

Comptoneffekt mit ^{137}Cs

Moritz Bubek, Andrej Grimm
bubek@gmx.de, andrej.grimm@uni-konstanz.de

30. April 2004

1 Theorie

1.1 Wechselwirkung von γ - Strahlung mit Materie

1.1.1 Photoeffekt

Beim photoelektrischen Effekt wird ein Photon, durch ein Atom als ganzes absorbiert. Die Energie des Photons $h\nu$ wird dabei auf ein gebundenes Elektron übertragen, welches das Atom verlässt. Die Absorption ist vollständig, d.h. nach der Wechselwirkung erscheint kein Photon mehr. Die Energie, die das Elektron mitgeteilt bekommt, ist dabei die Differenz zwischen der Energie des Photons und der Bindungsenergie im Atom E_B :

$$E = h\nu - E_B \quad (1)$$

Der Photoeffekt ist in allen Medien in dem Energiebereich unter 100 keV dominant. Trägt man die Absorption gegenüber der Photonenenergie auf, so ergeben sich an den Stellen, an denen die Energie des Photons gleich der Bindungsenergie ist, Maximumsprünge. Da von den Elektronen Energie nur quantenhaft absorbiert werden kann, ist die Wahrscheinlichkeit für den Photoeffekt an diesen Stellen am größten. Man erkennt, dass die Maxima eine Unterstruktur besitzen, welche auf die Feinstruktur der Atome und den damit verbundenen unterschiedlichen Energieniveaus zurückzuführen sind. Die Mindestenergie, die ein Photon für den Photoeffekt benötigt entspricht der Bindungsenergie auf der äußersten Schale.

Der Wirkungsquerschnitt in der Nähe einer Absorptionskante lässt sich wie folgt darstellen:

$$\sigma_{Ph} \sim Z^5 \left(\frac{h\nu}{m_e c^2} \right)^{-\frac{7}{2}} \quad (2)$$

Die Proportionalität des Wirkungsquerschnitts zur fünften Potenz der Kernladungszahl hat zur Folge, dass der Photoeffekt bei schweren Elementen besonders ausgeprägt ist.

1.1.2 Comptoneffekt

Dem Comptoneffekt liegt elastische Streuung von Photonen an freien Elektronen zu Grunde. Da diese Wechselwirkung bei Energien abläuft, die viel höher als die Bindungsenergie der Elektronen im Streukörper sind, werden die gebundenen Elektronen als quasi frei betrachtet. In bestimmten Stoffen sind die Elektronen

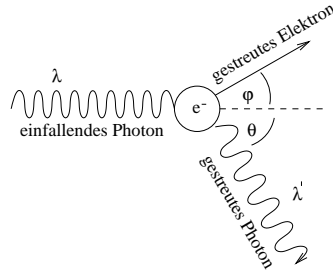
so locker gebunden, dass sie tatsächlich diese Bedingungen gegeben sind. Durch den Impuls- und Energieübertrag des Photons auf das Elektron kann eine vom Streuwinkel abhängige Frequenzänderung des Photons beobachtet werden.

Aus Energie- und Impulserhaltung kann die Comptonformel abgeleitet werden, die die Wellenlängenänderung angibt: ¹

$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} \cdot (1 - \cos\vartheta) = \lambda_c \cdot (1 - \cos\vartheta) \quad (3)$$

Der Faktor $\frac{h}{m_e c}$ heißt in diesem Zusammenhang Comptonwellenlänge und hat einen Wert von 2,43 pm und gibt die Wellenlänge an, bei der die Energie des Photons gleich der Ruheenergie des Elektrons ist. Bei Stößen mit gleicher Masse ist der Energie- bzw. Impulsübertrag am höchsten.

Bei dieser Streuung wird zum einen das Photon gestreut, zum anderen auch das freie Elektron entsprechend in die andere Richtung.



Wegen der Energieerhaltung ist die Energie des gestreuten Elektrons gleich der Energiedifferenz des Photons vor und nach dem Stoß.

$$\begin{aligned} \Delta E_\gamma &= E_e = E_\gamma - E'_\gamma = \frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda'} \\ &= \frac{hc}{\lambda} - \frac{hc}{\lambda + \frac{h}{m_e c}(1 - \cos\vartheta)} = \frac{\frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\vartheta)}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\vartheta)} E_\gamma \end{aligned} \quad (4)$$

und damit lässt sich die Energie des gestreuten Photons berechnen

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2}(1 - \cos\vartheta)} \quad (5)$$

Die Klein-Nishina-Formel beschreibt den differentiellen Compton-Wirkungsquerschnitt für relativistische Photonen in Abhängigkeit vom Streuwinkel ϑ :

$$\frac{d\sigma_C(\vartheta)}{d\Omega} = \frac{r_0^2}{2} \left(\frac{\nu'}{\nu}\right)^2 \left(\frac{\nu'}{\nu} + \frac{\nu}{\nu'} - \sin^2\vartheta\right) \quad (6)$$

Der totale Wirkungsquerschnitt σ_C ergibt sich daraus durch Integration über alle Streuwinkel, und hat folgenden Wert:

$$\sigma_C = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\} \quad (7)$$

¹ m_e Elektronenmasse, ϑ Streuwinkel

1.1.3 Paarbildung

Ist die Energie eines Gamma-Quants größer als die doppelte Ruheenergie eines Elektrons, $E \geq 2 m_e c^2 = 1,02 MeV$, dann kann sich das Quant in ein Elektron-Positron-Paar umwandeln. Voraussetzung ist, dass zur Erhaltung von Energie und Impuls ein Stoßpartner vorhanden ist, der Rückstoßenergie aufnehmen kann.

$$\gamma \rightarrow e^+ + e^- + E_{kin} \quad (8)$$

Sowohl Atomkerne als auch Elektronen können ein Stoßpartner sein. Da Atomkerne bei der Paarbildung einen größeren Wirkungsquerschnitt haben, findet die Rückstoßaufnahme durch Atomkerne häufiger statt.

Der Wirkungsquerschnitt für Paarbildung, hat bei Aufnahme des Rückstoßes durch den Kern, zwei Varianten. Bei Kernnaher Wechselwirkung kann die Abschirmung des Kernfeldes durch die Elektronenhülle vernachlässigt werden und es ergibt sich:

$$\sigma_{PB_1} \sim Z^2 \ln(E_\gamma) \quad (9)$$

Bei entfernteren Wechselwirkungen, muss die Abschirmung berücksichtigt werden und es ergibt sich dann:

$$\sigma_{PB_2} \sim Z^2 \ln(Z^{-\frac{1}{3}}) \quad (10)$$

Hier entfällt die Abhängigkeit von der Photonenenergie und die Abhängigkeit von der Kernladungszahl wird leicht modifiziert.

1.2 Messung von γ -Strahlung

1.2.1 Szintillationszähler

Ein Szintillationszähler besteht aus zwei Teilen: Dem Szintillator und dem Photomultiplier. Der Szintillator hat die Aufgabe, bei Durchgang von geladenen Teilchen Lumiszenzlicht zu erzeugen. Die Aufgabe des Photomultipliers besteht darin, das Lumiszenzlicht in einen elektrischen Strom umzuwandeln.

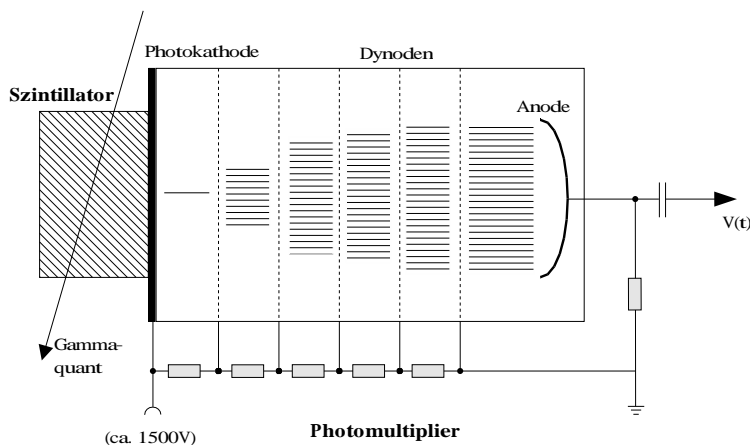


Abbildung 1: Aufbau eines Szintillationszähler

In unserem Versuch wurde als Szintillatormaterial der anorganische Einkristall NaJ verwendet. Der Kristall ist mit einer kleinen Menge von Aktivatoren verunreinigt. In unserem Fall diente Thallium als Aktivator.

Der Szintillations-Mechanismus lässt sich mit Hilfe der Wechselwirkung von γ -Quanten mit dem Kristall verstehen. Die Art der Wechselwirkung hängt von der Energie des einfallenden γ -Quants ab. Mit zunehmender Energie dominieren der Photoeffekt, der Comptoneffekt und schließlich die Paarbildung. Alle drei Wechselwirkungen haben gemeinsam, dass sie freie Elektronen erzeugen. Diese Elektronen bewegen sich frei im Kristall, und geben Teile ihrer kinetischen Energie durch Stöße an andere schwach gebundenen Elektronen ab. In dieser Kettenreaktion wird die gesamte kinetische Energie auf immer mehr Elektronen verteilt, bis jedes einzelne so stark abgebremst ist, dass unter Erzeugung eines Photons in eine Elektronenhülle zurückkehren kann. Lediglich die freien Elektronen, die in einen Zustand eines Aktivatoratoms fallen, erzeugen Photonen, deren Energie sich von den Anregungsenergien der Kristallatome unterscheiden. Diese Photonen werden im Kristall wesentlich schwächer absorbiert, und können den Photomultiplier erreichen. Der Photomultiplier verstärkt das Lumiszenzlicht und erzeugt dadurch einen Impuls mit dem das einfallende γ -Quant registriert werden kann. Die Anzahl der Lumiszenz-Photonen, und damit auch das Ausgangssignal, ist proportional zur Energie des durch die Wechselwirkung erzeugten Elektrons.

1.2.2 Gamma-Spektroskopie

Szintillationszähler werden aber nicht nur zum Zählen von Gammaquanten verwendet, sondern auch zur Energiespektroskopie. Das heißt, wenn γ -Strahlung verschiedener Energie auf den Szintillator trifft, so kann festgestellt werden, Photonen welcher Energie und Intensität vorhanden sind. Die im Multiplier erzeugten Spannungsimpulse sind proportional zur Energie des γ -Quants und werden über einen Verstärker zu einem Vielkanal-Impulshöhenanalysator geleitet, der die Impulse nach ihrer Höhe in Kanäle sortiert. Daraus erhält man das Impulshöhen-Diagramm.

Unter Berücksichtigung aller Sekundärprozesse können die typischen Merkmale des Gammaspektrums den einzelnen Wechselwirkungsarten zugeordnet werden. Fällt auf einen Szintillator eine monoenergetischer γ -Strahl der Energie E_0 ein, so müsste man, wenn alle Energie im Szintillator umgesetzt wird, im Impulshöhen-Diagramm eine scharfe Linie bei E_0 erhalten. Das ist jedoch im allgemeinen nicht der Fall, was aus Abbildung 2 hervorgeht, in dem die Verhältnisse schematisch für einen Natrium-Kristall ausgeführt sind. So führt der Photoeffekt nicht nur zu einem Peak bei E_0 , sondern auch zu einem Peak bei einer um 28keV verringerten Energie. Beim Photoeffekt wird ein Elektron aus einer Schale entfernt; dabei erhält es die Energie E , vermindert um die Bindungsenergie: $E = E_0 - 28keV$ (bei Natrium). Die erzeugte Lücke in der Schale wird durch ein Elektron aus einer höheren Schale aufgefüllt, wobei Röntgenstrahlung entsteht, die ihrerseits wieder Elektronen erzeugen kann. Verbleibt diese Sekundärstrahlung im Szintillator, so wird auch die Bindungsenergie im Szintillator umgesetzt, und es erscheint tatsächlich ein Peak bei E_0 . Entweicht jedoch die Röntgen-Strahlung, die, falls keine Elektronen gebildet werden, die gesamte Bindungsenergie besitzt, so entsteht ein zusätzlicher Peak (Satelliten-Peak) bei $E = E_0 - 28keV$.

Durch den Compton-Effekt entsteht bei Natrium unterhalb des Satellitenpeaks ein kontinuierliches Linienspektrum (Compton-Kontinuum). Beim Compton-

Effekt übernimmt das Elektron nicht die gesamte Energie E_0 , sondern nur einen winkelabhängigen Teil. Sinkt die Energie des Gammaquants durch weitere Stöße, so steigt die Wahrscheinlichkeit, dass es durch den Photoeffekt vollständig absorbiert wird. Wird ein γ -Quant nach Compton-Wechselwirkungen absorbiert, so wird die seine gesamte ursprüngliche Energie umgesetzt. Entweicht das Quant nach einem 180 Grad Stoß, so hat es die maximale Energie, die durch den Compton-Effekt übertragbar ist, an ein Elektron abgeben. Diese Energie grenzt das Compton-Kontinuum nach oben hin ab und bildet die sogenannte Comptonkante.

In unserer Versuchsanordnung tritt Paarbildung zwar nicht auf. Der Vollständigkeit halber sei der Effekt auf das Spektrum dennoch erwähnt. Bei der Paarbildung wird das Positron nach sehr kurzer Zeit vernichtet, wobei zwei Gamma-Quanten entstehen. Entweicht eines aus dem Szintillator entsteht der sogenannte Einfach-Escape-Peak bei $E = E_0 - 0,51\text{MeV}$. Entkommen beide entsteht der Doppel-Escape-Peak bei $E = E_0 - 1,02\text{MeV}$. Da diese Quanten aber zusätzlich noch über den Compton- oder Photoeffekt wechselwirken können, ergibt sich ein kontinuierliches Spektrum.

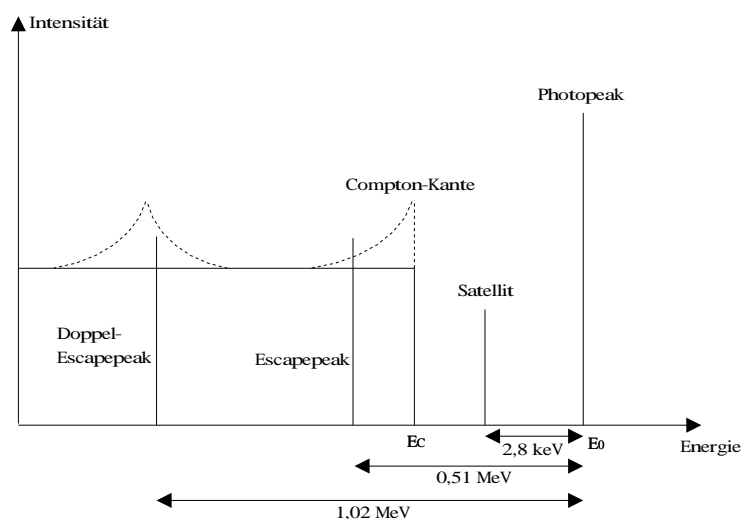


Abbildung 2: Energiespektrum beim Auftreten von Compton-, Photoeffekt und Paarbildung

2 Aufbau und Durchführung

Die ^{137}Cs -Quelle ist durch ein Bleiblock, der über einen Schieber geöffnet werden kann, abgeschirmt. Dann kann die Strahlung durch ein kleines Loch auf den 26 cm entfernten Streukristall, welcher sich in einem Metallzylinder befindet, gelangen. In diesem Zylinder ist auch ein Photomultiplier direkt am Streukristall, zur Detektion der gestreuten Elektronen, die nur eine sehr kurze Reichweite haben.

Der Kristall befindet sich im Drehzentrum des Meßarms, der mit einer

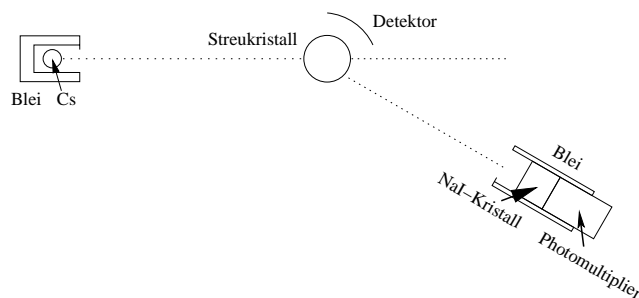


Abbildung 3: Schematischer Versuchsaufbau

Winkekelskala ausgestattet ist. An dessen Ende (25 cm) ist der Szintillationszähler und ein Photomultiplier angebracht, die ebenfalls mit Blei nach außen abgeschirmt sind.

Für den Photomultiplier wird eine Beschleunigungsspannung von ca 1 kV angelegt werden. Von einem Vorverstärker geht die Meßleitung zum eigentlichen Meßapparat.

2.1 Eichung

Zuerst wird die Meßapparatur über bekannte Energien aus γ -Zerfällen anderer Elemente geeicht. Dazu werden Proben verschiedener (radioaktiver) Elemente in die Öffnung des Szintillationzählers gelegt. Durch Verändern der Verstärkung werden die Peaks im Computer so verschoben, daß der Meßbereich optimal ausgenutzt werden kann.

2.2 Energien der Streuphotonen

Zur Messung der Photopeaks des ^{137}Cs hängt am Photomultiplier, der die vom Szintillationskristall ausgestrahlte Photonen vervielfacht, ein Verstärker, um das Signal für den Mehrkanaldetektor meßbar zu machen. Dadurch kann je nach Verstärkung der Bereich verschoben werden, indem gemessen wird.

Der Mehrkanaldetektor ist eine Karte im PC und wird mittels des Meßprogramms ausgelesen. Da auch Energien vorkommen können, die höher sind als für Kanal 255 eingestellt, werden diese Energien einfach modulo 256 aufgetragen, d.h. es kann auch vorkommen das ein hoher Energiewert unter einem niedrigeren liegt.

Damit werden nun die Spektren bei den Detektorstellungen 0, 30, 60, 90 und 120 Grad aufgenommen.

2.3 Aufnahme des Energiespektrums der Rückstoßelektronen

Da die Elektronen nur eine kurze Reichweite haben, ist der Photomultiplier dicht am Streukristall, sodaß sich kein winkelabhängiges Spektrum aufnehmen läßt. Der Detektor wird einfach nicht mitbewegt, sondern ist fest über einen ganzen Bereich (in der Gegenrichtung zum Photonendetektor), weshalb das Spektrum in jeder Richtung gleich aussieht.

Dieses Spektrum wird nun zuerst komplett gemessen. Daraus lassen sich aber nicht die Energien einzelner Rückstoßelektronen ablesen, da viel zu viele Elektronen gleichzeitig auf dem Schirm ankommen.

Deshalb wird nun versucht, gleichzeitig einen Photopeak und ein Elektron zu messen, eine Koinzidenzmessung. Es werden nur noch die Elektronen gemessen, die innerhalb eines Zeitfensters vor oder nach einem Photon einfallen. Dann kann davon ausgegangen werden, daß diese beiden Ereignisse von dem selben Stoßprozess stammen. So lassen sich die Elektronen herausfiltern, die unter einem bestimmten Winkel emittiert wurden.

Alle anderen Elektronen fallen aus der Messung. Dazu müssen die Signallaufzeiten ($\approx \mu s$) durch die Kabel und der Verstärker mit einem Delay angepasst werden.

Durch verkleinern des Zeitfenster wird der Peak schärfer, aber es werden auch wesentlich weniger Ereignisse noch registriert. Auch durch anheben des Energielevels, also der minimal zu erreichenden Spannung für ein Ereignis kann die Messung genauer gemacht werden.

Auch hier werden wieder bei den verschiedenen Winkeln wieder die Spektren aufgenommen, was aufgrund der zum Teil sehr kleinen Zählrate (es werden ja nicht alle Ereignisse gezählt) zum Teil sehr lange dauert bis auch nur im Ansatz sichtbare Peaks entstehen.

3 Auswertung

3.1 Eichung der Meßapparatur

Zur Zuordnung von Energien zu den Kanälen werden von einem γ -Strahler, der direkt in die Öffnung des Szintillationszählers gelegt wird, einige bekannte Zerfallslinien ausgemessen. In unserem Versuch werden die Elemente ^{22}Na und ^{60}Co verwendet, bei denen die (γ -) Zerfälle genau bekannt sind. Leider war kein (nichteingebautes) ^{137}Cs -Präparat vorhanden, mit dem man ebenfalls eine Eichung hätte vornehmen können. Die in Klammern angegebene Werte der Kanäle sind die abgelesenen, sie werden zum Teil durch Addition von 256 zum eigenlichen Kanal, da zu hohe Energien unten angehängt werden.

^{22}Na zerfällt mittels β^+ -Zerfall, also unter Aussendung eines Positrons. Diese Positronen zerstrahlen dann zusammen mit Elektronen zu γ -Strahlung mit der Ruheergie des Elektrons (551.7 keV). Der zweite Peak beim Natrium könnte durch gleichzeitiges Einfangen zweier Photonen hervorgerufen werden, da die Quelle sehr nah am Empfänger sitzt und die Wahrscheinlichkeit dafür mit kleinerem Abstand steigt. Dadurch werden die Energien addiert und es kommt zu einen Peak den man schelcht zuordnen kann.

Strahler	γ -Energie [keV]	Kanal
^{22}Na	511.7	162.5 [162.5]
^{137}Cs	661.6	210.0 [210.0]
^{60}Co	1172.7	370.5 [114.5]
^{60}Co	1332.5	420.0 [164.0]

Unter der Annahme, das die Energie und die Kanäle einen linearen Zusammenhang haben, kann man mit Hilfe der Regressionsgeraden die Energie in Abhängigkeit vom Kanal k ablesen:

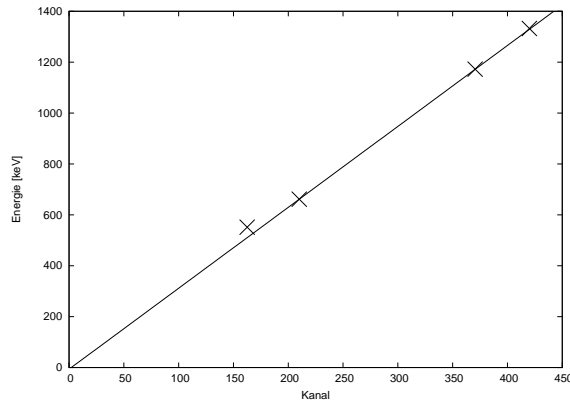


Abbildung 4: Eichgerade aus verschiedenen Strahlern

$$E_{\gamma} = (3.18 \cdot k - 6.4) \text{keV} \quad (11)$$

3.2 Energien in Abhängigkeit des Streuwinkels

Die gestreuten Photonen haben je nach Winkel verschiedene Energien (bzw Wellenlängen), deren Differenz zu den Energien des ^{137}Cs -Strahlers durch die Compton-Formel (3) beschrieben wird, und die durch die Meßwerte verifiziert werden soll. Der γ -Übergang des ^{137}Cs liegt bei 661.6 keV

ϑ	$E_{\gamma,exp}$ [keV]	$E_{\gamma,theo}$ [keV]	
0	661.3 ± 22.2	661.6	
30	575.5 ± 22.2	563.6	
60	410.1 ± 22.2	401.8	
90	292.5 ± 20.6	288.6	
120	222.5 ± 9.5	225.2	

Das Schaubild zeigt deutlich, daß die Werte die Comptonformel sehr deutlich verifizieren.

Trägt man nun den Kehrwert der Energie gegen $(1 - \cos \vartheta)$ auf, kann man durch die Steigung der Regressionsgeraden (Diagramm 6) die Ruhemasse des Elektrons bestimmen.

$$\frac{1}{E_{\gamma}} = \frac{1}{m_e c^2} (1 - \cos \vartheta) + \frac{1}{E_{\gamma}}$$

Das ergibt eine Steigung von $1.987 \cdot 10^{-3}$

$$\frac{1}{m_e c^2} = 1.987 \cdot 10^{-3} \Rightarrow m_e = 8.9 \cdot 10^{-31} \text{kg}$$

$$\Rightarrow r_e = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2} \cdot \frac{1}{m_e} = 2.9 \cdot 10^{-15} \text{m}$$

(vgl Literaturwert $m_e = 9.1 \cdot 10^{-31} \text{kg}$ und $r_e = 2.8 \cdot 10^{-15} \text{m}$)

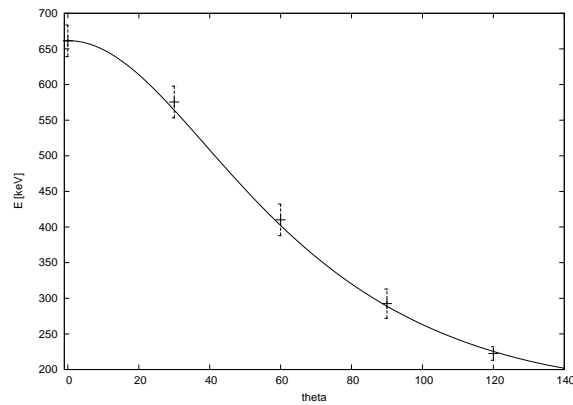


Abbildung 5: Winkelabhängigkeit der Energie der gestreuten Photonen

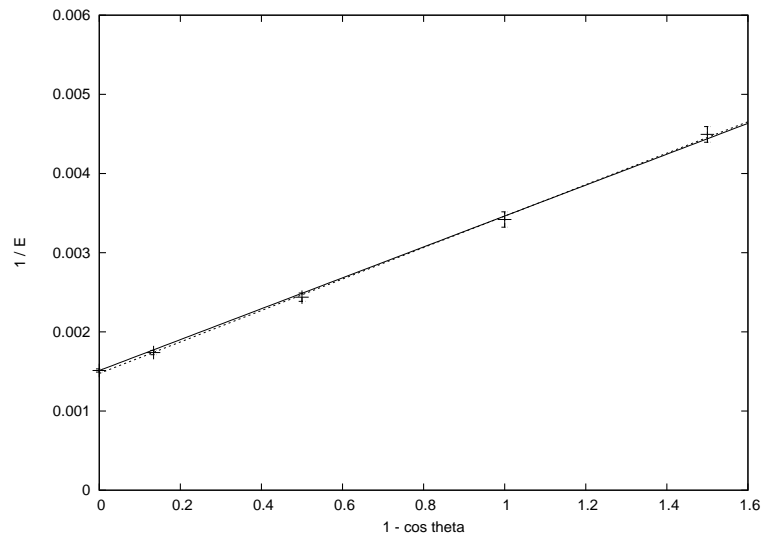


Abbildung 6: Kehrwert der Energie der gestreuten Photonen

3.3 Rückstoßelektronenspektren

Da die gestreuten Elektronen mit einem anderen Meßverstärker gemessen werden, muß eine neue Eichung vorgenommen werden. Dazu wird die Comptonkante des Spektrums, also die maximale Energie, die den Elektronen übertragen wird, ermittelt. Leider ist diese nicht sehr genau, da in den Spektren die Comptonkante nur sehr undeutlich hervortritt. Die maximale Energie der Elektronen ist in der Theorie 477.3 keV. Aus den Koinzidenzmessungen und dem Spektrum der Rückstoßelektronen kann man Kanal 175 ± 40 abschätzen. Damit ergibt sich eine Energie der Elektronen zu

$$E_e = (2.58 \cdot k) keV$$

ϑ	$E_{\gamma,exp}$ [keV]	$E_{\gamma,theo}$ [keV]
0	27 ± 8	0.0
30	74 ± 32	97.6
60	147 ± 46	259.5
90	267 ± 71	372.8
120	384 ± 147	436.3

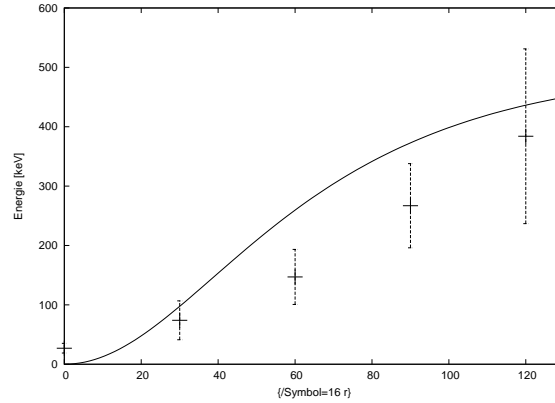


Abbildung 7: Energie der gestreuten Elektronen

Die Theoriekurve (Abbildung 7) liegt nicht im Fehlerbereich der Meßwerte. Da die Comptonkante bei Kanal 175 angenommen wird, kann durch den Fehler dieser doch sehr groben Abschätzung die Differenz deutlich minimiert werden. Bei einem Energieminimum der Elektronen bei Kanal 160 wären alle Messungen im Bereich der Theorie. Da es bei der Koinzidenzmeßmethode doch einige Unsicherheiten gibt, ist dieses Ergebniss in der richtigen Größenordnung gut.

3.4 Differentieller Streuquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Z}{\varepsilon} \frac{1}{d\Omega N I_0} \quad (12)$$

Die Zahl der Streuzentren, also die Zahl der freien Elektronen im Anthrazen-Streukristall ist²

$$N = \pi \left(\frac{d}{2} \right)^2 \cdot l \cdot \rho_{el} = 8.7 \cdot 10^{24}$$

Der Raumwinkel $d\Omega$ ist der durch die geometrische Anordnung der Meßapparatur gegebene vom Streukristall aus gesehene Bereich auf den Szintillationskristall.³

$$d\Omega = \frac{\pi \left(\frac{d_D}{2} \right)^2}{L_4^2} = 0.00785$$

² $d = 2.55$ cm, $l = 5.1$ cm, $\rho_{el} = 3.338 \cdot 10^{29} m^{-3}$

³Detektoröffnung $d_D = 2.5$ cm

Abstand Streukristall-Detektor $L_4 = 25$ cm

Z ist die gesammte Zählrate pro Sekunde, die zu einem Peak beiträgt. Sie wird hier über ein an den Peak angepasstes Dreieck genähert.

Die Anzahl der pro Sekunde auf die Fläche des Streukristall treffenden γ -Quanten ist die Intensität I_0 . Sie kann über das r^{-2} -Gesetz berechnet werden. Anhand der Geometrie des Meßaufbaus erkennt man, daß⁴ $I_0 = I_\gamma / (L_1 + L_2)^2$ und $I_{NaI} = I_\gamma / (L_1 + L_2 + L_4)$ sind. Daraus kann man I_0 berechnen

$$I_0 = I_{NaI} \cdot \left(\frac{L_1 + L_2 + L_4}{L_1 + L_2} \right)^2 = \frac{Z_{\vartheta=0} / \varepsilon}{\pi \left(\frac{D}{2} \right)^2} \cdot \left(\frac{L_1 + L_2 + L_4}{L_1 + L_2} \right)^2$$

Das ergibt die Werte

ϑ	E_γ [keV]	ε	Z	ΔZ
0	661.6	0.475	14011	118
30	563.8	0.515	31.3	5.5
60	401.6	0.600	18.7	4.3
90	288.7	0.69	15	3.8
120	224.9	0.785	14	3.8

Daraus läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt (mal 10^{-30}) in Abhängigkeit des Winkels berechnen

ϑ	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{exp}$	$\Delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{exp} \right)$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{Thom}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega} \text{K-N}$
30	3.9	0.7	6.8	5.0
60	2.0	0.5	4.9	1.8
90	1.4	0.4	3.9	0.8
120	1.2	0.3	4.9	0.6

Trägt man die Meßwerte, sowie die theoretischen Kurven in einem Schaubild auf, sieht man das sich die Meßwerte tendenziell besser durch die Klein-Nishina-Formel als durch die Thompsonformel beschreiben lassen.

4 Fazit

Die Werte der Photon-Messung, also der Messung der gestreuten Photonen, verifizieren die Comptonformel recht gut. Durch Verlängerung der Meßdauer könnte sicher noch wesentlich genauer gemessen werden, denn die Peaks würden dann deutlich schärfer und damit der Fehler kleiner.

Bei den Koinzidenzmessungen ist der Fehler zu groß um eine genauere Bestätigung der Theorie. Auch hier würde eine deutlich längere Meßdauer Verbesserungen bringen. Außerdem ist die Eichung bei diesen Messungen zu ungenau.

Die Streuquerschnitte sind in der richtigen Größenordnung, sie stimmen aber nicht ganz genau mit der Theorie überein.

⁴Abstand Strahleröffnung-Kristall $L_2=26\text{cm}$
 Abstand Strahler-Strahleröffnung $L_1= 10\text{cm}$
 I_{NaI} : Intensität beim Detektor

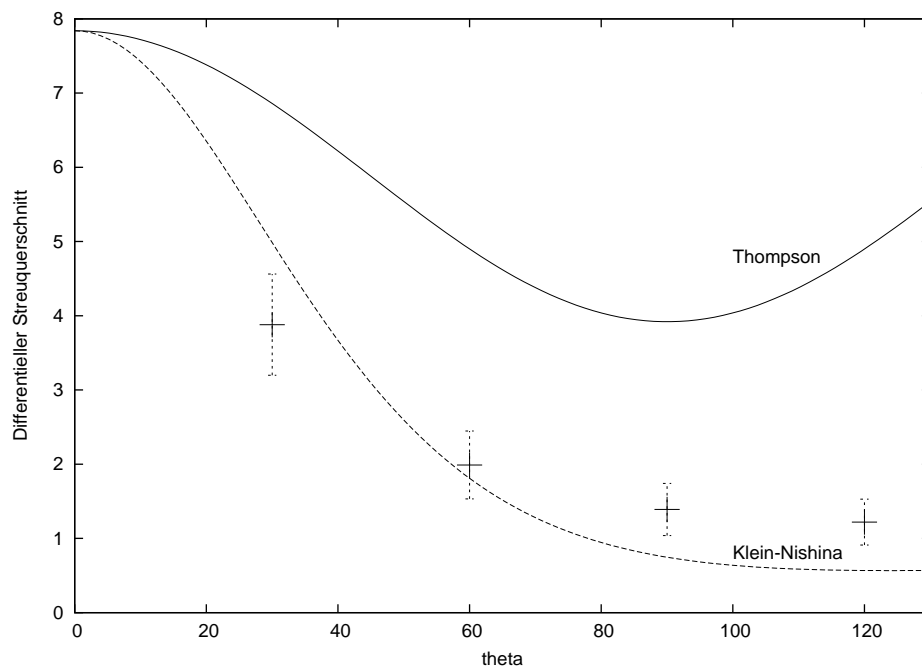


Abbildung 8: Winkelabhängigkeit des differentiellen Streuquerschnitts

Literatur

- [1] O.C. Allkofer *Teilchen-Detektoren*, Karl Thiernig Verlag, München
- [2] Demtröder *Experimentalphysik*, Springer
- [3] Melissinos *Experiments in modern physics*, Academic Press, London 1966
- [4] Browne, Edgardo *Table of radioactive isotopes*, Wiley, New York, 1986