



FORTGESCHRITTENENPRAKTIKUM

Gamma-Spektroskopie II: Halbleiterdetektor

Autoren:

■■■■■■■■■■
■■■■■■■■■■

■■■■■■■■■■
■■■■■■■■■■

Abstract

Im Versuch HLD wird Gammastrahlung zwischen 50 und 1400 keV mit einem koaxialen Reinstgermanium-Detektor untersucht. Dazu werden mit einem Vielkanalanalysator die Energiespektren verschiedener Gammastrahler (^{241}Am , ^{133}Ba , ^{60}Co und ^{137}Cs) aufgenommen. Zuerst werden charakteristische Parameter des Detektors, Energieauflösung, relative Detektoreffizienz und Peak-zu-Compton-Verhältnis, bestimmt und die Linearität zwischen Photonenenergie und gemessenen Kanälen überprüft. Dann wird das ^{137}Cs -Spektrum genauer untersucht und Abschätzungen zur Aktivität der Probe durchgeführt. Schließlich wird der Detektor verwendet, um die Gamma-Absorption von verschiedenen Metallen (Al, Cu, Mo, Pb) inkl. ihrer Abhängigkeit von der Photonenenergie und Kernladungszahl des Absorbers zu messen.

Versuchsdatum: ■■■■■■■■■■

Versuchsplatz: ■■■■■■■■■■■■■■■■

Abgabedatum: ■■■■■■■■■■

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
1.1	Gammastrahlung	2
1.2	Wechselwirkung von Gamma-Quanten mit Elektronen	2
1.2.1	Photoeffekt	2
1.2.2	Compton-Effekt	3
1.2.3	Paarerzeugung	3
1.3	Germanium-Halbleiterdetektor	3
2	Materialien und Methoden	4
2.1	Versuchsaufbau	4
2.2	Messgeräte und Software	5
2.3	Vorgehen zur Kalibration	6
2.4	Peakanalyse	6
3	Auswertung und Diskussion	7
3.1	Linearität, Kalibrierung und Untergrundmessung	7
3.2	Detektorparameter	10
3.2.1	Energieauflösung	11
3.2.2	Relative Detektoreffizienz	12
3.2.3	Peak-zu-Compton-Verhältnis	13
3.3	Caesium-Spektrum	15
3.3.1	Beschreibung des ^{137}Cs -Spektrums	15
3.3.2	Abschätzung der Aktivität	16
3.3.3	Berechnung der akkumulierten Dosis	17
3.4	Massenabsorptionskoeffizienten	17
3.4.1	Absorptionskoeffizienten verschiedener Metalle	17
3.4.2	Massenabsorption als Funktion der Kernladungszahl	18
3.4.3	Massenabsorption als Funktion der Gammaenergie	19
4	Schlussfolgerungen	20
4.1	Bestimmung der Detektorparameter	20
4.2	Aktivität und akkumulierte Dosis	20
4.3	Absorptionskoeffizienten	20
A	Anhang	22
A.1	Eichspektren	22
A.2	Regressionen zur Bestimmung von μ für Cu, Mo, Al und Pb	24
A.3	Regressionen zur Bestimmung der Z-Abhängigkeit von μ	27
A.4	Regressionen zur Bestimmung von $\mu(E)$ für Kupfer	28
A.5	Gaußfits zur Kalibration	32
A.6	Gaußfits zur Berechnung von μ für Al	34

1 Einleitung

1.1 Gammastrahlung

In diesem Versuch soll Gammastrahlung mit Hilfe eines Halbleiterdetektors detektiert werden. Bei Gammastrahlung handelt es sich um hochenergetische Photonen im Bereich von einigen keV bis zu vielen MeV. Diese entstehen bei der Abregung von angeregten Atomkernen. Eine solche Anregung des Kerns ist häufig eine Folge eines Beta- oder Alpha-Zerfalls. Viele natürliche radioaktive Nuklide sind Gammastrahler, welche eine oder mehrere charakteristische Spektrallinien im entsprechenden Energiebereich besitzen. Da es sich bei Photonen um ungeladene Teilchen handelt, ist die Wechselwirkung von Materie mit Gamma-Quanten deutlich schwächer, als die von Alpha- und Beta-Teilchen. Dies macht die Detektion von Gammastrahlen besonders schwierig, da die Gamma-Quanten nur indirekt durch ihre Wechselwirkung mit geladenen Teilchen gemessen werden können.

1.2 Wechselwirkung von Gamma-Quanten mit Elektronen

Um Photonen detektieren zu können, wird ihre Wechselwirkung mit den Elektronen des verwendeten Detektors gemessen. Dabei sind vor allem der Photoeffekt, die Paarerzeugung und die Compton-Streuung von entscheidender Bedeutung. Die Wirkungsquerschnitte σ_i , also die Wahrscheinlichkeit der Photon-Elektron-Wechselwirkung für diese drei Effekte ist abhängig von der Energie des Gamma-Quants. Der Massenabsorptionskoeffizient μ kann mit Hilfe der Avogadro-Konstante N_A , sowie der Dichte ρ und der Molaren Masse A_{mol} des Materials durch

$$\mu = N_A \frac{\rho}{A_{mol}} \sigma \quad (1)$$

berechnet werden, wobei sich der Gesamtwirkungsquerschnitt σ aus den σ_i der Einzelprozesse zusammensetzt.

1.2.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt wird die Energie des Photons vollständig von einem Atomelektron absorbiert.

$$\gamma + Atom \rightarrow Atom^+ + e^- \quad (2)$$

Dabei ist die kinetische Energie E_{kin} des ausgelösten Elektrons gleich der Differenz aus Photonenenergie E_γ und der Bindungsenergie E_B :

$$E_\gamma = E_{kin} + E_B \quad (3)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zu einer Potenz der Kernladungszahl Z des Atoms und einer Potenz der Photonenenergie

$$\sigma_{photo} = const \cdot \frac{Z^n}{E_\gamma^m} \quad (4)$$

mit $n = 4 \dots 5$ im Bereich von 0,1 MeV bis 5 MeV [3, S. 51] und $m = 7/2$.

Der Photoeffekt ist im Detektor der dominierende Effekt für Energien kleiner 100 keV.

1.2.2 Compton-Effekt

Beim Compton-Effekt handelt es sich um eine Art inelastischen Stoß zwischen einem Photon und einem näherungsweise freien Elektron.

$$\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^- \quad (5)$$

Dabei wird die Energie des Photons nur teilweise auf das Elektron übertragen, wobei die Wellenlänge λ' des gestreuten Photons aufgrund des Energieverlusts größer ist als die Wellenlänge λ des eingefallenen Photons. Die Größe dieses Energieübertrags ist abhängig vom Streuwinkel θ .

$$\lambda' - \lambda = \lambda_c(1 - \cos \theta) \quad (6)$$

Hierbei ist $\lambda_c = h/mc$ die sogenannte Comptonwellenlänge, die sich aus der Plack-Konstante h , der Lichtgeschwindigkeit c und der Masse m des Elektrons berechnet. Der maximale Energieübertrag findet bei $\theta = 180^\circ$ statt. Diese Energie $E_{\gamma c}$ wird als Compton-Kante bezeichnet und berechnet sich durch:

$$E_{\gamma c} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}} \quad (7)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zur Kernladungszahl Z .

Der Compton-Effekt ist dominant für mittlere Energien der Größenordnung 1 MeV.

1.2.3 Paarerzeugung

Der Paarbildungseffekt tritt für Energien größer $2mc^2$ auf. Dabei werden die Photonen im starkern Coulombfeld der Atome unter Erzeugung eines Positron-Elektron-Paares vollständig absorbiert.

$$\gamma + \text{Kern} \rightarrow e^+ + e^- + \text{Kern} \quad (8)$$

Dabei ist die kinetische Energie E_{kin} der erzeugten Teilchen gleich der Differenz aus der Photonenenergie E_γ und der Energie zur Paarbildung.

$$E_\gamma = E_{kin} + 2mc^2 \quad (9)$$

Das Positron ist instabil und rekombiniert mit einem weiteren Elektron, wobei zwei Photonen der Energie mc^2 erzeugt werden.

$$e^+ + e^- \rightarrow \gamma + \gamma \quad (10)$$

Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zu Z^2 .

Bei Energien größer 1 MeV ist die Paarerzeugung der dominante Effekt.

1.3 Germanium-Halbleiterdetektor

In diesem Versuch wird die Gamma-Strahlung mit einem coaxialen Halbleiterdetektor aus Reinstgermanium (HPGe) gemessen. Hierbei werden Elektronen im Valenzband durch die oben beschriebenen Wechselwirkungen mit den Gamma-Quanten ins Leitungsband des Halbleiters gehoben, durch ein elektrisches Feld im Halbleiter eingesammelt und dann an Elektroden durch die so induzierte Ladung detektiert. Dieses elektronische Signal kann dann verstärkt und mit einem Vielkanalanalysator gemessen werden. Hierbei ergibt sich für

jeden Gammastrahler eine Antwortfunktion in Form eines charakteristischen Energiespektrums, welches Aufschluss über die verschiedenen Wechselwirkungen der Gammastahlung mit dem Detektor gibt.

In jedem Spektrum gibt es charakteristische Erscheinungen. Der 'Photopeak' bzw. 'Full Energy Peak' liegt bei der Energie des Gammaquants E_γ und enthält alle totalabsorbierten Ereignisse. Im Bereich von Null bis zur Comptonkante $E_{\gamma c}$ liegt das sogenannte 'Compton-Kontinuum', welches durch mehrfache Compton-gestreuete aber nicht absorbierte Photonen zustande kommt. Der 'Single Escape Peak' und der 'Double Escape Peak' liegen mc^2 bzw. $2mc^2$ unterhalb des Photopeaks und kommen dadurch zustande, dass eines bzw. beide der bei einer Rekombination eines Positrons erzeugten Photonen im Detektor nicht totalabsorbiert werden und somit aus dem Detektor 'flüchten'. Weiterhin kann bei niedrigen Energien ein 'Backscatter-Peak' aufgrund der Rückstreuung der Gamma-Quanten an den den Halbleiter umgebenden Materialien beobachtet werden.

Die Antwortfunktion und mithin also das aufgenommene Energiespektrum, ist bestimmt durch die Eigenschaften des verwendeten Detektors. Aus diesem Grund werden einige charakteristische Parameter betrachtet, welche die verschiedenen Eigenschaften des Detektors quantitativ angeben. Die relative Effizienz ϵ_{rel} ist die Nachweiswahrscheinlichkeit eines auf dem Detektor auftreffenden Gammaquants. Die Energieauflösung, gemessen als Halbwertsbreite (FWHM) eines Peaks, ist ein Maß dafür, wie genau der Detektor eine Spektrallinie auflösen kann. Das Peak-zu-Compton-Verhältnis ist ein Maß dafür, wie stark der Photopeak gegenüber dem Compton-Spektrum ausgeprägt ist. Die Zählrate des Photopeaks ist die Summe aller total absorbierten Ereignisse in der jeweiligen Messzeit und von der relativen Effizienz des Detektors abhängig.

Halbleiterdetektoren haben gegenüber anderen Detektoren wie z.B. Szintillatoren den Vorteil, dass sie eine extrem hohe Energieauflösung besitzen. Dies gilt insbesondere für koaxial gebaute Detektoren. Im Gegenzug ist die relative Effizienz von Ge-Detektoren vergleichsweise gering.

2 Materialien und Methoden

2.1 Versuchsaufbau

Der Versuchsaufbau besteht im Wesentlichen aus einer Halterung für verschiedene Gammastrahler, dem in einiger Entfernung aufgestellten Reinstgermaniumdetektor und einer Elektronik zum Auslesen der Detektorsignale und zur Steuerung der Detektorkühlung. Eine schematische Darstellung befindet sich in Abbildung 1.

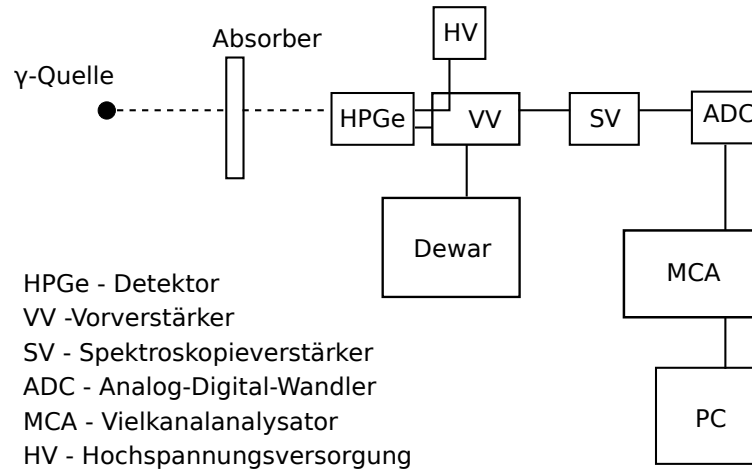


Abbildung 1: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus

Die Distanz zwischen Quelle und Detektor kann zwar verändert werden, wurde aber in diesem Versuch konstant bei $d = (25,0 \pm 0,2) \text{ cm}$ gehalten. Der Abstand d wurde mit einem Büromaßstab bestimmt, die Unsicherheit ergibt sich aus dem Ablesefehler. Die Temperatur des Detektors muss während des Betriebs konstant niedrig gehalten werden und wurde vor und nach dem Versuch mit Hilfe eines Ohmmeters kontrolliert.

2.2 Messgeräte und Software

Im Versuch wurde neben dem SILENA Reinstgermaniumdetektor (Seriennummer 28-TP10126A) mit RFP-10-Vorverstärker auch ein 92x Spectrum Master Vielkanalanalysator verwendet, der über eine Schnittstelle mit einem PC verbunden war, auf dem die Analyse-Software 'ORTEC Maestro' ausgeführt wurde. Damit konnten die gemessenen Spektren direkt betrachtet und dann exportiert werden.

Von den zur Verfügung gestellten Gammastrahlern wurden vier im Versuch benutzt, eine Auflistung findet sich in Tabelle 1. Die Lage der Linien wurde aus [2, S. 34] entnommen und für die Berechnungen als fehlerfrei angenommen. Die Aktivitäten wurden aus den Angaben in der Versuchsbeschreibung [4] zur Aktivität der Proben am 1. November 1996 nach Formel 22 berechnet.

Tabelle 1: Verwendete Gammastrahler mit Aktivität A

Isotop	Gammalinien [keV]				A [kBq]	u_A
^{60}Co	1332,5	1173,2			50	2
^{133}Ba	355,9	81,0	31,0	30,6	130	6
^{137}Cs	661,6	32,0			251	10
^{241}Am	59,5	13,9	17,8		365	15

Die Auswertung der Daten wurde mit der Software 'MATLAB 2012a' vorgenommen. Für die Regressionen inklusive der Gauß-Fits wurde die interne Funktion 'Fit' (Trust-Region-

Algorithmus) verwendet. Soweit Gewichtungen vorgenommen wurden, errechnen sich dabei die Gewichtungsfaktoren nach dem jeweiligen y-Fehler gemäß $w_i = 1/u_{y_i}^2$.

2.3 Vorgehen zur Kalibration

Um die verschiedenen Gammaspektren untersuchen zu können, wurden zunächst die Spektren der vier in Tabelle 1 aufgeführten Proben gemessen und anschließend die Skala des Vielkanalanalysators anhand der bekannten Linien in Einheiten von keV kalibriert. Anschließend wurde das Untergrundspektrum gemessen. Im Folgenden wird bei allen Untersuchungen der Spektren das auf die entsprechende Messzeit skalierte Untergrundspektrum abgezogen. Näheres in Abschnitt 3.1.

2.4 Peakanalyse

Für die verschiedenen Berechnungen bei der Auswertung dieses Versuchs werden die Photopeaks der Gammaspektren mit einer Gaußfunktion

$$n(x) = a \exp \left(-\frac{(x-b)^2}{c^2} \right) \quad (11)$$

gefittet.

Für die Berechnung wurde der Kanal K , bei dem laut Kalibrierung der zu untersuchende Peak liegt, als Mittelpunkt gewählt und die Messwerte in einem Kanalintervall $[K-l, K+l]$ um diesen Punkt für den Fit herangezogen. Da die Energieauflösung des Detektors von E_γ abhängt, die Peaks also mit zunehmender Energie immer breiter werden, ist es nicht sinnvoll, ein festes l für alle Berechnungen zu wählen. Hier wurde auf eine empirische Methode zurückgegriffen, eine sinnvolle Intervallbreite abzuschätzen: da die Berechnungen im Versuch wenig rechenintensiv sind ist es möglich, sie mit Hilfe von MATLAB mehrmals mit ansteigenden l durchzuführen. Dabei wurde der Wert der für die Aufgabenstellung relevanten Ergebnisgröße, z.B. der Absorptionskoeffizient μ , nach der Berechnung mit der Intervallbreite l jeweils mit dem Wert der vorhergegangenen Berechnung mit der Intervallbreite $n-1$ verglichen. Wenn die relative Abweichung beider Werte weniger als ein Prozent beträgt, ist die Berechnung 'konvergiert', d.h. die Ergebnisse sind stabil und zusätzliche Kanäle sind nicht mehr erforderlich.

Unter der Annahme, dass die Ereignisse n jedes Kanals Poisson-verteilt sind ist der statistische Fehler der Anzahl der Ereignisse pro Kanal \sqrt{n} . Die Unsicherheit des jeweiligen Spektrums wird dabei pythagoräisch addiert mit der Unsicherheit der Untergrundmessung. Der Fehler der Kanalnummer wurde generell mit einer halben Kanalbreite abgeschätzt.

Mit Hilfe der durch den Fit bestimmten Parameter a , b und c können die Standardabweichung σ , die Halbwertsbreite FWHM und die Fläche F unter der Gaußkurve bestimmt werden. Die Unsicherheiten dieser Größen ergeben sich jeweils aus den statistischen Unsicherheiten, d.h. dem Standardfehler, der Fits unter Verwendung der Gaußschen Fehlerfortpflanzung.

$$\sigma = \frac{c}{\sqrt{2}} \quad ; \quad \text{FWHM} = 2\sqrt{2 \ln 2} \sigma \quad ; \quad F = a\sqrt{\pi}c \quad (12)$$

Die Halbwertsbreite wird im Folgenden als Maß für die Energieauflösung des Detektors benutzt. Die Quotient aus Fläche F und Messzeit t ist die Zählrate R , die wiederum als Maß für die Intensität der Strahlung eine wichtige Rolle bei den Berechnungen zur Massenabsorption spielt. Die Messzeit t bezeichnet die effektive Messzeit, welche die Totzeiten

des Detektors berücksichtigt, und wurde im Folgenden als fehlerfrei angenommen.

Eine Auswahl exemplarischer Gaußfits befinden sich im Anhang in den Abschnitten A.5 und A.6.

3 Auswertung und Diskussion

3.1 Linearität, Kalibrierung und Untergrundmessung

Zuerst wurde überprüft, ob die verwendete Elektronik linear auf einfallende Energien reagiert. Dazu wurde ein linearer Ansatz $E(K) = p \cdot K + q$ gemacht, wobei K die Kanalnummer und $E(K)$ die zugehörige Energie bezeichnet. Um die Hypothese des linearen Zusammenhangs zu überprüfen, wurden mit Hilfe eines Pulsengenerators definierte Ladungspulse unterschiedlicher Höhe auf den Hauptverstärker gegeben (vgl. Tabelle 2).

Tabelle 2: Messung erzeugter Pulse mit dem Vielkanalanalysator

Kanal	Verstärkung	Peakbreite
90	20	4
1092	200	4
2205	400	6
5536	1000	7

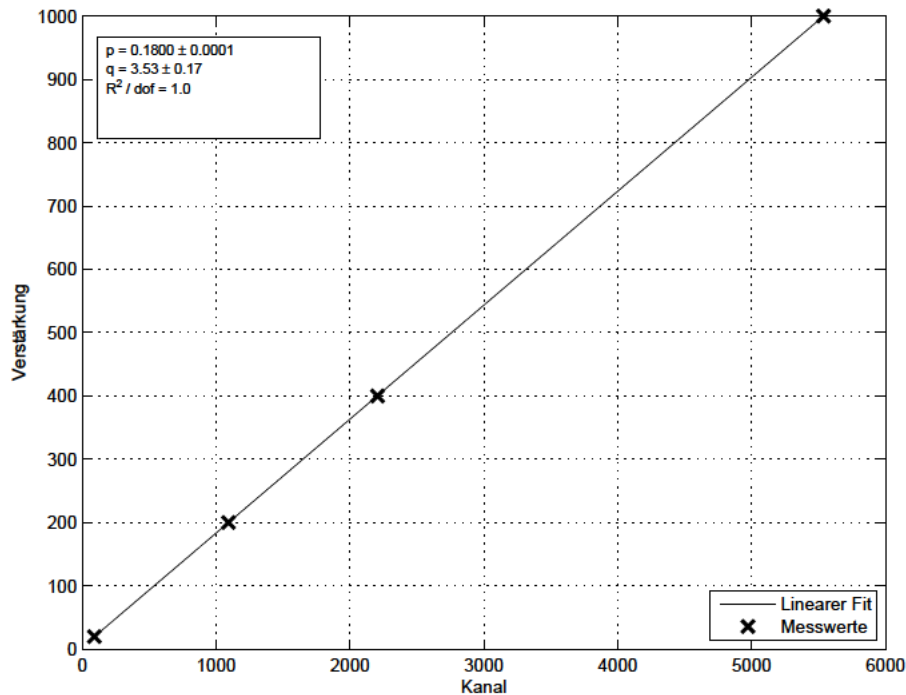


Abbildung 2: Überprüfung der Linearität der Antwort des Detektors

Offenbar ist der Ansatz gerechtfertigt, denn das System reagiert im untersuchten Energiebereich linear auf einlaufende Signale.

Um die Skala des Vielkanalanalysators in Einheiten von keV zu kalibrieren, wurden die Spektren der vier genannten Strahlungsquellen $t = 600\text{ s}$ lang gemessen und anschließend die Peaks bei folgenden Spektrallinien mit Gaußkurven gefittet: ^{241}Am bei 59,5 keV, ^{133}Ba bei 81,0 keV und 355,9 keV, ^{137}Cs bei 661,6 keV und ^{60}Co bei 1173,2 keV und 1332,5 keV. Dabei wurde ein Problem mit dem Cobalt-Spektrum festgestellt: wie in Abbildung 3 deutlich wird, existiert eine Verschiebung des Peaks gegenüber den anderen aufgenommenen ^{60}Co -Spektren. Physikalisch kann dies nicht erklärt werden, denn keiner der beteiligten Wechselwirkungsprozesse bewirkt eine Verschiebung, es liegt also ein systematischer Fehler vor und die Messung kann für eine Kalibrierung nicht mehr verwendet werden. Um auf die für eine Kalibrierung wichtigen Datenpunkte im oberen Energiebereich nicht verzichten zu müssen, wurde deswegen mit dem Mittelwert der Peakpositionen aller übrigen ^{60}Co -Spektren kalibriert.

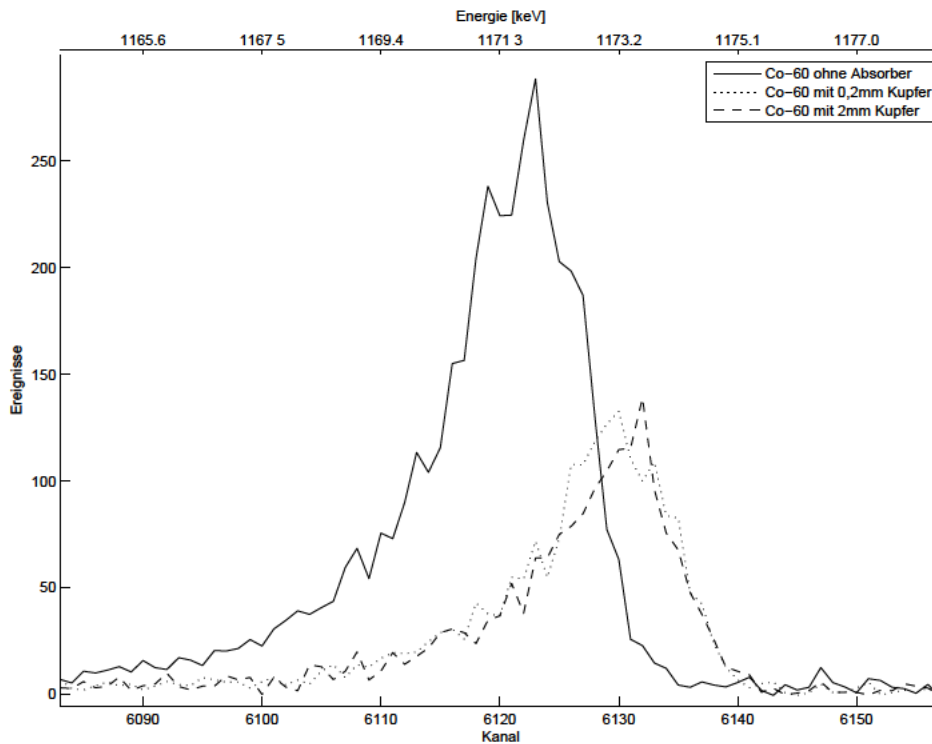


Abbildung 3: Verschiebung des ^{60}Co -Hauptpeaks ohne Absorber gegenüber den anderen ^{60}Co -Spektren

Die Kalibration wurde über einen linearen Fit gemäß

$$K(E_\gamma) = \frac{E_\gamma - q}{p} \quad (\Leftrightarrow E_\gamma = p \cdot K(E_\gamma) + q) \quad (13)$$

zwischen den Peakenergien E_γ und den im Vielkanalanalysator angezeigten Kanälen K durchgeführt, wobei nach den u_K gewichtet wurde. Während die Energien als fehlerfrei angenommen wurden, ist die Messung der Kanaluordnung fehlerbehaftet, zunächst mit dem systematischen Fehler des Binning-Prozesses, der mit einem halben Kanal abgeschätzt wurde. Hinzu kommen noch statistische und systematische Unsicherheiten, welche die Detektorauflösung beschränken und so eine Peakverbreiterung bewirken, insbesondere aber auch die genaue Lokalisierung des Peakmaximums erschweren. Diese Effekte werden weiter unten noch im Detail diskutiert und hier durch den FWHM des jeweiligen Peaks

abgeschätzt. Der Gesamtfehler u_K ergibt sich dann aus pythagoräischer Addition, wobei für den Fall der ^{60}Co -Spektren die Gaußsche Fehlerfortpflanzung mit allen beteiligten Spektren angewendet wurde.

Aus der Regression ergeben sich die Parameter

$$p = (0,19076 \pm 0,00001) \text{ keV}$$

$$q = (3,768 \pm 0,008) \text{ keV}$$

mit denen im Folgenden die Energien und Kanäle nach (13) ineinander umgerechnet werden können.

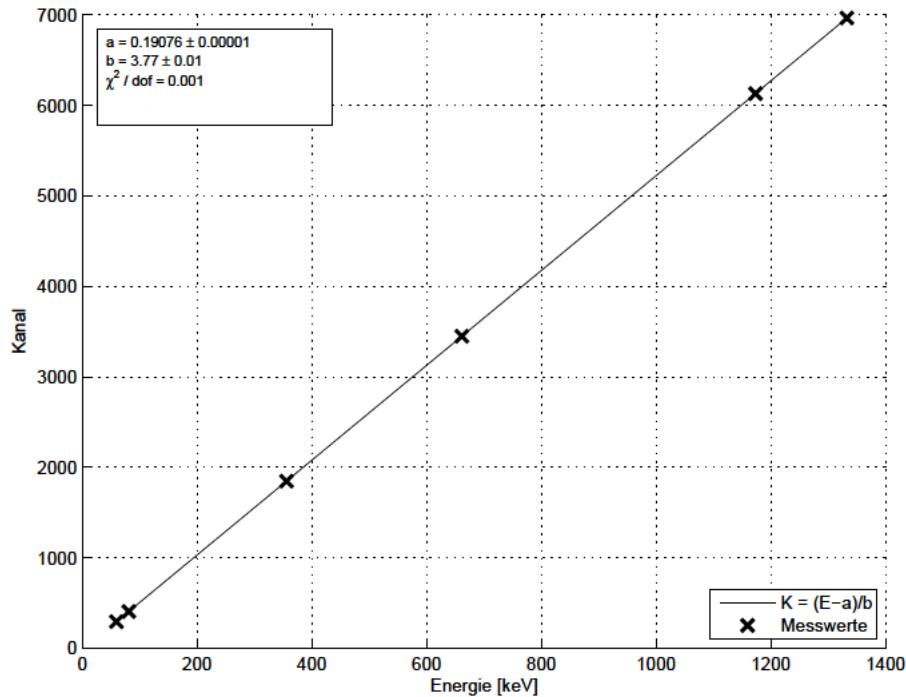


Abbildung 4: Regression zur Kalibrierung der Kanäle des Vielkanalanalysators mit der Gammaenergie

Anschließend wurde die natürliche Hintergrundstrahlung $t = 3600 \text{ s}$ lang gemessen. Bei allen weiteren Berechnungen wurde das Untergrundspektrum auf die jeweilige Messzeit skaliert und von dem betrachteten Spektrum abgezogen. Für die Fehler des resultierenden bereinigten Spektrums gilt wieder Gaußsche Fehlerfortpflanzung.

Mithilfe der Bibliothek des 'Maestro' Programms konnten verschiedene Peaks im natürlichen Untergrundspektrum identifiziert werden (vgl. Tabelle 3).

Tabelle 3: Peaks im Untergrundspektrum

Energie [MeV]	Isotop
1,4620	$^{40}\text{K}\alpha$
1,1220	$^{40}\text{K}\alpha$
0,9698	^{228}Ac
0,9119	^{228}Ac
0,6099	^{214}Bi
0,5839	^{208}Tl
0,3518	^{214}U
0,2955	^{214}Pb
0,2931	^{214}Pb

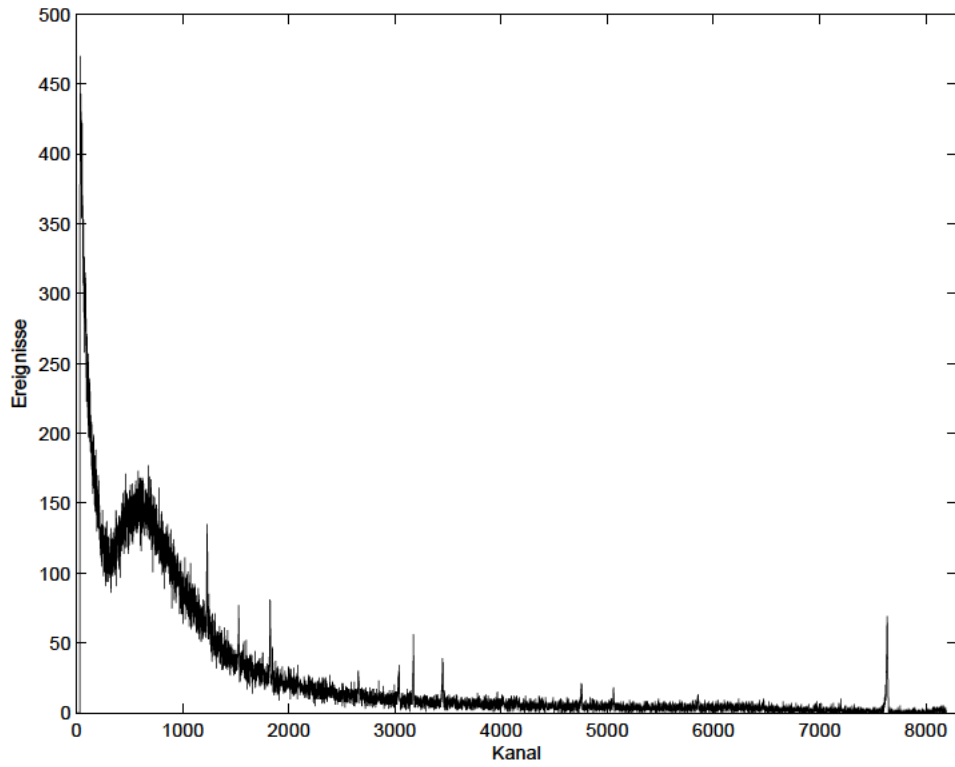


Abbildung 5: Untergrundspektrum für Messung mit $t = 3600 \text{ s}$

3.2 Detektorparameter

In diesem Abschnitt sollen einige für den Detektor charakteristischen Parameter wie die Energieauflösung, das Peak-zu-Compton-Verhältnis und die relative Detektoreffizienz bestimmt werden. Dazu wird vor allem das ^{60}Co Spektrum untersucht.

3.2.1 Energieauflösung

Ein Maß für die Energieauflösung ist die Halbwertsbreite (FWHM) der Photopeaks. Diese wurde für den 1332,5 keV Peak im ^{60}Co Spektrum durch einen Gaußfit bestimmt.

$$\text{FWHM} = (2,52 \pm 0,04) \text{ keV}$$

Die Energieauflösung σ setzt sich aus drei verschiedenen physikalischen Effekten zusammen:

$$\sigma_{\text{gemessen}}^2 = \sigma_{E_\gamma}^2 + \sigma_{\text{coll}}^2 + \sigma_{\text{noise}}^2 \quad (14)$$

Dabei wird σ_{E_γ} durch die statistische Schwankung der Anzahl der Ladungsträger, σ_{coll} durch Ineffizienzen der Ladungssammlung und σ_{noise} durch das elektronische Rauschen verursacht.

Das elektronische Rauschen setzt sich zusammen aus dem Rauschen des Vorverstärkers und des Detektors. Das thermische Rauschen des Transistors im Vorverstärker und das durch Leckströme verursachte Rauschen im Detektor wird durch Kühlung mit flüssigem Stickstoff minimiert. Das Rauschen ist unabhängig von der Energie und damit dominant für kleine Energien.

Um den Einfluss der Elektronik des Datenakquisitionssystems auf die Energieauflösung zu untersuchen, wurden mit einem Pulsgenerator Ladungspulse unterschiedlicher Höhe auf den Hauptverstärker gegeben und die Breite der Pulse in Kanälen gemessen. Die Ergebnisse befinden sich in Tabelle 2. Anhand dieser kann nicht ausgeschlossen werden, dass die durch das Rauschen bedingte Energieauflösung entgegen der Erwartungen abhängig von der Energie ist. Allerdings ist der Umfang der Daten zu gering, um eine quantitative Aussage hierzu machen zu können. Zumindest erscheint der Effekt zu klein, um merkliche Auswirkungen auf die durchgeführten Messungen zu haben.

Durch Verluste bei der Ladungssammlung kommt es ebenfalls zu einer Verschlechterung der Auflösung. Dieser Effekt ist am signifikantesten in Detektoren mit großem Volumen und kleinem elektrischen Feld. Bei niederenergetischer Strahlung kommt es zu Rekombinationsverlusten in der Detektortotschicht, die zu asymmetrischen Peakformen führen. Zu Bestimmung dieser Größe wurden keine Messungen durchgeführt.

Wird der zuletzt beschriebene Effekt vernachlässigt, so hängt nur die statistische Schwankung der Anzahl an Ladungsträgern von der Energie ab, wobei gilt

$$\sigma_{E_\gamma}(E_\gamma) = 2,35\sqrt{F E_{pn} E_\gamma} \quad (15)$$

Dabei ist E_{pn} die Energie, die zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares benötigt wird und F der Fano-Faktor. Weil die Erzeugungen einzelner Ladungsträger aufgrund der Energieerhaltung nicht unabhängig voneinander sind, wird dieser Prozess nicht durch eine einfache Poisson-Verteilung beschrieben. Der Fano-Faktor ist ein Maß für die Abweichung der beobachteten statistischen Verteilung der Anzahl an Ladungsträgern von der theoretischen Poisson-Statistik. Für Germanium ist $F = 0,12$ und $E_{pn} = 2,98 \text{ eV}$ [2, S. 19]. Das sich so ergebende $\sigma_{E_\gamma}(E_\gamma)$ ist eine physikalische Grenze, die auch in einem ideal defektfreien Kristall und ohne elektronisches Rauschen nicht unterschritten werden kann. Die statistische Schwankung dominiert somit die Energieauflösung für große Energien.

Die Energieauflösung wurde für verschiedene Gamma-Energien berechnet und zusammen mit der physikalischen Grenzgerade (15) doppeltlogarithmisch aufgetragen.

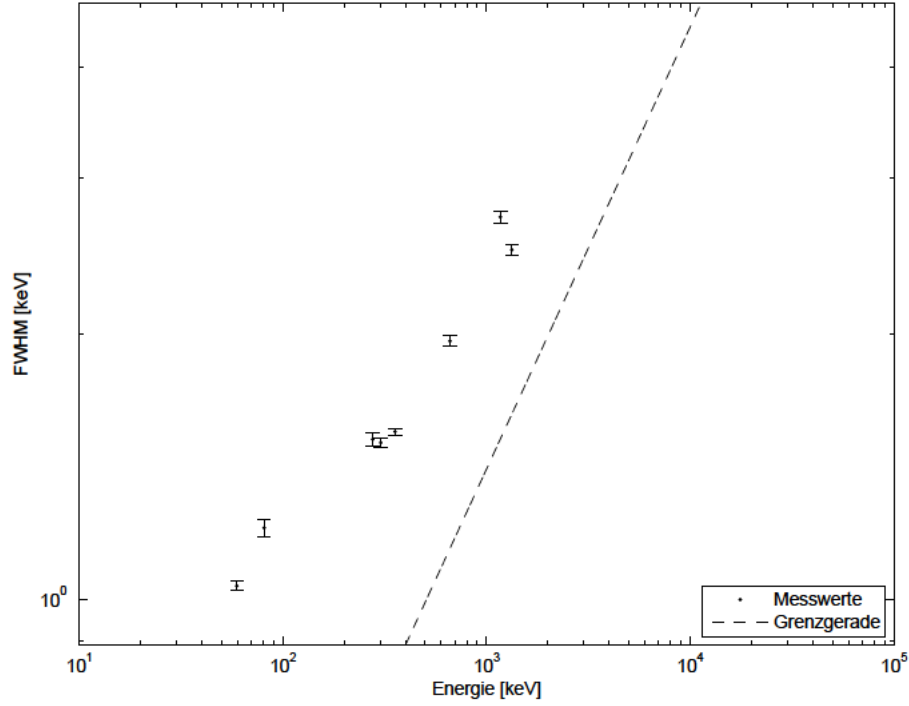


Abbildung 6: Gemessene Energieauflösung für verschiedene Gammaenergien und Grenzgerade nach (15)

Auch wenn hier keine quantitativen Aussagen möglich sind, scheint die Annäherung an die Grenzgerade bei größeren Energien qualitativ erkennbar. Die untere Begrenzung durch das konstante elektronische Rauschen wurde hier nicht eingezeichnet, da keine quantitativen Abschätzungen möglich sind.

3.2.2 Relative Detektoreffizienz

Die relative Effizienz ϵ_{rel} ist die Nachweiswahrscheinlichkeit eines auf dem Detektor auftretenden Gammaquants. Als Faustregel für einen coaxialen Detektor, mit ungefähr gleicher Höhe und Durchmesser gilt:

$$\epsilon_{rel}^{approx} = 0,17 \text{ cm}^{-3} \cdot d^3 \% \quad (16)$$

Für den verwendeten Detektor ergibt sich mit $d = 4 \text{ cm}$:

$$\epsilon_{rel}^{approx} = 10,9 \%$$

Nun soll die relative Effizienz des Detektors nach IEEE-Standard [2, S. 18] bestimmt werden:

“Die relative Efficiency ist das prozentuale Verhältnis der Zählrate, die in 25 cm Entfernung zu einer punktförmigen ^{60}Co Quelle bei 1,33 MeV gemessen wird, zu der Zählrate die sich unter gleichen Bedingungen mit einem 3×3 Zoll NaJ(Tl)-Szintillationsdetektor ergibt.”

Damit berechnet sich die relative Effizienz ϵ_{rel} durch

$$\epsilon_{rel} = 8,33 \cdot 10^4 \frac{R}{A} \quad (17)$$

wobei $R = (5,1 \pm 0,1) \text{ Bq}$ die mit einem Gaußfit bestimmte Zählrate des 1332,5 keV-Peaks im ^{60}Co Spektrum und A die Aktivität der Probe ist. Diese kann aus der Angabe der Aktivität $A_0 = (470 \pm 19) \text{ kBq}$ vom 01. November 1996 und mit Hilfe der Halbwertszeit von ^{60}Co $T_{1/2} = 1925,2 \text{ d}$ aus [4] durch

$$A = A_0 \exp(-\lambda t) \quad (18)$$

berechnet werden, wobei $\lambda = \ln(2)/T_{1/2}$ die Zerfallskonstante ist. Hiermit ergibt sich mit Gaußscher Fehlerfortpflanzung

$$A = (50 \pm 2) \text{ kBq}.$$

Damit ergibt sich die relative Detektoreffizienz zu

$$\epsilon_{rel} = (8,5 \pm 0,4) \text{ \%}.$$

3.2.3 Peak-zu-Compton-Verhältnis

Das Peak-zu-Compton-Verhältnis (PtC) ist ein Maß dafür, wie ausgeprägt der Photopeak gegenüber dem Compton-Kontinuum im Spektrum erscheint. Ein Detektor mit einem guten Peak-zu-Compton-Verhältnis hat eine vergleichsweise niedrige Nachweisgrenze für Peaks die im Compton-Untergrund einer Linie mit größerer Energie liegen.

Nach dem IEEE-Standard wird das Peak-zu-Compton-Verhältnis unter den gleichen Bedingungen wie die relative Effizienz gemessen [2, S. 20]. Der Wert berechnet sich dabei aus dem Verhältnis der maximalen Höhe des 1332,5 keV Peaks im ^{60}Co -Spektrum und dem durchschnittlichen Wert des Compton-Kontinuums zwischen 1040 und 1096 keV desselben Spektrums. Die Höhe des Peaks wurde mit einem Gaußfit und der charakteristische Wert des Compton-Kontinuums durch Mittelung der Anzahl der Ereignisse im benannten Energiebereich bestimmt. Die Unsicherheit dieses Mittelwertes \bar{n} berechnet sich mit der Annahme das die Anzahl der Ereignisse Poisson-verteilt sind durch $\sqrt{\bar{n}}$. Damit ergibt sich für das Peak-zu-Compton-Verhältnis:

$$PtC_{IEEE} = 26,2 \pm 0,4$$

Im Folgenden soll nun eine alternative Definition des Peak-zu-Compton-Verhältnisses betrachtet werden. Dabei wird das PtC als Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Photo- und Comptoneffekt definiert. Hierzu werden die Integrale der zugehörigen Bereiche im Spektrum herangezogen. Die Fläche des Photopeaks wird mit Hilfe eines Gaußfits bestimmt. Die Fläche des Compton-Kontinuums wird durch eine Boxfunktion angenähert, welche sich aus dem Produkt der Anzahl der Kanäle zwischen 0 keV und der Comptonkante und dem Mittelwert der Ereignisse pro Kanal im gemessenen Ausschnitt des Kontinuums berechnet.

Diese Annäherung erscheint als verhältnismäßig grobe Abschätzung, denn es können unter Umständen weitere Peaks (z.B. andere Linien, Backscattering oder Single und Double Escape Peaks) im Kontinuum eingeschlossen werden, und ein Blick auf die Kalibrierungsspektren zeigt, dass die reale Form des Compton-Kontinuums im niedrigen Energiebereich kaum mehr rechteckig ist.

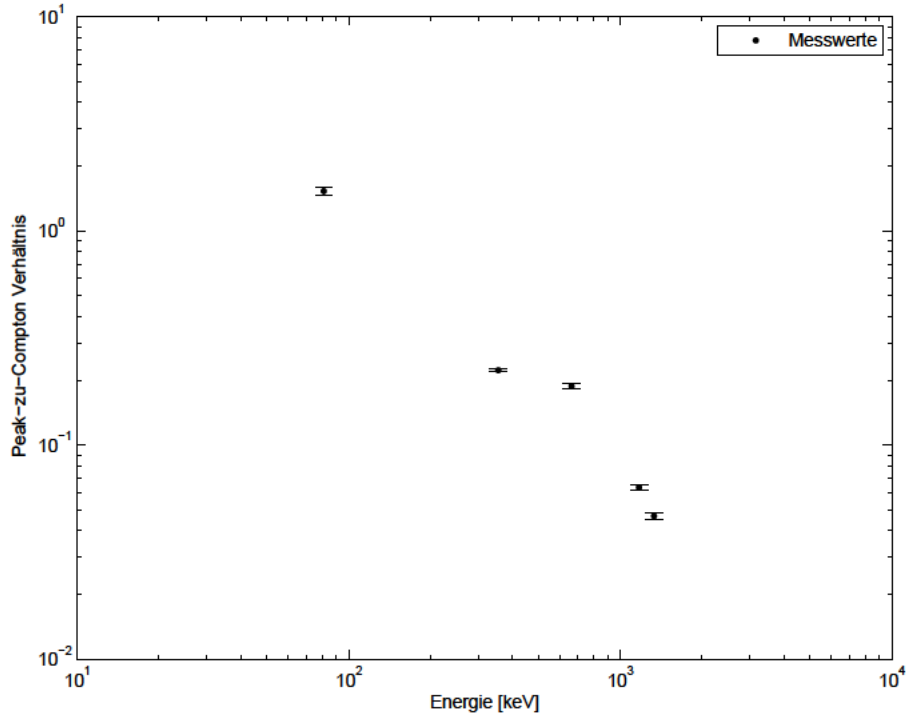


Abbildung 7: Peak-zu-Compton-Verhältnis nach physikalischer Definition in Abhängigkeit von der Gammaenergie

Das Peak-zu-Compton-Verhältnis wurde nach dieser Definition für verschiedene Gammaenergien bestimmt und dann doppeltlogarithmisch über der Energie aufgetragen (siehe Abbildung 7). Konkret wurden die in Tabelle 4 angegebenen Linien untersucht. Generell wurde versucht, aus jedem Spektrum die Linien auszuwählen, bei denen möglichst keine Peaks anderer Linien die Berechnung der Compton-Box verfälschen. Auf der anderen Seite muss bedacht werden, dass durch die Kalibration der Spektren gemäß (13) eine Verschiebung $q = 3,6 \text{ keV}$ stattfindet, die analysierten Spektren also nicht bis zur Nullenergie reichen. Die Berechnung der Boxfunktion erfordert es deswegen, hier von den Ergebnissen im tatsächlichen Messbereich auf die abgeschnittenen Energien zu schließen, was die Berechnung deutlich unsicherer macht. Aus diesem Grund wurden keine Linien bei sehr kleinen Energien (z.B. ^{241}Am) verwendet, da hier das Verhältnis von gemessenen zu interpolierten Daten sehr schlecht ist. Schließlich wurde auch der 1332,5 keV-Peak von ^{60}Co berechnet, um einen Vergleichswert zur IEEE-Definition zu erhalten.

Tabelle 4: Peak-zu-Compton-Verhältnisse für verschiedene Energien nach physikalischer Definition

Quelle	Energie [keV]	PtC	u_{PtC}
^{133}Ba	81,0	1,5354	0,062
^{133}Ba	355,9	0,2235	0,004
^{137}Cs	661,6	0,1884	0,006
^{60}Co	1173,2	0,0633	0,002
^{60}Co	1332,5	0,0466	0,002

Bei der Betrachtung der Ergebnisse muss bedacht werden, dass die Compton-Box in der ^{133}Ba -Messung bei 355,9 keV nach Formel (7) bis 148,7 keV reicht und somit den 81,0 keV-Peak einschließt, wodurch das PtC systematisch zu klein ausfällt.

Wie man in Abbildung 7 erkennt nimmt das Peak-zu-Compton-Verhältnis mit zunehmender Energie ab, also verschiebt sich das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte des Photo- und des Compton-Effekts bei größer werdenden Energien hin zum Compton-Querschnitt. Bei der Energie, an der das Peak-zu-Compton-Verhältnis gleich 1 ist, sind beide Effekte gleich wahrscheinlich, für Energien oberhalb dieser Grenze wird die Compton-Streuung zum dominierenden Effekt. Dies ist für die hier aufgenommenen Messwerte bei ungefähr 1 MeV der Fall.

3.3 Caesium-Spektrum

3.3.1 Beschreibung des ^{137}Cs -Spektrums

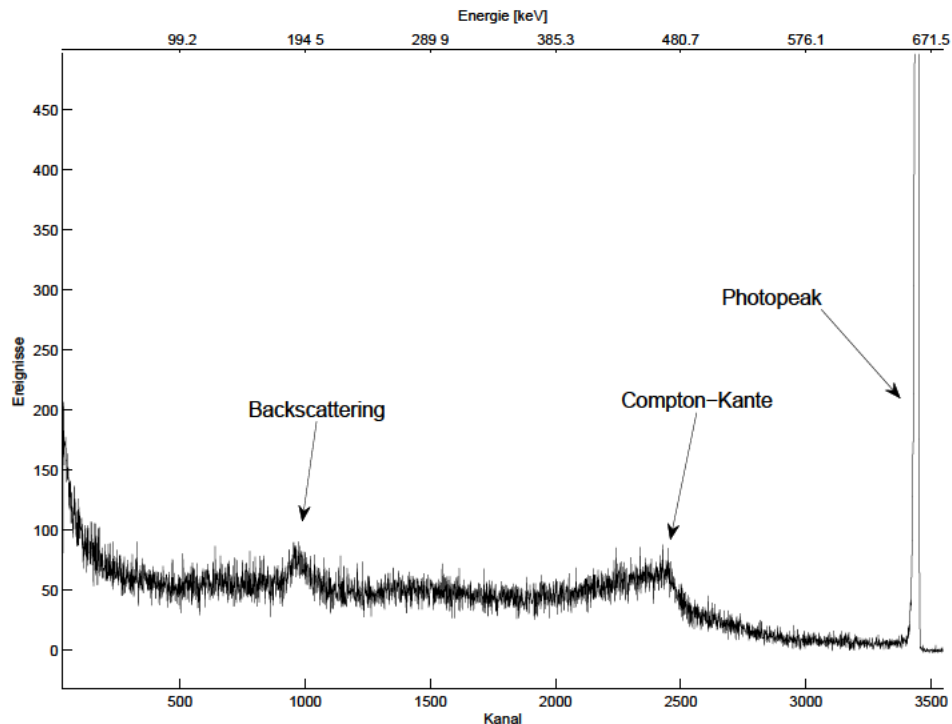


Abbildung 8: Ausschnitt aus dem ^{137}Cs -Spektrum mit Compton-Kontinuum und Photopeak

Im ^{137}Cs -Spektrum lässt sich die Compton-Streuung besonders deutlich erkennen: links neben dem 661,6 keV Photopeak befindet sich die Compton-Kante bei $(471 \pm 2) \text{ keV}$, die den Bereich des Compton-Kontinuums abschließt. Sie deutet auf jene Photonen hin, die Compton-gestreut aber nicht total absorbiert wurden, also nur einen Teil ihrer Energie an den Detektor abgegeben haben. Weitere Energieüberträge durch Mehrfachstreuungen dieser Photonen sind dann möglich, weswegen die Kante in realen Experimenten immer unscharf ist.

Ein weiterer, kleinerer Peak befindet sich bei $(189 \pm 2) \text{ keV}$. Es handelt sich um einen sogenannten Backscatter-Peak, d.h. um Photonen, die in einem den Detektor umgebenden Material Compton-gestreut wurden. Nach [5, S. 334] haben diese Photonen bei Winkeln von mehr als etwa 120° fast identische (minimale) Energien, weswegen es zu einem Peak

im Spektrum kommt. Die Backscatter-Energie für die 661,6 keV-Hauptlinie ist ungefähr

$$E_{\text{scatter}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{mc^2}} \approx 184,3 \text{ keV} \quad (19)$$

was etwa der Energie des hier beobachteten Peaks entspricht.

Die Bestimmung der Peaklagen erfolgte hier von Hand, die Unsicherheit wurde grob mit 10 Kanälen abgeschätzt.

3.3.2 Abschätzung der Aktivität

Um die Aktivität der ^{137}Cs Quelle abzuschätzen, wurde die integrale Zählrate R_{real} mit Hilfe eines Gaußfits aus dem Spektrum bestimmt.

$$R_{\text{real}} = (245,1 \pm 0,7) \text{ cps}$$

Mit der oben bestimmten Detektoreffizienz kann die Zählrate R_{ideal} berechnet werden, die ein idealer Detektor mit einer Effizienz von 100 % und mit gleichen geometrischen Abmessungen gemessen hätte.

$$R_{\text{ideal}} = \frac{100 \%}{\epsilon_{\text{rel}}} \cdot R = (528 \pm 26) \text{ cps}$$

Hiermit sowie mit der Messzeit $t = 600 \text{ s}$ und dem Abstand $d = (25,0 \pm 0,2) \text{ cm}$ der Quelle vom Detektor kann die Aktivität A der Quelle berechnet werden.

$$A = R_{\text{ideal}} \frac{4\pi d^2}{S}, \quad (20)$$

wobei S die Oberfläche des Detektors ist. Der verwendete Detektor besitzt eine koaxiale Geometrie, weshalb die Oberfläche durch

$$S = \frac{\pi}{4}(d_d^2 - d_h^2) \quad (21)$$

berechnet wurde, wobei $d_d = 47,3 \text{ mm}$ der Durchmesser des Detektors und $d_h = 10,1 \text{ mm}$ der Durchmesser des Lochs sind, welche der Gebrauchsanweisung des Detektors entnommen wurde [2]. Damit ergibt sich als gemessener Wert

$$A_g = (247 \pm 13) \text{ kBq}.$$

Diese Abschätzung kann mit dem Zerfallsgesetz

$$A_D = A_0 \exp(-\lambda t) \quad (22)$$

überprüft werden, wobei $\lambda = \ln(2)/T_{1/2}$ die Zerfallskonstante ist. Die Aktivität $A_0 = (375 \pm 15) \text{ kBq}$ der Probe, gemessen am 01. November 1996, und die Halbwertszeit $T_{1/2} = 11018,3 \text{ d}$ wurden aus [4] entnommen. Hiermit ergibt sich

$$A_D = (251 \pm 10) \text{ kBq}.$$

Der berechnete und der gemessene Wert für die Aktivität stimmen im Rahmen ihrer Unsicherheit überein. Im Folgenden wird mit dem gemessenen Wert A_g weiter gerechnet.

3.3.3 Berechnung der akkumulierten Dosis

Nun soll die von den Experimentatoren während des Messtages akkumulierte Dosis berechnet werden. Da in dieser Rechnung einige grobe Abschätzungen gemacht werden, wird im Folgenden auf eine Berechnung der Unsicherheiten verzichtet.

Mit der Aktivität A_g der Probe und der Energie $E_\gamma = 661,6 \text{ keV}$ kann die Strahlleistung $P = A \cdot E_\gamma$ der Probe berechnet werden. Für diese ergibt sich

$$P = 2,62 \cdot 10^{-08} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}.$$

Daraus kann die während der Versuchszeit $t = 8 \text{ h}$ absorbierte Energie durch

$$E_{abs} = P \cdot t \cdot \frac{S_k}{4\pi l^2} \cdot (1 - \exp(-\rho \cdot \mu_a \cdot d_k)) \quad (23)$$

berechnet werden. Hierbei ist $S_k/4\pi l^2$ der von der Körperfläche eingenommene Anteil des Raumwinkels, wobei die Körperoberfläche mit $S_k \approx 1 \text{ m}^2$ abgeschätzt und der durchschnittliche Abstand $l \approx 3 \text{ m}$ angenommen wurde. Der Term $(1 - \exp(-\rho \cdot \mu_a \cdot d_k))$ drückt den Anteil der vom Körper absorbierten Energie aus, wobei μ_a der Absorptionskoeffizient, $\rho \approx 1 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ die Dichte von Wasser und $d_k \approx 25 \text{ cm}$ eine Abschätzung für die Dicke des Körpers ist. Der Massenabsorptionskoeffizient $\mu_a = 0,03 \text{ cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ wurde der Abbildung 1.14a in [3, S. 57] entnommen. Da bei der Berechnung der Dosis nur die pro Masse absorbierte Energie relevant ist, wurde der Massenabsorptions- und nicht der Massenabschwächungskoeffizient verwendet. Damit ergibt sich die absorbierte Energie zu

$$E_{abs} \approx 43,5 \cdot 10^{-6} \text{ J}.$$

Daraus berechnet sich die Energiedosis D mit Hilfe der Körpermasse $m_k \approx 80 \text{ kg}$ zu

$$D = \frac{E_{abs}}{m_k} \approx 4,39 \cdot 10^{-8} \text{ Gy}.$$

Um die Schädlichkeit der Strahlung für biologisches Gewebe einschätzen zu können wird aus der Dosis und dem für die jeweilige Strahlung charakteristischen einheitenlosen Faktor Q für die relative biologische Wirksamkeit die Äquivalentdosis $H = Q \cdot D$ berechnet. Für Photonen ist $Q = 1$. Für diese ergibt sich

$$H \approx 0,04 \text{ } \mu\text{Sv}.$$

Ansichts der natürlichen Strahlenbelastung H_N von ca. 2 bis 2,5 mSv pro Jahr [6, S. 73] ist die während des Versuchs akkumulierte Dosis vergleichsweise gering.

3.4 Massenabsorptionskoeffizienten

3.4.1 Absorptionskoeffizienten verschiedener Metalle

Um den Massenabsorptionskoeffizienten verschiedener Materialien zu bestimmen wurden zwischen die ^{133}Ba -Probe und den Detektor Absorberschichten verschiedener Dicke eingebracht. Konkret wurden die Metalle Aluminium (Al), Kupfer (Cu), Molybdän (Mo) und Blei (Pb) bei den in Tabelle 5 genannten Schichtdicken verwendet. Die Dicken wurden mit Hilfe eines Messschiebers bestimmt, die Unsicherheiten ergeben sich im Wesentlichen aus dem Ablesefehler desselben. Die Grafiken zu Regressionen befinden sich im Anhang.

Tabelle 5: Verwendete Absorbermaterialien mit Kernladungszahl Z , molarer Masse A_{mol} und Dichte ρ nach [7] sowie verwendete Schichtdicken d_i

Material	Z [–]	A_{mol} [kg/mol]	ρ [kg/cm ³]	Schichtdicke [mm]				
				d_1	d_2	d_3	d_4	u_{d_i}
Al	13	26,98	2,70	5,1	1,9	1,0	0,5	0,1
Cu	29	63,55	8,96	2,1	0,9	0,6	0,3	0,1
Mo	42	95,95	10,28	0,6	0,5	0,4	0,1	0,1
Pb	82	207,20	11,34	4,1	2,2	1,6	1,0	0,1

Jede Messung wurde für $t = 300$ s durchgeführt, um danach die Peaks bei den Energien 355,9 keV (Hauptgammalinie) und 81,0 keV (Nebenlinie) des ^{133}Ba -Strahlers mit einer Gaußfunktion zu fitten. Für jedes Absorbermaterial wurde dann die Strahlungsintensität am Detektor als Fläche F unter der Gaußkurve berechnet und gegen die Schichtdicken d aufgetragen.

Die Flächen wurden mit ihrem aus dem Fit bestimmten Fehler gewichtet und dann zusammen mit den Schichtdicken einem Exponentialfit nach

$$F(d) = F_0 \exp(-\mu d) \quad (24)$$

unterzogen, wobei μ und F_0 freie Parameter sind. Die so bestimmten Werte der Absorptionskoeffizienten μ der einzelnen Absorber für die beiden Gammaenergien finden sich in Tabelle 6.

Bei der Auswertung wurde festgestellt, dass der zu untersuchende 81,0 keV-Peak im Falle der Abschirmung mit Blei nicht mehr zuverlässig vom Compton-Untergrund zu trennen war, weswegen für Blei bei dieser Energie kein Massenabsorptionskoeffizient ausgerechnet wurde. Darüber hinaus stellen die mit Hilfe der 0,5 mm-Platte Molybdän berechneten Koeffizienten offensichtliche Ausreißer da, weswegen die Regressionen zum Mo-Absorptionskoeffizient nur drei statt vier Messwerten durchgeführt wurden.

Tabelle 6: Absorptionskoeffizienten bei zwei Gammalinien des ^{133}Ba -Strahlers und Vergleichswerte aus der Literatur nach [8]

Material	81,0 keV			355,9 keV		
	μ [cm ⁻¹]	u_μ	NIST [cm ⁻¹]	μ [cm ⁻¹]	u_μ	NIST [cm ⁻¹]
Al	0,432	0,028	0,55	0,296	0,001	0,27
Cu	5,477	0,308	6,70	0,766	0,090	0,92
Mo	17,20	1,818	18,57	1,298	0,038	1,22
Pb				2,375	0,078	3,52

Die so bestimmten Absorptionskoeffizienten schließen die Literaturwerte zwar nicht in allen Fällen im 2σ -Intervall ein, liegen aber dennoch offenbar recht nahe am Vergleichswert. Insbesondere lässt sich keine systematische Abweichung nach oben oder unten feststellen.

3.4.2 Massenabsorption als Funktion der Kernladungszahl

Die Wahrscheinlichkeit von Photon-Elektron-Wechselwirkungen im Festkörper hängt unter anderem mit der Anzahl der Elektronen zusammen, die sich beim Durchgang des Photons durch einen Absorber in dessen Weg befinden. Im Folgenden wird deshalb die

Abhängigkeit der Massenabsorption von der Kernladungszahl Z des Absorbermaterials untersucht, die für neutrale Atome gleich der Anzahl der Elektronen ist. Aus der Theorie des Photoeffekts lässt sich die Beziehung (4) herleiten, bei der zunächst der Parameter n , also die Potenz der Kernladungszahl Z , unbestimmt ist. Dieser Parameter kann durch einen geeigneten Fit mit den durch die Absorptionsuntersuchung gesammelten Daten experimentell bestimmt werden.

Nach Formel (1) lassen sich die Ergebnisse aus Tabelle 6 in Wirkungsquerschnitte $\sigma(Z)$ umrechnen, wobei die Daten aus Tabelle 5 verwendet wurden. Die logarithmierten Zahlenpaare $\ln Z$ und $\ln \sigma(Z)$ wurden nach dem Fehler $u_{\ln \sigma_i}$ gewichtet und einem linearen Fit unterzogen:

$$\ln \sigma(Z) = n \cdot \ln Z - \frac{7}{2} \ln E_\gamma + C_1 \quad (25)$$

Hier sind n und C_1 freie Parameter, während die Energie der Photonen E_γ bekannt ist.

Für die beiden untersuchten Peaks des ^{133}Ba ergeben sich für die Potenz n :

$$\begin{aligned} n &= 2,9 \pm 0,3 && \text{bei } 81,0 \text{ keV} \\ n &= 1,42 \pm 0,08 && \text{bei } 355,9 \text{ keV} \end{aligned}$$

Obwohl die Ergebnisse nicht mit den erwarteten Werten von $n = 4 \dots 5$ zwischen 0,1 MeV und 5 MeV übereinstimmen konnte doch bestätigt werden, dass das n von E_γ abhängt und mit steigender Energie ebenfalls steigt.

3.4.3 Massenabsorption als Funktion der Gammaenergie

Es kann ähnlich vorgegangen werden, um die Abhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten von der Energie der einfallenden Photonen E_γ zu untersuchen. Hierzu werden wieder verschieden dicke Schichten eines Absorbermaterials, hier Kupfer, zwischen Detektor und Strahlungsquelle gebracht und $t = 300 \text{ s}$ lang gemessen. Nun werden statt des Absorbermaterials jedoch die Strahlungsquellen durchgetauscht, um den Absorptionskoeffizienten bei verschiedenen Gammaenergien bestimmen zu können.

Als Quellen dienten die in Tabelle 1 genannten Strahler. Dabei wurde eine Auswahl an Gammalinien vermessen, die einerseits ein möglichst breites Energiespektrum abdeckt und andererseits nur Peaks enthält, die noch zuverlässig über dem Rauschen untersucht werden können: ^{241}Am bei 59,5 keV, ^{133}Ba bei 81,0 keV und 355,9 keV, ^{137}Cs bei 661,6 keV und ^{60}Co bei 1173,2 keV und 1332,5 keV.

Das Vorgehen ist nun analog zu Kapitel 3.4.1, insbesondere wird der gleiche Exponentialfit nach (24), gewichtet nach den Fehlern der Flächen durchgeführt, wobei hier nun der Absorptionskoeffizient μ von Kupfer für alle oben genannten Energien bestimmt wird.

Die Werte von μ und E_γ werden logarithmiert und verwendet, um wieder nach einer umgestellten Gleichung (4) zu fitten, wobei nach dem Fehler u_μ gewichtet wurde.¹

$$\mu = -m \cdot E_\gamma + C_2 \quad (26)$$

Die so bestimmte Potenz der Energieabhängigkeit m lautet

$$m = 1,08 \pm 0,05$$

¹Hier wurde der Term Z^n zur Konstante C_2 gezählt, da zu erwarten ist, dass die Potenz n bei großen Änderungen von E_γ stark variiert.

Dieser stimmt nicht mit dem erwarteten Wert von $m = 7/2$ überein.

4 Schlussfolgerungen

4.1 Bestimmung der Detektorparameter

In diesem Versuch wurden zunächst wichtige Detektorparameter bestimmt, insbesondere die relative Detektoreffizienz, das Peak-zu-Compton-Verhältnis und die Energieauflösung des verwendeten HPGe-Detektors. Die relative Effizienz liegt bei einem berechneten Wert von $\epsilon_{rel} = (8,5 \pm 0,4) \%$. In Ermangelung eines Vergleichswerts für baugleiche HPGe-Detektoren im Datenblatt des Detektors und auf der Internetseite des Herstellerunternehmens kann dieser Wert nicht direkt überprüft werden, er liegt aber in der Nähe des nach einer Faustregel bestimmten Wertes von $\epsilon_{rel} = 10,9 \%$.

Für die Bestimmung des Peak-zu-Compton-Verhältnisses für ^{60}Co bei 1332,5 keV wurden zwei verschiedene Definitionen verwendet. Zum einen die IEEE-Definition, die auf dem Verhältnis der maximalen Höhe des Photopeaks zum Mittelwert der Ereignisse in einem Ausschnitt des Compton-Kontinuum beruht. Dieser Wert konnte zu $PtC_{IEEE} = 26,2 \pm 0,4$ bestimmt werden. Danach wurde eine physikalische Definition des PtC-Verhältnisses verwendet, welche das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte von Photoeffekt und Compton-Effekt ausdrückt. Hier ergab sich ein Wert von $PtC = 0,0466 \pm 0,002$. Ein Vergleich mit den vorhandenen Informationen über HPGe-Detektoren zeigt, dass der nach IEEE-Norm bestimmte Wert sehr niedrig liegt. Laut [5, S. 440] sind für koaxiale HPGe-Detektoren eher PtC-Verhältnisse im Bereich zwischen 50 und 75 zu erwarten.

Die Auflösung des Detektors wurde über die Halbwertsbreite bei der 1332,5 keV-Linie des ^{60}Co -Strahlers bestimmt. Hier ergab sich ein Wert von $\text{FWHM} = (2,52 \pm 0,04) \text{ keV}$, der sich nach der Theorie aus drei wesentlichen Komponenten zusammensetzt. Neben dem elektronischen Rauschen und den Verlusten bei der Ladungssammlung durch den Detektor spielt hier vor allem die statistische Schwankung der Anzahl der Ladungsträger eine Rolle, die explizit energieabhängig ist. Dieser Zusammenhang wurde durch Messung der Auflösung bei verschiedenen Gammaenergien auch experimentell bestätigt.

4.2 Aktivität und akkumulierte Dosis

Die Aktivität der ^{137}Cs -Quelle wurde aus der Detektoreffizienz und dem geometrischen Aufbau des Versuchs berechnet. Dabei ergab sich ein Wert von $A = (247 \pm 13) \text{ kBq}$, der im Rahmen seiner Unsicherheit mit dem aus dem Zerfallsgesetz und einer Angabe zur Aktivität der Quelle in der Vergangenheit berechneten Vergleichswert übereinstimmt.

Es konnte berechnet werden, dass die beiden Experimentatoren während der Versuchsdurchführung ungefähr einer zusätzlichen Strahlenbelastung von $H \approx 0,04 \mu\text{Sv}$ ausgesetzt waren, was im Vergleich zur natürlichen Belastung von etwa $H_N \approx 2,25 \text{ mSv}$ im Jahr bzw. $H_N \approx 2,0 \mu\text{Sv}$ alle acht Stunden gering erscheint.

4.3 Absorptionskoeffizienten

Der Detektor wurde dann verwendet, um die Absorption von Gammastrahlung durch verschiedene Metalle zu untersuchen. Die Absorptionskoeffizienten von vier Absorbern wurden dazu bei den 81,0 keV und 355,9 keV-Linien des ^{133}Ba -Strahlers bestimmt. Ein Vergleich mit Literaturwerten zeigt, dass die Koeffizienten insgesamt relativ gut bestimmt werden konnten, obwohl sie die Vergleichswerte nicht immer im 2σ -Intervall einschließen. Bessere

Ergebnisse könnten vermutlich durch längere Messungen mit mehr Schichtdicken erreicht werden, was aber den zeitlichen Rahmen dieses Versuchs überschritten hätte.

Im nächsten Schritt wurde die Z-Abhängigkeit der Absorption betrachtet. Dabei wurde eine aus der Theorie des Photoeffekts bekannte Formel verwendet, um die Potenzen der jeweiligen Abhängigkeit als Parameter aus den vorher erhobenen Messdaten zu erhalten. Die Abhängigkeit der Absorptionskoeffizienten von der Kernladungszahl wird für kleine Energien theoretisch mit Z^n vorhergesagt, wobei $n = 4 \dots 5$. Experimentell ergab sich für die Absorption bei 81,0 keV $n = 2,9 \pm 0,3$ und bei 355,9 keV $n = 1,42 \pm 0,08$. Beide Werte stimmen nicht mit der Erwartung überein sondern liegen deutlich zu tief.

Die Absorption wurde auch unter dem Gesichtspunkt der Energieabhängigkeit untersucht. Durch die Theorie des Photoeffekts wird eine Abhängigkeit von E_γ^{-m} mit $m = 7/2$ vorhergesagt. Zur experimentellen Überprüfung wurde Kupfer als Absorber bei verschiedenen Schichtdicken Gammastrahlung unterschiedlicher Energie von verschiedenen Quellen ausgesetzt. Die so erhaltenen Absorptionskoeffizienten konnten dann einem Fit unterzogen werden, der den Parameter zu $m = 1,08 \pm 0,05$ bestimmte. Auch dieser Wert ist also im Vergleich zum Theoriewert zu klein.

Literatur

- [1] Barlow, R. J. *Statistics: A Guide to the Use of Statistical Methods in the Physical Sciences*. Wiley, 1. Auflage, 1989.
- [2] Boslau, O. *Halbleiterdetektoren für die Röntgen- und Gammaspektroskopie*. Silena Detektor System GmbH, 1992.
- [3] Grupen, C. *Teilchendetektoren*. Wissenschaftsverlag, 1. Auflage, 1993.
- [4] Hengstebeck, T., N.Pavel und M. Mamach. *HLD: Gamma-Spektroskopie II - Halbleiterdetektor*. Humboldt-Universität zu Berlin, Version 1.2, Februar 2013.
- [5] Knoll, G. F. *Radiation Detection and Measurement*. Wiley, 4. Edition, 2010.
- [6] Leo, W. R. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 2. überarbeitete Auflage, 1994.
- [7] National Institute for Standards and Technology. *Atomic Weights and Isotopic Compositions Database*.
Abgerufen am 17. November 2013 unter <http://www.nist.gov/pml/data/comp.cfm>
- [8] National Institute for Standards and Technology. *Z Stopping-Power and Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions Database*.
Abgerufen am 17. November 2013 unter <http://www.nist.gov/pml/data/star/index.cfm>
- [9] National Institute for Standards and Technology. *Tables of X-Ray Mass Attenuation Coefficients and Mass Energy-Absorption Coefficients from 1 keV to 20 MeV for Elements $Z = 1$ to 92 and 48 Additional Substances of Dosimetric Interest*.
Abgerufen am 17. November 2013 unter <http://www.nist.gov/pml/data/xraycoef/>

A Anhang

A.1 Eichspektren

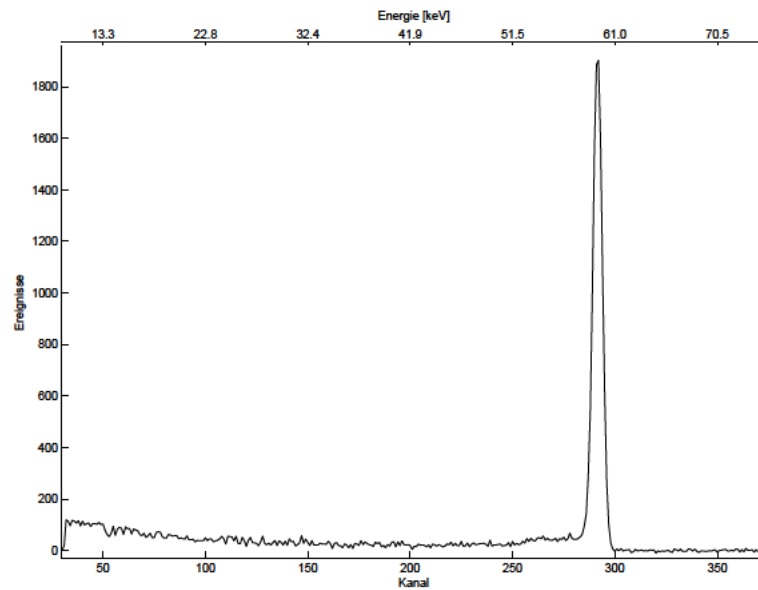


Abbildung 9: Spektrum des ^{241}Am -Strahlers, das zur Kalibration verwendet wurde

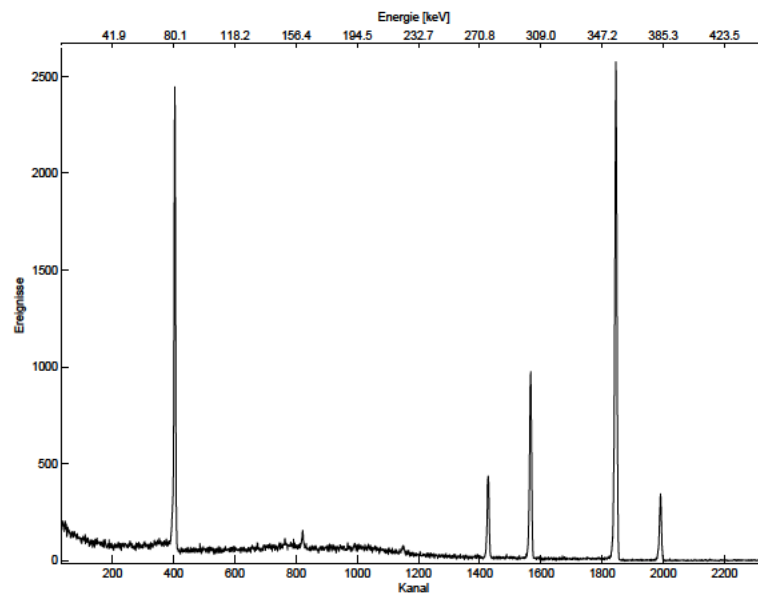


Abbildung 10: Spektrum des ^{133}Ba -Strahlers, das zur Kalibration verwendet wurde

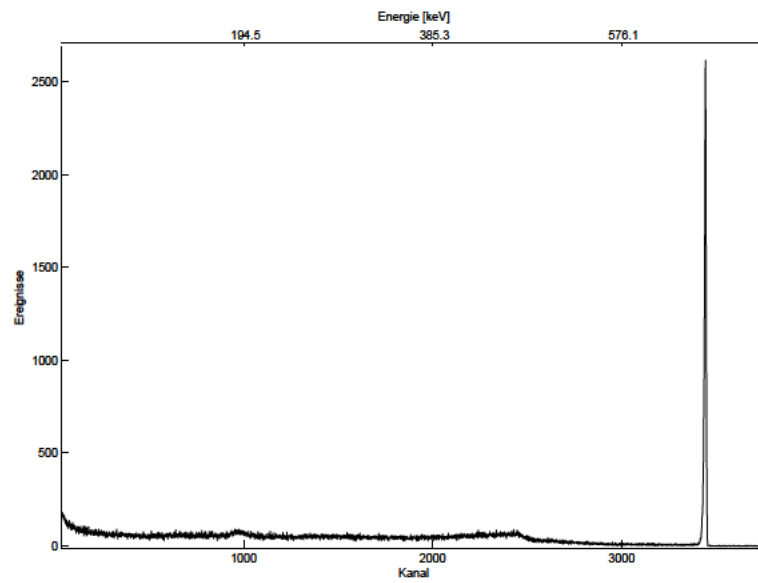


Abbildung 11: Spektrum des ^{137}Cs -Strahlers, das zur Kalibration verwendet wurde

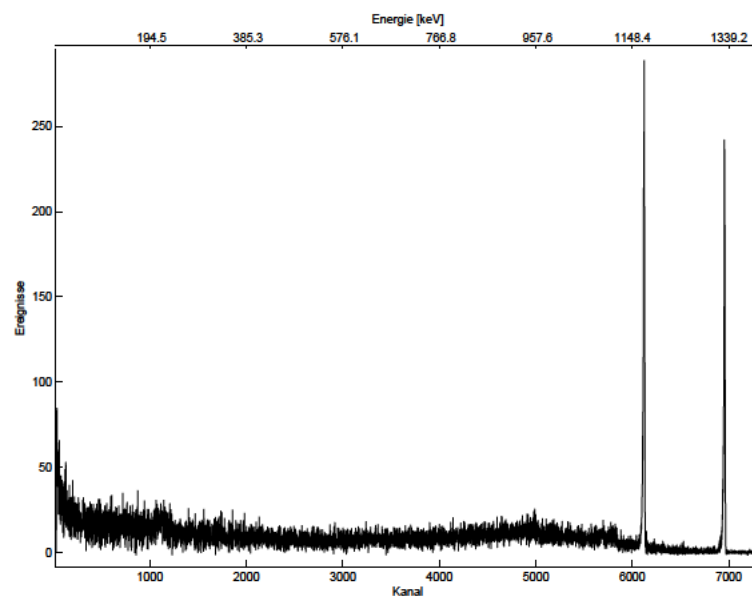


Abbildung 12: Spektrum des ^{60}Co -Strahlers, das aufgrund einer systematischen Verschiebung nicht zur Kalibration verwendet werden konnte

A.2 Regressionen zur Bestimmung von μ für Cu, Mo, Al und Pb

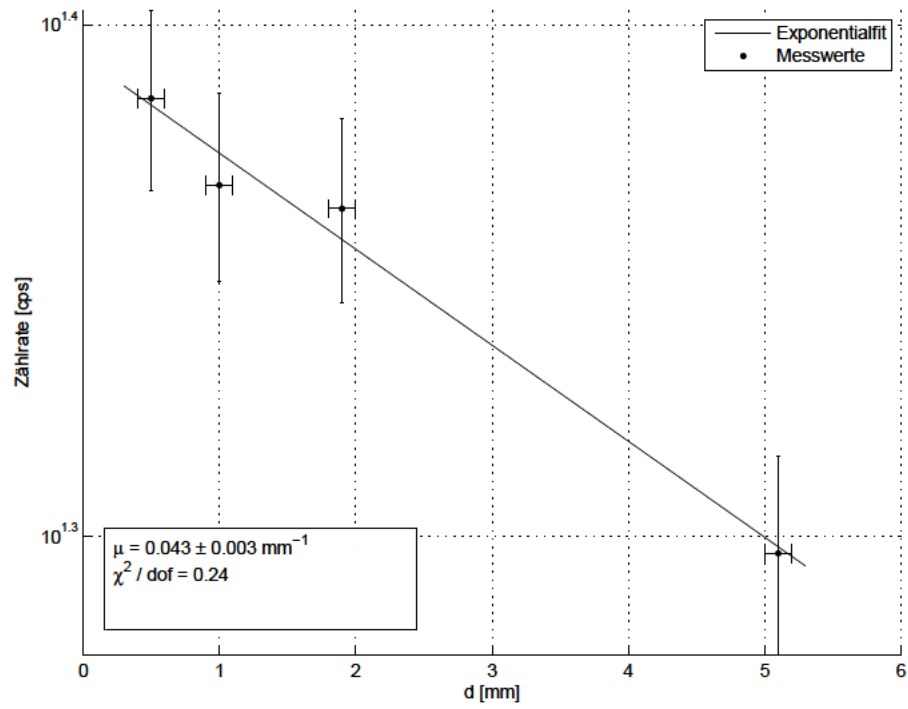


Abbildung 13: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Aluminium bei $E_\gamma = 81 \text{ keV}$

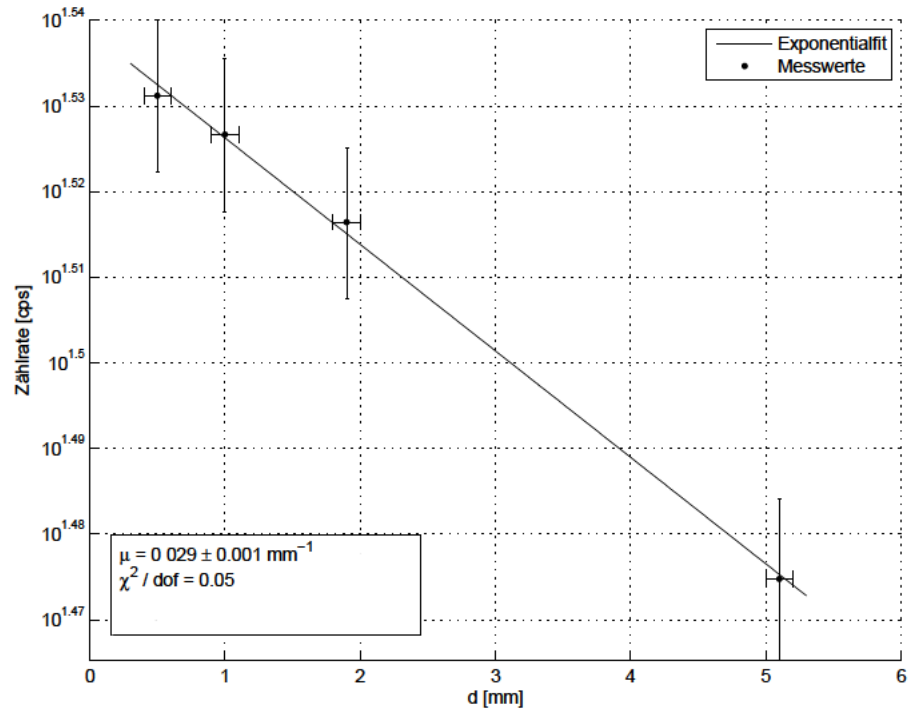


Abbildung 14: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Aluminium bei $E_\gamma = 356 \text{ keV}$

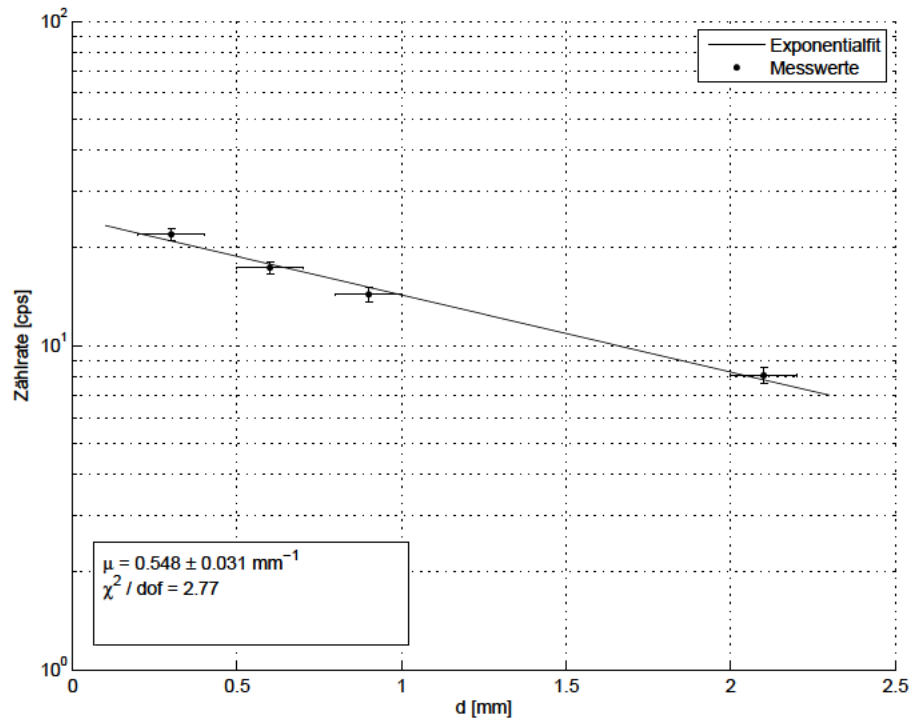


Abbildung 15: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Kupfer bei $E_\gamma = 81 \text{ keV}$

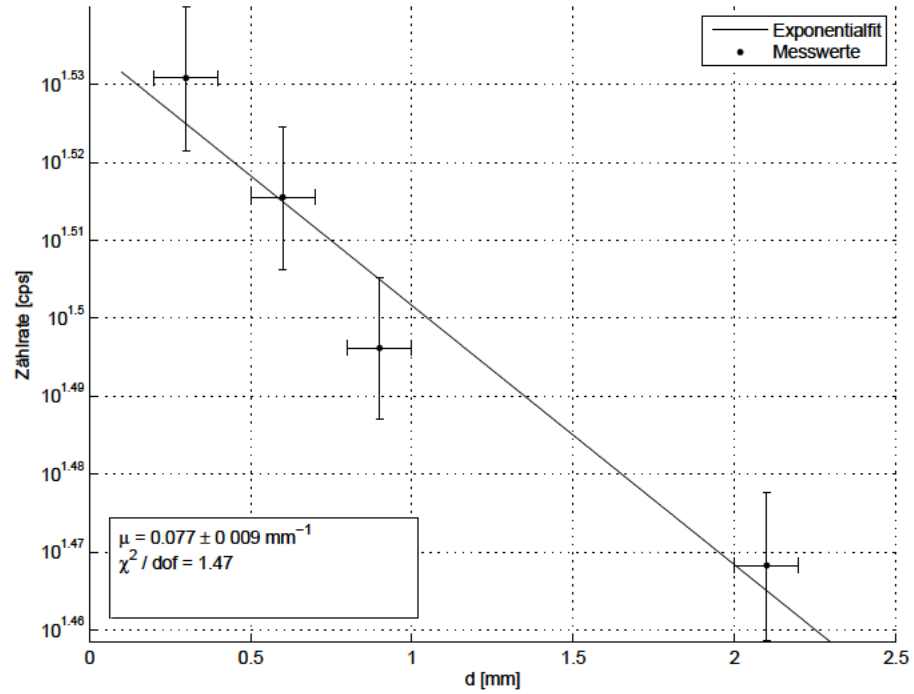


Abbildung 16: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Kupfer bei $E_\gamma = 356 \text{ keV}$

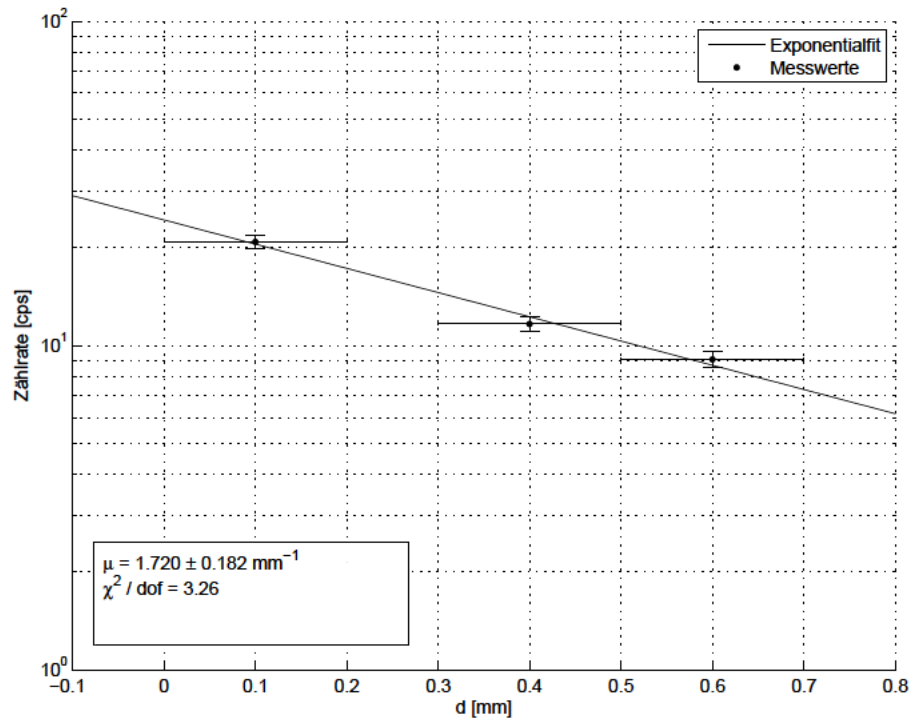


Abbildung 17: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Molybdän bei $E_\gamma = 81 \text{ keV}$

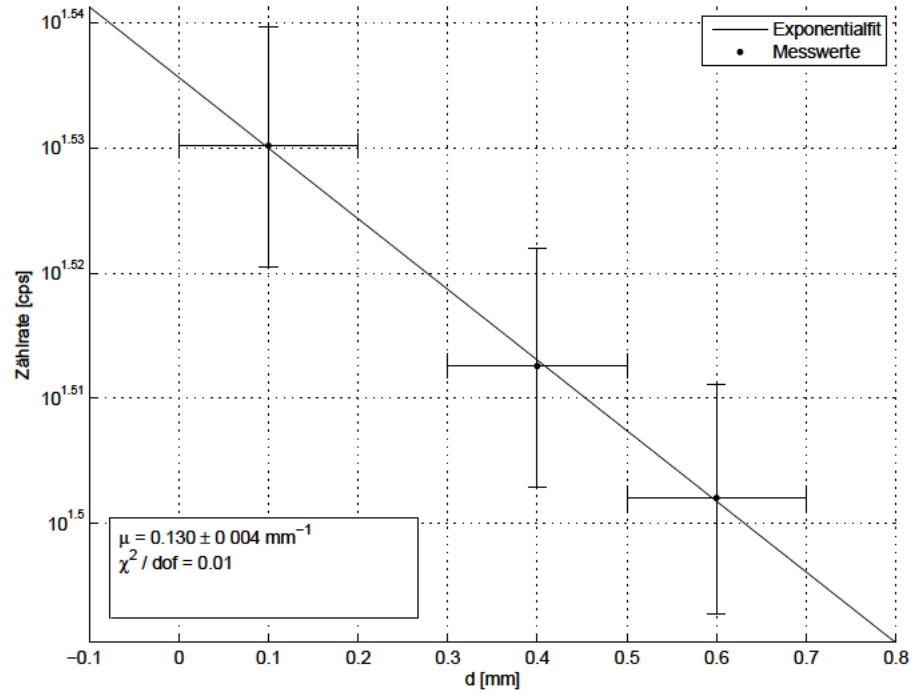


Abbildung 18: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Molybdän bei $E_\gamma = 356 \text{ keV}$

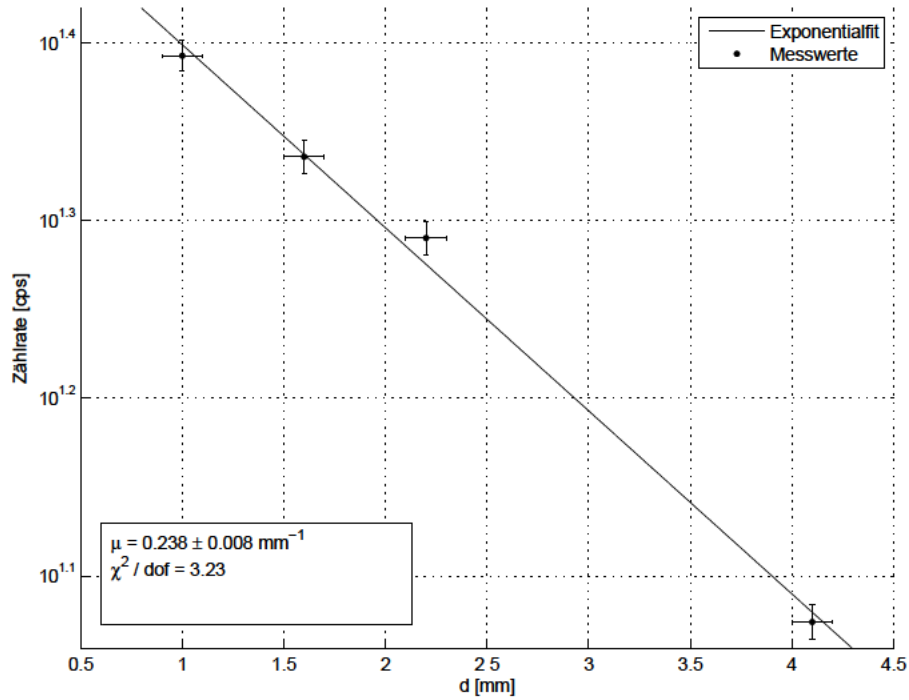


Abbildung 19: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Blei bei $E_\gamma = 356 \text{ keV}$

A.3 Regressionen zur Bestimmung der Z-Abhängigkeit von μ

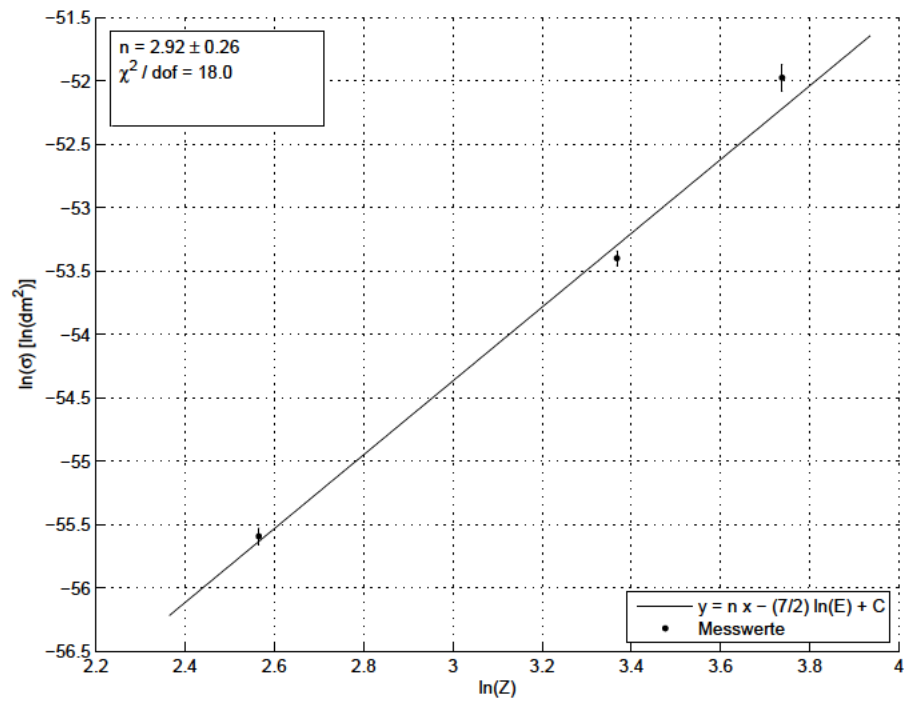


Abbildung 20: Bestimmung der Potenz in der Z-Abhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten bei $E_\gamma = 81 \text{ keV}$

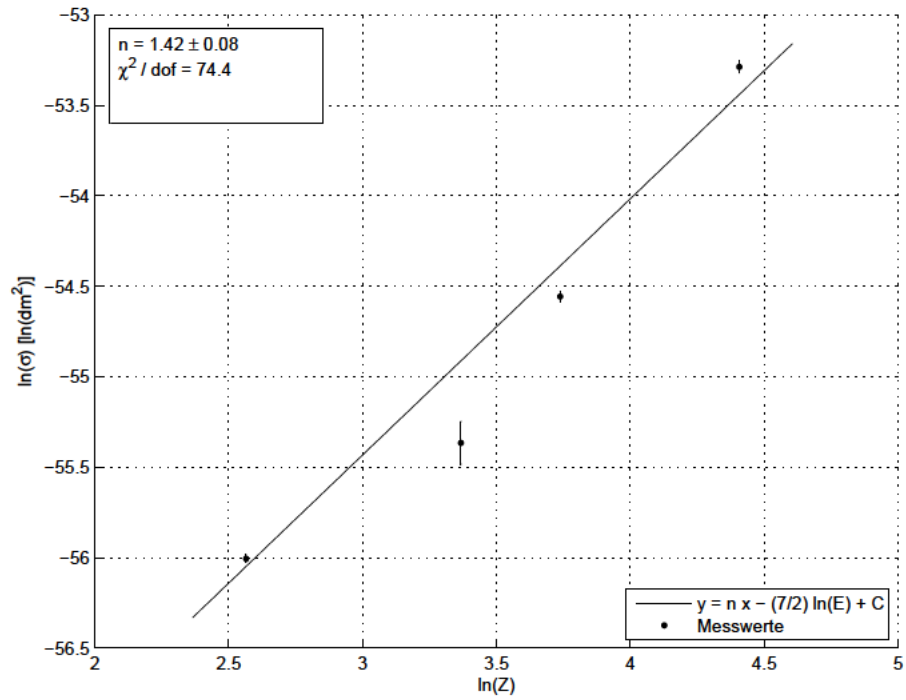


Abbildung 21: Bestimmung der Potenz in der Z-Abhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten bei $E_\gamma = 356 \text{ keV}$

A.4 Regressionen zur Bestimmung von $\mu(E)$ für Kupfer

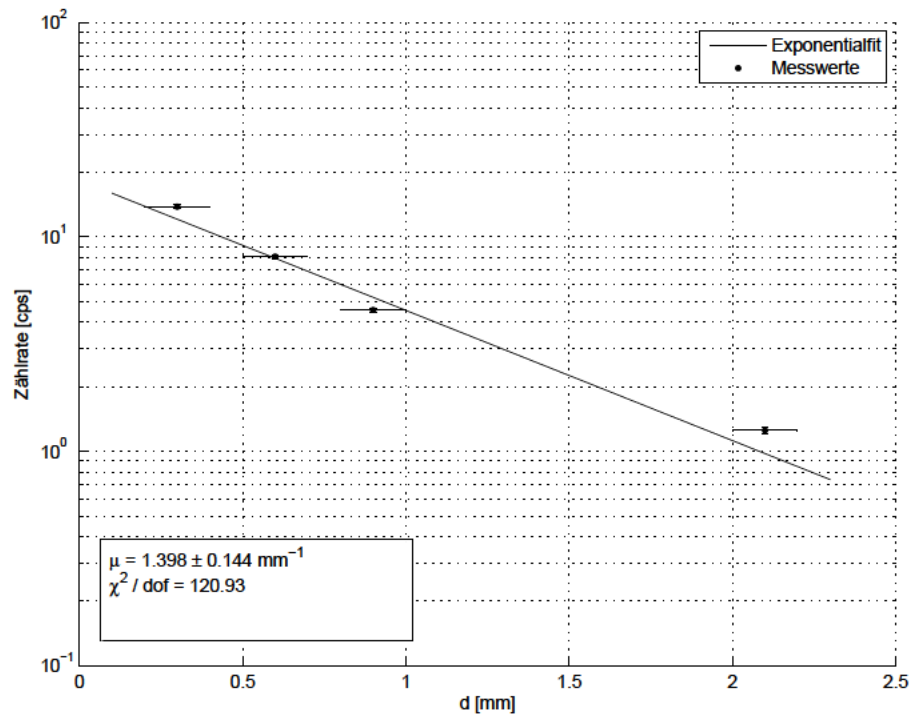


Abbildung 22: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Kupfer bei $E_\gamma = 55,9 \text{ keV}$

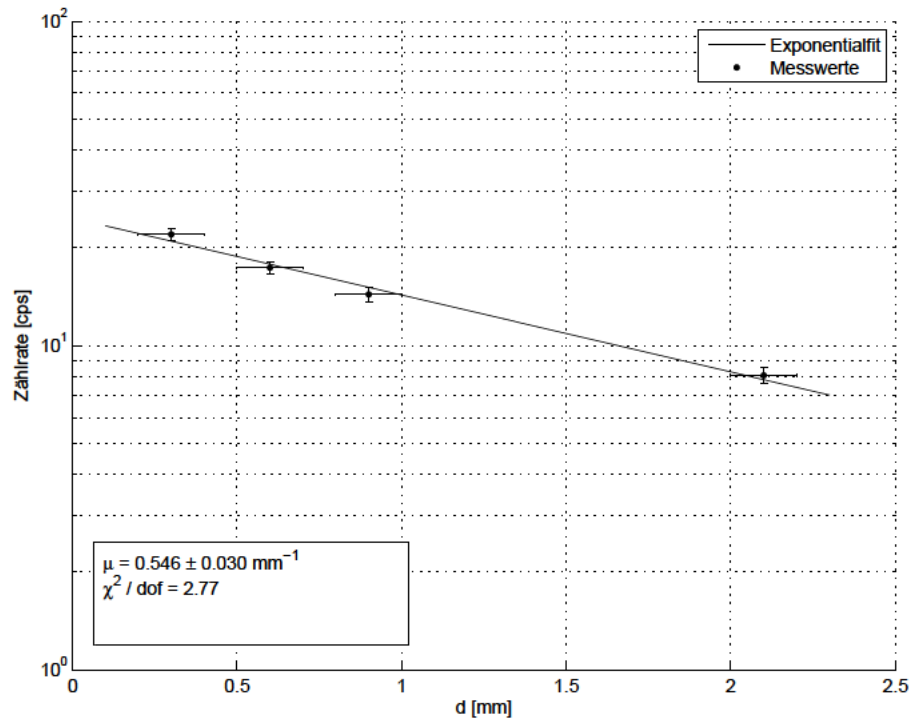


Abbildung 23: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Kupfer bei $E_\gamma = 81,0 \text{ keV}$

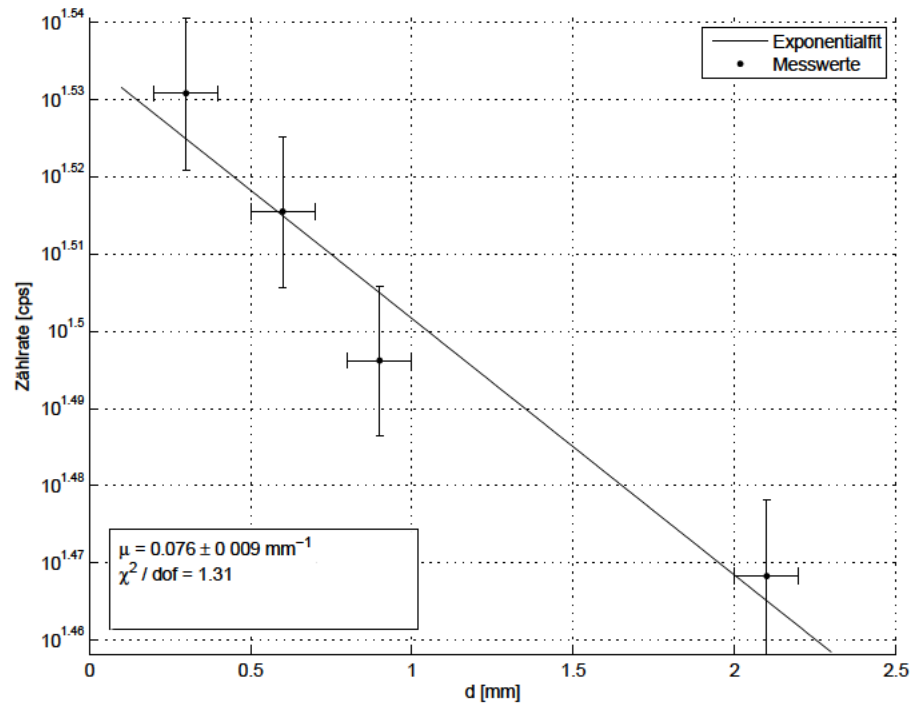


Abbildung 24: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Kupfer bei $E_\gamma = 355,9 \text{ keV}$

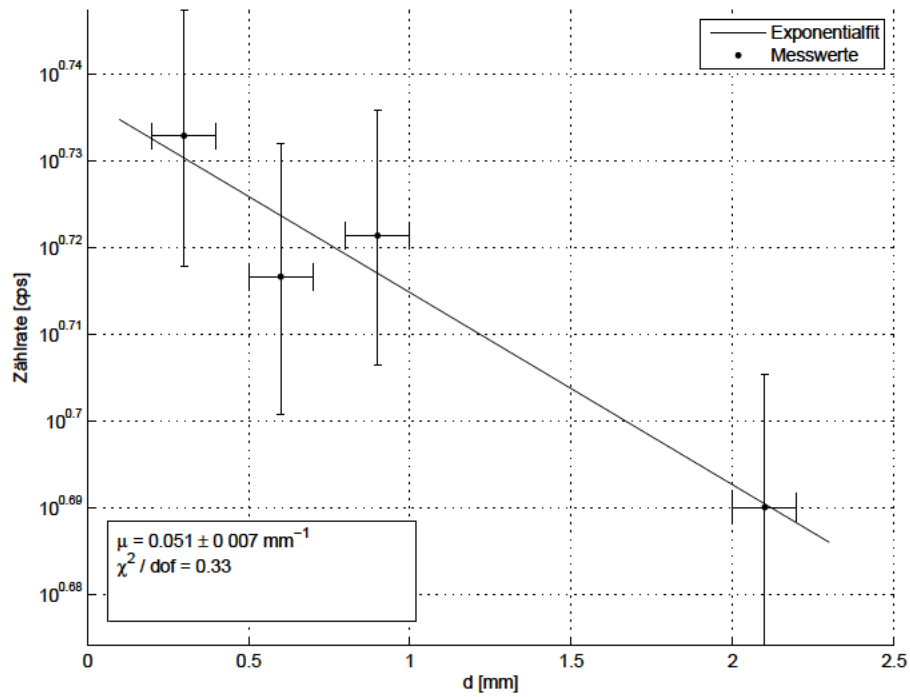


Abbildung 25: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Kupfer bei $E_\gamma = 1173,2 \text{ keV}$

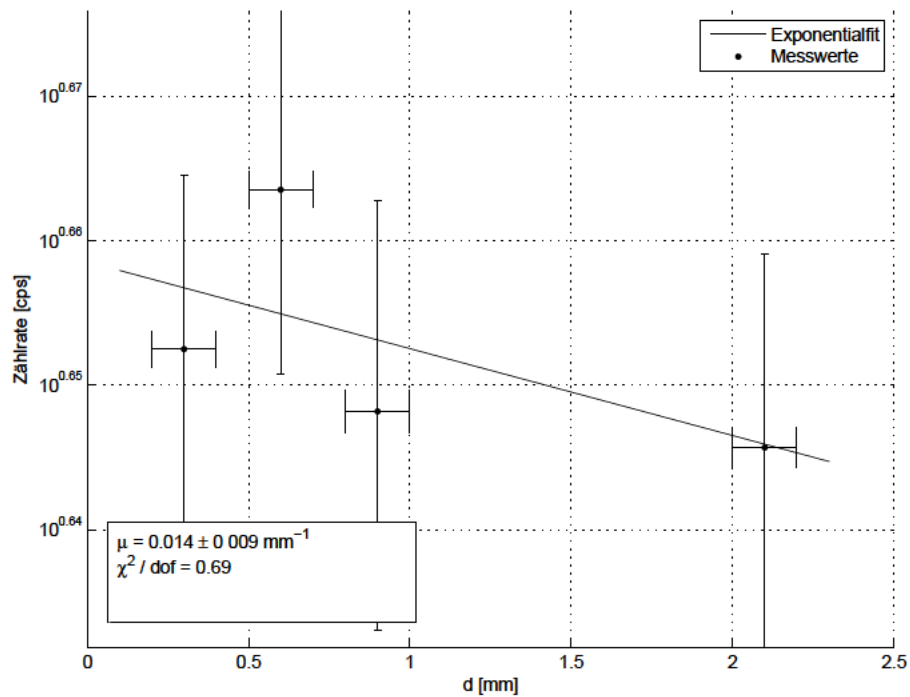


Abbildung 26: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Kupfer bei $E_\gamma = 1332,5 \text{ keV}$

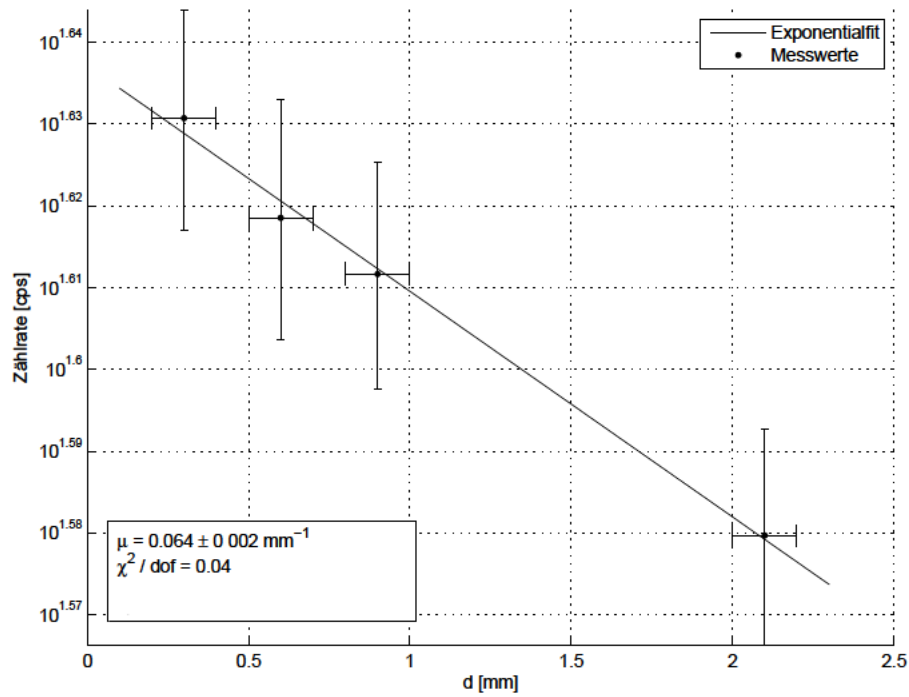


Abbildung 27: Bestimmung des Massenabsorptionskoeffizienten von Kupfer bei $E_\gamma = 661,6 \text{ keV}$

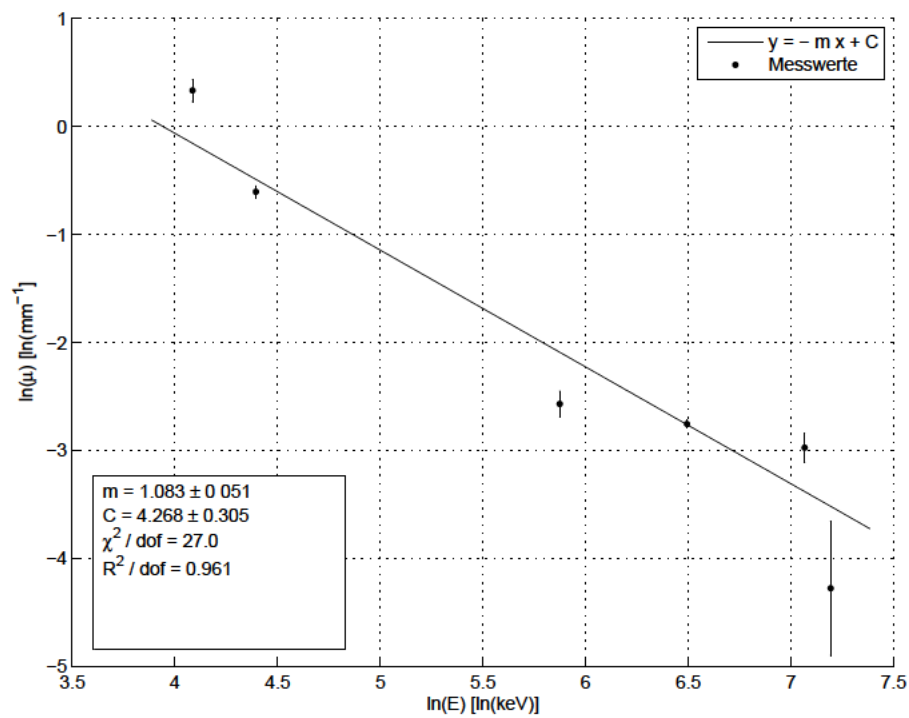


Abbildung 28: Bestimmung der Potenz der Energieabhängigkeit des Massenabsorptionskoeffizienten von Kupfer

A.5 Gaußfits zur Kalibration

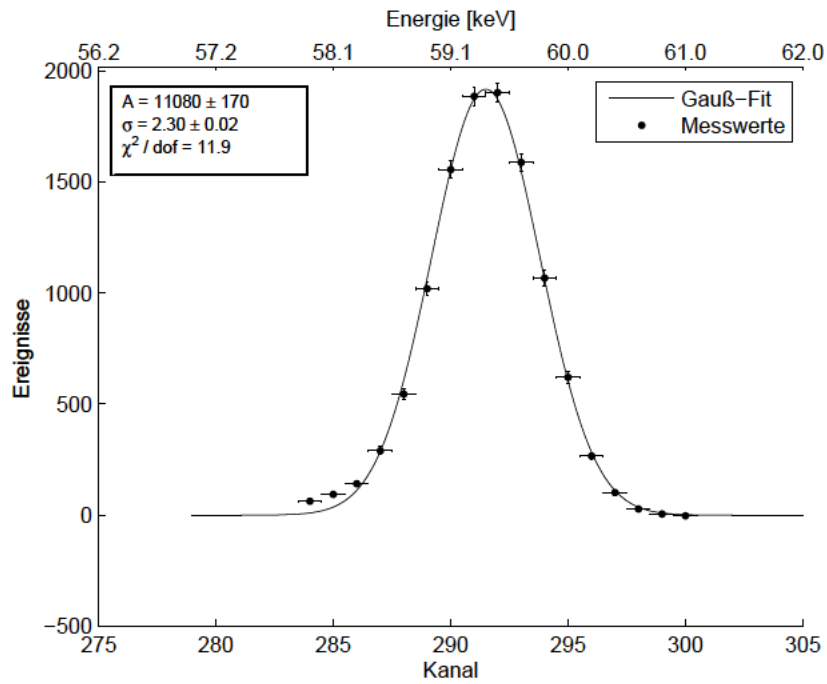


Abbildung 29: Gaußfit zur 59,5 keV-Linie von ^{241}Am

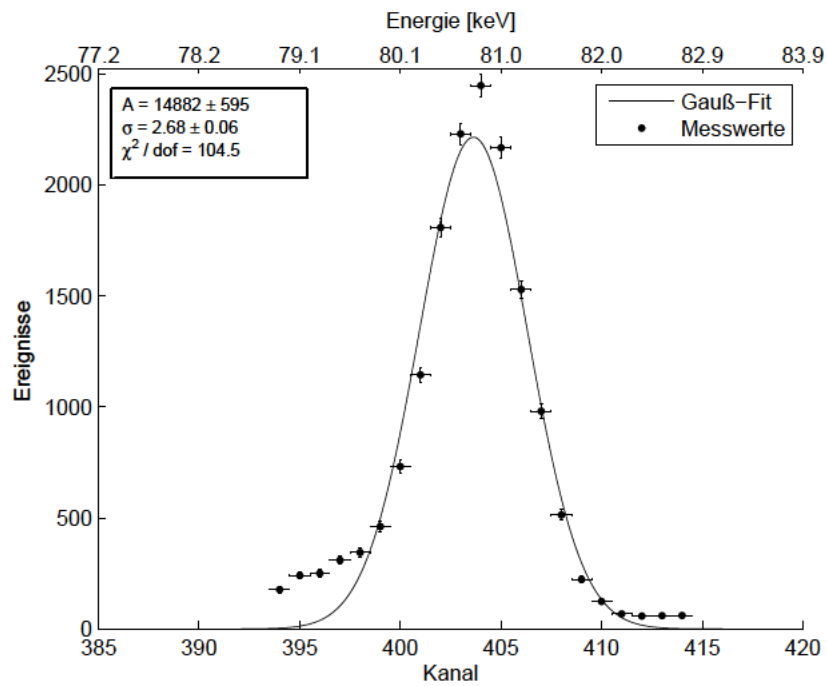


Abbildung 30: Gaußfit zur 81,0 keV-Linie von ^{133}Ba

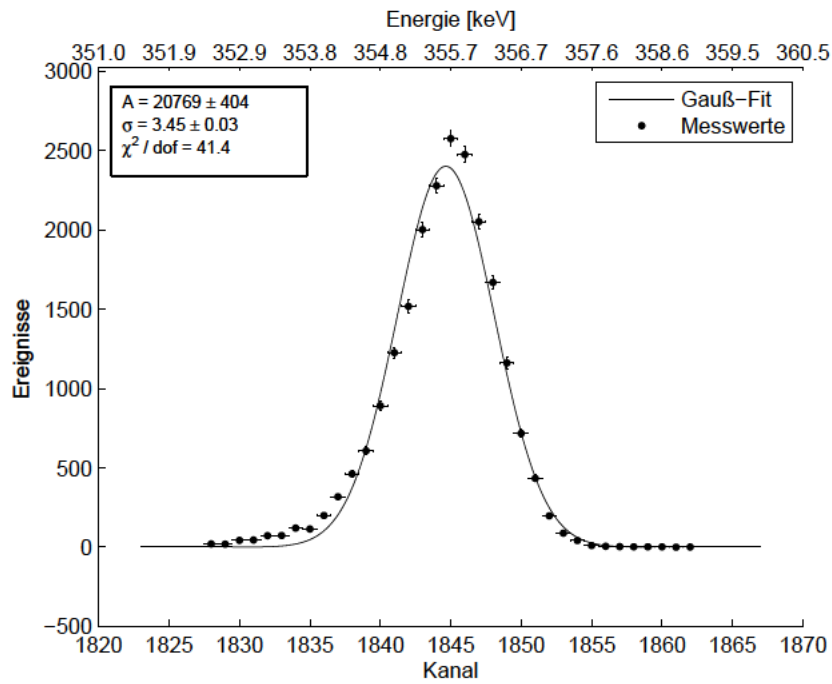


Abbildung 31: Gaußfit zur 355,9 keV-Linie von ^{133}Ba

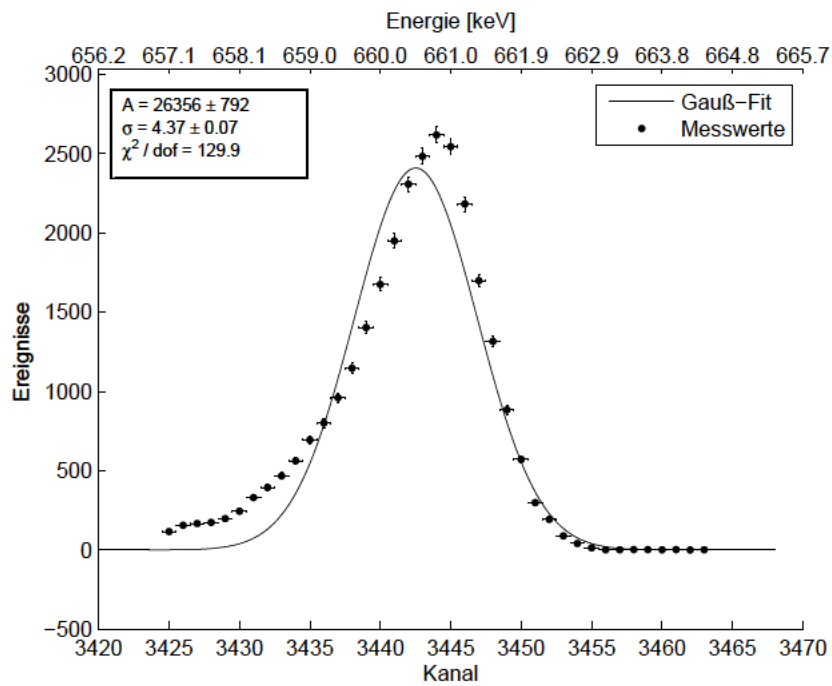


Abbildung 32: Gaußfit zur 661,6 keV-Linie von ^{133}Ba

A.6 Gaußfits zur Berechnung von μ für Al

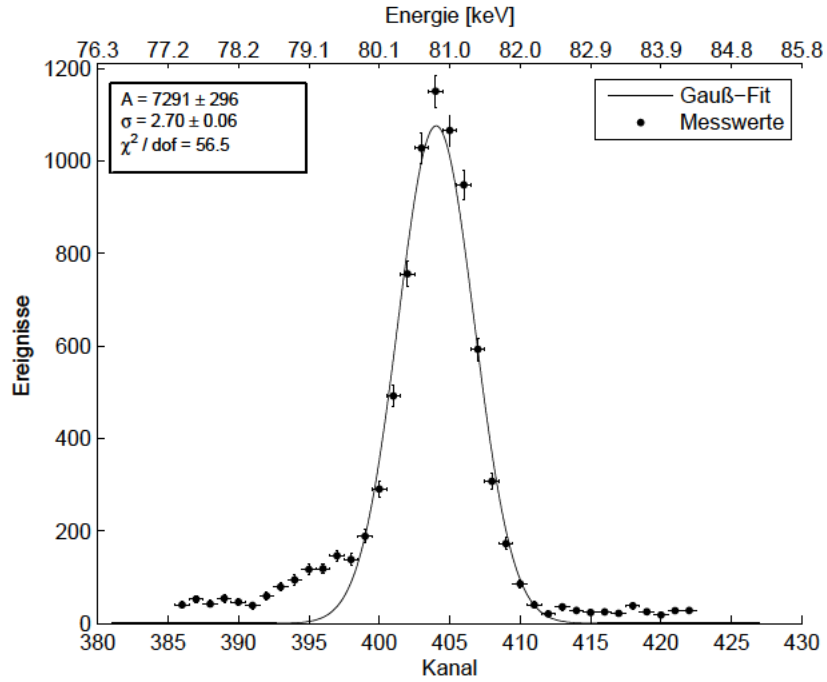


Abbildung 33: Gaußfit zur 81,0 keV-Linie von ^{133}Ba mit 0,5mm Al-Absorber

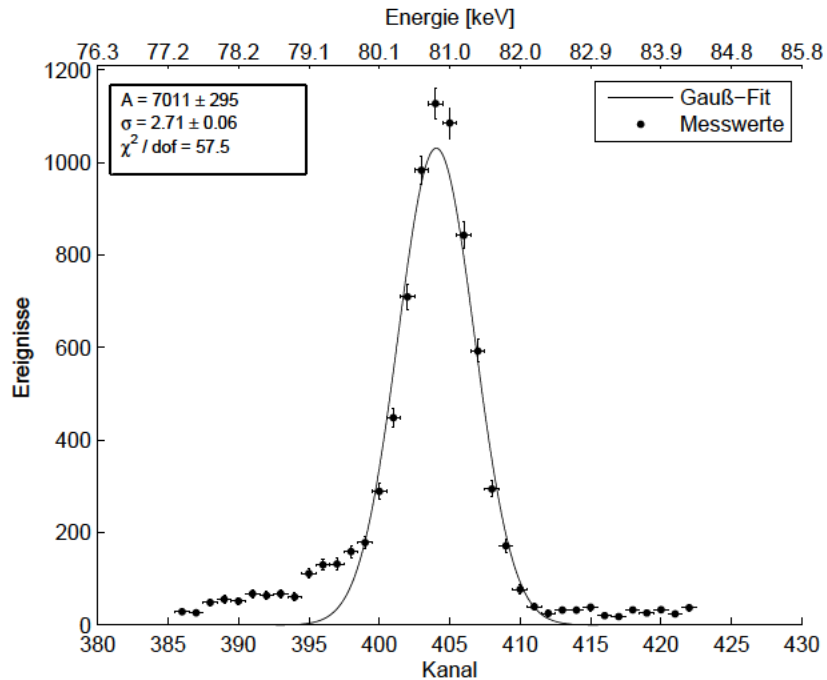


Abbildung 34: Gaußfit zur 81,0 keV-Linie von ^{133}Ba mit 1mm Al-Absorber

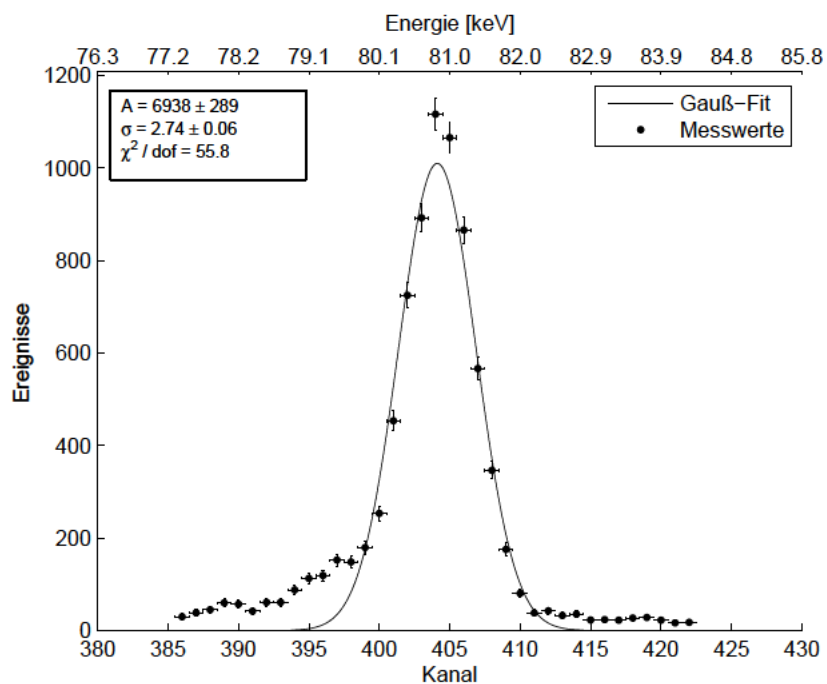


Abbildung 35: Gaußfit zur 81,0 keV-Linie von ^{133}Ba mit 2mm Al-Absorber

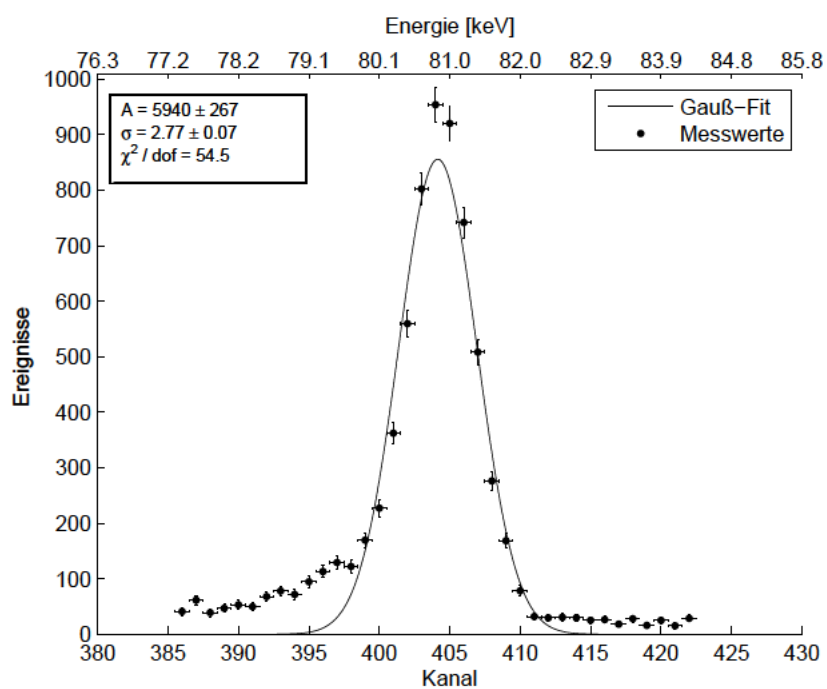


Abbildung 36: Gaußfit zur 81,0 keV-Linie von ^{133}Ba mit 5mm Al-Absorber