , die zweite die Mischung von Reaktor-neutrinos mit θ_{13} und der Dirac-Phase δ , die dritte beschreibt die solare Mischung über θ_{12} und die letzte Matrix repräsentiert die mögliche CP-Verletzung im Majorana-Sektor. Die Beobachtung CP-verletzender Phasen [4] im Leptonsektor hat große Bedeutung in Bezug auf die Asymmetrie baryonischer Materie im Universum und auf vereinheitlichende Theorien (GUT) [5].

Im Szenario des Zwei-Flavourzustand [6] ist die Wahrscheinlichkeit für einen Übergang von, ν_α , mit dem Masseneigenwert, m_i , zu ν_β mit Masseneigenwert, m_j , gegeben durch:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta)_{\nu_\alpha \neq \nu_\beta} = \sin(2\theta_{ij})^2 \cdot \sin^2\left(2 \cdot \left(1.27 \Delta m_{ji}^2 \frac{L}{E}\right)\right), \quad \alpha, \beta = e, \mu, \tau; \quad i, j = 1, 2, 3; \quad (4)$$

wobei $\Delta m_{ij}^2 = m_j^2 - m_i^2$ die Differenz der Quadrate der Masseneigenwerte $m_{i,j}$, L die Oszillationsstrecke in km, und E die Neutrinoenergie in GeV ist.

Die Flavourkonvertierung basiert somit nur auf Δm_{ij}^2 und gibt deshalb keinen Aufschluss über die absolute Massenskala. Die kleinste Neutrinomasse kann null oder auch von null verschieden sein. Es werden zwei verschiedene Szenarien für die Anordnung der Neutrinomasseneigenzustände diskutiert. Im Falle der normalen Hierarchie ist $m_1 < m_2 < m_3$, und im Falle der invertierten Hierarchie ist $m_3 < m_1 < m_2$ und $\Delta m_{32}^2 < 0$ [7].

Abbildung 1 zeigt die unterschiedlichen Hierarchien und wie sich die Flavouranteile in den Massenzuständen zusammensetzen. Der Elektronflavour koppelt vorrangig an die ersten beiden Massenzustände und kaum an den dritten an.

Aktuelle Ergebnisse der Oszillationsexperimente KamLAND, SNO und Superkamiokande für die Bestimmung des solaren Mischungswinkels, Θ_{12} , und der korrespondierenden Massenquadratdifferenz, Δm_{12}^2 , ergeben [5]:

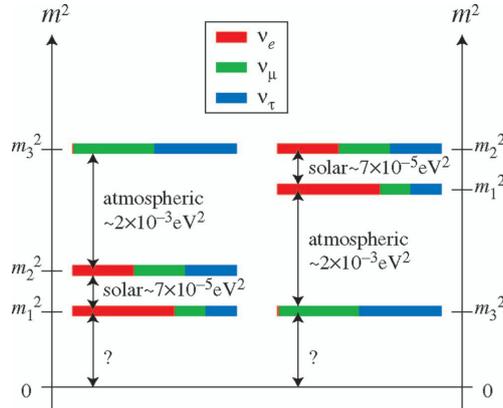


Abbildung 1: Anordnung und Flavourzusammensetzung der Neutrino-Massenzustände, links bei normaler und rechts bei invertierter Hierarchie. Die Farben repräsentieren die Wahrscheinlichkeit den entsprechenden Flavourzustand in einem bestimmten Masseneigenzustand vorzufinden. Die absolute Neutrinomassenskala bleibt unbestimmt. Zu beachten ist, dass rechts die atmosphärische Mischung fälschlicherweise zwischen m_3^2 und m_1^2 indiziert ist. Abbildung entnommen aus [5].

$$\sin^2 \theta_{12} \cong 0.30, \quad \Delta m_{12}^2 \cong 7.9 \cdot 10^{-5} eV^2, \quad (5)$$

Aus den Experimenten MINOS [8], K2K und Super-Kamiokande für die Bestimmung des atmosphärischen Winkels θ_{23} mit Massenquadratdifferenz Δm_{23}^2 erhält man als Best-Fit Wert im 90% Konfidenzintervall [5]:

$$\sin^2 \theta_{23} \cong 0.50, \quad \Delta m_{23}^2 \cong 2.6 \cdot 10^{-3} eV^2. \quad (6)$$

Während diese Parameter relativ genau zu messen sind, ist es für den verbleibenden Parameter θ_{13} lediglich möglich eine obere Grenze anzugeben. Diese Grenze liefert das CHOOZ Reaktor-Neutrinoexperiment durch die indirekte Beobachtung von $\bar{\nu}_e \rightarrow \nu_e$ -Oszillationen über ein entsprechendes Defizit an ursprünglich produzierten $\bar{\nu}_e$ [5]:

$$\sin^2 \theta_{13} < 0.04. \quad (7)$$

Eng verbunden mit diesem Parameter ist die Dirac-Phase δ , die gemeinsam mit θ_{13} in zwei Elementen der Mischungsmatrix auftaucht, und deshalb auch noch nicht bestimmt werden kann. Es bleibt daher als Aufgabe zukünftiger experimenteller Neutrino-Physik die CP-Verletzung im Leptonensektor bei niedrigen Energien näher zu untersuchen.

2.3 Normaler und neutrinoloser Doppel- β -Zerfall

Allgemeine Voraussetzung für einen doppelten β -Zerfall ist, dass der einfache β -Zerfall des Nuklids energetisch verboten ist. Dies ist für 35 Kerne im Periodensystem der Fall [9]. Nach der Formel von Bethe-Weizsäcker findet man, dass die Grundzustände für Kerne mit gerader Neutronen- und Protonenzahl (gg) im parabelförmigen Potential niedriger liegen als bei denen mit ungeraden Zahlen (uu). Liegt der uu-Kern nun energetisch höher als der zerfallende gg-Kern, ist ein einfacher Beta-Zerfall energetisch verboten. Energetisch erlaubt ist jedoch ein doppelter Betazerfall in den benachbarten stabilen gg-Kern. Abbildung 2 zeigt die Situation. Eines dieser speziell zerfallenden Isotope ist ^{76}Ge . In natürlichem Germanium kommt es zu 7.8% vor. Es zerfällt zu ^{76}Se .

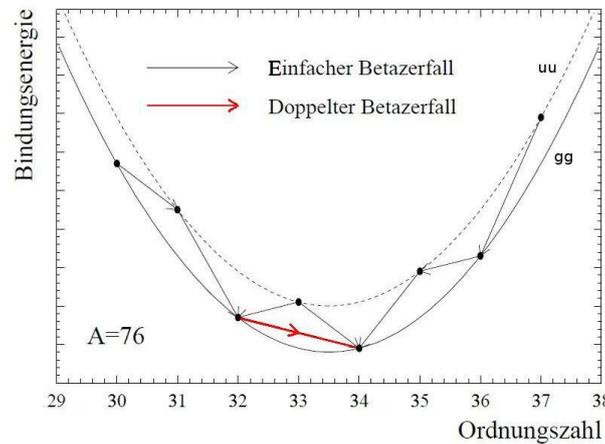


Abbildung 2: Bindungsenergie der Isotope mit $A=76$ in Abhängigkeit von der Protonenzahl (Ordnungszahl). Der rote Pfeil indiziert den doppelten β -Zerfall von ^{76}Ge .

Der neutrinobegleitende Doppelbetazerfall ($2\nu\beta\beta$) ist ein bekannter Prozess mit einer Halbwertszeit, $T_{1/2}^{2\nu}$, von $\approx (1,55_{-0,15}^{+0,19}) \cdot 10^{21}$ y [10]:



Unter dem neutrinolosem Doppelbetazerfall ($0\nu\beta\beta$) versteht man nun die Möglichkeit, dass der Zerfall ohne Emission von Neutrinos erfolgt:



Dieser Prozess zweiter Ordnung in der Fermi-Theorie tritt nur auf, wenn das Neutrino ein

massives Majorana-Fermion ist [11]. Dies bedeutet, dass $m_{\nu_e} \neq 0$, und $\nu_e = \bar{\nu}_e$. Die im SM gültige Leptonzahlerhaltung würde um $\Delta L = 2$ verletzt werden. Eine Beobachtung von $0\nu\beta\beta$ würde die Fragen nach Natur und Masse des Neutrinos beantworten.

Auffälliges Charakteristikum im Zerfallsspektrum für die Beobachtung von $0\nu\beta\beta$ ist eine monochromatische Linie am Ende des kontinuierlichen $2\nu\beta\beta$ -Spektrums bei einem Energieübertrag von $Q_{\beta\beta} = 2039$ keV. Dies zeigt Abbildung 3. Allein die zwei auseinanderfliegenden Elektronen nehmen die freigewordene Energiedifferenz zwischen Mutter- und Tochternuklid auf. Der Energiebereich um diese Linie wird als ROI (region of interest) bezeichnet und sollte mindestens das doppelte der Energieauflösung des Detektors (angegeben als FWHM) betragen.

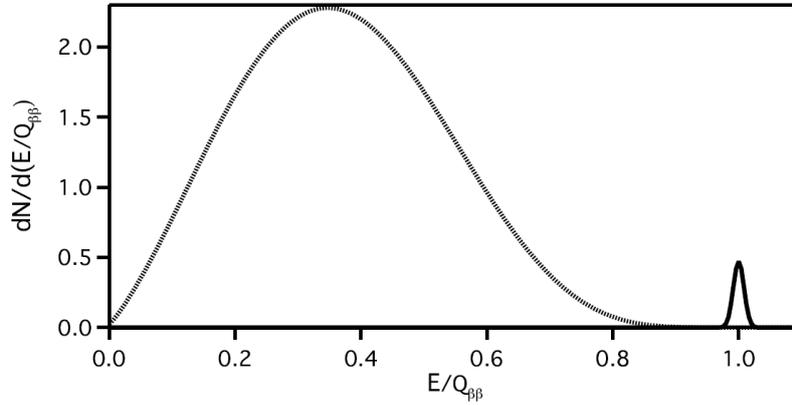


Abbildung 3: Schematische Darstellung der $0\nu\beta\beta$ -Linie am Ende des kontinuierlichen $2\nu\beta\beta$ -Spektrums, der sogenannten ROI [12].

Das Feynman-Diagramm niedrigster Ordnung für $0\nu\beta\beta$ ist in Abbildung 4 dargestellt. Man kann diesen Prozess so auffassen, dass eines der beiden erzeugten Antineutrinos aus dem Vertex ausläuft, einen Spinflip (Wechsel der Händigkeit) aufgrund nichtverschwindender Ruhemasse absolviert und virtuell in den Vertex des Nachbarzerfalls einlaufen kann. Nur wenn sich der vierkomponentige Dirac-Spinor in der Beschreibung zu einem zweikomponentigen Majorana-Spinor vereinfachen lässt, ist der neutrinolose Doppelbetazerfall denkbar.

Die einzige experimentell zugängliche Größe ist die effektive Majorana-Masse:

$$\langle m_{0\nu\beta\beta} \rangle \equiv \left| \sum_i U_{ei}^2 m_i \right| = \left| \sum_i |U_{ei}|^2 m_i \cdot \exp(i\alpha_i) \right|, \quad i = 1, 2, 3 \quad \text{und} \quad \alpha_3 = 0; \quad (10)$$

Hierbei werden die zwei Majorana-Phasen in der Summe über die Massenzustände miteinbezogen, die im unglücklichen Falle einer exakten gegenseitigen Auslöschung der Summenterme

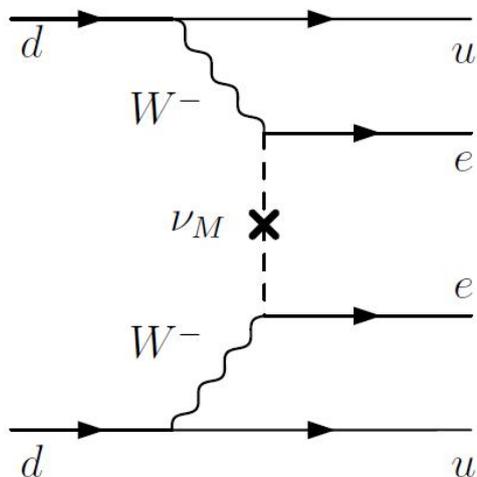


Abbildung 4: Feynman-Diagramm niedrigster Ordnung für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall. Die Neutrinos mit Majoranamasse, ν_M , würden elektroschwach über W^- -Bosonen vermittelt werden [12].

diesen neutrinolosen Zerfallsmodus verhindern würden. Obwohl die effektive Majorana-Masse dann null wäre, würde für das Spin-1/2 Fermion dennoch die Eigenschaft gelten ein Majoranateilchen zu sein.

Die Halbwertszeit für $0\nu\beta\beta$ ist umgekehrt proportional zum Quadrat der effektiven Masse, $\langle m_{0\nu\beta\beta} \rangle^2$:

$$\left(T_{1/2}^{0\nu}\right)^{-1} = G_{0\nu}(Q_{0\nu\beta\beta}, Z) |M_{0\nu}|^2 \langle m_{0\nu\beta\beta} \rangle^2, \quad (11)$$

mit $G_{0\nu}(Q_{\beta\beta}, Z)$ als exakt berechenbaren Phasenraumfaktor und $|M_{0\nu}|$ als theoretisch zu bestimmendes nukleares Matrixelement (NME). Die Unterschiede in der Berechnung des NME können bis zu einem Faktor von 3 betragen. Das stellt eine große Unsicherheit bei der Konvertierung von $T_{1/2}^{0\nu}$ zu $m_{\beta\beta 0\nu}$ dar.

Für ${}^{76}\text{Ge}$ ergäbe sich bei $m_{0\nu\beta\beta} = 50$ meV eine Halbwertszeit von etwa $2 \cdot 10^{27}$ y. Das entspricht ungefähr dem 10^{17} -fachen des Alters des Universums.

Das Heidelberg-Moskau Experiment (HD-M) [13] benutzte zu 87% angereicherte ${}^{76}\text{Ge}$ -Detektoren und erreichte eine Gesamtexposition von $71.7 \text{ kg} \cdot \text{y}$ und eine Energieauflösung von 4.23 ± 0.14 keV. Die erzielte Untergrundrate in der ROI lag bei 0.163 counts/(kg·keV·y) [14]. Basierend auf den Daten wurde von einem Teil der Gruppe die Entdeckung von $0\nu\beta\beta$ mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2}^{0\nu} \cong 1.19 \cdot 10^{25}$ y bei einer Signifikanz von $4,2 \sigma$ veröffentlicht [13]. Dies würde einem

W [g/mol]	$Q_{\beta\beta}$ [keV]	$ M_{0\nu} $	$ G_{0\nu} ^{-1}$ [$10^{25} \text{y} \cdot \text{eV}^2$]	$T_{1/2}^{0\nu}(m_{0\nu\beta\beta} = 50 \text{meV})$ [10^{27}y]	$N(M \cdot t = 1000 \text{kg} \cdot \text{y})$
75.9	2039	2.40	4.09	2.8	1-2

Tabelle 1: Atomares Gewicht, W , $Q_{\beta\beta}$, Nukleares Meatrixelement $|M_{0\nu}|$, inverser Phasenraumfaktor $|G_{0\nu}|^{-1}$, Halbwertszeit, $T_{1/2}^{0\nu}$, für einen fixierten Wert von 50 meV für $m_{0\nu\beta\beta}$ und die erwartete Anzahl, N , von $0\nu\beta\beta$ -Zerfällen bei einer Exposition von 1000 kg · y für ^{76}Ge [14].

$m_{0\nu\beta\beta} \cong 440 \text{ meV}$ entsprechen. Der andere Teil der Kollaboration dagegen gibt eine untere Grenze von $T_{1/2}^{0\nu} > 1,9 \cdot 10^{25} \text{ y}$ mit 90% C.L. an [10].

2.4 Sensitivität

Unter der Sensitivität eines Experiments versteht man den Wert für $m_{0\nu\beta\beta}$, ab dem ein Signal detektiert werden kann. Die erwartete Anzahl an neutrinolosen Zerfallsereignissen, N , ist:

$$N = \ln 2 \cdot \frac{N_A}{W} \cdot \varepsilon \cdot \alpha \cdot \frac{M \cdot t}{T_{1/2}^{0\nu}}, \quad (12)$$

wobei, N_A , die Avogadro-Konstante, W , das atomare Gewicht des zerfallenden Isotops in [g/mol], M , die aktive Masse, t , die Expositionszeit, α , die prozentuale Anreicherung von M mit ^{76}Ge , und $\varepsilon \cong 0,9$ die Effizienz mit Germaniumdetektoren ein Signal zu detektieren, ist.

Da die Anzahl der zu erwartenden Ereignisse klein ist, ist bei der Messung Poisson-Statistik zu verwenden. Sollte keine Entdeckung möglich sein, wird eine Grenze für $T_{1/2}^{0\nu}$ bei einem Konfidenzniveau von 90% errechnet. Die Gleichungen [11] und [12] erlauben die Konversion in eine Obergrenze für $m_{\beta\beta 0\nu}$. Tabelle 1 enthält die benötigten Konstanten für Germanium.

Die beobachtete Zahl an Ereignissen, N_{obs} , in der ROI ist:

$$N_{obs} = N + \underbrace{b \cdot \Delta_{ROI} \cdot M \cdot t}_{=N_{BG}} \quad (13)$$

wobei Δ_{ROI} die Breite der ROI in keV und b die Untergrundrate in $\frac{1}{\text{kg} \cdot \text{keV} \cdot \text{y}}$ ist. Δ_{ROI} muss so an die Auflösung angepasst werden, dass alle $0\nu\beta\beta$ -Zerfälle beobachtet werden. Die Obergrenze, die für $m_{0\nu\beta\beta}$ angegeben werden kann wird proportional zu:

$$m_{0\nu\beta\beta} \propto \sqrt{\frac{N_{BG}}{\varepsilon \cdot \alpha \cdot M t}} = \sqrt{\frac{b \cdot \Delta_{ROI}}{\varepsilon \cdot \alpha}}. \quad (14)$$

In dieser Näherung gibt es einen asymptotischen Verlauf hin zu einer maximal erreichbaren Sensitivität, die durch die Energieauflösung und die Untergrundrate vorgegeben ist.

2.5 Experimentelle Zielsetzungen

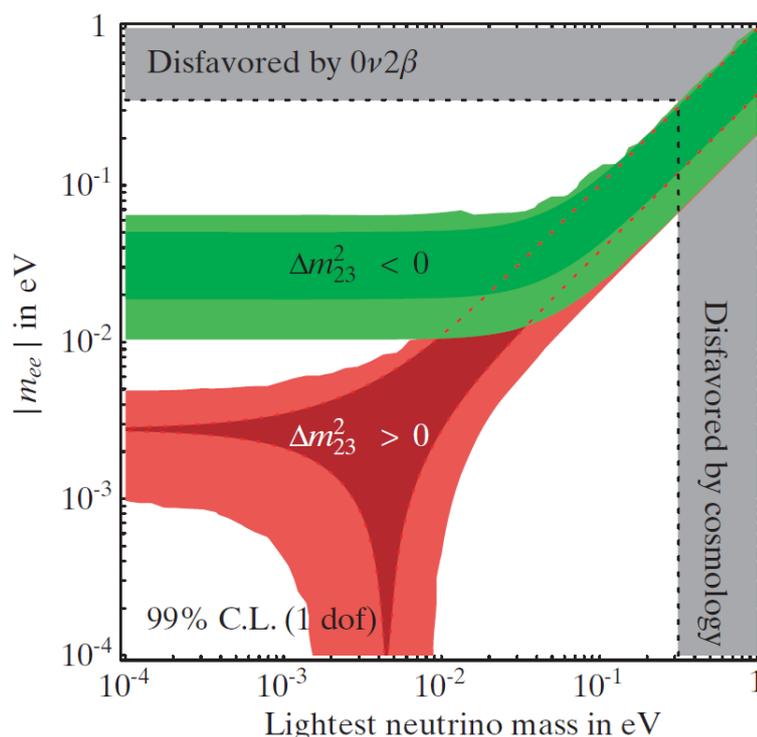


Abbildung 5: Der 99% K.L.-Bereich für die effektive Neutrinomasse $m_{0\nu\beta\beta}$ (in der Abbildung als m_{ee} bezeichnet) als Funktion der leichtesten Neutrinomasse [15] für die invertierte Hierarchie ($\Delta m_{23}^2 < 0$) in grün und normale Massenhierarchie ($\Delta m_{23}^2 > 0$) in rot. Die gestrichelte rote Linie indiziert den Bereich entarteter Hierarchie. Die erlaubten Bereiche mit einem Konfidenzniveau von 99% sind dunkel eingefärbt. Die grauen Bereiche sind experimentell ausgeschlossen.

In Abbildung 5 wird die Situation bezüglich möglicher Werte von $m_{0\nu\beta\beta}$ in Abhängigkeit vom Wert der leichtesten Neutrinomasse dargestellt. Sollte die leichteste Neutrinomasse im Bereich von 10^{-1} eV oder höher liegen ist das Spektrum entartet und auch $m_{0\nu\beta\beta}$ liegt in dieser Größenordnung. Bei kleineren Neutrinomassen ist die Hierarchie entscheidend. Für die normale Hierarchie wird auch $m_{0\nu\beta\beta}$ klein und kann aufgrund der Majorana-Phasen sogar verschwinden.

Experimentell wird es äußerst schwierig werden, diesen Bereich abzudecken. Bei invertierter Hierarchie ist $m_{0\nu\beta\beta}$ endlich und liegt oberhalb von etwa 10 meV. Deswegen muss das Ziel zukünftiger Experimente mindestens diese Sensitivität sein. Das bedeutet, dass die aktive Masse in etwa 1 Tonne sein sollte und die Untergrundrate, $b < 10^{-4} \frac{\text{counts}}{\text{kg}\cdot\text{y}\cdot\text{keV}}$, erreichen muss. In Abbildung 5 sind zwei Bereiche gekennzeichnet, die ausgeschlossen werden können. Der obere Bereich ist durch bisherige $0\nu\beta\beta$ -Experimente ausgeschlossen, der rechte Bereich durch kosmologische Überlegungen. Die Betrachtungen aufgrund von Strukturbildungen innerhalb des kosmologischen $\Lambda - \text{CDM}$ Standardmodells ergeben einen Bereich von 0.3 – 3 eV für die Summe aller drei Neutrinomassen [1].

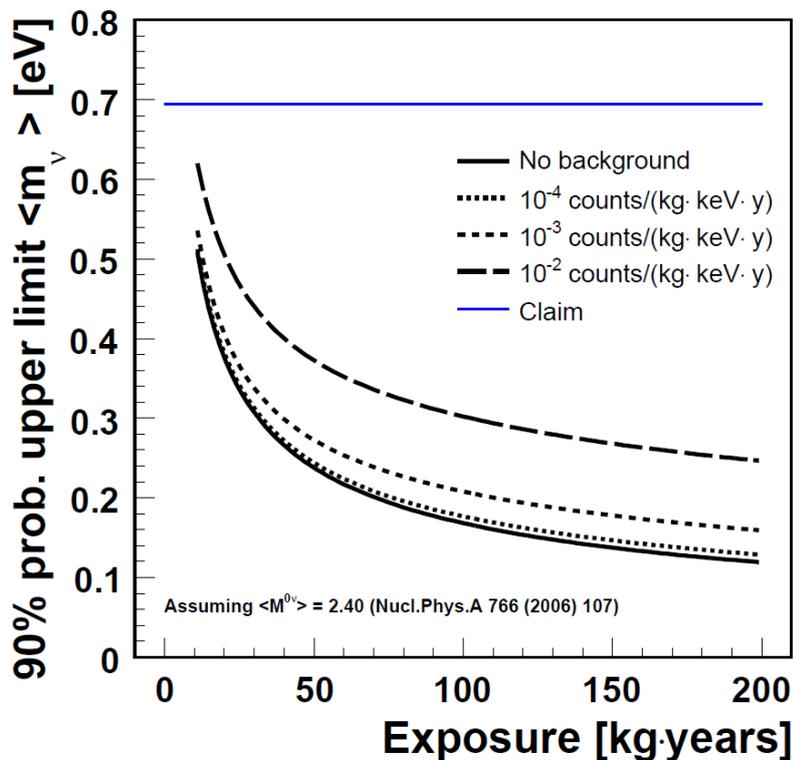


Abbildung 6: Erwartete obere Grenze von $m_{0\nu\beta\beta}$ (m_ν) für eine Wahrscheinlichkeit von 90% und ein verwendetes Matrixelement von 2,40 in Abhängigkeit der Exposition [16]. Der Verlauf ist für verschiedene Untergrundraten, b , dargestellt. Die blaue Linie repräsentiert den veröffentlichten Wert der Hd-M Gruppe.

In Abbildung 6 ist die erwartete obere Grenze von $m_{0\nu\beta\beta}$ für eine Wahrscheinlichkeit von 90% und ein verwendetes Matrixelement von 2,40 in Abhängigkeit der Exposition, $M \cdot t$, aufgetragen. Bei einer Untergrundrate von $b = 10^{-3} \frac{\text{counts}}{\text{kg}\cdot\text{y}\cdot\text{keV}}$ und einer Exposition von $M \cdot t = 100 \text{ kg}\cdot\text{y}$ beträgt

die obere Grenze für die effektive Neutrinomasse in etwa 200 meV [16].

2.6 Experimentelle Umsetzung

Aufgrund der langen Lebensdauer, $T_{1/2}^{0\nu}$, werden möglichst viele Kerne des Isotops ^{76}Ge und eine lange Expositionszeit benötigt, um eine Maximierung der Exposition, $M \cdot t$, zu erreichen. Germanium-Halbleiterdetektoren besitzen mit 2-4 keV bei $Q_{\beta\beta}$ nach heutigem Stand die beste Energieauflösung, so dass die ROI ≤ 10 keV gewählt werden kann. Zudem haben diese mit $\approx 90\%$ eine sehr hohe Effizienz, weil der Detektor Quelle und Nachweisgerät zugleich ist.

Demnach besteht die Hauptaufgabe darin, nach gegebener Detektorleistung (Energieauflösung, Exposition, Effizienz) die Sensitivität durch Reduktion von Untergrund zu optimieren. Dies muss zum einen dadurch geschehen, dass die aktive Masse im Experiment vor kosmischer Hintergrundstrahlung und natürlicher Radioaktivität in der Umgebung geschützt wird. Zum anderen dürfen nur extrem reine Materialien verwendet werden. Diese Maßnahmen verhindern, dass Untergrundereignisse auftreten.

Bestehender Untergrund wird nachträglich dadurch reduziert, dass zusätzlich, auf Ereignisstopologien basierende charakteristische Signaturen das Erkennen von Untergrundereignissen ermöglichen. Die Erforschung von Oberflächeneffekten, aber auch die Analyse von Pulsformen und Spiegelladungen von Germanium-Detektoren trägt zu einem besseren Verständnis des Untergrundes bei und hilft so, die Sensitivität zukünftiger Experimente zu steigern.

Ein $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ist ein „Single-site“ Ereignis [17], bei dem im Kristall Energie innerhalb eines Bruchteils eines mm deponiert wird. Photon induzierte Ereignisse deponieren ihre Energie vorwiegend an mehreren Stellen, da Compton-Streuung der vorwiegende Prozess ist. Darauf wird in Kapitel 3 näher eingegangen.

3 Germanium-Halbleiterdetektoren

Germanium-Halbleiterdetektoren kommen sowohl in der Elementarteilchen- als auch in der Kernphysik zum Einsatz. Bereits 1951 wurden p-n Dioden aus Germanium verwendet und später, ab den sechziger Jahren, Detektoren aus Einkristallen hergestellt. Die Bandlücke ist mit 0,67 eV so klein, dass ein Betrieb nur im gekühlten Zustand bei Temperaturen um die 100 K möglich ist. Anfang der achtziger Jahre haben sich die hochreinen Germanium-Detektoren, HPGDen („High Purity“ Germanium-Detektoren), gegenüber den auf Lithiumdotierung basierenden Detektoren, Ge(Li), aufgrund ihrer Reinheit und des Volumens durchgesetzt [18]. Besonders geeignet sind HPGDen für die Suche nach neutrinolosen Doppelbetazerfällen ($0\nu\beta\beta$). Das Isotop ^{76}Ge dient als Quelle und Detektor zugleich. Das genaue Verständnis der eingesetzten HPGDen ist essentiell für Experimente wie GERDA [19], das im November 2010 offiziell in Betrieb genommen wurde.

Zunächst wird näher auf die Wechselwirkung von detektierbarer Strahlung mit Germanium eingegangen. In den danach folgenden Abschnitten werden die hier relevanten Eigenschaften von segmentierten HPGDen vorgestellt. Für eine vollständige Abhandlung sei auf die Fachliteratur verwiesen [20].

3.1 Wechselwirkung von α -, β - und γ -Strahlung mit Germanium

Insbesondere für die Untersuchung von Oberflächeneffekten ist das Verständnis der zu Grunde liegenden möglichen Wechselwirkungen nicht nur von Photonen sondern gerade auch von α - und β -Teilchen mit Germanium zentral. Deshalb wird in diesem Abschnitt Wert auf die Behandlung von Wirkungsquerschnitten, σ , und Eindringtiefen von unterschiedlicher Strahlung in einem Energiebereich von einigen keV bis einige MeV gelegt.

3.1.1 α -Strahlung

Die Wechselwirkung von α -Teilchen führt zu Ionisation. Die Reichweite der α -Strahlung ist wegen des starken Energieverlusts, $\frac{dE}{dx}$, gering. Die Funktion, die $-\frac{dE}{dx}$ in Abhängigkeit der Eindringtiefe x angibt, heißt Bragg-Kurve. Ein typisches 3 MeV α -Teilchen, das beispielsweise beim Zerfall von ^{210}Pb emittiert wird, hat in Germanium eine durchschnittliche Reichweite von $\approx 10 \mu\text{m}$ [20].

3.1.2 β^+ - und β^- -Strahlung

Elektronen und Positronen verlieren ihre Energie über Ionisation gemäß Bethe-Bloch und im Feld eines Kerns durch Bremsstrahlung. Im Gegensatz zu den α -Partikeln verlieren Elektronen bzw. Positronen, mit mindestens einigen keV, ihre Energie nicht entlang einer linearen Wegstrecke sondern werden vielmehr von den gleich schweren Orbitalelektronen im Absorbermaterial stark abgelenkt und verändern somit ständig ihren Richtungsvektor. Das $\frac{dE}{dx}$ ist relativ gering, doch durch Streuung bleibt die Region der Energiedeposition klein.

Bei den relevanten Energien von 1-2 MeV besitzt der Mechanismus der Ionisation den größeren Wirkungsquerschnitt. Es lässt sich für Germanium eine kritische Grenze $E_{krit} \cong 17$ MeV angeben [16], ab der der Anteil der Bremsstrahlung zu dominieren beginnt. Ein 1 MeV Elektron deponiert seine Energie typischerweise in einer Sphäre mit einem Radius unter einem mm.

3.1.3 γ -Strahlung

Germanium-Detektoren werden in der Kernphysik üblicherweise für γ -Spektroskopie verwendet. γ -Strahlung im relevanten Energiebereich wechselwirkt über die drei folgenden Mechanismen mit Materie:

Photoelektrischer Effekt Ein einfallender γ -Quant mit Energie, E_γ , wird ab einer Schwellenenergie, E_b , der Bindungsenergie des Elektrons, von einem Hüllenelektron des Absorbermaterials vollständig absorbiert und dieses verlässt dabei als sogenanntes Photo-Elektron das zugehörige Atom.

Der Photoeffekt dominiert bis $E_\gamma \approx 100$ keV; sein Wirkungsquerschnitt, σ_{photo} , wird bei $E_\gamma > 1$ MeV vernachlässigbar.

Compton-Streuung Ein einfallendes γ -Quant wird an einem Hüllenelektron des Absorbers getreut und überträgt einen Teil seiner Energie an das Elektron. Der maximale Energieübertrag definiert die im Spektrum eines Germaniumdetektors auffälligen Compton-Kanten. Die Klein-Nishina-Formel beschreibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt der γ -Strahlung. Der Wirkungsquerschnitt für den Compton-Effekt, $\sigma_{compton} \propto Z$, wächst proportional zur Kernladungszahl des Absorbermaterials, Z .

Paar-Bildung Wird $E_\gamma > 2m_0c^2 = 1,02$ MeV, ist die Bildung eines Elektron-Positron-Paares in der Nähe des Coulomb-Feldes eines Kerns möglich. Das Positron verliert seine kinetische Energie durch Ionisation und annihiliert dann in zwei Photonen mit jeweils 511 keV. Diese

Strahlung kann den Detektor verlassen. Die Linie bei $E_\gamma - 1022$ keV ist als „Double Escape Peak“ (DEP) bekannt. Wird nur ein Photon detektiert, während das andere entkommt, wird die Linie bei $E_\gamma - 511$ keV als „Single Escape Peak“ (SEP) bezeichnet.

Für niedrige Energien ist der Wirkungsquerschnitt, σ_{pair} , proportional zu E_γ und geht bei höheren Energien, $E_\gamma \gg \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$, in Sättigung über.

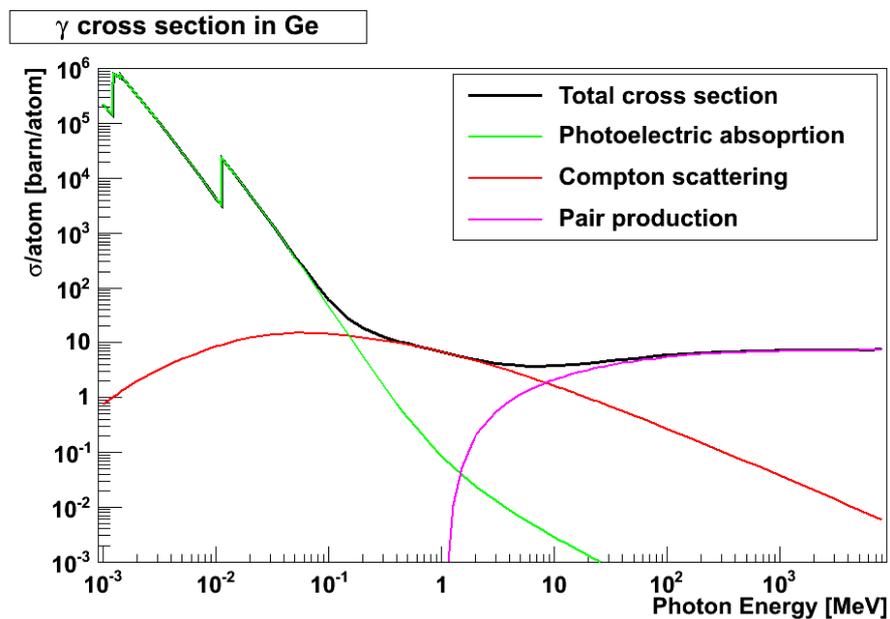


Abbildung 7: Aufgetragen sind die einzelnen Wirkungsquerschnitte in Germanium und $\sigma_{total} = \sigma_{photo} + \sigma_{compton} + \sigma_{paar}$ in Abhängigkeit von E_γ . [Quelle der Datenpunkte: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/Text/XCOM.html>]

Abbildung 7 zeigt die Wirkungsquerschnitte in Germanium in dem Energiebereich von 1 keV bis 1 GeV. Der Photo-Effekt dominiert bis 180 keV. Der Compton-Effekt ist ab einer γ -Energie von 180 keV bis 10 MeV der dominierende Wechselwirkungsprozess. Erst ab Energien > 10 MeV fängt der Prozess der Paarbildung an zu überwiegen.

Ein γ -Quant mit $E_\gamma = 2$ MeV hat in Germanium eine mittlere freie Weglänge, λ , von ≈ 4 cm. In Abbildung 8 ist die mittlere freie Weglänge in reinem Germanium als Funktion der Photonenergie aus den Daten der Wirkungsquerschnitte in 7 berechnet worden.

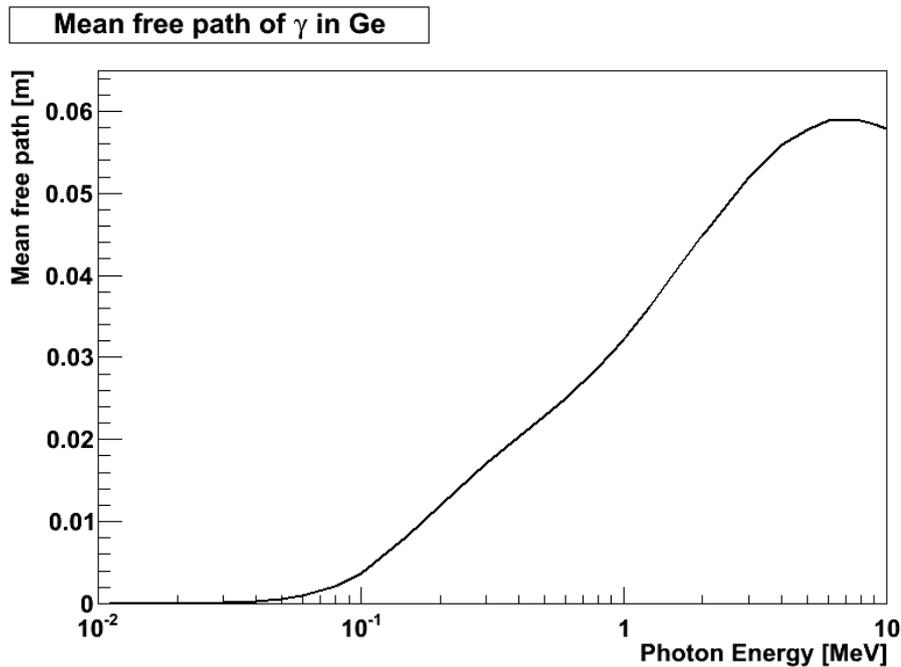


Abbildung 8: Die mittlere freie Weglänge eines Photons in Ge in Abhängigkeit der Photonenenergie

3.2 Detektoreigenschaften

Germanium-Detektoren sind im Prinzip in Sperrrichtung betriebene p-n oder n-p Dioden. Durch die Wechselwirkung ionisierender Strahlung werden Elektron-Loch-Paare erzeugt, die im elektrischen Feld jeweils zu den Elektroden driften.

3.2.1 Der Germanium-Einkristall als Halbleitermaterial

Germanium ist wie Silizium und Diamant ein Element der Gruppe IV und kristallisiert in der Diamantstruktur, welche aus zwei entlang der Raumachse eines Würfels gegeneinander verschobenen fcc-Untergittern besteht. Die nächsten kovalent gebundenen Nachbarn befinden sich in einer tetraedrischen Anordnung [21]. Es können Einkristalle gezüchtet werden.

Entscheidend für die elektrische Leitfähigkeit ist die Bandlücke, E_g , zwischen Valenz- und Leitungsband. Die räumliche Dimension der Gitterabstände bestimmt den Wert von E_g , weshalb E_g temperaturabhängig ist. Auf der Grundlage des Bändermodells lässt sich eine Klassifizierung vornehmen. Übersteigt E_g in etwa 5 eV, so handelt es sich um einen Isolator und bei ≈ 0 eV um einen Leiter. Für einen Halbleiter liegt E_g in dem Bereich dazwischen.

Da für Germanium $E_g = 0,67$ eV relativ klein ist, ist es einzelnen Elektronen bei Zimmertemperatur möglich aufgrund thermischer Anregung ins Leitungsband zu gelangen. Dabei bleibt pro Elektron ein positiv geladenes Loch im Valenzband zurück. Man spricht in diesem Zusammenhang von einem Elektron-Loch-Paar. Beide tragen zur Leitfähigkeit bei, nachdem sie sich annähernd wie freie Ladungsträger bewegen können. Die Löcher, die auch „Defektelektronen“ genannt werden, wandern dabei, indem sie durch Auffüllen durch Elektronen aus dem Valenzband verschoben werden. Fallen die angeregten Elektronen aus dem Leitungsband wieder zurück ins Valenzband, so rekombinieren diese mit den Löchern. Unter stabilen Bedingungen stellt sich ein Gleichgewicht zwischen Generation und Rekombination ein [22].

Als intrinsisch wird das Halbleitermaterial bezeichnet, sobald die freie Ladungsträgerdichte der Elektronen, n_e , die sich im Leitungsband befinden, der Dichte der dabei entstehenden Löcher, n_h , gleich ist, also $n_e = n_h$. Eine quantitative Einschätzung der Anzahl an unerwünschten thermisch erzeugten e-h-Paaren, n_i , erhält man, indem man die effektive Zustandsdichte im Leitungsband, N_L , bzw. im Valenzband, N_V , mit der Boltzmann-Näherung der Fermi-Verteilung multipliziert [21]:

$$n_i = \sqrt{n_e n_h} = \sqrt{N_L N_V} \cdot \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \propto T^{\frac{3}{2}} \exp\left(-\frac{E_g}{2k_B T}\right) \quad (15)$$

Da $E_g \gg 2k_B T$, ist die Boltzmann-Näherung der Fermi-Verteilung anwendbar. Die $T^{\frac{3}{2}}$ -Abhängigkeit stammt von den effektiven Zustandsdichten $N_{L,V}$. Bei 300 K ist n_i für Germanium etwa $2,4 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, und bei 77 K ist $n_i = 1,2 \text{ cm}^{-3}$. Weitere Materialeigenschaften für Germanium und zum Vergleich für Silizium sind in Tabelle 2 aufgeführt.

3.2.2 Der p-n Übergang

Ein Detektor kann auf p- oder n-dotiertem Material aufgebaut sein.

Ersetzt man im Gitter ein IV-wertiges Germanium-Atom mit einem V-wertigen Material wie Phosphor oder Lithium, so verbleibt ein schwach gebundenes fünftes Valenzelektron übrig. Dieses kann sehr leicht in das Leitungsband angehoben werden und im Bereich des Fremdatoms herrscht ein lokalisierter positiver Ladungsüberschuss. Nur das sich frei bewegende negativ geladene Elektron trägt nun zur Leitung bei, weshalb diese Verunreinigung als Donator und das so dotierte Material als n-Typ bezeichnet wird. Die Konsequenz im Bändermodell ist ein neues besetzbare diskretes Donator-Energieniveau $\approx 0,05$ eV unterhalb der Leitungsbandunterkante [22].

Umgekehrt verhält sich der Effekt wenn das Ausgangsmaterial mit III-wertigen Atomen wie

	Si	Ge
Kernladungszahl	14	32
Atomgewicht	28,09	72,60
Dichte (300 K)[g/cm ³]	2,33	5,32
Atome/cm ³	$4,96 \cdot 10^{22}$	$4,41 \cdot 10^{22}$
Relative dielektrische Konstante	12	16
Schmelzpunkt [C]	1420	936
Bandlücke (300 K)[eV]	1,115	0,665
Bandlücke (T K)[eV]	$1,205 - (2,8 \cdot 10^{-4}T)$	$0,782 - (3,4 \cdot 10^{-4})$
Intrinsische Ladungsträgerdichte (300 K)[cm ⁻³]	$1,5 \cdot 10^{10}$	$2,4 \cdot 10^{13}$
Intrinsische Ladungsträgerdichte (T K)[cm ⁻³]	$2,8 \cdot 10^{16}T^{3/2}e^{-6450/T}$	$9,7 \cdot 10^{15}T^{3/2}e^{-4350/T}$
Elektron Mobilität $\mu_e(77\text{ K})[cm^2/Vs]$	$2,1 \cdot 10^4$	$3,6 \cdot 10^4$
Loch Mobilität $\mu_h(77\text{ K})[cm^2/Vs]$	$1,1 \cdot 10^4$	$4,2 \cdot 10^4$
Elektron Mobilität $\mu_e(T\text{ K})[cm^2/Vs]$	$2,1 \cdot 10^9T^{-2,5}$	$4,9 \cdot 10^7T^{-1,66}$
Loch Mobilität $\mu_h(77\text{ K})[cm^2/Vs]$	$2,3 \cdot 10^9T^{-2,7}$	$1,05 \cdot 10^9T^{-2,33}$
e-h Paar Erzeugungsenergie $E_{e-h}(77\text{ K})[eV]$	3,76	2,96
Fano-Faktor (77 K)	0,085 bis 0,13	<0,11

Tabelle 2: Eigenschaften von intrinsischen Germanium und Silizium. Die Werte sind entnommen aus [20] und [22].

Bor dotiert ist. Das Material heißt dann p-Typ. Es verhält sich wie ein Akzeptor und das entsprechende ≈ 0.05 eV über die Valenzbandoberkante angehobene Akzeptorniveau kann mit leitenden Löchern besetzt werden.

Die nach der Herstellung des hochreinen Einkristalls verbleibenden elektrisch aktiven Verunreinigungen entscheiden, ob das Detektormaterial n- oder p-Typ ist. Typische Verunreinigungsdichten, ρ_{imp} , sind $\approx 1 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$. Bei einer atomaren Dichte von 10^{22} Ge-Atome pro cm^3 kommt im Mittel auf 10^{12} Germaniumatome ein Fremdatom (1 ppt). Die hier beschriebenen Detektoren basieren auf n-Typ Material.

Die p^+ -Seite (hochdotiert) wird normalerweise in Form von Bor-Implantaten hergestellt, während eine 0,5 - 1 mm dicke Lithium Diffusionsschicht [23] eine n^+ -Zone auf der anderen Seite realisiert. Der p-n Übergang liegt an der Grenze der Bor-Implantate.

Am p-n Übergang diffundieren die beweglichen Löcher aus der p-Region und Elektronen aus der n-Region in das jeweilige gegenüberliegende Gebiet um miteinander zu rekombinieren. Abbildung 9 zeigt die zurückbleibenden fixierten Raumladungen, welche ein elektrisches Feld (Kontaktpotential ΔV) aufbauen, das jeder weiteren Diffusion entgegenwirkt und zu der sogenannten Depletierungszone führt, in der sich kaum noch frei bewegende Ladungsträger auf-

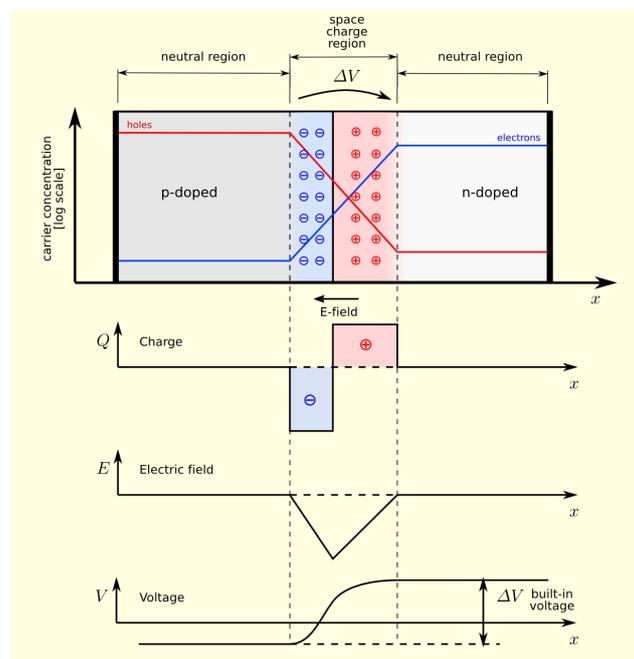


Abbildung 9: Die Ladungsträgerkonzentration beim p-n Übergang im thermischen Gleichgewicht. Die durch Diffusion entstehende Kontaktspannung ΔV führt zu einem depletierten Gebiet nahe der Grenzschicht. [Quelle: <http://de.academic.ru/dic.nsf/dewiki/1162100>]

halten, deswegen auch „Verarmungszone“ oder „Raumladungszone“ genannt. Verstärkt wird das Anwachsen des verarmten Gebiets durch Anlegen eines äußeren Potentials mit der gleichen Polarität wie das Kontaktpotential, also der Anode an die n-Seite und der Kathode an die p-Seite. Dies entspricht genau einer in Sperrichtung betriebenen Diode. Die Spannung, die notwendig ist, um das gesamte Gebiet zu depletieren heißt Depletierungsspannung, U_d .

3.2.3 Geometrie des echt koaxialen HPGD

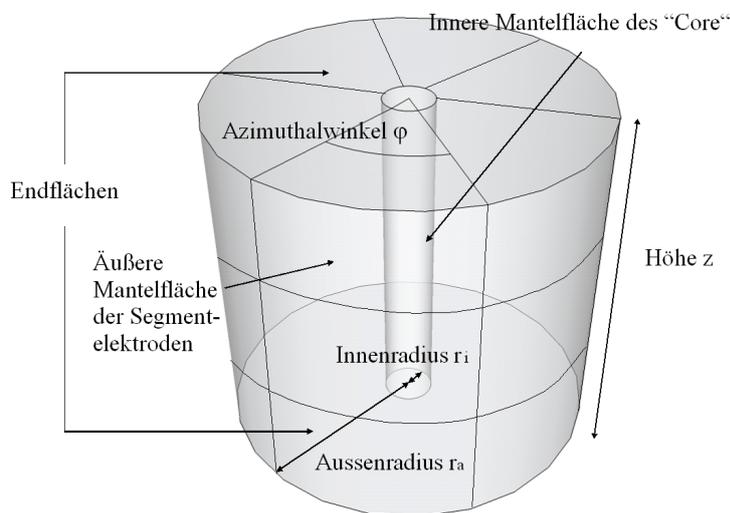


Abbildung 10: Schematische Darstellung eines 18-fach segmentierten echt koaxialen Detektors mit dem Innenradius, r_i , und Aussenradius, r_a . Die p-Elektroden sind an der äußeren Mantelfläche 6-fach in ϕ und 3-fach in der Höhe, z , segmentiert. Die n-Elektrode befindet sich am Core, der inneren Mantelfläche.

Echt koaxiale Detektoren haben eine zylindrische Geometrie mit Borloch in der Mitte. Sie bieten das größte Volumen für ein möglichst homogenes elektrisches Feld. Für n-Typ Detektoren befindet sich die dickere mit Lithium diffundierte n-Anode an der inneren Mantelfläche des „Core“ und die p-Kathode an der äußeren Mantelfläche. In Abbildung 10 ist die Geometrie eines 18-fach segmentierten Detektors schematisch dargestellt. Aussparungen bei der p-Dotierung bilden die Segmentgrenzen auf der Mantelfläche.

3.2.4 Depletion und Elektrische Felder

Die geringe Verunreinigungsdichte, ρ_{imp} , ist der Schlüssel für ein großes Detektionsvolumen. Die Depletierung geschieht durch das extern angelegte Potential, ϕ . Für zylindrische Detektoren gilt die radiale Poisson-Gleichung:

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} = -\frac{\rho}{\epsilon}, \quad (16)$$

mit der Dielektrizitätskonstante $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$, der relativen Permittivität, ϵ_r , die für Germanium 16 beträgt und der Raumladungsdichte, $\rho = \mp e \cdot N_{A,D}$, welche durch das Produkt aus Ladungsträgerkonzentrationen N_A auf der p-Seite, und N_D auf der n-Seite, mit der Elementarladung e gegeben ist.

Bei steigender Hochspannung, U_{HV} , nimmt die Depletierung des Detektors vom p-n Übergang ausgehend zu. Man spricht von der Depletierungsschichtdicke $d = a + b$, die sich von der Grenzschicht aus um die Länge a in Richtung der ionisierten Donorseite und um b in Richtung der ionisierten Akzeptorseite um die Grenzschicht herum ausdehnt. Unter der Bedingung, dass die freien Ladungsträger rekombinieren und die Netto-Ladung an verbleibender positiver Raumladung genau so groß ist wie die negative, ergibt sich $N_D \cdot a = N_A \cdot b$. Im Falle des n-Typ Kristalls ist die implantierte Verunreinigung mit Akzeptoren in der extrem dünnen p-Außenchicht so hoch und N_D im Inneren so gering, $N_A \gg N_D$, dass diese Elektrode unter Hochspannung die depletierte Zone fast ausschließlich ins Innere ausrichtet. Das bedeutet dann $d \approx b$. Löst man die Poisson-gleichung für die Randbedingung, dass das Potential an der Außenseite den Wert 0 und an der Innenseite U_{HV} annimmt, so erhält man für die Dicke der Verarmungszone zunächst in planarer Geometrie:

$$d = \left(\frac{2\epsilon U_{HV}}{e N_D} \right)^{1/2} \cong \left(\frac{2\epsilon U_{HV}}{\rho_{imp}} \right)^{1/2} \quad (17)$$

Befinden sich kaum mehr Donatorelektronen in der n-Region so entspricht die relevante Konzentration gerade ρ_{imp} . Mit Gleichung 16 erhält man unter der Randbedingung, dass $U_{HV} = \phi(r_a) - \phi(r_i)$, als Lösung für das elektrische Feld in coaxialer Geometrie:

$$-\left| \vec{E}(r) \right| = -\frac{\rho_{imp}}{2\epsilon} + \frac{U_{HV} + (\rho_{imp}/4\epsilon)(r_a^2 - r_i^2)}{r \ln r_a/r_i} \quad (18)$$

Die Voraussetzung der Depletierung ist, dass das Feld den Detektor vollständig durchdringt. Dies ist genau dann erreicht, wenn $\vec{E}(r) \neq 0$ für alle r . Die Depletionsspannung für eine echt coaxiale Detektorgeometrie, U_d , kann berechnet werden für $\vec{E}(r_i) = 0$ in Gleichung 18:

$$U_d = \frac{\rho_{imp}}{2\epsilon} \left[r_i^2 \ln \frac{r_a}{r_i} - \frac{1}{2}(r_a^2 - r_i^2) \right] \quad (19)$$

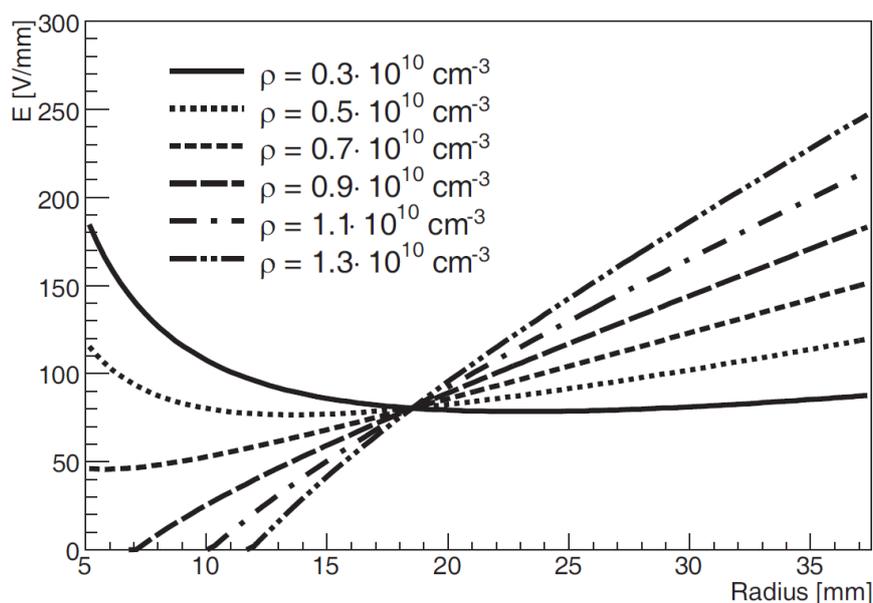


Abbildung 11: Elektrische Feldstärke in Abhängigkeit der radialen Zylinderkoordinate, r , für konstante Verunreinigungsdichten $0,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3} \leq \rho \leq 1,3 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ für $U_{HV} = 3 \text{ kV}$ [24]

Die Abhängigkeit des Feldes, $\vec{E} = -\vec{\nabla}\phi$, von ρ_{imp} ist in Abbildung 11 gezeigt. Es wird dabei demonstriert, dass eine Spannung $U_{HV} = 3 \text{ kV}$ nur für $\rho_{imp} < 0,9 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ zur vollständigen Depletion führt. Eine Ortsabhängigkeit von ρ_{imp} würde sich in komplizierteren Feldverteilungen manifestieren.

Mit einem aktiven Radius von 3,25 cm, einer Betriebsspannung von $U_{HV} \leq 3 \text{ kV}$ und einer exzellenten Energieauflösung sind koaxiale HPGDn mit ihrem großen Volumen besonders geeignet für die Suche nach $0\nu\beta\beta$.

Zum Vergleich würde U_d für einen Silizium-Detektor dieser Geometrie bei einem typischen $\rho_{imp} \approx 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 300 kV betragen. Deswegen sind Silizium-Detektoren dieser Größe nicht realisierbar.

Als Folge des elektrischen Feldes wird jede erzeugte Ladung im Inneren zu der entsprechenden Elektrode hin abgesaugt. Den Elektronen bzw. Löchern werden jeweils eine ortsabhängige

Mobilität, $\mu_{e,h}(\vec{x})$, und Driftgeschwindigkeit, $\vec{v}_{e,h}(\vec{x})$, zugeschrieben:

$$\vec{v}_{e,h}(\vec{x}) = \mu_{e,h}(\vec{x})\vec{E}(\vec{r}), \quad (20)$$

Die Temperaturabhängigkeit der Mobilitäten ist in Tabelle 2 gegeben.

3.2.5 Leckstrom und Kapazität

Obwohl die Resistivität bei vollständiger Depletierung enorm hoch, aber dennoch endlich ist, fließt ein kleiner Leckstrom I_L im Stromkreis, der in der Größenordnung von pA bis maximal nA liegt. Dieser basiert im Wesentlichen auf den zwei folgenden Mechanismen:

Der dominierende Effekt ist auf die thermische Erzeugung von Elektron-Loch Paaren im Inneren zurückzuführen, deren Rate mit der Größe des aktiven Volumens anwächst und über die Temperatur im Kristall kontrolliert werden kann.

Der zweite Mechanismus spielt sich am p-n Übergang ab, wo stetige Diffusion der Minoritätsladung über die Grenzschicht stattfindet, die zum Leckstrom beiträgt. Dieser Beitrag ist proportional zur Grenzschichtfläche, fällt aber nicht ins Gewicht.

Außerdem besteht die Möglichkeit, dass Leckstrom an den passivierten Endflächen auftritt. Der Grund hierfür sind stark abfallende Spannungen über kurze Distanzen und unregelmäßig verteilte leitende Verunreinigungen.

Da ein Detektor Ladungsträger an den beiden Seiten der Diode sammeln kann, besitzt er Eigenschaften eines Kondensators. Die Kapazität pro Längeneinheit eines echt koaxialen Detektors nimmt umgekehrt proportional zur Spannung ab und ist bei vollständiger Depletierung gegeben durch:

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\ln r_a/r_i} \quad (21)$$

Ein echt koaxialer Detektor mit 37,5 mm Außenradius und 5 mm dicken Innenradius hat eine Kapazität von ≈ 35 pF.

Das thermische Rauschen eines zu hohen Leckstroms sowie das elektronische Rauschen durch eine zu hohe Kapazität haben negative Auswirkungen auf die Energieauflösung, wie in den nächsten beiden Abschnitten beschrieben wird.

3.2.6 e-h-Paarerzeugung

Die Energie, die mindestens notwendig ist, um ein e-h-Paar bei 77 K zu erzeugen, E_{e-h} , ist der Bandlückenenergie direkt proportional, beträgt aber 2.96 eV. Unvermeidlich geht ein Teil dieser

Energie in phononische Anregung (Wärmeverlust) über. Die mittlere Zahl der e-h-Paare, $\langle N \rangle$, unterliegt statistischen Schwankungen, siehe Abschnitt 3.2.7, und ergibt sich zu:

$$\langle N \rangle = \frac{E_{dep}}{E_{e-h}}, \quad (22)$$

mit, E_{dep} , der im Detektor deponierten Energie. Ein vollständig absorbiertes 1 MeV γ -Quant erzeugt $\approx 3,5 \cdot 10^5$ e-h-Paare. Die Anzahl der freien Ladungsträger im Kristall muss deswegen um mehrere Größenordnungen geringer sein, um Energiedepositionen genau messen können. Für die Detektoreigenschaften ist ein nicht zu großes E_{e-h} und nicht zu kleines E_g entscheidend.

3.2.7 Energieauflösung und Fano-Faktor

Wäre die Zahl der Elektron-Loch Paare konstant, die bei gleicher Energiedeposition erzeugt werden, dann wäre die Auflösung nur durch $E_{e-h} = 2,96$ eV begrenzt. Gleichung 22 deutet schon an, dass diese Zahl statistischen Schwankungen unterworfen ist.

Die Energieauflösung, gemessen als $FWHM \cong 2,35\sigma$ (Full Width at Half Maximum, Standardabweichung σ), setzt sich aus insgesamt drei limitierenden Faktoren zusammen:

$$W_T^2 = W_F^2 + W_C^2 + W_E^2 \quad (23)$$

W_F gibt die Breite einer im γ -Spektrum gemessenen Linie an, welche ausschließlich auf statistischen Schwankungen in der Zahl der erzeugten Paare beruht. Genauer lässt sich diese durch den Fano-Faktor, F , ausdrücken:

$$W_F^2 = (2,35)^2 \cdot F \cdot \frac{E_{dep}}{E_{e-h}} \quad (24)$$

Bei einem angenommenen F von 0,08 und der Standardkalibrationsenergie von 1333 keV errechnet sich W_F zu 1,32 keV.

W_C gibt die Breite einer im γ -Spektrum gemessenen Linie an, welche ausschließlich auf unvollständiger Ladungsaufsammlung beruht. Dieser Faktor spielt bei größeren Detektoren eine Rolle und liegt in einem Bereich von 1,0–2,0 keV.

W_E gibt die Breite einer im γ -Spektrum gemessenen Linie an, welche ausschließlich auf elektronischem Rauschen beruht. Die Größe dieses Faktors kann durch einen an die Vorverstärker angeschlossenen Testpuls ermittelte werden. Die als Eingangslast für die Vorverstärker auftretende Kapazität des Detektors darf dabei nicht vernachlässigt werden. Realistische Werte sind

1,0–2,0 keV.

Das elektronische Rauschen der Vorverstärker ist nicht energieabhängig, aber proportional zur Kapazität des Detektors und dominiert deshalb zusammen mit W_C in Bereichen niedriger Energie, während W_F erst bei höheren Energien ($> 1\text{MeV}$) signifikante Beiträge liefert [20].

Theoretische Werte für W_T für die hier relevanten koaxialen HPGe-Detektoren können ungefähr mit 0,8–1,2 keV bei $E_{dep} = 122\text{keV}$ und 1,7 - 2,5 keV bei $E_{dep} = 1333\text{keV}$ angegeben werden.

3.3 Signalformierung

Nachdem das Wirkungsprinzip und die grundlegenden Eigenschaften von Germanium Detektoren dargelegt worden sind, soll es in diesem Abschnitt um das auszulesende Signal gehen. Die driftenden Ladungsträger mit einer Ladung, Q_0 , induzieren eine Ladung in den Elektroden, $Q(t)$. Diese Ladung wird durch ladungssensitive Vorverstärker ausgelesen. Die Amplitude der vollständig eingesammelten Ladung entspricht somit bis auf einen Umrechnungsfaktor der im Detektor deponierten Energie. In der zeitlichen Entwicklung eines Pulses steckt die Information über die Topologie eines Ereignisses. Die Positionsrekonstruktion und die gezielte Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund wird in Verbindung mit einer zeitlichen Analyse der Pulsform möglich.

3.3.1 Wichtungsfelder und das Shockley-Ramo-Theorem

Die im E-Feld unter Berücksichtigung des Mobilitätstensors [24, 25] driftenden Ladungen induzieren auf den Elektroden Ladungen, $Q(t)$, und erzeugen Ströme, $I(t)$, die mit Hilfe der Wichtungsfelder, ϕ_W , des Theorems von Shockley-Ramo berechnet werden:

$$Q(t) = Q_0 \cdot [\phi_W(\vec{x}_h(t)) - \phi_W(\vec{x}_e(t))] \quad (25)$$

$$I(t) = Q_0 \cdot [\vec{E}_W(\vec{x}_h(t)) \cdot \vec{v}_h(t) - \vec{E}_W(\vec{x}_e(t)) \cdot \vec{v}_e(t)], \quad (26)$$

wobei $Q_0 = N \cdot e$ die erzeugte Ladung eines Ereignisses, $\phi_W(\vec{x}_{e/h}(t))$ und $\vec{E}_W(\vec{x}_{e/h}(t))$ das Wichtungspotential bzw. das Wichtungsfeld am Ort $\vec{x}_{e/h}(t)$ ist. Das Wichtungspotential berechnet sich als die Lösung der Laplace-Gleichung unter der Randbedingung, dass das Potential der einsammelnden Elektrode auf eins gesetzt wird und das aller anderen auf null. Unvollständig eingesammelte Ladungen werden nicht berücksichtigt [26]. Die Laplace-Gleichung ist eine homogene Differentialgleichung zweiter Ordnung und geht durch Nullsetzen der Raumladungsdichte, ρ , aus der Poisson-Gleichung hervor:

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{r} \frac{\partial \phi}{\partial r} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \Phi^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0. \quad (27)$$

Das Wichtungsfeld, $\vec{E}_W = -\text{grad}\phi$, ist als elektrostatisch aufzufassen, also unabhängig von Q_0 und $\rho = \rho_{imp}$. Das ist die zentrale zugrundeliegende Annahme des Theorems von Shockley-Ramo [27]. Das bedeutet eine Vernachlässigung der magnetischen Felder und setzt eine instantane Feldausbreitung voraus. Das Wichtungspotential, $\phi_W(\vec{x}_{e/h}(t))$, am aktuellen Ort einer drif-

tenden Punktladung, ist das elektrische Potential, das dort bei Entfernen von Q_0 und der Raumladung herrschen würde.

Löcher und Elektronen haben unterschiedliche Mobilitäten und dies zeigt sich besonders in der Pulsform, auf welche im folgenden Abschnitt ein Augenmerk geworfen wird.

3.3.2 Pulsform

Je nach Ort der e-h Paarerzeugung haben die zwei Sorten von Ladungsträger unterschiedlich lange Wege zu ihrer einsammelnden Elektrode zurückzulegen [28] und induzieren dabei Pulse unterschiedlicher Länge. Je nach Orientierung zur Achsenlage des Kristalls ist die Driftbahn leicht gekrümmt und die Geschwindigkeit unterschiedlich. Alle diese Merkmale vereinen sich in der Form des Hauptpulses. Als Messgröße wird oft die Anstiegszeit von 10% bis zum Erreichen von 90% der Pulshöhe genommen. In Abbildung 12a ist das simulierte Wichtungsfeld des Segments B dargestellt und eine Wechselwirkung skizziert. Die Ladungs- und Strompulse in Abbildung 12b,c im Core und in B weisen klar erkennbare Kanten zu dem Zeitpunkt im Profil auf, wenn die nach innen driftenden Elektronen den Core erreichen, während gleichzeitig der zugehörige Strompuls sein Maximum erreicht.

Induzierte Ladungen in den Nachbarsegmentelektroden führen zu dem Phänomen sogenannter Spiegelpulse [29]. Abbildung 12b,c zeigen die in Segmenten A und C induzierten Spiegelpulse. Diese sind dadurch charakterisiert, dass sie zur Baseline zurückkehren, die integrierte Ladung also null ist. Die größere Amplitude des Spiegelpulses in Segment A als in C zeigt an, dass die Trajektorie näher an der Grenze zu A verlief.

Bei Mehrfachwechselwirkungen steigt die Anzahl der Kanten und Ecken im Pulsprofil und auf diese Weise können entsprechende Untergrundereignisse erkannt werden. Das setzt allerdings ein extrem geringes Rauschen voraus.

Im nächsten Abschnitt wird deshalb eine Methode vorgestellt, wie man über das Detektordesign Compton-Untergrund diskriminieren kann.

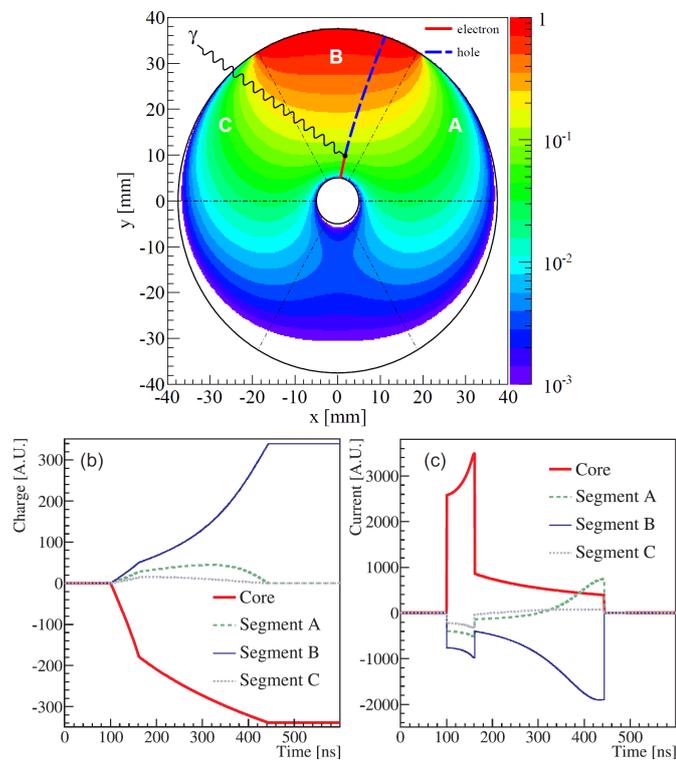


Abbildung 12: (a) Wichtungspotential des Segments B, Energiedeposition eines einfallenden γ -Strahls und erzeugte Trajektorien (b) Simulierte Ladungs- und (c) Strompulse in den Segmenten A, B, C und dem Core [24]

3.4 Der spezielle echt koaxiale n-Typ HPGD Supersiegfried

Der segmentierte echt koaxiale HPGD Supersiegfried ist neben der 18-fachen Segmentierung noch mit einem zusätzlichen 19. Segment als „top layer“ versehen, um Oberflächeneffekte nahe dieser passivierten Endfläche studieren zu können. Der Detektor wurde von Canberra France als Spezialanfertigung hergestellt.

3.4.1 Detektortyp

Der Detektor basiert auf n-Typ Material mit einem ρ_{imp} laut Hersteller zwischen $1,30 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-1}$ im unteren Teil und $0,44 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-1}$ im oberen Teil des Kristalls. Diese Zahlen sind jedoch nicht gesichert.

Der Vorteil von n-Typ gegenüber p-Typ HPGDs besteht in dem größeren aktiven Volumen und in der Segmentierung mit Bor-Implantaten in der Mantelfläche. Bei letzterem bleibt die Kristallstruktur unbeeinträchtigt.

Abbildung 13 zeigt den Kristall in seiner Halterung zusammen mit dem Kapton-Kabel zur Signalauslese.

3.4.2 Detektormaße und -geometrie

Der 1634,5 g schwere zylindrische Detektor hat einen Durchmesser von 75 mm und eine Höhe von 70 mm. Der Innendurchmesser des Bohrlochs in der Mitte beträgt 10 mm. Sein nutzbares Volumen ist 312 cm^3 . Die innere Mantelfläche bildet die n-dotierte „Core“-Elektrode, an der eine positive Spannung angelegt wird.

Die p^+ -Elektrode am äußeren Mantel ist 6-fach im Azimutalwinkel, ϕ , und 3+1-fach in der Höhe, z , segmentiert. Die Höhe der unteren beiden Segmentringe beträgt 23,3 mm, der 3. Segmentring hat eine Höhe von 18,3 mm und das 19. Segment, das nicht in Φ segmentiert ist, ist 5 mm hoch. Abbildung 14 zeigt den Detektor schematisch. Die 19 Kathoden auf dem Mantel müssen einheitlich das Nullpotential bilden. Eine kreisförmige Fläche von 4 mm Durchmesser, in der Mitte der Segmente, ist mit Aluminium metallisiert und wird zur Kontaktierung verwendet. Das 19. Segment ist nur zwischen $200 < \Phi < 300$ Grad metallisiert.

Die Dimensionierung der Segmentierung in Abbildung 14 begründet sich auf folgender Überlegung:

Die mittlere freie Weglänge eines Compton gestreutes 2 MeV Photon in Germanium ist mit

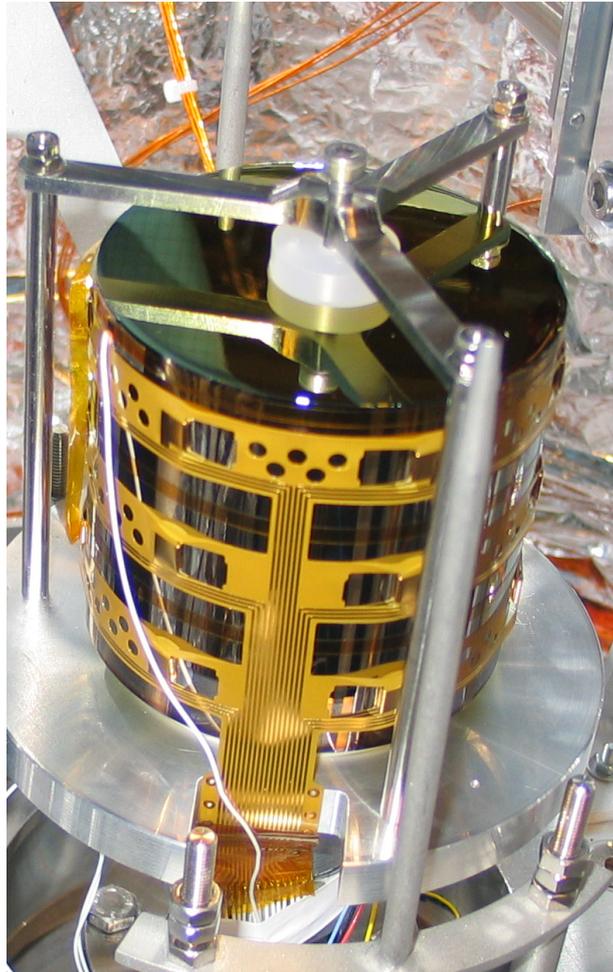


Abbildung 13: Der Detektor Supersiegfried in seiner Halterung auf dem Kühlfinger montiert. Zu sehen sind u.a. der elektrische Kontakt des 19. Segments und das Kapton-Auslekabel

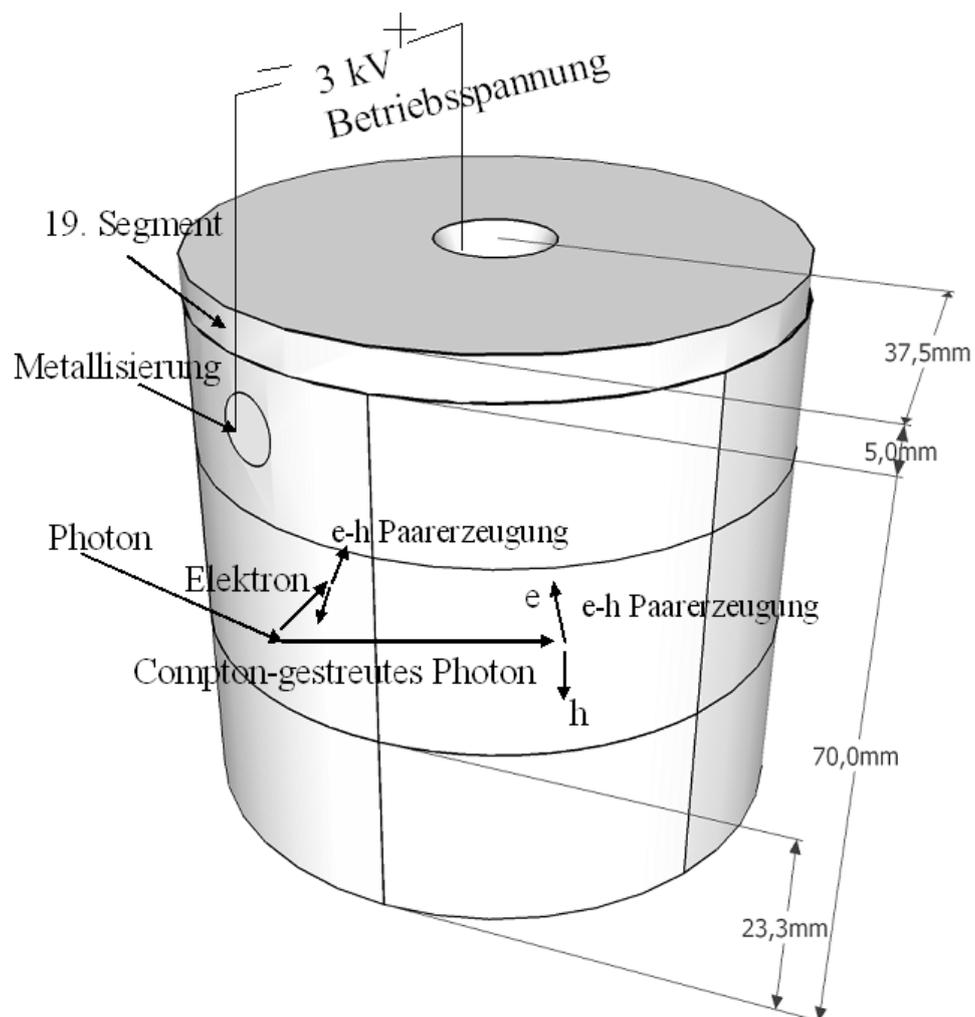


Abbildung 14: Dimensionierung der Detektorsegmente von Supersiegfried und skizzierte Compton-Wechselwirkung eines einfallenden Photons

≈ 4 cm gegeben, so dass bei einem mittlerem Segmentabstand von 3 cm Energie in mehreren Segmenten deponiert wird. Diese Segmentmultiplizität eines Ereignisses ermöglicht somit die Identifizierung von Compton-Untergrund [30, 16].

3.4.3 Depletions- und Betriebsspannung

Die Depletionsspannung des Detektors liegt bei 2300 V. Dies ergibt sich aus der Abhängigkeit der Detektorkapazität von der Betriebsspannung, siehe Abbildung 15. Die Betriebsspannung sollte deutlich über der durch Kapazitätsmessung bestimmten vollen Depletionsspannung liegen, damit auch Variationen von ρ_{imp} ausgeglichen werden. Die Betriebsspannung wurde deshalb auf 3000 V festgelegt. Wäre ρ_{imp} tatsächlich so hoch, wie vom Hersteller angegeben, dann wäre der Detektor im unteren Teil nicht depletiert. Die Kapazitätsmessung widerlegt das allerdings.

Der Leckstrom, I_L , in Abhängigkeit der Betriebsspannung ist einer der wichtigsten Indikatoren für den Zustand des Germanium Detektors und ist deshalb auch regelmäßig überwacht worden. Speziell führen Probleme an den beiden passivierten Endflächen zu einer Erhöhung des Leckstroms. Aber auch eventuelle Schäden des Einkristalls drücken sich so aus. Ein zu hoher I_L schränkt die Nutzbarkeit des Detektors ein.

3.4.4 Inaktives Volumen und Oberflächeneffekte

Frühere Studien am Detektor Supersiegfried zeigten inaktive Zonen unter den Passivierungen der Endflächen. Insbesondere wurden ungewöhnlich lange Pulse beobachtet und Hinweise auf Oberflächeneffekte gefunden [12, 25].

Deswegen ist GALATEA so konstruiert, dass auch die obere Endfläche abgetastet werden kann um zukünftige detailliertere Messungen zu ermöglichen.

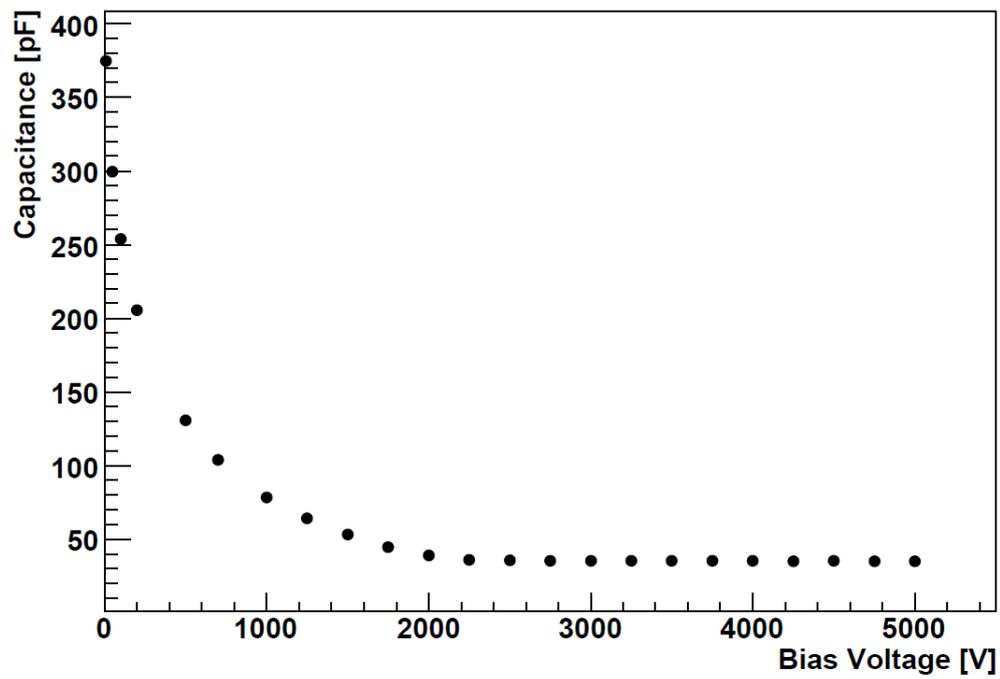


Abbildung 15: Messung der Detektorkapazität C_D über den Core in Abhängigkeit der angelegten Sperrspannung U_{HV} [12]

4 Der GALATEA Teststand

Der Galatea Teststand dient der Erforschung der Eigenschaften von HPGDn und wurde dahingehend entwickelt, eine direkte gezielte Bestrahlung mit α -, β - oder γ -Quellen ohne Material zwischen Quelle und Detektor zu ermöglichen. Untersuchungsgegenstand ist zunächst der im vorherigen Kapitel vorgestellte spezielle n-Typ Detektor SuperSiegfried. Detailliertere Studien der Oberflächeneffekte, die beim Betrieb von HPGDn in Nieder-Untergundexperimenten sehr relevant sind, werden mit GALATEA durchgeführt werden, dessen Konzept und experimenteller Aufbau in diesem Kapitel geschildert wird. Mit dem neuartigen Teststand soll erstmals systematisch eine hochpräzise Abtastung der kompletten Manteloberfläche mit α - und β -Quellen erfolgen.

Die einzelnen Komponenten von der Vakuumtechnik und notwendigen Kühlung mit flüssigem Stickstoff, LN_2 , bis hin zur Elektronik und Datenaquisition werden in diesem Kapitel im Detail vorgestellt.

4.1 Technische Anforderungen

Um den Detektor präzise charakterisieren zu können, müssen eine Reihe technischer Anforderungen erfüllt werden:

- Betrieb des Detektors im Vakuum $< 10^{-3}$ mbar bei Temperaturen von ≤ 100 K
- Vakuum zwischen Quelle und Detektor, damit die α 's und β 's den Kristall ungestreut erreichen
- Abschirmung des Detektors vor Infrarot-Strahlung
- Verfahrbare Quellen für die systematische Oberflächenabtastung
- Kurze Kabel zwischen Detektor und Auslese für geringe Kapazität am Eingang der Vorverstärker
- Kühlung der Elektronik
- Angestrebte Auflösung ≈ 3 keV bei 2 MeV deponierter Energie

4.2 Technische Realisierung

Technisch realisiert werden die Anforderungen durch folgende Punkte:

- Pumpstand inklusive hinreichend dichtem Schieber für den Betrieb ohne laufende Pumpe
- Kühlung des Detektors über Kühlfinger mit LN_2 -Kryostat als thermisches Reservoir
- Kupferhut mit abdeckbaren Langlöchern als Infrarot-Schild
- Drei Schrittmotoren erlauben eine komplette Abtastung der Detektoroberfläche entlang der drei Zylinderkoordinaten, r , ϕ und z
- Installation der Elektronik im Vakuumtank und in unmittelbarer Nähe zum Detektor und zur kühlenden Kryotankoberfläche
- Zentrale Erdung aller 20 Vorverstärker auf einem massiven Kupferblock

4.3 Experimenteller Aufbau

Der GALATEA Teststand ist eingebettet in einen 130 l Vakuumtank aus Edelstahl. Die Kühlung erfolgt über einen internen Kryostaten. Eine Darstellung der Anordnung der folgenden Komponenten im Tank ist in Abbildung 16 gegeben:

- 130 l Vakuumtank
- 21 l LN_2 -Kryotank
- Kühlfinger
- Infrarot-Schild (IR-Schild)
- Drei Schrittmotoren für:
 - Zwei Kollimatorschlitten mit Quellenhalterung und Kollimatorsegmenten aus Wolfram
 - Bühne zur Drehung der gesamten Kollimatorenanordnung um fast 360°
- 20 Vorverstärker mit unmittelbarer Erdung auf einem Kupferblock und Kühlung durch die darunter befindliche Oberfläche des Kryotanks

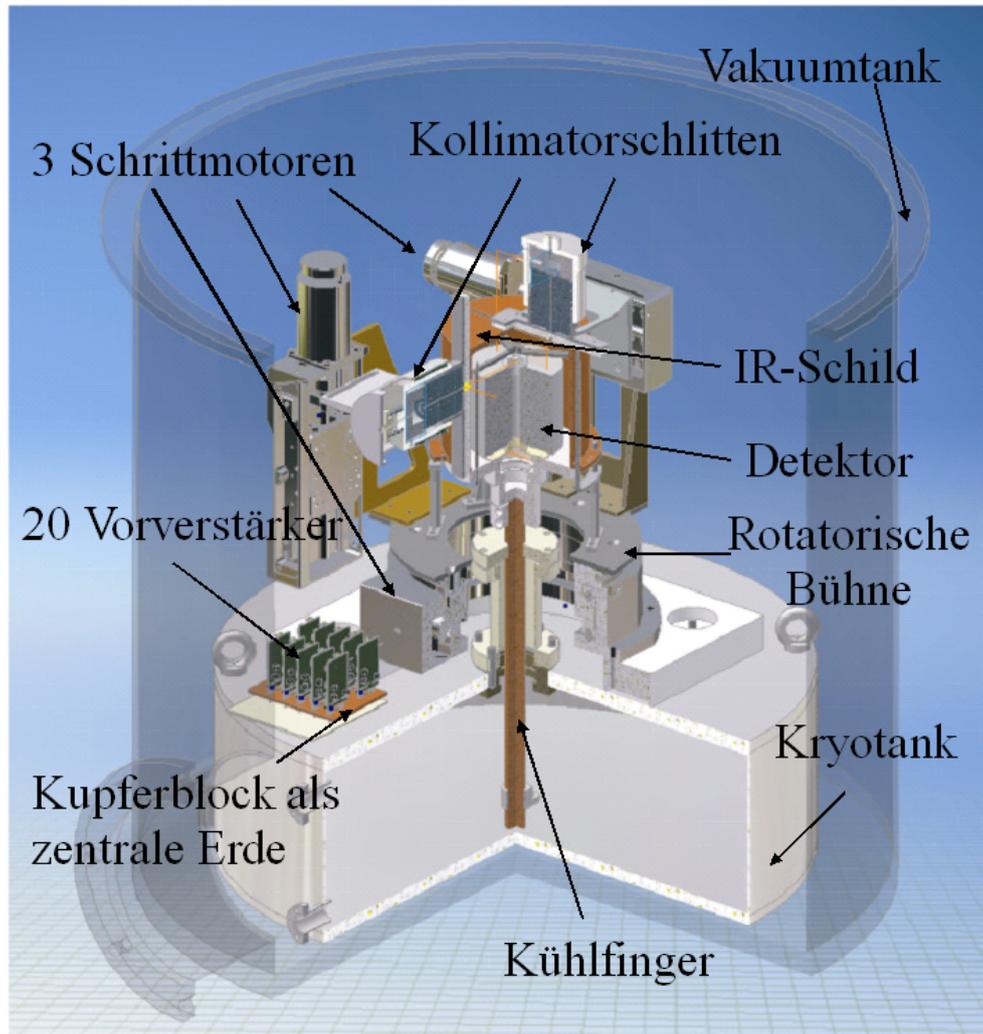


Abbildung 16: Technische Zeichnung des GALATEA Teststandes. [Zeichnung: Franz Stelzer]

Vakuumtank Am Vakuumtank ist ein System von Durchführungen angebracht. Der Tank selbst hat nur ein Flansch, an dem über ein Kreuz weitere Flansche angebracht sind, siehe Abbildung 17. Beim Abkühlen des Detektors dürfen keine Spuren von Wasserdampf im Tank vorhanden sein, denn kondensiertes Wasser würde die Oberfläche des Kristalls zerstören. Deswegen wird der Tank mit Stickstoff gespült und mit einer molekularen Turbopumpe auf mindestens 10^{-5} mbar abgepumpt bevor die Abkühlung des Detektors beginnt. Das Vakuum dient darüber hinaus der thermischen Isolation. Der beste erreichte Druck ohne Kühlung liegt bei $\approx 1,0 \cdot 10^{-6}$ mbar.

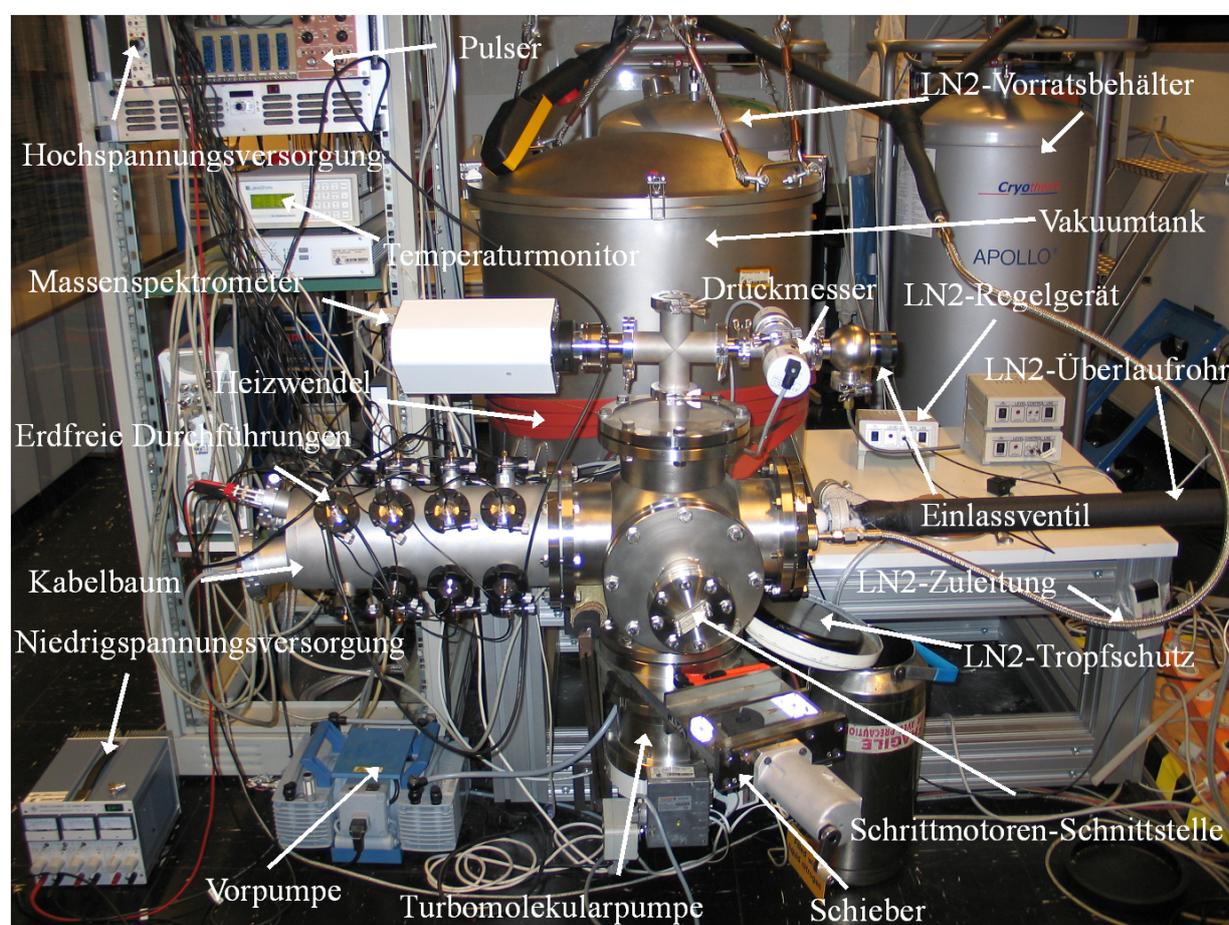


Abbildung 17: Infrastruktur des GALATEA Teststandes

Kryotank Die Kühlung erfolgt über einen 290 mm langen Kühlfinger aus Kupfer, der aus dem 21 l Kryotank ragt und im Sockel der Detektorhalterung mündet. Der Kühlfinger hat einen Durchmesser von 16 mm. Sobald der Kryotank mit LN_2 befüllt wird, dienen die kältesten Oberflächen als sogenannte Kühlfalle, die den Druck um eine weitere Größenordnung auf

einen erreichbaren Enddruck von $\approx 2 \cdot 10^{-7}$ mbar sinken lässt.

IR-Schild Der Kupferhut als IR-Schild schirmt den Detektor vor der Wärmelast des Vakuums tanks und der Vorverstärkerelektronik ab, da sonst die Infrarot-Strahlung den Detektor sehr leicht durchdringen würde und damit den Leckstrom stark steigen ließe. Der Hut hat einen Durchmesser von 118 mm und ist 109 mm hoch. Die gesamte Oberfläche beträgt damit $0,05 \text{ m}^2$. Die untere Randfläche des rotierbaren Huts liegt dabei auf dem gekühlten Sockel der nicht mitrotierenden Detektorhalterung auf, siehe Abbildung 18. Der Hut hat zwei Langlöcher für die Blendenführung der Kollimatorschlitten, die die direkte Bestrahlung des Detektors ermöglichen. Das vertikale Langloch erstreckt sich vom unteren Rand des Huts bis auf eine Höhe von 76 mm und das horizontale Langloch von der Mitte des Huts bis zum äußeren Rand über eine Länge von 43 mm.

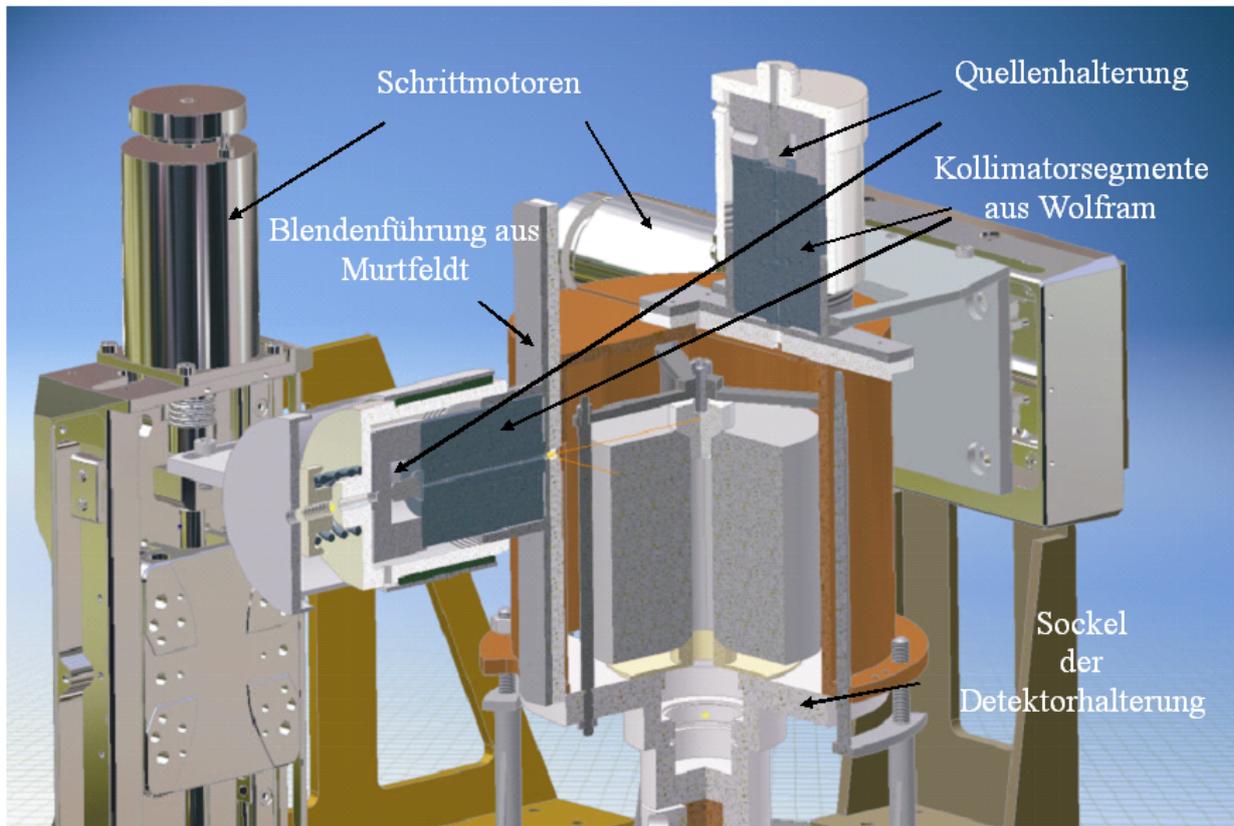


Abbildung 18: Der IR-Schild, Kupferhut, Detektorsockel und die Kollimatoren an den Schrittmotoren. Der Strahldurchgang durch Kollimator und Blende ist für die seitliche Quelle angedeutet. [Zeichnung: Franz Stelzer]

Schrittmotoren Die in den Hut eingelassenen horizontalen und vertikalen Langlöcher, entlang

derer zwei Schrittmotoren die beiden Kollimatorschlitten in z- und in radialer Richtung mit der Präzision von etwa einem μm verfahren, sind der Schlüssel für eine vollständige Abtastung. Ein dritter Schrittmotor erlaubt die Rotation der gesamten Bühne im Azimuthalwinkel ϕ mit einer absoluten Genauigkeit von $0,02^\circ$. Damit der Reibungswiderstand nicht zu groß wird und zu einem Verkanten beim Rotieren des Kupferhuts führt, darf der Anpressdruck der Schrauben nicht zu hoch sein. Ein Test hat ergeben, dass es für die Kühlung des IR-Schildes ausreichend ist, wenn dieses plan aufliegt während einer ganzen Umdrehung und die Schrauben den Hut nur ganz leicht fixieren.

Kollimatorschlitten Abbildung 18 zeigt die Anordnung von Quellen und Kollimatoren im Detail. Im hinteren Teil der zwei Kollimatorschlitten befindet sich jeweils eine Halterung für eine Quelle mit einem Durchmesser von 4 mm. Jeder Kollimator besteht aus bis zu fünf jeweils 1 cm dicken Segmenten aus Wolfram. Jedes Segment hat einen Durchmesser von 4 cm und zentrale Bohrungen von 1,2 oder 3 mm. Die Blendenführung des Schlittens besteht aus Murtfeldt, einem gut gleitenden, vakuum- und kühlungsresistenten Kunststoff, der gleichzeitig einen geringen Wärmeleitkoeffizienten von $0,4 \text{ W}/(\text{mK})$ besitzt. Beim Verfahren in der Einlassung der Langlöcher hält diese das gesamte Langloch bis auf den Strahldurchgang bedeckt. Dies ist ebenfalls in Abbildung 18 schematisch dargestellt. Die vertikale Blendenführung misst eine Länge von 160 mm und die horizontale Blendenführung auf der Endfläche des Kupferhuts ist 104 mm lang.

Elektronik Da die Elektronik der Vorverstärker auch im Vakuumtank platziert ist, muss jegliche elektrisch verursachte Wärme abtransportiert werden, ohne dass der Kristall zu sehr aufgewärmt wird. Die Vorverstärker werden durch die unmittelbar darunter liegende unisolierte Oberfläche des Kryotanks gekühlt.

Ein Bild des Teststandes mit seiner gesamten Infrastruktur ist in Abbildung 17 gegeben. Vor dem Vakuumtank befindet sich das Kreuz, an dem sämtliche Durchführungen angebracht sind.

An der unteren Seite sind der Schieber und die Turbopumpe montiert. An der rechten Seite befinden sich Zu- und Ablauf des Kryotanks und an der oberen Seite des Kreuzes sind ein Massenspektrometer, die Druckmessung und das Ventil zur Stickstoffspülung angeflanscht. Besonders auffällig ist der Kabelbaum mit erdfreien Durchführungen für die 20 Auslesekanäle, der Hoch- und Niederspannung und der Temperatursensoren an der linken Seite. An der vorderen Seite ist die Durchführung für die Schrittmotoren.

Weitere Komponenten der Infrastruktur des Teststandes sind:

- Geschirmte SMA-Kabel der Auslesekanäle vom Kabelbaum zur Datenakquisition
- Geschirmtes BNC-Kabel zur Hochspannungversorgung NHQ 206L von „iseq“; erdfreie HV-Durchführung am Kabelbaum
- Pt-100 Temperaturmessung mit dem Monitor 218 von „Lakeshore“; vier Sensoren im Tank
- Steuerungseinheit SMC-Corvus der Schrittmotoren von „MICOS“
- Niederspannungsgerät von Rohde und Schwarz mit ± 12 V und Masse für Elektronik; erdfreie Durchführung am Kabelbaum
- LN₂-Vorratsbehälter und Regelgerät von „KGW-Isotherm“
- Quadrupolmassenspektrometer Prisma 80 von „Pfeiffer Vakuum“
- Testpulsgeber von „EG&G ORTEC“
- Heizwendel am Vakuumtank

4.4 Übersicht der Installationsarbeiten

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurde die Installation der Hardware-Komponenten für eine erste Inbetriebnahme mit einem HPGe-Detektor vorgenommen. Die Installation der Schnittstellen der Druck- und Temperaturmessungen sowie die Software zur Steuerung der Schrittmotoren und die Überwachung des GALATEA Teststandes mittels Lab-View am PC sind Gegenstand von [31].

Die Ausgangslage war ein zu Testzwecken, hauptsächlich der Kühlung und des Vakuums, vormontierter Teststand. Die vorzunehmenden Arbeiten in chronologischer Reihenfolge waren:

- Vakuumtestlauf zur Bestandsaufnahme
- Ausbau aller im Vakuumtank befindlichen Komponenten und Reinigung derselbigen mit Aceton und Isopropanol getränkten Reinraumtüchern
- Reinigung des Vakuumtanks mit Aceton
- Auskleiden des Vakuumtanks mit Superisulationsfolie
- Elektropolieren des Kupferhuts
- Wiedereinbau der Teststandkomponenten

- Justage der Schrittmotoren
- Justage der Detektorhalterung
- Justage des IR-Schildes
- Einbau des Kabelbaums
- Weitere Vakuumtestläufe
- Justage der Kontrollsensoren des Kühlsystems
- Inbetriebnahme des Kühl- und Vakuumsystems
- Einbau der bereits außerhalb des Vakuumtanks getesteten Ausleseelektronik
- Verkabelung und Test der Ausleseelektronik an der DAQ (Datenakquisition)
- Umgestaltung des Labors zum Grauraum
- Einbau und Verkabelung des Detektors
- Aufnahme erster Spektren

4.4.1 Reinigung des Vakuumtanks und der Komponenten

Die Arbeiten im Tank wurden mit Reinraumschuhen, Reinraumhandschuhen, Haarschutz, gesäuberten Materialien und Werkzeug durchgeführt, um Verunreinigungen mit Fett oder anderen Materialien zu vermeiden. Nach dem ersten Vakuumtestlauf wurden alle Komponenten ausgebaut und jedes Einzelteil unter einer „flow box“ gereinigt. Am 15. Juni wurden der Vakuumtank und der Kryotank gereinigt.

Die verwendeten Reinigungsmittel waren Aceton und Isopropanol. Die benutzten Labortücher sind von „Kimtech Science“ und „BEMCOT“. Die Bezeichnung der letzteren 250 mm x 250 mm Tücher ist „M-3II“.

4.4.2 Auskleiden mit Superisulationsfolie

Der Kryotank und der Vakuumtank werden mit drei Schichten jeweils 10-lagiger Superisulationsfolie umhüllt, die mit vakuumtauglichen Aluminium-Klebeband an der oberen Seite fixiert wird. Die verwendete Superisulationsfolie und das Aluminium-Klebeband sind von der Firma „RUAG

Space“ in Österreich. Die 10 Lagen aus 6 μm dünnen Polyester sind jeweils beidseitig mit Aluminium beschichtet und zwischen jeder Lage befindet sich ein Netz aus Polyester, das eventuelle Lufteinschlüsse beim Abpumpen verhindert. Abbildung 19 zeigt die 0,2 m^2 große Aussparung der Superisolationsfolie an der Tankinnenwand zu Ein- und Ausbauzwecken. Darüber hinaus werden dadurch die Aufwärmzyklen beschleunigt, nachdem der Tank beim Aufwärmvorgang nur einmalig mit Stickstoff geflutet wird. Der Kryostat wurde ebenfalls in 3 Schichten 10-lagiger Folie eingehüllt. Es wurde darauf geachtet, die Wellschläuche und ein Teil der Kryotankoberfläche unisoliert als Kühlfalle nutzen zu können.

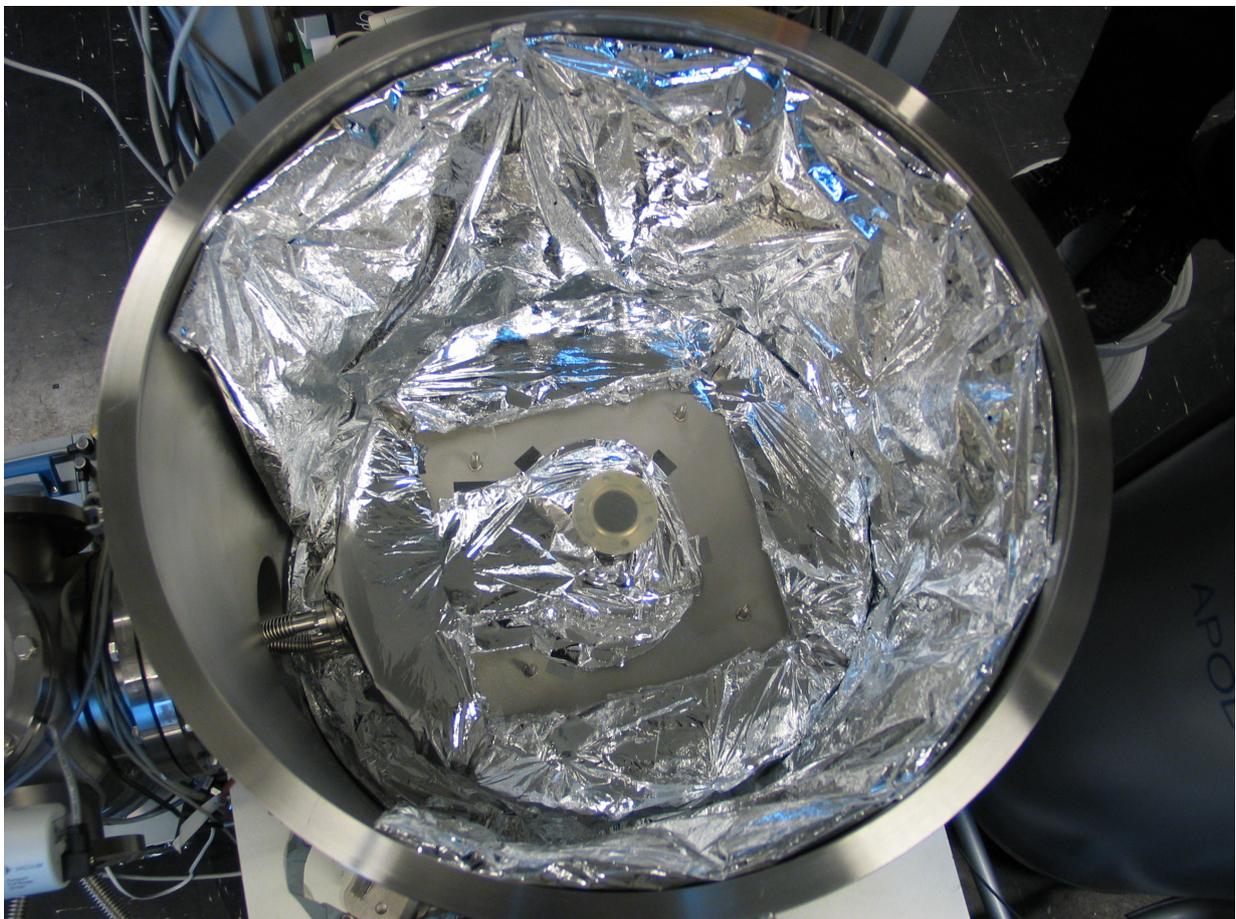


Abbildung 19: Mit Superisolationsfolie ausgekleideter Vakuumtank. Ein Teil der Tankinnenwand wurde für den Einbau des mit Superisolationsfolie umhüllten Kryotanks ausgespart.

4.4.3 Elektropolieren des Kupferhuts

Der Kupferhut wurde bei der Firma Poligrat elektropoliert und mit einer Schicht aus Silber überzogen, die zukünftige Oxidationsprozesse verhindert.

4.4.4 Justage der Schrittmotoren

Mit dem in [31] entwickelten „LabView“-Programm „GALATEA Control“ wird die Kalibration und Steuerung der Schrittmotoren durchgeführt. Die Speicherung der Kalibrationsdaten erfolgt in der Steuereinheit, so dass der D-Sub Stecker an der Durchführung der Schrittmotoren ohne Datenverlust abgesteckt werden kann. Denn angesteckt führen die unisolierten Kabel im Inneren des Tanks zu starken elektrischen Störungen, die einen Messbetrieb mit Detektor unmöglich machen. Die Steuereinheit selbst darf nicht ausgesteckt werden, wenn die Kalibrationsdaten gespeichert bleiben sollen.

Die drei Schrittmotoren werden jeweils über zwei Endschalter am Anfangs- und Endpunkt des Fahrwegs kalibriert. Die Kalibration sollte noch vor dem Abpumpen bei offenem Vakuumtank erfolgen, um währenddessen die Lage der Kabelschleppen zu überprüfen. Der Fahrweg ist jeweils länger als das vertikale und horizontale Langloch des Kupferhuts. Der Nullpunkt der vertikalen und der horizontalen Achse wurde dabei so gewählt, dass die Blende der Kollimatoren durch den Kupferhut geschlossen wird und die Blendenführungen dennoch die Langlöcher bedeckt halten. Die Positionen der Endschalter der rotatorischen Achse wurden so gewählt, dass nur der Bereich des Kapton-Auslesekabels zwischen $355^\circ < \phi < 360^\circ$ nicht abgefahren werden kann. Das Auslesekabel am Detektor ist in Abbildung 20 zu sehen.

4.4.5 Justage der Detektorhalterung und des IR-Schildes

Als das IR-Schild eingebaut wurde hat sich herausgestellt, dass sich der Kühlfinger in Schiefelage zur z-Achse der Bühne befindet und damit der untere Rand des IR-Schildes nicht mehr plan auf dem Sockel der Detektorhalterung aufliegt. Die Schiefelage konnte durch das einseitige Anheben der Bühne mit Keilen aus Superisulationsfolie ausgeglichen werden. Zur Kontrolle wurde die Auflage des Huts ohne Anpressdruck der Schrauben während einer vollen Rotation mehrfach beobachtet. Um ein Verkanten zu vermeiden wurden die Schrauben danach nur noch zur leichten Fixierung ohne zusätzlichen Anpressdruck angezogen. Abbildung 21 zeigt das eingebaute IR-Schild (Kupferhut).

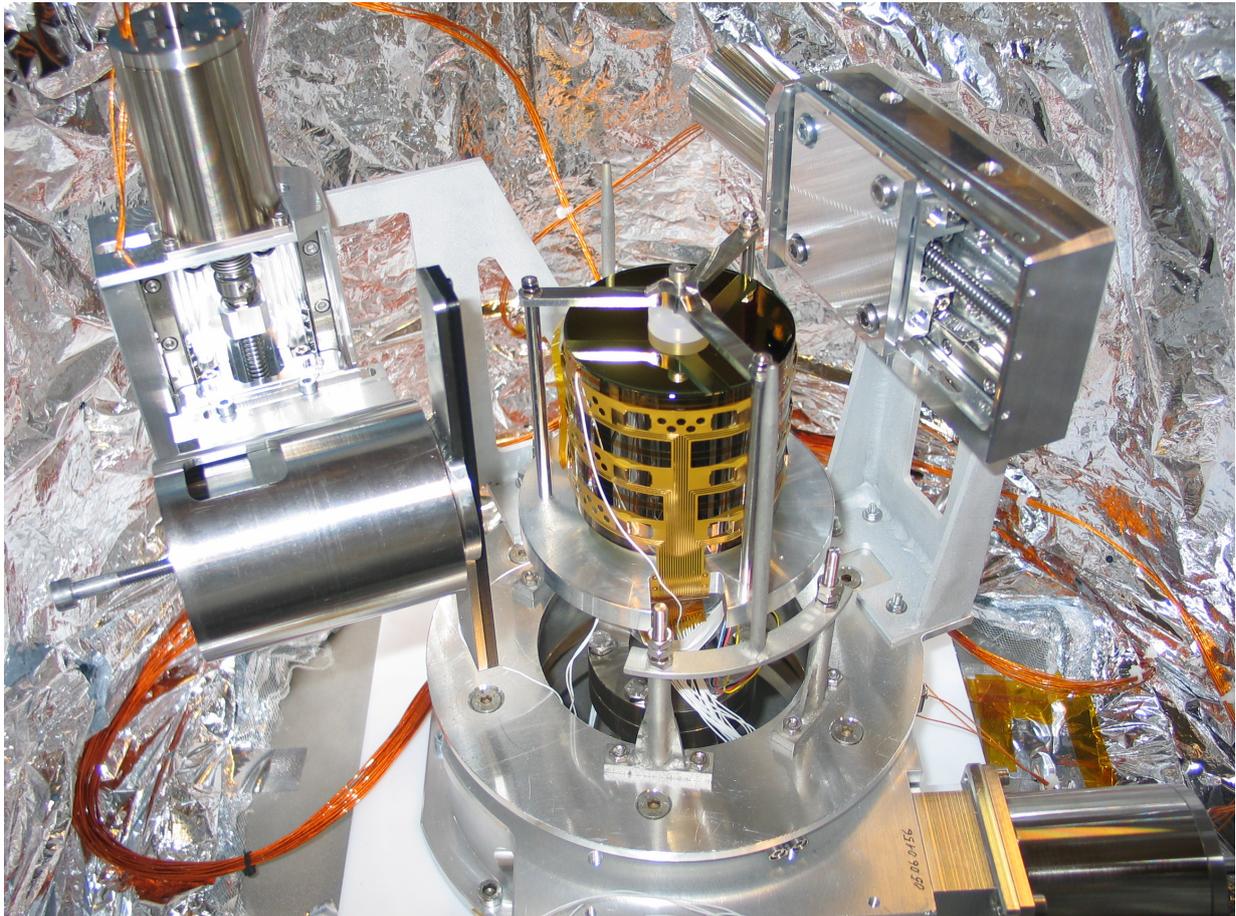


Abbildung 20: Der auf dem Kühlfinger eingebaute und verkabelte HPGe-Detektor. Daneben sind der vertikale Kollimatorschlitten und die drei Schrittmotoren zu sehen.

4.4.6 Systemüberwachung

Die Druckmessröhre befindet sich oberhalb der Turbopumpe, weshalb berücksichtigt werden muss, dass der Druck am Ort des Detektors verschieden sein kann. Steigt der Druck über 10^{-3} mbar, muss eine Messung mit dem Detektor unterbrochen werden. Der Abbruch und das Herunterfahren der Hochspannung wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit zu Testzwecken von Hand vorgenommen, obwohl das Programm „GALATEA Control“ für festgelegte Parameter eine Automatisierung erlaubt.

Der zeitliche Verlauf des Drucks und der Temperatur wird mit LAMO (LABoratory MONitor), einem LabView Programm, in Log-Dateien aufgezeichnet und aufgrund der Struktur der Log-Datei dann mit Excel dargestellt [31]. Aufgrund eines Programmierfehlers beim Schreiben der Log-Datei konnten im ersten Monat keine Druckkurven aufgenommen werden.

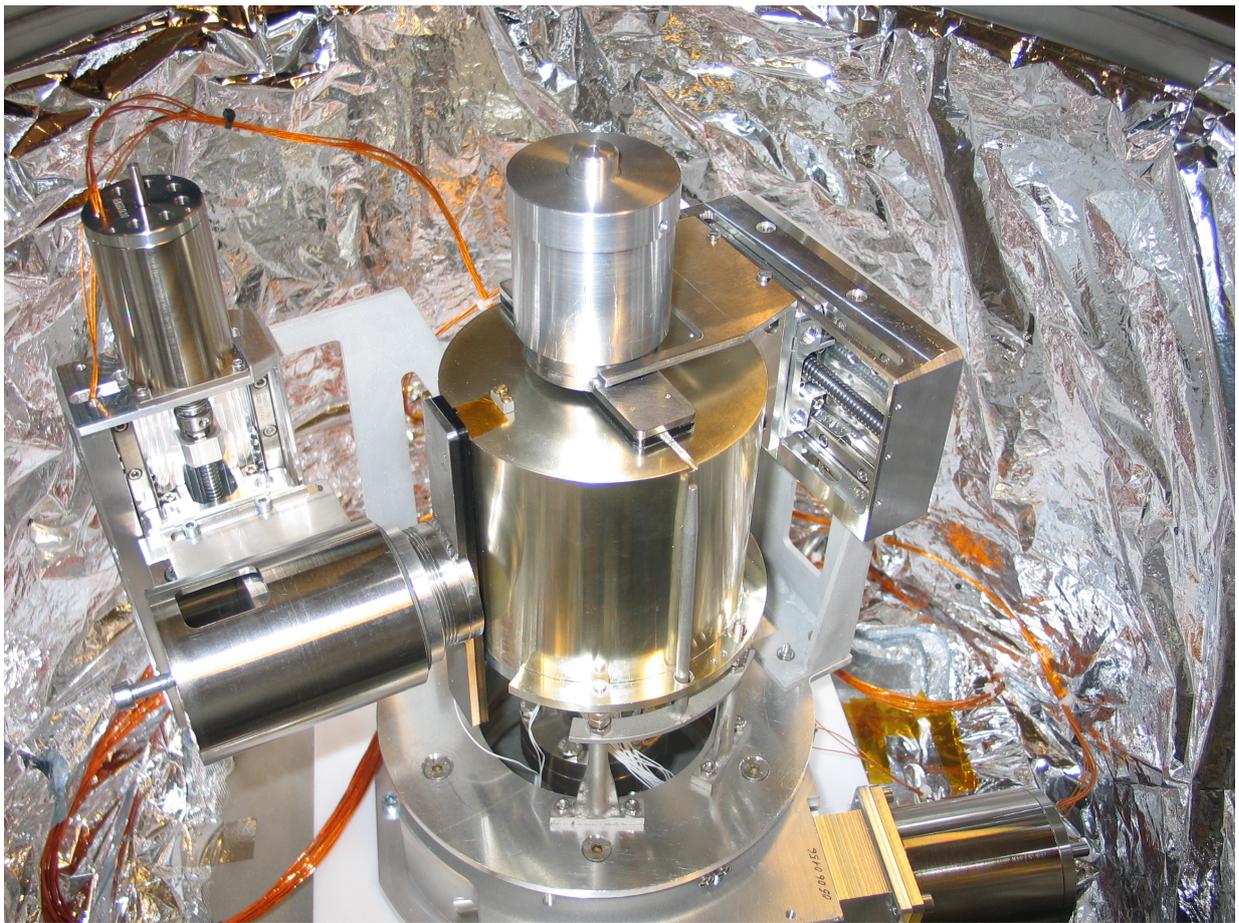


Abbildung 21: Der eingebaute Kupferhut mit Kollimatoren und Schrittmotoren

Während der Kühltests wurde ein Dummydetektor, ebenfalls aus Germanium eingesetzt, um so den echten Detektor während der Testreihen nicht unnötig zu beschädigen und trotzdem Anschluss über die Temperatur am Detektor zu erhalten.

4.4.7 Einbau des Kabelbaums

Nach der Montage des Kabeldurchführungsbaums mit all seinen potentiellen Lecks wurden mehrere Vakuum- und Lecktests durchgeführt.



Abbildung 22: Der Kabelbaum mit seinen erdfreien Durchführungen

Die erstmalige Verwendung von Baumwollhandschuhen und deren Rückstände an den Teflon-Dichtungen der erdfreien Durchführungen haben zu Lecks geführt. Daraufhin wurden der Kabelbaum und seine Dichtungen erneut gereinigt und nur noch reinraumtaugliche Handschuhe verwendet.

Durch den Kabelbaum wurden neben den 20 Auslesekanälen, die Hoch- und Niederspannungsversorgung und die Sensoren des Temperaturmonitors verlegt. Als Hochspannungsleitung wird ein 1 mm dünnes teflonbeschichtetes Kabel verwendet, das für Spannungen bis 13 kV ausgelegt ist.

4.4.8 Einrichtung eines Grauraums

Das GALATEA-Labor wurde vor dem Detektoreinbau zu einem Grauraum der Klasse 100.000/cf (Iso 8) umgestaltet. Ein „cubic foot“=1 cf entspricht $\approx 28,3$ l. Ab diesem Zeitpunkt wurde das Tragen von Überschuhen im Labor Pflicht. Es wurden eine Personenschleuse im Eingangsbereich installiert und Fußmatten ausgelegt. Sobald der Detektor eingebaut ist, sind bei Arbeiten im Tank zusätzlich Reinraummantel, Haarschutz und Handschuhe zu tragen.

Neben der „flow box“ stehen Partikelfilter von „HEPA“ im Labor zur Luftreinigung zur Verfügung. Eine Klimaanlage sorgt für Belüftung, so dass die Fenster nicht mehr geöffnet werden müssen. Die Labortemperatur wird konstant auf 20°C und die Luftfeuchtigkeit auf ca. 40% gehalten. Somit sind jegliche Temperaturänderungen im Vakuumtank nicht auf die Bedingungen außerhalb zurückzuführen.

4.4.9 Detektoreinbau

Der eingebaute Detektor ist in Abbildung 20 gezeigt. Das Kapton-Auslekabel ist über einen LEMO-Stecker mit der Ausleseelektronik verbunden worden. Ausnahme bildet dabei das weiße Auslekabel des 19. Segments, das direkt mit dem Vorverstärkereingang verbunden wird. Dabei wurden jeweils möglichst kurze, teflonbeschichtete, aber ungeschirmte Kabel verwendet. Es handelt sich um den gleichen Kabeltyp wie bei der Hochspannung. Ein weiteres weißes Kabel am Detektor ist für die Hochspannung. Die Farbcodierung der Kabel des kalten FET (Feldeffekttransistor) an der Detektorhalterung, die über Steckverbindungen an den Vorverstärker des Core angeschlossen werden, ist folgendermaßen:

- 1 : Source : gelb
- 2 : Drain : rot
- 3 : Gate : blau
- 4 : Case : schwarz

Der Pt-100 Sensor an der Detektorhalterung wird ebenfalls über Steckverbinder an den Temperaturmonitor angeschlossen.

4.5 Vakuumsystem

Das Vakuumsystem hat folgende Komponenten:

- Vorpumpe
- Molekulare Turbopumpe
- Schieber
- Druckmesser

Notwendig für den GALATEA Teststand ist ein Hochvakuum im Bereich von $10^{-3} - 10^{-7}$ mbar. Die entsprechende Teilchenzahldichte für Stickstoff beträgt $2,65 \cdot 10^{13}$ bis $2,65 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Dies ist genau der Anwendungsbereich von molekularen Turbopumpen. Drücke größer als 10^{-3} mbar werden als Feinvakuum und Drücke kleiner als 10^{-7} mbar als Ultrahochvakuum bezeichnet [32]. Alle in GALATEA verwendeten Dichtungen sind für Drücke bis 10^{-8} mbar ausgelegt.

In diesem Abschnitt werden die Methoden zur Vakuumerzeugung und Druckmessung am Teststand beschrieben sowie dem Detektoreinbau vorangehende Druckmessungen vorgestellt.

4.5.1 Vorpumpe

Beim geregelten Einschalten der Steuereinheit der Turbopumpe (DCU) läuft zunächst die Vorpumpe an. Diese vierstufige Membranvorpumpe läuft ölfrei. Vor dem Abpumpen wird empfohlen den Vakuumtank mit gasförmigen Stickstoff zu spülen. Nach maximal einer Stunde sollte der Druck von 10^{-3} mbar erreicht sein, der für das Anlaufen der Turbopumpe notwendig ist.

4.5.2 Turbopumpe

Die Turbomolekularpumpe „TMH 521 P“ von Pfeiffer Vacuum ist eine kinetische Vakuumpumpe, das heißt ihr Aufbau ist turbinenartig. Ein mehrstufiger Rotor mit beschauften Scheiben beschleunigt das Restgas in molekularer Strömung aus dem Rezipienten. Diese Pumpe kann erst bei molekularer Strömung, bei Drücken kleiner als 10^{-3} mbar, effektiv betrieben werden, weil sonst thermische Wechselwirkung zwischen den Teilchen stattfinden würde und so eine starke Erwärmung der Pumpe die Folge wäre.

Zwischen den Rotorscheiben befinden sich spiegelverkehrt angeordnete beschauften Statorscheiben. Ein verschleiß- und wartungsarmes Permanentmagnetlager auf der Hochvakuumseite

zentriert den Rotor radial, während sich ein ölumlaufgeschmiertes Kugellager mit Keramikkuugeln auf der Vorvakuumseite befindet. Zudem wird der Rotor durch eine elektronische Antriebsregelung über Wegsensoren und Elektromagnete axial und an den Wellenenden in Schwebelage gehalten. Diese Umwuchtkompensation führt zu einer minimalen Vibrationserzeugung. Ein weiterer großer Vorteil ist die Freiheit von Verschmutzung und Öl auf der Vakuumseite [32].

Ein kleines trockenes Fanglager sitzt innerhalb des Magnetlagerstators. Minutenlange Stromausfälle können dadurch überbrückt werden, dass die Magnetlager aus der Rotationsenergie weiter betrieben werden. Der Rotor kommt erst bei sehr niedrigen Drehzahlen durch das Fanglager zum Stillstand.

Beim geregelten Abschalten benötigt die Turbopumpe etwa 15 Minuten bis nur noch die halbe Umlauffrequenz erreicht ist. Ab dann werden die Rotorscheiben über einströmende Luft als Gasballast innerhalb von 20 Sekunden heruntergebremst. Die Luft wird zum Trocknen durch eine Kammer mit Zeolith geleitet.

Die mit 70,2 V Gleichspannung versorgte Turbopumpe erreicht maximal eine Umlauffrequenz von 833 Hz (50000 U/min) in einer Hochlaufzeit von 5 Minuten. Die Turbopumpe fährt mit einer Leistung von 20 W bei Maximalfrequenz. Die Rotortemperatur sollte dabei 90 °C nicht übersteigen.

Die Saugleistung einer Pumpe ist der zum Druck p proportionale transportierte Gasstrom q_{pV} und definiert als:

$$q_{pV} = \frac{dV}{dt} \cdot p, \quad (28)$$

wenn V das durchgesetzte Gasvolumen pro Zeit t ist. Der Differenzialquotient in Gleichung 28 wird als Saugvermögen bezeichnet [32]. Das im Hochvakuumflansch der Pumpe installierte Schutzgitter, das die Pumpe vor Fremdkörpern aus dem Rezipienten schützt, reduziert die Saugleistung um bis zu 6% für Stickstoff. In Handbuch des Herstellers wird ein Saugvermögen von 510 l/s für N_2 angegeben, das je nach der abzupumpenden Gasart leicht variiert.

Das Kompressionsverhältnis, $K_0 = p_2/p_1$, gibt das maximale Druckverhältnis zwischen Ausstoßdruck, p_2 , und Saugdruck, p_1 , der Pumpe an. Für Stickstoff ist $K_0 > 10^{12}$.

4.5.3 Schieber

Oberhalb des Schutzgitters der Turbopumpe befindet sich ein Schieber mit Kurbel, der es erlaubt die Pumpe mit einer O-Ring Gummidichtung vom Rezipienten abzutrennen. Der Schieber wird jedes Mal geschlossen bevor die Turbopumpe abgeschaltet wird.

4.5.4 Druckmesser

Die Druckmessröhre „Compact FullRange Gauge, PKR251“ von Peiffer Vacuum wird über das Einkanal- Mess- und Steuergerät „SingleGauge TPG 261“, ebenfalls von Peiffer Vacuum, ausgelesen. Der Arbeitsbereich liegt zwischen 100 mbar und $5 \cdot 10^{-9}$ mbar. Bei einem Druck von $1 \cdot 10^{-2}$ mbar wird automatisch vom Pirani- auf das Kaltkathodenmesssprinzip (Penningprinzip) umgeschaltet.

Beim Piranimesssprinzip wird die druckabhängige Wärmeleitfähigkeit von Gasen bei Drücken $p < 100$ mbar ausgenutzt. Man heizt in einem Rohr einen Wolframdraht auf eine konstante Temperatur von ca. 120 °C. Je nach Konzentration, sprich der Teilchendichte des umliegenden Gases, wird unterschiedlich viel Wärme an die Rohrwand abgeleitet. Der Wärmetransport ist dem Druck linear proportional und diese Linearität reicht im Falle von Stickstoff sogar bis zu etwa 100 mbar. Abweichungen von der Linearität rühren von der Aufhängung des Drahtes und von der Wärmestrahlung her. Die Wärmeleitfähigkeit ist bei Drücken $p < 10^{-2}$ mbar klein gegenüber dem unerwünschten Transport über die Drahtenden. Deshalb verläuft bei diesem Druck die Messgrenze für die Pirani-Methode.

Kaltkathoden-Ionisations-Vakuummeter bestehen aus zwei über einen Vorwiderstand verbundenen Elektroden, an die eine hohe Spannung angelegt wird. Neutrale Gasteilchen werden durch beschleunigte Elektronen, die aus der Kathode austreten, ionisiert und ein druckabhängiger Gasentladungsstrom wird erzeugt. Bei laminarer Strömung werden nur wenige Teilchen ionisiert, was zu einem Abbruch der Gasentladung führt. Verschmutzung tritt insbesondere auf, wenn diese Methode bei höheren Drücken angewendet wird und Luft abgepumpt wird. Außerdem werden Gase an den Flächen der Kathode gegettert und somit eine Pumpwirkung erzielt, die zu einer Verfälschung der Druckmessung führen kann [32].

Nach einigen Messzyklen am Teststand ist eine Messröhre ausgefallen und musste gewartet werden. Die Messröhre wurde zerlegt und die einzelnen Bauteile sandgestrahlt. Eine Verschmutzung der Messröhren sollte vermieden werden, indem nur nach Flutung mit Stickstoff gepumpt und gemessen wird.

4.5.5 Fluten

Das Vorgehen beim Fluten des ungekühlten Vakuumsystems ist wie folgt:

Zunächst wird der Schieber geschlossen. Danach wird die Turbopumpe an der DCU, der Kontrolleinheit, abgeschaltet. Anschließend wird trockener Stickstoff mit einer Reinheit von 99% aus der Hausleitung im Labor über das Einlassventil am Kreuz in den Tank eingeleitet. Sobald der Druckausgleich erreicht ist kann der Tankdeckel wieder aufgemacht werden. Dadurch wird

die Ablagerung von Wasserdampf verhindert, denn dieser desorbiert nur schwer bei darauffolgendem Evakuieren. Deswegen ist es auch ratsam den Tank mehrmals mit Stickstoff zu spülen, bevor erneut abgepumpt wird.

4.5.6 Aufwärmvorgang

Folgende Aufwärmprozedur wird vorgenommen um das gekühlte System wieder auf Raumtemperatur zu bringen:

Zunächst wird die Zuleitung von den Vorratsbehältern abgeschraubt und in den Überlaufbehälter gelegt. Danach wird das restliche LN_2 aus dem Kryostat geblasen, indem Stickstoff in das Überlaufrohr eingeleitet wird. Nachdem der Kryostat geleert ist, wird der Schieber geschlossen und die Turbopumpe ausgeschaltet.

Wie im zuvor beschriebenen Fall wird anschließend trockener Stickstoff in den Tank eingeleitet. Damit es zu keiner Frostbildung an der äußeren Tankfläche kommt ist es ratsam den Stickstoff langsam einfließen zu lassen, nachdem der Tank mit der Heizwendel ein wenig vorgeheizt wurde. Am Einlass wurde ein Überdruckventil installiert, das sich bei einem Druck über 2 psi \approx 130 mbar öffnet.

Es kann bis zu zwei Tagen dauern bis die Temperaturen im Inneren auf Labortemperatur von 20 °C gestiegen sind. Bevor der Tank geöffnet werden kann, sollte nochmals Stickstoff eingeleitet werden, um sicher zu gehen, dass der Druckausgleich erreicht worden ist.

4.5.7 Vakuumtestläufe

Im Zuge der Installationsarbeiten sind eine Vielzahl von Vakuumtestläufen vorgenommen worden. Besonders nach der Reinigung des Vakuumtanks wurde dadurch eine Referenz für spätere Vakuummessungen mit zusätzlichen Einbauten geschaffen.

In Abbildung 23 ist die Situation beim Abpumpen am 7. Juli 2010 ohne größeres Leck und mit bereits montierten Kabelbaum zu sehen. Es befinden sich nur die Bühne mit den Schrittmotoren und der Kryostat im Tank. Der Vakuum- und Kryotank sind bereits gereinigt und mit Superisoliationsfolie verkleidet worden, aber die Elektronik und deren Verkabelung ist noch nicht integriert. Diese Messung zeigt die besten Bedingungen für das Vakuum, die bei montierten Kabelbaum beobachtet wurden. Der eingangs flachere Verlauf zeigt das Abpumpen der Vorpumpe. Nach 45 Minuten konnte die Turbopumpe bei voller Frequenz laufen. Nach nur 65 Minuten wurde die Marke von $5 \cdot 10^{-5}$ mbar erreicht.

Der Endruck ist abhängig von der Leckrate und lag bei dieser Referenzmessung ohne Kühlung nach einem Tag bei $\approx 2 \cdot 10^{-6}$ mbar. Am 8. Juli um etwa 15:00 Uhr wurde zur Bestimmung der

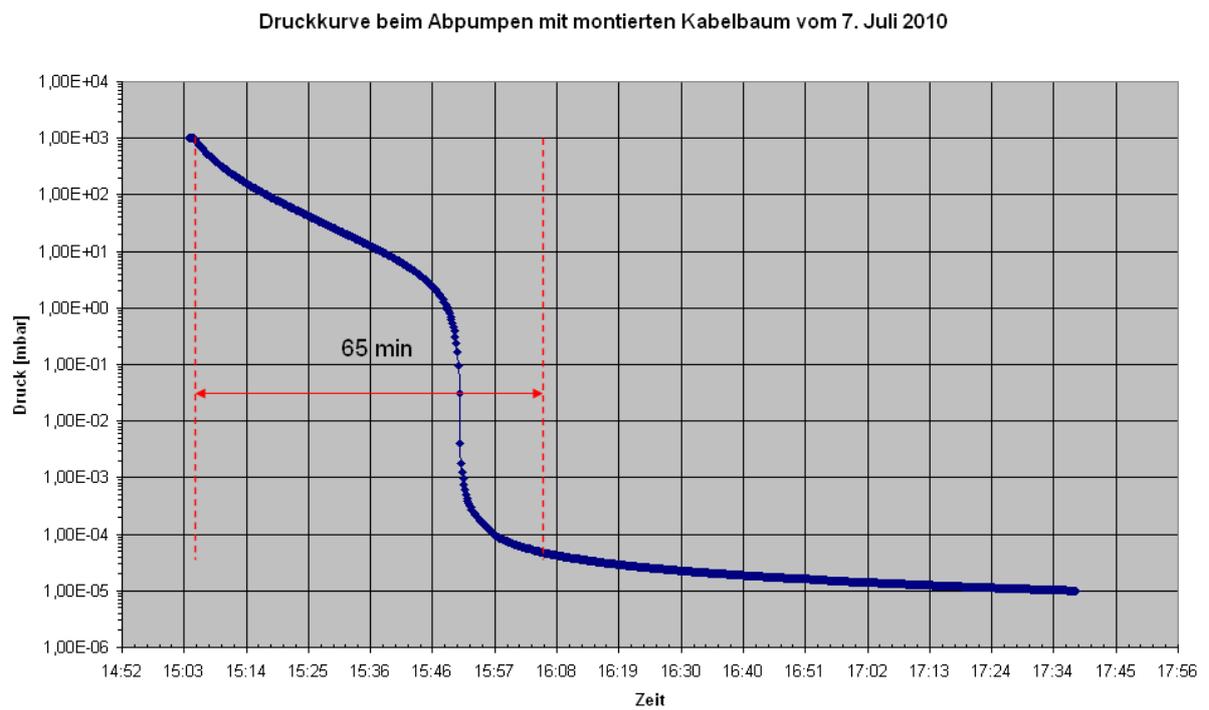


Abbildung 23: Druckkurve vom 7. Juli 2010. Ein Druck von $5 \cdot 10^{-5}$ mbar wurde innerhalb von 65 Minuten erreicht. Der anfangs flachere Verlauf zeigt das Abpumpen durch die Vorpumpe.

Leckrate der Schieber geschlossen. Die Druckkurve geht dabei nach fast einem Tag bei einem Wert von 10^{-1} mbar in Sättigung über.



Abbildung 24: Gesamter Druckverlauf bis zur Sättigung bei 10^{-1} mbar der bereits in Abbildung 23 angeführten Messung.

Abbildung 25 zeigt die Abpumpzeit vom 11. August 2010 mit eingebauter Elektronik, Verkabelung, Dummydetektor und Kupferhut. Damit befindet sich zum ersten Mal der komplette experimentelle Aufbau im Tank. Nach genau einer Stunde ist die Turbopumpe voll hochgefahren. Erst nach 4 Stunden und 10 Minuten wird die Schwelle zwischen von $1 \cdot 10^{-4}$ mbar und nach insgesamt 5 Stunden und 30 Minuten wird der Vergleichswert von $5 \cdot 10^{-5}$ mbar erreicht. Der Enddruck lag bei $1,23 \cdot 10^{-6}$ mbar und wurde erst am 19.8.2010 erreicht.

Die längeren Abpumpzeiten sind vermutlich auf das Ausgasen der zusätzlich eingebauten Komponenten und neu verlegten Kabel zurückzuführen. Denn ein größeres Leck war nicht vorhanden.

Es hat sich auch bei nachfolgenden Testläufen die Faustregel herauskristallisiert, dass mit eingebauten Kabelbaum und aller installierten Komponenten nach spätestens 5 Stunden die Marke von $5 \cdot 10^{-5}$ mbar erreicht sein sollte.

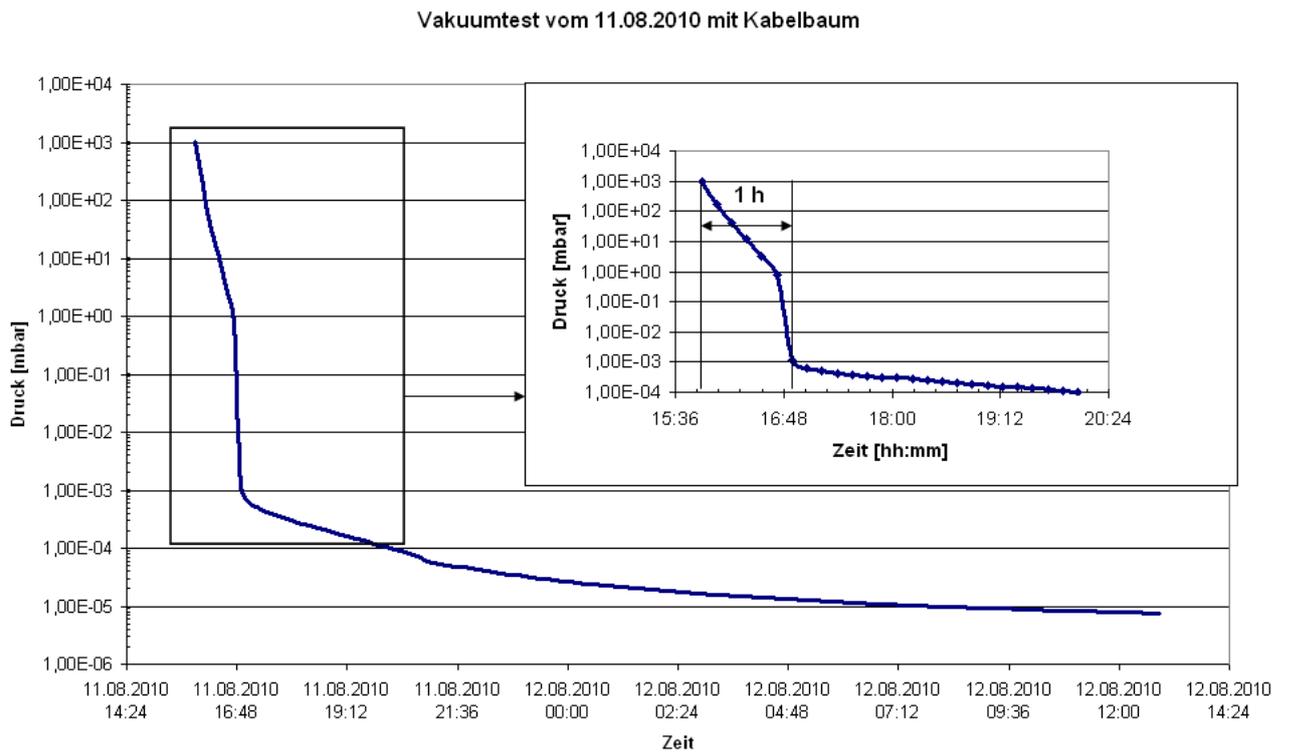


Abbildung 25: Vakuumentestlauf vom 11.08.2010 mit montiertem Kabelbaum und allen Galatea-komponenten installiert. In der Abbildung sind die ersten Stunden des Abpumpens noch einmal vergrößert dargestellt. Nach 1 h werden 10⁻³ mbar unterschritten. Erst nach 4 h 10 min werden 10⁻⁴ mbar unterboten. Nach 5 h und 30 min werden 5 · 10⁻⁵ mbar erreicht.

4.5.8 Lecksuche und Leckrate

Die Abweichung von charakteristischen Abpumpzeiten, die sich über viele Vakuumtestläufe hinweg etabliert haben, helfen größere Lecks frühzeitig zu erkennen.

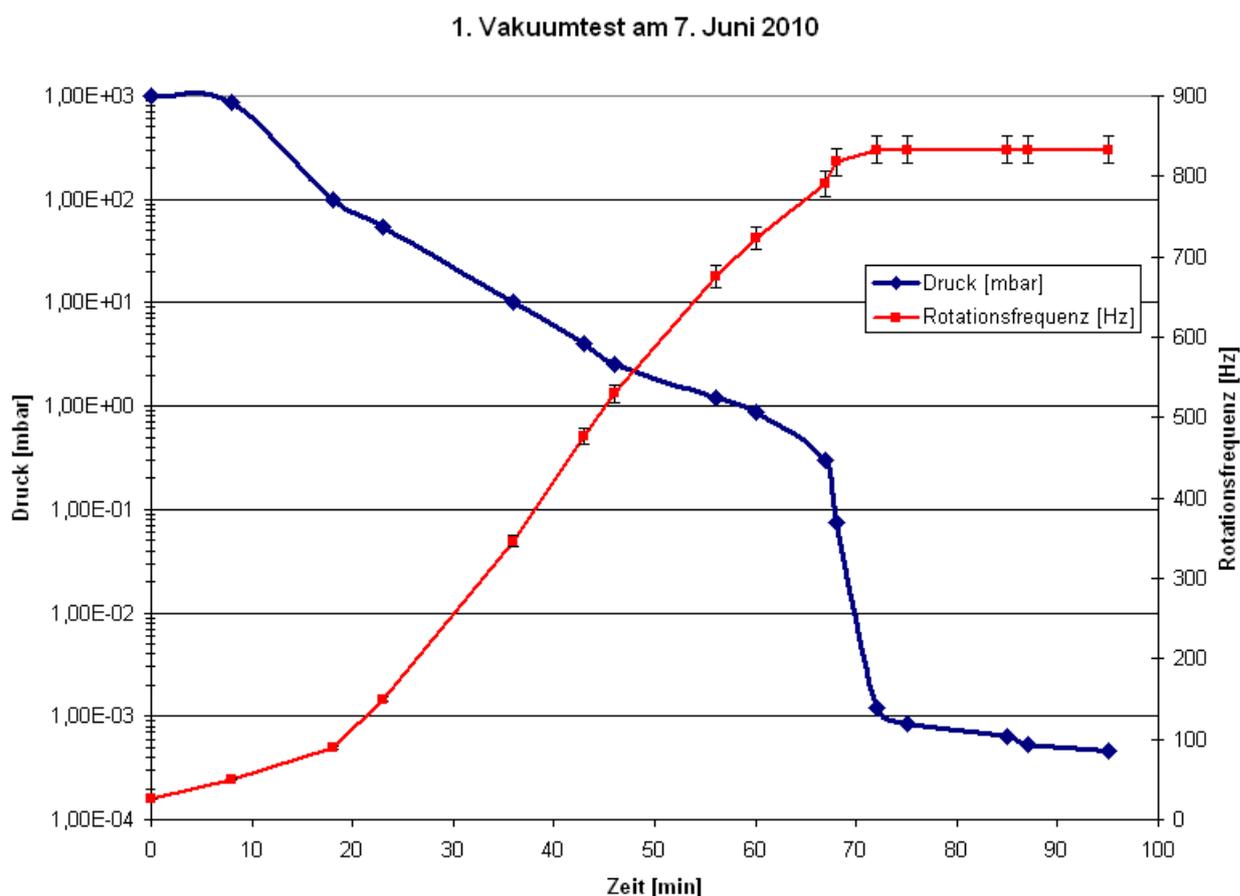


Abbildung 26: Aufzeichnung des ersten Vakuumtestlaufs vom 7 Juni 2010 noch bevor der Tank gereinigt und der Kabelbaum montiert wurde. Die blaue Kurve zeigt den Druckverlauf und die rote Kurve die Rotationsfrequenz der Turbopumpe als Funktion der Zeit. Auffällig ist der starke Druckabfall bei Erreichen der Maximalfrequenz. Der Fehler der Druckmessung ist etwa 10%.

Der erste Vakuumtestlauf vom 7. Juni 2010, ohne montierten Kabelbaum und noch vor der Reinigung des Vakuumtanks, ist in Abbildung 26 dargestellt. Im Tank befinden sich nur die Bühne mit den Schrittmotoren. Obwohl bei diesem Lauf ein Druck von 10^{-3} mbar unterboten wird, ist das Vakuum kurze Zeit später aufgrund des Herunterfahrens der Turbopumpe zusammengebrochen. Die Turbopumpe hat sich automatisch ausgeschaltet, als sie heiß gelaufen ist. Der unre-

gelmäßige Druckverlauf beim anfänglichen Abpumpen verrät, dass schon die Vorpumpe gegen ein größeres Leck ankämpft. Man vergleiche die viel längere Abpumpzeit als in Abbildung 23. Erst nach 70 min hat die Turbopumpe die maximale Rotationsfrequenz erreicht. Dies sind 25 Minuten mehr als beim Testlauf vom 7. Juli, obwohl bei letzterem der Kabelbaum montiert war.

Bei der Lecksuche stellte sich heraus, dass die Ursache asymmetrisches Anziehen der acht Schrauben an einem der Flansche am Kreuz war. Erneutes Anziehen der jeweils gegenüberliegenden Schrauben nach der Erneuerung der O-Ring Gummidichtung konnte dies beheben. Beim darauffolgenden Testlauf wurde dann die Marke von $5,0 \cdot 10^{-5}$ mbar innerhalb von 2 Stunden und 30 Minuten unterboten. Dies lässt darauf schließen, dass kein größeres Leck mehr vorlag. All diese potentiellen Fehlerquellen werden durch wiederholte Testläufe nach einer Montagearbeit aufgespürt.

Bei einem Leck an der Durchführung des Kühlfingers, die mit einem CF-Flansch aus Kupfer abgedichtet ist, ist die Ursache auf ein zu geringes Drehmoment beim Anziehen der Schrauben zurückzuführen. Kupferdichtungen werden aufgrund ihrer plastischen Einkerbung nur einmal verwendet und müssen danach ersetzt werden.

Es wurde ein systematischer Lecktest am gesamten Teststand vorgenommen. Mit einer Heliumpistole wurde jede Dichtung von oben nach unten einzeln durchgetestet. Dazu wurde der unmittelbare Partialdruckanstieg Heliums mit dem Massenspektrometer beobachtet. Nur wenn man möglichst wenig Helium so nah wie möglich an der zu testenden Dichtungen einbringt, kann man davon ausgehen, dass eine zeitliche Verzögerung des Anstiegs auf eine benachbarte undichte Stelle hindeutet. Der Test ergab Partialdrücke $< 10^{-10}$ mbar an den Flansches und der Gummidichtung des Tankdeckels. An den 26 Durchführungen des Kabelbaums waren bei 10 Stück Partialdrücke von $> 10^{-8}$ mbar in der Spitze zu beobachten und bei den restlichen ein Partialdruck von $< 10^{-9}$ mbar.

Das System hat damit eine irreduzible Leckrate, die durch die vielen Durchführungen bestimmt ist. Ein Leckratentest wird bei geschlossenem Schieber und bei ausgeschalteter Turbopumpe durchgeführt. Unter der Annahme, dass ein reines Leck im System vorliegt ist die Leckrate, q_L , definiert als:

$$q_L = \frac{\Delta p}{\Delta t} \cdot V, \quad (29)$$

wobei die Druckdifferenz, Δp , über dem entsprechenden Zeitintervall, Δt , mit dem Vakuum-

tankvolumen, V , multipliziert wird. Zur Berechnung aller q_L wird die Druckdifferenz zwischen dem Zeitpunkt der Sättigung der Druckkurve und dem Anfangszeitpunkt beim Schließen des Schiebers verwendet. In Abbildung 24 ist das Verhalten des Drucks vor und nach Schließen des Schiebers am 7. Juli gezeigt. Die Druckkurve geht erst nach fast einem Tag in Sättigung über. q_L beträgt hierbei $(1,4 \pm 0,1) \cdot 10^{-4} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}$. Bei dem Leckratentest der Druckkurve vom 11. August hingegen berechnet sich $q_L = (8,6 \pm 0,5) \cdot 10^{-5} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}$. Trotz der längeren Abpumpzeit ist q_L am 11. August ein wenig besser und das System damit dichter gewesen. Das kann auch bedeuten, dass andere Effekte wie Ausgasen eine Rolle spielen.

4.5.9 Ausheizen

Aufgrund der starken Polarität der Wassermoleküle neigen diese besonders dazu an Oberflächen zu adsorbieren. Neben Wasser können aber auch noch andere Stoffe, wie beispielsweise Öl, adsorbieren. Unter Vakuum desorbieren diese an den Innenflächen des Rezipienten gebundenen Gasmoleküle nach und nach wieder. In guter Näherung führt die Desorptionsrate der entsprechenden Flächen zu einem linearen Gasanfall ab einer Vorlaufzeit von ca. einer Stunde [32]. Diffusion mit Desorption aus Kunststoffen findet vorwiegend bei einem Betrieb $\leq 10^{-6}$ mbar statt. Die in den Kunststoffen gelösten Gase müssen zunächst an die Oberfläche diffundieren. Bei längerem Betrieb kann so die Desorption gegenüber der Metalloberflächen überwiegen. Die vielen relativ kleinen Oberflächen der Kunststoffdichtungen des Kabelbaums haben eine langsamere Abnahme der Desorptionsrate als Metalloberflächen. Die zeitliche Abnahme erfolgt näherungsweise mit der Wurzel aus der Zeit. Das Ausheizen oder Ausglühen führt typischerweise zu einer starken Erhöhung der Diffusions- und Desorptionsraten.

Der Vakuumtank ist mehrfach mit einem Heizband umwickelt, das zum Ausheizen des Edelstahltanks selbst dient. Es wurde ein Ausheizversuch unternommen. Bei laufender Turbopumpe und einem Druck $\approx 2,5 \cdot 10^{-6}$ mbar wurde die Heizung eingeschaltet. Nach einer Stunde ist die Temperatur der äußeren Tankfläche auf ungefähr 60-80 °C angestiegen. Sobald der Tankdeckel warm wird, der über eine Gummidichtung mit der beheizten Tankwand in schlechtem thermischen Kontakt steht, wird empfohlen das Heizband wieder auszustecken.

Beim Ausheizen ist in etwa ein Druckanstieg um eine Größenordnung auf $\approx 5,6 \cdot 10^{-5}$ zu beobachten bis die Druckkurve in Sättigung übergeht und keine weitere Desorption stattfindet. Nach dreistündiger Abkühlung sinkt der Druck auf $\approx 2,5 \cdot 10^{-6}$ mbar. Ein Tag später stellte sich ein Enddruck von $\approx 10^{-6}$ mbar ein.

4.5.10 Restgasanalyse

Die Restgasanalyse wird mit dem Quadrupolmassenspektrometer Prisma 80 von „Pfeiffer Vacuum“ vorgenommen. Es wird empfohlen, das Gerät erst bei einem Druck $< 10^{-4}$ mbar in Betrieb zu nehmen. Die Spektren zeigen die Partialdrücke in Abhängigkeit der atomaren Masseneinheit. Gase treten meistens molekular auf.

Das Restgasspektrum einer sauberen Vakuumkammer weist eine hohe Masselinie bei Masse 1 (H^+) und 2 (H_2^+) auf, die von Wasserstoffionen stammen. Der Wasserstoff stammt aus dem Stahl des Vakuumtanks. Wasserionen (H_2O^+) liegen auf der Masselinie 18. Kohlenmonoxid (CO^+) und Kohlendioxid (CO_2^+) haben Massenzahlen von 28 und 44. Sauerstoff ist bei Linie 32 vorhanden. Atomarer Kohlen- und Sauerstoff ist normalerweise nur in geringen Konzentrationen vorhanden. Abbildung 27 zeigt die Verteilung des Restgases im leeren Edelstahltank vom 11. Juni 2010. Dies ist noch vor der Reinigung des Tanks am 15. Juni.

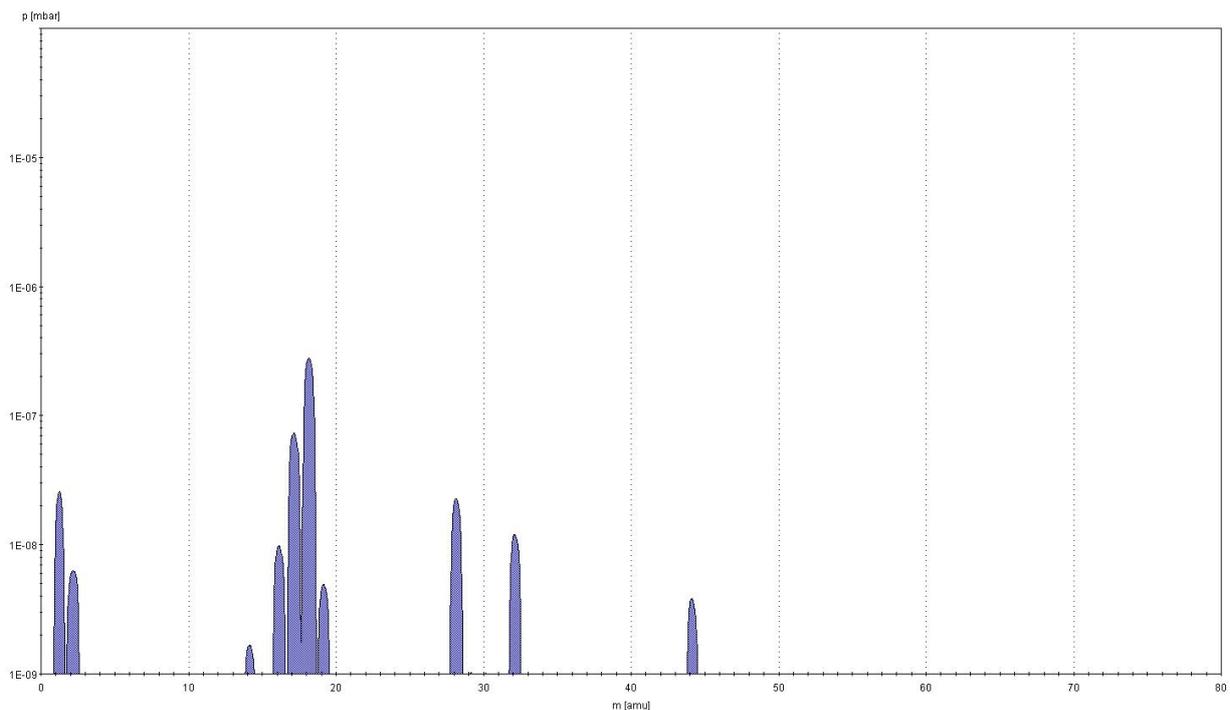


Abbildung 27: Restgasspektrum im leeren Edelstahltank noch vor dessen Reinigung

Das Massenspektrum einer Vakuumkammer, die durch Öldämpfe verunreinigt ist, weist Liniengruppen auf, die jeweils 14 atomare Einheiten auseinander liegen. Dieser Abstand entspricht der Masse einer CH_2 -Gruppe, die bei kettenförmigen Kohlenwasserstoffen beim Ionisationsprozess im Massenspektrometer abgespalten werden.

Das Massenspektrum einer undichten Vakuumkammer, durch deren Lecks Luft einströmt, erkennt man an der Anwesenheit von Stickstoff (N_2^+) auf Masse 28 und Sauerstoff (O_2^+) auf Masse 32, die im Verhältnis der Luftzusammensetzung (80% N_2 , 20% O_2) stehen.

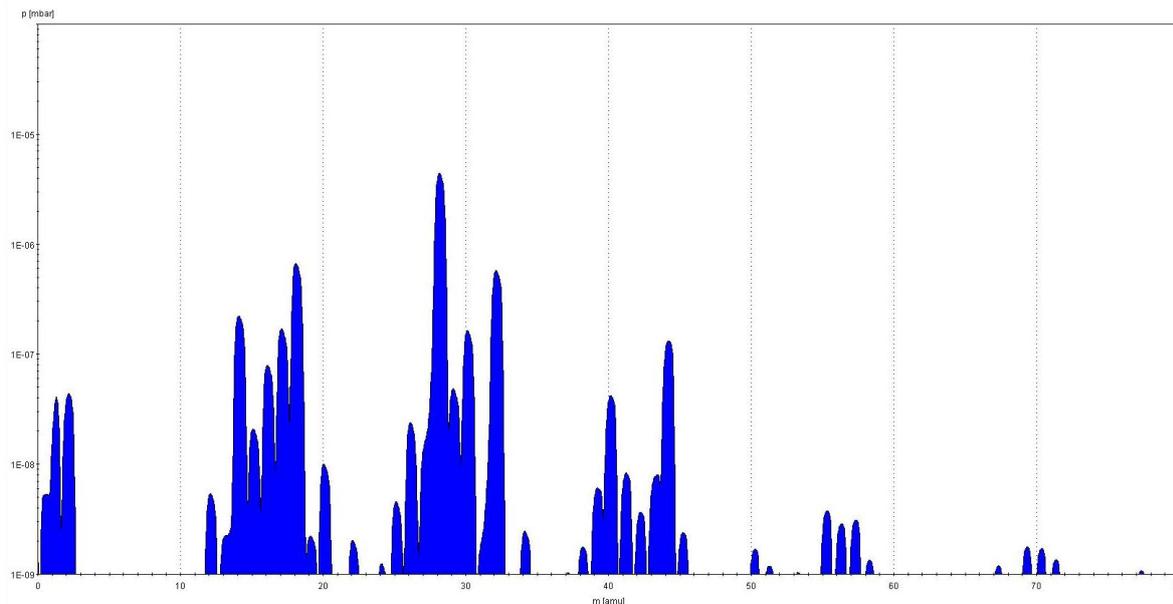


Abbildung 28: Restgasanalyse mit angeschlossenem Kabelbaum und aller eingebauten Komponenten im Tank bei einem totalen Druck von $\approx 10^{-4}$ mbar. Der Schieber ist kurz zuvor geschlossen worden.

Um das Restgas, das beim kompletten experimentellen Aufbau und geschlossenem Schieber einströmt, analysieren zu können, wird eine Aufnahme kurz nach Schließen (Abbildung 28) sowie kurz nach dem Öffnen des Schiebers (Abbildung 29) genommen. Die dazugehörige Druckkurve ist in Abbildung 30 gezeigt. Die Turbopumpe läuft dabei durchgehend, so dass nach Öffnen das Vakuum von $\approx 10^{-6}$ mbar sofort erreicht wird, nachdem der hauptsächlich eindringende Stickstoff, Sauerstoff und Wasserdampf wieder abgesaugt worden ist.

Nach Schließen des Schiebers steigt die Menge an Wasserdampf von $3 \cdot 10^{-7}$ mbar auf $8 \cdot 10^{-7}$ mbar an. Dies sollte noch keine Gefahr für den Detektor darstellen. Der Stickstoff steht im Verhältnis 4:1 zu Sauerstoff. Das bedeutet, dass Luft eindringt.

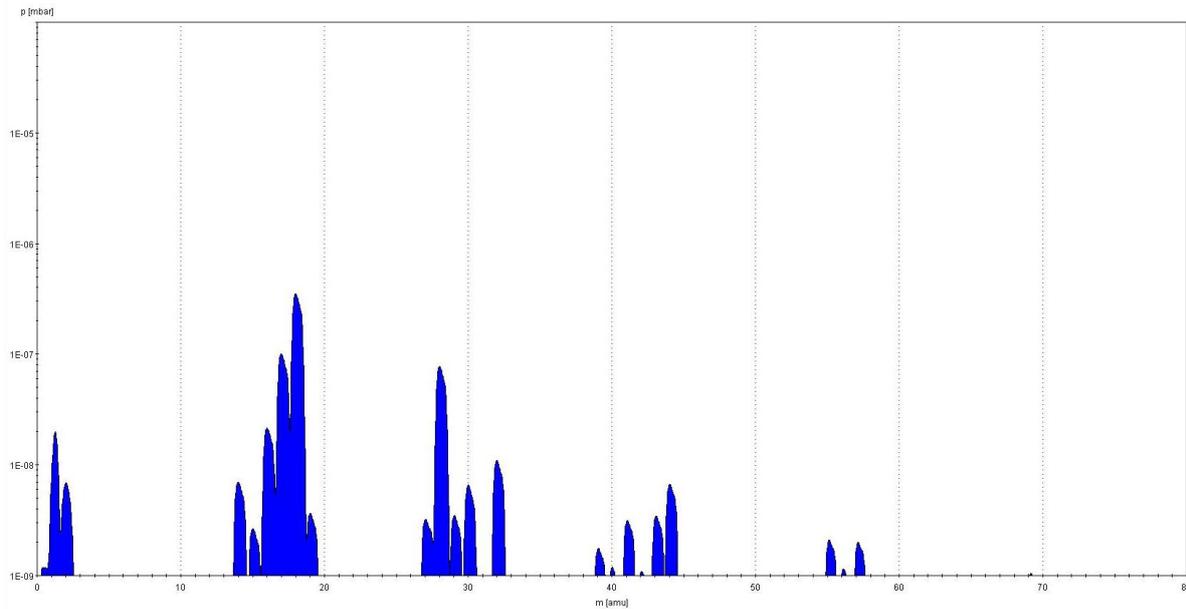


Abbildung 29: Restgasanalyse mit angeschlossenem Kabelbaum und aller eingebauten Komponenten im Tank bei einem totalen Druck von ungefähr 10^{-6} mbar. Der Schieber ist kurz zuvor geöffnet worden.

4.6 Kühlung

Der Kryotank hat ein Fassungsvermögen von 21 l und ist in Abbildung 31 dargestellt. Zwei Wellschläuche mit ihrer verhältnismäßig großen Oberfläche dienen als Zu- und Ablauf und gleichzeitig als Kühlfalle. Ist der Kryostat voll befüllt, so läuft das LN_2 durch den oberen Well Schlauch bis zur Durchführung und schließlich durch das Überlaufrohr in einen Auffangbehälter. In Abbildung 17 ist die Zuleitung, die Durchführung am Kreuz sowie das Überlaufrohr zu sehen.

Für den Galatea Teststand stehen zwei jeweils 150 l fassende LN_2 -Vorratsbehälter zur Verfügung. Diese reichen für einen durchgehenden Betrieb über zwei Wochen. Nachdem diese befüllt worden sind, stellt sich nach wenigen Stunden ein Arbeitsdruck von 0,5 bar ein. Die Dewar sind mit Überdruckventilen ausgestattet.

4.6.1 Erstbefüllung des Kryotanks

Es wird empfohlen die Kühlung erst unter einem Druck von $\approx 10^{-5}$ mbar einzuschalten, um die Kondensation von Wasserdampf zu vermeiden. Eine komplette Befüllung des Kryotanks dauert 20 Minuten. Es ist dringend darauf zu achten, während der Erstbefüllung aufgrund der Lautstärke

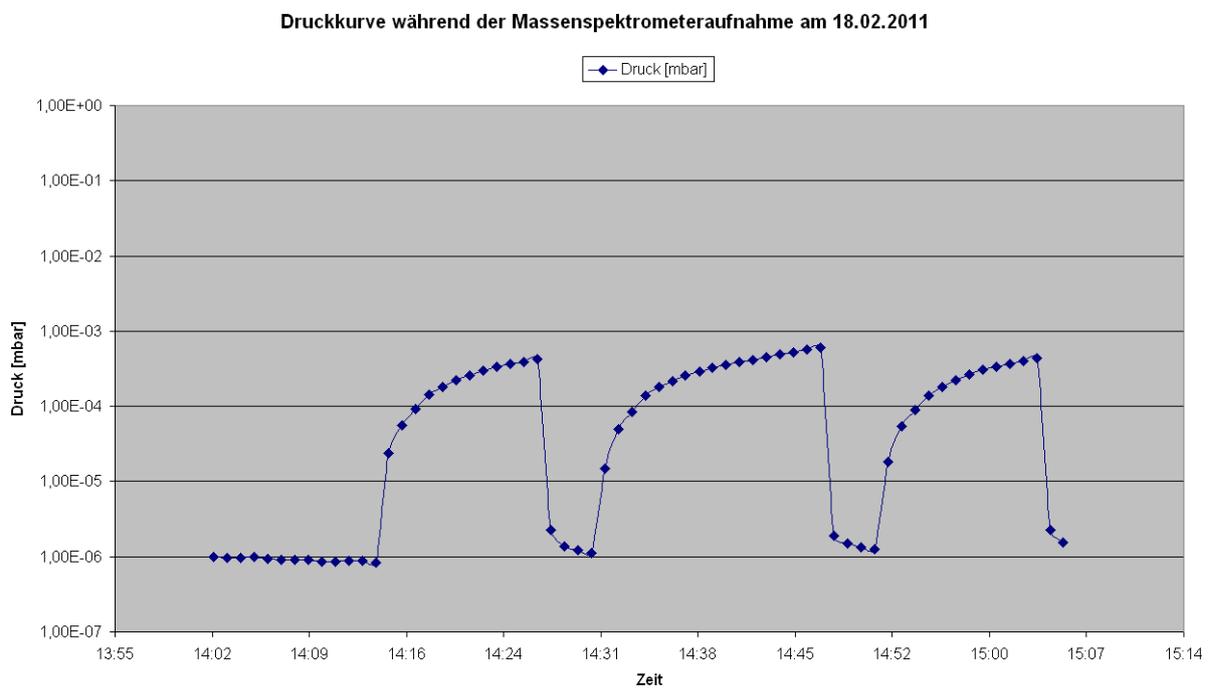


Abbildung 30: Druckkurve während des Schließens und Öffnens des Schiebers für die Restgasanalyse



Abbildung 31: Der Kryotank mit den Henkeln zur Aufhängung, den Wellschläuchen und der Durchführung für den Kühlfinger außerhalb des Tanks

im Labor Ohrenschützer zu tragen. Da im Inneren des Kryotanks kein Vakuum herrscht, sollte dieser vor der Erstbefüllung mit Stickstoff aus der Hausleitung gespült werden.

4.6.2 Temperaturüberwachung und automatische Befüllung

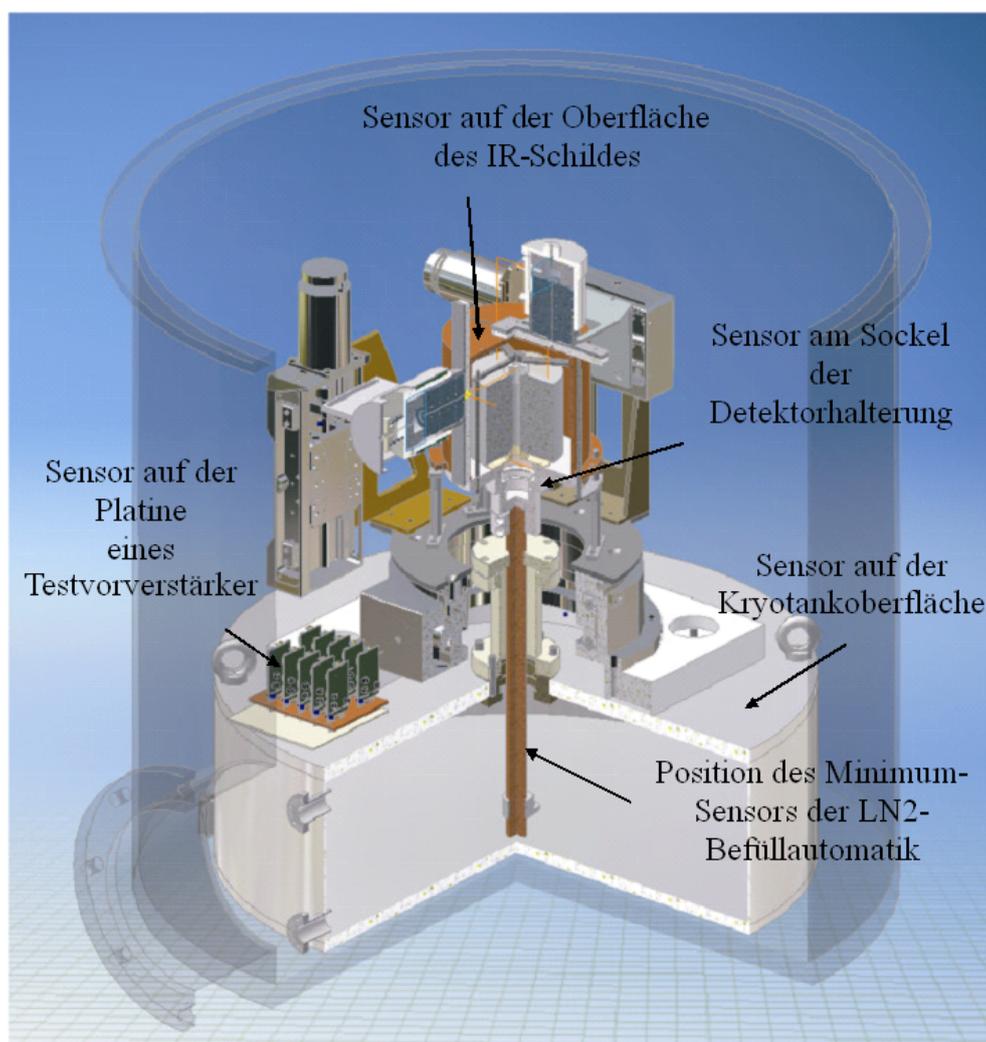


Abbildung 32: Anordnung der vier Pt-100 Temperatursensoren und des Minimumsensors des LN₂-Regelgeräts

Zur Überwachung der Temperaturen der wichtigsten Elemente im Vakuumtank wird der Temperaturmonitor „LS 18“ von Lakeshore in Verbindung mit Pt-100 Sensoren benutzt. Die Durchführung des D-Sub Steckers zu den vier installierten Pt-100 Sensoren im Vakuumtank befindet sich am Kabelbaum. Die Anordnung dieser Sensoren und des Minimumsensors für das Regelgerät ist in Abbildung 32 dargestellt. Der Pt-100 Sensor auf der Platine eines Vorverstärkers

wurde mit Wärmeleitpaste und Epoxidharz fixiert. Diese Temperaturmessung dient als Referenz für alle anderen Vorverstärker. Der Sensor des IR-Schildes wird in einem kleinen Klötzchen mit einer Schraube auf Oberflächenkontakt gehalten. Diese mechanische Fixierung hat sich als die beste erwiesen. Die Sensoren am Dummydetektor und auf der Kryotankoberfläche werden mit Vakuumklebeband aus Aluminium auf Kontakt gehalten.

Die Temperatursensoren des Regelgeräts der LN_2 -Befüllautomatik werden für eine adäquate Automatisierung der Kühlzyklen angepasst [33]. Am Kühlfinger ist ein Minimumsensor und am Ende des Überlaufrohrs ein Maximumsensor angebracht. Liegt das Flüssigkeitsniveau unterhalb des Minimumfühlers, so öffnet das Regelgerät das Magnetventil des Vorratsbehälters. Aufgrund des durch Eigenverdampfung aufgebauten Druckes im Vorratstank, fließt solange LN_2 in den Kryostat, bis das LN_2 -Niveau oberhalb des Maximumfühlers liegt und das Regelgerät das Magnetventil wieder schließt. Fällt das Niveau wieder unter den Minimumfühler, beginnt der Kühlzyklus erneut.

Der Minimumsensor wird 7,5 cm über dem unteren Ende des Kühlfingers in einer Halterung aus Teflon fixiert. Diese Position stellt sicher, dass sich der Sensor tatsächlich unterhalb des Maximumsensors befindet und ergibt einen Kühlzyklus von 9-12 Stunden.

Der Maximumsensor wurde mit Klebeband so an der Unterseite am Ende des Überlaufrohrs befestigt, dass er nicht vorzeitig durch die ersten austretenden Spritzer, sondern erst bei überlaufendem LN_2 ausgelöst wird. Ersteres würde dazu führen, dass der Kristall nicht die für den Betrieb notwendige Endtemperatur erreicht.

4.6.3 Kühlzyklen

Abbildung 33 stellt den Druck- und Temperaturverlauf beim Herunterkühlen des Systems dar. Der erreichte Enddruck lag bei $4,5 \cdot 10^{-7}$ mbar. Am 22.10.2010 wurde der Schieber geschlossen und die Turbopumpe ausgeschaltet. Es befanden sich alle GALATEA-Komponenten im Tank. Die Vorverstärker waren durchgehend ausgeschaltet.

Obwohl sich die Temperaturfühler am Kryotank und Dummydetektor leicht von der Oberfläche gelöst hatten sind die 9-12 stündigen Zyklen anhand des Temperaturverlaufs an der Kryotankoberfläche besonders deutlich nachzuvollziehen. Das Ablösen der Temperaturfühler in der Nacht zum 22.10 macht auf die Problematik der Sensorfixierung mit Vakuumklebeband aufmerksam. Es ist zu beobachten, dass der Kryotank über die Zyklen hinweg stetig weiter heruntergekühlt wird.

Die minimalen Temperaturen des IR-Schildes und des Dummydetektors lagen im Bereich von 100 – 110 K und wurden nach etwa einem Tag erreicht. Sobald sich der Kryotank nach dem Abschalten des Regelgeräts am 25.10.2010 geleert hatte, sind die beiden Temperaturen jeweils stark angestiegen.

Die Temperaturmessung des Referenzvorverstärkers zeigt eine maximale Abkühlung auf -40 °C nach zwei Tagen. Die Kühlung erfolgt über die darunter befindliche Kryotankoberfläche gewährleistet ist.

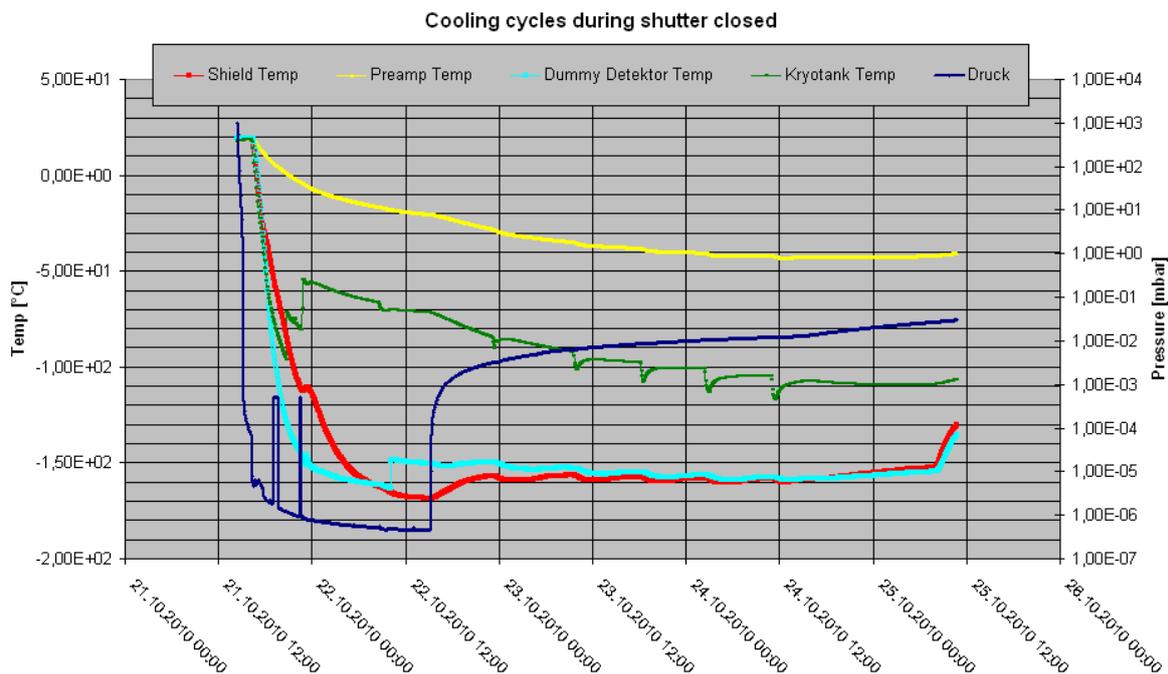


Abbildung 33: Druck- und Temperaturkurve während des Testlaufs vom 21.10 – 28.10.2010. Am 22.10 wurde der Schieber geschlossen. Die Temperatur am Kryotank repräsentiert die Kühlzyklen am besten. Außerdem ersichtlich sind einige „Ausreißer“ bei der Druckmessung, die auf Messartefakte zurückzuführen sind. Die relative Unsicherheit bei der Pt-100 Temperaturmessung liegt in etwa bei $0,1\text{ °C}$. Die absolute Unsicherheit liegt bei 2 °C .

4.6.4 Bedeutung der Kühlfalle für das Vakuum

Die Wellschläuche, durch die das LN_2 ein- und ausströmt und die bewusst unisolierten Stellen am Kryotank stellen die kältesten Oberflächen im System dar. Diese wirken wie Kühlfallen, so

dass die kondensierbaren Restgase auf diesen Flächen gebunden werden. Deshalb ist darauf zu achten, genügend Fläche am Kryostat freizulassen.

In Abbildung 34 ist zu erkennen, dass der Druck nach dem Einschalten der Kühlung um 15:00 Uhr am 22.6.2010 um fast eine Größenordnung von $\approx 9 \cdot 10^{-7}$ mbar auf den Enddruck von $\approx 2 \cdot 10^{-7}$ mbar fällt. Der Druckabfall in dieser Größenordnung ist in etwa repräsentativ für alle durchgeführten Kühltests. Die erste Druckspitze nach dem Einschalten ist vermutlich durch Fluktuationen von Gasteilchen am Ort der Druckmessung erklärbar. Am 23.6.2010 um ungefähr 13:00 Uhr wurde der Schieber geschlossen und die Turbopumpe ausgeschaltet.

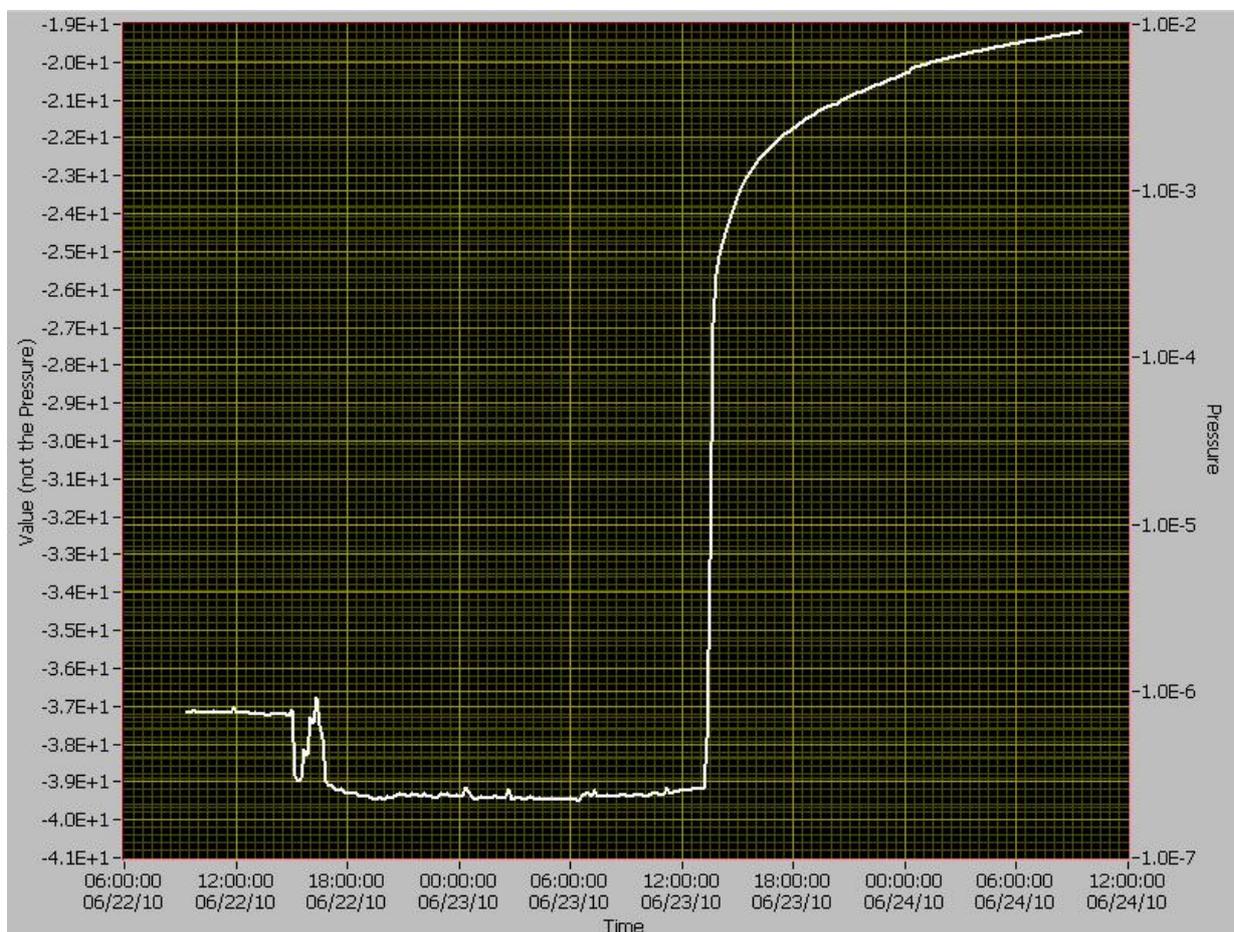


Abbildung 34: Einfluss der Kühlfalle auf das Vakuum. Der Druck ist auf der rechten y-Achse gegen die Zeit aufgetragen. Am 22.6 um 15:00 Uhr wurde die Kühlung eingeschaltet.

4.6.5 Druck- und Temperaturanstieg bei nicht gepumpten System

Bei GALATEA musste damit gerechnet werden, dass die Turbopumpe die Elektronik und den Detektor negativ beeinflusst. Deswegen wurde der Druck- und Temperaturanstieg bei geschlossenem Schieber genauestens untersucht. Die Ermittlung dieser Messbedingungen im Tank ist entscheidend für den Betrieb mit einem Detektor. Die Leckrate im gekühlten System ist der limitierende Faktor der Messzeit unter weitestgehend detektorfreundlichen Bedingungen bis maximal 10^{-3} mbar.

Abbildung 35 zeigt die Messung am 30.09.2010 mit eingebauten Dummydetektor. Der Temperaturverlauf des IR-Schildes (rot) zeigt die drastische Erwärmung von 20°C über etwa 20 Stunden, und das trotz der ausgeschalteten Vorverstärker. Die Kühlautomatik wurde ausgeschaltet, so dass der stärkere Temperaturanstieg gegen Ende der Messung auf den leeren Kryotank zurückzuführen ist.

Die Temperatur des Referenzvorverstärkers (gelb) hingegen reagiert sehr träge und wurde noch durch die darunter liegende unisolierte Kryotankoberfläche weiter heruntergekühlt.

Für die Leckrate ergibt sich unter der Annahme, dass keine anderen Effekte auftreten, aus Sättigungs- und Anfangspunkt $q_{L,30.09} \cong 1,4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}$.

Für die Leckrate, $q_{L,11.02}$, bei der Messung am 11.02.2011 in Abbildung 36, erhält man $\cong 9,5 \cdot 10^{-6} \frac{\text{mbar}\cdot\text{l}}{\text{s}}$. Während dieser Messung waren die Vorverstärker eingeschaltet. Dies reflektiert der leichte Temperaturanstieg des Kryotanks (türkis) ab 14:52 Uhr. Der Detektor (grün) und das IR-Schild (rot) zeigen einen parallel verlaufenden Temperaturanstieg von 5°C innerhalb von zwei Stunden.

4.6.6 Thermodynamik im Tank

Es existieren drei mögliche Wärmetransportmechanismen, die im Folgenden näher auf ihren Einfluss bei der Erwärmung des Detektors unter den Messbedingungen in Abschnitt 4.6.5 untersucht werden. Dies sind Wärmeleitung, Konvektion und Wärmestrahlung. Der Einfluss der Kondensationswärme kann aufgrund der geringen Stoffmenge an eindringenden Wasserdampf und Alkohol vernachlässigt werden.

Wärmeleitung Die Leistung des Kühlfingers, Φ_{Leit} , ist:

$$\Phi_{Leit} = \lambda \cdot A_{Finger} \cdot \frac{(T_{warm} - T_{kalt})}{L_{Finger}}, \quad (30)$$

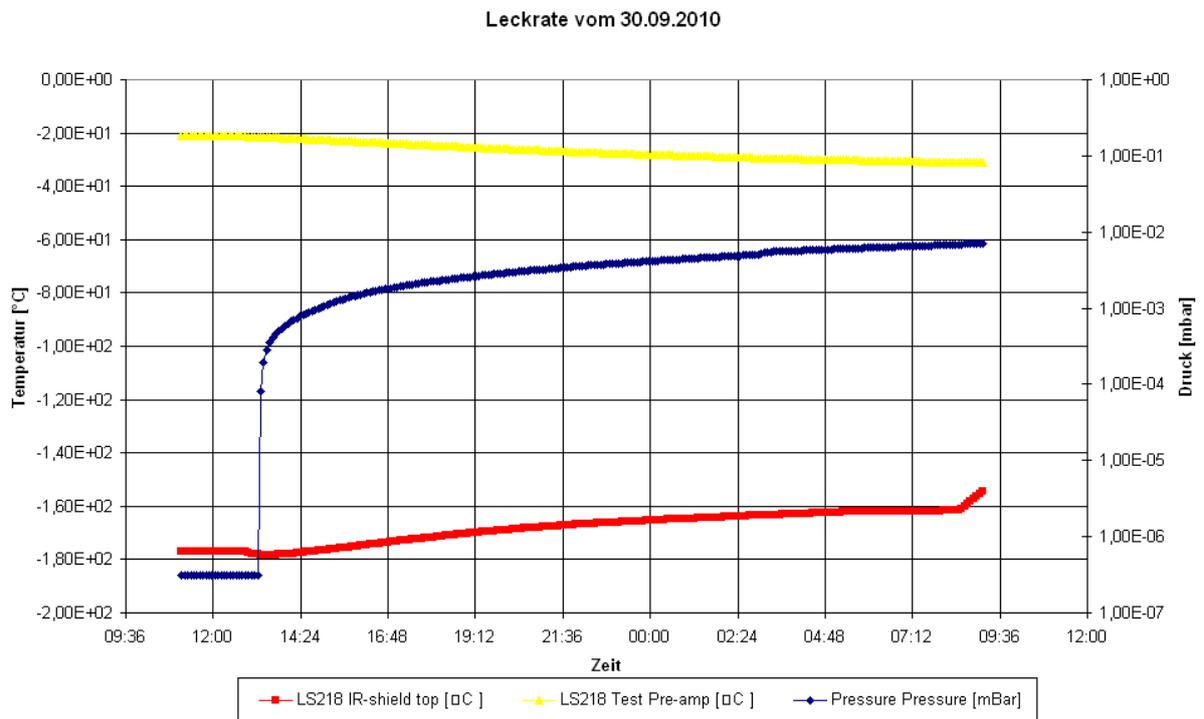


Abbildung 35: Druck- und Temperaturdiagramm des gekühlten Systems und bei geschlossenen Schieber in Abhängigkeit der Zeit zur Bestimmung von $q_{L,30.09} \cong 1,4 \cdot 10^{-5} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s}}$.

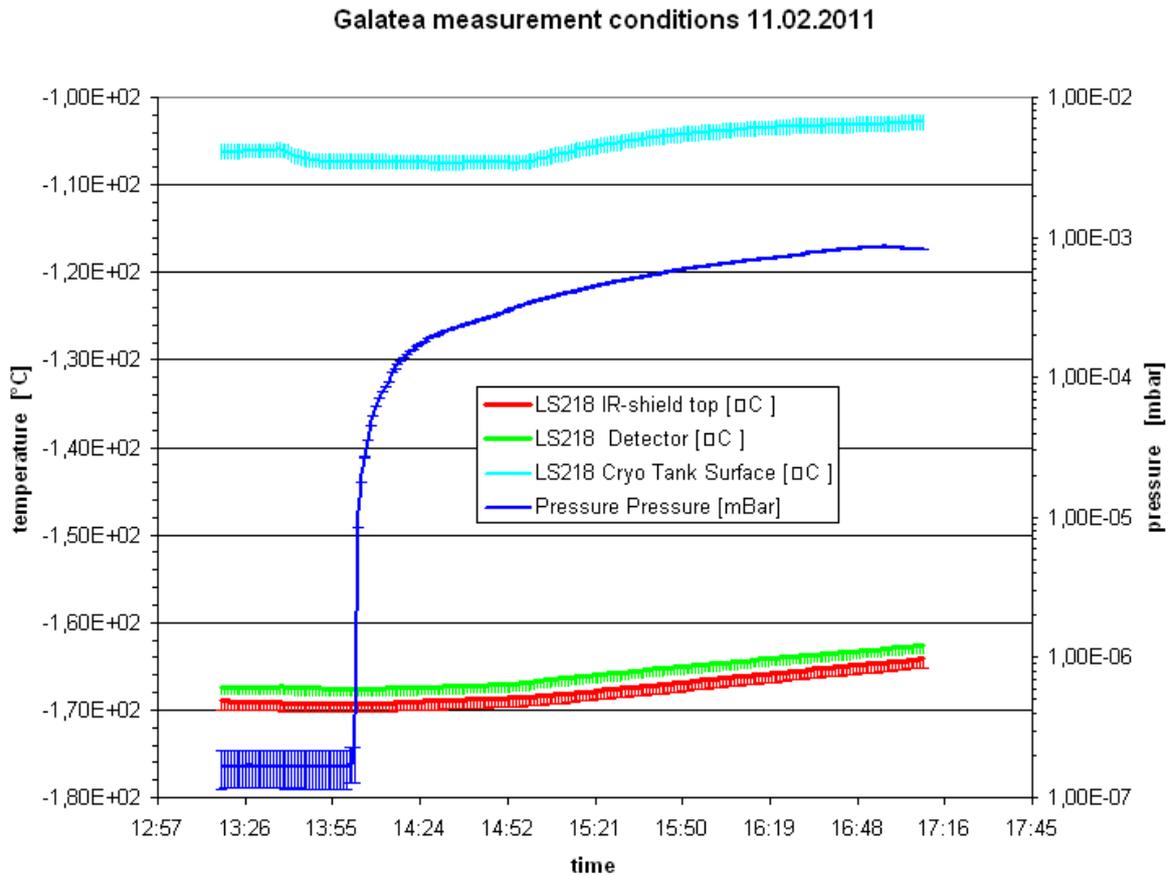


Abbildung 36: Druck- und Temperaturverläufe bei Messbedingungen. Der erreichte Enddruck vor Schließen des Schiebers betrug $1,78 \cdot 10^{-7}$ mbar. Die relative Unsicherheit bei der Pt-100 Temperaturmessung liegt in etwa bei $0,1 \text{ } ^\circ\text{C}$. Die absolute Unsicherheit liegt bei $2 \text{ } ^\circ\text{C}$.

wobei $\lambda = 384 \text{ W/(mK)}$ der Wärmeleitkoeffizient für Kupfer, $A_{Finger} \cong 2,0 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2$ die Querschnittsfläche des Kühlfingers, $L_{Finger} = 0,19 \text{ m}$ die leitende Länge des Kühlfingers, und die Temperaturdifferenz, $(T_{warm} - T_{kalt}) = -170 \text{ °C} + 196 \text{ °C} = 26 \text{ °C}$, gegeben sind. Für T_{warm} wird die Temperatur des Detektors und für T_{kalt} die Temperatur von LN_2 verwendet.

Man erhält für $\Phi_{Leit}^{Finger} \cong 10 \text{ W}$. Dieser Wert gilt für $T_{warm} = -170 \text{ °C}$, welches die niedrigste erreichte Temperatur am Detektor war. Bei höheren T_{kalt} ist Φ_{Leit}^{Finger} größer; dies ermöglichte das eigentliche Abkühlen. Der Wärmeleitungsbeitrag der Kabel wird vernachlässigt.

Konvektion Die Wärmeleistung durch Konvektion, Φ_{Konv} , ist gegeben durch:

$$\Phi_{Konv} = h \cdot A \cdot (T_{Surface} - T_{Fluid}), \quad (31)$$

mit dem Konvektionskoeffizient (Filmkoeffizient), h , der wärmeaufnehmenden Oberfläche, A , und der Temperaturdifferenz $(T_{Surface} - T_{Fluid})$. Der Konvektionskoeffizient in Abhängigkeit vom Druck ist sehr kompliziert zu bestimmen. Der angegebene Wert für h bei einer Temperatur von 40 °C und einem Druck von $1,8 \cdot 10^{-1} \text{ mbar}$ beträgt $h = 0,86 \text{ W/(m}^2\text{K)}$ [34].

In Anbetracht der erreichten Temperaturen der Vorverstärker von maximal 20 °C , und einem der Druck im Vakuumtank von $< 10^{-3} \text{ mbar}$, ist der Beitrag der Konvektion wohl unerheblich.

Wärmestrahlung Dieser Beitrag variiert zwar auch ein wenig in Abhängigkeit des Drucks [34], kann aber zu Schätzungszwecken als nahezu konstant aufgefasst werden. Der Wärmestrahlungsleistung, Φ_{WS} , ist der vierten Potenz der Temperatur proportional. Unter der Annahme, dass abstrahlende und aufnehmende Flächen in erster Näherung gleich groß sind, gilt:

$$\Phi_{WS} = \sigma \cdot \varepsilon \cdot A (T_{warm}^4 - T_{kalt}^4), \quad (32)$$

mit der Stefan-Boltzmann-Konstante, $\sigma \approx 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ W/(m}^2\text{K}^4)$, dem Emissionsgrad, ε , der 1,0 für schwarze Strahler, und 0 für einen perfekten Spiegel beträgt, und der abstrahlenden bzw. aufnehmenden Fläche, A . Für ε wird ein Wert von 0,5 für Edelstahl angenommen. In dem evakuierten Tank, ohne eingeschaltete Vorverstärker, ist die Wärmestrahlungsleistung des unisolierten Teils der Tankwand, $\Phi_{WS}^{Tankwand} \approx 23 \pm 5 \text{ W}$, mit $A \approx 0,2 \text{ m}^2$, und

$T_{warm} = 253$ K. Für T_{kalt} des IR-Schildes werden 103 K verwendet. Die Unsicherheit rührt von der Ungenauigkeit der aufnehmenden bzw. abgebenden Fläche, A , und dem angenommenen ε .

Die 20 Vorverstärker produzieren insgesamt eine elektrische Leistung von $\Phi_{WS}^{VV} \approx 10$ W, die als Wärme in den gesamten Tank eingebracht werden. Man kann annehmen, dass die Hälfte davon über den Schild abgeleitet wird.

Die Bilanz der Beiträge ergibt dann: $-\Phi_{Leit}^{Finger} + \Phi_{WS}^{Tankwand} + \frac{1}{2} \cdot \Phi_{WS}^{VV} = -10 + 23 + 5 \cong 18$.

Dieses Resultat zeigt, dass die Abschätzungen nur sehr grob sind, denn die Realität ist besser als die Vorhersage. Vermutlich ist der Wert von $\varepsilon = 0,5$ etwas zu hoch für den Tank und es werden weniger als 50% der Leistung der Vorverstärker auf den IR-Schild und Detektor übertragen.

Der beobachtete Temperaturanstieg in Abbildung 36 ist ≈ 5 K innerhalb von zwei Stunden. Um die Masse von Detektor und IR-Schild, $m \approx 4$ kg, um $\Delta T = 5$ K innerhalb von 7200 s zu erwärmen, ist bei einer angenommen mittleren spezifischen Wärmekapazität, $c = 350$ J/(kg·K), schon eine Nettowärmeleistung, $\Phi_{netto} = \frac{c \cdot m \cdot \Delta T}{7200}$, von ≈ 1 W, ausreichend.

4.7 Ausleseelektronik

Die Ausleseelektronik umfasst die Vorverstärker und das Datenakquisitionssystem (DAQ).

4.7.1 Ladungssensitive Vorverstärker

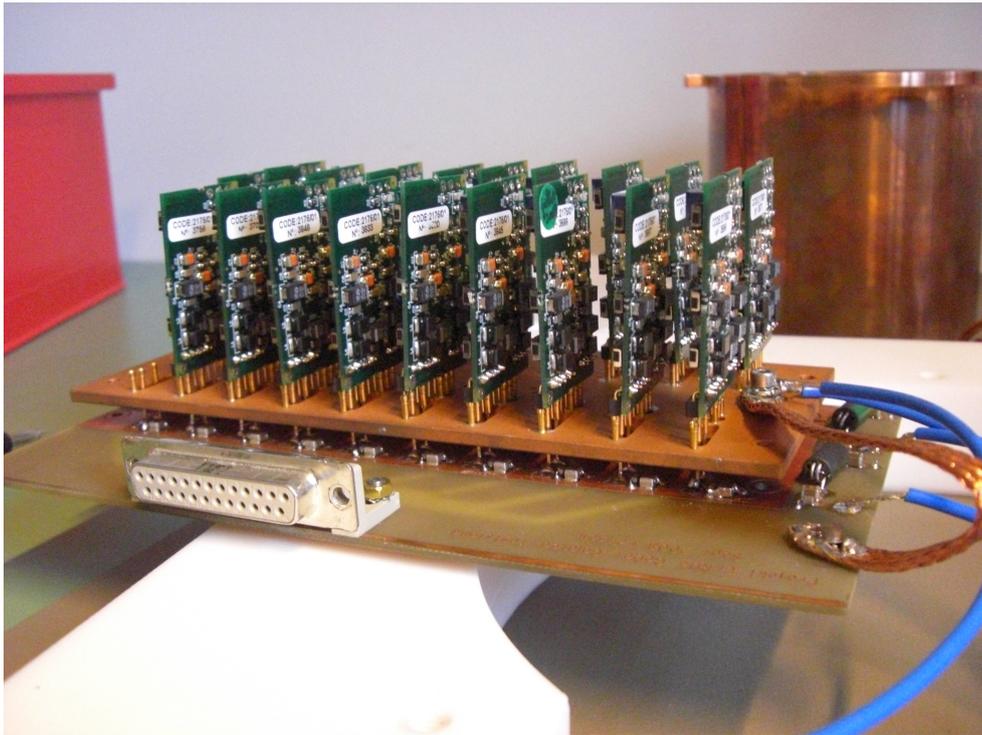


Abbildung 37: Der Aufbau der 20 Vorverstärker auf einer massiven Kupferplatte und dem D-Sub Stecker für den Signalausgang.

Es stehen 20 Auslesekanäle zur Verfügung, 19 für die Segmente und einer für den Core. Jeder Kanal hat einen ladungssensitiven Vorverstärker „PSC823C“ von Canberra [35]. In Abbildung 37 sind die Vorverstärker auf der massiven Kupferplatte gezeigt. Die Signale an den Ausgängen der Vorverstärker propagieren über die darunterliegende Leiterplatte durch geschirmte SMA-Kabel zur DAQ. Zu beachten dabei ist, dass die Signale bei den verwendeten SMA-Kabel über die Schirme rückgeführt werden. Außerhalb des Tanks können diese deshalb Störungen ausgesetzt sein.

Der PSC823C arbeitet mit einer integrierten „RC-Feedback“-Schaltung und kann positive wie negative Pulse ausgeben. Die Pinbelegung der Platine ist in Abbildung 38 gezeigt.

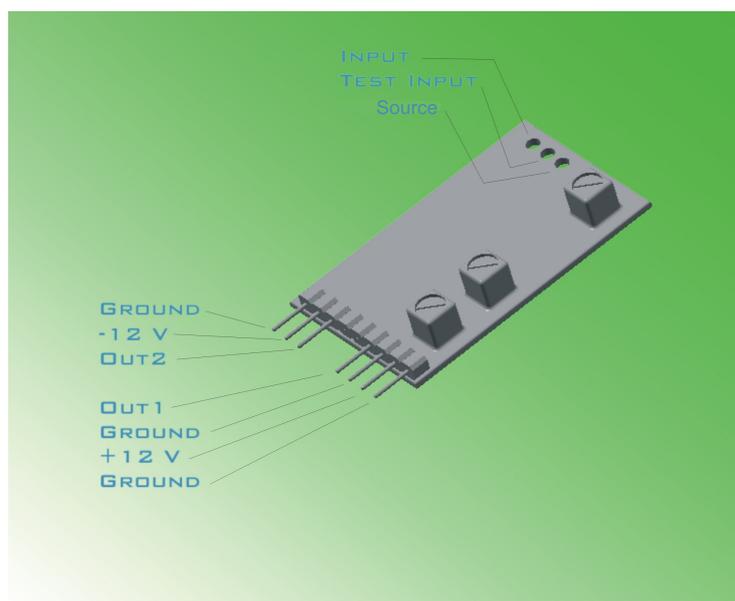


Abbildung 38: Pinbelegung des PSC823C

Für die Segmentkanäle befindet sich der Feldeffekttransistor (FET) auf der Platine. Für den Core befindet sich der FET zur Minimierung der Kabellängen direkt am Detektor.

Der Core-FET ist AC-gekoppelt und innerhalb der Detektorhalterung eingebaut. Die 19 Segmentvorverstärker sind DC-gekoppelt. Abbildung 39 zeigt das Schaltbild. Die Impedanz der Vorverstärker beträgt 50 Ohm und die Anstiegszeit, t_R , wird mit 20 ns bei einer Pulszerfallszeit von 50 μ s angegeben. Versorgt werden die Vorverstärker mit einem Niedrigspannungsgerät bei ± 12 V. Pro Kanal ist die Leistung 492 mW [35]. Insgesamt beträgt die produzierte Wärmeleistung also 9,84 W.

Der Verstärkungsfaktor beträgt $\approx 10^6$. Eine Spannung am Ausgang von 100 mV entspricht einer im Detektor deponierten Energie von 1 MeV. Typische Pulslängen sind einige hundert ns, so dass die Anstiegszeit von 20 ns bei der Messung der Pulslängen vernachlässigbar ist. Die Bandbreite, BW, der Vorverstärker ist beschränkt und ist als die Differenz zwischen der größten, f_H , und kleinsten Grenzfrequenz im System, f_L , definiert, $BW = f_H - f_L$. In einem Gauschen System ist diese mit t_R verknüpft, $t_R = \frac{0,34}{BW}$. Damit berechnet sich $BW = 17$ MHz.

4.7.2 Temperaturverhalten bei angeschalteten Vorverstärkern

Die Vorverstärker sind im Vakuumtank platziert. Es muss darauf geachtet werden, dass sie nicht überhitzen. Zu diesem Zweck wurde ein Temperatursensor auf der Platine eines Vorverstärkers fi-

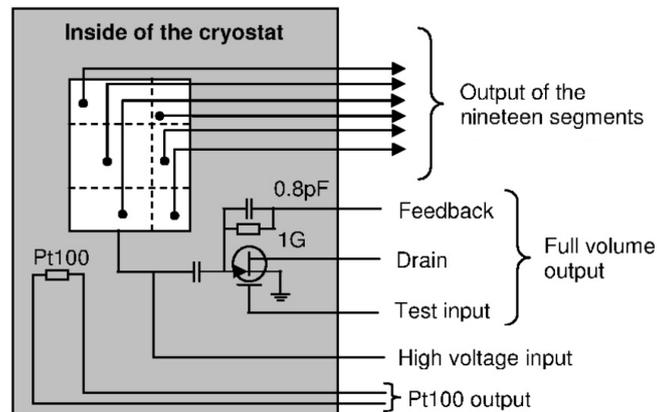


Abbildung 39: Der Core Vorverstärker wird AC-gekoppelt, indem ein Kondensator zwischen Detektor und FET geschaltet wird. Die restlichen Verstärkereingänge sind direkt mit den Segmentelektroden verbunden [35].

xiert, der es erlaubt dessen Aufwärm- und Abkühlrate sowie die Sättigungstemperatur zu messen, siehe Abbildung 40. Gleichzeitig wurde während der Erwärmung der Vorverstärker die Temperaturabhängigkeit der Amplitude, A , und der Anstiegszeit, t_R , von Testpulsen gemessen.

Während der Messung lief die Turbopumpe durchgehend bei einem mittlerem Druck von $\approx 3,3 \cdot 10^{-7}$ mbar. Größere Schwankungen bei der Druckmessung sind durch Messartefakte erklärbar. Um 15:36 Uhr ist das System erneut gekühlt worden. Bis zu diesem Zeitpunkt ist die Temperatur des IR-Schildes (orange) innerhalb von 1 h und 30 min stetig von -174°C um 10°C auf -164°C angestiegen. Der niedrige Füllstand im Kryotank während dieses Zeitraums erklärt diesen schnellen Anstieg. In der ersten Stunde nach erfolgter Kühlung wird das IR-Schild wieder um 8°C heruntergekühlt, obwohl die Vorverstärker währenddessen liefen.

Die Vorverstärker wurden um 14:12 Uhr erstmals angeschaltet und um 14:22 Uhr für 20 min abgeschaltet. Danach liefen sie 2 h 15 min bis das Netzgerät um 17:02 Uhr wieder ausgeschaltet wurde und die Temperatur exponentiell abklingt. Insgesamt steigt die Temperaturkurve während des Betriebs von etwa -20°C auf $+20^\circ\text{C}$ bei Sättigung. Dieser Temperaturbereich wurde von mehreren Messungen bestätigt.

4.7.3 Temperaturabhängigkeit der Verstärkung

Zur Messung der Temperaturabhängigkeit der Pulsamplitude und -anstiegszeit wurde der Testpulsgeber mit dem Testeingang eines Vorverstärkers durch den Kabelbaum verbunden. Der Pul-

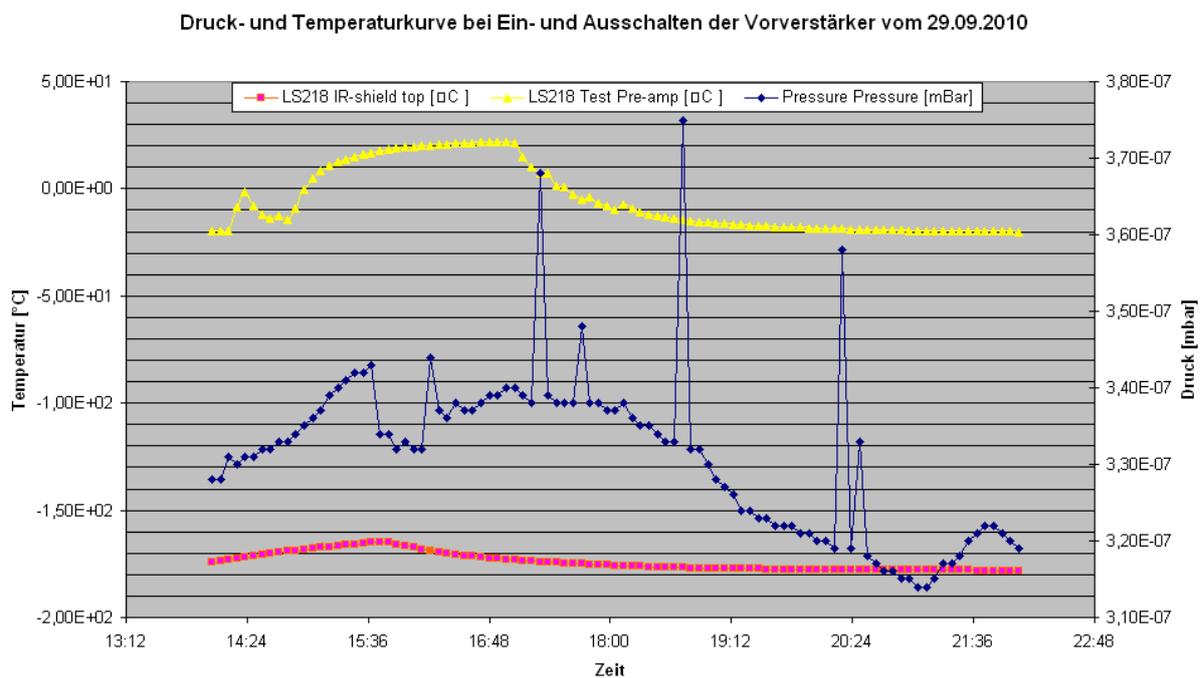


Abbildung 40: Messung vom 29.09.2010: Aufwärm- und Abkühlrate der Vorverstärker (gelb). Der Temperaturbereich reicht von -20°C bis zur Sättigung bei $+20^{\circ}\text{C}$ innerhalb von 3 Stunden

ser war mit einer Frequenz von 100 Hz und einer Zerfallszeit von $1000 \mu\text{s}$ eingestellt. Die Pulsanstiegszeit des Pulsgebers betrug $43 \pm 2 \text{ ns}$. Der Ausgang des Vorverstärkers wurde durch den Kabelbaum mit einem Oszilloskop verbunden. Die durch das Oszilloskop errechneten Fehler der Messungen lagen bei den Pulsamplituden bei $0,37 \text{ mV}$, und bei den Pulsanstiegszeiten bei 2 ns .

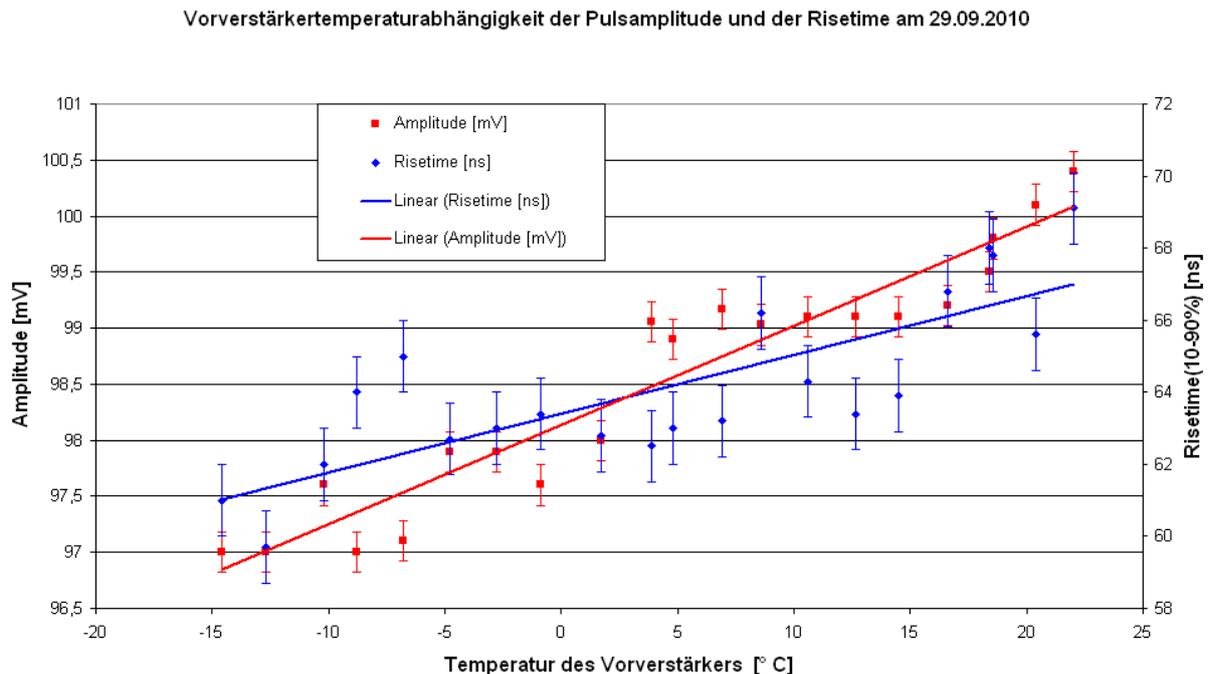


Abbildung 41: Temperaturabhängigkeit der Pulsamplitude, rot, und der Pulsanstiegszeit(10%-90%), blau

Abbildung 41 zeigt die beiden Messungen zur Temperaturabhängigkeit. Die Messpunkte wurden jeweils über eine χ^2 -Minimierung linear gefittet. Der Fit der Amplitudenmesspunkte ergibt mit einem $\chi^2/d.o.f.=0,75$ eine Anstiegsrate von $\approx \frac{\Delta A}{A} = \frac{0,9\%}{10 \text{ K}}$. Bei einem Temperaturintervall von 40 K macht dies immerhin fast 4% aus.

Der Fit bei den Pulsanstiegszeiten ergibt mit einem $\chi^2/d.o.f.=0,65$ eine Anstiegsrate von $\approx \frac{\Delta t_R}{t_R} = \frac{2,5\%}{10 \text{ K}}$. Die Unsicherheit bei diesem Fit ist zwar höher, die Erhöhung um 10% der Pulsanstiegszeit über 40 K ist dennoch beachtlich. Zu beachten ist, dass bei einer totalen Anstiegszeit von 60 ns , das System von Vorverstärker und Verkabelung, nach $\sqrt{(t_r^{total})^2 - t_r^{Pulser}}$, etwa eine Anstiegszeit von 42 ns hat, also durch die Verkabelung dominiert wird. Der starke Anstieg muss

weiter untersucht werden.

4.7.4 Datenakquisition

Die vorverstärkten Pulse werden mit einem Datenakquisitionssystem (DAQ) „Digital-Gamma-Finder Pixie-4“ von XIA [36] auf einige V nachverstärkt und digitalisiert. Die Pixie-4 hat eine „sampling rate“ von 75 MHz, welche einer Binbreite von 13,3 ns entspricht. Die DAQ umfasst fünf Module, die jeweils 4 Kanäle besitzen. Es können Histogramme oder Ereignisse aufgezeichnet werden. Letzterer Modus wurde gewählt. Für jedes Ereignis wurde die Energie, Zeit und die das Pulsformprofil in allen Kanälen aufgenommen. Die Energie wird in „Analog to Digital Converter counts“, kurz ADC-counts aufgezeichnet. Sie wird von der DAQ mit Hilfe eines trapezoidalen Filter [36] berechnet. Es wurde bei den Messungen auf den Core getriggert, sobald die Pulsamplitude im Core den voreingestellten Schwellenwert (Threshold) überstieg. Zudem besitzt das DAQ-System ein „Pile up“-Veto, das verhindert, dass Pulse innerhalb der Zerfallszeit des vorherigen Puls aufgenommen werden und verfälschte Pulsamplitude auftreten. Die dadurch entstehende Totzeit wird vom System berücksichtigt. Eine effektive Messzeit wird für jede Datennahme berechnet.

4.7.5 Erdungskonzept und Erdschleifen

Das ursprüngliche Erdungskonzept des GALATEA Teststands sah vor, dass eine wohldefinierte Masse als Referenz für alle Massen dient. Dies sollte der massive Kupferblock, die Masse der Vorverstärker, sein. Der Stahltank selbst sollte nicht mit der Masse verbunden sein. Die Masse aller Auslesekanäle an der DAQ werden deshalb mit sogenannten erdfreien Durchführungen ins Innere zum Kupferblock geführt. Die Masse der Hochspannungs- sowie der Niederspannungsversorgung wurde über ein massives Kupferband ebenfalls an den Kupferblock angeschlossen.

Erdfreie Durchführungen werden mit isolierenden Dichtungen aus Kunststoff am Kabelbaum bewerkstelligt, so dass die Masse nicht am Tank aufliegt. Der Vakuumtank wirkt in erster Näherung als Faradayscher Käfig und hält so weitestgehend äußere elektromagnetische Strahlung ab.

Das Konzept scheiterte, weil die Masse des Source-Eingangs des Core-FET Kontakt mit dem Detektorhalter hat. Dies ist in der Realisierung unvermeidlich. Es hat zur Folge, dass die Erde des Kupferblocks über den Kühlfinger mit dem Kryotank und damit mit dem Vakuumtank verbunden ist.

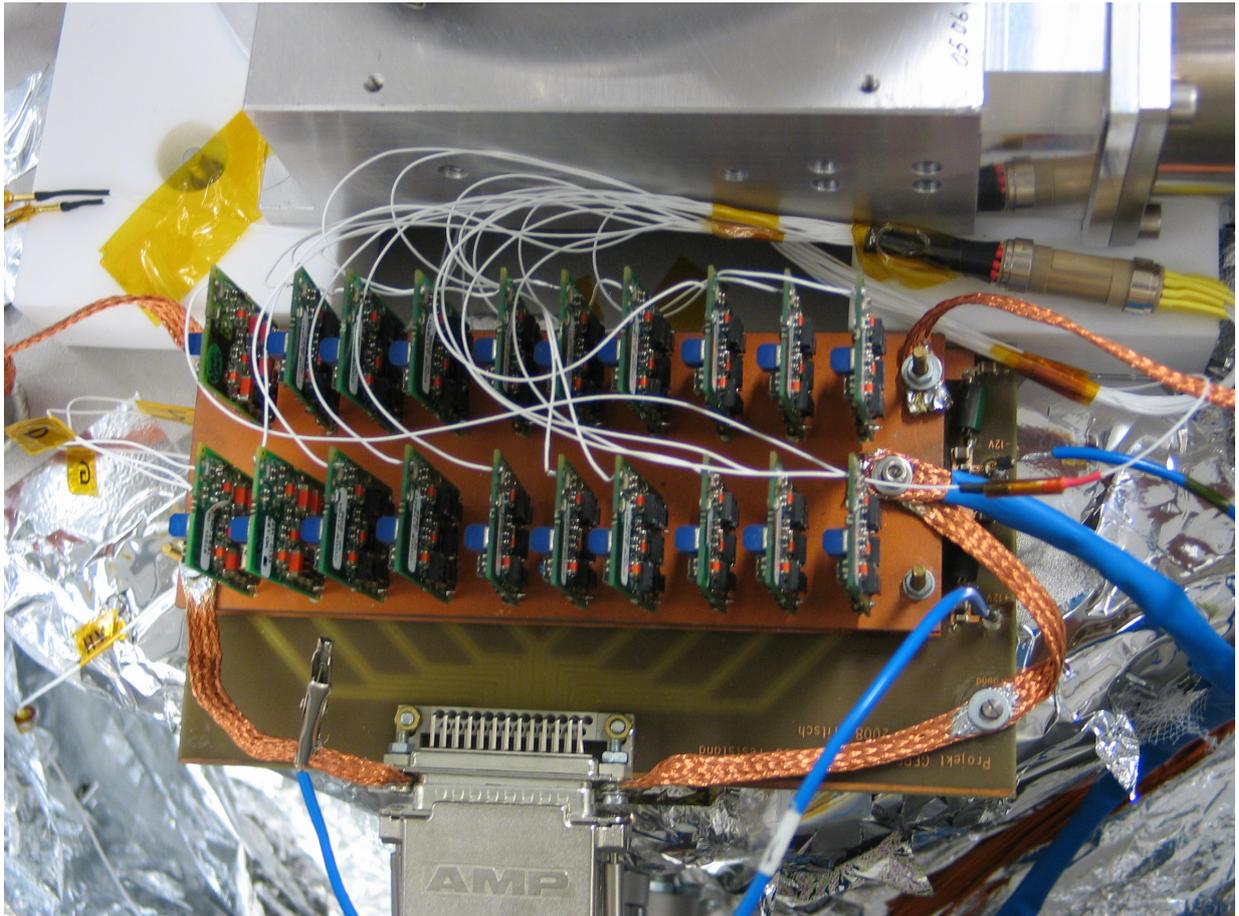


Abbildung 42: Das modifizierte Erdungskonzept der Vorverstärker auf dem Kupferblock. Massive Kupferbänder an den Eckpunkten führen zu den Henkeln des Kryotanks.

Ein anderes Problem stellt die Schutzerde der DAQ dar, die über die PE-Schiene der Laborerdung mit allen anderen an Steckdosen im Labor angeschlossenen Geräten verbunden ist. Die Masse der Turbopumpe und der Druckmessröhren sind mit dem Tank verbunden. Auch das ergibt eine Erdschleife.

Die Masse des AC-gekoppelten Core-Vorverstärker schwankte so stark, dass die Segmentvorverstärker ebenfalls in Phase zu oszillieren begannen. Eine Messung war deswegen bei Betrieb aller Komponenten unmöglich. Diverse Geräte wurden in der Folge vom Netz genommen, u.a. die Turbopumpe.

Das Rauschen des Core-Vorverstärkers bei ausgestecktem Netzgerät der Turbopumpe ist in Abbildung 43 illustriert. Die Aufnahme wurde noch vor einer Modifizierung des Erdungskonzepts gemacht. Zu erkennen ist eine zusätzlich überlagerte Störfrequenz von 100 kHz, deren Quelle nicht identifiziert werden konnte.

Zur Reduzierung der Erdschleifen, wurde der Kupferblock an den vier Eckpunkten über Erdungsbändern mit dem Kryotank kurzgeschlossen. Dies erlaubt ein schnelles Abfließen von Ladungsschwankungen, die durch den Core-Vorverstärker aufgesammelt werden, und verhindert somit das Oszillieren des Gesamtsystems in Phase zur Core-Baseline. Das modifizierte Erdungskonzept ist in Abbildung 42 zu sehen. Auf diese Weise werden die Segmentvorverstärker vom Rauschen des Core entkoppelt, so dass Messungen möglich werden. Das Rauschen im Core und die 100 kHz Spannungsspitzen bleiben allerdings erhöht.

Abbildung 44 verdeutlicht das Rauschen des Core-Vorverstärkers während eines Pulses im Core im Vergleich zu den Segmentvorverstärkern auf dem gleichen Modul der DAQ. Dies war während aller Messungen zu beobachten. Allein das Heraufsetzen des Thresholds auf 75 ADC-Einheiten erlaubt es, auf den Core zu triggern. Das entspricht in etwa 200 keV. Der Rauschpegel der Segmente lag bei 3-4 mV. Der Rauschpegel des Core konnte auf etwa 20 mV reduziert werden.

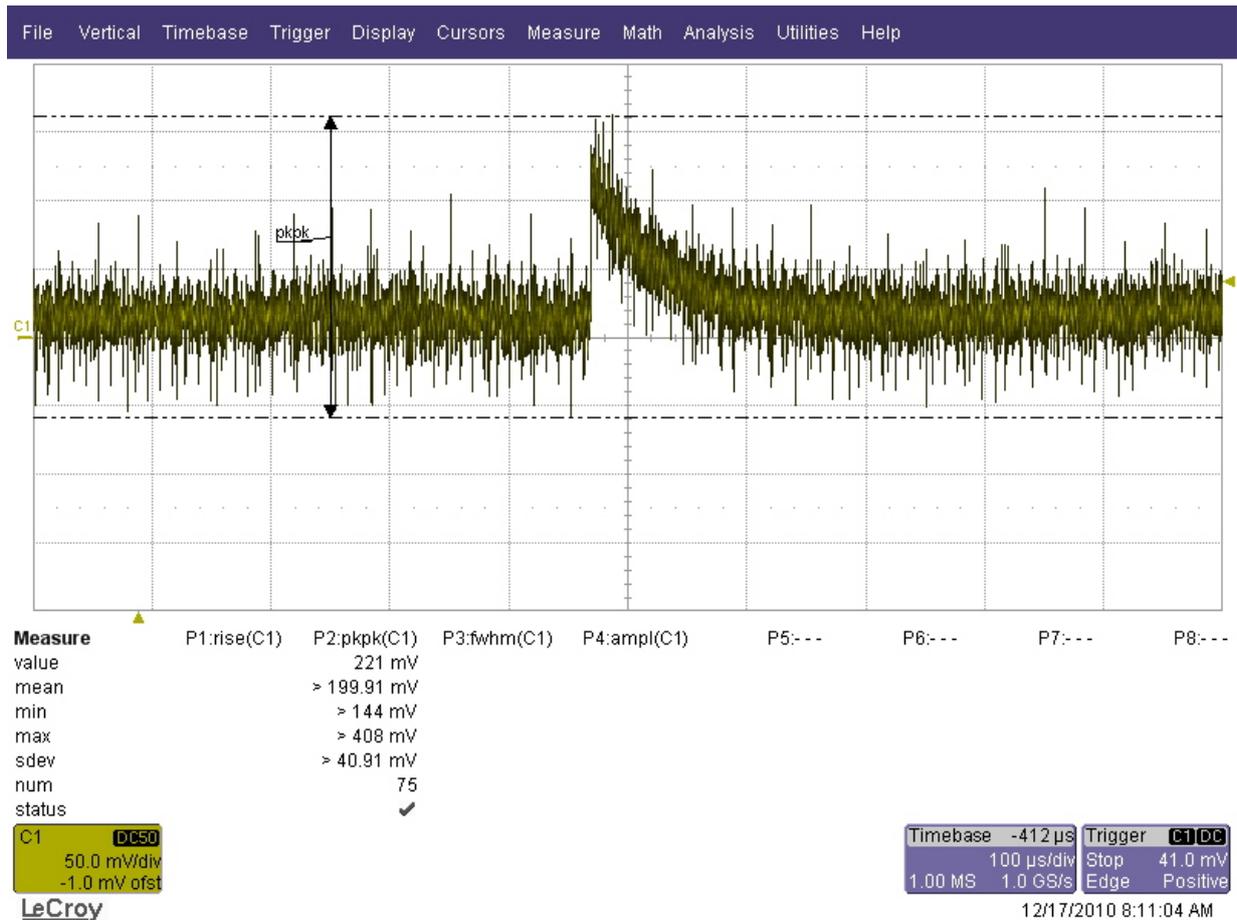


Abbildung 43: Die Oszilloskopaufnahme eines Pulses im Core zeigt das verbleibende Rauschen der Baseline über $\approx 100 - 150$ mV und eine überlagerte Störfrequenz von 100 kHz, nachdem die Steuerungseinheit (DCU) der Turbopumpe und aller anderen Geräte aus dem Netz genommen wurden.

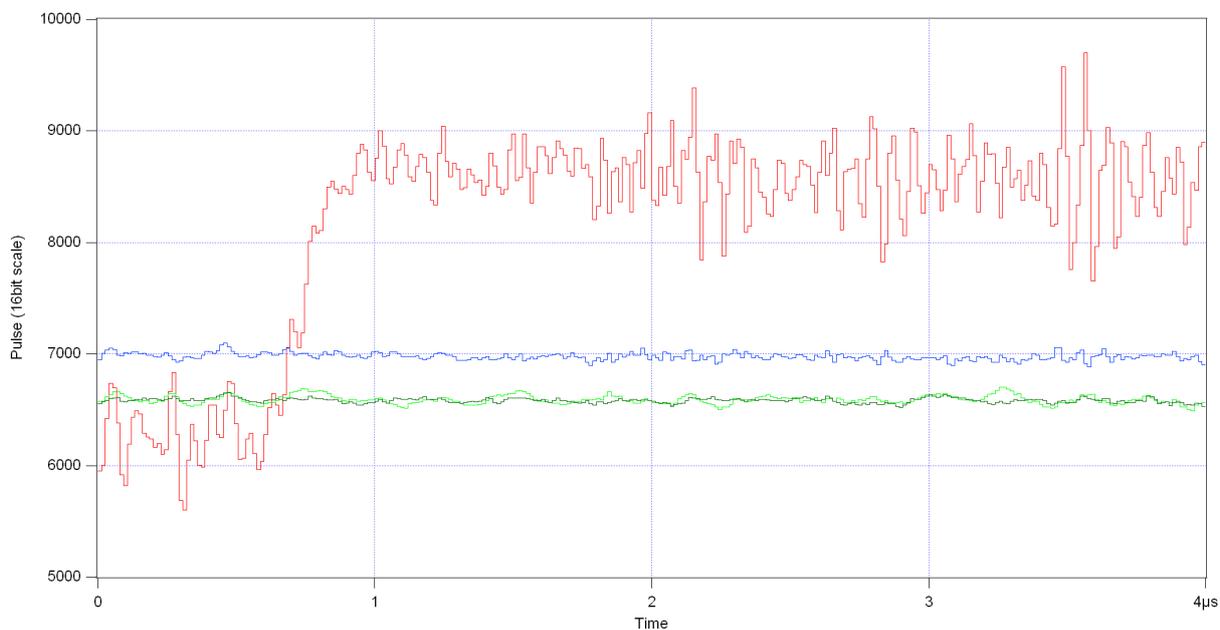


Abbildung 44: Aufnahme eines $4\mu\text{s}$ langen etwa 1 MeV Pulsprofils im Core. Die Pulsamplitude auf der Bit-Skala der DAQ ist gegen die Zeit in μs aufgetragen. 1000 bit entsprechen dabei etwa 20 mV. Das Rauschen der Baseline und die Spannungsspitzen im Core (rot) sind stark erhöht im Vergleich zum normalen Rauschen von einigen mV der drei Segmente (blau, hellgrün, dunkelgrün), die sich auf dem gleichen 4-Kanalmodul der DAQ befinden.

5 Messungen mit Detektor am Galatea Teststand

Der Betrieb des Detektors Supersiegfried in GALATEA zeigte die prinzipielle Funktionstüchtigkeit des Teststandes durch die Aufnahme erster Spektren. Es wurden mehrere Messungen mit ^{228}Th und ^{60}Co Quellen vorgenommen und die Energieauflösungen des Core- und der Segmentkanäle untersucht. Die beiden γ -Quellen wurden jeweils extern direkt über dem Tankdeckel angebracht, siehe Abbildung 45.

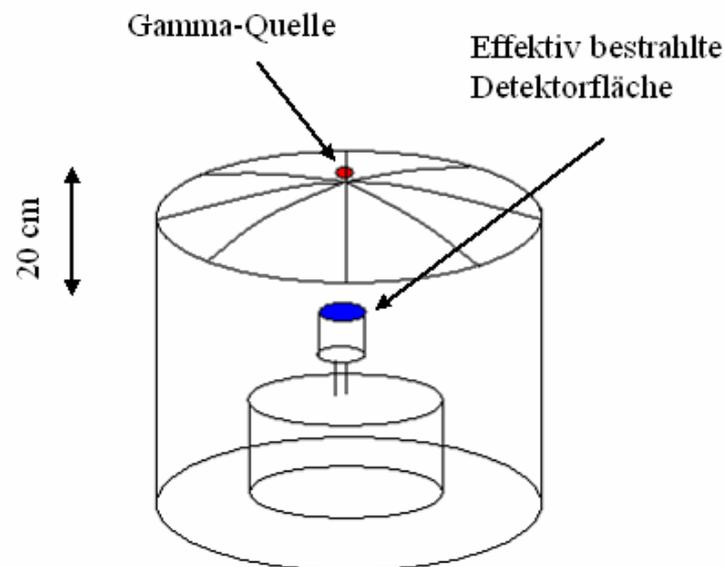


Abbildung 45: Skizze zur Anordnung der γ -Quellen (rot) direkt über dem Vakuumtank. Die γ -Strahlung dringt durch die Endfläche (blau) ein.

Eine β -Quelle, ^{90}Sr , wurde in der Quellenhalterung des vertikalen Kollimatorschlittens eingebaut, um ausgewählte Segmente von der Seite zu bestrahlen, siehe Abbildung 18.

5.1 Leckstrommessungen von Supersiegfried

In Kapitel 4 wurde beschrieben, dass während sämtlicher Messungen am Teststand alle elektronischen Geräte am System bis auf die Datenakquisition, die Niederspannungsversorgung der Vorverstärker und die Hochspannung abgeschaltet werden mussten. Damit stehen die Temperatur- und Druckmessungen nicht mehr zur Verfügung. Die Überwachung der Betriebsbedingungen geschieht über die Temperaturabhängigkeit des Detektorleckstroms.

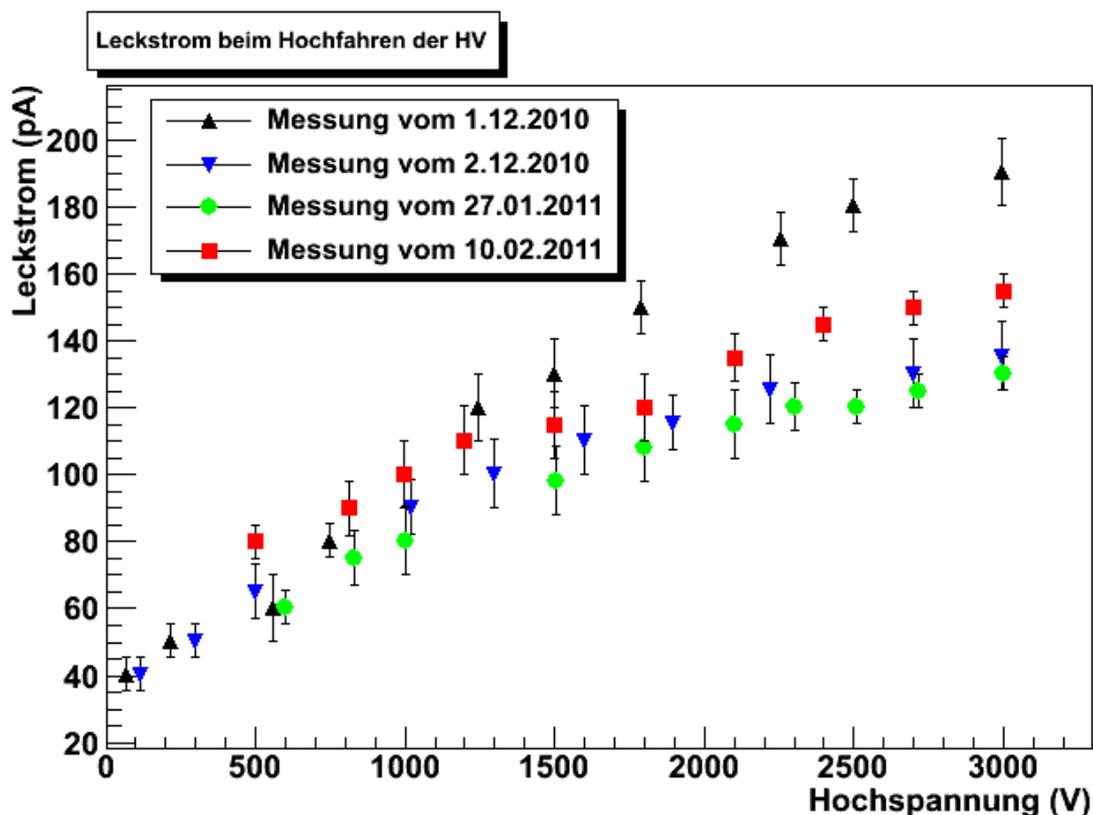


Abbildung 46: Messung des Leckstroms bei Hochfahren der HV.

Der Leckstrom zwischen der Kernelektrode und der Mantelelektrode wird über einen Spannungsteiler mit G Ω -Widerständen für den gesamten Stromkreis in Serie zur Hochspannungsquelle gemessen. Die Hochspannung wird behutsam alle paar Minuten in 300 V Schritten erhöht bis die Betriebsspannung erreicht ist.

In Abbildung 46 ist der Leckstrom, I_L [pA], gegen die Hochspannung, U_{HV} [V], aufgetragen. Der Messaufbau erlaubte nicht zwischen Strömen durch den Körper und über die Endflächen des Detektors zu unterscheiden. Regelmäßige Messungen über den gesamten Zeitraum der Benutzung von Dezember 2010 bis Februar 2011 überwachten so den Leckstrom des Detektors.

Der Leckstrom ist insgesamt sehr hoch. Auffällig ist auch der fast schon lineare Leckstromanstieg vom 1.12.2010, der in seinem Verlauf mehr einem Ohmschen Widerstand als der Kennlinie einer p-n Diode entspricht. Dieses deutet auf Oberflächenströme hin.

Der Druck am Anfang einer Messung und die Leckrate sind jeweils gleich, so dass nach dem 20-minütigen Hochfahren der U_{HV} der Druck bei $\approx 10^{-4}$ mbar lag. Der Druck am Ende eines zweistündigen Messzyklus war $\approx 10^{-3}$ mbar. Die Temperaturen des Detektors bei den Endpunkten der Leckstrommessungen lag jeweils bei ≈ 100 –103 K.

Während dem anschließenden Messbetrieb stieg I_L im Mittel um weitere ≈ 100 pA bei einer Detektorerwärmung von ≈ 10 K. Die Messungen wurden spätestens bei $I_L \cong 260$ pA abgebrochen. Das entspricht einer Detektortemperatur von ≈ 110 –115 K.

5.2 Aufnahme erster Spektren

5.2.1 Thorium 228

Die verwendete ^{228}Th -Quelle hat eine Aktivität von 15,7 kBq. Für die Quellenanordnung und Aktivität stellte sich eine Zählrate von 150 cps (counts per second) im gesamten Detektor ein. Die effektive Messzeit betrug ≈ 116 Minuten. Den Anstieg des Leckstroms und der Detektortemperatur am Anfang und am Ende der Messung zeigt Tabelle 3.

	I_L [pA]	T_D [K]
Anfang	170	100
Ende	210	105

Tabelle 3: Wertepaare von Leckstrom und Detektortemperatur am Anfang und am Ende der ^{228}Th -Messung vom 7.12.2010

Die Energiespektren aller 20 Kanäle, inklusive Untergrund, sind in Abbildung 47 gezeigt. Oben links befindet sich das Spektrum des Core und daneben das des 19. Segments. Die restlichen Segmentspektren sind jeweils gemäß dem Schema in Abbildung 48b angeordnet.

Da die Quelle oberhalb des Detektors angebracht war, sind in den unteren Segmenten weniger Ereignisse in den charakteristischen Zerfallslinien (Photopeaks) Thoriums. Die Pulse der Vorverstärker der Segmente 3 und 15 zeigten negative Ausschläge, so dass mit der verwendeten Trigger-Einstellungen an der DAQ keine Einträge gemessen werden konnten.

Das Spektrum im 7. Segment mit einer Energieauflösung von 3,75 keV bei 2,6 MeV wird in Abbildung 49 gezeigt. Segment 7 befindet sich in der oberen Segmentreihe unter dem 19. Segment. Eingezeichnet sind die Th-induzierten Zerfallslinien sowie die ^{40}K -Linie des Laboruntergrunds.

Die dazugehörigen Spektren des Laboruntergrundes wurden über die effektive Messzeit skaliert und sind in Abbildung 50 gezeigt. Der Laboruntergrund setzt sich u.a. aus den in Tabelle 4 aufgeführten Peaks und dem Comptonuntergrund zusammen.

^{214}Pb	^{214}Bi	^{214}Bi	^{40}K	^{214}Bi	^{208}Tl
352 keV	609 keV	1120 keV	1460 keV	1764	2614 keV

Tabelle 4: Zerfallslinien des Laboruntergrundes im Spektrum des Core in Abbildung 50

Das Ergebnis der Subtraktion des skalierten Untergrundes ist in Abbildung 51 zu sehen.

Die Zerfallslinien, die von ^{228}Th und von den Tochterkernen in der Zerfallskette stammen, sind bereits in Abbildung 49 indiziert worden, und sind im Spektrum des Core, inklusive dem Laboruntergrund, in Abbildung 52 ebenfalls sichtbar. Die Anzahl der Ereignisse auf der y-Achse ist diesmal logarithmisch aufgetragen.

Die vollständig im Detektor absorbierte Energie bei 2614 keV stammt vom Zerfall des Tochterkerns ^{208}Tl . Die Compton-Kante ist bei einer Energie von etwa 2400 keV angesiedelt und begrenzt das sogenannte Compton-Kontinuum, das das Spektrum zwischen 100 keV und 2400 keV.

Ein einfallendes 2614 keV γ -Quant kann ein Elektron-Positron-Paar erzeugen, woraufhin das Positron in Ruhe unter Aussendung von zwei 511 keV γ -Quanten mit einem Elektron annihiliert. In Germanium-Detektoren ist die Wahrscheinlichkeit sehr hoch, dass einer oder beide dieser Photonen entkommen. Die im Detektor deponierte kinetische Energie des Elektron-Positron-Paares, $E_{kin} = (2614 - 2 \cdot 511) = 1592$ keV, erzeugt den DEP, bei dem die beiden γ -Quanten ihre Energie nicht im Detektor deponieren. Bei einer Energie von 2103 keV wird zusätzlich zur kinetischen Energie einer der beiden γ -Quanten vollständig im Detektor absorbiert und der entsprechende Peak wird SEP genannt.

Der vollständig absorbierte Peak bei 1620 keV stammt von dem Zerfall des Tochterkerns ^{212}Bi und ist in etwa so groß wie der benachbarte DEP. Aufgrund der schlechten Energieauflösung des Core sind diese beiden Linien fast zu einer verschmolzen. Die ^{40}K -Zerfallslinie bei 1460 keV stammt nicht von der ^{228}Th -Zerfallskette und ist dem Untergrund im Labor zuzuordnen. Die

Linie bei 583 keV stammt vom Zerfall des Isotops ^{208}Tl .

5.2.2 Cobalt 60

	I_L [pA]	T_D [K]
Anfang	150	97
Ende	170	102

Tabelle 5: Wertepaare des Leckstroms und der Detektortemperatur am Anfang und am Ende der ^{60}Co -Messung vom 8.12.2010

Die γ -Quelle ^{60}Co hat eine Aktivität von 30,6 kBq und wurde ebenfalls über dem Tankdeckel angebracht. Insgesamt wurde effektiv über ≈ 55 min gemessen. Die Wertepaare des Leckstroms und der Detektortemperatur am Anfang und Ende der Messung sind in Tabelle 5 aufgelistet.

Die resultierende Zählrate im gesamten Detektor beträgt 350 cps. Alle 20 Spektren vom 8.12.2010 sind in Abbildung 53 zu sehen. In den Auslesekanälen 3 und 15 sind wegen der invertierten Pulse der Vorverstärker keine Ereignisse registriert worden.

Abbildung 54 zeigt das in Segment 7 aufgenommene Spektrum inklusive dem Untergrund. Das Compton-Kontinuum erstreckt sich in etwa von 200 keV bis 1000 keV. Aufgrund der hohen Intensität der beiden charakteristischen ^{60}Co -Linien bei 1173 keV und 1332 keV sind in diesem Segment während der gesamten Messzeit fast keine Untergrundereignisse von ^{40}K bei 1460 keV registriert worden. Das ebenfalls im Labor vorkommende ^{228}Th ist aufgrund der zu geringen Aktivität in diesem Segment nicht wahrnehmbar.

Die Spektren mit subtrahierten Untergrund sind in Abbildung 55 zu sehen. Die effektive Messzeit der Untergrundmessung wurde auf die der Co-Messung skaliert.

In Abbildung 56, dem Spektrum des Core inklusive Untergrund, sind auch die schwächeren Peaks des Laboruntergrundes erkennbar. Bei 1764 keV ist der Peak von ^{214}Bi .

5.2.3 Energieauflösungen

Zur Bestimmung der Energieauflösung als FWHM dient ein Fit mit einer Gauss-Funktion, wobei der Untergrund mit einem Polynom ersten Grades gefittet wird.

Die Energieauflösungen der Segmente und des Core bei 2,6 MeV der Th-Messung am 7.12.2010 sind in Tabelle 6 aufgelistet. Der Fehler des Fits beträgt jeweils $\approx 0,1$ keV.

Kanal	Core	14	7	17	4	5	12	1	2	16	18	13
FWHM [keV]	17,4	4,1	3,7	4,1	3,7	3,8	3,9	4,0	3,7	4,0	3,4	4,4

Tabelle 6: Energieauflösungen bei 2,6 MeV der Th-Messung vom 7.12.2010

In den Segmenten 3, 15, 8, 9, 10, 11 war kein zu fittender Peak bei 2,6 MeV vorhanden. Die Auflösung des 19. Segments bei 583 keV ist 6,5 keV.

Die erreichte Energieauflösung des Segments 7 mit 3,75 keV (FWHM), bei einer deponierten Energie von 2,6 MeV, repräsentiert gut die Auflösungen aller Segmente. Dieses Ergebnis bestätigt die angestrebte Segmentauflösung trotz des starken elektronischen Rauschens im Core. Der Core hingegen wird mit einer Energieauflösung von 17,4 keV gemessen. Das 19. Segment hat aufgrund seiner Kontaktierung eine schlechtere Auflösung.

Die Energieauflösungen der Segmente während der Co-Messung am 8.12.2010, die einen Peak bei 1332 MeV verzeichnen, sind in Tabelle 7 aufgelistet.

Core	19	7	8	9	10	11	12	4	5	6	13	14	1	2	16	17	18
18,6	9,7	3,1	2,9	3,4	4,2	3,6	3,6	3,3	3,3	3,1	3,4	3,4	4,2	3,3	3,8	3,4	3,2

Tabelle 7: Kanäle, in der oberen Zeile, mit den jeweiligen Energieauflösungen in keV bei 1332 keV am 8.12.2010, in der unteren Zeile.

5.3 β -Bestrahlung

Die Aktivität des β^- -Emitters ^{90}Sr beträgt 1,66 MBq und hat, in der Quellenhalterung platziert, einen Abstand von 7,5 cm zur Kristalloberfläche. ^{90}Sr zerfällt zu 100% zu ^{90}Y . Die mittlere Energie liegt bei ≈ 196 keV und die Endpunktenergie bei 546 keV.

Der Tochterkern ^{90}Y zerfällt wiederum unter β^- -Emission zum stabilen Kern ^{90}Zr . Die mittlere Energie dieses zweiten Prozesses beträgt ≈ 934 keV und die Endpunktenergie 2280 keV. Das erwartete β -Spektrum ist deshalb die Überlagerung dieser beiden β -Spektrren.

Im Folgenden werden die Spektren der Messung am 2.03.2011 gezeigt.

5.3.1 Kollimatoren

Der Strahl sollte durch fünf Kollimatorsegmente aus Wolfram und die Blendenführung des Kollimatorschlittens über eine Länge von 5 cm auf einen Strahldurchmesser von 3 mm kollimiert werden. Bei einer Messung mit einem Zählrohr stellte sich heraus, dass am Strahlausgang keine β -Aktivität zu registrieren war, obwohl die Quelle zentriert in der Halterung saß.

Für die Testmessung wurde deshalb eine Aluminiumhülse anstelle der Wolframsegmente eingesetzt.

5.3.2 Spektren

Der Leckstrom zum Zeitpunkt des Messbeginns lag bei etwa 120 pA. Die Detektortemperaturen am Anfang und Ende der Messung wurden nicht aufgezeichnet, da diese durch das Ablösen des Pt100-Fühlers verfälscht waren.

In Abbildung 57 sind die Spektren inklusive Laboruntergrund und bei geschlossener Blende gezeigt. Dazu wurde der Kollimatorschlitten an den oberen Rand des Fahrwegs gefahren. Nach Kalibration der vertikalen Achse entspricht dies der Position, $z=0$. Zur Bestimmung der Energieauflösung und zum Vergleich mit der Messung vom 8.12.2010 wurde zusätzlich die Co-Quelle über dem Tankdeckel angebracht. Die effektive Messdauer betrug 29 min und die Zählrate lag bei ≈ 900 cps. Das 9.Segment registrierte keine Ereignisse. Das Spektrum in Segment 7 ist in Abbildung 58 vergrößert dargestellt.

Auffällig ist das Verhältnis des Plateaus zwischen 200 und 400 keV und der Höhe der Co-Peaks im Vergleich zu Abbildung 54. Die Erhöhung des Spektrums deutet auf Sekundärstrahlung der β -Quelle hin, die bei geschlossener Blende in den Detektor eindringt.

Zur Aufnahme der Spektren in Abbildung 59, ohne externe Quelle, wurde der vertikale Kollimatorschlitten auf die Position $z=-30,00$ mm gefahren. Die beiden anderen Koordinaten waren $\Phi = 90^\circ$ und $r = 0,00$ mm. Erwartet wurde ein Anstieg der Zählrate des bestrahlten 14. Segments. Die effektive Messzeit betrug 15 min und die Zählrate lag bei ≈ 700 cps.

Die Untergrundmessung mit eingebauter Sr-Quelle bei geschlossener Blende für die Position bei $z=0$ mm ist in Abbildung 60 dargestellt.

Abbildung 61 zeigt alle Spektren, bei denen der Untergrund bei geschlossener Blende abgezogen wurde.

Die Messung bestätigt zwar die Position der Kollimatoren, aber die Segmentspektren in der Nachbarschaft weisen auch eine erhöhte Zählrate auf. Die Ereigniszahlen zwischen 200–400 keV sind stark erhöht. Dies lässt keinen Rückschluss auf eine gezielte Bestrahlung zu. Da die betreffenden Segmentspektren sowie das Corespektrum nicht die Form der erwarteten β -Spektren aufweisen, wird die Vermutung bestätigt, dass die hohe Zählrate des Detektors durch Sekundärstrahlung und nicht durch die primäre β -Strahlung entsteht.

Um nur die Ereignisse zuzulassen, bei denen Energie ausschließlich in einem Segment deponiert wird, wird ein sogenannter „single segment cut“ bei 20 keV durchgeführt. Diese Selektion bedeutet, dass nur Ereignisse übrig bleiben, bei denen eine Energie > 20 keV in einem Segment und eine Energie < 20 keV in allen anderen Segmenten deponiert wird.

In Abbildung 62 wurde dies für die Spektren bei geöffneter Blende aus Abbildung 59 angewendet. Das 14. Segment ist in Abbildung 63 nochmals vergrößert dargestellt. Das Ergebnis ähnelt mehr den Untergrundspektren aus Abbildung 60 als den gesuchten β -Spektren. Dies bestätigt die Vermutung, dass, falls überhaupt vorhanden, einige wenige β -Ereignisse von starker Sekundärstrahlung im Energiebereich von ≈ 200 –400 keV überlagert werden.

5.3.3 Energieauflösungen

Die Energieauflösungen der Segmente der Messung am 2.03.2011, die einen Peak bei 1332 MeV verzeichnen, ist in Tabelle 7 aufgelistet.

Kanal	Core	19	7	12	4	5	14	15	1	2	17
FWHM [keV]	28,2	11,6	3,5	3,6	4,7	3,7	5,0	3,7	3,5	3,9	4,3

Tabelle 8: Energieauflösungen bei 1332 keV der Sr-Messung am 2.03.2011

Die Auflösung des Core war fast doppelt so hoch wie die am 7.12.2010. Auch die des 19. Segments war erhöht. Da der Leckstrom während der Messung ähnlich hoch wie bei der Th-Messung war, ist eine Korrelation mit der Energieauflösung nicht anzunehmen. Eine mögliche Ursache ist eine erhöhte Detektortemperatur.

5.4 Spektralanalyse

Die Spektren mit einer ^{60}Co - und einer ^{228}Th -Quelle entsprechen den Erwartungen.

Der erste Versuch der Aufnahme eines β -Spektrums lieferte unerwartete Ergebnisse. Die Kollimation und die Halterung müssen unter Berücksichtigung von Sekundärstrahlung überarbeitet werden.

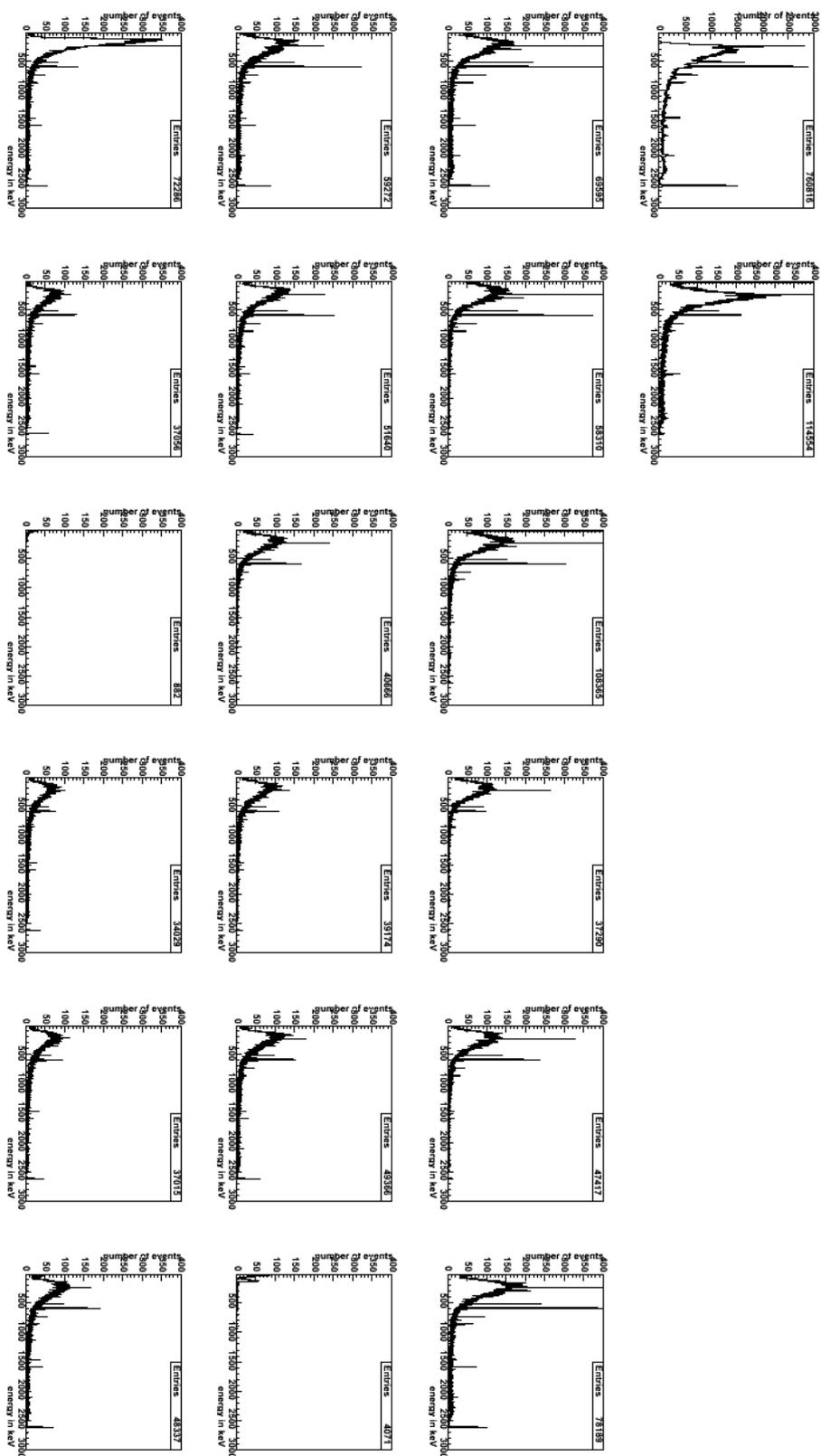


Abbildung 47: Das aufgenommene Thorium-Spektrum am 7.12.2010 in allen 20 Kanälen

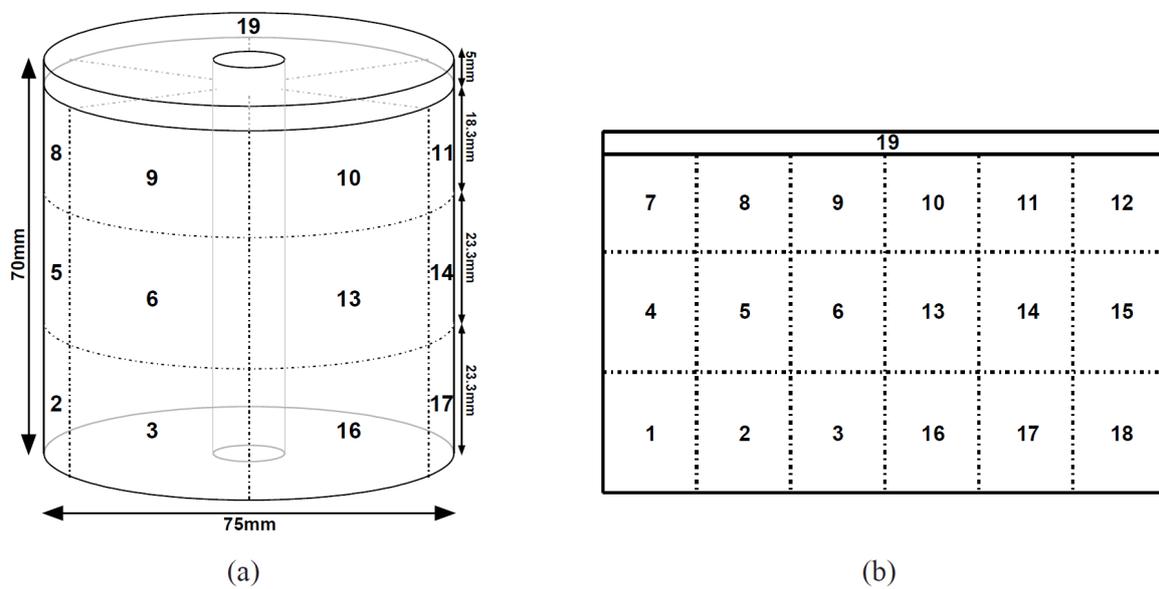


Abbildung 48: Segmentschema von Supersiegfried

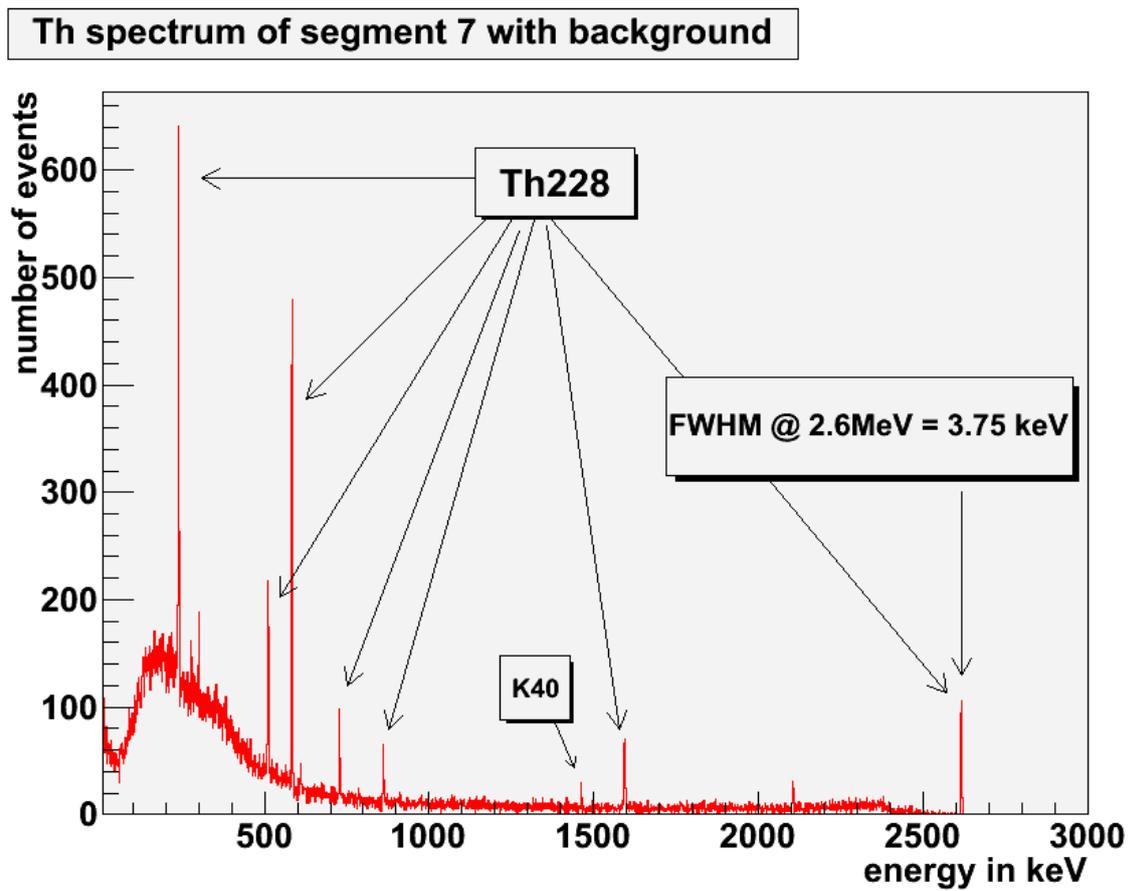


Abbildung 49: Thorium-Spektrum inklusive Untergrund des 7. Segments

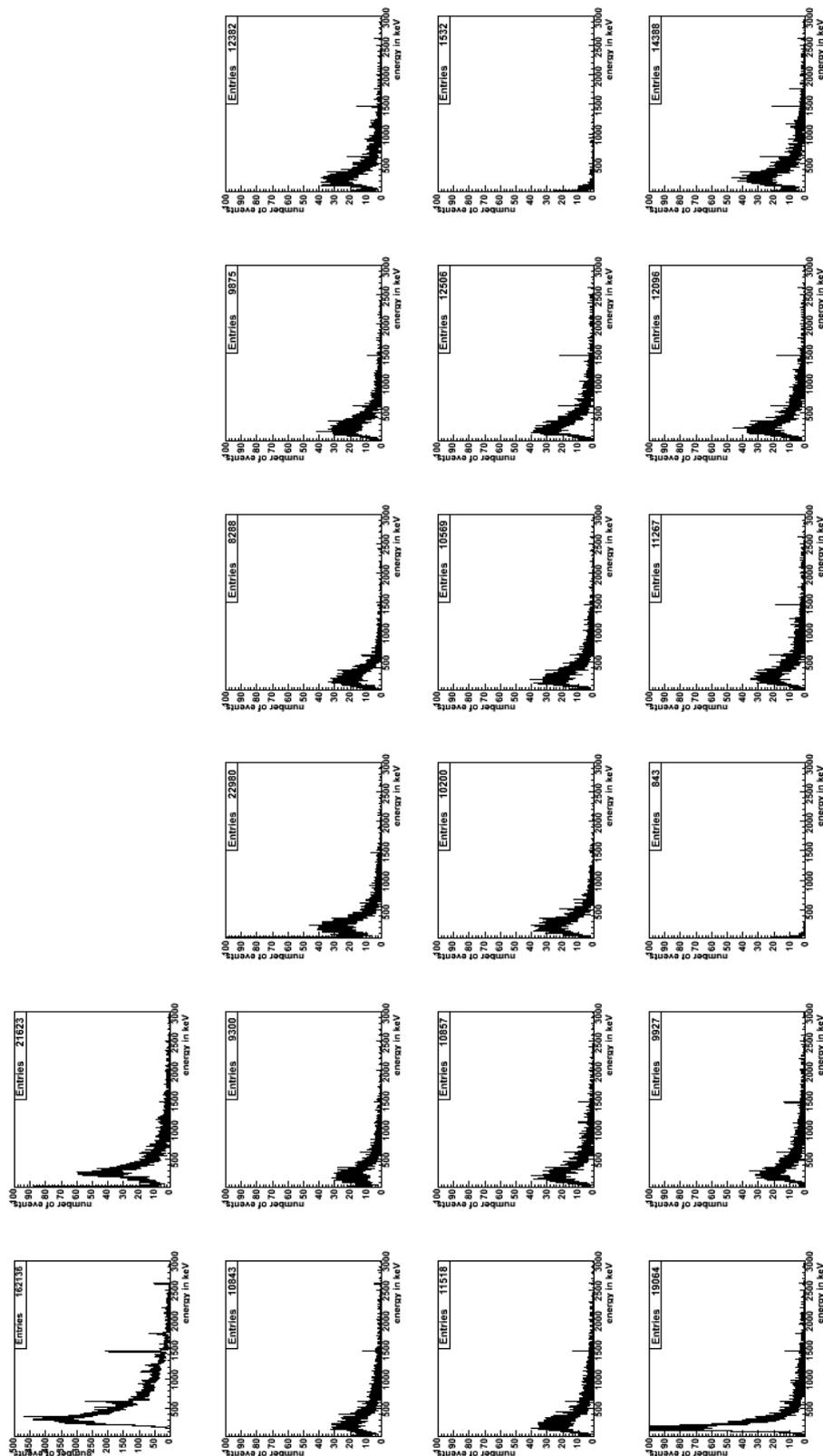


Abbildung 50: Laboruntergrund bei der Messung vom 7.12.2010. Die Spektren sind über die effektive Messzeit normalisiert.

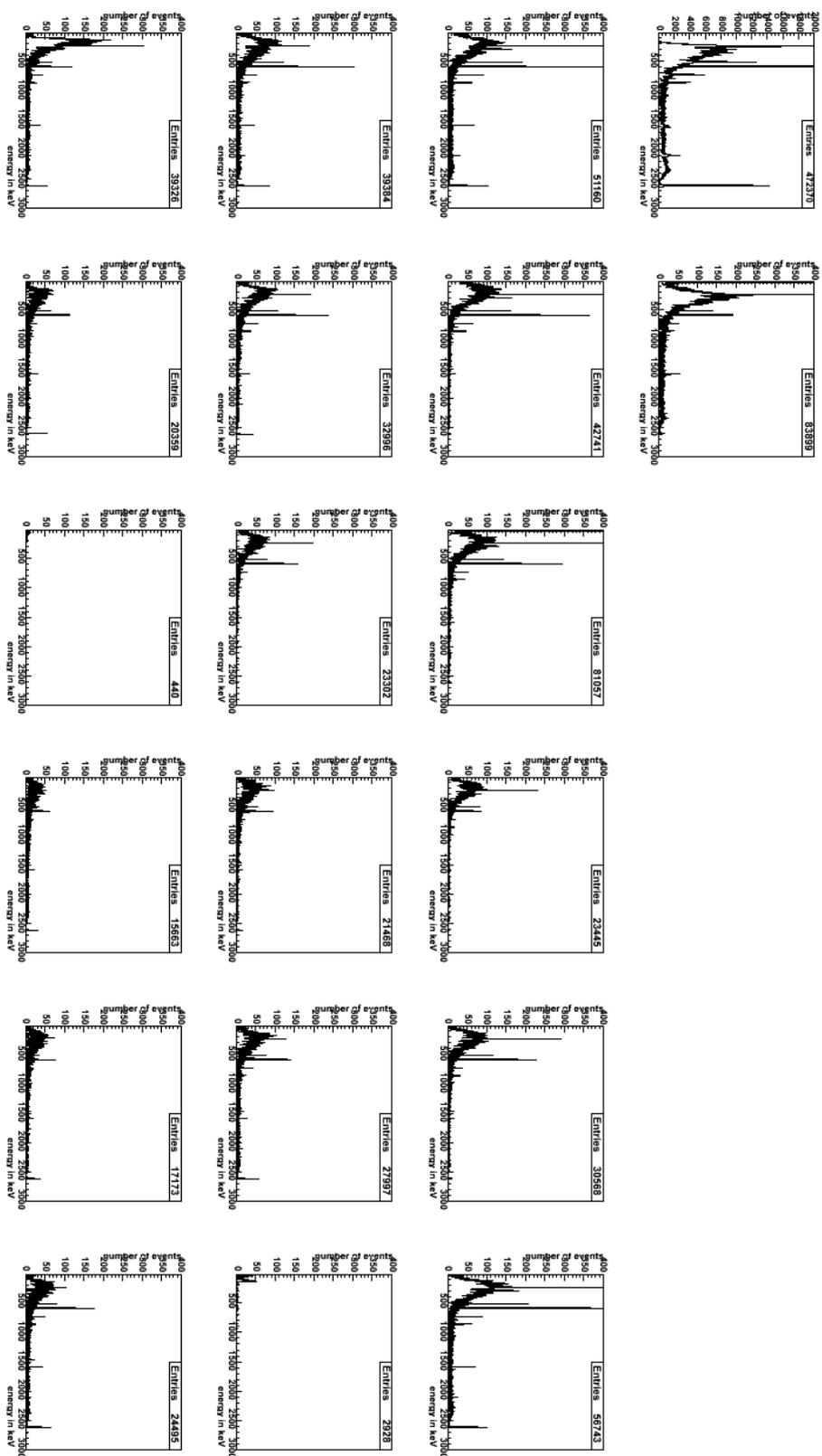


Abbildung 51: Untergrundsubtraktion der Th-Messung am 7.12.2010.

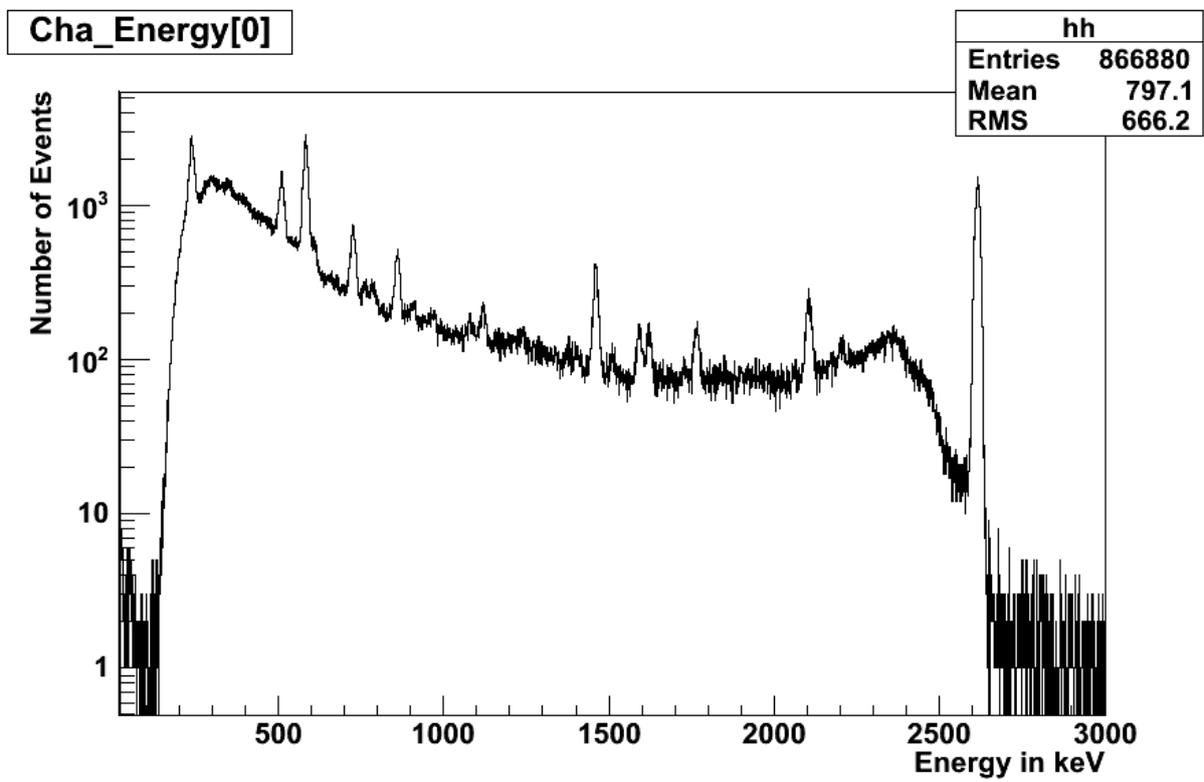


Abbildung 52: Th-Spektrum inklusive Untergrund vom 7.12.2010, aufgenommen im Core.

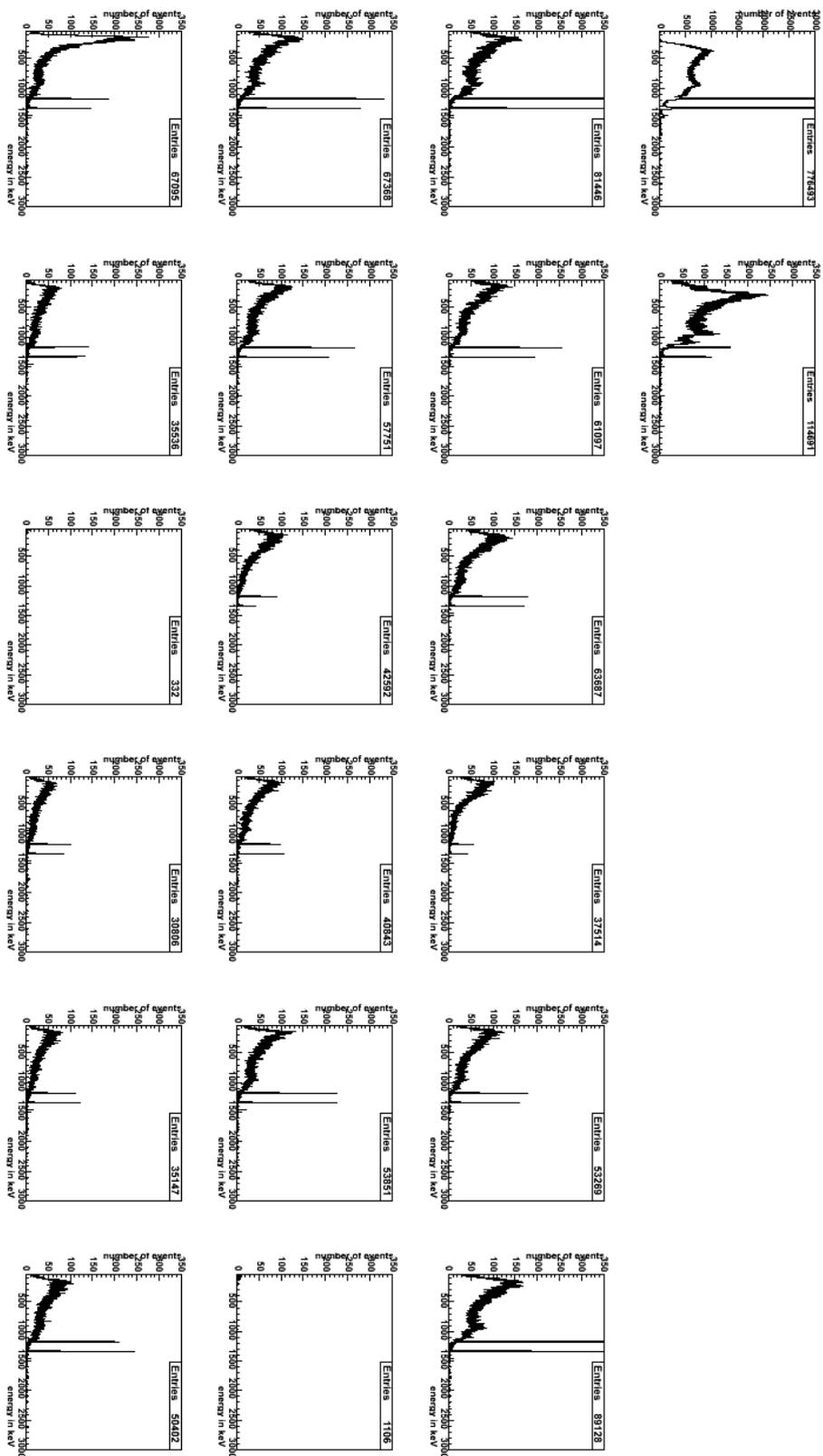


Abbildung 53: Co-Spektren inklusive des Untergrundes vom 8.12.2010.

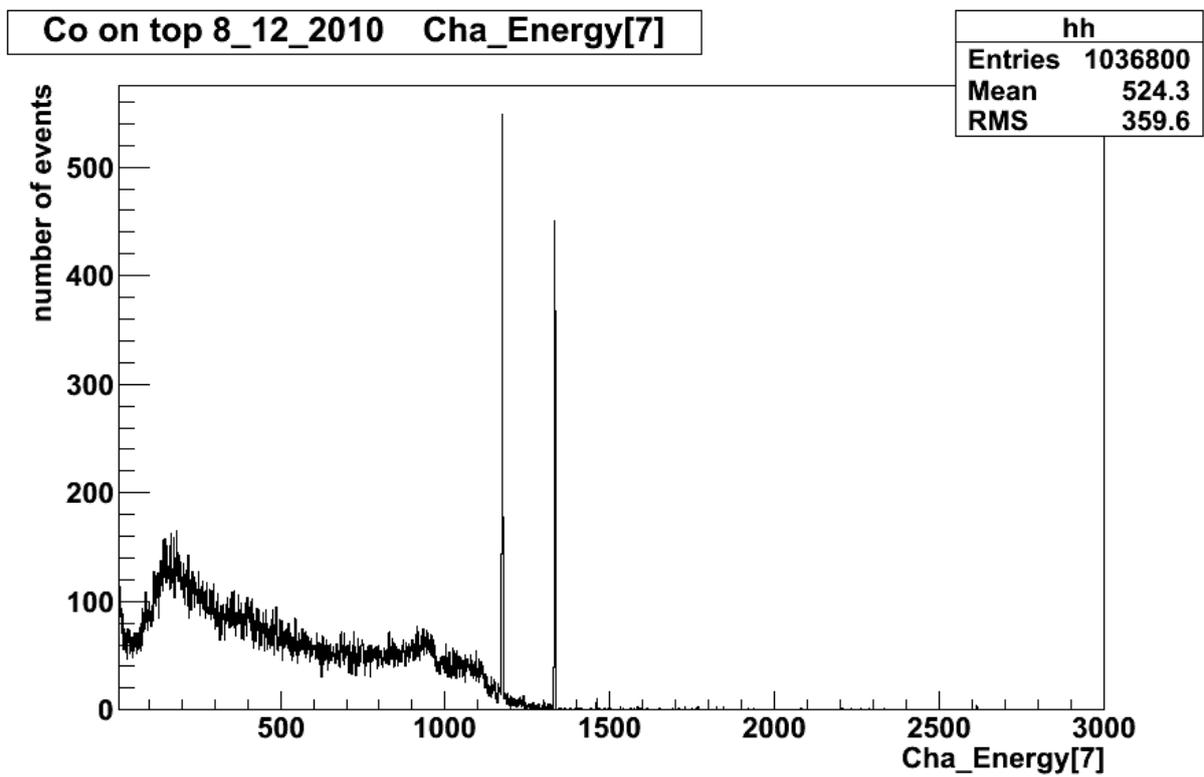


Abbildung 54: Co-Spektrum des 7. Segments inklusive Untergrund und den dominierenden Zerfallslinien bei 1173 keV und 1333 keV.

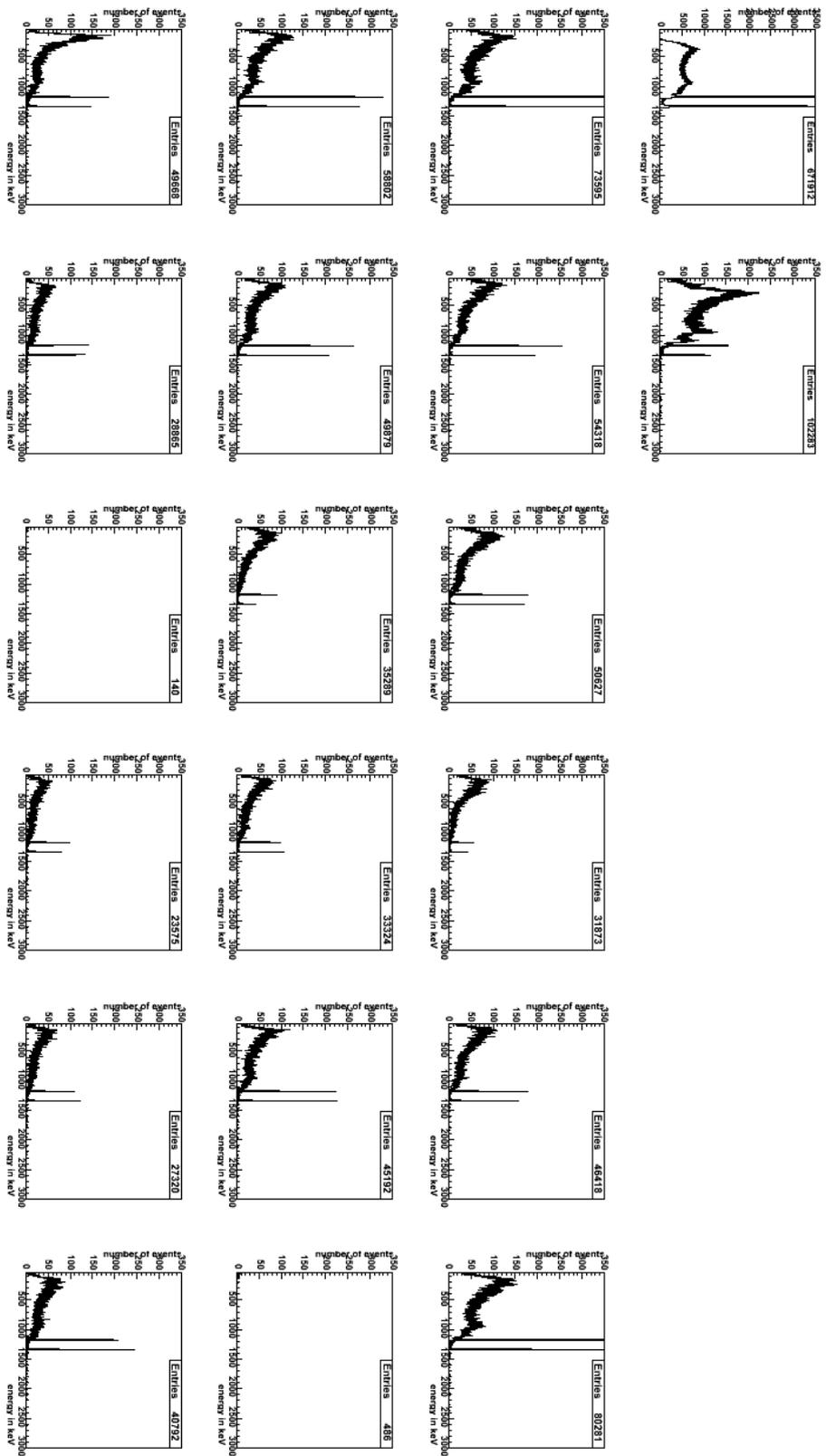


Abbildung 55: Aufnahme der Co-Spektren mit subtrahierten Untergrund.

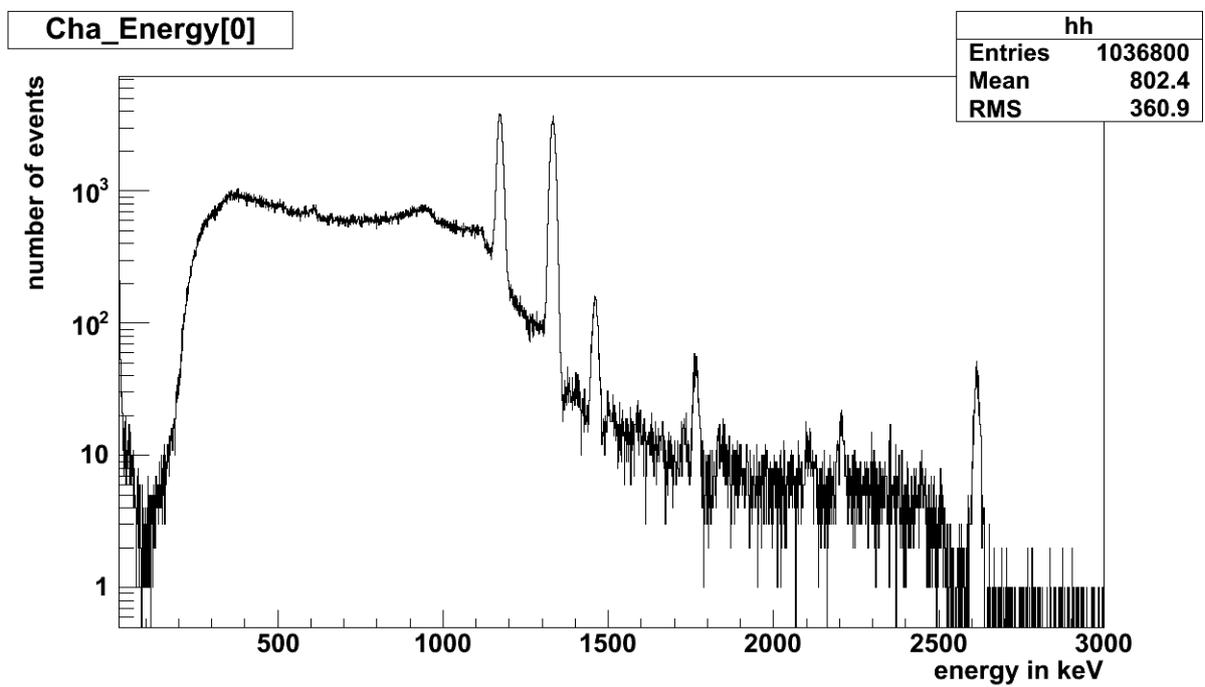


Abbildung 56: Co-Spektrum des Core inklusive Untergrund.

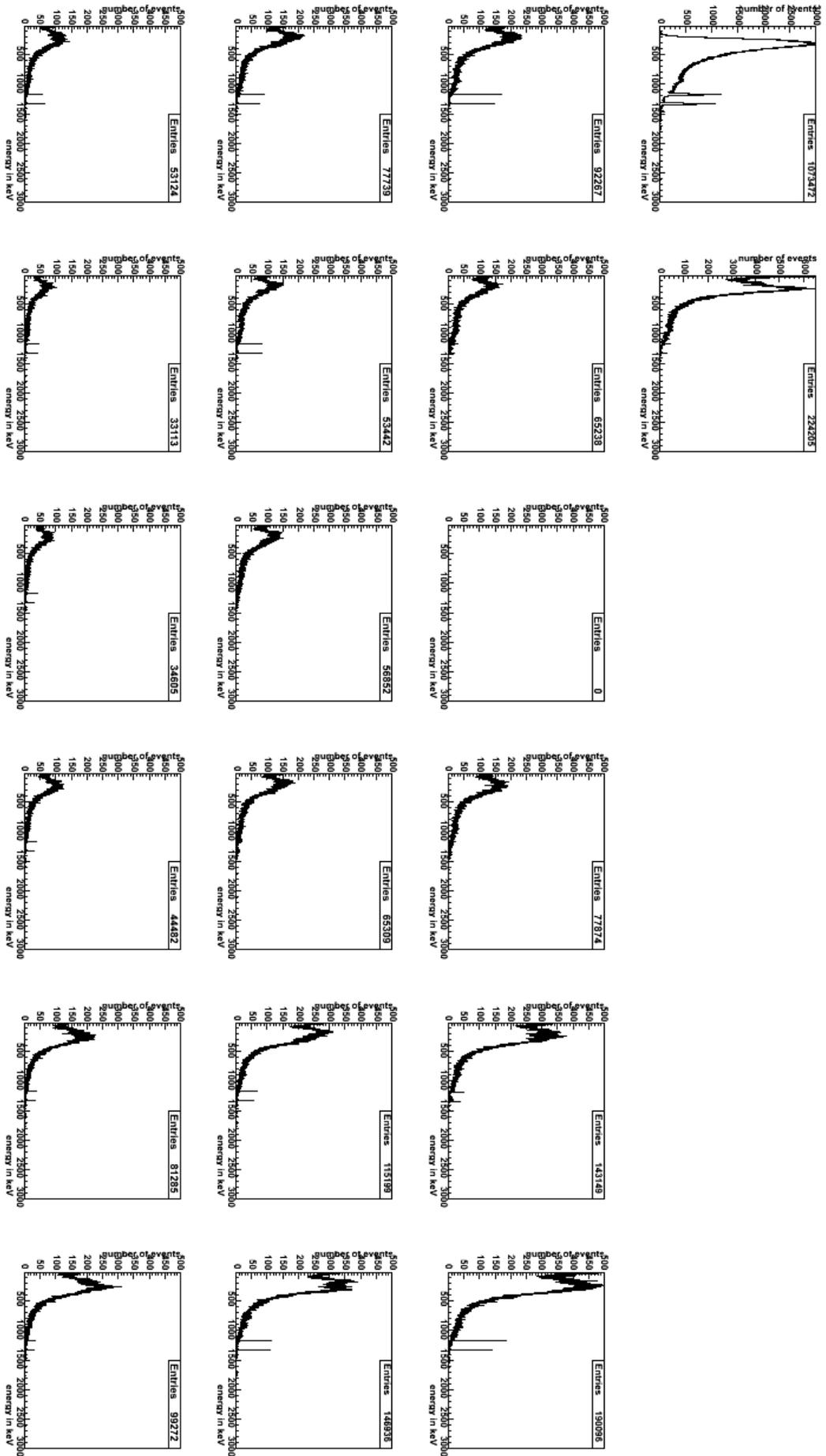


Abbildung 57: Spektren inklusive Untergrund bei geschlossener Blende und externer Co-Quelle vom 2.03.2011.

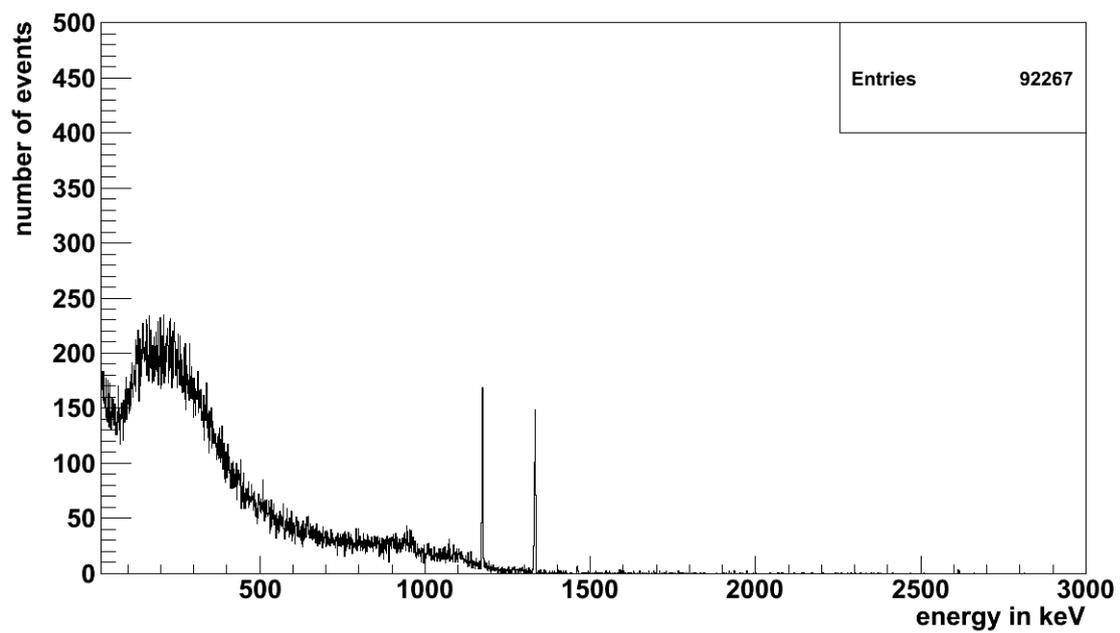


Abbildung 58: Segment 7 der Abbildung 57

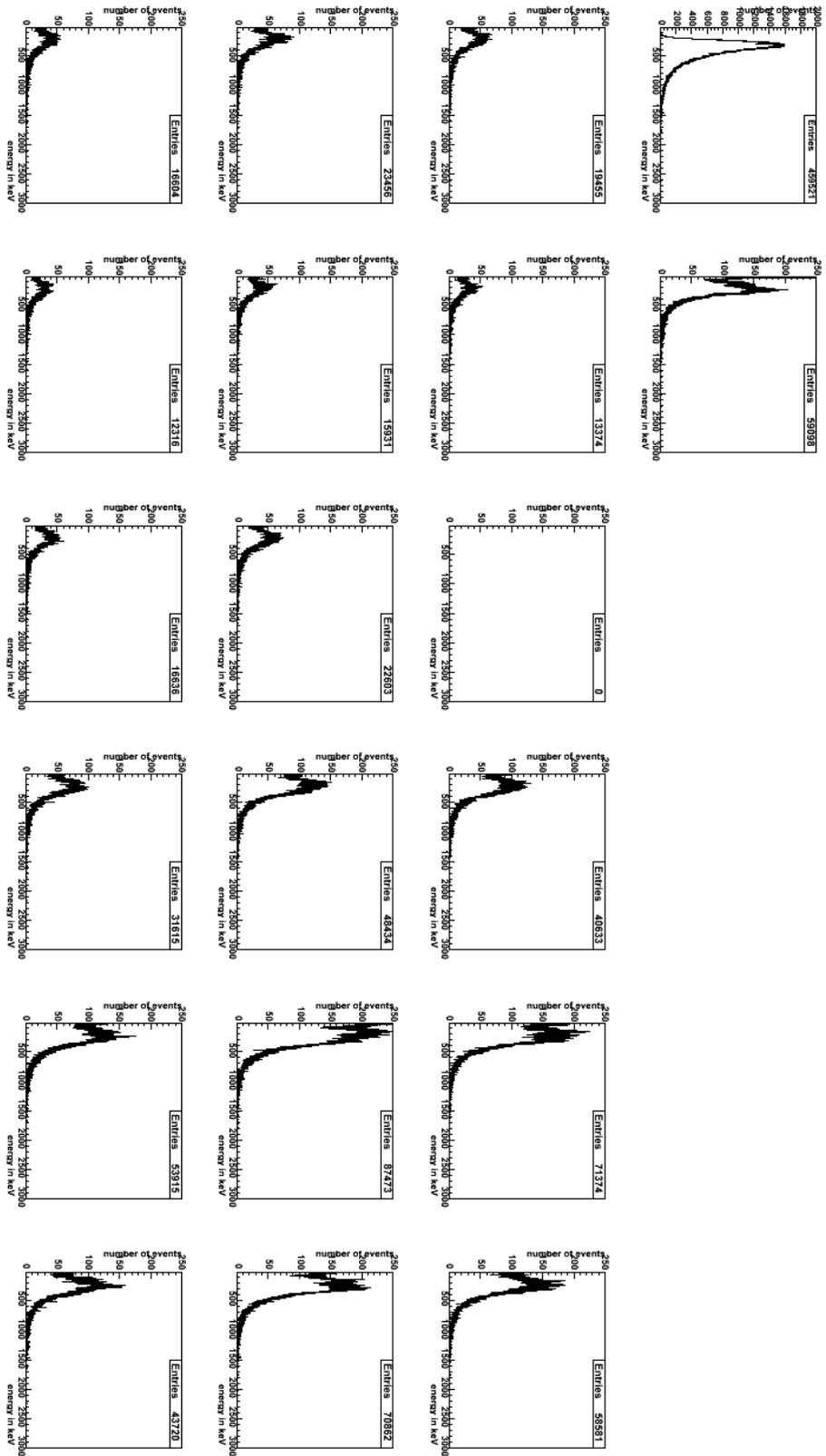


Abbildung 59: Spektrum inklusive Untergrund bei geöffneter Blende und ohne externe Quelle.

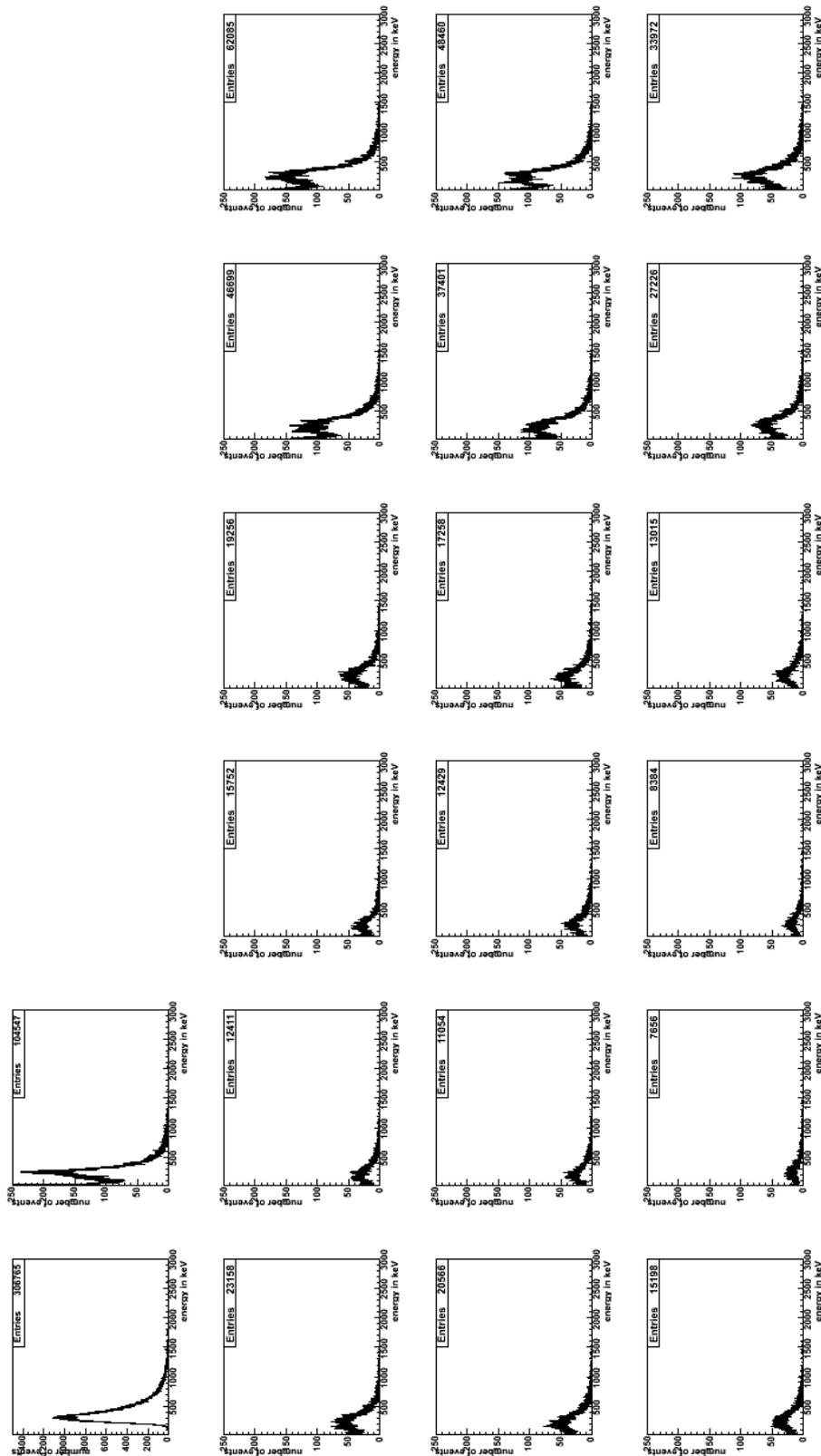


Abbildung 60: Die Spektren bei geschlossener Blende vom 2.03.2011

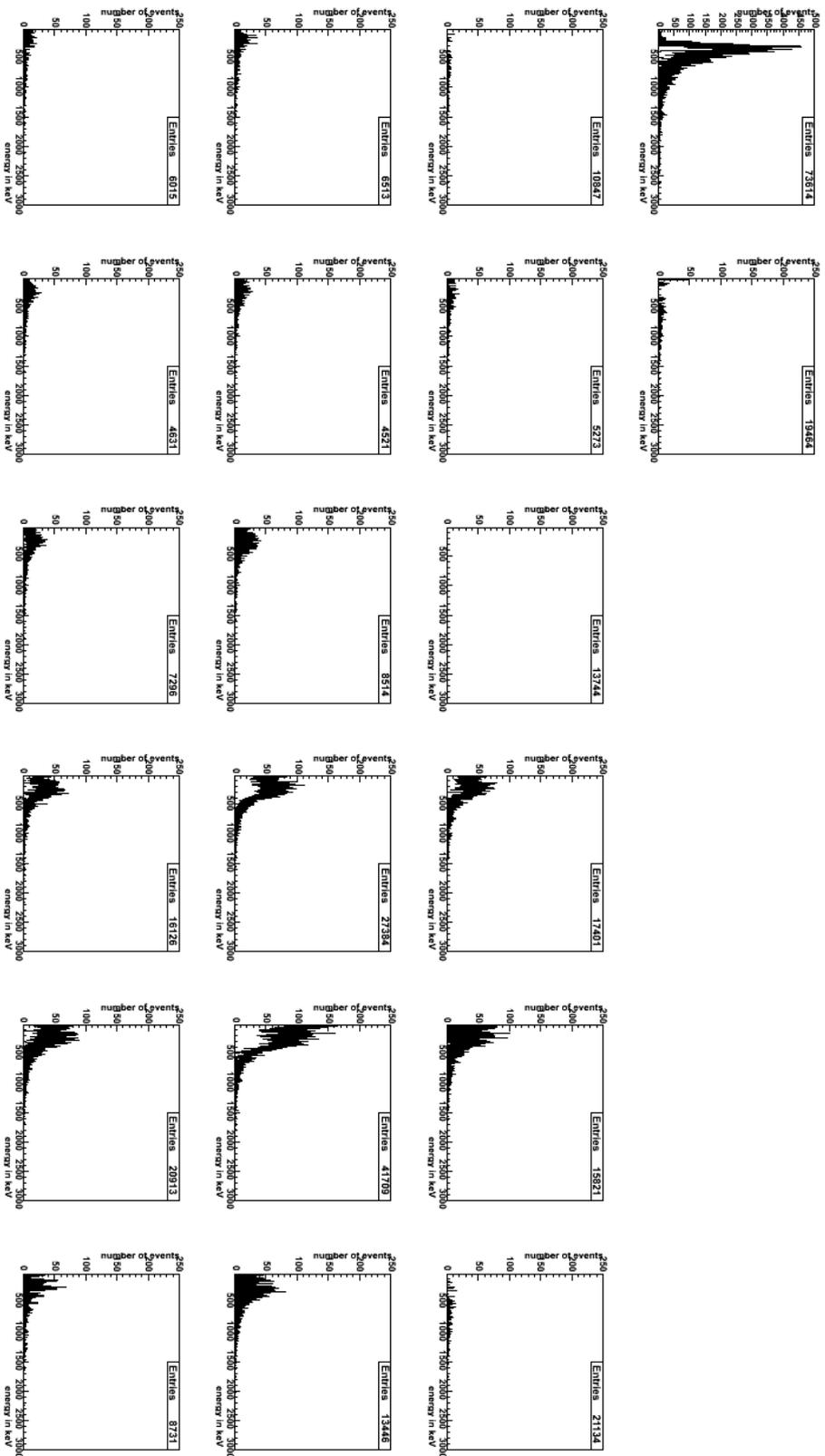


Abbildung 61: Die Spektren der Untergrundmessung bei geschlossener Blende wurden von denen bei geöffneter Blende subtrahiert.

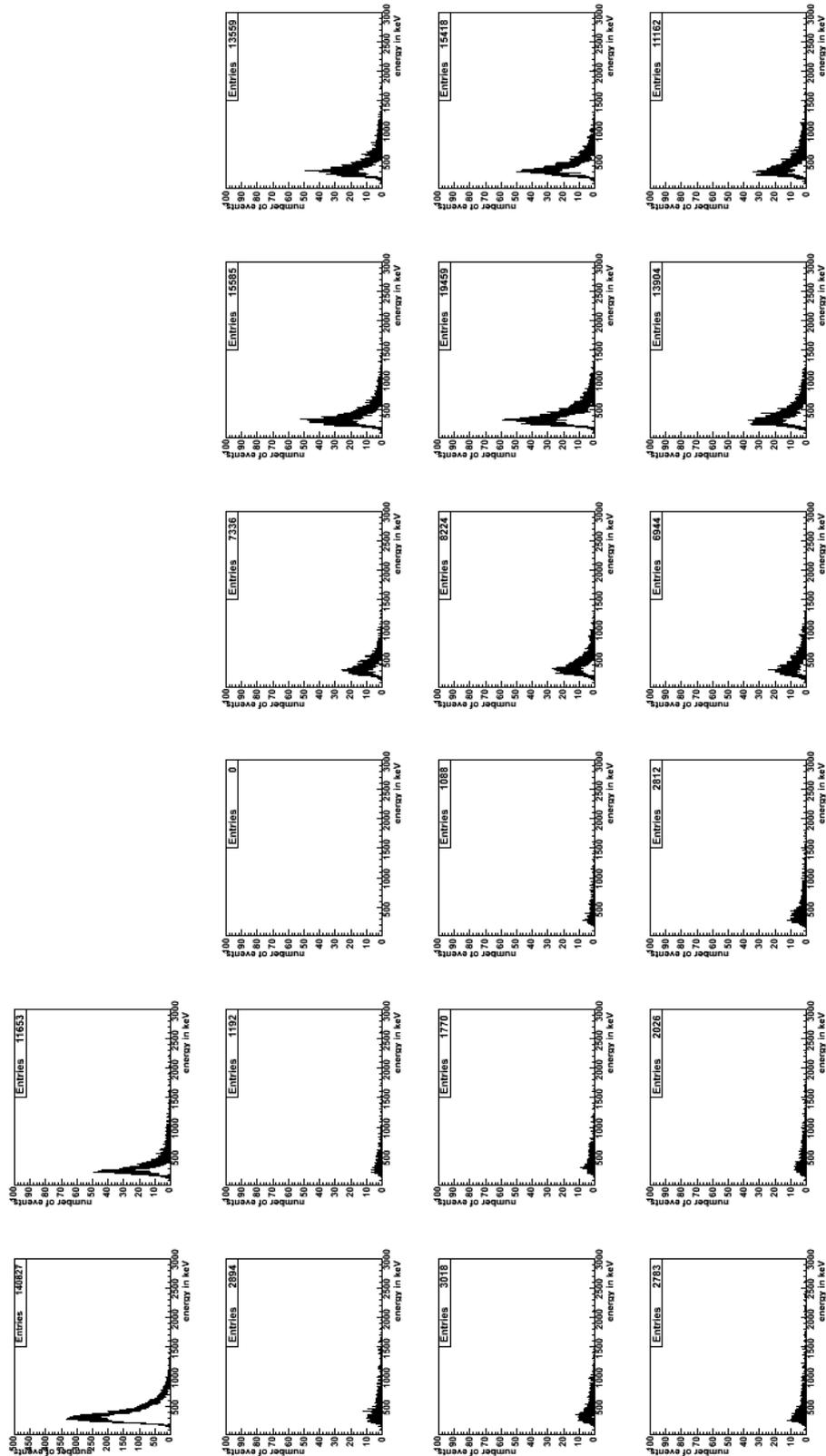


Abbildung 62: Single segment cut bei 20 keV für die Spektren aus Abbildung 59.

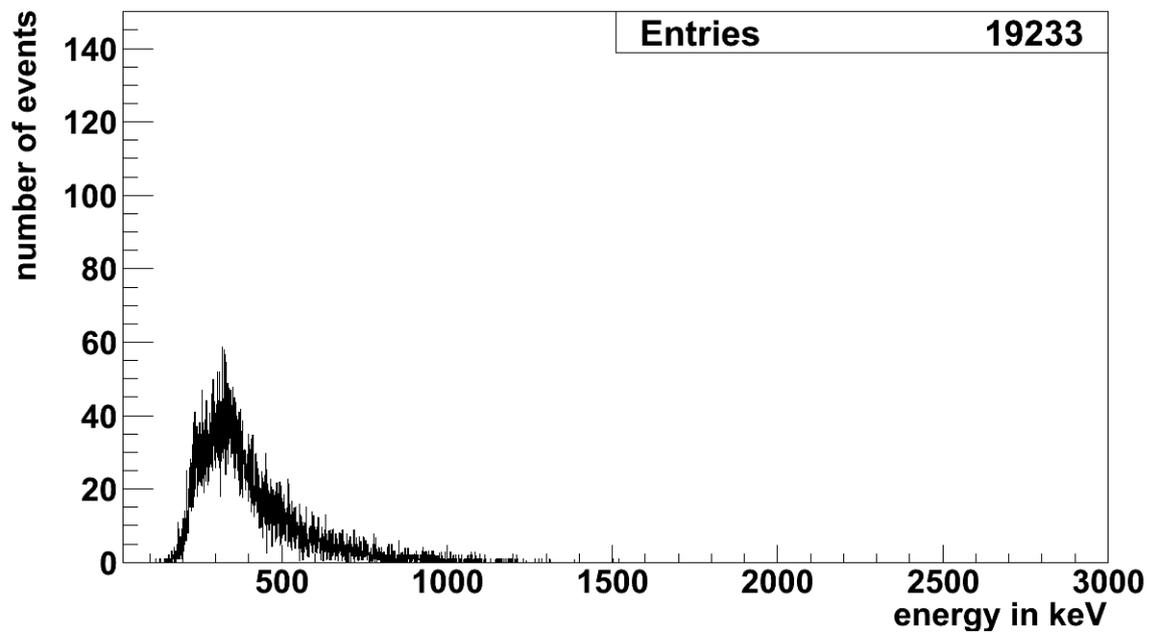


Abbildung 63: Single segment cut bei 20 keV im 14. Segment.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit konnte der GALATEA Teststand zur Untersuchung von Germanium-Detektoren erstmals in Betrieb genommen werden. Die Kühlanlage konnte stabil eingestellt werden. Ein solides Vakuum konnte reproduzierbar erreicht werden. Die Analogelektronik wurde aufgebaut und sämtliche Komponenten des Teststand wurden installiert, so dass mit dem Detektor Supersiegfried erste Spektren aufgenommen werden konnten.

Die noch bestehenden Probleme sind, dass aufgrund von elektrischen Störungen diverse Überwachungssensoren und die Turbopumpe bei der Datennahme abgeschaltet werden müssen.

In Zukunft wird versucht werden, diese durch Erdschleifen bedingten Störungen durch regularisierte Stromversorgung zu reduzieren. Die Montage der Ausleseelektronik ist noch verbesserungswürdig, um noch kürzere Kabelwege zu erlauben. Eine Verbesserung des Vakuums wird durch einen Umbau der Pumpanlage angestrebt.

Eine detailliertere Studie zum Verständnis der Messungen mit einer β -Quelle ist angelaufen. Zum Zeitpunkt der Abgabe befindet sich der GALATEA Teststand im Umbau. Weitere Datennahme ist für den Sommer 2011 geplant.

Die prinzipielle Funktionsfähigkeit des Teststandes konnte gezeigt werden, so dass für die Zukunft eine Vielzahl von Ergebnissen zu detaillierten Eigenschaften von Germanium-Detektoren erwartet wird.

Literatur

- [1] C.F. Walter. Experimental neutrino physics. *34th International Conference on High Energy Physics*, 2008.
- [2] K. Zuber. On the physics of massive neutrinos. *Physics Reports*, 305(6):295–364, 1998.
- [3] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. Helicity of neutrinos. *Physical Review*, 109(3):1015, 1958. Copyright (C) 2011 The American Physical Society.
- [4] S. Pascoli, S. Petcov, and T. Schwetz. The absolute neutrino mass scale, neutrino mass spectrum, majorana cp-violation and neutrinoless double-beta decay. *Nuclear Physics B*, 734(1-2):24–49, 2006.
- [5] S.F. King. Neutrino mass. *Contemporary Physics*, 2007.
- [6] K. Zuber. Experimental neutrino physics. *International Journal of Modern Physics A*, 2008.
- [7] S. Pascoli and S.T. Petcov. Majorana neutrinos, neutrino mass spectrum... *Physical Review D* 77, 2008.
- [8] J. Thomas and P. Vahle. Minos. *Contemporary Physics*, 48(4):213–226, 2007.
- [9] G. Herrmann. Book review: Table of isotopes. 8th edition, volumes 1 and 2. edited by r. b. firestone and v. s. shirley. *Angewandte Chemie International Edition in English*, 36(21):2384–2385, 1997.
- [10] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al. Latest results from the heidelberg-moscow double beta decay experiment. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 12(2):147–154, 2001.
- [11] F. Avignone, S. Elliott, and J. Engel. Double beta decay, majorana neutrinos, and neutrino mass. *Reviews of Modern Physics*, 80(2):481–516, 2008.
- [12] D. Lenz. *Pulse Shapes and Surface Effects in Segmented Germanium Detectors*. Phd thesis, 2010.
- [13] H. V. Klapdor-Kleingrothaus, I. V. Krivosheina, A. Dietz, and O. Chkvorets. Search for neutrinoless double beta decay with enriched ^{76}Ge in gran sasso 1990-2003. *Physics Letters B*, 586(3-4):198–212, 2004.

-
- [14] J.J. Gomez-Cadenas et al. Sense and sensitivity of double beta decay experiments. *JHEP*, 2010.
- [15] R. N. Mohapatra and A. Y. Smirnov. Neutrino mass and new physics. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 56(1):569–628, 2006.
- [16] K. Kröniger. *Techniques to distinguish between electron and photon induced events using segmented germanium detectors*. PhD thesis, 2007.
- [17] I. Abt et al. Pulse shapes from electron and photon induced events in segmented high-purity germanium detectors. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 52(1):19–27–27, 2007.
- [18] J. Eberth and J. Simpson. From ge(li) detectors to gamma-ray tracking arrays- 50 years of gamma spectroscopy with germanium detectors. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 60(2):283–337, 2008.
- [19] I. Abt et al. A new Ge-76 double beta decay experiment at LNGS. 2004.
- [20] G.F. Knoll. *Radiation detection and measurement; 4th ed.* Wiley, New York, NY, 2010.
- [21] W. Demtröder. *Experimentalphysik, Bd. 3. Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer, Berlin, 2005.
- [22] F. S. Goulding. Semiconductor detectors for nuclear spectrometry, i. *Nuclear Instruments and Methods*, 43(1):1–54, 1966.
- [23] A. J. Tavendale. Semiconductor nuclear radiation detectors. *Annual Review of Nuclear Science*, 17(1):73–96, 1967.
- [24] I. Abt et al. Pulse shape simulation for segmented true-coaxial hpge detectors. *The European Physical Journal C - Particles and Fields*, 68(3):609–618, 2010.
- [25] J. Liu. *Development of Segmented Germanium Detectors for Neutrinoless Double Beta Decay Experiments*. Phd thesis, 2009.
- [26] S. Ettenauer. Considerations of the application of ramo’s theorem for segmented hpge detector pulse-shape calculations. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 588(3):380–383, 2008.

- [27] Z. He. Review of the shockley-ramo theorem and its application in semiconductor gamma-ray detectors. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 463(1-2):250–267, 2001.
- [28] T. Niedermayr, K. Vetter, L. Mihailescu, G. Schmid, D. Bechedahl, J. Blair, and J. Kammeraad. Gamma-ray imaging with a coaxial hpge detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 553(3):501–511, 2005.
- [29] S. Hemmer. Mirror pulses and position reconstruction in segmented hpge detectors. Diploma-thesis, 2010.
- [30] I. Abt et al. Identification of photons in double beta-decay experiments using segmented germanium detectors: Studies with a GERDA phase II prototype detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A583:332–340, 2007.
- [31] A. Glück. Automatisierung der messprozesse des galatea teststandes. Diploma-thesis, 2009.
- [32] Karl Jousten. *Handbuch Vakuumtechnik; 9. Auflage*. Vieweg Verlag, 2009.
- [33] KGW-ISOTHERM. Niveauregelgerät für flüssigen stickstoff, betriebsanleitung. 2010.
- [34] Maysam Saidi and Reza Hosseini Abardeh. Air pressure dependence of natural-convection heat transfer. *Proceedings of the World Congress on Engineering 2010 Vol II WCE 2010, June 30 - July 2, 2010, London, U.K.*, 2010.
- [35] Canberra France. Operating manual psc823c. 2004.
- [36] XIA LLC. Digital gamma finder pixie-4, manual version 1.61. 2008.

Danksagung

Zunächst einmal möchte ich mich bei Frau Dr. Iris Abt und Herrn Dr. Béla Majorovits dafür bedanken, dass ich in der GERDA/GeDet-Gruppe meine Diplomarbeit anfertigen durfte und dabei so herzlich und kollegial aufgenommen wurde. Die vielen witzigen Geschichten und lehrreichen Gespräche werden mir in Erinnerung bleiben.

Speziell Iris danke ich für die sorgfältige wissenschaftliche Betreuung und die Zeit, die sie sich für mich und meine Arbeit genommen hat.

Dank gebührt Franz Stelzer für die klaren „Unterweisungen“ und vielen lustigen Momente bei der Laborarbeit.

Für die unkomplizierte und gute Zusammenarbeit am Teststand danke ich Sabine Dinter und Hans Seitz.

Während meiner Zeit am Institut habe ich viel Unterstützung in der Gruppe erfahren. Dafür danke ich jedem Einzelnen: Dr. Fabiana Cossavella, Dr. Christopher O’Shaughnessy, Dr. Jozsef Janicsko Csathy, Oleksandr Volynets, Neslihan Becerici Schmidt, Annika Vauth und Hossein Aghaei.

Für eine thematische Abwechslung und anregende Gespräche auch jenseits der Physik bedanke ich mich bei Frederik Beaujean und Daniel Greenwald.

Während der ganzen Zeit über begleitete und motivierte mich mein Vater in Gedanken. Er war es, der mich das selbstständige Denken lehrte und für die Welt der Physik und Philosophie begeisterte. Dafür bin ich ihm zutiefst dankbar. Wie schade, dass er den Abschluss meines Studiums nicht mehr erleben durfte.

Meiner Familie und meinen Freunden danke ich für ihren Rückhalt.

Erklärung

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

München, den 27. Mai 2011
