Umweltradioaktivität

Schriftliche Ausarbeitung zum Versuch

von
Janis Eckhardt und Lukas Nies
Justus-Liebig-Universität Gießen

19. Dezember 2016
-Korrigierte Version-

JUSTUS-LIEBIG-UNIVERSITÄT GIESSEN

I. Physikalisches Institut

Inhaltsverzeichnis

1 Theoretische Grundlagen **1**
1.1 Kernprozesse . . . 1
1.1.1 Die α-Strahlung . . . 1
1.1.2 Die β-Strahlung . . . 2
1.1.3 Die γ-Strahlung . . . 2
1.1.4 Weitere Strahlungsarten . . . 2
1.2 Strahlenschutz . . . 2
1.2.1 Einheiten im Strahlenmesswesen . . . 3
1.2.2 Umweltradioaktivität . . . 4
1.2.3 Abschirmung von Strahlung . . . 5
1.3 Detektoren . . . 6
1.3.1 Szintillationszähler . . . 6
1.3.2 Halbleiterdetektoren . . . 7

2 Versuchsteil 1: Gammaspektroskopie **9**
2.1 Energieeichung . . . 9
2.2 Untergrundspektrum . . . 13
2.3 Haushaltsgegenstand . . . 15
2.4 Fragestellungen . . . 15
2.4.1 Strahlenbelastung eines Menschen . . . 15
2.4.2 Reichweite von β- und γ-Strahlung in Materie . . . 16
2.4.3 Die “Milch-Wette“ . . . 17

3 Versuchsteil 2: Ganzkörperzähler **17**

4 Fazit **20**

A Abbildungen **21**

B Literatur- und Bildverzeichnis **22**

1 Theoretische Grundlagen

Die Radioaktivität spielt im Leben vieler Menschen seit ihrer Entdeckung durch *Antoine Henri Becquerel* im Jahr 1896 eine große Rolle, wobei die Erforschung und Nutzung dieses physikalischen Phänomens eine der größten Kontroversen der Menschheitsgeschichte hervorgerufen hat und auch heute aktueller ist denn je.

Grund dafür ist die Eigenschaft der Radioaktivität, ionisierende Strahlung freizusetzen, die schädigend auf Lebewesen wirkt. Dies mussten nicht nur die Naturforscher *Pierre* und *Marie Curie* an ihrer eigenen Gesundheit erfahren, auch viele weitere Menschen sind seit der Erforschung und der daraus resultierenden Techniken mit erhöhter Strahlenbelastung konfrontiert worden.

Denn neben der radioaktiven Strahlung, die durch natürlichen Ursprung auf der Erde existiert, gibt es weitere, menschengemachte Strahlungsquellen, die unglücklicherweise durch Atombombentests und Reaktorunfälle in die Umwelt gelangen. Welche Strahlenarten es gibt, wie man sie messen kann und warum diese ein so großes Problem darstellen, soll im Folgenden erläutert werden, dabei wird hauptsächlich die Umweltradioaktivität behandelt.

1.1 Kernprozesse

Ionisierende Strahlung entsteht bei der spontanen Umwandlung von instabilen Kernen, dies versteht man unter Radioaktivität. Dabei unterscheidet man zwischen verschiedenen Strahlungsarten, die physikalisch grundverschieden sind.

1.1.1 Die α-Strahlung

Wenn Kerne eine gewisse Massenzahl überschritten haben, so können spontan α-Teilchen (Helium-Kerne) emittiert werden, falls es die Energiebilanz energetisch erlaubt.

$$M(Z, A) > M(Z - 4, A - 2) + M(4, 2). \quad (1)$$

Daher ist die Energie des emittierten Helium-Kerns für jeden Kern scharf definiert, wobei die kinetische Energie des Teilchens etwas geringer ist, da der Kern durch den Rückstoß (Impulserhaltung!) etwas an Energie aufnimmt.

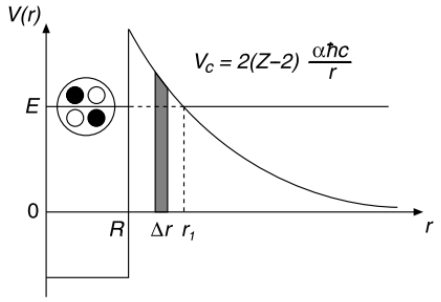

Abbildung 1: Kernpotential beim α-Zerfall - gut zu sehen ist der quasistationäre Zustand des gebildeten He-Kernes [10].

Eine gute Beschreibung liefert der Tunneleffekt. Dazu nimmt man an, dass der Kern sich als gebundener Zustand in einem Potentialtopf bewegt, welcher ab dem Kernradius R in ein abstoßendes Coulomb-Potential übergeht (siehe Abbildung 1). Formt sich ein Helium-Kern innerhalb des Mutterkerns vor, so befindet sich dieser in einem quasi-stationären Zustand, der nur noch durch das Coulomb-Potential am Verlassen des Mutterkerns gehindert wird. Durch den quantenmechanischen Tunneleffekt wird dies jedoch mit einer geringen Wahrscheinlichkeit ermöglicht. Der frei

werdende Helium-Kern wird dann durch die Coulomb-Abstoßung mit der Energie des quasistationären Zustandes minus des Rückstoßes "davongeschossen".

1.1.2 Die β-Strahlung

Bei Nukliden mit deutlichem Neutronen-, bzw. Protonenüberschuss zerfällt ein Neutron (β^--Zerfall), bzw. ein Proton (β^+-Zerfall) durch die schwache Wechselwirkung in folgenden Kanälen:

$$\beta^- : n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \tag{2}$$

$$\beta^+ : p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \tag{3}$$

Dieser Zerfall stellt ein Beweis für die Existenz von Neutrinos dar. Dieses muss am Prozess beteiligt sein, da keine fest definierten Energien der emittierten Elektronen, bzw. Positronen beobachtet wird, sodass zwar eine breite Energieverteilung entsteht, die aber ein charakteristisches Maximum besitzt.

Des Weiteren existiert ein zusätzlicher Reaktionskanal, der inverse β^--Zerfall, bei dem ein Hüllenelektron aus der K-Schale mit einem Proton des Kerns zu einem Neutron und einem Elektron-Neutrino reagiert.

1.1.3 Die γ-Strahlung

Durch die oben genannten Zerfallsarten können die Tochter-Kerne nach Emission der jeweiligen Teilchen in einem angeregten Zustand mit geringer Lebensdauer verbleiben und durch Aussenden einen Photons mit charakteristischer Energie in einen Zwischen-, bzw. in den Grundzustand übergehen. Dabei entstehen verschiedene Arten von elektromagnetischer Multipolstrahlung. Dies bildet die Grundlage der Gamma-Spektroskopie zur Identifizierung verschiedener radioaktiver Materialien, welche auch hier im Praktikumsversuch verwendet wurde.

1.1.4 Weitere Strahlungsarten

Besitzt ein Kern eine relativ zu große Anzahl an Protonen bzw. Neutronen, so können diese direkt aus dem Kern emittiert werden. Dies geschieht hauptsächlich bei kleinen Kernen wie ^{5}He nach ^{4}He oder ^{5}Li nach ^{4}Li.

Des Weiteren gibt es spontane Kernspaltung. Nach dem Tröpfchenmodell der Atomkerne spaltet sich ein Atomkern (anzutreffen bei sehr großen Massenzahlen, $A > 270$ [10]) aufgrund dynamischer Instabilität in etwa zwei gleich große Tochterkerne auf, wenn die Coulombabstoßung des Kerns größer wird als die Oberflächenspannung. Neben dem α-Zerfall und der spontanen Spaltung können auch ^{12}C-Kerne in einem quasi-stationären Zustand vorgeformt und emittiert werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist jedoch nur sehr gering, weswegen diese Zerfallsart nur in sehr großen Kernen zu finden ist.

1.2 Strahlenschutz

Wie bereits erwähnt, stellt der Umgang mit Radioaktivität eine Gefahr für die Gesundheit dar. Durch die ionisierende Wirkung von Strahlung werden Zellen und vor

allem das Erbgut in den Zellen beschädigt. Dies beeinträchtigt die fehlerfreie Reproduktionsfähigkeit und kann zur Ausbildung von Krebs führen, in schlimmen Fällen zu akuter Strahlenkrankheit bis hin zum Tod. Um dies zu vermeiden, sind strikte Strahlenschutzmaßnahmen zu treffen.

1.2.1 Einheiten im Strahlenmesswesen

Um Strahlung qualitativ zu erfassen, werden Einheiten zum Rechnen und Vergleichen eingeführt. Die Aktivität eines radioaktiven Isotops wird als Anzahl der Kernumwandlungen pro Zeit definiert

$$A = \frac{\Delta N}{\Delta t}[\mathrm{Bq} = \frac{1}{\mathrm{s}}], \tag{4}$$

dabei ist die definierte Einheit Becquerel (Bq). Historisch wurde hier die Einheit *Curie* ($1Ci = 37\,\mathrm{GBq}$) benutzt. Die Energiedosis D entspricht der Energie W, die pro Masse m in einem durchstrahlten Stoff deponiert wird. Die Einheit Gray (Gy) wird angegeben als

$$D = \frac{\Delta W}{\Delta m}[1\,\mathrm{Gy} = \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}}]. \tag{5}$$

Da sich verschiedene Strahlungen bei gleicher Energiedeposition unterschiedlich stark auf biologische Materie auswirken, wird des Weiteren ein Qualitätsfaktor eingeführt, der die biologische Wirkung der verschiedenen Strahlenarten berücksichtigt. Die Äquivalentdosis H ergibt sich aus dem Qualitätsfaktor Q und der Energiedosis D

$$H = D \cdot Q[1\,\mathrm{Sv} = \frac{\mathrm{J}}{\mathrm{kg}}]. \tag{6}$$

Da der Qualitätsfaktor Q dimensionslos ist, besitzt die Energiedosis H die gleiche SI-Einheiten wie die Energiedosis. Als Einheit wird *Sievert* (Sv) verwendet. Folgende Werte für Q wurden definiert:

- Röntgen-, Gamma- und Betastrahlung (Q=1)
- Neutronenstrahlung (Q=5-20)
- Alphastrahlung (Q=20)

Daran kann man erkennen, dass Alphastrahlung aufgrund ihres hohen Ionisierungsvermögens am gefährlichsten für biologische Materie ist. In diesem Zusammenhang wird eine zusätzliche Einheit eingeführt, die sich über die Ionisierung definiert, die *Ionendosis* J. Sie leitet sich über die Anzahl der durch Ionisation entstandenen Ladungen pro Masse ab ($[J = \frac{\mathrm{C}}{\mathrm{kg}}]$). Veraltet wurde hier die Einheit *Röntgen* $[1R = 2.58 \cdot 10^{-4}\mathrm{C/kg}]$ benutzt.

Da in der Auswertung dieses Versuchs eine Aufgabe zur Ingestion[1] (hier: orale Aufnahme von radioaktiven Stoffen) ansteht, wird hier die dafür nötige Formel erläutert.

[1] Benutzt wurde hier die angegebene Quelle [11]

Die effektive Dosis E_g ergibt sich mit Hilfe eines spezifischen Ingestionskoeffizienten $g_{g,E}$ und der Aktivität des aufgenommenen Stoffes A_g:

$$E_g = g_{g,E} \cdot A_g.$$

Die Aktivitätszufuhr A_g des Stoffes setzt sich aus der Aktivitätskonzentration a_V, des pro Tag aufgenommenen Volumens $\dot{V}_g$ und der Aufnahmezeit t zusammen. Es ergibt sich also

$$E_g = g_{g,E} \cdot A_g = g_{g,E} \cdot a_V \cdot \dot{V}_g \cdot t. \tag{7}$$

1.2.2 Umweltradioaktivität

Radioaktive Stoffe sind nicht hauptsächlich von Menschen gemacht. Auch vor dem Atomzeitalter gab und gibt es immer noch natürliche Radioaktivität in der Natur. Viele natürliche schwere Elemente, die ursprünglich aus Supernova-Explosionen stammen und aus denen unsere Erde teilweise besteht, sind radioaktiv. Da diese großteils sehr lange Halbwertszeiten (Zeit, in der eine bestimmte Stoffmenge zur Hälfte zerfallen ist) aufweisen, sind sie auch noch nach 3,5 Milliarden Jahren nachweisbar. Durch ihren Zerfall entstehen viele weitere radioaktive Isotope mit unterschiedlichen Halbwertszeiten. Drei in der Natur vorkommende Zerfallsreihen sind wichtig:

- ${}^{232}_{90}\mathrm{Th} \Rightarrow {}^{208}_{82}\mathrm{Pb}$ (Thorium-Reihe)
- ${}^{235}_{92}\mathrm{U} \Rightarrow {}^{207}_{82}\mathrm{Pb}$ (Uran-Actium-Reihe)
- ${}^{238}_{92}\mathrm{U} \Rightarrow {}^{206}_{82}\mathrm{Pb}$ (Uran-Radium-Reihe)

Durch diese Reihen kommen Stoffe wie ${}^{226}_{88}\mathrm{Ra}$ in Boden und ${}^{222}_{86}\mathrm{Rn}$ in Luft vor. Besonders letzteres kann aus Wänden und Böden herausdiffundieren und sich in schlecht belüfteten (Keller-)Räumen in gefährlich hohen Konzentrationen ansammeln.

Doch nicht nur durch diese Zerfallsreihen entstehen radioaktive Isotope, auch die kosmische Strahlung produziert in der Atmosphäre fortlaufend vor allem ${}^{14}_{6}\mathrm{C}$ (wichtig für Radiocarbon-Datierung zur Altersbestimmung). Das Kalium-Isotop ${}^{40}_{19}\mathrm{Ka}$, welches mit einer Konzentration von 0.0117% in natürlichem Kalium vorkommt, ist als primordiales Nuklid mit einer Halbwertszeit von etwa 10^9yr schon bei der Entstehung der Erde vorhanden gewesen. Beide Isotope werden durch den Verzehr von Speisen im Körper aufgenommen.

Allgemein ist die natürliche Strahlenbelastung sehr ortsabhängig. Zum Beispiel ist der Einfluss von Höhenstrahlung im Gebirge stärker als im Flachland und auch die aus dem Erdboden austretende Radioaktivität hängt stark von der geologischen Beschaffenheit ab. So ist beispielsweise die Belastung im Erzgebirge größer als im Vogelsberg. Im Mittel erfährt jeder Mensch in Deutschland somit eine Strahlenbelastung von 2 mSv durch natürliche Strahlung.

Wie bereits erwähnt, gibt es neben der natürlichen auch die vom Mensch verursachte Radioaktivität in der Umwelt. Größere Reaktorunfälle, wie am Three-Mile-Island-AKW (INES: 5), in Tschernobyl und Fukushima (beide INES: 7)[2] und die

[2]INES: Internationale Bewertungsskala für nukleare Ereignisse. Skala von 1 bis 7, wobei 7 als "Katastrophaler Unfallmit einer Freisetzung von Radioaktivität > einigen 10 000 TBq^{131}Iod entspricht.

Atombombentests in den 60er Jahren des 19. Jahrhunderts, entließen viele Tonnen radioaktiven Materials ganz unterschiedlicher Zusammensetzung in die Umwelt, was heute noch nachgewiesen werden kann.

Doch auch durch medizinische Anwendungen wie Röntgen, Szintigrafie, CT und Strahlentherapie wird einiges an Strahlendosis im Körper deponiert. Im jährlichen Mittel wird über künstliche Strahlenquellen etwa 2 mSv an Strahlung deponiert. Insgesamt ergibt sich für eine in Deutschland lebende Person also eine jährliche Strahlendosis von etwa 4 mSv [12].

1.2.3 Abschirmung von Strahlung

Aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften der verschiedenen Strahlenarten führen diverse Strategien zum Ziel (Abschirmung). Die Helium-Kerne der α-Strahlung zum Beispiel werden schon durch wenige cm Luft oder einem Blatt Papier gestoppt.

Einige Meter Luft oder dünne Aluminium-Platten reichen, um β-Strahlung abzuwehren. Ein effektiver Absorber besteht aus zwei Teilen, einem Kunststoff, der Energie der Elektronen durch Streuung aufnimmt und einer Bleischicht, um die dabei entstehende elektromagnetische Bremsstrahlung abzuschirmen.

Allgemein lässt sich elektromagnetische γ-Strahlung nur gut durch Materialien mit hoher Kernladungszahl absorbieren, dabei bietet sich hauptsächlich Blei an. Dies wird ganz offensichtlich auch in der Medizin zur Abschirmung beim Röntgen benutzt.

Neutronen lassen sich aufgrund ihrer fehlenden Ladung nur recht schwierig abschirmen, hier verwendet man eine Kombination aus verschiedenen Materialien. Zum Abbremsen (Moderation) wird hauptsächlich ein Kunststoff verwendet, da Neutronen nur durch elastische Stöße Energie verlieren und die Energieabgabe bei zwei gleich großen Stoßpartnern (Protonen im wasserstoffhaltigen Kunststoff) am größten ist. In einem zweiten Material müssen die nun thermischen (langsamen) Neutronen eingefangen werden. Dabei wandelt man die Kerne des Materials durch Neutronenanreicherung um. Die dabei entstehende Gamma-Strahlung wird mit einem dritten Material (Blei) abgeschirmt.

Anhand dieser Beispiele kann man sich deutlich machen, wie die Q-Faktoren aus Kapitel 1.2.1 zustande kommen. Bis jetzt wurde hier nur die Abschirmung von Strahlung außerhalb des Körpers behandelt. Wird ein Strahler erst inkorporiert, so liegt eine ernste Gefahr vor. Da α-Strahlung auf sehr kurzen Strecken ihre gesamte Energie abgibt, wird die komplette Strahlkraft eines inkorporierten α-Strahlers im Körper deponiert, wohingegen ein Teil der β- und Gamma-Strahlung den Körper ohne Wechselwirkung verlassen kann.

Beim Umgang mit radioaktiven Material sollte immer auf die vier A‘s des Strahlenschutzes geachtet werden:

1. Abstand: so groß wir möglich.
2. Aktivität: so gering wie möglich/nötig.
3. Aufenthaltsdauer: so kurz wie möglich/nötig.
4. Abschirmung: so groß wir möglich.

1.3 Detektoren

Um nun Strahlenschutz oder Forschung zu betreiben, ist es wichtig Strahlung messen zu können. Da außer der Neutronenstrahlung alle Arten von Strahlung eine ionisiernde Wirkung auf Materie haben, kann man sich diesen Effekt zu nutze machen und mit Hilfe verschiedener Detektoren-Typen die Ionisierung indirekt messen. Beim Szintillationszähler wird dabei die Menge der entstehenden Photonen, beim Halbleiterdetektor die Anzahl der entstandenen Elektronen gezählt und so ein Rückschluss auf die Energie der Teilchen gewonnen.

1.3.1 Szintillationszähler

Ein Szintillator ist ein Material, dessen Atome bzw. Moleküle beim Durchgang von geladenen Teilchen (oder Photonen) angeregt werden und Photonen emittieren. Die verwendeten anorganischen Szintillatoren haben eine für Kristalle typische Bandstruktur. Ionisierende Strahlung kann aus dem Valenzband freie Elektronen oder Elektron-Loch-Paare erzeugen, welche die eingebrachten Aktivatorzentren anregen können. Unter Photonenemission fallen diese wieder in ihren Grundzustand zurück, wobei die Lichtausbeute durch passendes Dotieren von Aktivatoren (z.B. Tallium) erhöht werden kann. Dabei sollte beachtet werden, dass das Szintillationsmaterial transparent für die charakteristischen Wellenlängen des von den Exzitonen emittierten Lichtes ist.

Die Anzahl der entstehenden Photonen $N_{ph} = \delta \cdot E_{kin}/h\nu$ ist von verschiedenen Faktoren abhängig. Hierbei sind vor allem die Quantenausbeute δ des Materials und die Quantenausbeute η der Photokathode des Photomultipliers zu nennen. Weiterhin wird die Photonenzahl durch Absorption und unvollständige Reflexion an den Rändern des Materials beeinflusst, wodurch Photonen mit dem Faktor β verloren gehen. Durch den photoelektrischen Effekt werden dann an der Photokathode $\eta \cdot \beta \cdot N_{ph}$ Elektronen emittiert, die im Photomultiplier vervielfacht werden. Dies geschieht, indem die Elektronen durch ein elektrisches Feld zu hintereinander geschalteten Dynoden beschleunigt werden und an diesen Sekundärelektronen herausschlagen. Von Dynode zu Dynode nimmt somit der Elektronenstrom zu. Dadurch ergibt sich an der abschließenden Anode mit einer Ausgangskapazität C ein Spannungspuls von $U = M \cdot \eta \cdot N_{ph} \cdot e/C$. Da die Quantisierungsverluste im Vergleich zum Halbleiterdetektor um einiges größer sind, ist die Energieauflösung des Szintillationszählers um einige Größenordnungen schlechter. Auch Photonen können mit einem Szintillator nachgewiesen werden. Durch Photo- und Compton-Effekt entstehen Sekundärelektronen, die dann den oben beschriebenen Effekt im Leitungsband hervorrufen können. Beim Compton-Effekt entsteht neben dem Compton-Elektron ein weiteres Photon, dass den Detektor entweder verlassen oder wieder durch den Photo-Effekt eingefangen

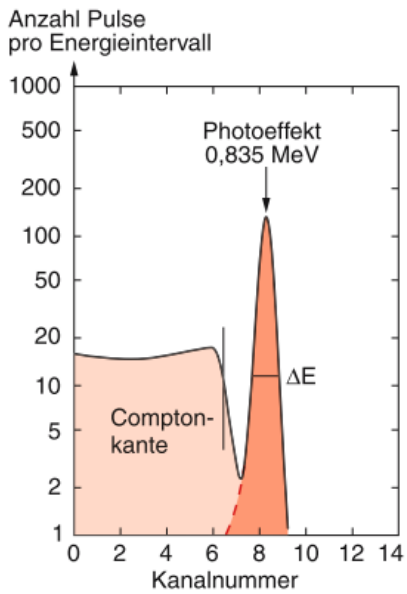

Abbildung 2: Das Energiespektrum eines Szintillationszählers beim Durchgang monoenergetischer γ-Strahlung mit einer Energie von 835 keV [7].

werden kann. Dadurch erhält man in der Energieverteilung ein scharfes Maximum bei der eigentlichen Photonenenergie der zu detektierenden Strahlung und ein flacheres, breiteres Spektrum mit niedrigerer Energie, das von den Compton-Elektronen hervorgerufen wird.

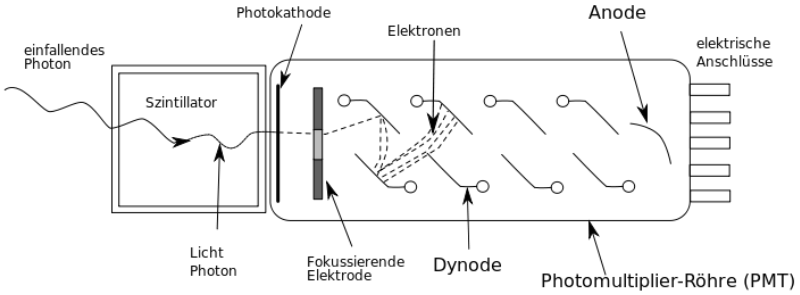

Abbildung 3: Aufbau des Photomultipliers mit Szintillator.
Bildquelle: `http://bit.ly/2fpBmF4` [30.12.2016].

1.3.2 Halbleiterdetektoren

Ein Halbleiterdetektor ist ein in Sperrrichtung betriebener p-n-Übergang einer Halbleiterdiode. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens werden in der Verarmungsschicht viele Elektron-Lochpaare erzeugt, die aufgrund des angelegten elektrischen Feldes an den Elektroden gesammelt werden. Analog zum Gas-Ionisationsdetektor wird die Energie des Teilchens in Form von freien Ladungsträgern deponiert. Dabei erzeugt der Halbleiterdetektor jedoch schneller und um einiges mehr Ladungstr"ger pro Energieverlust ΔE, was zu einer viel schärferen Energieauflösung führt.

Als Materialien werden hauptsächlich hochreine Silizium- und Germaniumkristalle benutzt, als Donatoren dienen im n-Teil Phosphor oder Antimon (eine Hauptgruppe höher), im p-Teil Bor oder Aluminium (eine Hauptgruppe niedriger). Für die Übergangszone gilt $d \sim \sqrt{U}$, daher wird Hochspannung U benutzt, um eine möglichst große Verarmungszone d zu bekommen. Hier gilt es, einen Durchbruch zu vermeiden, ebenfalls sollte man die Diode keinesfalls in Druchlassrichtung anschließen, da in beiden Fällen der Detektor sofort zerstört werden würde.

Um das effektive Volumen der Verarmungszone zu vergrößern wird eine intrinsische leicht dotierte n-Schicht zwischen einer sehr stark dotierten p- und n-Schicht eingebracht. Da die Beweglichkeit von Donatoren und Akzeptoren bzw. Gitteratome in einem Festkörper allgemein von der Temperatur abhängt, wird der Detektorkristall dauerhaft mit flüssigem Stickstoff gekühlt, um die thermische Diffusion der stark dotierten Schichten zu vermeiden, die sonst den Detektor schädigen würden. Dieses Prinzip wurde in der Vergangenheit zum Beispiel in mit Lithium dotierten Germaniumzählern (Ge(Li)) verwendet.

Aktuelle Detektoren bestehen jedoch aus hochreinen Germaniumkristallen (HPGe: *High Purity Germanium*), die nicht dauerhaft gekühlt werden müssen. Während

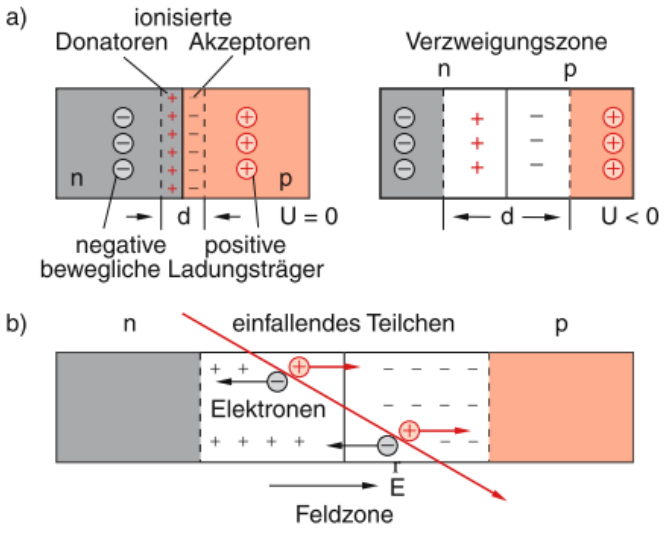

Abbildung 4: Der p-n-Übergang eines Halbleiterdetektors. a) Entstehung der Verarmungszone. b) Produktion von Elektron-Loch-Paaren beim Durchgang ionisierender Strahlung [7].

des Betriebes jedoch wird der Detektorkristall mit flüssigem Stickstoff gekühlt, um thermisches Rauschen zu reduzieren.

2 Versuchsteil 1: Gammaspektroskopie

In diesem Versuchsteil soll sich mit der Benutzung eines Germanium-Halbleiterdetektors vertraut gemacht werden, indem einige γ-Spektren aufgenommen werden. Dazu gehört die Aufnahme einiger charakteristischer Spektren von radioaktiven Proben, eine Langzeitaufnahme des radioaktiven Untergrundes der Praktikumsräumlichkeiten, sowie die Untersuchung eines Haushaltsgegenstandes. Die Proben wurden dabei direkt vor dem Detektor positioniert (siehe Abb. 5).

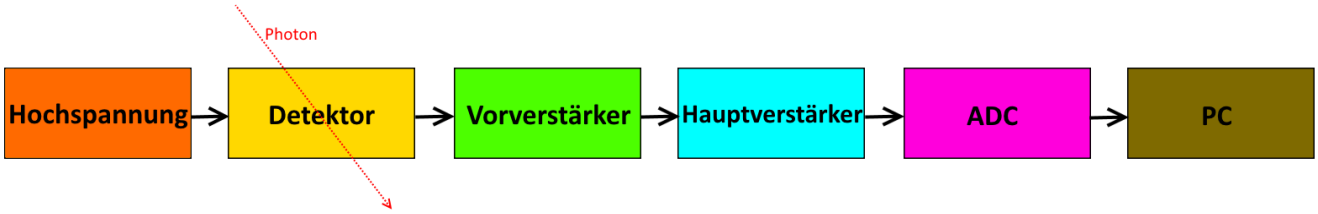

Abbildung 5: Blockschaltbild des Detektor-Aufbaus. Die Hochspannung versorgt den Detektor, das analoge Rohsignal wird über einen Vorverstärker und einen Hauptverstärker mit Hilfe eines AD-Wandlers digitalisiert und zur Datenaufnahme in einen PC geleitet.

2.1 Energieeichung

Um nun den Kanälen des AD-Wandlers geeignete Energiewerte zuordnen zu können, wurde eine Eichung mit Hilfe bekannter Strahler durchgeführt. Das Spektrum ist in Abbildung 6 zu finden. In Tabelle 1 findet man die mit der Software *MCA* am Arbeitsplatz gefitteten Werte der Energieeichung.

Nuklid	E_γ[MeV]	Kanal K	Fehler ΔK (Gauß-Fit)
Cs137	0.6617	1582.46	0.0122403
Co60	1.17324	2809.28	0.0160256
	1.3325	3191.38	0.0227815
Na22	0.510999*	1220.84	0.0288171
	1.2746	3052.26	0.0252888
Bi207	0.5697	1361.83	0.0101928
	1.0637	2546.66	0.0149209
Ba133	0.0810	188.742	0.0396785
	0.2764	657.938	0.0177448
	0.3029	721.457	0.0126372
	0.3560	849.036	0.0138227
	0.3839	915.836	0.0130588
	0.4370	1043.18	0.0354023

Tabelle 1: Werte der Energieeichung. Die Energien zur Eichung E_γ wurden aus [6] übernommen. Der Kanal wurde mit einem Gauß-Fit bestimmt. *Die Energie der Photonen aus der e^-e^+-Annihilation kommt aus [8].

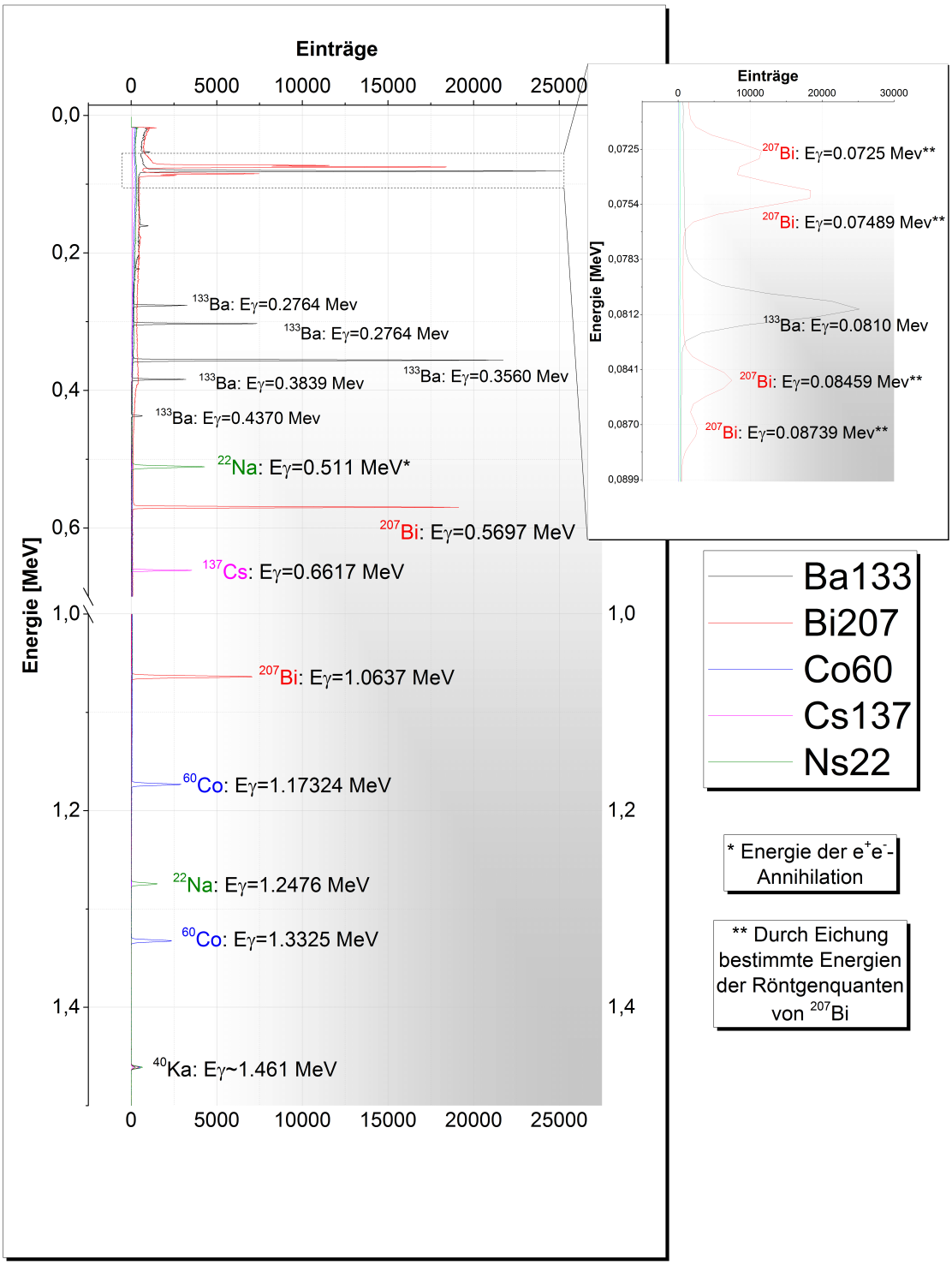

Abbildung 6: Eichspektren der verschiedenen benutzten Quellen. **Im vergrößerten Ausschnitt sind zwei Peak-Gruppen des ^{207}Bi um den 81 keV-Übergang des ^{133}Ba verteilt.

Mit Hilfe von *OriginPro 9.3* wurde gemäß Anleitung [6] ein linearer Fit mit

$$K(E) = m \cdot (E - E_0) + b \tag{8}$$

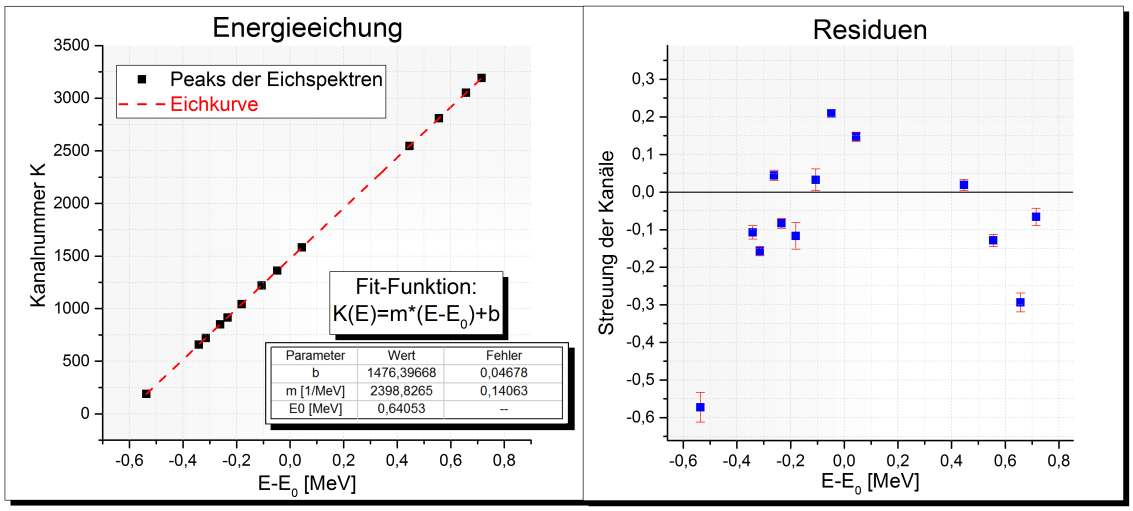

Abbildung 7: Energieeichung und Residuen. Die Energien wurden aus [6] übernommen.

durchgeführt. Dabei wurden die Energien auf den mit den quadratisch gewichteten Fehlern berechneten Schwerpunkt E_0 verschoben, um Kovarianzen zwischen Δm und Δb zu vermeiden (nach [9], Kap. 1.3). Für E_0 gilt also

$$E_0 = \frac{\sum_i \frac{1}{(\Delta K_i)^2} E_i}{\sum_i \frac{1}{(\Delta K_i)^2}} = 0.617\,55\,\mathrm{MeV} \tag{9}$$

und der Fit liefert

$$m = (2398.8265 \pm 0.14063)\frac{1}{\mathrm{MeV}}$$
$$b = 1476.39668 \pm 0.04678.$$

Der Fehler des Fits wurde mit der reduzierten Fehlerquadratsumme χ^2 multipliziert. Um die Güte des Fits zu überprüfen und um mögliche Eingabefehler auszuschließen, wurden neben dem Plot der Eichgeraden auch die Residuen gezeichnet (Abb. 7). Die Residuen streuen im Mittel um etwa 0.15 Kanäle um die Eichgerade, wobei der Übergang von ^{133}Ba : $E_\gamma = 0.0810\,\mathrm{MeV}$ im sehr niedrigen Kanal $K \approx 189$ stärker abweicht. Dies resultiert aus der in diesem Kanalbereich nicht mehr linearen Verstärkung. Mit Hilfe der Eichfunktion K(E-E_0) kann nun die Kanalzahl durch Umstellen in die entsprechende Energie umgewandelt werden:

$$E(K) = \frac{K - b}{m} + E_0 \tag{10}$$

Mit Hilfe der Gaußschen Fehlerfortpflanzung kann man den Fehler für die Energie

in (10) berechnen:

$$\Delta E = \sqrt{\left(\frac{\partial E}{\partial m}\Delta m\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial b}\Delta b\right)^2 + \left(\frac{\partial E}{\partial K}\Delta K\right)^2}$$
$$= \sqrt{\left(\frac{b-K}{m^2}\Delta m\right)^2 + \left(-\frac{1}{m}\Delta b\right)^2 + \left(\frac{1}{m}\Delta K\right)^2} \tag{11}$$

Das Rückrechnen der Werte mit entsprechenden Fehlern liefert Tabelle 2. Man erkennt, dass die Abweichungen für die Werte mit den größten Residuen am größten werden(K≈3052 und Kanal K≈189). Ohne Berücksichtigung dieser Werte liegen vier von elf Werte innerhalb des Fehlers, dies entspricht einer Rate von etwa 36%. Nimmt man den Fehler als doppelt so groß an, also $\Delta E = 2 \cdot \Delta E_z$, so liegen acht von elf Werten innerhalb des Fehlers mit einer Rate von etwa 72%. Dies würde eine Sicherheit von 1σ ergeben. Mit Hilfe der Eichung wurden die Eichspektren gegen die Energie aufgetragen, zu finden in Abbildung 6. Auffällig im ^{207}Bi-Spektrum sind einige

Kanal K	Fehler ΔK	Energie E_{Lit} [MeV]	Energie E_z [MeV]	Fehler $\Delta E_z[10^{-5}\text{MeV}]$	Abweichung $\lvert E - E_z\rvert[10^{-5}\text{MeV}]$
3191.38	0.0227815	1.3325	1.33247	4.71922	0.27387
3052.26	0.0252888	1.2746	1.27448	4.44369	12.24116
2809.28	0.0160256	1.17324	1.17319	3.85490	5.36045
2546.66	0.0149209	1.0637	1.06371	3.32132	0.78653
1582.46	0.0122403	0.6617	0.66176	2.03236	6.13304
1361.83	0.0101928	0.5697	0.56978	2.01539	8.71921
1220.84	0.0288171	0.510999	0.511013	2.37412	0.78651
1043.18	0.0354023	0.4370	0.43695	2.66489	4.85932
915.836	0.0130588	0.3839	0.38386	2.44461	3.45491
849.036	0.0138227	0.3560	0.35602	2.54668	1.85014
721.457	0.0126372	0.3029	0.30283	2.73580	6.54201
657.938	0.0177448	0.2764	0.27636	2.88976	4.46175
188.742	0.0396785	0.0810	0.08076	4.05487	23.85881

Tabelle 2: Rückrechnen der Energiewerte mit Hilfe der Energieeichung. Dabei ist E_{Lit} der Literaturwert und E_z der zurückgerechnete Wert.

sehr ereignisreiche Peaks im niedrigen Energiebereich (in Abb. 6 mit ** markiert). Da diese Energien sich nicht mit Hilfe des Niveauschemas der Anleitung [6] erklären lassen, wurde in der Datenbank der IAEA[3] [1] nachgeschlagen (siehe Tabelle 2.1). Es wurden also in guter Übereinstimmung mit den Messwerten Schalenanregungen des Bismut-Atoms gemessen, dabei wird sogar die Feinstrukturaufspaltung der α-Linie sichtbar.

Energie [keV]	Ursprung
72.8042	$K_{\alpha 2}$
74.9694	$K_{\alpha 1}$
84.9	K_{β}
74.8148	$K_{\alpha 2}$
77.11	$K_{\alpha 1}$
87.3	K_{β}

Tabelle 3: Die Daten für die Anregungsenergie der Atomhülle von ^{207}Bi wurden übernommen aus [1].

[3] International Atomic Energy Agency

2.2 Untergrundspektrum

Das Untergrundspektrum des Praktikumsraumes wurde insgesamt für t= 234 961 s ≈ 65.3 h aufgenommen. In Tabelle 4 sind die deutlichsten Peaks des Untergrundes eingetragen und wie im vorherigen Teil die Energien mit Hilfe der Eichung (10) und der Fehlerrechnung (11) umgerechnet. In Plot 8 ist der Untergrund (grün) im Vergleich zum Glühstrumpf (blau) gezeichnet. Insgesamt fällt auf, das zwei Zerfallsreihen, die

Kanal K	Fehler dK	Energie E_z [keV]	Fehler E_z [keV]	Nuklid	Energie E_{Lit} [keV]	Abweichung [keV]	Nat. Zerfallsreihe
3500.05	0.02514	1461.14803	0.05418	40K	1460.80000	0.34803	/
2965.72	0.07008	1238.40162	0.05058	214Bi	1238.10000	0.30162	Uran-Radium
2682.89	0.02100	1120.49813	0.03642	214Bi	1120.30000	0.19813	Uran-Radium
2547.08	0.02502	1063.88295	0.03426	207Bi	1063.71000	0.17295	/
2309.76	0.05494	964.95124	0.03633	228Ac	964.60000	0.35124	Thorium-Reihe
2319.88	0.02388	969.16997	0.03007	228Ac	969.11000	0.05997	Thorium-Reihe
2181.26	0.01268	911.38338	0.02655	228Ac	911.07000	0.31338	Thorium-Reihe
1457.06	0.01683	609.48577	0.02073	214Bi	609.31000	0.17577	Uran-Radium
1394.38	0.01215	583.35633	0.02025	208Tl	583.14000	0.21633	Thorium-Reihe
1362.12	0.02241	569.90808	0.02180	207Bi	569.70000	0.20808	/
1220.71	0.04509	510.95843	0.02780	208Tl	510.84000	0.11843	Thorium-Reihe
839.38	0.01293	351.99403	0.02553	214Pb	351.92000	0.07403	Uran-Radium
806.74	0.01630	338.38488	0.02635	228Ac	338.32000	0.06488	Thorium-Reihe
703.26	0.00992	295.24920	0.02747	214Pb	295.21000	0.03920	Uran-Radium
567.39	0.10000	238.61026	0.05110	212Pb	238.63000	0.01974	Thorium-Reihe
567.36	0.00917	238.59484	0.02981	212Pb	238.63000	0.03516	Thorium-Reihe
440.75	0.11326	185.81528	0.05701	226Ra	186.21000	0.39472	Uran-Radium

Tabelle 4: Die Peaks der deutlichsten Einträge im Untergrundspektrum. Die hauptsächlich gemessenen Energien stammen aus Zerfällen der natürlichen Zerfallsreihen. Die Literaturwerte stammen aus [6].

Uran-Radium- und die Thorium-Zerfallsreihe prominent vertreten sind. Wie in 1.2.2 erwähnt, kommen einige natürliche radioaktive Stoffe in der Umwelt vor, die auch in geringen Mengen in verbautem Beton oder allgemein im Erdboden vorliegen. Außerdem findet man in beiden Zerfallsreihen zwei radioaktive Isotope des gasförmigen Radons, nämlich ^{226}Rn und ^{224}Rn. Dies ist insgesamt plausibel.

Des Weiteren findet man zwei Elemente, die nicht aus einer natürlichen Zerfallsreihe stammen. Die natürliche ^{40}K-Produktion wurde bereits in 1.2.2 erklärt. Das ^{207}Bi wurde für die Eichung verwendet und während der Messung in einem Tresor verwahrt, bzw. in kleiner Entfernung zum Messstand abgelegt. Da laut Betreuer diese Bismut-Quelle die stärkste der verwendeten Quellen ist, ist die Abschirmung scheinbar nicht groß genug, sodass man einen nicht verschwindenden Eintrag im Spektrum sehen kann.

Insgesamt sind wieder viele Werte nicht innerhalb des errechneten Fehlers. Dies lässt sich vermutlich auf wechselnde Umwelteinflüsse während der Messzeit zurückführen, wie zum Beispiel Temperatur- und Luftdruckschwankungen.

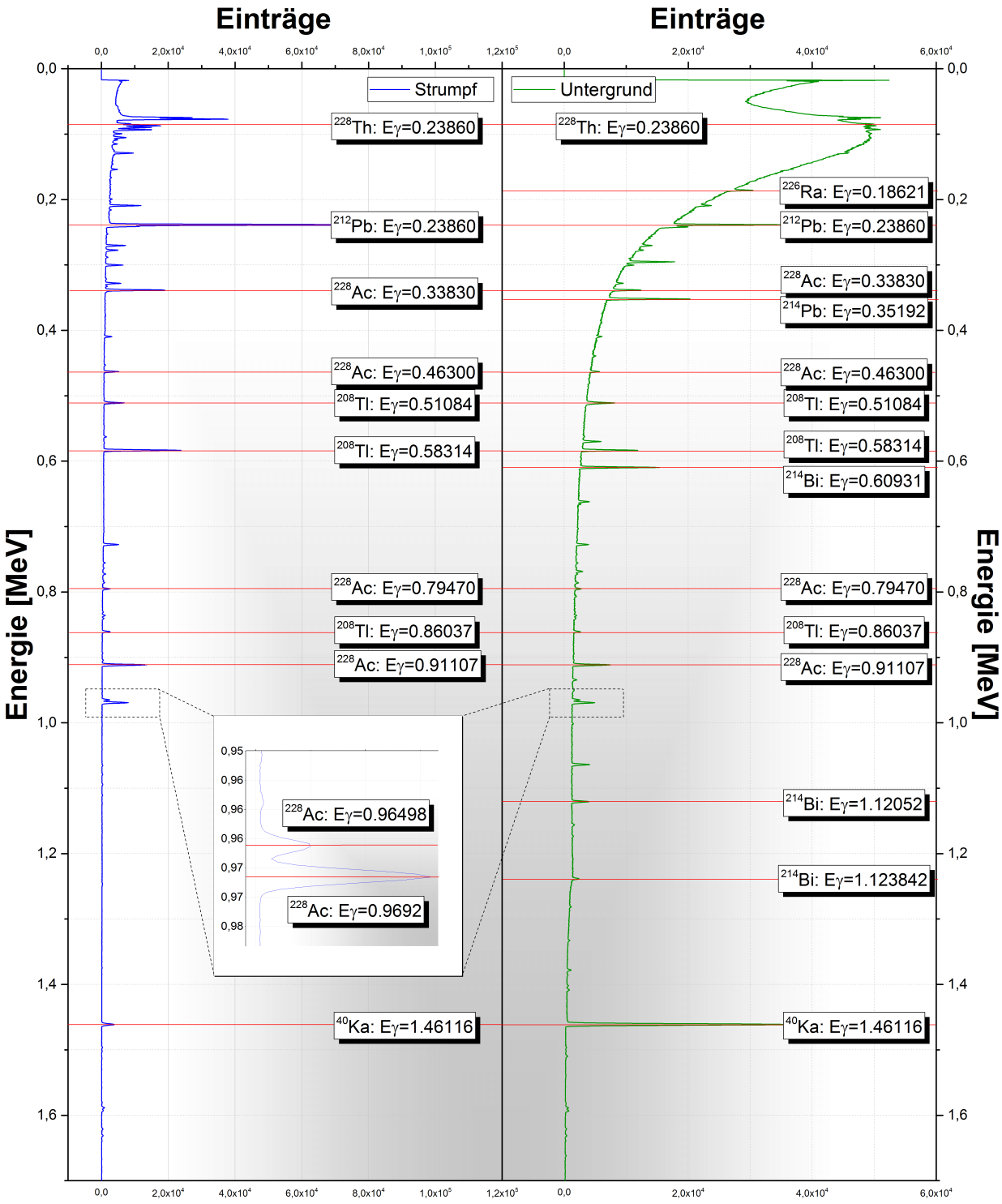

Abbildung 8: Untergrund (rechts) und Glühstrumpf (links). Vom Spektrum des Glühstrumpfes wurde der auf die Messdauer von 6237 s normierte Untergrund abgezogen.

2.3 Haushaltsgegenstand

Als radioaktiver Haushaltsgegenstand wurde ein Glühstrumpf[4] verwendet. Das Spektrum wurde für insgesamt t= 6237 s ≈ 1.7 h aufgenommen. In Tabelle 4 sind die deutlichsten Peaks des Untergrundes eingetragen und wie im vorherigen Teil die Energien mit Hilfe der Eichung (10) und der Fehlerrechnung (11) umgerechnet. Wie

Kanal K	Fehler dK	Energie E_z [keV]	Fehler E_z [keV]	Nuklid	Energie E_{Lit} [keV]	Abweichung [keV]	Nat. Zerfallsreihe
3500.06	0.03162	1461.15220	0.05477	40K	1460.80000	0.35220	/
2319.72	0.02058	969.10327	0.02964	228 Ac	969.11000	0.00673	Thorium-Reihe
2309.76	0.04326	964.95124	0.03347	228 Ac	964.60000	0.35124	Thorium-Reihe
2181.14	0.00920	911.33336	0.02630	228 Ac	911.07000	0.26336	Thorium-Reihe
2059.68	0.01398	860.70027	0.02485	208 Tl	860.37000	0.33027	Thorium-Reihe
1902.28	0.02746	795.08485	0.02489	228 Ac	794.70000	0.38485	Thorium-Reihe
1739.95	0.01215	727.41426	0.02115	212 Bi	727.17000	0.24426	Thorium-Reihe
1394.30	0.01011	583.32298	0.02005	208 Tl	583.14000	0.18298	Thorium-Reihe
1220.37	0.05060	510.81669	0.02940	208 Tl	510.84000	0.02331	Thorium-Reihe
1105.94	0.01064	463.11420	0.02195	228 Ac	463.00000	0.11420	Thorium-Reihe
806.67	0.02918	338.35903	0.02822	228 Ac	338.32000	0.03903	Thorium-Reihe
781.88	0.01438	328.02190	0.02654	212 Bi	327.96000	0.06190	Thorium-Reihe
660.44	0.03182	277.39714	0.03089	208 Tl	277.35000	0.04714	Thorium-Reihe
643.24	0.02129	270.22739	0.02956	228 Ac	270.23000	0.00261	Thorium-Reihe
567.33	0.02978	238.58191	0.03206	212 Pb	238.63000	0.04809	Thorium-Reihe
496.80	0.01051	209.18004	0.03119	228 Ac	209.28000	0.09996	Thorium-Reihe
203.76	0.01154	87.02197	0.03702	212 Pb	87.30000	0.27803	Thorium-Reihe
197.17	0.02881	84.27271	0.03875	228 Th	84.37100	0.09829	Thorium-Reihe
179.66	0.05922	76.97539	0.04466	212,214 Pb	77.10800	0.13261	Thorium-Reihe
174.17	0.08523	74.68511	0.05153	212,214 Pb	74.81500	0.12989	Thorium-Reihe

Tabelle 5: Peaks der deutlichsten Energien im Glühstrumpf. Alle stammen aus der Thorium-Zerfallsreihe. Der Kalium-Wert resultiert von der "Probenhalterung" aus Kaliumchlorid, die auch zur Eichung diente.

zu erwarten findet man nach dem Abzug der Untergrundereignisse nur noch Zerfälle aus der Thorium-Reihe. Da der Kaliumchlorid-Behälter aus der Energieeichung den Glühstrumpf vor den Detektor geklemmt hat, findet man außerdem noch einen Eintrag für ^{40}K, der natürlich nicht von dem Glühstrumpf kommt.

2.4 Fragestellungen

2.4.1 Strahlenbelastung eines Menschen

Die Strahlenbelastung eine Menschen während eines Fluges in 10.000 m Höhe beträgt etwa D≈ 5 µSv h^{-1} [2]. Insgesamt hängt die Strahlendosis von Flugdauer, Flughöhe, Dauer des Steig- und Sinkfluges, Flugroute (Breitengrad) und Sonnenaktivität ab [3].

[4]Feinmaschiges Gewebe aus verschiedenen Salzen (unter anderem Thoriumnitrat), dass bei Anregung, z.B. durch die Flamme eines Gaskochers, zum Leuchten gebracht wird.

Für die durch die Kosmische Höhenstrahlung verursachte effektive Jahresdosis wird in [12] etwa D≈ 1.85 mSv yr^{-1} angegeben. Dies bezieht sich auf eine Höhe von ungefähr 3000 m (Zugspitze). Ebenfalls wird dort eine Effektive Jahresdosis von D= 0.42 mSv yr^{-1} an terrestrischer Strahlung angegeben. Berücksichtigt man diese beiden Werte, so erhält man für die Alpen eine effektive Dosis von D≈ 0.26 µSv h^{-1}.

An der Meeresküste ist der Effekt durch Kosmischen Strahlung geringer, etwa D= 0.3 mSv yr^{-1} [12]. Auch hier ist die terrestrische Strahlung sehr ortsabhängig, so beträgt sie in Niedersachsen beispielsweise D= 0.29 mSv yr^{-1}, woraus sich eine gesamte effektive Dosis von D≈ 0.06 µSv h^{-1} ergibt.

2.4.2 Reichweite von β- und γ-Strahlung in Materie

Zum Bestimmen der Reichweite von Betastrahlung in Materie wurde die ESTAR-Datenbank des NIST bemüht [4]. Die Berechnungen basieren dabei auf der *continous slowing down approximation* von Elektronen in den jeweiligen Materialien. Mit Hilfe dieser *CSDA-Range* und der Dichte kann man die Reichweite bestimmen:

$$R = \frac{R_{CSDA}}{\rho} \tag{12}$$

Die Ergebnisse findet man in Tabelle 6. Für die Bestimmung der Achtelwert-

Material	CSDA Range [g cm^{-2}]	Dichte ρ [g cm^{-3}]	Reichweiter R [cm]
Luft*	0.1456	0.0012	121.33333
Wasser	0.1288	1.0000	0.12880
Normalbeton**	0.1534	2.4000	0.06392
Eisen	0.1851	7.8740	0.02351
Blei	0.2494	11.3400	0.02199

Tabelle 6: Reichweiten von β-Strahlung mit $E_{kin} = 0.4$ MeV in verschiedener Materie. *Für Luft wurde die Dichte auf Höhe des Meeresspiegels und für 20 °C angegeben. **Für Normalbeton wurde eine Dichte zwischen 2.0 g cm^{-2} und 2.6 g cm^{-2} abgeschätzt.

Schichtdicke von Gammastrahlung mit $E_\gamma = 1.5$ MeV kann das Lambert-Beersche Gesetz für die Schwächung von elektromagnetischer Strahlung in Materie benutzt werden

$$I = I_0 \cdot \exp(-\mu \cdot d) = I_0 \cdot \exp(-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho \cdot d), \tag{13}$$

dabei ist $\frac{\mu}{\rho}$ der experimentell bestimmbare Massenschwächungskoeffizient, d die Eindringtiefe und ρ die Dichte des Materials. Durch Einsetzen von $I(t_{1/8}) = 1/8$, $I_0 = 1$ und umstellen erhält man

$$\begin{aligned} \Rightarrow \frac{1}{8} &= \exp(-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho \cdot d_{1/8}) \\ \Leftrightarrow \ln(\frac{1}{8}) &= -\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho \cdot d_{1/8} \\ \Leftrightarrow \ln(8) &= \frac{\mu}{\rho} \cdot \rho \cdot d_{1/8} \\ \Leftrightarrow d_{1/8} &= \frac{\ln(8)}{\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho}. \end{aligned} \tag{14}$$

Mit Hilfe der Werte für die *X-Ray Mass Attenuation Coefficients* aus der Datenbank des Nist [4] kann nun die Achtelwert-Schichtdicke $d_{1/8}$ über den oben hergeleiteten Zusammenhang berechnet werden. Die Ergebnisse findet man in Tabelle 7.

Material	Massenschwächungsk. [$\mathrm{cm^2\,g^{-1}}$]	Dichte ρ [$\mathrm{g\,cm^{-3}}$]	Reichweiter R [cm]
Luft*	0.0518	0.0012	33485.37104
Wasser	0.0575	1.0000	36.13906
Normalbeton	0.0529	2.4000	16.38491
Eisen	0.0488	7.8740	5.40835
Blei	0.0522	11.3400	3.51153

Tabelle 7: Reichweite von γ-Strahlung mit $E_{kin} = 1.5\,\mathrm{MeV}$ in Materie. *Für Luft wurde die Dichte auf Höhe des Meeresspiegels und für 20 °C angegeben. **Für Normalbeton wurde eine Dichte zwischen $2.0\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ und $2.6\,\mathrm{g\,cm^{-2}}$ abgeschätzt.

2.4.3 Die "Milch-Wette"

Wenn man auf die nicht ganz vernünftige Idee kommen, fünf Wochen ($t = 35d = 3\,024\,000\,\mathrm{s}$) lang täglich einen halben Liter ($\dot{V}_g = 0.5\,\mathrm{L/d}$) mit ^{137}Cs versetzter Milch ($a_V = 150\,\mathrm{Bq\,L^{-1}}$) zu trinkt, dann wird eine gewisse Strahlendosis im Körper deponiert. Diese lässt sich nach (7) wie folgt berechnen:

$$\begin{aligned} E_g &= g_{g,E} \cdot A_g = g_{g,E} \cdot a_V \cdot \dot{V}_g \cdot t \\ &= 1.3\,10^{-8}\mathrm{Sv/Bq} \cdot 150\,\mathrm{Bq\,L^{-1}} \cdot 0.5\,\mathrm{L/d} \cdot 35\,\mathrm{d} = 34.125\,\mu\mathrm{Sv} \end{aligned}$$

Zur jährlichen mittleren Dosis von etwa 4 mSv trägt die Einnahme von belasteter Milch, wie sie oben beschrieben wird, etwa zu 0.9% bei. Falls man täglich von dieser Milch trinkt, entspricht dies etwa 9 %, eine nicht zu vernachlässigende Quelle von aufgenommener Strahlungsdosis.

3 Versuchsteil 2: Ganzkörperzähler

Wie im Kapitel 1.2.2 bereits erwähnt, nimmt ein Mensch im Laufe seines Lebens radioaktive Stoffe durch Atmung und durch feste und flüssige Nahrung auf. Ein Standardmensch nimmt nach [12] etwa 400g Kohlenstoff, 350g Wasserstoff und 3g Kalium

etc. pro Tag auf. Ständig in der Umwelt neu gebildetes ^{14}C und ^{40}K kann so in unseren Körper gelangen. Dabei wird ^{14}C hauptsächlich in Fett und ^{40}K in der Muskulatur gespeichert. Aufgrund verschiedener Kernwaffentests und Reaktorunfälle kann heute immer noch ^{137}Cs und ^{90}Sr, sowie ^{240,239}Pu durch einige Lebensmittel aus besonders belasteten Gebiete aufgenommen werden. Die Aktivität eines Standardmenschen ist in Tabelle 8 angegeben.

Die natürliche Aktivität eines Menschen kann mit Hilfe eines Ganzkörperzählers bestimmt werden. Die von der JLU Gießen betriebenen Messstelle im Strahlenzentrum verfügt dafür über vier NaJ(Tl)-Kristalldetektoren und als Ergänzung dazu über einen Ge-Halbleiterdetektor. Um möglichst viel terrestrische und kosmische Umgebungsstrahlung auszuschließen, ist die Messstelle in einer besonders gut abgeschirmten Kammer untergebracht. Unterirdisch gelegen wird sie von zwei Metern Quarzsand und Beton abgeschirmt, die Wände bestehen aus 15 cm dickem Spezialstahl, kombiniert mit einem Zentimeter Blei. Die Doppelflügeltüren bestehen ebenfalls aus Spezialstahl und wiegen zusammen etwas mehr als zwei Tonnen. Der Stahl wurde aus besonders strahlungsarmen Schiffsstahl eines im ersten Weltkrieg untergegangenen Kriegsschiffes wiederverwertet. Mit den Detektoren können die γ-Energien der verschiedenen Radionuklide nachgewiesen werden, das Nuklid ^{14}C kann jedoch nicht gemessen werden, da es über den β^--Mechanismus zerfällt.

Insgesamt ist ^{14}C jedoch zur Altersbestimmung kohlenstoffhaltiger Materialien, besonders organische Materialien, wichtig. Die sogenannte Radiokarbonmethode beruht auf der Messung der ^{14}C-Aktivität in einer organischen Probe. Ein Organismus nimmt bis zu seinem Absterben dauerhaft ^{14}C aus der Umwelt auf, das mit einer Halbwertszeit von etwa $T_{1/2}$=5730 Jahren zerfällt. Bei Kenntnis der aktuellen ^{14}C-Konzentration durch Messungen und dem Verhältnis aus ^{14}C und ^{12}C in der Probe, kann das Alter zum Zeitpunkt des Absterbens über das Zerfallsgesetz bestimmt werden:

$$N(t) = N_0 \cdot \exp(-\frac{\ln(2)}{T_{1/2}}t). \tag{15}$$

Mit einem Anwendungsbereich/-zeitraum zwischen wenigen 100 und einigen 10.000 Jahren kann diese Methode das Alter bis auf wenige Jahre genau bestimmen.

Die Ergebnisse der Ganzkörpermessung der beiden Praktikumsteilnehmer (nun A und B genannt) sind in Bild 9 im Anhang zu sehen. Die spezifische ^{40}K-Aktivität betrug bei den Probanden

$$A_A^s = (67.7 \pm 2.0)\mathrm{Bq\,kg^{-1}} \qquad A_B^s = (68.1 \pm 1.6)\mathrm{Bq\,kg^{-1}}.$$

Aus diesen Werten kann man mit den Probantenmassen $m_{A,B}$ den Fehler der Akti-

Radionuklid	^{40}K	^{14}C	^{287}Rb	^{210}Pb, ^{210}Po, ^{210}Bi	Summe
Aktivität [Bq]	4500	3800	650	60	$\Sigma \approx 9000$

Tabelle 8: Auflistung der wichtigsten natürlichen Radionuklide im Körper eines Standardmenschen (Auswahl) [12].

vität A bestimmen:

$$\Delta A_A^s = 2.0\,\mathrm{Bq\,kg^{-1}} \Rightarrow \Delta A_A = \Delta A_A^s \cdot m_A = 2.0\,\mathrm{Bq\,kg^{-1}} \cdot 85\,\mathrm{kg} = 170\,\mathrm{Bq}$$
$$\Delta A_B^s = 1.6\,\mathrm{Bq\,kg^{-1}} \Rightarrow \Delta A_B = \Delta A_B^s \cdot m_A = 1.6\,\mathrm{Bq\,kg^{-1}} \cdot 82\,\mathrm{kg} = 131.2\,\mathrm{Bq}.$$

Mit den Messwerten ergibt sich nun

$$A_A = (5752.0 \pm 170)\mathrm{Bq} \qquad A_B = (5580.6 \pm 131.1)\mathrm{Bq}.$$

Die Kalium-Gesamtmasse lässt sich über das Zerfallsgesetz (15) bestimmen. Die Aktivität ist definiert als zeitliche Abnahme von $N(t)$:

$$A = -\frac{dN(t)}{dt} = \frac{\ln(2)}{T_{1/2}} N(t) \tag{16}$$
$$\Leftrightarrow N_K = \frac{T_{1/2}}{\ln(2)} A$$

Da der gesamte Kaliumgehalt des Körpers bestimmt werden soll, wird hier das Isotopenverhältnis von ^{40}Ka mit etwa 0.012 % in der Natur benutzt [5]:

$$N_{^{40}K} = 0.00012 N_K.$$

Man erhält also mit der Avogadro-Konstante N_A und der mittleren molaren Masse m_K die Kalium-Gesamtmasse in Abhängigkeit von der ^{40}K-Aktivität:

$$M_K(A) = \frac{N_K}{N_A} m_K = \frac{T_{1/2} \cdot m_K}{0.00012 \cdot \ln(2) \cdot N_A} A, \tag{17}$$

der Fehler ΔM_K ergibt sich per Fehlerfortpflanzung. Dabei wurden die Ungenauigkeiten der Literaturwerte nicht mitberücksichtigt:

$$\Delta M_K(A) = \frac{T_{1/2} \cdot m_K}{0.00012 \cdot \ln(2) \cdot N_A} \Delta A.$$

Es ergibt sich also mit der Halbwertszeit für ^{40}K ($T_{1/2} = 1.227 \cdot 10^9\mathrm{yr} \approx 3.87 \cdot 10^{16}\mathrm{s}$) und der mittleren molaren Masse von Kalium ($m_K = 39.1\,\mathrm{g\,mol^{-1}}$):

$$M_K^A = 173.73(513)\,\mathrm{g} \qquad M_K^B = 168.55(396)\,\mathrm{g}$$

Weiterhin kann man diese Werte mit den Normwerten vergleichen. Für Männer gilt nach [6]:

$$M_K[g] = (2.38658 - 0.00893 * [\text{Alter in Jahren}]) * [\text{Probandenmasse in kg}]. \tag{18}$$

Zusammenfassend erhält man für beide Probanden die in Tabelle 9 zusammengestellten Ergebnisse. Beide Versuchsteilnehmer liegen, wenn man den Fehler berück-

Proband	Aktivität	Kalium-Gesamtmasse	Normwert	Abweichung
A	5752.0(1700) Bq	173.73(513) g	186.54 g	-6.9%
B	5580.6(1311) Bq	168.55(396) g	179.59 g	-6.1%

Tabelle 9: Vergleich der Aktivität und der Kalium-Gesamtmassen beider Probanden mit den Normwerten.

sichtigt, etwa 5%-10% unter dem Normwert. Dies scheint plausibel, da die Versuchsteilnehmer zur Zeit der Messung nicht aktiv Sport betrieben haben und so keine überdurchschnittliche Muskelmasse besessen haben.

Bei beiden Probanden wurde wie zu erwarten "nur" das natürliche Kalium-Isotop detektiert, eine andere Strahlenbelastung durch Kontamination liegt also nicht vor. Allgemein dienen die Ganzkörperzähler jedoch für die Überwachung gefährdeter Personengruppen, die besonders häufig radioaktiver Strahlung ausgesetzt sind, wie zum Beispiel Arbeiter in einem Atomkraftwerk oder in Forschungseinrichtungen. Falls nun doch eine Kontamination durch Ingestion oder Inhalation von radioaktiven Stoffen vorliegt, so kann man mit Hilfe der Zählrate aus der Messung die Folgedosis abschätzen. Hierzu kommen noch weitere Parameter, wie der Dosiskoeffizient g (siehe (7)), der spezifisch für Inkorporationsweg und Substanz ist. Auch die biologische und physikalische Halbwertszeit spielt dabei eine Rolle.

4 Fazit

Dank des Praktikums konnte ein tieferer Einblick in die Methoden der Detektion von radioaktiver Strahlung gewährt werden. Es wurden Fähigkeiten zum Erlernen der Energiekalibrierung eines Detektors mit AD-Wandler vermittelt, die Durchführung von Gammaspektroskopie mit Hilfe eines Halbleiterzählers und die Auswertung der Daten durch verschiedene Techniken erlernt. Die Ergebnisse der Untergrundmessung sind konsistent mit der Erwartung, die Isotope der natürlichen Zerfallsreihen zu messen. Der hohe Thoriumgehalt im Glühstrumpf konnte ebenfalls nachgewiesen werden. Im zweiten Teil wurde durch die Demonstration einer Ganzkörpermessung ein Verfahren zur Überwachung radioaktiv gefährdeter Menschen vorgestellt und gleichzeitig damit der Kaliumgehalt der Versuchsteilnehmer bestimmt.

Anhang A Abbildungen

```
G K Z - Giessen  :::   Version (02.59)
Spektrum: spe646.SUM                          12. 1. 2017     15:20:58

Kanal  800 bis 8160     Sens.=  10.    Messzeit =    1798.8 Sekunden
Kalibrierfile: ANALYSIS.FIL
================================================================
  # Position  Energie  ±DE        Flaeche     ±DF(%)       FWHM
   1   306.4   520.9    .4        1847.8*       4.7        47.6
   2   360.2   622.7   1.1        1231.3*       8.0        71.5
   3   807.9  1469.4    .7        5212.7*       2.4        75.2

================================================================
                    Probandendaten : A

                 Lukas Nies
                 geb.            in
                 Gewicht : 85.   kg


Peak Zuordnungen:
=================
Bibliothek  : giessen.lib
Probandenmasse :        85.000 kg
  Energie   Nuklid      T1/2        E-Lit.  Intensit.%        Bq/kg
   1469.4    K-40    1.2800E+09 Y  1460.8     10.70          67.7 ±      2.0

Zweifelsfrei zugeordnete Nuklide :
==================================

K-40            67.7 ±          2.0  Bq/kg            Total:       5752.0 Bq

Berechnung von Nachweisgrenzen aus Spektrum spe646.SUM
=======================================================================
Nachweisgrenze bei   661.6 keV :        112.2 Counts
                                 =    21583.8 Emissionen
```

```
G K Z - Giessen  :::   Version (02.59)
Spektrum: spe647.SUM                          12. 1. 2017     15:54:28

Kanal  800 bis 8160     Sens.=  10.    Messzeit =    1798.8 Sekunden
Kalibrierfile: ANALYSIS.FIL
================================================================
  # Position  Energie  ±DE        Flaeche     ±DF(%)       FWHM
   1   306.1   520.3    .6        2001.7*       5.1        48.8
   2   361.2   624.6   1.3        1403.4*       7.4        64.9
   3   643.1  1157.6   3.3         649.5       12.5        75.3
   4   688.5  1243.5   5.5         363.9       20.5        83.7
   5   808.5  1470.5    .3        5154.3*       1.8        74.7

================================================================
                    Probandendaten : B

                 [redacted]
                 geb.            in
                 Gewicht : 82.   kg


Peak Zuordnungen:
=================
Bibliothek  : giessen.lib
Probandenmasse :        82.000 kg
  Energie   Nuklid      T1/2        E-Lit.  Intensit.%        Bq/kg
   1243.5    NA 22   9.5000E-02 D  1274.0    100.00            .6 ±        .1
   1470.5    K-40    1.2800E+09 Y  1460.8     10.70          68.1 ±      1.6

Zweifelsfrei zugeordnete Nuklide :
==================================

K-40            68.1 ±          1.6  Bq/kg            Total:       5580.6 Bq

Berechnung von Nachweisgrenzen aus Spektrum spe647.SUM
=======================================================================
Nachweisgrenze bei   661.6 keV :        112.9 Counts
                                 =    21342.9 Emissionen
```

Abbildung 9: Ergebnisse der Ganzkörperzählungen beider Probanden.

Anhang B Literatur- und Bildverzeichnis

Literatur

[1] https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html. [Online; accessed 27-02-2017].

[2] http://www.helmholtz-muenchen.de/epcard-portal/dosisberechnung-auf-einer-reise/index.html. [Online; accessed 27-12-2016].

[3] https://www.bfs.de/DE/themen/ion/umwelt/luft-boden/flug/flug.html. [Online; accessed 27-12-2016].

[4] https://www.nist.gov/pml/productsservices/physical-reference-data. [Online; accessed 29-12-2016].

[5] https://de.wikipedia.org/wiki/Kalium. [Online; accessed 20-01-2017].

[6] *Umweltradiaktivität: Versuchsanleitung.* I. Physikalisches Institut Uni Giessen, 6. April 2016.

[7] Wolfgang Demtöder. *Experimentalphysik 4.* Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 2. Auflage, 2004.

[8] Particle Data Group. *Particle Physics Booklet.* Lawrence Berkeley National Laboratory, July 2016.

[9] K. Huber. *Fit und Fehler, Anleitung zur Fehlerrechnung fr das Kernphysikalische Praktikum.* I. Physikalisches Institut Uni Giessen, 18. Sep. 2006.

[10] Bogdan Povh. *Teilchen und Kerne.* Springer-Lehrbuch, 8. Auflage, 2009.

[11] Schulz Vogt. *Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes.* Carl Hanser Verlag, 4. aktualisierte Auflage, 2007.

[12] Martin Volkmer. *Radioaktivität und Strahlenschutz.* Deutsches Atomforum e.V., Dezember 2012.

Abbildungsverzeichnis

1 Potential α-Zerfall 1
2 Energiespektrum Szintillator 6
3 Szintillator 7
4 Halbleiterdetektor 8
5 Blockschaltbild 9
6 Eichspektrum 10
7 Energieeichung und Residuen 11
8 Untergrund und Glühstumpf 14
9 Ganzkörperzähler 21