

# Abschirmung thermischer Neutronen bei COBRA

Bachelorarbeit

Universität Hamburg

Institut für Experimentalphysik

Christian Ziemann

31. August 2011



## Zusammenfassung

Das COBRA-Experiment wird nach dem neutrinolosen doppelten Betazerfall von  $^{116}\text{Cd}$  suchen. Für ein solches Niedrigratenexperiment ist eine hocheffektive Abschirmung von Untergründereignissen essentiell. In früheren Arbeiten wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen bereits Abschirmkonzepte entwickelt, wobei einige Vereinfachungen gemacht wurden. So wurden konstruktionsbedingte Lücken in der Abschirmung vernachlässigt. In dieser Arbeit wird eine realistischere Abschirmung simuliert und speziell auf ihre Durchlässigkeit für thermische Neutronen untersucht. Der Einfluss der betrachteten Lücken zeigt sich in einem um maximal  $(11.7 \pm 0.2)\%$  erhöhten Untergrund, wird aber für nicht kritisch befunden.

## Abstract

The COBRA experiment will search for the neutrinoless double beta decay of  $^{116}\text{Cd}$ . A highly effective shielding against background events is essential for such a low rate experiment. In previous works shielding concepts have been developed using Monte Carlo methods. However, some simplifications were made such as neglecting gaps in the shielding. In this work a more realistic shielding is simulated and its transmittance for thermal neutrons is examined. The effect of the considered gaps is a slight increase of the background up to  $(11.7 \pm 0.2)\%$ , which is judged as uncritical.



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>7</b>
<b>2</b>	<b>Physikalische Grundlagen</b>	<b>9</b>
2.1	Teilchen und Wechselwirkungen des Standardmodells . . . . .	9
2.2	Einführung in die Neutrinophysik . . . . .	10
2.3	Doppelter Betazerfall . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Das COBRA-Experiment</b>	<b>17</b>
3.1	Aufbau und Funktionsweise . . . . .	17
3.2	Untergrundquellen . . . . .	19
3.3	Abschirmkonzepte . . . . .	24
3.4	Testaufbau am LNGS . . . . .	24
<b>4</b>	<b>Simulationen</b>	<b>27</b>
4.1	Geant4 und Venom . . . . .	27
4.2	Spektrum des Neutroneneinfangs an $^{113}\text{Cd}$ . . . . .	27
4.3	Streuung thermischer Neutronen an Blei und Kupfer . . . . .	28
4.4	Durchlässigkeit der Abschirmung für Neutronen . . . . .	28
4.5	Durchlässigkeit der inneren Schichten der Abschirmung . . . . .	29
<b>5</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>33</b>
5.1	Spektrum des Neutroneneinfangs an $^{113}\text{Cd}$ . . . . .	33
5.2	Streuung thermischer Neutronen an Blei und Kupfer . . . . .	33
5.3	Durchlässigkeit der Abschirmung für Neutronen . . . . .	35
5.4	Durchlässigkeit der inneren Schichten der Abschirmung . . . . .	36
5.5	Besonderheiten in Geant4 und Venom . . . . .	37
<b>6</b>	<b>Zusammenfassung und Diskussion</b>	<b>39</b>



# 1 Einleitung

Über 50 Jahre nach ihrer Entdeckung sind noch viele Fragen über die Natur von Neutrinos ungeklärt. Obwohl sie zu den häufigsten Teilchen des Universums gehören [23], sind viele ihrer Parameter noch unbekannt. So gilt erst seit dem Nachweis von Neutrinooszillationen vor etwa zehn Jahren als gesichert, dass Neutrinos eine nichtverschwindende Ruhemasse besitzen, für ihren Wert gibt es aber nach wie vor nur obere Abschätzungen. Auch die Mischungswinkel, die das Oszillationsverhalten bestimmen, sind nur zum Teil bekannt [31].

Eine fundamentale ungeklärte Frage ist, ob Neutrinos zu den Dirac-Fermionen zählen oder Majorana-Teilchen sind. Im letzteren Fall wären sie ihre eigenen Antiteilchen, und dies würde sich unter anderem in der Existenz des neutrinolosen doppelten Betazerfalls zeigen. Eine Reihe von Experimenten ist in Planung, um diesen hypothetischen Zerfallsprozess entweder nachzuweisen oder aber untere Grenzen für seine Halbwertszeit aufzustellen. Eines dieser Experimente ist der *Cadmium-Zinc-Telluride 0-Neutrino Double-Beta Research Apparatus* (COBRA), welcher im LNGS<sup>1</sup> aufgebaut werden soll.

Weil der neutrinolose doppelte Betazerfall nach dem Standardmodell der Teilchenphysik verboten ist, wäre sein Nachweis von besonderem Interesse auf der Suche nach neuer Physik. Das Heidelberg-Moskau-Experiment hat nach Meinung der Heidelberger Arbeitsgruppe einen Nachweis geliefert [12], die Resultate sind jedoch umstritten [4].

Falls dieser Zerfall existiert, erwartet man sehr hohe Halbwertszeiten von über  $10^{26}$  Jahren und entsprechend niedrige Ereignisraten. Aus diesem Grund ist es unerlässlich, das Experiment möglichst gut gegen Hintergrundereignisse abzuschirmen, die den zu beobachtenden Effekt imitieren oder überdecken könnten. Neben kosmischer Strahlung und natürlicher Radioaktivität stellen Neutronen eine besonders kritische Hintergrundquelle dar, da das Detektormaterial Cadmium einen sehr hohen Wirkungsquerschnitt für die Absorption von thermischen Neutronen besitzt.

In vorherigen Arbeiten wurde mit Monte-Carlo-Methoden bereits eine Abschirmung gegen Neutronen entwickelt, die den Untergrund drastisch reduzieren konnte [9]. Bei den dafür durchgeführten Simulationen wurde jedoch die Geometrie als stark vereinfacht angenommen: Es wurden weder Lücken in der Abschirmung noch benötigte Durchführungen für z.B. Kabel berücksichtigt. Vor allem thermische Neutronen zeigen jedoch ein gasartiges Verhalten und könn-

---

<sup>1</sup>Das *Laboratori Nazionali del Gran Sasso* befindet sich in den italienischen Abruzzen und ist das weltweit größte Untergrundlabor.

---

ten durch solche Spalte in den Detektor gelangen. Im Rahmen dieser Arbeit soll der Einfluss verschiedener Lücken in der Abschirmung untersucht und eine Abschätzung für den zu erwartenden Untergrund durch thermische Neutronen geliefert werden. Dazu werden Monte-Carlo-Simulationen verwendet, denen eine realistischere Modellierung des Versuchsaufbaus zugrunde liegt.

## 2 Physikalische Grundlagen

In diesem Kapitel sollen grundlegende Begriffe der Teilchenphysik im Allgemeinen und der Neutrinophysik im Speziellen erläutert werden, um ein Verständnis des COBRA-Experiments zu ermöglichen.

### 2.1 Teilchen und Wechselwirkungen des Standardmodells

Alle bekannten Elementarteilchen lassen sich in die zwei Klassen Bosonen und Fermionen einteilen. Während Fermionen die Bestandteile der bekannten Materie darstellen und immer einen halbzahligen Spin ( $s = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \dots$ ) besitzen, tragen Bosonen grundsätzlich ganzzahligen Spin ( $s = 0, 1, \dots$ ) und wirken als Austauscheteilchen zur Vermittlung von Wechselwirkungen. Die elementaren Fermionen werden weiter in Quarks und Leptonen unterteilt. Man kennt drei Generationen von Quarks und Leptonen, die in Tabelle 1 aufgeführt sind. Auf Seiten der Leptonen sind dies das Elektron, das Myon und das Tauon sowie die zugehörigen Neutrinos. Zu jedem dieser Teilchen existiert außerdem ein Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung. Gemäß dem Standardmodell der Teilchenphysik gibt es vier fundamentale Wechselwirkungen – die Gravitation, elektromagnetische Wechselwirkung sowie die starke und die schwache Wechselwirkung (vgl. Tabelle 2). Die Gravitation ist auf den betrachteten Skalen um viele Größenordnungen schwächer als die anderen Wechselwirkungen und wird in der Regel vernachlässigt<sup>2</sup>. Es bleiben also drei Kräfte, die über den Austausch von Eichbosonen beschrieben werden.

Tabelle 1: Fermionen des Standardmodells.

	Leptonen		Quarks	
1. Generation	$e$	$\nu_e$	$u$	$d$
2. Generation	$\mu$	$\nu_\mu$	$c$	$s$
3. Generation	$\tau$	$\nu_\tau$	$t$	$b$

Die Reichweite der elektromagnetischen Wechselwirkung ist unbegrenzt, weil ihr Austauschboson, das Photon, masselos ist. Im Gegensatz dazu sind die Austauscheteilchen der schwachen Wechselwirkung sehr schwer ( $m_{W^\pm} \approx 80 \text{ GeV}/c^2$ ,  $m_Z \approx 91 \text{ GeV}/c^2$ ), was ihre geringe Reichweite erklärt. Die starke Wechselwirkung wirkt auf Quarks in Hadronen, z.B. in Protonen und

<sup>2</sup>Davon abgesehen entzieht sie sich bis heute einer quantenmechanischen Beschreibung, lässt sich also nicht mit den anderen Wechselwirkungen vereinheitlichen.

Tabelle 2: Die vier fundamentalen Kräfte (nach [19]).

Wechselwirkung	koppelt an	Reichweite	Austauschboson(en)
Gravitation	Masse	$\infty$	Graviton (hypothetisch)
Elektromagnetische Kraft	Elektrische Ladung	$\infty$	Photon ( $\gamma$ )
Schwache Wechselwirkung	Schwacher Isospin	$\sim 10^{-18} m$	$W^+, W^-, Z^0$
Starke Wechselwirkung	Farbladung	$\sim 10^{-15} m$	Gluonen

Neutronen, und wird durch Gluonen vermittelt. Diese werden zwar als masselos angenommen, tragen aber selber Farbladung und wechselwirken daher auch miteinander. Dieser Effekt begrenzt die Reichweite der starken Wechselwirkung und führt zum sogenannten *Confinement*, dem Verbot der Existenz freier Farbladungen. Die potentielle Energie wird ab einer gewissen Entfernung der Quarks groß genug, um ein insgesamt farbneutrales Quark–Antiquark–Paar zu erzeugen.

Eine Besonderheit der schwachen Wechselwirkung stellen ihre Symmetrieeigenschaften dar. Während alle anderen Kräfte invariant unter Raumspiegelung sind (P–Invarianz), bricht die schwache Wechselwirkung diese Symmetrie. Sie koppelt nur an linkshändige Fermionen und an rechtshändige Antifermionen. Die Händigkeit (auch *Chiralität*) ist eine Teilcheneigenschaft, die sich aus der Theorie der schwachen Wechselwirkung ergibt<sup>3</sup>. Für masselose Teilchen sind Chiralität und *Helizität*  $h := \vec{S} \cdot \vec{p} / |\vec{p}|$  äquivalent. Linkshändige Teilchen mit  $v = c$  haben negative Helizität, rechtshändige positive. Massive Teilchen bewegen sich mit Unterlichtgeschwindigkeit, und das Vorzeichen der Helizität hängt dann vom Bezugssystem ab. Bis auf wenige bekannte Ausnahmen<sup>4</sup> ist die schwache Wechselwirkung allerdings immer noch CP–invariant, d.h. gleichzeitige Raumspiegelung und Vertauschung aller Teilchen mit ihren Antiteilchen lässt die physikalischen Prozesse unverändert.

## 2.2 Einführung in die Neutrinophysik

Wie beschrieben gehören Neutrinos zu den Leptonen und tragen damit keine Farbladung. Im Gegensatz zu den geladenen Leptonen ( $e, \mu, \tau$ ) besitzen sie auch keine elektrische Ladung und koppeln daher nur über die schwache Wechselwirkung an andere Teilchen. Der bekannteste

<sup>3</sup>Formal ist sie als Eigenwert der Wellenfunktion zum Operator  $\gamma_5$  definiert, für eine ausführliche Herleitung siehe [31].

<sup>4</sup>Eine schwache CP–Verletzung tritt beim Zerfall von neutralen Kaonen und B–Mesonen auf.

schwache Prozess ist der  $\beta$ -Zerfall eines radioaktiven Atomkerns:

$$(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (\beta^- \text{ - Zerfall})$$

$$(Z, A) \rightarrow (Z - 1, A) + e^+ + \nu_e \quad (\beta^+ \text{ - Zerfall})$$

Beim  $\beta^-$ -Zerfall wandelt sich im Kern ein Neutron in ein Proton um, wodurch sich die Kernladungszahl  $Z$  um eins erhöht. Die Massenzahl  $A$  ändert sich nicht. Die Ladungsdifferenz wird von einem Elektron weggetragen, und die Emission eines Anti-Elektronneutrinos stellt die Erhaltung von Energie, Drehimpuls und Leptonenzahl sicher. Der  $\beta^+$ -Zerfall läuft analog unter Emission eines Positrons und eines Neutrinos ab.

Die summierte Masse der Zerfallsprodukte ist immer geringer als die Masse des Mutterkerns, die Differenz  $\Delta m$  bezeichnet man als Massendefekt. Beim Zerfall wird die für das jeweilige Nuklid charakteristische Bindungsenergie  $Q = \Delta m \cdot c^2$  freigesetzt, die sich in Form von kinetischer Energie auf das Elektron und das Neutrino aufteilt<sup>5</sup>. Weil das Neutrino in aller Regel undetektiert entweicht, kann man nur die Elektronenenergie  $E_e$  messen. Diese besitzt ein kontinuierliches Spektrum, das für  $E_e$  nahe  $Q$  auf Null abfällt.

Der Nachweis von Neutrinos gestaltet sich außerordentlich schwierig, da die Prozesse der schwachen Wechselwirkung in Regel extrem kleine Wirkungsquerschnitte<sup>6</sup> haben. So liegt der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung von Neutrinos an Nukleonen bei einer Neutrinoenergie von 10 MeV mit etwa  $10^{-41} \text{ cm}^2$  viele Größenordnungen unterhalb dem analogen Elektron-Nukleon-Prozess [27].

Das Standardmodell geht davon aus, dass Neutrinos keine Ruhemasse besitzen. Experimente wie SNO<sup>7</sup> und Super-Kamiokande<sup>8</sup> konnten jedoch nachweisen, dass die verschiedenen Typen (auch *Flavours*<sup>9</sup>) von Neutrinos sich ineinander umwandeln. Inzwischen wurden Neutrinooszillationen von anderen Experimenten wie z.B. MINOS<sup>10</sup> bestätigt [19]. Dieser Effekt ist nur dann möglich, wenn man eine Massendifferenz zwischen den verschiedenen Neutrino-*flavours* annimmt. Es müssen also mindestens zwei der drei<sup>11</sup> bekannten Neutrinos eine von Null verschiedene (und nicht identische) Ruhemasse besitzen. Die genauen Massen lassen sich aber

<sup>5</sup>Aufgrund seiner hohen Masse nimmt der Kern kaum kinetische Energie auf

<sup>6</sup>Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ist ein Maß dafür, wie wahrscheinlich eine Reaktion ist und definiert als Reaktionsrate  $\dot{N}$  geteilt durch einfallenden Teilchenfluss  $\Phi$  und Anzahl der Targetteilchen  $N_b$  im Strahlquerschnitt:  $\sigma = \dot{N}/(\Phi \cdot N_b)$ . Eine häufig verwendete Einheit ist das *barn*:  $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$

<sup>7</sup>*Sudbury Neutrino Observatory*, Kanada

<sup>8</sup>*Kamioka Nucleon Decay Experiment*, Japan

<sup>9</sup>engl.: Geschmacksrichtung

<sup>10</sup>*Main Injector Neutrino Oscillation Search*, USA

<sup>11</sup>Der Fall, dass genau ein Neutrino masselos ist, kann bis jetzt nicht ausgeschlossen werden.

nach wie vor nur nach oben abschätzen, so existiert für das Elektronneutrino eine Obergrenze von etwa  $2 \text{ eV}/c^2$  aus direkten Messungen [19]. Kosmologische Modelle implizieren sogar, dass die Summe der drei Neutrinomassen kleiner als  $0.28 \text{ eV}/c^2$  sein muss [28].

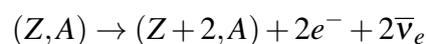
Für die Herkunft der Neutrinomasse gibt es verschiedene Erklärungsansätze, die über das Standardmodell hinausgehen. Ein populäres Modell ist der sogenannte *See-Saw*<sup>12</sup>-Mechanismus, der Neutrinos als sogenannte *Majorana*-Teilchen<sup>13</sup> mit einer nichtverschwindenden Ruhemasse beschreibt. In diesem Fall wären Neutrinos die einzigen bekannten Fermionen, die ihre eigenen Antiteilchen sind. Im Standardmodell sind hingegen alle Fermionen *Dirac*-Teilchen<sup>14</sup> und damit von ihren Antiteilchen verschieden. Welcher dieser Fälle zutrifft, kann nur in Experimenten zum neutrinolosen doppelten Betazerfall geklärt werden. Darauf soll im Folgenden eingegangen werden.

## 2.3 Doppelter Betazerfall

Einen Sonderfall des in Abschnitt 2.2 beschriebenen Betazerfalls stellt der doppelte Betazerfall dar, bei dem sich in einer Reaktion die Kernladung um zwei Einheiten ändert. Man unterscheidet den experimentell nachgewiesenen neutrinobegleiteten und den hypothetischen neutrinolosen doppelten Betazerfall.

### Neutrinobegleiteter doppelter Betazerfall

Der gewöhnliche doppelte  $\beta^-$ -Zerfall (der doppelte  $\beta^+$ -Zerfall geschieht analog) verläuft gemäß der Reaktionsgleichung:



Hierbei handelt sich mitnichten um zwei aufeinander folgende einfache Zerfälle, sondern um einen einzigen Prozess. Während dieser Zerfall bei recht vielen Nukliden theoretisch möglich ist, gibt es nur wenige Isotope, bei denen er tatsächlich beobachtet wurde (vgl. z.B. [20]). Der Grund dafür ist, dass der Effekt in der Regel von anderen, häufigeren Zerfällen überlagert wird. Bedeutend wird der doppelte Betazerfall bei Nukliden, für die der einfache Zerfall  $(Z, A) \rightarrow (Z + 1, A) + e^- + \bar{\nu}_e$  energetisch nicht erlaubt ist. Dies kann der Fall sein für manche Kerne mit gerader Neutronen- und Protonenzahl, sogenannte *gg*-Kerne. Beim einfachen

<sup>12</sup>engl: Wippe

<sup>13</sup>Nach Ettore Majorana (1906-?), it. Physiker

<sup>14</sup>Nach Paul Dirac (1902-1984), engl. Physiker

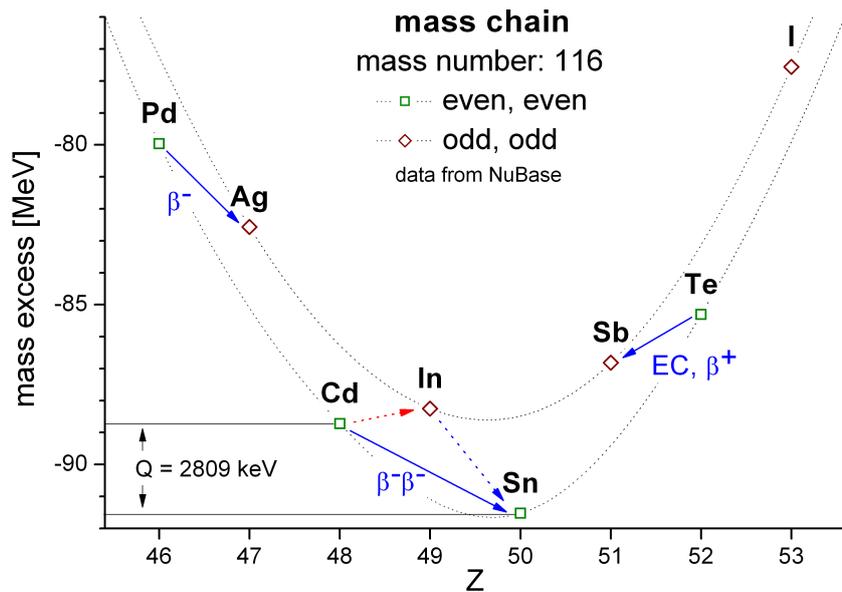


Abbildung 1: Massendefekt in  $\text{MeV}/c^2$  für Nuklide in der Umgebung des Doppelbeta-Emitters  $^{116}\text{Cd}$ . Der einfache Betazerfall zu  $^{116}\text{In}$  ist energetisch verboten, während der direkte Übergang zu  $^{116}\text{Sn}$  möglich ist. Die beiden Parabeln beschreiben gg-Kerne (engl.: *even-even*) bzw. uu-Kerne (*odd-odd*). Bild: Jan Timm.

Zerfall würde ein uu-Kern mit ungerader Zahl an Neutronen und Protonen entstehen, was entsprechend dem Paarungsterm der Bethe-Weizsäcker-Formel energetisch ungünstiger ist. Beim direkten Übergang  $(Z,A) \rightarrow (Z+2,A) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$  ist das Produkt jedoch wieder ein gg-Kern, und so kann der doppelte Betazerfall durchaus erlaubt sein. Anschaulich kann man sich den Gesamtprozess auch als zweistufigen Vorgang mit einem virtuellen, d.h. nur über die Energie-Zeit-Unschärfe ermöglichten, Zwischenzustand  $(A,Z+1)$  vorstellen. Die Unterschiede in der Bindungsenergie für den Zerfall von  $^{116}\text{Cd}$  sind in Abb. 1 dargestellt. Da es sich um einen schwachen Prozess zweiter Ordnung handelt, ist der doppelte Betazerfall stark unterdrückt und zeigt deswegen außerordentlich große Halbwertszeiten von  $10^{19}$  Jahren und mehr. Wie beim einfachen Betazerfall misst man für die Gesamtenergie der Elektronen ein kontinuierliches Spektrum.

### Neutrinoloser doppelter Betazerfall

Während der oben beschriebene neutrinobegleitete doppelte Betazerfall bekannt und für verschiedene Isotope gut untersucht ist, ist die Frage nach der Existenz des neutrinolosen doppelten Betazerfalls ungeklärt. Im Standardmodell ist der Prozess

$$(Z,A) \rightarrow (Z+2,A) + 2e^-$$

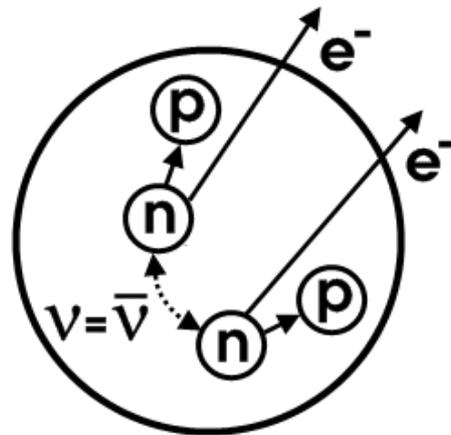


Abbildung 2: Neutrinoloser doppelter  $\beta^-$ -Zerfall. Zwei Neutronen im Kern tauschen ein Neutrino aus, das zwischen den beiden Vertizes seine Helizität ändert. Bild: Christian Oldorf.

aufgrund der Erhaltung der Leptonenzahl verboten. Falls das Neutrino aber tatsächlich ein massives Majorana-Teilchen sein sollte wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, wäre es sein eigenes Antiteilchen, und die Leptonenzahl wäre keine Erhaltungsgröße mehr. So wäre es möglich, dass bei einem Kern, der den regulären Doppelbetazerfall zeigt, auch ein neutrinoloser Zerfall auftritt. Dabei müsste eines der Neutronen wie beim gewöhnlichen Betazerfall ein rechtshändiges Antineutrino emittieren, welches dann als linkshändiges Neutrino vom anderen Neutron gemäß  $n + \nu_e \rightarrow p + e^-$  (inverser Betaprozess) absorbiert wird (siehe Abb. 2). Die Änderung der Helizität ist notwendig, da die schwache Wechselwirkung die beschriebene P-Verletzung zeigt. Die Helizität ändert sich für massebehaftete Teilchen mit einer Wahrscheinlichkeit  $P = 1 - \frac{v}{c}$ . Weil Neutrinos sich aufgrund ihrer kleinen Ruhemasse in der Regel hochrelativistisch bewegen, ist  $P \ll 1$  und der neutrinolose doppelte Betazerfall ist gegenüber dem neutrinobegleiteten stark unterdrückt. So rechnet man mit Halbwertszeiten von über  $10^{25}$  Jahren<sup>15</sup>.

Der neutrinolose doppelte Betazerfall würde sich durch eine diskrete Energie der beiden Elektronen auszeichnen. Sein Nachweis wäre also durch eine Energiemessung der emittierten Elektronen möglich. Da in einer gegebenen Probe beide doppelten Betazerfälle nebeneinander ablaufen, erwartet man eine Überlagerung der beiden Energiespektren wie in Abb. 3 dargestellt. Die Beobachtung einer scharfen Linie am Ende des kontinuierlichen Spektrums wäre also

<sup>15</sup>Hier wird von massiven Majorana-Neutrinos ausgegangen. Es wurden auch andere Mechanismen vorgeschlagen, die einen neutrinolosen doppelten Betazerfall ermöglichen sollen, so z.B. ein rechtshändiger Anteil der schwachen Wechselwirkung [6, 11]. Unabhängig davon ist dieser Zerfall nur für Majorana-Neutrinos möglich [30].

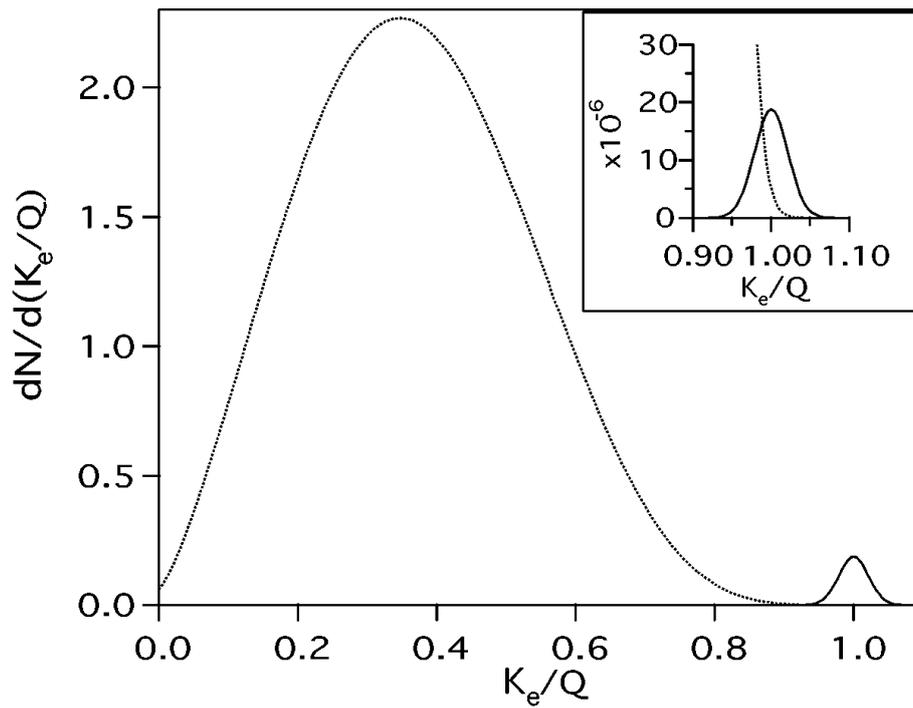


Abbildung 3: Schematisches Energiespektrum der beim doppelten Betazerfall emittierten Elektronen. Die gepunktete Linie zeigt den kontinuierlichen Anteil durch den neutrinobegleiteten Zerfall, der kleine Peak (durchgezogene Linie) entspricht der diskreten Energie bei einem neutrinolosen doppelten Betazerfall. Die theoretisch erwartete scharfe Linie wird durch die endliche Messgenauigkeit verschmiert. Abb. aus [6].

---

der Nachweis für die Existenz des neutrinolosen doppelten Betazerfalls und damit für die Majorana–Natur der Neutrinos.

Im Folgenden wird der neutrinolose doppelte Betazerfall mit  $0\nu\beta\beta$  abgekürzt, im Gegensatz zu  $2\nu\beta\beta$  für den neutrinobegleiteten Prozess.

## 3 Das COBRA-Experiment

Zuerst werden das Messprinzip und der allgemeine Aufbau von COBRA erläutert. Im Anschluss erfolgt eine Beschreibung der für das Experiment wesentlichen Untergründe und ihrer Abschirmung.

### 3.1 Aufbau und Funktionsweise

Kernstück des COBRA-Aufbaus werden würfelförmige Halbleiterdetektoren aus Cadmiumzinktellurid (CZT) mit einer Quellmasse von insgesamt 400 kg sein [33]. Eine möglicher Entwurf sieht  $40 \times 40 \times 40$  würfelförmige *Coplanar-Grid*<sup>16</sup>-Detektoren (CPG) vor, von denen jeder ein Volumen von etwa  $1\text{cm}^3$  und eine Masse von 6.53g besitzt. Eine Alternative stellen pixelierte CZT-Detektoren dar, die aktuell auf ihre Eignung untersucht werden [24]. Während CPG-Detektoren lediglich die im Kristall deponierte Energie messen, könnten Pixeldetektoren zusätzliche Informationen über Teilchenbahnen liefern und damit die Identifikation des beobachteten Prozesses ermöglichen.

Tabelle 3:  $2\nu\beta\beta$ -Emitter in einem CZT-Detektor.  $Q$  ist die Zerfallsenergie, beim Zerfallsmodus wird zwischen  $\beta^+$ - und  $\beta^-$ -Zerfall sowie Elektroneneinfang (*electron capture*, kurz EC) unterschieden. Die letzte Spalte gibt den Anteil am natürlichen Isotopengemisch des jeweiligen Elements an. [9, 21]

Isotop	$Q$ [keV]	Zerfallsmodus	Häufigkeit
$^{108}\text{Cd}$	231	EC/EC	0.9%
$^{114}\text{Cd}$	534	$2\beta^-$	28.7%
$^{128}\text{Te}$	868	$2\beta^-$	31.7%
$^{70}\text{Zn}$	1001	$2\beta^-$	0.62%
$^{64}\text{Zn}$	1096	$\beta^+/\text{EC}$	48.6%
$^{120}\text{Te}$	1722	$\beta^+/\text{EC}$	0.1%
$^{130}\text{Te}$	2527	$2\beta^-$	33.8%
$^{106}\text{Cd}$	2771	$2\beta^+$	1.21%
$^{116}\text{Cd}$	2814	$2\beta^-$	7.5%

<sup>16</sup>engl: koplanares Gitter. Bezeichnet eine Elektrode, die mit einer Würfelfläche zusammenfällt.

Das Detektormaterial enthält verschiedene Doppelbeta-Emitter<sup>17</sup> (siehe Tabelle 3), wobei das Hauptinteresse dem Isotop  $^{116}\text{Cd}$  gilt. Dieses besitzt eine hohe Zerfallsenergie von  $Q = 2.8\text{ MeV}$  und kann gut angereichert werden. Das Konzept von COBRA zeichnet sich dadurch aus, dass das zu untersuchende Material gleichzeitig den Detektor darstellt.

Der gesamte Detektor ist von einer mehrlagigen Abschirmung umgeben, auf deren Details in Abschnitt 3.3 genauer eingegangen wird.

Im Betrieb ist jeder der Halbleiterkristalle an eine Hochspannung und eine Ausleseelektronik angeschlossen. Das  $^{116}\text{Cd}$  in den Detektorkristallen geht über den doppelten Betazerfall in  $^{116}\text{Sn}$  über. Die Energie der beiden emittierten Elektronen wird vom Detektor gemessen und von der Elektronik ausgelesen. Bei einer hinreichend langen Messzeit erhält man ein Energiespektrum, das man auf Vorhandensein des in Abb. 3 skizzierten  $0\nu\beta\beta$ -Peaks bei  $Q = 2.8\text{ MeV}$  untersuchen kann. Aus dieser Analyse kann man dann die Halbwertszeit  $T_{1/2}$  des neutrinolosen doppelten Betazerfalls bestimmen oder (im Fall eines Nullergebnisses) nach unten abschätzen. Die Qualität des Spektrums, und damit die erreichbare Empfindlichkeit für  $T_{1/2}$  wird von verschiedenen Faktoren bestimmt:

- Der vorhandenen Statistik, d.h. dem Produkt  $M \cdot t$  aus der Detektormasse und der Messzeit.
- Dem Anreicherungsgrad  $a$  von  $^{116}\text{Cd}$
- Der Energieauflösung  $\Delta E$  des Detektors, mit der das physikalische Spektrum gefaltet wird.
- Der Untergrundrate  $B$  an Ereignissen, die im Detektor Energie deponieren und damit einen doppelten Betazerfall imitieren. Häufig wird diese Rate auf die Detektormasse und ein Energieintervall bezogen und hat damit die Einheit  $\frac{\text{Ereignisse}}{\text{yr} \cdot \text{kg} \cdot \text{keV}}$ .

Gäbe es keinen Untergrund, wäre die messbare Halbwertszeit direkt proportional zu  $M \cdot t$  [32]. In einem realen Experiment ist das allerdings nicht realisierbar, stattdessen gilt für die Sensitivität dann

$$T_{1/2} \sim a \cdot \sqrt{\frac{M \cdot t}{\Delta E \cdot B}}. \quad (1)$$

<sup>17</sup>Für einige der in Tab. 3 aufgeführten Isotope wurde der  $2\nu\beta\beta$ -Zerfall noch nicht nachgewiesen, für andere ist die Halbwertszeit nur ungenau bekannt. Auch in dieser Hinsicht erwartet man von COBRA einen Erkenntnisgewinn [30].

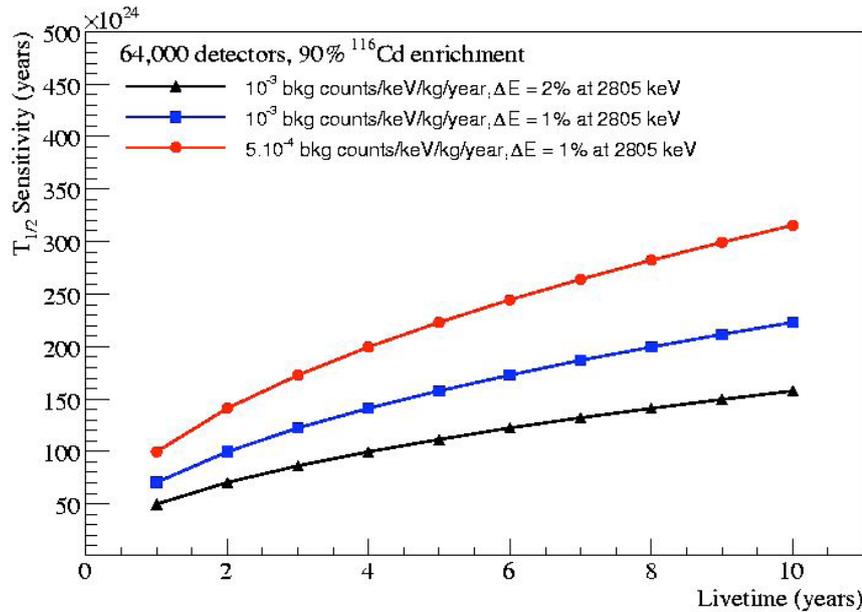


Abbildung 4: Abhängigkeit der Sensitivität für die Halbwertszeit von den Messparametern [9].

Die Detektormasse wird bei etwa 400 kg liegen, wobei der Cadmiumanteil bis zu 90% mit  $^{116}\text{Cd}$  angereichert werden kann. Eine Messzeit von einigen Jahren ist realistisch, und die Messgenauigkeit von CZT-Detektoren ist je nach Auslesetechnik auf etwa 1 – 2% beschränkt [24]. Damit ist die Reduktion der Untergrundrate auf ein möglichst geringes Maß der entscheidende Schritt, um die Sensitivität zu verbessern. Abb. 4 illustriert diesen Zusammenhang. Für die angestrebte Empfindlichkeit von  $T_{1/2} = 10^{26}$  yr oder besser muss man  $B$  auf unter  $10^{-3} \frac{\text{Ereignisse}}{\text{yr} \cdot \text{kg} \cdot \text{keV}}$  senken [9].

### 3.2 Untergrundquellen

Grundsätzlich zählt jeder Prozess (außer  $0\nu\beta\beta$ -Zerfällen), der Energie an die CZT-Kristalle abgibt, zum Untergrund. Grob vereinfacht kann man zwischen externen und internen Quellen unterscheiden. Zu den externen Untergrundquellen zählen z.B. kosmische Strahlung und die natürliche Radioaktivität des Felsgesteins, während die internen Quellen den  $2\nu\beta\beta$ -Zerfall oder Radioaktivität der Detektorbestandteile umfassen. Während externe Untergründe prinzipiell durch eine geeignete Abschirmung unterdrückt werden können, sind Quellen innerhalb des Detektors schwieriger zu reduzieren. Auf wichtige Untergründe und geeignete Verfahren zu ihrer Reduktion wird im Folgenden eingegangen.

Wichtig für die Bewertung von Untergrundquellen ist der Energiebereich, den sie abdecken. Für die Sensitivität des Experiments sind diejenigen Quellen kritisch, die eine Energie in der Nähe

des zu untersuchenden  $Q$ -Wertes deponieren, der sogenannten *Region of Interest*<sup>18</sup> (ROI). Bei COBRA liegt die ROI damit im Bereich um 2.8 MeV.

### Neutrinobegleiteter doppelter Betazerfall

Neben dem  $0\nu\beta\beta$ -Modus zerfällt das  $^{116}\text{Cd}$  natürlich auch immer über den üblichen  $2\nu\beta\beta$ -Kanal. Dieser Untergrund lässt sich naturgemäß nicht reduzieren. Umso wichtiger ist eine gute Energieauflösung, um den  $0\nu\beta\beta$ -Peak neben dem kontinuierlichen Teil des Spektrums zu diskriminieren, vgl. Abb. 3.

### Natürliche Radioaktivität

In praktisch allen Materialien befinden sich Spuren von radioaktiven Substanzen, deren  $\alpha$ -,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung im Detektor registriert werden können. Besonders bedeutend sind die Thorium-Zerfallsreihe und die Uran-Radium-Reihe, deren Isotope sich unter anderem im Felsgestein finden. Auch durch kosmische Strahlung entstehen permanent Radioisotope. Durch eine hinreichend starke Abschirmung aus z.B. Blei lässt sich die Strahlung, die aus der Umgebung kommt, gut abschirmen. Ferner trägt gasförmiges Radon, ein  $\alpha$ -Strahler aus den natürlichen Zerfallsreihen, zum Untergrund bei und könnte durch die Luft in den Detektor gelangen. Durch spezielle Schutzfolien gegen Radon und eine Spülung des Aufbaus mit Stickstoff lässt sich dieser Effekt reduzieren.

Einen Sonderfall stellt die radioaktive Kontamination der Abschirmung dar. Als Beispiel sei hier gewöhnliches Blei erwähnt, das von Natur aus Spuren des Radioisotops  $^{210}\text{Pb}$  enthält. Strahlung, die von den inneren Schichten der Abschirmung emittiert wird, gelangt direkt in den Detektor. Diesen Untergrund kann man durch Wahl besonders reiner Materialien mit wenig Verunreinigungen verringern. Geeignete Maßnahmen wären die Verwendung von altem und damit abgeklungenem Blei oder der Einsatz von hochreinem Kupfer für die innerste Schicht der Abschirmung. Eben solche Untersuchungen sind Gegenstand einer aktuellen Arbeit [18].

Vorteilhaft in Zusammenhang mit radioaktivem Untergrund ist die Tatsache, dass der  $Q$ -Wert von  $^{116}\text{Cd}$  mit 2.8 MeV vergleichsweise hoch ist. Beim Zerfall von  $^{208}\text{Tl}$  werden Photonen mit einer Energie von 2.614 MeV emittiert, und für höhere Energien fällt die Untergrundrate für natürliche  $\gamma$ -Strahlung stark ab, wie in Abb. 5 gezeigt.

---

<sup>18</sup>engl: Bereich von Interesse

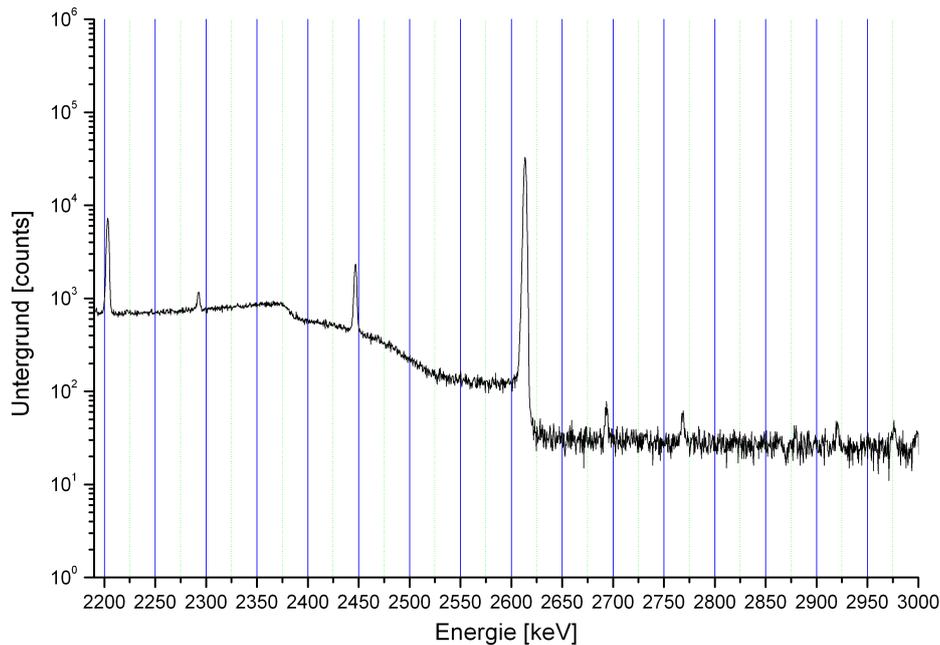


Abbildung 5: Natürlicher  $\gamma$ -Untergrund [9].

## Kosmische Strahlung

Durch hochenergetische Teilchen, die auf die Erdatmosphäre treffen, entstehen bei Wechselwirkungen mit den Atomen der Luft elektromagnetische und hadronische Schauer. Auf der Erdoberfläche kommen vor allem Myonen, Protonen und Neutronen an. Zur Abschirmung vor kosmischer Strahlung wird COBRA im Untergrundlabor LNGS aufgebaut, unter durchschnittlich 1400 m Felsgestein. Der hadronische Anteil der kosmischen Strahlung wird dadurch vollständig abgeschirmt. Der Fluss an Myonen wird im Vergleich zur Oberfläche um einen Faktor von etwa  $10^6$  verringert [9]. Trotzdem ist noch mit etwa  $10^4$  Myonen pro Jahr und  $\text{m}^2$  zu rechnen [7].

Myonen tragen auf zwei Arten zum Untergrund bei. Zum einen können sie direkt mit dem Detektor wechselwirken und Energie in den CZT-Kristallen deponieren. Dieser Untergrund lässt sich effektiv durch ein sogenanntes *Veto* reduzieren. Hierbei handelt es sich um einen das Experiment umgebendem hochempfindlichen Szintillationsdetektor, den man in Antikoinzidenzschaltung an die Ausleseelektronik koppelt. Außerdem hat man bei einem Detektor mit vielen Kristallen die Möglichkeit, Ereignisse zu verwerfen, die zeitgleich in mehr als einem Kristall auftreten. Zum anderen können Myonen durch Kernreaktionen in unmittelbarer Umgebung des Experiments hochenergetische Sekundärstrahlung erzeugen, vor allem schnelle Neutronen. Siehe hierzu den folgenden Abschnitt.

## Schnelle Neutronen

Als schnelle Neutronen bezeichnet man Neutronen mit einer kinetischen Energie von 1 MeV oder mehr [5], wobei es in der Literatur auch abweichende Definitionen gibt. Sie können bei verschiedenen Kernreaktionen entstehen. So können alle Isotope von Uran und Thorium auch über spontane Spaltung zerfallen, wobei typischerweise zwei oder drei schnelle Neutronen frei werden. Viele leichte Nuklide wie  ${}^7\text{Li}$  oder  ${}^{11}\text{B}$  beteiligen sich außerdem an  $(\alpha, n)$ -Reaktionen, d.h. sie können bei einfallender  $\alpha$ -Strahlung Neutronen emittieren [5]. Wichtig für COBRA sind außerdem Myon-induzierte Neutronen, also Neutronen, die aus direkten oder indirekten Myon-Kern-Wechselwirkungen resultieren. Diese treten zwar deutlich seltener auf als Neutronen durch radioaktive Prozesse, können dafür aber Energien bis in den GeV-Bereich besitzen [7].

Schnelle Neutronen haben ein hohes Durchdringungsvermögen durch viele Materialien, weil sie keine Coulomb-Wechselwirkung zeigen. Ihre Abschirmung basiert auf der Abbremsung durch wiederholte Stöße mit leichten Kernen, vor allem Wasserstoff. Bei diesem als *Moderation* bezeichneten Prozess verlieren sie den größten Teil ihrer kinetischen Energie, bevor sie als langsame Neutronen (s.u.) absorbiert werden.

## Langsame Neutronen

Langsame Neutronen entstehen zum einen durch die Moderation schneller Neutronen in der Abschirmung, zum anderen gibt es aber auch einen natürlichen Fluss an freien Neutronen in der Umgebung. Dieser rührt hauptsächlich von Neutronen aus radioaktiven Quellen, die einen Teil ihrer kinetischen Energie verloren haben. Am LNGS wurde dieser Untergrund in verschiedenen Experimenten gemessen, wobei die Ergebnisse teilweise stark variieren. Insgesamt liegt der Neutronenfluss in der Größenordnung von  $10^{-6}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$  [29].

Neutronen mit einer Energie deutlich unter 1 eV verhalten sich grundsätzlich anders als schnelle Neutronen. Thermische Neutronen<sup>19</sup> haben in Materie nur eine geringe Reichweite, wobei das Verhalten stark materialabhängig ist. Sie werden von bestimmten Nukliden bevorzugt absorbiert, was in der Regel mit der Emission eines oder mehrerer  $\gamma$ -Quanten einhergeht. Unter Umständen ist das entstehende Nuklid auch radioaktiv und trägt weiter zum Untergrund bei.

Ein außerordentlich guter Absorber für thermische Neutronen ist  ${}^{113}\text{Cd}$ , welches in natürlichem Cadmium zu 12.2% enthalten ist. Unterhalb einer Neutronenenergie von 0.5 eV steigt der Wir-

<sup>19</sup>Neutronen mit einer Energie um 25 meV bezeichnet man als thermische Neutronen [19].

kungsquerschnitt um mehrere Größenordnungen auf über  $3 \cdot 10^4$  b an (vgl. Abb. 6), was einer freien Weglänge unter  $100 \mu\text{m}$  entspricht. Auf die Absorption folgt die Abstrahlung mehrerer Photonen mit einer Gesamtenergie von  $9043 \text{ keV}$  [16]. Wenn dieser Prozess im CZT-Kristall selbst geschieht, ist keine Abschirmung dagegen möglich. Auch  $(n, \gamma)$ -Reaktionen in den inneren Schichten der Abschirmung können zum Untergrund beitragen. Aus diesem Grund ist es wichtig, thermische Neutronen möglichst früh abzuschirmen, bevor sie in den Detektor gelangen können.

Andererseits können thermische Neutronen auch von Oberflächen reflektiert werden. Gute Reflektoren sind beispielsweise Blei und Beryllium, die sich durch einen Neutronenüberschuss auszeichnen und einfallende Neutronen eher elastisch streuen als absorbieren. Mit verminderter Effizienz werden thermische Neutronen auch an anderen Materialien reflektiert. Durch diese diffuse Streuung ist es denkbar, dass sie z.B. durch Spalten in der Abschirmung dringen.

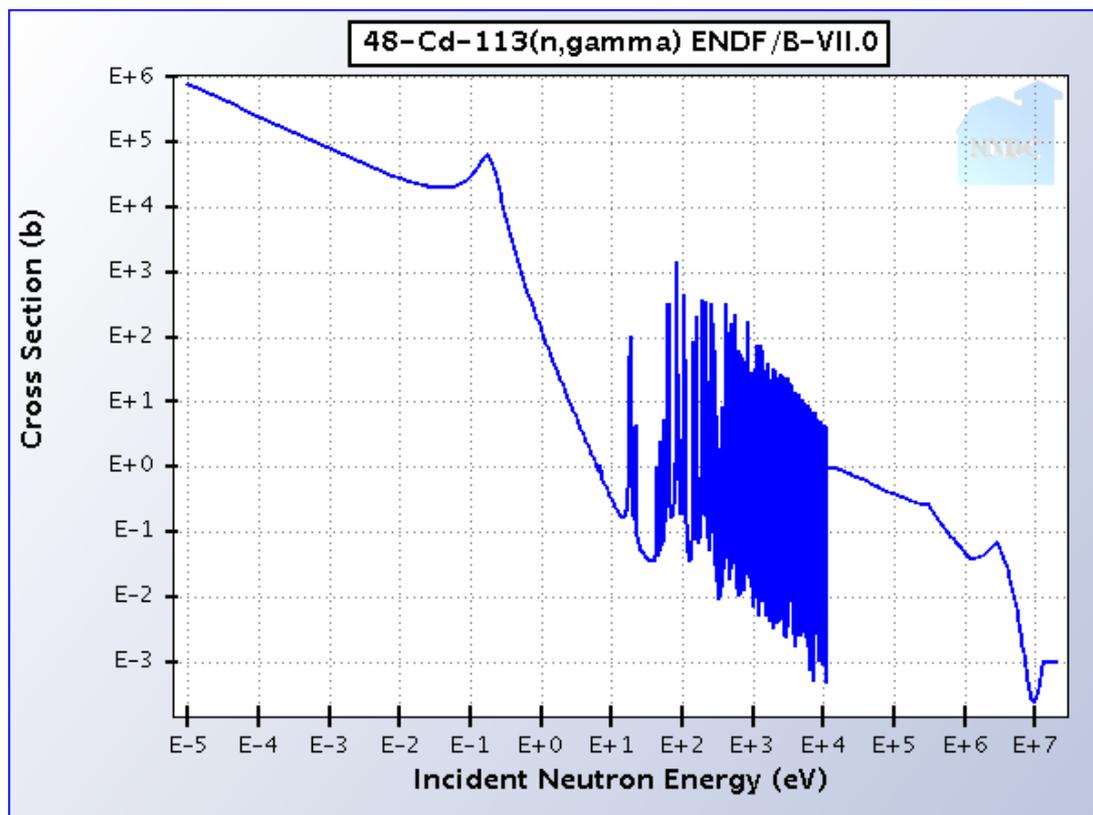


Abbildung 6: Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$  in Abhängigkeit von der Neutronenenergie [15].

### 3.3 Abschirmkonzepte

Verschiedene Arbeiten haben sich mit der Abschirmung des COBRA-Experiments befasst und Vorschläge zur Unterdrückung der verschiedenen Untergründe erarbeitet [26, 9]. Da sich Myonen über den Effekt des Untergrundlabors hinaus kaum weiter abschirmen lassen, setzt man hier auf ein Veto aus ein oder zwei Schichten aus Plastikszintillator. Externe Radioaktivität lässt sich gut durch Materialien hoher Dichte abschirmen, und so konzentrieren sich die Untersuchungen zur Reduktion des externen Untergrunds auf Neutronen.

Effektive Abschirmungen gegen Neutronen mit einem breiten Energiespektrum bestehen typischerweise aus mehreren Schichten. Außen befindet sich ein Moderator, der schnelle Neutronen abbremst. Dafür eignen sich wasserstoffreiche Materialien wie Polyethylen (PE). Die auf thermische Energien abgebremsten Neutronen werden in einer zweiten Schicht von einem Material mit einem hohen Wirkungsquerschnitt absorbiert. Hierbei ist es wichtig, dass der Neutroneneinfang keine hochenergetische  $\gamma$ -Strahlung erzeugt und auch nicht durch Aktivierung des Absorbers zum radioaktiven Untergrund beiträgt. Zwei Substanzen, die diesen Anforderungen genügen, sind natürliches Lithium und Bor. Es ist möglich, den Prozess der Moderation und Absorption in einer einzelnen Schicht durchzuführen, wenn man mit Lithium oder Bor dotiertes PE verwendet.

Innerhalb der neutronenabsorbierenden Schicht befindet sich meist eine weitere Schicht aus Blei oder Kupfer, um die beim Einfang entstandene Strahlung abzuschwächen. Darüberhinaus besitzt Kupfer auch einen hohen Wirkungsquerschnitt für die Absorption thermischer Neutronen. Die aktuellen Abschirmkonzepte sehen ferner eine äußerste Schicht von einigen Dezimetern Metall vor, um den externen Untergrund weiter zu unterdrücken [3].

### 3.4 Testaufbau am LNGS

Zur Zeit befindet sich COBRA in der Forschungs- und Entwicklungsphase (*Research and Development*, R&D). Ein Testaufbau mit acht CPG-Detektoren nimmt am LNGS bereits Daten und soll in naher Zukunft ausgebaut werden. Je 16 Kristalle befinden sich in Haltern aus Polyoxymethylen (POM, auch bekannt unter den Handelsnamen *Delrin*). Durch die modulare Aufbauweise lässt sich das Experiment einfach erweitern. Die Delrinhalter für die Detektoren befinden sich einer Ummantelung aus Kupfer, dem sogenannten *Nest*. Dieses kann bis zu vier Halter, maximal also 64 Kristalle fassen.

Die Abschirmung des Testaufbaus entspricht noch nicht der in den zitierten Arbeiten vorge-



Abbildung 7: Der COBRA-Testaufbau in einer Umbauphase. Foto: Till Neddermann.

schlagenen. Das Nest ist von einer 5 cm starken Abschirmung aus Kupferziegeln umgeben. Die nächste Schicht der Abschirmung besteht aus Blei mit einer Dicke von 15 bis 20 cm. Dieser Aufbau wird mit einer speziellen Folie vor eindringendem Radon geschützt. Nach einigem Freiraum folgen eine elektromagnetische Abschirmung aus verzinktem Stahlblech und schließlich eine Neutronenabschirmung aus bordotierten PE-Platten, die etwa 7 cm dick sind. Als zusätzlicher Schutz vor Radon wird der Detektor mit Stickstoff gespült. Der gesamte Aufbau ist in Abb. 7 zu sehen.

Zwischen der Bleiabschirmung und dem Neutronenschild ist ein luftgefüllter Freiraum, den man für weitere geplante Abschirmungsschichten nutzen könnte. Bis jetzt ist die Abschirmung außerdem rein passiv, ein Myonveto wurde noch nicht eingebaut.

Die Abschirmung ist nicht lückenlos: Die Detektoren sind in ihrem Halter an die Ausleseelektronik angeschlossen, deren Kabel durch speziell geformte Ziegel nach außen geführt werden. Auch die für die Stickstoffspülung genutzten Leitungen benötigen Kanäle, die in den Detektor führen. Die Spalten, die zwischen nicht perfekt quaderförmigen Ziegeln liegen, sind im Vergleich dazu sehr klein.



## 4 Simulationen

In diesem Kapitel werden die durchgeführten Untersuchungen im Detail vorgestellt. Dabei wird auf die Simulationsmethoden sowie auf die gemachten Modellannahmen eingegangen.

### 4.1 Geant4 und Venom

Komplexe physikalische Prozesse lassen sich häufig nicht exakt berechnen, sondern erlauben lediglich eine numerische Näherungslösung. Zu den wichtigsten numerischen Lösungsverfahren gehören *Monte-Carlo-Simulationen*, bei denen eine große Zahl an Ereignissen mit zufallsverteilten Anfangsbedingungen betrachtet wird. Die akkumulierten Ergebnisse aus den einzelnen Simulationen stellen bei einer hinreichend großen Statistik eine gute Näherung an die exakte Lösung dar.

*Geant4* (nach *Geometry and Tracking*) ist eine ursprünglich am CERN<sup>20</sup> entwickelte Plattform für Monte-Carlo-Simulation, die die Reaktionen von Teilchen beim Durchgang durch Materie beschreiben [2]. Auf Basis von Geant4 lassen sich an das jeweilige Experiment angepasste Programme schreiben, die z.B. die Geometrie des verwendeten Detektors simulieren.

Speziell für COBRA wurde *Venom* geschrieben, eine Geant4-Anwendung, die den speziellen Bedürfnissen eines Doppelbeta-Experiments gerecht wird. Dazu gehören unter anderem Erweiterungen zur Simulation niederenergetischer Teilchenprozesse sowie geeignete Teilchenquellen zur Modellierung des Untergrunds.

Sämtliche Simulationen dieser Arbeit wurden mit Version 4.09.02 (Patch 02) von Geant durchgeführt. Die schon in [9] verwendete Version von Venom wurde modifiziert, um Lücken in der Abschirmung zu simulieren.

### 4.2 Spektrum des Neutroneneinfangs an $^{113}\text{Cd}$

Zuerst wird der Einfang thermischer Neutronen an den CZT-Kristallen von COBRA untersucht. Dieser wird aufgrund des enormen Wirkungsquerschnitts von der Reaktion  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$  dominiert, deren Energiespektrum aufgenommen werden soll. Es wird eine Quelle von 100 meV-Neutronen simuliert, die sich zentral im Detektor befindet, so dass die Neutronen direkt auf die Kristalle treffen. Die Simulation wird für zwei verschiedene Einstellungen von Geant4 durchgeführt. Zuerst werden die Standardeinstellungen verwendet, beim zweiten Durchgang wird

<sup>20</sup>Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire

die Umgebungsvariable `$G4NEUTRONHP_USE_ONLY_PHOTONEVAPORATION` gesetzt. Hierdurch wird Geant4 angewiesen, den Übergang angeregter Atomkerne in den Grundzustand grundsätzlich mit dem im Handbuch [8] beschriebenen *Photon Evaporation Model*<sup>21</sup> zu berechnen. Dies geht einher mit einem erhöhten Rechenaufwand, soll allerdings zu realistischeren Energiespektren führen.

In allen folgenden Abschnitten wird mit der gesetzten Umgebungsvariable gearbeitet.

### 4.3 Streuung thermischer Neutronen an Blei und Kupfer

Das Reflexions- und Streuungsvermögen verschiedener Materialien für thermische Neutronen soll untersucht werden. Dazu wird eine Teilchenquelle simuliert, die einen geraden Strahl thermischer (100 meV) Neutronen senkrecht auf ein Loch in der Abschirmung schießt. Dieses hat die Form eines Spats mit einer quadratischen Grundfläche von  $1\text{ cm}^2$  und einem Neigungswinkel von  $1.5^\circ$  gegenüber der Strahlachse. Die einfallenden Neutronen werden nur dann im Detektor registriert, wenn sie vorher an der Wand des Lochs reflektiert werden. Der Versuch ist in Abb. 8 (oben) schematisch dargestellt.

Diese Simulationen werden für Abschirmungen aus Blei bzw. Kupfer von je 50 cm Dicke durchgeführt. Zur Referenz wird auch ein quaderförmiges Loch getestet, durch das die Neutronen ungehindert in den Detektor gelangen. Um eindringende Teilchen möglichst effizient zu registrieren, wird der in Abschnitt 3.1 beschriebene Detektor mit 64000 CPGs verwendet.

### 4.4 Durchlässigkeit der Abschirmung für Neutronen

Als nächstes wird die Kernfrage dieser Arbeit untersucht – der Einfluss von Lücken auf die Effizienz einer realen Abschirmung. Als Untersuchungsobjekt dient die aktuelle Abschirmung am LNGS (vgl. Abschnitt 3.4). Der simulierte Detektor besteht aus 64 CZT-Kristallen im Kupfernest, umgeben von weiteren 5 cm Kupfer, 20 cm Blei, 30 cm Luft und 7 cm bordotiertem PE. In erster Näherung wird die Abschirmung als lückenlos angenommen. Bei einem zweiten Simulationendurchlauf wird zusätzlich eine Kabeldurchführung durch die inneren Schichten modelliert. Dieser Kanal besteht aus mehreren Segmenten. Durch das Kupfer und die Hälfte der Bleischicht führen zwei quaderförmige Schächte mit einem Querschnitt von  $5\text{ mm} \times 80\text{ mm}$ , daran schließt ein V-förmiger Kanal mit einer Grundfläche von  $7\text{ mm} \times 80\text{ mm}$  und einem Abknickwinkel von  $30^\circ$  an (siehe Abb. 9). Dieser Verlauf orientiert sich qualitativ am existierenden Testaufbau,

---

<sup>21</sup>engl.: Photonenverdampfungsmodell

vergleiche Abb. 10.

Zusätzlich zur Kabeldurchführung werden Spalten mit einer Breite von 5 mm im PE angenommen, die die Neutronenabschirmung in einen offenen Kasten und einen Deckel unterteilen. Diese Lücken sind in Abb. 11 skizziert.

Der reale Aufbau ist deutlich komplexer als dieses Modell, ließe sich aber nicht mit vertretbarem Aufwand programmieren. So werden die Spalten zwischen nicht passgenauen Kupfer- und Bleiziegeln vernachlässigt, ebenso wie die Gasleitungen zur Stickstoffspülung. Auch die genauen Abmessungen der modellierten Lücken werden hier lediglich abgeschätzt, wobei diese in der Realität deutlich kleiner sind. Damit ist sichergestellt, dass die Effekte der Lücken eher über- als unterschätzt werden.

In den Simulationen werden zwei verschiedene Neutronenquellen verwendet. In beiden Fällen starten die Neutronen zufallsverteilt auf einem Würfel der Kantenlänge 2 m, in dessen Mitte sich der Detektor mit der Abschirmung befindet (Abb. 8 unten). Die beiden Quellen unterscheiden sich in der Energieverteilung. Während die erste Quelle ausschließlich thermische Neutronen mit einer Energie von 100 meV erzeugt, soll die zweite das gemessene Neutronenspektrum am LNGS modellieren. Die Energieverteilung besitzt in diesem Fall die Wahrscheinlichkeitsdichte

$$f(E) = \frac{1}{E} \exp(-7.828 \cdot E) + 0.309 \cdot \exp(-2.23 \cdot E) - 7.505 \cdot 10^{-15} \cdot E^{-2.831} \quad (2)$$

für Neutronenenergien  $E$  in GeV. Da diese Neutronen von einfallenden Myonen induziert werden, besitzen sie außerdem eine anisotrope Winkelverteilung. Den verwendeten Parametern liegen die Berechnungen in [14] zugrunde.

## 4.5 Durchlässigkeit der inneren Schichten der Abschirmung

Abschließend wird untersucht, ob thermische Neutronen durch Streuung durch die Kabeldurchführung dringen können. Hierzu wird eine punktförmige Teilchenquelle verwendet, die sich zwischen dem PE-Schild und der Bleischicht befindet (Kreuz in Abb. 8 unten) und Neutronen mit einer Energie von 100 meV in Richtung der Abschirmung emittiert. Diese Simulation wird einmal mit und einmal ohne Kabelkanal durchgeführt; im zweiten Fall ist die Quelle auf die Öffnung in der Abschirmung ausgerichtet.

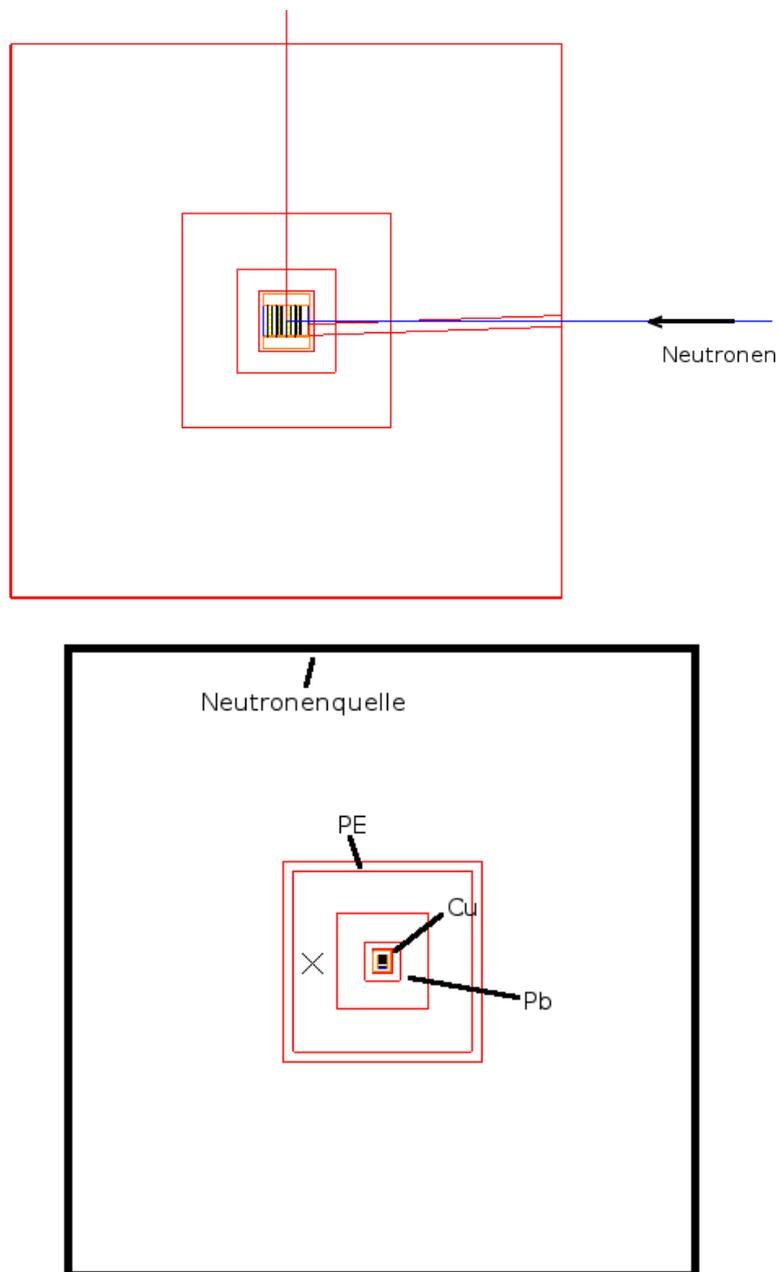


Abbildung 8: Oben: Neutronen treffen auf ein gegen die Strahlachse geneigtes Loch in der Abschirmung (Abschnitt 4.3). Unten: Die Neutronen starten auf der Oberfläche eines  $2 \times 2 \times 2 \text{ m}^3$ -Würfels um den Detektor (Abschnitt 4.4). Das Kreuz zwischen der Blei- und der PE-Schicht markiert die Position der Neutronenquelle für Abschnitt 4.5.

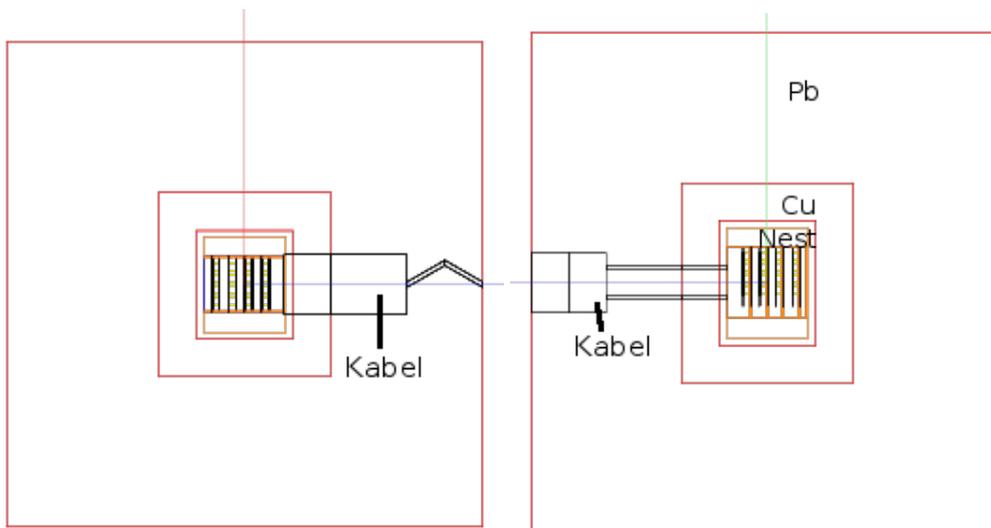


Abbildung 9: Simulierter Aufbau mit Kabeldurchführung (schwarz) durch die inneren Schichten der Abschirmung (Cu, Pb). Links: Draufsicht. Rechts: Seitenansicht.

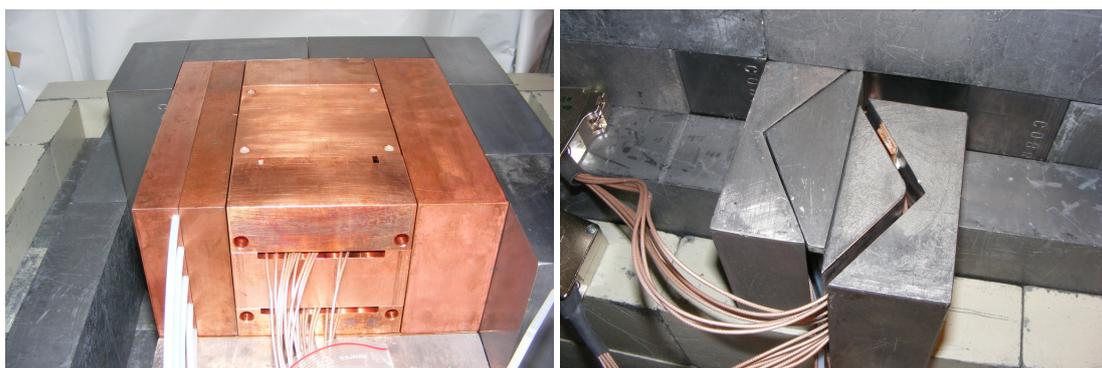


Abbildung 10: Kabeldurchführung am Testaufbau. Links die beiden Kanäle durch die Kupferabschirmung, rechts der Bleiziegel mit V-förmiger Lücke. Fotos: Till Neddermann

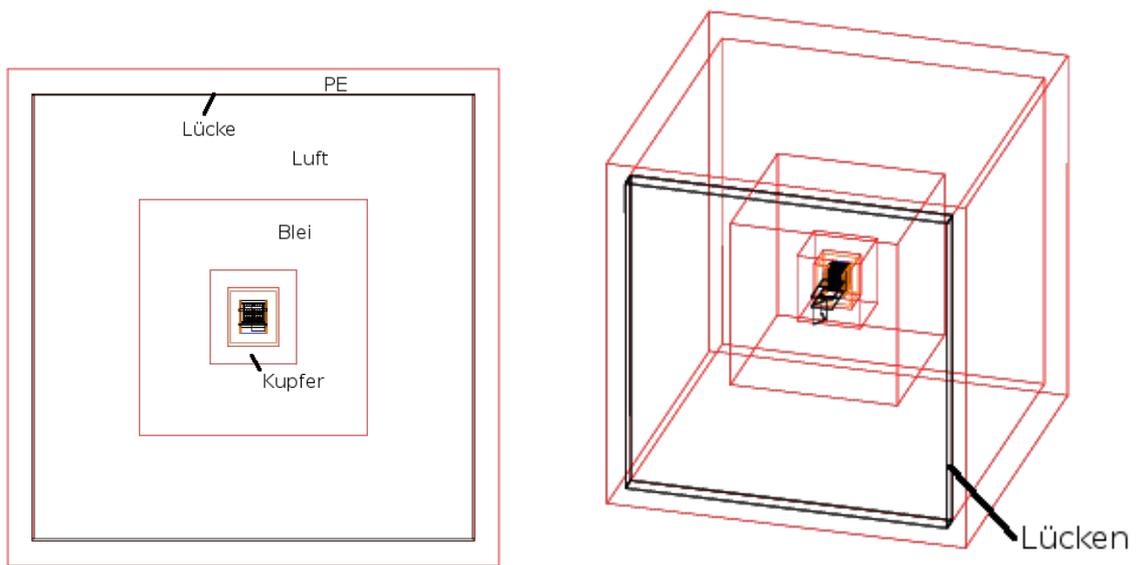


Abbildung 11: Spalten in der PE-Schicht der Abschirmung. Links: Frontalansicht. Rechts: Perspektivische Ansicht.

## 5 Ergebnisse

Die Resultate der in Abschnitt 4 beschriebenen Simulationen werden ausgewertet und vorgestellt.

### 5.1 Spektrum des Neutroneneinfangs an $^{113}\text{Cd}$

In Abb. 12 sind die beiden Spektren für Neutroneneinfang in den CZT-Detektoren dargestellt. Es wurden zweimal  $10^5$  Neutronen simuliert, um den Einfluss des Photon Evaporation Model auf die Berechnung zu vergleichen. Deutlich zeigt sich, dass bei Verwendung dieses Modells (unten) mehrere diskrete Linien im Spektrum auftauchen, unter anderem bei den für  $^{113}\text{Cd}$  charakteristischen Energien von 478 keV und 558 keV [17]. Mit den Standardeinstellungen von Geant4 (oben), bei denen diese Form der Berechnung nicht erzwungen wird, ist das Spektrum hingegen kontinuierlich<sup>22</sup>. Man kann also davon ausgehen, dass das Photon Evaporation Model eher zu physikalisch sinnvollen Ergebnissen führt als die Standardeinstellungen. Daher wurde die Umgebungsvariable `$G4NEUTRONHP_USE_ONLY_PHOTONEVAPORATION` bei allen folgenden Simulationen gesetzt.

Auffällig ist weiterhin, dass der kontinuierliche Teil des Spektrums sich zwar qualitativ kaum ändert, aber die Anzahl der in den Detektoren registrierten Ereignisse sich um einen Faktor fünf unterscheidet ( $2 \cdot 10^5$  zu  $1 \cdot 10^6$ ). Das Photon Evaporation Model führt also anscheinend auch zu der Emission von mehr Photonen durch angeregte Kerne. Der Grund hierfür bleibt unklar, eine tiefergehende Auseinandersetzung mit den physikalischen Funktionen von Geant4 kann hier nicht stattfinden.

### 5.2 Streuung thermischer Neutronen an Blei und Kupfer

Es wurden vier Simulationsläufe mit je  $10^5$  thermischen Neutronen durchgeführt. Dabei wurden für die Öffnung Neigungswinkel von  $0^\circ$  (entsprechend einem ungehinderten Eintritt in den Detektor) und  $1.5^\circ$  gegenüber der Strahlachse verwendet und die beiden Abschirmungsmaterialien Blei und Kupfer getestet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 4 zusammengefasst. Der statistische Fehler bei  $N$  gemessenen Ereignissen wird zu  $\sqrt{N}$  angenommen. Bei der Anzahl der gemessenen Ereignisse wird allerdings nicht unterschieden, ob ein Neutron tatsächlich reflektiert, oder ob es in der Abschirmung absorbiert und ein dabei entstehendes Photon registriert wurde.

---

<sup>22</sup>Die einzige Linie, die hier im Spektrum auftaucht, liegt bei 511 keV und rührt von Elektron-Positron-Annihilation.

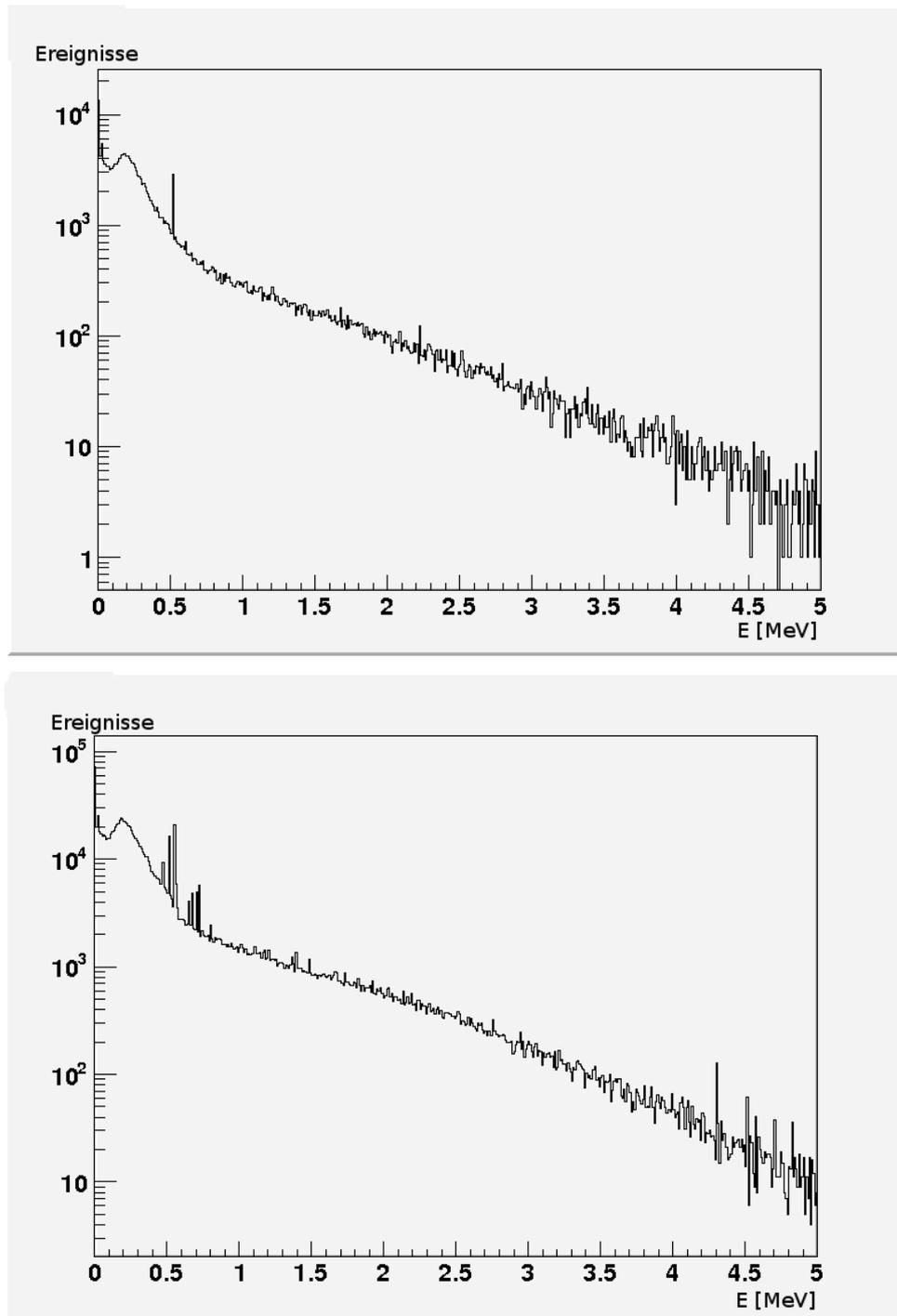


Abbildung 12: Spektrum der von den CZT-Detektoren gemessenen Energie in MeV nach Ein-  
fang thermischer Neutronen bei Standardeinstellungen (oben) bzw. Berechnung  
mittels Photon Evaporation (unten).

Offensichtlich absorbiert Kupfer thermische Neutronen effektiv, während an einer Bleioberfläche immer noch etwa 5% der Neutronen gestreut werden. Dies ist in qualitativer Übereinstimmung mit der Literatur, die für  $^{63}\text{Cu}$  (den Hauptbestandteil natürlichen Kupfers) einen Wirkungsquerschnitt von über 7 b angibt [15]. Hingegen hat Blei bei der verwendeten Neu-

Tabelle 4: Im Detektor registrierte Ereignisse pro  $10^5$  einlaufende Neutronen für zwei verschiedene Abschirmungen.  $\theta$  gibt den Neigungswinkel der Öffnung in der Abschirmung an.

$\theta$	Kupfer	Blei
$0^\circ$	$797863 \pm 893$	$803254 \pm 896$
$1.5^\circ$	$3 \pm 2$	$52565 \pm 229$

tronenenergie einen Wirkungsquerschnitt von nur etwa 1 b [15]. Den drastischen Unterschied zwischen den beiden Materialien kann man hiermit allerdings nicht vollständig erklären. Die Reflexion von Neutronen wird entscheidend von der sogenannten *Streulänge* bestimmt, die für Kupfer bei 7.7 fm liegt, für Blei bei 9.4 fm [25, 22, 10]. Je nach Streulänge, De-Broglie-Wellenlänge der Neutronen und Einfallswinkel kann es an Grenzflächen sogar zur Totalreflexion kommen.

Während eine eingehende Untersuchung der Neutronenreflektivität an verschiedenen Oberflächen hier nicht möglich ist, kann man trotzdem festhalten, dass Kupfer einen guten Absorber für thermische Neutronen darstellt.

### 5.3 Durchlässigkeit der Abschirmung für Neutronen

Hier wurden  $10^7$  Neutronen simuliert, wobei der LNGS-Aufbau wie in Abschnitt 4.4 beschrieben modelliert wurde. Die Simulation wurde zuerst für eine idealisierte Abschirmung und dann für eine Abschirmung mit Lücken, d.h. mit Kabeldurchführung und Spalten im Neutronenschild durchgeführt. Bei Verwendung von thermischen Neutronen ist in keinem der beiden Fälle ein Signal im Detektor gemessen worden. Hier ist daher keine sinnvolle Auswertung möglich. Für die Myon-induzierten Neutronen mit einer Energieverteilung gemäß Gleichung 2 erhält man dagegen die Ergebnisse in Tabelle 5. Da die CZT-Detektoren eine Energieschwelle von 40 keV besitzen [9], werden nur Ereignisse mit einer Energie darüber betrachtet. Es wurde also eine Er-

Tabelle 5: Im Detektor gemessene Ereignisse mit Energien über 40 keV. Es wurden  $10^7$  Neutronen mit der vor Ort gegebenen Energieverteilung simuliert.

Ohne Lücken	Mit Lücken	Relative Änderung
$1212 \pm 35$	$1354 \pm 37$	$(11.7 \pm 0.2)\%$

höhung des Untergrundes durch schnelle Neutronen um 11.7% gemessen. Hier sei noch einmal

darauf hingewiesen, dass es sich dabei um eine großzügige Abschätzung nach oben handelt, da die Lücken teilweise als unrealistisch groß angenommen wurden. Eine drastische Verschlechterung der Abschirmung ist also in keinem Fall zu erwarten.

Im Bereich zwischen 2.7 MeV und 2.9 MeV liegen sehr wenige bis gar keine Ereignisse. Eine gesonderte Untersuchung der ROI findet hier also nicht statt, da keine statistisch belastbaren Aussagen möglich sind.

## 5.4 Durchlässigkeit der inneren Schichten der Abschirmung

Um doch noch eine Aussage über das Verhalten thermischer Neutronen machen zu können, wurde abschließend eine thermische Neutronenquelle innerhalb der Luftschicht zwischen Blei und PE platziert und auf die Öffnung der Kabeldurchführung zentriert. So wurden die Neutronen nicht schon im dotierten PE absorbiert und hatten eine größere Wahrscheinlichkeit, ein Signal im Detektor zu hinterlassen.

Die Ergebnisse der Simulation mit  $10^6$  Neutronen sind in Tabelle 6 aufgeführt. Wieder wurden nur Ereignisse über 40 keV gezählt. Der Untergrund durch thermische Neutronen, die sich be-

Tabelle 6: Im Detektor gemessene Ereignisse mit Energien über 40 keV. Es wurden  $10^6$  thermische Neutronen simuliert, die Quelle lag innerhalb des Neutronenschildes.

Ohne Lücken	Mit Lücken	Relative Änderung
$2511 \pm 50$	$2601 \pm 51$	$(3.6 \pm 0.1)\%$

reits innerhalb des Neutronenschildes befinden, steigt also nur geringfügig. Der Grund für den Anstieg um wenige Prozent sind keine Neutronen, die durch wiederholte Streuung in den Detektor gelangt wären, sondern vor allem die schwächere Abschirmung gegen bei der Absorption emittierte Photonen. Dies zeigt sich, wenn man das Spektrum in Abb. 13 betrachtet. Ihm fehlen die in Abschnitt 5.1 beschriebenen Linien, die man beim Einfang von Neutronen in den CZT-Detektoren erwarten würde. Neben der 511 keV-Linie kann man einen schwach ausgeprägten Peak um 380 keV erkennen, der vermutlich der 385 keV-Linie von  $^{63}\text{Cu}$  entspricht [17]. Dieses Ergebnis kann man daher so interpretieren, dass thermische Neutronen durch Streuung oder Reflexion die Lücken in der Bleiabschirmung durchdrungen haben und erst im Kupfer absorbiert wurden. Ein Eindringen der Neutronen bis in den Detektor konnte nicht nachgewiesen werden. Wiederum lagen zu wenig Ereignisse in der ROI, um hier eine Auswertung durchzuführen.

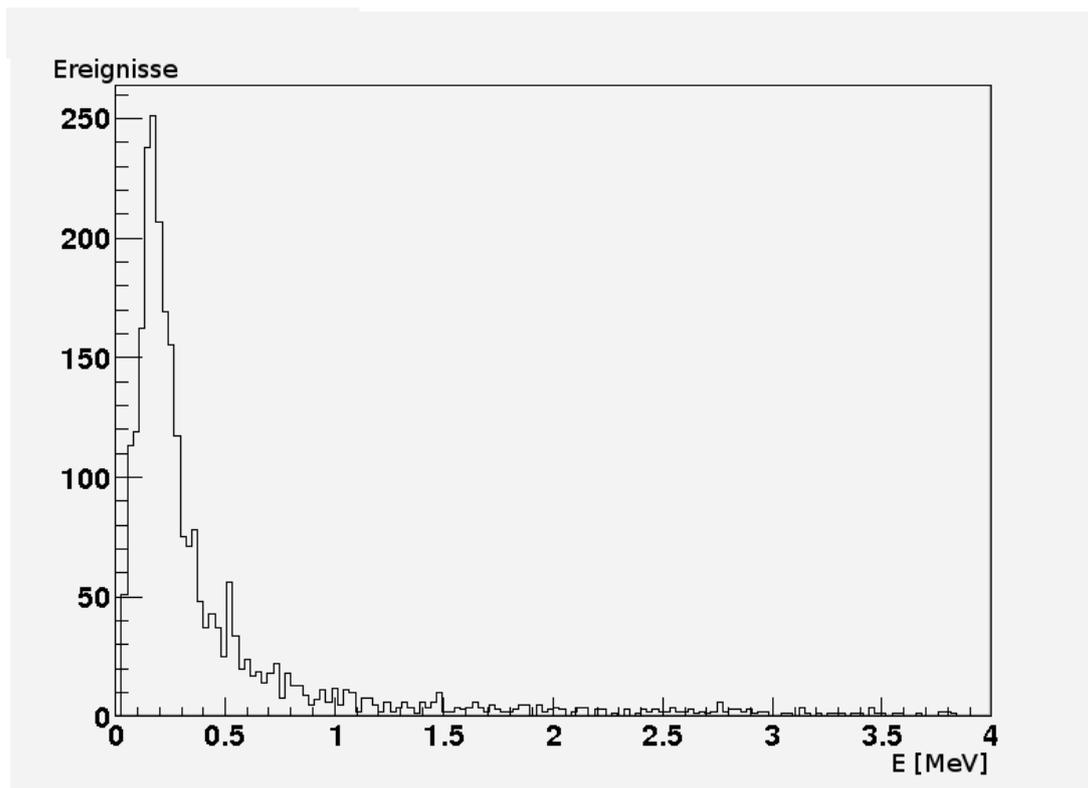


Abbildung 13: Spektrum der im Detektor registrierten Ereignisse. Es wurde eine Quelle thermischer Neutronen in Verbindung mit Lücken in der Abschirmung simuliert (Abschnitt 5.4).

## 5.5 Besonderheiten in Geant4 und Venom

Im Verlauf dieser Arbeit kam es zu einigen Schwierigkeiten mit der verwendeten Software. Weder ist Geant4 für niederenergetische Prozesse ausgelegt, noch ist Venom konzipiert, komplizierte geometrische Strukturen zu simulieren. Es soll daher kurz auf einige Eigenheiten dieser Programme eingegangen werden, die es zu beachten gilt.

Auf die Umgebungsvariable `$G4NEUTRONHP_USE_ONLY_PHOTONEVAPORATION` wurde bereits in Abschnitt 5.1 eingegangen<sup>23</sup>. Auf die Qualität des  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$ -Spektrums hat sie einen erheblichen Einfluss. Inwiefern auch andere Neutronenwechselwirkungen wie z.B. Streuung von dieser Einstellung betroffen sind, konnte hier leider nicht weiter untersucht werden.

Geant4 verwendet sogenannte *Cuts*<sup>24</sup>, um die Berechnungen zu vereinfachen. Teilchen, die bestimmte Kriterien wie z.B. eine Mindestenergie nicht erfüllen, werden in der Simulation vernachlässigt. Der Benutzer kann diese Cuts festlegen, ansonsten gelten vorgegebene Werte. In

<sup>23</sup>Victor Makarov hat erstmals auf diesen mutmaßlichen Programmfehler hingewiesen [1].

<sup>24</sup>engl.: Schnitte

manchen Situationen setzt Venom einen Timecut von  $50\mu\text{s}$ , so dass Teilchen nicht länger als diese Zeitspanne verfolgt werden. Thermische Neutronen legen in dieser Zeit allerdings nur etwa 20cm zurück. Damit sie korrekt berechnet werden, sollte ein größerer Timecut gewählt werden. In dieser Arbeit lag dieser Wert grundsätzlich bei mindestens 5 ms.

Bei der Programmierung der Geometrie ließ es sich nicht vermeiden, dass verschiedene virtuelle Festkörper gemeinsame Grenzflächen teilen. Im Handbuch von Geant4 wird vor dieser Vorgehensweise ausdrücklich gewarnt [2], weil sonst durch z.B. Rundungsfehler leicht falsche Ergebnisse produziert werden können. Ob in diesem Fall tatsächlich die Resultate verfälscht wurden, ließ sich leider nicht feststellen. Bei einer eventuellen Weiterentwicklung von Venom sollte in dieser Hinsicht wohl sorgfältiger vorgegangen werden.

Die Streuung von thermischen Neutronen an Atomkernen wird in Geant4 vereinfacht. Die Dopplerverbreiterung der Wirkungsquerschnitte durch thermische Bewegung der Kerne wird zwar berücksichtigt, dabei wird jedoch die Annahme von freien Atomen gemacht. Wenn das streuende Material in molekularer oder kristalliner Form vorliegt, ist diese Näherung nicht mehr uneingeschränkt zulässig [13].

## 6 Zusammenfassung und Diskussion

Gegenstand dieser Arbeit war die Fragestellung, welchen Einfluss Lücken in der Abschirmung des COBRA-Experiments auf den Untergrund durch Neutronen haben. Das Hauptaugenmerk lag dabei auf dem Verhalten thermischer Neutronen, da das im Detektormaterial enthaltene  $^{113}\text{Cd}$  einen großen Wirkungsquerschnitt für deren Absorption besitzt. Außerdem können thermische Neutronen an Grenzflächen reflektiert werden, was ein Eindringen in den Detektor ermöglichen könnte.

Die Untersuchungen dieser Arbeit wurden als Monte-Carlo-Simulationen mit der Geant4-Anwendung Venom durchgeführt. Diese wurde geeignet modifiziert, um Abschirmungslücken simulieren zu können. Zuerst wurde das Spektrum des Neutroneneinfangs  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma)^{114}\text{Cd}$  aufgenommen. Anschließend wurde die Reflexion thermischer Neutronen untersucht, die in einem Winkel von  $1.5^\circ$  auf Oberflächen aus Blei und Kupfer trafen. Im Hauptteil der Arbeit wurde der aktuelle Testaufbau von COBRA modelliert, wobei Kabeldurchführungen und Spalten in der Abschirmung berücksichtigt wurden. Es wurden sowohl thermische Neutronen als auch das Spektrum schneller Neutronen am LNGS simuliert und die gemessenen Untergrundraten mit bzw. ohne Abschirmungslücken verglichen.

Das Spektrum des Neutroneneinfangs zeigt die erwartete Energieverteilung mit einigen für das Isotop spezifischen Linien und einem kontinuierlichen Anteil, der auch die ROI von COBRA überdeckt. Dies verdeutlicht die Bedeutung einer effektiven Neutronenabschirmung. Das Spektrum wurde allerdings nur dann korrekt berechnet, wenn Geant4 zur Verwendung des Photon Evaporation Model angewiesen wurde.

Die Reflexion von Neutronen an Oberflächen fiel sehr schwach aus. Während an einer Bleioberfläche noch wenige Prozent der einfallenden Neutronen gestreut wurden, wurde an Kupfer praktisch keine Reflexion beobachtet.

Bei der Untersuchung von schnellen Neutronen konnte eine Erhöhung des Untergrundes um  $(11.7 \pm 0.2)\%$  gegenüber einer idealisierten lückenlosen Abschirmung festgestellt werden. Beschränkt man die Betrachtung auf thermische Neutronen, fällt der Effekt schwächer aus. Für eine thermische Neutronenquelle, die sich bereits innerhalb der äußeren absorbierenden Lage der Abschirmung befindet, wurde eine Erhöhung um  $(3.6 \pm 0.1)\%$  beobachtet. Ein Eindringen von thermischen Neutronen in das Detektorinnere konnte nicht nachgewiesen werden.

Zusammenfassend zeigen die angestellten Simulationen, dass der Untergrund durch Neutronen sich nicht in kritischem Maße erhöht, wenn man Lücken in der Abschirmung berücksichtigt.

Die angegebenen Werte stellen zudem nur obere Abschätzungen dar, da die Spalten am realen Aufbau kleiner sind als die für die Simulation verwendeten.

Die vorliegenden Ergebnisse sind mit schwer einzuschätzenden Unsicherheiten behaftet. So wurde die Geometrie der Abschirmung auch in dieser Arbeit noch vereinfacht und z.B. die Ziegelstruktur der inneren Schichten vernachlässigt. Weitere systematische Fehler können aus der mangelnden Genauigkeit der Simulationen entstehen. Wie zuverlässig die Berechnung niederenergetischer Neutronen mit Geant4 erfolgt, ist nicht bekannt. Die fehlende Reflexion an Oberflächen legt jedoch nahe, dass zumindest Streuprozesse nicht exakt berechnet werden. Bei flachen Winkeln wäre stattdessen Totalreflexion der Neutronen zu erwarten [25]. Diese Diskrepanz lässt sich eventuell mit den von Geant4 gemachten Näherungen erklären [13]. Auch in Bezug auf das Photon Evaporation Model lässt sich nur feststellen, dass es qualitativ korrekte Ergebnisse liefert. Ob das gemessene Spektrum auch quantitativ zutreffend ist, bleibt unklar. Neben den im Rahmen dieser Arbeit entdeckten Programm- und Bedienfehlern gibt es womöglich noch weitere Fehler, deren Effekte nicht einschätzbar sind.

Vor diesem Hintergrund sind die o.g. Ergebnisse nur als grobe Einschätzung zu sehen, die in Folgearbeiten überprüft und verbessert werden sollten. So ist zu überprüfen, ob eine genauere Modellierung der Geometrie den Untergrund wesentlich beeinflusst. Die Genauigkeit der mit Geant4 und Venom gemachten Berechnungen sollte untersucht werden, insbesondere der Einfluss der erwähnten Programmfehler. Eine tiefere Beschäftigung mit der recht komplexen Theorie der Neutronenstreuung ist zu empfehlen. Auch eine experimentelle Überprüfung der simulierten Daten steht bis jetzt aus.

## Abbildungsverzeichnis

1	Massendefekt für uu- und gg-Kerne . . . . .	13
2	Neutrinoloser doppelter Betazerfall . . . . .	14
3	Spektrum des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls . . . . .	15
4	Sensitivität für die Halbwertszeit . . . . .	19
5	Natürlicher $\gamma$ -Untergrund . . . . .	21
6	Wirkungsquerschnitt für Neutroneneinfang an $^{113}\text{Cd}$ . . . . .	23
7	Testaufbau am LNGS . . . . .	25
8	Simulierte Neutronenquellen . . . . .	30
9	Modellierte Kabeldurchführung . . . . .	31
10	Kabeldurchführung am Testaufbau . . . . .	31
11	Lücken im Neutronenschild . . . . .	32
12	Spektren des Neutroneneinfangs an Cadmium . . . . .	34
13	Untergrundspektrum durch thermische Neutronen . . . . .	37

## Tabellenverzeichnis

1	Fermionen des Standardmodells. . . . .	9
2	Fundamentale Kräfte . . . . .	10
3	$2\nu\beta\beta$ -Emitter in CZT . . . . .	17
4	Neutronenstreuung an Oberflächen . . . . .	35
5	Lücken in der Abschirmung und schnelle Neutronen. . . . .	35
6	Lücken in der Abschirmung und langsame Neutronen. . . . .	36



## Literatur

- [1] *Fehlermeldung in Geant4*. <http://hypernews.slac.stanford.edu/HyperNews/geant4/get/hadronprocess/1078.html>. abgerufen am 23.8.2011.
- [2] *Geant4*. <http://geant4.web.cern.ch/>.
- [3] *Status of the Shielding Design*, 6 2011.
- [4] AALSETH, C. E. et al.: *Comment on "Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay"*. *Mod.Phys.Lett.A17:1475-1478,2002*, 2002.
- [5] DEMTRÖDER, WOLFGANG: *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik (Springer-Lehrbuch) (German Edition)*. Springer, 3., überarb. Auflage, 10 2009.
- [6] ELLIOTT, STEVEN R. und PETR VOGEL: *Double Beta Decay*. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 52(1):115–151, 2002.
- [7] FORMAGGIO, JOSEPH A. und C.J. MARTOFF: *Backgrounds to sensitive Experiments underground*. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 54(1):361–412, 2004.
- [8] GEANT4 COLLABORATION: *Physics Reference Manual*, 12 2009.
- [9] HEIDRICH, NADINE: *Monte – Carlo basierte Entwicklung einer Neutronenabschirmung für das COBRA – Experiment*. Diplomarbeit, Universität Hamburg, 2010.
- [10] IOFFE, A., O. ERMAKOV, I. KARPIKHIN, P. KRUPCHITSKY, P. MIKULA, P. LUKAS und M. VRANA: *Precise determination of the neutron scattering length of lead isotopes Pb204, Pb207 and Pb208 by neutron interferometry*. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, 7:197–200, 2000.
- [11] KAYSER, BORIS, FRANCOISE GIBRAT-DEBU und FREDERIC PERRIER: *Physics Of Massive Neutrinos*, Kapitel IV. World Scientific Pub Co Inc, 1989.
- [12] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H. V., A. DIETZ, H. L. HARNEY und I. V. KRIVOSHEINA: *Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay*. 2002.
- [13] KOI, TATSUMI: *Thermal Neutron Scattering in Geant4*. <http://geant4hadronics.wikispaces.com/Thermal+Neutron+Scattering+in+Geant4>, 2010.

- 
- [14] MEI, D.-M. und HIME, A.: *Muon-induced background study for underground laboratories*. Physical Review D, 73(5), März 2006.
- [15] NATIONAL NUCLEAR DATA CENTER: *Evaluated Nuclear Data File*. <http://www.nndc.bnl.gov/sigma/>. abgerufen am 2.8.2011.
- [16] NATIONAL NUCLEAR DATA CENTER: *Q-value Calculator*. <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>. abgerufen am 2.8.2011.
- [17] NATIONAL NUCLEAR DATA CENTER: *Thermal Neutron Capture  $\gamma$ 's by Target*. <http://www.nndc.bnl.gov/capgam/>. abgerufen am 23.8.2011.
- [18] PETERSEN, KIM SUSAN: *Monte-Carlo-Studien zum radioaktiven Untergrund für das COBRA-Experiment*. 2011.
- [19] POVH, BOGDAN, KLAUS RITH, CHRISTOPH SCHOLZ und FRANK ZETSCHKE: *Teilchen und Kerne: Eine Einführung in die physikalischen Konzepte*. Springer, 8. Auflage, 2009.
- [20] PRITYCHENKO, B.: *On Double-Beta Decay Half-Life Time Systematics*, 2010.
- [21] RAHAMAN, S., V.-V. ELOMAA, T. ERONEN, J. HAKALA, A. JOKINEN, A. KANKAINEN, J. RISSANEN, J. SUHONEN, C. WEBER und J. ÄYSTÖ: *Double-beta decay Q values of  $^{116}\text{Cd}$  and  $^{130}\text{Te}$* . Physics Letters B, In Press, Accepted Manuscript, 2011.
- [22] SCHNEIDER, C. S.: *Coherent nuclear scattering amplitudes of germanium, copper and oxygen for thermal neutrons*. Acta Crystallographica Section A, 32(3):375–379, May 1976.
- [23] SCHRAMM, DAVID und GARY STEIGMAN: *A neutrino-dominated universe*. General Relativity and Gravitation, 13:101–107, 1981.
- [24] SCHWENKE, M. et al.: *Exploration of Pixelated detectors for double beta decay searches within the COBRA experiment*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, In Press, Corrected Proof, 2011.
- [25] SQUIRES, G. L.: *Introduction to the Theory of Thermal Neutron Scattering*. Dover Publications, 2 1997.

- [26] STEWART, D. Y., P. F. HARRISON, B. MORGAN und Y. RAMACHERS: *Radiation shielding for underground low-background experiments*. AIP Conference Proceedings, 870(1):568–571, 2006.
- [27] STRUMIA, ALESSANDRO und FRANCESCO VISSANI: *Precise quasielastic neutrino/nucleon cross-section*. Physics Letters B, 564(1-2):42 – 54, 2003.
- [28] THOMAS, SHAUN A., FILIPE B. ABDALLA und OFER LAHAV: *Upper Bound of 0.28 eV on Neutrino Masses from the Largest Photometric Redshift Survey*. Phys. Rev. Lett., 105(3):031301, Jul 2010.
- [29] WULANDARI, H., J. JOCHUM, W. RAU und F. VON FEILITZSCH: *Neutron flux at the Gran Sasso underground laboratory revisited*. Astroparticle Physics, 22(3-4):313 – 322, 2004.
- [30] ZUBER, KAI: *COBRA–double beta decay searches using CdTe detectors*. Physics Letters B, 519(1-2):1 – 7, 2001.
- [31] ZUBER, KAI: *Neutrino Physics (Series in High Energy Physics, Cosmology and Gravitation)*. Taylor & Francis, 1 Auflage, 11 2003.
- [32] ZUBER, KAI: *Long term prospects for double beta decay*, 2010.
- [33] ZUBER, KAI: *The status of the COBRA double-beta-decay experiment*. Progress in Particle and Nuclear Physics, 64(2):267 – 269, 2010. Neutrinos in Cosmology, in Astro, Particle and Nuclear Physics, International Workshop on Nuclear Physics, 31st course.



## Dank

Hier möchte ich mich bei all jenen bedanken, die mich auf dem Weg hierhin begleitet und unterstützt haben.

Zuerst gilt mein Dank Dr. Caren Hagner als meiner Betreuerin und Dr. Björn Wonsak als Zweitgutachter dieser Arbeit. Beiden danke ich für die Vergabe des Themas und die Betreuung in den letzten Monaten.

Mein Dank gilt der gesamten Arbeitsgruppe Neutrino-Physik, in der ich die Zeit dieser Arbeit sehr genossen habe. Vor allem danke ich Nadine Heidrich und Björn Wonsak für die geduldige und stete Hilfestellung und Unterstützung, insbesondere auch für das Korrekturlesen dieser und der vorhergehenden Zeilen. Dankenswerte Hilfe erfuhr ich auch von Christian Oldorf, und bei Annika Hollnagel bedanke ich mich für ihr fleißiges Kuchenbacken. Einige der in dieser Arbeit verwendeten Abbildungen stammen von Christian Oldorf, Jan Timm und Till Neddermann (TU Dortmund), denen ich hier meinen Dank dafür ausspreche.

Weniger fachliche als moralische Unterstützung verdanke ich allen meinen Freunden, ohne die das Studium mir sicher keinen Spaß gemacht hätte. Besonders bedanke ich mich bei meinen lieben Freundinnen Violetta und Lysann, die ich seit Beginn meines Studiums kenne und außerordentlich schätze. Danke, dass ihr immer für mich da wart. Außerdem meinen besten Dank an Svenja und auch Sophia für viele schöne Momente in den letzten Jahren.

Zum Schluss danke ich von Herzen meiner Familie. Ohne die vielfältige und andauernde Unterstützung meiner Eltern und Großeltern wäre dieses Studium nicht möglich gewesen.



Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel – insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet–Quellen – benutzt habe und die Arbeit von mir vorher nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Bachelorarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, 31. August 2011, Christian Ziemann