

BERNHARD-VON-COTTA-GYMNASIUM BRAND-ERBISDORF
TECHNISCHE UNIVERSITÄT DRESDEN
INSTITUT FÜR KERN-UND TEILCHENPHYSIK

Besondere Lernleistung

Analogiebetrachtungen von Neutrinos und
Antineutrinos und Koinzidenzanalyse von
Computersimulationen des
COBRA-Experiments

eingereicht bei
Prof. Dr. Kai Zuber,
Dipl.-Phys. Stefan Zatschler,
Herrn Mike Illig
und
Herrn Kai Schnepf

vorgelegt von
Luise Dathe

Dezember 2016

Exposé

Auch noch heute, 86 Jahre nach ihrer theoretischen Vorhersage, sind Neutrinos und ihre elementarsten Eigenschaften für die moderne Teilchenphysik ein großes Rätsel. Demzufolge beschäftigen sich viele internationale Kollaborationen und Experimente mit der Erforschung dieser besonderen Elementarteilchen. Nach der Entdeckung, dass Neutrinos eine sehr kleine Ruhemasse besitzen, wird mit verschiedenen Ansätzen versucht, die bisher unbekannte Ruhemasse der Neutrinos zu bestimmen und weitere offene Fragen zu klären. Das COBRA-Experiment am LNGS in Italien beschäftigt sich unter anderem mit der Suche nach neutrinolosen Doppelbetazerfällen von ^{130}Te , die als Nachweis für Neutrinos mit Majorana-Eigenschaften gelten. Die Möglichkeit, dass Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind, ergibt sich aus den speziellen physikalischen Eigenschaften dieser Teilchen. Eine Forschungsgruppe um Herrn Prof. Dr. Kai Zuber von der TU Dresden befasst sich mit der Untersuchung der Neutrino-Identität. Um die Analyse der realen Daten zu unterstützen, werden unterschiedliche Simulationen durchgeführt, die zum Ziel haben, Eigenschaften eines Doppelbetazerfalls und Zerfallsprozesse mit einer besonders hohen Sensivität zu evaluieren. Von besonderem Interesse ist dabei die Definition eines „Goldenen Kanals“ und dessen Selektionskriterien, sowie die Erforschung einiger potentieller Untergrundprozesse. In der vorliegenden Arbeit werden im Einführungsteil zunächst die historische Neutrinoforschung, die Neutrinophysik und das COBRA-Experiment näher betrachtet.

Um fundierte Aussagen über die verschiedenen Zerfallsprozesse und ihre Eigenschaften treffen zu können, wurden verschiedene Simulationen von Doppelbetazerfällen durchgeführt, schrittweise angepasst und verbessert.

In diesem praktischen Teil der Arbeit standen die Entwicklung von Analyse-Skripten und die Auswertung der Simulationsergebnisse im Vordergrund. Mit besonderer Aufmerksamkeit wurden dabei die Einflüsse von Energiebeschränkungen und Koinzidenzparametern betrachtet.

Es sollte ein Analyse-Skript entstehen, mit dem man die realen Daten des COBRA-Experiments möglichst effektiv evaluieren und die Zerfallseigenschaften untersuchen kann. Im Verlauf der Arbeit wurde festgestellt, dass mit Hilfe einer Beschränkung der im Detektor deponierten Elektron-, Gamma- und $Q_{\beta\beta}$ -Wert-Energien ein neutrinoloser Doppelbetaprozess in einen angeregten Zustand potentiell beobachtbar ist. Durch eben diese Energiebeschränkungen konnten die primären $2\nu\beta\beta$ -Prozesse von ^{130}Te als Untergrundsignal vermieden werden. Jedoch stellen die neutrinolosen Prozesse in den Grundzustand einen erheblichen Untergrund dar, sodass man schwer einen $0\nu\beta\beta$ -Prozess in den 2_1^+ -Zustand von einem in den gs -Zustand in den Simulationsergebnissen unterscheiden kann.

Allgemein lässt sich die Aussage treffen, dass mit Hilfe des entwickelten Analyse-Skripts einige potentielle Untergrundsignale identifiziert und unterdrückt werden können. Die durchgeführten Untersuchungen tragen zudem zum Verständnis der Ereignis-Signatur eines $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls erheblich bei. Im Folgenden müsste das Analyse-Skript auf die realen Detektordaten angewendet werden.

Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen im COBRA-Experiment am LNGS Anwendung finden, um die Forschung an der Physik jenseits des Standardmodells zu unterstützen.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
1.1	Motivation	5
1.2	Historie der Neutrinforschung	6
2	Grundlagen der Neutrino-physik	8
2.1	Das Standardmodell der Teilchenphysik	8
2.2	Neutrinos	10
2.3	Betazerfälle	12
2.4	Neutrino-loser Doppelter Betazerfall	15
2.5	Betazerfälle in angeregte Zustände	18
2.6	Das COBRA-Experiment	20
3	Computersimulationen zur detektorabhängigen Koinzidenzanalyse	23
3.1	Zielsetzung	23
3.2	Vorbetrachtungen anhand von Einzeldetektor-Simulationen	24
3.3	Vorbetrachtungen zu den Multi-Detektor-Simulationsanalysen	27
3.4	Allgemeiner Aufbau der Analyse-Skripte	31
3.5	Allgemeine Auffälligkeiten der Koinzidenzanalyse	36
3.6	Analyse eines Doppelbetazerfalls in einen angeregten Zustand	39
3.7	Analyse der begleitenden Untergrundprozesse	52
3.7.1	Analyse des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls in den Grundzustand	52
3.7.2	Analyse des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls in den Grundzustand	57
3.7.3	Analyse des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls in den 2_1^+ -Zustand	61
3.8	Abschließende Diskussion der Analyseergebnisse	65
4	Zusammenfassung und Ausblick	67
	Anhang	68
	Abbildungsverzeichnis	84
	Tabellenverzeichnis	87
	Literaturverzeichnis	89

Formeln, Abkürzungen, Indizes

Zeichen	Begriffserklärung
e^-	Elektron
e^+	Positron
p	Proton
n	Neutron
ν_e	Elektron-Neutrino
$\bar{\nu}_e$	Elektron-Antineutrino
ν_μ	Myon-Neutrino
$\bar{\nu}_\mu$	Myon-Antineutrino
ν_τ	Tau-Neutrino
$\bar{\nu}_\tau$	Tau-Antineutrino
ν_M	Majorana-Neutrino
γ	Photon
$0\nu\beta\beta$	Neutrinoloser Doppelbetazerfall
$2\nu\beta\beta$	Doppelbetazerfall
$Q_{\beta\beta}$	Q-Wert des Doppelbetazerfalls
gs -Zustand	Grundzustand
2_1^+ -Zustand	1. Angeregter Zustand mit positiver Parität und Gesamtspin 2
COBRA	C admium Z inc T elluride 0 -Neutrino D ouble- B eta R esearch A pparatus
CZT	C admium- Z ink- T ellurid
EC	Elektroneneinfang (E lectron C apture)
SM	Standardmodell
SNO	Sudbury Neutrino Observatory
LNGS	Laboratori Nazionali del Gran Sasso
ROOT	eine vom CERN entwickelte Software zur Datenanalyse
IKTP	I nstitut für K ern- und T eilchen P hysik an der TU Dresden
LNV	Leptonenzahlverletzung (L epton N umber V iolation)

1 Einleitung

1.1 Motivation

Der Nobelpreis für Physik im Jahre 2015 wurde Takaaki KAJITA und Arthur MC DONALD als langjährige Sprecher der Experimente Super-Kamiokande in Japan und SNO in Kanada für ihre hervorragende Arbeit über Neutrinooszillationen verliehen. Die Erforschung der Neutrinos beschäftigt auch heute sehr viele Wissenschaftler weltweit.

Neutrinos konnten zwar schon vor einigen Jahrzehnten experimentell nachgewiesen werden, jedoch gibt es noch sehr viele offene Fragen zu der grundlegenden Natur dieser Teilchen. Es werden immer neue Experimente und Theorien erstellt, welche die Neutrinos genauer beschreiben sollen. Eine Theorie beschäftigt sich mit der Möglichkeit, dass Neutrinos ihre eigenen Anti-Teilchen sind. Dieser Gedanke geht über die bisher erfolgreiche Theorie zur Beschreibung elementarer Prozesse, dem sogenannten Standardmodell der Teilchenphysik, hinaus und wäre ein Hinweis auf neue, noch unbekannte Physik. In diesem Falle bezeichnet man das Neutrino als Majorana-Teilchen, wodurch es sich in seiner mathematischen Beschreibung grundsätzlich von allen anderen Materieteilchen des SM unterscheidet. Viele internationale Experimente widmen sich der Affirmation dieser Theorie.

Das COBRA-Experiment im Untergrundlabor Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) ist eines dieser Experimente und untersucht radioaktive Zerfälle von verschiedenen Nukliden. Eine vielversprechende Nachweismethode stellt die Untersuchung des Doppelbetazerfalls $2\nu\beta\beta$ dar. Wenn Neutrinos Majorana-Eigenschaften besitzen, sollte in seltenen Fällen ein neutrinoloser Doppelbetazerfall von den verwendeten Detektoren registriert werden, was den Nachweis des Majorana-Charakters mit sich bringt.

Das Institut für Kern- und Teilchenphysik (IKTP) der Technischen Universität Dresden arbeitet zusammen mit anderen internationalen Institutionen am COBRA-Experiment. Das Ziel dieser Kollaboration ist der Nachweis des neutrinolosen Doppelbetazerfalls und damit der Beweis der Majorana-Identität der Neutrinos.

Damit dieses Experiment gelingt, werden diese Zerfallsprozesse zuerst durch umfangreiche Computersimulationen erforscht. Dabei ergeben sich folgende Leitfragen:

- Was zeichnet einen Doppelbetazerfall im Detektor aus?
- Treten vermehrt Ereignisse auf, bei denen mehrere Detektoren ein Signal messen?
- Welche Zerfallsprozesse zeichnen sich durch eine besonders hohe Sensitivität aus?

Ziel dieser Arbeit ist es, einige Computersimulationen durchzuführen und anschließend zu analysieren, um Zerfallsprozesse mit einer gesteigerten Sensitivität, d.h. einer erhöhten Nachweiswahrscheinlichkeit, zu identifizieren und Suchstrategien zur Auswertung der physikalischen Daten zu entwickeln. Dabei ist speziell die Suche nach einem „Goldenen Kanal“, bei dem man Untergrund und Signal mit möglichst einfachen Selektionskriterien unterscheiden kann, von großem Interesse.

1.2 Historie der Neutrinoforschung

Zu Beginn des 20. Jahrhunderts war das Neutrino ein theoretisches Konstrukt, welches das auffällige Energiespektrum des β -Zerfalls eines radioaktiven Elements erklären sollte. Im Gegensatz zu den α - und γ -Zerfällen eines entsprechenden Radionuklids weist das Energiespektrum des β^- -Zerfalls einen kontinuierlichen Verlauf auf. Bei den Zerfallsspektren der α -Strahlung, als auch bei γ -Strahlung, sind die emittierten Teilchen eindeutig als Peaks bei ihrer zugehörigen kinetischen Energie erkennbar. Anders als erwartet, zeigt das β^- -Spektrum keinen Energie-Peak, obwohl dieser aufgrund der Massendifferenz zwischen Anfangs- und Endzustand des Nuklids vorhanden sein müsste. Die ersten Experimente aus dem Jahre 1913, durchgeführt von J. CHADWICK, demonstrieren das Phänomen, dass die emittierten Elektronen nicht die genau definierte kinetische Energie der Massendifferenz besitzen. Dadurch wurde die Energieerhaltung in β -Zerfällen hinterfragt und blieb lange Zeit ungeklärt.

Erst 17 Jahre später sollte der österreichische Wissenschaftler W. PAULI die Existenz eines bisher unbekanntes, elektrisch neutralen, nur schwach wechselwirkenden Teilchens postulieren. Dieses „Neutron“, welches einen Spin von $\frac{1}{2}$ und die gleiche Masse wie ein Elektron besitzt [Sutton, 1994, S.120], sollte die fehlende Energie tragen und konnte aufgrund seiner schwachen Wechselwirkung nicht im Detektor nachgewiesen werden. Diese Idee wurde von vielen Physikern mit Skepsis aufgenommen, doch das hypothetische Teilchen führte zur Energie-, Impuls- und Spinerhaltung bei allen β -Zerfällen. Die bei diesem Prozess frei werdende Energie wird zwischen dem emittierten Elektron und dem hypothetischen Teilchen aufgeteilt. Erst 1928 führte P. DIRAC den Spin als direkte Folge der Einheit von Quantenmechanik und Relativität zur Beschreibung aller Fermionen ein. Sein Kollege E. FERMI publizierte 1934 die Theorie, bei der er den β^- -Zerfall als Umwandlung eines Neutrons in ein Proton mit der Emission eines Elektrons und des hypothetischen PAULI-Teilchens beschreibt.



FERMI nannte das hypothetische Teilchen Neutrino, da die ursprüngliche Bezeichnung „Neutron“ bereits für den von CHADWICK entdeckten neutralen Bestandteil des Atomkerns verwendet wurde [vgl. Griffiths, 2008, S.24].

Durch die Untersuchung von Pion- und Myonzerfällen konnte der theoretische Beweis für die Existenz der Neutrinos bis zum Jahre 1950 erbracht werden, doch es gab immer noch keine experimentelle Überprüfung der Theorie.

Das entscheidende Experiment wurde 1953 am Savannah River Kernreaktor durchgeführt. Dabei nutzten C.L. COWAN und F. REINES einen enormen Wassertank, um den inversen Beta-Zerfall (wie in Formel 1.2) beobachten zu können.



Die Beobachtung dieser Reaktion stellte den ersten experimentellen Nachweis von Neutrinos dar.

Aufgrund der fehlenden elektrischen Ladung fragten sich viele Wissenschaftler, ob es überhaupt irgendeinen Unterschied zwischen Neutrinos und Antineutrinos gibt. Einige Jahre später wurde erkannt, dass die Leptonenzahl eine mögliche Eigenschaft ist, welche zwischen Neutrinos und Antineutrinos unterscheidet. 1962 konnten verschiedene Arten von Neutrinos nachgewiesen werden, das Elektron-Neutrino ν_e und das Myon-Neutrino ν_μ [vgl. Griffiths, 2008, S.27 ff.]. Im Jahr 1974 entdeckte M.L. PERL das Tauon τ , doch das zugehörige Tau-Neutrino ν_τ konnte erst 26 Jahre später nachgewiesen werden [vgl. Sutton,

1994, S.120 ff.]. Die Wissenschaftler der Experimente Super-K und SNO um T. KAJITA und A. MCDONALD konnten 1998 Daten veröffentlichen, aus denen hervorging, dass ein Neutrino in einen anderen Flavour oszillieren kann. Die Entdeckung der Neutrinooszillationen ist ein großer Fortschritt für die moderne Kern- und Teilchenphysik, wodurch ebenfalls bewiesen wurde, dass Neutrinos eine nicht verschwindend geringe Ruhemasse besitzen, da ohne Massendifferenz ein Flavourwechsel nicht möglich ist [Royal Swedish Academy of Sciences, 2015].

2 Grundlagen der Neutrinophysik

2.1 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Teilchenphysik (SM) ist eine Zusammenfassung aller wesentlichen Entdeckungen und Erkenntnisse der Teilchenphysik nach dem heutigen Stand. Es enthält alle bekannten Elementarteilchen und beschreibt deren Wechselwirkungen in einem einheitlichen, theoretischen Rahmen. Die Elementarteilchen gliedern sich in zwei übergeordnete Klassen: die Fermionen, auch Materieteilchen genannt, und die Bosonen, die Wechselwirkungsteilchen. Die Einteilung in die jeweiligen zwei Klassen erfolgt durch eine Differenzierung aufgrund der Spinquantenzahl¹.

Alle Fermionen besitzen einen halbzahligen Spin und werden in Leptonen und Quarks unterschieden. Sie wurden nach dem berühmten italienischen Physiker und Nobelpreisträger ENRICO FERMI (1901-1954) benannt [vgl. Hüfner und Löhken, 2012].

Leptonen und Quarks kommen in der Natur jeweils in drei Generationen (auch als Familien bezeichnet) vor. Im Falle der Leptonen besteht jede Generation aus einem elektrisch geladenen Teilchen, dem jeweilig zugehörigen Neutrino und deren Antiteilchen. Das Elektron e^- und sein zugehöriges Elektron-Neutrino ν_e , sowie das Positron e^+ als Antiteilchen des Elektrons und das Elektron-Antineutrino $\bar{\nu}_e$ bilden die erste Generation. Das Myon μ^- und das Myon-Neutrino ν_μ , sowie das Anti-Myon μ^+ und das Myon-Antineutrino $\bar{\nu}_\mu$ sind die Leptonen der zweiten Generation. Die dritte Generation besteht aus Tau τ^- , Tau-Neutrino ν_τ , sowie Anti-Tau τ^+ und Tau-Antineutrino $\bar{\nu}_\tau$.

Die Leptonendupletts der einzelnen Generationen

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

erhalten in allen Wechselwirkungen eine additive Generationenquantenzahl. Diese wird als Leptonenzahl bezeichnet und ist in Tabelle 2.1 dargestellt.

Die Quarks sind die elementaren Teilchen, aus denen unter anderem Protonen und Neutronen bestehen. Jedes Quark besitzt ein eigenes Antiteilchen mit entgegengesetzter Ladung. Sie bilden ebenso wie die Leptonen drei Generationen, wobei die erste aus Up-Quark u und Down-Quark d besteht. Die zweite Generation bildet sich aus Charm-Quark c und Strange-Quark s und die dritte Generation besteht aus Top-Quark t und Bottom-Quark b . In den Teilchendupletts der Generationen

$$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

¹Die Bezeichnung Spin wurde 1925 von dem US-amerikanischen Physiker G.E. UHLENBECK und S.A. GOUDSMIT als Eigendrehimpuls von Teilchen eingeführt. Der Spin wird als halbzahliges Vielfaches des reduzierten PLANK'schen Wirkungsquantums \hbar angegeben. Teilchen mit einem halbzahligen Spin werden Fermionen genannt und unterliegen der Fermi-Dirac-Statistik, jene Teilchen mit ganzzahligen Spin unterliegen der Bose-Einstein-Statistik und sind Bosonen [vgl. Heidelberg, 1998].

Lepton	L_e	L_μ	L_τ	Q
e^-	+1	0	0	-1
$\bar{\nu}_e$	-1	0	0	0
e^+	-1	0	0	+1
ν_e	+1	0	0	0
μ^-	0	+1	0	-1
$\bar{\nu}_\mu$	0	-1	0	0
μ^+	0	-1	0	+1
ν_μ	0	+1	0	0
τ^-	0	0	+1	-1
$\bar{\nu}_\tau$	0	0	-1	0
τ^+	0	0	-1	+1
ν_τ	0	0	+1	0

Tabelle 2.1: Übersicht über die Leptonenzahlen.

hat das oben stehende Mitglied eine elektrische Ladung von $+2/3 e$ und das untere Mitglied besitzt eine Ladung von $-1/3 e$. Jedes Quark besitzt eine Farbladung² die rot, grün oder blau sein kann, analog dazu ist jedes Antiquark antirot, antigrün oder antiblau. Zusammen bilden die ersten Generationen der Leptonen und Quarks die elementaren Bausteine, aus denen die bisher bekannte Materie aufgebaut ist [vgl. Berger, 2002, S.24].

Es gibt vier bekannte Arten der Wechselwirkung: die schwache Wechselwirkung, die starke Wechselwirkung, die elektromagnetische Wechselwirkung und die Gravitation. Die Wechselwirkungen der Materiefelder werden im SM durch Eichsymmetrien beschrieben. Das SM beinhalten drei Eichgruppen

$$SU(3)_C, SU(2)_L, U(1)_Y. \quad (2.3)$$

Die Eichgruppe $SU(3)_C$ ist die Symmetriegruppe der Quantenchromodynamik, welche die starke Wechselwirkung beschreibt. Sie wird über Gluonen g vermittelt. Die Symmetriegruppe der Quantenflavourdynamik beschreibt alle Kräfte der schwachen Wechselwirkung. Diese Wechselwirkung wird über die Eichbosonen W^-, W^+ und Z^0 übertragen. Die Eichgruppe $U(1)_Y$ basiert auf der Symmetriegruppe der Quantenelektrodynamik. Die QED beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung, welche durch Photonen übertragen wird. Die Eichtheorie des SM kann als $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ beschrieben werden. Die gravitative Wechselwirkung wird in der Eichtheorie des SM nicht berücksichtigt.

In der Theorie des SM werden die physikalischen Größen Energie, Impuls, elektrische Ladung und Leptonenzahl erhalten. Zusätzlich wird bei Prozessen der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung der Flavour erhalten.

²Die Farbladung ist eine ladungsartige Quantenzahl, die die Werte rot (r), grün (g) und blau (b) annehmen kann. Sie tritt für jeden Flavour als Farbtriplett auf. Bei Prozessen der starken Wechselwirkung kann sich die Farbladung, aber jedoch nicht der Flavour eines Quarks ändern [vgl. Spektrum Akademischer Verlag, 1998].

2.2 Neutrinos

Neutrinos sind in vielerlei Hinsicht sehr besondere Elementarteilchen. Obwohl Neutrinos die häufigsten (bekanntesten) Teilchen im Universum sind und die Sonne pro Sekunde $2 \cdot 10^{38}$ Neutrinos emittiert [Hoffmann, 1998], stellt es sich als besonders kompliziert heraus sie nachzuweisen.

Neutrinos sind die einzigen Elementarteilchen, welche nur der schwachen Wechselwirkung unterliegen. Diese Wechselwirkung wird durch die „schwachen Ladung“ aller Fermionen verursacht. In der elektroschwachen Wechselwirkung handelt es sich um die sogenannte schwache Hyperladung Y . Im SM werden Neutrinos als masselos vorhergesagt. Doch die Entdeckung der Neutrinooszillationen beweist, dass Neutrinos eine sehr geringe Masse besitzen. Durch die Beobachtungen der Oszillationen können jedoch nicht die Massen an sich, sondern nur die Quadrate der Massendifferenzen der Neutrinos bestimmt werden. Aus diesem Grund ist bis heute die Hierarchie der Massen unbekannt. In der Natur kommen drei Neutrinomassenzustände ν_1 , ν_2 und ν_3 mit den zugehörigen drei Massen m_1 , m_2 und m_3 vor.

Die Differenz der Massenquadrate der Zustände m_1 und m_2 ,

$$\Delta m_{21}^2 = m_2^2 - m_1^2 \quad (2.4)$$

und der Zustände m_2 und m_3

$$\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2 \quad (2.5)$$

konnten durch die Untersuchung von Oszillationen solarer und atmosphärischer Neutrinos bestimmt werden. Da nur die Massendifferenzen bekannt sind, jedoch nicht ihre Vorzeichen, kann die Hierarchie der Massen m_1 , m_2 und m_3 nicht eindeutig bestimmt werden. Man schreibt oft:

$$\Delta m_{32}^2 = \left| m_3^2 - \frac{m_2^2 - m_1^2}{2} \right| \approx m_{31}^2 \quad (2.6)$$

Da das Vorzeichen von m_{32}^2 nicht bekannt ist, gibt es zwei Möglichkeiten für die Massenhierarchie. Somit ist eine „normale“ und eine „inverse“ Hierarchie möglich. In Abbildung 2.1 sind die Hierarchien graphisch dargestellt. In der normalen Hierarchie ist m_1 der leichteste Zustand und in der inversen ist m_3 der leichteste Zustand.

Die einzelnen Flavour bestehen aus unterschiedlichen Anteilen der drei Massenzustände. Diese werden mit der Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata-Matrix für Neutrinos berechnet [vgl. Griffiths, 2008, S.398]. Die Neutrinomassen sind wesentlich geringer als die Massen aller anderer Fermionen und werden deshalb in vielen physikalischen Berechnungen als verschwindend gering betrachtet.

Neutrinos und deren Antiteilchen tragen beide keine elektrische Ladung. Das ist eine wichtige Voraussetzung für den möglichen Majorana-Charakter des Neutrinos. Antineutrinos zeigen bis auf die Chiralität die gleichen Eigenschaften wie Neutrinos. Experimentelle Beobachtungen ergaben, dass alle Neutrinos eine linkshändige Chiralität besitzen, d.h. der Spin der Neutrinos ist antiparallel zum Impuls gerichtet. Im Gegensatz dazu besitzen Antineutrinos eine positive Chiralität, d.h. eine rechte Händigkeit. Diese Besonderheit gibt weitere Hinweise auf die Majorana-Identität dieser Teilchen. Da alle anderen Fermionen sowohl als rechts- und linkshändige Teilchen und Anti-Teilchen auftreten, wurde die Möglichkeit von „sterilen“, rechtshändigen Neutrinos und linkshändigen Antineutrinos

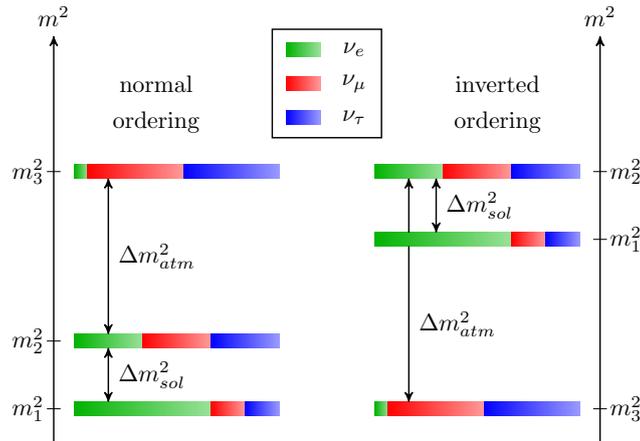


Abbildung 2.1: Darstellung der Neutrinomassen-Hierarchie von [King und Luhn, 2016, S.4] Links ist die normale Hierarchie und rechts die inverse zu betrachten.

erwogen, welche dann aber nur der Gravitation unterliegen dürften und somit nicht nachweisbar wären. Mit dieser Eigenschaft verletzen Neutrinos die Erhaltung der Parität. Die Paritätstransformation \hat{P} beschreibt eine Inversion von den räumlichen Koordinaten:

$$\vec{r} = (x, y, z) \rightarrow \vec{r}' = (x', y', z') = -\vec{r} = (-x, -y, -z). \quad (2.7)$$

Wenn die Paritäten des Anfangs- und Endzustands einer Reaktion gleich sind, ist ein System invariant gegenüber der Paritätstransformation [vgl. Blobel et al., 2003, S.78]. Dies eröffnet die Möglichkeit, dass die Zustände ν und $\bar{\nu}$ die zwei Spinzustände eines Majorana-Teilchens sind, wobei alle anderen Fermionen Dirac-Teilchen mit vier Spinzuständen sind [vgl. Lipari, 2009, S. 116]. Neutrinos wechselwirken mit der sie umgebenden Materie durch den Austausch von den drei Eichbosonen Z^0 , W^- und W^+ . Die effektive Reichweite dieser Bosonen ist sehr gering und deswegen wechselwirken Neutrinos nicht oft mit anderen Teilchen.

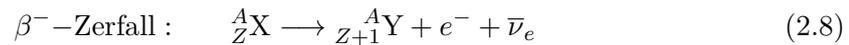
Auch wenn sich die Neutrinos als Majorana-Fermionen nachweisen lassen, gibt es dennoch Unterschiede bei den Oszillationseigenschaften von Neutrinos und Antineutrinos. Damit sind Neutrinos auf kurze Abstände identisch mit ihren Antiteilchen, doch auf größere Abstände sind sie aufgrund ihrer Oszillationen voneinander zu unterscheiden.

Neutrinos können durch natürliche Prozesse wie Kernreaktionen in Sternen, Supernovae und radioaktive Zerfälle frei werden. Sie können auch von künstlichen Quellen wie Kernreaktoren, Nuklearbomben und Teilchenbeschleunigern emittiert werden.

2.3 Betazerfälle

Die bedeutendsten Zerfallsmodi radioaktiver Nuklide sind der α -, β - und γ -Zerfall. Aufgrund ihrer Eigenschaften unterliegen Neutrinos als einzige Elementarteilchen nur der schwachen Wechselwirkung und sind somit eng mit den Betazerfällen verknüpft. Die Betazerfälle sind eine direkte Folge der schwachen Wechselwirkung, wobei in Folge bei diesen Prozessen Neutrinos (bzw. Antineutrinos) emittiert werden können. Es sind drei verschiedene Arten des einfachen Betazerfalls bekannt.

Bei dem einfachen β^- -Zerfall zerfällt ein Neutron n eines Kerns zu einem Proton p , unter Emission eines Elektrons e^- und eines Elektron-Antineutrinos $\bar{\nu}_e$.



Dabei bleibt die Massenzahl A des Atomkerns konstant, da das Proton den Atomkern nicht verlassen kann, jedoch wird die Kernladungszahl Z um eins erhöht. Diesen Prozess kann man gut mit einem Feynman-Diagramm³ veranschaulichen. Insbesondere wird dabei die Umwandlung des Neutrons in ein Proton verständlicher. Ein d -Quark wechselt seinen Flavour zu einem u -Quark unter Emission eines W^- -Bosons. Durch diesen Flavour-Wechsel verändert sich die elektrische Ladung des Nukleons von 0 zu $+1e$. Das elektrisch negativ geladene W^- -Boson zerfällt in ein Elektron-Antineutrino und ein Elektron.

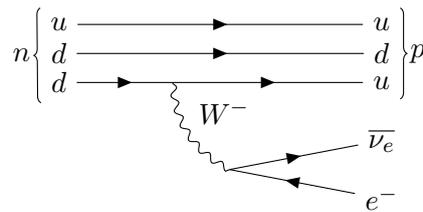


Abbildung 2.2: Feynman-Diagramm für den β^- -Zerfall.

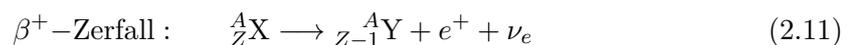
Dieser Prozess wird durch die Erhaltung der Leptonenzahl

$$0 = 0 + 1 - 1 \quad (2.9)$$

und die Ladungserhaltung

$$0 = 1 - 1 + 0 \quad (2.10)$$

bestätigt. Bei dem β^+ -Zerfall handelt es sich um den gegensätzlichen β^- -Zerfall, d.h. ein Proton p zerfällt in ein Neutron n und emittiert dabei ein Positron e^+ und ein Elektron-Neutrino ν_e . Wie in Formel (2.8) bleibt die Massenzahl konstant, doch die Kernladungszahl wird um eins vermindert.



³Feynman-Diagramme sind besonders bedeutend in der Teilchenphysik und Quantenfeldtheorie. Der US-amerikanische Physiker und Nobelpreisträger R. FEYNMAN (1918 - 1988) erfand diese Darstellung bei der Entwicklung der Quantenelektrodynamik (QED). Mit Feynman-Diagrammen können physikalische Wechselwirkungen anschaulich dargestellt werden, ohne mathematische Formeln zu nutzen. Ebenso können aus diesen Diagrammen jederzeit Gleichungen abgeleitet und Wirkungsquerschnitte berechnet werden [vgl. Müller, 2014].

Bei dem Flavour-Wechsel des u -Quarks zu einem d -Quark wird das elektrisch einfach positiv geladene W^+ -Boson frei. Die Ladungserhaltung verlangt ein Wechselwirkungsteilchen mit einfacher positiver Elementarladung und für schwache Prozesse kommt dafür nur das W^+ -Boson in Frage. In Abbildung 2.3 wird das Feynman-Diagramm für den β^+ -Prozess dargestellt.

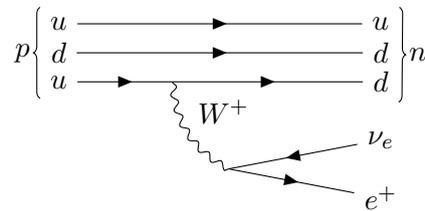


Abbildung 2.3: Feynman-Diagramm für den β^+ -Zerfall.

Auch bei diesem Zerfall bleibt die Leptonenzahl

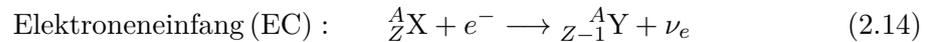
$$0 = 0 + 1 - 1 \tag{2.12}$$

und die Ladung

$$1 = 0 + 1 + 0 \tag{2.13}$$

bei den Zerfallsprodukten erhalten.

Als konkurrierender Prozess kann anstelle des β^+ -Zerfalls ein Elektroneneinfang stattfinden, der unter Aussendung eines Elektron-Neutrinos ebenfalls zu einer Kernumwandlung führt.



Dabei zerfällt unter Aufnahme eines Elektrons e^- ein Proton p in ein Neutron n mit der Emission eines Elektron-Neutrinos ν_e .

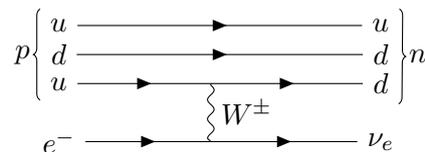


Abbildung 2.4: Feynman-Diagramm für den EC-Zerfall.

Wie in Abbildung 2.6 dargestellt ist, erfolgt dieser Prozess über ein W -Boson. Auch beim Elektronen-Einfang bleibt die Leptonen- und Ladungszahl erhalten.

Wenn zwei dieser jeweiligen Prozessen synchron ablaufen, dann handelt es sich um sogenannte $\beta\beta$ -Zerfälle. Doch die Zerfallswahrscheinlichkeit eines solchen Prozessen ist wesentlich geringer als die Wahrscheinlichkeit für den einfachen β -Zerfall.

$$\begin{aligned} 2\nu\beta^-\beta^-\text{-Zerfall :} & \quad {}^A_Z\text{X} \longrightarrow {}^A_{Z+2}\text{Y} + 2e^- + 2\bar{\nu}_e, \\ 2\nu\beta^+\beta^+\text{-Zerfall :} & \quad {}^A_Z\text{X} \longrightarrow {}^A_{Z-2}\text{Y} + 2e^+ + 2\nu_e, \\ 2\nu\text{ECEC} - \text{Zerfall :} & \quad {}^A_Z\text{X} + 2e^- \longrightarrow {}^A_{Z-2}\text{Y} + 2\nu_e, \\ 2\nu\beta^+\text{EC} - \text{Zerfall :} & \quad {}^A_Z\text{X} + e^- \longrightarrow {}^A_{Z-2}\text{Y} + e^+ + 2\nu_e \end{aligned} \tag{2.15}$$

Beim letzten Zerfall in Formel (2.15) handelt es sich um einen besonderen Zerfallsmodus, welcher nur aufgrund der Ähnlichkeit von β^+ -Zerfall und Elektroneneinfang besteht und eine Kombination aus beiden bildet.

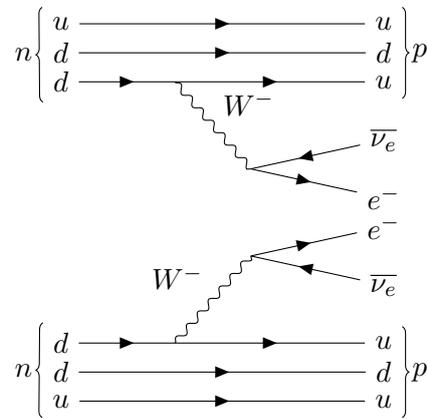


Abbildung 2.5: Feynman-Diagramm für den $2\nu\beta^-\beta^-$ -Zerfall.

Wenn Neutrinos Majorana-Eigenschaften besitzen, würde bei einem $\beta\beta$ -Zerfall die Möglichkeit bestehen, dass sich die beiden emittierten Neutrinos bzw. Antineutrinos in seltenen Fällen annihilieren und es würde ein $0\nu\beta\beta$ -Zerfall entstehen.

$$\begin{aligned}
 0\nu\beta^-\beta^- \text{-Zerfall} : & \quad {}^A_Z\text{X} \longrightarrow {}^A_{Z+2}\text{Y} + 2e^- \\
 0\nu\beta^+\beta^+ \text{-Zerfall} : & \quad {}^A_Z\text{X} \longrightarrow {}^A_{Z-2}\text{Y} + 2e^+ \\
 0\nu\text{ECEC} \text{-Zerfall} : & \quad {}^A_Z\text{X} + 2e^- \longrightarrow {}^A_{Z-2}\text{Y} + 2\nu_e \\
 0\nu\beta^+\text{EC} \text{-Zerfall} : & \quad {}^A_Z\text{X} + e^- \longrightarrow {}^A_{Z-2}\text{Y} + e^+ + 2\nu_e
 \end{aligned} \tag{2.16}$$

2.4 Neutrinoloser Doppelter Betazerfall

Die Suche nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall dient nicht nur als Nachweis der Majorana-Identität von Neutrinos, sondern auch der Verletzung der Leptonenzahl. Bisher konnte noch nie ein solcher Zerfall nachgewiesen werden. Die neuesten Erkenntnisse über Neutrinomassen und -oszillationen geben allerdings vielversprechende Hinweise darauf, dass solche Prozesse in der Natur vorhanden sind. Da bisher noch kein $0\nu\beta\beta$ -Zerfall detektiert werden konnte, ergibt sich für diesen Zerfall von ^{130}Te eine Halbwertszeit von mindestens $4,0 \cdot 10^{24}$ Jahren [Alfonso et al., 2015, S.6], d.h. es dauert $4,0 \cdot 10^{24}$ Jahre bis die Hälfte aller vorhandener ^{130}Te -Kerne zerfallen sind.

Der grundlegende Zerfallsmodus

$$(A, Z) \longrightarrow (A, Z + 2) + 2e^- \quad (2.17)$$

verletzt die Leptonenzahlerhaltung um zwei Einheiten, denn die Leptonenzahl eines Elektrons beträgt +1.

Daraus resultiert

$$0 \neq 0 + 2 \quad (2.18)$$

$$\Delta L_e = 2 \text{LNV} \quad (2.19)$$

Die Leptonenzahl ist eine Erhaltungsgröße, die bei allen bisher bekannten physikalischen Prozessen erhalten bleibt, aber es gibt keine physikalische Notwendigkeit für diese Erhaltung. Die Leptonenzahlerhaltung ist im Gegensatz zur Ladungs- und Energieerhaltung eine rein zufällig auftretende Symmetrie im SM, eine sogenannte globale Symmetrie. In Abbildung 2.6 ist das Feynman-Diagramm für den neutrinolosen Doppelbetazerfall dargestellt.

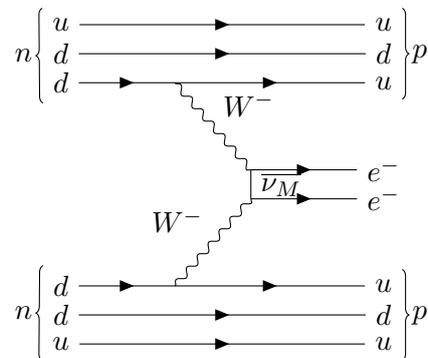


Abbildung 2.6: Feynman-Diagramm für den $0\nu\beta^-\beta^-$ -Zerfall.

Um die für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall in Frage kommenden Isotope zu identifizieren, wird die semiempirische Bethe-Weizsäcker-Massenformel verwendet. Die Massenformel beschreibt die Masse eines Atomkerns mit der Massenzahl A und Kernladungszahl Z nach dem sogenannten Tröpfchenmodell⁴. Wie in Formel (2.20) sichtbar ist, besteht die Atommasse nicht

⁴Die Theorie des Tröpfchenmodells wurde von dem russischen Physiker G.A. GAMOV aufgestellt und später von H. BETHE und C.F. WEIZSÄCKER weiter entwickelt. Im Tröpfchenmodell wird der Atomkern als ein Tröpfchen betrachtet, welcher eine konstante Materiedichte aufweist. Dies ermöglicht eine Approximation der Bindungsenergie des Atomkerns [vgl. LEIFI, 2016].

nur aus der Masse der einzelnen Teilchen, sondern auch aus der Bindungsenergie E_B der im Kern enthaltenen Nukleonen.

$$M(A, Z) = (A - Z) \cdot m_N + Z \cdot (m_P + m_e) - E_B \quad (2.20)$$

Die Bindungsenergie innerhalb eines Kerns wird, wie in Formel (2.21) beschrieben, berechnet.

$$E_B(A, Z) = a_V A - a_O A^{2/3} - a_C \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} - a_S \frac{(A-2Z)^2}{A} - \frac{\delta}{A^{1/2}} \quad (2.21)$$

Die Formel besteht dabei aus fünf Termen:

Der Volumenterm $a_V \cdot A$ beschreibt die Proportionalität des Kernvolumens zu der Massenzahl A . Dies ist nur möglich, da im Tröpfchenmodell eine konstante Dichte vorausgesetzt wird. Wie bereits erwähnt, resultiert die Anziehung der Nukleonen im Kern aus der starken Wechselwirkung und besitzt dadurch eine kurze Reichweite. Dadurch gehen nur benachbarte Nukleonen eine Bindung ein.

Für die Volumenenergie gilt dabei: $a_V = 15,75 \text{ MeV}$.

Der Oberflächenterm $-a_O \cdot A^{2/3}$ beschreibt die Wechselwirkungen von Nukleonen an der Oberfläche mit den benachbarten Nukleonen. Da die Oberflächennukleonen von weniger Nukleonen umgeben sind, ist die Bindungsenergie proportional zu $A^{2/3}$. Die Bindung zu den Nachbarn ist geringer und dadurch verringert sich die Bindungsenergie, was sich auch in dem negativen Vorzeichen des Terms widerspiegelt. Für die Konstante a_O gilt: $a_O = 17,23 \text{ MeV}$.

Der Coulombterm $-a_C \cdot \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}}$ beschreibt die Verringerung der Bindungsenergie durch die gleich geladenen Protonen im Kern. Die Energie ist proportional zu $Z(Z-1)$, da ein Proton nur von den anderen Protonen abgestoßen wird und nicht von sich selbst. Außerdem ist die Bindungsenergie umgekehrt proportional zum Radius $A^{1/3}$ des Kerns. Die Konstante a_C beträgt $0,711 \text{ MeV}$.

Der Symmetrieterm $-a_S \cdot \frac{(A-2Z)^2}{A}$ betrachtet einen quantenmechanischen Effekt, welcher die Bindungsenergie E_B verringert, wenn die Protonenanzahl ungleich der Neutronenanzahl ist. Für die Konstante a_S gilt: $a_S = 23,70 \text{ MeV}$.

Der Paarungsterm $-\frac{\delta}{A^{1/2}}$ beschreibt die Beobachtung der Spin-Kopplung⁵, die dazu führt, dass Kerne mit einer geraden Anzahl an Protonen und Neutronen (*gg-Kerne*) stabiler sind als jene mit einer ungeraden Anzahl (*uu-Kerne*). Kerne mit einer ungeraden Anzahl an Protonen und einer geraden Anzahl an Neutronen (*ug-Kerne*) und umgekehrt (*gu-Kerne*) sind stabiler als uu-Kerne und instabiler als gg-Kerne. Für die Konstante δ gilt:

$$\delta = \begin{cases} -11,18 \text{ MeV} & \text{für gg-Kerne} \\ 0 & \text{für gu-Kerne und ug-Kerne} \\ +11,18 \text{ MeV} & \text{für uu-Kerne} \end{cases} \quad (2.22)$$

[vgl. Zatschler, 2014, S.17 f.]

⁵Die Spin-Kopplung basiert auf dem PAULI-Prinzip, das besagt, dass sich in Kernen mit einer geraden Anzahl an Protonen und Neutronen ein Gesamtkernspin von 0 ergibt, da sich die entgegengesetzt gerichteten Spins von je 2 Protonen und Neutronen auslöschen. Sobald eine ungerade Anzahl von Protonen oder Neutronen vorliegt, bleibt ein Spin unkompenziert und dies beeinflusst den Gesamtkernspin [vgl. Ruhland, 2016, S.4].

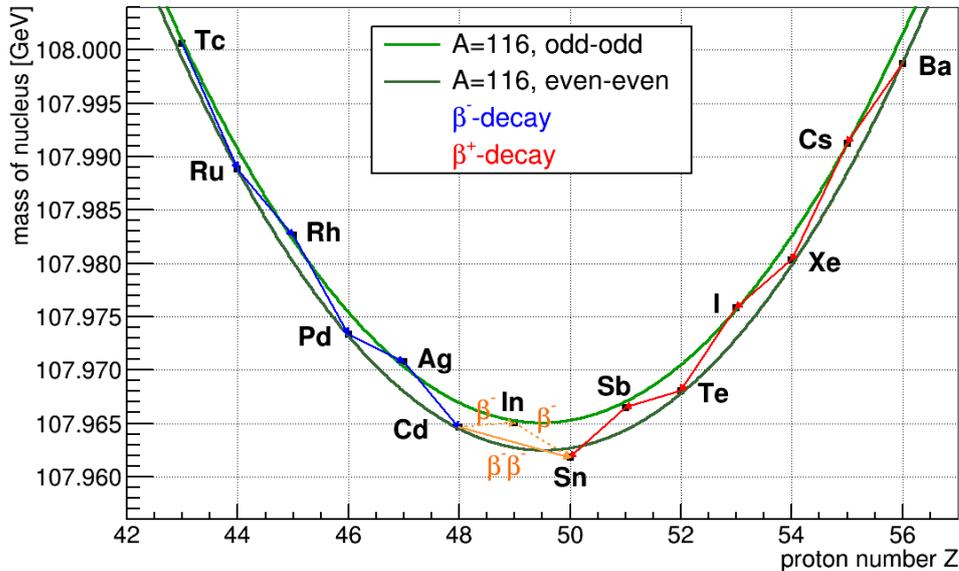


Abbildung 2.7: Massenparabel nach der Bethe-Weizsäcker-Massenformel für alle Isotope mit $A=116$ aus [Zatschler, 2014, S.19].

Aufgrund dieser Formel lassen sich in einem kartesischen Koordinatensystem zwei Parabeln abbilden. Mit Hilfe dieser Parabeln lässt sich feststellen, ob der einfache β -Zerfall energetisch verboten ist. Jeder Atomkern strebt das niedrigste Energieniveau an. Um diesen Zustand zu erreichen, zerfallen einzelne Nukleonen im Kern. Abbildung 2.7 zeigt, dass ein ^{116}Cd -Isotop mit gerader Anzahl an Protonen und Neutronen nicht über einen einfachen β^- -Zerfall in ^{116}In mit ungerader Nucleonenanzahl zerfallen kann. Dieser Prozess ist aufgrund des höheren energetischen Niveaus von ^{116}In gegenüber ^{116}Cd verboten. Deshalb ist bei diesem Cadmium-Isotop ein $\beta\beta$ -Zerfall notwendig, um den energetisch niedrigeren Zustand von ^{116}Sn mit gerader Nucleonenanzahl zu erreichen.

Neben ^{116}Cd ist auch ^{130}Te ein Isotop, bei dem der $\beta\beta$ -Zerfall möglich ist und deshalb der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall theoretisch beobachtet werden könnte.

Aufgrund der Seltenheit von schwachen Prozessen und der enorm großen Halbwertszeiten von $0\nu\beta\beta$ -Zerfällen ist es besonders schwierig derartige Prozesse zu beobachten. Nach theoretischen Schätzungen und experimentellen Erfahrungen beträgt die Halbwertszeit vom $0\nu\beta\beta$ -Zerfall des Isotops ^{130}Te in den Grundzustand mindestens $4,0 \cdot 10^{24}$ Jahre [Alfonso et al., 2015, S.6]. Um die Wahrscheinlichkeit einer solchen Beobachtung zu erhöhen, wird deshalb nicht nur ein Atom betrachtet, sondern sehr viele im Bereich der Avogadro-Konstanten von 10^{23} Atomkernen pro Mol. Ein Entdeckungsexperiment benötigt mehrere hundert Kilogramm Material um die Wahrscheinlichkeit für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall auf einige Zerfälle pro Jahr zu steigern.

2.5 Betazerfälle in angeregte Zustände

Bei den radioaktiven Prozessen zerfallen die jeweiligen Isotope nicht nur in den Grundzustand, sondern können auch über angeregte Zustände in den Grundzustand zerfallen. Die Zerfälle in angeregte Zustände ergeben ein unterschiedliches Energiespektrum als jene in den Grundzustand. In der Natur sind Zerfälle in den Grundzustand zwar bevorzugt, dennoch können die unwahrscheinlicheren Zerfälle nicht vollkommen ignoriert werden. Das Isotop ^{130}Te kann in 84 bekannte angeregte Zustände zerfallen [IAEA, 2016]. Der Zerfall in angeregte Zustände ist sowohl beim neutrino begleitenden als auch beim neutrino losen Doppelbetazerfall möglich. Die Wahrscheinlichkeit für Zerfallsprozesse in angeregte Zustände ist abhängig von Parität und Spin des jeweiligen nuklearen Zustands. Die energetischen Werte der angeregten Zustände werden von unterschiedlichen Theorien vorhergesagt, wobei es Differenzen zwischen den Theorien gibt. Abbildung 2.8 zeigt das Zerfallsschema von ^{130}Te . Dabei werden nur die drei angeregte Zustände mit der höchsten Zerfallswahrscheinlichkeit betrachtet.

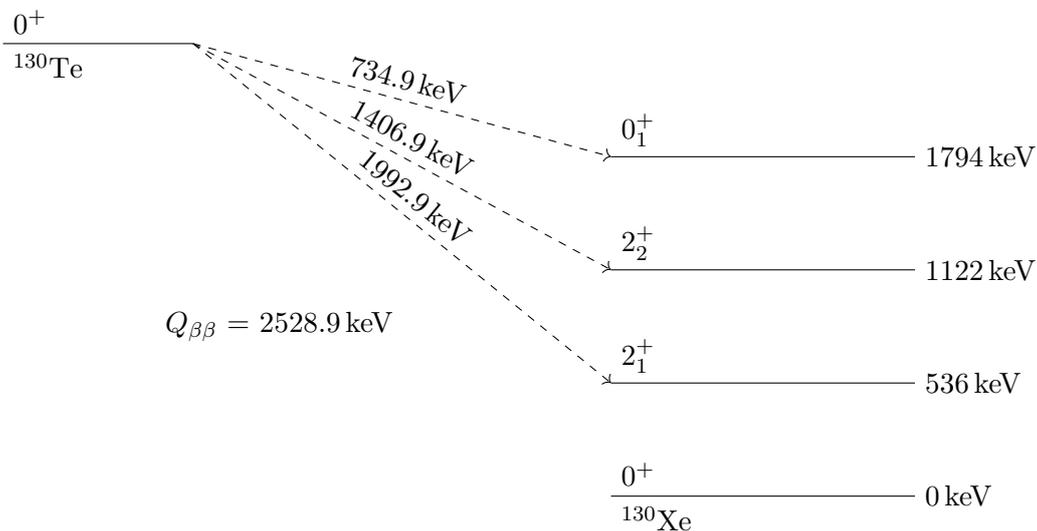


Abbildung 2.8: Zerfallsschema für ^{130}Te in die angeregten Zustände mit Werten aus [Tretyak und Zdesenko, 2001, S.104].

Die Notation der angeregten Zustände setzt sich zusammen aus dem Gesamtspin I und zwei Indizes. Der obere Index (+, -) beschreibt die Parität des Zustandes und der untere Index gibt an, um welchen angeregten Zustand mit gleichem Gesamtspin und Parität es sich handelt. So handelt es sich bei dem 0_1^+ -Zustand um den ersten angeregten Zustand mit Gesamtspin 0 und positiver Parität.

Wie in Abbildung 2.8 dargestellt, beträgt der Q -Wert des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls von ^{130}Te in den Grundzustand von ^{130}Xe $Q_{\beta\beta} = 2528.9\text{ keV}$. Dieser 0^+ -Zustand ist aufgrund seines gg-Kerns und dem daraus folgenden Kernspin $I = 0$ das primäre Zerfallsprodukt. Bei der diskreten Energieabgabe von $Q_{\beta\beta} = 734.9\text{ keV}$ besitzt das angeregte ^{130}Xe -Atom eine Energie von $E = 1794\text{ keV}$. Bei diesem Zustand handelt es sich ebenfalls um einen 0^+ -Zustand, welcher ebenfalls aufgrund der Spinsauswahlregeln bevorzugt, jedoch durch den wesentlich kleineren Phasenraum stärker unterdrückt ist als der direkte Zerfall in den Grundzustand.

Die zwei 2^+ -Zustände sind aufgrund ihres uu-Kerns und dem daraus resultierenden Spin von $I = 2$ unterdrückte Zerfallszustände mit geringerer Zerfallswahrscheinlichkeit.

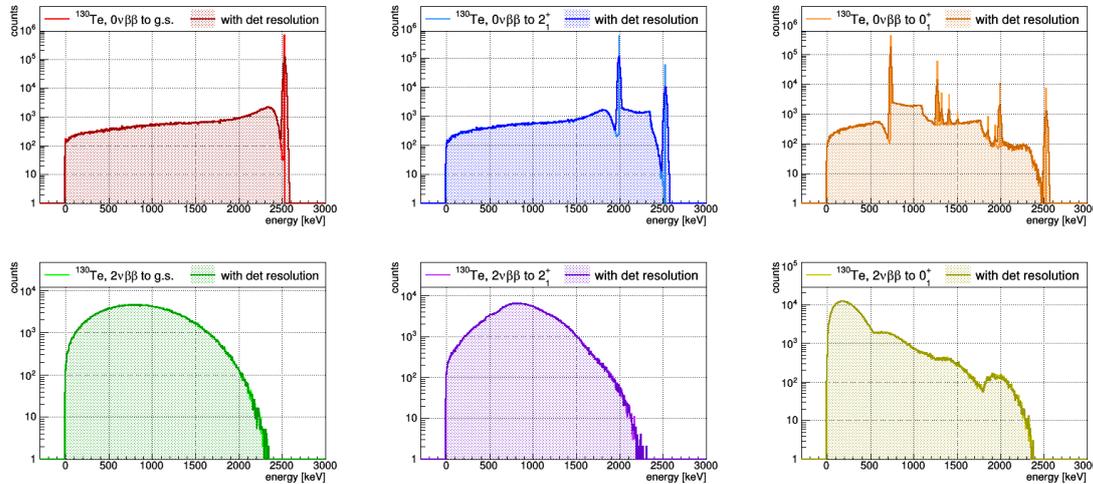


Abbildung 2.9: Vergleichende, simulierte Energiespektren für den $0\nu\beta\beta$ - und $2\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te mit (dunklere Farben) und ohne (hellere Farben) Detektorauflösung in den Grundzustand, den 2_1^+ - und den 0_1^+ -Zustand. Simuliert wurden jeweils 1 Million Zerfälle innerhalb eines einzelnen 1 cm^3 großen CdZnTe-Detektors, welche von der COBRA Kollaboration aktuell verwendet werden.

Abbildung: Stefan Zatschler 2016

In Abbildung 2.9 sind die Energiespektren für $0\nu\beta\beta$ - und $2\nu\beta\beta$ -Zerfälle in den Grund-, den 2_1^+ - und den 0_1^+ -Zustand dargestellt. Insbesondere wird der Unterschied zwischen den neutrinolosen Prozessen in unterschiedliche nukleare Zustände sichtbar. Wie bereits bekannt ist, hat der neutrinolose Zerfall in den Grundzustand einen $Q_{\beta\beta}$ -Wert von 2528.9 keV . Das Besondere ist, dass die Energiespektren der Zerfälle in angeregte Zustände mehrere Energie-Peaks aufweisen. Diese Peaks treten nur im Falle eines $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls auf, da hier die beiden Elektronen, welche vom Detektor gemessen werden können eine diskrete Energie erhalten. Im Falle des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls tragen die nicht messbaren Neutrinos einen unbekanntem Anteil der Gesamtenergie des $Q_{\beta\beta}$ -Wertes davon, was zu einem kontinuierlichem Spektrum führt. Zerfällt der Ausgangskern in einen angeregten Zustand, so gibt der Tochterkern diese Energie wiederum quantisiert in Form eines oder mehrerer Photonen ab. Verbleiben diese Photonen im Detektor, wird die gesamte Energie, die im Zerfall frei wurde, gemessen - man erhält also einen Peak am $Q_{\beta\beta}$ -Wert des Zerfalls. Entkommt eines der Photonen dem Kristall, so ergibt sich ein Peak bei $Q_{\beta\beta} - E_\gamma$. Abbildung 2.9 zeigt zudem, dass auch der Einfluss der modellierten Detektorauflösung die charakteristischen Peaks erhält. Die Breite der Peaks wird unter Beachtung der Detektorauflösung, welche anhand von gemessenen Labordaten implementiert wurde, vergrößert, jedoch bleibt die Lage und die Anzahl der Peak-Einträge gleich. Im Falle der $2\nu\beta\beta$ -Zerfälle sind keine signifikanten Unterschiede sichtbar.

2.6 Das COBRA-Experiment

Das COBRA-Experiment wird im Laboratori Nazionali del Gran Sasso (LNGS) in Italien durchgeführt. Das LNGS ist eines der größten Untergrundlabore, welche sich mit Neutrino- und Astroteilchenphysik beschäftigt. Diese Forschungseinrichtung liegt ungefähr 120 Kilometer von Rom entfernt zwischen L'Aquila und Teramo. Sie besteht aus einem oberirdischen und einem unterirdischen Komplex. Das Untergrundlabor befindet sich in 1400 Meter Tiefe unter dem Gran Sasso Massiv, welches einen enormen Schutz vor jeglicher kosmischer Strahlung darstellt. Diese Eigenschaft ist für COBRA-Experimente sehr wichtig, um die Messgeräte der Experimente vor Aktivierung durch die kosmische Strahlung und deren Sekundärstrahlung abzuschirmen. Das Gran Sasso Massiv besteht außerdem aus Kalkgestein und enthält nur wenige Mengen an Uran und Thorium, im Gegensatz zum Oberflächengestein. Dadurch erreicht man beispielsweise eine Unterdrückung des Myonen-Flusses im Vergleich zur Erdoberfläche auf Meeressniveau von mehr als einem Faktor 1 000 000. Momentan arbeiten 950 Wissenschaftler aus 32 verschiedenen Ländern an den 16 Experimenten am LNGS [vgl. LNGS, 2016].

Das Cadmium Zinc Telluride 0-Neutrino Double-Beta Research Apparatus-Experiment (COBRA-Experiment) sucht nach neutrinolosen Doppelten Betazerfällen, bei denen Elektronen oder Positronen emittiert werden. Ein Vorteil des Experimentes ist, dass das verwendete Detektormaterial Cadmium-Zink-Telluride (CdZnTe) bereits entsprechend der natürlichen Elementzusammensetzung mehrere Isotope enthält, die als Kandidaten für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall gelten. Insgesamt sind neun Isotope enthalten, welche alle Arten von $\beta\beta$ -Zerfällen unterlaufen können. Das Halbleitermaterial CdZnTe ist dabei Quellmaterial der Zerfälle und Detektormaterial zugleich, was zu großen Vorteilen in der Effizienz des Experiments und dem Versuchsaufbau führt. In diesem Experiment werden Coplanar-Grid-Detektoren (CPG) verwendet (siehe Abbildung 4.1). Diese haben den Vorteil eines kubischen Volumens, wodurch eine große Anzahl an Atomen mit einer vergleichsweise geringen Oberfläche erreicht wird. Das Hauptziel besteht in dem Nachweis von dem $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls von den Isotopen ^{116}Cd und ^{130}Te [vgl. Sørensen, 2011, S.14]. Die COBRA-Detektoren haben eine Größe von $(1 \times 1 \times 1) \text{ cm}^3$, eine Masse von 5,9 g und sind in einer Aufstellung von 64 solcher Detektoren angeordnet. Dabei gibt es vier Schichten, die exakt übereinander liegen und einen Abstand von 1,2 cm haben. Jede Schicht hat eine symmetrische Anordnung von 4×4 Detektoren (siehe Abbildung 4.2) mit einem horizontalen Abstand von 4 mm. Jeder einzelne Detektor hat dabei drei elektrische Kontakte, einen an der Kathode und zwei weitere an der Anode. Diese Detektoren werden von eV Products hergestellt [vgl. COBRA, 2016]. Einige Details des komplizierten Kristallwachstums unterliegen streng gehüteten Patenten und sind nur den Herstellern bekannt, wodurch für einige Analysen konservative Abschätzungen gegenüber konkreten Messungen getroffen werden müssen.

Die Detektoraufstellung wird von einer komplexen Abschirmung umgeben, um die einzelnen CdZnTe-Würfel vor Partikeln der kosmischen Strahlung, die das Bergmassiv durchdringen könnten, und der Umgebungsradioaktivität des Gesteins zu schützen. Die äußere Abschirmung dient zum Schutz vor elektromagnetischen Interferenzen und Neutronen und hat Maße von ca. $(2 \times 1 \times 1) \text{ m}^3$. Die innere Abschirmung besteht aus einem luftdicht verschlossenen Gehäuse aus Metall- und Polycarbonat-Platten und ist permanent mit gasförmigen Stickstoff durchsetzt, wodurch ein leichter Überdruck entsteht. Dieser verhindert, dass sich Staub und radioaktive Elemente wie Radon, welche in geringen Spuren in Luft enthalten sind, auf der Oberfläche der Detektoren absetzen. In diesem Gehäuse befindet sich ein weiterer Würfel der Größe $(60 \times 60 \times 60) \text{ cm}^3$ aus mehreren Blei- und Kupferlagen,



Abbildung 2.10: Aufbau des COBRA-Experiment mit den verschiedenen Abschirmungsschichten.

Foto: Stefan Zatschler 2016

in welchem sich die Detektoren befinden. Dieser Würfel soll die Detektoren zusätzlich vor radioaktiver Strahlung schützen [vgl. Ebert et al., 2015, S.1 ff.]. Trotz dieser umfangreichen Abschirmungen dringen Teilchen bis zu den Detektoren vor und beeinflussen die Aufnahme der Messwerte maßgeblich. Diese Tatsache wird auch in den aufgenommenen Daten deutlich, was in Abbildung 2.11 als mehrdimensionale Darstellung verdeutlicht wird. Jedes registrierte Ereignis kann anhand seiner rekonstruierten Energiedeposition und Interaktionstiefe in diese Darstellung eingetragen werden. Die Interaktionstiefe z ist dabei der auf 1 normierte Abstand zwischen der planaren Kathode ($z=1$) und der Anodenseite ($z=0$) mit dem CPG. Die Farbskala gibt an, in welchen Energie- und Tiefenbereichen viele oder wenige Ereignisse gemessen wurden.

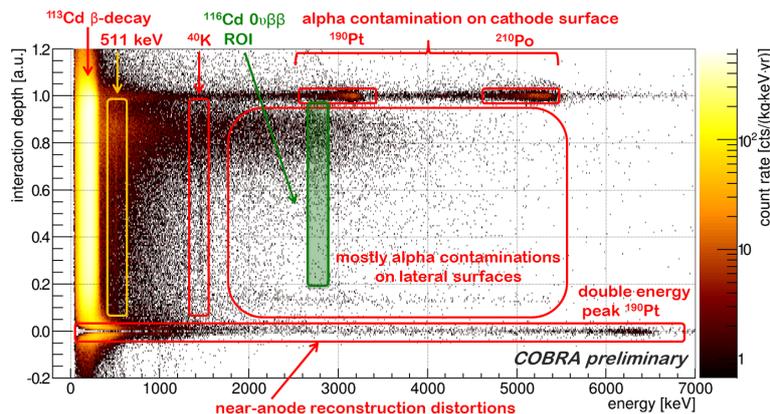


Abbildung 2.11: Untergrundstrahlung, welche im COBRA-Experiment gemessen wurde.

Abbildung: Stefan Zatschler 2016

Mehr als 98% aller gemessenen Ereignisse werden durch den einfachen Beta-Zerfall von ^{113}Cd hervorgerufen. Da dieser Zerfall einen Endpunkt von nur etwa 320 keV besitzt, ist der Effekt für die sogenannte ROI (engl. region of interest), d.h. den Energiebereich in dem der Peak des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls erwartet wird, zu vernachlässigen. Von besonderem Interesse für COBRA sind die Isotope ^{116}Cd ($Q_{\beta\beta} = 2814$ keV) und ^{130}Te ($Q_{\beta\beta} = 2527$ keV), da

die jeweiligen Q -Werte über den meisten natürlich vorkommenden Untergrundbeiträgen radioaktiver Strahlung liegen. Ein prominenter Beitrag natürlicher Radioaktivität zum Untergrund ist in Form einer Gamma-Linie von ^{40}K aus dem umgebenden Gestein und der Detektorkonstruktion zu sehen. Die grün eingezeichnete Fläche stellt in etwa die ROI für das Isotop ^{116}Cd dar und ist relativ frei von radioaktiven Kontaminationen. In diesem Bereich misst man ungefähr ein Ereignis pro Jahr und Kilogramm Detektormasse, was bereits ein sehr niedriges Untergrundniveau darstellt. Für die Entdeckung des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls sind hier jedoch noch Verbesserungen von einigen Größenordnungen notwendig. Ebenfalls ist die Detektorauflösung von besonderer großer Bedeutung, da nur bei einer ausreichend guten Auflösung der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall vom $2\nu\beta\beta$ -Zerfall zu unterscheiden ist. Die Datenauswertung in dieser Arbeit wird mit Hilfe der Software ROOT⁶ durchgeführt. Dabei werden die gesammelten Daten vom Experiment oder auch simulierte Daten verwendet. ROOT basiert auf der Programmiersprache C++, wodurch vielfältige Funktionen genutzt werden können, u.a. auch das Erstellen von Grafiken und Histogrammen und die Bedienung über eine Konsole. Die effektivste Methode ROOT zu benutzen, ist alle Befehle in einem extra angelegten Makro in einem beliebigen Texteditor zu speichern. Auf Basis der gesammelten Daten werden auf diese Art und Weise Histogramme zu den jeweiligen Zerfällen erzeugt, um die energetische Verteilung der registrierten, emittierten Teilchen graphisch darzustellen. Diese Art der graphischen Analyse vereinfacht die Auswertung der Daten sehr, da Peaks und die energetische Verteilung gut sichtbar werden. Um die simulierten Daten so realistisch wie möglich darzustellen, werden die Spektren mittels der Gauß'schen Verteilungskurve „verschmiert“, wobei auf eine auf Labordaten aufbauende, energieabhängige Funktion der Detektorauflösung zurückgegriffen wird. Ziel dieser Arbeit ist die Durchführung und Auswertung von Simulationen von $\beta\beta$ -Zerfällen in angeregte Zustände, wobei typischerweise mehr als nur ein Detektor zeitgleich eine Teilcheninteraktion registriert. Derartige Multi-Detektorereignisse werden seltener durch Untergrundereignisse hervorgerufen, woraus man sich eine gesteigerte Sensitivität für den Nachweis von Doppelbetazerfällen erhofft. Weiterhin sollen Suchstrategien, basierend auf den simulierten Daten entwickelt werden, um in den echten Daten nach ähnlichen Kandidaten zu suchen. Aufgrund von der Kontamination im Untergrundlabor und diverser Untergrundereignisse gestaltet sich die Evaluierung der gesuchten Zerfälle in angeregte Zustände als eine besonders große Herausforderung. Die Simulationen sollen den internationalen Wissenschaftlern am LNGS zeigen, wonach in den aufgenommenen Daten gesucht werden muss.

⁶ROOT basiert auf C++ und wurde in der Hochenergiephysik am CERN entwickelt.

3 Computersimulationen zur detektorabhängigen Koinzidenzanalyse

3.1 Zielsetzung

Ziel dieser Arbeit ist es, die simulierten Zerfälle in angeregte Zustände der CdZnTe-Detektoren zu analysieren und Besonderheiten und Auffälligkeiten zu dokumentieren. Außerdem soll durch diese Analyse der „Goldene Kanal“ unter den simulierten Daten ermittelt werden. Dieser Begriff umschreibt denjenigen Zerfallsprozess, welcher am besten in den realen Daten aufzufinden wäre. Bisher vermuten die Forschungsteams, dass es sich dabei um einen Zerfall mit 2 Koinzidenzen handelt. Dabei werden die emittierten Elektronen im Quelldetektor des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls registriert und die Energie eines Photons in einem anderen Detektor erfasst.

Diese Koinzidenzanalyse der $0\nu\beta\beta$ -Zerfälle ist notwendig, da unter realen Bedingungen im Untergrund Zerfallsprozesse ablaufen, welche ähnliche Energiebeträge in den Detektoren deponieren können wie der neutrinolose Doppel-Betazerfall von ^{130}Te . Aus diesem Grund ist es von besonderer Bedeutung, die Koinzidenzen von $0\nu\beta\beta$ -Prozessen zu untersuchen um sie von den Untergrundzerfällen unterscheiden zu können.

Beim Goldenen Kanal geht man von einem Elektronen-Signal im Quelldetektor und einem Gamma-Signal in einem beliebig anderen Detektor aus. Da man in den realen Forschungsdaten nicht zwischen der punktförmigen Energiedeposition eines einzelnen Elektrons und dem Signal der beiden Elektronen, die bei einem Doppelbetazerfall freiwerden, bei gleichem Energieeintrag unterscheiden kann, geht man auch in der Simulation davon, dass man nur ein kombiniertes Energie-Signal der beiden Elektronen misst. Deshalb erwartet man lediglich ein Elektronen-Signal. Des Weiteren ist es jedoch auch möglich, dass ein oder zwei Elektronen den Quelldetektor verlassen können und nur einen Teil ihrer Energie in diesem deponiert haben. Diese Prozesse stellen einen weiteren potenziellen Untergrund dar, welcher bereits in der Simulation berücksichtigt wird, da die Detektoren entsprechend ihrer realen Größe von 1 cm^3 implementiert wurden.

Im Idealfall deponieren beide Elektronen ihre gesamte Energie im Quelldetektor des Prozesses:

$$E_{\text{Quelldetektor}} = Q_{\beta\beta} - E_{\gamma}. \quad (3.1)$$

In den Simulationen wurden besonders die Zerfälle in den 2_1^+ -Zustand betrachtet, da diese die einfachste Signatur aufweisen. Bei einem Zerfall in den 2_1^+ -Zustand wird lediglich ein Photon in Folge des Übergangs in den Grundzustand des Tochterkerns emittiert.

3.2 Vorbetrachtungen anhand von Einzeldetektor-Simulationen

Zuerst wurden Untersuchungen von $2\nu\beta\beta$ - und $0\nu\beta\beta$ - Zerfällen in den Grundzustand innerhalb eines Detektors durchgeführt. Die zugehörigen Energie-Spektren sind in Abbildung 3.1 dargestellt. Obwohl im Falle des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls in den Grundzustand die beiden Elektronen die volle Energie tragen, verbleibt diese nur in etwa 67 % der Fälle komplett im Detektor. Dies resultiert aus der endlichen Größe von 1 cm^3 der Detektoren und skaliert mit der Energieauflösung dieser. Man spricht in diesem Fall von einer 67%igen Vollenergieeffizienz, welche durch den Einsatz von größeren Kristallen gesteigert werden kann.

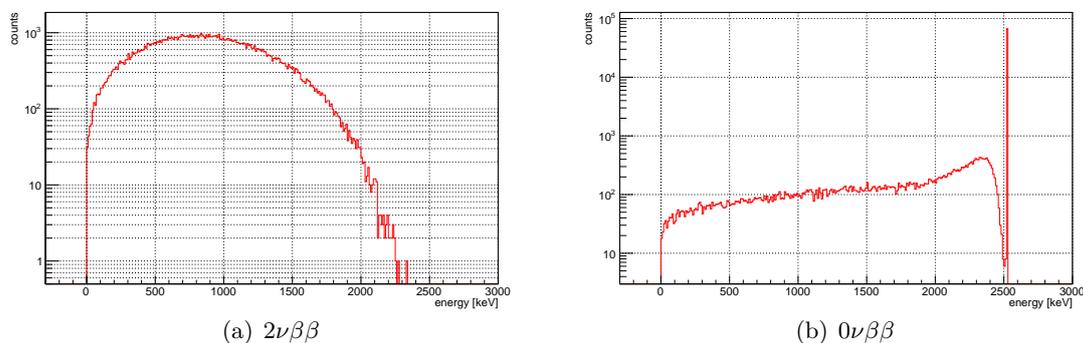


Abbildung 3.1: Energiespektren der Doppelbetazerfälle von ^{130}Te in den Grundzustand mit 100 000 simulierten Prozessen.

Die endliche Auflösung der verwendeten Halbleiterdetektoren muss in diesem Fall zusätzlich bedacht werden. Mittels einer im Labor gemessenen Auflösungsfunktion in Abhängigkeit der Energie, können die simulierten Daten an die realen Messdaten angepasst werden. Dafür benutzt man die Gauß'sche Verteilungsfunktion und ordnet jedem der 100000 simulierten Energiewerte im Detektor einen neuen zufälligen Wert entsprechend der Verteilungsfunktion zu. Dabei entspricht der Mittelwert μ der Gaußfunktion dem aktuellen Energiewert und die Standardabweichung σ der Auflösung bei dieser Energie. Als Ergebnis erhält man ein realistisches, auflösungsvermischtes Spektrum wie es in Abbildung 3.2 dargestellt ist.

Wenn man die „verschmierten“ Energiespektren der $2\nu\beta\beta$ - und $0\nu\beta\beta$ -Zerfälle von ^{130}Te in den gs - und in angeregte Zustände in einer Abbildung zusammenfasst, erhält man den Vergleich der Energiespektren aus Abbildung 3.3.

Die jeweiligen Zerfälle in unterschiedliche Zustände aus Abbildung 3.3 haben jedoch unterschiedliche Halbwertszeiten, sodass die Spektren mit Hilfe der theoretisch vorhergesagten bzw. gemessenen Halbwertszeiten skaliert werden müssen, um sie einem Vergleich unterziehen zu können. Die Halbwertszeit-Vorhersagen der Theorie sind stark vom jeweiligen Modell abhängig. Die in dieser Arbeit verwendeten Halbwertszeiten stammen aus [Tretyak und Zdesenko, 2001, S.104].

Wie in Abbildung 3.4 zu erkennen ist, sind die neutrinobegleiteten Zerfälle ein permanen-

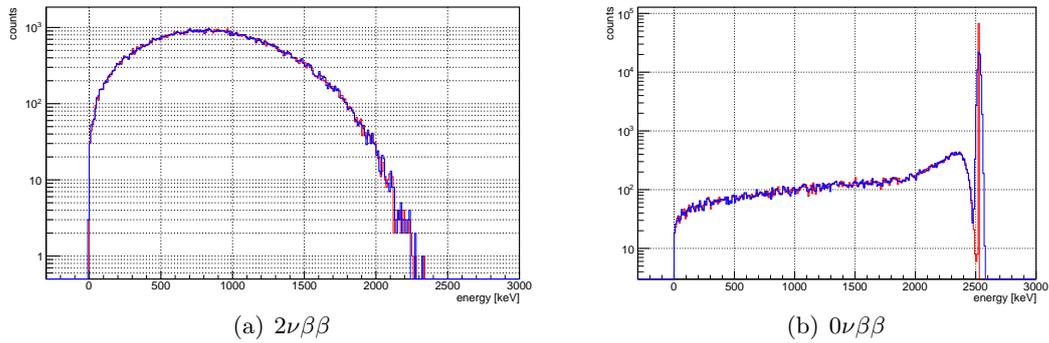


Abbildung 3.2: Energiespektren der Doppelbetazerfälle von ^{130}Te in den Grundzustand unter Berücksichtigung der Detektorauflösung mit 100 000 simulierten Prozessen.

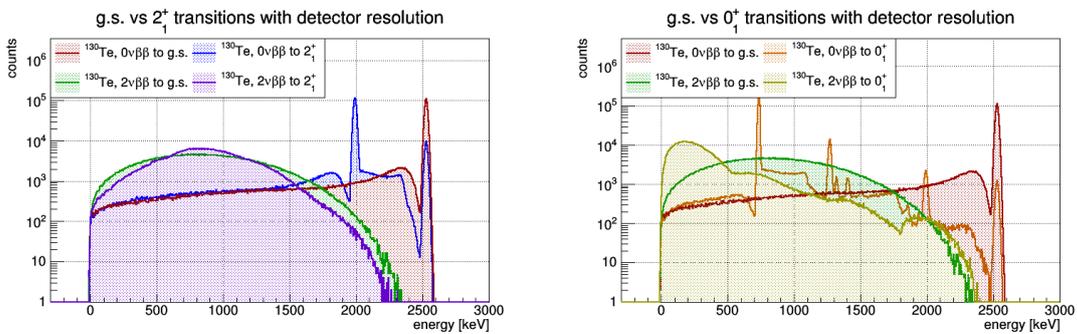


Abbildung 3.3: Vergleich von Doppelbetazerfällen von ^{130}Te in unterschiedliche Zustände unter Berücksichtigung der Detektorauflösung.

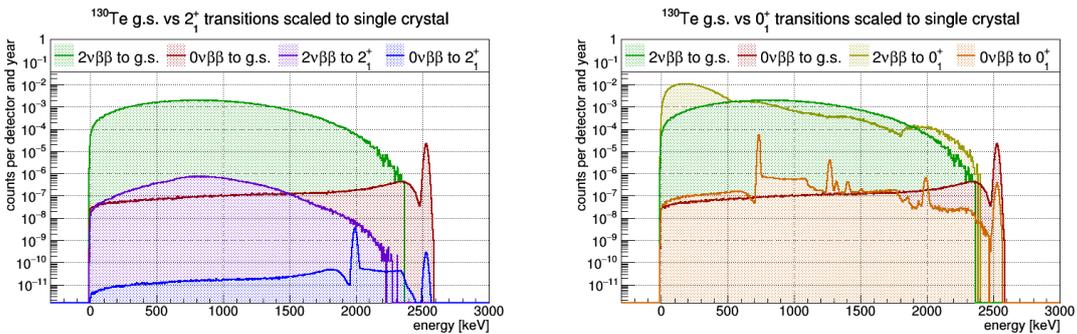


Abbildung 3.4: Vergleich von Doppelbetazerfällen von ^{130}Te in unterschiedliche Zustände unter Berücksichtigung der jeweiligen theoretischen bzw. gemessenen Halbwertszeiten.

ter Untergrund, welcher die Signale der neutrinolosen Prozesse überdeckt. Im Gegensatz zu anderen Untergrundquellen wie kosmischer Strahlung oder der Einfluss von radioaktiven Prozessen in der Nähe des Detektors, lassen sich die $2\nu\beta\beta$ -Zerfälle nicht unterdrücken. Daher werden die neutrinobegleitenden Prozesse in dieser Arbeit als Hauptuntergrund angesehen.

Aus diesen Ergebnissen resultiert, dass es nicht ausreicht Einzeldetektor-Simulationen durchzuführen. Nur durch Multi-Detektor-Ereignisse und Zerfälle in angeregte Zustände können verlässlichere Simulationen erzeugt werden, die als Grundlage für die Suche nach der Signatur von angeregten Zuständen in den realen Daten benötigt werden. Es existieren zahlreiche theoretische Modelle, die Vorhersagen über die Halbwertszeit des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls in den Grundzustand ermöglichen. Jedoch gibt es zwischen diesen Halbwertszeiten sehr große Unterschiede und auch die Unsicherheiten dieser Modelle sind sehr groß. Der neutrinolose Doppelte Betazerfall findet hauptsächlich in nur einem Detektor statt, wodurch zahlreiche Untergrundprozesse eine ähnliche Energiedeposition erzeugen können. Durch die Abregung des Tochterkerns und der daraus resultierenden Gamma-Emission sind bei Zerfällen in angeregte Zustände mehrere Detektoren involviert. Dies ermöglicht die Reduzierung von Energiedepositionen der Untergrundprozesse. Zusätzlich werden bei COBRA vergleichsweise kleine Detektoren in einer regelmäßigen Anordnung verwendet. Durch die hohe Granularität steigt die Sensivität für den Nachweis von Zerfällen in angeregte Zustände. Wenn die Messung der Halbwertszeit eines $2\nu\beta\beta$ - oder $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls in einen angeregten Zustand gelingt, dann kann dies zur Verbesserung der bestehenden theoretischen Modelle beitragen. Dadurch wären genauere Vorhersagen der Halbwertszeit für den neutrinolosen Prozess in den Grundzustand möglich, was letztendlich bei der Entscheidung hilft, welche Modelle die Physik des Doppelten Betazerfalls am Besten beschreiben kann.

3.3 Vorbetrachtungen zu den Multi-Detektor-Simulationsanalysen

Um die erworbenen Daten wissenschaftlich korrekt auswerten zu können, bedarf es einiger statistischer Vorbetrachtungen, die teils auch in dem folgenden Analyse-Skript Verwendung finden.

Die Poisson-Verteilung ist eine diskrete Wahrscheinlichkeitsverteilung, der alle Zählprozesse unterliegen. Da die radioaktive Zerfallsrate eines Isotops konstant ist, folgen jegliche Zerfallsprozesse dieser statistischen Verteilung. Die Poisson-Verteilung kann als Grenzwert der Binomialverteilung

$$P(X = k) = \binom{n}{k} \cdot p^k \cdot (1 - p)^{n-k}, (k = 0, 1, 2, \dots, n) \quad (3.2)$$

für n gegen unendlich und p gegen 0 gebildet werden, wobei das Produkt aus n und p konstant ist.

$$\begin{aligned} P(X = k) &= \lim_{\substack{n \rightarrow \infty \\ p \rightarrow 0 \\ n \cdot p = \text{konst.}}} \frac{n!}{k!(n-k)!} \cdot p^k (1-p)^{n-k} \\ &= \frac{\lambda^k}{k!} \cdot e^{-\lambda}, (k = 0, 1, 2, \dots, n) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Der Parameter λ wird als Produkt aus Messanzahl N und Wahrscheinlichkeit p eingesetzt:

$$\lambda = N \cdot p \quad (3.4)$$

Er beschreibt damit den konstanten Wert der radioaktiven Zerfallsrate. Der Erwartungswert $E(X)$ der Zufallsgröße X ist wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} E(X) &= \sum_{k=0}^{\infty} k \cdot e^{-\lambda} \cdot \frac{\lambda^k}{k!} \\ &= \lambda \cdot e^{-\lambda} \cdot \sum_{k=1}^{\infty} \frac{\lambda^{k-1}}{(k-1)!} \\ &= \lambda \cdot e^{-\lambda} \underbrace{\sum_{j=0}^{\infty} \frac{\lambda^j}{j!}}_{e^{\lambda}} \\ &= \lambda \cdot e^{-\lambda} \cdot e^{\lambda} \\ &= \lambda. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Die Varianz $V(X)$ der Zufallsgröße ist wie folgt definiert:

$$\begin{aligned} V(X) &= E(X^2) - (E(X))^2 \\ V(X) &= E(X(X-1)) + E(X) - (E(X))^2 \\ &= \sum_{k=0}^{\infty} k(k-1) \cdot e^{-\lambda} \cdot \frac{\lambda^k}{k!} + \lambda - \lambda^2 \\ &= e^{-\lambda} \cdot \lambda^2 \cdot \underbrace{\sum_{k=2}^{\infty} \frac{\lambda^{k-2}}{(k-2)!}}_{e^{\lambda}} + \lambda - \lambda^2 \\ &= \lambda. \end{aligned} \quad (3.6)$$

Der Parameter λ ist demnach identisch zu dem Erwartungswert und und der Varianz, welches ein besonderes Merkmal der Poisson-Verteilung darstellt.

Nach dem zentralen Grenzwertsatz geht die Poisson-Verteilung für große Erwartungswerte in die Gauß-Verteilung über.

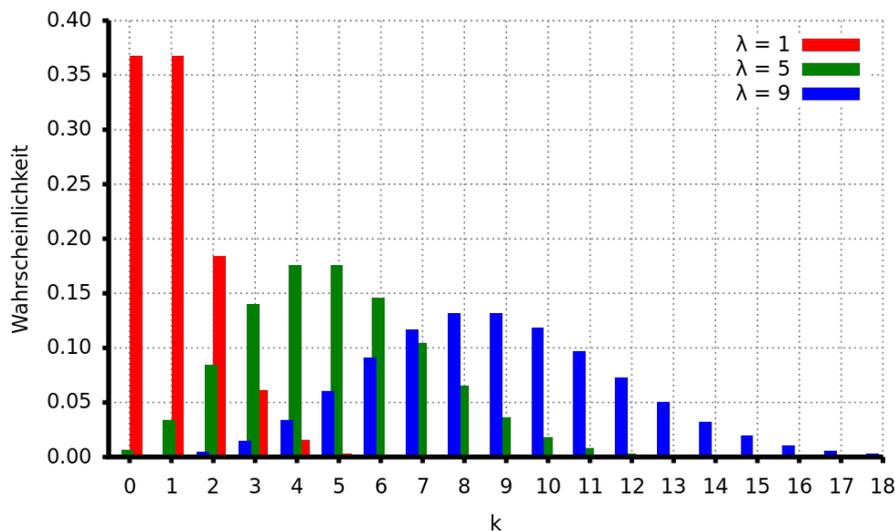


Abbildung 3.5: Visuelle Darstellung des Übergang der Poissonverteilung in die Gaußverteilung für hohe Erwartungswerte aus [Poisson-Wikipedia, 2016].

Die Poisson-Verteilung wird genutzt, um die Anzahl an notwendigen, unabhängigen Messungen festzulegen um Messunsicherheiten zu verringern. Die relative Unsicherheit folgt aus $\frac{\sqrt{N}}{N}$, wobei N die Anzahl der gemessenen Signale darstellt.

Wenn nun 10000 Signale gemessen werden, folgt daraus eine relative Unsicherheit von 1% oder 10000 ± 100 . Bei der vorliegenden Simulationsstudie ist die relevante Anzahl von Ereignissen die Anzahl an Ereignissen im Peak eines $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls von ^{130}Te bei einer Energie von 2528.9 keV. Schätzungsweise befinden sich nur 60% aller Ereignisse eines $0\nu\beta\beta$ -Prozesses im Bereich des Vollenergie-Peaks aufgrund der endlichen Effizienz der verwendeten Detektoren. Alle anderen Elektronen entkommen entweder der Detektoraufstellung oder verlieren durch Bremsstrahlung Energie und können nur Energie $E < 2528.9$ keV in den einzelnen Kristallen deponieren.

Da die Erwartungswerte bei diesen Prozessen sehr hoch sind, geht die Kurve für die Poissonverteilung in die Gaußsche Verteilungskurve über. Die Standardabweichung σ der Zufallsgröße X gibt die Streuung der Werte um den Erwartungswert $E(X)$ an. Sie ist wie folgt definiert:

$$\sigma(X) = \sqrt{V(X)}. \quad (3.7)$$

Aufgrund von mathematischen Vorteilen verwendet man für die statistische Analyse der Daten eine Gaußsche Verteilungskurve. Die Abweichung vom Erwartungswert der aufgenommenen Daten entstehen im Detektor durch statistische Fluktuationen bei der Energiemessung und sind deshalb im Skript zu beachten, d.h. nicht alle Gammas, die eine Energie von 536 keV im Detektor deponieren werden auch als solche registriert. Es kann zu Abweichungen von einigen keV kommen, was der Detektorauflösung bei dieser Energie entspricht. Deshalb werden im Analyse-Skript verschiedene Abweichungen als Vielfache

von σ miteinbezogen.

$$P(\lambda - \sigma \leq X \leq \lambda + \sigma) \approx 68.3\% \quad (3.8)$$

$$P(\lambda - 2 \cdot \sigma \leq X \leq \lambda + 2 \cdot \sigma) \approx 95.4\% \quad (3.9)$$

$$P(\lambda - 3 \cdot \sigma \leq X \leq \lambda + 3 \cdot \sigma) \approx 99.7\% \quad (3.10)$$

Die Prozentwerte geben den Anteil der registrierten Energien innerhalb des Vollenergiepeaks an.

Die Halbwertsbreite beschreibt die Breite des Peaks bei halber Höhe. Innerhalb dieser Halbwertsbreite werden 90% aller Ereignisse innerhalb des Peaks registriert. Der dazugehörige σ -Wert liegt bei $2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2} \cdot \sigma \approx 2.3548 \sigma$. Je weiter man den Bereich fasst, in dem man Ereignisse dem Peak zuordnet, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit auch alle Peak-Einträge zu zählen. Fasst man den Bereich jedoch zu weit, steigt die Wahrscheinlichkeit auch Ereignisse dem Peak zuzuordnen, welche aus anderen Untergrundprozessen entstammen und sich nahe des Peaks im Energiespektrum befinden.

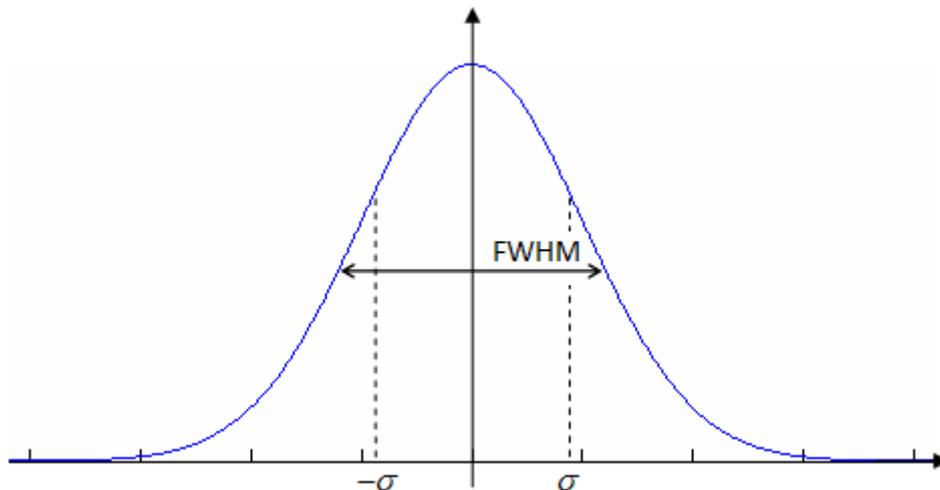


Abbildung 3.6: Abbildung zur Halbwertsbreite aus [Halbwertsbreite, 2016].

Die Schwierigkeit besteht darin, den passenden σ -Wert für die Simulationen zu ermitteln. Wird ein zu geringer prozentualer Anteil des Vollenergiepeaks ausgewählt, können potenzielle $0\nu\beta\beta$ -Prozesse übergangen werden, weil sie außerhalb der Energiebeschränkung liegen. Umso größer die σ -Umgebung gewählt wird, desto höher ist auch die Wahrscheinlichkeit, dass ähnliche Energien der Untergrundprozesse in den Detektoren deponiert werden und als Energien des Peaks zugeordnet werden.

In den nachfolgenden Simulationen werden 2σ - und 3σ -Abweichungen vom Erwartungswert ausgewählt, da diese gut gegenüber gestellt werden können um jeweils Nach- und Vorteile zu entdecken.

Für den Maximalwert der Energie der beiden Elektronen gilt:

$$E_{\text{Elektronen}} = Q_{\beta\beta} - E_{\gamma}. \quad (3.11)$$

Für den Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand gilt also:

$$\begin{aligned} E_{\text{Elektronen}} &= 2528.9 \text{ keV} - 536 \text{ keV} \\ &= 1992.9 \text{ keV}. \end{aligned} \tag{3.12}$$

Dennoch müssen die Elektronen nicht ihre gesamte Energie in einem Detektor deponieren. Es ist möglich, dass sie mit einem unbestimmten Anteil ihrer Energie dem sensitivem Detektorvolumen entkommen oder in einem anderen Detektor deponieren.

Zusätzlich muss die Emission von Bremsstrahlung betrachtet werden. Bremsstrahlung wird emittiert, wenn die Elektronen im elektrischen Feld umgebender Atome stark abgebremst werden. Dadurch werden die Elektronen zur Emission von Bremsstrahlungs-Photonen angeregt. Diese können wiederum ihre Energie in der Detektoraufstellung deponieren und mit Gammas, welche direkt bei einem $\beta\beta$ -Zerfall in einen angeregten Zustand emittiert werden, verwechselt werden. In den Simulationen wie auch in den realen Messdaten kann man nicht unterscheiden, ob es sich um Bremsstrahlung oder ein Gamma aus dem Zerfall handelt.

Umso hochenergetischer die Elektronen sind, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass diese Bremsstrahlung aussenden.

Daraus folgt, dass auch für die Elektronen eine Energiebeschränkung bei den Simulationen genutzt werden sollte. Die obere Energiegrenze ist gleich des maximalen Energiebetrags von 1992.9 keV. Die untere Energiegrenze ist schwieriger zu bestimmen. Ist der Energiewert zu niedrig gewählt, werden auch sämtliche Signale von thermischen Rauschen der Detektorelektronik registriert und überdecken die eigentlichen Signale der Zerfälle. Wenn die Energiebeschränkung zu hoch angenommen wird, können potentielle Energiesignale verloren gehen.

Durch experimentelle Untersuchung am LNGS konnte eine untere Beschränkung von 60 keV festgelegt werden, welche der mittleren Detektionsschwelle der verwendeten Detektoren unter optimalen Bedingungen entspricht. Dieser Wert ermöglicht eine gute Analyse der vorliegenden Daten.

Für die Energiebeschränkung aller emittierten Elektronen bei $\beta\beta$ -Zerfällen in den 2_1^+ -Zustand von ^{130}Te gilt:

$$60 \text{ keV} \leq E_{\text{Elektronen}} \leq 1992.9 \text{ keV}. \tag{3.13}$$

3.4 Allgemeiner Aufbau der Analyse-Skripte

Zur Analyse der bereits zur Verfügung stehenden Daten wird die Software ROOT benutzt. Diese wurde am CERN entwickelt und ist vielseitig einsetzbar. Sie beinhaltet alle Funktionen, die zur großen Datenverarbeitung, statistischen Analyse und wissenschaftlichen Visualisierung benötigt werden. Im Wesentlichen basiert diese Software auf der Programmiersprache C++.

Während des Arbeitsprozesses wurden unterschiedliche Analyse-Skripte mit leicht differenzierten Zielausrichtungen verfasst. Im Folgenden werden die bedeutendsten Bestandteile der Skripte vorgestellt und erläutert. Im Wesentlichen enthält jedes der Analyse-Skripte diese Elemente. Ein vollständiges Skript ist im Anhang zu finden.

In Listing 3.1 ist die Funktion zur Bestimmung des maximalen Wertes eines Vektors dargestellt. Diese wird zum Erstellen von allen Histogrammen verwendet. Das selbe wird analog zum minimalen Wert eines Vektors durchgeführt.

Listing 3.1: Funktion zur Bestimmung des maximalen Wertes eines Vektors.

```
1 // get maximum value of vector
2 float get_maximum_of_vector(vector<float> vec)
3 {
4     float max = vec.front();
5
6     for(unsigned int i=0; i<vec.size(); i++)
7     {
8         if(vec.at(i)>max) max = vec.at(i);
9     }
10
11     cout << "max value: " << max << endl;
12
13     return max;
14 }
```

Die Verwendung von Vektoren bietet sich an, da im Falle eines Multi-Detektor-Ereignisses alle simulierten Eigenschaften, wie z.B. deponierte Energie oder welche Detektoren angesprochen haben, ebenfalls als Vektor abgespeichert werden. So haben die zugehörigen Vektoren für ein 2-Detektor-Ereignis zwei Einträge, für ein 3-Detektor-Ereignis 3 Einträge usw. Die genauen x-, y- und z-Koordinaten des primären Wechselwirkungspunktes werden ebenfalls als Vektoren für jedes simulierte Ereignis gespeichert. Unter Zuhilfenahme dieser Wechselwirkungspunkte kann eine einfache optische Datenanalyse erfolgen. Die obige Funktion wird benutzt, um unter anderem die maximalen Werte der drei Ortskoordinaten zu bestimmen, welche für die Skalierung der Histogramme zur Visualisierung der Simulationsdaten benötigt werden. Dasselbe wird analog zur Bestimmung der minimalen Ortskoordinaten durchgeführt.

Dabei werden nur die genauen Koordinaten des ersten Detektors im untersten Layer benötigt, da alle Detektoren die gleichen Maße haben und die Abstände zwischen ihnen konstant sind. Wie in Auflistung 3.2 sichtbar wird, sind die Detektorabstände entlang der z-Koordinate größer als jene der x- und y-Koordinate. Diese Koordinaten wurden aus einer vorherigen Simulation ermittelt. Da jeder Detektor von oben und unten kontaktiert werden muss, um die benötigte Spannung an den Halbleiterkristall anzulegen und die Signale abzugreifen, ist ein erhöhter vertikaler Abstand notwendig. Diese Besonderheit der De-

tektoraufstellung muss vor allem bei der Analyse der Koinzidenzen, d.h. der gleichzeitigen Detektoreignisse beachtet werden.

Listing 3.2: Definition der Detektorkoordinaten.

```
1 // coordinates of first detector in lowest layer: Det1 of L1
2 float xStart = -28.40;
3 float yStart = -16.30;
4 float zStart = -43.40;
5 float xEnd   = -17.75;
6 float yEnd   =  -5.70;
7 float zEnd   = -35.20;
8
9 // calculated detector dimensions
10 float xDetWidth = xEnd-xStart;
11 float yDetWidth = yEnd-yStart;
12 float zDetWidth = zEnd-zStart;
13
14 // space between detectors
15 float xSpace = 4.75;
16 float ySpace = 4.75;
17 float zSpace = 14.1;
18
19 vector<float> vXstart;
20 vector<float> vYstart;
21 vector<float> vZstart;
```

Von Zeile 2 bis einschließlich 7 werden die Start- und Endwerte der einzelnen Detektoren als *floats* angegeben. Ein *float* ist dabei der C++ Datentyp für eine Gleitkommazahl. Ab Programmzeile 10 werden die jeweiligen räumlichen Ausdehnungen der einzelnen Detektoren ebenfalls als *floats* definiert. Dieses Vorgehen ermöglicht es auch andere Detektorgeometrien mit dem gleichen Analyse-Programm und ohne detaillierte Kenntnis der verwendeten Simulationsgeometrie auswerten zu können. Darauf folgen die x-, y- und z-Abstände der einzelnen Detektoren. Auffällig ist dabei der erhöhte Abstand entlang der z-Ebene im Gegensatz zu den x- und y-Ebenen.

Listing 3.3: Funktion zum Bestimmen der Orts-Vektoren der Detektoren am Beispiel der x-y-Koordinatenebene.

```
1 // fill vectors with detector coordinates: first loop over detectors
  // along x coordinate
2 for(int xDet=0; xDet<4; xDet++)
3 {
4 // second loop over detectors along y coordinate;
5 for(int yDet=0; yDet<4; yDet++)
6 {
7 vXstart.push_back(xStart+xDet*(xSpace+xDetWidth));
8 vYstart.push_back(yStart+yDet*(ySpace+yDetWidth));
9 // no z-value needed for x-y projection
10 }
11 }
```

In Auflistung 3.3 werden die bisher definierten Vektoren mit den Detektorkoordinaten verknüpft. Dies wird durch zwei *for*-Loops realisiert. Im ersten Loop werden in diesem

Beispiel die Vektoren entlang der x-Koordinatenachse mit den Detektorkoordinaten verbunden. Im darauf folgenden Loop werden die Vektoren entlang der y-Koordinate analog zu denen der x-Achse bearbeitet. Für dieses Beispiel der x-y-Koordinatenebenen werden die z-Werte nicht benötigt.

Listing 3.4: Erstellen von Histogrammen der unterschiedlichen Koordinatenebenen.

```
1 // get template histogram and vector of TBoxes from function '
   create_template_histogram'
2 vector<TBox*> vBoxes_xy;
3 TH2D* h_template_xy = create_template_histogram_xy(vBoxes_xy);
4 vector<TBox*> vBoxes_xz;
5 TH2D* h_template_xz = create_template_histogram_xz(vBoxes_xz);
6 vector<TBox*> vBoxes_yz;
7 TH2D* h_template_yz = create_template_histogram_yz(vBoxes_yz);
```

Zur Visualisierung der Daten werden Histogramme genutzt, in denen zweidimensionale Projektionen der Daten abgebildet werden. Dafür werden zunächst, wie in Auflistung 3.4 gezeigt, Vorlagen für die Histogramme (sogenannte *templates*) der x-y-, der x-z- und der y-z-Koordinatenebene angelegt. Gleichzeitig wird ein Vektor von Hintergrundboxen für die jeweilige Projektion erstellt, welche später die Abmaße der einzelnen Detektoren in den Histogrammen wiedergeben. Zusammen vermitteln die drei Projektionen einen dreidimensionalen Eindruck der simulierten Zerfälle und wie sich diese in der Detektoranordnung verhalten.

Listing 3.5: Selektion der Daten nach Multiplizität, Quelllayer und Quelldetektor.

```
1 // loop over all entries in tree (number of simulated events)
2 for(int i=0; i<fTree->GetEntries(); i++)
3 {
4     fTree->GetEntry(i);
5
6     // select multi detector events according to multiplicity setting
7     // - multiplicity>0: select multi-detector events (skip rest of
   loop if there are less vector entries than requested)
8     // - multiplicity==1: select single detector events
9     // - multiplicity==-1: select all multi detector events with
   multiplicity > 1
10    if(multiplicity>0){ if(vEdep->size()!=(unsigned int)multiplicity)
   continue; }
11    if(multiplicity==-1){ if(vEdep->size()<=1) continue; }
12
13    // select detectors of only one layer as source of double beta
   decay
14    if(vLayer->front() != sourceLayer) continue;
15
16    // select only one source detector of choosen layer
17    if(vDet->front() != sourceDet) continue;
18
19    float sumEdep = 0;
20    // loop over all vector entries in one event
21    for(unsigned int j=0; j<vEdep->size(); j++)
22    {
23        sumEdep += vEdep->at(j);
```

24 }

Die simulierten Daten werden anhand ihrer Multiplizität, ihres Quelllayers und ihres Quelldetektors selektiert, sodass man beispielsweise zwischen 2er und 3er Koinzidenzen unterscheiden kann. Die Multiplizität gibt dabei an, wie viele Detektoren beim Nachweis des Zerfalls beteiligt gewesen sind. In einer 2er Koinzidenz beträgt die Multiplizität demnach zwei, für eine 3er Koinzidenz drei usw. Dies ist für die Analyse der Daten von besonderer Bedeutung, da Zerfälle mit zunehmender Anzahl an Koinzidenzen unwahrscheinlicher werden, jedoch auch besser von Untergrundereignissen unterschieden werden können. In Auflistung 3.5 wird dies mit einer *for*-Schleife und mehreren *if*-Bedingungen umgesetzt. Zuerst werden die Einträge aus den gegebenen Daten geladen und dann wird geprüft, ob die Einträge den gegebenen Bedingungen entsprechen. Zunächst werden die Daten anhand der Koinzidenzanzahl selektiert und es wird zwischen Einzeldetektorereignissen und Multidetektorereignissen differenziert. In den folgenden Programmzeilen wird gefordert, dass nur Detektoren eines Layers als Quelldetektoren in Frage kommen und nur einer dieser Detektoren als Quelldetektor fungiert. Zum Schluss werden alle Vektoreinträge eines Ereignisses mittels einer *for*-Schleife auf ihre Gesamtenergie geprüft.

Listing 3.6: Evaluierung der Zerfälle mit einer Energie über 60 keV.

```
1 // only select events if summed energy is over threshold of 60 keV
2 if(sumEdep >= 0.06)
3 {
4     for(unsigned int j=0; j<vEdep->size(); j++)
5     {
6
7         // fill x-y histograms
8         for(int l=0; l<4; l++)
9         {
10            if(vLayer->at(j)==l+1)
11            {
12                // fill histogram for gamma particle interaction
13                if(vPID->at(j)==22)
14                {
15                    h_gamma_xy[l]->Fill(vX->at(j), vY->at(j));
16                    if(vDet->front()==sourceDet) h_edep_gamma->Fill(vEdep->at
17                        (j)*1000.);
18                }
19
20                // fill histogram for electron interaction
21                if(vPID->at(j)==11)
22                {
23                    h_electron_xy[l]->Fill(vX->at(j), vY->at(j));
24                    if(vDet->front()==sourceDet) h_edep_electron->Fill(vEdep
25                        ->at(j)*1000.);
26                }
27            }
28        }
29
30        // fill x-z and y-z histograms
31        // fill histogram for gamma particle interaction
32        if(vPID->at(j)==22)
33        {
34            h_gamma_xz->Fill(vX->at(j), vZ->at(j));
35            h_gamma_yz->Fill(vZ->at(j), vY->at(j));
36        }
37    }
38 }
```

```
34     }
35
36     // fill histogram for electron interaction
37     if(vPID->at(j)==11)
38     {
39         h_electron_xz->Fill(vX->at(j), vZ->at(j));
40         h_electron_yz->Fill(vZ->at(j), vY->at(j));
41     }
42
43     }
44 }
```

In Auflistung 3.6 wird die Energiebeschränkung der Elektronen und Gammas im Skript beschrieben. Mittels einer *if*-Bedingung werden diejenigen Ereignisse selektiert, welche eine Gesamtenergie über 60 keV nachweisen. Die der Bedingung entsprechenden Ereignisse werden in die einzelnen Histogramme eingefügt, dabei wird zwischen Elektronen und Gammas unterschieden. Dadurch erhalten Elektronen einen blauen Punkt in den Abbildungen und Gammas ein rotes Kreuz. Im Gegensatz dazu kann in den realen Zerfallsdaten nicht zwischen Gammas und Elektronen unterschieden werden. Eine Differenzierung ist dann nur aufgrund von Energiesignaturen möglich.

3.5 Allgemeine Auffälligkeiten der Koinzidenzanalyse

Es zeigen sich bei der Analyse der Simulationen Auffälligkeiten, welche unabhängig von dem Zerfallsprozess und dem Endzustand der Teilchen sind.

Vorab gab es bestimmte Erwartungen bezüglich der Abhängigkeit von registrierten Energiedepositionen und dem gewählten Quelldetektor des Zerfalls. Die durchgeführten Simulationen mit 100 000 Einzelereignissen bestätigen diese Erwartungen.

Es stellt sich heraus, dass Zerfallssimulationen mit dem Quelldetektor in den äußeren Lagen Layer 1 und Layer 4 wesentlich weniger Energiedepositionen registrieren als Zerfälle mit der Quelle innerhalb der inneren Lagen Layer 2 oder Layer 3.

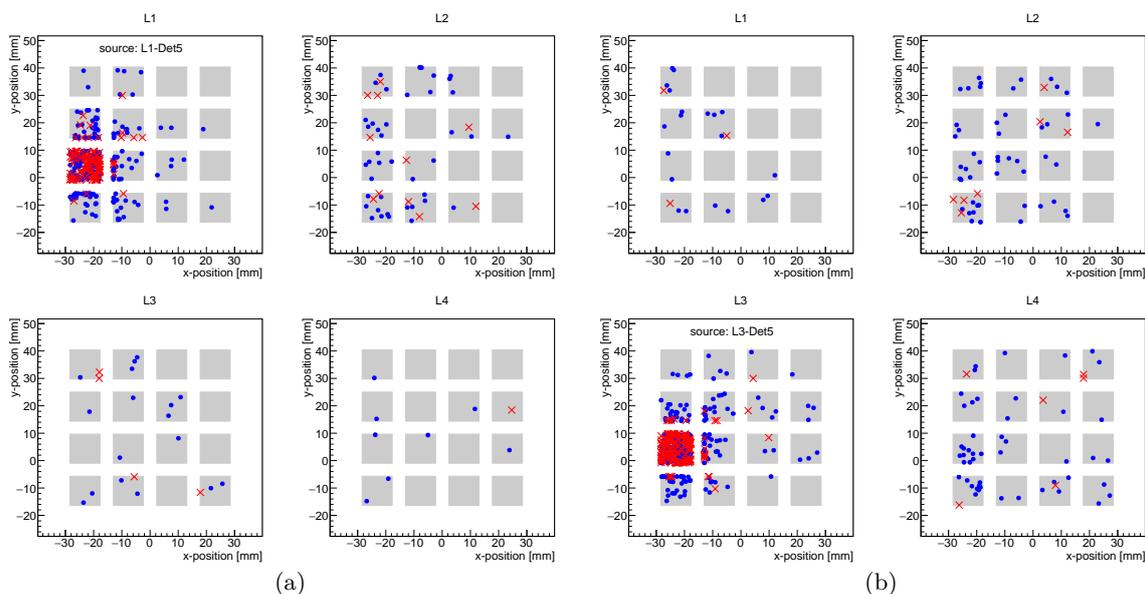


Abbildung 3.7: Vergleich der räumlichen Verteilung der Energiedepositionen unter Veränderung des Quelldetektor-Layers für 2er Koinzidenzen.

Energie-Einträge von Elektronen sind durch blaue Punkte, Energie-Einträge von Gammas sind durch rote Kreuze dargestellt.

Analog dazu sind diejenigen Quelldetektoren die jeden Layer nach außen begrenzen ebenfalls ungeeignet für eine Analyse mit hoher Sensitivität, da diese Detektoren nicht in allen Dimensionen von anderen Detektoren umgeben sind. Somit sinkt die Wahrscheinlichkeit einer Energieregistrierung, weil die Gammas aus der Abregung der angeregten Zustände in den Raum ohne Detektoren emittiert werden können. Demnach sind die Detektoren in der Mitte der Detektoranordnung effektiver bezüglich der Anzahl an Koinzidenzen innerhalb der Detektoranordnung.

Unter Kombination dieser beiden Erkenntnisse kann man davon ausgehen, dass die Detektoren im Zentrum der Detektoranordnung, welche die Nummern 22, 23, 26 und 27 in Layer 2 und 38, 39, 42 und 43 in Layer 3 tragen, am Besten als Quelldetektoren geeignet sind, um möglichst viele der emittierten Elektronen und Gammas energetisch registrieren zu können (siehe Abbildung 4.7).

Weiterhin wird deutlich, dass vor allem benachbarte Detektoren des Quelldetektors in

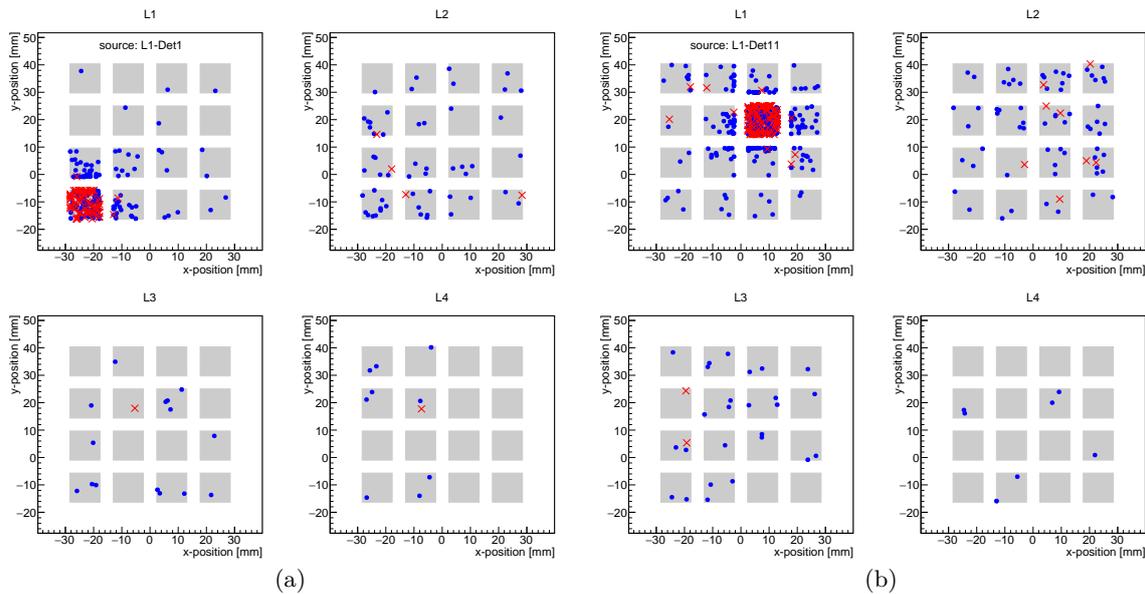


Abbildung 3.8: Vergleich der räumlichen Verteilung der Energiedepositionen unter Veränderung des Quelldetektors innerhalb eines Layers bei 2er-Koinzidenzen. Energie-Einträge von Elektronen sind durch blaue Punkte, Energie-Einträge von Gammas sind durch rote Kreuze dargestellt.

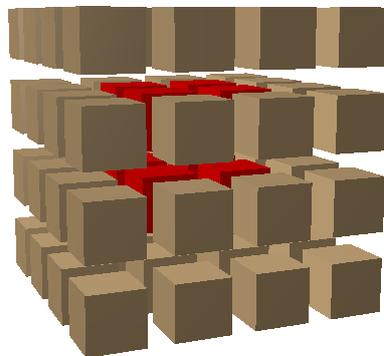


Abbildung 3.9: 3D-Abbildung der Detektoraufstellung (nicht maßstäblich) zur Visualisierung der Detektorlage

Die rot eingefärbten Detektoren markieren jene Detektoren mit dem größten Potenzial als Quelldetektor für Zerfälle in angeregte Zustände auch Gammas in Richtung der anderen Detektoren zu emittieren.

Koinzidenz eine Treffer-Information über der gesetzten Detektionsschwelle liefern. Eine qualitative Auswertung einer erweiterten Simulation erfolgt in Kapitel 3.6.

Wie in den Abbildungen 3.7 und 3.8 deutlich wird, sind die deponierten Energiebeträge der Gammas zufällig im Quelldetektor des Zerfalls verteilt. Im Gegensatz dazu sind Auffälligkeiten bei den registrierten Energiebeträgen in den anderen Detektoren zu bemerken. Die Energien der Gammas werden dabei größtenteils am Rand jedes einzelnen Detektors

deponiert, zumindest vermittelt die Simulation diesen Eindruck. Hierbei handelt es sich höchstwahrscheinlich um ein Artefakt der Simulation, da als Wechselwirkungspunkt lediglich der Primärvertex eingetragen wird. Bei der Berechnung der Teilchenausbreitung wird ein solcher Vertex angelegt, sobald das Teilchen das Medium wechselt, also z.B. in einen Detektor eindringt. Da die genauen Wechselwirkungspunkte jedoch lediglich der Visualisierung dienen, um einen ersten Eindruck der räumlichen Verteilung der Energien zu bekommen, ist dies für die angestrebte Analyse kein Problem. Das Abspeichern sämtlicher Wechselwirkungspunkte ist sehr rechen- und speicherintensiv, weshalb an dieser Stelle auf ein vollständiges Tracking verzichtet wurde.

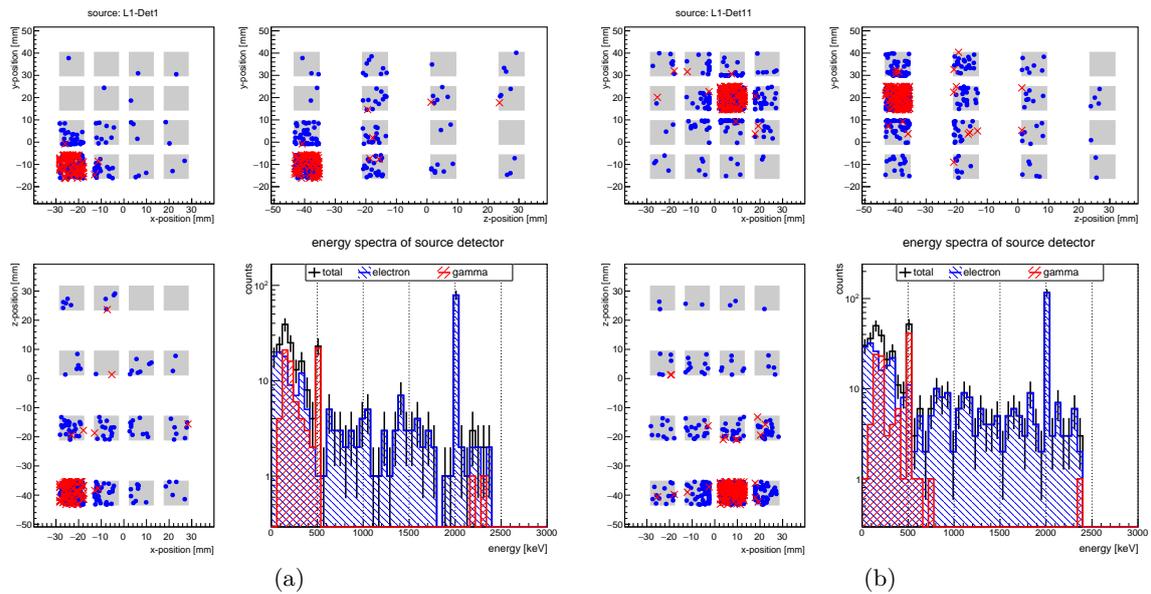


Abbildung 3.10: Vergleich der räumlichen Energiedeposition für zwei verschiedene Quell-Detektoren in Form von maßstabsgerechten xy-, xz- und yz-Projektionen beim Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand. Zusätzlich werden die gemessenen Gamma-, Elektron- und Gesamtspektren als Histogramm dargestellt.

In Abbildung 3.10 ist eine maßstabgerechte Darstellung der xy-, xz- und yz-Projektion für zwei verschiedene Quelldetektoren von Layer 1 zu sehen. Zusätzlich wird das Spektrum des Quelldetektors, aufgespalten in Elektron- und Gamma-Energien, gezeigt. Anhand dieser ersten Simulation wurde deutlich, dass wesentlich mehr Ereignisse für eine statistisch gesicherte Analyse simuliert werden müssen, als die bisher betrachteten 100 000 Zerfälle pro Zerfallsmodus. Im nächsten Abschnitt wird die Analyse von 10 Millionen Ereignissen mit einer angepassten Art der Datenselektuierung und -auftragung diskutiert.

3.6 Analyse eines Doppelbetazerfalls in einen angeregten Zustand

Der neutrinolose Doppelbetazerfall in den 2_1^+ -Zustand ist der Zerfallsprozess, der als vielversprechend betrachtet wird um eine markante Energiesignatur im Detektor zu hinterlassen, sodass ein $0\nu\beta\beta$ -Prozess in einen angeregten Zustand des Tochterkerns nachgewiesen werden kann.

Wie bereits erwähnt und in Abbildung 2.8 dargestellt wurde, ist der Zerfall in den 0_1^+ -Zustand gegenüber dem 2_1^+ -Zustand aufgrund der Spinkonfiguration bevorzugt, doch dabei verbleiben den zwei emittierten Elektronen nur eine Gesamtenergie von $E_{\text{Elektronen}} = 734,9$ keV. Durch diesen vergleichsweise geringen Energiebetrag ist der Phasenraum enorm verkleinert, wodurch der Zerfall unwahrscheinlicher wird. Zusätzlich können bei diesem Prozess mehrere Photonen multipler Energiezustände emittiert werden. Die Suche nach mehreren Gammas mit der Gesamtenergie von $E_{\text{Gesamt}} = 1794$ keV stellt sich als überaus komplex und kompliziert heraus. Die Wahrscheinlichkeit für einen Zerfall ist einerseits abhängig von den Eigenschaften Spin und Parität des Kerns und andererseits von dem Phasenraum des jeweiligen Zerfalls. Umso größer der Phasenraum ist, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit für diesen Zerfallsmodus. Die Zerfallswahrscheinlichkeit in den 2_1^+ -Zustand wird durch Spin und Parität unterdrückt, gleichzeitig wird der 0_1^+ -Zustand unwahrscheinlicher durch seinen geringen Phasenraum. Insgesamt ist der 2^+ -Zustand stärker unterdrückt als der Zerfall in den 0^+ -Zustand, was sich bereits in Abbildung 3.4 gezeigt hat. Durch den experimentellen Vorteil, der sich aus der Emission eines einzelnen Gammas mit diskreter Energie aus der Abregung des 2^+ -Zustandes ergibt, bietet sich dieser Zerfall zur Definition eines Goldenen Kanals für die Suche nach $0\nu\beta\beta$ -Zerfällen in angeregte Zustände an.

Aufgrund der fehlenden Emission von Neutrinos wird die Energie des $Q_{\beta\beta}$ -Wertes auf die beiden emittierten Elektronen und ein Gamma verteilt. Dadurch ist der Energiebetrag der Elektronen des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls im Mittel höher als jener des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls. Deshalb kann man davon ausgehen, dass bei allen neutrinolosen Prozessen mit höherer Wahrscheinlichkeit Bremsstrahlung frei wird.

Bei dem $0\nu\beta\beta$ -Prozess in den 2_1^+ -Zustand wird deshalb eine erhöhte Anzahl an Photonen der Bremsstrahlung registriert. Es ist nicht auszuschließen, dass einige Bremsstrahlungs-Photonen die gleichen Energiebeträge wie die Gammas im Detektor deponieren. Doch dies kann man weder in den Simulationen noch in den realen Daten verhindern, da wie in den realen Daten lediglich auf die deponierte Energie geschaut wird und nicht auf den Entstehungsprozess. In den Daten kann nicht zwischen der Wechselwirkung eines Gammas aus den angeregten Zuständen, eines Gammas aus Untergrundprozessen oder Bremsstrahlung unterschieden werden, wenn diese die gleiche Energie im Detektor deponieren.

Eine Möglichkeit zur Beseitigung dieses Problems für die simulierten Daten besteht darin die Simulationen unter Nutzung eines vollständigen Trackings, welche alle Wechselwirkungspunkte der Teilchen im Kristall abspeichert, durchzuführen. Die Umsetzung ist jedoch technisch besonders aufwendig und bedarf einer langen Simulations- und Analysephase.

In Abbildung 3.11 wird die Menge der Elektronen- und Gamma-Wechselwirkungen innerhalb der gesetzten Energiebeschränkungen angezeigt. Dabei wurden 10 Millionen Zerfälle

von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand simuliert und zwischen den vier Layern unterschieden. In der zweiten Darstellung 3.12 sind in der ersten Zeile alle Ereignisse dargestellt, welche eine Gesamtenergie von $E_{\text{Gesamt}} = Q_{\beta\beta} \pm 2 \cdot \sigma$ im Detektor deponiert haben. Dabei werden keine weiteren Energiebeschränkungen von Elektronen und Gammas berücksichtigt. In der zweiten Zeile dieser Abbildung sind die wichtigsten Daten für die Analyse dargestellt. Dabei werden alle Ereignisse mit ihren Energiedepositionen dargestellt, bei denen die Energien der Elektronen und Gammas in deren jeweiligen Energiebeschränkung liegen und die Summe der Energien gleich der $Q_{\beta\beta}$ -Wert-Umgebung ist. Diese Darstellung verknüpft sozusagen die vorherigen drei Simulationen miteinander.

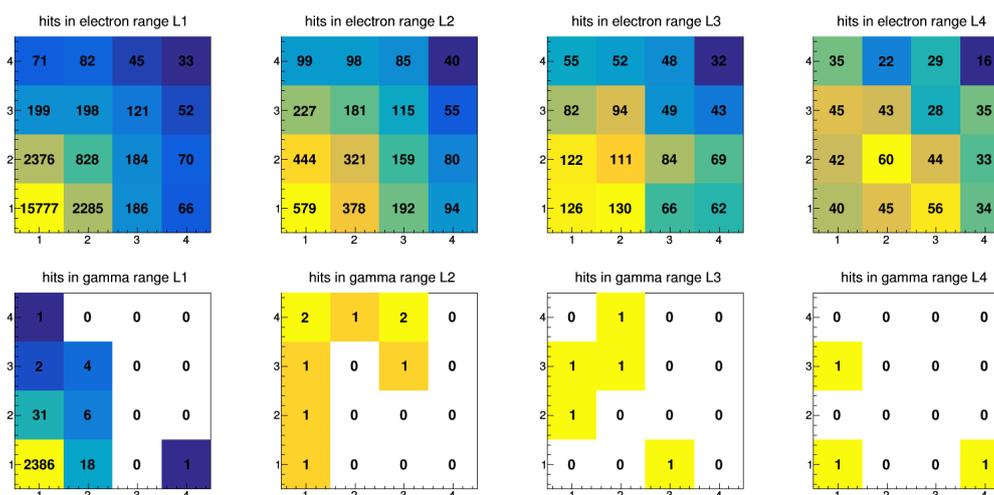


Abbildung 3.11: Erste Beispieldarstellung einer Simulationsabbildung für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit dem Quelldetektor 1 in Layer 1 für eine 2σ -Abweichung um den erwarteten Gamma-Peak bei 536 keV. Entlang der x- und y-Achse sind die Detektor-Nummern von 1-4 angegeben, wobei ein Layer aus 4×4 Detektoren besteht.

Dadurch lässt sich nochmals verdeutlichen, dass Energiebeschränkungen oder Gesamtenergie einzeln nicht als Selektionskriterium ausreichen. Erst durch die Verknüpfung der drei Kriterien selektiert man Ereignisse, welche vielversprechend für den Nachweis eines $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls sind. Es werden nur Ereignisse dargestellt, bei denen die Elektronen als auch die Gammas die erforderlichen Energien und die Energie des $Q_{\beta\beta}$ -Wertes im Detektor deponieren.

Aus diesem Grund sind besonders diese 3-Kriterien-Ereignisse essentiell für die Datenanalyse. Für den Quellzerfall eines neutrinolosen Prozesses werden insgesamt 10 Millionen Ereignisse simuliert, d.h. man hat 156 250 Ereignisse pro Detektor. Für eine 2σ -Beschränkung der Gammaenergie erhält man insgesamt 96365 gemessene 3-Kriterien-Signale. Mittels einer Wahrscheinlichkeitsverteilung lassen sich die Quelldetektoren evaluieren, bei denen 3-Kriterien-Ereignisse besonders wahrscheinlich sind. Im Diagramm 3.13 ist diese Wahrscheinlichkeitsverteilung graphisch dargestellt.

Der Erwartungswert $E(X) = 1.6\%$, d.h. im Mittel sind bei Zerfällen in jedem Quelldetektor 1.6% aller 3-Kriterien-Ereignisse registriert. Wie eindeutig zu erkennen ist, haben Detektor 39 und 43 die höchste Wahrscheinlichkeit der Quelldetektor eines solchen Zer-

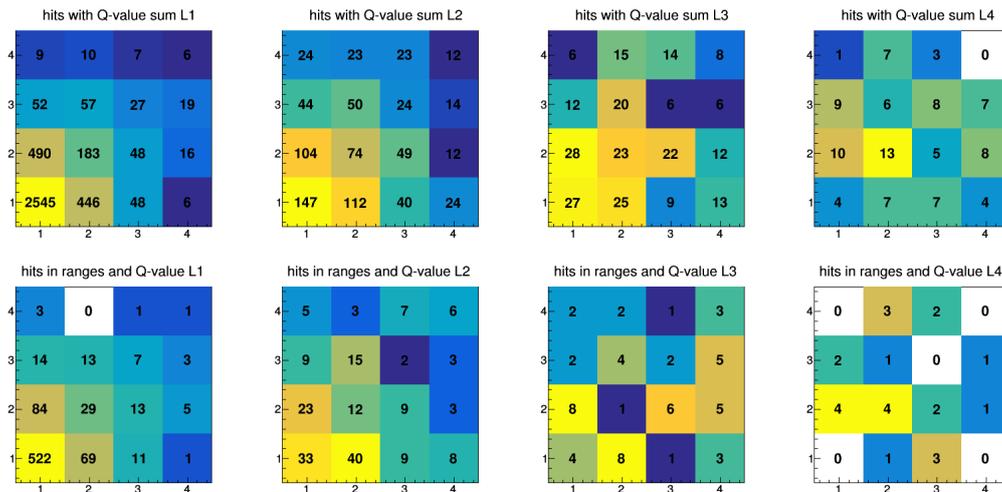


Abbildung 3.12: Erste Beispieldarstellung einer Simulationsabbildung für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit dem Quelldetektor 1 in Layer 1 für eine 2σ -Abweichung um den erwarteten Gamma-Peak bei 536 keV. Entlang der x- und y-Achse sind die Detektor-Nummern von 1-4 angegeben, wobei ein Layer aus 4×4 Detektoren besteht.

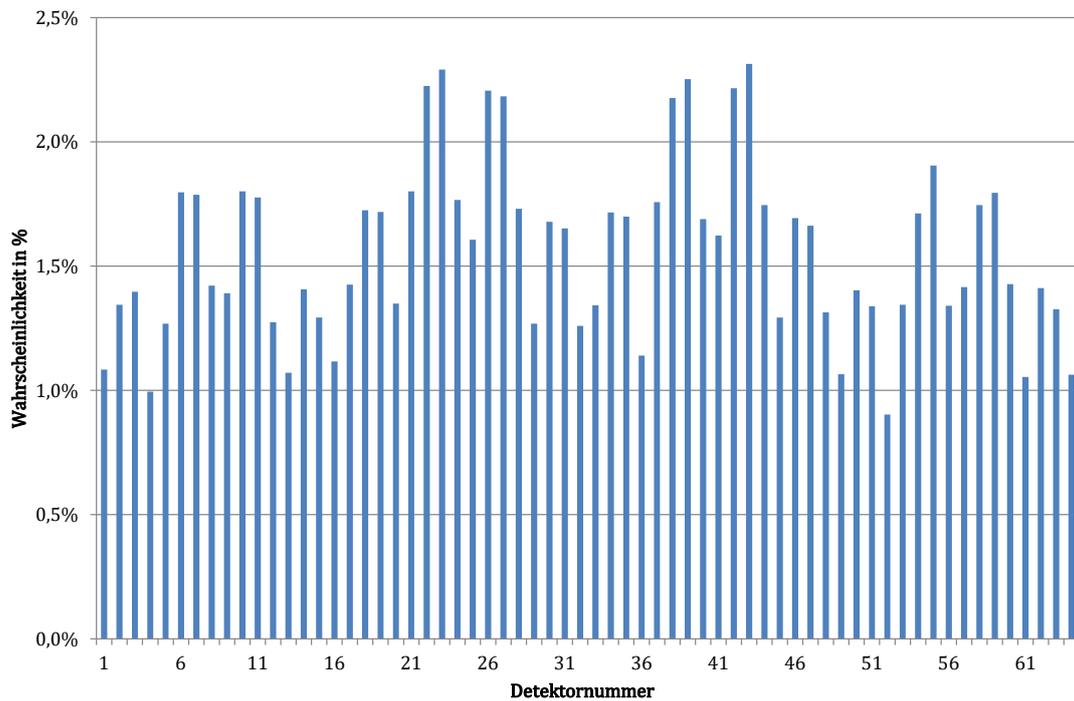


Abbildung 3.13: Diagramm der Wahrscheinlichkeitsverteilung für 3-Kriterien-Ereignisse der 64 Detektoren für einen $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit einer Energieabweichung von $\pm 2\sigma$ der Gammaenergie. Alle Wahrscheinlichkeitswerte ergänzen sich zu 1.

falls zu sein. Weiterhin zeigen die ebenfalls innenliegenden Detektoren 22, 23, 26, 27, 38 und 42 eine erhöhte Wahrscheinlichkeit für die simultane Erfüllung der 3-Kriterien.

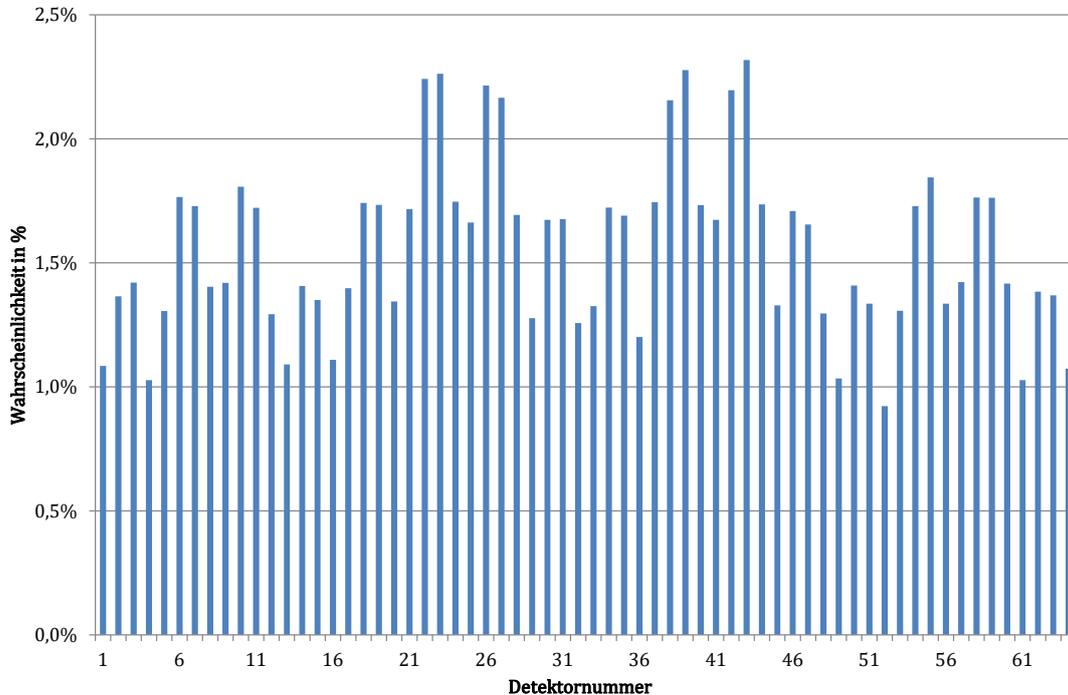


Abbildung 3.14: Diagramm der Wahrscheinlichkeitsverteilung für 3-Kriterien-Ereignisse der 64 Detektoren für einen $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit einer Energieabweichung von $\pm 3\sigma$ der Gammaenergie. Alle Wahrscheinlichkeitswerte ergänzen sich zu 1.

Für eine 3σ -Umgebung des Gammapeaks ergibt sich eine sehr ähnliche Wahrscheinlichkeitsverteilung. In Abbildung 3.14 wird diese dargestellt. In den gleichen Simulationsdaten werden für einen 3σ -Bereich um den Gammapeak insgesamt 128378 Signale selektiert. Auch in der 3σ -Umgebung sind die Detektoren 29, 39 und 43 favorisiert mit den jeweiligen Wahrscheinlichkeiten von 2.26 % – 2.31 %. Der Erwartungswert für insgesamt 10 Millionen Ereignisse ist $E(X) = 1.6\%$.

Allgemein kann in den Diagrammen erkannt werden, dass wie bereits in Kapitel 3.5 gezeigt werden konnte, die inneren Detektoren als Quelldetektoren am Besten geeignet sind, um ein 3-Kriterien-Ereignis im Experiment zu erfassen. In Tabelle 3.1 wird die genaue Anzahl an Signalen der bevorzugten Quelldetektoren zusammengetragen. Diese Quelldetektoren und ihre genaue Energieverteilung werden im Folgenden betrachtet.

Aufgrund der vermehrten Anzahl von identifizierten 3-Kriterien-Signalen unter Nutzung einer Energieumgebung von 3σ für den Gammapeak wird diese nun für die Analyse der Energieverteilung genutzt.

Um eine Ansammlung von enormen Datentabellen zu vermeiden, werden hauptsächlich Diagramme zur Veranschaulichung der Daten verwendet.

Quelldetektornummer	Anzahl aller 3-Kriterien-Signale (2σ)	Anzahl aller 3-Kriterien-Signale (3σ)
22	2144	2878
23	2208	2904
26	2126	2844
27	2104	2780
38	2098	2768
39	2172	2924
42	2136	2820
43	2230	2976

Tabelle 3.1: Übersicht über 3-Kriterien-Signale des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand der favorisierten Quelldetektoren.

Unter Beachtung der Unsicherheiten sind alle inneren Detektoren gleichberechtigt als Quelle für den Goldenen Kanal zum Nachweis eines Doppelbetazerfalls in angeregte Zustände. Im Folgenden wird Detektor 43 exemplarisch genauer untersucht. Das Analyseergebnis ist in Abbildung 3.15 dargestellt. Von allen gemessenen 2976 Signalen befinden sich 50 % im Quelldetektor. Im Allgemeinen kann man diesen Wert für den Quelldetektor erwarten, denn es handelt sich um einen einen Zerfall mit zwei registrierten Koinzidenzen mit unterschiedlichen Detektoren. Aufgrund ihrer Eigenschaften werden die Energien der Elektronen im Quelldetektor deponiert und die Energie des einzelnen Gammas in einem anderen Detektor. Jedoch kann der Nachweis in den realen Daten, dass es sich um Elektronensignale im Quelldetektor handelt, nicht erbracht werden.

Die Anzahl der registrierten 3-Kriterien-Signale bewegt sich in einem Bereich zwischen 2 und 1488 pro Detektor. In Layer 1 werden 108 Signale registriert, dies entspricht 3.6 % der Gesamtsignale. In Layer 2 werden 11.6 % (344 Signale) und in Layer 4 10.8 % (321 Signale) erfasst. Im Quelllayer der Zerfälle werden 74.0% aller Energiesignale deponiert. Somit bestätigt sich die Vermutung, dass die dem Quelllayer nächsten Detektoren viele Signale aufnehmen. Deshalb sollte der Quelllayer primär auf eventuelle Energiesignaturen untersucht werden.

Im Diagramm 3.16 sind die Ereignisanzahlen für jeden einzelnen Detektor erfasst, wobei Detektor 43 als Quelldetektor fungiert. Darin ist besonders gut zu erkennen, dass die den Quelllayer umgebenden Lagen ähnliche Wahrscheinlichkeiten für die gesuchte Energiesignatur aufweisen. Daraus lässt sich schlussfolgern, dass die Layer ober- und unterhalb des Quelllayers als gleichberechtigt angenommen werden können. Der Quelldetektor wird von 8 Detektoren aus Layer 3 umgeben. Dabei ist auffällig, dass die nicht diagonal zum Quelldetektor liegenden Kristallwürfel insgesamt 408 Signale aufweisen, die vier diagonal liegenden lediglich 208. Auch in den direkt umgebenden Detektoren aus Layer 2 und 4 werden wesentlich weniger Signale gemessen. Das führt zu der Schlussfolgerung, dass die Gammas primär in den direkt anliegenden Kristallen des Quelllayers ihre Energie depo-

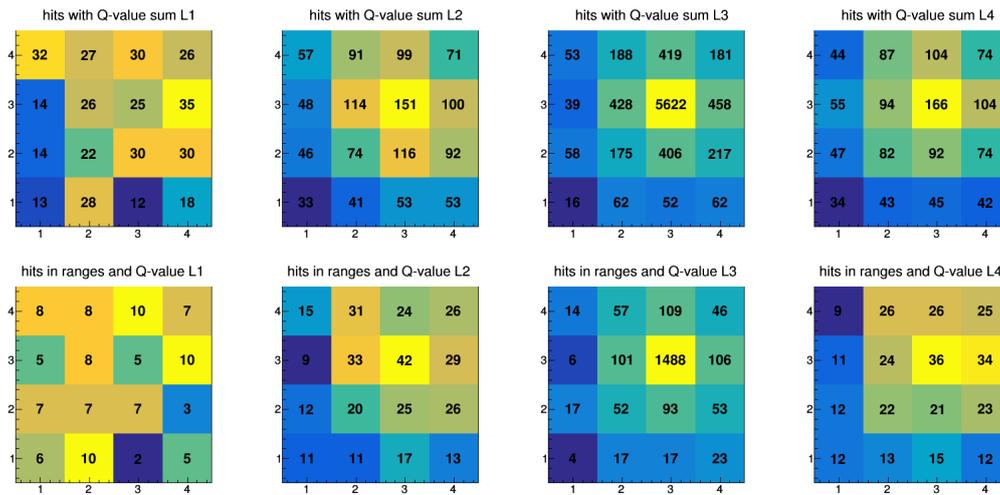


Abbildung 3.15: Abbildung zur Verteilung der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 43 und einer 3σ -Energieumgebung für die Gamma-Linie aus dem angeregten 2_1^+ -Zustand von ^{130}Te .

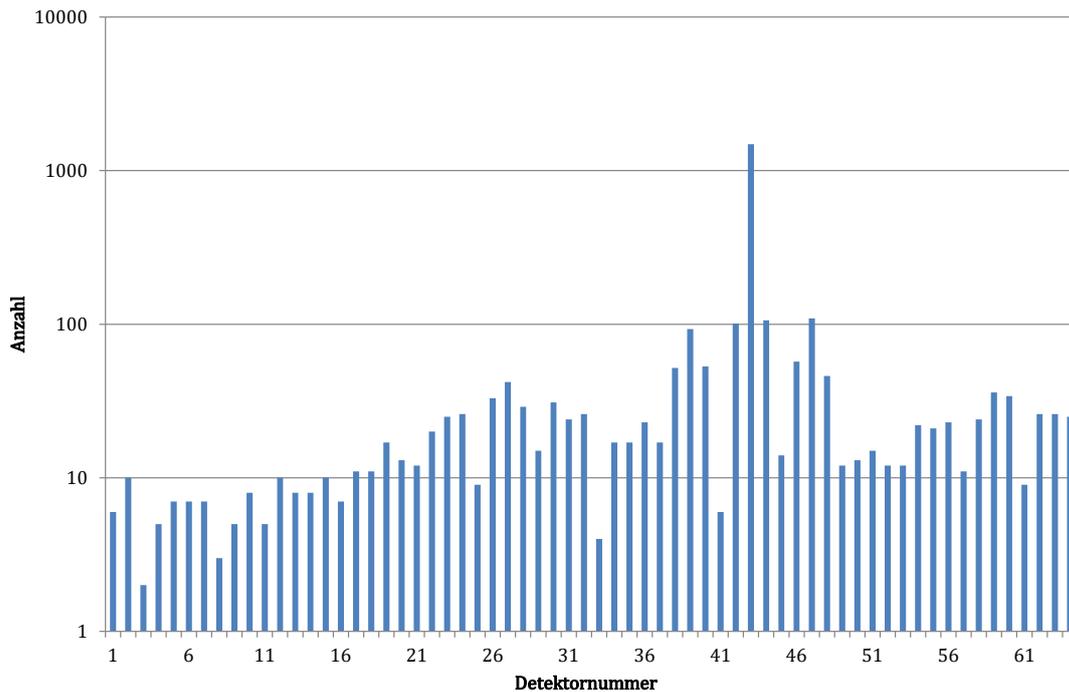


Abbildung 3.16: Diagramm zur Verteilung der 3-Kriterien-Ereignisse auf die einzelnen Detektoren für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit Quelldetektor 43 und einer 3σ Gammaenergieumgebung.

nieren und sekundär in den 24 umliegenden Detektoren des Quelldetektors.

Zum Vergleich wurde die Analyse der Simulationsdaten noch einmal für die anderen innen-

liegenden Detektoren von Layer 3 nach dem gleichen Muster durchgeführt. Zuerst erfolgt die Betrachtung von Detektor 42.

Bei den Simulationen mit Kristall 42 als Quelldetektor ergibt sich ein sehr ähnliches Verteilungsmuster. Abbildung 3.17 zeigt das Analyseergebnis für diesen Quelldetektor. Von den registrierten 2820 Signalen befinden sich 50 % im Quelldetektor. Die Anzahl der registrierten Energiedepositionen je Detektor liegt zwischen 2 und 1410. Im Quelllayer wurden 74.5 % aller Signale registriert, in Layer 2 10.4 % und in Layer 4 11.6 % der Signale. Auch die in Layer 1 gemessenen 3.7 % der Signale zeigen Parallelen zu den Zerfällen mit Quelldetektor 43 auf.

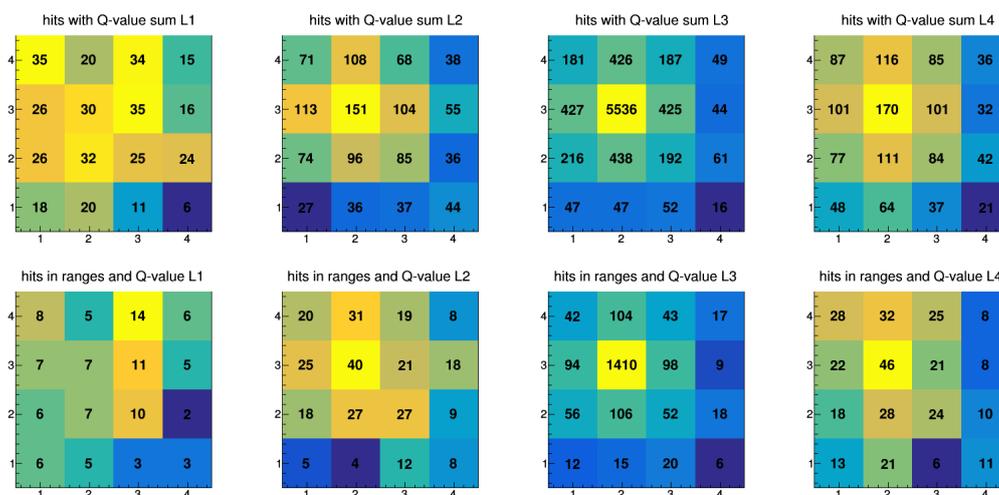


Abbildung 3.17: Abbildung zur Verteilung der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 42 und einer 3σ -Energieumgebung für die Gamma-Linie aus dem angeregten 2_1^+ -Zustand von ^{130}Te .

Im Diagramm 3.18 sind die jeweiligen Ereignisanzahlen für jeden Detektor veranschaulicht. Auch hier wird die Gleichberechtigung zwischen den ober- und unterhalb liegenden Layern sichtbar. Die 8 umgebenden Kristalle des Quelldetektors in Layer 3 zeigen die gleiche Besonderheit wie bei der Auswertung für den Quelldetektor 43. Die diagonal liegenden Kristalle erfassen in Summe 193 Signale, die nicht diagonalen 402. Die bereits genannte Schlussfolgerung über die primäre Energiedeposition in den direkt anliegenden Detektoren wird dadurch untermauert.

Die simulierten Zerfallsprozesse im Quelldetektor 39 werden in Abbildung 3.19 graphisch dargestellt. Es werden 2924 Signale in den Detektoren registriert, wobei 50 % dieser Signale im Quelldetektor positioniert sind. Bei diesen 1462 Energiesignalen handelt es sich um die Energiesignale der im Doppelbetazerfall freiwerdenden Elektronen.

Bei Zerfällen mit diesem Quelldetektor können 3.2 % der Signale Layer 1 zugeordnet werden, das entspricht 94 Energiedepositionen. In Layer 2 beträgt der Anteil der Signale 11.8 % und in Layer 4 11.6 %. Der Quelllayer erhält 73.4 % aller Energiesignaturen. Dies entspricht mit geringen Abweichungen den Ergebnissen der Auswertung für die Quelldetektoren 43 und 42. Die Anzahl der Signale pro Detektor liegt zwischen 2 und 1462. Im

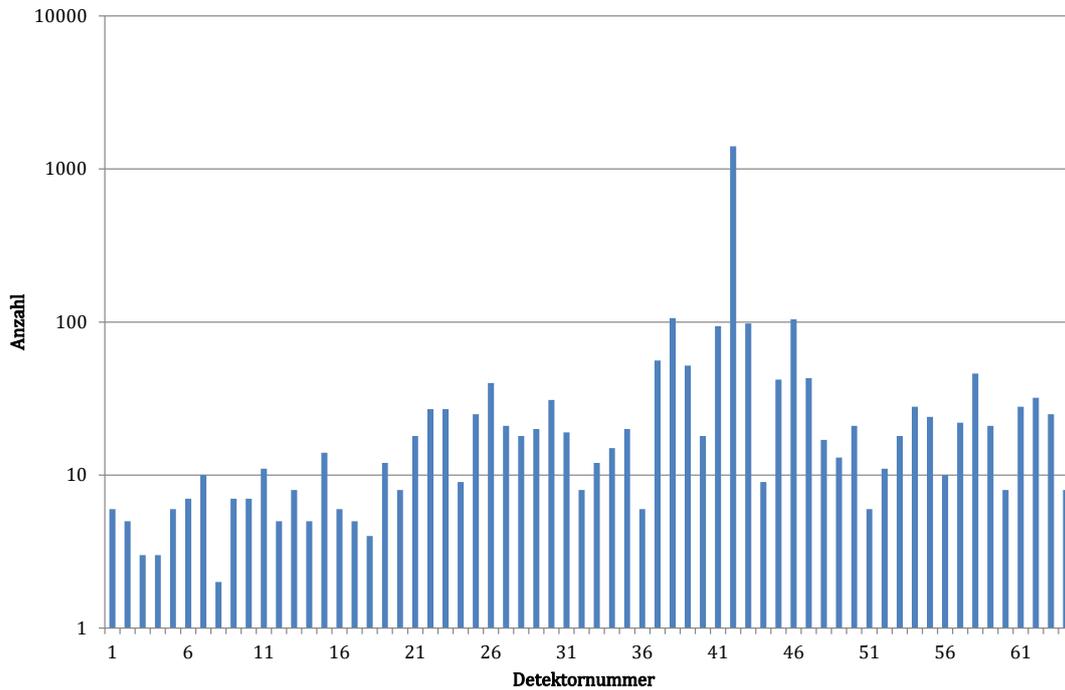


Abbildung 3.18: Diagramm zur Verteilung der 3-Kriterien-Ereignisse auf die einzelnen Detektoren für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit Quelldetektor 42 und einer 3σ Gammaenergieumgebung.

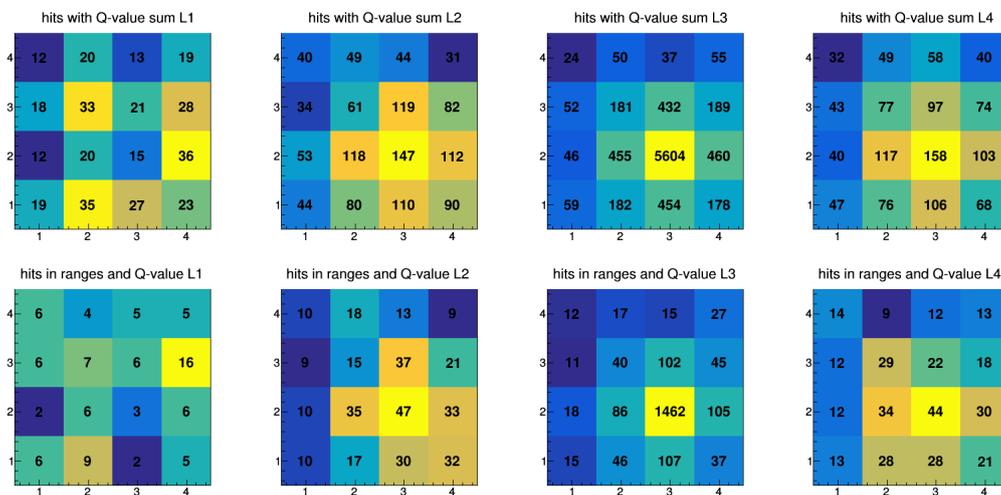


Abbildung 3.19: Abbildung zur Verteilung der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 39 und einer 3σ -Energieumgebung für die Gamma-Linie aus dem angeregten 2_1^+ -Zustand von ^{130}Te .

Diagramm 3.20 sind die genauen Ereignisanzahlen pro Detektor veranschaulicht dargestellt.

Auch in Abbildung 3.19 wird die Favorisierung von den direkt an dem Quelldetektor lie-

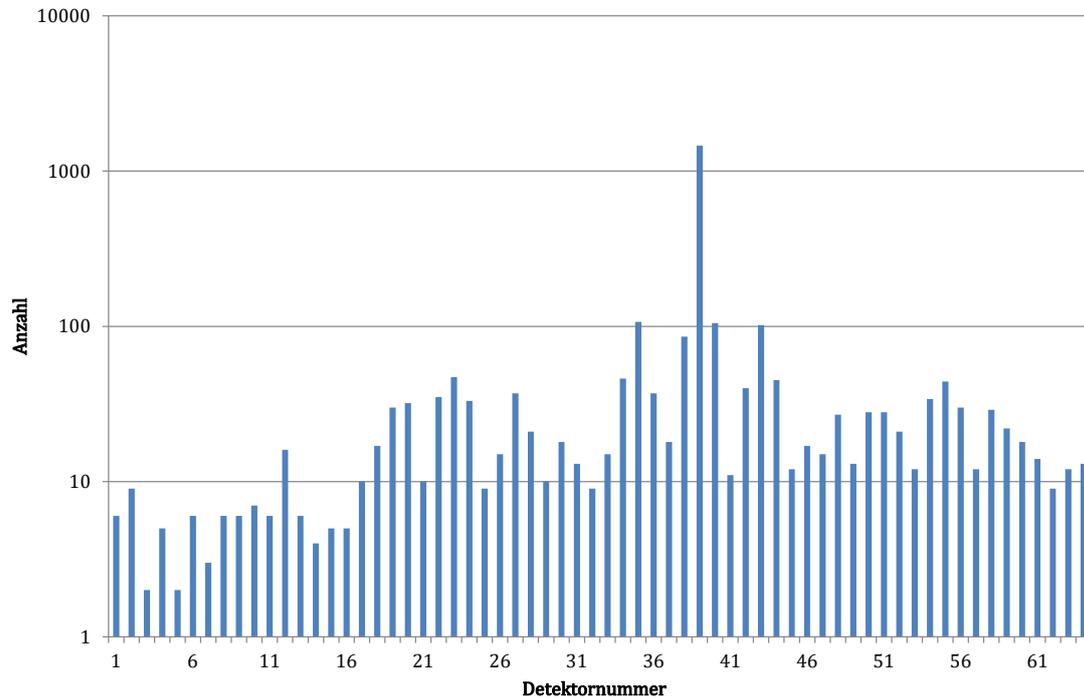


Abbildung 3.20: Diagramm zur Verteilung der 3-Kriterien-Ereignisse auf die einzelnen Detektoren für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit Quelldetektor 39 und einer 3σ Gammaenergieumgebung.

genden Kristallen deutlich. In diesem Fall handelt es sich dabei um die Detektoren 35, 38, 40 und 43. Diese erhalten zusammen 400 Signale, was 13.7% entspricht.

Der letzte favorisierte Quelldetektor in Layer 3 ist Detektor 38. Das Analyseergebnis für diesen Quelldetektor ist in Abbildung 3.21 dargestellt. Es wurden insgesamt 2768 Signale innerhalb der $Q_{\beta\beta}$ -Wert-Beschränkung und der Energiebeschränkung der Gammas und Elektronen erfasst. Davon befinden sich 1384 Energiedeponierungen im Quelldetektor selbst. 75.0% aller Signale werden im Layer 3 erfasst, 11.2% in Layer 2 und 10.9% in Layer 4. Mit 2.9% ist eine Energiedeponierung in Layer 1 am unwahrscheinlichsten.

Die jeweiligen Anzahlen an 3-Kriterien-Ereignissen sind im Diagramm 3.22 dargestellt. Auch in diesem Fall sind die direkt an den Quelldetektor angrenzenden 8 Kristalle in Layer 3 bevorzugt. In den diagonal zum Quelldetektor liegenden Kristallen werden insgesamt 209 Signale erfasst, in den längs ausgerichteten Detektoren befinden sich hingegen 381 Energiesignaturen.

Bei der Analyse der Quelldetektoren muss beachtet werden, dass eine andere Signalverteilung erwartet wird, wenn ein anderer Quelllayer betrachtet wird. Im Folgenden wird ein Quelldetektor auf Layer 2 mit den inneren Detektoren 22, 23, 26 und 27 genauer betrachtet.

Detektor 27 liegt in der graphischen Darstellung direkt unter Detektor 43. Die Wahrscheinlichkeit für ein 3-Kriterien-Ereignis mit Detektor 22 als Quelle liegt bei 2.16% und

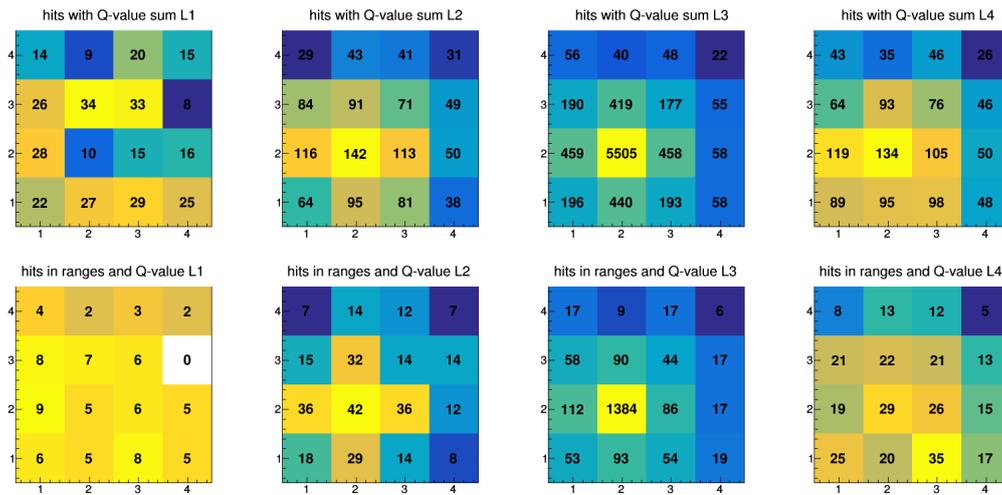


Abbildung 3.21: Abbildung zur Verteilung der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 38 und einer 3σ -Energieumgebung für die Gamma-Linie aus dem angeregten 2_1^+ -Zustand von ^{130}Te .

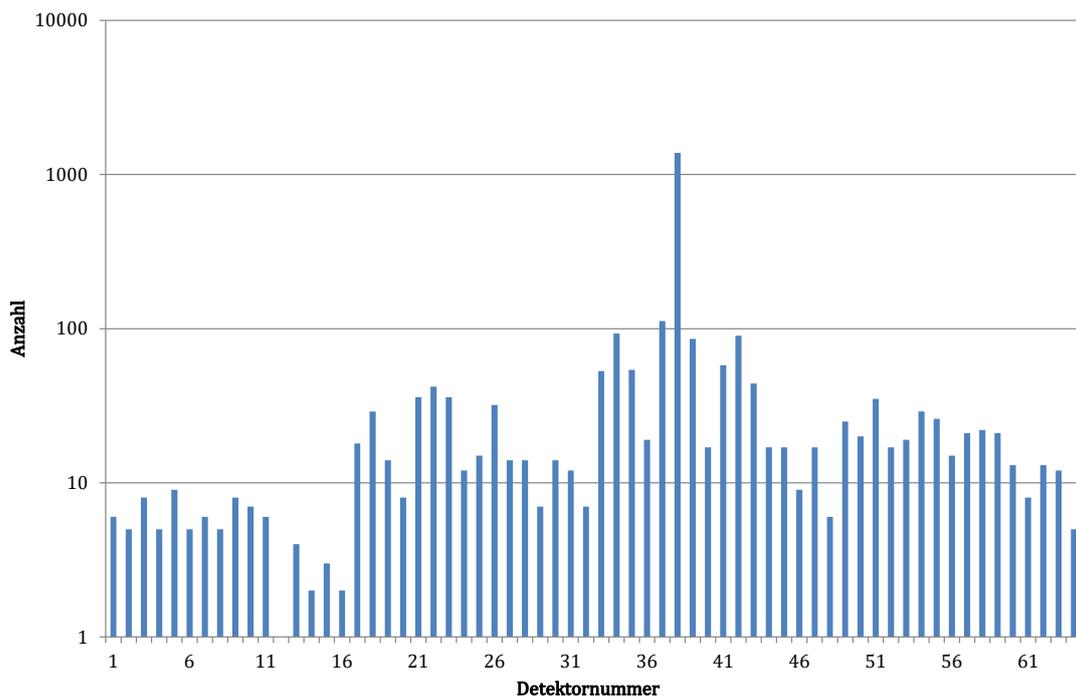


Abbildung 3.22: Diagramm zur Verteilung der 3-Kriterien-Ereignisse auf die einzelnen Detektoren für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit Quelldetektor 38 und einer 3σ Gammaenergieumgebung.

befindet sich damit im Bereich der bevorzugten Quelldetektoren. Das Analyseergebnis ist in Abbildung 3.23 graphisch dargestellt. Bei 10 Millionen simulierten Zerfällen wurden 2780 Ereignisse innerhalb der drei Kriterien erfasst. 74.2 % dieser Signale befinden sich im

Quelllayer dieser Prozesse, dem Layer 2. Analog zu den Simulationen mit dem Quelllayer 3 sind Energiedepositionen in den benachbarten Layern fast gleich wahrscheinlich, jedoch unwahrscheinlicher als für den Quelllayer selbst. In Layer 1 wurden 11.5 % der Signale registriert, in Layer 3 11.1 %. Mit 3.1 % ist Layer 4 am unwahrscheinlichsten für eine Energiesignatur, da dieser auch weiter entfernt vom Quelllayer liegt.

Ebenfalls analog zu den bereits analysierten Simulationen sind exakt 50 % aller Ereignisse im Quelldetektor zu finden.

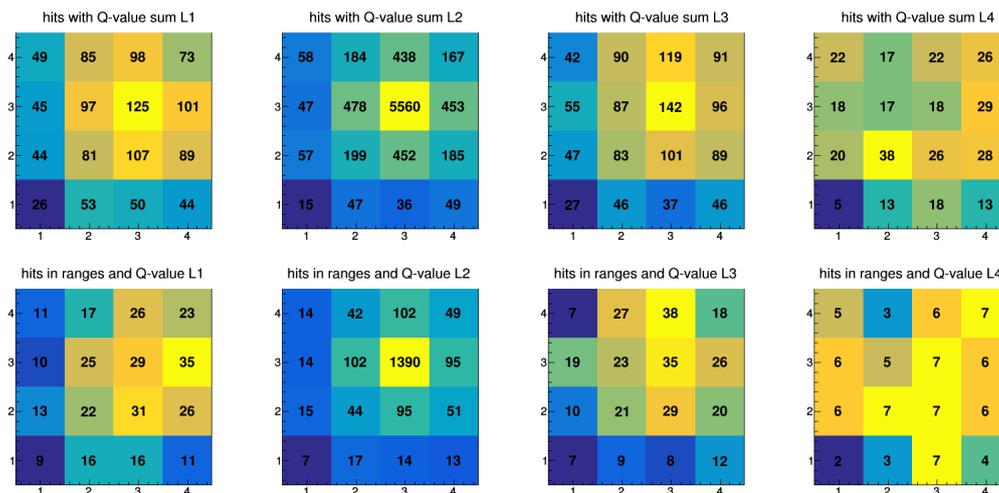


Abbildung 3.23: Abbildung zur Verteilung der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 27 und einer 3σ -Energieumgebung für die Gamma-Linie aus dem angeregten 2_1^+ -Zustand von ^{130}Te .

In Abbildung 3.24 sind die Anzahlen von 3-Kriterien-Ereignissen pro Detektor erfasst. Ebenfalls gut erkennbar ist die Präferenz der längs und diagonal zum Quelldetektor ausgerichteten Kristalle im gleichen Layer.

Die verbleibenden drei favorisierten Quelldetektoren und ihre grafischen Ergebnisdarstellungen sind in den Abbildungen 3.25(a) bis 3.25(f) zusammengefasst. In den einzelnen Simulationen von 10 Millionen Zerfällen mit diesen Quelldetektoren wurden 2844-2904 Ereignisse gemessen, welche den 3 Kriterien entsprechen. Analog zu allen bisher analysierten Zerfällen befinden sich auch bei diesen 50 % der registrierten 3-Kriterien-Ereignisse innerhalb des Quelldetektors des jeweiligen Zerfalls. Im Durchschnitt werden 10.9 % aller gesuchten Ereignisse in Layer 1, 74.1 % in Layer 2 und 11.5 % in Layer 3 erfasst. In Layer 4 werden lediglich 3.5 % der Ereignisse registriert. Das Ergebnis stimmt mit den vorherigen Werten nahezu überein mit geringen Abweichungen, welche aber im Rahmen der statistischen Unsicherheiten liegen. Im Allgemeinen werden ≈ 74 % der Ereignisse im Quelllayer des Zerfalls, ≈ 11 % in den angrenzenden Layern und im entferntesten ≈ 3 % der 3-Kriterien-Ereignisse deponiert.

In Abbildung 3.25(a) bis 3.25(a) sind ebenfalls die Anzahlen der 3-Kriterien-Ereignisse der jeweiligen Quelldetektoren dargestellt. Die Ähnlichkeit bei der Verteilung der Ereignisse zeigt, dass die Detektoranordnung tatsächlich symmetrisch ist. Auch bei diesen Abbildungen wird die Bevorzugung der längs zum Quelldetektor befindlichen, angrenzenden Kristalle deutlich. Ebenso wird die Favorisierung einer Ausbreitung der Gammas inner-

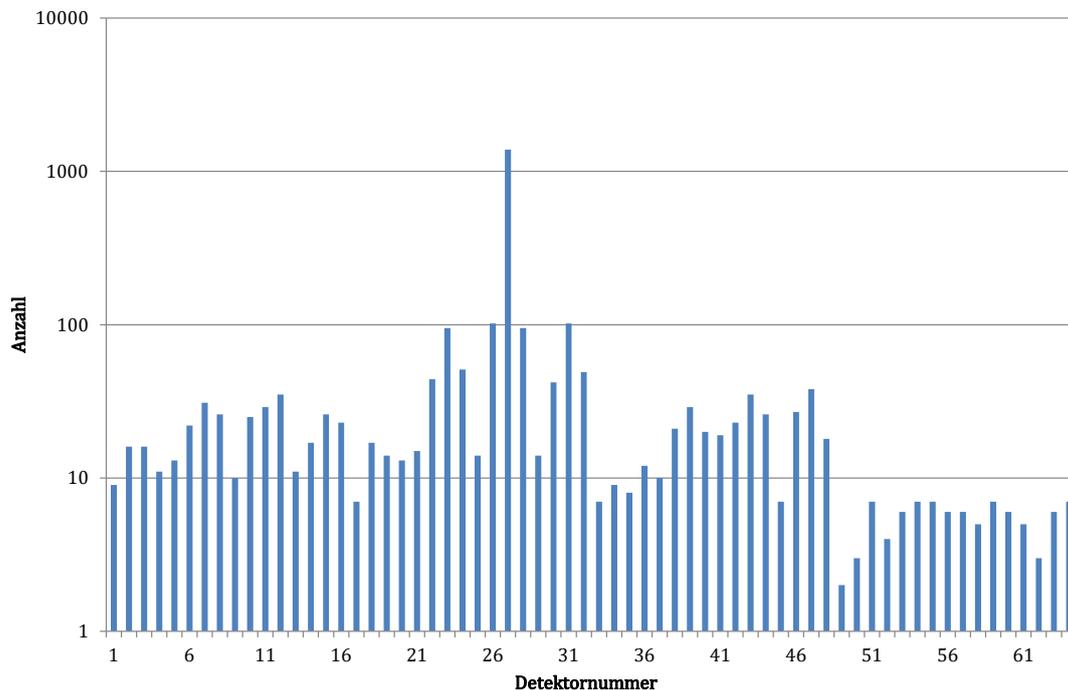
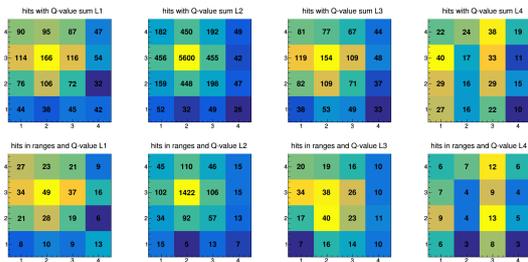


Abbildung 3.24: Diagramm zur Verteilung der 3-Kriterien-Ereignisse auf die einzelnen Detektoren für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit Quelldetektor 27 und einer 3σ Gammaenergieumgebung.

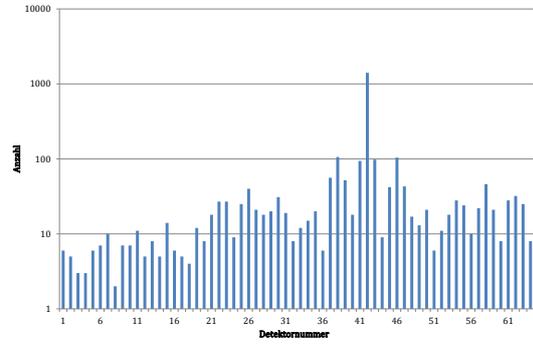
halb eines Layers, als zwischen den Layern deutlich. Dies lässt sich damit begründen, dass der Abstand zwischen einzelnen Detektoren des gleichen Layers wesentlich kleiner ist als der Abstand zwischen den Layern.

Bei der Analyse der realen Daten aus dem Experiment besteht die höchste Wahrscheinlichkeit eine Energiesignatur eines Gammas aus dem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te zu evaluieren, wenn primär der Quelllayer mit den direkt an den Quelldetektor anliegenden Kristallen untersucht wird. Des Weiteren ist eine genaue Betrachtung der 24 Kristalle in unmittelbarer Umgebung des Detektors empfehlenswert.

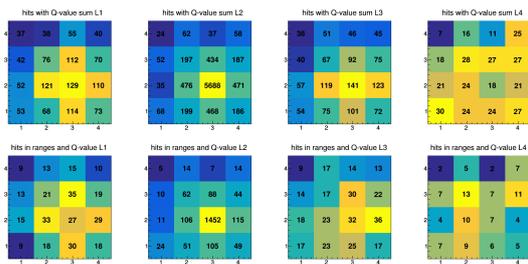
Die Energiedepositionen der Gammas werden verstärkt in x- und y-Richtung registriert. Im Verhältnis dazu gibt es eine geringe Anzahl an Energiedepositionen, die auf eine Ausbreitung der Gammas entlang der z-Achse schließen lassen. Dies wird durch den Abstand der Layer erklärt.



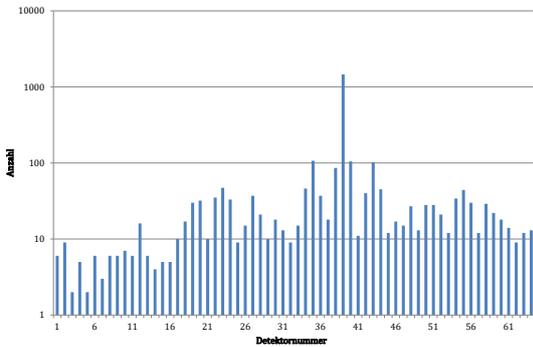
(a) Quelldetektor 26



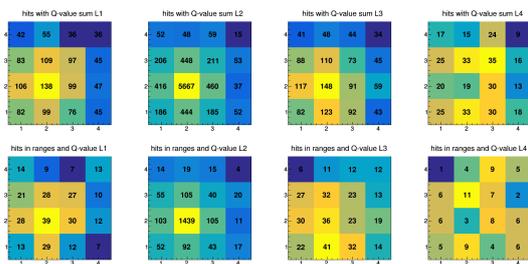
(b) Quelldetektor 26



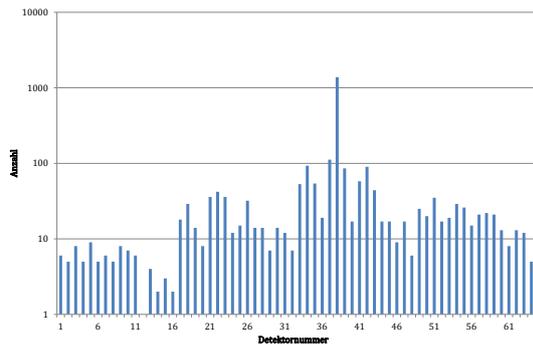
(c) Quelldetektor 23



(d) Quelldetektor 23



(e) Quelldetektor 22



(f) Quelldetektor 22

Abbildung 3.25: Simulationsergebnisse und Verteilung der 3-Kriterien-Ereignisse für die favorisierten Quelldetektoren des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit einer 3σ -Gammaenergieeinschränkung.

3.7 Analyse der begleitenden Untergrundprozesse

In den folgenden Kapiteln werden drei kritische Untergrundzerfälle betrachtet, die in den Detektoren ähnliche Signaturen wie der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den angeregten 2_1^+ -Zustand hervorrufen können. Ziel ist es zu untersuchen, inwieweit die gleichzeitig stattfindenden Doppelbetazerfälle in den Grundzustand oder andere angeregte Zustände die identifizierte Signatur des 2_1^+ -Zustandes imitieren.

Alle vorkommenden Untergrundprozesse zu untersuchen würde den Umfang dieser Arbeit weit überschreiten, deshalb wurden lediglich einige der nicht vermeidbaren Untergrundaktivitäten betrachtet

3.7.1 Analyse des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls in den Grundzustand

Neutrinolose Prozesse in den Grundzustand treten automatisch auf, wenn auch Prozesse in den 2_1^+ -Zustand registriert werden. Wie bereits erläutert, sind Prozesse in den Grundzustand aufgrund der zugrunde liegenden physikalischen Gesetzmäßigkeiten bevorzugt. Die Signale von den Grundzustandsprozessen können deshalb potenzielle Signale des Goldenen Kanals überlagern.

Da auch bei diesen Ereignissen keine Neutrinos emittiert werden, besteht die Möglichkeit von erhöhter Bremsstrahlung, welche sich auch über den Energiebereich der erwarteten Gamma-Linie bei 536 keV erstrecken kann. Zusätzlich wird der Energiebetrag des $Q_{\beta\beta}$ -Wertes nur auf die beiden Elektronen verteilt, sodass gilt:

$$E_{\text{Elektronen}} = Q_{\beta\beta} = 2528.9 \text{ keV} \quad (3.14)$$

Dadurch ist die Wahrscheinlichkeit von Photonenemission höher als bei Prozessen in angeregte Zustände.

Die neutrinolosen Untergrundprozesse, welche die Signale des Goldenen Kanals überdecken könnten, müssten die gleichen Signale wie die 3-Kriterien-Ereignisse im Detektor hervorrufen. Da es sich bei dem Goldenen Kanal um Zerfälle mit zwei Koinzidenzen im Detektormaterial handelt, werden die Prozesse in den Grundzustand ebenfalls hinsichtlich des Auftretens von Koinzidenzen analysiert. Außerdem werden die $0\nu\beta\beta$ -Prozesse in den Grundzustand mit den identischen Energiebeschränkungen der Elektronen und Gammas und der Energiesumme ausgewertet, wobei die Energie der emittierten Bremsstrahlung innerhalb der Energiebeschränkung der Gammas liegt. Auf diesem Weg kann man die Anzahl an Untergrundereignissen evaluieren und auf Eigenschaften untersuchen.

Bei diesen Simulationen wurden ebenfalls 10000000 Zerfälle durchgeführt, das heißt 156250 Zerfälle je Quelldetektor.

Wie in den Abbildungen 3.26 und 3.27 veranschaulicht ist, lässt sich auf den ersten Blick keine typische Verteilung erkennen, wie bei den $0\nu\beta\beta$ -Prozessen in den 2_1^+ -Zustand. Die Unterschiede zwischen einer 2σ - und einer 3σ -Energiebeschränkung der Gammas sind ebenfalls unauffälliger. Im Folgenden wird nur noch die Wahrscheinlichkeitsverteilung mit einer 3σ -Energiebeschränkung um die aus den Zerfällen in den 2_1^+ -Zustand erwartete Gamma-Linie bei 536 keV betrachtet.

Insgesamt wurden von diesen 10 Millionen Zerfällen 1280 Energiesignaturen registriert, welche einem 3-Kriterien-Ereignis entsprechen. Dies entspricht nur 0.013 % aller möglichen Energiedeponierungen. Im Durchschnitt wurden 20 Ereignisse für 156 250 Zerfälle in einem Quelldetektor registriert. Das sind wesentlich weniger Ereignisse als für die ausgewerteten

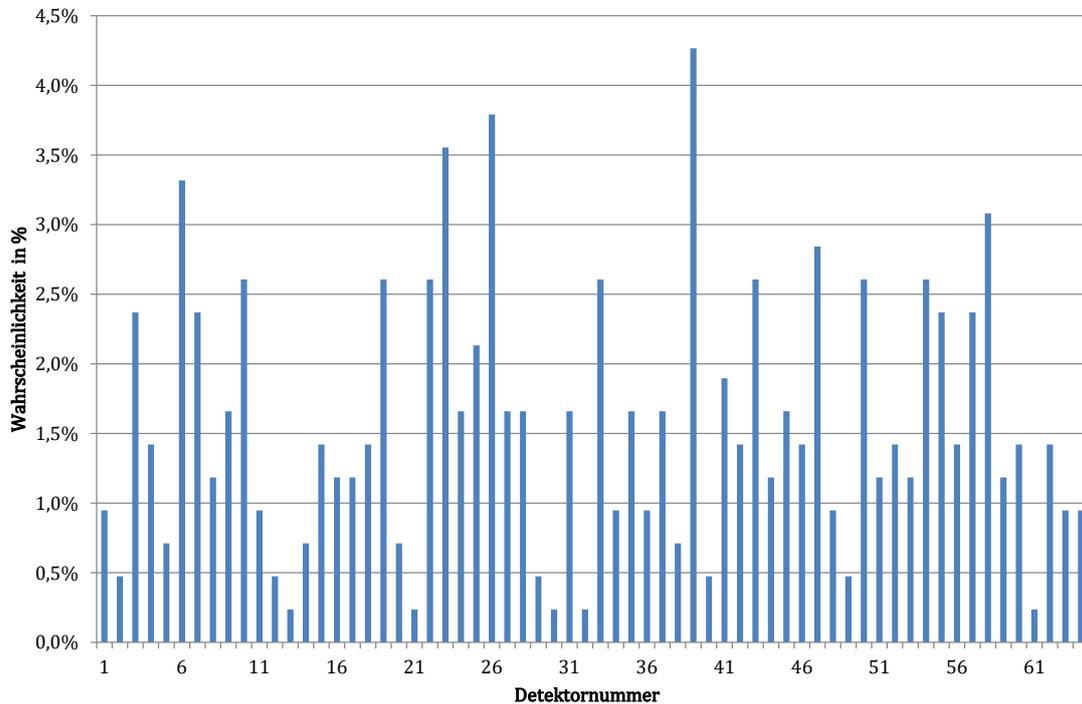


Abbildung 3.26: Diagramm zur Wahrscheinlichkeitsverteilung einer 3-Kriterien-Signalerfassung der einzelnen Detektoren für einen $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den gs -Zustand mit einer 2σ Energieabweichung von der Gammaenergie.

$0\nu\beta\beta$ -Zerfälle in den angeregten 2_1^+ -Zustand. Bei 20 gemessenen Ereignissen entspricht die statistische Unsicherheit auf diesen Wert entsprechend der Poisson-Fluktuation \sqrt{N} , d.h. ± 4.5 Ereignisse. Die relative Unsicherheit $\frac{\sqrt{N}}{N}$ auf einen einzelnen Detektor beträgt demnach im Durchschnitt 22.4%.

Eine mögliche Erklärung für den unkontinuierlichen Verlauf der Wahrscheinlichkeiten und die Differenzen zwischen 2σ - und 3σ - Energiebeschränkung der Photonen ist die Emission von Bremsstrahlung. Die dabei ausgesendeten Photonen erhalten eine unbestimmte Energie, sodass ein Energiebetrag innerhalb der Energiebeschränkung rein zufällig ist. Zusätzlich sind die statistischen Unsicherheiten hier wesentlich größer als in der bisherigen Analyse, da absolut gesehen weniger Ereignisse selektiert wurden.

Die Quelldetektoren, bei denen die Anzahl an Energiesignaturen weit über dem Durchschnitt liegt, werden im Folgenden analysiert. Im Wesentlichen handelt es sich dabei um die Detektoren 23 und 39. Bei den Zerfällen mit diesen beiden Kristallen als Quelldetektoren wurden jeweils in der gesamten Detektoraufstellung 44 Energiesignaturen erfasst.

Die simulierten Prozesse im favorisierten Quelldetektor 23 zeigen eine sehr klare und deutliche Verteilung der Energien innerhalb der Detektoraufstellung. Alle Energiebeträge, die einem 3-Kriterien-Ereignis entsprechen, sind in Abbildung 3.29 im unteren Bildabschnitt dargestellt. In Abbildung 3.29 sind zunächst wieder die Ereignisse separat für die Elektron- und Gammaenergiebegrenzung für die vier Detektorlayer dargestellt. Es wird

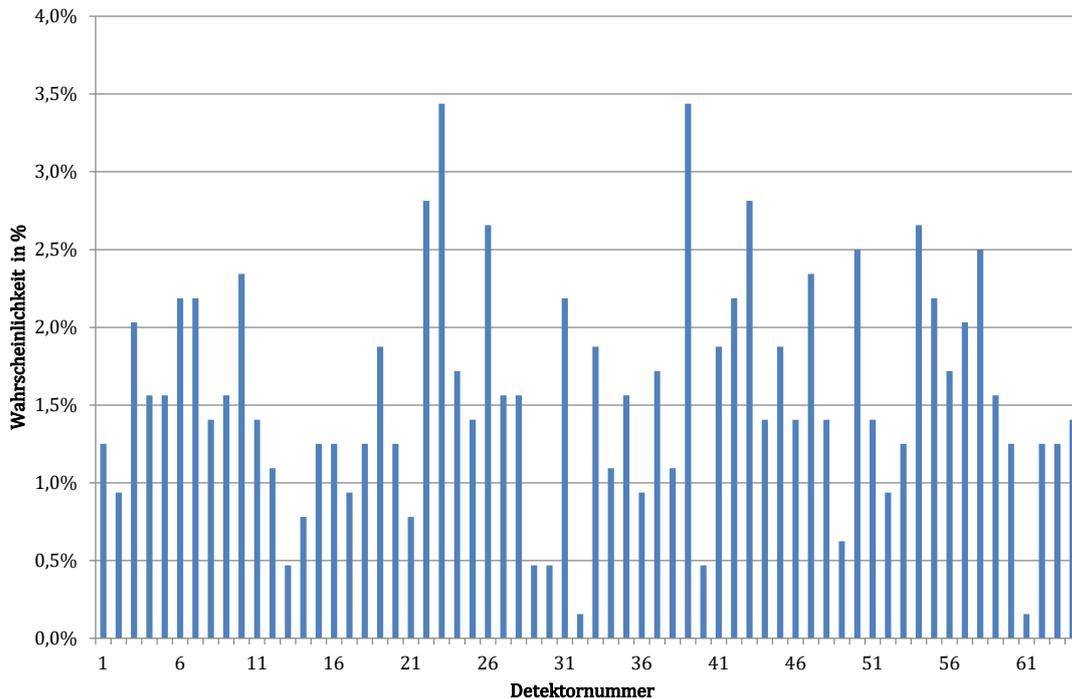


Abbildung 3.27: Diagramm zur Wahrscheinlichkeitsverteilung einer 3-Kriterien-Signalerfassung der einzelnen Detektoren für einen $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den gs -Zustand mit einer 3σ Energieabweichung von der Gammaenergie.

deutlich, dass wesentlich weniger Gamma-Interaktionen nachgewiesen werden als das der Fall für die Untersuchung des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls in den 2_1^+ -Zustand war.

Abbildung 3.30 stellt die Analyseergebnisse der Elektron- und Gammakriterien visuell dar. Hier wird deutlich, dass eine alleinige Selektierung entsprechend der Summe der Energiedepositionen, welche im Bereich des $Q_{\beta\beta}$ -Wertes liegen sollte, nicht ausreicht, um effektiv zwischen $0\nu\beta\beta$ -Zerfällen von ^{130}Te in den Grundzustand und in den 2_1^+ -Zustand zu unterscheiden. Erst die Kombination mit der Energieeinschränkung auf den Elektron- und Gammabereich zeigt, dass lediglich 22 Ereignisse im Falle des gs -Zustandes gegenüber 1452 3-Kriterien-Ereignisse im Falle des 2_1^+ -Zustandes für den Quelldetektor 23 selektiert werden. Dies entspricht einem Signal zu Untergrundverhältnis von 66 : 1, d.h. der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall in den Grundzustand trägt nur etwa zu 1.5% zur Gesamtrate (Signal + Untergrund) bei. Damit konnte gezeigt werden, dass im Vergleich zur Einzeldetektor-Analyse eine wesentlich höhere Sensitivität für die Suche nach angeregten Zuständen erreicht werden kann, wenn die Ereignissignatur als Koinzidenz zwischen zwei Detektoren definiert wird. Die 3-Kriterien-Ereignisse beschränken sich bei Quelldetektor 23 auf die umliegenden 8 Detektoren im Layer, wobei ein Detektor kein einziges Ereignis nachgewiesen hat. Wie auch in der Analyse der Zerfälle in den 2_1^+ -Zustand treten dominant die Detektoren in unmittelbarer Nähe zum Quelldetektor in Erscheinung. Dabei zeigt sich, dass lediglich die Detektoren im Quelllayer eine Energiedeposition erhalten haben, welche die drei Kriterien

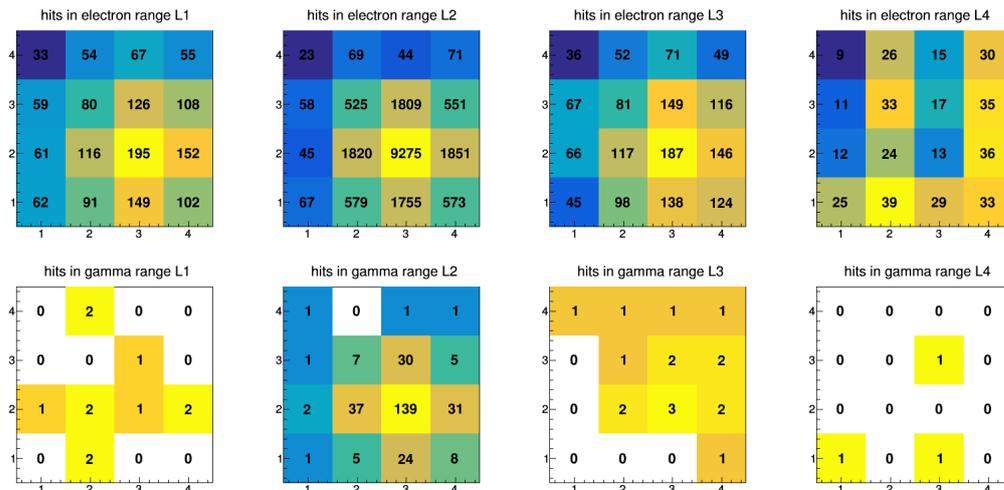


Abbildung 3.28: Darstellung der Signalverteilung innerhalb der Elektronenbeschränkung und innerhalb der Gammabeschränkung für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den Grundzustand für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den Grundzustand mit Quelldetektor 23 und einer 3σ -Energieumgebung.

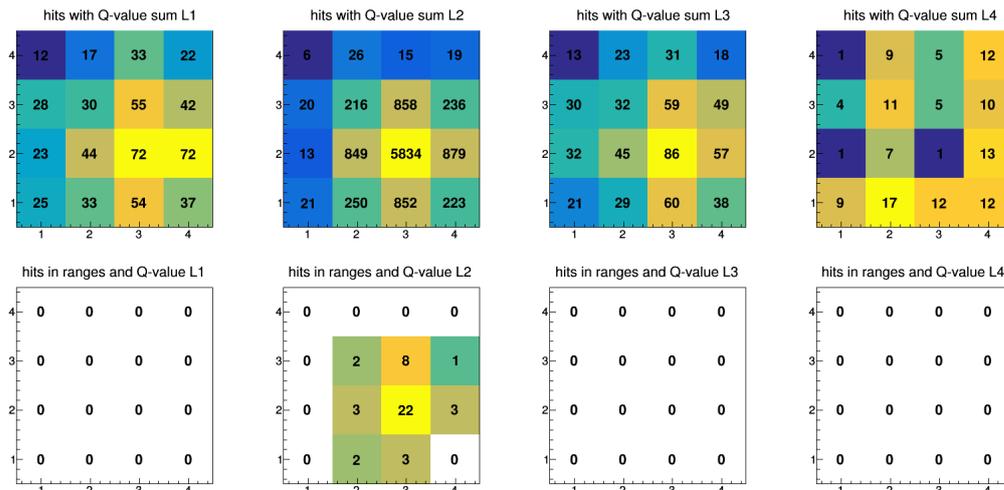


Abbildung 3.29: Abbildung zur Verteilung der Ereignisse mit einer summierten Energie-deposition im Bereich des $Q_{\beta\beta}$ -Wertes und der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 23 und einer 3σ -Energieumgebung.

erfüllt. Würde man wesentlich mehr Zerfälle simulieren, würde die Chance steigen, dass auch andere Detektoren ein zufällig passendes Signal messen.

Die Analyse der gleichen Simulation mit Fokus auf Detektor 39 als Quelle für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall in den Grundzustand führt zu vergleichbaren Ergebnissen, welche in Abbildung 3.30 dargestellt sind.

Auch bei diesen Prozessen beschränken sich sämtliche 3-Kriterien-Signale auf die Detektoren, welche den Quelldetektor in Layer 3 umgeben. Es wurden 22 Signale im Quelldetektor

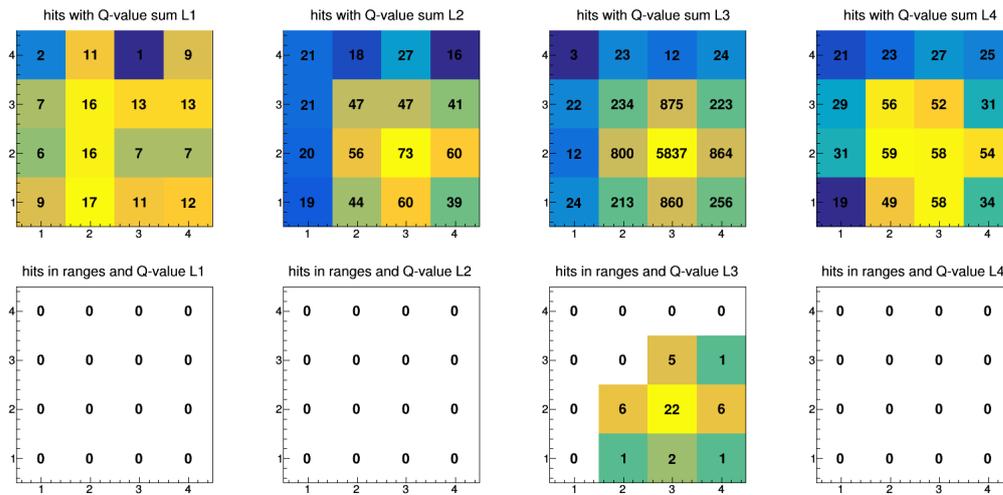


Abbildung 3.30: Abbildung zur Verteilung der Ereignisse mit einer summierten Energie-deposition im Bereich des $Q_{\beta\beta}$ -Wertes und der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 39 und einer 3σ -Energieumgebung.

registriert und die diagonal zum Quelldetektor befindlichen Kristalle werden im Vergleich zu den längs ausgerichteten Detektoren benachteiligt. 43.18 % aller 3-Kriterien-Ereignisse befinden sich in den längs ausgerichteten Detektoren. Der Schwerpunkt der Signale innerhalb der 3-Kriterien Beschränkungen ist gleich dem Quelldetektor: $E(X) = 39.21$.

3.7.2 Analyse des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls in den Grundzustand

Der Neutrino begleitete Doppelbetazerfall in den Grundzustand ist einer der am häufigsten auftretenden Untergrundprozesse im Detektormaterial. Mit einer Halbwertszeit von $2.3 \cdot 10^{20}$ Jahren [Tretyak und Zdesenko, 2001, S.104] treten diese Prozesse wesentlich häufiger auf, als Neutrino lose Zerfälle. Wie im Kapitel über die Vorbetrachtung anhand von Einzeldetektor-Spektren gezeigt werden konnte, sind diese Prozesse der dominante Untergrundbeitrag für die Suche nach angeregten Zuständen. Dieser ist aufgrund von physikalischen Eigenschaften wie Spin und Parität gegenüber angeregten Zuständen bevorzugt. Im Folgenden wird untersucht, inwieweit der Doppelbetazerfall von ^{130}Te in den Grundzustand die Signatur des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls in den angeregten Zustand imittieren kann. Bei dem Neutrino begleiteten Doppel-Betazerfall von ^{130}Te in den gs -Zustand werden zwei Elektronen und zwei Elektron-Antineutrinos emittiert. Daraus ergibt sich:

$$E_{\text{Elektronen}} = 2528.9 \text{ keV} - E_{\bar{\nu}_e}. \quad (3.15)$$

Die Wechselwirkung von einem Elektron-Antineutrino mit dem Detektormaterial ist äußerst unwahrscheinlich und deshalb kann nur die Energie der Elektronen im Detektor deponiert werden. Die Verteilung der $Q_{\beta\beta}$ -Wert-Energie auf die Elektronen und Elektron-Antineutrinos ist zufällig, sodass die Elektronen keine diskrete Energie besitzen.

Umso höher der Energiebetrag der Elektronen ist, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit von Bremsstrahlung. Obwohl durch die Emission der Antineutrinos und der damit verbundenen Energieverteilung auf die vier Elementarteilchen die Elektronenenergie geringer ist als bei Neutrino losen Prozessen, kann die Emission von Bremsstrahlung nicht ausgeschlossen werden.

Die Simulation erfolgt analog zu den Neutrino losen Prozessen. Es werden 10 000 000 Zerfälle simuliert mit einer Elektronen-, Gamma- und $Q_{\beta\beta}$ -Wert-Einschränkung.

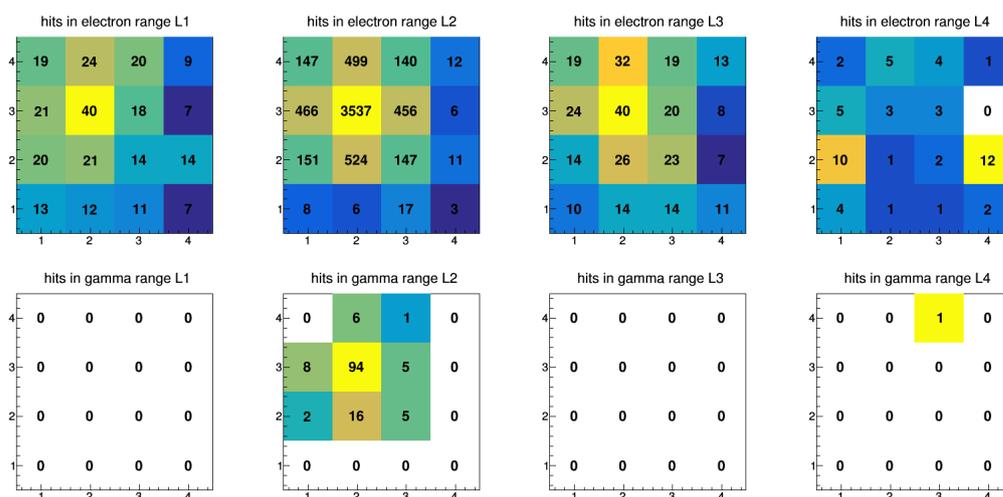


Abbildung 3.31: Simulationsergebnis eines $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls von ^{130}Te in den gs -Zustand mit einer 2σ -Einschränkung der Gammaenergie.

Beim Vergleich der Abbildungen 3.31 und 3.32 bemerkt man lediglich eine geringe Differenz in der Anzahl von Gammasignaturen. Infolgedessen werden die simulierten Daten

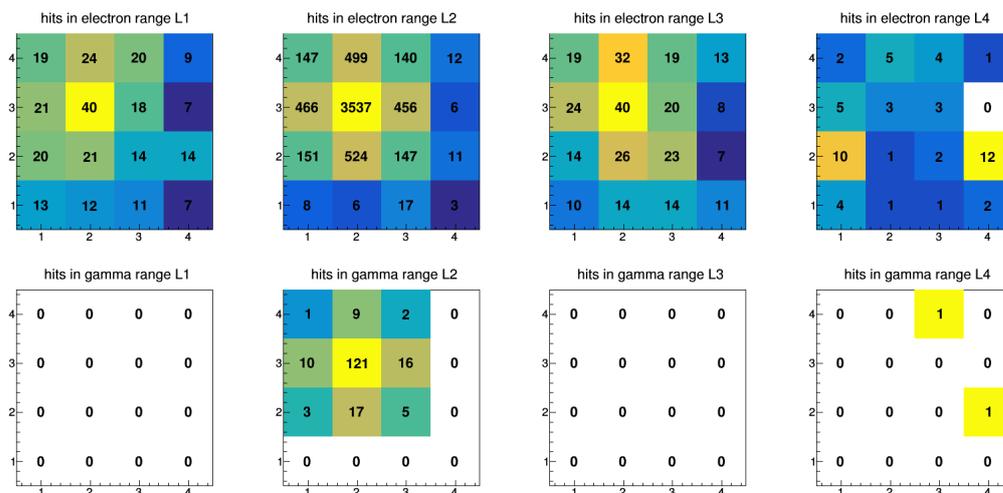


Abbildung 3.32: Simulationsergebnis eines $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls von ^{130}Te in den gs -Zustand mit einer 3σ -Einschränkung der Gammaenergie.

mit einer 3σ -Gammabeschränkung bevorzugt analysiert.

Besonders auffällig bei der Simulation der Neutrino-begleitenden Prozesse in den Grundzustand ist, dass keine Signaturen innerhalb der $Q_{\beta\beta}$ -Wert-Einschränkung erfasst werden und damit auch keine 3-Kriterien-Signaturen.

Im Grunde war genau das zu erwarten, denn auch wenn die Elektronen und Gammas ihre gesamte Energie in der Detektoraufstellung deponieren, fehlt immer noch die Energie der Elektron-Antineutrinos. Es besteht weiterhin die Möglichkeit, dass die Summe der deponierten Energien noch innerhalb der $Q_{\beta\beta}$ -Wert-Einschränkung liegt, doch dies wurde in keinem der simulierten Zerfälle registriert.

Auch wenn dieser Fall in den Simulationen nicht vorgekommen ist, kann er nicht vollständig ausgeschlossen werden. Eine Analyse der wenigen, innerhalb der Energiebeschränkung befindlichen Gammas kann daher Aufschluss geben, wie eventuelle 3-Kriterien-Ereignisse verteilt sein können. Diagramm 3.33 gibt Aufschluss über die genaue Anzahl an gemessenen Gammaereignissen innerhalb der Beschränkung für jeden Quelldetektor. Dabei wurde jeweils die Gesamtanzahl an Gamma-Ereignissen aufgetragen.

Insgesamt wurden dabei 8266 Ereignisse in der 3σ -Umgebung registriert. Je Quelldetektor sind daher im Mittel 129.16 Energie-Signaturen zu erwarten. Alle Quelldetektoren, bei denen mehr als 165 Ereignisse erfasst wurden, können als Detektoren mit erhöhtem Untergrund betrachtet werden. Die Detektoren mit erhöhtem Untergrund sind auch gleichzeitig die Detektoren, die die meisten Signale gesehen haben. Diese entsprechen wiederum den inneren Detektoren der innenliegenden Layer.

In den Abbildungen 3.34(a) bis 3.34(l) sind die Energiesignaturen der Gammas innerhalb der 3σ -Energie-Beschränkung dargestellt. Auffällig ist dabei, dass bei allen bevorzugten Quelldetektoren nicht nur der Quelllayer, sondern auch umliegende Layer Energiedeposition nachweisen. Ebenfalls wird sofort ersichtlich, dass die den Quelldetektor umgebenden Kristalle im selben Layer beinahe immer eine Energiedeposition erfassen. Wie bereits schon in bei den vorherigen Zerfallsanalysen erkannt wurde, sind auch bei diesem Zerfall die längs zum Quelldetektor liegenden Kristalle denen in der Diagonale gegenüber

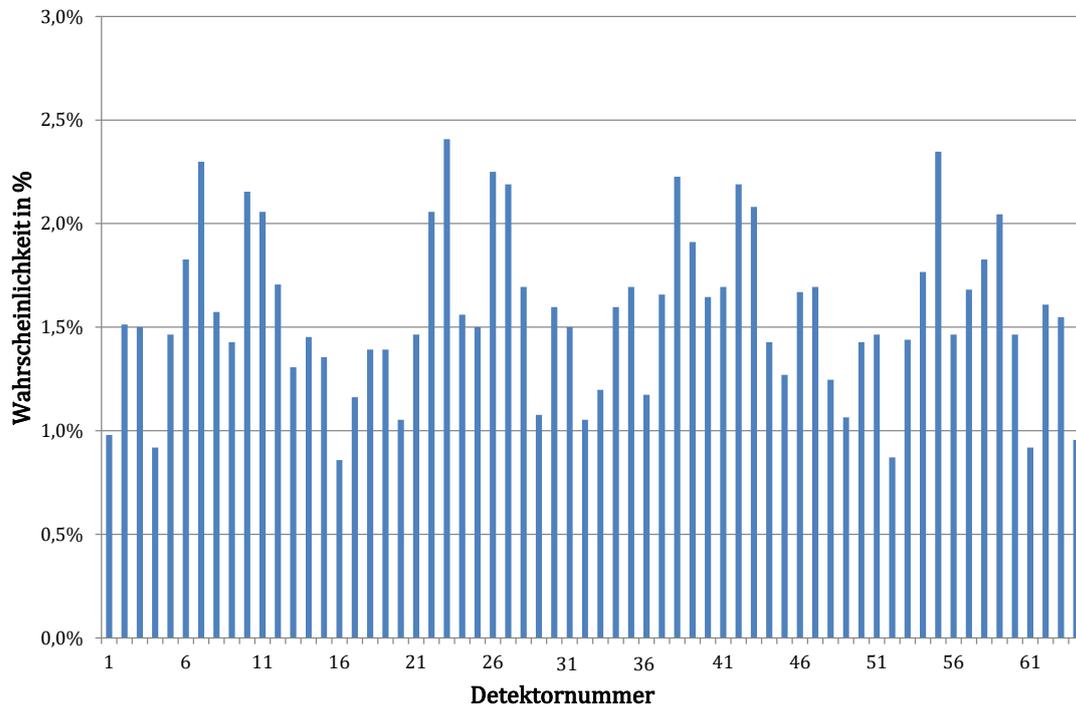


Abbildung 3.33: Diagramm zur Wahrscheinlichkeitsverteilung der Gesamtanzahl an Gamma-Ereignissen innerhalb einer 3σ -Energiebeschränkung für den $2\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den gs -Zustand.

favorisiert. Die Energiesignaturen außerhalb des Quelllayer scheinen willkürlich verteilt. Dabei ist zu bemerken, dass es sich meist um lediglich ein Ereignis handelt, was statistisch gesehen kaum Signifikanz hat.

Falls bei dem $2\nu\beta\beta$ -Zerfall in den gs -Zustand ein 3-Kriterien-Ereignis erfasst wird, folgt die Ereignisverteilung in der Detektoranordnung größtenteils der Verteilung der Gammas in der Energiebeschränkung. Abschließend kann gesagt werden, dass der Untergrundbeitrag dieses Zerfallsmodus für die Suche nach dem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall in den 2_1^+ -Zustand äußerst gering ist.

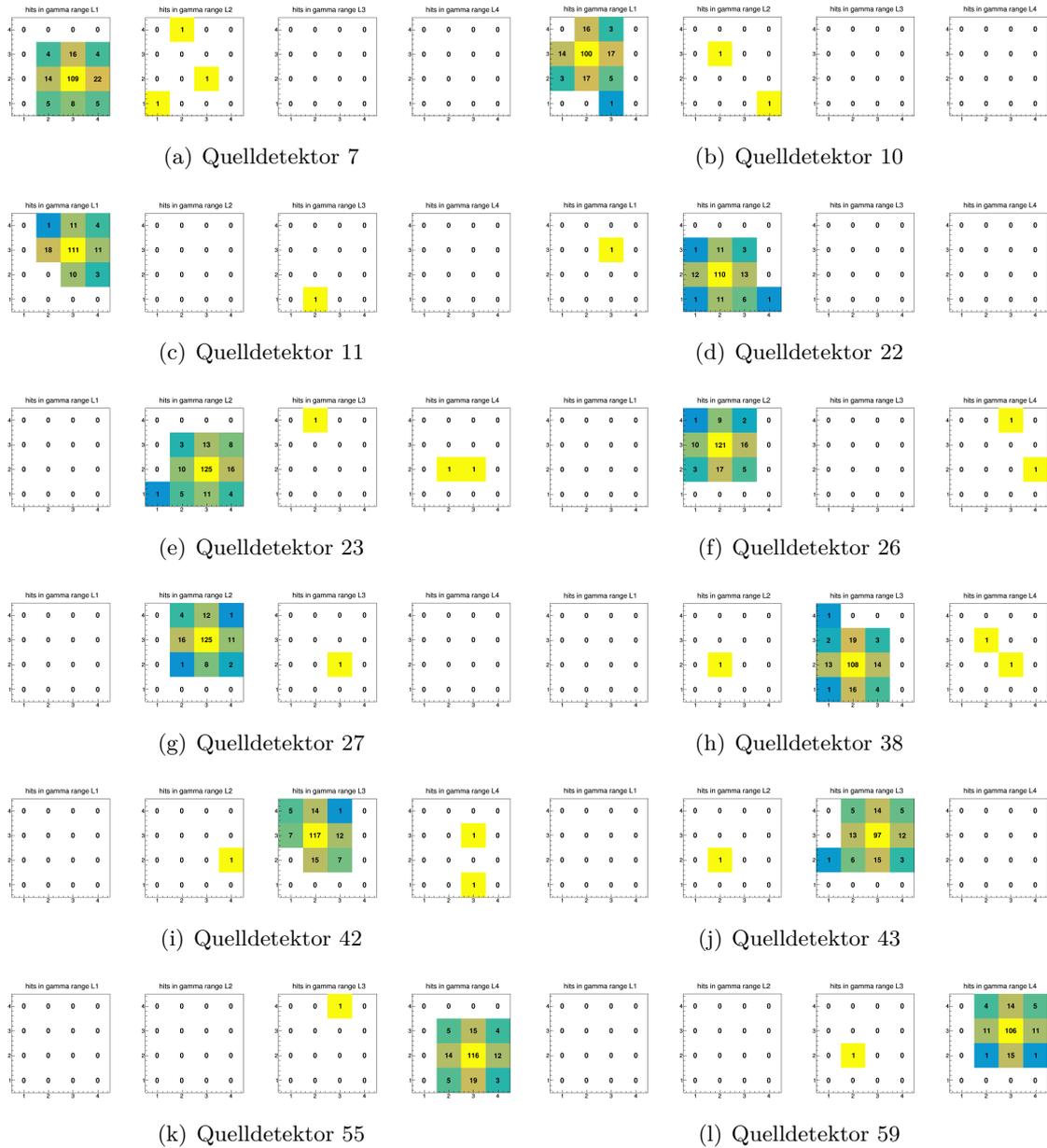


Abbildung 3.34: Darstellung der Energiesignaturen innerhalb der Gammabeschränkung für die Quelldetektoren mit erhöhtem Untergrundbeitrag durch den $2\nu\beta\beta$ -Zerfall in den gs -Zustand mit einer 3σ -Energieeinschränkung.

3.7.3 Analyse des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls in den 2_1^+ -Zustand

Neben dem Neutrinobegleiteten Doppelbetazerfall in den Grundzustand ist der $2\nu\beta\beta$ -Zerfall in den angeregten 2_1^+ -Zustand der zweithäufigste Zerfallsprozess im Detektormaterial, welcher als Untergrund für die durchgeführte Analyse betrachtet wird. Dieser Prozess tritt seltener auf als der Neutrinobegleitete Zerfall in den gs -Zustand, da er aufgrund von Parität und Spin der 2_1^+ -Zustand benachteiligt ist. Dabei werden 2 Elektronen, 2 Elektron-Antineutrinos und ein Photon emittiert. Daraus ergibt sich:

$$Q_{\beta\beta} = 2528.9 \text{ keV} = E_{\text{Elektronen}} + E_{\bar{\nu}_e} + E_{\gamma}. \quad (3.16)$$

Durch die schwache Wechselwirkung der Neutrinos mit umgebender Materie ist eine Energiedepositionierung durch die Elektron-Antineutrinos im Detektor sehr unwahrscheinlich. Demzufolge werden nur die Energien der Elektronen und des Photons im Detektor erfasst. Genau wie bei dem Prozess in den Grundzustand kann auch bei diesen Zerfällen die Energieverteilung auf die Elektronen und Elektron-Antineutrinos nicht vorhergesagt werden. Für die Energie des emittierten Photons gilt jedoch:

$$E_{\gamma} = 536 \text{ keV} \quad (3.17)$$

Und damit ergibt sich:

$$Q_{\beta\beta} - E_{\gamma} = E_{\text{Elektronen}} + E_{\bar{\nu}_e} = 1992.9 \text{ keV}. \quad (3.18)$$

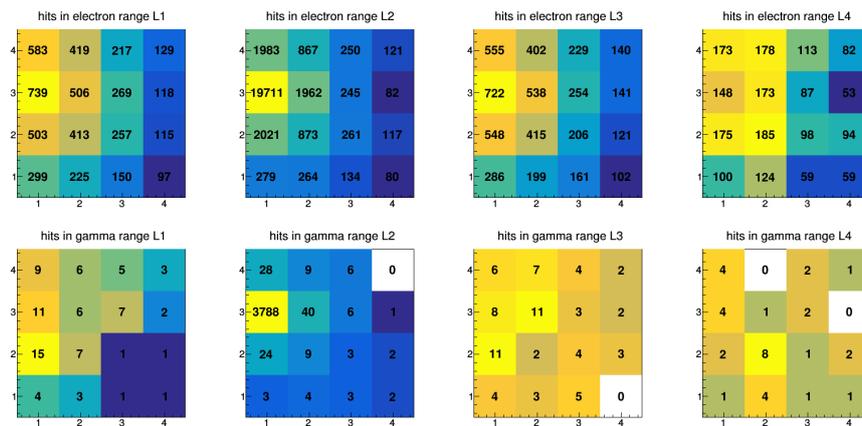
Aufgrund der vergleichsweise hohen Energien der Elektronen kann auch bei diesem Prozess Bremsstrahlung emittiert werden.

Die Simulation dieser Prozesse erfolgt analog zu allen anderen Simulationen, d.h. mit 10 Millionen simulierten Zerfällen und mit Elektronen-, Gamma- und Q -Wert-Einschränkungen in der Analyse. In den Abbildungen 3.35(a) bis 3.35(b) werden die Simulationsergebnisse mit einer 2σ - und einer 3σ -Energieeinschränkung verglichen. Wie auch bei den Neutrinobegleiteten Prozessen in den Grundzustand ergeben sich keine Zerfälle in den 2_1^+ -Zustand mit Energiedepositionen innerhalb der Q -Wert-Einschränkung und damit auch keine 3-Kriterien-Ereignisse. Da ein Sonderfall mit einem 3-Kriterien-Ereignis jedoch trotz der Simulationen nicht ausgeschlossen werden kann, wird auch bei diesem Zerfall die Verteilung der Gamma-Signaturen analysiert.

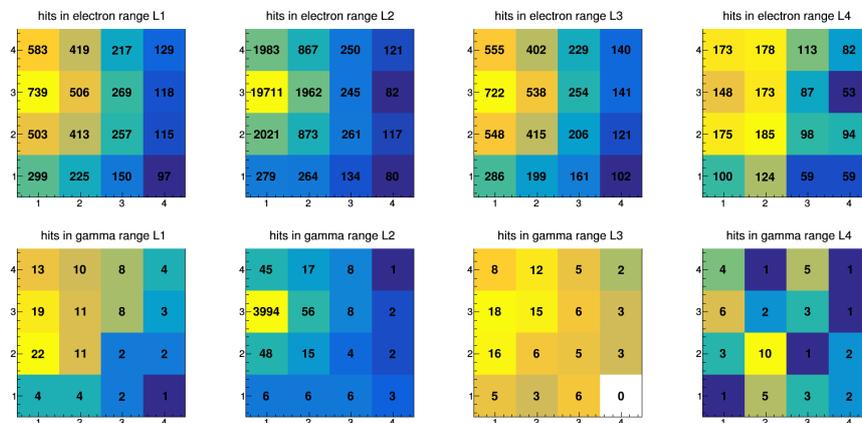
Im Vergleich der Analyseergebnisse ergeben sich für eine 3σ -Umgebung nur leichte Abweichungen von der Verteilung und Anzahl der 2σ -Signaturen. Die Wahrscheinlichkeit eines Sonderfalls mit einem 3-Kriterien-Ereignis ist in einer 3σ -Umgebung höher, als bei einer 2σ -Energieeinschränkung. Aus diesem Grund werden im Folgenden die 3σ -Beschränkungen analysiert.

In Diagramm 3.36 wird die Anzahl an erfassten Gamma-Ereignissen in Abhängigkeit vom Quelldetektor des Zerfalls dargestellt.

Mit insgesamt 269831 registrierten Ereignissen in allen Detektoren ergibt sich eine durchschnittliche Anzahl von 2912 Ereignissen für 10 Millionen simulierte Zerfälle. Im Diagramm 3.36 wird ein klar erkennbares Muster ersichtlich, welches bereits schon aus der Analyse vorangegangener Zerfälle bekannt ist. Ein erhöhter Untergrund der mittig gelegenen Layer, d.h. Layer 2 und 3 und der jeweils inneren Detektoren der jeweiligen Layer ist deutlich erkennbar. Die Quelldetektoren 22, 23, 26, 27, 38, 39, 42 und 43 registrieren bei den Zerfällen mehr als 5397 Ereignisse.



(a) 2σ -Gammaenergieeinschränkung



(b) 3σ -Gammaenergieeinschränkung

Abbildung 3.35: Analyseergebnis für den $2\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit dem Quelldetektor 25 und einer Einschränkung der Gammaenergie.

In den Abbildungen 3.37(a) bis 3.37(h) sind die Energiesignaturen der Gammas innerhalb der 3σ -Energie-Beschränkung dargestellt. 88.9% - 90.5% der Ereignisse im Bereich der erwarteten Gamma-Energie befinden sich im Quelldetektor und die übrigen verteilen sich bei allen Quelldetektoren auf die übrigen Layer.

Falls für den $2\nu\beta\beta$ -Zerfall in den 2_1^+ -Zustand 3-Kriterien-Ereignisse auftreten sollten, können die zugehörigen Gammaenergien innerhalb aller Detektoren, ausgenommen dem Quelldetektors liegen. Bei diesem Prozess ist eine genauere Eingrenzung der Energieverteilung aus den vorliegenden Daten nicht möglich.

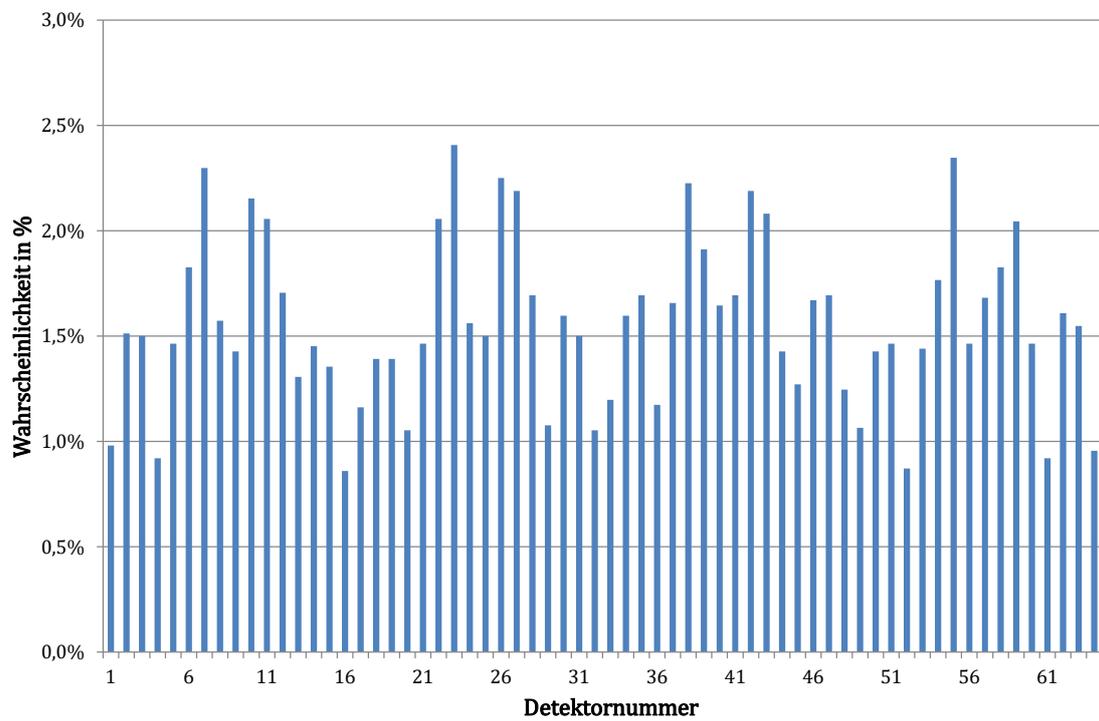


Abbildung 3.36: Diagramm zur Wahrscheinlichkeitsverteilung an Gamma-Ereignissen innerhalb einer 3σ -Energiebeschränkung für einen $2\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand.

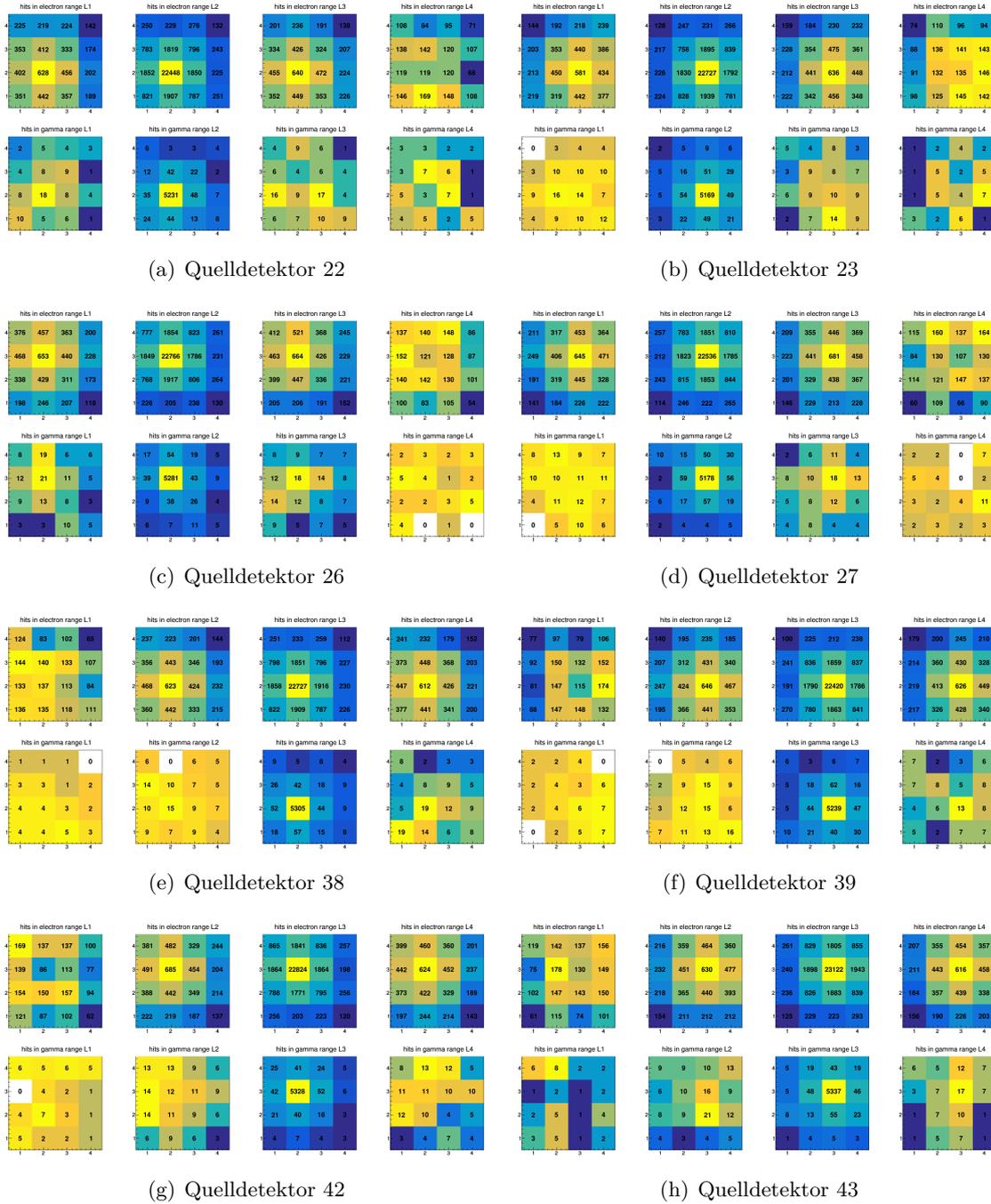


Abbildung 3.37: Darstellung der Energiesignaturen innerhalb der Gammabeschränkung für die ausgewählten Quelldetektoren des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit einer 3σ -Energieeinschränkung.

3.8 Abschließende Diskussion der Analyseergebnisse

Der Goldene Kanal hinterlässt bei allen simulierten Zerfällen ein sehr markantes Muster von Energiedepositionen im Detektormaterial, welches für die Entdeckung dieser Energiewerte in den realen Daten von besonderer Bedeutung ist. Dadurch wird eine Entdeckung eines $0\nu\beta\beta$ -Prozesses wahrscheinlicher. Die bevorzugten Quelldetektoren weisen dabei ein besonders hohes Potenzial für den Nachweis eines neutrinolosen Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand auf, da durchschnittlich mehr 3-Kriterien-Ereignisse mit diesen Detektoren als Quelle registriert werden als bei Zerfällen mit anderen Quelldetektoren. Durch die Verteilung der simulierten Energiedepositionen lässt sich das typische Muster dieses Zerfalls evaluieren. Die primäre Energiedeposition, welche von den freiwerdenden Elektronen stammt, befindet sich bei den 3-Kriterien-Ereignissen in der Definition der Signatur für den Goldenen Kanal im Quelldetektor, während die zweite Energiedeposition, die des emittierten Gammas, außerhalb des Quelldetektors aufzufinden ist. Am wahrscheinlichsten ist dabei die Deposition dieser Energiewerte in direkter Umgebung des Quelldetektors, primär im Quelllayer und sekundär in den umliegenden Layern.

Durch die Untergrundprozesse können die Energiesignaturen der neutrinolosen Zerfälle in den untersuchten 2_1^+ -Zustand überdeckt werden. Deshalb ist es sehr hilfreich, dass die neutrinobegleiteten Prozesse sowohl in den gs - als auch in den 2_1^+ -Zustand keine 3-Kriterien-Ereignisse in den Simulationen hervorgebracht haben. $2\nu\beta\beta$ -Zerfälle mit mehr als zwei Koinzidenzen im Detektormaterial sind unwahrscheinlicher als jene Prozesse mit zwei Wechselwirkungen im Detektormaterial, ebenso wie Zerfälle in andere angeregte Zustände. Aus diesem Grund kann vermutet werden, dass in den realen Daten keine 3-Kriterien-Ereignisse von $2\nu\beta\beta$ -Prozessen stammen. Der Vorteil besteht darin, dass durch die präzise Beschränkung der Energiesignaturen der 3-Kriterien-Ereignisse der potenzielle Untergrund durch neutrinobegleitete Prozesse eliminiert werden kann. Jedoch bietet das Simulationsergebnis keine vollkommene Sicherheit, sodass dennoch bei den realen Prozessen 3-Kriterien-Ereignisse aus $2\nu\beta\beta$ -Zerfällen registriert werden könnten. Die Auswertung zusätzlicher, weit umfangreicherer Simulationen ergibt für neutrinobegleitete Prozesse in den gs - und 2_1^+ -Zustand jeweils ein Untergrundbeitrag von < 1 in 10^{-9} simulierten Zerfällen. Daraus ergibt sich ein Signal-Untergrund-Verhältnis von mindestens 2289400 : 1 für die jeweiligen $2\nu\beta\beta$ -Zerfälle von ^{130}Te in den inneren Detektoren. Der relative Anteil des Untergrundes an der Gesamtzahl der Ereignisse durch $2\nu\beta\beta$ -Prozesse beträgt demnach $8.7 \cdot 10^{-5} \%$.

Der Untergrund durch neutrinolose Prozesse in den Grundzustand bietet im Rahmen dieser Analyse den einzigen bedeutenden Prozess, welcher die Energiesignatur des Goldenen Kanals überdecken könnte. Die Anzahl der gemessenen 3-Kriterien-Signale ist dabei geringer als die Signale des Goldenen Kanals. Dennoch gilt es, diese zwei Zerfallsprozesse voneinander zu unterscheiden. Essentiell kann dabei die Verteilung der Ereignisse außerhalb des Quelldetektors sein, da bei dem Prozess in den gs -Zustand die sekundären Energiesignale in direkter Umgebung des Quelldetektors erfasst wurden. Dabei handelt es sich vermutlich um Bremsstrahlung oder primäre Elektronen aus dem Zerfall, welche dem Quelldetektor entkommen sind und ein Signal in einem benachbarten Detektor hervorrufen. Das Signal-Untergrund-Verhältnis der neutrinolosen Prozesse liegt bei 89.4 : 1 für Untergrundbeiträge der inneren Detektoren. Der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te bildet einen relativen Anteil von 1.1 % an der Gesamtzahl der Ereignisse.

Um jedoch eine realistische Einschätzung zu erhalten, müssen die jeweiligen Untergrund-

beiträge mit ihren vorhergesagten oder gemessenen Halbwertszeiten gewichtet werden. Unter dieser Berücksichtigung ergibt sich ein relativer Anteil der Untergrundbeiträge von 98.9% an der Gesamtzahl der Ereignisse. Auf 1 Signal kommen somit 100 Untergrundbeiträge. Dies stellt keinen verbindlichen Vergleich dar, da die Halbwertszeiten nur durch theoretische Modelle abgeschätzt sind und lediglich Hinweise auf die zu erwartenden Raten liefern sollen.

Um die Sensitivität weiter zu steigern, sollten in Zukunft auch Ereignisse mit höherer Multiplizität einbezogen werden. Des Weiteren empfiehlt sich eine Untersuchung der individuellen Detektor-Paarungen, da in der vorliegenden Analyse als Signal die Summe der inneren acht Detektoren benutzt wurde. Möglicherweise würde sich der Untergrundbeitrag durch den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall in den gs -Zustand reduzieren lassen, wenn man fordert, dass die sekundäre Energiedeposition nicht im Quelllayer stattfinden darf.

Die Simulations- und Analyseergebnisse machen einen vielversprechenden Eindruck, dennoch sollte dabei beachtet werden, dass die Zerfälle sozusagen unter Idealbedingungen simuliert wurden. In der realen Detektoraufstellung beim COBRA-Experiment kommen weitere äußere und innere Einflüsse hinzu, sodass sich Abweichungen von diesen Ergebnissen ergeben können. Eine kleine Unsicherheit ergibt sich aus der natürlichen Zusammensetzung der CZT-Kristalle, welche für die Durchführung der Simulation vorgegeben werden muss. Jedoch sind die Unsicherheiten auf diese Werte sehr klein. Außerdem finden im Umfeld des COBRA-Experiments am LNGS verschiedene Zerfallsprozesse statt, die in der Simulation nicht berücksichtigt wurden und einen weiteren potenziellen Untergrund bilden können. Aus diesem Grund wäre eine Untersuchung der realen Messdaten mit dem entwickelten Analyse-Skript eine Möglichkeit, um die Bedeutung weiterer Untergrundprozesse für den Goldenen Kanal zu beurteilen.

4 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit konnte das Neutrino als ein sonderbares Elementarteilchen mit außergewöhnlichen Eigenschaften vorgestellt werden. Außerdem war es möglich den neutrinolosen Doppelbetazerfall genauer kennenzulernen und die Vorbetrachtungen für einen experimentellen Nachweis in Ansätzen durchzuführen. Um die genaue Verteilung der deponierten Energien in Form von Elektronen und Gammas zu erforschen, wurden alle primär beteiligten Zerfallsmodi simuliert und analysiert. Dabei wurde der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall in den 2_1^+ -Zustand als Goldener Kanal und der neutrinolose Prozess in den Grundzustand und die neutrinobegleiteten Zerfälle in den Grund- und 2_1^+ -Zustand als Untergrundprozesse betrachtet.

Durch die Analyse der simulierten Daten konnte der Untergrund auf neutrinolose Prozesse beschränkt und die unterschiedlichen Zerfallsmodi konnten voneinander abgegrenzt werden. Der Goldene Kanal zeichnet sich besonders durch eine Energiedeposition im Quelldetektor des Zerfalls und einer Registrierung der Energie entfernt vom Quelldetektor aus, wobei lediglich benachbarte Detektoren signifikant beitragen. Als Quelldetektoren sind insbesondere die Detektoren im Inneren der Detektoraufstellung geeignet. Die Detektoren 22, 23, 26, 27, 38, 39, 42 und 43 als Quelle des Zerfall-Prozesses in den 2_1^+ -Zustand erfassen besonders viele 3-Kriterien-Ereignisse.

Der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall in den Grundzustand sorgt für einen ausgeprägten Untergrund durch 3-Kriterien-Ereignisse, die innerhalb der Energiebeschränkungen liegen und deshalb als Ereignisse des Goldenen Kanals gedeutet werden könnten. Die Verteilung der Energiesignaturen beschränkt sich nur auf den Quelldetektor und die direkt angrenzenden Detektoren.

Die zwei analysierten neutrinobegleiteten Doppelbetazerfälle weisen keine Energiedepositionen auf, welche als 3-Kriterien-Ereignisse erfasst werden könnten. Diese Tatsache erleichtert die Suche nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall über den Goldenen Kanal in den realen Daten.

Als nächsten Schritt würde sich die Anwendung des erstellten Analyse-Skripts auf die im COBRA-Experiment erfassten Daten anbieten. Einerseits kann dadurch die Funktionalität des Skripts untersucht und eventuell angepasst werden. Des Weiteren unterstützt die 3-Kriterien-Einschränkung eine automatische Evaluierung von bedeutenden und vernachlässigbaren Energie-Signaturen, sodass die Arbeit der Forscher erleichtert wird. Eine Weiterführung dieser Arbeit bietet zahlreiche Möglichkeiten, wie eine Anpassung des Skripts und der Energiebeschränkungen für Elektronen, Gammas und den Bereich des $Q_{\beta\beta}$ -Wertes an die speziellen Bedingungen im COBRA-Experiment. Somit können in Zukunft auch weitere Doppelbetazerfälle in angeregte Zustände anderer enthaltener Isotope von Cd, Zn und Te untersucht werden. Hierbei kann die vorliegende Arbeit als Leitfaden für die Entwicklung von Selektionskriterien fungieren, wie es im vorliegenden Fall konkret für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand demonstriert wurde.

Anhang

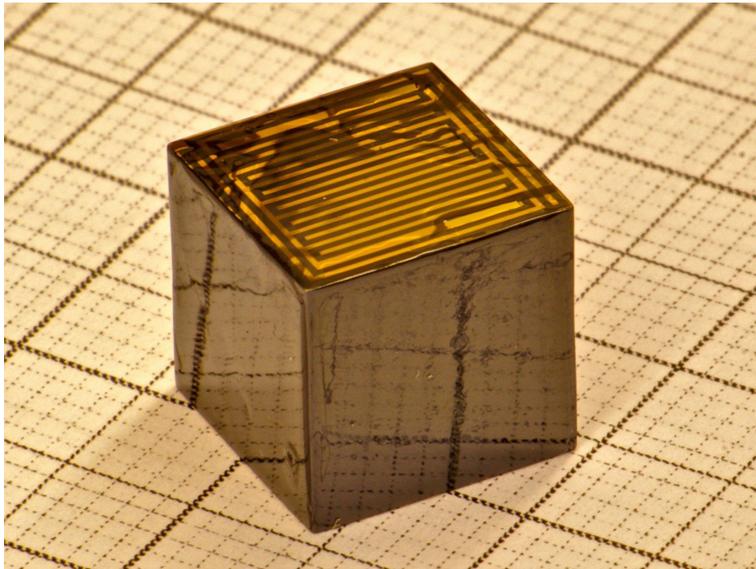


Abbildung 4.1: Ein einzelner CdZnTe-Coplanar-Grid-Detektor mit einem Volumen von 1 cm^3 .

Foto: Stefan Zatschler 2016

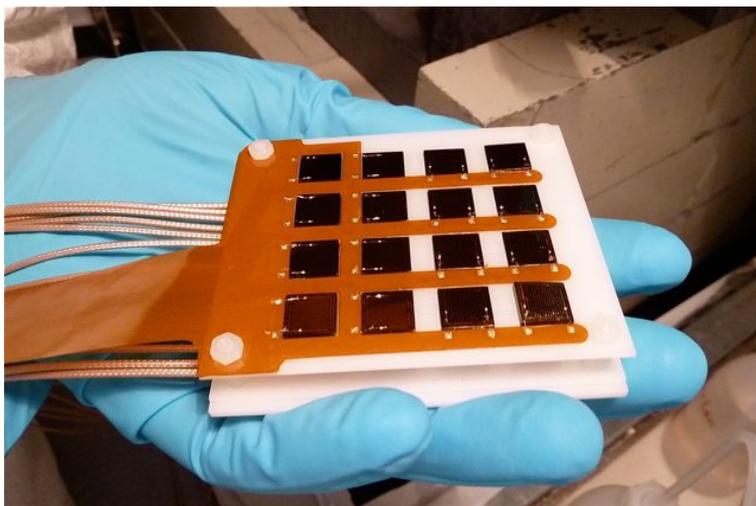


Abbildung 4.2: Eine Detektor-Lage (Layer) bestehend aus 16 Detektoren.

Foto: Stefan Zatschler 2016

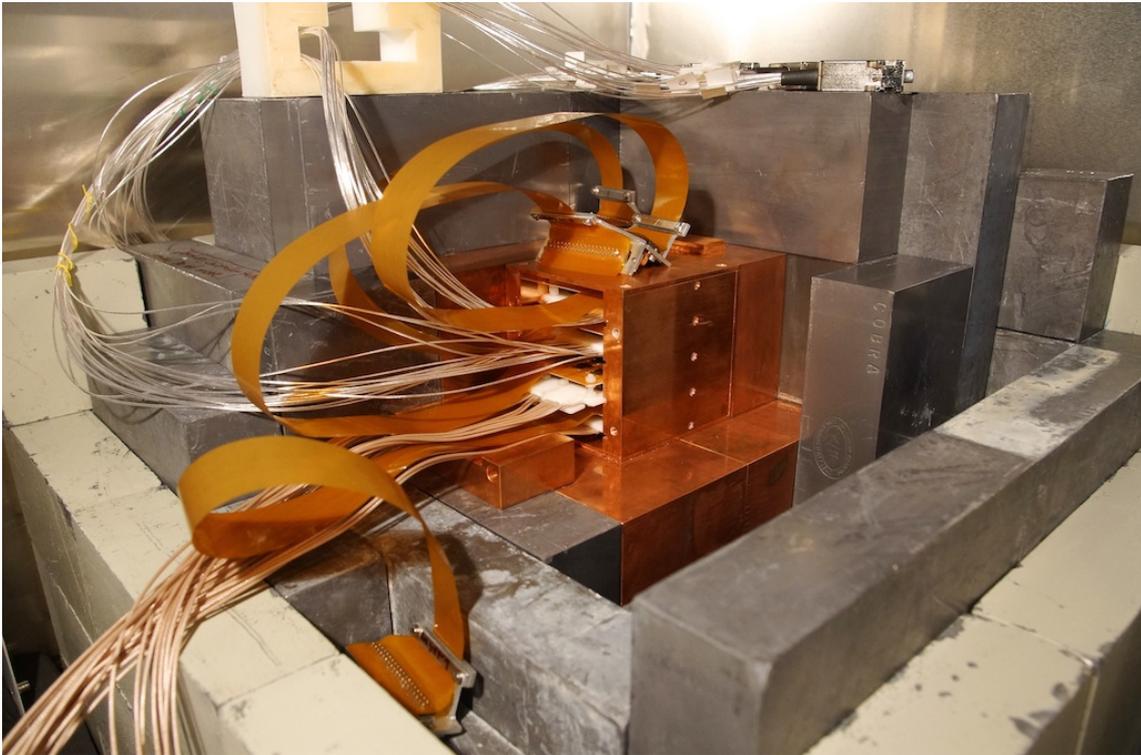


Abbildung 4.3: Einfassung der 4 Detektor-Layer mit den äußeren Abschirmungsschichten und der Kontaktierung.

Foto: Stefan Zatschler 2016

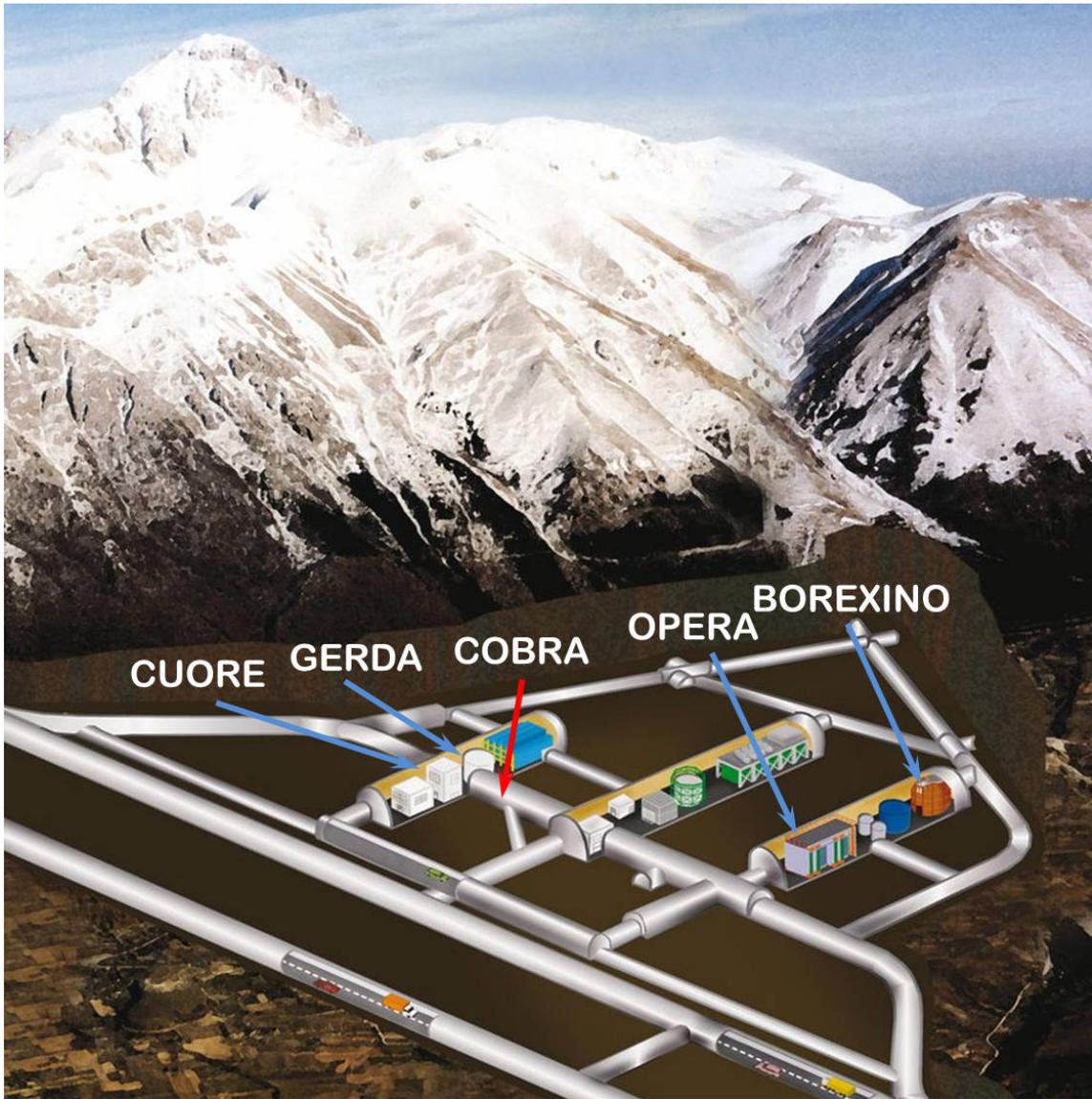


Abbildung 4.4: Übersicht über die am LNGS durchgeführten Experimente.
Foto: Stefan Zatschler 2016

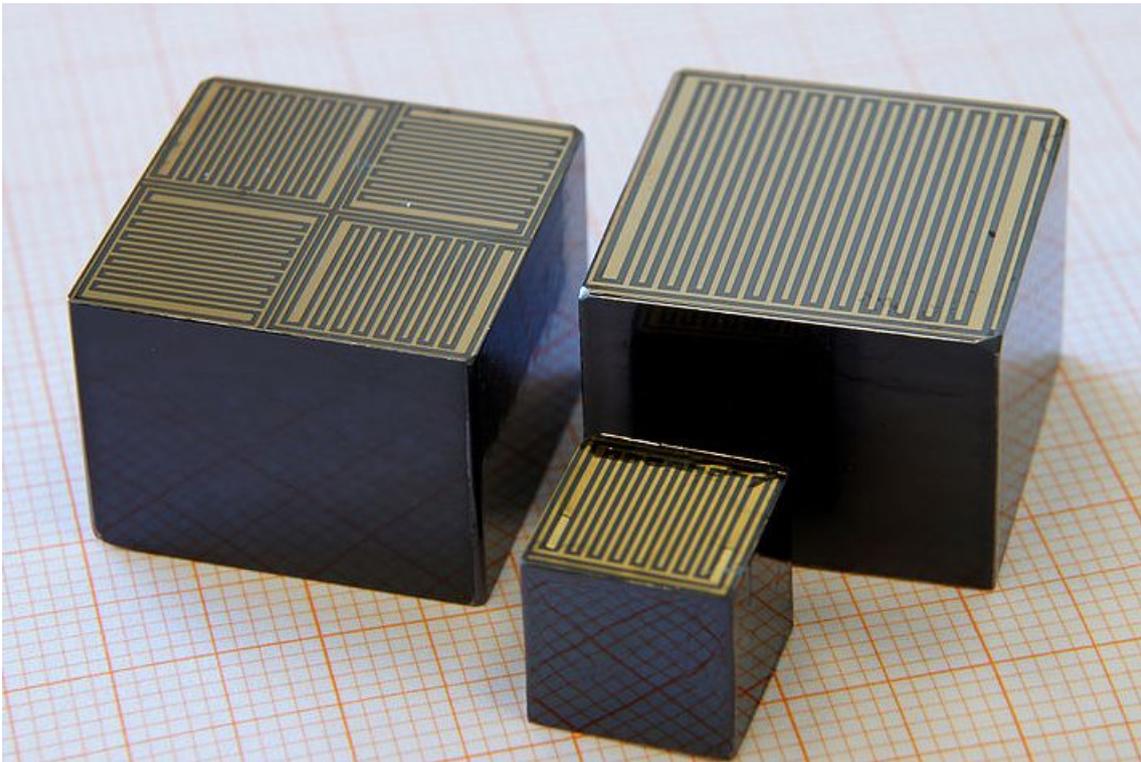


Abbildung 4.5: Aktuelle Größe der Detektoren im Vordergrund; Nächste Generation von Detektoren im Hintergrund.
Foto: Stefan Zatschler 2016

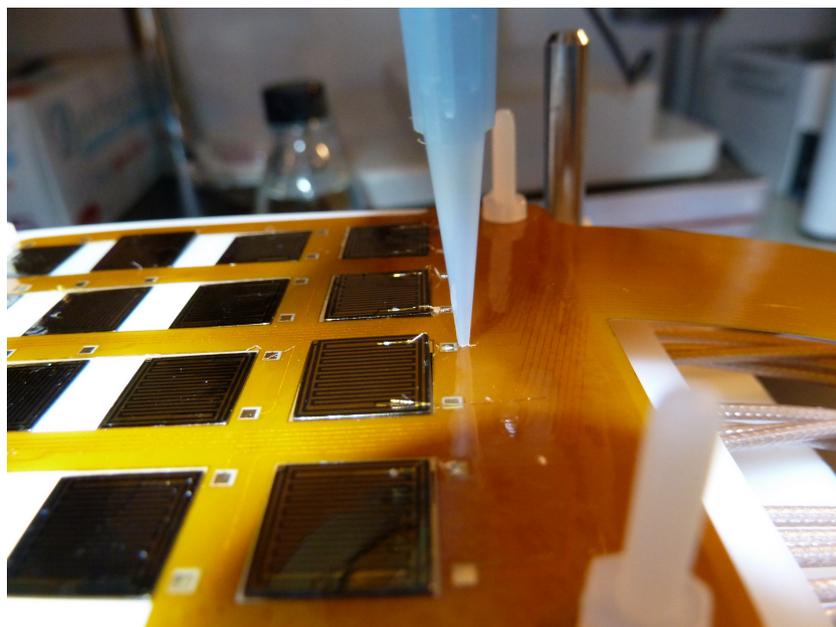


Abbildung 4.6: Impressionen der Detektor-Kontaktierung für einen 4×4 Layer.
Foto: Stefan Zatschler 2016

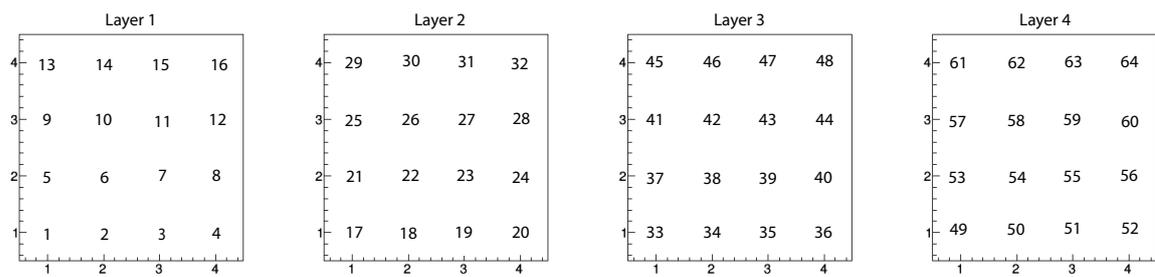


Abbildung 4.7: Abbildung zur Nummerierung der einzelnen Detektoren.

Listing 4.1: Vollständiges Makro zur Auswertung der einzelnen simulierten Zerfälle in den jeweiligen Detektoren.

```

1  #include <iostream>
2  #include <fstream>
3  #include <sstream>
4  #include <vector>
5  #include <stdio.h>
6
7  #include <TString.h>
8  #include <TGraph.h>
9  #include <TMath.h>
10 #include <TROOT.h>
11 #include <TPad.h>
12 #include <TBox.h>
13 #include <TAxis.h>
14 #include <TCanvas.h>
15 #include <TFile.h>
16 #include <TTree.h>
17 #include <TBranch.h>
18 #include <TLegend.h>
19 #include <TH1.h>
20 #include <TH2.h>
21 #include <TH3.h>
22 #include <TF1.h>
23 #include <vector>
24 // #include <TVector.h>
25 #include <TStyle.h>
26 #include <TUUID.h>
27 #include <TRandom3.h>
28 #include <TLatex.h>
29
30 using namespace std;
31
32
33 // function to calculate energy dependent energy resolution
34 double calc_resolution(float edep)
35 {
36 // parametrization of energy resolution function as measured with
37 // Det_102 at TUD
38 double param[3] = {8.,0.5,1E-3};
39 double res = sqrt( pow(param[0],2) + pow(param[1],2)*edep + pow(param
40 [2]*edep,2));
41 return res;
42 }
43
44 // function to write TObjects into TFile
45 void write_results(TString strFile, TObject* object, TString objectName
46 )
47 {
48 TFile* file = new TFile(strFile, "update");
49 object->Write(objectName);
50
51 file->Close();
52 delete file;
53 }

```

```

54
55
56 // function to initialize results file (delete existing output file if
    it already exists)
57 void initialize_results_file(TString strResults)
58 {
59     TFile* results_file = new TFile(strResults,"recreate");
60     results_file->Close();
61     delete results_file;
62 }
63
64
65 // function to obtain pointer to TTree from venom sim file
66 TTree* get_venom_tree(TString filename)
67 {
68     // get TTree from venom sim file
69     TFile* file = new TFile(filename,"read");
70     TDirectoryFile* tf = (TDirectoryFile*)file->Get("
        array64SensitiveCrystal_sd_data");
71 //     gDirectory->cd("array64SensitiveCrystal_sd_data");
72     TTree* fTree = (TTree*)tf->Get("array64SensitiveCrystalDataTree");
73
74     return fTree;
75 }
76
77
78 // get minimum value of vector
79 float get_minimum_of_vector(vector<float> vec)
80 {
81     float min = vec.front();
82
83     for(unsigned int i=0; i<vec.size(); i++)
84     {
85         if(vec.at(i)<min) min = vec.at(i);
86     }
87
88     return min;
89 }
90
91
92 // get maximum value of vector
93 float get_maximum_of_vector(vector<float> vec)
94 {
95     float max = vec.front();
96
97     for(unsigned int i=0; i<vec.size(); i++)
98     {
99         if(vec.at(i)>max) max = vec.at(i);
100    }
101
102    return max;
103 }
104
105
106 // creates template histogram for plot of y-pos versus x-pos
107 TH2D* create_template_histogram_xy(vector<TBox*> &vBoxes)
108 {
109
110     // coordinates of first detector in lowest layer: Det1 of L1
111     float xStart = -28.40;

```

```

112 float yStart = -16.30;
113 float zStart = -43.40;
114 float xEnd   = -17.75;
115 float yEnd   =  -5.70;
116 float zEnd   = -35.20;
117
118 // calculated detector dimensions
119 float xDetWidth = xEnd-xStart;
120 float yDetWidth = yEnd-yStart;
121 float zDetWidth = zEnd-zStart;
122
123 // space between detectors
124 float xSpace = 4.75;
125 float ySpace = 4.75;
126 float zSpace = 14.1;
127
128 vector<float> vXstart;
129 vector<float> vYstart;
130
131 // fill vectors with detector coordinates: first loop over detectors
    along x coordinate
132 for(int xDet=0; xDet<4; xDet++)
133 {
134     // second loop over detectors along y coordinate;
135     for(int yDet=0; yDet<4; yDet++)
136     {
137         vXstart.push_back(xStart+xDet*(xSpace+xDetWidth));
138         vYstart.push_back(yStart+yDet*(ySpace+yDetWidth));
139         // no z-value needed for x-y projection
140     }
141 }
142
143 // declaration of an array of boxes, one for each detector, push back
    into vector
144 TBox* box[16];
145 for(unsigned int i=0; i<vXstart.size(); i++)
146 {
147     box[i] = new TBox(vXstart.at(i), vYstart.at(i), vXstart.at(i)+
        xDetWidth, vYstart.at(i)+yDetWidth);
148     box[i]->SetFillColor(kGray);
149     vBoxes.push_back(box[i]);
150 }
151
152 // get min and max values from vectors to determine histogram ranges
153 float xMin = get_minimum_of_vector(vXstart);
154 float xMax = get_maximum_of_vector(vXstart) + xDetWidth;
155 float yMin = get_minimum_of_vector(vYstart);
156 float yMax = get_maximum_of_vector(vYstart) + yDetWidth;
157
158 // number of bins
159 int bins = 1000;
160
161 // add some additional space to min and max ranges from vectors
162 float xHistSpace = 0.2*(xMax-xMin);
163 float yHistSpace = 0.2*(yMax-yMin);
164
165 // definition of template histogram
166 TH2D* hist_template_xy = new TH2D("hist_template_xy", "", bins, xMin-
    xHistSpace, xMax+xHistSpace, bins, yMin-yHistSpace, yMax+yHistSpace);
167

```

```

168 hist_template_xy->SetTitle("");
169 hist_template_xy->GetXaxis()->SetTitle("x-position [mm]");
170 hist_template_xy->GetYaxis()->SetTitle("y-position [mm]");
171
172 return hist_template_xy;
173 }
174
175
176 // create template histogram for x-z projection
177 TH2D* create_template_histogram_xz(vector<TBox*> &vBoxes)
178 {
179 // coordinates of first detector in lowest layer: Det1 of L1
180 float xStart = -28.40;
181 float yStart = -16.30;
182 float zStart = -43.40;
183 float xEnd = -17.75;
184 float yEnd = -5.70;
185 float zEnd = -35.20;
186
187 // calculated detector dimensions
188 float xDetWidth = xEnd-xStart;
189 float yDetWidth = yEnd-yStart;
190 float zDetWidth = zEnd-zStart;
191
192 // space between detectors
193 float xSpace = 4.75;
194 float ySpace = 4.75;
195 float zSpace = 14.1;
196
197 vector<float> vXstart;
198 vector<float> vZstart;
199
200 // fill vectors with detector coordinates: first loop over detectors
    along x coordinate
201 for(int xDet=0; xDet<4; xDet++)
202 {
203 // second loop over detectors along z coordinate;
204 for(int zDet=0; zDet<4; zDet++)
205 {
206 vXstart.push_back(xStart+xDet*(xSpace+xDetWidth));
207 vZstart.push_back(zStart+zDet*(zSpace+zDetWidth));
208 // no y-value needed for x-z projection
209 }
210 }
211
212 // declaration of an array of boxes, one for each detector, push back
    into vector
213 TBox* box[16];
214 for(unsigned int i=0; i<vXstart.size(); i++)
215 {
216 box[i] = new TBox(vXstart.at(i), vZstart.at(i), vXstart.at(i)+
    xDetWidth, vZstart.at(i)+zDetWidth);
217 box[i]->SetFillColor(kGray);
218 vBoxes.push_back(box[i]);
219 }
220
221 // get min and max values from vectors to determine histogram ranges
222 float xMin = get_minimum_of_vector(vXstart);
223 float xMax = get_maximum_of_vector(vXstart) + xDetWidth;
224 float zMin = get_minimum_of_vector(vZstart);

```

```

225     float zMax = get_maximum_of_vector(vZstart) + zDetWidth;
226
227     // number of bins
228     int bins = 1000;
229
230     // add some additional space to min and max ranges from vectors
231     float xHistSpace = 0.2*(xMax-xMin);
232     float zHistSpace = 0.1*(zMax-zMin);
233
234     // definition of template histogram
235     TH2D* hist_template_xz = new TH2D("hist_template_xz", "", bins, xMin-
        xHistSpace, xMax+xHistSpace, bins, zMin-zHistSpace, zMax+zHistSpace);
236
237     hist_template_xz->SetTitle("");
238     hist_template_xz->GetXaxis()->SetTitle("x-position [mm]");
239     hist_template_xz->GetYaxis()->SetTitle("z-position [mm]");
240
241     return hist_template_xz;
242 }
243
244
245 // create template histogram for y-z projection
246 TH2D* create_template_histogram_yz(vector<TBox*> &vBoxes)
247 {
248     // coordinates of first detector in lowest layer: Det1 of L1
249     float xStart = -28.40;
250     float yStart = -16.30;
251     float zStart = -43.40;
252     float xEnd   = -17.75;
253     float yEnd   = -5.70;
254     float zEnd   = -35.20;
255
256     // calculated detector dimensions
257     float xDetWidth = xEnd-xStart;
258     float yDetWidth = yEnd-yStart;
259     float zDetWidth = zEnd-zStart;
260
261     // space between detectors
262     float xSpace = 4.75;
263     float ySpace = 4.75;
264     float zSpace = 14.1;
265
266     vector<float> vYstart;
267     vector<float> vZstart;
268
269     // fill vectors with detector coordinates: first loop over detectors
        along y coordinate
270     for(int yDet=0; yDet<4; yDet++)
271     {
272         // second loop over detectors along z coordinate;
273         for(int zDet=0; zDet<4; zDet++)
274         {
275             vYstart.push_back(yStart+yDet*(ySpace+yDetWidth));
276             vZstart.push_back(zStart+zDet*(zSpace+zDetWidth));
277             // no x-value needed for y-z projection
278         }
279     }
280
281     // declaration of an array of boxes, one for each detector, push back
        into vector

```

```

282 TBox* box[16];
283 for(unsigned int i=0; i<vYstart.size(); i++)
284 {
285     box[i] = new TBox(vZstart.at(i), vYstart.at(i), vZstart.at(i)+
        zDetWidth, vYstart.at(i)+yDetWidth);
286     box[i]->SetFillColor(kGray);
287     vBoxes.push_back(box[i]);
288 }
289
290 // get min and max values from vectors to determine histogram ranges
291 float yMin = get_minimum_of_vector(vYstart);
292 float yMax = get_maximum_of_vector(vYstart) + yDetWidth;
293 float zMin = get_minimum_of_vector(vZstart);
294 float zMax = get_maximum_of_vector(vZstart) + zDetWidth;
295
296 // number of bins
297 int bins = 1000;
298
299 // add some additional space to min and max ranges from vectors
300 float yHistSpace = 0.2*(yMax-yMin);
301 float zHistSpace = 0.1*(zMax-zMin);
302
303 // definition of template histogram
304 TH2D* hist_template_yz = new TH2D("hist_template_yz", "", bins, zMin-
        zHistSpace, zMax+zHistSpace, bins, yMin-yHistSpace, yMax+yHistSpace);
305
306 hist_template_yz->SetTitle("");
307 hist_template_yz->GetXaxis()->SetTitle("z-position [mm]");
308 hist_template_yz->GetYaxis()->SetTitle("y-position [mm]");
309
310 return hist_template_yz;
311 }
312 }
313
314
315 // ##### main function #####
316 int array64_plots(int sourceDet = 1, int sourceLayer = 1, int
        multiplicity = 2, TString venomFile = "te130_0nbb_gs_100k_tracking.
        root")
317 {
318     // define plot style
319     gROOT->Reset();
320     gStyle->SetOptStat(0);
321     gStyle->SetTitleSize(0.045, "XYZ");
322     gStyle->SetTitleOffset(1.12, "Y");
323     gStyle->SetLabelSize(0.045, "XYZ");
324
325     // get template histogram and vector of TBoxes from function '
        create_template_histogram'
326     vector<TBox*> vBoxes_xy;
327     TH2D* h_template_xy = create_template_histogram_xy(vBoxes_xy);
328     vector<TBox*> vBoxes_xz;
329     TH2D* h_template_xz = create_template_histogram_xz(vBoxes_xz);
330     vector<TBox*> vBoxes_yz;
331     TH2D* h_template_yz = create_template_histogram_yz(vBoxes_yz);
332
333     // clone template histograms, 4 histograms for x-y projection
334     TH2D* h_gamma_xy[4];
335     TH2D* h_electron_xy[4];
336

```

```

337 for(int i=0; i<4; i++)
338 {
339     h_electron_xy[i] = (TH2D*)h_template_xy->Clone(TString::Format("
        h_electron_xy_L%i", i+1));
340     h_gamma_xy[i] = (TH2D*)h_template_xy->Clone(TString::Format("
        h_gamma_xy_L%i", i+1));
341
342     h_electron_xy[i]->SetMarkerStyle(20);
343     h_electron_xy[i]->SetMarkerColor(kBlue);
344
345     h_gamma_xy[i]->SetMarkerStyle(5);
346     h_gamma_xy[i]->SetMarkerSize(1.5);
347     h_gamma_xy[i]->SetMarkerColor(kRed);
348 }
349
350 // clone histograms for x-z and y-z projection
351 TH2D* h_gamma_xz = (TH2D*)h_template_xz->Clone("h_gamma_xz");
352 TH2D* h_electron_xz = (TH2D*)h_template_xz->Clone("h_electron_xz");
353
354 TH2D* h_gamma_yz = (TH2D*)h_template_yz->Clone("h_gamma_yz");
355 TH2D* h_electron_yz = (TH2D*)h_template_yz->Clone("h_electron_yz");
356
357 // define histograms for energy spectra of source detector
358 TH1D* h_edep_gamma = new TH1D("h_edep_gamma", "", 50, 0, 3000);
359 TH1D* h_edep_electron = new TH1D("h_edep_electron", "", 50, 0, 3000);
360
361
362 // create vectors for vertex position (x,y,z), energy deposition,
        particle_id (PID), crystal_id and holder_id
363 vector<double>* vX = NULL;
364 vector<double>* vY = NULL;
365 vector<double>* vZ = NULL;
366 vector<double>* vEdep = NULL;
367 vector<double>* vPID = NULL;
368 vector<double>* vDet = NULL;
369 vector<double>* vLayer = NULL;
370
371 // get data from selected venom file
372 TTree* fTree = get_venom_tree(venomFile);
373
374 fTree->SetBranchAddress("x",&vX);
375 fTree->SetBranchAddress("y",&vY);
376 fTree->SetBranchAddress("z",&vZ);
377 fTree->SetBranchAddress("edep",&vEdep);
378 fTree->SetBranchAddress("particleID",&vPID);
379 fTree->SetBranchAddress("crystal_id",&vDet);
380 fTree->SetBranchAddress("holder_id",&vLayer);
381
382
383 // loop over all entries in tree (number of simulated events)
384 for(int i=0; i<fTree->GetEntries(); i++)
385 {
386     fTree->GetEntry(i);
387
388     // select multi detector events according to multiplicity setting
389     // - multiplicity>0: select multi-detector events (skip rest of
        loop if there are less vector entries than requested)
390     // - multiplicity==1: select single detector events
391     // - multiplicity==-1: select all multi detector events with
        multiplicity > 1

```

```

392     if(multiplicity > 0){ if(vEdep->size()!=(unsigned int)multiplicity)
        continue; }
393     if(multiplicity == -1){ if(vEdep->size() <= 1) continue; }
394
395     // select detectors of only one layer as source of double beta
        decay
396     if(vLayer->front() != sourceLayer) continue;
397
398     // select only one source detector of chosen layer
399     if(vDet->front() != sourceDet) continue;
400
401     float sumEdep = 0;
402     // loop over all vector entries in one event
403     for(unsigned int j=0; j<vEdep->size(); j++)
404     {
405         sumEdep += vEdep->at(j);
406     }
407
408     // only select events if summed energy is over threshold of 60 keV
409     if(sumEdep >= 0.06)
410     {
411         for(unsigned int j=0; j<vEdep->size(); j++)
412         {
413
414             // fill x-y histograms
415             for(int l=0; l<4; l++)
416             {
417                 if(vLayer->at(j) == l+1)
418                 {
419                     // fill histogram for gamma particle interaction
420                     if(vPID->at(j) == 22)
421                     {
422                         h_gamma_xy[l]->Fill(vX->at(j), vY->at(j));
423                         if(vDet->front() == sourceDet) h_edep_gamma->Fill(vEdep->at
                            (j)*1000.);
424                     }
425
426                     // fill histogram for electron interaction
427                     if(vPID->at(j) == 11)
428                     {
429                         h_electron_xy[l]->Fill(vX->at(j), vY->at(j));
430                         if(vDet->front() == sourceDet) h_edep_electron->Fill(vEdep
                            ->at(j)*1000.);
431                     }
432                 }
433             }
434
435             // fill x-z and y-z histograms
436             // fill histogram for gamma particle interaction
437             if(vPID->at(j) == 22)
438             {
439                 h_gamma_xz->Fill(vX->at(j), vZ->at(j));
440                 h_gamma_yz->Fill(vZ->at(j), vY->at(j));
441             }
442
443             // fill histogram for electron interaction
444             if(vPID->at(j) == 11)
445             {
446                 h_electron_xz->Fill(vX->at(j), vZ->at(j));
447                 h_electron_yz->Fill(vZ->at(j), vY->at(j));

```

```

448     }
449
450     }
451 }
452 }
453
454 // canvas for all four x-y projections, one projection for each layer
455 TCanvas* cLayers = new TCanvas("cLayers",TString::Format("y versus x
    projections for L%i-Det%i",sourceLayer ,sourceDet ),1000,1000);
456     cLayers->Divide(2,2);
457
458 // create four pads and draw histograms with for-loop
459 TPad* pLayer[4];
460 for(int p=0; p<4; p++)
461 {
462     pLayer[p] = (TPad*)cLayers->cd(p+1);
463     h_electron_xy[p]->SetTitle(TString::Format("L%i",p+1));
464     h_electron_xy[p]->Draw();
465     for(unsigned int i=0; i<vBoxes_xy.size(); i++) vBoxes_xy.at(i)->
        Draw("same");
466     h_electron_xy[p]->Draw("same");
467     h_gamma_xy[p]->Draw("same");
468 }
469
470 // draw 'source' label into pad of source detector
471 TString lSource = TString::Format("source: L%i-Det%i",sourceLayer ,
    sourceDet);
472 pLayer[sourceLayer-1]->cd();
473
474 TLatex* label = new TLatex();
475 label->SetTextSize(0.045);
476 label->SetFont(42);
477 label->DrawLatexNDC(0.32,0.84,lSource);
478
479
480 // canvas for x-y, x-z and y-z projection as well as energy spectra
    of source detector
481 TCanvas* cProjections = new TCanvas("cProjections",TString::Format("
    two-dimensional projections for L%i-Det%i",sourceLayer ,sourceDet)
    ,1000,1000);
482     cProjections->Divide(2,2);
483
484 // first pad for x-y projection of source layer
485 TPad* pXY = (TPad*)cProjections->cd(1);
486     pXY->SetPad(0.01,0.6,0.4,0.99);
487     pXY->GetLeftMargin();
488     pXY->SetLeftMargin(0.11);
489
490 // clone one of the source histograms to change title
491 TH2D* h_source_electron_xy = (TH2D*)h_electron_xy[sourceLayer-1]->
    Clone("h_source_electron_xy");
492
493     h_source_electron_xy->SetTitle(lSource);
494     h_source_electron_xy->Draw();
495     for(unsigned int i=0; i<vBoxes_xy.size(); i++) vBoxes_xy.at(i)->Draw(
        "same");
496     h_electron_xy[sourceLayer-1]->Draw("same");
497     h_gamma_xy[sourceLayer-1]->Draw("same");
498
499

```

```

500 // second pad for y-z projection
501 TPad* pYZ = (TPad*)cProjections->cd(2);
502 pYZ->SetPad(0.4,0.6,0.99,0.99);
503
504 h_template_yz->Draw();
505 for(unsigned int i=0; i<vBoxes_yz.size(); i++) vBoxes_yz.at(i)->Draw(
    "same");
506
507 //draw histograms
508 h_electron_yz->SetMarkerStyle(20);
509 h_electron_yz->SetMarkerColor(kBlue);
510 h_electron_yz->Draw("same");
511
512 h_gamma_yz->SetMarkerStyle(5);
513 h_gamma_yz->SetMarkerSize(1.5);
514 h_gamma_yz->SetMarkerColor(kRed);
515 h_gamma_yz->Draw("same");
516
517
518 // third pad for x-z projection
519 TPad* pXZ = (TPad*)cProjections->cd(3);
520 pXZ->SetPad(0.01,0.01,0.4,0.59);
521 pXZ->GetLeftMargin();
522 pXZ->SetLeftMargin(0.11);
523
524 h_template_xz->Draw();
525 for(unsigned int i=0; i<vBoxes_xz.size(); i++) vBoxes_xz.at(i)->Draw(
    "same");
526
527 //draw histograms
528 h_electron_xz->SetMarkerStyle(20);
529 h_electron_xz->SetMarkerColor(kBlue);
530 h_electron_xz->Draw("same");
531
532 h_gamma_xz->SetMarkerStyle(5);
533 h_gamma_xz->SetMarkerSize(1.5);
534 h_gamma_xz->SetMarkerColor(kRed);
535 h_gamma_xz->Draw("same");
536
537
538 // fourth pad for energy spectra of source detector
539 TPad* pSpectra = (TPad*)cProjections->cd(4);
540 pSpectra->SetPad(0.4,0.01,0.99,0.59);
541 pSpectra->SetGridx();
542
543 // construct summed spectra of electron and gamma contribution
544 TH1D* h_edep_tot = (TH1D*)h_edep_electron->Clone("h_edep_tot");
545 h_edep_tot->Add(h_edep_gamma);
546
547 // decide, if y-axis should be plotted in log-scale according to
    highest bin
548 float hMeanHeight = h_edep_tot->Integral()/((float)h_edep_tot->
    GetNbinsX());
549 float hMaxHeight = h_edep_tot->GetBinContent( h_edep_tot->
    GetMaximumBin() );
550
551 if(hMaxHeight > 10.*hMeanHeight && h_edep_tot->GetEntries() > 200)
    pSpectra->SetLogy();
552
553 // draw source detector histograms

```

```

554 h_edep_tot->SetTitle(" energy spectra of source detector ");
555 h_edep_tot->SetTitleSize(0.035,"XY");
556 h_edep_tot->SetLabelSize(0.030,"XY");
557 h_edep_tot->GetXaxis()->SetTitleOffset(1.2);
558 h_edep_tot->GetYaxis()->SetTitleOffset(1.2);
559 h_edep_tot->GetXaxis()->SetTitle("energy [keV]");
560 h_edep_tot->GetYaxis()->SetTitle("counts");
561 h_edep_tot->SetLineColor(kBlack);
562 h_edep_tot->SetLineWidth(2);
563 h_edep_tot->Draw("hist,E");
564
565 h_edep_electron->SetLineColor(kBlue);
566 h_edep_electron->SetLineWidth(2);
567 h_edep_electron->SetFillColor(kBlue);
568 h_edep_electron->SetFillStyle(3004);
569 h_edep_electron->Draw("same");
570
571 h_edep_gamma->SetLineColor(kRed);
572 h_edep_gamma->SetLineWidth(2);
573 h_edep_gamma->SetFillColor(kRed);
574 h_edep_gamma->SetFillStyle(3005);
575 h_edep_gamma->Draw("same");
576
577
578 // draw legend
579 TLegend* leg = new TLegend(0.2,0.85,0.8,0.9);
580 leg->SetFillColor(0);
581 leg->SetNColumns(3);
582 leg->AddEntry(h_edep_tot,"total","FLE");
583 leg->AddEntry(h_edep_electron,"electron","FL");
584 leg->AddEntry(h_edep_gamma,"gamma","FL");
585 leg->Draw();
586
587
588 // TLatex* lText = new TLatex();
589 // lText->SetTextSize(0.06);
590 // lText->SetFont(42);
591 // lText->SetTextAngle(45);
592 // lText->DrawLatexNDC(0.32,0.2,"under construction...");
593
594
595 return 0;
596 }

```

Abbildungsverzeichnis

2.1	Darstellung der Neutrinomassen-Hierarchie von [King und Luhn, 2016, S.4] Links ist die normale Hierarchie und rechts die inverse zu betrachten.	11
2.2	Feynman-Diagramm für den β^- -Zerfall.	12
2.3	Feynman-Diagramm für den β^+ -Zerfall.	13
2.4	Feynman-Diagramm für den EC-Zerfall.	13
2.5	Feynman-Diagramm für den $2\nu\beta^-\beta^-$ -Zerfall.	14
2.6	Feynman-Diagramm für den $0\nu\beta^-\beta^-$ -Zerfall.	15
2.7	Massenparabel nach der Bethe-Weizsäcker-Massenformel für alle Isotope mit $A=116$ aus [Zatschler, 2014, S.19].	17
2.8	Zerfallsschema für ^{130}Te in die angeregten Zustände mit Werten aus [Tretyak und Zdesenko, 2001, S.104].	18
2.9	Vergleichende, simulierte Energiespektren für den $0\nu\beta\beta$ - und $2\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te mit (dunklere Farben) und ohne (hellere Farben) Detektorauflösung in den Grundzustand, den 2_1^+ - und den 0_1^+ -Zustand. Simuliert wurden jeweils 1 Million Zerfälle innerhalb eines einzelnen 1 cm^3 großen CdZnTe-Detektors, welche von der COBRA Kollaboration aktuell verwendet werden. Abbildung: Stefan Zatschler 2016	19
2.10	Aufbau des COBRA-Experiment mit den verschiedenen Abschirmungsschichten. Foto: Stefan Zatschler 2016	21
2.11	Untergrundstrahlung, welche im COBRA-Experiment gemessen wurde. Abbildung: Stefan Zatschler 2016	21
3.1	Energiespektren der Doppelbetazerfälle von ^{130}Te in den Grundzustand mit 100 000 simulierten Prozessen.	24
3.2	Energiespektren der Doppelbetazerfälle von ^{130}Te in den Grundzustand unter Berücksichtigung der Detektorauflösung mit 100 000 simulierten Prozessen.	25
3.3	Vergleich von Doppelbetazerfällen von ^{130}Te in unterschiedliche Zustände unter Berücksichtigung der Detektorauflösung.	25
3.4	Vergleich von Doppelbetazerfällen von ^{130}Te in unterschiedliche Zustände unter Berücksichtigung der jeweiligen theoretischen bzw. gemessenen Halbwertszeiten.	25
3.5	Visuelle Darstellung des Übergang der Poissonverteilung in die Gaußverteilung für hohe Erwartungswerte aus [Poisson-Wikipedia, 2016].	28
3.6	Abbildung zur Halbwertsbreite aus [Halbwertsbreite, 2016].	29
3.7	Vergleich der räumlichen Verteilung der Energiedepositionen unter Veränderung des Quelldetektor-Layers für 2er Koinzidenzen. Energie-Einträge von Elektronen sind durch blaue Punkte, Energie-Einträge von Gammas sind durch rote Kreuze dargestellt.	36

3.8	Vergleich der räumlichen Verteilung der Energiedepositionen unter Veränderung des Quelldetektors innerhalb eines Layers bei 2er-Koinzidenzen. Energie-Einträge von Elektronen sind durch blaue Punkte, Energie-Einträge von Gammas sind durch rote Kreuze dargestellt.	37
3.9	3D-Abbildung der Detektoraufstellung (nicht maßstäblich) zur Visualisierung der Detektorlage Die rot eingefärbten Detektoren markieren jene Detektoren mit dem größten Potenzial als Quelldetektor für Zerfälle in angeregte Zustände auch Gammas in Richtung der anderen Detektoren zu emittieren.	37
3.10	Vergleich der räumlichen Energiedeposition für zwei verschiedene Quell-Detektoren in Form von maßstabsgerechten xy-, xz- und yz-Projektionen beim Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand. Zusätzlich werden die gemessenen Gamma-, Elektron- und Gesamtspektren als Histogramm dargestellt.	38
3.11	Erste Beispieldarstellung einer Simulationsabbildung für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit dem Quelldetektor 1 in Layer 1 für eine 2σ -Abweichung um den erwarteten Gamma-Peak bei 536 keV. Entlang der x- und y-Achse sind die Detektor-Nummern von 1-4 angegeben, wobei ein Layer aus 4×4 Detektoren besteht.	40
3.12	Erste Beispieldarstellung einer Simulationsabbildung für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit dem Quelldetektor 1 in Layer 1 für eine 2σ -Abweichung um den erwarteten Gamma-Peak bei 536 keV. Entlang der x- und y-Achse sind die Detektor-Nummern von 1-4 angegeben, wobei ein Layer aus 4×4 Detektoren besteht.	41
3.13	Diagramm der Wahrscheinlichkeitsverteilung für 3-Kriterien-Ereignisse der 64 Detektoren für einen $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit einer Energieabweichung von $\pm 2\sigma$ der Gammaenergie. Alle Wahrscheinlichkeitswerte ergänzen sich zu 1.	41
3.14	Diagramm der Wahrscheinlichkeitsverteilung für 3-Kriterien-Ereignisse der 64 Detektoren für einen $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit einer Energieabweichung von $\pm 3\sigma$ der Gammaenergie. Alle Wahrscheinlichkeitswerte ergänzen sich zu 1.	42
3.15	Abbildung zur Verteilung der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 43 und einer 3σ -Energieumgebung für die Gamma-Linie aus dem angeregten 2_1^+ -Zustand von ^{130}Te	44
3.16	Diagramm zur Verteilung der 3-Kriterien-Ereignisse auf die einzelnen Detektoren für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit Quelldetektor 43 und einer 3σ Gammaenergieumgebung.	44
3.17	Abbildung zur Verteilung der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 42 und einer 3σ -Energieumgebung für die Gamma-Linie aus dem angeregten 2_1^+ -Zustand von ^{130}Te	45
3.18	Diagramm zur Verteilung der 3-Kriterien-Ereignisse auf die einzelnen Detektoren für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit Quelldetektor 42 und einer 3σ Gammaenergieumgebung.	46
3.19	Abbildung zur Verteilung der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 39 und einer 3σ -Energieumgebung für die Gamma-Linie aus dem angeregten 2_1^+ -Zustand von ^{130}Te	46

3.20	Diagramm zur Verteilung der 3-Kriterien-Ereignisse auf die einzelnen Detektoren für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit Quelldetektor 39 und einer 3σ Gammaenergieumgebung.	47
3.21	Abbildung zur Verteilung der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 38 und einer 3σ -Energieumgebung für die Gamma-Linie aus dem angeregten 2_1^+ -Zustand von ^{130}Te	48
3.22	Diagramm zur Verteilung der 3-Kriterien-Ereignisse auf die einzelnen Detektoren für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit Quelldetektor 38 und einer 3σ Gammaenergieumgebung.	48
3.23	Abbildung zur Verteilung der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 27 und einer 3σ -Energieumgebung für die Gamma-Linie aus dem angeregten 2_1^+ -Zustand von ^{130}Te	49
3.24	Diagramm zur Verteilung der 3-Kriterien-Ereignisse auf die einzelnen Detektoren für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit Quelldetektor 27 und einer 3σ Gammaenergieumgebung.	50
3.25	Simulationsergebnisse und Verteilung der 3-Kriterien-Ereignisse für die favorisierten Quelldetektoren des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit einer 3σ -Gammaenergieeinschränkung.	51
3.26	Diagramm zur Wahrscheinlichkeitsverteilung einer 3-Kriterien-Signalerfassung der einzelnen Detektoren für einen $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den gs -Zustand mit einer 2σ Energieabweichung von der Gammaenergie.	53
3.27	Diagramm zur Wahrscheinlichkeitsverteilung einer 3-Kriterien-Signalerfassung der einzelnen Detektoren für einen $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den gs -Zustand mit einer 3σ Energieabweichung von der Gammaenergie.	54
3.28	Darstellung der Signalverteilung innerhalb der Elektronenbeschränkung und innerhalb der Gammabeschränkung für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den Grundzustand für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den Grundzustand mit Quelldetektor 23 und einer 3σ -Energieumgebung.	55
3.29	Abbildung zur Verteilung der Ereignisse mit einer summierten Energiedeposition im Bereich des $Q_{\beta\beta}$ -Wertes und der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 23 und einer 3σ -Energieumgebung.	55
3.30	Abbildung zur Verteilung der Ereignisse mit einer summierten Energiedeposition im Bereich des $Q_{\beta\beta}$ -Wertes und der 3-Kriterien-Signale mit Quelldetektor 39 und einer 3σ -Energieumgebung.	56
3.31	Simulationsergebnis eines $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls von ^{130}Te in den gs -Zustand mit einer 2σ -Einschränkung der Gammaenergie.	57
3.32	Simulationsergebnis eines $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls von ^{130}Te in den gs -Zustand mit einer 3σ -Einschränkung der Gammaenergie.	58
3.33	Diagramm zur Wahrscheinlichkeitsverteilung der Gesamtanzahl an Gamma-Ereignissen innerhalb einer 3σ -Energiebeschränkung für den $2\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den gs -Zustand.	59
3.34	Darstellung der Energiesignaturen innerhalb der Gammabeschränkung für die Quelldetektoren mit erhöhtem Untergrundbeitrag durch den $2\nu\beta\beta$ -Zerfall in den gs -Zustand mit einer 3σ -Energieeinschränkung.	60
3.35	Analyseergebnis für den $2\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit dem Quelldetektor 25 und einer Einschränkung der Gammaenergie.	62

3.36	Diagramm zur Wahrscheinlichkeitsverteilung an Gamma-Ereignissen innerhalb einer 3σ -Energiebeschränkung für einen $2\nu\beta\beta$ -Zerfall von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand.	63
3.37	Darstellung der Energiesignaturen innerhalb der Gammabeschränkung für die ausgewählten Quelldetektoren des $2\nu\beta\beta$ -Zerfalls von ^{130}Te in den 2_1^+ -Zustand mit einer 3σ -Energieeinschränkung.	64
4.1	Ein einzelner CdZnTe-Coplanar-Grid-Detektor mit einem Volumen von 1 cm^3 . Foto: Stefan Zatschler 2016	68
4.2	Eine Detektor-Lage (Layer) bestehend aus 16 Detektoren. Foto: Stefan Zatschler 2016	68
4.3	Einfassung der 4 Detektor-Layer mit den äußeren Abschirmungsschichten und der Kontaktierung. Foto: Stefan Zatschler 2016	69
4.4	Übersicht über die am LNGS durchgeführten Experimente. Foto: Stefan Zatschler 2016	70
4.5	Aktuelle Größe der Detektoren im Vordergrund; Nächste Generation von Detektoren im Hintergrund. Foto: Stefan Zatschler 2016	71
4.6	Impressionen der Detektor-Kontaktierung für einen 4×4 Layer. Foto: Stefan Zatschler 2016	71
4.7	Abbildung zur Nummerierung der einzelnen Detektoren.	72

Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht über die Leptonenzahlen.	9
3.1	Übersicht über 3-Kriterien-Signale des $0\nu\beta\beta$ -Zerfalls von ^{130}Te in den 2_1^+ - Zustand der favorisierten Quelldetektoren.	43

Literaturverzeichnis

- [Alfonso et al., 2015] Alfonso, K. , Artusa, D.R. , Avignone III, F.T. , Azzolini, O. , Balata, M. , Banks, T.I. , Bari, G. , Beeman, J.W. , Bellini, F. , Bersani, A. , Biassoni, M. , Brofferio, C. , Bucci, C. , Caminata, A. , Canonica, L. , Cao, X.G. , Capelli, S. , Cappelli, L. , Carbone, L. , Cardani, L. , Casali, N. , Cassina, L. , Chiesa, D. , Chott, N. , Clemenza, M. , Copello, S. , Cosmelli, C. , Cremonesi, O. , Creswick, R.J. , Cushman, J.S. , Dafinei, I. , Dally, A. , Dell’Oro, S. , Deninno, M.M. , DiDomizio, S. , DiVacri, M.L. , Drobizhev, A. , Ejzak, L. , Fang, D.Q. , Faverzani, M. , Fernandes, G. , Ferri, E. , Ferroni, F. , Fiorini, E. , Freedman, S.J. , Fujikawa, B.K. , Giachero, A. , Gironi, L. , Giuliani, A. , Gorla, P. , Gotti, C. , Gutierrez, T.D. , Haller, E.E. , Han, K. , Hansen, E. , Heeger, K.M. , Hennings-Yeomans, R. , Hickerson, K.P. , Huang, H.Z. , Kadel, R. , Keppel, G. , Kolomensky, Yu.G. , Lim, K.E. , Liu, X. et al.: Search for Neutrinoless Double-Beta Decay of Te-130 with CUORE-0. 2015. <https://arxiv.org/abs/1504.02454> [03.12.2016 11:32]
- [Berger, 2002] Berger, Christoph: Elementarteilchenphysik. Von den Grundlagen zu den modernen Experimenten. 1. Auflage, Berlin: Springer-Verlag 2002.
- [Bethge und Schröder, 2006] Bethge, Klaus und Schröder, Ulrich E.: Elementarteilchen und ihre Wechselwirkungen. Eine Übersicht. 3. und erweiterte Auflage, Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH 2006.
- [Blobel et al., 2003] Blobel, V., Meyer, A. und Naroska, B.: Elementarteilchen. Teil 1: Kapitel 1-5. 2003. <http://www.desy.de/martillu/master4.pdf> [27.08.2016 15:54]
- [COBRA, 2016] COBRA-Experiment: Detector Development for COBRA. 2016. http://www.cobra-experiment.org/the_cobra_experiment/detectors/ [12.07.2016 12:00]
- [Ebert et al., 2015] Ebert, J. , Fritts, M. , Gehre, D. , Gößling, C. , Göpfert, T. , Hagner, C. , Heidrich, N. , Klingenberg, R. , Köttig, T. , Kröninger, K. , Michel, T. , Neddermann, T. , Nitsch, C. , Oldorf, C. , Qunate, T. , Rajek, S. , Rebber, H. , Reinecke, O. , Rohatsch, K. , Schulz, O. , Sörensen, A. , Stekl, I. , Tebrügge, J. , Temminghoff, R. , Theinert, R. , Timm, J. , Wester, T. , Wonsak, B. , Zatschler, S. und Zuber, K.: The COBRA Demonstrator at the LNGS underground laboratory. 2015. <https://arxiv.org/pdf/1507.08177.pdf> [12.07.2016 12:36]
- [Griffiths, 2008] Griffiths, David: Introduction to Elementary Particles. 2., überarbeitete Auflage, Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH 2008.
- [Hoffmann, 1998] Hoffmann, Bernd: Neutrinos. Astronomie mit unüblichen Methoden. 1998. <http://www.astronomie.de/bibliothek/artikel-und-beitraege/forschung/neutrinos/> [10.07.2016 9:32]
- [Halbwertsbreite, 2016] <http://me-lrt.de/img/mess-u05-gauss-fwhm.PNG> [03.12.2016 20:28]

- [Hawking und Mlodinow, 2013] Hawking, Stephen und Mlodinow, Leonard: Der Große Entwurf. Eine neue Erklärung des Universums. 2.Auflage, Reinbek: Rowohlt Taschenbuch Verlag 2011.
- [Heidelberg, 1998] Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg: Spin. Lexikon der Physik. 1998. <http://www.spektrum.de/lexikon/physik/spin/13617> [07.07.2016 11:04]
- [Hüfner, 2012] Hüfner, Jörg und Löhken, Rudolf: Physik ohne Ende... .Eine geführte Tour von Kopernikus bis Hawking. 1. Auflage, Weinheim: Wiley-VCH Verlag GmbH 2012.
- [IAEA, 2016] IAEA Nuclear Data Section: Nuclear Data Service. Live Chart of Nuclides. 2016. <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html> [27.07.2016 16:11]
- [King und Luhn, 2016] King, Stephen F. und Luhn, Christoph: Neutrino Mass and Mixing with Discrete Symmetry. 2016. <http://arxiv.org/pdf/1301.1340v3.pdf> [05.08.2016 21:25]
- [LEIFI, 2016] Joachim-Hertz-Stiftung: Kernphysik-Grundlagen. 2016. <http://www.leifiphysik.de/kern-teilchenphysik/kernphysik-grundlagen/einfache-kernmodelle> [06.07.2016 11:05]
- [Lipari, 2009] Lipari, Paolo: Introduction to Neutrino Physics. 2009. <http://cds.cern.ch/record/677618/files/p115.pdf?version=1> [10.07.2016 9:56]
- [LNGS, 2016] LNGS: LNGS overview. 2016. <https://www.lngs.infn.it/en/lngs-overview> [12.07.2016 10:54]
- [LNGS_2,2016] LNGS: Cobra. 2016. https://www.lngs.infn.it/images/ricerca/cobra/LNGS_background_features_new.png [11.08.2016 5:37]
- [Müller, 2014] Müller, Andreas: Feynman-Diagramm. Lexikon der Astronomie. 2014. <http://www.spektrum.de/lexikon/astronomie/feynman-diagramm/129> [06.07.2016 15:44]
- [PDG, 2014] Particle Data Group: Review of Particle Physics. 2014. Booklet:<http://pdg.lbl.gov/2015/download/rpp2014-Chin.Phys.C.38.090001.pdf> [02.07.2016 18:59]
- [Poisson-Wikipedia, 2016] Wikipedia: Poisson-Verteilung. 2016. https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/9/9c/Poisson-Verteilung_1_5_9.svg/400px-Poisson-Verteilung_1_5_9.svg.png [09.10.2016 9:22]
- [Royal Swedish Academy of Sciences, 2015] Royal Swedish Academy of Sciences, Class for Physics: Neutrino Oscillations. Scientific Background on the Nobel Prize in Physics 2015. 2015. https://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/2015/advanced-physicsprize2015.pdf [05.08.2016 17:32]

- [Ruhland, 2016] Ruhland, Klaus: Grundlagen der NMR-Spektroskopie. 2016.
https://www.physik.uni-augsburg.de/exp4/FP_A/material/FP08.pdf [06.07.2016 14:02]
- [Sivaguru, 2012] Sivaguru, Aran: Majorana Fermions. 2012.
<http://www.imperial.ac.uk/media/imperial-college/research-centres-and-groups/theoretical-physics/msc/dissertations/2012/Aran-Sivaguru-Dissertation.pdf>
 [12.07.2016 16:03]
- [Sörensen, 2011] Sörensen, Arnd: Ortsaufgelöste Effizienzbestimmung von CdZnTe Halbleiterdetektoren mit kollimierter Gammastrahlung für das COBRA-Experiment. 2011. http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/pub/11/Diploma_Thesis_Soerenen.pdf
 [12.07.2016 11:37]
- [Spektrum Akademischer Verlag, 1998] Spektrum Akademischer Verlag Heidelberg: Farbladung. Lexikon der Physik. 1998.
<http://www.spektrum.de/lexikon/physik/farbladung/4760> [12.07.2016 15:24]
- [Sutton, 1994] Sutton, Christine: Raumschiff Neutrino. Die Geschichte eines Elementarteilchens. 1. Auflage, Basel: Birkhäuser Verlag 1994.
- [Tretyak und Zdesenko, 2001] Tretyak, Vladimir I. und Zdesenko, Yuri G.: Tables of double beta decay data-an update. Elsevier Science. 2001.
- [Zatschler, 2014] Zatschler, Stefan: Identification of Multi-Site Events in Coplanar-Grid CdZnTe-Detectors for the COBRA-Experiment. 2014.
http://iktp.tu-dresden.de/IKTP/pub/14/szatschler_thesis_cobra_2014.pdf
 [06.07.2016 13:56]

Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich dieses Dokument nach bestem Wissen und Gewissen selbstständig erarbeitet habe. Die Quellen von verwendeten Fakten, Grafiken und Ideen sind vollständig angegeben. Grafiken und Tabellen ohne Quellenangabe wurden von mir entworfen.

Kooperationspartner sind Herr Professor Dr. Kai Zuber und Herr Dipl.-Phys. Stefan Zatschler des Instituts für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden.

Luise Dathe

Danksagung

Mein Dank gilt im Besonderen meinem Betreuer Herrn Dipl.-Phys. Stefan Zatschler, der mich mit viel Durchhaltevermögen und Geduld bei den Simulationen und beim Schreiben dieser Arbeit unterstützt hat.

Außerdem bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr. Kai Zuber und dem Institut für Kern- und Teilchenphysik der TU Dresden für ihre Unterstützung.

Ich bedanke mich bei Herrn Mike Illig für seine Hilfestellung als schulischer Betreuer.

Luise Dathe