

# A02 Gamma-Spektrometrie am 21. Mai 2007

## 1 Ziele des Versuchs

Die  $\gamma$ -Spektrometrie ermöglicht einen Einblick in verschiedene Effekte der Teilchenphysik und deren Einflüsse zu erlangen. Es werden verschiedene Detektoren auf ihre Tauglichkeit zur Auflösung des Energiespektrums getestet und Strahlungsabschirmungen auf ihre Tauglichkeit zum Schutz vor der für den Menschen gefährlichen Strahlung untersucht.

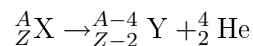
## 2 Physikalische Grundlagen des Versuchs

### 2.1 Entstehung von $\gamma$ -Strahlung

Kerne in angeregten Zuständen gehen unter Aussendung von  $\gamma$ -Strahlung in den Grundzustand über. Angeregte Zustände entstehen z.B. durch Kernzerfall von radioaktiven Nukliden. Die Nuklidkarte ermöglicht ein schnelles nachschlagen von möglichen Kernzerfällen, wobei es folgende Zerfallsarten gibt:

#### 2.1.1 $\alpha$ -Zerfall

Beim  $\alpha$ -Zerfall sendet der zerfallende Kern ein  ${}^4_2\text{He}$ -Teilchen, d.h. einen Helium-Kern, aus und verbleibt selbst oft in einem angeregten Zustand.



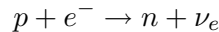
#### 2.1.2 $\beta$ -Zerfall

Man unterscheidet den  $\beta^-$ - und den selteneren  $\beta^+$ -Zerfall, wobei beim  $\beta^-$ -Zerfall ein Neutron in ein Proton unter Aussendung eines Elektrons und eines Antineutrinos zerfällt und beim  $\beta^+$ -Zerfall ein Proton in ein Neutron unter Aussendung eines Positrons und eines Neutrinos zerfällt und für beide Fälle die Wahrscheinlichkeit, dass sich die Tochterkerne im angeregten Zustand befinden, hoch ist.

$$\beta^- : n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e \quad \text{und} \quad \beta^+ : p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$$

### 2.1.3 K-Einfang (EC - Electron Capture $\varepsilon$ )

Elektroneneinfang bedeutet, dass ein Proton des Kerns ein Elektron der inneren Schale einfängt, wobei ein Neutron und ein Neutrino entstehen. Der frei gewordene Elektronenzustand wird von einem Elektron einer äußeren Schale besetzt, wobei dieses beim Wechsel in den niedrigeren Energiezustand entweder  $\gamma$ -Strahlung oder Auger-Elektronen aussendet.



### 2.1.4 Innere Konversion (bzw. Konversionselektronen)

Bei der inneren Konversion wird die Energie eines angeregten Kerns direkt an ein Hüllenelektron abgegeben  ${}^A_ZX^{**} \rightarrow {}^A_ZX + e^-$  (im Gegensatz zu Auger-Elektronen, bei denen ein zwei-stufiger Prozess auftritt), wodurch dieses aus dem Atom entfernt wird. Die Energie des Elektrons ist gegeben durch

$$E_e = E_\gamma - E_b$$

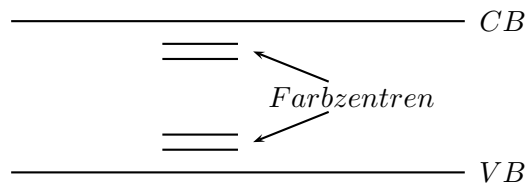
wobei  $E_\gamma$  die Energie des angeregten Kerns und  $E_b$  die Bindungsenergie des Elektrons darstellt.

## 2.2 Nachweis von $\gamma$ -Strahlung

Die einfallende  $\gamma$ -Strahlung kann nicht direkt detektiert werden, sondern wird indirekt durch Wechselwirkung mit dem Detektormaterial, wobei nachweisbare Elektronen herausgelöst werden, nachgewiesen. Die Elektronen erhalten durch verschiedene Effekte (Photoeffekt, Comptoneffekt, Paarbildung) kinetische Energie der Gamma-Strahlung, wodurch, im Gegensatz zu Proportionalzählern, eine energieauflösende Detektion ermöglicht wird. Wir werden folgende zwei Detektoren während unseres Versuches verwenden:

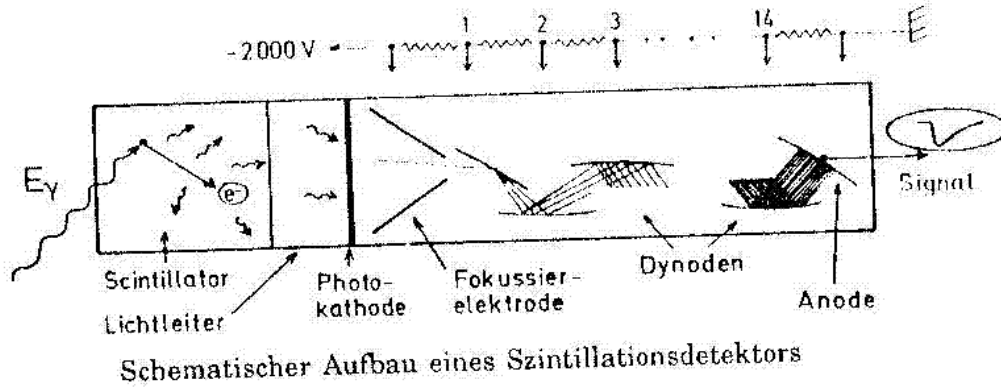
### 2.2.1 NaI(Th)-Szintillationsdetektor

Im NaI-Szintillationsdetektor (mit Thallium dotiert, anorganischer Szintillationsdetektor), erzeugen geladene Teilchen (Elektronen, Positronen) Photonen im sichtbaren Wellenlängenbereich, dies ist möglich, indem die Elektronen die Störstellen (Thallium-Dotierung) anregen, welche dann unter Photonenaussendung in den Grundzustand zurückfallen. Das Bandschema des Szintillators ist qualitativ in folgender Skizze zu finden:



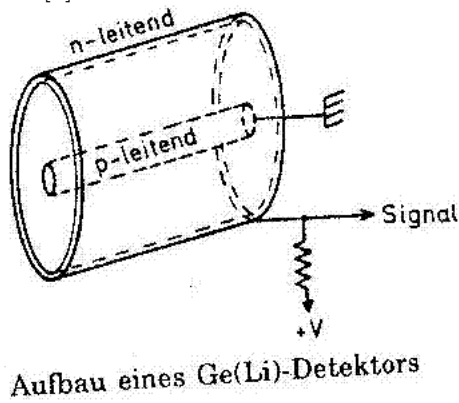
Die geladenen Teilchen wurden zuvor von den  $\gamma$ -Strahlen in Wechselwirkung mit dem Detektormaterial erzeugt. Die Photonen treffen nun auf einen Photomultiplier, an dem

Photoeffekt stattfindet und werden durch Dynoden beschleunigt, wobei durch die hintereinander Reihung vieler Dynoden eine Kaskade von Elektronen erzeugt wird. Aus diesen erhält man einen Strompuls dessen Amplitude proportional zur Energie des eingefallenden  $\gamma$ -Quants ist. Die Energieauflösung des Szintillators kann über dem Fano Faktor, welcher das Verhältnis der Schwankung einer Verteilung zum Mittelwert angibt, bestimmt werden  $f = \frac{\langle(\Delta N)^2\rangle}{\langle N \rangle}$ , während sich die relative Energieauflösung aus  $\frac{\Delta E}{E} = \frac{\text{FWHM}}{\Delta E}$  ergibt. Skizze [5]:



### 2.2.2 Ge-Detektor

Im Ge-Detektor (Halbleiterdetektor, Funktionsprinzip ähnlich zur Diode mit großem Übergangsbereich) wird durch ein einfallendes  $\gamma$ -Quant ein Elektron aus einem vollen Energieband in ein höher liegendes nicht-volles Energieband gehoben, wobei ein Loch zurück bleibt. Durch eine angelegte Hochspannung kommt es zur Ladungstrennung der Elektron-Loch-Paare, wobei die gesammelte Ladung in einen Spannungspuls umgewandelt werden kann. Die Messung der Energieauflösung ist wie beim Szintillationsdetektor über den Fano Faktor bzw. die Messung der relative Energieauflösung über  $\frac{\Delta E}{E}$  möglich. Skizze [5]:



### 2.2.3 Verstärker

Die Signale der beiden vorangegangenen Detektoren werden durch einen Vorverstärker proportional zum Eingangsimpuls verstärkt. Der Hauptverstärker filtert und formt die Impulse und sendet diese dann weiter an den emulierten Vielkanalanalysator, der diese dann nach Höhe sortiert und zählt.

## 2.3 Wechselwirkung von $\gamma$ -Strahlung mit Materie

### 2.3.1 Photoeffekt

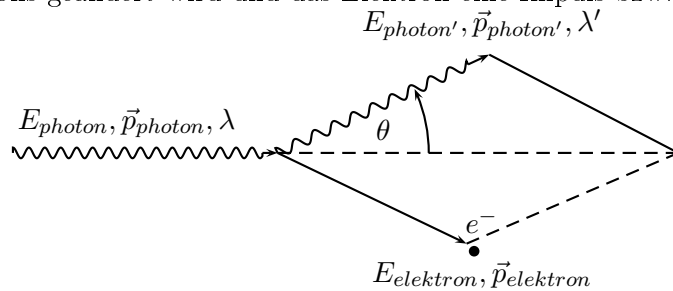
Ein in einem Atom gebundenes Elektron absorbiert ein Photon vollständig, wobei die Energie über der Bindungsenergie als kinetische Energie beim Elektron verbleibt.

$$E_{kin} = h\nu - E_b$$

Die Bindungsenergie kann mit einem einfachen Modell grob berechnet werden  $E_b \approx R_\infty (Z - 1)^2$  (K-Schale). Tritt der Photoeffekt bei einem Elektron einer inneren Schale auf, so entsteht ein unbesetzter Zustand, der durch Übergang eines äußeren Elektrons unter Aussendung von  $\gamma$ -Strahlung oder Auger-Elektronen besetzt wird. Der Photoeffekt tritt für Röntgenstrahlung vorzugsweise bei K-Elektronen auf, diese zeigen bei den hier untersuchten Energien den größten Wirkungsquerschnitt. Auf Grund der großen Ausdehnung des Festkörpers und da der Wirkungsquerschnitt für kleinere Energien größer ist, kann somit die ganze Energie des einfallenden  $\gamma$ -Quants absorbiert werden, dies ist der Photopeak.

### 2.3.2 Compton Effekt

Der Compton-Effekt tritt an "freien" bzw. schwach gebundenen Elektronen auf, dies ist der Fall, wenn die Energie des einfallenden  $\gamma$ -Quants sehr viel größer als die Bindungsenergie ist ( $E_\gamma \gg E_b$ ). Es findet ein "Stoß" zwischen Photon und Elektron statt, wobei durch Energie- und Impulsübertrag die Wellenlänge ( $E_\gamma = h\frac{c}{\lambda}$ ) bzw. Frequenz des Photons geändert wird und das Elektron eine Impuls bzw. kinetische Energie erhält.



Der Energieübertrag ist von der Energie des Photons unabhängig und hängt alleine vom Streuwinkel  $\theta$  ab. Es gilt für die Comptonsche-Streuformel:

$$\Delta\lambda = \lambda_c (1 - \cos\theta)$$

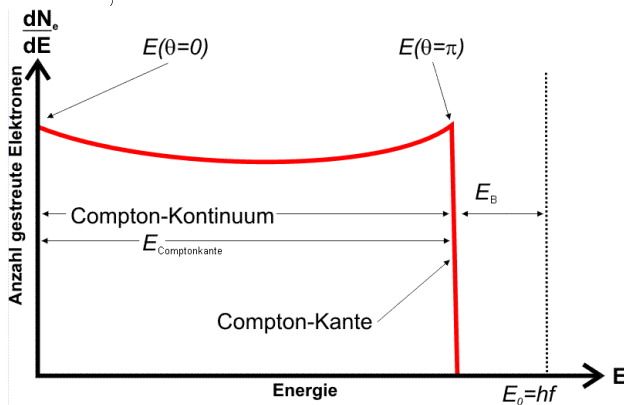
mit  $\lambda_c = \frac{h}{m_e c}$  der Compton-Wellenlänge, dies kann aus der Energie- und Impulserhaltung (+Cosinussatz) hergeleitet werden. Auch beim Compton-Effekt können innere Elektronen angeregt werden, wobei es wieder zur Emission von  $\gamma$ -Strahlung bzw. Auger-Elektronen kommt. Die Compton-Kante bildet der Fall der Rückstreuung ( $\theta = 180^\circ$ , d.h.  $\cos \pi = -1$ ), dies entspricht dem maximalen Energieübertrag an das Elektron (da  $\Delta\lambda$  maximal wird). Es gilt, mit  $511 \text{ keV}$  Ruhemasseenergie des Elektrons:

$$E_{\text{Comptonkante}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{511 \text{ keV}}{2E_\gamma}}$$

Für die verbliebene Energie des Photons gilt:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{511 \text{ keV}} (1 - \cos \theta)} \Rightarrow E_{\text{backscatter-Linie}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{2E_\gamma}{511 \text{ keV}}}$$

Es besteht hierbei die Möglichkeit, dass ein  $\gamma$ -Quant den Festkörper verlässt ohne seine Energie vollständig abzugeben, so kann nur die winkelabhängige Energie (Compton-Spektrum/Kontinuum) gemessen werden. Auch kann ein  $\gamma$ -Quant erst nach Rückstreuung aus dem Abschirmmaterial in den Detektor gelangen, dort wird es dann vollständig absorbiert, was uns die Backscatter-Linie liefert. Hier das Compton-Spektrum [1]:



### 2.3.3 Paarbildung

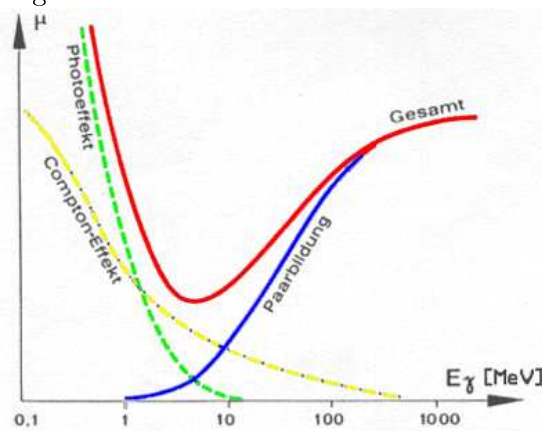
Die Entstehung eines Elektron-Positron-Paares ist ab der Energie  $E_\gamma = 1,022 \text{ MeV}$  möglich, dies entspricht der zweifachen Ruhemasse des Elektrons. Die Paarvernichtung tritt auf, wenn Elektron und dessen Antiteilchen das Positron aufeinandertreffen. In diesem Fall entstehen zwei  $\gamma$ -Quanten mit der Energie  $E_\gamma = 511 \text{ keV}$ . Entkommt eines dieser Quanten aus dem Detektor, so kann man die "single-escape"-Linie  $E = E_\gamma - mc^2$  messen, entkommen beide, so erhält man die "double-escape"-Linie  $E = E_\gamma - 2mc^2$ . Im Falle, dass die Vernichtung im Abschirmmaterial stattfindet, besteht die Möglichkeit, dass eines der  $\gamma$ -Quanten in den Detektor gelangt, dies führt dann zur Annihilationslinie bei  $E = 511 \text{ keV}$ .

### 2.3.4 Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt aller vorangegangenen Effekte zeigen eine starke Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$  des Absorbers und der  $\gamma$ -Energie. Es ergeben sich die folgenden Abhängigkeiten:

$$\text{Photoeffekt} \propto \frac{Z^4}{E^3} \quad \text{Compton} \propto \frac{Z}{\sqrt{E}} \quad \text{Paarbildung} \propto \frac{Z^2}{\ln E}$$

Der Anteil des Photoeffektes fällt also mit  $\frac{1}{E^3}$  ab, während der Compton-Effekt ein "Maximum" (gegenüber den anderen Effekten) bei mittleren Energien aufweist und die Paarbildung bei  $E_\gamma = 1,022 \text{ MeV}$  beginnt und einen logarithmischen Verlauf aufweist. Siehe folgende Graphik [3] für den Einfluß der verschiedenen Effekte in Abhängigkeit der Energie:



Die Absorption verläuft nach dem Lambert-Beerschen-Gesetz:

$$I = I_0 e^{-\mu d}$$

mit der Intensität  $I$ , dem Absorptionskoeffizienten  $\mu$  und der Dicke  $d$ . Der Massenschwächungskoeffizient ergibt sich durch Division von  $\mu$  (Dichte) durch  $\rho$ :  $\sigma = \frac{\mu}{\rho}$ .

## 3 Versuchsaufbau und Messprinzip

### 3.1 Quellen

Es werden verschiedene radioaktive Substanzen benutzt:  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{241}\text{Am}$  und  $^{133}\text{Ba}$ .

Folgende Angaben beziehen sich auf [1].

Quelle	$t_{1/2}$	Zerfall	Zerfallsenergie/MeV	Zerfallsprodukt	$\gamma$ -Strahlung in keV [4]
$^{137}\text{Cs}$	30, 17 a	$\beta^-$	0, 5 ; 1, 2	$^{137}\text{Ba}$	661, 661 (3) (85%)
$^{60}\text{Co}$	5, 2714 a	$\beta^-$	2, 824	$^{60}\text{Ni}$	1173, 238 (15) ; 1332, 513 (18)
$^{22}\text{Na}$	2, 602 a	$\varepsilon$	2, 842	$^{22}\text{Ne}$	1274, 545 (17) (99, 93%)
$^{241}\text{Am}$	432, 2 a	$\alpha$	5, 638	$^{237}\text{Np}$	26, 345 (2%) ; 59, 537 (35, 7%)
$^{133}\text{Ba}$	10, 51 a	$\varepsilon$	0, 517	$^{133}\text{Cs}$	80, 999 (4)

Wir können die im Compton-Spektrum auftretenden Linien für  $^{60}\text{Co}$  berechnen:

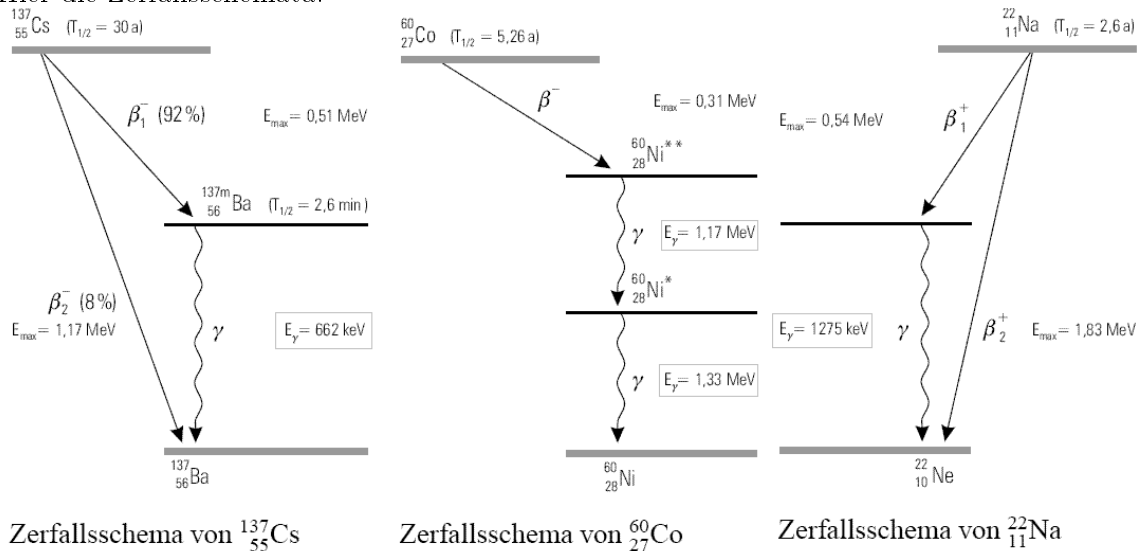
Photopeak (a)	1332, 5	Single Escape (a)	821, 5	Backscatterlinie (a)	214, 4
Photopeak (b)	1173, 2	Single Escape (b)	662, 2	Backscatterlinie (b)	209, 8
Comptonkante (a)	1118, 1	Annihilationslinie	511	Double Escape (b)	151, 2
Comptonkante (b)	963, 4	Double Escape (a)	310, 5	alle Werte in	keV

Desweiteren können wir die Zerfallsschemen der Elemente betrachten und aus diesen die folgenden Werte ablesen:

Quelle	$t_{1/2}$	Zerfall	Zerfallsprodukt	$\gamma$ -Strahlung in keV
$^{137}\text{Cs}$	30 a	$\beta^-$	$^{137}\text{Ba}$	662
$^{60}\text{Co}$	5, 26 a	$\beta^-$	$^{60}\text{Ni}$	1170 ; 1330
$^{22}\text{Na}$	2, 6 a	$\beta^+$	$^{22}\text{Ne}$	1275

Diese Werte sind im Bereich der Fehlertoleranz zu den Werten von der vorherigen Tabelle, auffällig ist jedoch, dass der Zerfall für  $^{22}\text{Na}$  in diesem Fall als  $\beta^+$  angegeben ist, d.h. man kann davon ausgehen, dass beide Zerfälle auftreten.

Hier die Zerfallsschemata:



### 3.2 Abschirmung/Absorber

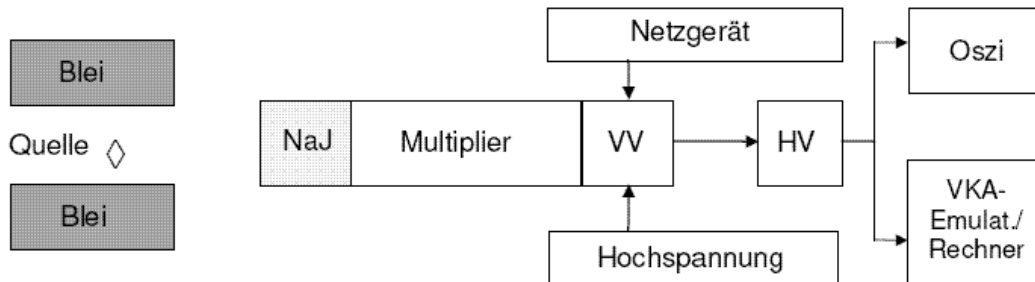
Als Abschirmung verwenden wir Pb, Cu und Al. Für die kritische Absorption verwenden wir als Absorber Sn, Sb, Te und I. Bei der Aufnahme des Compton-Spektrums können wir die Werte für die  $K_\alpha$  und  $K_\beta$  Linien für  $^{82}\text{Pb}$  evtl. beobachten, diese sind gegeben mit [4]:

$K_{\alpha_1}$	$K_{\alpha_2}$	$K_{\beta_1}$	$K_{\beta_2}$	$K_{\beta_3}$
74,969 keV	72,804 keV	84,936 keV	87,3 keV	84,450 keV

### 3.3 Detektoren

Wir benutzen als Detektoren einen NaI-Szintillationsdetektor und einen Ge-Detektor. (s. physikalische Grundlagen)

### 3.4 Versuchsaufbau [2]



Die Detektoren besitzen einen integrierten Vorverstärker. Aus der mit Blei (Strahlenschutz) abgeschirmten Quelle trifft die  $\gamma$ -Strahlung auf den Detektor und löst diesen aus (s. physikalische Grundlagen).

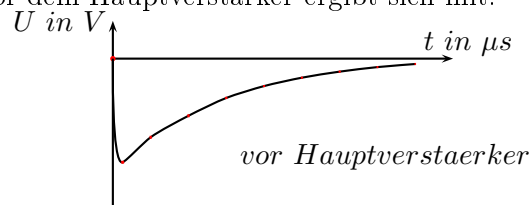
### 3.5 Versuchsdurchführung

Es werden an verschiedenen radioaktiven Nukliden Messungen durchgeführt, wobei zum Teil eine Abschirmung vor die Quelle gestellt wird, um die Abschirmwirkung zu bestimmen. Die Messdaten werden vom Detektor über einen simulierten VKA an ein Messprogramm auf einem Computer weitergeleitet, wo sie ausgewertet werden können. Zur Auswertung des Comptonpektrums wurde Origin benutzt, nachdem das eigentliche Messprogramm die Daten in ASCII Format abgespeichert hatte.

## 4 Auswertung

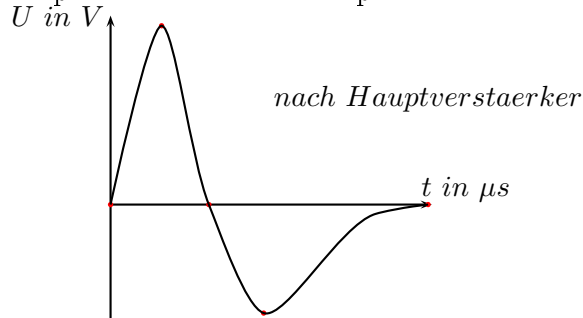
### 4.1 Impulsform vor und nach Hauptverstärker für den NaI-Detektor

Es werden die Impulsformen vor und hinter dem Hauptverstärker betrachtet. Die Impulsform vor dem Hauptverstärker ergibt sich mit:



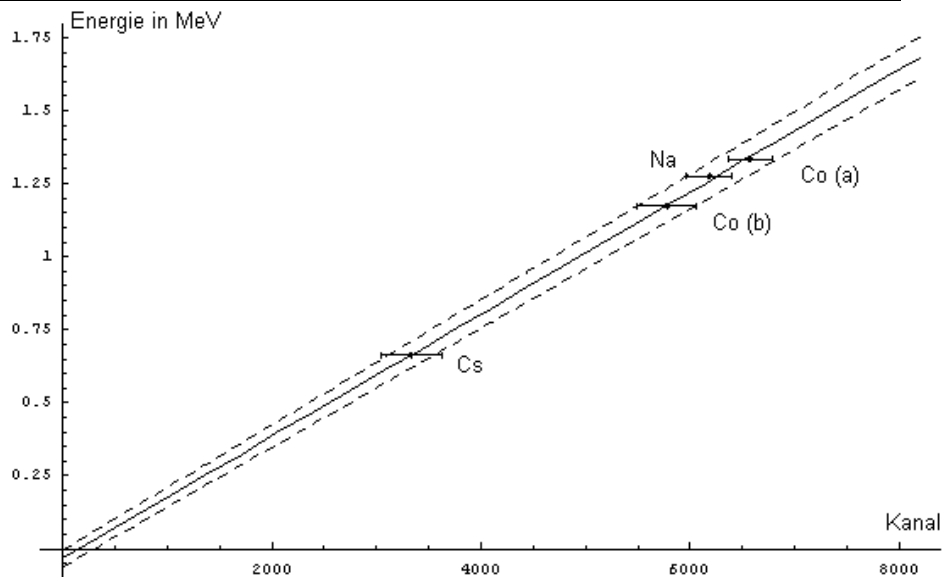


Dieser besitzt eine Anstiegszeit von  $t_{an} = (1,3 \pm 0,2) \mu s$ , während sich für die Abfallzeit ein Wert von  $t_{ab} = (16,1 \pm 1,9) \mu s$  ergibt. Hinter dem Hauptverstärker erhalten wir eine Anstiegszeit von  $\tau_{an} = (1,35 \pm 0,1) \mu s$  und eine Abfallzeit von  $\tau_{ab} = (2,7 \pm 0,2) \mu s$ . Der Hauptverstärker erhöht die Signalstärke ca. um einen Faktor 4. Zudem verändert er das eingehende Signal, wodurch eine höhere Anzahl an Impulsen aufgelöst werden kann. Die Abfallzeit ist nach dem Hauptverstärker viel geringer somit können also Impulse die vorher stark überlappten jetzt aufgelöst werden. Hier der Graph zur Impulsform nach dem Hauptverstärker:



## 4.2 Energieeichung des NaI-Detektors

Quelle	Kanal	FWHM	Energie in MeV	$\frac{\Delta E}{E}$ in MeV
$^{60}\text{Co}$ (a)	6576, 78	212, 65	1, 332	$(0, 00862 \pm 0, 00028)$
$^{60}\text{Co}$ (b)	5780, 55	283, 20	1, 173	$(0, 0224 \pm 0, 0011)$
$^{22}\text{Na}$	6184, 30	214, 82	1, 275	$(0, 00936 \pm 0, 00033)$
$^{137}\text{Cs}$	3328, 31	291, 71	0, 662	$(0, 0423 \pm 0, 0038)$



Es wurden drei Quellen mit vier verschiedenen bekannten Photopeaks benutzt um eine Eichung der Kanäle zu den Energien herzustellen und die Energieauflösung  $\frac{\Delta E}{E}$  für alle

auftretenden Photopeaks bestimmt.

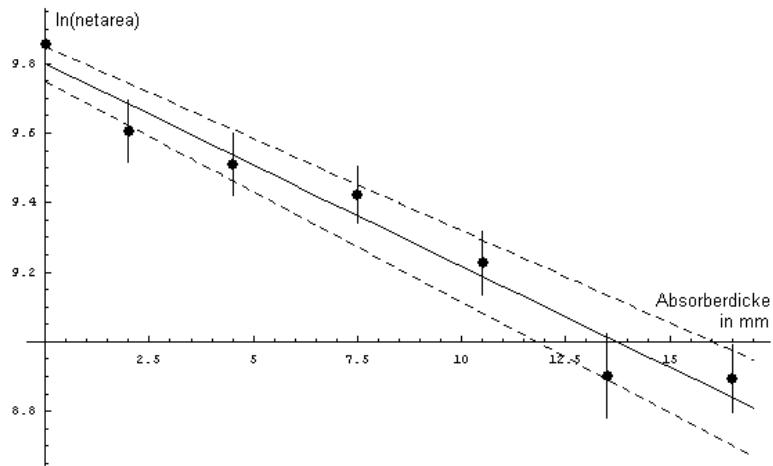
Für die Energieeichung ergibt sich somit:

$$E = (2,092(51) \cdot 10^{-4} \cdot \text{Kanal} - 0,033(29)) \text{ MeV.}$$

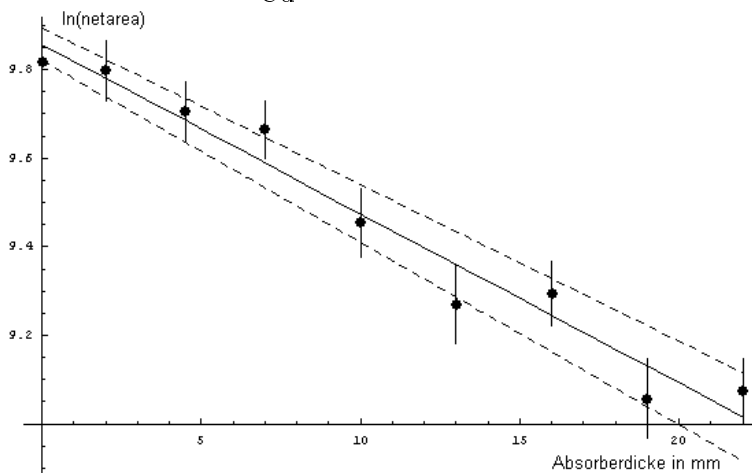
### 4.3 Bestimmung der Massenschwächungskoeffizienten

Es ergeben sich folgende Graphen (nach halblogarithmischer Auftragung), aus deren Steigung man  $\mu$  ablesen kann.

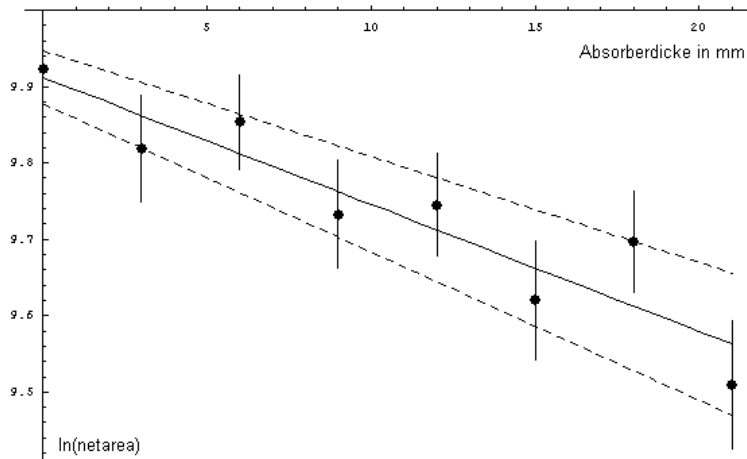
Für Pb ergibt sich  $\mu_{\text{Pb}} = (0,0582 \pm 0,0053) \text{ cm}^{-1}$ :



Für Cu ergibt sich  $\mu_{\text{Cu}} = (0,0383 \pm 0,0029) \text{ cm}^{-1}$ :



Für Al ergibt sich  $\mu_{\text{Al}} = (0,0167 \pm 0,0028) \text{ cm}^{-1}$ :



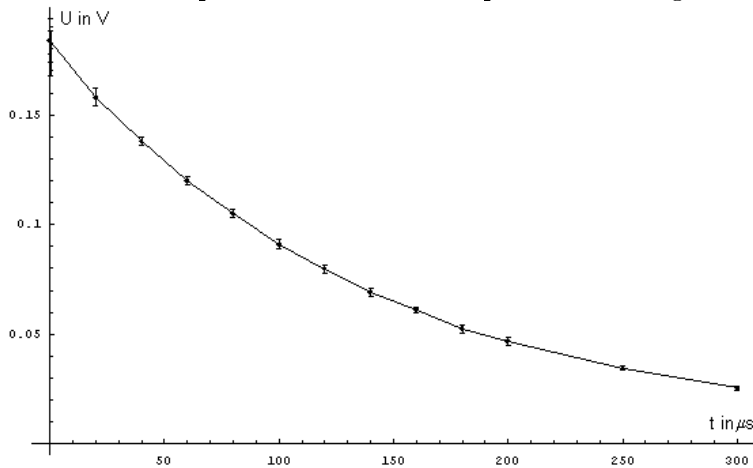
Hieraus ergeben sich mit den jeweiligen Dichten (aus [1]) die Massenschwächungskoeffizienten  $\sigma$  zu:

Absorber	$\mu$ in $cm^{-1}$	$\rho$ in $\frac{g}{cm^3}$	$\sigma$ in $\frac{cm^2}{g}$
Pb	$(0,0582 \pm 0,0053)$	11,34	$(0,00513 \pm 0,00047)$
Cu	$(0,0383 \pm 0,0029)$	8,92	$(0,00429 \pm 0,00033)$
Al	$(0,0167 \pm 0,0028)$	2,7	$(0,0062 \pm 0,0011)$

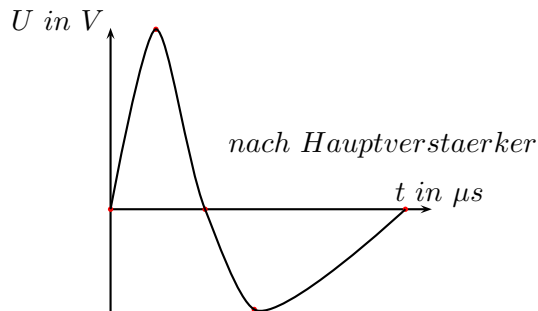
Die Fehler folgen zum Teil daher, dass die Platten auf Grund der Standfestigkeit angewinkelt gestellt werden mussten, bzw. selbst auch umgefallen sind und neu aufgestellt werden mussten und hierdurch eine neue Anwinkelung entstand, welche auch zu einer anderen effektiven Dicke führte.

#### 4.4 Impulsform vor und nach Hauptverstärker für den Ge-Detektor

Es werden äquivalent zu 4.1 die Impulsformen vor und hinter dem Hauptverstärker betrachtet. Die Impulsform vor dem Hauptverstärker ergibt sich mit:



Dieser besitzt eine Anstiegszeit von  $t_{an} = (0,250 \pm 0,03) \mu s$ , während sich für die Abfallzeit ein Wert von  $t_{ab} = (151 \pm 3) \mu s$  ergibt. Hinter dem Hauptverstärker:

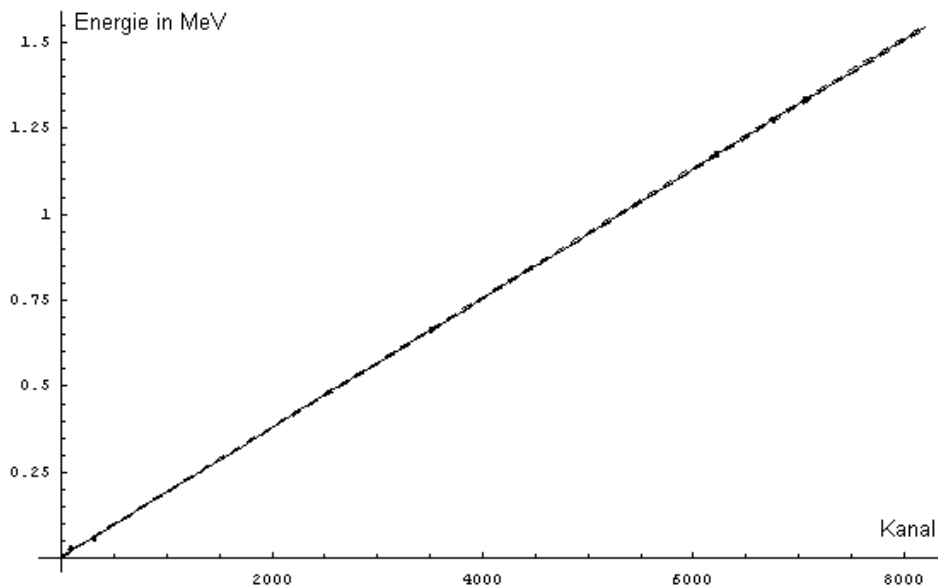


erhalten wir eine Anstiegszeit von  $\tau_{\text{an}} = (1,2 \pm 0,1) \mu\text{s}$  und eine Abfallzeit von  $\tau_{\text{ab}} = (2,6 \pm 0,2) \mu\text{s}$ .

Der Hauptverstärker erhöht die Signalstärke auch ca. auf  $4,75 \text{ V}$ , wobei in diesem Fall das Signal vor dem Verstärker gerade mal bei  $0,18 \text{ V}$  lag, dies entspricht einer Verstärkung um einen Faktor 26. Zudem verändert der Verstärker wiederum das eingehende Signal, wodurch eine höhere Anzahl an Impulsen aufgelöst werden kann. Die Abfallzeit ist nach dem Hauptverstärker im Vergleich zu der Abfallzeit vor dem Verstärker sehr viel geringer somit können also Impulse die vorher stark überlappten jetzt aufgelöst werden.

#### 4.5 Energieeichung des Ge-Detektors

Diesmal wurden vier Quellen mit sechs verschiedenen bekannten Photopeaks benutzt um eine Eichung der Kanäle zu den Energien herzustellen und die Energieauflösung  $\frac{\Delta E}{E}$  für alle auftretenden Photopeaks bestimmt.



Quelle	Kanal	FWHM	Energie in <i>MeV</i>	$\frac{\Delta E}{E}$ in <i>MeV</i>
<sup>60</sup> Co (a)	7066,09	10,80	1,332	(0,0049761 ± 0,0000077)
<sup>60</sup> Co (b)	6223,64	12,07	1,173	(0,005854 ± 0,000012)
<sup>22</sup> Na	6759,95	10,24	1,275	(0,0051161 ± 0,0000078)
<sup>137</sup> Cs	3511,30	9,32	0,662	(0,009592 ± 0,000026)
<sup>241</sup> Am (a)	312,18	6,23	0,0595	(0,0970 ± 0,0020)
<sup>241</sup> Am (b)	91,20	8,09	0,0263	(0,233 ± 0,021)

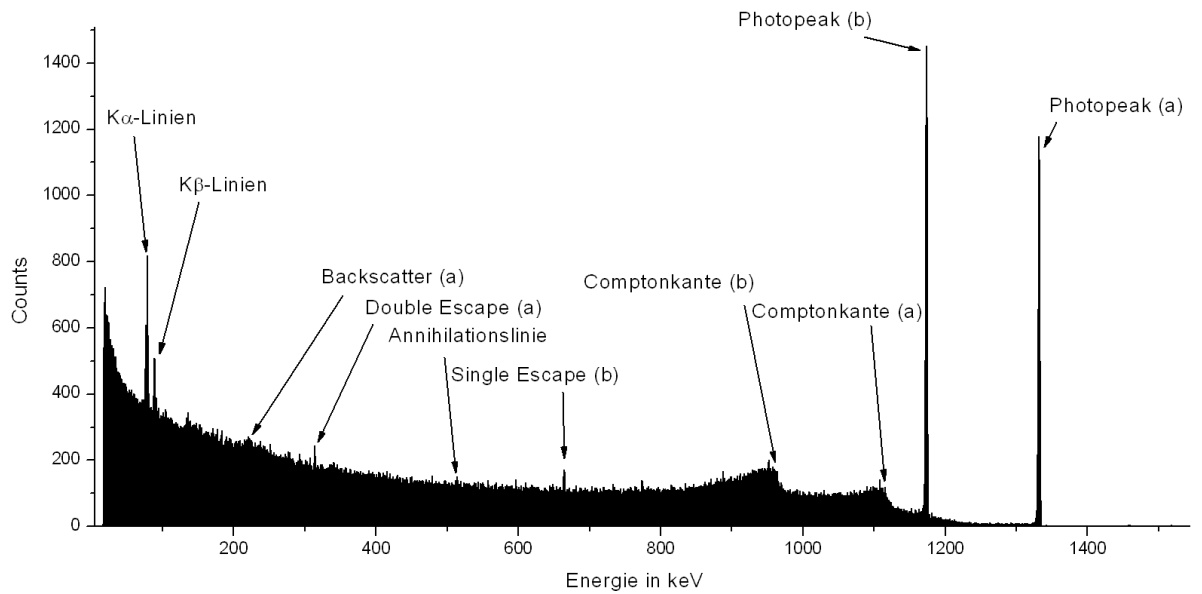
Für die Energiegleichung ergibt sich somit:

$$E = \left(1,8779(45) \cdot 10^{-4} \cdot \text{Kanal} - 0,046(22)\right) \text{ MeV.}$$

Sofort erkennt man an der Graphik, dass der Fehler den der Ge-Detektor hat sehr viel kleiner ist als der Fehler des NaI-Detektors. Daher nehmen wir das Compton-Spektrum mit dem Ge-Detektor auf, wobei wir eine bessere Energieauflösung besitzen und somit die Linien besser zu erkennen sind.

#### 4.6 Compton-Spektrum

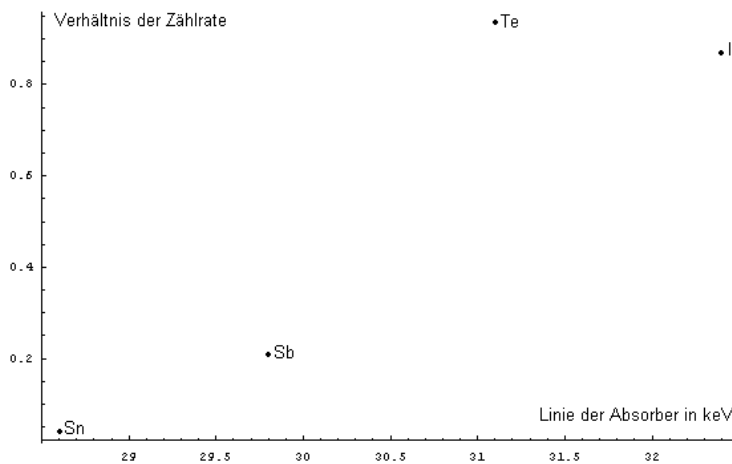
Linie	Energie in <i>keV</i>	gemessener Wert in <i>keV</i>
Photopeak (a)	1332,5	1332,1 ± 1,2
Photopeak (b)	1173,2	1173,8 ± 1,2
Comptonkante (a)	1118,1	1117,2 ± 1,1
Comptonkante (b)	963,4	963,9 ± 1,3
Single Escape (a)	821,5	-
Single Escape (b)	662,2	663,8 ± 1,3
Annihilationslinie	511	512,6 ± 2,5
Double Escape (a)	310,5	313,8 ± 1,4
Backscatterlinie (a)	214,4	220,2 ± 6,1
Backscatterlinie (b)	209,8	-
Double Escape (b)	151,2	-
$K_{\beta_2}$	87,3	(91,1 ± 1,3)
$K_{\beta_1}$	84,9	(89,2 ± 1,7)
$K_{\beta_3}$	84,5	(88,7 ± 1,5)
$K_{\alpha_1}$	75,0	(79,0 ± 1,5)
$K_{\alpha_2}$	72,8	(76,4 ± 1,3)



Das Comptonspektrum erlaubt die Auswertung für fast alle Linien, wobei einige fraglich sind, jedoch mit dem Wissen auf welcher Position diese zu erwarten ist, können alle Linien erahnt werden. Probleme bereiten die *K*-Linien, wobei diese erkennbar aber die einzelnen Linien nicht auflösbar sind, zudem erscheinen sie um einige *keV* verschoben.

#### 4.7 Bestimmung der Röntgenkonversionslinie

Die Röntgenkonversionslinie von  $^{133}\text{Cs}$ , welche um  $30\text{ keV}$  liegt ist aus einer Messung der kritischen Absorption zu bestimmen. Graphisch ergibt sich:



Hieraus finden wir die Röntgenkonversionslinie von  $^{133}\text{Cs}$  zu  $(30,4 \pm 0,7)\text{ keV}$ .

## 5 Diskussion und Zusammenfassung

Der NaI- und Ge-Detektor sind beide geeignet um Strahlungsgefahren zu erkennen, wobei der Ge-Detektor auf Grund seiner besseren Auflösung zu bevorzugen ist, falls man ein detailliertes Bild einer Strahlungsquelle benötigt, wie z.B. in unserem Falle bei einer Aufnahme des Compton-Spektrums des  $^{60}\text{Co}$ . Die Massenschwächungskoeffizienten konnten für verschiedene Metalle bestimmt werden, wobei sich Blei als beste Abschirmung erwies, während Aluminium kaum einen Unterschied in der Zählrate ergab, selbst wenn eine große Dicke an Aluminium vor den Ausgang der Quelle gebracht wurde. Das Compton-Spektrum konnte erfolgreich aufgenommen werden, wobei bis auf wenige Linien alle Linien gefunden werden konnten und diese im Messfehler mit den theoretisch berechneten Werten übereinstimmten. Die Röntgenkonversionslinie konnte ohne Probleme bestimmt werden, wobei hier auf Grund der geringen Anzahl (vier Proben) an Absorbern nur ein relativ grober Wert bestimmt werden konnte, obwohl ein Fehler von ca. 2,3% als gutes Ergebnis angesehen werden kann.

## 6 Quellen

- [1] <http://www.wikipedia.de> Stand 20. Mai 2007
- [2] Fortgeschrittenenpraktikumsskript
- [3] <http://i.onmeda.de/schwaechungskoeffizient.gif>
- [4] Table of Isotopes
- [5] Schatz und Weidinger, Nukleare Festkörperphysik - Kernphysikalische Meßmethoden und ihre Anwendungen, 2. Auflage, Teubner 1992

## 7 Anhang

- [1] Messprotokoll
- [2] Compton-Spektrum
- [3] Mathematica printout