

**TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN**



INSTITUT FÜR
KERN- UND
TEILCHENPHYSIK

Aktivitätsbestimmung radioaktiver Proben (AK)

Praktikumsanleitung
Fortgeschrittenenpraktikum

Institut für Kern- und Teilchenphysik
Fakultät Physik
Bereich Mathematik und Naturwissenschaften
Technische Universität Dresden

Betreuerin: Marie Pichotta
marie.pichotta@tu-dresden.de

November 2022

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Aufgabenstellung	5
3	Theoretischer Hintergrund	7
3.1	Gammastrahlung	7
3.1.1	Zerfallsschema	8
3.2	Messuntergrund	9
3.3	Aufbau und Funktionsweise eines HPGe Detektors	10
3.4	Wechselwirkungsarten von Photonen mit Materie	11
3.5	Strukturen des Gammaskpektrums	14
4	Auswertung	19
4.1	Approximation der Vollenergiepeaks	19
4.2	Detektorcharakterisierung	20
4.2.1	Energiekalibrierung	20
4.2.2	Energie-Auflösungsvermögen	21
4.2.3	Absolutes Vollenergieansprechvermögen	21
	Appendix	25
A	Zerfallsketten	25

1 Zielsetzung

Gammaspektroskopie bezeichnet die Aufnahme des Gammaspektrums einer radioaktiven Strahlungsquelle. Die besondere Eigenschaft von Gammastrahlung ist, dass die von einem Stoff emittierten Gammaquanten nicht beliebige, sondern diskrete und für das jeweilige im Stoff enthaltene Radionuklid charakteristische Energien aufweisen. Somit eignet sich die Gammaspektroskopie ausgezeichnet dafür radioaktive Proben zu analysieren und deren Nuklidbestandteile zu identifizieren.

Im Versuch wird ein High-Purity Germanium (HPGe) Detektor zur gammaspektrometrischen Untersuchung von verschiedenen Kalibrierquellen und einer Umweltprobe eingesetzt. Nach der Bestimmung der Detektorcharakteristiken (Energiekalibrierung, Energie-Auflösungsvermögen und absolutes Vollenergieansprechvermögen), welche mit Hilfe geeigneter Kalibrierquellen ermittelt werden, soll eine Umweltprobe analysiert werden.

Der Versuch befasst sich mit dem Gegenstand Radioaktivität und soll ein leistungsfähiges Verfahren zur Aktivitätsbestimmung vorstellen.

2 Aufgabenstellung

1. Machen Sie sich mit dem Versuchsaufbau, dem Impulshöhenspektrum mit dessen Strukturen und den Funktionen der Software GammaVision32 vertraut, mit der die Gammapektren aufgezeichnet werden. Entscheiden Sie sich im Vorfeld des Experiments für eine geeignete Software, mit der Sie die aufgenommenen Spektren auswerten wollen. Insbesondere Origin [1], Python [2] und ROOT [3] werden hierfür empfohlen, da hier geeignete Fitfunktionen zur Approximation der Vollenergiepeaks implementiert werden können.
2. Für die Charakterisierung des HPGe Detektors sollen die Gammaspektren der vier Kalibriernuklide ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{152}Eu und ^{133}Ba für jeweils $t_L = 600\text{s}$ aufgezeichnet werden. Was muss hier hinsichtlich der Positionen der Quellen im Detektor beachtet werden? Fertigen Sie zuerst eine Energiekalibration des HPGe Detektors an. Beachten Sie bei der Auswahl an Gammalinien, dass möglichst der kompletten Energiebereich gleichmäßig abgedeckt werden sollte. In die Auswahlkriterien sollten auch statistische Aspekte einfließen.
3. Mit Hilfe der energiekalibrierten Gammaspektren der vier Kalibriernuklide soll im nächsten Schritt das Energie-Auflösungsvermögen des Detektors bestimmt werden. Welche Messgrößen sind dafür relevant?
4. Im letzten Schritt soll das absolute Vollenergieansprechvermögen des Detektors bestimmt werden. Dazu sollen alle Gammalinien der vier Kalibriernuklide genutzt werden. Welchen Kurvenverlauf des absoluten Vollenergieansprechvermögens würden Sie erwarten? Stimmt dieser mit dem gemessenen Verlauf überein?
5. Nach Beendigung der letzten Kalibrierung, soll die Messung einer Umweltprobe gestartet werden. Dabei handelt es sich um eine Sichel-tannen-Probe, die in der Nähe des verunglückten Reaktors in Fukushima gesammelt wurde. Die Gammalinien welcher Nuklide können Sie identifizieren? Nutzen Sie dafür die Suchfunktion der Webseite [4]. Über die Restaktivität der in der Probe enthaltenen Uran-Spaltprodukte soll zurückgerechnet werden, wann das Reaktorunglück passiert ist. Nutzen Sie dafür die Tabelle über die Ausbeute an Radionukliden pro Kernspaltung eines ^{235}U Kerns auf der Internetseite [5]. Diskutieren Sie, warum nicht alle Uran-Spaltprodukte durch Gammaspektroskopie nachgewiesen werden können! Warum könnte der von Ihnen berechnete Zeitpunkt für das Reaktorunglück vom realen Datum abweichen?

3 Theoretischer Hintergrund

3.1 Gammastrahlung

Gammastrahlung gehört wie auch Beta- oder Alphastrahlung zur ionisierenden Strahlung, besteht allerdings im Gegensatz zu den anderen beiden Strahlungsarten aus ungeladenen Teilchen (Photonen) und wechselwirkt dadurch viel schwächer mit Materie. Gammastrahlung hat dementsprechend ein deutlich höheres Durchdringungsvermögen, was diese Strahlung zwar weniger schädlich macht, aber auch schwieriger gut abschirmbar [6].

Typischerweise kann Gammastrahlung beobachtet werden, wenn sich nach einem radioaktiven Zerfall der zurückbleibende Kern (Tochterkern) in einem angeregten Zustand befindet. Als Beispiel sei hier der β^- -Zerfall des Caesium-Nuklids ^{137}Cs angeführt, bei dem sich im Atomkern spontan ein Neutron in ein Proton umwandelt, wobei zusätzlich ein Elektron e^- und ein Anti-Elektron-Neutrino $\bar{\nu}_e$ emittiert werden



Der entstehende Barium-Tochterkern kann sich nach dem Betazerfall in einem angeregten Zustand befinden, welcher durch das * gekennzeichnet wird. Dies muss allerdings nicht immer der Fall sein. Welche Kernzustände bei Zerfällen bevölkert werden, hängt vom jeweiligen Nuklid und der Zerfallsart ab. Beim β^- -Zerfall des Radionuklids ^{90}Sr geht der Tochterkern beispielsweise sofort in den Grundzustand über und angeregte Zustände des Tochterkerns werden nicht bevölkert. Neben dem β^- -, β^+ - und α -Zerfall und Elektroneneinfang (EC) können angeregte Kernzustände auch auf andere Weise erzeugt werden (wie?).

Die Kernanregung selbst kann sich als Schwingung oder Rotation des kompletten Kerns oder einzelner Nukleonen vorgestellt werden. Solche angeregten Kernzustände haben typischerweise eine Lebensdauer von $10^{-9} - 10^{-15}$ s. Danach geht der Kern entweder in einen niederenergetischeren Zustand oder direkt in den Grundzustand über, wobei ein Gammaquant mit der jeweiligen (diskreten) Energie dieses Kernübergangs emittiert wird. Diese Zustandsänderung des Kerns wird als Gammaübergang oder auch Gammazerfall bezeichnet. Letzteres ist etwas irreführend, weil der Kern dabei keineswegs in seine Bestandteile zerfällt, da die Anzahl seiner Neutronen und Protonen konstant bleibt.

3.1.1 Zerfallsschema

In der Abbildung 3.1 ist das das Zerfallsschema von ^{137}Cs abgebildet, welches alle möglichen Kernzustände zeigt, die durch den Betazerfall bevölkert werden können. Dem Zerfallsschema kann unter anderem entnommen werden, dass sich der Barium-Tochterkern nach dem β^- -Zerfall zu 94,7 % in einem angeregten Zustand von $E = 661,659 \text{ keV}$ befindet und unter Emission eines $E_\gamma = 661,657 \text{ keV}$ Photons in den Grundzustand übergeht [7]



Die zu den Gammaenergien angegebene Prozentzahl entspricht der Emissionswahrscheinlichkeit ν_γ dieser Linie und ist ein Maß für die Intensität des Vollenergiepeaks im Gammاسpektrum. Als Faustregel kann man hierbei annehmen, dass Gammalinien mit Emissionswahrscheinlichkeiten unter 0,1 % nicht mehr im Gammاسpektrum beobachtbar sind. In diesem Fall besteht das Gammاسpektrum des Caesium-Nuklids ^{137}Cs aus nur einem messbaren Vollenergiepeak.

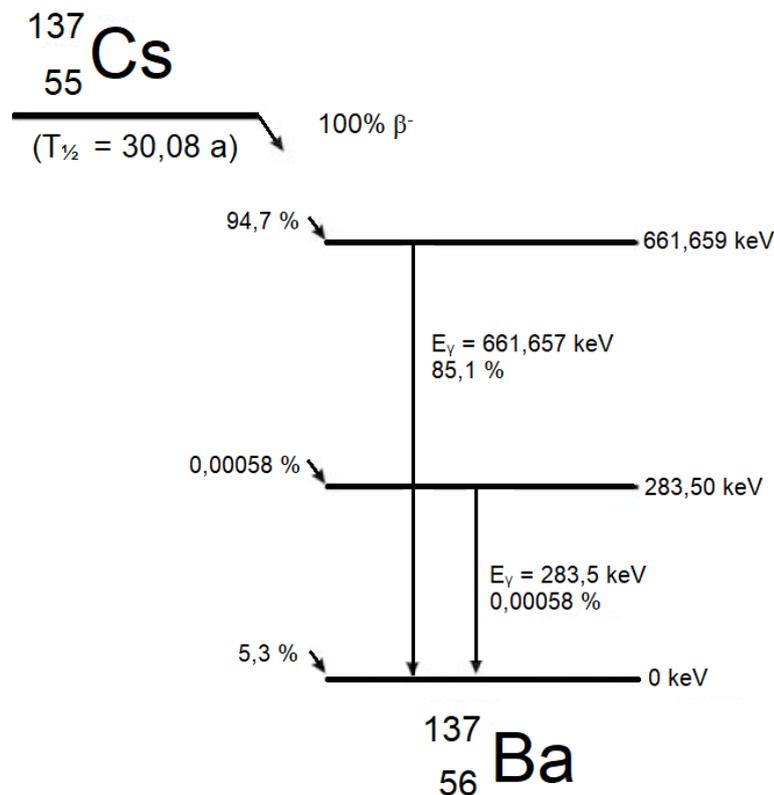


Abbildung 3.1: Zerfallsschema von ^{137}Cs (Werte sind der Datenbank ENSDF entnommen [7]).

3.2 Messuntergrund

Da radioaktive Stoffe überall in der Umwelt anzutreffen sind, stammen die im Detektor gemessenen Ereignisse leider nicht nur von der radioaktiven Probe selbst. Ein großer Teil des Messuntergrundes wird durch Radionuklide im Messaufbau und in der Experimentierumgebung erzeugt. Diese natürlich vorkommenden oder aber auch künstlich vom Menschen erzeugten Radionuklide werden abhängig von ihrer Herkunft in vier Gruppen unterteilt:

- **Primordiale Nuklide**

Als primordiale Nuklide werden die Radionuklide bezeichnet, die aufgrund ihrer sehr hohen Halbwertszeit seit ihrer Entstehung noch messbar sind, da sie noch immer nicht komplett zerfallen sind. Dazu zählen ^{232}Th ($T_{1/2} = 1,40 \cdot 10^{10} \text{ a}$), ^{40}K ($T_{1/2} = 1,248 \cdot 10^9 \text{ a}$), ^{238}U ($T_{1/2} = 4,468 \cdot 10^9 \text{ a}$) und ^{235}U ($T_{1/2} = 7,04 \cdot 10^8 \text{ a}$).

- **Radiogene Nuklide**

Radiogene Nuklide sind Zerfallsprodukte anderer Nuklide u.a. von primordialen Nukliden. Im Besonderen sind hier die natürlichen Zerfallsketten von ^{232}Th , ^{238}U und ^{235}U zu nennen (siehe Anhang A), aus denen für die Gammaspektroskopie relevante radiogene Nuklide erzeugt werden wie z.B. ^{208}Tl und ^{214}Bi .

- **Kosmogene Nuklide**

Kosmogene Nuklide sind die Radionuklide, die durch Wechselwirkung mit kosmischer Strahlung entstanden sind. Dazu zählen unter anderem ^7Be , ^{14}C und ^3H .

- **Künstlich erzeugte Nuklide**

Künstliche Nuklide ist ein Sammelbegriff für alle Radionuklide, die durch Menschen verursacht wurden. Die Ursachen für deren Vorkommen sind unter anderem Kernwaffentests, nukleare Katastrophen, Abfälle aus medizinischen Anwendungen und Abfälle von Kernkraftwerken. Die Liste an Beispielen hierfür ist demnach lang, wobei jedoch vor allem ^{134}Cs und ^{137}Cs besondere Relevanz für die Gammaspektroskopie haben.

Radionuklide können allerdings nur dann durch Gammaspektrometrie quantitativ nachgewiesen werden, wenn dessen Ereignisanzahl im entsprechenden Vollenergiepeak größer ist als die statistische Unsicherheit des Spektrenuntergrundes. Ob diese nachgewiesen werden können hängt dabei signifikant von der Aktivität der Probe ab (im speziellen also von der Halbwertszeit des Radionuklids), sowie von der Probenmasse und -beschaffenheit (Geometrie, stoffliche Zusammensetzung), den Emissionswahrscheinlichkeiten der jeweiligen Gammaübergänge, dem Detektor und dem Messaufbau (Abstand Quelle und Detektor, Abschirmungen). Weiterhin kann es vorkommen, dass sich Vollenergiepeaks aus dem Messuntergrund mit Peaks des nachzuweisenden Nuklides überlappen oder sich sogar komplett überlagern. Hier ist eine gründliche Analyse des Spektrums von Vorteil: wenn beispielsweise eine Gammalinie von ^{214}Bi im Spektrum identifiziert wurde, sollte nach weiteren Linien dieses Nuklids Ausschau gehalten werden.

3.3 Aufbau und Funktionsweise eines HPGe Detektors

Heutzutage gibt es eine Vielzahl an Methoden zur Spektroskopie von Gammastrahlung. Üblicherweise werden Germanium-Halbleiterdetektoren genutzt, da diese im Vergleich zu anderen Detektortypen (wie z.B. Szintillatoren) durch ihre hohe Dichte und größere Ordnungszahl höhere Photonenwechselwirkungsquerschnitte erzielen und somit ein größeres Ansprechvermögen erreichen. Damit ist der HPGe Detektor ausgezeichnet geeignet, um Photonenstrahlung von wenigen keV bis zu einigen MeV zu messen. Ein weiterer großer Vorteil dieser Detektoren im Vergleich zu Szintillatoren ist ihre exzellente Energieauflösung, auf die im Kapitel 4.2.2 noch mal im Detail eingegangen wird.

Halbleiterdetektoren werden durch Konstruktion als p-i-n Diode hergestellt (Abb. 3.2). Speziell bei diesem Beispiel wurde der äußere Bereich des Germaniumkristalls mit Bor und der innere Bereich mit Lithium dotiert, wodurch ein p-dotierter Außenkontakt und ein n-dotierter Innenkontakt geschaffen wurde.

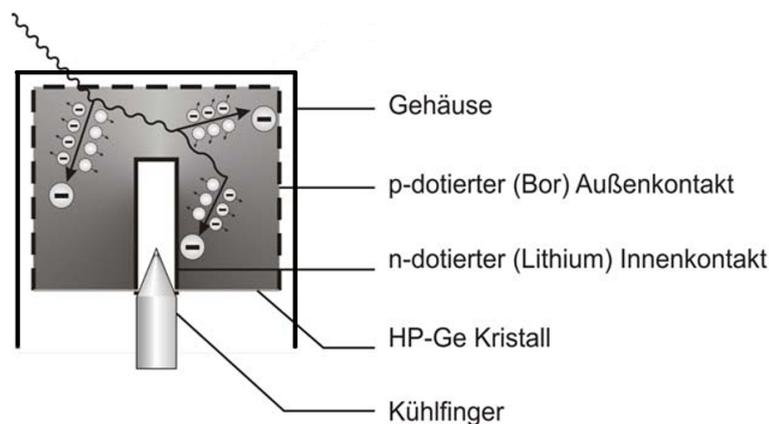


Abbildung 3.2: Aufbau eines n-Typ Germanium Detektors mit schematischer Darstellung einer typischen Photonen-Wechselwirkungskette. Der grau hinterlegte Bereich entspricht dem Germanium-Kristall [8].

Abhängig von der Restverunreinigung wird zwischen p- und n-Typ Halbleiterdetektor unterschieden, wobei der Außenkontakt des letzteren eine kleinere Totschicht erzeugt und somit für niederenergetische Messungen geeigneter ist. Denn die Totschichtbereiche tragen nicht zum aktiven Volumen des Kristalls bei. Da Photonen mit niedriger Energie allerdings schon in die ersten Schichten des Germanium-Kristalls ihre gesamte Energie deponieren, können diese durch die Totschichtbereiche im p-Typ Detektors nicht mehr registriert werden. Für die Messungen wird dennoch ein solcher p-Typ Detektor verwendet, weil die relevanten Emissionslinien nur im Bereich größerer Energien vertreten sind.

Nach der Konstruktion der Diode durch Dotierung wird an diese eine Gleichspannung in Sperrrichtung angelegt. Es können also nur Ströme fließen und gemessen werden, wenn durch ein-

fallende Strahlung freie Ladungsträger entstehen, welche durch das elektrische Feld zu den Elektroden wandern und dort als Stromimpuls verzeichnet werden [9][10].

Diese freien Ladungsträger werden in Folge von Photonenwechselwirkungen mit dem Detektormaterial erzeugt (siehe Kapitel 3.4), wobei die Energie der indirekt ionisierenden Photonen auf direkt ionisierende Elektronen komplett oder teilweise übertragen wird. Diese primären Ladungsträger verfügen nun über die Energie der initialen Photons und können ihrerseits durch Sekundärionisationen die Energie auf das umgebende Material übertragen. Es entstehen Sekundärladungsträger deren Anzahl proportional zur im Detektor deponierten Energie des initialen Photons ist.

Der Impuls wird durch einen spektroskopischen Hauptverstärker verstärkt und geformt, sodass dessen Höhe von einem Digitizer digitalisiert werden kann. Das Ergebnis ist ein Impulshöhenghistogramm, in dem jedes detektierte Ereignis anhand der zugehörigen Pulshöhe und damit der im Detektorvolumen deponierten Energie gezählt wird. Für das Impulshöhenghistogramm ist auch der Begriff Gammaskpektrum gebräuchlich [8].

3.4 Wechselwirkungsarten von Photonen mit Materie

Trifft Gammastrahlung auf Materie können sechs unterschiedliche Wechselwirkungen auftreten. Die Photonen können dabei entweder mit der Atomhülle oder mit dem Atomkern selbst wechselwirken. Zu den Hüllenwechselwirkungen gehören die klassische Streuung (auch kohärente Streuung genannt), die ohne Energieübertrag stattfindet, sowie die Photoabsorption und die Compton-Streuung (inkohärente Streuung). Der Wechselwirkungsprozess des Photons mit dem elektromagnetischen Feld eines Atomkerns wird als Paarbildung bezeichnet und die Wechselwirkung von Photonen mit dem Atomkern oder einzelnen Nukleonen nennt man Kernphotoeffekt [11]. Für die Gammaskopie sind allerdings nur drei der sechs Wechselwirkungsarten von Bedeutung, da nur diese Prozesse (maßgeblich) zur Energieabgabe des Photons an das Material führen: die Photoabsorption, die Compton-Streuung und Paarbildung. Deren Auftretswahrscheinlichkeiten hängen dabei von der Photonenenergie E_γ und der Ordnungszahl Z des Materials ab (Abb. 3.3).

Photoabsorption

Trifft ein Photon auf ein gebundenes Elektron in einem Atom, kann es zum vollständigen Energieübertrag auf das Elektron kommen. Das Photon wird dabei absorbiert, wobei das Elektron die komplette Energie dessen aufnimmt. Ist der übertragene Energiebetrag größer als die Bindungsenergie des Elektrons im Atom, so ist dieses nicht mehr an das Atom gebunden und kann sich frei bewegen (Abb. 3.4). Die überbleibende Energie steht dem freien Elektron als kinetische Energie zur Verfügung, sodass es seinerseits andere Atome ionisieren kann. Auf diese Weise wird immer die komplette Energie des inertialen Photons im Detektor deponiert.

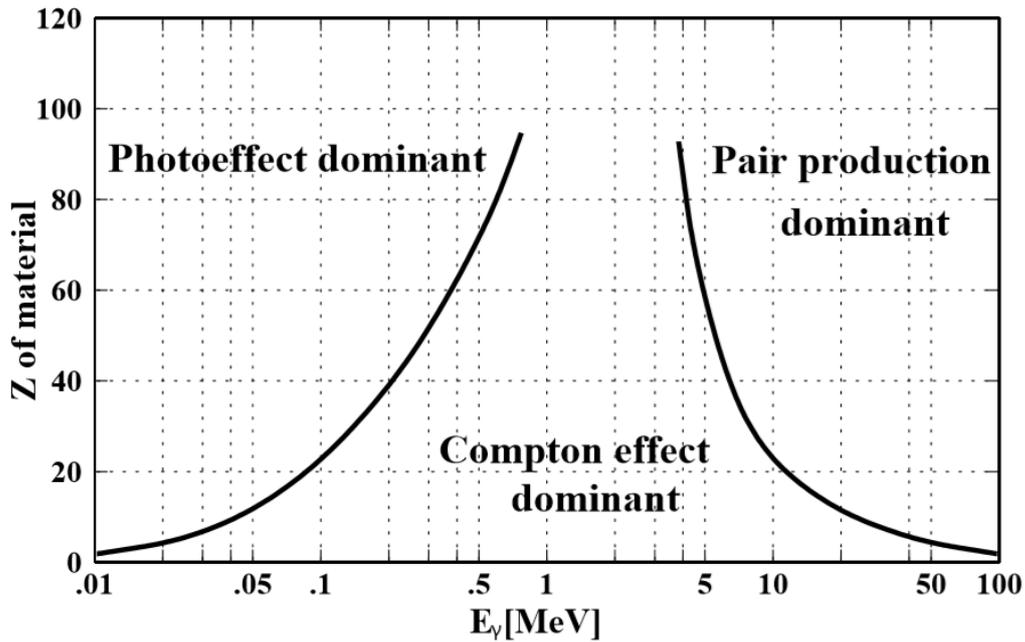


Abbildung 3.3: Bereiche dominanter Wechselwirkungsprozesse in Abhängigkeit der Photonenenergie E_γ und der Ordnungszahl Z des Absorbermaterials [12].

Je nach ursprünglicher Energie des Photons können Elektronen aus unterschiedlichen (inneren) Schalen herausgelöst werden. Zurück bleibt ein positiv geladenes „Loch“ in der Elektronenhülle, welches durch ein Elektron aus einer höheren Schale wieder aufgefüllt wird. Dabei entsteht niederenergetische Röntgenstrahlung oder aber, wenn die freiwerdende Energie auf ein anderes Elektron desselben Atoms übertragen wird, ein freies Auger-Elektron [8][11].

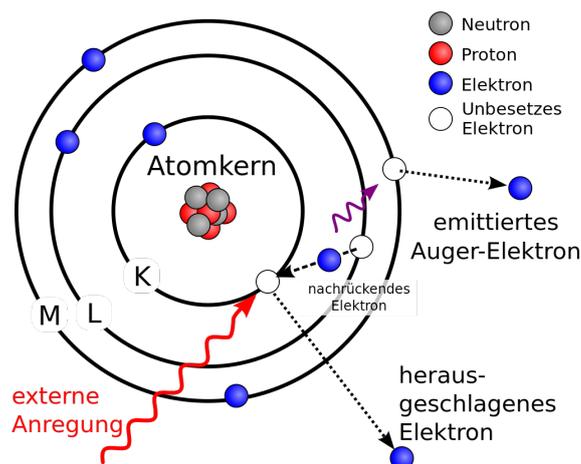


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung des Photoabsorption und der darauf folgenden Abregungsprozesse der Atomhülle, wie zum Beispiel die Produktion von Röntgenstrahlung (violetter Pfeil) [13].

Compton-Streuung

Die Compton-Streuung beschreibt die Streuung von Photonen an quasi-freien (also nur schwach gebundenen) Elektronen. Dabei überträgt das Photon einen Teil seiner Energie auf das Elektron, wobei sich dessen Bewegungsrichtung und die Wellenlänge ändert [8]. Das Elektron kann sich nun frei bewegen und mit Hilfe der erlangten kinetischen Energie weitere Elektronen aus den Atome durch Sekundärionisationen herauslösen (Abb. 3.5). Bei diesem Wechselwirkungsprozess wird allerdings nur ein Teil der Energien des Photons im Detektor deponiert. Das gestreute Photon kann nun entweder erneut Compton-streuen oder (bei niedrigeren Energien) über Photoeffekt seine restliche Energie im Detektormaterial deponieren.

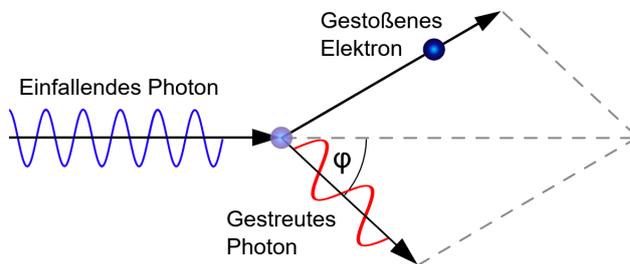


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung des Compton-Effekts. Das Photon hat nach der Streuung weniger Energie und dadurch eine größere Wellenlänge, wobei der Energieübertrag auf das Elektron vom Streuwinkel φ abhängt [14].

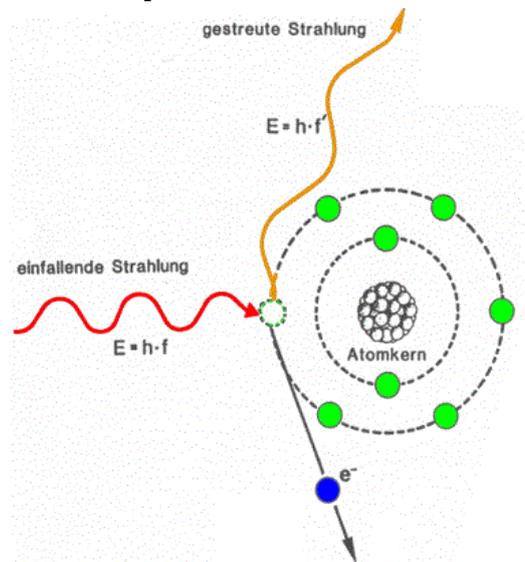


Abbildung 3.6: Compton-Streuung eines Photons an dem Hüllenelektron eines Atoms [15].

Wie viel Energie letztendlich vom Photon auf das Elektron übertragen wird, hängt vom Streuwinkel φ ab (Abb. 3.5). Die Energie E'_γ des gestreuten Photons kann mit Hilfe der folgenden Formel berechnet werden:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \varphi)} . \quad (3.3)$$

Die Energie, die das Elektron während des Streuprozesses erhält, beträgt

$$E'_e = E_\gamma \cdot \left[1 - \frac{1}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \varphi)} \right] . \quad (3.4)$$

Daraus lässt sich ableiten, dass der größte Energieübertrag von einem Photon auf ein Elektron stattfindet, wenn das Photon unter 180° streut [16].

Paarbildung

Ist die Photonenenergie E_γ größer als die doppelte Ruheenergie eines Elektrons ($E_\gamma > 1022\text{keV}$), so kann aus einem Photon im elektrischen Feld des Atomkerns ein Elektron-Positron-Paar entstehen. Die Energie, die nicht zur Bildung Elektron-Positron-Paares aufgewendet wird, steht dem Positron und dem Elektron jeweils zu gleichen Teilen als kinetische Energie zur Verfügung [8]. Das entstandene Elektron kann seinerseits weitere Elektronen aus den Atome durch Sekundärionisationen herauslösen und deponiert auf diese Weise die Hälfte der Energie des inertialen Photons im Detektor. Das entstandene Positron hingegen zerstrahlt nach kurzer Zeit, d.h. es vereinigen sich nach seiner vollständigen Abbremsung mit einem Elektronen, wobei zwei 511 keV Photonen in entgegengesetzte Richtung emittiert werden (Abb. 3.7). Diese können ihrerseits wieder ihre Energie im Detektor mittels Photoabsorption oder Compton-Streuung deponieren [17].

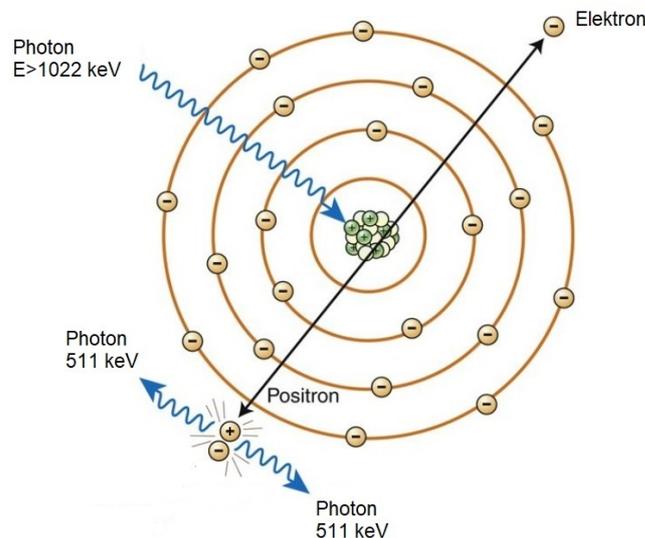


Abbildung 3.7: Schematische Darstellung des Paarbildungsprozesses [18].

3.5 Strukturen des Gammaspektrums

Wir haben gesehen, wie durch die signifikanten Wechselwirkungen zwischen Gammastrahlung und dem Detektormaterial Energie von den Photonen auf primäre Ladungsträger (Elektronen und Positronen) übertragen wird. Dabei führen die drei Wechselwirkungsarten zu einem charakteristischen Spektrum, dessen Phänomenologie anhand des monoenergetischen Spektrums des Aluminium-Nuklids ^{28}Al erläutert werden soll, welches mittels eines HPGe Detektors aufgezeichnet wurde. Während des β^- -Zerfalls geht der ^{28}Al -Kern in einen angeregten Zustand des Tochterkerns ^{28}Si über. Bei der darauffolgenden Abregung wird ein Photon von 1778,9keV emittiert, welches nun über die zuvor gesprochenen Prozesse mit Materie wechselwirken kann.

Dadurch entstehen charakteristische Strukturen im Gammaskpektrum, die im folgenden erläutert werden.

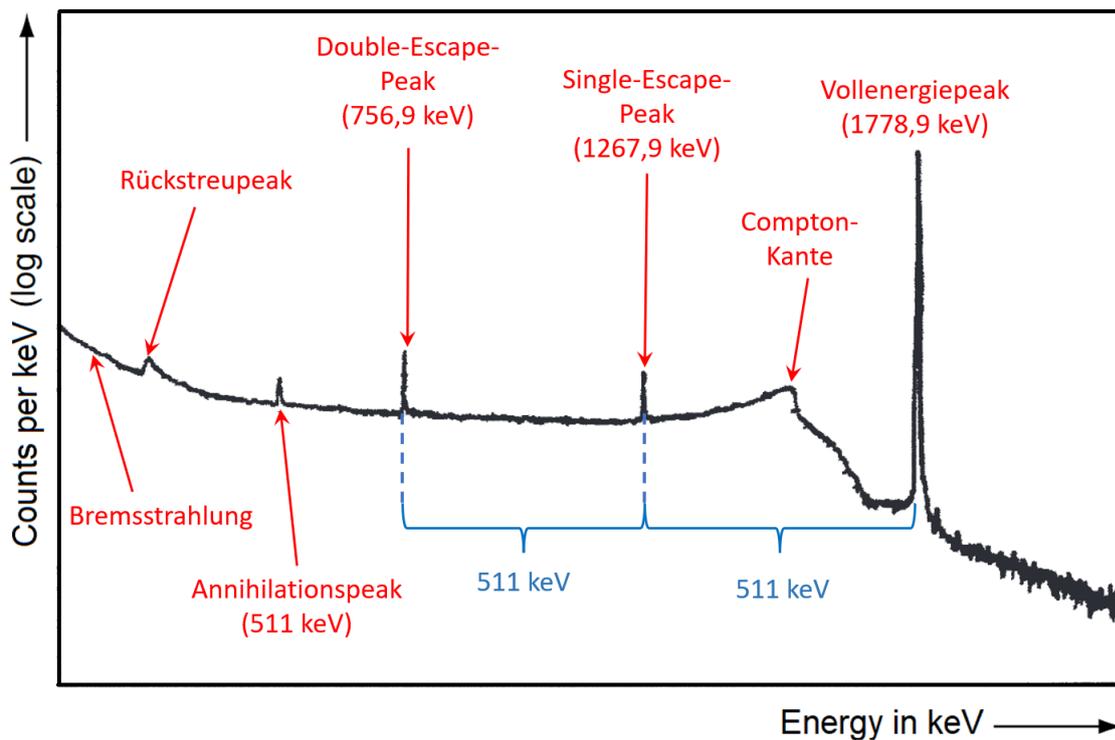


Abbildung 3.8: Das Impulshöhenspektrum einer ^{28}Al Quelle zeigt die Strukturen des Gammaskpektrums, welche durch die Interaktionen von Photonen mit Materie entstehen.

Photon deponiert gesamte Energie in der aktiven Detektorzone

Durch die hohe Energie des 1778,9 keV Photons ist die direkte Abgabe der gesamten Photonenergie über Photoeffekt unwahrscheinlich. Üblicherweise entsteht eine Wechselwirkungskette, bei dem das Photon mehrmals im Detektor über Compton-Streuung (z.T. auch über Paarbildung) Energie deponiert und - wenn es genügend Energie verloren hat - von einem Elektron einer inneren Atomschale über Photoeffekt vollständig absorbiert wird. Wird durch diese Wechselwirkungsketten die gesamte Photonenenergie in der aktiven Zone des Detektors deponiert, bilden derartige Ereignisse eine Häufung im Impulshöhenspektrum bei der Energie des inertialen Photons (in dem Beispiel bei genau 1778,9 keV). Die Struktur kann bei großer Ereigniszahl durch eine Gaußfunktion angenähert werden und wird als Vollenergiepeak (Abb. 3.8) bezeichnet.

Photon deponiert erst teilweise außerhalb des Detektors und danach im Detektor Energie

Da in einem üblichen Detektoraufbau die Quelle in einigem Abstand zum Detektor platziert wird, diese aber in alle Raumrichtungen isotroph Photonen emittiert, deckt der Detektor nur

anteilig den Raumwinkel ab. Dadurch ist es nicht unwahrscheinlich, dass Photonen erst in der Detektorumgebung wechselwirken und dann in den Detektor gelangen. Dabei entstehen je nach Wechselwirkung andere Strukturen im Impulshöhenspektrum:

- **Photoabsorption**

Wie im Kapitel zuvor beschrieben, wird bei der Wechselwirkung eines Photons mit Materie ein Elektron aus den inneren Schalen herausgeschlagen, wobei diese Vakanz in der Hülle durch Elektronen aus den äußeren Hüllen aufgefüllt wird. Dabei entsteht für das Material typische Röntgenstrahlung. Je nachdem in welchem Material das inertielle Photon wechselwirkt, kann also Röntgenstrahlung von ca. 0,5–100 keV entstehen. Da häufig Blei in Form einer Bleiburg zur Abschirmung von Untergrundstrahlung genutzt wird, werden typischerweise die Blei-Röntgenlinien bei 72,8 keV, 75,0 keV und 84,9 keV [19] beobachtet. Durch hinzufügen weiterer, geeigneter Materialien zur Abschirmung (welche?) kann die Detektion diese Blei-Röntgenlinien allerdings weitestgehend vermieden werden.

- **Compton Streuung**

Durch eine solche inkohärente Streuung in der Detektorumgebung wird ein Teil der Eingangsenergie des Photons auf ein Comptonelektron übertragen. Wie viel Energie letztendlich durch den Streuprozess verloren geht, hängt vom Streuwinkel φ (3.3) ab, wobei unter einer $\varphi = 180^\circ$ Streuung am meisten Energie übertragen wird. Deponieren die gestreute Photonen ihre restliche Energie im Detektor, entsteht eine kontinuierliche Verteilung. Da die Streuung unter $\varphi = 180^\circ$ am wahrscheinlichsten ist, bildet sich im Spektrum bei der dazugehörigen Restenergie des Photons eine Erhöhung aus, welche als Rückstreupeak bezeichnet wird. Dieser bildet die linke Grenze der kontinuierlichen Verteilung, welche bis zur Energie des Vollenergiepeaks verläuft (Abb. 3.8).

- **Paarbildung**

Ein von einer Quelle emittiertes Photon kann, sofern seine Energie ausreichend hoch ist, auch einen Paarbildungsprozess außerhalb des Detektors durchführen. Das entstandene Positron zerstrahlt wiederum in zwei 511 keV Photonen, welche in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Werden diese 511 keV Photonen gehäuft im Detektor nachgewiesen, wird der so genannte Annihilationspeak sichtbar (Abb. 3.8).

Photon deponiert erst teilweise im Detektor und danach außerhalb der aktiven Detektorzone Energie

Ein Photon kann aber auch innerhalb eines Detektors interagieren, ohne dabei seine volle Energie im Detektor zu deponieren. Die Möglichkeit dazu besteht bei allen drei Wechselwirkungsprozessen, wobei der Prozess der Photoabsorption bei HPGe Detektoren außer Acht gelassen werden kann (wieso?).

- **Compton-Streuung**

Compton-streut ein Photon an einem Elektron im Detektor und verlässt diesen danach wieder, wird im Detektor lediglich die Energie des Compton-Elektrons deponiert. Der maximale Energieübertrag an das Elektron geschieht auch hier unter einem Streuwinkel von 180° , wobei diese Ereignisse bei einer Häufung die sogenannte Compton-Kante formen (Abb. 3.8). Auch hier bilden derartige Streuereignisse eine kontinuierliche Verteilung, welche bei einer Energie von 0keV beginnt (0° -Streuung) und die bei der Compton-Kante endet.

- **Paarbildung**

Wenn eine Paarbildung im Detektor stattfindet, wird die kinetische Energie des entstandenen Elektron-Positron-Paars vollständig im Detektor abgegeben. Allerdings deponieren die bei Annihilation des Positrons emittierten 511keV Photonen nicht immer ihre gesamte Energie im Detektor. Wenn eines der Annihilationsphoton den Detektor verlässt, führt das zum einem sogenannten Single-Escape-Peak. Wenn dagegen beide Photonen den Detektor verlassen, entsteht der Double-Escape-Peak (Abb. 3.8).

Koinzidenzsummation

Koinzidenzsummation ist ein Phänomen, das ebenfalls maßgeblich zum Erscheinungsbild eines Gammaspektrums und vor allem zum Spektrenuntergrund beiträgt. Denn gelegentlich geschieht es, dass zwei oder mehr Photonen ihre Energie teilweise oder vollständig im Detektor deponieren und somit ein Summationsereignis im Gammaspektrum aufgezeichnet wird. Dabei unterscheidet man in zufällige und echte Koinzidenzen. Beide Phänomene sind potentiell problematisch für die Gammaspektrometrie (warum?) und sollten vermieden werden (welche Möglichkeiten gibt es da?).

- **Zufällige Koinzidenzen**

Diese entstehen, wenn im Detektor zwei kausal unkorrelierte Ereignisse in einem Zeitfenster stattfinden, das aus physikalischen Gründen nicht auflösbar ist. Als Beispiel hierfür kann eine ^{137}Cs Quelle genutzt werden. Findet quasi zeitgleich ein Übergang in zwei verschiedenen ^{137}Cs Atomkernen statt, wobei jeweils ein 662keV Photon emittiert wird, werden diese zwei Ereignisse als eines gezählt: als Energiedeposition von 1324keV . Treten diese Ereignisse gehäuft auf, wie beispielsweise bei starken Quellen, erscheint ein Summationspeak im Spektrum, ansonsten bildet zufällige Koinzidenzsummation einen kontinuierlichen Spektrenuntergrund über das gesamte Gammaspektrum verteilt.

- **Echte Koinzidenzen**

Echte Koinzidenzen hingegen sind auf kausal zusammenhängende Ereignisse zurückzuführen (aus einem Kern). Als Beispiel sei hier eine ^{60}Co Quelle genannt. Wie dem Zerfallsschema in Abbildung 3.9 entnommen werden kann, wird beim Zerfall des ^{60}Co Kerns

3 Theoretischer Hintergrund

zu 99,88 % das 2505,748 keV Niveau bevölkert, welches durch seine Kurzlebigkeit quasi instantan abgeregt wird. Dabei geht der Kern jedoch nicht direkt in den Grundzustand über (dies wäre ein verbotener Übergang), sondern auf ein niederenergetischeres Energieniveau bei 1332,508 keV. Hierbei wird ein Photon von 1173,228 keV emittiert. Auch dieses Niveau ist extrem kurzlebig und der Kern geht unter der Absendung eines weiteren Photons von 1324 keV in den Grundzustand über. Diese Art der Kernabregung nennt man Kaskade und in diesem Fall werden fast zeitgleich zwei Photonen emittiert. Gelangen diese nun beide in den Detektor und deponieren dort ihre gesamte Energie, kann die Ausleselektronik diese wiederum nicht als zwei separate Ereignisse auswerten. Auch derartige Ereignisse verursachen ein Summationspeak im Gammaskpektrum.

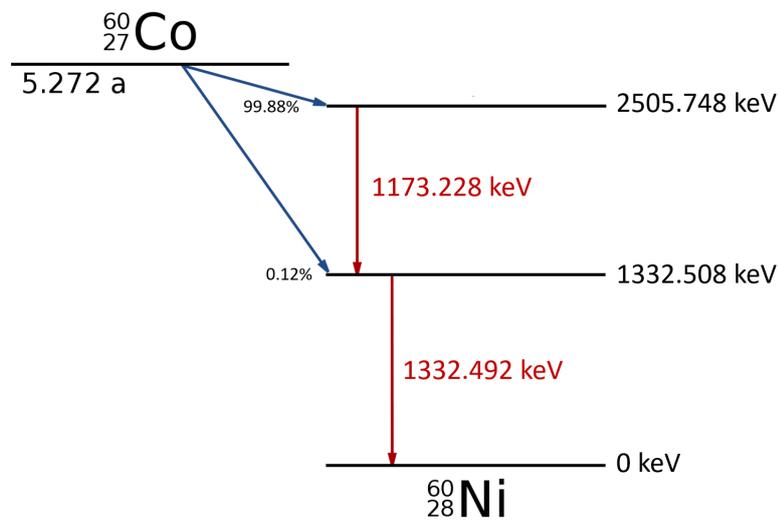


Abbildung 3.9: Zerfallsschema von ^{60}Co (Werte sind der Datenbank ENSDF entnommen [7]).

4 Auswertung

4.1 Approximation der Vollenergiepeaks

Da nun die Phänomenologie von Gammaspektren erklärt ist, kann nun die Auswertung dieser behandelt werden. Die Auswertung von Gammaspektren besteht insbesondere aus der Analyse der Vollenergiepeaks des Spektrums, mit Hilfe derer letztendlich die radioaktiven Bestandteile einer Probe bestimmt werden können oder aber die Aktivität einer Quelle ermittelt werden kann. Vollenergiepeaks lassen sich dabei aufgrund der statistischen Natur ihrer Entstehung durch eine Gaußfunktion

$$f(x) = H \cdot \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (4.1)$$

annähern. Hierbei beschreibt H die Amplitude, x_0 die Peakposition und σ die Standardabweichung (siehe Abb. 4.1).

Nun wurde in der theoretischen Vorbetrachtung bereits besprochen, dass verschiedene Prozesse dazu führen, dass die Vollenergiepeaks von kontinuierlichem Spektrenuntergrund überlagert werden. Dieser Peakuntergrund wird üblicherweise vom einem Polynom erster Ordnung angenähert, indem die Bereiche links und rechts neben dem Peak gefittet werden. Dementsprechend ist die Funktion zur Beschreibung eines isolierten Vollenergiepeaks

$$F(x) = f(x) + a \cdot x + b, \quad (4.2)$$

mit $f(x)$ aus Gleichung 4.1 und a und b als Parameter des Polynoms erster Ordnung. Um letztendlich den Peakinhalt, also die Anzahl der Ereignisse im Vollenergiepeak N_γ , zu ermitteln, wird das Integral der Funktion mittels

$$N_\gamma = \frac{\sqrt{2\pi} \cdot H \cdot \sigma}{\text{Binbreite}} \quad (4.3)$$

bestimmt.

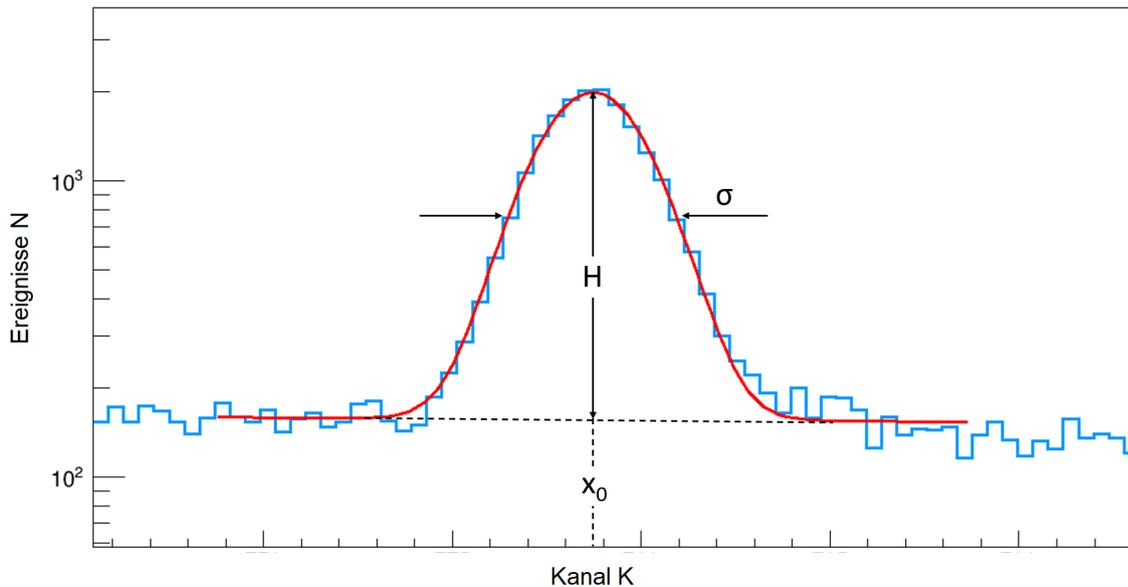


Abbildung 4.1: Ein Beispiel für eine Approximation eines Vollenergiepeaks mittels einer Gaußfunktion und Annäherung des Untergrundes durch eine lineare Funktion.

4.2 Detektorcharakterisierung

Damit ein Detektor für die Untersuchung von Proben genutzt werden kann, muss zunächst eine entsprechende Charakterisierung des Detektors erfolgen. Diese beinhaltet üblicherweise eine Energiekalibrierung, die Bestimmung des Energie-Auflösungsvermögens und die Bestimmung des absoluten Vollenergieansprechvermögens des Detektors.

4.2.1 Energiekalibrierung

Die gemessenen (rohen) Impulshöhenspektren stellen die Anzahl an Ereignissen pro Kanal K dar. Um letztendlich die jeweiligen Kanäle in Energien zu übersetzen, werden die Gammalinien bekannter Kalibriernuklide genutzt. Wird der Vollenergiepeak einer bekannten Probe mit einer Energie von E_γ ausgewertet, kann der Kanal K des Peakmaximums bestimmt werden (entspricht dem Fitparameter x_0 in Abbildung 4.1). Dieser gemessene Kanal wird gegenüber dem Literaturwert für die Gammaenergie in ein Diagramm eingetragen. Wird dieses Prozedere für mehrere Gammalinien durchgeführt (optimalerweise mit Energien, die das komplette Spektrum abdecken), ergibt sich ein linearer Zusammenhang, der durch eine lineare Funktion

$$E_\gamma(K) = a \cdot K + b \quad (4.4)$$

approximiert wird (siehe Abb. 4.2).

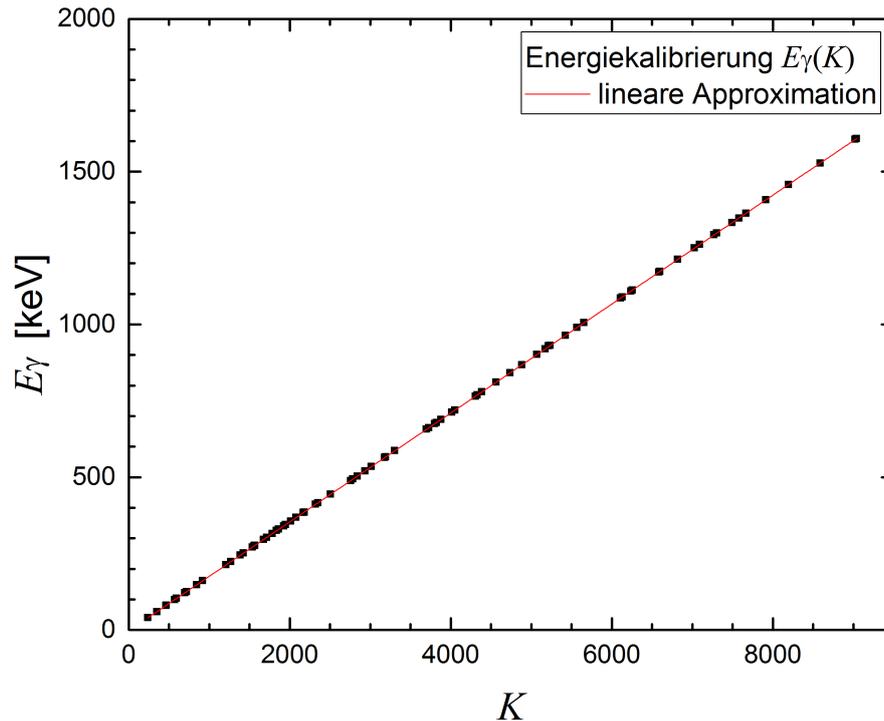


Abbildung 4.2: Beispiel für eine Energiekalibrierung eines HPGe Detektors. Die Datenpunkte wurden durch eine lineare Funktion approximiert [10].

4.2.2 Energie-Auflösungsvermögen

Das Energie-Auflösungsvermögen gibt an, wie gut zwei überlappende Peaks abhängig von der Energie voneinander separiert werden können. Dieses wird über die Peakbreiten bestimmt, wobei diese in der Kern- und Teilchenphysik üblicherweise nicht durch die Standardabweichung σ , sondern durch die Halbwertsbreite FWHM (full width at half maximum) ausgedrückt werden. Für diese gilt:

$$\text{FWHM} = 2,35 \cdot \sigma . \quad (4.5)$$

Zur Bestimmung des Energie-Auflösungsvermögens werden die Peakbreiten von Gammalinien bekannter Kalibriernuklide über deren Energien (aus der Literatur) aufgetragen wobei gilt

$$\text{FWHM}(E) \sim \sqrt{E} . \quad (4.6)$$

4.2.3 Absolutes Vollenergieansprechvermögen

Das absolute Vollenergieansprechvermögen ist ein Maß für die Effizienz eines Detektors abhängig von der Energie. Es gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass für einen fixen Aufbau ein von einer Quelle emittiertes Photon seine komplette Energie im Detektor deponiert. Diese Wahrscheinlichkeit ist von verschiedenen Faktoren abhängig (welchen?). Das absolute Vollenergieansprechvermögen wird ebenfalls mittels Kalibrierquellen bestimmt, wobei es aus dem

4 Auswertung

Verhältnis der registrierten Ereignisse in einem Vollenergiepeak zur Anzahl der emittierten Photonen berechnet wird. Das absolute Vollenergieansprechvermögen ist ebenfalls von der Photonenergie abhängig und wird beschrieben über

$$\epsilon(E_\gamma) = \frac{N_\gamma}{A \cdot t_L \cdot \nu_\gamma}, \quad (4.7)$$

wobei A die Nuklidaktivität, N_γ die Ereigniszahl im Vollenergiepeak γ mit der Übergangswahrscheinlichkeit ν_γ ist und t_L der totzeitkorrigierten Messzeit entspricht. Totzeiten entstehen zwangsläufig immer, da jede Messkomponente eine gewisse Signalentstehungs- und Signalverarbeitungszeit benötigt, in der keine anderen Ereignisse registriert werden können.

Wird das absolute Vollenergieansprechvermögen für mehrere Gammalinien (möglichst gleichmäßig über das gesamte Spektrum verteilt) bestimmt, entsteht typischerweise ein Kurvenverlauf wie in Abbildung 4.3 dargestellt (wie lässt sich dieser erklären?).

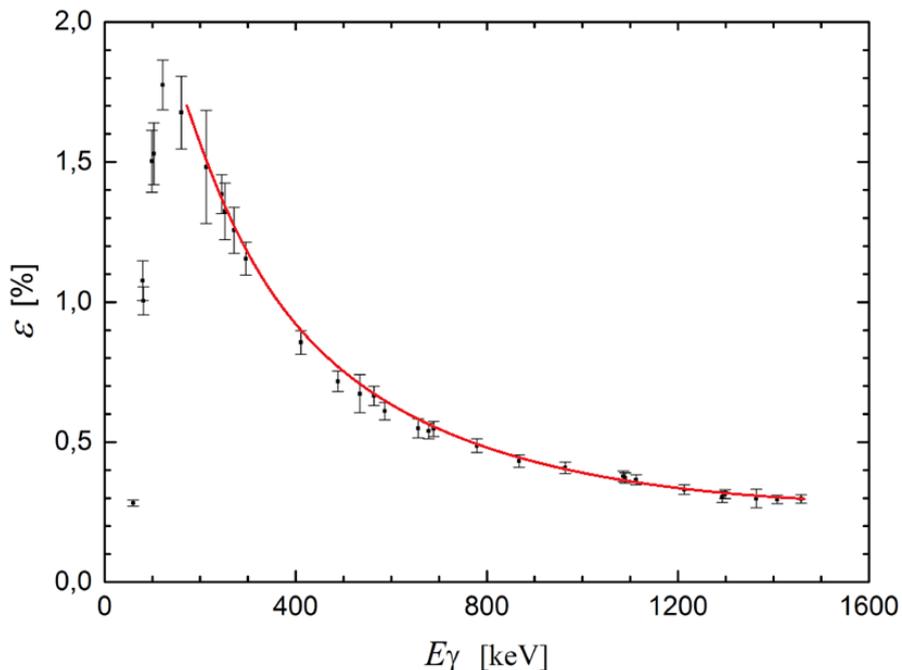


Abbildung 4.3: Das absolute Vollenergieansprechvermögen eines HPGe Detektors. Der Kurvenverlauf nach dem Maximum wurde mit einer geeigneten Funktion approximiert [10].

Dabei bildet sich im niederenergetischen Bereich ein Maximum, welches auch als "Knie" bezeichnet wird. Die abfallende Flanke rechts neben dem Knie lässt sich mit der Fitfunktion

$$\epsilon(E_\gamma) = \frac{a}{E_\gamma^b} \quad (4.8)$$

beschreiben, wobei der Parameter a die Amplitude der Funktion beschreibt und b ein Maß für die Krümmung ist.

Literaturverzeichnis

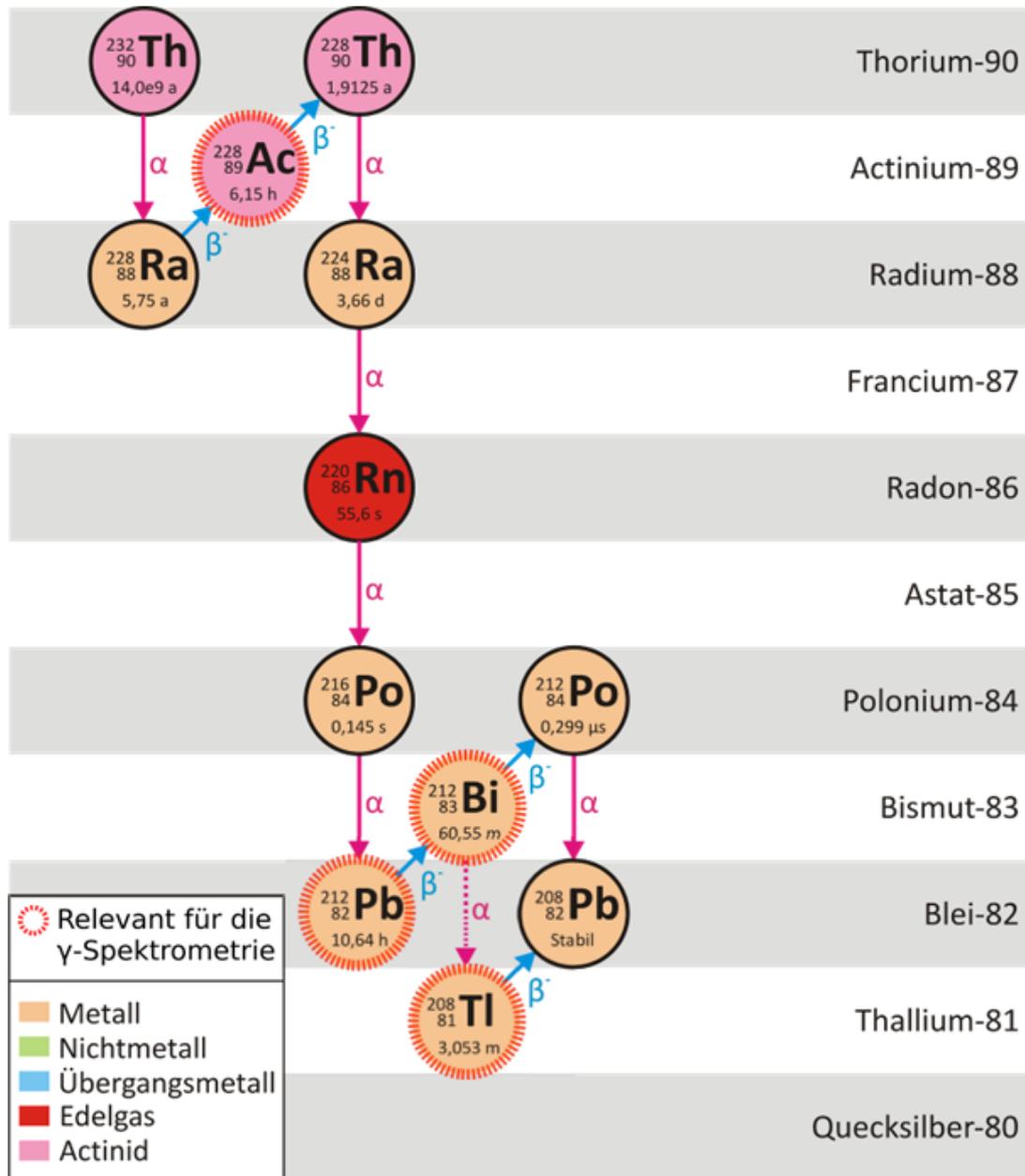
- [1] <https://www.originlab.com/index.aspx>.
- [2] <https://www.python.org/>.
- [3] <https://root.cern/>.
- [4] <https://www-nds.iaea.org/relnsd/NdsEnsd/QueryForm.html>.
- [5] https://en.wikipedia.org/wiki/Fission_product_yield.
- [6] <https://de.wikipedia.org/wiki/Gammastrahlung>.
- [7] ENSDF (Evaluated Nuclear Structure Data File). <https://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>.
- [8] A. Domula. Anleitung: Fortgeschrittenenpraktikumsversuch Aktivitätsbestimmung (AK). 2015.
- [9] R. Reif, D. Seeliger, G. Musiol, and J. Ranft. Kern- und Elementarteilchenphysik. *VCH Verlagsgesellschaft Weinheim*, 1989.
- [10] M. Pichotta. Studien zum Beta-Zerfall des Promethium-Isotops ^{146}Pm . 2017.
- [11] H. Krieger. Grundlagen der Strahlungsphysik und des Strahlenschutzes. 2007.
- [12] R. Marcinkowski et al. POLAR – space-borne Gamma Ray Burst polarimeter. 2007.
- [13] <https://de.wikipedia.org/wiki/Auger-Effekt>.
- [14] <https://lernzettel.org/compton-effekt/>.
- [15] <https://www.mta-r.de/blog/stichwortsonntag-wechselwirkung-roentgenstrahlung-mit-ma>
- [16] <https://de.wikipedia.org/wiki/Compton-Effekt>.
- [17] G. Gilmore. Practical Gamma-Ray Spectrometry; 2nd ed. *Wiley-VCH Verlag, Weinheim*, 2008.
- [18] <https://www.showme.com/sh?h=zIK27Zw>.

Literaturverzeichnis

- [19] D. Attwood, E. Gullikson, M. Howells, K.-J. Kim, J. Kirz, J. Kortright, I. Lindau, Y. Liu, P. Pianetta, A. Robinson, J. Scofield, J. Underwood, G. Williams, and H. Winick. X-ray Data Booklet. 2009.

- [20] Steffen Turkat. Persönliche Kommunikation.

A Zerfallsketten

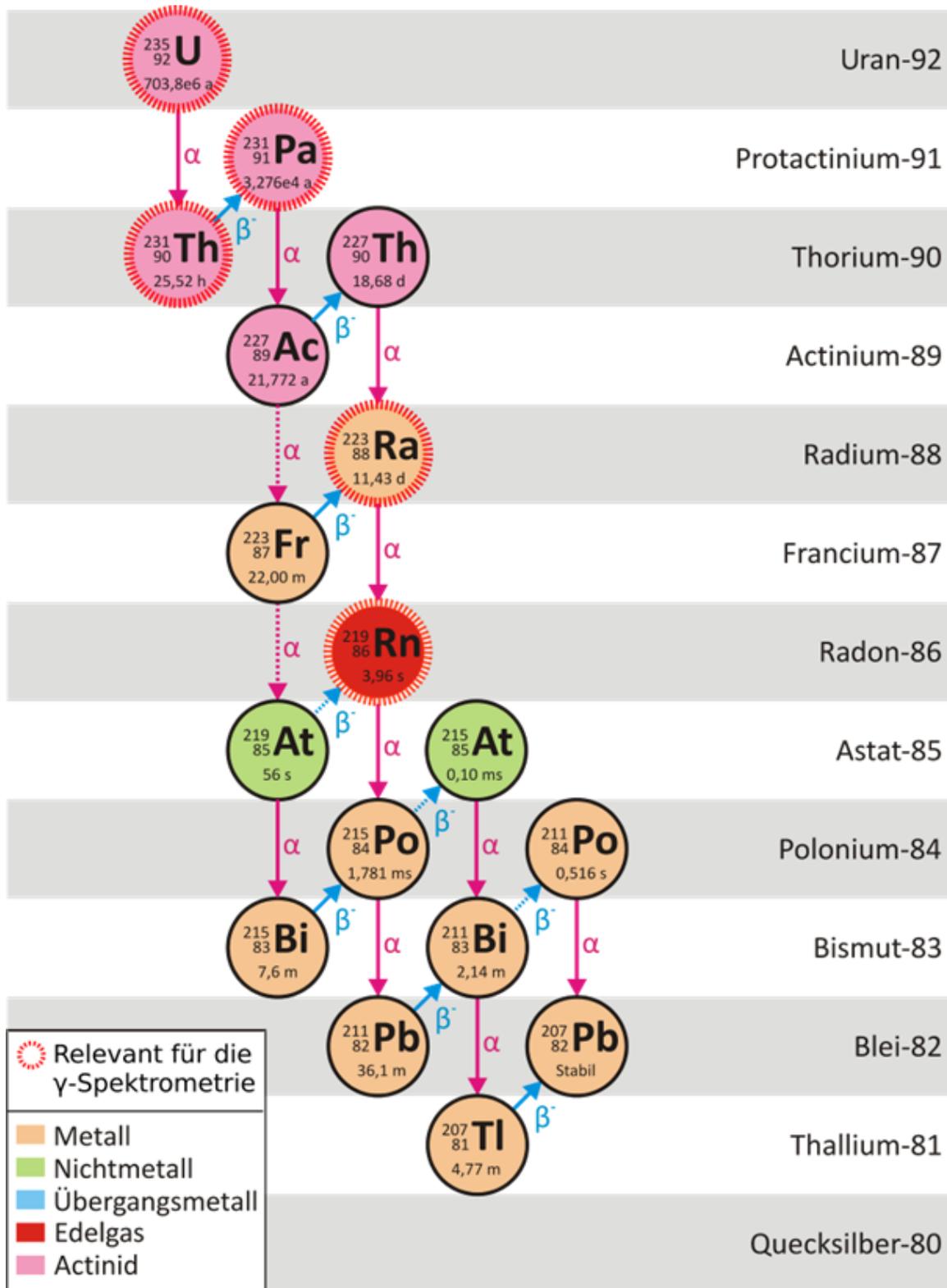


Zerfallsreihe von Thorium-232

Bei einer Verzweigung der Zerfallsreihe wird die häufigere Umwandlung durch einen durchgezogenen Pfeil und die seltener vorkommende durch einen gestrichelten Pfeil angezeigt.

Darstellung angelehnt an Decay_Chain_of_Thorium.svg von BatesIsBack https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Decay_Chain_Thorium.svg

Abbildung A.1: Zerfallskette von ^{232}Th [20].



Zerfallsreihe von Uran-235

Bei einer Verzweigung der Zerfallsreihe wird die häufigere Umwandlung durch einen durchgezogenen Pfeil und die seltener vorkommende durch einen gestrichelten Pfeil angezeigt.

Darstellung angelehnt an Decay_Chain_of_Thorium.svg von BatesIsBack https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Decay_Chain_Thorium.svg

Abbildung A.2: Zerfallskette von ^{235}U [20].

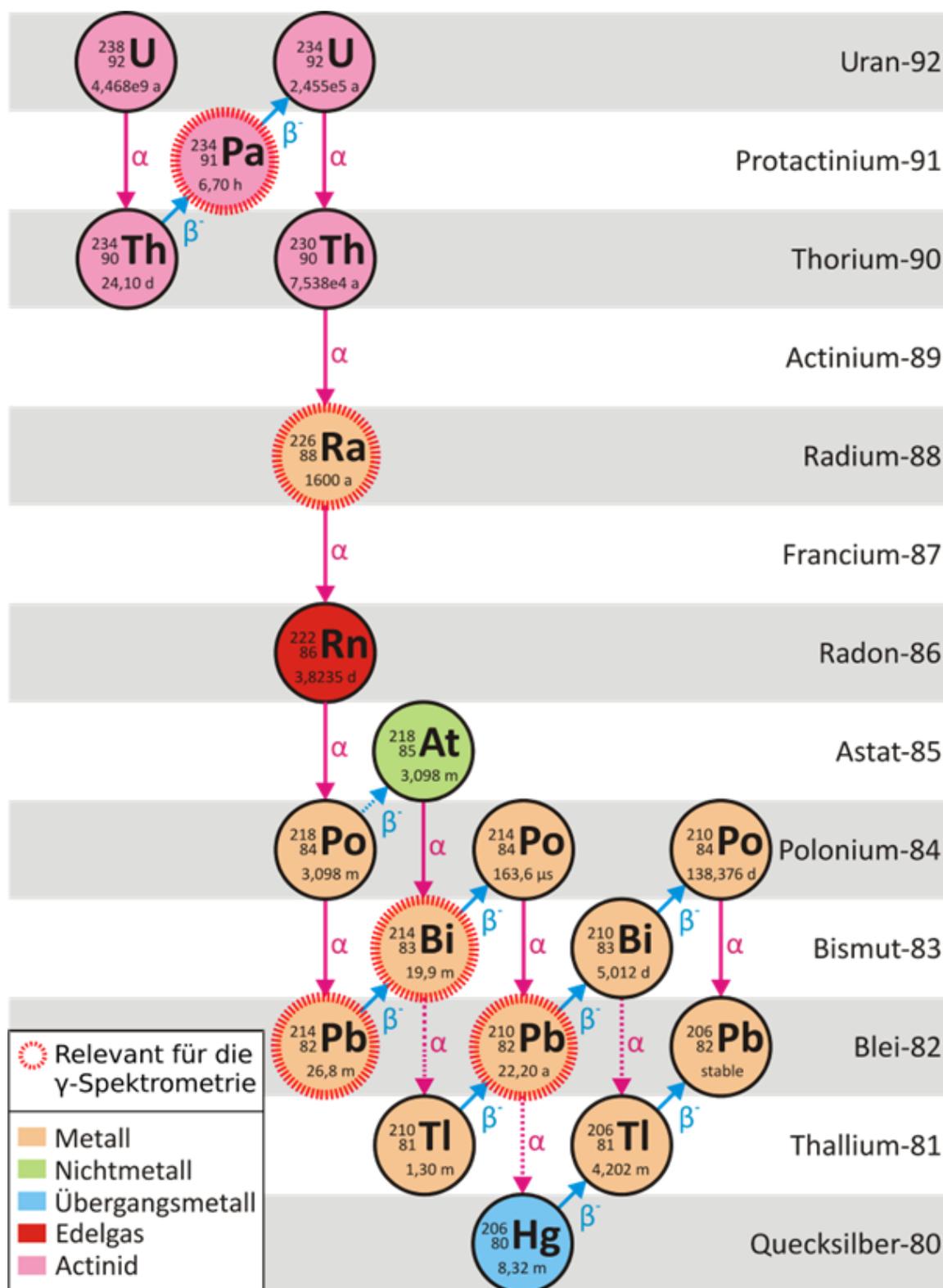


Abbildung A.3: Zerfallskette von ^{238}U [20].