

Untersuchungen zur Temperaturabhängigkeit der Energieauflösung von CdZnTe-Detektoren für das COBRA-Experiment

Bachelor-Arbeit
zur Erlangung des Hochschulgrades
Bachelor of Science
im Bachelor-Studiengang Physik

vorgelegt von

Lukas Schröder
geboren am 22.01.1989 in Teterow

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden
2012

Eingereicht am 21. Mai 2012

1. Gutachter: Prof. Dr. Kai Zuber
 2. Gutachter: Jun.-Prof. Dr. Arno Straessner
- Betreuer: Dipl. Phys. Daniel Gehre

Zusammenfassung

Ziel des C0BRA-Experiments ist es, den neutrinolosen doppelten Beta-Zerfall nachzuweisen, aus dessen Halbwertzeit die Masse des Elektron-Neutrinos bestimmt werden kann. Dies geschieht mit Cadmium-Zink-Tellurid Detektoren. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wird dessen Funktionsweise erklärt und die Energieabhängigkeit der Temperaturlösung der Detektoren untersucht. Weiterhin wird der Zusammenhang der Temperatur und der Anstiegszeiten der Non-Collecting Anode des Coplanar-Grids analysiert.

Abstract

The intent of the C0BRA-experiment is to detect the neutrinoless double beta-decay, of those half-time you can determine the mass of the electron-neutrino. This works with cadmium-zinc-telluride detectors. In this bachelor thesis the functionality of those is explained and the temperature dependence of the energy resolution is investigated. Furthermore the connection of the temperature and the rise time of the non-collecting anode of the coplanar-grid is analyzed.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Grundlagen	2
2.1	Das COBRA-Experiment	2
2.2	Funktionsweise der CZT-CPG-Detektoren	5
3	Experimenteller Aufbau	8
3.1	Analyse	8
3.2	Pulser	9
3.3	Kühlung	9
3.4	EMV-Abschirmung	10
4	Messungen und Auswertungen	11
4.1	Pulser-Messung	11
4.2	Bestimmung der Temperatur-Abhängigkeit der Energieauflösung	12
4.3	Abhängigkeit des NCA-Signal-Anstiegs von der Temperatur	14
5	Fazit und Ausblick	17
	Anhang	18
	Abbildungsverzeichnis	20
	Tabellenverzeichnis	21
	Literatur	22

1 Einleitung

Im Jahr 1930 führte W. Pauli das Neutrino ein, um den Impuls- und Energieerhaltungssatz bei einem Drei-Körper-Zerfall zu retten. Das Neutrino blieb aber über 25 Jahre nur ein theoretisches Teilchen, bis es 1956 von Reines und Cowan experimentell nachgewiesen wurde [C0B]. Die Neutrinophysik ist auch heute noch ein großes Forschungsfeld in der modernen Physik, denn viele Fragen wurden bis heute nicht geklärt. Vor allem die Frage nach der Masse der Neutrinos beschäftigt viele Physiker. Im Standard-Modell der Teilchenphysik besitzen die drei Neutrino-Arten (Elektron-, Myon-, Tau-Neutrino) keine Masse und sind Dirac-Teilchen, d.h. es existieren zusätzlich Antineutrinos. Durch Beobachtungen von Neutrinooszillationen wurde jedoch bewiesen, dass die Neutrino-Arten unterschiedliche Ruhemassen haben müssen und diese somit teilweise von 0 verschieden sind. Es sind bisher aber nur die Unterschiede der Massen und eine obere Grenze bekannt. Eine Möglichkeit um die exakten Neutrinomassen zu bestimmen besteht in der Messung der Halbwertszeit von speziellen Kernzerfällen. Dies ist auch die Intention des COBRA-Experiments welche dazu Cadmium-Zink-Tellurid-Detektoren (CZT oder CdZnTe) nutzt. Hier soll der bisher noch nicht zweifelsfrei beobachtete neutrinolose doppelte Beta-Zerfall ($0\nu\beta\beta$) nachgewiesen werden. Aus der gemessenen Halbwertszeit lassen sich über die Kernmatrixelemente die Elektron-Neutrinomassen und damit auch die Massen der anderen beiden Neutrinoarten bestimmen.

2 Grundlagen

2.1 Das COBRA-Experiment

Das COBRA-Experiment¹ befindet sich am LNGS² im italienischen Gran Sasso Massiv und zielt darauf ab, den $(0\nu\beta\beta)$ -Zerfall nachzuweisen. Hierfür werden CZT-Detektoren verwendet. Diese Halbleiterdetektoren können aufgrund ihrer großen Bandlücke (siehe Tabelle 1) bei Raumtemperatur betrieben werden. Die notwendige hohe Reinheit der Ausgangsmaterialien für die CZT-Herstellung sichert dabei gleichzeitig die niedrige intrinsische Kontamination des Detektors.

Tabelle 1: Eigenschaften von verschiedenen Halbleitermaterialien, aus [EIT12]

Eigenschaft	Cd _{0,9} Zn _{0,1} Te	CdTe	Ge	Si
Mittlere Atomzahl	49,1	50	32	32
Dichte [g/cm ³]	5,78	5,85	5,33	2,33
Bandlücke [eV]	1,572	1,5	0,67	1,12
Paar-Erzeugungenergie [eV]	4,64	4,43	2,95	3,62
Elektronbeweglichkeit [cm ² /Vs]	1000	1100	3900	1400
Lochbeweglichkeit [cm ² /Vs]	50-80	100	1900	480

Es sind 35 Isotope bekannt die potenziell dazu fähig sind durch eine Doppel-Beta-Umwandlung zu zerfallen. Die CZT-Detektoren enthalten überraschenderweise neun doppelbeta-aktive Isotope, wovon fünf über $\beta^-\beta^-$ zerfallen können (siehe Tabelle 2), welcher im Gegensatz zu den anderen Zerfallsarten am einfachsten nachweisbar ist. Besonders interessant sind Cd-116 und Te-130. Bei diesen Isotopen ist der Q-Wert der Kernumwandlungen sehr hoch und hat somit eine günstige Lage im Energiespektrum, da dort ein geringerer Untergrund vorliegt. Ein Untergrundspektrum einer Messung am LNGS ist in Abbildung 1 zu sehen. Der Q-Wert von Cd-116 liegt mit 2,809 MeV deutlich oberhalb der 2,615 MeV Tl-208 Linie aus der Thorium-Zerfallsreihe, welche die höchste natürlich vorkommende γ -Energie ist.

Tabelle 2: Isotope der Detektoren, deren Q-Werte und Zerfallsmodi, aus [IKTP]

Isotop	Q-Wert [keV]	natürliches Vorkommen [%]	Zerfallsmodi
⁶⁴ Zn	1096	48,6	β^+ /EC, EC/EC
⁷⁰ Zn	1001	0,62	$\beta^-\beta^-$
¹⁰⁶ Cd	2771	1,25	$\beta^+\beta^+$, β^+ /EC, EC/EC
¹⁰⁸ Cd	231	0,9	EC/EC
¹¹⁴ Cd	534	28,7	$\beta^-\beta^-$
¹¹⁶ Cd	2809	7,5	$\beta^-\beta^-$
¹²⁰ Te	1722	0,1	β^+ /EC, EC/EC
¹²⁸ Te	868	31,7	$\beta^-\beta^-$
¹³⁰ Te	2529	33,8	$\beta^-\beta^-$

¹Cadmium Zinc Telluride 0-Neutrino Double-Beta Research Apparatus

²Laboratori Nazionali del Gran Sasso

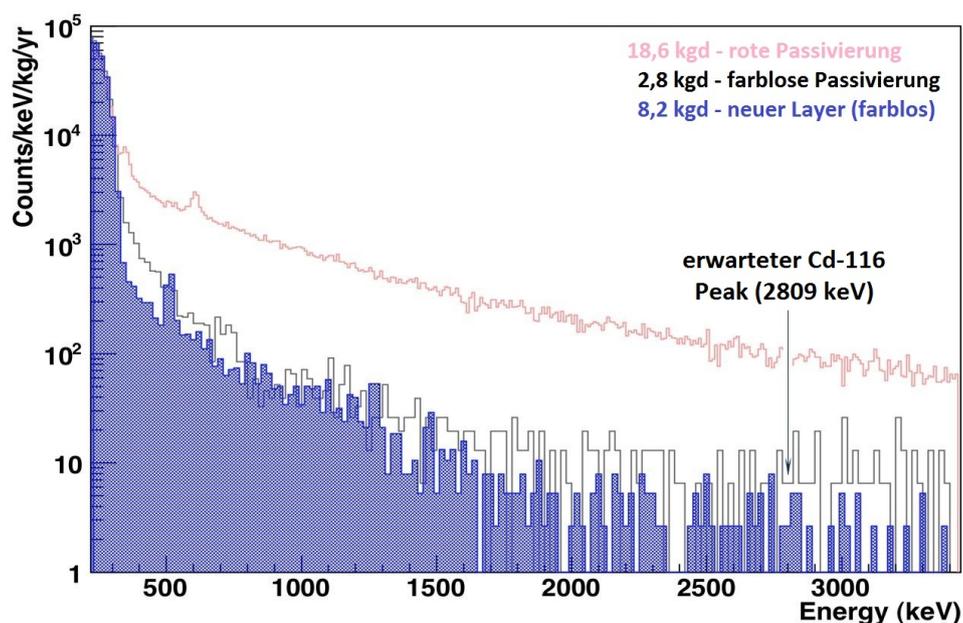


Abbildung 1: Untergrundspektrum vom LNGS

Die aktuelle Anzahl von 32 Detektoren am LNGS³, welche eine Gesamtmasse von etwa 200 g besitzen (45 % Cd), enthalten 6,75 g Cd-116. Bei der daraus resultierenden Anzahl von rund $3,5 \cdot 10^{22}$ Atomen und einer erwarteten Halbwertszeit des $(0\nu\beta\beta)$ -Zerfalls von 10^{25} Jahren, müsste die Messzeit etwa 400 Jahre betragen um im Mittel einen Zerfall beobachten zu können. Der Aufbau (siehe Abbildung 2) dient damit in erster Linie zum Nachweis der prinzipiellen Eignung der Messapparatur für den Langzeitbetrieb und die Erreichbarkeit der notwendigen Untergrundraten zum Nachweis des $(0\nu\beta\beta)$ -Zerfalls.

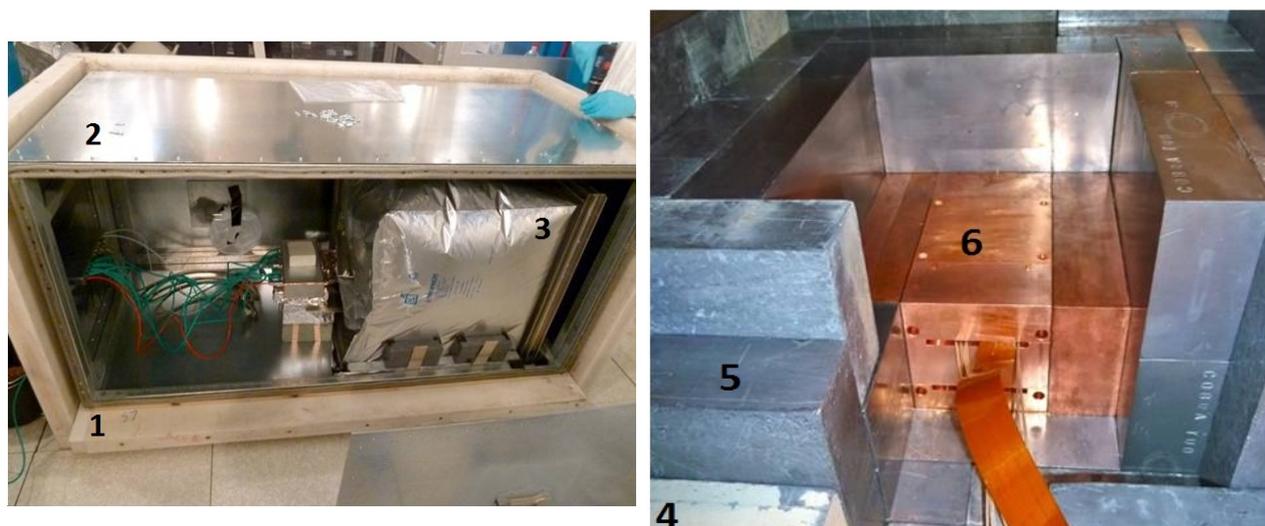


Abbildung 2: Aufbau des Experiments am LNGS. Von außen nach innen: (1) Polyethylen-schicht, (2) EMV-Box, (3) Folie für die Radon-Spülung, (4) normales Blei, (5) Blei mit niedriger Aktivität, (6) Kupfer-Nest

³Stand: Mai 2012

Der Untergrund muss minimiert werden, da dieser seltene Zerfall im Energiespektrum nachweisbar sein soll. Die Minimierung erfolgt durch viele verschiedene Methoden, welche abhängig von der Art des Untergrundes sind. Das LNGS ist ein Untergrundlabor in den italienischen Abruzzen. Die kosmische Strahlung wird durch 1400 m Gestein (3500 m Wasser equivalent) abgeschirmt [Daw09b]. Allerdings kommt es durch die immer noch auftretenden hoch energetischen Myonen der Höhenstrahlung zum Kernphotoeffekt im Gestein oder im Abschirmungsmaterial. Hinzu kommen Neutronen aus anderen Kernreaktionen z.B. ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$. Die Neutronen werden durch eine 7 cm dicke mit Bor versetzte Polyethylenschicht reduziert. Weiterhin sind die Detektoren von 20 cm Blei umschlossen, welches außen aus normalen und innen aus Blei mit sehr niedriger Aktivität besteht. Das Detektornest ist unmittelbar von 5 cm Kupfer, welches sehr rein aus stabilen Isotopen hergestellt werden kann, umgeben [Daw09b]. Eine weitere Untergrundquelle ist die natürliche Radioaktivität. Dazu gehören radioaktive Isotope und Produkte aus deren Zerfallsreihen im Versuchsaufbau und in der Umgebung (z.B. Th, U). Durch hohe Reinheit der Materialien und der Umgebung wird auch diese Quelle reduziert. Die Eindiffusion von ${}^{222}\text{Rn}$ in den Versuchsaufbau wird durch Spülung mit Stickstoff verringert. Die einzigen Untergründe, welche nicht reduziert werden können, sind die intrinsischen ($2\nu\beta\beta$)-Zerfälle und einfachen β^- -Zerfälle von z.B. Cd-113 im Detektormaterial (siehe Tabelle 2). Die Abhängigkeit vom Untergrund (B) ist auch in der Formel zur Berechnung der (detektierten) Halbwertszeit aus Kernzerfällen ersichtlich (Formel 1).

$$T_{1/2}^{(det)} \propto \alpha \cdot \epsilon_{tot} \cdot \sqrt{\frac{M \cdot t}{\Delta E \cdot B}} \quad (1)$$

Hier ist α die natürliche Häufigkeit des Isotops, ϵ_{tot} die totale Detektor-Effizienz, M die wirksame Detektormasse, t die Messdauer und ΔE die Energieauflösung. Bei B ist nur der Untergrund in der ROI⁴ zu beachten. Die totale Detektor-Effizienz geht wie die natürliche Häufigkeit linear in die Halbwertszeit ein. Daher ist es günstig, wenn das zu untersuchende Isotop möglichst häufig in der natürlichen Zusammensetzung des Elements vorkommt. Notfalls muss es zur Steigerung der Effizienz des Experiments angereichert werden. In die Halbwertszeit gehen die Detektormasse, die Messdauer, das Untergrundlevel und die Energieauflösung nur mit einer Wurzelabhängigkeit ein, dennoch kann das Ergebnis durch eine Verbesserung dieser Parameter optimiert werden. In dieser Arbeit wird die Abhängigkeit der Energieauflösung untersucht, wobei die Beziehung 2 gilt.

$$T_{1/2}^{(det)} \sim \frac{1}{\sqrt{\Delta E}} \quad (2)$$

Die Wichtigkeit der Verbesserung in der Energieauflösung wird in der Abbildung 3 deutlich. Um die interessierenden Ereignisse identifizieren zu können, muss eine bestimmte Energieauflösung erreicht werden. Das kontinuierliche Spektrum des ($2\nu\beta\beta$)-Zerfalls und das (ideal diskrete) Spektrum des ($0\nu\beta\beta$)-Zerfalls sollten sich so wenig wie möglich überschneiden. Die Energieauflösung stellt somit eine wichtige Größe dar. Die aktuelle Energieauflösung des Experiments beträgt 1,5 ... 2 %.

⁴region of interest, dt: interessierender Bereich, für das COBRA-Experiment $\approx 2,7 \dots 2,8 \text{ MeV}$

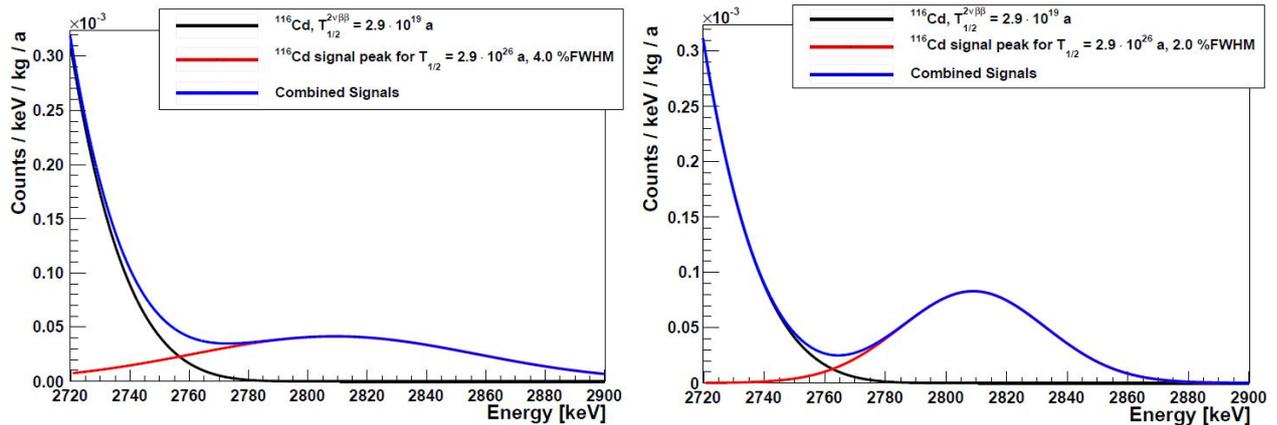


Abbildung 3: Energiespektren bei einer Energieauflösung (FWHM) von 4 % (links) und 2 % (rechts), aus [Qua10]

2.2 Funktionsweise der CZT-CPG-Detektoren

Die Maße der verwendeten CZT-Detektoren betragen 1 cm x 1 cm x 1 cm. Der große Vorteil dieser Halbleiterverbindung ist, dass sie nicht nur Detektoren sondern gleichzeitig auch Quelle der nachzuweisenden Zerfälle sind. Bei Betrieb der CZT-Detektoren mit planarer Kathode und Anode kommt es aber zu Problemen. Durch die wesentlich schlechtere Sammlungs-Effizienz der Löcher gegenüber den Elektronen, was den stark unterschiedlichen Beweglichkeiten geschuldet ist (siehe Tabelle 1), kommt es nicht zu einem vollen Amplitudensignal. Es entsteht in Abhängigkeit vom Ort der Ladungsträgererzeugung ein Defizit im Detektorsignal (ortsabhängige Ladungs-Sammlungs-Effizienz). Eine Lösung für dieses Problem fand P.N. Luke mit der Einführung des Coplanar-Grids (CPG) [Luk94]. Bei diesem wird die Anode in eine Collecting Anode (CA) und in eine Non-Collecting Anode (NCA) geteilt welche ineinander verschachtelt sind (siehe Abbildung 4).

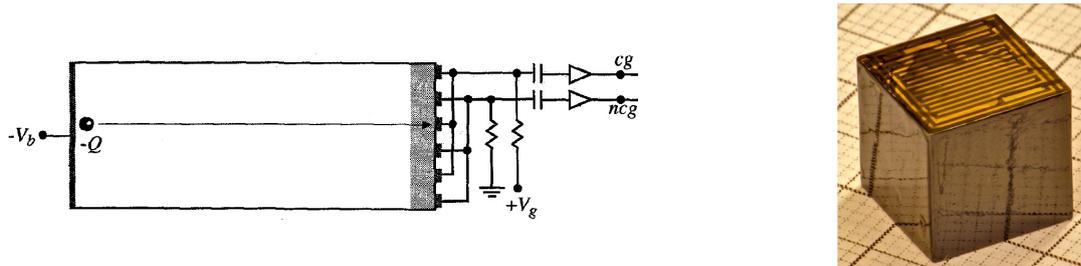


Abbildung 4: links: schematische Struktur des Coplanar-Grid, aus [Luk94]
rechts: CZT-Detektor mit CPG wie sie im COBRA-Experiment eingesetzt werden

Die Potentialdifferenz zwischen den beiden Anoden, genannt Grid Bias (GB), ist klein gegenüber der Hochspannung (High Voltage HV, oder Kathodenspannung) zwischen Kathode und den Anoden. Das angelegte Potential ist in Abbildung 5 (rechts) dargestellt. Dadurch bildet sich ein nahezu homogenes elektrisches Feld im Großteil des Detektorvolumens aus. Wenn jetzt im Detektor erzeugte Elektronen zu den Anoden driften, erzeugen sie auf der CA und der NCA die gleiche Ladung. Erst im Nahbereich der Anoden werden die Ladungen zu der CA abgesaugt und induzieren dort ihre gesamte Ladung (siehe Abbildung 5 links). Die Differenz dieser

Signale erzeugt ein neues Signal, welches abgesehen vom Nahbereich der Anoden nicht vom Ort der Ladungserzeugung abhängig ist. Wenn alle Elektronen ein volles Amplitudensignal erzeugen, spielt es keine Rolle ob die positiven Ionen auch detektiert werden.

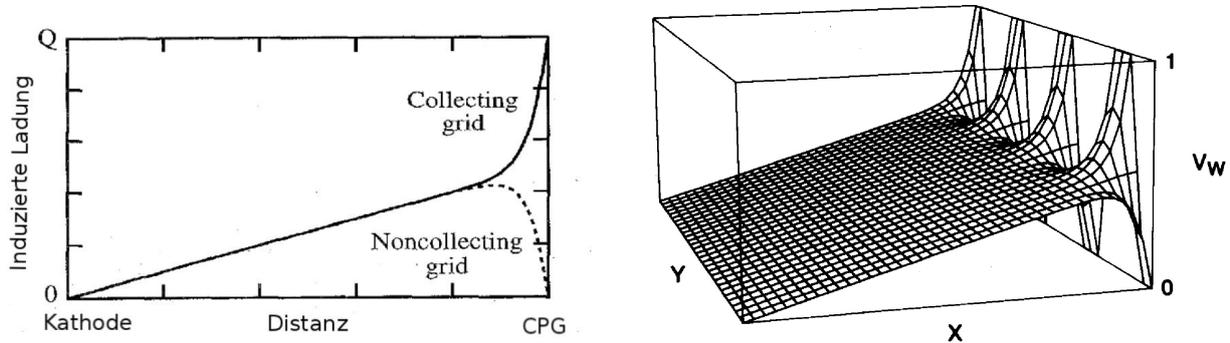


Abbildung 5: links: induzierte Ladung auf CA und NCA
rechts: Wichtungspotential für Schema aus Abbildung 4, beide aus [Luk94]

Durch Einschlüsse und andere herstellungsbedingte Fehlstellen im Detektor kann es zum Ladungseinfang der driftenden Elektronen⁵ und somit zur unvollständigen Detektion der Ladungen kommen. Das führt zu einer Verschlechterung der Energieauflösung. Wenn das Differenzsignal in der Form

$$Q_{Diff} = Q_{CA} - w \cdot Q_{NCA} \quad (3)$$

gebildet wird, kann der Wichtungsfaktor w genutzt werden um die Inhomogenitäten des Detektors auszugleichen und das erwartete Signal zu erzeugen. Der ideale Wichtungsfaktor wird für jeden Detektor und jede HV-GB-Kombination separat bestimmt. Hierzu werden die beiden Anodensignale gegeneinander aufgetragen (siehe Abbildung 6). Die große graue Fläche ist das Compton-Kontinuum und der blau umrandete Bereich der Voll-Energie-Peak. Wenn man diesen Bereich, wie in der Abbildung dargestellt, abschnittsweise Gauß-approximiert, kann die Linie der Erwartungswerte der Gauß-Kurven mit einer linearen Funktion genähert werden. Der Anstieg dieser ist der inverse Wichtungsfaktor.

⁵englisch: trapping

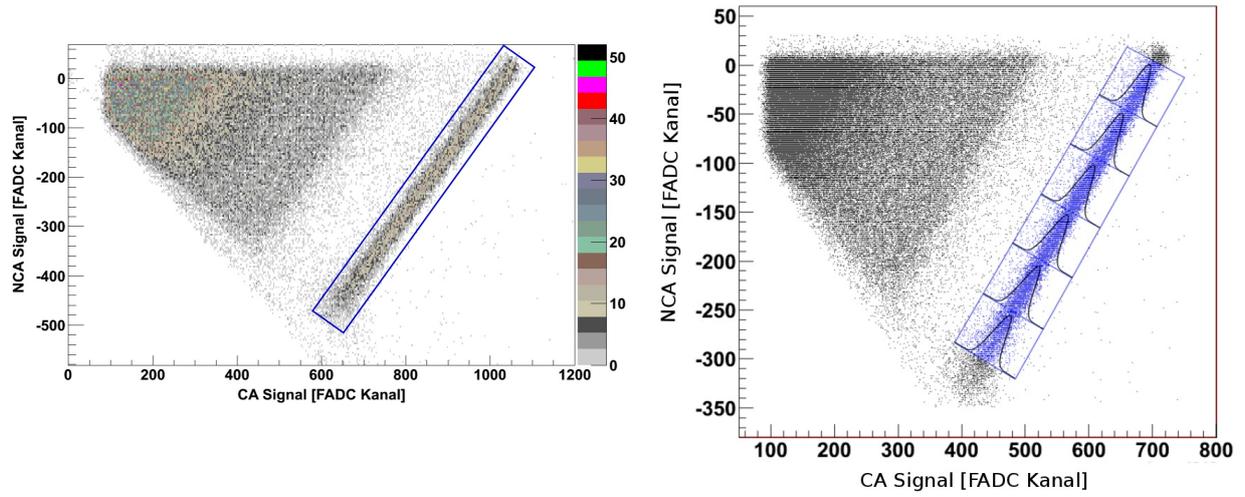


Abbildung 6: Plot zu Bestimmung des idealen Wichtungsfaktors, rechts mit Gauß-Approximationen, aus [Soe11]

3 Experimenteller Aufbau

3.1 Analyse

Der CZT-CPG-Detektor befindet sich zur EMV⁶-Abschirmung in einem geerdeten Metallgehäuse (siehe Abbildung 7). Die Detektorkontakte des CA- und des NCA-Signals sind mit ladungssensitiven Vorverstärkern (Cremat CR-110) verbunden, welche sich in einer Vorverstärkerbox befinden. An diese Box sind auch die Pulser angeschlossen. Die Vorverstärker erzeugen über Kondensatoren den induzierten Ladungen proportionale Spannungspulse. Über einen Linearverstärker, welcher bei den vorgenommenen Messungen auf etwa zwanzigfache Verstärkung eingestellt war, werden die Spannungspulse zu einem FADC⁷ (SIS3300) weiter geleitet. Dieser nimmt mit einer Frequenz von 100 MHz und einer Auflösung von 12 Bit Datenpunkte. Somit ist es möglich, die ursprünglichen Signalverläufe und somit CA- und NCA-Signale separat zu speichern und zu rekonstruieren. Die weitere Auswertung kann mit vollständigen, zeitaufgelösten Detektor-Signalen stattfinden, was Verbesserungen (z.B. Störsignalunterdrückung) und Interaktionstiefenbestimmung (siehe Abschnitt 4.3) zu lässt. Die vom FADC zum Computer weiter geleiteten digitalisierten Samples werden mit der Software ROOT und angepassten Auswerteroutinen ausgewertet.

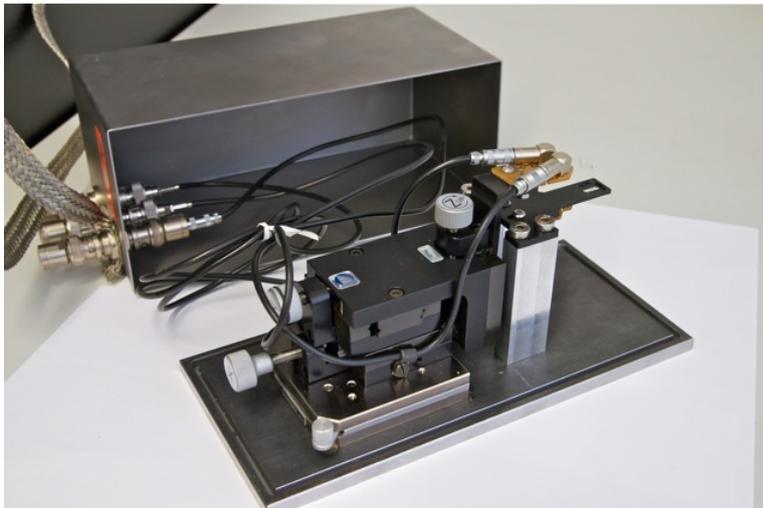


Abbildung 7: geerdetes Metallgehäuse mit Detektorkontakten

⁶Elektromagnetische Verträglichkeit

⁷Fast-Analog-Digital Converter

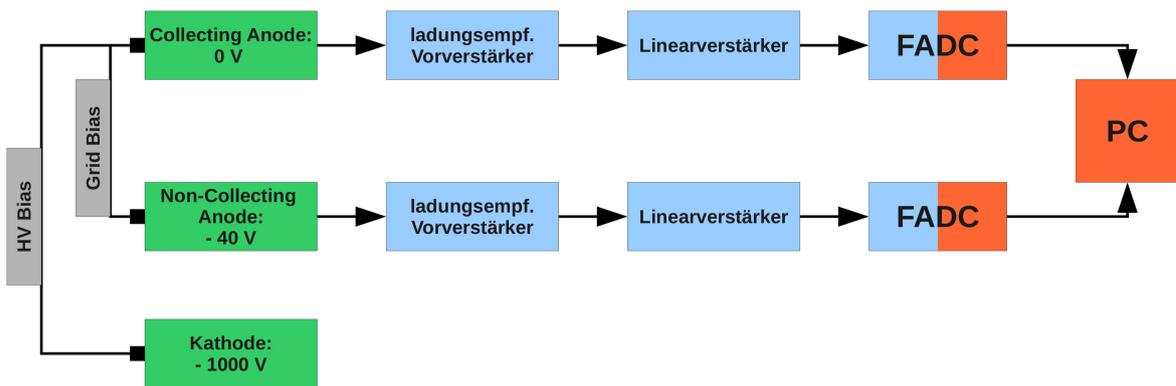


Abbildung 8: Schema der Analyse-Kette von Signal bis PC

3.2 Pulser

Bei allen Messungen wurden Rechteckpulse mit einer Breite von $20 \mu\text{s}$ verwendet. Die Anstiegs- und Abfallzeiten (Leading, Trailing) betragen 16 ns . Ein Puls mit diesen Parametern, einer Amplitude von 100 mV und einer Frequenz von 20 kHz ist in Abbildung 9 auf einem Oszilloskop dargestellt. Es ist erkennbar, dass die Grundlinie ein sehr geringes Rauschen von etwa 4 mV aufweist.

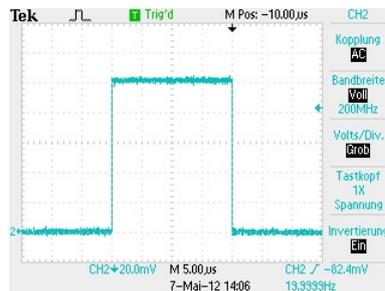


Abbildung 9: Puls auf einem Oszilloskop

3.3 Kühlung

Von einem Kühlaggregat führen Schläuche, durch welche die Kühlflüssigkeit zirkuliert, in eine isolierte Metallbox. Im Inneren der Metallbox befinden sich an den Schläuchen zwei parallele Metallplatten. Die Kühlung erfolgt somit durch Konvektion. Diese wird durch einen kleinen Ventilator unterstützt. Des weiteren befinden sich der Detektor, die Vorverstärkerbox und, während der Messungen, die Strahlungsquelle in der Kühlbox. Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 10 dargestellt und dessen Temperaturverhalten in Abbildung 11.

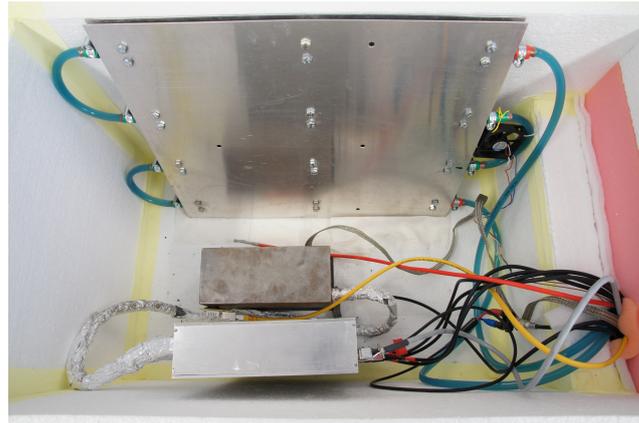


Abbildung 10: experimenteller Versuchsaufbau

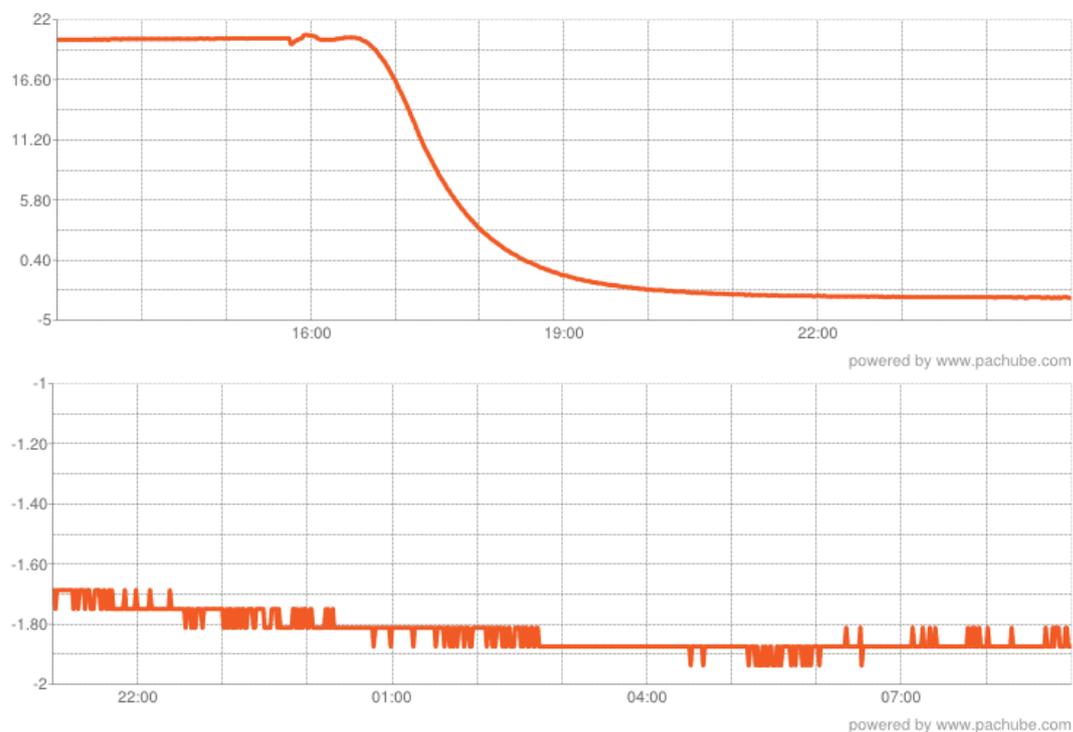


Abbildung 11: Temperaturverhalten bei Abkühlung (oben) und während einer Messung (unten), auf den x-Achsen ist die (Uhr-) Zeit und auf den y-Achsen die Temperatur aufgetragen

3.4 EMV-Abschirmung

Bei diesem Versuch war das größte Problem die mangelnde EMV-Abschirmung. In Abschnitt 3.2 war erkennbar, dass das Rauschen der Pulse sehr gering war. Die Schwankungen wurden jedoch beim Durchlaufen der Analyse-Kette viel größer. Vor allem die vielen Übergänge zwischen den Leitungen und den Analyse-Segmenten verstärkte das Signalrauschen. Die getroffenen Maßnahmen zur Verbesserung (z.B. Abschirmung der Leitungen und Kontakte) führten sehr begrenzt zum Erfolg.

4 Messungen und Auswertungen

4.1 Pulser-Messung

Bei den Pulser-Messungen wurden jeweils Signale (siehe Abschnitt 3.2) für die CA und NCA von einem Pulser zur Vorverstärkerbox gesendet. Die Messungen dienen als Vergleich zu den Detektor-Messungen. Zur Anschauung sind in Abbildung 12 ein Puls-Signal und ein Detektor-signal der beiden Anoden gegenüber gestellt. Der linke Teil der Abbildungen entspricht dem NCA- und der rechte Teil dem CA-Signal. Hierbei ist die verschobene Grundlinie zu beachten. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, ist das Rauschen der Pulse im Vergleich zur Abbildung 9 größer geworden.

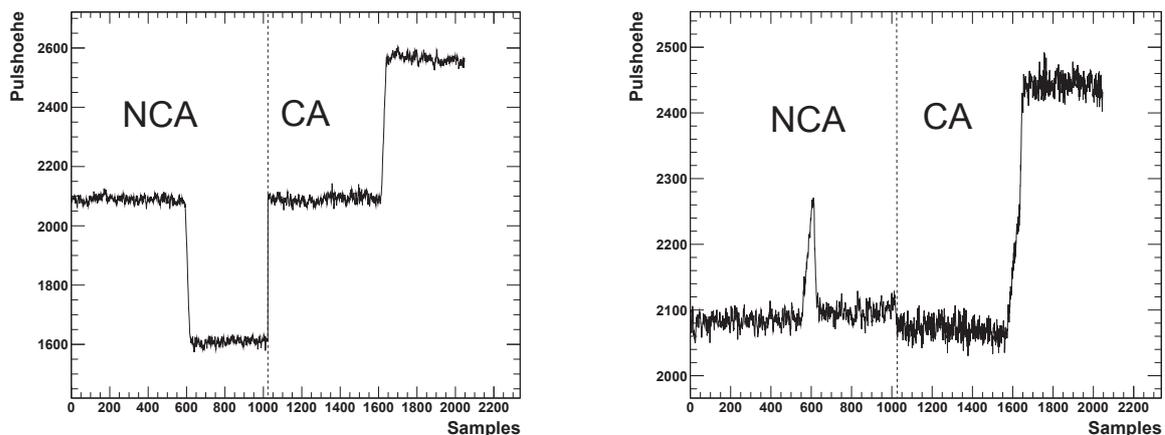


Abbildung 12: CA- und NCA-Signal von Puls (links) und Detektor (rechts)

Als vorbereitende Messung wurde die Abhängigkeit der Energieauflösung der Pulsereaks von den angelegten Spannungspulsen an CA und NCA untersucht. Dabei betrug die angelegte CA-Spannung $-20\text{ V} \dots -60\text{ V}$ und die NCA-Spannung $0\text{ V} \dots 60\text{ V}$ (Messwerttabelle 3 im Anhang). Die Pulser-Spannungen sind proportional zur Energie der Detektorereignisse und können diese simulieren. Die Ergebnisse sind in Abbildung 13 dargestellt.

Wie erwartet zeigen die Pulser ein nahezu konstantes Verhalten. Das sigma, welches ein Maß für die Energieauflösung ist, ist bei allen CA-NCA Kombinationen etwa gleich. Die Werte der beiden höchsten Temperaturen sind fast identisch. Zu niedrigeren Temperaturen hin, wird das sigma ein bisschen kleiner. Die Verbesserung der Energieauflösung liegt bei etwa 15%. Eine mögliche Erklärung ist, dass aufgrund der Abkühlung das Untergrundrauschen der Elektronik abnimmt und die Peaks der injizierten Ladungsträgermengen schärfer werden.

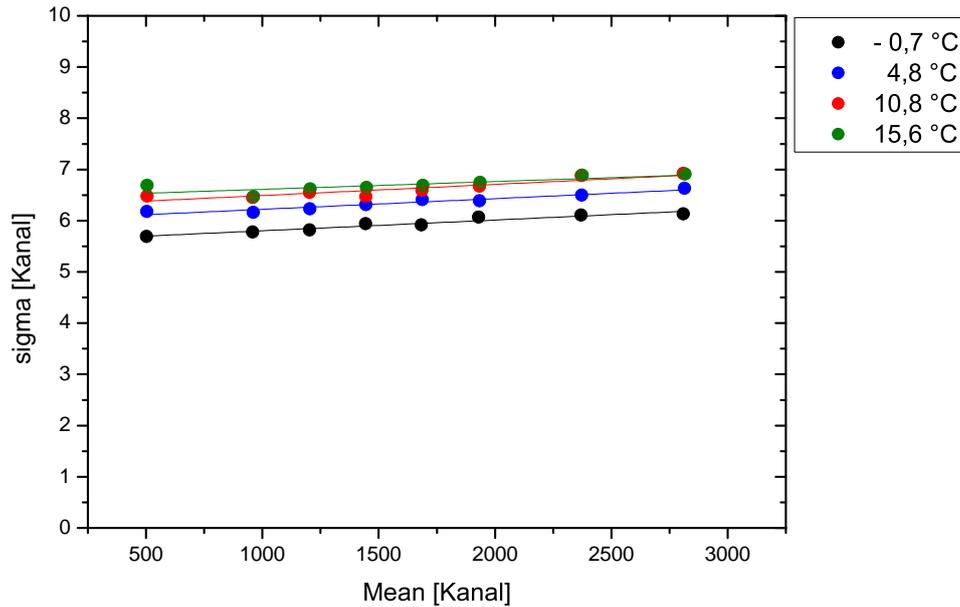


Abbildung 13: Energieauflösung in Abhängigkeit von angelegter CA- und NCA-Spannung

4.2 Bestimmung der Temperatur-Abhängigkeit der Energieauflösung

Die Messungen wurden mit einer Cs-137-Quelle durchgeführt, welche eine Aktivität von 262 kBq ⁸ hatte und dem Detektor Nummer 21. Die CA-Pulser-Signale betragen -60 mV und die NCA-Pulser-Signale 40 mV , was einem Differenzsignal von $\approx 1670\text{ keV}$ entspricht. Es wurde eine Frequenz von 30 Hz gewählt, damit die Häufigkeiten des VEP und des Pulserpeaks im Spektrum etwa gleich sind. Die Messungen wurden bei Temperaturen zwischen etwa -2 °C und Raumtemperatur durchgeführt. Die Hochspannung wurde in 100 V -Schritten von 800 V bis 1500 V und die Grid Bias in 10 V -Schritten von 30 V bis 110 V variiert. Dadurch wurden die optimalen Messparameter bestimmt und die Temperaturabhängigkeit dieser erkennbar. Die Messzeit für jede Einstellung betrug 10 min . In der Abbildung 14 ist beispielhaft das Energiespektrum für $HV = 1400\text{ V}$ und $GB = 90\text{ V}$ bei $10,7\text{ °C}$ dargestellt. Der Wichtungsfaktor des Spektrums, berechnet durch die in Abschnitt 2.2 beschriebene Methode, beträgt $0,82$ und ist optimal für den Detektor bestimmt. Der Pulser hat einen optimalen Wichtungsfaktor von 1 und ist deshalb bei $w = 0,82$ zu niedrigeren Kanälen verschoben. Die Triggerschwelle wurde auf den Kanal 100 gesetzt. Das COMPTON-Kontinuum ist etwa zwischen Kanal 300 (Rückstreu-Peak) und 700 (COMPTON-Kante) erkennbar.

Der Kanal des VEP entspricht einer Energie von 662 keV . Somit kann jedem Kanal eine Energie zugeordnet werden. Die mittels Approximation einer Gauß-Verteilung bestimmten Standardabweichungen sind für alle gemessenen Temperaturen und HV-GB-Kombinationen in Abbildung 15 dargestellt.

Mit abnehmender Temperatur ist vor allem im unteren Bereich (zwischen $10,7\text{ °C}$ und $-1,4\text{ °C}$) deutlich eine Verschiebung der optimalen Arbeitsparameter von niedrigem zu höherem Grid Bias zu erkennen. Bei $22,7\text{ °C}$ ist der beste Arbeitspunkt bei 30 V und bei $-1,4\text{ °C}$ bei 90 V .

⁸Referenz-Datum: 8.5.2012

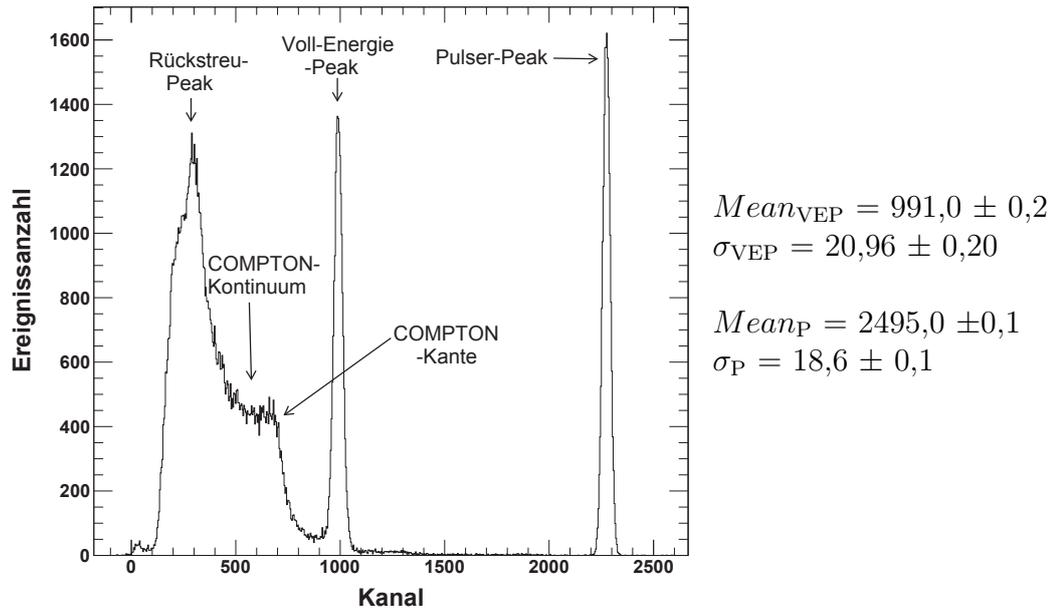


Abbildung 14: Energiespektrum einer Cs-137-Quelle und des Pulsersignals

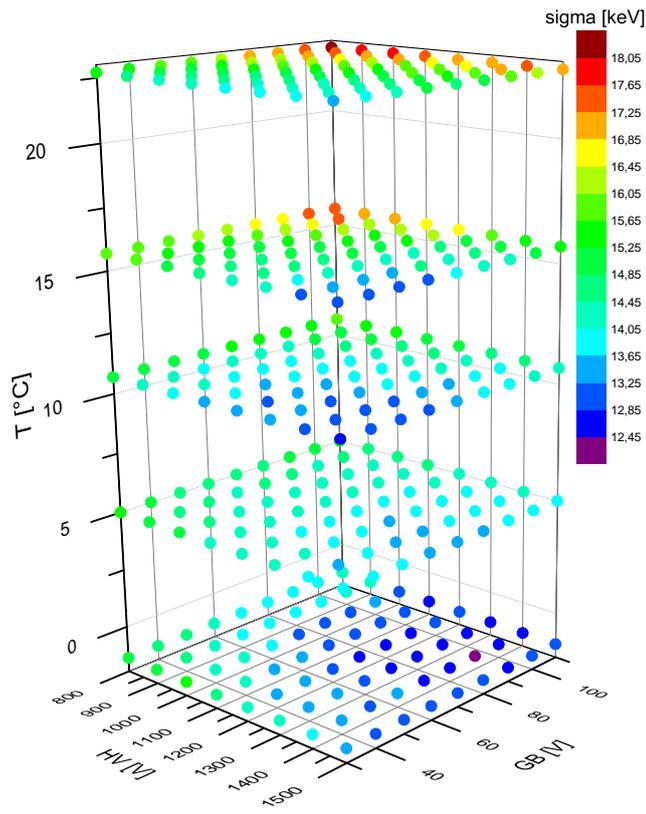


Abbildung 15: Temperaturabhängigkeit der Energieauflösung des Detektors

Eine Hochspannung zwischen 1300 V und 1500 V erzeugt immer die beste Energieauflösung. Wenn an dem Detektor eine höhere Kathodenspannung anliegt, werden die Elektronen höher

beschleunigt. Aufgrund der daraus resultierenden kürzeren Driftzeit kommt es zu weniger Rekombinationen. Dies führt zu einer besseren Energieauflösung. Eine weitere Begründung ist, dass durch die höhere Spannung der Einfluss der Detektoroberflächen auf die Ladungsträger vermindert wird. Diese Ladungsträger stören das elektrische Feld und führen zu Veränderungen in den Driftgeschwindigkeiten der Elektronen. Die optimalen Parameter sind aber nicht für alle Detektoren identisch. Dies ist in der Abbildung 16 zu sehen. Es ist die Energieauflösung in Abhängigkeit von HV und GB für die Detektoren 21 und 16 bei einer Temperatur von etwa 0 °C dargestellt. Der beste Arbeitspunkt vom Detektor 21 liegt bei der HV-GB Kombination 1400 V - 90 V und beim Detektor 16 bei 1500 V - 90 V. Der Grund dafür ist, dass sich die Unregelmäßigkeiten in allen Detektor-Kristallen unterscheiden. Beispielsweise sind die Störstellen anders lokalisiert und die Anzahl dieser unterscheidet sich. Die Energieauflösung aller Detektoren müsste somit separat gemessen werden.

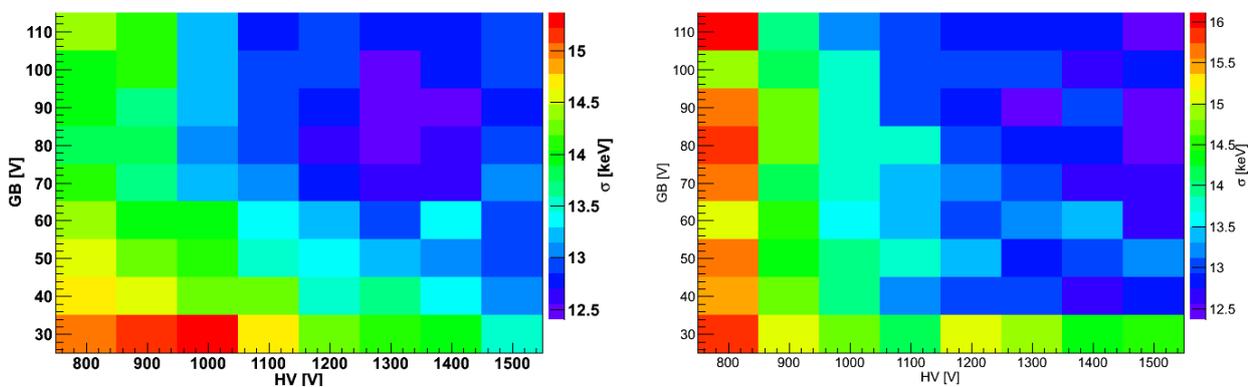


Abbildung 16: Energieauflösung (σ) in Abhängigkeit von HV und GB von Detektor 21 (links) und 16 (rechts) bei rund 0 °C

Allgemein wird die Energieauflösung mit fallender Temperatur kleiner. Die Verbesserung von Raumtemperatur zu -1,4 °C beträgt bis zu 25 % (HV=1400 V, GB=100 V). Der Grund hierfür ist wie im Abschnitt 3.2 die Verminderung des elektronischen Untergrundrauschens. Weiterhin werden durch Temperatursenkung die im Detektor entstehenden Leckströme reduziert [Amm06] [Daw09a]. Auffällig ist, dass die 5 °C-Messung eine teilweise schlechtere Auflösung als die darüber liegende Messung zeigt. Da die Abweichungen aber gering sind, könnten statistische Schwankungen oder kleine Veränderungen der Experimentierbedingungen die Ursache sein. Dies müsste aber experimentell überprüft werden.

4.3 Abhängigkeit des NCA-Signal-Anstiegs von der Temperatur

Um zu untersuchen, ob die Anstiege der NCA-Signale von der Temperatur abhängig sind, wurden die Messungen aus Abschnitt 4.2 verwendet. Neben der Temperatur wurde auch die Hochspannung variiert. Die Grid Bias wurde konstant auf 30 V gesetzt. Die benötigte Interaktionstiefe (z) wurde erstmals in [He96] untersucht. Aus Verbesserung dieser Ergebnisse folgt die Formel 4, über die sich z berechnen lässt.

$$z = \frac{1+w}{1-w} \cdot \ln \left(\frac{1-w}{1+w} \cdot \frac{CA+NCA}{CA-NCA} \right) \quad (4)$$

Hier ist w der Wichtungsfaktor, CA und NCA sind die Amplituden der entsprechenden Anodensignale. Bei der Auftragung des Spektrums in Abhängigkeit von Interaktionstiefe und

Energie ergibt sich die Abbildung 17. Dabei entspricht $z=0$ Interaktion an der Anode und $z=1$ an der Kathode. Nun wurden aus den Messdaten die VEP selektiert, die dem Bereich $z=0,995 \dots 1$ entstammen. In der Abbildung 17 ist exemplarisch ein kathodennahe Gebiet blau markiert. Pro 10 min Messung blieben zwischen 100 und 180 Einträge. Bei diesen wurde der Anstieg des NCA-Signals durch lineare Regression ermittelt (siehe Abbildung 18 links). Die Anstiegswerte wurden als Histogramm dargestellt und Gauß-approximiert. Dies ist in Abbildung 18 (rechts) beispielhaft für $22,7^\circ\text{C}$ und 1300 V abgebildet. Der Mittelwert und das σ der Gauß-Kurve ergeben den gesuchten Anstieg und dessen Messunsicherheit. Für die untersuchten Temperaturen und Hochspannungen sind die Ergebnisse in Abbildung 19 dargestellt.

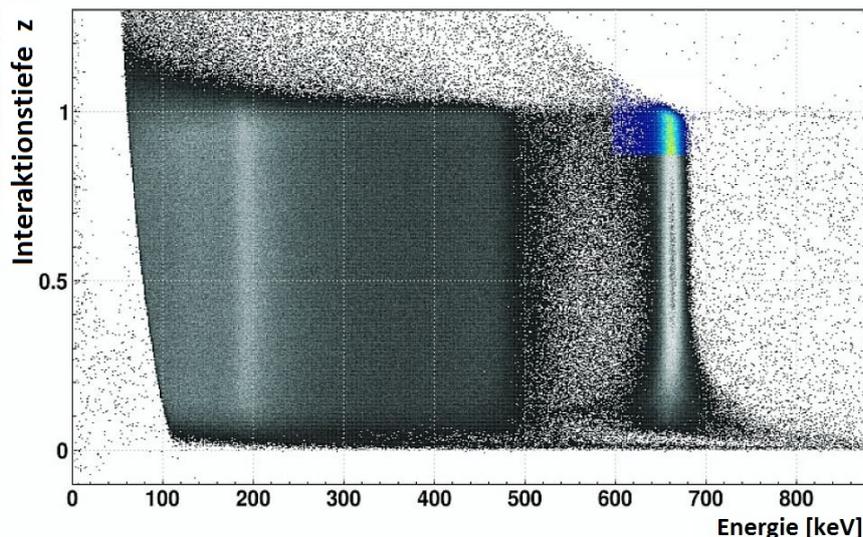


Abbildung 17: Interaktionstiefe in Abhängigkeit von der Energie, kathodennahe Ereignisse mit Voll-Energie-Eintrag sind blau markiert

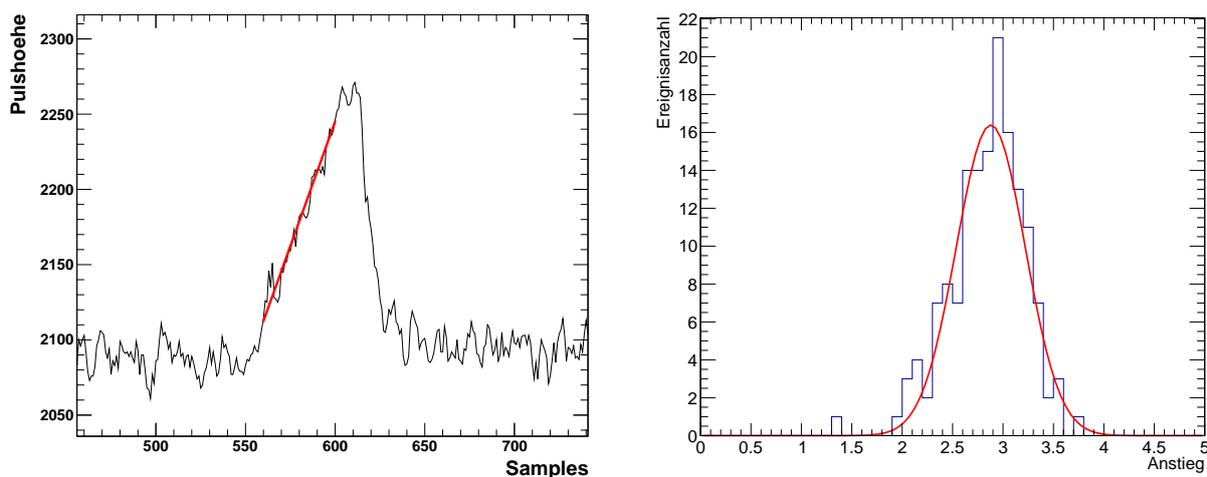


Abbildung 18: links: NCA-Signal mit linearem Fit
rechts: Histogramm der Anstiege der selektierten Ereignisse

Die Anstiege nehmen mit größer werdender Hochspannung zu. Die Steigzeiten der NCA-Signale werden dementsprechend kleiner. Die Erklärung hierfür liegt im Zusammenhang zwischen

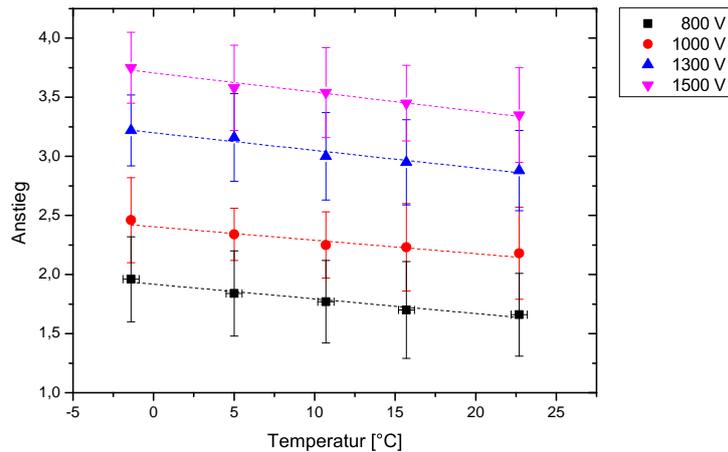


Abbildung 19: Anstiege in Abhängigkeit von Temperatur und Hochspannung

Spannung (U) bzw. elektrischer Feldstärke (E) und Driftgeschwindigkeit (v_D) der Elektronen (Formel 5).

$$v_D = \mu E = \mu \frac{U}{d} \quad (5)$$

In der Formel ist μ die Elektronenbeweglichkeit (Mobilität) und d die Dicke des Detektors. Der lineare Zusammenhang zwischen der Driftgeschwindigkeit und der Spannung ist in Abbildung 20 wieder zu erkennen. Andererseits ist es möglich durch Kenntnis von Driftgeschwindigkeit und der angelegten Spannung die Mobilität μ aus der Messung zu bestimmen. Weiterhin ist zu beobachten, dass mit sinkender Temperatur die Anstiege größer werden. Bei verminderter Temperatur ist der Einfluss der Störstellen im Detektor verringert und die Elektronen können sich ungestörter zu der NCA bewegen.

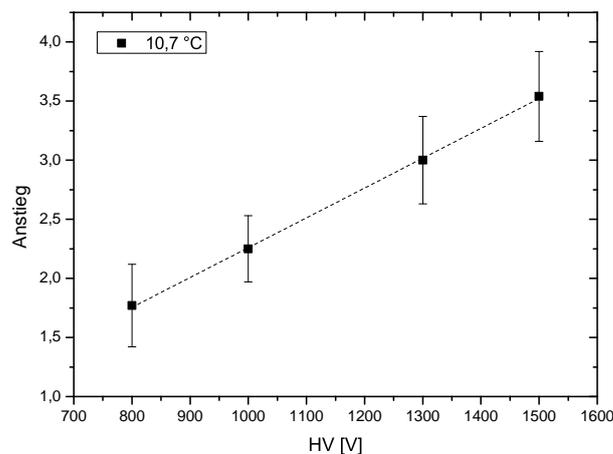


Abbildung 20: Abhängigkeit des Anstieges von der HV für 10,7 °C

5 Fazit und Ausblick

Es wurde festgestellt, dass die Energieauflösung der CZT-Detektoren, wie erwartet, bei Kühlung besser wird. Ebenso zeigen die optimalen Messparameter eine deutliche Temperaturabhängigkeit. Die prozentuale Verbesserung und die Hochspannungs-Grid Bias Kombination zwischen den Detektoren variieren, da alle Detektoren atomare Unterschiede aufweisen (z.B. Störstellendichte, -verteilung). Weiterhin konnte ein direkter Zusammenhang zwischen den Anstiegen der NCA-Pulse und der Temperatur nachgewiesen werden. Dieses Ergebnis könnte nach sorgfältiger Kalibration der Detektoren eingesetzt werden, um die Temperatur im Versuchsaufbau des COBRA-Experiments ohne zusätzliche Messung der Temperatur zu bestimmen.

Anhang

Tabelle 3: Werte der Pulser-Messung aus Abbildung 13

Temperatur [°C]	CA [mV]	NCA [mV]	Mean [Kanal]	sigma [Kanal]	Δ sigma [Kanal]
-0,7	-20	0	503	5,69	0,036
-0,7	-20	20	959	5,78	0,036
-0,7	-30	20	1203	5,82	0,038
-0,7	-40	20	1444	5,94	0,039
-0,7	-50	20	1684	5,92	0,038
-0,7	-60	20	1930	6,07	0,04
-0,7	-60	40	2370	6,11	0,04
-0,7	-60	60	2810	6,13	0,04
4,8	-20	0	504	6,18	0,039
4,8	-20	20	961	6,16	0,039
4,8	-30	20	1205	6,23	0,039
4,8	-40	20	1446	6,31	0,041
4,8	-50	20	1687	6,41	0,041
4,8	-60	20	1934	6,39	0,04
4,8	-60	40	2373	6,5	0,042
4,8	-60	60	2814	6,63	0,043
10,8	-20	0	505	6,48	0,039
10,8	-20	20	958	6,45	0,041
10,8	-30	20	1203	6,55	0,042
10,8	-40	20	1445	6,47	0,04
10,8	-50	20	1686	6,59	0,042
10,8	-60	20	1933	6,67	0,044
10,8	-60	40	2371	6,88	0,045
10,8	-60	60	2809	6,92	0,045
15,6	-20	0	505	6,69	0,042
15,6	-20	20	962	6,47	0,041
15,6	-30	20	1206	6,62	0,043
15,6	-40	20	1448	6,65	0,042
15,6	-50	20	1690	6,69	0,041
15,6	-60	20	1936	6,75	0,042
15,6	-60	40	2376	6,89	0,046
15,6	-60	60	2817	6,91	0,044

Tabelle 4: Werte der Anstiegs-Messung aus Abbildung 19

HV [V]	Temperatur [°C]	Anstieg	Δ Anstieg
800	-1,4	1,96	0,36
800	5	1,84	0,36
800	10,7	1,77	0,35
800	15,7	1,70	0,41
800	22,7	1,66	0,35
1000	-1,4	2,46	0,36
1000	5	2,34	0,22
1000	10,7	2,25	0,28
1000	15,7	2,23	0,37
1000	22,7	2,18	0,39
1300	-1,4	3,22	0,30
1300	5	3,16	0,37
1300	10,7	3,00	0,37
1300	15,7	2,95	0,36
1300	22,7	2,88	0,34
1500	-1,4	3,75	0,34
1500	5	3,58	0,36
1500	10,7	3,54	0,38
1500	15,7	3,45	0,32
1500	22,7	3,35	0,40

Abbildungsverzeichnis

1	Untergrundspektrum vom LNGS	3
2	Aufbau des Experiments am LNGS. Von außen nach innen: (1) Polyethylenschicht, (2) EMV-Box, (3) Folie für die Radon-Spülung, (4) normales Blei, (5) Blei mit niedriger Aktivität, (6) Kupfer-Nest	3
3	Energiespektren bei einer Energieauflösung (FWHM) von 4 % (links) und 2 % (rechts), aus [Qua10]	5
4	links: schematische Struktur des Coplanar-Grid, aus [Luk94] rechts: CZT-Detektor mit CPG wie sie im COBRA-Experiment eingesetzt werden	5
5	links: induzierte Ladung auf CA und NCA rechts: Wichtungspotential für Schema aus Abbildung 4, beide aus [Luk94]	6
6	Plot zu Bestimmung des idealen Wichtungsfaktors, rechts mit Gauß-Approximationen, aus [Soe11]	7
7	geerdetes Metallgehäuse mit Detektorkontakten	8
8	Schema der Analyse-Kette von Signal bis PC	9
9	Puls auf einem Oszilloskop	9
10	experimenteller Versuchsaufbau	10
11	Temperaturverhalten bei Abkühlung (oben) und während einer Messung (unten), auf den x-Achsen ist die (Uhr-) Zeit und auf den y-Achsen die Temperatur aufgetragen	10
12	CA- und NCA-Signal von Puls (links) und Detektor (rechts)	11
13	Energieauflösung in Abhängigkeit von angelegter CA- und NCA-Spannung	12
14	Energiespektrum einer Cs-137-Quelle und des Pulsersignals	13
15	Temperaturabhängigkeit der Energieauflösung des Detektors	13
16	Energieauflösung (σ) in Abhängigkeit von HV und GB von Detektor 21 (links) und 16 (rechts) bei rund 0 °C	14
17	Interaktionstiefe in Abhängigkeit von der Energie, kathodennahe Ereignisse mit Voll-Energie-Eintrag sind blau markiert	15
18	links: NCA-Signal mit linearem Fit rechts: Histogramm der Anstiege der selektierten Ereignisse	15
19	Anstiege in Abhängigkeit von Temperatur und Hochspannung	16
20	Abhängigkeit des Anstieges von der HV für 10,7 °C	16

Tabellenverzeichnis

1	Eigenschaften von verschiedenen Halbleitermaterialien, aus [EIT12]	2
2	Isotope der Detektoren, deren Q-Werte und Zerfallsmodi, aus [IKTP]	2
3	Werte der Pulser-Messung aus Abbildung 13	18
4	Werte der Anstiegs-Messung aus Abbildung 19	19

Literatur

- [Amm06] Amman, M.: *Temperature Study of CdZnTe Coplanar-Grid Detectors*. In: IEEE Transactions On Nuclear Science, Vol.53, No.5, 2006.
- [C0B] Offizielle C0BRA-Internetseite, 20.03.2012.
<http://www.cobra-experiment.org/>
- [Daw09a] Dawson, J.V.: *An investigation on cooling of CZT co-planar grid detectors*. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 599, 2009, S. 209-214.
- [Daw09b] Dawson, J.V.: *Experimental study of double- β decay using a CdZnTe detector array*. In: Physical Review C 80, 2009.
- [EIT12] Endicott Interconnect Technologies, Inc. Semiconductor Detector Material Properties, 17.04.2012
http://www.evmicroelectronics.com/pdf/material_prop.pdf
- [He96] He, Z.: *1-D position sensitive single carrier semiconductor detectors*. In: Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 380, 1996, S. 228-231.
- [Hei12] Heidrich, N.: *Background Studies*. C0BRA-Kollaborationstreffen, Freiburg, 2012.
- [IKTP] Internetseite des Institut für Kern- und Teilchenphysik, TU Dresden, 23.03.2012.
<http://iktp.tu-dresden.de/index.php?id=203>
- [Kla01] Klapdor-Kleingrothaus, H.V.(Hg.): *Sixty Years of Double Beta Decay. From Nuclear Physics to Beyond Standard Model Particle Physics*. Singapur World Scientific Co. Pte. Ltd., 2001.
- [Luk94] Luke, P.N.: *Single-polarity charge sensing in ionization detectors using coplanar electrodes*. In: Applied Physics Letters 65, 1994, S. 2884-2886.
- [Qua10] Quante, T.: *Auswertung der Pulsform von Coplanar-Grid-CdZnTe Detektoren*. Bachelorarbeit. TU Dortmund, 2010.
- [Soe11] Sörensen, A.: *Ortsaufgelöste Effizienzbestimmung von CdZnTe Halbleiterdetektoren mit kollimierter Gammastrahlung für das C0BRA-Experiment*. Diplomarbeit. TU Dresden, 2011.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Kern- und Teilchenphysik ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Lukas Schröder
Dresden, Mai 2012