

Fortgeschrittenen-Praktikum – Gamma-Spektroskopie

13. Januar 2015

von

Till Kolster & Lukas Schmidt

Tutor: Dr. Katayoun Gharagozloo-Hubmann

Der Versuch wurde im Rahmen des Fortgeschrittenenpraktikums am Fachbereich Physik der FU-Berlin durchgeführt und soll praktische Erfahrung und eine theoretische Vertiefung zu den kernphysikalischen Hintergründen von Radioaktivität und deren Messung geben.

1 Theoretische Grundlagen

1.1 Einleitung

Radioaktive Strahlung hat verschieden Quellen, die wohl bekannteste ist der Zerfall von instabilen Atomkernen. Dabei treten verschiedene Strahlungsarten auf, die aus vielfältigen Gründen gemessen und quantifiziert werden wollen. So kann eine gesundheitliche Belastung durch Strahlungsquellen von Interesse sein, die Aktivität dieser zu bestimmen. Im folgenden Versuch steht die Gammastrahlung als eine der drei Strahlungsarten im Fokus.

1.2 Kernzerfälle

Radioaktiver Kernzerfall kann auf verschiedene Arten stattfinden, α , β , γ -Zerfall genannt. Auf sogenannten Nuklidkarten wird aufgezeichnet, welche Isotope eines Atoms mit welcher Strahlungsart zerfallen. Die Einteilung in α , β , γ -Strahlung folgt der Wechselwirkung der Strahlung mit Materie.

1.2.1 α -Zerfall

Beim α -Zerfall verringert das Atom seine Kernladungszahl um den Betrag zwei, indem es einen ionisierten Helium-4-Kern verliert. Dieser Helium-Kern wird in diesem Zusammenhang als α -Teilchen bezeichnet. Da die kinetische Energie des Teilchens charakteristisch für den α -Strahler ist, kann die Bestimmung dieser Energie dazu dienen, den Strahler zu identifizieren. Da das zurückbleibende Tochternuklid nun einen Elektronenüberschuss besitzt, werden diese an die Umgebung abgegeben [1].

1.2.2 β -Zerfall

β -Zerfall bezeichnet die Emittierung von Elektronen (β^-) und Positronen (β^+) durch einen Atomkern. Gleichzeitig emittiert der Kern ein Antineutrino oder ein Neutrino ($\bar{\nu}$). Dabei wird ein Neutron zum Proton umgewandelt bzw. andersherum wenn es sich um den β^+ -Zerfall handelt. Die Massenzahl des Atoms bleibt bei diesem Prozess gleich, die Kernladungszahl wird jedoch um 1 vergrößert bzw. verkleinert (β^+).

Wenn ein Proton des Atomkerns ein Elektron einfängt, verwandelt es sich zu einem Neutron und einem Neutrino. Dieser Prozess wird Elektroneneinfang genannt. Die Emittierung eines Positrons kann nur zusammen mit diesem Prozess stattfinden, der Elektroneneinfang kann jedoch auch unabhängig stattfinden. Die freiwerdende Energie kann komplett an das freigesetzte Neutrino abgegeben werden oder verbleibt (zum Teil) im Kern

und kann als γ -Strahlung abgegeben werden. Außerdem wird das entstandene Loch in der Schale, aus der das Elektron eingefangen wurde wieder aufgefüllt. Die hierbei frei werdende Energie kann entweder in Form eines Augerelektrons oder als Röntgenstrahlung emittiert werden.

1.2.3 γ -Zerfall

Als Gammastrahlung werden Photonen mit Energien von mehr als 300keV bezeichnet, oder elektromagnetische Strahlung, die einem Kern entstammt oder deren Ursprung nicht bekannt ist. Davon abgegrenzt ist die Röntgenstrahlung, die durch Elektronenprozesse hervorgerufen wird und im Bereich von ca. 100 – 300keV liegt.

Im Gegensatz zum α - und β -Zerfall, ändert sich bei dieser Strahlungsart weder Massenzahl noch Kernladungszahl. Sie ist allein auf das Abregen eines angeregten Zustandes des Kerns zurückzuführen. Diese Relaxation folgt manchmal den beiden anderen Zerfallsarten. Gamma-Strahlung kann jedoch auch auf andere Weise entstehen, beispielsweise durch die sogenannte Paarvernichtung.

1.3 Photoeffekt

Ein Prozess, bei dem Materie mit hochenergetischer Strahlung wechselwirkt ist der Photoeffekt. Dabei gibt ein Photon bei einem Absorptionsprozess seine gesamte Energie an ein Elektron ab [2]. Die kinetische Energie des so emittierten Elektrons ist dann gleich der des Photons minus der Bindungsenergie aus dem Atom. Diese Bindungsenergie verbleibt zunächst im Atom und kann in Form eines Auger-Elektrons oder Röntgen-Strahlung abgegeben werden. Der Wirkungsquerschnitt des Photoeffekts kann folgender Näherung entnommen werden:

$$\sigma_{Ph} \propto E_{\gamma}^{-3,5} \cdot Z^5, \quad (1)$$

Mit E_{γ} der Energie des einfallenden Photons und Z der Kernladungszahl des einfangenden Atoms. Elemente mit hoher Kernladungszahl erreichen daher die beste Abschirmung der Primärstrahlung pro Dicke des Materials. Es empfiehlt sich also zur Abschirmung gegen hochenergetische Strahlung Elemente mit hoher Kernladungszahl zu benutzen, jedoch entstehen relativ große Mengen an Sekundärstrahlung, die unter Umständen eine stärkere Wechselwirkung mit beispielsweise organischen Materialien zeigen.

Mit steigender Energie des Photons nimmt jedoch der Wirkungsquerschnitt ab, erreicht die Photonenenergie jedoch die Energie, die zum ionisieren der Schale, die in

der Energieskala höher liegt, springt der Wirkungsquerschnitt wieder auf einen höheren Wert. Dies findet so lange statt, bis keine höherenergetischen Schalen mehr existieren, wie in Abbildung 1 zu sehen ist.

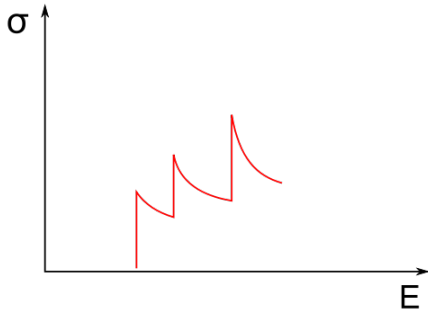


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Wirkungsquerschnittes als Funktion der Photonenenergie [3]

Die Sprungkanten werden als Absorptionskanten bezeichnet und sind im Absorptionsspektrum gut sichtbar. Der Photoeffekt ist also sehr wichtig bei kleineren Photonenenergien und Materialien mit hoher Kernladungszahl [2].

1.4 Compton-Streuung

Bei der Compton-Streuung wird nicht wie beim Photoeffekt die gesamte Energie auf eine Elektron übertragen, sondern nur ein Teil. Wie viel, hängt vom Winkel des Zusammenstoßes zwischen Photon und Elektron ab, es handelt sich also um einen elastischen Stoß. Das Elektron wird hierbei als frei angenommen, was bei den äußeren Elektronen eines Atoms näherungsweise stimmt. Durch den Energieverlust wird die Wellenlänge des Photons um den Betrag $\Delta\lambda$ vergrößert, für welche folgende Relation gilt:

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \phi) = \lambda_c (1 - \cos \phi), \quad (2)$$

mit λ_c der Compton-Wellenlänge, m_e der Masse des Elektrons, h dem Planckschen Wirkungsquantum, c der Lichtgeschwindigkeit und ϕ dem Streuwinkel. Der Energieverlust hängt also allein vom Streuwinkel ab.

Der Wirkungsquerschnitt ist somit allein von der Elektronendichte abhängig, welche ungefähr proportional zur Kernladungszahl ist. Somit ergibt sich für den Wirkungsquerschnitt folgende Näherung:

$$\sigma_C \propto E_\gamma^{-1} \cdot Z \quad (3)$$

Der Comptoneffekt stellt sich somit als besonders wichtig heraus für mittlere Energien zwischen 100 und 1000keV.

Wenn nun die gestreuten Photonen energieaufgelöst beobachtet werden, so ist die Energie des gestreuten Photons E'_γ in Abhängigkeit des Winkel von Interesse:

$$E'_\gamma(\phi) = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \phi)} \quad (4)$$

Bei Aufnahme eines Spektrums ergibt sich nun also ein kontinuierliches Spektrum für alle Winkel zwischen 0° und 180° . Danach folgt eine scharfe Kante, die sogenannte Compton-Kante, die auftritt, weil nicht mehr Energie abgegeben werden kann, als bei einem Stoß von 180° . Die korrespondierende Energie, die im Detektor verbleibt, beträgt dann also

$$E'_\gamma(180^\circ) = \frac{2 \cdot E_\gamma^2}{m_e \cdot c^2 + 2 \cdot E_\gamma} \quad (5)$$

Zusätzlich sollte ein Maximum mit höherer Energie im Spektrum auftreten, da auch einige Photonen ohne Streuprozess durch das Material fliegen. Dieses Maximum wird Photopeak genannt. Zu jedem Photopeak gibt es also eine korrespondierende Compton-Kante.

1.5 Paarbildung/-vernichtung

Bei höheren Photonenenergien von ab 1022keV tritt als zusätzlicher Effekt die Paarbildung bzw. -vernichtung auf. Hierbei kann sich ein Photon im Feld eines Atomkerns oder eines Hüllenelektrons in Elektron und Positron aufspalten.

Findet diese Aufspaltung im Feld eines Atomkerns statt, so geht fast die gesamte Energie des Photons in die beiden Teilchen über, davon $E = m_e c^2 = 511\text{keV}$ in die Ruhemasse jedes Teilchens und der Rest in die kinetische Energie. Elektron und Positron fliegen dabei genau in entgegengesetzte Richtungen senkrecht zur Bahn des erzeugenden Photons, sodass der Impuls beider Teilchen zusammenaddiert genau null ergibt. Da dem Photon ebenfalls ein Impuls zugeschrieben werden kann, der durch die beobachtbaren Bahnen nicht an die beiden Spaltprodukte übergegangen sein kann, muss dieser an den beteiligten Atomkern übergehen und beträgt $p = E_\gamma/c = h\nu/c$.

Trifft nun ein Elektron auf ein Positron, so kommt es zur Paarvernichtung, dabei werden jedoch zwei Photonen frei, die sich aufgrund der Impulserhaltung bei vorher ruhenden Teilchen in genau entgegengesetzte Richtungen bewegen. Wird die kinetische Energie des Elektrons

und Positrons vernachlässigt, so besitzen beide Photonen eine Energie, die wieder genau der Ruheenergie eines Elektrons entspricht, 511keV. Diese Energie kann im Detektor gemessen werden. Es kann jedoch auch vorkommen, dass ein Photon der Paarvernichtung aus dem Detektor entkommt. Dementsprechend verbleibt nur ein Teil der Energie des ursprünglichen Photons im Detektor. Wenn angenommen wird, dass das Elektron/Positron seine gesamte kinetische Energie im Detektor verloren hat, beträgt die Energie des sogenannten Single-Escape-Peaks $E = E_\gamma - 511\text{keV}$. Entkommen das Paar, so fehlt dementsprechend doppelt so viel Energie: $E = E_\gamma - 1022\text{keV}$.

Paarbildung bzw. -vernichtung wird für hohe Photonenenergien zum dominierenden Effekt und ihr Wirkungsquerschnitt hat folgende Abhängigkeit [4]:

$$\sigma_A \propto Z^2 \ln E_\gamma \quad (6)$$

1.6 Massenschwächungskoeffizient

Um die Stärke der Interaktion von Gammastrahlung mit Materie zu beschreiben, wird ein Exponentieller Ansatz gewählt, in die drei vorgestellten Effekte eingepasst werden:

$$I(s) = I_0 e^{-\mu s}, \quad (7)$$

wobei I die Intensität in Abhängigkeit der durchquerten Strecke s ist und μ der Absorptionskoeffizient. Dieser ist Abhängig von der Atomdichte des Absorbers n in Anzahl pro Volumen und dem totalen Wirkungsquerschnitt [5]:

$$\mu = n \cdot \sigma_{tot} = n \cdot (\sigma_{Ph} + \sigma_C + \sigma_A) \quad (8)$$

Aufgrund der verschiedenen Z - und E_γ -Abhängigkeiten, bietet sich die in Abbildung 2 gezeigte Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten von der Photonenenergie.

1.7 Szintillationsdetektor

Der moderne Szintillationsdetektor oder -zähler besteht aus zwei Teilen: Dem Szintillator und dem Photomultiplier. Im Szintillator werden durch ionisierende Strahlung Exzitonen erzeugt. Diese ionisieren weitere Atome im Gitter. Energiereiche Strahlung erzeugt also mehrere Elektron-Loch-Paare. Diese rekombinieren nun wieder. Findet dies an den dotierten Störstellen statt, wird

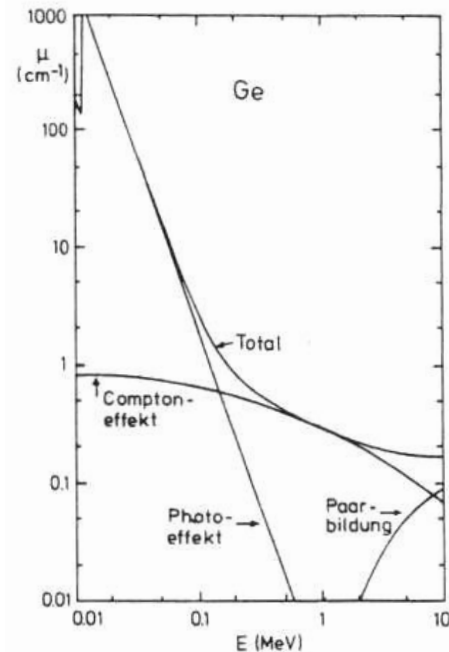


Abbildung 2: Beitrag der verschiedenen Komponenten zum Absorptionskoeffizienten von Germanium [2]

Energie in Form von Lichtblitzen frei [6]. Diese können mithilfe eines Photomultipliers festgestellt werden. Das Signal ist dann proportional zur Energie der detektierten Strahlung. Damit die Lichtblitze detektiert werden können, muss das Detektormaterial für sichtbares Licht durchsichtig sein. Daher ist der Szintillator häufig als Einkristall ausgeführt. Im Experiment wird als Material ein Thallium dotierter Natrium-Iodid Kristall verwendet. Das Thallium nimmt dabei den Platz der Natrium-Positionen im kubischen Kristallgitter ein. Je nach Dotierungskonzentration ändert sich die Auflösung des Detektors.

1.8 Halbleiterdetektor

Ein Halbleiterdetektor besteht meist aus einem p-n-Übergang, bei dem ein positiv und ein negativ dotierter Halbleiter, in diesem Fall Germanium, aneinandergbracht werden. Fällt nun Strahlung in den Halbleiter ein, so erzeugt diese Elektron-Loch-Paare. Dies geschieht analog zum Szintillator durch Anregung eines einzelnen Elektrons, welches dann auf seiner Bahn durch den Halbleiter weitere Elektronen anregt. Diese können abgegriffen und der erzeugte Strom oder die Schwankung in der Spannung gemessen werden. Die Anzahl der freigesetzten Elektronen wird dabei durch die Bandlücke bestimmt, da diese Energie zum anheben in das Leitungsband benötigt wird. Da diese Bandlücke nicht sehr groß ist, kann die Energie der Strahlung sehr gut aufgelöst werden. Um möglichst alle angeregten Elektronen

abfangen zu können, wird eine Hochspannung angelegt, die die Elektronen absaugt und die Sperrschicht vergrößert. Außerdem wird der Detektor gekühlt, um eine thermische Anregung ins Leitungsband zu verhindern und um den Leckstrom gering zu halten, der bei der angelegten Hochspannung den Detektor zerstören kann [7].

Als Detektormaterial wird ein Halbleiter mit hoher Kernladungszahl verwendet, in diesem Fall Germanium, da diese einen höheren Wirkungsquerschnitt aufgrund der höheren Elektronenzahl aufweisen.

Normalerweise beträgt die statistische Schwankung von n Messwerten $\sigma_n = \sqrt{n}$. Durch die Fanoresonanz wird diese jedoch reduziert, sodass hier $\sigma_n = \sqrt{nF}$ gilt, wobei F den Fano-Faktor beschreibt. Dieser kann bei Germanium auf Werte bis zu $F \approx 0,13$ schrumpfen [8]. Diese Reduzierung des statistischen Fehlers ist darauf zurückzuführen, dass die Energieverluste in inelastischen Streuprozessen im Festkörper nicht komplett zufällig verlaufen, sondern durch die Beträge der möglichen Übergänge aus den Elektronenschalen limitiert sind.

2 Durchführung

Zuerst wurde mithilfe der Cs-137-Probende die Anstiegs- und Abfallzeiten am Oszilloskop mit und ohne Hauptverstärker beobachtet. Dazu wurde ein geeigneter Bereich ausgewählt und mithilfe der Cursor-Funktion die Zeiten bestimmt.

Für die Kalibrierung des Vielkanalanalysators bzw. des Szintillationsdetektors wurde das Element mit dem energiereichsten γ -Peak ausgewählt, um eine möglichst gute Anpassung des aufgenommenen Bereichs zu erreichen. Dazu wurde die Cobalt-60-Probende ausgewählt. Die Verstärkung wurde dabei so angepasst, dass der Peak der stärksten Energie noch komplett im Spektrum zu sehen ist. Außerdem wurde der Abstand der Probe zum Detektor so eingestellt, dass das Programm eine möglichst kleine Dead-Rate anzeigt. Diese gibt Auskunft darüber, wie viele Einfälle nicht gezählt wurden, aufgrund des zeitlichen Auflösungsvermögens des Detektors. Diese Optimierung des Abstandes wurde auch bei allen folgenden Versuchen durchgeführt. Im folgenden wurde bei gleicher Kalibration jeweils eine Messung von 120 s Dauer mit den Proben Co-60, Cs137 und Na-22 bei gleicher Kalibration durchgeführt und die Position sowie die Intensität der Eichungspeaks bestimmt.

Im folgenden wurde eine stärkere Co-60 Probe gewählt und in einen als Kollimator fungierende Blei-Röhre eingebracht. Vor den Detektor wurden nun ca 3 mm dicke Platten aus Blei, Kupfer und Aluminium gebracht und Messungen mit verschiedenen Plattenanzahlen

Detektor	Anstiegszeit	Abfallzeit
NaI VV	700ns	50µs
NaI HV	700ns	5µs
Ge VV	150ns	300µs
Ge HV	200ns	6µs

Tabelle 1: Anstiegs- und Abfallzeiten der benutzten Detektoren vor und nach dem Hauptverstärker

bzw Schichtdicken durchgeführt, um den Massenschwächungskoeffizienten der verschiedenen Materialien bestimmen zu können. Dabei wurde die Messzeit so eingestellt, dass selbst bei stärkster Abschirmung noch ein deutlicher Peak zu sehen war. Aufgenommen wurden je die Intensität der Peaks als Funktion der Schichtdicke. Dabei wurde vor allem darauf geachtet, dass die Platten möglichst senkrecht zum Strahlengang stehen und somit die Schichtdicke immer vergleichbar ist. Es wurde immer zuerst mit maximaler Materialstärke gemessen und dann Platten abgenommen, da so die Platten besser stehen und der Effekt bei größerer Plattenstärke größer ist.

Im Anschluss wurde der Germanium-Detektor in Betrieb genommen. Mit diesem wurde wiederum eine Kalibration vorgenommen, dieses mal allerdings wurde neben den vorher benutzten Elementen ebenfalls Americium und Barium hinzugenommen, um eine Kalibration genauer durchführen zu können. Im Anschluss wurde noch das Absorptionsverhalten von Tellur, Zink, Iod und Antimon in der Nähe einer Absorptionskante untersucht.

3 Auswertung

3.1 Impulsformen

Zu Beginn wurden die Impulsformen und -zeiten bestimmt, um einen Eindruck über die Größenordnung der Totzeiten zu bekommen. Dazu wurde das Signal vor und nach Durchgang durch den Hauptverstärker mit dem Oszilloskop beobachtet. Die hierbei bestimmten Zeiten finden sich in Tabelle 1.

Die Zeiten sind jedoch nur als ungefähre Werte zu sehen, da sich über das Oszilloskop nur schwer eine Zeit bestimmen lässt. Besonders die Abfallzeit ist nur eine grobe Schätzung. Es wird jedoch sofort deutlich, dass der Hauptverstärker die Abfall- und damit Totzeiten des Detektors signifikant verringert, im Fall des Szintillationsdetektors um ca. eine Größenordnung, im Fall von Germanium sogar um zwei.

Die Anstiegszeiten sind im Fall des Halbleiter-Detektors deutlich kürzer, was zusammen mit der deutlich höheren

Sensitivität eine viel bessere Auflösung zulässt. Dies ist auch in den folgenden Spektren zu sehen.

Die Impulsformen wurden ebenfalls beobachtet und gleichen bei beiden Detektoren in etwa denen in Abbildung 3. Es wurden Fotos der Impulsformen gemacht, allerdings sind bei diesen das Signals so schlecht zu sehen, dass nur die Skizze abgebildet ist.

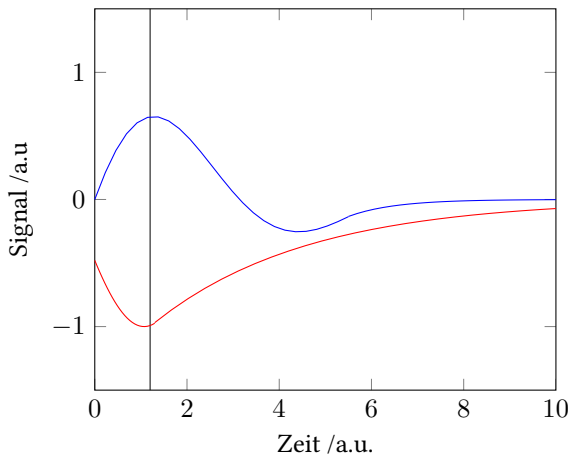


Abbildung 3: Skizze der Impulsverläufe mit (blau) und ohne (rot) Hauptverstärker, die schwarze Linie markiert den ungefähren Übergang von Anstiegs- zu Abfallzeit

Aus dem Verlauf des Impulses ist zu schließen, dass der Hauptdetektor eine schwächere Dämpfung des Schwingungsprozesses den der Detektor durchläuft herbeiführt. Dadurch wird die Dämpfungskonstante des Prozesses verändert, was dazu führt, dass die Schwingung nun genau im aperiodischen Grenzfall abläuft. So wird die Zeit minimiert, bis der Schwinger oder Oszillator, in diesem Fall der Detektor, wieder zur Ruhe kommt. Dies minimiert die Totzeit und so können Ereignisse die dichter aufeinander folgen gemessen werden.

3.2 Kalibrierung der Detektoren

Um den Szintillationsdetektor zu kalibrieren bzw. zu wissen welcher Kanal des Vielkanalanalysators welcher Energie entspricht, wurden bei gleicher Einstellung des Hauptverstärkers Zerfälle verschiedener Energien gemessen. Die Messwerte sind in Tabelle 9 im Anhang aufgeführt.

In Abbildung 4 sind alle für die Kalibrierung aufgenommenen Daten zu sehen. Mithilfe von [9] konnten den Peaks die in Tabelle 9 ersichtlichen Energien zugeordnet werden.

Mithilfe einer linearen Regression konnte eine Kalibrationsgerade gefunden werden. Für diese Kalibrierung

wurde das Programm Mathematica 10 benutzt. So wurde die folgenden Kalibrationsgerade gefunden:

$$(-24,9 \pm 3,4) + (0,2027 \pm 0,0007) \cdot x \quad (9)$$

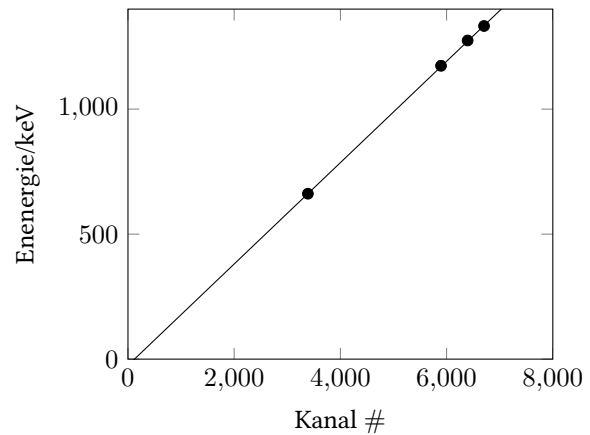


Abbildung 5: Kalibrationsgerade für den NaI-Szintillationsdetektor, Werte aus Tabelle 9, Gerade mit Parametern aus Gleichung 9

Die selbe Kalibrierung wurde für den Germanium-Detektor durchgeführt. Allerdings konnten hier aufgrund der höheren Sensitivität mehr Elemente zur Eichung benutzt werden. In Tabelle 10 sind alle Energien und Kanäle aufgeführt, die Referenzwerte wieder aus [9]. Da für die Cobalt-Probe nur eine Langzeitmessung durchgeführt wurde, wird auf eine Darstellung aller Spektren in einer Abbildung verzichtet.

Wieder wurde mit einer linearen Regression eine Kalibrationsgerade gefunden werden. Ebenfalls wurde das Programm Mathematica 10 benutzt. Die Parameter lauten wie folgend:

$$(3,2 \pm 2,3) + (0,1839 \pm 0,0005) \cdot x \quad (10)$$

Wie in Tabelle 2 zu sehen, ist die Kalibrierung gut, alle Werte für den Szintillationsdetektor sind gleich den Referenzwerten aus [9]. Für den Germanium Halbleiterdetektor sind fast alle Werte gleich den Literaturwerten, die drei energieärmsten Linien (Americium 60keV, Americium 26keV und Barium 81keV) sind verträglich. Die Kalibrierung kann also ohne große Probleme verwendet werden, besonders im energiereichen Bereich stimmt sie sehr gut. Die Fehler wurden mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung errechnet, wobei Eingangsfehler aus der Regressionsgeraden sowie aus den Messunsicherheiten stammen. Da das verwendete Messprogramm für die Full Width at Half Maximum (FWHM) für den Szintillationsdetektor teilweise offensichtlich falsche Werte lieferte, wurden hier von Hand bestimmte Schätzwerte benutzt. Die Messunsicherheit des Maximums der jeweiligen Gauss-Peaks wurden ebenfalls von Hand bestimmt:

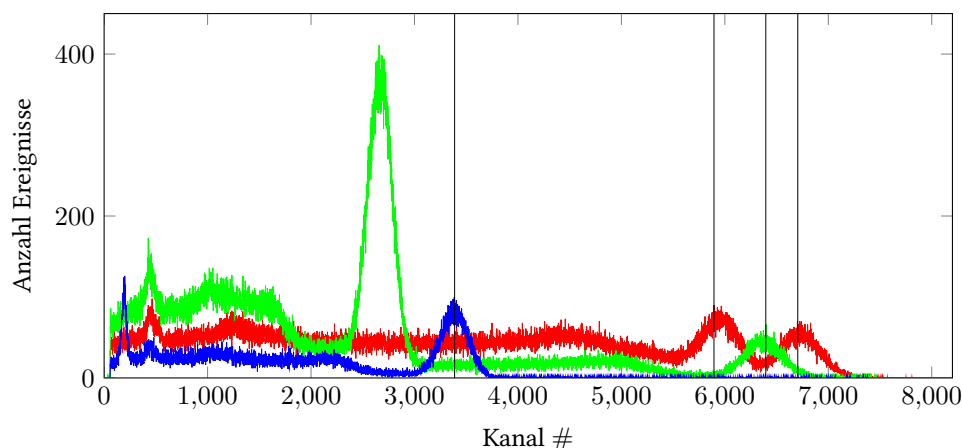


Abbildung 4: Anzahl der Einfälle in Abhängigkeit vom Kanal für Cobalt(rot), Cäsium(blau) und Natrium (grün) zur Kalibrierung des Analysators. Die schwarzen Linien geben die Positionen der mit dem Messprogramm gefundenen und mit [9] identifizierten Peaks an

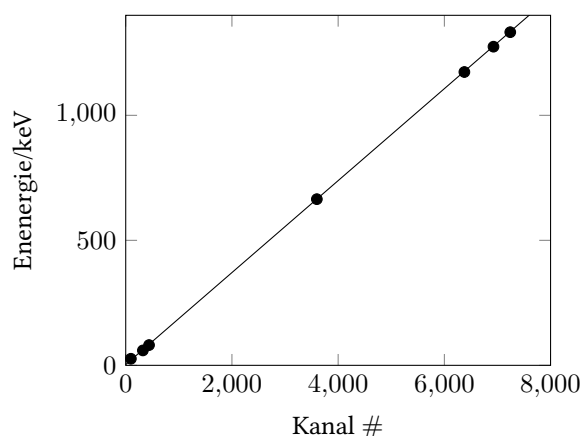


Abbildung 6: Kalibrationsgerade für den Halbleiterdetektor, Werte aus Tabelle 10, Gerade mit Parametern aus Gleichung 10

Dabei wurde der Unterschied des selbst bestimmten Maximums zum vom Programm bestimmten Maximum gewählt.

Mithilfe dieser Eichung kann ebenfalls die Energie des in Abbildung 4 auffällig hervorstechenden Peaks um Kanal Nummer 2976 auf ca. 518keV bestimmt werden, was in etwa der Paarbildungsenergie entspricht. Da aber im Weiteren ein komplettes Spektrum mit besserer Statistik analysiert wird, wird hier auf weitere Auswertung des Spektrums des NaI-Detektors verzichtet.

Wie man an den FWHM sehen kann, sind die Lebenszeiten der Zustände im NaI-Detektor signifikant länger als die im Ge-Detektor. Dies deckt sich mit den Werten aus Tabelle 1: Die Anstiegszeit im Halbleiterdetektor sind bedeutend kürzer (ca 70%) als die im Szintillationsdetektor. Das deutet auf eine längere Lebenszeit und damit eine

Material	I_0	$\mu/1/\text{mm}$
Blei	70261 ± 1976	$0,0564 \pm 0,0026$
Aluminium	73251 ± 4155	$0,0161 \pm 0,0041$
Kupfer	75225 ± 5096	$0,0472 \pm 0,0044$
Kupfer	76816 ± 967	$0,0493 \pm 0,0009$

Tabelle 3: Parameter der exponentiellen Fits für die Bestimmung der Absorptionskoeffizienten

größere Halbwertsbreite hin und erklärt die deutlichen Unterschiede in den FWHM der beiden Detektoren.

3.3 Bestimmung des Massenabschwächungskoeffizienten

Im folgenden wurden die Massenschwächungskoeffizienten für Blei, Aluminium und Kupfer mithilfe der 1332keV-Cobalt-60-Linie bestimmt. Jede Messung wurde 180s durchgeführt, die Messwerte finden sich in den Tabellen 11a, 11b und 11c im Anhang. In Abbildung 7 sind die Werte in einem halb-logarithmischen Plot zu sehen. Mit Formel 7 kann der Absorptionskoeffizient μ bestimmt werden:

$$-\mu \cdot s = \ln \left(\frac{I(s)}{I_0} \right) \quad (11)$$

Da jedoch vergessen wurde, eine Nullmessung ohne Absorber durchzuführen, ist I_0 nicht bekannt. Mit dem Programm Mathematica 10 wird dennoch ein exponentieller Fit durchgeführt, dieser hat jedoch aufgrund der fehlenden Messung eine höhere Ungenauigkeit.

Die mit Mathematica gefundenen Fits haben die in Tabelle 3 stehenden Parameter.

Wird für Kupfer der Wert bei 17,5mm und 15mm nicht berücksichtigt, ergibt sich das in der Tabelle als viertes

Kanal	Energie ([9])/keV	Energie /keV	ΔE /keV	FWHM /keV	Δ FWHM /keV
5895	1173,2	1170	10	50,68	0,87
6705	1332,5	1334,2	7,2	40,54	0,70
3388	661,6	661,8	5,1	50,66	0,87
6396	1274,5	1271,6	9,1	81,1	1,39
6377	1173,2	1175,9	4,2	2,464	0,035
7241	1332,5	1334,8	4,5	2,253	0,032
3599	664,6	665,1	3,2	1,857	0,026
6925	1274,5	1276,7	4,4	2,104	0,030
323	59,6	62,6	2,7	1,357	0,019
97	26,3	21,0	2,7	1,651	0,024
439	80,998	83,9	2,7	1,387	0,020

Tabelle 2: Vergleich der Literaturwerte der aufgenommenen Gammaenergien und der mit der Kalibrierung errechneten Werte für den NaI-Detektor (oben) und den Ge-Detektor (unten)

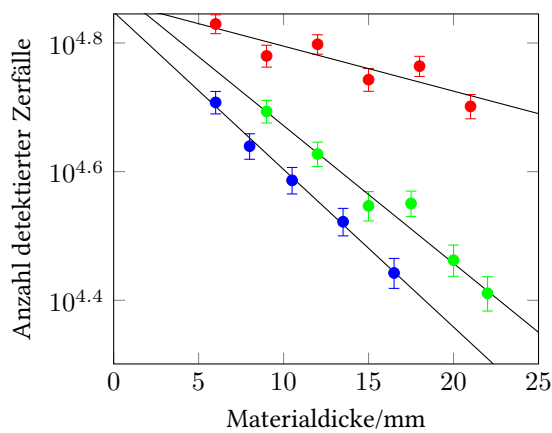


Abbildung 7: Zählrate über Dicke des Absorbers, Daten aus 11a (blau, Blei), 11b (rot, Aluminium) und 11c (grün, Kupfer), y-Achse logarithmisch mit eingepassten Fits

stehende Parameter-Set, welches einen deutlich kleineren Fehler zeigt und die anderen vier Punkte besser trifft. Die Werte für I_0 sind für die ersten drei Fits gleich. Somit scheint das nicht-aufnehmen dieses Wertes keinen großen Einfluss zu haben. Der alternative Kupfer-Fit liegt allerdings außerhalb des einfachen Fehlerintervalls des Blei-Fits. Da hier aber die Berechnung von μ im Vordergrund steht, wird diesem Fakt keine weitere Bedeutung beigemessen.

Um nun aus dem Absorptionskoeffizienten mit Formel 8 den totalen Wirkungsquerschnitt zu berechnen, wird die Atomdichte gebraucht. Diese errechnet sich folgendermaßen:

$$n = \frac{N}{V} = \frac{N \cdot \rho}{m} = \frac{N_A \cdot \rho}{m_T}, \quad (12)$$

mit n der Teilchendichte in $1/\text{cm}^3$, N der Teilchenanzahl, dem Volumen V , der Dichte ρ , der Avogadrokonstanten N_A und der Teilchenmasse m_T . Die so errechneten Werte für den Totalen Wirkungsquerschnitt sind in Tabelle

4 einsehbar. Die Werte für die Teilchenmasse aus [10], die der Dichten aus [11].

Element	$n / \frac{1}{\text{cm}^3}$	$\sigma_{tot} / \frac{1}{\text{m}^2}$
Pb	$3,2965 \cdot 10^{22}$	$(17,11 \pm 0,79) \cdot 10^{-28}$
Al	$2,5314 \cdot 10^{23}$	$(0,63 \pm 0,16) \cdot 10^{-28}$
Cu	$8,4533 \cdot 10^{22}$	$(5,83 \pm 0,11) \cdot 10^{-28}$

Tabelle 4: Wirkungsquerschnitte für Blei, Aluminium und Kupfer

Für die Wirkungsquerschnitte wurden keine Referenzwerte gefunden. Die Massenschwächungskoeffizienten σ_m berechnen sich mit μ/ρ . Die hier errechneten Werte finden sich in Tabelle 5. Referenzwerte aus [12]. Da die Referenzwerte nur für Energien von 1250keV und 1500keV vorhanden sind, wurde, um einen Wert für die verwendete Cobalt-Linie zu bekommen, ein linearer Ausgleich zwischen diesen Punkten durchgeführt. Da der Verlauf des Massenschwächungskoeffizienten in Abhängigkeit der Energie jedoch nicht exakt ist, sind die Referenzwerte auch nicht exakt!

Element	$\sigma_m / \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$	$\sigma_m / \frac{\text{cm}^2}{\text{g}}$ [12]
Pb	$0,0497 \pm 0,0023$	0,0061
Al	$0,060 \pm 0,015$	0,0056
Cu	$0,0552 \pm 0,0011$	0,0054

Tabelle 5: Massenschwächungskoeffizienten von Blei, Aluminium und Kupfer

Wie zu sehen, sind die Werte für Kupfer und Aluminium gleich den Referenzwerte, die für Blei nicht. Da jedoch wie schon erwähnt der Referenzwert errechnet werden musste, und bei Blei der Verlauf am wenigsten linear ist, kann keine verbindliche Aussage über die Genauigkeit des Wertes getroffen werden.

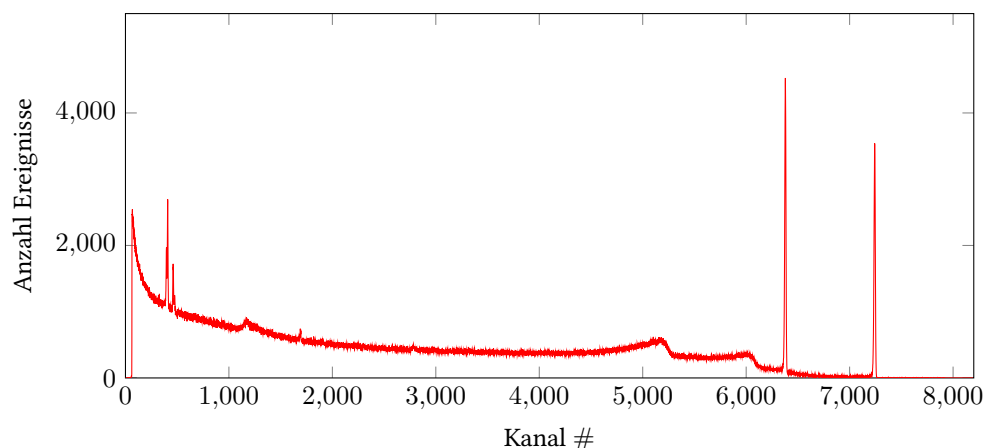


Abbildung 8: Anzahl der Einfälle in Abhängigkeit vom Kanal für das über 4000s lang mit dem Ge-Detektor aufgenommene Spektrum

Photopeak	1332,466keV	1173,208keV
Compton-Kante	1118,075keV	963,400keV
Back-Scatter-Linie	214,391keV	209,808keV
Escape-Linie	821,467keV	622,209keV
Double-Escape	310,468keV	151,211keV

Tabelle 6: Errechnete theoretische Werte für beide Cobalt-60-Linien

Kanal	FWHM	Fläche
7241	15	53676
6378	13	61856
6060	-	-
5221	-	-
2782	16	1001
1691	9	1434
1176	93	10637
821	21	1209

3.4 Analyse eines Spektrums

Über eine Zeitspanne von 4000s wurde ein Spektrum eines Cobalt-60-Strahlers aufgenommen, um Aussagen über auch weniger stark auftretende Effekte machen zu können. Abbildung 8 zeigt die aufgenommenen Daten. Um die aufgenommenen Werte einordnen zu können, müssen zuerst die theoretischen Werte für Compton-Kanten, Back-Scatter-Linien und Escape-Linien berechnet werden. Diese hängen von den Energien der Photopeaks ab. Beim benutzten Cobalt-60 gibt es davon zwei, die 1332,466keV- und die 1173,208keV-Linie. Die errechneten Werte sind in Tabelle 6 aufgeführt.

Die Energie, die bei der Paarbildung an den Atomkern übergeht, wird aufgrund ihrer Größenordnung im meV-Bereich bei der Berechnung der theoretischen Werte nicht berücksichtigt. Die Fits wurden mit OriginLab durchgeführt. Dies stellt für sechs der acht Werte kein Problem dar, da Gauss-Anpassungen möglich sind. Diese werden gewählt, da der theoretische Lorentz-Peak durch die Reaktionszeit des Detektors leicht ausgeschmiert wird. Die Compton-Kanten wurden mit einem exponentiellen Abfall gefittet. Tabelle 7 sind die Daten aufgeführt. Als Fehler der Peaklage kann die Hälfte der FWHM benutzt werden, da diese genau der statistischen Varianz σ entspricht. Die Unsicherheit in der Lage der Compton-Kanten sowie des ersten Scheitelwerts werden auf zehn Kanäle geschätzt.

Tabelle 7: Aus Langzeimessung mit OriginLab gefundene Werte für Scheitelwerte, sofern in Gauss-Form mit FWHM und Fläche

Mit der zuvor errechneten Kalibrierung kann nun den Kanälen eine Energie zugeordnet werden. Für einige theoretische Werte konnte kein Peak gefunden werden. Alle Werte in Tabelle 8.

Für den energieärmeren Backscatter-Peak konnte aufgrund der begrenzten Auflösung des Detektors und der Nähe der beiden Backscatter-Peaks im Spektrum kein Wert gefunden werden. Der Escape-Peak des energiereichen Photopeaks konnte ebenfalls nicht gefunden werden. Er geht im Rauschen des Compton-Kontinuums unter. Wie aus Tabelle 8 ersichtlich, stimmen die gemessenen Energien mit den theoretischen besonders im oberen Teil des Spektrums überein. Dies wurde nach der Ungenauigkeit der Eichung im unteren Bereich nicht erwartet: Hier sind die Abweichungen deutlich größer und die Werte nur verträglich mit den Referenzwerten, so denn überhaupt Werte gefunden wurden. Der Escape-Peak der 1173keV-Linie ist nicht vereinbar mit seinem theoretischen Wert. Dies legt nahe, dass der Peak falsch zugeordnet wurde. Wahrscheinlich sind beide Single-Escape-Peaks nicht gemessen worden und der aufgenommene Wert bei 514keV stellt ein Artefakt dar oder liegt einer Wechselwirkung zugrunde, die nicht berück-

sichtigt wurde.

3.5 Bestimmung der Konversionslinie

Zeit: 180 s.

4 Zusammenfassung

Kanal	Energie/keV	Theorie/keV	Peak
7241 ± 8	$1334,8 \pm 4,6$	1332,466	Photopeak
6378 ± 7	$1176,1 \pm 4,2$	1173,208	Photopeak
6060 ± 10	$1117,6 \pm 4,3$	1118,075	Compton-Kante
5221 ± 10	$963,3 \pm 4,0$	963,400	Compton-Kante
$- \pm -$	$- \pm -$	821,467	Escape-Peak
2782 ± 8	$514,8 \pm 3,1$	622,209	Escape-Peak
1691 ± 5	$314,2 \pm 2,7$	310,468	Double-Escape
1176 ± 47	$219,5 \pm 9,0$	214,391	Backscatter
$- \pm -$	$- \pm -$	209,808	Backscatter
821 ± 11	$154,2 \pm 3,1$	151,211	Double-Escape

Tabelle 8: Analyse des mit dem Ge-Detektor aufgenommenen Langzeitspektrums, Theoretische Werte aus [Tabelle 6](#)

Literatur

- [1] Theo Mayer-Kuckuk. *Atomphysik: Eine Einführung (Teubner Studienbücher Physik) (German Edition)*. Vieweg+Teubner Verlag, 1997. ISBN 3519430428.
- [2] Günter Schatz and Alois Weidinger. *Nukleare Festkörperphysik: kernphysikalische Messmethoden und ihre Anwendungen*. Teubner-Studienbücher : Physik. Teubner, 1997. ISBN 9783519230793.
- [3] wikipedia. Ionisations-wirkungsquerschnitt als funktion der photonenenergie, May 2009. URL https://de.wikipedia.org/wiki/Photoelektrischer_Effekt/.
- [4] B.G. Harvey and M. Kolb. *Kernphysik und Kernchemie (Introduction to nuclear physics and chemistry, dt.) Eine Einf.* 1966.
- [5] P. Marmier, E. Sheldon, and R. Szostak. *Kernphysik, 1. Vorlesungen von P. Marmier*. Zürich, 1960.
- [6] K. Kleinknecht. *Detektoren für Teilchenstrahlung*. Teubner Studienbücher Physik. B. G. Teubner, Stuttgart, 1984. ISBN 9783835100589.
- [7] R. Nicoletti, M. Oberladstätter, and F. König. *Messtechnik und Instrumentierung in der Nuklearmedizin: eine Einführung*. Facultas, 2007. ISBN 9783850767958.
- [8] R. C. Alig, S. Bloom, and C. W. Struck. Scattering by ionization and phonon emission in semiconductors. *Phys. Rev. B*, 22:5565–5582, Dec 1980. doi: 10.1103/PhysRevB.22.5565. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevB.22.5565>.
- [9] F. Kohlrausch. *Praktische Physik. Zum Gebrauch für Unterricht, Forschung und Technik. Band 3: Tabellen und Diagramme*. Teubner Stuttgart., 1986. ISBN 3519130009.
- [10] Commission on Isotopic Abundances and Atomic Weights. standard atomic weights, 2014. URL <http://www.ciaaw.org/atomic-weights.htm/>.
- [11] N.N. Greenwood. *Chemie Der Elemente*. Wiley-VCH Verlag GmbH, 1990. ISBN 3527261699.
- [12] National Institute on Standards and Technology. X-ray mass attenuation coefficients, 2014. URL <http://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/tab3.html>.

Element	Energie /keV	Channel	Fehler	FWHM (PC)	FWHM (Mensch)	Net Area
Cobalt 60	1173,208	5895	42	30,36	250	21353 ± 1520
Cobalt 60	1332,466	6705	21	147,24	200	14570 ± 1217
Cäsium 137	661,638	3388	14	202,43	250	25487 ± 582
Natrium 22	1274,511	6396	35	6,06	400	16739 ± 718

Tabelle 9: Messwerte zur Kalibrierung des Vielkanalanalysators für den NaI-Detektor, Messzeit je 120 s

Element	Energie /keV	Channel	Fehler	FWHM (PC)	FWHM (Mensch)	Net Area
Cobalt 60	1173,208	6377	7	13,40	28	62965 ± 486
Cobalt 60	1332,466	7241	7	14,25	28	54430 ± 277
Cäsium 137	661,638	3599	7	10,10	14	3189 ± 61
Natrium 22	1274,511	6925	7	11,44	14	2593 ± 65
Americium 241	59,537	323	7	7,38	14	90468 ± 382
Americium 241	26,345	97	7	8,98	14	26518 ± 256
Barium 133	80,998	439	7	7,54	14	7979 ± 196

Tabelle 10: Messwerte zur Kalibrierung des Vielkanalanalysators für den Germaniumdetektor, Messzeit je 180 s, Cobalt-Peaks aus 4000 s Langzeitspektrum

Dicke	Zählrate	Dicke	Zählrate	Dicke	Zählrate
16,50 ± 0,06 mm	27696 ± 1484	21,00 ± 0,07 mm	50276 ± 2177	22,00 ± 0,08 mm	25753 ± 1583
13,50 ± 0,05 mm	33269 ± 1636	18,00 ± 0,06 mm	58059 ± 2091	20,00 ± 0,07 mm	28991 ± 1620
10,50 ± 0,04 mm	38582 ± 1826	15,00 ± 0,05 mm	55323 ± 2255	17,50 ± 0,06 mm	35525 ± 1611
8,00 ± 0,03 mm	43599 ± 1990	12,00 ± 0,04 mm	62792 ± 2185	15,00 ± 0,05 mm	35221 ± 1851
6,00 ± 0,02 mm	50994 ± 2050	9,00 ± 0,03 mm	60228 ± 2357	12,00 ± 0,04 mm	42395 ± 1890
		6,00 ± 0,02 mm	67514 ± 2283	9,00 ± 0,03 mm	49374 ± 1995

(a) Absorption Blei (b) Absorption Alu (c) Absorption Kupfer

Tabelle 11: Anzahl detektierter Zerfälle in Abhängigkeit der Absorberdicke verschiedener Materialien

Element	30-keV-Linie	FWHM	Net Area	80-keV-Linie	FWHM	Net Area
Barium 133 pur	1743	60,44	11170 ± 261	4593	54,53	6383 ± 215
Zinn (Sn)	1737	10,12	1928 ± 155	4594	56,06	5417 ± 99
Antimon (Sb)	1754	19,06	2297 ± 159	4593	45,54	5333 ± 203
Tellur (Te)	1748	41,96	5342 ± 190	4591	34,96	5319 ± 201
Iod (I)	1742	47,86	4327 ± 178	4591	55,77	5584 ± 156

Tabelle 12: Absorption für Konversionslinie