



Das GERDA-Detektorarray enthält sieben Strings aus Ge-Detektoren, umgeben von Lichtleiterfasern zur Lichtauslese des Flüssig-Argon-Vetos.

TEILCHENPHYSIK

Ohne Neutrinos zerfallen?

Weltweit zielen verschiedene Experimente darauf ab, den neutrinolosen doppelten Betazerfall nachzuweisen.

Josef Jochum und Peter Grabmayr

Falls sich Neutrino und Antineutrino unterscheiden, wären sie Dirac-Teilchen. Sind sie jedoch identisch, weisen sie Eigenschaften eines Majorana-Teilchens auf. Der Majorana-Charakter bietet die Möglichkeit, die ungewöhnlich kleine Masse der Neutrinos theoretisch zu verstehen und die Entstehung der Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie im frühen Universum zu erklären. Viele Teilchenphysiker glauben daher, dass das Neutrino Majorana-Charakter haben muss. Doch der Nachweis fehlt. Diesen sollen verschiedene Experimente erbringen, indem sie den extrem seltenen neutrinolosen doppelten Betazerfall beobachten.

Der doppelte Betazerfall eines Atomkerns bedeutet die gleichzeitige Umwandlung von zwei Neutronen zu Protonen durch die schwache Wechselwirkung. 1935 berechnete Maria Goeppert-Mayer diese Zerfallsart zum ersten Mal [1]. Normalerweise gehen Atomkerne mit einem Überschuss an Neutronen durch einfache Betazerfälle sukzessive in stabilere Kerne über. Kerne mit gerader Neutronen- und gerader Protonenzahl wechseln dabei stets zwischen gerade-gerade und ungerade-ungerade Kernen. Aufgrund der Paarwechselwirkung zwischen Nukleonen kann der einfache Betazerfall aber energetisch verboten sein, während der doppelte Betazerfall zu einem stabileren Kern führt (**Abb. 1**). Prominente Beispiele sind die Isotope ^{76}Ge , ^{130}Te und ^{136}Xe .

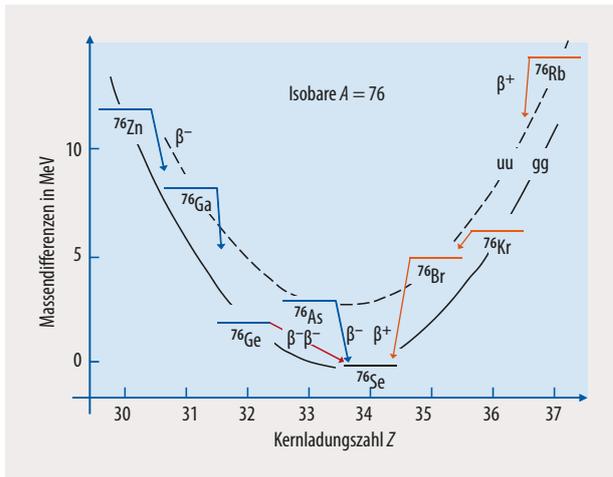


Abb. 1 Die Massenparabeln für Kerne mit gerader-gerader (gg) und ungerade-ungerader (uu) Neutronen- bzw. Protonenzahl unterscheiden sich aufgrund der Paarungsenergie. Bei zu hoher Neutronen- oder Protonenzahl erlaubt es der einfache Betazerfall (z. B. von ^{76}Zn zu ^{76}Ga) normalerweise, einen energetisch günstigeren Kern zu erreichen. Da bei ^{76}Ge der benachbarte Kern ^{76}As aber energetisch höher liegt, ist nur der doppelte Betazerfall zu ^{76}Se möglich.

Normalerweise findet der doppelte Betazerfall unter Aussendung von zwei Elektronen und zwei Anti-Elektron-neutrinos statt, also einem Paar von Leptonen und einem Paar von Antileptonen ($2\nu\beta\beta$ -Zerfall). Die Leptonenzahl (für Leptonen +1, für Antileptonen -1) bleibt dabei erhalten ($\Delta L = 0$) und die Symmetrie zwischen Materie und Antimaterie gewahrt. Da zwei Prozesse der schwachen Wechselwirkung gleichzeitig stattfinden, ist der Zerfall extrem selten. Dennoch ist er mittlerweile in einer Reihe von Isotopen nachgewiesen. Die Lebensdauern bewegen sich zwischen 10^{18} und 10^{21} Jahren. Bei dem Zerfall ergibt sich für die Elek-

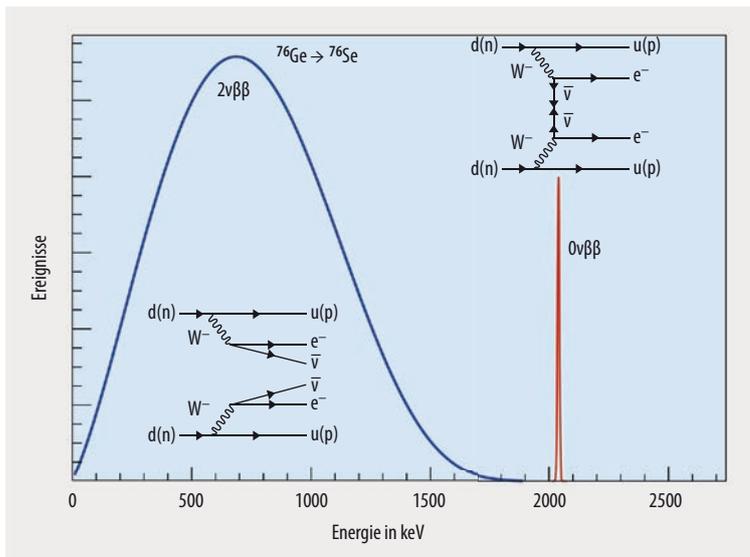


Abb. 2 Die Summenenergie der beiden Elektronen für den doppelten Betaerfall in ^{76}Ge zeigt ein kontinuierliches Spektrum mit einer Linie bei $Q_{\beta\beta}$, die charakteristisch ist für den neutrinolosen Betazerfall $0\nu\beta\beta$ (Peak skaliert). Die beiden Feynman-Graphen zeigen die $2\nu\beta\beta$ - und $0\nu\beta\beta$ -Zerfälle. Außer durch den Austausch von W-Bosonen und leichten Majorana-Neutrinos können auch andere Leptonenzahl-verletzende Prozesse den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall erzeugen wie der Austausch rechtshändiger W-Bosonen und rechtshändiger Neutrinos.

tronen ein kontinuierliches Spektrum der Summenenergie (**Abb. 2**), das sich von Null bis zum Q-Wert $Q_{\beta\beta}$ des Zerfalls erstreckt, der im Wesentlichen der Massendifferenz von Anfangs- und Endkern entspricht. Die kinetische Energie der Antineutrinos ist nicht nachweisbar.

Von weit größerem Interesse ist der neutrinolose doppelte Betazerfall ($0\nu\beta\beta$), bei dem gerade keine Neutrinos emittiert werden. Er ist nur möglich, wenn das in einem der Zerfälle emittierte Antineutrino beim zweiten Zerfall als Neutrino absorbiert werden kann (Feynman-Diagramm in **Abb. 2**). Das heißt, Neutrino und Antineutrino dürfen sich nicht unterscheiden. Da die beiden Elektronen die gesamte Zerfallsenergie tragen, sollte sich bei $Q_{\beta\beta}$, also am Endpunkt des kontinuierlichen Spektrums, eine Linie zeigen. Nach dieser Signatur für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall wird intensiv gesucht. Da nur zwei Elektronen und keine Antileptonen emittiert würden, würde dieser Zerfall die Leptonenzahl verletzen ($\Delta L = 2$) und den Majorana-Charakter der Neutrinos nachweisen. Wegen der Paritätsverletzung der schwachen Wechselwirkung ist das emittierte Antineutrino rechtshändig, d. h. sein Spin und Impuls sind parallel, während das absorbierte Neutrino linkshändig sein muss mit Spin und Impuls antiparallel. Somit muss sich die Händigkeit umkehren, was nur möglich ist, wenn die Neutrinos (eine endliche) Masse besitzen, denn für masselose Teilchen ist die „Händigkeit exakt erhalten“. Da die $0\nu\beta\beta$ -Lebensdauer somit stark von der Neutrinomasse abhängt, hat die aus den Experimenten zu Neutrino-Oszillationen gewonnene Erkenntnis, dass Neutrinos massebehaftet sind, das Interesse an der Suche nach dem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall verstärkt und viele neue Aktivitäten angestoßen.

Außer durch den Austausch der bekannten Neutrinos gibt es weitere mögliche Mechanismen für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall. Jede Leptonenzahl verletzende Erweiterung des Standardmodells würde zu einem gewissen Grad zum $0\nu\beta\beta$ -Zerfall beitragen und den Majorana-Charakter von Neutrinos hervorrufen. Gelänge es, den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall nachzuweisen, wären unabhängig vom zugrundeliegenden Mechanismus der Majorana-Charakter von Neutrinos und die Leptonenzahlverletzung bewiesen. Ein Beispiel für die Leptonenzahlverletzung ist in links-rechts-symmetrischen Modellen der Austausch rechtshändiger W-Bosonen mit Masse m_{WR} und rechtshändigen Neutrinos mit Masse m_N als Partner der bekannten linkshändigen Neutrinos. Bei Experimenten am Large Hadron Collider würden sich solche Prozesse beispielsweise durch zwei gleichgeladene Leptonen und zwei Jets im Ausgangskanal bemerkbar machen. Die Suchen nach rechtshändigen W-Bosonen oder schweren rechtshändigen Neutrinos (am LHC und mit dem SHiP-Experiment) sind in verschiedenen Massenbereichen sensitiv und können daher in unterschiedlichen Bereichen nach Leptonenzahlverletzenden Prozessen suchen (**Abb. 3**) [7].

Fermionen werden im Standardmodell durch die Dirac-Gleichung beschrieben. Die Massenmatrix in der zugehörigen Lagrange-Dichte koppelt linkshändige mit rechtshändigen Neutrinos. Bei Dirac-Neutrinos sind die beiden Eigenwerte der Massenmatrix von Neutrino und Antineutrino entartet, entsprechend der messbaren Masse m_D . Entstehen die Neutrinomassen wie alle Fermionenmassen durch den

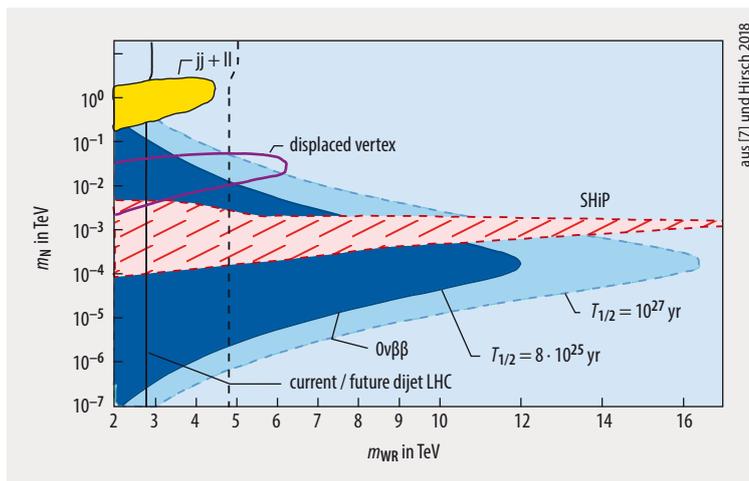


Abb. 3 Parameterbereich für die Massen rechtshändiger W-Bosonen (Masse m_{WR}) und rechtshändiger Neutrinos (Masse m_N), den die Suche nach Leptonenzahlverletzung am Large Hadron Collider (gelb: zwei Jets und zwei Leptonen gleicher Ladung; lila: displaced vertex; schwarz: Dijet), SHiP (rot) und der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall (blau) abtasten. Die ursprünglichen Rechnungen [7] wurden 2018 für alle (oben genannten) Reaktionen aktualisiert, für $0\nu\beta\beta$ wurde der Zerfall von ^{76}Ge angenommen. Gezeigt sind bestehende Grenzen (Linien) und die mit den Daten der nächsten Jahre zu erwartenden Sensitivitätsbereiche (gestrichelt).

Higgs-Mechanismus, ist die Sonderrolle der extrem leichten Neutrinomassen nicht verständlich (**Abb. 4**). Dies ändert sich bei Majorana-Neutrinos. Dann sind in der Massenmatrix auch Kopplungen zwischen Neutrino und Antineutrino möglich, etwa linkshändige Neutrinos mit rechtshändigen Antineutrinos, und die Eigenwerte der Massenmatrix spalten auf. In seiner einfachsten Form führt dieser „Seesaw-Mechanismus“ zu einem schweren Neutrino mit Masse M_R und einem leichten mit Masse m_a^2/M_R , die umso kleiner ist, je größer M_R ist. Um die Masse des leichten Neutrinos in den Massebereich von einigen meV der bekannten Neutrinos zu bringen, muss M_R etwa 10^{15-16} eV groß sein. Die Kleinheit der Masse des bekannten Neutrinos ließe sich dadurch verstehen. Gleichzeitig ergibt der Formalismus ein schweres Neutrino, das im frühen Universum entstanden wäre, unter Leptonenzahlverletzung zerfallen kann und so die bisher unverstandene Asymmetrie zwischen Materie und Antimaterie generieren kann. Dies ist eine weitere Motivation, den möglichen Majorana-Charakter der Neutrinos zu belegen.

Wie oben erläutert, können unterschiedliche Reaktionsmechanismen auftreten, die zwei Neutronen in zwei Protonen umwandeln, dabei die Leptonenzahlerhaltung um $\Delta L = 2$ verletzen und den Majorana-Charakter für Neutrinos hervorrufen. Alle erfordern Physik jenseits des Standardmodells, wobei der Austausch leichter Neutrinos (**Abb. 2**) den am meisten diskutierten Beitrag darstellt.

Die Halbwertszeit $T_{1/2}^{0\nu}$ hängt von der Übergangswahrscheinlichkeit vom Grundzustand des Ausgangskerns in den Tochterkern ab, die durch die Kernmatrixelemente beschrieben wird. Außerdem geht wegen der notwendigen Umkehr der Händigkeit eine effektive Neutrinomasse $m_{\beta\beta}$ ein, die sich aus den drei Neutrinomassen-Eigenwerten und deren jeweiliger Beimischung zum Elektronneutrino berechnet. Zieht man für die Neutrinomasse die Ergebnisse aus kosmologischen Messungen $\sum m_\nu < 0,25$ eV 95 % C. L., die aus Oszillationsexperimenten bekannten Massendifferenzen und Anteile der Masseneigenzustände am Elektronneutrino heran, so leiten sich Halbwertszeiten von mindestens $T_{1/2}^{0\nu} \sim 10^{25-27}$ Jahren ab. Da aber die Berechnung der Kernmatrixelemente stark vom Modell abhängt, bestehen beim Zusammenhang zwischen Neutrinomassen und der gemessenen Halbwertszeit beachtliche Unsicherheiten.

Durch das genaue Vermessen von Neutrino-Oszillationen sind die Werte für zwei Massendifferenzen zwischen den Neutrinomasseneigenwerten m_j bekannt. Die kleinere Massendifferenz Δm_{21} beträgt etwa 9 meV, die größere Δm_{31} etwa ± 50 meV. Nimmt man für die leichteste Masse m_1 einen bestimmten Wert an, sind daher auch die beiden anderen festgelegt. Allerdings ist das Vorzeichen von Δm_{31} noch unbekannt: m_3 könnte schwerer (normale Hierarchie) oder leichter (inverse Hierarchie) als m_1 und m_2 sein (**Abb. 4**, links oben). Sollte die inverse Hierarchie in der Natur auftreten, ergibt sich für die beim $0\nu\beta\beta$ -Zerfall relevante effektive Masse $m_{\beta\beta}$ eine untere Grenze, die wiederum dazu führt, dass die Lebensdauer $T_{1/2}^{0\nu} \sim 10^{28}$ Jahre nicht übersteigen kann. Da sich die Sensitivität der Experimente in den letzten Jahren rasant verbessert hat, erscheint die Überprüfung einer solchen Lebensdauer realisierbar, insbesondere für die Projekte in Vorbereitung.

Die experimentelle Herausforderung

Aus der abgeschätzten Halbwertszeit folgt, dass Hunderte (Tausende) Mol einer Substanz nötig sind, um einige wenige

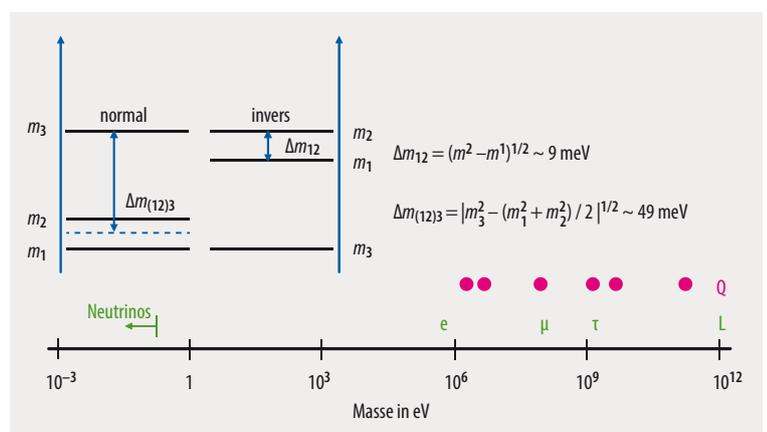


Abb. 4 Von den Neutrinomassen gibt es zwei mögliche Reihungen (links oben): Die kleinere Massendifferenz Δm_{21} beträgt etwa 9 meV, die größere $\Delta m_{31} \pm 49$ meV. Allerdings ist das Vorzeichen von Δm_{31} noch unbekannt, d. h. m_3 könnte schwerer (normale Hierarchie) oder leichter (inverse Hierarchie) als m_1 und m_2 sein. Unten sind die Massen der Elementarteilchen in logarithmischer Skala gezeigt; Quarks: pink, Leptonen: Neutrino, Elektron, Myon, Tau (grün).

Zerfälle pro Jahr zu finden. Diese konkurrieren mit dem allgegenwärtigen Untergrund, der durch natürliche Radioaktivität oder kosmische Strahlung zustande kommt. Je größer die Gesamtmasse M der untersuchten Isotope und je länger die Messzeit t sind, desto eher besteht die Chance, seltene Ereignisse zu sehen, und umso längere Halbwertszeiten $T_{1/2}^{0\nu}$ werden zugänglich. Zurzeit können die sensitivsten Experimente Ereignisse von Zerfällen mit Halbwertszeiten von bis zu $T_{1/2}^{0\nu} \sim 10^{26}$ Jahren nachweisen. Ist ein Experiment frei von Untergrund, besteht eine direkte Proportionalität der erreichbaren Halbwertszeit $T_{1/2}^{0\nu}$ zur Exposition $M \cdot t$. Ist dagegen Untergrund im Bereich von $Q_{\beta\beta}$ vorhanden, so reduziert sich die Sensitivität $T_{1/2}^{0\nu} \propto \sqrt{M \cdot t / (\Delta E \cdot BI)}$, wobei ΔE die Energieauflösung und BI den Untergrund in Einheiten von Ereignissen/(keV · kg · yr) repräsentieren. Diese Abhängigkeit von Isotopenmasse und Untergrund rührt daher, dass sich der Untergrund außerhalb der Linie bei $Q_{\beta\beta}$ messen und damit von der Rate bei $Q_{\beta\beta}$ abziehen lässt. Größere Gesamtmassen und längere Messzeiten erlauben es zwar, Untergrund zu kompensieren, meist ist es aber vorteilhafter, Maßnahmen zu treffen, um den Untergrund zu verringern.

Eine möglichst untergrundfreie Messung ist vor allem notwendig, wenn sie darauf abzielt, nicht nur Grenzen an die Halbwertszeit $T_{1/2}^{0\nu}$ zu setzen, sondern den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall überzeugend zu entdecken, d. h. dass eine Linie im Energiespektrum bei $Q_{\beta\beta}$ nicht durch Fluktuationen in der Zahl an Untergrundereignissen zu erklären wäre. Daher ist die Rate an Untergrund im Energiefenster bei $Q_{\beta\beta}$ der entscheidende Faktor für die Sensitivität eines Experiments. Dabei spielt auch die Energieauflösung ΔE eine wichtige Rolle, da sie die Breite des Suchfensters bestimmt. Gilt es, die Sensitivität eines Experiments zu noch längeren Halbwertszeiten durch eine größere Isotopenmasse zu erweitern, ist das nur sinnvoll, wenn bisher keine oder nur extrem wenige Untergrundsignale gefunden wurden.

Eine Reihe von Experimenten versucht mit vielfältigen Methoden, die Störsignale möglichst effizient zu reduzieren und die gesuchten Signale mit möglichst hoher Energieauflösung zu vermessen. Eine Quelle mit Isotopen vor einen sehr guten Detektor zu halten, hat den Nachteil, dass die beiden β -Elektronen die Quelle erst verlassen müssen, was die erreichbare Energieauflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit einschränkt. Auch lässt sich die Methode

nur schwer zu großen Isotopenmassen skalieren. Dennoch ist es zur Untersuchung einiger Isotope die einzige Möglichkeit.

Experimente im Untergrund

Glücklicherweise bieten sich einige der Isotope als Detektormaterial an, sodass Quelle und Detektor identisch sein können. Je nach Element, Aggregatzustand des Isotops und gewählter Temperatur wandelt sich die deponierte Energie in Ionisation, Szintillation oder Wärme um. Die jeweiligen Nachweisprozesse definieren die erreichbare Energieauflösung. Bei Isotopen mit geringen natürlichen Anteilen kann dessen Anreicherung zwar kostspielig, aber insgesamt vorteilhaft für eine hohe Sensitivität sein. So dienen Ge-Halbleiter-Detektoren angereichert mit dem Isotop ^{76}Ge bzw. Detektoren mit flüssigem oder gasförmigem Xenon angereichert mit dem Isotop ^{136}Xe zur Suche nach dem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall. Mit Ge-Detektoren arbeiten die Experimente GERDA, MAJORANA und LEGEND, mit flüssigem Xenon Exo-200 und PANDA-X und mit gasförmigem Xenon das Experiment NEXT. Alternativ lässt sich das zu untersuchende Isotop in ein passendes Molekül einbinden und in den flüssigen organischen Szintillator einbringen. Dies geschieht bei den zuvor zur Untersuchung von Neutrinooszillationen eingesetzten Experimenten KamLAND und SNO, wobei das Isotop ^{136}Xe in den Szintillator eingebracht und dieser durch Photomultiplier ausgelesen wird.

Eine andere Neuentwicklung, die das Untersuchen weiterer Isotope ermöglicht, sind Tieftemperaturkalorimeter. Das zu untersuchende Material wird auf eine Temperatur nahe dem absoluten Nullpunkt abgekühlt, und die Zerfälle lassen sich anhand kurzzeitiger Temperaturerhöhungen detektieren. Viele prinzipiell verwendbare Materialien erlauben es, nach dem Zerfall mit fast allen möglichen Isotopen zu suchen. Das prominenteste Beispiel dazu ist das CUORE-Projekt mit fast einer Tonne an TeO_2 -Kristallen bei Temperaturen im Millikelvinbereich.

Damit der Bereich um $Q_{\beta\beta}$ von Störsignalen frei bleibt und statistisch und systematisch relevante Aussagen möglich sind, ist es zur Abschwächung des Flusses an Störsignalen unerlässlich, die aktive Masse gut abzuschirmen. Dazu bietet sich eine Instrumentierung mit Veto-Detektoren an, die Störsignale weiter unterdrückt. Zusätzlich ist

Übersicht zu Isotopen und Experimenten

Isotop	Experiment	$Q_{\beta\beta}$ in MeV	n in %	a in %	M_i in kg	ΔE in keV	BI	$\hat{S}_{1/2}^{0\nu}$ in 10^{25} yr	$T_{1/2}^{0\nu}$ in 10^{25} yr	$m_{\beta\beta}$ in eV	Ref.
^{76}Ge	GERDA	2039,1	7,8	88	31	3	0,6	11	9	0,12 – 0,26	[2]
^{76}Ge	MAJORANA	2039,1	7,8	88	26	2,5	6,1	4,8	2,7	0,20 – 0,43	[3]
^{130}Te	Cuore	2530,3	34,5	34,5	206	7,7	14	0,7	1,5	0,11 – 0,52	[4]
^{136}Xe	KamLAND-Zen	2461,9	8,9	90,8	343	260	–	5,6	10,7	0,06 – 0,17	[5]
^{136}Xe	Exo-200	2461,9	8,9	80,6	161	70	1,6	3,8	1,8	0,15 – 0,40	[6]

Tab. 1 Ausgewählte Isotope und Experimente mit ihren Charakteristika. Angegeben sind der Q-Wert $Q_{\beta\beta}$, die natürliche Häufigkeit n , der Anreicherungsgrad a , die eingesetzte Isotopenmasse M_i , die mittlere Energieauflösung ΔE , der Untergrundindex BI (in Einheiten von 10^{-3} Ereignissen/(keV · kg · yr) sowie die effektive Masse $m_{\beta\beta}$. Die Sensitivität $\hat{S}_{1/2}^{0\nu}$ und Halbwertszeit $T_{1/2}^{0\nu}$ sind für 90 % C.L. angegeben.

die intrinsische Reinheit von Folgeprodukten natürlicher Radioaktivität des eingesetzten Materials für Detektor- und Strukturkomponenten von besonderer Bedeutung. Eine weitere Störquelle ist die kosmische Strahlung, insbesondere durch Myonen. Um den verbleibenden Myonenfluss zu reduzieren, befinden sich alle Experimente in tief gelegenen Untergrundlaboren wie dem Laboratori Nazionali del Gran Sasso in Italien oder dem SNOLab in Kanada.

Für viele Jahre hatte das russisch-deutsche Heidelberg-Moskau-Experiment den Standard für den weltweit geringsten Untergrund und damit die höchste Sensitivität gesetzt [8]. Darüber hinaus hat sich die erreichbare Sensitivität in den letzten Jahren rasant entwickelt. GERDA, ein Experiment im Gran Sasso-Labor unter deutscher Federführung mit weiteren Instituten aus Italien, Russland, Belgien, der Schweiz und Polen, unterbietet diesen Untergrund mittlerweile um mehr als das Zweihundertfache (**Abb. 5**).

Im Gegensatz zu vielen anderen Experimenten verwendet GERDA kein Blei zur Abschirmung, sondern flüssiges Argon (LAR). Dies reduziert die Wahrscheinlichkeit von störenden Sekundärteilchen ($\propto Z^2$), die von Myonen erzeugt werden. Die Ge-Detektoren sind direkt in 64 m³ flüssigem Argon eingebracht, das sich als Szintillator mit Lichtdetektoren instrumentieren lässt. Signale in den Ge-Detektoren, bei denen gleichzeitig Licht im flüssigen Argon detektiert wird, können nur durch Teilchen entstehen, die mehrfach Energie deponieren, nicht aber durch einen doppelten Betazerfall. Im Gegensatz dazu deponieren die beiden β -Elektronen ihre Energie in einem Volumen von wenigen Kubikmillimetern, also punktförmig innerhalb der Ge-Detektoren. Das flüssige Argon dient somit als Veto-Detektor und kühlt die Germaniumdetektoren zudem auf ihre Betriebstemperatur. Wie in einer Zwiebelstruktur umschließen verschiedene weitere Abschirmmaßnahmen die Detektoren (**Abb. 5**). Die 40 Detektoren sind mit ihrer ersten Verstärkerstufe – in Nylonhüllen gegen driftende möglicherweise radioaktive Ionen geschützt – in sieben Säulen kompakt angeordnet (**Abb. auf Seite 35**). Darum angeordnete Lichtleitfasern sammeln das Szintillationslicht des LAR. Der Kryostat mit dem flüssigen Argon steht in einem Wassertank von zehn Metern Durchmesser mit 590 Kubikmetern hochreinem Wasser. Das Wasser ist ebenfalls instrumentiert, um die Myonen zu erkennen, die bis zum Gran Sasso-Labor vordringen.

Diese Detektoren messen Energiespektren, die zunächst von myonischen Ereignissen und Mehrfachsignalen bereinigt werden (**Abb. 6**). Das kontinuierliche $2\nu\beta\beta$ -Spektrum reicht bis etwa 2 MeV und ist durch zwei Linien gestört, die durch Zerfälle der Isotope ⁴⁰K und ⁴²K entstehen. Den Bereich bis etwa 5,5 MeV bestimmen α -Teilchen aus natürlichen Zerfallsreihen. Bei den verwendeten Ge-Detektoren hängt die genaue Form der zeitlichen Entwicklung der erzeugten Ladungswolke stark von ihrem Entstehungsort innerhalb des Detektors ab. Eine Analyse der jeweiligen Pulsformen (PSD) erlaubt daher Rückschlüsse auf den Entstehungsort, was hilft, den Untergrund zu unterdrücken. Zerfälle von α -Teilchen an der Oberfläche lassen sich dadurch als Untergrund identifizieren, was das Energiespektrum stark bereinigt (rotes Histogramm).

Mittlerweile erreicht GERDA den bislang besten Untergrundindex von $<10^{-3}$ Ereignisse/(keV · kg · yr) (Inset in **Abb. 6**). Die Kombination aus hoher Auflösung und reduziertem Untergrund macht GERDA zum zurzeit sensitivsten Experiment zur Suche nach dem neutrinolosen Doppelbetazerfall, obwohl es nur eine vergleichsweise kleine Masse M einsetzt (**Tab. 1**). Um unvoreingenommen zu entscheiden, wie die Selektion zwischen Untergrund und zulässigen Daten erfolgt, steht den Arbeitsgruppen zunächst ein Bereich von ± 25 keV um $Q_{\beta\beta}$ nicht für die Analyse zur Verfügung. Erst nach Fixierung der Parameter aller Selektionsmethoden und des Untergrundmodells zur Beschreibung des gesamten Spektrums wird dieser Bereich geöffnet. Diese „blinde Analyse“ ist mittlerweile Standard bei allen $0\nu\beta\beta$ -Experimenten.

Tab. 1 zeigt eine Übersicht über die wichtigsten Experimente und einige Kenngrößen. Die Sensitivität $\hat{S}_{1/2}^{0\nu}$ gibt die mittlere Erwartung für die Grenze an die Halbwertszeit an, wie sie sich aus den Kenngrößen des Experiments ableitet. Aufgrund statistischer Schwankungen des Untergrunds kann die tatsächlich erreichte Grenze von $T_{1/2}^{0\nu}$ abweichen. Wäre das Neutrino ein Majorana-Teilchen und die effektive Neutrinomasse $m_{\beta\beta}$ größer als der in **Tab. 1** angegebene Wert, wäre allein die Rate des Neutrinoaustauschs als Mechanismus für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall hoch genug, um dies im Experiment zu sehen. Dass für diese Massengrenze an $m_{\beta\beta}$ ein Bereich angegeben wird, liegt an den Unsicherheiten der Kernmatrixelemente.

Das Experiment MAJORANA, aufgebaut im Sanford Underground Laboratory in den USA, setzt wie GERDA

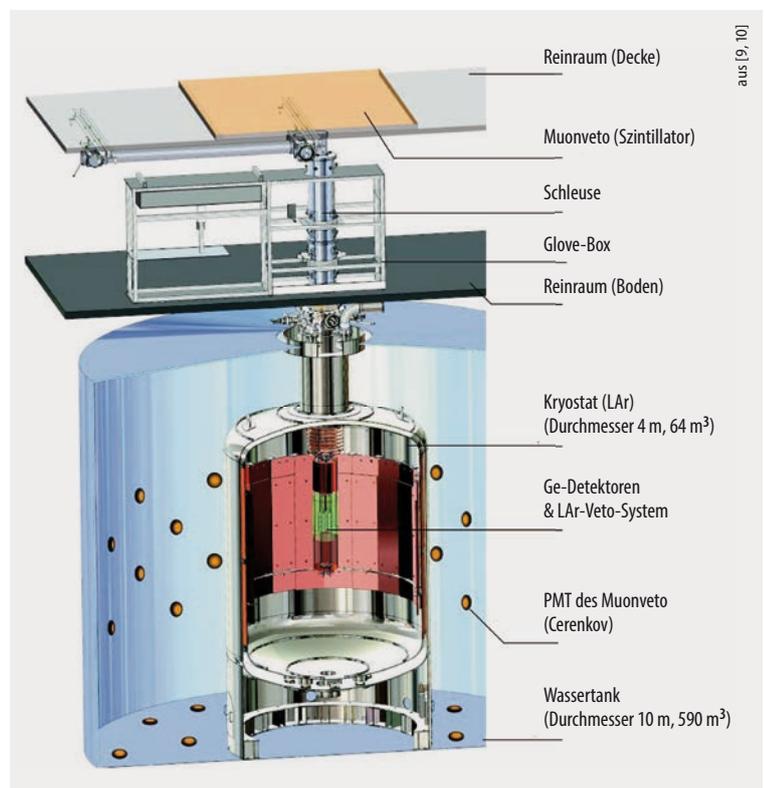
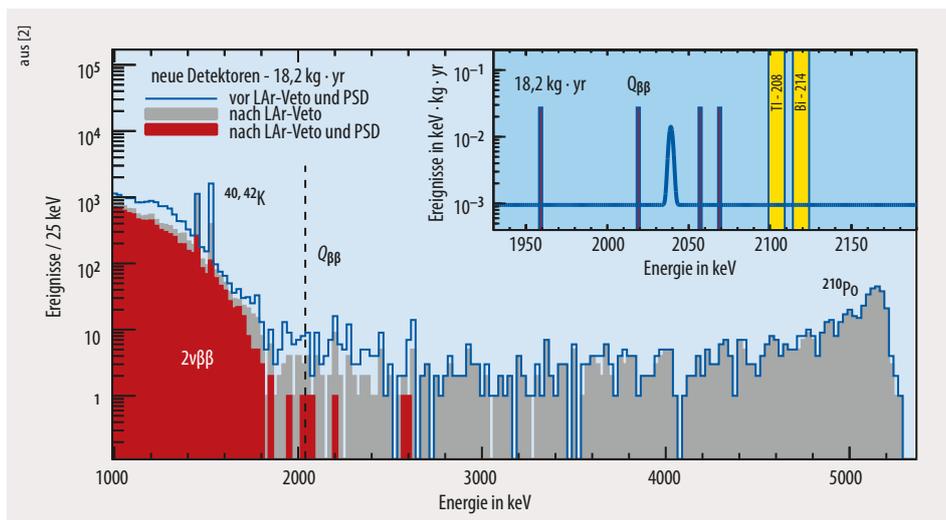


Abb. 5 Das GERDA-Experiment, das seit 2011 im Untergrundlabor am Gran Sasso in Betrieb ist, nutzt einen großen Kryostaten mit flüssigem Argon, das gleichzeitig die Germanium-Detektoren kühlt und als Veto-Detektor fungiert [9, 10].

Abb. 6 Das blaue Histogramm zeigt das Energiespektrum im Bereich von 1 bis 5,3 MeV, welches in Phase II mit den neuen Detektoren von GERDA gemessen wurde [2]. Die Schnitte aus LAr-Veto (grau) und PSD (rot) reduzieren den Untergrund deutlich. Das Inset zeigt den Bereich um $Q_{\beta\beta}$ mit den Positionen von vier in der Umgebung gefundenen Ereignissen. Bisher wurde bei $Q_{\beta\beta}$ kein Signal und damit kein Hinweis auf den neutrinolosen doppelten Betazerfall registriert. Eingezeichnet (blau) ist die maximal mit den bisherigen Daten verträgliche Intensität einer Linie bei $Q_{\beta\beta}$. In den gelben Bereichen könnten Beiträge bekannter Zerfallsphotonen liegen.



das Isotop ^{76}Ge ein, vertraut aber einer konventionellen Abschirmung aus Blei und Kupfer. Alle laufenden Experimente planen einen Ausbau der aktiven Targetmasse bei weiterer Reduktion des Untergrunds, um für den Zerfall mittels Neutrinoaustausch die Massenskala der invertierten Hierarchie zu erreichen bzw. die Sensitivität bis zu Lebensdauern um 10^{28} Jahre zu steigern.

LEGEND ist der Zusammenschluss von GERDA und MAJORANA unter weltweiter Öffnung der Kollaboration mit dem Ziel, eine Tonne ^{76}Ge stabil zu betreiben. LEGEND-200 [11] wird als erste Phase unter Nutzung der Infrastruktur von GERDA im Gran Sasso-Labor betrieben, 200 kg an ^{76}Ge untersuchen und den Ausbau auf eine Tonne ^{76}Ge vorbereiten (LEGEND-1000). Der Vollausbau zu LEGEND ermöglicht eine Sensitivität von $T_{1/2}^{0\nu} \sim 10^{28}$ Jahren. Nach einer Laufzeit von rund fünf Jahren könnten unter Annahme der invertierten Hierarchie die ersten Signale beobachtbar sein. Aber auch bei normaler Hierarchie bietet der erreichbare Parameterbereich ein beachtliches Entdeckungspotenzial.

Fazit

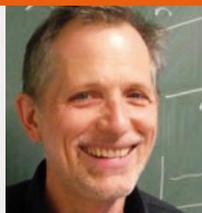
Die Suche nach dem $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ist aus Sicht der Teilchenphysik interessant, um die Natur des Neutrinos und die Erzeugung seiner Masse zu verstehen, sowie aus kosmologischer Sicht, um die Entstehung der Materie im Universum zu erklären. Die Frage nach Dirac- oder Majorana-Natur des Neutrinos ist dabei äquivalent zur Frage nach der Existenz von Leptonenzahlverletzung. Weltweit wird aktiv nach dem neutrinolosen doppelten Betazerfall gesucht. Mit Beteiligungen an GERDA, LEGEND, EXO und nEXO sind deutsche Gruppen zum Teil in führender Rolle an den relevantesten Projekten beteiligt. Zusammen mit Experimenten wie KATRIN, die darauf abzielen, die Neutrinomasse zu bestimmen, ist die Untersuchung der Neutrinoeigenschaften ein Schwerpunkt der Teilchenphysik in Deutschland.

Literatur

- [1] M. Goepfert-Mayer, Phys. Rev. **48**, 512 (1935)
- [2] M. Agostini et al. (GERDA-Coll.), Phys. Rev. Lett. **120**, 132503

- (2018)
- [3] C. E. Aalseth et al. (MAJORANA-Coll.), Phys. Rev. Lett. **120**, 132502 (2018)
- [4] C. Alduino et al. (CUORE-Coll.), Phys. Rev. Lett. **120**, 132501 (2018)
- [5] A. Gando et al. (KamLAND-Z-Coll.), Phys. Rev. Lett. **117**, 082503 (2016)
- [6] J. B. Albert et al. (EXO-200-Coll.), Phys. Rev. Lett. **120**, 072701 (2018)
- [7] J. C. Helo and M. Hirsch, Phys. Rev. D **92**, 073017 (2015)
- [8] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Eur. Phys. J. A **12**, 147 (2001)
- [9] K.-H. Ackermann et al. (Gerda-Coll.), Eur. Phys. J. C **73**, 2330 (2013)
- [10] M. Agostini et al. (Gerda-Coll.), Eur. Phys. J. C **78**, 388 (2018)
- [11] N. Abgrall et al. (Legend-Coll.), AIP Conf. Proc. **1894**, 020027 (2017)

Die Autoren



Josef Jochum hat an der TU München promoviert. Nach Postdoc-Aufenthalten in den USA und in Frankreich ist er seit 2004 Professor für Experimentalphysik an der Universität Tübingen. Neben der Suche nach der Leptonenzahlverletzung durch den neutrinolosen doppelten Betazerfall ist er bei

Experimenten zur Bestimmung der Neutrinomasse und zur Suche nach schwach wechselwirkenden Teilchen oder Axionen als Bestandteil der Dunklen Materie im Universum aktiv.



Peter Grabmayr hat an der Universität Wien Physik studiert und am Institut für Radiumforschung und Kernphysik promoviert. Nach Postdoc-Stellen in Athens, USA, und am MPI für Kernphysik in Heidelberg hat er von der Universität Tübingen aus Experimente an Beschleunigern in den USA sowie in Japan und Europa zur

Kernstruktur durchgeführt. Seit 2005 ist er Mitglied der GERDA-Kollaboration. Seit Ende 2017 ist er im Ruhestand.

Prof. Dr. Josef Jochum, Kepler Center for Astro and Particle Physics, Universität Tübingen, 72076 Tübingen

Prof. Dr. Peter Grabmayr, Physikalisches Institut, Universität Tübingen, grabmayr@uni-tuebingen.de