



Inhaltsverzeichnis

I. Radioaktivität im Gebäude und in einem Alltagsgegenstand	3
1. Theoretische Grundlagen	3
1.1. Radioaktiver Zerfall	3
1.2. Einheiten der Strahlung	4
1.3. Abschirmung von Strahlung	5
1.4. Halbleiterdetektor	6
1.5. Szintillationsdetektor	6
2. Versuchsaufbau und -durchführung	6
3. Auswertung	7
3.1. Eichung	7
3.2. Untergrund	10
3.3. Glühstrumpf	12
3.4. Fragen	14
II. Radioaktivität im menschlichen Körper	16
4. Fragen und Antworten	17
5. Versuchsaufbau und -durchführung	18
6. Auswertung	18
Literatur	20
A. Eichspektren	21
B. Glühstrumpf- und Untergrundspektrum	24



Lebewesen auf der Erde sind durch ihre Umwelt permanent radioaktiver Strahlung ausgesetzt. Dieser Versuch des Fortgeschrittenenpraktikums des Physik-Bachelorstudiums an der Justus-Liebig-Universität sollte eine Vorstellung über das Ausmaß dieser Strahlungsbelastung vermitteln.

Teil I.

Radioaktivität im Gebäude und in einem Alltagsgegenstand

Im ersten Teil des Versuches wurde untersucht, welche Radionuklide sich in dem Laborraum des Versuches befanden. Danach wurde untersucht, welche Radionuklide sich in einem Glühstrumpf als ein Beispiel für einen Alltagsgegenstand befanden. Zum besseren Verständnis sollen hier zunächst einige theoretische Grundlagen erläutert werden.

1. Theoretische Grundlagen

1.1. Radioaktiver Zerfall

Einem Atomkern ist es möglich sich durch Aussendung von Strahlung in einen anderen, energetisch günstigeren Kern umzuwandeln. Diesen Vorgang nennt man radioaktiven Zerfall. Nicht unbedingt zerfallen radioaktive Kerne in einen stabilen Zustand, sondern können daraufhin weiter zerfallen. Solche Prozesse nennt man eine Zerfallskette. Es lassen sich verschiedene Zerfallsarten unterscheiden.

Alphastrahlung: Wenn sich in dem Mutterkern ein temporärer Heliumkern ausbildet, kann dieser über den Tunneleffekt mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit den Mutterkern verlassen. Diese Strahlung ist also eine ionisierende Teilchenstrahlung mit charakteristischen Energien. Der Mutterkern verliert dabei zwei Protonen und zwei Neutronen.

Beispiel: ^{237}U nach ^{242}Pu

Beta-Minus-Strahlung: Bei dieser Zerfallsart wird ein Elektron und ein Anti-Elektronneutrino ausgesendet. Dabei wandelt sich im Kern ein Neutron in ein Proton um. In diesem Drei-Körper-Problem teilen sich die beiden Teilchen die verfügbare Energie auf, weshalb deren Energien nicht diskret sind. Bei dieser ionisierenden Strahlung liegt also ein Energiespektrum vor, dessen Maximalwert jedoch wiederum charakteristisch ist.

Beispiel: ^{40}K nach ^{40}Ca

Beta-Plus-Strahlung: Seltener tritt der verwandte β^+ -Zerfall auf, bei dem ein Positron und ein Elektronneutrino ausgesendet werden. Im Kern wandelt sich dann ein Proton in ein Neutron um.

Beispiel: ^{22}Na nach ^{22}Ne

Gammastrahlung: Befindet sich der Atomkern in einem angeregten Zustand, dann kann er ein Photon aussenden, um in einen niedriger angeregten Zustand zu fallen. Diese Gammastrahlung ist für jeden Übergang charakteristisch und kann auch verwendet werden, um gleiche Atomkerne anzuregen.



Neutronenstrahlung: Besitzt der Kern eine zu hohe Anzahl an Neutronen, dann können Neutronen aus dem Kern heraus fliegen. Diese Zerfallsart findet man überwiegend bei kleineren Kernen vor.

Beispiel: ${}^5\text{He}$ nach ${}^4\text{He}$

Protonenstrahlung: In Analogie zum Neutronenzerfall kann ein Kern auch einen Überschuss an Protonen besitzen, die dann aus dem Kern fliegen.

Beispiel: ${}^5\text{Li}$ nach ${}^4\text{Li}$

${}^{12}\text{C}$ -Zerfall: Ähnlich zum Alphazerfall tunneln bei dieser Zerfallsart ${}^{12}\text{C}$ -Teilchen aus dem Kern. Die Wahrscheinlichkeit hierfür ist aber sehr gering und nur bei sehr großen Kernen beobachtbar.

Spontane Spaltung: Große Kerne können in zwei oder mehrere mittelschwere Kerne zerfallen. Dies geschieht ohne äußere Einwirkung.

Elektroneneinfang: Es ist möglich, dass ein in der Hülle befindliches Elektron vom Kern eingefangen wird. Dabei werden ein Proton aus dem Kern und das Elektron in ein Neutron und ein Elektronenneutrino umgewandelt.

1.2. Einheiten der Strahlung

Es lassen sich einige Merkmale von Strahlung physikalisch korrekt beschreiben:

Aktivität: $A = \frac{\Delta N}{\Delta t}$. Die Anzahl der Kernumwandlungen im Verhältnis zur Zeit in Becquerel ($1\text{Bq} = \frac{1}{\text{s}}$). Im Bezug auf eine Masse m lässt sich die spezifische Aktivität $A_{\text{sp}} = \frac{A}{m}$ in $\frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$ bestimmen.

Ionendosis: $I = \frac{\Delta Q}{\Delta m}$. Die Ladungsmenge Q der Ionen, die durch ionisierende Strahlung in der Masse m entstehen, in $\frac{\text{C}}{\text{kg}}$.

Energiedosis: $D = \frac{\Delta E}{\Delta m}$. Die in einer Masse m deponierte Energie E in Gray ($1\text{Gy} = 1\frac{\text{J}}{\text{kg}}$).

Zur Beschreibung der durch Strahlung verursachten biologischen Schäden sind diese Einheiten jedoch nicht ausreichend und man muss zusätzlich die Strahlungsart berücksichtigen. Desweiteren muss man berücksichtigen, welche Dosis in welchem Organ deponiert wurde, da die Strahlung in unterschiedlichen Organen unterschiedlich schädlich ist. Sehr hohe Strahlendosen richten außerdem bei punktueller Bestrahlung im Vergleich zur gleichmäßigen Bestrahlung kaum Schaden an. Wenn nur wenige Zellen durch die Strahlung zerstört oder mutiert sind ist eine Reparatur durch die gesunden Nachbarzellen beinahe unabhängig vom Zerstörungsgrad dieser einzelnen Zellen. Für den Umgang mit radioaktiver Strahlung ist es deshalb wichtig, weitere phänomenologische Einheiten einzuführen:

Strahlungsart	w_r
Photonen	1
Elektronen	1
Myonen	1
Neutronen	
bis 10keV	5
10keV bis 100keV	10
100keV bis 2MeV	20
2MeV bis 20MeV	10
ab 20MeV	5
Protonen ab 2MeV	5
Kerne (z.B. α -Teilchen)	20

Tabelle 1: Strahlungswichtungsfaktoren

Organdosis: $H(T) = Dw_r$. Gewichtete Energiedosis D für ein bestimmtes Organ T in Sievert, wobei der Wichtungsfaktor w_r wie in Tabelle 1 definiert wurde.



Effektive Dosis: $E = \sum_T w_T H(T)$. Zusätzliche Gewichtung der Organdosis H unter Berücksichtigung der Exposition der verschiedenen Organe. Die Einheit ist Sievert, der Wichtungsfaktor w_T wurde wie in Tabelle 2 definiert.

1.3. Abschirmung von Strahlung

Grundsätzlich will man Lebewesen möglichst keiner künstlichen Strahlung aussetzen. Wo sich Strahlung nicht vermeiden lässt, können aber Maßnahmen getroffen werden, um den schädlichen Effekt zu minimieren. Dazu gehört die Vermeidung unnötig starker Strahlungsquellen ebenso wie ein möglichst großer Abstand zwischen betroffenen Personen und der Quelle. Zusätzlich kann die Strahlung aber noch durch Materialien abgeschirmt werden.

Alphastrahlung kann bereits durch ein Blatt Papier genügend abgeschirmt werden. Die Alphateilchen wechselwirken nämlich hauptsächlich durch Anregung oder Ionisation von Atomen. Die sehr geringe Reichweite in Materie wächst mit der Energie. Selbst in Luft reicht eine 10MeV Strahlung gerade einmal $10,6\text{cm}$ weit.

Betastrahlung wechselwirkt ebenfalls über Anregung und Ionisation, zusätzlich aber auch durch die Erzeugung von Bremsstrahlung und Streuung. Strahlung mit 10MeV reicht 39m in Luft und die Reichweite wächst mit zunehmender Energie. Mit einer Aluminiumplatte von einigen Millimetern Dicke kann die Betastrahlung bereits gut abgeschirmt werden. Allerdings durchdringt die Bremsstrahlung solche Schichten weiterhin.

Gammastrahlung verliert aufgrund seiner Quanteneigenschaften keine Energie beim Durchdringen von Materie, nur die Anzahl der passierenden Photonen sinkt mit zunehmender Materialdicke exponentiell. In Luft ist Gammastrahlung beinahe ungehindert, es wird ein sehr dichtes Material zur Abschirmung benötigt. Vorzugsweise kommen Bleiplatten oder Bleiwände zum Einsatz.

Neutronenstrahlung muss durch Einfang der Neutronen in Atomkernen abgeschirmt werden. Dazu müssen die oftmals schnellen Neutronen zunächst in einen Moderator durch elastische Streuung abgebremst werden. Die Bremswirkung ist bei gleich großen Massen der Stoßpartner am höchsten, weshalb Wasserstoff der wirksamste Moderator ist. In der Praxis verwendet man Materialien, deren Wasserstoffanteil möglichst hoch ist (z.B. Paraffin). Hinter dem Moderator befindet sich eine Materialschicht, in der die moderierten (thermischen) Neutronen durch Neutroneneinfang durch die Atomkerne des Materials absorbiert werden. Häufig werden bor- oder cadmiumhaltige Materialien als Absorber verwendet, da der Wirkungsquerschnitt von Bor und Cadmium für den Einfang von thermischen Neutronen besonders hoch ist. Beim Neutroneneinfang wird die freiwerdende Bindungsenergie durch ein Photon abgegeben. Daher befindet sich hinter dem Absorber eine weitere Schicht zur Abschirmung dieser Gammastrahlung. Häufig wird dafür Blei verwendet.

Organ oder Gewebe	w_T
Brust	0,12
Dickdarm	0,12
rotes Knochenmark	0,12
Lunge	0,12
Magen	0,12
Keimdrüsen	0,08
Blase	0,04
Leber	0,04
Schilddrüse	0,04
Speiseröhre	0,04
Gehirn	0,01
Haut	0,01
Knochenoberfläche	0,01
Speicheldrüsen	0,01
Sonstiges	0,12

Tabelle 2: Gewebewichtungsfaktoren



1.4. Halbleiterdetektor

Ein Halbleiterdetektor besteht meist aus einem Germanium- oder Siliziumkristall und verhält sich wie eine in Sperrrichtung betriebene pn-Diode. Gelangt ein Photon in die Sperrzone, so wird durch den Photoeffekt ein Elektron ausgelöst welches wiederum im Kristall Elektronen-Loch-Paare erzeugt. Die Anzahl dieser ist proportional zur Energie des Photons. Durch Absaugen der Elektronen-Loch-Paare mit Hilfe der Betriebsspannung wird ein Spannungspuls erzeugt, der von der Elektronik registriert und ausgewertet werden kann. Um zu verhindern, dass durch thermische Anregung Elektronen-Loch-Paare entstehen, muss der Detektor z. B. mit flüssigem Stickstoff gekühlt werden.

1.5. Szintillationsdetektor

Szintillationsdetektoren bestehen ebenfalls aus einem Kristall, in dem durch Auftreffen eines Photons Elektronen-Loch-Paare erzeugt werden. Diese zerfallen wieder unter Aussendung eines Photons. Mit Hilfe eines Photomultipliers wird aus diesen Photonen ein auswertbares elektrisches Signal erzeugt. Für diesen Vorgang ist es notwendig, den Kristall zu dotieren, da sonst die Energie des erzeugten Photons genau der Energie der Bandlücke entspräche, und somit dieses wieder direkt im Kristall absorbiert werden würde.

2. Versuchsaufbau und -durchführung

Der schematische Versuchsaufbau ist in Abbildung 1 zu sehen. Es wurde ein mit flüssigem Stickstoff gekühlter Ge-Halbleiterdetektor verwendet. Zunächst wurde damit ein Gammaspektrum des Untergrundes des Raumes für $5 \text{ d} + 22 \text{ h} + 35 \text{ min} + 49 \text{ s} = 513349 \text{ s}$ aufgenommen. Danach wurden nacheinander ein ^{137}Cs -, ^{60}Co -, ^{22}Na -, ^{207}Bi - und ein ^{133}Ba -Präparat vor dem Detektor aufgestellt und deren Gammaspektrum gemessen. Da die Gammaenergien dieser radioaktiven Präparate bekannt sind, konnte so die Apparatur geeicht werden. Danach wurde der Glühstrumpf zusammen mit einem Behälter mit 1 kg KCl-Salz vor dem Detektor aufgebaut und für $1 \text{ h} + 31 \text{ min} + 17 \text{ s} = 5477 \text{ s}$ das Gammaspektrum aufgenommen.

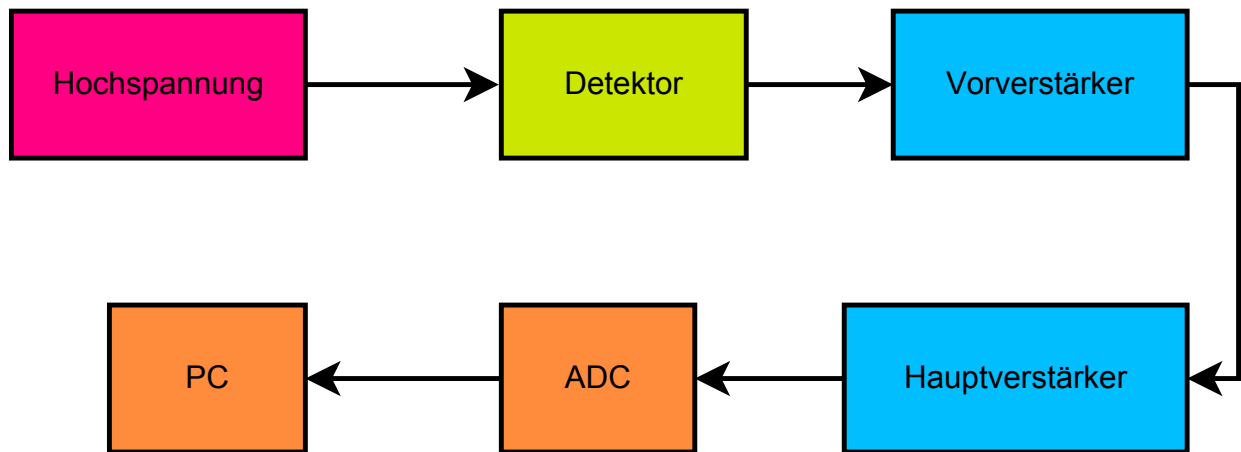


Abbildung 1: Blockschaltbild des verwendeten Aufbaus mit einer Hochspannung von $U = 2,5 \text{ kV}$, Ge-Detektor, Vorverstärker, Hauptverstärker, Analog-Digital-Converter (ADC) und Personal Computer (PC).

3. Auswertung

3.1. Eichung

In den gemessenen Spektren der Eichpräparate wurden die eindeutigen Peaks mit Hilfe der Software auf dem Computer der Messapparatur mit Gaußfunktionen gefittet. Der erhaltene Mittelwert μ in Kanälen entspricht dem Literaturwert der γ -Energie E_{Lit} und die Standardabweichung σ in Kanälen entspricht dem Fehler der Energiemessung. Die Ergebnisse der Gaußfits sind in Tabelle 3 zusammengefasst.

Präparat	$E_{Lit} \text{ [keV]}$	$\mu \text{ [Kanäle]}$	$\sigma \text{ [Kanäle]}$
^{137}Cs	661,7	1582,26	0,018
^{60}Co	1173,24	2809,18	0,017
	1332,5	3191,32	0,020
^{22}Na	1274,6	3052,19	0,026
	511,00	1220,69	0,035
^{207}Bi	1063,7	2546,55	0,017
	569,7	1361,64	0,011
^{133}Ba	383,851	915,647	0,014
	356,005	848,876	0,016
	302,851	721,287	0,012
	276,397	657,775	0,011
	80,998	188,548	0,041

(aus e^+e^- -Annihilation)

Tabelle 3: Gaußfits der Eichspektren

Aus der Eichmessung wird ein Fit der Form $\mu_{Fit}(E) = a + bE$ erstellt. Damit die Fehler Δa und Δb keine Kovarianzen enthalten, wurden die E_{Lit} -Werte auf den nach Fehlergröße gewichteten Schwerpunkt E_0 verschoben:



$$E_0 = \frac{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2} E_{Lit,i}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}} = 582,9148535435316 \text{ keV} \quad (1)$$

Mithilfe von OriginPro 9.1 wurde ein linearer Fit $\mu_{Fit}(E_{Lit} - E_0) = a + b(E_{Lit} - E_0)$ erstellt. Dabei wurde mit σ als Fehler von μ gerechnet. Zusätzlich wurden die Fehler des Fits jedoch mit der reduzierten Fehlerquadratsumme multipliziert (Option *Use Reduced χ^2*), da die σ -Fehler vermutlich zu klein sind. Der Fit ergab:

$$\begin{aligned} \mu_{Fit}(E - E_0) &= a + b(E - E_0) \\ a &= 1393,16622872528 \\ \Delta a &= 0,0383155504641163 \\ b &= 2,39888237327609 \frac{1}{\text{keV}} \\ \Delta b &= 1,08080803089595 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{keV}} \end{aligned} \quad (2)$$

An den Residuen R_i kann man etwa die Güte des Fits erkennen:

$$R_i = \mu - \mu_{Fit}(E - E_0) \quad (3)$$

In Abbildung 2 sieht man, dass die σ -Fehler aus den Gaußfits zu klein für eine sinnvolle Fehlerangabe sind. Daher war es sinnvoll, die Fehler des Fits zusätzlich mit der Fehlerquadratsumme zu multiplizieren. Auffällig in Abbildung 2 ist auch, dass die γ -Energie $E_{Lit} = 80,998 \text{ keV}$ von ^{133}Ba ein betragsmäßig deutlich größeres Residuum hat als die anderen γ -Energien. Dies liegt daran, dass ein linearer Fit verwendet wurde, aber die Verstärkung des Signals der Messapparatur in diesem vergleichsweise niedrigen Energiebereich eigentlich nicht mehr linear ist. In den unten ausgewerteten Spektren des Untergrundes und des Glühstrumpfes wurden im Energiebereich $< 200 \text{ keV}$ aber sowieso keine Peaks ausgewertet.

Um eine allgemeine Eichgleichung zu erhalten, wurde der Fit (2) umgestellt und μ_{Fit} durch eine allgemeine Kanalzahl K ersetzt:

$$E(K) = \frac{K - a}{b} + E_0 \quad (4)$$

Da es keine Kovarianzen zwischen Δa und Δb gibt, wurde der Fehler ΔE_{Eich} mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung berechnet:

$$\begin{aligned} \Delta E_{Eich} &= \sqrt{\left(\frac{\partial E}{\partial a} \Delta a\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial b} \Delta b\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial K} \Delta K\right)^2} \\ &= \sqrt{\left(\frac{1}{b} \Delta a\right)^2 + \left(\frac{K - a}{b^2} \Delta b\right)^2 + \left(\frac{1}{b} \Delta K\right)^2} \end{aligned} \quad (5)$$

Da dieser Fehler als Standardabweichung zu verstehen ist, sollten etwa 68 % der Werte innerhalb dieses Fehlers liegen. Um die Eichgleichung (4) zu überprüfen, wurden damit die Energien der Peaks aus den Eichspektren mit $\Delta K = \sigma$ zurückgerechnet und mit den Literaturwerten verglichen. Wenn man die γ -Energie bei $E_{Lit} = 80,998 \text{ keV}$ herausnimmt, sieht man in Tabelle 4, dass sechs von elf, d.h. $54,54\% < 68\%$, der Literaturwerte im Fehlerbereich $\Delta E_{calc} = \Delta E_{Eich}$ liegen. Für die restliche Auswertung wurde etwas großzügiger

$$\Delta E = 3\Delta E_{Eich} \quad (6)$$

als Fehler für die Eichgleichung verwendet. Mit der Eichgleichung (4) wurden die gemessenen Eichspektren gegen die γ -Energie aufgetragen. Die Darstellungen finden sich im Anhang.



μ [Kanäle]	σ [Kanäle]	E_{Lit} [keV]	E_{calc} [keV]	ΔE_{calc} [keV]	im Fehler?	$3\Delta E_{\text{calc}}$ [keV]	im Fehler?
1582,26	0,018	661,7	661,741	0,018	X	0,054	✓
2809,18	0,017	1173,24	1173,195	0,032	X	0,095	✓
3191,32	0,020	1332,5	1332,495	0,038	✓	0,115	✓
3052,19	0,026	1274,6	1274,497	0,037	X	0,110	✓
1220,69	0,035	511,00	511,016	0,022	✓	0,066	✓
2546,55	0,017	1063,7	1063,715	0,028	✓	0,083	✓
1361,64	0,011	569,7	569,773	0,017	X	0,050	X
915,647	0,014	383,851	383,856	0,019	✓	0,058	✓
848,876	0,016	356,005	356,022	0,020	✓	0,060	✓
721,287	0,012	302,851	302,835	0,021	✓	0,063	✓
657,775	0,011	276,397	276,359	0,022	X	0,065	✓
188,548	0,041	80,998	80,757	0,033	X	0,098	X

Tabelle 4: Mit der Eichgleichung (4) wurde $E_{\text{calc}} = E(\sigma)$ berechnet und überprüft, ob der Literaturwert im Fehlerbereich $\Delta E_{\text{calc}} = \Delta E_{\text{Eich}}$ aus Gleichung (5) liegt.

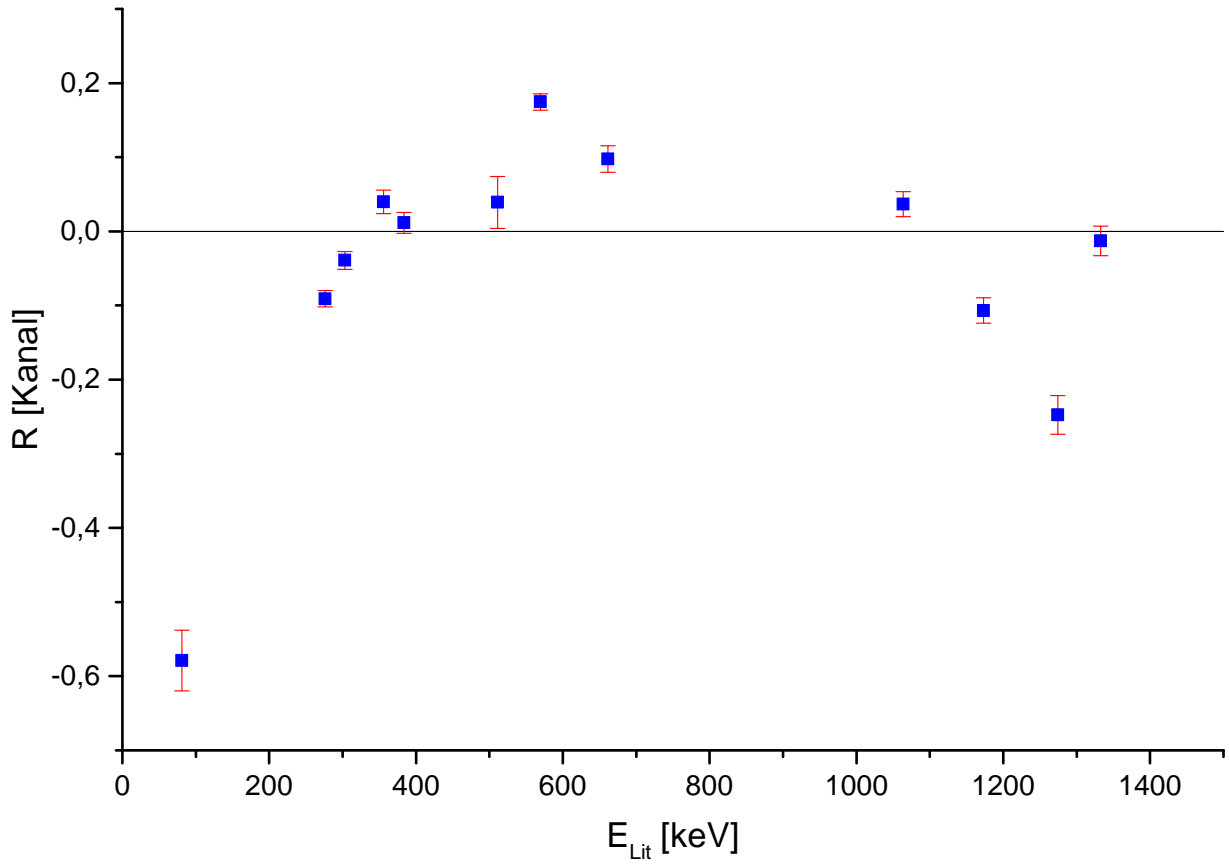


Abbildung 2: Die Residuen R sind gegen die γ -Energien aufgetragen. Eingezeichnet sind die σ -Fehler aus den Gaußfits.



3.2. Untergrund

Aus dem Untergrundspektrum wurden 21 deutlich zu erkennende Peaks wieder mit Hilfe der Software auf dem Computer der Messapparatur mit Gaußfunktionen gefittet. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5 zusammengefasst. Analog zur Eichung wurden diese Daten mit den Gleichungen (4) und (6) in E und ΔE umgerechnet. Zunächst wurden die gemessenen Energien mit den γ -Energien von Isotopen der natürlichen Zerfallsreihe verglichen. Manche gemessenen Energien wurden aber auch anders zugeordnet. Dies ist in Tabelle 7 dargestellt.

Peaknr.	μ [Kanäle]	σ [Kanäle]
1	567,352	0,009
2	703,221	0,014
3	806,652	0,010
4	839,311	0,010
5	1105,90	0,088
6	1220,66	0,041
7	1394,32	0,018
8	1456,98	0,015
9	1582,54	0,085
10	1591,55	0,206
11	1739,91	0,045
12	1902,25	0,072
13	2059,66	0,070
14	2181,17	0,018
15	2309,62	0,119
16	2319,77	0,047
17	2547,10	0,098
18	2682,83	0,058
19	2810,18	0,423
20	2965,43	0,138
21	3500,04	0,022

Tabelle 5: Gaußfits von deutlichen Peaks im Untergrundspektrum

Wenn nicht anders angegeben wurden die Literaturwerte aus Quelle [1] entnommen. Alle Literaturwerte sind größer als die gemessenen Energien und die meisten liegen nicht im Fehlerbereich. Dies deutet auf einen systematischen Fehler hin. Der Untergrund wurde über einen Zeitraum von etwa sechs Tagen gemessen. In diesem Zeitraum gab es vermutlich Schwankungen der Temperatur, der Luftfeuchtigkeit bzw. des Luftdrucks im Labor, die die Messung beeinflusst haben könnten, sodass die durchgeführte Eichung für die Untergrundmessung evtl. nicht stimmt.

Je ein oder mehrere gemessene Peaks konnten den Isotopen ^{212}Pb , ^{228}Ac , ^{208}Tl und ^{212}Bi zugeordnet werden. Da diese Isotope der natürlichen Thorium-Zerfallsreihe angehören, kann man sagen, dass diese Isotope im Labor vorhanden waren. Das gleiche gilt für die Isotope ^{214}Pb und ^{214}Bi , die der natürlichen Uran-Radium-Zerfallsreihe angehören. Der gemessene Peak Nr. 21 konnte dem Isotop ^{40}K zugeordnet werden. ^{40}K befindet sich überall in der Natur, daher kann man auch sagen, dass es sich im Labor befand.

Peak Nr. 6 ließ sich keinem Isotop direkt zuordnen, er entspricht der Ruheenergie des Elektrons. Der Peak deutet jedoch darauf hin, dass ein β^+ -Strahler im Labor vorhanden war. Wenn die von ei-



nem β^+ -Strahler emittierten Positronen mit Elektronen annihilieren, werden diese 511 keV γ -Quanten frei.

Der gemessene Peak Nr. 9 entspricht der γ -Energie des ^{137}Cs , das auch für die Eichung verwendet wurde. ^{137}Cs wurde beim Reaktorunglück von Tschernobyl frei. Daher ist es möglich, dass es Spuren davon im Labor gab. Deutlich wahrscheinlicher ist jedoch, dass diese γ -Strahlung von dem Eichpräparat stammt, analog zu den Peaks Nr. 17 und 19.

Die Peaks Nr. 17 und 19 entsprechen den γ -Energien von ^{60}Co und ^{207}Bi , die ebenfalls in der Eichung verwendet wurden. Um dem nachzugehen wurde das Untergrundspektrum mit der Energie auf der x-Achse nach weiteren Peaks, die γ -Energien dieser Isotope entsprechen, untersucht. Es wurden zwei weitere passende Peaks gefunden und mit Hilfe von OriginPro 9.1 mit Gaußfunktionen gefittet (s. Tabelle 6). ^{60}Co hat eine Halbwertszeit von 5,3 Jahren und hat nur zwei relevante γ -Energien (s. Tabelle 3). Diese zwei γ -Energien entsprechen den gemessenen Peaks. ^{207}Bi hat eine Halbwertszeit von 31,6 Jahren und dessen zwei γ -Energien mit hoher Intensität, die auch für die Eichung verwendet wurden, entsprechen den gemessenen Peaks. Dessen γ -Energien < 100 keV sind wegen dem kontinuierlichem Spektrum im Untergrund schwer zu identifizieren. Da ^{60}Co und ^{207}Bi normalerweise in der Natur nicht vorkommen, ist es unwahrscheinlich, dass die Isotope sich frei verteilt im Labor befinden. Die entsprechende γ -Strahlung stammt von den Eichpräparaten. Die Eichpräparate ^{137}Cs , ^{60}Co und ^{207}Bi waren während der Untergrundmessung in einem Tresor im Labor verstaut. Der Tresor dient zwar zur Abschirmung der Strahlung, aber man sieht hier, dass noch genug Strahlung hindurch kommt, um die Präparate trotzdem nachzuweisen. Der Peak Nr. 10 konnte nicht sinnvoll einem Isotop zugeordnet werden.

μ [keV]	σ [keV]	Isotop	E_{Lit} [keV] [1]	in σ ?
1332,871	1,019	^{60}Co	1332,5	✓
569,971	0,767	^{207}Bi	569,7	✓

Tabelle 6: Im Untergrundspektrum wurden nachträglich zwei weitere Peaks mit Gaußfunktionen gefittet. Die Fits wurden anders als die in Tabelle 5 berechnet, insbesondere wurden sie mit der Energie E auf der x-Achse durchgeführt. Die Fits passen zu γ -Energien der Isotope ^{60}Co und ^{207}Bi .



Peaknr.	E [keV]	ΔE [keV]	Isotop	nat. Zerfallsreihe?	E _{Lit} [keV] [1]	im Fehler?
1	238,665	0,068	²¹² Pb	Thorium-Reihe	238,63	✓
3	338,420	0,060	²²⁸ Ac		338,32	X
5	463,165	0,121			463,00	X
12	795,132	0,106			794,70	X
14	911,403	0,069			911,07	X
15	964,948	0,165			964,60	X
16	969,180	0,092			969,11	✓
7	583,396	0,053	²⁰⁸ Tl		583,14	X
13	860,750	0,107			860,37	X
11	727,459	0,076	²¹² Bi			727,17
2	295,304	0,064	²¹⁴ Pb	Uran-Radium-Reihe	295,21	X
4	352,034	0,059			351,92	X
8	609,516	0,052	²¹⁴ Bi		609,31	X
18	1120,525	0,113			1120,30	X
20	1238,330	0,200			1238,10	X
17	1063,945	0,147	²⁰⁷ Bi	-	1063,7	X
9	661,857	0,117	¹³⁷ Cs	-	661,70	X
10	665,613	0,262	??			
19	1173,612	0,537	⁶⁰ Co	-	1173,24	✓
6	511,004	0,071	β^+ -Strahler	-	511,00	✓
21	1461,188	0,131	⁴⁰ K	-	1460,80	X

Tabelle 7: Die Peaknr. entsprechen denen aus Tabelle 5. E wurde mit Hilfe der Eichgleichung (4) und ΔE wurde mit Hilfe der Gleichung (6) aus μ und σ berechnet. E wurde mit den γ -Energien verschiedener Isotope verglichen und passend zugeordnet.

3.3. Glühstrumpf

Zur Auswertung des gemessenen Spektrums des Glühstrumpfes musste der Untergrund subtrahiert werden. Wegen der unterschiedlichen Messzeiten des Untergrundes und des Glühstrumpfes musste die Anzahl der Ereignisse $N(K)$ jedoch skaliert werden:

K : Kanalzahl

$N_U(K)$: Spektrum des Untergrundes

$N_G(K)$: Spektrum des Glühstrumpfes

$N_{G,\text{eff}}(K)$: Spektrum des Glühstrumpfes ohne Untergrund

t_U : Messzeit des Untergrundes

t_G : Messzeit des Untergrundes

$$N_{G,\text{eff}}(K) = N_G(K) - \frac{t_G}{t_U} N_U(K) \quad (7)$$

$$t_U = 5 \text{ d} + 22 \text{ h} + 35 \text{ min} + 49 \text{ s} = 513349 \text{ s}$$

$$t_G = 1 \text{ h} + 31 \text{ min} + 17 \text{ s} = 5477 \text{ s}$$



Peaknr.	μ [Kanäle]	σ [Kanäle]
1	496,605	0,142
2	567,234	0,034
3	643,052	0,174
4	660,269	0,260
5	714,814	0,193
6	781,719	0,209
7	806,517	0,085
8	977,204	0,056
9	1105,77	0,034
10	1220,19	0,029
11	1344,55	0,121
12	1394,14	0,013
13	1739,81	0,040
14	1902,11	0,060
15	2059,52	0,057
16	2181,01	0,021
17	2309,62	0,053
18	2319,62	0,025
19	3500,07	0,031

Tabelle 8: Deutliche Peaks im effektiven Glühstrumpfspektrum wurden mit Gaußfunktionen gefittet.

Das effektive Glühstrumpfspektrum $N_{G,eff}$ wurde danach ausgewertet. Ganz analog zur Auswertung des Untergrunds wurden im effektiven Glühstrumpfspektrum 19 deutliche Peaks mit Gaußfunktionen gefittet, dies ist in Tabelle 8 aufgeführt. Die Peaks wurden in Energien umgerechnet und Isotopen zugeordnet. Dies sieht man in Tabelle 9.

Etwas mehr als die Hälfte der E_{Lit} -Werte liegen innerhalb des Fehlerbereichs, also deutlich mehr als bei der Untergrundmessung. Die Literaturwerte, die nicht im Fehlerbereich liegen, sind fast alle zwischen 550 und 1000 keV. Evtl. könnte dies daran liegen, dass in diesem Energiebereich nur wenige Eichpräparate zur Eichung verwendet wurden, und so die Eichung in diesem Bereich nicht gut ist.

Analog zur Auswertung des Untergrundes kann man sagen, dass die Isotope ^{208}Tl , ^{212}Bi , ^{212}Pb und ^{228}Ac aus der natürlichen Thorium-Zerfallsreihe in dem Glühstrumpf enthalten waren. Da bei der Messung ein Kaliumsalz neben den Glühstrumpf gestellt wurde, war das Isotop ^{40}K ebenfalls im Spektrum zu finden.



Peaknr.	E [keV]	Δ E [keV]	Isotop	nat. Zerfallsreihe?	E _{Lit} [keV] [1]	im Fehler?
4	277,399	0,331	²⁰⁸ Tl	Thorium-Reihe	277,35	✓
10	510,808	0,061			510,84	✓
12	583,321	0,051			583,14	X
15	860,692	0,094			860,37	X
6	328,026	0,268	²¹² Bi		327,96	✓
13	727,417	0,072			727,17	X
2	238,616	0,079	²¹² Pb		238,63	✓
5	300,136	0,249			300,09	✓
1	209,174	0,191	²²⁸ Ac		209,28	✓
3	270,222	0,227			270,23	✓
7	338,364	0,121			338,32	✓
8	409,517	0,088			[2] 409,46	✓
9	463,111	0,066			463,00	X
11	562,649	0,159			[2] 562,50	✓
16	911,336	0,070			911,07	X
14	795,074	0,094			794,70	X
17	964,948	0,097			964,60	X
18	969,117	0,077			969,11	✓
19	1461,200	0,134	⁴⁰ K	-	1460,80	X

Tabelle 9: Die Peaknr. entsprechen denen aus Tabelle 8. E wurde mit Hilfe der Eichgleichung (4) und ΔE wurde mit Hilfe der Gleichung (6) aus μ und σ berechnet. E wurde mit den γ -Energien verschiedener Isotope verglichen und passend zugeordnet.

3.4. Fragen

Wie hoch ist die Strahlenbelastung pro Stunde eines Menschen ...

... in einem Langstreckenflugzeug (10.000 m Höhe)? Die Belastung durch die kosmische Höhenstrahlung variiert mit der geographischen Breite. Am 13. August 2014 war die Strahlungsbelastung für eine Person die sich in 10.000 m Höhe über Gießen (50° 35' Nord, 8° 41' Ost) aufhielt **4,8 μSv pro Stunde** [6]. In der Flughöhe von durchschnittlichen Passagierflugzeugen (12 bis 14 km) beträgt die Strahlenbelastung etwa **5 μS pro Stunde** [5, Kap. 11.1].

... in den Alpen (3.000 m)? Auf der Zugspitze (2.962 m) beträgt die Strahlenbelastung durch kosmische Strahlung bei ständigem Aufenthalt $1,1 \frac{\text{mSv}}{\text{a}} = 125,57 \frac{\text{nSv}}{\text{h}}$ [4, Kap. 8.5.1]. Der Mittelwert für die Belastung durch terrestrische Strahlung im Freien in Bayern beträgt $0,42 \frac{\text{mSv}}{\text{a}} = 47,95 \frac{\text{nSv}}{\text{h}}$ [4, Tab. 8-9]. Daraus ergibt sich eine Strahlenbelastung auf der Zugspitze von etwa **0,17 μS pro Stunde**.

... an der Atlantikküste? Die Belastung durch kosmische Strahlung ist auf Meeresspiegelhöhe gering. Die terrestrische Strahlung ist stark abhängig vom Boden. So beträgt der Mittelwert für die Belas-



tung durch terrestrische Strahlung im Freien in Schleswig-Holstein $0,32 \frac{\text{mSv}}{\text{a}} = 0,04 \frac{\mu\text{Sv}}{\text{h}}$ [4, Tab. 8-9]. Besonders starke terrestrische Strahlung herrscht z.B. an der Atlantikküste in Guarapari, Brasilien. Dort wurden im hellen Strandsand **5 μSv pro Stunde** und im dunkeln Strandsand sogar **131 μSv pro Stunde** gemessen [7].

Geben Sie die Reichweite von β -Strahlung der Energie 0,4 MeV sowie die Achtelwertschichtdicke von γ -Strahlung der Energie 1,5 MeV für die Materialien Luft, Wasser, Normalbeton, Eisen und Blei an. Für die Bestimmung der Reichweite der β -Strahlung wurde das Tabellenwerk [9] verwendet. Für die Erstellung dieser Tabellen (*ESTAR*) wurden einige empirische Parameter (insbesondere die mittlere Anregungsenergie des Absorbermaterials) verwendet, um daraus die CSDA-Reichweite (*continuous slowing down approximation*) von Elektronen verschiedener Energie in verschiedenen Materialien abzuschätzen. In dem Tabellenwerk waren Werte für $x = s\rho$ mit der Reichweite s und der Massendichte ρ angegeben. In dem Tabellenwerk war auch die Dichte ρ enthalten, die aus den atomaren Massenzahlen berechnet wurde. Für die Auswertung wurden jeweils die x -Werte für die kinetische Energie $E_{kin} = 0,4 \text{ MeV}$ aus der Tabelle entnommen. Die gesuchte Reichweite s wurde berechnet mit

$$s = \frac{x}{\rho}. \quad (8)$$

Die Ergebnisse sieht man in Tabelle 10.

Material	$\rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right]$ [9]	$x \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right]$ [9]	s
trockene Luft, nahe Meeresspiegel	0,00120479	0,1456	1,2085 m
Wasser	1	0,1288	1,288 mm
Eisen	7,874	0,1851	0,2351 mm
Blei	11,35	0,2494	0,2197 mm
Beton, Portland	2,3	0,1534	0,6670 mm

Tabelle 10: Die Reichweite s von β -Strahlung mit einer kinetischen Energie von $E_{kin} = 0,4 \text{ MeV}$ in verschiedenen Materialien wurde mit Gleichung (8) abgeschätzt. Für das jeweilige Material wurde die Dichte ρ und $x = s\rho$ für $E_{kin} = 0,4 \text{ MeV}$ aus einem Tabellenwerk übernommen.

Zur Bestimmung der Achtelwertschichtdicke $t_{\frac{1}{8}}$ für γ -Strahlung der Energie 1,5 MeV wurden tabellierte Massenschwächungskoeffizienten $\frac{\mu}{\rho}$ für die Photonenenergie $E = 1,5 \text{ MeV}$ aus Quelle [10] verwendet. Analog zur β -Reichweite waren in der Quelle auch die Dichten ρ der verschiedenen Absorbermaterialien tabelliert. Aus dem Lambert-Beerschen Gesetz mit der Intensität $I(t)$, der Eindringtiefe t und dem Absorptionskoeffizient μ kann die Achtelwertschichtdicke $t_{\frac{1}{8}}$ berechnet werden:

$$\begin{aligned}
 I(t) &= I(0) \cdot e^{-\mu t} \\
 \Rightarrow \frac{1}{8} &= e^{-\mu t_{\frac{1}{8}}} \\
 \Leftrightarrow \ln 8 &= \mu t_{\frac{1}{8}} \\
 \Leftrightarrow t_{\frac{1}{8}} &= \frac{\ln 8}{\mu} = \frac{\ln 8}{\frac{\mu}{\rho} \rho} \quad (9)
 \end{aligned}$$

Die Ergebnisse sind in Tabelle 11 zusammengestellt.

Welche effektive Dosis erhält eine Person, die fünf Wochen lang täglich 0,5 L Milch trinkt, die eine Aktivitätskonzentration von 150 $\frac{\text{Bq}}{\text{L}}$ ^{137}Cs aufweist? Dies wurde mit Hilfe einiger Formeln aus



Material	$\rho \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^3} \right] [10]$	$\frac{\mu}{\rho} \left[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2} \right] [10]$	$t_{\frac{1}{8}} [\text{m}]$
trockene Luft, nahe Meeresspiegel	0,00120479	0,05175	333,52
Wasser	1	0,05754	0,36139
Eisen	7,874	0,04883	0,05408
Blei	11,35	0,05222	0,03508
gewöhnlicher Beton	2,3	0,05288	0,171

Tabelle 11: Die Achtelwertschichtdicke $t_{\frac{1}{8}}$ von γ -Strahlung der Energie $E = 1,5 \text{ MeV}$ in verschiedenen Materialien wurde mit Gleichung (9) abgeschätzt. Für das jeweilige Material wurde die Dichte ρ und der Massenschwächungskoeffizient $\frac{\mu}{\rho}$ für $E = 1,5 \text{ MeV}$ aus einem Tabellenwerk übernommen.

dem Lehrbuch [8] berechnet. Die effektive Folgedosis durch Ingestion E_g lässt sich folgendermaßen abschätzen [8, (10.6)]:

$$E_g = g_{g,E} \cdot A_g \quad (10)$$

A_g : Aktivitätszufuhr durch Ingestion

$g_{g,E}$: Ingestionsdosiskoeffizient für
die effektive Folgedosis

Wenn die Aktivitätskonzentration a_V über die interessierende Zeit t weitgehend konstant ist, kann die Aktivitätszufuhr A_g für Getränke wie folgt abgeschätzt werden [8, (10.8)]:

$$A_g = a_V \cdot \dot{V}_g \cdot t \quad (11)$$

\dot{V}_g : mittlere Verbrauchsrate (Volumen/Zeit)

In Wasser reagiert ^{137}Cs sofort zu $^{137}\text{Cs}^+$. Dafür lagen folgende Daten vor [8, Anhang 15.40]:

$$\begin{aligned} &^{137}\text{Cs}^+: \text{Resorptionsfaktor } f_1 = 1 \\ &\text{Absorptionsklasse F (fast)} \\ &g_{g,E} = 1,3 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Sv}}{\text{Bq}} \end{aligned} \quad (12)$$

Damit wurde die gesuchte effektive Folgedosis berechnet:

$$\begin{aligned} a_V &= 150 \frac{\text{Bq}}{\text{L}} \\ \dot{V}_g &= 0,5 \frac{\text{L}}{\text{d}} \\ t &= 5 \cdot 7 \text{ d} = 35 \text{ d} \\ \Rightarrow E_g &= 1,3 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Sv}}{\text{Bq}} \cdot 150 \frac{\text{Bq}}{\text{L}} \cdot 0,5 \frac{\text{L}}{\text{d}} \cdot 35 \text{ d} = \mathbf{34,125 \mu\text{Sv}} \end{aligned}$$

Teil II.

Radioaktivität im menschlichen Körper

Im zweiten Teil des Versuches wurde am Ganzkörperzähler der Hessischen Landesmessstelle für Inkorporationsüberwachung die Aktivität zweier Probanden gemessen. Daraus wurde die Kaliumgesamtmasse der Probanden bestimmt.



4. Fragen und Antworten

Wie hoch ist die Aktivität eines „Normmenschen“ und welches sind die wesentlichen natürlichen radioaktiven Isotope im Körper eines Menschen? Die genaue Strahlendosis, die ein Mensch aufnimmt ist abhängig von individuellen Faktoren wie z.B. Stoffwechselvorgängen. Um vergleichbare Werte für die Strahlendosis zu erhalten, wurde der Normmensch definiert. Die Aktivität eines Normmenschen beträgt 8815 Bq. In Tabelle 12 sind die wesentlichen Radionuklide mit deren Beiträgen aufgelistet.

Wie funktioniert die Radio-Carbon-Messung zur Altersbestimmung? Die Radiocarbon- oder auch ^{14}C -Methode dient der Altersbestimmung von abgestorbenem organischen Material. Dabei wird ausgenutzt, dass ein Teil des Kohlenstoffs, den Organismen mit der Atmosphäre austauschen, radioaktiv ist und somit über das Zerfallsgesetz

$$N(t) = N_0 \cdot e^{-\frac{\ln(2)}{T} \cdot t} \quad (13)$$

mit einer Halbwertszeit von $T \approx 5730$ a zerfällt. Das radioaktive Isotop ^{14}C wird in den oberen Schichten der Atmosphäre durch kosmische Neutronen aus ^{14}N gebildet. Das Verhältnis $R(t)$ von ^{14}C zu ^{12}C ist somit über die Lebensspanne eines Organismus hinweg nahezu konstant, da sich dieser im ständigen Austausch mit dem Kohlenstoff seiner Umwelt befindet. Nach dem Tod des Organismus findet kein Austausch mehr statt und das ^{14}C zerfällt, womit folgt:

$$R(t) = \frac{{}^{14}\text{C}(t)}{{}^{12}\text{C}} = \left(\frac{{}^{14}\text{C}_0}{{}^{12}\text{C}} \right)_{\text{Luft}} \cdot e^{-\frac{\ln(2)}{T} \cdot t} = R(0) \cdot e^{-\frac{\ln(2)}{T} \cdot t} \quad (14)$$

mit $R(0) \approx 1,2 \cdot 10^{-12}$. Wird nun $R(t)$ gemessen, so kann die Zeit t bestimmt werden, die seit dem Tod des Organismus vergangen ist.

Können wir den radioaktiven Kohlenstoff mit dem Ganzkörperzähler nachweisen? Das radioaktive ^{14}C -Isotop emittiert nur β -Strahlung und keine γ -Strahlung. Die β -Strahlung kann die Kleidung und die Luft jedoch nicht durchdringen und erreicht die Detektoren nicht, d.h. das ^{14}C -Isotop kann so nicht nachgewiesen werden.

Radionuklid	A [Bq]
^{40}K	4200
^{14}C	3800
^{87}Rb	650
^{210}Pb , ^{210}Bi , ^{210}Po	60
kurzlebige Rn-Zerfallsprodukte	45
^3H	25
^7Be	25
sonstige	10
Summe	8815

Tabelle 12: natürliche Aktivität im Standardmensch aufgeteilt nach den Beiträgen verschiedener Nuklide [4, Tab. 7-9]



Welches radioaktive Isotop wird als Folge der Kernwaffenversuche und dem Reaktorunfall in Tschernobyl auch heute noch inkorporiert? War bei Ihnen ein Nachweis positiv? Das Isotop ^{137}Cs wurde bei solchen Vorfällen in die Umwelt freigesetzt. Bei den untersuchten Probanden wurde es nicht nachgewiesen.

5. Versuchsaufbau und -durchführung

Die Messapparatur bestand im Wesentlichen aus einer Liege und vier NaI-Detektoren. Es wurde je eine Messung an zwei männlichen Probanden mit einer Messzeit von jeweils ca. 20 Minuten durchgeführt. Die Daten der Probanden sieht man in Tabelle 13.

Probanden- nr.	Probanden- masse [kg]	Alter [Jahren]
1	85	23
2	68	22

Tabelle 13: die Daten der untersuchten Probanden

6. Auswertung

Die ^{40}K -Aktivität A wurde für die beiden Probanden wie folgt bestimmt:

$$A_1 = 6397,7 \text{ Bq} \quad (15)$$

$$A_2 = 6000,3 \text{ Bq}$$

Mit der Probandenmasse m_P folgt daraus die spezifische Aktivität A_m :

$$A_m = \frac{A}{m_P} \quad (16)$$

Der Computer des Ganzkörperzählers gab auch einen Fehler für die spezifische Aktivität an. Daraus wurde der Fehler der Aktivität A berechnet:

$$\Delta A_{m1} = 2,5 \frac{\text{Bq}}{\text{kg}} \quad (17)$$

$$\Delta A_{m2} = 2,9 \frac{\text{Bq}}{\text{kg}}$$

$$\Rightarrow \Delta A_1 = \Delta A_{m1} \cdot m_{P1} = 212,5 \text{ Bq}$$

$$\Delta A_2 = \Delta A_{m2} \cdot m_{P2} = 197,2 \text{ Bq}$$

Um die Kaliummasse m_K im Körper zu bestimmen, ist das Zerfallsgesetz der Ausgangspunkt:

$$N(t) = N(0) \cdot e^{-\lambda t} \quad (18)$$

$N(t)$: Anzahl der vorhandenen Nuklide zum Zeitpunkt t

λ : Zerfallskonstante



λ lässt sich aus der Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}}$ bestimmen und die Aktivität A ist gleich der zeitlichen Abnahme von $N(t)$:

$$\begin{aligned}\lambda &= \frac{\ln 2}{T_{\frac{1}{2}}} \\ A &= -\frac{dN(t)}{dt} = \lambda N(t) \\ \Rightarrow N &= \frac{A T_{\frac{1}{2}}}{\ln 2}\end{aligned}\quad (19)$$

Die relative Häufigkeit des ^{40}K -Isotops beträgt 0,0117 %, d.h. für die Kaliumgesamtmenge N_K gilt

$$N_K = \frac{N_{K40}}{0,000117}.$$

Mit der Avogadrozahl N_A , der durchschnittlichen Molmasse von Kalium M_K und der ^{40}K -Halbwertszeit $T_{\frac{1}{2}}^{(K40)}$ lässt sich die Kaliumgesamtmasse m_K im Körper bestimmen:

$$\begin{aligned}m_K &= \frac{N_K}{N_A} M_K = \frac{T_{\frac{1}{2}}^{(K40)} M_K}{0,000117 \cdot \ln(2) N_A} A \\ N_A &= 6,02214129 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}} [3] \\ T_{\frac{1}{2}}^{(K40)} &= 1,248 \cdot 10^9 \text{ y} = 3,9356928 \cdot 10^{16} \text{ s} \\ M_K &= 39,0983 \frac{\text{g}}{\text{mol}}\end{aligned}\quad (20)$$

Die Fehler der verschiedenen Literaturwerte wurden in der Rechnung vernachlässigt, der Messfehler ΔA pflanzt sich aber entsprechend fort:

$$\Delta m_K = \frac{T_{\frac{1}{2}}^{(K40)} M_K}{0,000117 \cdot \ln(2) N_A} \Delta A \quad (21)$$

Der Normwert der Kaliummasse im Körper m_{KN} in Gramm berechnet sich für Männer wie folgt [1]:

$$m_{KN}[\text{g}] = (2,38658 - 0,00893 \cdot [\text{Alter in Jahren}]) \cdot [\text{Probandenmasse in kg}] \quad (22)$$

Um die Kaliummasse mit dem Normwert zu vergleichen wurde noch die relative Abweichung berechnet:

$$\frac{m_K - m_{KN}}{m_{KN}} \quad (23)$$

Mit den Formeln (20), (21), (22) und (23) wurden die Ergebnisse berechnet und in Tabelle 14 dargestellt. Für beide Probanden liegt die Kaliumgesamtmasse im Körper über dem jeweiligen Normwert, was auf eine gute sportliche Fitness hindeutet. Relativ zum Normwert ist die Kaliummasse bei Proband Nr. 2 jedoch deutlich höher als bei Proband Nr. 1.

Probanden- nr.	m_K [g]	Δm_K [g]	m_{KN} [g]	rel. Ab- weichung
1	201,6	6,7	185,40	+ 8,72 %
2	189,1	6,2	148,93	+ 26,94 %

Tabelle 14: Ergebnisse der Bestimmung der Kaliummassen der Probanden



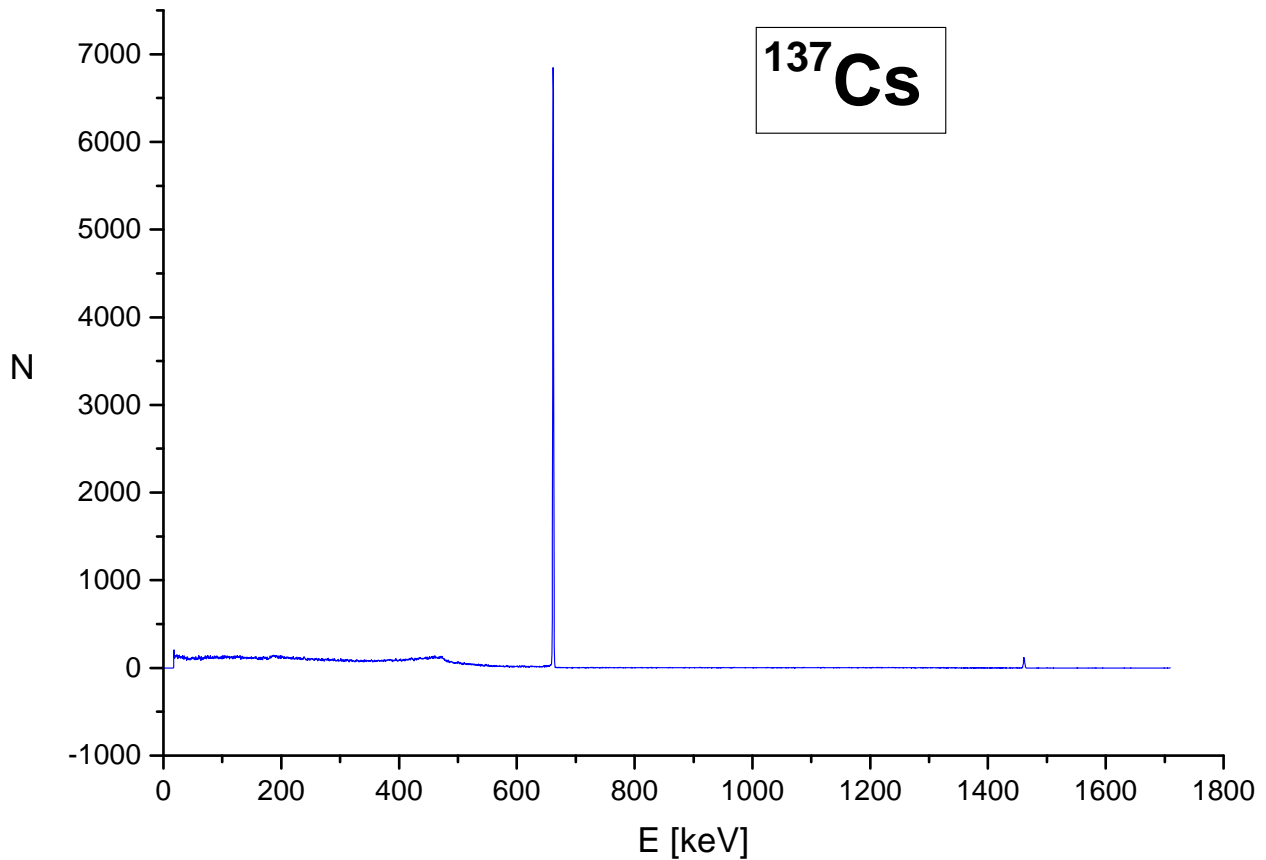
Normalerweise wird der Ganzkörperzähler verwendet, wenn der Verdacht besteht, dass jemand ein nichtnatürliches Radionuklid inkorporiert hat. In diesem Fall ist die dadurch verursachte effektive Folgedosis von Interesse. Diese kann mit Formel (10) bzw. mit dem entsprechenden Analogon für Inhalation abgeschätzt werden. Dafür muss der Dosiskoeffizient g , der spezifisch für die aufgenommene chemische Substanz und für den Inkorporationsweg ist, bekannt sein. In dem Lehrbuch [8, Abschnitt 10.4.2] wird erklärt, wie aus einem Aktivitätsmesswert von einem Ganzkörperzähler die Aktivitätszufuhr bestimmt werden kann. Wichtiger Parameter ist dabei die Retentionsfunktion $r(t)$. Sie beschreibt den verbliebenen Bruchteil der ursprünglich zugeführten Aktivität in Abhängigkeit der vergangenen Zeit seit der Inkorporation. Sie ist wie der Dosiskoeffizient g spezifisch für die inkorporierte radioaktive Chemikalie und für den Inkorporationsweg. Dabei spielt nicht nur die physikalische sondern auch die biologische Halbwertszeit eine Rolle.

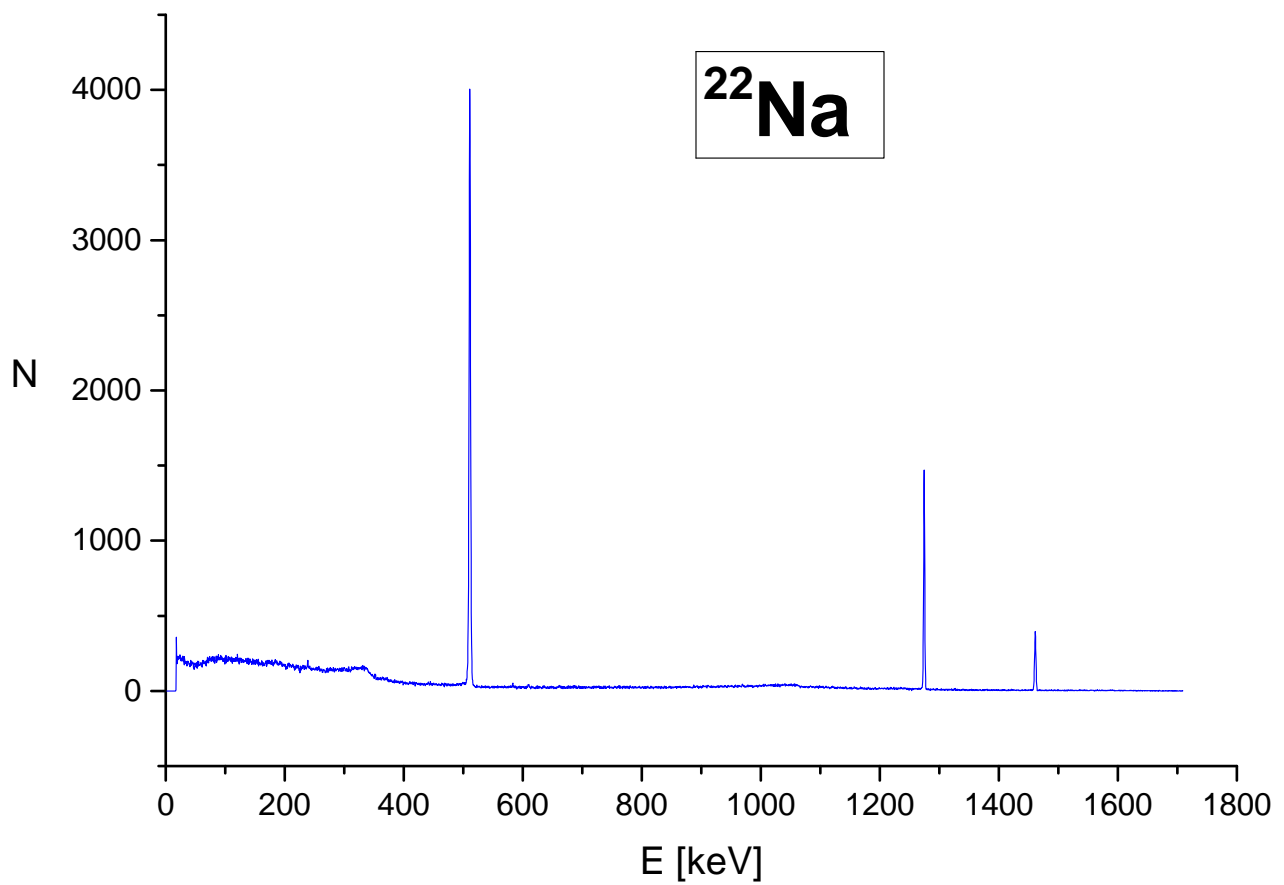
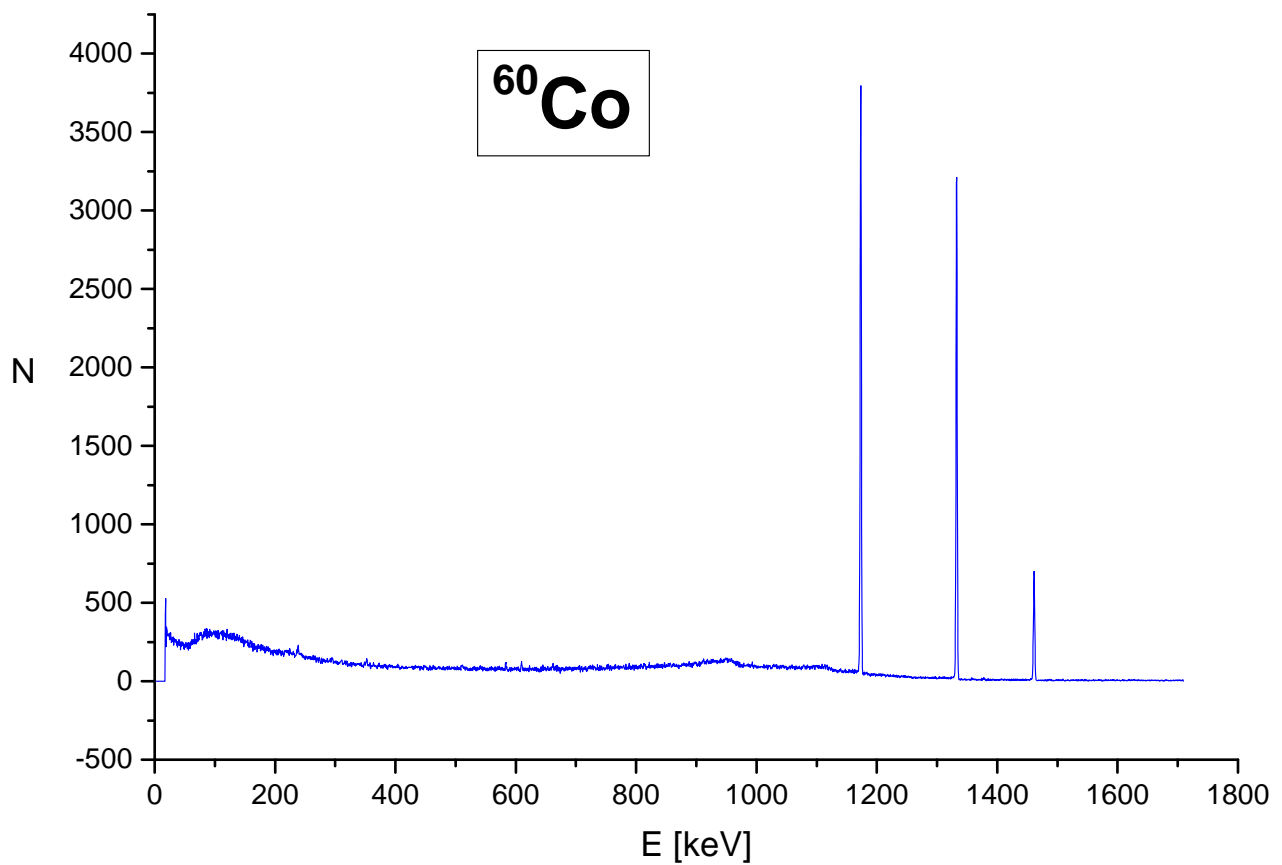
Literatur

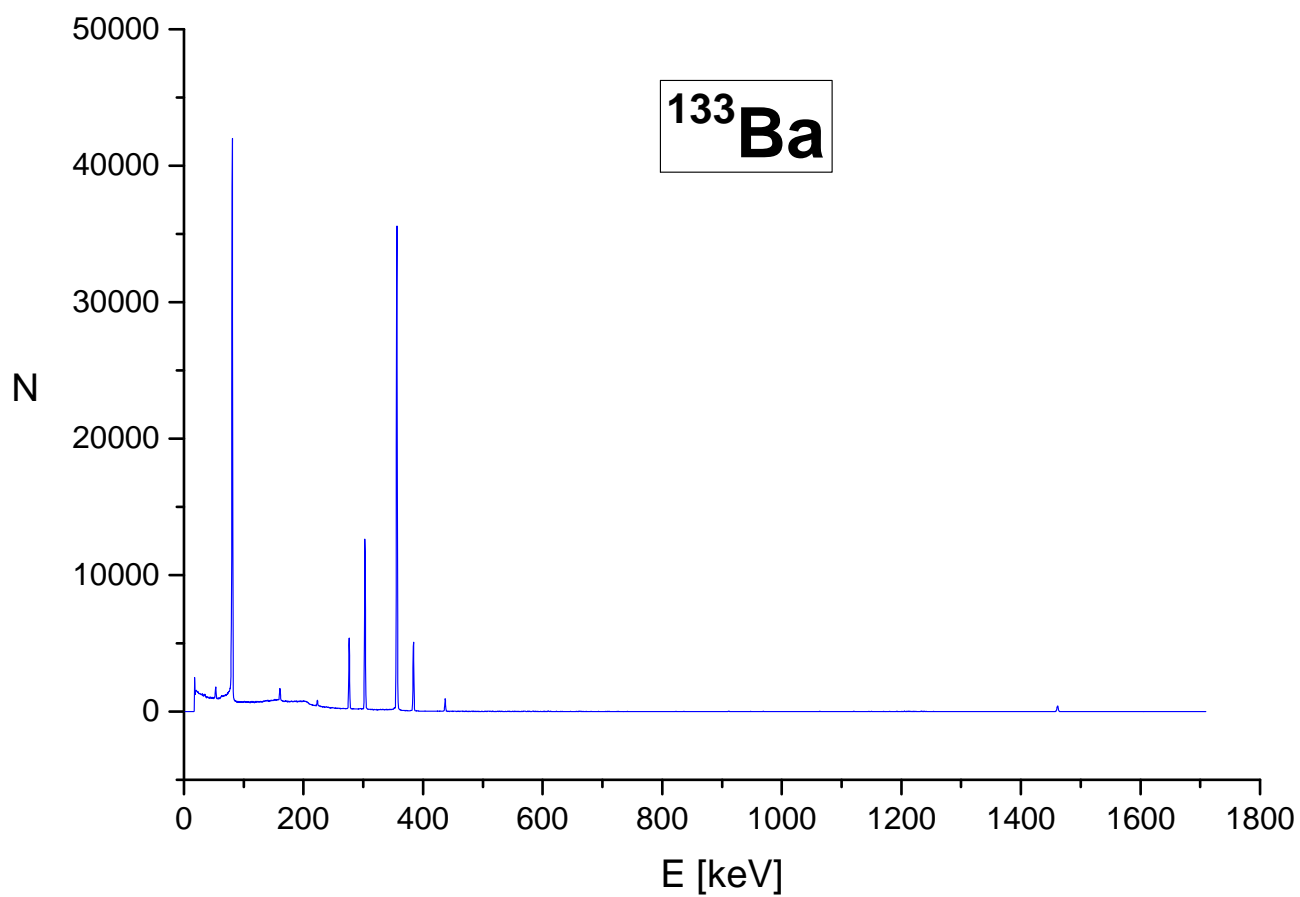
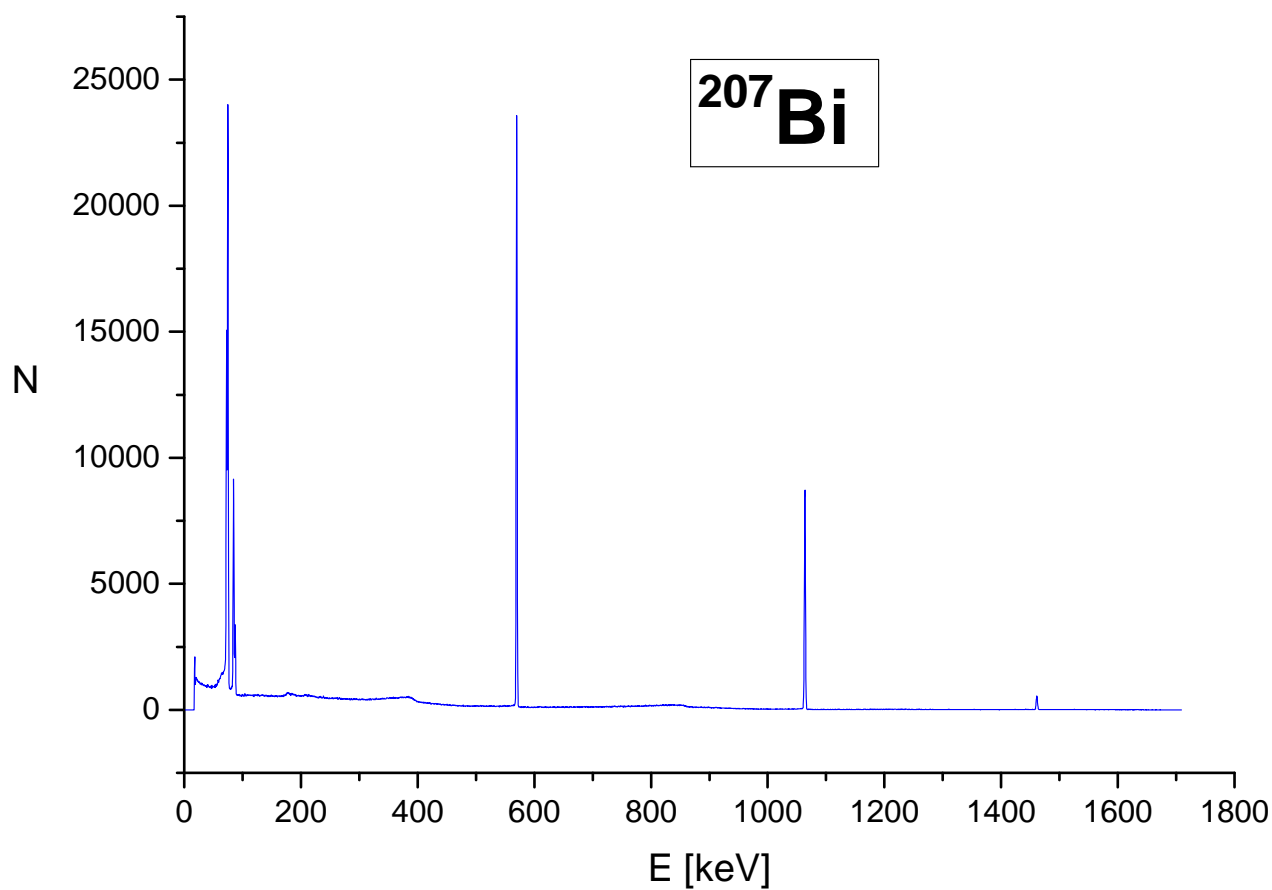
- [1] Institut für Atom- und Molekülphysik der Justus-Liebig-Universität Giessen; *Versuchsanleitung Umweltradioaktivität, Physikalisches Praktikum für Fortgeschrittene Teil II*
- [2] Khalifeh Abusaleem; *Nuclear Data Sheets 116, 163*; 2014; Daten gefunden über NuDat 2.6: www.nndc.bnl.gov/nudat2/
- [3] *2010 CODATA recommended values*; <http://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?na>
- [4] Martin Volkmer; *Radioaktivität und Strahlenschutz*; Neuauflage 2003
- [5] Claus Grupen; *Grundkurs Strahlenschutz*; Vierte Auflage; 2008
- [6] Helmholtz Zentrum München; Berechnung der Strahlenbelastung bei Flügen an einem bestimmten Ort: www.helmholtz-muenchen.de/epcard/deu_geoinput.php
- [7] Health Research Foundation in Japan; www.taishitsu.or.jp/radiation/guarapari-e.html
- [8] Hans-Gerrit Vogt, Heinrich Schultz; *Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes*; 4.Auflage; 2007
- [9] M.J. Berger, J.S. Coursey, M.A. Zucker und J. Chang; *Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions*; www.nist.gov/pml/data/star/
- [10] J. H. Hubbell and S. M. Seltzer; *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements Z = 1 to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest*; www.nist.gov/pml/data/xraycoef/

A. Eichspektren

Im folgenden sind die gemessenen Spektren der Eichpräparate dargestellt. Aufgetragen sind die Anzahl der gemessenen Ereignisse N gegen die γ -Energie E . Die Energie wurde mithilfe der Eichgleichung (4) aus den gemessenen Kanalzahlen berechnet.







B. Glühstrumpf- und Untergrundspektrum

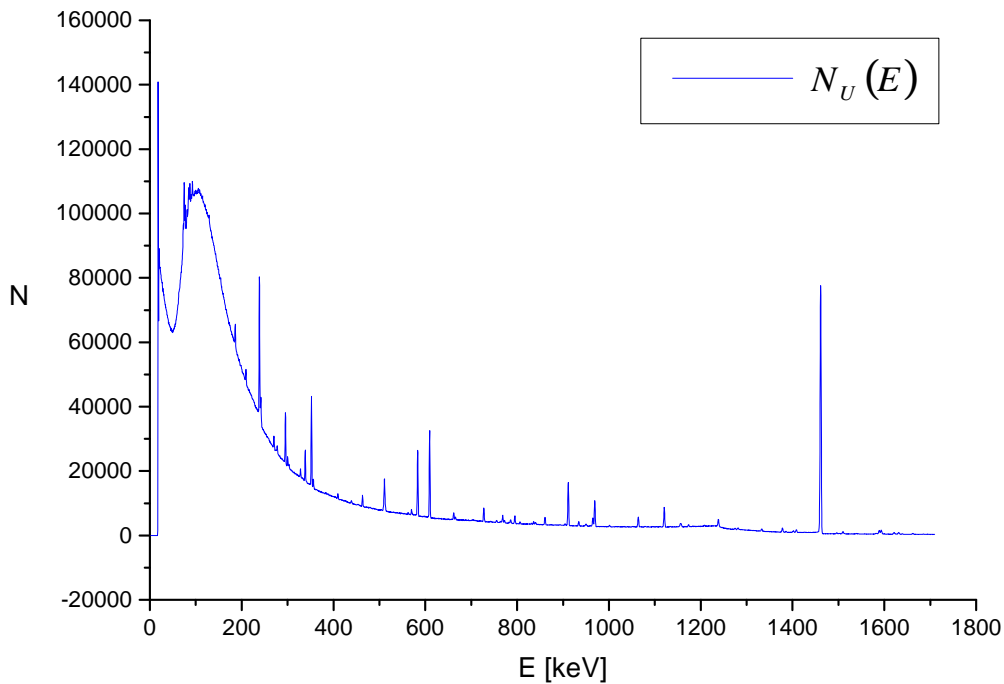


Abbildung 3: das Untergrundspektrum $N_U(E)$; Die Umrechnung von Kanälen in Energie erfolgte mit Eichgleichung (4). Die Aufnahmezeit betrug $t_U = 5 \text{ d} + 22 \text{ h} + 35 \text{ min} + 49 \text{ s} = 513349 \text{ s}$.

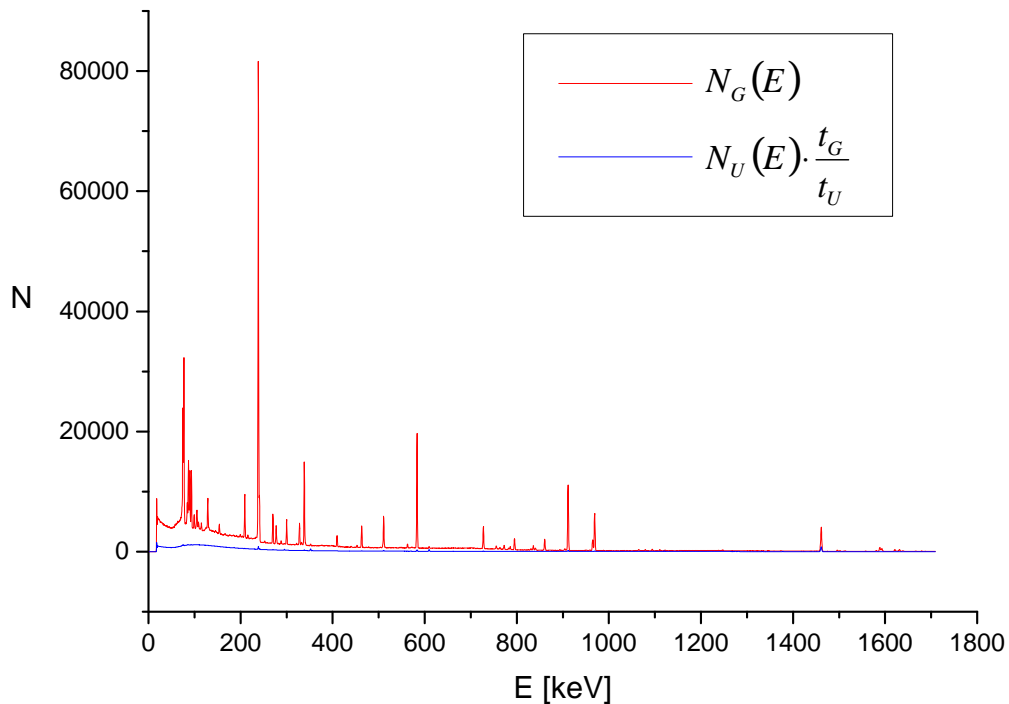


Abbildung 4: das Spektrum des Glühstrumpfes $N_G(E)$ und das skalierte Untergrundspektrum; Die Umrechnung von Kanälen in Energie erfolgte mit Eichgleichung (4). Die Aufnahmezeit für den Glühstrumpf betrug $t_G = 1 \text{ h} + 31 \text{ min} + 17 \text{ s} = 5477 \text{ s}$.