



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN

HZDR

HELMHOLTZ ZENTRUM
DRESDEN ROSSENDORF

γ -Spektrometrische Analyse einer Meteoritenprobe mittels ultra-low-background HPGe-Detektor

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

vorgelegt von

Juliane Gocht
geboren am 06.12.2001, Ebersbach/Sachs.

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Technische Universität Dresden

und

Institut für Strahlenphysik
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

2024

Eingereicht am 13.09.2024

1. Gutachter: Prof. Dr. Daniel Bemmerer
2. Gutachter: Dr. Frank Siegert

Zusammenfassung

Meteoriten liefern wertvolle Erkenntnisse über die Entstehung des Sonnensystems und die Bildung der Planeten und anderer Himmelskörper. Die sehr seltenen Aubrite sind dabei von besonderem Interesse aufgrund ihrer Entstehungsgeschichte unter extrem reduzierenden Bedingungen im frühen Sonnensystem [1]. Ihre fragmentierte Struktur und die inhomogene Aussetzung gegenüber kosmischer Strahlung machen ganzheitliche Untersuchungen erforderlich. Eine vielversprechende Methode stellt die γ -Spektrometrie dar.

Im Rahmen dieser Arbeit wird das mit dem ultra-low-background HPGe-Detektor TU1 im Untergrundlabor Felsenkeller in Dresden aufgenommene γ -Spektrum eines Bruchstücks eines am 21. Januar 2024 gefallenen Aubriten analysiert. Neben den auch im natürlichen Untergrund vorkommenden Zerfallsprodukten der primordialen Nuklide ^{238}U und ^{232}Th sowie dem primordialen ^{40}K konnten die vier kosmogenen Radionuklide ^{26}Al , ^{22}Na , ^7Be und ^{54}Mn nachgewiesen werden (95% C.L.). Die ermittelten Aktivitäten werden mit den Ergebnissen einer anderen γ -Spektrometrischen Analyse zweier weiterer Bruchstücke desselben Meteoritenfalls [2] verglichen. Für andere typische kosmogene Radionuklide werden obere Grenzwerte für die Aktivitäten gesetzt.

Für die Bestimmung des absoluten Vollenergieansprechvermögens wird die Monte-Carlo Simulation des Detektors für nahe Geometrien und ausgedehnte Strahlungsquellen optimiert.

Abstract

Meteorites provide valuable insights into the development of the solar system and the formation of planets and other celestial bodies. Rare Aubrites are of particular interest since they formed in the early solar system under extremely reducing conditions[1]. Due to their fragmented structure and heterogeneous exposure to cosmic radiation, comprehensive investigations are required. A promising method is γ -spectrometry.

The γ -spectrum of an aubrite sample from a freshly fallen meteorite (January 21, 2024) was measured using an ultra-low-background HPGe detector (TU1) at the shallow underground laboratory Felsenkeller and is analyzed within this thesis. The focus is on characterizing the sample and determining the activities of the contained radionuclides. In addition to the decay products of the primordial nuclides ^{238}U and ^{232}Th , as well as the primordial ^{40}K , which are also present in natural background radiation, four cosmogenic radionuclides ^{26}Al , ^{22}Na , ^7Be , and ^{54}Mn were detected (95% C.L.). The determined activities are compared with the results of another γ -spectrometric analysis of two additional aubrite fragments from the same meteorite fall [2]. For other typical cosmogenic radionuclides, upper limits for the activities are established.

In order to determine the absolute full energy peak efficiency the Monte Carlo simulation of the detector is optimized for close geometries and extended samples.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Theoretischer Hintergrund	4
2.1	Aubriten	4
2.1.1	Aktueller Forschungsstand zum Ribbeck Meteoriten	5
2.2	Radioaktiver Zerfall	7
2.3	Das charakteristische γ -Spektrum	9
2.3.1	Photoabsorption	10
2.3.2	Compton-Streuung	10
2.3.3	Paarbildung	11
2.4	Analytische Methoden	11
2.4.1	Statistische Überlegungen	11
2.4.2	Bestimmung des Peakinhalts	13
2.4.3	Bestimmung kritischer und oberer Grenzwerte	13
3	Ultra-low-background HPGe-Detektor TU1	16
3.1	Abschirmung und Untergrund	16
3.2	Detektorcharakteristika	17
3.2.1	Energiekalibrierung	18
3.2.2	Energie-Auflösungsvermögen	18
3.2.3	Absolutes Vollenergieansprechvermögen	19
3.3	Monte-Carlo-Simulation von TU1	21
3.3.1	Verifizierung der Monte-Carlo-Simulation von TU1 mit Kalibrierquellen	22
3.3.2	Optimierung des simulierten Aufbaus	25
4	Analyse des Aubriten	28
4.1	Auswertung des γ -Spektrums und Bestimmung der Peakinhalte	29
4.2	Detektoreffizienzen für untersuchte Energien	32
4.3	Berechnung der Aktivitäten bzw. oberer Grenzwerte	33
5	Diskussion und Ausblick	37
	Literaturverzeichnis	39

Abbildungsverzeichnis

1	Bestimmung des Peakinhalts am Beispiel von ^{22}Na mit $E_\gamma = 1274,547\text{ keV}$ [10]. Der Peak wird mit einer Gaußfunktion (blaue Kurve) gefittet, um die ROI (blau schraffierter Bereich) zu bestimmen. Links und rechts des Fitbereichs (violett schraffierte Bereiche) werden die Mittelwerte des Untergrunds bestimmt (violette Linie, im zu untersuchenden Untergrundbereich durchgezogen, im Fitbereich des Peaks gepunktet). Die Untergrundereignisse (violett gepunkteter Bereich) werden vom Gesamtinhalt in der ROI abgezogen, um die Ereignisse im Peak (blau gefärbter Bereich) zu bestimmen.	14
2	Schematischer Aufbau des TU1 Detektors ohne aktive Abschirmung [11]. Links: Aufbau des Detektors mit Hebemechanismus von außen. Rechts: Querschnitt des Inneren des Detektors mit Akrylglas-, Blei und Kupferschicht zur passiven Abschirmung kosmischer und natürlicher Strahlung.	17
3	Interpolation der FWHM über der Energie mit der Gleichung $\omega = \sqrt{r^2 + p^2 E + c^2 E^2}$ zur Bestimmung des Energieauflösungsvermögens des TU1 Detektors. Grundlage dafür bildet ein zu denen des Aubritspektrums ähnlichen Konditionen aufgenommenes Spektrum.	19
4	Oben: Experimentell (rot) und durch Simulation (blau) ermittelte VEAV in Abhängigkeit von den emittierten Photonenenergien der Kalibrierquellen. Unten: Zugehörige Residuen (blau) in Abhängigkeit von der Energie und deren gewichteter Mittelwert (rot).	24
5	Mittelwerte der Residuen aller Proben (rot) und Mittelwerte der Absolutbeträge der Residuen aller Proben (blau) bzw. unter Ausschluss von ^{22}Na und ^{133}Ba (violett) für verschiedene Parameterwerte. Oben: Variation der Endkappendistanz. Mitte: Variation der Endkappendicke. Unten: Variation der vorderen Totschichtdicke	26
6	Bruchstück des als Aubrit klassifizierten Ribbeck-Meteoriten.	28
7	Spektrum der Aubritenprobe (blau) mit einer Messzeit von 39 Tagen und des Untergrunds des TU1 Detektors (schwarz). Peaks im Spektrum des Meteoriten, die nicht im Hintergrund enthalten sind, deuten auf das Vorhandensein zugehöriger Nuklide im Gestein hin.	30
8	Vergleich der Zählrate im Vollenergiepeak von ^7Be bei $477,6035\text{ keV}$ [10] an Tag 4 (blau) bzw. Tag 64 (gelb) der Messung. Die Zählrate des kurzlebigen Nuklids mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 53,22\text{ d}$ [10] ist nach 60 Tagen deutlich gesunken.	31

9	Simulierter Aufbau der Messung. Links: Nebeneinanderstellung der Position der Probe auf der Endkappe im Experiment (links) und in der Simulation (rechts). Rechts: Visualisierung der Probe und der einzelnen Komponenten des TU1 Detektors und dessen Abschirmung in der Simulation.	33
---	---	----

Tabellenverzeichnis

1	Mineralogische Zusammensetzung des Ribbeck-Meteoriten [2].	6
2	Maße der ausgedehnten ^{40}K -Proben.	20
3	Aktivitäten der Kalibrierproben. Mit den tabellierten Halbwertszeiten $T_{1/2}$ [10], den Herstellerangaben zur Referenzaktivitäten A_0 und der zwischen Referenzdatum und Messdatum vergangenen Zeit t_{Diff} kann die zur Messung aktuelle Aktivität A berechnet werden.	21
4	Experimentelle Daten der Kalibrierproben. Anhand der bestimmen Aktivitäten A , der tabellierten Photonenenergien E_γ und Emissionswahrscheinlichkeiten ν , der totzeitkorrigierten Messzeiten t und der durch die TPAM ermittelten Ereignisse N werden die VEAV berechnet.	22
5	Literaturwerte für die verwendeten γ -Übergänge und die Ergebnisse der simulierten VEAV. Anhand der festgelegten Zahl emittierter Photonen, der Emissionswahrscheinlichkeiten ν und der durch die TPAM ermittelten Ereignisse N werden die VEAV berechnet.	23
6	Vergleich des initialen (oben) und optimierten (unten) Simulationsaufbaus. Für verschiedene Kombinationen der Endkappendistanz, Endkappen- und Totschichtdicke werden für die Kalibrierproben gewichtete Mittelwerte des Residuums R bzw. dessen Absolutbetrag R_{abs} und deren Unsicherheiten ΔR berechnet.	27
7	Zeitliche Daten der einzelnen Messläufe.	29
8	Ergebnisse der Prüfung erwarteter Vollenergiepeaks auf Signifikanz. Der Vergleich der ermittelten Anzahl an Ereignissen im Peak N mit einem kritischen Grenzwert L_C liefert eine Aussage über die Signifikanz des Peaks. Im Falle nicht nachweisbarer Peaks wird ein Oberer Grenzwert an Ereignissen in diesem Bereich L_U angegeben.	32
9	In der Simulation definiertes Quellmaterial. Die Massenanteile w werden anhand der tabellierten Dichten ρ und der Volumentanteile Φ berechnet.	33
10	Daten der untersuchten kosmogenen, primordialen und natürlichen Radionuklide. Für die bestimmten Detektoreffizienzen ϵ werden jeweils eine konservativ und eine optimistisch abgeschätzte Unsicherheit angegeben.	34
11	Aktivitäten A_0 und spezifische Aktivitäten A_0^{spez} der untersuchten Nuklide. Für nachweisbare Nuklide werden jeweils die konservativ und optimistisch abgeschätzten Unsicherheiten angegeben.	36

12	Aktivitäten der kosmogenen, primordialen und natürlichen Radionuklide für verschiedene Proben (AKM01, AKM05, F74). Die Ergebnisse für die Proben AKM01, AKM05 stammen aus einer anderen Studie vom 21.05.2024 [2]	37
----	---	----

Abkürzungsverzeichnis

FWHM	Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum)
HPGe	Hochreines Germanium (High-Purity Germanium)
HZDR	Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf
ROI	Peakbereich (Region Of Interest)
TPAM	Methode der Gesamtpeakfläche (Total-Peak-Area-Method)
UTC	Koordinierte Weltzeit (Coordinated Universal Time)
VEAV	Vollenergieansprechvermögen

1 Einleitung

Jüngste Ereignisse weckten das Interesse zahlreicher Wissenschaftler und Wissenschaftlerinnen: Im Januar 2024 trat der Asteroid 2024 BX1, auch bekannt als Sar2736, in die Erdatmosphäre ein und führte zum Fall des als Aubrit klassifizierten Ribbeck-Meteoriten nahe Nennhausen in Brandenburg, Deutschland. Meteoriten und insbesondere die seltenen Aubriten bieten die einzigartige Gelegenheit, tiefere Einblicke in die Entstehung und Entwicklung des Sonnensystems sowie in die Eigenschaften stellarer und interstellarer Himmelskörper zu gewinnen. Trotz vorhandener Studien bestehen in der Forschung zu Aubriten noch zahlreiche offene Fragen, die die genaue Herkunft und Charakterisierung der Mutterkörper, den Entstehungszeitraum und -prozess, sowie die Verknüpfung zu anderen Himmelskörpern betreffen. Kosmogene Nuklide könnten hierbei eine Schlüsselrolle spielen. Diese radioaktiven Isotope entstehen durch Wechselwirkungen von kosmischer Strahlung mit Materie und liefern wertvolle Informationen zur Datierung von Ereignissen, zu Entstehungsprozessen und zur kosmischen Strahlung. Eine Möglichkeit, kosmogene Nuklide in Meteoriten zu bestimmen, ist die Beschleuniger-Massenspektrometrie (AMS). Diese Methode bietet den Vorteil einer sehr genauen Messung der Isotope, ist jedoch nicht zerstörungsfrei. Es müssen lokal kleine Probenmengen entnommen werden, was besonders bei inhomogenen Proben, wie brekziösen Aubriten, problematisch sein kann. Da der Mutterkörper eines brekziösen Aubriten größer war und die Bruchstücke unterschiedlich stark der kosmischen Strahlung ausgesetzt waren, können die Konzentrationen kosmogener Nuklide von Bruchstück zu Bruchstück stark variieren. Im Gegensatz dazu ist die γ -Spektrometrie eine ausgezeichnete Methode, um derartige Proben zu untersuchen. Sie ermöglicht eine schnelle und kostengünstige Analyse und kann größere Proben ohne Zerstörung untersuchen, was besonders bei brekzierten Meteoriten von Vorteil ist. In dieser Arbeit wird ein Bruchstück des Ribbeck-Meteoriten untersucht. Dafür wird das zuvor mit einem ultra-low-background HPGe-Detektor (TU1) aufgenommene γ -Spektrum des Aubriten analysiert, um die darin vorhandenen Radionuklide zu identifizieren. Für die nachweisbaren Radionuklide wird die spezifischen Aktivitäten bestimmt, während für nicht detektierbare Nuklide obere Grenzen ermittelt werden. Die zur Auswertung benötigte absolute Vollenergiepeakeffizienz des Detektors wird mithilfe einer Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Durch den Vergleich der simulierten und experimentell ermittelten Effizienzen von Punktquellen und ausgedehnter Quellen, wird die Simulation weiter optimiert. Abschließend werden die ermittelten Aktivitäten des Aubrit-Bruchstücks mit den Ergebnissen anderer Studien verglichen und diskutiert.

2 Theoretischer Hintergrund

Dieses Kapitel gibt einen kurzen theoretischen Überblick über die für die Arbeit relevanten Aspekte gegeben. Dies sind insbesondere der im Fokus stehende Aubrit 2.1 und die Messmethodik der Gammastrahlung. Für letztere sollten radioaktive Zerfälle 2.2 und Wechselwirkungen von Gammastrahlung mit Materie, wie sie im Detektor stattfinden 2.3, nachvollzogen werden können. Außerdem werden einige verwendete Analysemethoden erläutert 2.4.

2.1 Aubriten

Aubriten bilden eine seltene Untergruppe achondritischer Meteoriten (Steinmeteoriten), die aufgrund ihrer besonderen Zusammensetzung und ihrer Entstehung von großem Interesse in der astronomischen und physikalischen Forschung sind.

Die chemische Zusammensetzung und das Mineralgefüge der gefundenen Aubrite spiegeln die Bedingungen wider, unter denen sie auf ihrem Mutterkörper gebildet wurden. So deutet das chalkophile bzw. siderophile (Verbindung mit Schwefel bzw. Eisen bevorzugende) Verhalten normalerweise lithophiler (Verbindung mit Sauerstoff bevorzugender) Elemente wie Ti, Cr, Mn und Na auf stark reduzierende Bedingungen bei der Entstehung hin. Aubriten sind nahezu monomineralische Gesteine und bestehen aus fast komplett FeO-freiem Enstatit, einem mittelharten Mineral, das Aubriten ihre charakteristische graubraune Farbe verleiht. Außerdem sind kleinere Mengen an albitischem Plagioklas, fast FeO-freiem Diopsid und Forsterit enthalten. Als Nebenbestandteile konnten metallisches Fe, Ni, Troilit FeS und eine Reihe seltener Begleitminerale, viele davon unbekannt auf der Erde, nachgewiesen werden.

Es gibt Hinweise darauf, dass Aubriten bzw. deren Mutterkörper, meist ein Asteroid, unter ebensolchen reduzierenden Bedingungen durch Schmelzen und fraktionale Kristallisation gebildet wurden. Dabei kühlt sich ursprünglich homogenes Magma eines Magmaozeans in unterschiedlichen Phasen ab und erstarrt, wobei verschiedene Mineralien zu unterschiedlichen Zeitpunkten aus der Schmelze auskristallisieren. Dieser Prozess heißt Differentiation. Von einem auf diese Art und Weise schalenähnlich aufgebauten Himmelskörper stammende Meteoriten werden als differenziert bezeichnet und machen im Gegensatz zu den undifferenzierten, deren Mutterkörper keine Schmelze erfuhr, nur einen kleinen Bruchteil aller bekannten Meteoriten aus. Differenzierte Meteoriten werden eingeteilt in metallreiche, anteilig aus dem Kern des Mutterkörpers stammende Eisenmeteorite und aus dem Mantel des Mutterkörpers herausgeschlagene Steinmeteorite. Zu letzteren gehören die Aubriten. Diese wiederum werden nach drei möglichen Bildungsprozessen unterschieden: Fragmental-Brekzien und Regolith-Brekzien zeigen eine stark fragmentierte Struktur, wobei

Fragmental-Brekzien aus Gesteinsbruchstücken bestehen, die durch Kollisionen mit dem Mutterkörper bestehen, und durch erneute Impakte oder die Schwerkraft des Mutterkörpers wieder miteinander verfestigt werden. Regolith-Brekzien hingegen bildeten sich durch die Ansammlung und Verdichtung loser Gesteins- und Staubpartikel von der Oberfläche des Mutterkörpers. Im Gegensatz dazu ist das Material Nicht-Brekziöser Aubrite homogen, was auf die Entstehung durch Schmelzen und anschließende Kristallisation hinweist.

Die für den Entstehungsprozess der Aubrite notwendigen, extrem hohen Temperaturen führen zu der gegenwärtigen Annahme, dass Aubriten sehr früh in der Geschichte des Sonnensystems, innerhalb weniger Millionen Jahre nach dessen Entstehung und sehr nah an der Sonne, wahrscheinlich innerhalb von 1 AU (Astronomische Einheit) entstanden. Verschiedene Studien zur Altersbestimmung [3][4] belegen diese Annahme. Vermutlich führten Zerfälle von Radionukliden mit (im Vergleich zum Alter des Universums) kurzlebigen Halbwertszeiten wie ^{26}Al und eventuell ^{60}Fe zu intensiven Erwärmungen innerhalb des Sonnensystems. In den so entstandenen Magmaozeanen auf den frühen Planeten und Asteroiden kam es dann unter stark reduzierenden Bedingungen zur Bildung von Aubriten. Den magmatischen Ursprung belegt auch das Vorkommen einer Vielzahl von lithischen Klasten, das heißt Einbettung von Fragmenten bereits existierender Gesteine, seltener Erden und anderer Spurenelemente in Aubriten. Der genaue Ursprung der Aubriten konnte allerdings bisher nicht festgestellt werden. Es werden jedoch mindestens zwei verschiedene Mutterkörper angenommen. Wie genau diese aussehen ist unklar, beispielsweise wurde Merkur als Kandidat diskutiert. Mineralogische Ähnlichkeiten und die Feststellung, dass Hochgeschwindigkeitsejekta von Merkur die Erde erreichen können, sprechen für diese Annahme. Der Reichtum an Fe–Ti-Oxiden auf dessen Oberfläche widerspricht dieser jedoch. Forschende vermuten, dass die Mutterkörper möglicherweise zu den Asteroiden der enstatitreichen E-Typen gehören. Insbesondere der erdnahen Asteroid "3103 Egerist" Objekt vieler Spekulationen. Neben dem Gestein stimmen zudem die Bahn des Asteroiden mit den Fallterminen und langen kosmischen Strahlungs-Expositionszeiten der Aubriten überein. [1][5][6] Neue Erkenntnisse könnte der Ribbeck Meteorit liefern.

2.1.1 Aktueller Forschungsstand zum Ribbeck Meteoriten

Der Meteoritenfall in Ribbeck ist der dritte innerhalb der letzten drei Jahre und der insgesamt zwölfte dokumentierte Aubriten-Fall. Wie bereits vor dem Impaktereignis vorhergesagt [7], drang der Asteroid "2024 BX1", auch bekannt als SSar2736", mit einem Radius von ungefähr 22 cm [7] am 21. Januar 2024 um 00:32:38 in der Koordinierten Weltzeit (UTC) über Brandenburg als eindrucksvoller Feuerball in die Erdatmosphäre ein. Dabei verlor er den Großteil seiner ursprünglichen Masse,

die auf rund 140 kg geschätzt wurde, und zerbrach in zahlreiche Fragmente. Diese wurden durch starke Winde in südöstliche Richtung geweht und landeten auf einem schneebedeckten Streufeld von etwa $1.5 \text{ km} \times 10 \text{ km}$ südöstlich von Ribbeck. Bis zum 29. Juni 2024 konnten insgesamt 202 Fragmente mit einem Gesamtgewicht von 1785 g geborgen werden, wobei die größte Probe 212 g wog.

Es fanden bereits intensive Untersuchungen der Fragmente des Meteoriten von Ribbeck statt. Verschiedene Institute und Universitäten nutzten eine Vielzahl an Methoden, darunter beispielsweise optische und Elektronenmikroskopie, Dichtebestimmungen, Computertomographie sowie spektrometrische Analysen zur Feststellung seiner chemischen und mineralogischen Eigenschaften [2]. Die Bruchstücke enthalten helle Kristallfragmente, eingebettet in eine dunkelgraue Grundmasse. Die starke Fragmentierung der Brekzie mit einer mittleren Korngröße von über $25 \mu\text{m}$ lässt einen ebenfalls grobkörnig fragmentierten Ausgangsstein und einen magmatischen Ursprung vermuten. Fehlende Anzeichen auf Einflüsse durch Sonnenwinde schließen die Entstehung auf der Oberfläche des Mutterkörpers aus und deuten auf den fragmentalen Charakter der Brekzie hin. Die recht hohe Differenz zwischen der Korndichte von $3.14 - 3.29 \frac{\text{g}}{(\text{cm})^3}$ und der Schüttdichte von $2.51 \frac{\text{g}}{(\text{cm})^3} - 2.71 \frac{\text{g}}{(\text{cm})^3}$ erklärt die hohe Porosität des Ribbeck Meteoriten und die Risse auf dessen Oberfläche. Desweiteren zeigte sich, dass der Meteorit größtenteils aus grobkristallinem, nahezu FeO-freiem Enstatit besteht, mit geringeren Mengen an albitischem Plagioklas und weiteren Mineralen. Die Zusammensetzung kann Tabelle 1 entnommen werden.

Tabelle 1: Mineralogische Zusammensetzung des Ribbeck-Meteoriten [2].

Mineral	Volumenanteil [vol%]
Nahezu FeO-freies Enstatit	76 ± 3
davon Enstatit (MgSiO_3)	99,1
Ferrosilit (FeSiO_3)	<0,04
Wollastonit (CaSiO_3)	0,9
Albitischer Plagioklas	$15 \pm 2,5$
davon Albit ($\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$)	95,3
Anorthit ($\text{CaAl}_2\text{Si}_2\text{O}_8$)	2
Orthoklas (KAlSi_3O_8)	2,7
Forsterit (Mg_2SiO_4)	$5,5 \pm 1,5$
Opake Phasen	$3,5 \pm 1.0$
Nahezu FeO-freies Diopsid	Spuren
davon Enstatit (MgSiO_3)	53,2
Wollastonit (CaSiO_3)	45,8
K-Feldspat	Spuren
davon Albit ($\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$)	4,6
Orthoklas (KAlSi_3O_8)	95,4
S-haltige K-Feldspat ähnliche Phase	Spuren

Die chemische Zusammensetzung ähnelt insbesondere dem Bishopville-Aubriten. Zusätzlich zeigten die Sauerstoff-Isotopenanalysen große Übereinstimmungen mit dem

ursprünglichen, chemisch homogenen Silikatmaterial, aus dem die Erde ohne den metallischen Kern besteht. Diese Ähnlichkeit deutet auf die Herkunft aus einer ähnlichen Region des Sonnensystems wie die Erde. Die Titan-Isotopendaten bestätigen dies ebenfalls und zeigen, dass der Ribbeck Meteorit seinen Ursprung im Non-Carbonaceous Reservoir hat. Dabei handelt es sich um einen Bereich des inneren Sonnensystems, dessen dort enthaltenen Materialien keinen Kohlenstoff enthalten. Auch aus Berechnungen der Orbitbahnen des Mutterkörpers 2024 BX1 wurde geschlossen, dass dieser aus der inneren Region des Asteroidengürtels zwischen Mars und Jupiter, möglicherweise aus der Hungaria-Gruppe stammen könnte. Die Edelgasanalyse ergab, dass Neon (Ne) und Helium (He) in Ribbeck kosmogen sind, also durch die kosmische Strahlung im Weltraum entstanden. Der Vergleich der Konzentration kosmogener Isotope und der Produktionsraten gibt Auskunft über die Verweildauer des Mutterkörpers im Kosmos, das sogenannte Kosmische Strahlungsalter ("Cosmic-Ray-Exposure Age" (CRE-Alter)). Demnach war der Ribbeck-Mutterkörper für 55 – 62 Ma vor allem oberflächlich kosmogener Strahlung ausgesetzt. Je nachdem wo sich die untersuchten Bruchstücke im Mutterkörper befanden, unterscheiden sich die Anteile enthaltener kosmogener Nuklide stark.

Zwei Bruchstücke wurden bereits am Niederniveaumesslabor Felsenkeller des VKTA hinsichtlich radioaktiver Nuklide untersucht. Die Ergebnisse dienen als Orientierung für diese Arbeit. Sie werden am Ende mit denen der dritten Probe verglichen und in Kapitel 5 dargestellt.

2.2 Radioaktiver Zerfall

Der Kern eines Atoms besteht aus insgesamt $A = N + Z$ Nukleonen, wobei A Massenzahl genannt wird. Die Atomzahl Z gibt die für das vorliegende Element charakteristische Anzahl positiv geladener Protonen an und N die Anzahl ungeladener Neutronen.

Instabile Atomkerne werden als Radionuklide bezeichnet und wandeln sich unter Emission von Strahlung in leichtere Kerne um. Wie häufig ein Radionuklid zerfällt, wird durch dessen Nuklid-spezifische Halbwertszeit $T_{1/2}$, nach der im Durchschnitt die Hälfte der anfangs vorhandenen Kerne eines Isotops $N_0 = N(t = 0)$ zerfallen sind, definiert und kann mit Hilfe des Zerfallsgesetzes

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\lambda t} \tag{2.2.1}$$

beschrieben werden. Dabei stellt $\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}}$ die Zerfallskonstante dar. Sie charakterisiert die Proportionalität zwischen der Anzahl vorhandener Kerne und der Aktivität, also der Anzahl der Zerfälle pro Zeitabschnitt. Damit ergibt sich die zeitabhängige Aktivität

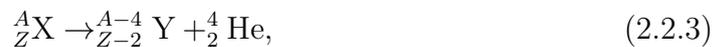
$$A(t) = -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t) = A_0 \cdot e^{-\lambda t} \quad (2.2.2)$$

mit der Aktivität $A_0 = A(t=0) = \lambda N_0$ zum Zeitpunkt $t=0$ [8][9].

Man unterscheidet zwischen verschiedenen Arten des radioaktiven Zerfalls, die abhängig vom Radionuklid mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit stattfinden. Im Folgenden wird eine Auswahl der für die anschließenden Untersuchungen relevanten Zerfälle beschrieben.

α -Zerfall

Der α -Zerfall ist im Besonderen für schwere protonenreiche ($Z > 83$) [8] Kerne von Bedeutung. Dabei wird die Anzahl der Protonen unter Aussendung eines ${}^4_2\text{He}$, dem sogenannten α -Teilchen, um zwei reduziert:

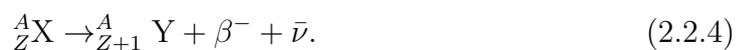


wobei X dem Mutterkern und Y dem Tochterkern entspricht. Die resultierende α -Strahlung ist ionisierend und hat aufgrund der elektrischen Ladung und der relativ großen Masse der α -Teilchen eine sehr kurze Reichweite und ist somit gut abschirmbar [8].

β -Zerfall

Der β -Zerfall ist gekennzeichnet durch eine konstante Massenzahl A , wobei sich jedoch das Protonen-Neutronen-Verhältnis ändert.

Beim β^- -Zerfall neutronenreicher Kerne wird ein Neutron in ein Proton umgewandelt. Dabei werden ein negativ geladenes Elektron, das sogenannte β^- -Teilchen, und ein Anti-Elektron-Neutrino emittiert:



Im Gegensatz dazu findet beim β^+ -Zerfall neutronenarmer Kerne eine Umwandlung eines Protons in ein Neutron statt, die durch die Gleichung



beschrieben werden kann. Dabei entsteht außerdem ein Elektron-Neutrino.

Beim hier freiwerdenden β^+ -Teilchen handelt es sich um ein positiv geladenes Positron, das Antiteilchen des Elektrons. Die Umwandlung eines Protons in ein Neutron setzt das Vorhandensein eines Elektrons voraus. Da das im Kern nicht der Fall ist, muss dieses zuvor durch Paarbildung unter Entstehung eines Positrons synthetisiert werden. Dafür ist eine Energie von mindestens 1022 keV, was der Summe der Ruhe-

energien von 511 keV beider Teilchen entspricht, notwendig.

Kann diese Energie nicht vom Kern selbst bereitgestellt werden, fängt dieser ein Elektron aus der Atomhülle ein. Dieser Prozess heißt **Elektroneneinfang** (EC). Das dabei in der Hülle entstehende Loch wird von einem Elektron aus einer höherenergetischen Schale aufgefüllt und eine Kaskade wird ausgelöst. Die überschüssige Energie wird in Form von niederenergetischer Röntgenstrahlung oder Auger-Elektronen freigesetzt. Das auf einem der beiden Wege entstandene Positron wird in Materie stark abgebremst. Gemeinsam mit einem Elektron kommt es zur Bildung eines Positroniums und anschließend zur Annihilation unter Aussendung zweier Photonen mit einer Energie von jeweils 511 keV in entgegengesetzte Richtungen. Bei β -Strahlung handelt es sich also um ionisierende Strahlung mittlerer Reichweite, wobei γ -, Röntgenstrahlung bzw. Auger-Elektronen im Zusammenhang auftreten können [8].

γ -Zerfall

Die erläuterten Zerfälle resultieren häufig in einem angeregten Zustand des Tochterkerns, welcher sich unter Emission eines Photons diskreter Energie



abregt. Diesen Prozess bezeichnet man als γ -Zerfall und er unterscheidet sich insofern von den obigen Arten des radioaktiven Zerfalls, als dass weder A , Z noch N verändert werden. Die Energie des ausgesandten Photons entspricht gerade der Energiedifferenz zwischen angeregtem Zustand und dem Zustand nach der Abregung:

$$E_\gamma = E_{\text{angereg}} - E_{\text{abgereg}}. \quad (2.2.7)$$

Die daraus resultierenden diskreten Photonenenergien E_γ sind charakteristisch für den Mutterkern. Die elektromagnetische γ -Strahlung ist indirekt ionisierend und hat aufgrund der elektrischen Neutralität und der Masselosigkeit der Photonen ein hohes Durchdringungsvermögen [8].

2.3 Das charakteristische γ -Spektrum

In der γ -Spektrometrie wird die Charakteristik der Energien beim Zerfall emittierter Photonen genutzt. Durch Wechselwirkungen der Photonen mit dem Material der aktiven Detektorzone entstehen freie Ladungsträger, wodurch ein Signal erzeugt wird, das anschließend von weiteren Detektorkomponenten verarbeitet wird. Dieser Prozess resultiert in einem für die Quelle charakteristischen γ -Spektrum. Dabei wird allerdings nicht immer die gesamte Photonenenergie im Detektor deponiert. Wech-

selwirkungen sowohl in der aktiven Detektorzone selbst, als auch außerhalb dieser führen zu Modifizierungen des Spektrums mit den entsprechenden Vollenergiepeaks. Um diese erkennen und nachvollziehen zu können, werden die wichtigsten Prozesse kurz erläutert. Ihr Beitrag ist abhängig von den zugehörigen photonenergie- und materialabhängigen Wechselwirkungsquerschnitten der jeweiligen Prozesse.

2.3.1 Photoabsorption

Gibt das Photon bei der inkohärenten Streuung an ein gebundenes Elektron seine gesamte Energie ab, spricht man von Photoabsorption. Ist der Energieübertrag an das Elektron größer als dessen Bindungsenergie, kommt es zum Photoelektrischen Effekt: Das Elektron verlässt mit der überschüssigen Energie als kinetische Energie seinen Platz in der Atomhülle, woraufhin es weitere Atome ionisieren kann. Zurück bleibt ein positiv geladenes Loch, welches wiederum von Elektronen höherenergetischer Schalen aufgefüllt wird. Der Energieausgleich in der Hülle erfolgt unter Emission von Auger-Elektronen oder materialspezifischer niederenergetischer Röntgenstrahlung [8][9].

2.3.2 Compton-Streuung

Bei der Compton-Streuung handelt es sich um eine inkohärente Streuung eines Photons an einem quasifreien Hüllenelektron, wobei der Energieübertrag zur Änderung der Richtung und der Wellenlänge des Photons führt. Der Energieübertrag ist abhängig von der initialen Energie des Photons E_γ und des Streuwinkels θ und wird durch

$$\Delta E = E_\gamma \cdot \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}} (1 - \cos(\theta)) \right) \quad (2.3.1)$$

beschrieben. Er wird maximiert bei einem Streuwinkel $\theta = 180^\circ$ (Rückwärtsstreuung), wohingegen das Photon bei einem Streuwinkel von $\theta = 0^\circ$ (Vorwärtsstreuung) keine Energie verliert.

Erhält das Elektron mehr Energie als seine Bindungsenergie, wird es mit der überschüssigen Energie als kinetische Energie aus der Hülle herausgeschlagen und kann durch Sekundärionisation die gesamte Energie im umgebenen Material abgeben. Findet Compton-Streuung im Detektor statt, spiegelt sich dies in einer kontinuierlichen Verteilung von Ereignissen, dem sogenannten Compton-Kontinuum, bis zur Compton-Kante, die gerade dem Fall von Rückstreuung entspricht, im γ -Spektrum wider. Wenn Compton-Streuung außerhalb des Detektors stattfindet und das gestreute Photon seine verbleibende Energie im Detektor abgibt, entsteht ebenfalls eine kontinuierliche Verteilung im Spektrum. Dabei zeigt sich eine Anhebung auf

der linken Seite des Compton-Kontinuums, die als Rückstreupeak bezeichnet wird [8][9].

2.3.3 Paarbildung

Paarbildung nennt man den Prozess, bei dem im elektrischen Feld des Atomkerns aus einem Photon ein Elektron-Positron-Paar entsteht. Dies kann nur unter der Voraussetzung von einer Photonenenergie $E_\gamma > 1022 \text{ keV}$ stattfinden, die zur Erzeugung der beiden Teilchen mit einer Ruheenergie von jeweils 511 keV notwendig ist. Überschüssige Energie wird als kinetische Energie zwischen den Teilchen zu gleichen Teilen aufgeteilt. Das entstandene Elektron kann daraufhin wiederum Sekundärionisationen auslösen, wohingegen das Positron schnell abgebremst wird, sich mit einem Elektron zu einem Positronium verbindet und anschliessend Annihilation stattfindet. Die beiden entstehenden 511 keV Photonen können ihrerseits wieder mit der umgebenden Materie wechselwirken. Auf diese Weise kann die gesamte initiale Photonenenergie im Detektor deponiert werden. Andernfalls können ein oder beide Photonen den Detektor verlassen, was im Spektrum als Single-Escape-Peak bzw. Double-Escape-Peak bei einer Energie von $E_\gamma - 511 \text{ keV}$ bzw. $E_\gamma - 1022 \text{ keV}$ sichtbar wird. Durch die Detektion eines einzelnen Annihilationsphotons entsteht der sogenannte Annihilationpeak bei 511 keV [8][9].

2.4 Analytische Methoden

Um die verwendeten Methoden zur Auswertung des γ -Spektrums des Aubriten nachvollziehen zu können, werden diese im folgenden Abschnitt kurz erläutert.

2.4.1 Statistische Überlegungen

Die Grundlage dafür bietet die Betrachtung von Kernzerfällen als jeweils unabhängig voneinander, in einem Zeitraum Δt mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit

$$p = (1 - e^{-\lambda\Delta t}) \quad (2.4.1)$$

auftretenden binären Ereignisse. Dann genügt der Prozess der Bernoulliverteilung und die Wahrscheinlichkeit, dass n von N Kernen im Betrachtungszeitraum zerfallen, beträgt

$$P(n) = \frac{N!}{(N-n)!n!} p^n (1-p)^{N-n}, \quad (2.4.2)$$

womit nach einer Zeit Δt voraussichtlich

$$E(n) = pN \quad (2.4.3)$$

Zerfälle stattgefunden haben.

Für die Varianz als Maß für die Abweichung vom Mittelwert gilt

$$\text{var}(n) = (1 - p)E(n) = (1 - p)pN, \quad (2.4.4)$$

wobei die durchschnittliche Abweichung, die Standardabweichung, gerade durch

$$\sigma = \sqrt{\text{var}(n)} \quad (2.4.5)$$

gegeben ist.

Für eine präzisere Angabe der Unsicherheiten wird das Konzept des Konfidenzintervalls bzw. des Konfidenzniveaus eingeführt. Dieses ermöglicht Aussagen darüber, wie sicher man sein kann, dass der tatsächliche Wert innerhalb eines bestimmten Intervalls liegt. Es wird vom Konfidenzfaktor k festgelegt, wobei $k = 1$ den Fall der Standardabweichung beschreibt [8].

Unter der Annahme einer unbekanntem, aber großen Anzahl vorhandener Kerne N und einer kleinen Zerfallswahrscheinlichkeit p bildet die Poissonverteilung ein passendes Modell zur Beschreibung. Diese ist bei Zerfallsprozessen abgesehen von zwei Ausnahmen erfüllt: Für große Betrachtungszeiträume im Vergleich zur Halbwertszeit und hoher Detektoreffizienz oder für sehr geringe Zählraten gelten die unten genannten Gleichungen nicht. In allen anderen Fällen findet man für poissonverteilte Ereignisse

$$P(n) = \frac{(E(n))^n}{n!} e^{-E(n)} \quad (2.4.6)$$

mit dem Erwartungswert

$$E(n) = pN = n + 1. \quad (2.4.7)$$

Für die Varianz der Poissonverteilung wird 2.4.4 mit $p \ll 1$ zu

$$\text{var}(n) = E(n). \quad (2.4.8)$$

Handelt es sich bei der Differenz zwischen gemessenem Ereignis und dem Erwartungswert um eine rein zufällige Abweichung, wird eine Gauß- oder Normalverteilung der Wahrscheinlichkeiten

$$P(n) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{(n-E(n))^2}{2\sigma^2}} \quad (2.4.9)$$

zur Beschreibung genutzt, wobei auch hier $\text{var}(n) = E(n)$ gilt. Es wurde die Standardabweichung $\sigma = \sqrt{\text{var}(n)} = \sqrt{E(n)}$ eingesetzt, die ein Konfidenzintervall von

68,3 % bildet [8].

2.4.2 Bestimmung des Peakinhalts

Häufig ist die Anzahl der Vollenergiepeakereignisse im Impulshöhenspektrum von Interesse, da sie Aufschlüsse über die Anzahl stattgefundenen Zerfälle geben kann. Eine geeignete Methode um diese zu bestimmen stellt die Methode der Gesamtpeakfläche, die sogenannte "Total peak area method"(TPAM) dar.

Um den Peakbereich, innerhalb dessen die Ereignisse aufsummiert werden sollen, zu ermitteln, werden die Vollenergiepeaks mittels Gaußfunktion aus Gleichung 2.4.9 gefittet. Daraus erhält man neben der genauen Lage des Peaks die Standardabweichung σ , anhand derer die zu untersuchende Peakregion, die sogenannte "Region of Interest"(ROI), festgelegt wird. Sie wird definiert als $E(n) \pm k \cdot \sigma$ und umfasst n Kanäle. Eine Visualisierung befindet sich in Abbildung 1.

Desweiteren wurden Modifizierungen an der Fitfunktion 2.4.9 vorgenommen, indem ein linearer Offset-Parameter addiert wurde. Dieser berücksichtigt den Peakuntergrund, der sich hauptsächlich aus dem Compton-Kontinuum und nicht abgeschirmter strahlung zusammensetzt. Auf diese Weise kann die Anzahl an Untergründereignissen B in der ROI bestimmt und von der Gesamtanzahl an Ereignissen G abgezogen werden. Für die Bestimmung des Peakuntergrundes werden von zwei links und rechts neben dem Vollenergiepeak liegenden Bereichen mit n_l bzw. n_r Kanälen die durchschnittliche Anzahl an Untergründereignissen B_l bzw. B_r pro Kanal bestimmt. In Abbildung 1 wird das durch die violetten Linien dargestellt. Der in der ROI vorhandene wird aus dem Durchschnitt von B_l und B_r berechnet. Damit ergibt sich der Nettopeakinhalt N aus

$$N = G - B = G - n \frac{(B_l - B_r)}{2}. \quad (2.4.10)$$

wobei für die Standardabweichung

$$\sigma_N = \sqrt{\text{var}(N)} = \sqrt{N + B \left(1 + \frac{n}{n_l + n_r}\right)}. \quad (2.4.11)$$

gilt. [8]

2.4.3 Bestimmung kritischer und oberer Grenzwerte

Um die statistische Signifikanz eines potenziellen Vollenergiepeaks zu untersuchen, ist die Bestimmung eines kritischen Grenzwertes, ab dem von einer Aktivität in der Probe ausgegangen werden kann, sinnvoll. Die maximale statistische Fluktuation des Untergrundes σ_0 , das heißt ohne auf die Probe zurückführbare Ereignisse $N_0 = 0$, in diesem Bereich n beträgt

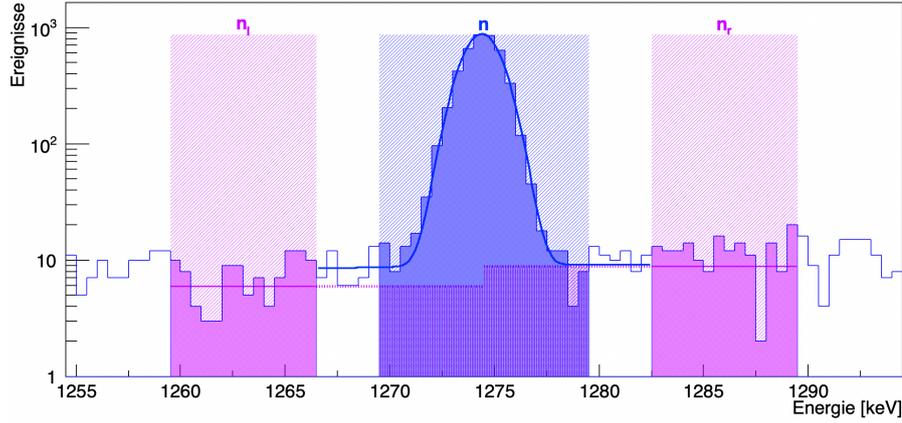


Abbildung 1: Bestimmung des Peakinhalts am Beispiel von ^{22}Na mit $E_\gamma = 1274,547$ keV [10]. Der Peak wird mit einer Gaußfunktion (blaue Kurve) gefittet, um die ROI (blau schraffierter Bereich) zu bestimmen. Links und rechts des Fitbereichs (violett schraffierte Bereiche) werden die Mittelwerte des Untergrunds bestimmt (violette Linie, im zu untersuchenden Untergrundbereich durchgezogen, im Fitbereich des Peaks gepunktet). Die Untergrundergebnisse (violett gepunkteter Bereich) werden vom Gesamteinhalt in der ROI abgezogen, um die Ereignisse im Peak (blau gefärbter Bereich) zu bestimmen.

$$\sigma_0 = \sqrt{\text{var}(N = 0)} = \sqrt{B \left(1 + \frac{n}{n_r + n_l} \right)}. \quad (2.4.12)$$

Werden nun mehr Ereignisse als k Standardabweichungen σ_0 , also $N > k \cdot \sigma_0$ detektiert, kann mit einer von k bestimmten Wahrscheinlichkeit von der Signifikanz der Zählung ausgegangen werden. Etwas intuitiver ausgedrückt: Werden bei der Messung der Probe mehr Ereignisse detektiert als im Untergrund erwartbarerweise gezählt werden, ist das mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit auf einen Zerfall in der Probe zurückzuführen.

Somit ergibt sich die kritische Grenze zu

$$L_C = k \sqrt{B \left(1 + \frac{n}{n_r + n_l} \right)}, \quad (2.4.13)$$

wobei schließlich diejenigen Zählungen signifikant sind, für die $N > L_C$ wahr ist. Konnte in der Region kein Peak nachgewiesen werden, kann lediglich ein oberer Grenzwert für die Anzahl detektierter Ereignisse angegeben werden:

$$L_U = N + k\sigma_N = N + k \sqrt{N + B \left(1 + \frac{n}{n_r + n_l} \right)} \quad (2.4.14)$$

wobei im Falle eines negativen N stattdessen $N = 0$ eingesetzt wird. Es kann mit einer zum Konfidenzfaktor k korrespondierenden Wahrscheinlichkeit behauptet werden, dass $N < L_U$ gilt.[8]

3 Ultra-low-background HPGe-Detektor TU1

Die Messungen werden mit dem ultra-low-background High-Purity-Germanium- Detektor (HPGe-Detektor) TU1 durchgeführt [11][12]. Er befindet sich im Untertage- labor Felsenkeller in Dresden, Deutschland, das von einer 45 m hohen Steinschicht überdeckt wird.

Bei dem verwendeten Detektor handelt es sich um einen coaxialen p-Typ HPGe- Detektor mit einer relativen Effizienz von 163%. Die aktive Zone des Halbleiterde- tektors bildet ein Kristall aus hochreinem Germanium. Mit einer Länge von 90 mm und einem Durchmesser von ebenfalls 90 mm umfasst er ein Volumen von 574 cm^3 und hat eine Masse von 3,06 kg. In seiner Achse befindet sich ein Kühlstab. Die abge- schliffenen p-dotierte Schicht auf der Oberseite des Kristalls (der Probe-zugewandten Seite) bildet eine Totschicht mit einer Dicke $< 0,5 \text{ mm}$. Dank der dünnen Endkap- pe von 1,6 mm aus Aluminium können niedrigerenergetische Photonen bis zu 22 keV nachgewiesen werden. Aufgrund von Vibrationsereignissen im Detektormaterial wer- den die aufgenommenen Spektren jedoch standardmäßig erst ab einer Energie von 40 keV ausgewertet.

3.1 Abschirmung und Untergrund

Um den Einfluss kosmischer und natürlicher Strahlung zu reduzieren, umgeben den Detektor eine Reihe von aktiven und passiven Abschirmungen. Das erste passive Schild bilden, neben der dicken Gesteinsschicht aus Hornblende Monzonit, eine das Labor umgebende Schicht aus strahlungsarmem Beton. Dennoch wurde in den La- borräumen ein wetterabhängiger Radon-Gehalt von $0 - 53 \frac{\text{Bq}}{\text{m}^3}$ gemessen.

Den Detektor selbst umgeben folgende Schichten zur passiven Abschirmung:

- Mit reinem Stickstoff durchflutete Anti-Radon Box aus Akrylglas (1 cm) zur Abschirmung von Radon
- Blei (^{210}Pb) mit hoher Massenzahl zur Abschirmung von γ -Strahlung (äußere: 10 cm mit normaler Aktivität von $21 \pm 2 \frac{\text{Bq}}{\text{m}^3}$, innere: 5 cm mit geringer Aktivität von $2.5 \pm 0,1 \frac{\text{Bq}}{\text{m}^3}$)
- Sauerstofffreies und quasi-strahlungsfreies Kupfer mit $\leq 0,04 \frac{\text{Bq}}{\text{m}^3}$ von ^{238}U (10 cm) zur Abschirmung entstandener Röntgenstrahlung und ^{210}Pb , ohne Störung durch eigene Radioaktivität

Zusätzlich sind zu allen Seiten des Detektors außerhalb der Anti-Radon-Box (außer dem Boden) 5 cm dicke Szintillatorplatten aus Polyvinyl-Toluol, einem syntheti- schen Kunststoff, angebracht. Diese dienen vorrangig als aktives Schild zur Abschir- mung von Myonen, haben aber auch einen abschwächenden Effekt auf einfallende γ -Strahlung und Neutronen.

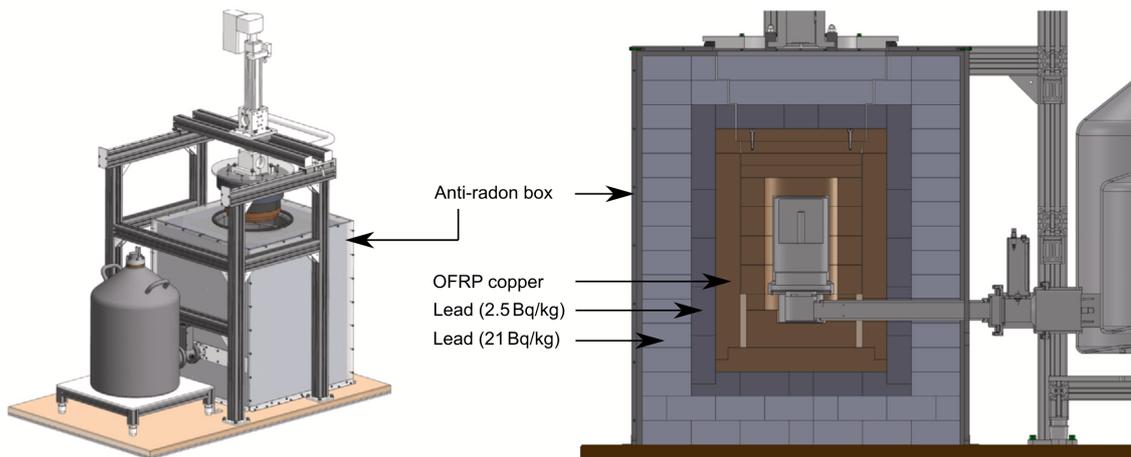


Abbildung 2: Schematischer Aufbau des TU1 Detektors ohne aktive Abschirmung [11]. Links: Aufbau des Detektors mit Hebemechanismus von außen. Rechts: Querschnitt des Inneren des Detektors mit Akrylglas-, Blei und Kupferschicht zur passiven Abschirmung kosmischer und natürlicher Strahlung.

Dieser Aufbau und Kontaminationen darin und im Detektor selbst, sowie verbleibende nicht-abgeschirmte Strahlung und dadurch induzierte Neutronen-Aktivierungen sorgen dennoch für Ereignisse im Untergrundspektrum. So werden beispielsweise Emissionslinien langlebiger kosmogener Radionuklide wie ^{54}Mn , ^{60}Co und des labor-spezifischen ^{22}Na detektiert [11]. Desweiteren weisen Ereignisse im Untergrund auf das primordiale Radionuklid ^{40}K und Mitglieder der natürlichen Zerfallsreihen von ^{238}U und ^{232}Th hin. Trotz Anti-Radon Box sind Emissionslinien der Tochternuklide ^{214}Bi und ^{232}Th von ^{222}Rn im Untergrundspektrum zu sehen.

Trotzdessen sorgt die Kombination aus passiver und aktiver Abschirmung für eine sehr niedrige Untergrund-Zählrate von weniger als 116 Ereignissen pro Tag und pro kg Detektormasse (in einem Energiebereich von 40 – 2700 keV), was die Messungen extrem kleiner Aktivitäten in der Größenordnung von μBq ermöglicht. Durch diese bemerkenswerte Sensitivität weist sich der Detektor als für die Zwecke dieser Arbeit besonders geeignet aus.

3.2 Detektorcharakteristika

Voraussetzung für aussagekräftige Analyseergebnisse ist die Kenntnis der drei Detektorcharakteristika:

- Energiekalibrierung
- Energie-Auflösungsvermögen
- Absolutes Vollenergieansprechvermögen.

3.2.1 Energiekalibrierung

Die Zuordnung der Kanäle K des Detektors zu Energien E_γ findet in-situ statt. Das heißt, dass für jedes gemessene Spektrum separat eine Energiekalibrierung erfolgt mit Gammalinien aus der jeweiligen gemessenen Probe. Die Zuordnung der Peakmaxima im Spektrum, als Mittelwerte der Gaußverteilung angenommen, zu den gut bekannten Emissionsenergien liefert einen linearen Zusammenhang

$$E_\gamma(K) = a \cdot K + b. \quad (3.2.1)$$

3.2.2 Energie-Auflösungsvermögen

Das Energie-Auflösungsvermögen gibt an, ob und wie gut zwei nah beieinanderliegende Vollenergiepeaks im Spektrum voneinander separierbar sind. Dies wird von drei Faktoren beeinflusst: Von der Erzeugung der Ladungsträger, der Sammlung dieser und dem elektronischen Rauschen des Systems. Ein Maß für die Unsicherheit ist demnach gegeben durch die Unsicherheiten dieser drei Komponenten:

$$\omega^2 = (\omega_P)^2 + (\omega_C)^2 + (\omega_E)^2. \quad (3.2.2)$$

Die für das Erzeugen eines Elektron-Loch-Paars im Detektormaterial benötigte Energie und somit auch die vom Detektormaterial absorbierte Energie unterliegen einer Poissonverteilung. Es wird deshalb eine zur Quadratwurzel der Energie proportionale Peakverbreiterung aus statistischen Gründen angenommen:

$$\omega_P = p\sqrt{E} \quad (3.2.3)$$

. Verluste bei der Ladungssammlung, beispielsweise durch Unregelmäßigkeiten und Verschmutzungen des Kristalls, resultieren in einem flacheren Abfall auf der niedereenergetischen Seite der Gaußverteilung, einer Art Schweif. Modellierungen führen zu einem zur Energie proportionalen Einfluss:

$$\omega_C = cE. \quad (3.2.4)$$

Zuletzt muss noch das elektronische Rauschen der Bauteile beachtet werden, welches unabhängig vom detektierten Puls ist:

$$\omega_E = r. \quad (3.2.5)$$

Mit allen Komponenten ergibt sich das energieabhängige Auflösungsvermögen [8]

$$\omega = \sqrt{r^2 + p^2E + c^2E^2}. \quad (3.2.6)$$

Die Energieauflösung wird anhand des geeigneten Spektrums des Aubriten-Dummys ermittelt, dessen Peaks viele (teilweise mehr als 10000 Ereignisse beinhalten. Es wurde kurz nach der Messung des Aubriten aufgenommen. Durch Auftragung der Peakbreiten über der Energie und Interpolation mit Gleichung 3.2.6 werden die Parameterwerte

$$r = 2,455 \pm 0,018 \quad (3.2.7)$$

$$p = 0,0497 \pm 0,0015 \quad (3.2.8)$$

$$c = (8.301 \pm 0,029) \times 10^{-07} \quad (3.2.9)$$

ermittelt. Die Datenpunkte mit zugehörigem Fit sind in Abbildung 3 dargestellt.

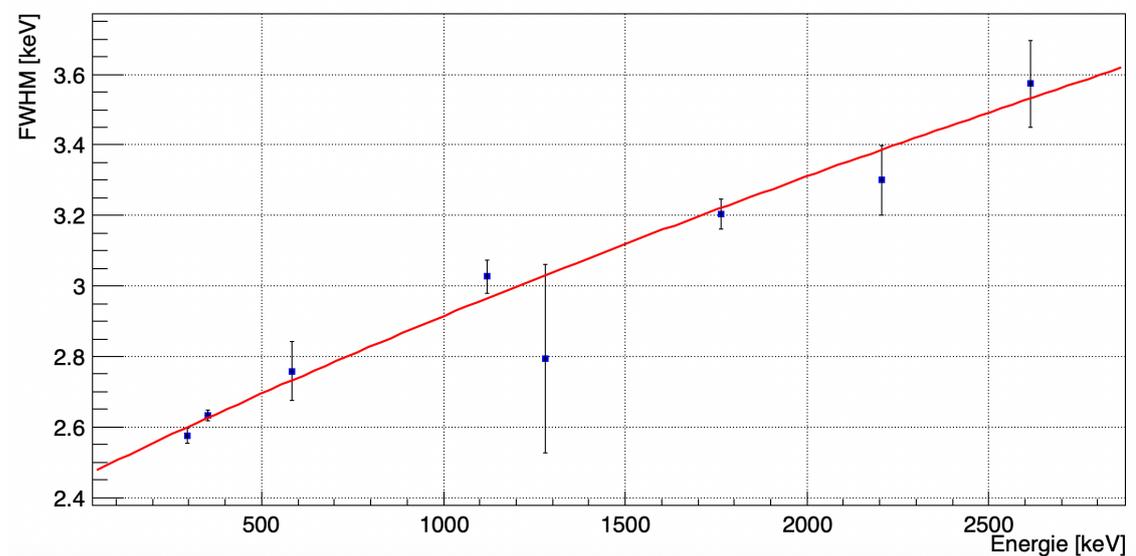


Abbildung 3: Interpolation der FWHM über der Energie mit der Gleichung $\omega = \sqrt{r^2 + p^2 E + c^2 E^2}$ zur Bestimmung des Energieauflösungsvermögens des TU1 Detektors. Grundlage dafür bildet ein zu denen des Aubritspektrums ähnlichen Konditionen aufgenommenes Spektrum.

3.2.3 Absolutes Vollenergieanspruchvermögen

Beim absoluten Vollenergieanspruchvermögen (VEAV) handelt es sich um die energieabhängige Wahrscheinlichkeit, dass ein von einer Quelle emittiertes Photon seine gesamte Energie E_γ im Detektor deponiert und somit ein Ereignis im Vollenergiepeak registriert wird. Das VEAV ist definiert als das Verhältnis der Anzahl an Ereignissen im Vollenergiepeak N zur Gesamtzahl emittierter Photonen $N_{\text{emittiert}}$:

$$\epsilon(E_\gamma) = \frac{N}{N_{\text{emittiert}}} = \frac{N}{\nu \int A(t) dt} \quad (3.2.10)$$

mit der Aktivität $A(t)$ und der Emissionswahrscheinlichkeit ν . Dabei bilden der Zeitpunkt des Messbeginns und die totzeitkorrigierte Messzeit die Grenzen der Integration über die Zeit. Mit Gleichung 2.2.2 ergibt sich Gleichung 3.2.10 für große Halbwertszeiten und somit kleine Zerfallskonstanten zu

$$\epsilon(E_\gamma) = \frac{N}{\nu At} \quad (3.2.11)$$

mit der im Messzeitraum näherungsweise konstanten Aktivität A .

Zur Bestimmung des VEAV dienen sieben Punktquellen und drei ausgedehnte Quellen bekannter Aktivität, die in Tabelle 3 notiert sind. Die Maße der ausgedehnten zylindrischen Proben befinden sich in Tabelle 2, wobei jede von einer ca. 1 mm dicken Plastikschele und die kleine und mittlere Proben von einer zusätzlichen Plastikfolie von ca. 0,2 mm bzw. 0,16 mm Dicke umschlossen sind. Die Massen m werden den Herstellerangaben entnommen, die Geometrien wurden selbst vermessen. Für jede ausgedehnte Kalibrierquelle wurde mit Hilfe des berechneten Dosen-Volumens und der angegebenen Masse eine separate Dichte berechnet.

Da die Simulation für kleine Abstände zwischen Probe und Detektorendkappe, wie es bei der Messung des Aubriten der Fall ist, verifiziert werden soll, wurden die Punktquellen und die große ausgedehnte Probe (bezüglich der unteren Kante) mit einem Abstand von 0,25 cm zur Detektorendkappe vermessen. Die beiden kleineren ausgedehnten Quellen wurden unmittelbar auf der Endkappe platziert, da die Schutzfolien eine Positionierung im Probenhalter verhinderten.

Tabelle 2: Maße der ausgedehnten ^{40}K -Proben.

Probe	Masse [g]	Durchmesser [mm]	Höhe [mm]	Dichte [$\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$]
klein	17,05	47,9	6,22	1,5211
mittel	57,98	55,61	13,96	1,71000398
groß	131,97	69,9	22,3	1,54214823

Einige der experimentellen Daten wurden bereits Anfang des Jahres 2024 aufgenommen, die Messungen der Quellen ^{133}Ba , ^{22}Na , ^{57}Co und der kleinsten ausgedehnten ^{40}K -Probe wurden im Juli bzw. August 2024 durchgeführt. Die Aktivität wurde mittels Gleichung 2.2.2 mit der gegebenen Referenzaktivität A_0 zum Zeitpunkt t_0 und der seitdem vergangenen Zeit t_{Diff} bestimmt. Die Unsicherheit

$$\Delta A = \sqrt{\left(\frac{A}{A_0} \Delta A_0\right)^2 + \left(\frac{\ln(2)tA}{T_{1/2}} \Delta T_{1/2}\right)^2} \quad (3.2.12)$$

ist durch die gegebenen systematischen Unsicherheiten der Referenzaktivitäten ΔA_0 und der Halbwertszeiten $\Delta T_{1/2}$ gegeben. Die Unsicherheit der seit dem Referenzdatum vergangenen Zeit wurde vernachlässigt, da ihr Einfluss sehr gering ist.

Tabelle 3: Aktivitäten der Kalibrierproben. Mit den tabellierten Halbwertszeiten $T_{1/2}$ [10], den Herstellerangaben zur Referenzaktivitäten A_0 und der zwischen Referenzdatum und Messdatum vergangenen Zeit t_{Diff} kann die zur Messung aktuelle Aktivität A berechnet werden.

Probe	A_0 [Bq]	$T_{1/2}$ [d]	t_{Diff} [d]	A [Bq]
^{60}Co	260700 (1900)	1925,28 (14)	7065	20487,17 (149,36)
^{133}Ba	13960 (140)	3854 (4)	1888	9940,4 (99,8)
^{137}Cs	11300 (120)	10986 (33)	6969	7279,9 (77,9)
^{22}Na	49300 (500)	950,3 (8)	1492	16604,06 (169,09)
^{65}Zn	1398 (21)	243,93 (9)	214	761,05 (0,17)
^{57}Co	28960 (290)	271,74 (6)	1888	234,58 (2,36)
^{88}Y	114700 (1400)	106,626 (21)	218	27803,5 (339,5)
klein	242,1 (0,7)	$455,8(11) \times 10^9$	239	242,1 (0,7)
^{40}K mittel	738,2 (2,2)	$455,8(11) \times 10^9$	66	738,2 (2,2)
groß	1874,2 (5,6)	$455,8(11) \times 10^9$	66	1874,2 (5,6)

Mit den Literaturwerten für E_γ , ν und $T_{1/2}$ [10] und der wie in Kapitel 2.4.2 beschrieben ermittelten Anzahl an Ereignissen im Peak N innerhalb der totzeitkorrigierten Messzeit t konnte für jede Emissionslinie das VEAV mit Gleichung 3.2.11 berechnet werden. Die Unsicherheit als Summe der statistischen Unsicherheit, durch die der Anzahl detektierter Ereignisse ΔN gegeben, und der systematischen Unsicherheit, durch die Unsicherheiten $\Delta\nu$, ΔA und $\Delta t = 0,5\text{ s}$ gegeben, wurde folgendermaßen berechnet:

$$\Delta\epsilon_{\text{exp}} = \sqrt{\left(\frac{\epsilon_{\text{exp}}}{A} \Delta A\right)^2 + \left(\frac{\epsilon_{\text{exp}}}{\nu} \Delta\nu\right)^2 + \left(\frac{\epsilon_{\text{exp}}}{t} \Delta t\right)^2 + \left(\frac{\epsilon_{\text{exp}}}{N} \Delta N\right)}. \quad (3.2.13)$$

Die experimentellen Ergebnisse befinden sich in Tabelle 4.

Für Nuklide, die mehr als eine wesentliche Emissionslinie haben oder unter Entstehung von Nebenprodukten wie Annihilationsphotonen oder Röntgenstrahlung erfallen, treten Summationseffekte auf. Eine Möglichkeit diese zu berücksichtigen, bietet die Monte-Carlo-Simulation des Detektors.

3.3 Monte-Carlo-Simulation von TU1

Die Simulation des TU1 Detektors beruht auf der Simulationssoftware GEANT4 [13]. Diese ist unter einer open source Lizenz verfügbar und findet vorrangig in den Bereichen Teilchenphysik, Astrophysik und Medizin Anwendung. GEANT4 wurde von der CERN-Community entwickelt, basiert auf der Programmiersprache C++ und nutzt die Monte-Carlo Methode. Sie beinhaltet verschiedene Sets zur Beschreibung der Wechselwirkungen von Teilchen mit Materie, unter anderem der elektromagnetischen. Damit wird der Durchgang und die Wechselwirkung von Strahlung durch Materie simuliert.

Tabelle 4: Experimentelle Daten der Kalibrierproben. Anhand der bestimmten Aktivitäten A , der tabellierten Photonenenergien E_γ und Emissionswahrscheinlichkeiten ν , der totzeitkorrigierten Messzeiten t und der durch die TPAM ermittelten Ereignisse N werden die VEAV berechnet.

Probe	E_γ [keV]	ν [%]	t [s]	N [(kg · d · g) ⁻¹]	ϵ [%]	
⁶⁰ Co	1173,228 (3)	99,85 (3)	378,5	465842 (751)	6,02 (5)	
	1332,492 (4)	99,9826 (6)	378,5	425878 (687)	5,50 (5)	
¹³³ Ba	80,9979 (11)	32,9 (3)	255,1	156715 (435)	18,78 (31)	
	276,3989 (12)	7,16 (5)	255,1	28360 (169)	15,62 (29)	
	356,0129 (7)	62,05 (19)	255,1	194357 (441)	12,35 (16)	
¹³⁷ Cs	661,657 (3)	85,1 (2)	120,4	86235 (295)	11,56 (17)	
²² Na	1274,537 (7)	99,940 (14)	139,2	93615 (306)	4,05 (5)	
⁶⁵ Zn	1115,539 (2)	50,04 (10)	584,8	18693(137)	8,39 (8)	
⁵⁷ Co	122,06065 (12)	85,60 (17)	1477,7	92166 (305)	31,1 (4)	
	136,4736 (3)	10,68 (8)	1477,7	11354 (110)	30,7 (7)	
⁸⁸ Y	898,042 (3)	93,7 (3)	117,0	221008 (493)	7,25 (11)	
	1836,063 (12)	99,2 (3)	117,0	141235 (394)	4,38 (7)	
⁴⁰ K	klein	1460,82 (5)	10,66 (13)	9730,6	15667 (125)	6,24 (13)
	mittel	1460,82 (5)	10,66 (13)	247,0	932210 (970)	4,80 (7)
	groß	1460,820 (5)	10,66 (13)	1406,4	10061 (102)	3,58 (8)

Für diese Arbeit wurde eine bereits vorhandene MC-Simulation des TU1-Detektors bereitgestellt [14], die alle in Abbildung 2 gezeigten relevanten Detektorkomponenten berücksichtigt.

Die Dicken der Schichten können manuell angepasst werden. Der Germaniumkristall wird in zwei Komponenten simuliert: Ein kleinerer koaxialer Zylinder als aktive Zone, der von einem Hohlzylinder umgeben wird, der die Totschicht darstellt. Für die Strahlungsquelle sind ebenfalls einige Einstellungen implementiert. Abstand und Position auf der Endkappe sind verschiebbar. Außerdem ist die Auswahl zwischen einer Punktquelle und einem ausgedehnten Volumen zu treffen. Auch die Anzahl emittierter Photonen und deren Energie bzw. das Material und dessen Aktivität kann variiert werden, was für den Zweck der VEAV-Bestimmung gerade der genutzte Vorteil gegenüber dem Experiment ist. Um die Simulation zur Bestimmung des absoluten Vollenergiepeakansprechvermögens für ausgedehnte Proben mit kleinem Abstand zur Detektorendkappe nutzen zu können, wird diese vorerst durch Kalibriermessungen verifiziert und optimiert.

3.3.1 Verifizierung der Monte-Carlo-Simulation von TU1 mit Kalibrierquellen

Um die Monte-Carlo-Simulation des TU1 Detektors zu validieren, wird jedes Kalibriernuklid in der spezifischen Geometrie während der Messung simuliert, wobei bei jeder simulierten Quelle insgesamt $Z = 10000000$ Zerfälle im Probenvolumen

gestartet werden. Die Simulation wird vorerst mit den dem Datenblatt des TU1 Detektors entnommenen Angaben zur Endkappendicke (1,6 mm) und der Distanz von Kristall und Endkappe (8 mm) durchgeführt. Die Totschicht, die lediglich als kleiner als 0,5 mm angegeben wird, wird als 0,2 mm dick angenommen.

Die simulierten VEAV werden mit der Anzahl emittierter Photonen

$$N_{\text{emittiert}} = \nu \cdot Z \quad (3.3.1)$$

äquivalent zu Gleichung 3.2.10 mit

$$\epsilon_{\text{sim}}(E_\gamma) = \frac{N}{\nu Z}. \quad (3.3.2)$$

berechnet. Die Unsicherheiten der simulierten VEAV ergeben sich aus den statistischen Unsicherheiten gezählter Ereignisse im Peak ΔN und den systematischen Unsicherheiten der tabellierten Emissionswahrscheinlichkeiten $\Delta \nu$ zu

$$\Delta \epsilon_{\text{sim}} = \left| \frac{\epsilon_{\text{sim}}}{\nu} \Delta \nu \right| + \left| \frac{\epsilon_{\text{sim}}}{N} \Delta N \right|. \quad (3.3.3)$$

Die simulierten Daten befinden sich in Tabelle 5.

Tabelle 5: Literaturwerte für die verwendeten γ -Übergänge und die Ergebnisse der simulierten VEAV. Anhand der festgelegten Zahl emittierter Photonen, der Emissionswahrscheinlichkeiten ν und der durch die TPAM ermittelten Ereignisse N werden die VEAV berechnet.

Probe	E_γ [keV]	ν [%]	N	ϵ [%]	
^{60}Co	1173,228 (3)	99,85 (3)	576283 (792)	5,771 (1)	
	1332,492 (4)	99,9826 (6)	526131 (739)	5,262 (7)	
^{133}Ba	80,9979 (11)	32,9 (3)	618643 (834)	18,8 (2)	
	276,3989 (12)	7,16 (5)	104278 (380)	14,56 (15)	
	356,0129 (7)	62,05 (19)	897272 (955)	14,46 (6)	
^{137}Cs	661,657 (3)	85,1 (2)	946285 (975)	11,120 (38)	
^{22}Na	1274,537 (7)	99,940 (14)	422864 (674)	4,231 (7)	
^{65}Zn	1115,539 (2)	50,04 (10)	401419 (635)	8,022 (29)	
^{57}Co	122,06065 (12)	85,60 (17)	2376000 (1574)	27,76 (7)	
	136,4736 (3)	10,68 (8)	280597 (538)	26,27 (25)	
^{88}Y	898,042 (3)	93,7 (3)	653160 (824)	6,971 (31)	
	1836,063 (12)	99,2 (3)	419373 (661)	4,228 (19)	
^{40}K	klein	1460,82 (5)	10,66 (13)	60794 (247)	5,70 (9)
	mittel	1460,82 (5)	10,66 (13)	50107 (226)	4,70 (8)
	groß	1460,820 (5)	10,66 (13)	38144 (196)	3,58 (6)

Mit den so erhaltenen VEAV für Simulation und Experiment werden zugehörige Residuen

$$R = \frac{\epsilon_{\text{exp}} - \epsilon_{\text{sim}}}{\epsilon_{\text{exp}}} \quad (3.3.4)$$

mit der Unsicherheit

$$\Delta R = \sqrt{\left(\frac{\epsilon_{\text{sim}}}{(\epsilon_{\text{exp}})^2} \Delta \epsilon_{\text{exp}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\epsilon_{\text{exp}}} \Delta \epsilon_{\text{exp}}\right)^2} \quad (3.3.5)$$

berechnet.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 4 dargestellt.

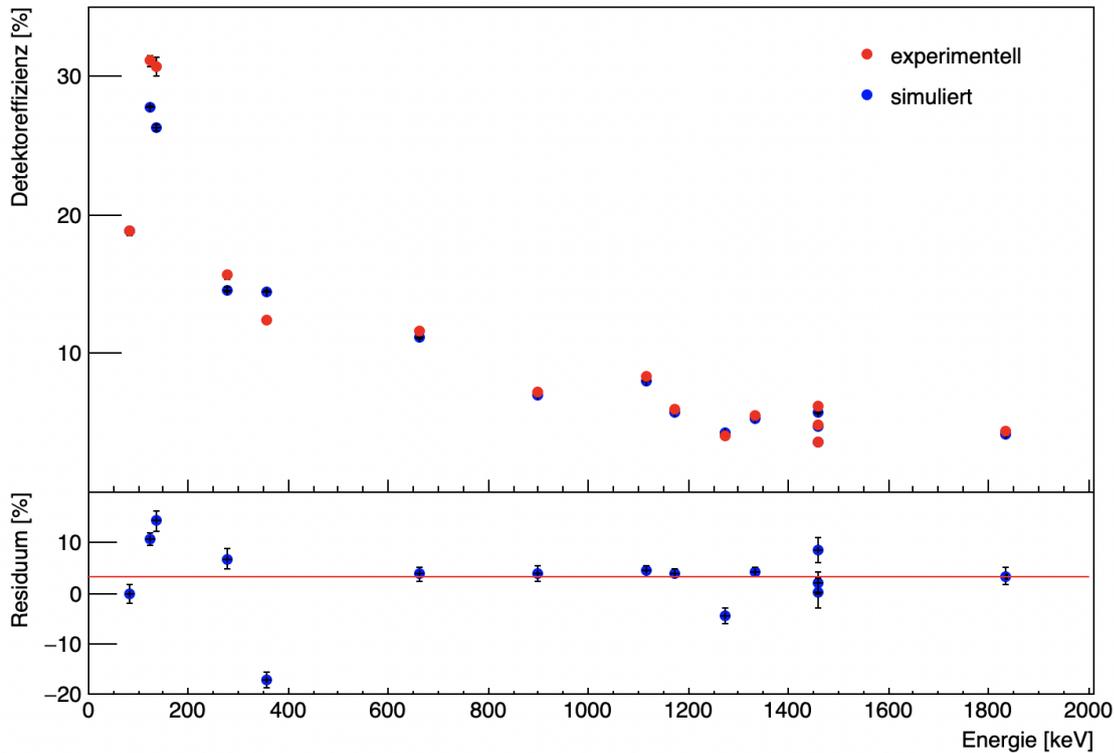


Abbildung 4: Oben: Experimentell (rot) und durch Simulation (blau) ermittelte VEA in Abhängigkeit von den emittierten Photonenergien der Kalibrierquellen. Unten: Zugehörige Residuen (blau) in Abhängigkeit von der Energie und deren gewichteter Mittelwert (rot).

Das VEA zeigt die erwartete Abhängigkeit von der Energie: Da hochenergetische Photonen wahrscheinlicher über Compton-Streuung oder Paarbildung in Germanium wechselwirken, wird für diese Photonen oft nur ein Teil der Gesamtenergie deponiert. Daher sinkt für höhere Energien das VEA. Niederenergetische Photonen hingegen wechselwirken hauptsächlich über Photoabsorption, bei der die gesamte Energie deponiert wird und wodurch das VEA für niedrige Photonenergien ansteigt. Haben die emittierten Photonen jedoch so wenig Energie, dass sie bereits vor der aktiven Zone des Detektors absorbiert, kommt es zu Verlusten und das VEA sinkt. Aufgrund der geringen Distanz zwischen Quelle und Detektor von nur 0,25 cm sind die Effekte echter Koinzidenzsummen sichtbar, wodurch kein glatter Kurvenverlauf gegeben ist. Von echter Koinzidenzsummen betroffen sind die Quellen ^{60}Co , ^{133}Ba , ^{22}Na und ^{88}Y .

Für alle Proben ist die Abweichung des experimentellen und simulierten VEAV kleiner als 20 %, insbesondere weichen die simulierten VEAV der ausgedehnten Quellen nicht stärker ab als die der Punktquellen. Der gewichtete Mittelwert des Residuums liegt bei $(3,28 \pm 0,36) \%$. Wegen der unterschiedlichen Vorzeichen der Datenpunkte ist es sinnvoll, die Beträge der Residuen anzuschauen, dessen gewichteter Mittelwert zu $(5,53 \pm 0,36) \%$ bestimmt wird.

Bei der Betrachtung der Residuen fällt auf, dass die Residuen einiger weniger Kalibriernuklide besonders stark abweichen. Die größte Abweichung mit $R = (-17,1 \pm 1,6) \%$ ergibt sich für den Zerfall von ^{133}Ba mit einer Emissionsenergie von 356,0129 keV [10]. Für dieses Radionuklid fällt insbesondere auf, dass die simulierten VEAV sowohl stark unterhalb als auch stark oberhalb der gemessenen VEAV liegen, ohne einen konkreten Zusammenhang zur Photonenenergie aufzuweisen. Ein Blick auf das Zerfallsschema [10] zeigt, dass während des Zerfalls von ^{133}Ba die γ -Strahlung innerhalb von Kaskaden emittiert wird. Aufgrund der geringen Distanz zwischen Quelle und Detektor kommt es dadurch vermehrt zu echter Koinzidenzsummutation, die in der Simulation möglicherweise nicht in ihrer vollständigen Komplexität erfasst wird. Ein negatives Residuum ergibt sich außerdem für ^{22}Na . Als β^+ -Strahler reagiert das Radionuklid sensitiv auf seine Umgebung. Das während des Zerfalls emittierte Positron annihiliert mit einem Elektron aus dem umgebenden Material zu zwei Photonen mit einer Energie von 511 keV, wobei eines davon potentiell mit dem γ -Quant im Detektor summieren kann. Wo das Positron annihiliert und das koinzidente 511 keV Photon erzeugt wird ist stark vom umgebenden Material abhängig. Dies gilt folglich auch für die Wahrscheinlichkeit für echte Koinzidenzsummutation, die zu Verlusten im Vollenergiepeak und somit zu einer Überschätzung des simulierten VEAV führen kann.

3.3.2 Optimierung des simulierten Aufbaus

Potenzial zur Verbesserung des simulierten Aufbaus bieten hauptsächlich die Parameter des Detektors selbst. Für verschiedene Variationen der Endkappendicke, des Abstands von Kristall und Endkappe und der Dicke der vorderen Totschicht, wobei die Parameterwerte nicht mehr als 1 mm von den Angaben aus dem Datenblatt abweichen sollen, werden die Ergebnisse verglichen. Dazu werden jeweils die gewichteten Mittelwerte der Residuen und deren Absolutbeträge ermittelt und in Abbildung 5 dargestellt. Um den Einfluss oben genannter Schwierigkeiten in der Simulation abschätzen zu können, wird die Auswertung zusätzlich unter Ausschluss von ^{22}Na und ^{133}Ba durchgeführt und ebenfalls in Abbildung 5 eingezeichnet.

Die sinkende Abweichung der Simulation vom Experiment mit Verringerung der Endkappendicke bzw. des -abstand legen die Wahl der minimalen Werte von 1,5 mm

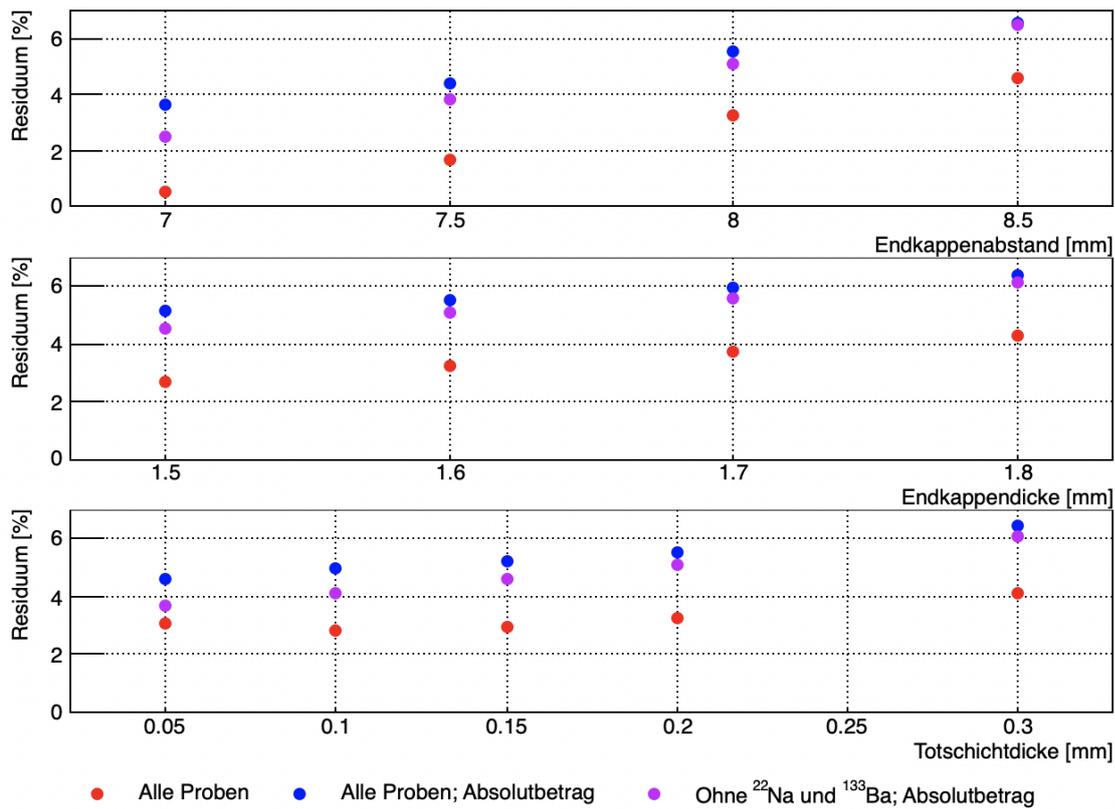


Abbildung 5: Mittelwerte der Residuen aller Proben (rot) und Mittelwerte der Absolutbeträge der Residuen aller Proben (blau) bzw. unter Ausschluss von ^{22}Na und ^{133}Ba (violett) für verschiedene Parameterwerte. Oben: Variation der Endkappenabstand. Mitte: Variation der Endkappendicke. Unten: Variation der vorderen Totschichtdicke

bzw. 7 mm nahe. Weniger eindeutig ist die Betrachtung der Totschicht. Zwar befindet sich bei einer Totschichtdicke von 0,1 mm ein Minimum für den Mittelwert des Residuums, jedoch stimmt dieses nicht mit dem des Absolutbetrags bei 0,05 mm überein. Grund hierfür sind unterschiedliche Gewichtungen positiver und negativer Residuenwerte. Die Simulation wird mit beiden Varianten, also einer Totschicht von 0,05 mm und 0,1 mm, einer Endkappendicke von 1,5 mm und eines Endkappenabstands von 7 mm wiederholt. Die deutlich geringere maximale Abweichung von 15,4 % bei einer Totschichtdicke von 0,1 mm im Gegensatz zu 19,1 % bei 0,05 mm bei ähnlich großen mittleren Residuumsbeträgen von 3,07 % bzw. 3,04 % begründet die Wahl einer Totschichtdicke von 0,1 mm. Damit wurde der Ausgangsstand der Simulation unter Einbezug aller Kalibrierquellen bezogen auf das mittlere Residuum um 85% und auf den mittleren Betrag des Residuums um 45 % verbessert, wie Tabelle 6 entnommen werden kann.

Tabelle 6: Vergleich des initialen (oben) und optimierten (unten) Simulationsaufbaus. Für verschiedene Kombinationen der Endkappendistanz, Endkappen- und Totschichtdicke werden für die Kalibrierproben gewichtete Mittelwerte des Residuums R bzw. dessen Absolutbetrag R_{abs} und deren Unsicherheiten ΔR berechnet.

	Endkappen- distanz [mm]	Endkappen- dicke [mm]	Totschicht- dicke [mm]	R [%]	R_{abs} [%]	ΔR [%]
initial	8,0	1,6	0,2	3,28	5,57	0,36
optimiert	7,0	1,5	0,1	-0,50	3,07	0,37

4 Analyse des Aubriten

Bei der untersuchten Probe handelt es sich um ein Fragment des Ribbeck-Meteoriten, der ausführlich in Kapitel 2.1.1 beschrieben wurde. Das 9,8 g schwere Bruchstück mit der Bezeichnung F74 wurde 15 Tage nach dem Fall, am 05.02.2024 um 10:00 Uhr an den Koordinaten 52°36'46"N / 12°47'25"E gefunden. Trotz der relativ langen Zeitspanne zwischen dem Fall und dem Fund sind an der Oberfläche keine witterungsbedingten Verfärbungen erkennbar. Das Gestein zeigt auffällige helle Kristalle, die in die graue Grundmasse eingebettet sind, sowie typische Oberflächenrisse, wie in Abbildung 6 sichtbar ist.



Abbildung 6: Bruchstück des als Aubrit klassifizierten Ribbeck-Meteoriten.

Ziel der Analyse des Aubriten ist die Bestimmung enthaltener Radionuklide und deren Aktivitäten. Dafür werden die Überlegungen in 2.2 zu Zerfallsraten genutzt und mit jenen zum Zusammenhang von Aktivität und Detektoreffizienz in 3.3 kombiniert. Aus Gleichung 3.2.10 erhält man

$$A_0 = \frac{N}{\epsilon(E_\gamma)\nu \int e^{-\lambda t} dt} \quad (4.0.1)$$

zur Bestimmung der Ursprungsaktivität der Radionuklide zum Zeitpunkt des Meteoritenfalls. Für lange Halbwertszeiten $T_{1/2}$ und somit kleine Zerfallskonstanten wird diese Gleichung zu

$$A_0 = \frac{N}{\epsilon(E_\gamma) \cdot \nu \cdot t}. \quad (4.0.2)$$

Das Vorgehen zur Bestimmung der einzelnen Größen wird im Folgenden nach Charakterisierung der Probe erläutert.

4.1 Auswertung des γ -Spektrums und Bestimmung der Peakhalte

Die Probe wurde in zehn Läufen beginnend am 12.02.2024 und endend am 06.05.2024 für insgesamt 39 Tage mit dem TU1 Detektor vermessen. Die Messungen mussten zwischenzeitlich für ca. einen Monat wegen Wartungsproblemen am Detektor pausiert werden. Aufgrund der niedrigen Zählrate kommt es nicht oder in nur unwesentlichen vielen Fällen zu einer Überlagerung von Signalen, weshalb keine Totzeitkorrekturen notwendig sind und zufällige Summation vernachlässigt werden kann. Tabelle 7 enthält die Zeitangaben der einzelnen Messläufe.

Tabelle 7: Zeitliche Daten der einzelnen Messläufe.

Run Nr.	Messbeginn	Messzeit [d]
444	14.02.24 19:20	0,545573
445	15.02.24 11:51	6,85121
466	30.03.24 23:59	2,38193
467	02.04.24 11:42	1,87434
468	04.04.24 09:54	4,04833
469	08.04.24 11:42	2,85427
470	11.04.24 10:29	6,91035
471	18.04.24 14:00	6,76066
472	25.04.24 14:26	6,75619
473	06.05.24 11:40	0,152249

Die aufgenommenen Histogramme zeigen die Verteilung gezählter Ereignisse pro Kanal und werden für die Analyse aufaddiert und skaliert. Das resultierende Spektrum der Ereignisse wurde gemeinsam mit dem auf die entsprechende Messzeit skaliertem Untergrundspektrum des TU1 Detektors in einem Bereich von 40 keV bis 2700 keV in Abbildung 7 dargestellt. Letzteres wurde vor ca. einem Jahr mit dem installierten aktiven Veto des TU1 Detektors mit einer Messzeit von 90 Tagen aufgenommen.

Bei der Untersuchung des Spektrums fallen einige Peaks auf, die in Abbildung 7 markiert und beschriftet wurden. Darunter befinden sich unter anderem Mitglieder der natürlichen Zerfallsreihen der primordialen Radionuklide ^{238}U und ^{232}Th sowie ^{40}K , die auch im Untergrundspektrum enthalten sind. Im Folgenden wird deshalb das Probenspektrum mit dem Untergrundspektrums bereinigt.

Das kurzlebige ^7Be mit einer Halbwertszeit von nur $T_{1/2} = 53,22\text{ d}$ [10] zeigt, dass das Meteoritenbruchstück von einem frischen Fall herrührt. Um dies bildlich zu verdeutlichen, wird die Zählrate des Vollenergiepeaks bei 477,6035 keV [10] zu Beginn der Messung mit der Zählrate am Ende der Messung in Abbildung 8 verglichen.

Bei der Auswertung des Probenspektrums erfolgt zunächst eine Prüfung der Signifikanz sichtbarer oder aufgrund vorheriger Analysen [2] erwartbarer Peaks. Das Vorgehen wurde in 2.4.3 beschrieben. Da das Spektrum, das zur Ermittlung des

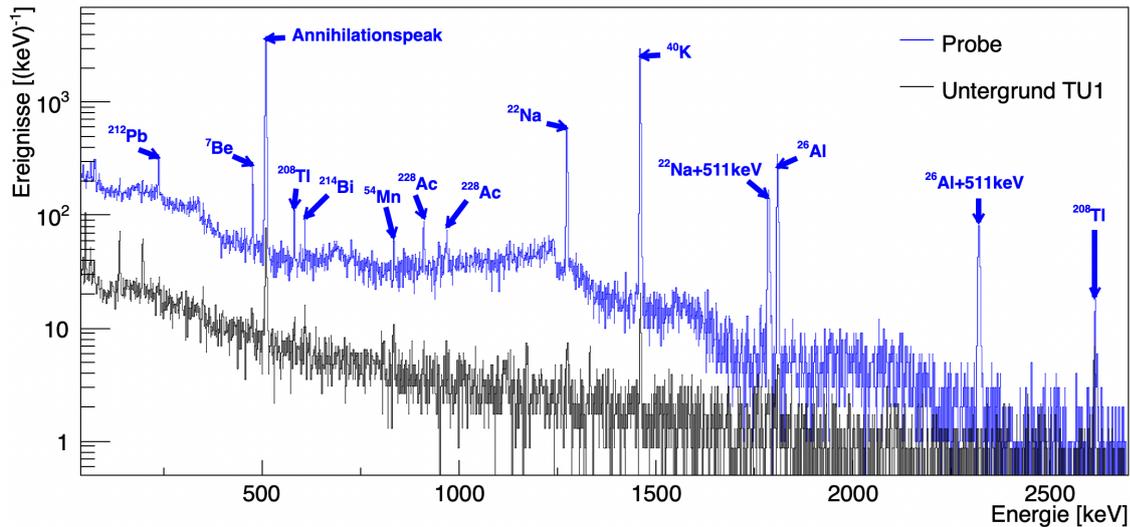


Abbildung 7: Spektrum der Aubritenprobe (blau) mit einer Messzeit von 39 Tagen und des Untergrunds des TU1 Detektors (schwarz). Peaks im Spektrum des Meteoriten, die nicht im Hintergrund enthalten sind, deuten auf das Vorhandensein zugehöriger Nuklide im Gestein hin.

Energieauflösungsvermögens von TU1 hinzugezogen wurde, kurz nach der Messung des Aubriten mit den gleichen Digitizer-Einstellungen aufgenommen wurde und ähnlich geringe Zählraten aufweist, kann die Fitfunktion 3.2.6 des Energieauflösungsvermögens zur Abschätzung der potentiellen Peakbereiche verwendet werden. Ausgehend von den erwarteten Lagen der Vollenergiepeaks, die durch die tabellierten Emissionsenergien gegeben sind, werden die ROIs vom Mittelpunkt ausgehend beidseitig jeweils als 4σ abgeschätzt. Der Vergleich der bestimmten Netto-peakinhalte N mit den jeweiligen kritischen Grenzwerten L_C nach Gleichung 2.4.13 liefert eine Aussage über die Signifikanz der Peaks. Im Falle nicht nachweisbarer Peaks werden obere Grenzwerte für die Ereignisse in den Peaks nach Gleichung 2.4.14 bestimmt. Für die Berechnung des kritischen Limits und der oberen Grenzwerte wird ein Vertrauensfaktor $k = 1,645$ gewählt, welcher einem einseitigen Vertrauensintervall von 95 % entspricht. Für signifikante Peaks wurde zudem die statistische Unsicherheit der Ereignisse N mit Gleichung 2.4.11 bestimmt. Die Ergebnisse des Signifikanztests für die untersuchten Radionuklide bzw. für zugehörige Vollenergiepeaks sind in Tabelle 8 notiert.

Für jedes Nuklid wurde dabei die Emissionslinie mit der höchsten Emissionswahrscheinlichkeit analysiert. Eine Ausnahmen davon bildet ^{46}Sc , da unter der stärksten γ -Linie mit einer Emissionswahrscheinlichkeit von $99,987 \pm 0,001\%$ bei $1120,545 \pm 0,004\text{keV}$ auch eine Linie von ^{214}Bi bei $1120,294 \pm 0,008\text{keV}$ mit einer Wahrscheinlichkeit von $14,9 \pm 0,08\%$ erwartet wird. Stattdessen wird der Vollenergiepeak bei $889,277 \pm 0,003\text{keV}$ ausgewertet, welcher mit $99,984 \pm 0,001\%$ eine vergleichbar hohe Emissionswahrscheinlichkeit hat. Ähnlich verhält es sich bei der

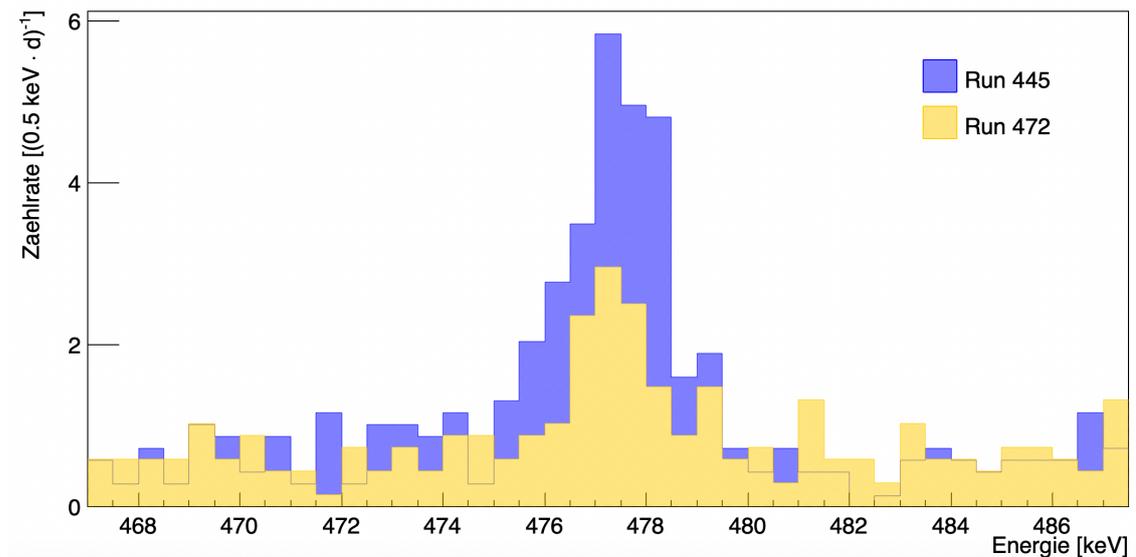


Abbildung 8: Vergleich der Zählrate im Vollenergiepeak von ${}^7\text{Be}$ bei $477,6035\text{ keV}$ [10] an Tag 4 (blau) bzw. Tag 64 (gelb) der Messung. Die Zählrate des kurzlebigen Nuklids mit einer Halbwertszeit von $T_{1/2} = 53,22\text{ d}$ [10] ist nach 60 Tagen deutlich gesunken.

bei $78,3234 \pm 0,0014\text{ keV}$ Linie von ${}^{44}\text{Ti}$ -Peak mit $\nu = 96,8 \pm 1,7\%$, der von Blei-Röntgenlinien bei $77,108\text{ keV}$ überlagert wird. Stattdessen wird die γ -Linie bei $67,8679 \pm 0,0014\text{ keV}$ mit einer ähnlich hohen Emissionswahrscheinlichkeit von $\nu = 93,0 \pm 1,9\%$ untersucht [10].

Für die natürlichen Zerfallsreihen wurde aufgrund der langen Aufenthaltszeit des Mutterkörpers im Kosmos und der vergangenen Zeit zwischen Fall und Beginn der Messung ein Gleichgewichtszustand zwischen den kurzlebigen Tochternukliden und den langlebigen Mutterkernen ${}^{238}\text{U}$ bzw. ${}^{232}\text{Th}$ angenommen. Für beide werden daher jeweils mindestens ein kurzlebiges Radionuklid vom Anfang und vom Ende der Kette betrachtet. Die Mitglieder der ${}^{235}\text{U}$ -Zerfallsreihe wurden im Rahmen dieser Bachelorarbeit nicht untersucht, da aufgrund zu niedriger γ -Energien, zu geringer Emissionswahrscheinlichkeiten oder starker Überlappung mit anderen teils sichtbaren Vollenergiepeaks im Spektrum keine auswertbaren Vollenergiepeaks gefunden werden konnten.

Aufgrund des geringen Abstands zwischen der Probe und dem Detektor kann es bei einigen Radionukliden zur echten Koinzidenzsummutation kommen. Dies ist im Spektrum insbesondere bei ${}^{22}\text{Na}$ und ${}^{26}\text{Al}$ sichtbar, da beide über β^+ -Zerfall in ein angeregtes Tochterniveau zerfallen, das dann die charakteristische γ -Linie im Spektrum erzeugt. Aufgrund der gleichzeitigen Erzeugung und Emission der 511 keV -Photonen und des γ -Quants können diese gleichzeitig im Detektor gemessen werden, wodurch im Spektrum die Summationspeaks sichtbar werden. Um diesen Effekt und die dadurch entstehenden Verluste im Vollenergiepeak zu berücksichtigen, wird für jedes zu untersuchende Radionuklid der Zerfall in der Aubritenprobe selbst simuliert.

Tabelle 8: Ergebnisse der Prüfung erwarteter Vollenergiepeaks auf Signifikanz. Der Vergleich der ermittelten Anzahl an Ereignissen im Peak N mit einem kritischen Grenzwert L_C liefert eine Aussage über die Signifikanz des Peaks. Im Falle nicht nachweisbarer Peaks wird ein Oberer Grenzwert an Ereignissen in diesem Bereich L_U angegeben.

Nuklid	E [keV]	N	L_C	Signifikanz	L_U
<i>Kosmogene Radionuklide</i>					
^7Be	477,6035	454 (32)	40	ja	
^{22}Na	1274,547	1942 (49)	36	ja	
^{26}Al	1808,65	1295 (37)	12	ja	
^{46}Sc	889,277	-35	36	nein	34
^{44}Ti	67,8679	7	105	nein	113
^{48}V	983,525	-17	43	nein	42
^{51}Cr	320,0824	-44	66	nein	65
^{52}Mn	1434,092	26	29	nein	56
^{54}Mn	834,848	63 (21)	32	ja	
^{56}Co	846,77	-21	41	nein	40
^{57}Co	122,06065	-63	79	nein	78
^{58}Co	810,7593	-20	34	nein	33
^{60}Co	1332,492	-16	31	nein	31
<i>Primordiale und natürliche Radionuklide</i>					
^{40}K	1460,82	9550 (99)	26	ja	
<i>^{238}U Zerfallskette</i>					
^{214}Pb	351,932	25	59	nein	84
^{214}Bi	609,321	53 (23)	35	ja	
^{210}Pb	46,539	216 (52)	83	ja	
<i>^{232}Th Zerfallskette</i>					
^{228}Ac	911,204	163 (25)	36	ja	
^{212}Pb	238,632	541 (50)	73	ja	
^{212}Bi	727,33	59 (26)	41	ja	
^{208}Tl	2614,511	52 (8)	4	ja	

4.2 Detektoreffizienzen für untersuchte Energien

Wie in Kapitel 3.3 verifiziert, liefert die Bestimmung des benötigten Vollenergieansprechvermögens des Detektors durch Monte-Carlo-Simulation für ausgedehnte Quellen verlässliche Ergebnisse. Um Selbstabsorption und geometrische Effekte in der Simulation zu berücksichtigen, wird ein 3D-Scan des Meteoritenbruchstücks mit dem Handy aufgenommen und als Quellvolumen implementiert. Dabei muss auf die korrekte Position der Probe auf der Endkappe geachtet werden. Die Komponenten des Aufbaus, sowie die Position der simulierten Probe im Vergleich zum Experiment sind in Abbildung 9 visualisiert.

Die Festlegung des Quellmaterials in der Simulation als Massenanteile

$$w_i = \frac{\phi_i \cdot \rho_i}{\sum_i \phi_i \cdot \rho_i} \quad (4.2.1)$$

mit den Volumenanteilen ϕ_i und den Dichten ρ_i beruht auf den Kenntnissen über

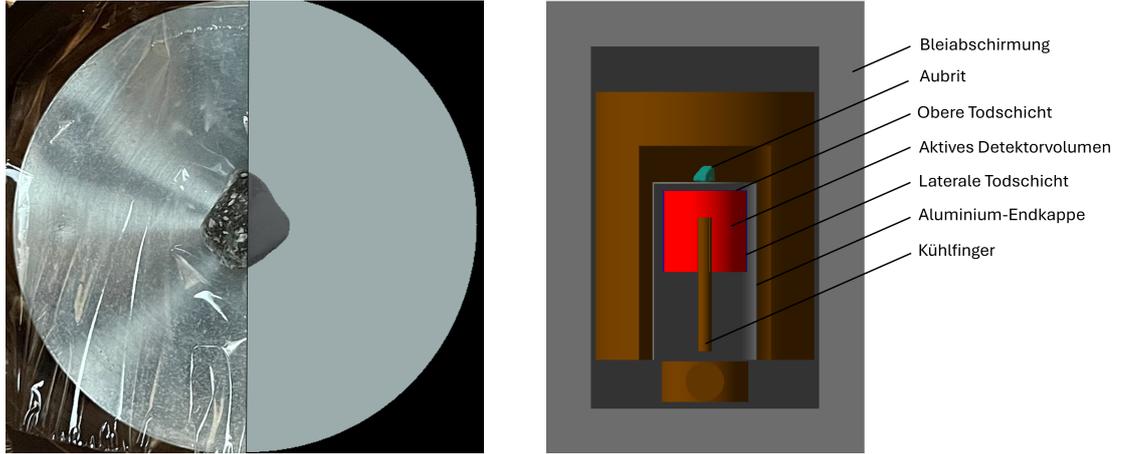


Abbildung 9: Simulierter Aufbau der Messung. Links: Nebeneinanderstellung der Position der Probe auf der Endkappe im Experiment (links) und in der Simulation (rechts). Rechts: Visualisierung der Probe und der einzelnen Komponenten des TU1 Detektors und dessen Abschirmung in der Simulation.

den Ribbeck-Meteoriten [2] und ist in Tabelle 9 notiert. Dabei werden Materialien mit geringem Anteil wie Anorthit, Orthoklas und opake Phasen, oder nur in Spuren enthaltene Stoffe vernachlässigt.

Tabelle 9: In der Simulation definiertes Quellmaterial. Die Massenanteile w werden anhand der tabellierten Dichten ρ und der Volumentanteile Φ berechnet.

Mineral		ρ [$\frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$]	Φ [vol%]	w [m%]
Enstatit	MgSiO_3	3,2 [15]	78,8	80,8
Albit	$\text{NaAlSi}_3\text{O}_8$	2,62 [16]	15,5	13,0
Forsterit	Mg_2SiO_4	3,275 [17]	5,7	6,2

Für jedes untersuchte Radionuklid werden jeweils 10000000 emittierte Photonen simuliert. Die Bestimmung der Inhalte der Vollenergiepeaks erfolgt mittels TPAM. Mit zugehörigen tabellierten Emissionswahrscheinlichkeiten ν können die VEAV nach Gleichung 3.2.10 berechnet werden, die in Tabelle 10 eingesehen werden können. Die Unsicherheit der Effizienzen wird auf zwei Arten abgeschätzt. Eine konservative Abschätzung durch das maximale Residuum der Kalibriermessungen führt zu einer relativen Unsicherheit von $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = 15\%$. Dagegen wird die relative Unsicherheit optimistisch als größtes Residuum der Kalibriermessungen unter Ausschluss des diskutieren ^{133}Ba als $\frac{\Delta\epsilon}{\epsilon} = 8\%$ abgeschätzt. Im Folgenden werden die Unsicherheiten jeweils für beide Varianten berechnet und angegeben.

4.3 Berechnung der Aktivitäten bzw. oberer Grenzwerte

Mit den ermittelten Werten für die Ereignisse in der ROI N , den Detektoreffizienzen ϵ und

Tabelle 10: Daten der untersuchten kosmogenen, primordialen und natürlichen Radionuklide. Für die bestimmten Detektoreffizienzen ϵ werden jeweils eine konservativ und eine optimistisch abgeschätzte Unsicherheit angegeben.

Nuklid	E [keV]	ν [%]	$T_{1/2}$	ϵ [%]	I_t [d]
<i>Kosmogene Radionuklide</i>					
^7Be	477,6035 (2)	10,44 (4)	53,22 (6) d	15,0 (23)(13)	15,51
^{22}Na	1274,547 (7)	99,94 (14)	2,6018 (22) y	3,31 (50)(29)	37,05
^{26}Al	1808,65 (7)	99,76 (4)	$7,17 \times 10^5$ y	2,92 (44)(26)	39,14
^{46}Sc	889,277 (3)	99,984 (1)	83,79 (4) d	6,8 (10)(6)	21,45
^{44}Ti	67,8679 (14)	93,0 (19)	59,1 (3) y	17,4 (26)(15)	39,04
^{48}V	983,525 (4)	99,98 (4)	15,974 (3) d	4,16 (65)(36)	2,97
^{51}Cr	320,0824 (4)	9,91 (1)	27,704 (4) d	19,3 (29)(17)	7,4
^{52}Mn	1434,092 (17)	100,0 (14)	5,591 (3) d	2,31 (35)(20)	0,22
^{54}Mn	834,848 (3)	99,976 (1)	312,20 (20) d	10,6 (16)(9)	33,16
^{56}Co	846,770 (2)	99,9399 (23)	77,236 (26) d	5,3 (8)(4)	20,42
^{57}Co	122,06065 (12)	85,60 (17)	271,74 (6) d	29,7 (45)(26)	32,36
^{58}Co	810,7593 (20)	99,45 (1)	70,86 (6) d	9,7 (15)(8)	19,32
^{60}Co	1332,492 (4)	99,9826 (6)	1925,28 (14) d	5,3 (8)(5)	38,09
<i>Primordiale und natürliche Radionuklide</i>					
^{40}K	1460,820 (5)	10,66 (13)	$1,248 \times 10^9$ y	7,4 (11)(6)	39,14
<i>Zerfallskette von ^{238}U</i>					
^{214}Pb	351,9320 (21)	35,72 (24)	27,06 (7) min	17,5 (26)(15)	39,14
^{214}Bi	609,321 (7)	45,44 (19)	19,71 (2) min	7,4 (11)(6)	39,14
^{210}Pb	46,539 (1)	4,24 (4)	22,20 (22) y	20,8 (32)(18)	39,14
<i>Zerfallskette von ^{232}Th</i>					
^{228}Ac	911,204 (4)	25,8 (4)	6,15 (2) h	8,6 (13)(7)	39,14
^{212}Pb	238,632 (2)	43,6 (5)	10,622 (7) h	23,2 (35)(20)	39,14
^{212}Bi	727,330 (9)	6,67 (9)	60,55 (6) min	9,5 (14)(8)	39,14
^{208}Tl	2614,511 (10)	99,754 (4)	3,053 (4) min	2,29 (34)(20)	39,14

$$\int e^{-\lambda t} dt = \sum_i \int_{t_i^{\text{Beginn}}}^{t_i^{\text{Ende}}} e^{-\lambda t} dt =: I_t, \quad (4.3.1)$$

die ebenfalls in Tabelle 10 notiert sind, können mit 4.0.1 die Aktivitäten der Zerfälle bestimmt werden:

$$A_0 = \frac{N}{\epsilon(E_\gamma) \nu \sum_i \int_{t_i^{\text{Beginn}}}^{t_i^{\text{Ende}}} e^{-\lambda t} dt}. \quad (4.3.2)$$

Dabei muss beachtet werden, dass sich die Anfangszeitpunkte t_i^{Beginn} und Endzeitpunkte t_i^{Ende} der Messläufe i auf den Eintritt des Meteoriten in die Atmosphäre am 21.01.2024 00:32:38 UTC, was 01:32:38 mitteleuropäischer Winterzeit entspricht, beziehen. Aufgrund der langen Aufenthaltszeit im Kosmos und der vergangenen Zeit zwischen Fall und Beginn der Messung wird ein Gleichgewichtszustand zwischen den kurzlebigen Tochternukliden und den langlebigen Mutterkernen ^{238}U bzw. ^{232}Th angenommen. Die Aktivitäten für die untersuchten Mitglieder der natürlichen Zer-

fallsreihen können demnach mittels Gleichung 4.0.2 für langlebige Nuklide mit der Messzeit $t = 39,135102$ d bestimmt werden. Im Falle nicht nachweisbarer Radionuklide werden obere Grenzwerte der Aktivitäten berechnet. Dazu werden die N durch die oberen Grenzwerte der Ereignisse L_U aus Tabelle 10 ersetzt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 11 notiert. Die Unsicherheiten der Aktivitäten der Zerfälle werden als Summe der systematischen und der statistischen Unsicherheiten mittels

$$\Delta A_0 = \sqrt{\left(\frac{A_0}{\epsilon} \Delta \epsilon\right)^2 + \left(\frac{A_0}{\nu} \Delta \nu\right)^2 + \left(\frac{A_0}{N} \Delta N\right)^2} \quad (4.3.3)$$

berechnet. Dabei liefert die Bestimmung der Ereignisse im Peak die statistischen Unsicherheiten ΔN . Die systematischen Unsicherheiten sind gegeben durch die relativen Fehler der Detektoreffizienzen und die tabellierten Unsicherheiten der jeweiligen Emissionswahrscheinlichkeiten $\Delta \nu$. Da die Zeitmessung in der Größenordnung von Sekunden im Hinblick auf die langen Messzeiten von mehreren Tagen sehr genau ist, kann ihr Beitrag zur Unsicherheit neben den dominierenden Unsicherheiten der Detektoreffizienzen und Peakereignissen vernachlässigt werden. Auch die vergleichsweise sehr kleinen systematischen Unsicherheiten der Halbwertszeiten sind vernachlässigbar.

Zuletzt wird die spezifische Aktivität $A_0^{\text{spez}} = \frac{A}{m}$ bzw. deren oberer Grenzwert mit samt ihrer Unsicherheit

$$\Delta A_0^{\text{spez}} = \sqrt{\left(\frac{A_0^{\text{spez}}}{A} \Delta A\right)^2 + \left(\frac{A_0^{\text{spez}}}{m} \Delta m\right)^2} \quad (4.3.4)$$

mit $\Delta m = 0,5$ g berechnet. Die Ergebnisse befinden sich ebenfalls in Tabelle 11.

Tabelle 11: Aktivitäten A_0 und spezifische Aktivitäten A_0^{spez} der untersuchten Nuklide. Für nachweisbare Nuklide werden jeweils die konservativ und optimistisch abgeschätzten Unsicherheiten angegeben.

Nuklid	A_0 [mBq]	ΔA_0^{kons} [mBq]	ΔA_0^{opt} [mBq]	A_0^{spez} [$\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$]	$\Delta (A_0^{\text{spez}})^{\text{kons}}$ [$\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$]	$\Delta (A_0^{\text{spez}})^{\text{opt}}$ [$\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$]
<i>Kosmogene Radionuklide</i>						
^7Be	21,6	5	3,4	2,2	0,5	0,35
^{22}Na	18,3	3,2	2,1	1,87	0,33	0,21
^{26}Al	13,2	2,3	1,5	1,34	0,24	0,16
^{46}Sc	<0,28			<0,028		
^{44}Ti	<0,21			<0,021		
^{48}V	<4			<0,5		
^{51}Cr	<5,4			<0,6		
^{52}Mn	<130			<13		
^{54}Mn	0,21	0,1	0,09	0,022	0,01	0,009
^{56}Co	<0,43			<0,04		
^{57}Co	<0,11			<0,012		
^{58}Co	<0,21			<0,022		
^{60}Co	<0,18			<0,018		
<i>Primordiale und natürliche Radionuklide</i>						
^{40}K	357	60	35	36,4	6	3,6
<i>Zerfallskette von ^{238}U</i>						
^{214}Pb	0,399	0,06	0,035	0,0407	0,006	0,0036
^{214}Bi	0,47	0,27	0,24	0,048	0,027	0,024
^{210}Pb	7,3	2,9	2,4	0,74	0,29	0,25
<i>Zerfallskette von ^{232}Th</i>						
^{228}Ac	2,2	0,7	0,5	0,22	0,07	0,05
^{212}Pb	1,58	0,38	0,29	0,161	0,039	0,029
^{212}Bi	2,9	1,7	1,5	0,29	0,17	0,15
^{208}Tl	0,68	0,2	0,16	0,069	0,02	0,016

5 Diskussion und Ausblick

In der Probe des Ribbeck-Meteoriten F74 konnten sowohl primordiale Radionuklide und deren Zerfallsprodukte als auch die vier kosmogenen Radionuklide ^{26}Al , ^{22}Na , ^7Be und ^{54}Mn nachgewiesen werden (95% C.L.). Diese Radionuklide wurden ebenfalls in einer anderen γ -Spektrometrischen Untersuchung zweier Aubrit Bruchstücke (AKM01 und AKM05) desselben Meteoritenfalls durchgeführt vom VKTA Labor Dresden [18][2] nachgewiesen. In Tabelle 12 sind die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten Aktivitäten bzw. die oberen Grenzen der Aktivitäten verschiedener (kosmogener) Radionuklide den Ergebnissen der VKTA Studie gegenübergestellt.

Tabelle 12: Aktivitäten der kosmogenen, primordialen und natürlichen Radionuklide für verschiedene Proben (AKM01, AKM05, F74). Die Ergebnisse für die Proben AKM01, AKM05 stammen aus einer anderen Studie vom 21.05.2024 [2]

Nuklid	$A_0^{\text{spez}} \left[\frac{\text{dpm}}{\text{kg}} \right]$		
	AKM01	AKM05	F74
<i>Kosmogene Radionuklide</i>			
^7Be	147 (15)	117 (19)	132 (29)
^{22}Na	90 (7)	92 (13)	112 (20)
^{26}Al	73 (5)	58 (8)	81 (14)
^{46}Sc	<3,0	<2,7	<1,7
^{44}Ti	<2,2	<1,1	<1,3
^{48}V	<5,7	<6,2	<24
^{51}Cr	<37	<37	<32
^{52}Mn	<30	<29	<767
^{54}Mn	4,8 (8)	5,6 (1,1)	1,3 (6)
^{56}Co	<3,0	<2,7	<2,6
^{57}Co	<2,0	<1,5	<0,7
^{58}Co	<2,5	<2,6	<1,3
^{60}Co	<2,8	<2,3	<1,1
<i>Primordiale und natürliche Radionuklide</i>			
^{40}K	3000 (240)	2200 (310)	2180 (35)
<i>Zerfallskette von ^{238}U</i>			
^{238}U	<60	<38	<25
^{226}Ra	8,1 (15)	<11	2,9 (16)
^{210}Pb	<110	<56	45 (18)
<i>Zerfallskette von ^{232}Th</i>			
^{228}Ra	31 (4)	<16	13 (4)
^{228}Th	30,6 (21)	11,2 (25)	10,2 (76)

Die in dieser Arbeit ermittelten Aktivitäten der Nuklide ^{26}Al , ^{22}Na , ^7Be in F74 liegen leicht über denen, die in den anderen beiden Aubrit-Proben gefunden wurden. Eine relativ große Aktivität von $132 \pm 29 \frac{\text{dpm}}{\text{kg}}$ weist das Radionuklid ^7Be auf. Das Schmelzen des Schnees vor der Bergung des untersuchten Bruchstücks könnte zu einem erhöhten Anteil an ^7Be in der Probe geführt haben. Darüber, wie groß der witterungsbedingte Einfluss ist, lässt sich keine Aussage treffen. Bis auf einen

minimal höheren Wert der Aktivität von ^{26}Al in F74 als in AKM05, stimmen die Ergebnisse der drei kosmogenen Radionuklide ^{26}Al , ^{22}Na und ^7Be im Rahmen ihrer Unsicherheiten mit denen der anderen beiden Proben überein.

Dem entgegen steht der deutlich kleinere Wert für das nachgewiesene Isotop ^{54}Mn . Daher lässt sich beruhend auf den Ergebnissen keine eindeutige Aussage zum Ursprung der Probe im Mutterkörper treffen. Weiterführende Analysen der Daten und Vergleiche mit Produktionsraten kosmogener Radionuklide könnten möglicherweise Erkenntnisse zum CRE-Alter liefern. Die Aktivität des primordialen Radionuklids ^{40}K in F74 ist ähnlich zu der in Probe AKM05 und kleiner in Probe AKM01. Auch die Werte für die detektierten Mitglieder der natürlichen Zerfallsreihen liegen unter den Ergebnissen der Studie vom Mai 2024 [2]. Hierbei erfolgt die Angabe der Aktivitäten der langlebigen Mutternuklide ^{226}Ra bzw. ^{228}Ra unter der Annahme des säkulären Gleichgewichts mit deren nachgewiesenen kurzlebigen Tochternukliden ^{214}Bi bzw. ^{228}Ac . Für ^{228}Th wurde der gewichtete Mittelwert der Tochternuklide ^{212}Pb bzw. ^{212}Bi gebildet. Einige der in der Probe gefundenen γ -Linien, sind ebenfalls im Untergrundspektrum enthalten. ^{22}Na beispielsweise gehört zwar als laborspezifisches Radionuklid zum Untergrund des TU1-Detektors, doch die während des Messzeitraums des Aubrit erwarteten Ereignisse aus dem Untergrund wurden zur Bestimmung der Aktivität der Probe korrigiert und sollten demnach nicht zu einer Erhöhung der Aktivität geführt haben.

Untergrundereignisse sind trotz Bereinigung des Probenspektrums mit einem aufgenommenen Untergrundspektrum des TU1 Detektors eine mögliche Fehlerquelle.

Zudem führt die Bestimmung der gezählten Ereignisse im Peak im Spektrum besonders für kleine Peaks zu recht großen Unsicherheiten. Während Nuklide mit hoher Zählrate wie ^{40}K einen relativen Fehler von 1% aufweisen, liegt dieser bei Linien schwacher Intensität wie für ^{212}Bi bei 44%. Darauf haben auch Breite des Untergrundbereichs und der ROI einen entscheidenden Einfluss. Aufgrund dicht beieinanderliegender Peaks im Spektrum konnte häufig nur ein recht schmaler Bereich des Untergrunds ausgewertet werden. Außerdem erfolgte die Festlegung der ROI auf der Grundlage des ermittelten Energieauflösungsvermögens des Detektors. Für sehr kleine Zählraten müssten möglicherweise individuelle Grenzen festgelegt werden, um präzisere Ergebnisse zu erhalten.

Auch die durch Simulation bestimmten Effizienzen haben eine hohe Unsicherheit. Um diese nicht zu überschätzen, wurden die Berechnungen jeweils mit einer konservativen und einer optimistischen Abschätzung der relativen Unsicherheit von 15% bzw. 9% durchgeführt. Auch wenn die Optimierung des simulierten Aufbaus im Rahmen dieser Arbeit bereits zu deutlich besseren Ergebnissen führte, könnte dieser durch weitere umfangreiche Optimierungen mithilfe von Kalibriermessungen möglicherweise noch minimiert werden.

Literatur

- [1] K. Keil. “Enstatite achondrite meteorites (aubrites) and the histories of their asteroidal parent bodies”. In: *Geochemistry* 70.4 (2010), S. 295–317. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.chemer.2010.02.002>. URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0009281910000073>.
- [2] A. Bischoff, M. Patzek, J.-A. Barrat u. a. “Cosmic pears from the Havelland (Germany): Ribbeck, the twelfth recorded aubrite fall in history”. In: *Meteoritics & Planetary Science* (2024).
- [3] R. Brazzle, O. Pravdivtseva, A. Meshik und C. Hohenberg. “Verification and interpretation of the I-Xe chronometer”. In: *Geochimica et Cosmochimica Acta* 63.5 (1999), S. 739–760.
- [4] C. Hohenberg und O. Pravdivtseva. “I-Xe dating: From adolescence to maturity”. In: *Geochemistry* 68.4 (2008), S. 339–351.
- [5] S. Lorenzetti, O. Eugster, H. Busemann u. a. “History and origin of aubrites”. In: *Geochimica et Cosmochimica Acta* 67.3 (2003), S. 557–571. DOI: [https://doi.org/10.1016/S0016-7037\(02\)01085-2](https://doi.org/10.1016/S0016-7037(02)01085-2). URL: <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016703702010852>.
- [6] A. E. Rubin. “Mineralogy of meteorite groups”. In: *Meteoritics & Planetary Science* 32.2 (1997), S. 231–247.
- [7] P. Spurný, J. Borovička, L. Shrubený u. a. “Atmospheric entry and fragmentation of the small asteroid 2024 BX1: Bolide trajectory, orbit, dynamics, light curve, and spectrum”. In: *Astronomy & Astrophysics* 686 (2024), A67.
- [8] G. Gilmore. *Practical gamma-ray spectrometry*. 2. ed. Chichester [u.a.]: Wiley, 2008. URL: <https://katalog.slub-dresden.de/id/0-550135588>.
- [9] G. F. Knoll. *Radiation detection and measurement*. 4th ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2010. URL: <https://katalog.slub-dresden.de/id/0-625934105>.
- [10] International Atomic Energy Agency. *IAEA Nuclear Data Services - Chart of the Nuclides*. Accessed: 2024-09-13. 2024. URL: <https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>.
- [11] S. Turkat, D. Bemmerer, A. Boeltzig u. a. “A new ultra low-level HPGe activity counting setup in the Felsenkeller shallow-underground laboratory”. In: *Astroparticle Physics* 148 (2023), S. 102816.

- [12] S. Turkat. “Primordial nuclides and low-level counting at Felsenkeller”. Doctoral dissertation. TU Dresden, 2023.
- [13] CERN. *Geant4 - CERN*. Accessed: 2024-08-14. 2024. URL: <https://geant4.web.cern.ch>.
- [14] M. Pichotta. *Freundlicherweise zur Verfügung gestellt von Marie Pichotta*. Persönliche Kommunikation. 2024.
- [15] J. W. Anthony, R. A. Bideaux, K. W. Bladh und M. C. Nichols. *Handbook of Mineralogy*. Enstatite, handbookofmineralogy.org [PDF; 76 kB; abgerufen am 26. Februar 2020]. Mineralogical Society of America, 2001. URL: <http://www.handbookofmineralogy.org>.
- [16] J. W. Anthony, R. A. Bideaux, K. W. Bladh und M. C. Nichols. *Handbook of Mineralogy*. Albite, handbookofmineralogy.org [PDF; 87 kB; abgerufen am 22. November 2021]. Mineralogical Society of America, 2001. URL: <http://www.handbookofmineralogy.org>.
- [17] J. W. Anthony, R. A. Bideaux, K. W. Bladh und M. C. Nichols. *Handbook of Mineralogy*. Forsterite, handbookofmineralogy.org [PDF; 76 kB; abgerufen am 10. Juni 2019]. Mineralogical Society of America, 2001. URL: <http://www.handbookofmineralogy.org>.
- [18] VKTA - *Strahlenschutz, Analytik und Entsorgung Rossendorf e. V.* <https://www.vkta.de>. Accessed: 2024-09-13.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich diese Arbeit im Rahmen der Betreuung am Institut für Strahlenphysik am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf und dem Institut für Kern- und Teilchenphysik der Technischen Universität Dresden ohne unzulässige Hilfe Dritter verfasst und alle Quellen als solche gekennzeichnet habe.

Juliane Gocht
Dresden, 13.09.2024