

Physikalisches Institut der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Protokoll zu

Versuch K126 - Der Compton-Effekt

Fortgeschrittenen Praktikum I

Wintersemester 1998/99

Von

Christian Funke, Torge Szczepanek

Semesterzahl: 7

Hauptfach: Physik

Assistent : Karsten Wittmack

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	Wechselwirkungsmechanismen zwischen Photonen und Materie . . .	3
2.2	Theorie des Compton-Effekts	4
2.3	Wirkungsquerschnitte	5
2.4	Abschwächung des Strahls beim Targetdurchlauf	5
2.5	Die Klein-Nishina-Formel	5
3	Versuchsaufbau	7
4	Versuchsdurchführung und Auswertung	8
4.1	Experimentelle Bestimmung des totalen Stoßwirkungsquerschnitts der 662 keV γ -Quanten von ^{137}Cs	8
4.1.1	Versuchsdurchführung	8
4.1.2	Auswertung	8
4.1.3	Theoretischer Stoßquerschnitt	9
4.1.4	Vergleich zwischen theoretischem und experimentell bestimm- tem Wert	9
4.2	Energieeichung der Spektren mit ausgewählten Linien von ^{137}Cs und ^{133}Ba	10
4.2.1	1. Ba-Peak	11
4.2.2	2. Ba-Peak	11
4.2.3	3. Ba-Peak	12
4.2.4	Erstellung der Eichgeraden	13
4.3	Messung der Winkelabhängigkeit der Comptonstreuung	14
4.3.1	Auswertung der Differenzspektren	14
4.4	Vergleich der Peak-Energien mit dem theoretischen Wert.	19
4.5	Auswertung der Intensität der Streupeaks	20

1 Einleitung

Bei diesem Versuch wird die inelastische Streuung (Compton-Effekt) von γ -Quanten an den (quasifreien) Elektronen der äußeren Schalen von Al-Atomen, im Hinblick auf den differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitt der Compton-Streuung, untersucht.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Wechselwirkungsmechanismen zwischen Photonen und Materie

Die Art der Wechselwirkung zwischen γ -Quanten und Materie ist sehr stark abhängig von der Energie des eingestrahnten γ -Quants. Weiterhin ist die Ordnungszahl des Streutargets von Einfluß auf den stattfindenden Prozeß. Folgende Prozesse sind dominant:

1. Compton-Streuung:

Das eingestrahlte Photon streut inelastisch mit einem äußeren Hüllennatom des Target-Atoms, wobei es einen Teil seiner Energie auf das Elektron überträgt. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der Ordnungszahl des Targets verläuft linear.

2. Thomson-Streuung:

Bei der Thomson-Streuung handelt es sich um einen elastischen Stoß, bei dem keine Energie auf den Stoßpartner (das Elektron) übertragen wird. Die Thomson-Streuung tritt nur bei sehr niederenergetischen Photonen auf, und ist somit ein Sonderfall der Compton-Streuung.

3. Der Photoeffekt:

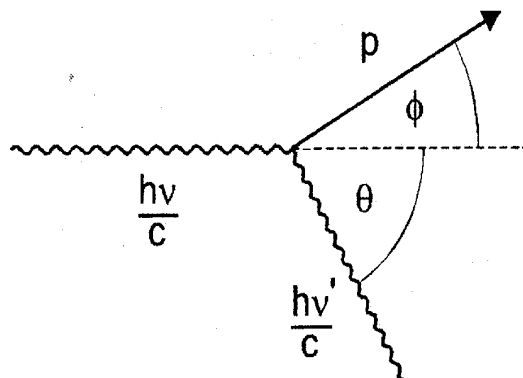
Ein Hüllenelektron einer der kernnahen Schalen absorbiert das γ -Quant vollkommen und erhält die Energie des Photons als kin. Energie. Wenn diese Energie größer als die Bindungsenergie des Elektrons ist, wird es aus dem Atom herausgeschlagen. Der Wirkungsquerschnitt ist in der 5. Ordnung abhängig von der Ordnungszahl des Targets, und vor allem bei niederenergetischen Photonen dominant.

4. Paarbildung:

Bei der Paarbildung wird im Coulombfeld eines Kerns ein Elektron-Positron Paar erzeugt, wobei das γ -Quant vernichtet wird. Dieser Prozeß kann konsequenterweise nur bei γ -Energien jenseits von 1022 keV (doppelter Elektronenmasse) auftreten. Die restliche Photoenergie wird in kin. Energie des Elektron-Positron Paares umgesetzt.

Da bei diesem Versuch das Zerfallsprodukt von ^{137}Cs (662 keV) untersucht wird sind aufgrund des Energiebereichs, sowohl Thomson-Streuung als auch Paarbildung auszuschließen. Da es sich beim Target auch um ein Material mit niedriger Ordnungszahl (Al $Z=13$) handelt ist der Compton-Effekt gegenüber dem Photoeffekt begünstigt.

2.2 Theorie des Compton-Effekts



Das γ -Quant der Energie $h\nu$, vollzieht mit einem als ruhend angenommenen Elektron einen inelastischen Stoß. Dabei wird auf das Elektron der Impuls p und die kinetische Energie T übertragen. Das gestreute Quant hat die Energie $h\nu'$. Unter Beachtung der Impuls- und Energie-Erhaltung lassen sich nun folgende Gleichungen formulieren:

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \theta + p \cos \phi \quad (1)$$

$$p \sin \phi = \frac{h\nu'}{c} \sin \theta \quad (2)$$

$$h\nu = h\nu' + T \quad (3)$$

Mit Einbeziehung des rel. Energiesatzes $pc = \sqrt{T(T + 2m_e c^2)}$ ergibt für die Wellenlänge der gestr. Photonen:

$$\Delta\lambda = \lambda' - \lambda = \lambda_c(1 - \cos \theta), \quad \text{mit } \lambda_c = \frac{h}{m_e c^2} \quad (4)$$

Sowie für die Energie-Bilanz:

$$\nu' = \frac{\nu}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)}, \quad \text{mit } \alpha = \frac{h\nu}{m_e c^2} \quad (5)$$

2.3 Wirkungsquerschnitte

Es wird generell zwischen differentiell und totalem Wirkungsquerschnitt unterschieden. Eine weitere Unterscheidung besteht zwischen Stoß- und Streuquerschnitt. Der differentiell Wirkungsquerschnitt ist als die, durch das Raumwinkelement $d\Omega$ pro Zeiteinheit gestreute, Energie pro Gesamtenergiestrom definiert. Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sie aus der Integration über den gesamten Raum:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (6)$$

Der Streuquerschnitt beschreibt die gestreute Energie, wohingegen der Stoßquerschnitt die Stoßwahrscheinlichkeit angibt. Zwischen diesen beiden Querschnitten besteht folgender Zusammenhang:

$$\sigma_{streu} = \frac{\nu'}{\nu} \sigma_{sto\beta} \quad (7)$$

2.4 Abschwächung des Strahls beim Targetdurchlauf

Das Quotient aus der Anzahl der einfallenden Quanten durch die Anzahl der austretenden Quanten läßt sich mit folgender Formel darstellen:

$$\frac{N_0}{N(x)} = \exp(n_0 Z x \sigma_{sto\beta}) \quad (8)$$

Dabei sind:

N_0 : Anzahl der einfallenden Quanten

$N(x)$: Anzahl der aus dem Target ungestreut austretenden Quanten

x : Targetdicke

n_0 : Teilchenzahldichte des Targets

Z : Ordnungszahl des Targets

Durch umformen läßt sich somit der totale Stoßwirkungsquerschnitt mit

$$\sigma_{sto\beta} = \frac{1}{n_0 Z x} \ln \left(\frac{N_0}{N(x)} \right) \quad (9)$$

berechnen.

2.5 Die Klein-Nishina-Formel

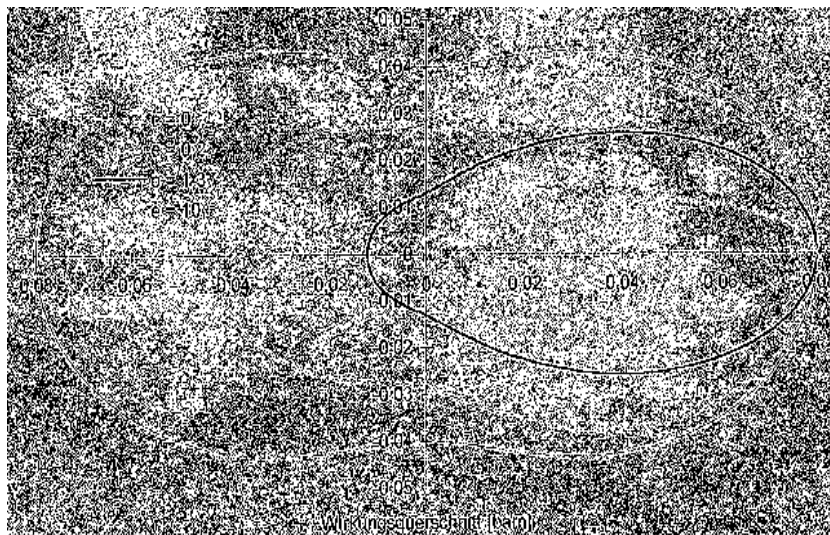
Der differentiell Stoßquerschnitt für Photon-Elektron Stöße wurde für polarisierte Elektronen von Klein und Nishina aus der Dirac-Gleichung hergeleitet:

$$\frac{d\sigma_p}{d\Omega} = \frac{1}{4} r_0^2 \left(\frac{\nu'}{\nu} \right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu'} + \frac{\nu'}{\nu} - 2 + 4 \cos^2 \theta \right) \quad (10)$$

Dabei ist r_0 der klassische Elektronen-Radius von $2,8179 \cdot 10^{-15} m$. Da unsere Photonquelle ein radioaktives Präparat ist, sind die emittierten Quanten vollkommen unpolarisiert. Um die oben erwähnte Formel anwenden zu können muß als über alle Polarisationsrichtungen gemittelt werden. Damit ergibt sich:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left(\frac{\nu'}{\nu} \right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu'} + \frac{\nu'}{\nu} + \sin^2 \theta \right) \quad (11)$$

Wenn man nun den winkelabhängigen Wirkungsquerschnitt in ein Polardiagramm einträgt ergibt sich der Klein-Nishina Plot. Dabei entspricht dem ein Gleichung [5] eingeführten Faktor α . Für α gegen Null ergibt sich eine symmetrische Verteilung, die charakteristisch für die Thomson-Streuung ist. Die fettgedruckte Linie bei $\alpha = 1,3$ zeigt die für unseren Versuch erwartete Verteilung.

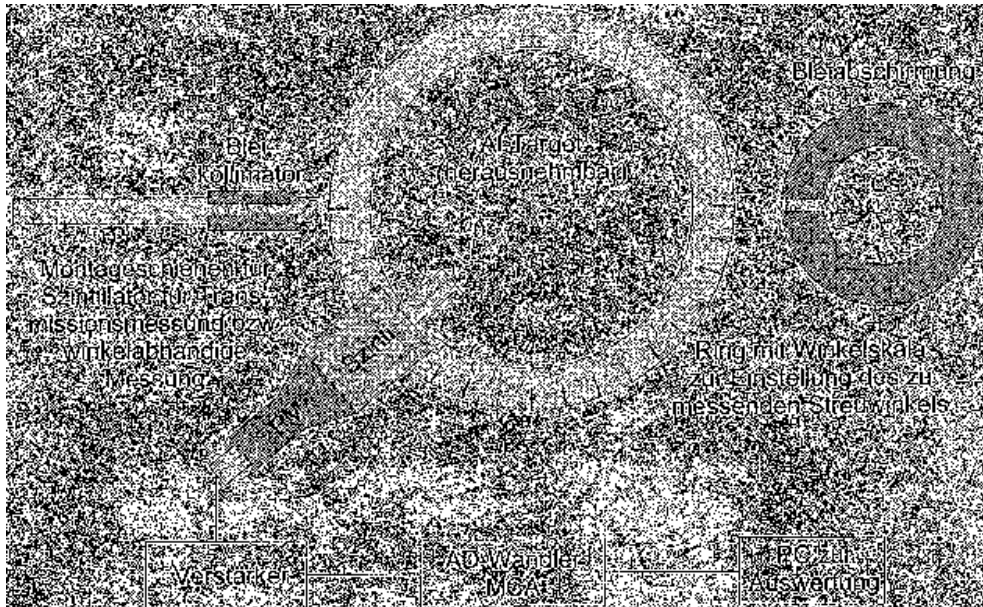


Weiterhin läßt sich durch Integration über alle Raumwinkel der totale Wirkungsquerschnitt zu

$$\sigma = 2\pi r_0^2 \left(\frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left(\frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) \right) + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right) \quad (12)$$

berechnen.

3 Versuchsaufbau



Der Versuchsaufbau besteht aus einer fest montierten ^{137}Cs -Quelle in einer Bleiab-schirmung. Die Austrittsöffnung dieser Abschirmung zeigt genau in die Mitte eines mit Winkelmarkierungen versehenen Kreises, auf dem der Szintilationszähler einer-seits, in direkter Verlängerung der Strahlachse (im Weiteren mit 0° bezeichnet) mit einem zusätzlichen Bleikollimator fest, andererseits in einem Winkel zwischen 40° und 120° drehbar angebracht werden kann. In der Mitte des Kreises können nun verschieden dicke Aluminium-Targets (in unserem Fall: 1mm, 10mm und 20mm) eingebracht werden. Die Winkeljustierung des Targets muß jedoch von Hand und per Augenmaß erfolgen. Das in diesem Versuch ebenfalls verwendete ^{133}Ba -Präpa-rat war an einem Stativ mit einem Reagenzglashalter angebracht und konnte so direkt vor dem Szintilator aufgebaut werden. Zur Auswertung war der auf den Szin-tilator folgende Photomultiplier, über einen Verstärker, an einen 256-Kanal MCA angeschlossen mit dem die Aufnahme der Spektren erfolgte.

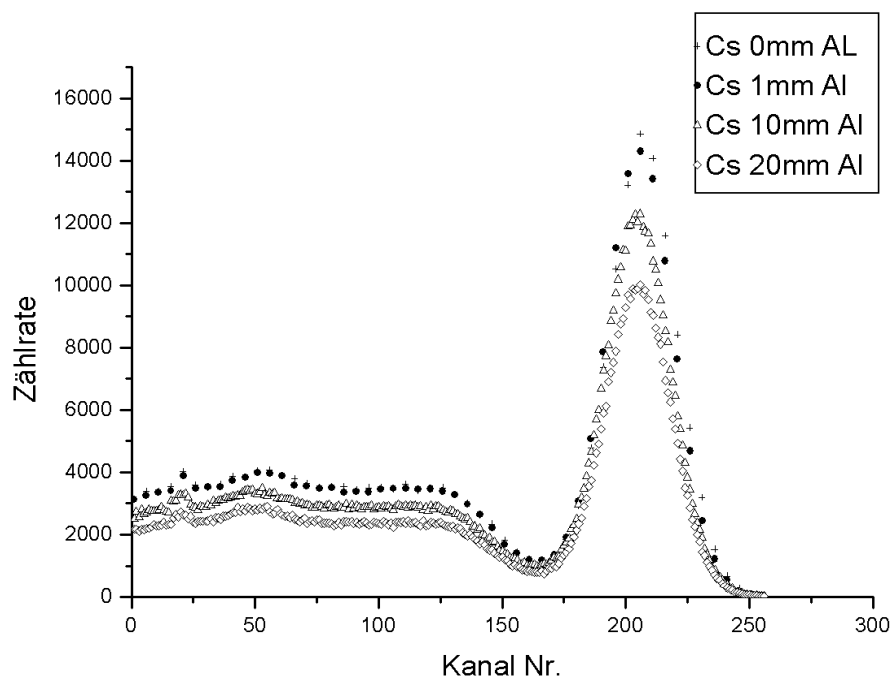
4 Versuchsdurchführung und Auswertung

4.1 Experimentelle Bestimmung des totalen Stoßwirkungsquerschnitts der 662 keV γ -Quanten von ^{137}CS

4.1.1 Versuchsdurchführung

Der Szintillationszähler wurde in einem Winkel von 0° mit dem zusätzlichen Bleikollimator angebracht. Dieser dient dazu, daß wirklich nur ungestreute Photonen in das Zählrohr gelangen. Dann wurden in jeweils 10 Minuten dauernden Meßintervallen die Spektren für die Absorberdicken 0mm, 1mm, 10mm und 20mm aufgenommen.

4.1.2 Auswertung



Anmerkung: Bei dieser Grafik wurden der Übersichtlichkeit halber die Fehlerbalken weggelassen. Sie sind auch nicht besonders Instrukтив, da es natürlich immer um statistische Fehler der Größe \sqrt{N} handelt.

In dieser Grafik sind die aufgenommenen Spektren in dieser Abbildung mit der Zählrate gegen die Kanalnummer aufgetragen. Wie man sieht liegt der Photopeak immer an exakt der gleichen Stelle, das heißt, das zum Photopeak, unabhängig von

der Absorberdicke, nur ungestreute Photonen beigetragen haben. Um nun mit Hilfe von Gleichung [9] den Stoßquerschnitt errechnen zu können müssen die Zählraten der Spektren bestimmt werden. Da hier nur ungestreute Photonen gezählt werden sollen, wurden nur die Flächen unter den Photopeaks betrachtet, die über einen Gauss-Fit errechnet wurden. Dabei wurde der linke Anfangswert des Gauss-Fits so gewählt, das mit Sicherheit der Compton-Grund, der der linken Hälfte des Photopeaks überlagert ist nicht in die Bestimmung mit einging. Es ergaben sich folgende Werte:

Absorberdicke	0mm	$(1 \pm 0, 1)$ mm	$(10 \pm 0, 2)$ mm	$(20 \pm 0, 2)$ mm
Zählrate(N)	508927 ± 53866	497274 ± 52750	416262 ± 19236	342363 ± 15932

Nun muß noch die Teilchenzahldichte von Aluminium bestimmt werden. Sie errechnet sich folgendermaßen:

$$A_{Al} = 26,982u = 4,4805 \cdot 10^{-26} kg$$

$$\rho_{Al} = 2707 \frac{kg}{m^3}$$

$$n = \frac{\rho_{Al}}{A_{Al}} = 6,042 \cdot 10^{28} \frac{1}{m^3}$$

Der Fehler des gemessenen Wirkungsquerschnitts wird über das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz bestimmt. Dabei wird n_0 als fehlerfrei angenommen. Es folgt:

$$\Delta\sigma_{stoß} = \frac{1}{n_0 Z x} \sqrt{\left(\frac{1}{x} \ln\left(\frac{N_0}{N(x)}\right) \Delta x\right)^2 + \left(\frac{1}{N(x)} \Delta N(x)\right)^2 + \left(\frac{1}{N_0} \Delta N_0\right)^2} \quad (13)$$

Somit ergibt sich für die Stoßwirkungsquerschnitte:

Absorberdicke[mm]	1mm	10mm	20mm
$\sigma_{stoß}$ [barn]	$0,2958 \pm 0,0914$	$0,2567 \pm 0,01476$	$0,2531 \pm 0,007386$

4.1.3 Theoretischer Stoßquerschnitt

Der totale Stoßquerschnitt läßt sich auch anhand von Gleichung[12] ausrechnen. Die Energie der emittierten γ -Quanten des ^{137}Cs beträgt 661,6 keV. Daraus folgt für die normierte Energie $\alpha = 1,2947$. Mit diesen Werten folgt:

$$\sigma_{theo} = 0,2563barn$$

4.1.4 Vergleich zwischen theoretischem und experimentell bestimmtem Wert

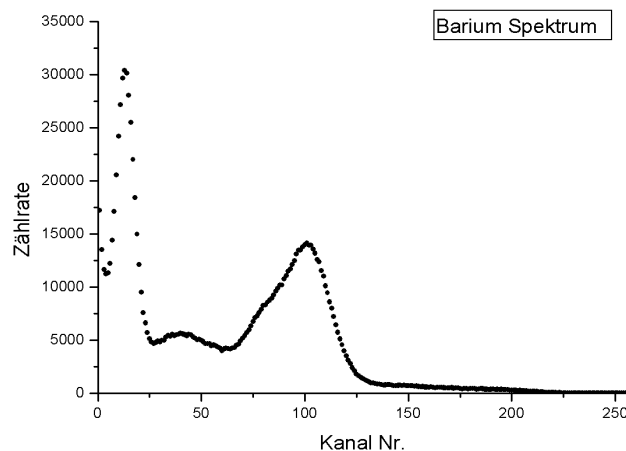
Der mit dem 1mm dicken Absorber gemessene Wert weicht nach oben vom theoretischen Wert ab, liegt aber noch innerhalb der Fehlergrenzen. Hier zeigt sich wohl die Grenze der Effektivität der Gauss-Fits, da diese einen sehr großen Fehler aufweisen

und sich die Werte für 0mm und 1mm nur sehr gering unterscheiden und sich ihre Fehlergrenzen deutlich überlappen. Somit ist eine Abweichung von ca 12% durchaus zu erwarten. Bei den dickeren Absorbern zeigt sich jedoch ein anderes Bild. Hier stimmen die experimentell ermittelten Werte hervorragend überein. Hier zeigt sich besonders gut der Vorteil der Betrachtung der Photopeaks, da hierdurch die mehrfach gestreuten Photonen nicht in die Rechnung mit einbezogen werden, die trotz des Kollimators in den Detektor gelangen und noch als Untergrund im Comptonrücken des Spektrums die Zählraten verfälschen.

4.2 Energieeichung der Spektren mit ausgewählten Linien von ^{137}Cs und ^{133}Ba

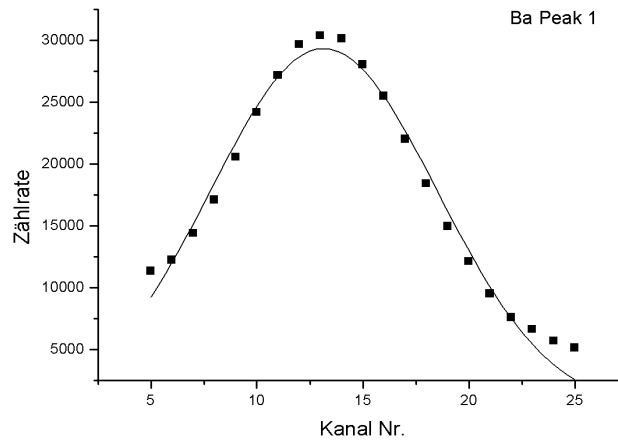
Das Spektrometer wird mit den bekannten Photon-Energien der Kernabregungen von ^{137}Cs und ^{133}Ba geeicht. Beim Cs- tritt nur eine Energie auf, nämlich bei 661,6 keV. Hier erfolgte die Bestimmung des Peaks bereits im vorigen Teil.

Das Zerfallsspektrum von Ba ist wesentlich komplexer, woraus mehrere Photopeaks im Spektrogramm resultieren. Diese müssen noch den einzelnen Zerfällen zugeordnet werden.



Im weiteren werden nun die trennbaren Peaks einzeln behandelt.

4.2.1 1. Ba-Peak

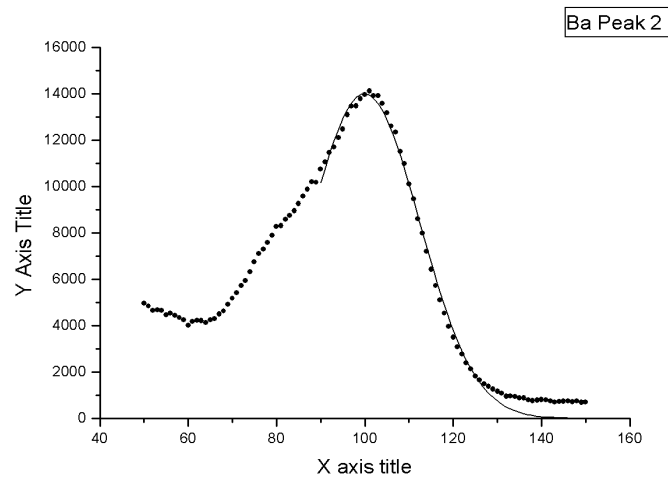


Der erste Peak liegt ca. bei Kanal Nr. 15. Hier wurde auf eine Betrachtung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors verzichtet, da es nur um die Positionsbestimmung des Peaks und nicht um seine Fläche ging. Der Peak wurde leicht als der 81 keV Übergang identifiziert (es gibt noch einen Übergang bei 79,6 keV, der aber sehr stark unterdrückt ist.). Der Gauss-Fit ergab:

$$n_{peak} = 13,16 \pm 0,11$$

4.2.2 2. Ba-Peak

Beim zweiten deutlich auszumachenden Peak handelt es sich um einen Doppelpack der noch aufgelöst werden muß. Wir sind so vorgegangen, das der Gauss-Fit nur an der rechten Schulter des Peaks angefitet wurde um den Einfluß des überlagerten Peaks zu eliminieren.

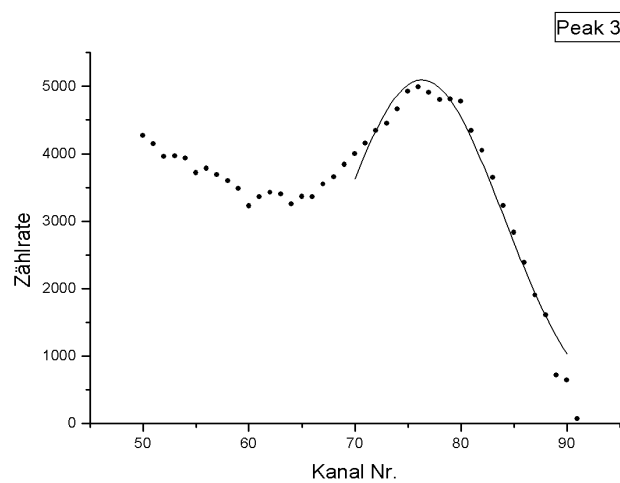


Dieser Peak ist eine Überlagerung zweier Linien bei jeweils 356 bzw. 383,3 keV. Da aber der 381 keV im Verhältnis von ca. 16:1 gegenüber dem anderen Übergang unterdrückt ist (siehe Zerfallsspektrum), wurde ein gewichteter Mittelwert 357,6 keV als Peakwert genommen. Der Gauss-Fit ergab:

$$n_{peak2} = 99,95 \pm 0,2$$

4.2.3 3. Ba-Peak

Um den dritten Peak zu erhalten wurde nun die rechte Schulter des Doppelpeaks gespiegelt und ab dem Peakwert(s.o.) vom Spektrum abgezogen. Im resultierenden Differenzspektrum ist damit der 357,6 keV herausgemittelt und der 3. Peak kann vermessen werden. Da hier bereits der Compton-Rücken des vorherigen Peaks beginnt wurde auch hier nur die rechte Schulter des Peaks gefittet.



Da auch hier zwei konkurrierende Linien zu einem Peak zusammenfallen, nämlich 276,4 und 302,8 keV, sie aber ungefähr die gleiche Häufigkeit aufweisen wurde hier der Mittelwert von 289,6 keV angenommen. Der Gauss-Fit ergab:

$$n_{peak3} = 76,32 \pm 0,22$$

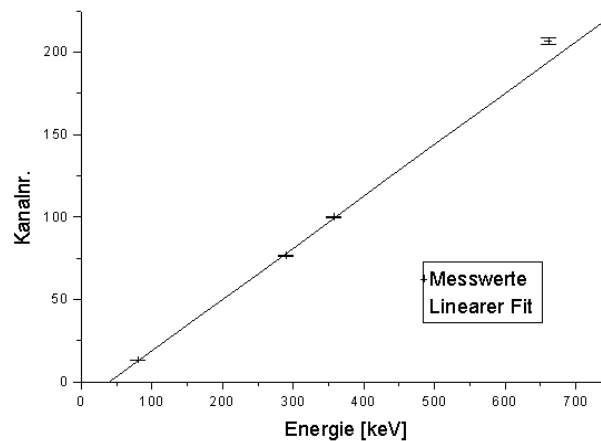
4.2.4 Erstellung der Eichgeraden

Da ein linearer Zusammenhang zwischen Energie und Kanalnummer vorausgesetzt wird werden nun die einzelnen Peakwerte in ein gemeinsames Diagramm eingetragen und mit Hilfe einer linearen Regression die unbekanntes im Zusammenhang:

$$Energie = M \cdot Kanalnummer + C \quad (14)$$

Die Regression wurde mit folgenden Werten ausgeführt:

Energie [keV]	Kanalnr.	Δ Kanalnr.
81	13,16	0,11
289,6	76,32	0,22
357,6	99,95	0,2
661,6	206,65	1,7



Bemerkung: Um eine gew. lin. Regression durchführen zu können wurde hier die Energie als Abszisse verwendet und die ermittelten Werte umgerechnet.

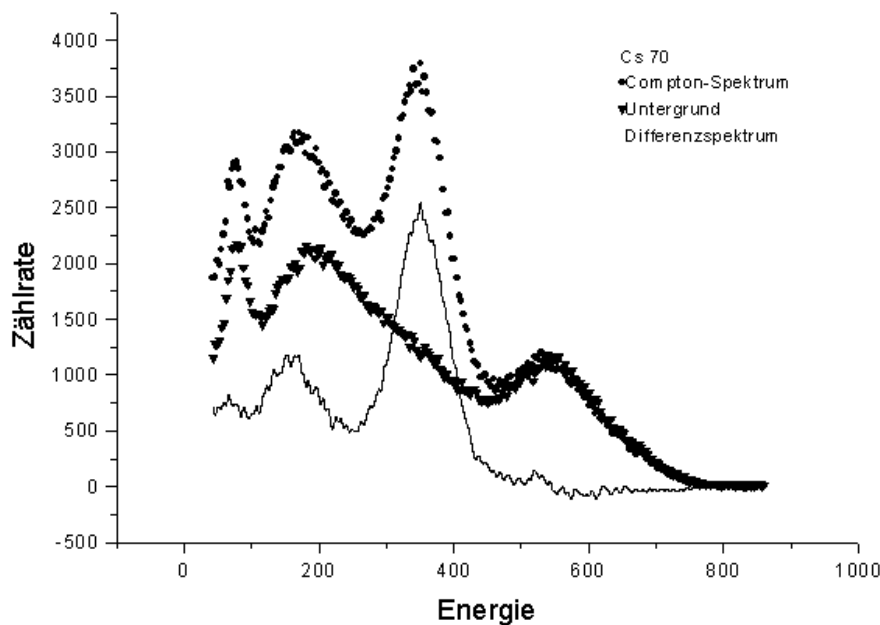
Es ergibt sich:

$$M = 3,207 \pm 0,006$$

$$C = 39,32 \pm 4,004$$

4.3 Messung der Winkelabhängigkeit der Comptonstreuung

Es wurden Streuspektren bei 40-90 Grad aufgenommen. Das Target war dabei das 1mm Target. Es wurden für jeden Winkel sowohl ein Untergrundmessung ohne Target und eine Messung des Streuspektrums mit Target vorgenommen. Aus diesen beiden Messungen wurde dann zur Auswertung das Differenzspektrum gebildet bei dem der Photopeak deutlich zu erkennen ist. Als Illustration sind hier die Spektren und das Differenzspektrum der Messung für eine Winkel 70° geplottet:

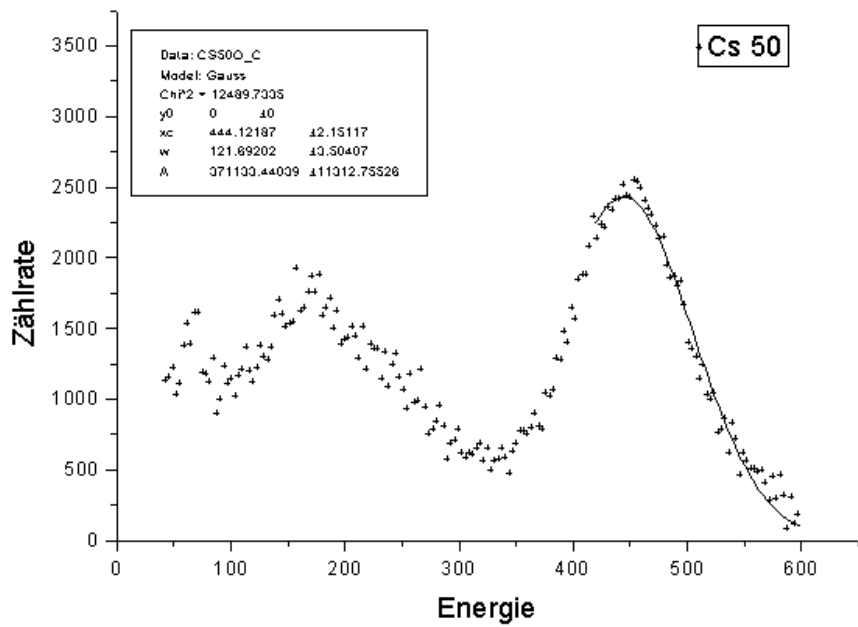
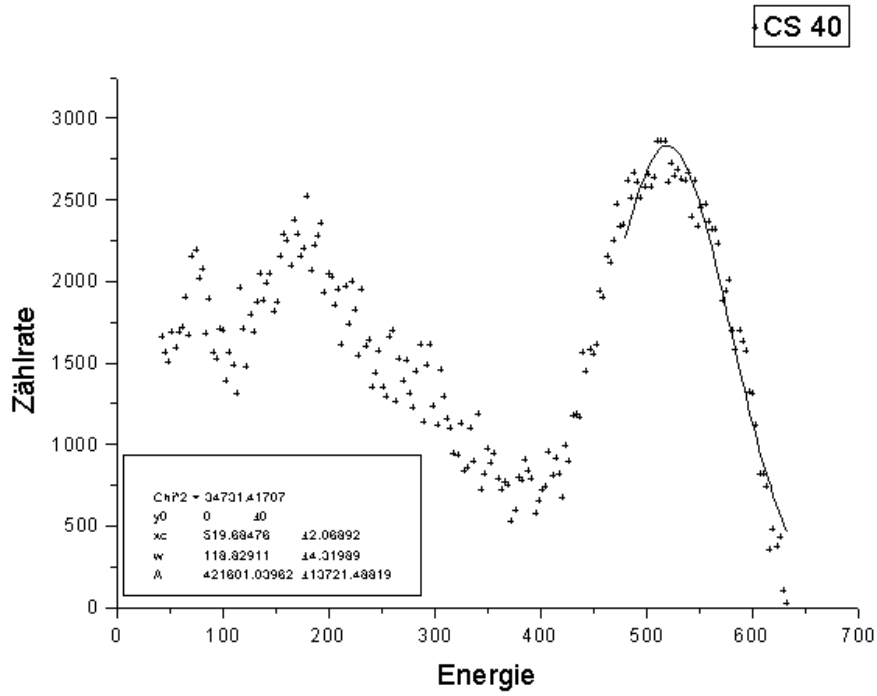


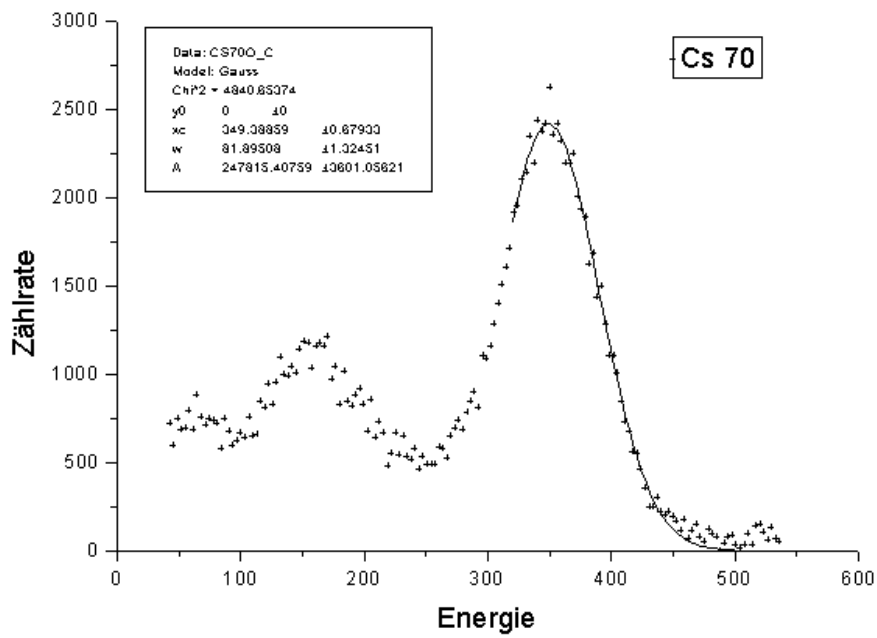
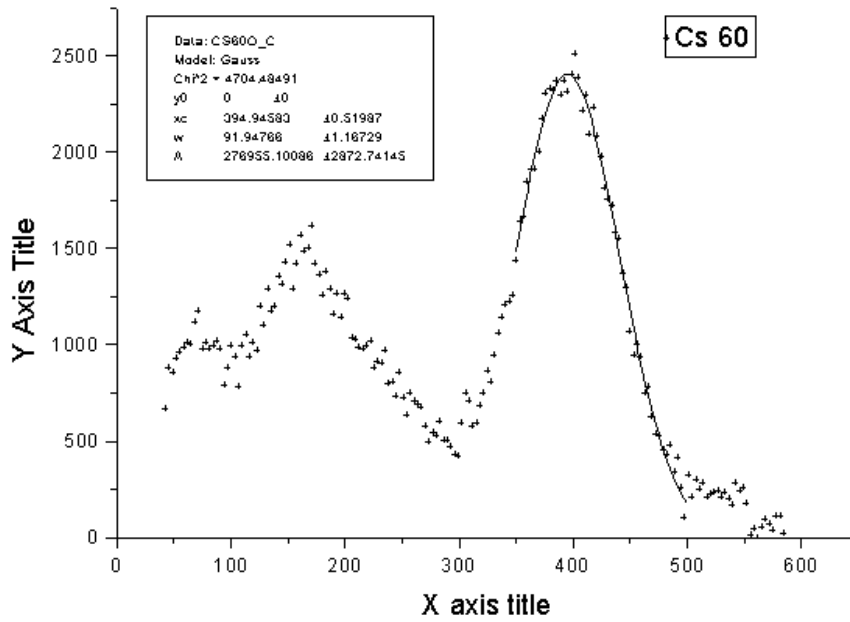
Man erkennt im Differenzspektrum deutlich den Photopeak und die Compton-Kante, was vor Abzug des Untergrunds nicht exakt zu erkennen war.

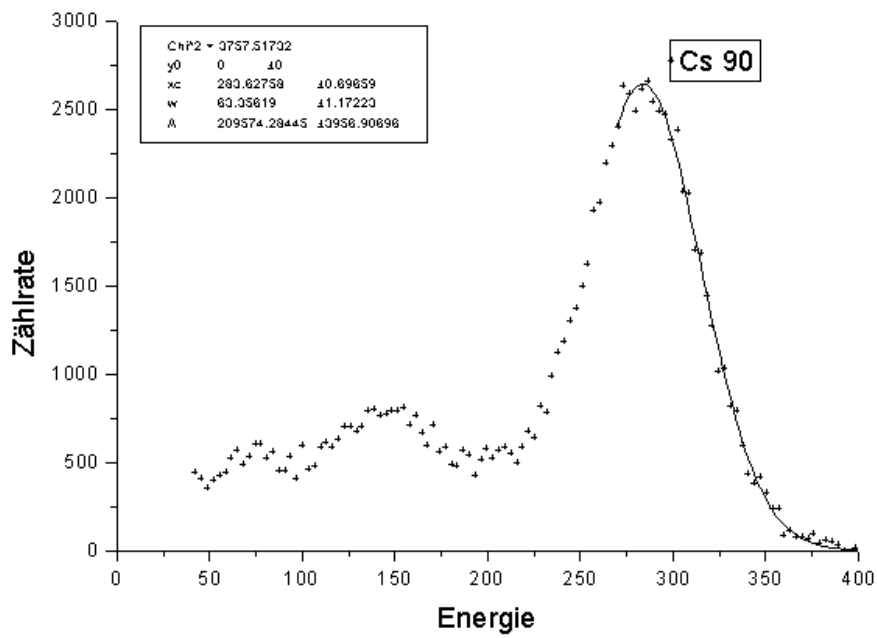
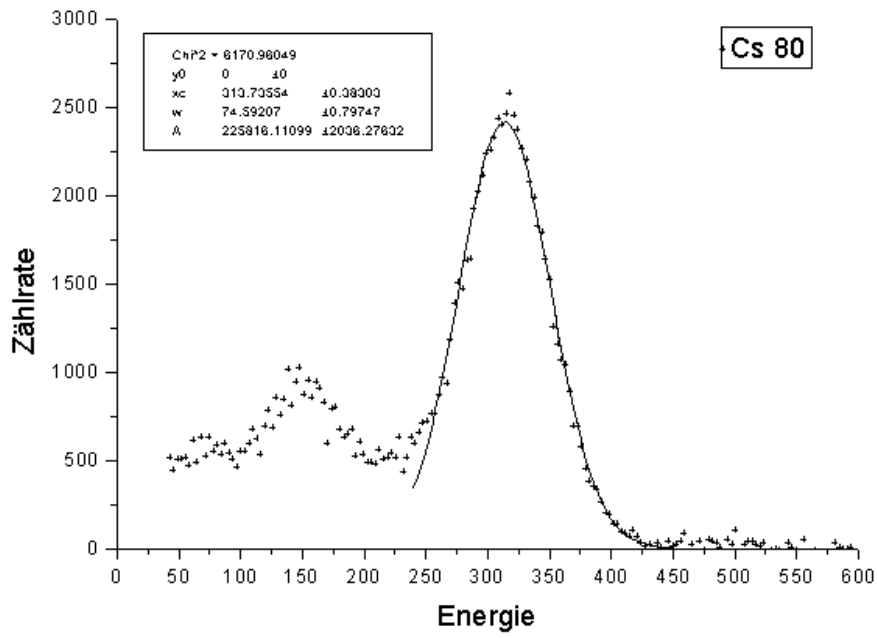
4.3.1 Auswertung der Differenzspektren

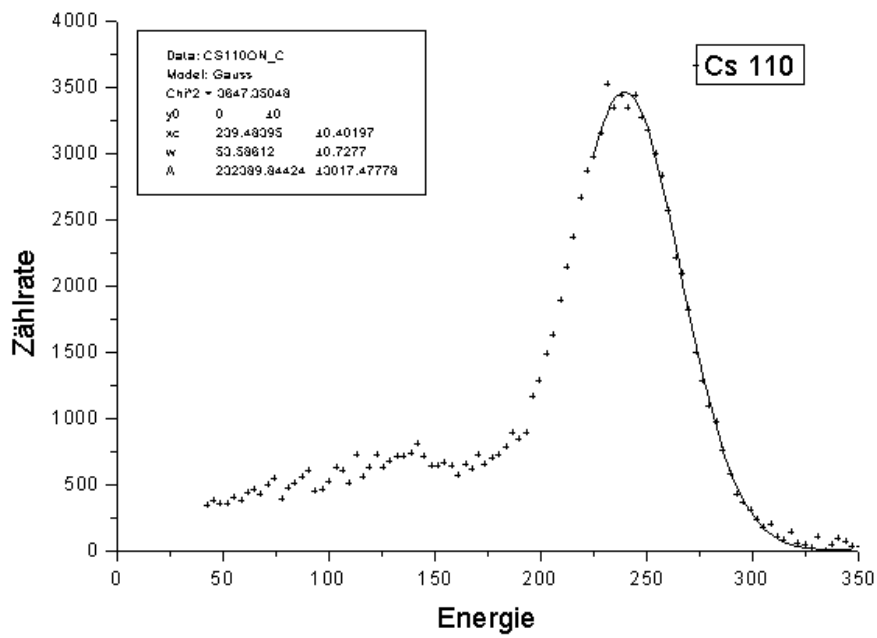
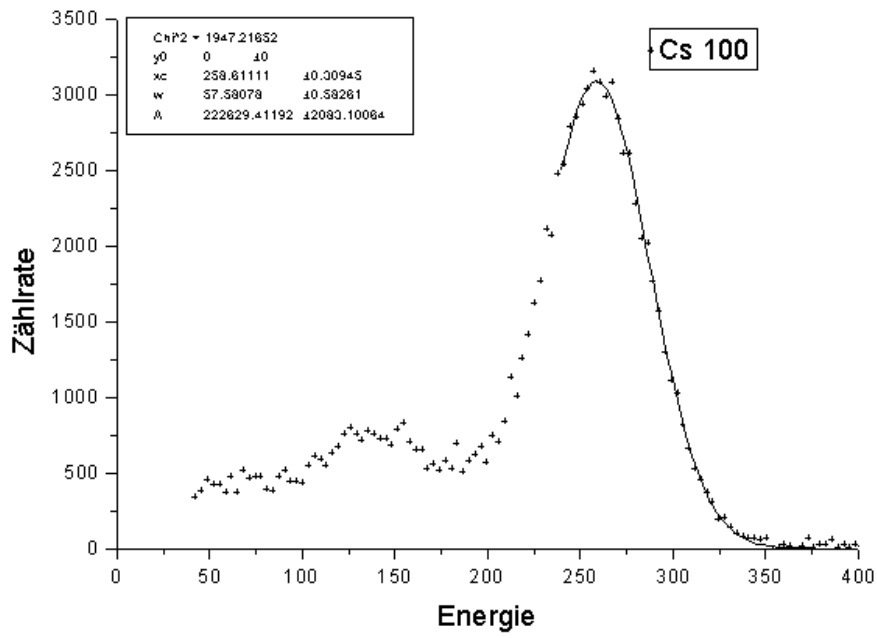
Für jeden Winkel wurde das Differenzspektrum erstellt und anschließend an den Photo-Peak eine Gauss-Funktion gefittet.

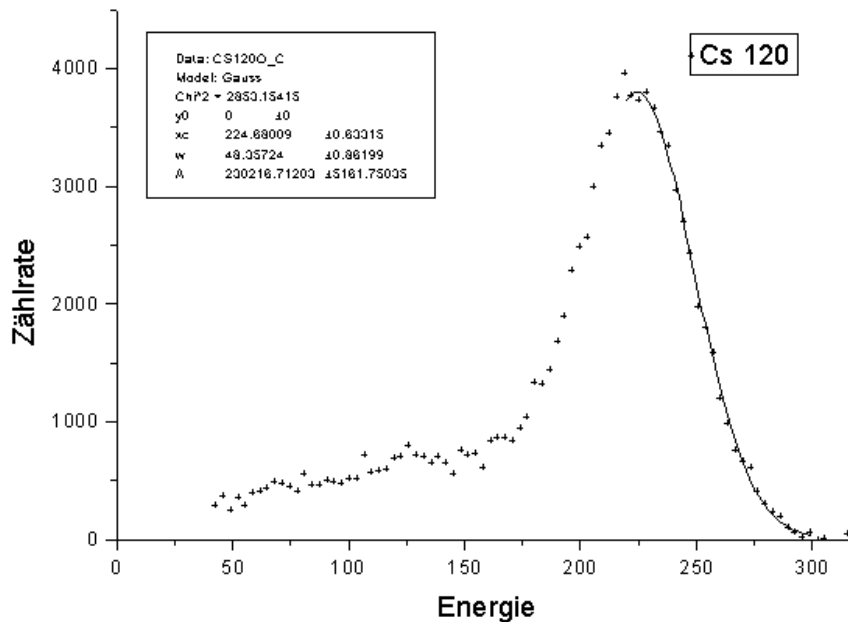
Anmerkung: Um den Compton-Grund der Photopeaks zu kompensieren wurde der Anfangspunkt für den Gauss-Fit soweit nach rechts gelegt, daß keine Überlagerung mehr vorliegt. Dies ist den Abbildungen deutlich zu sehen.











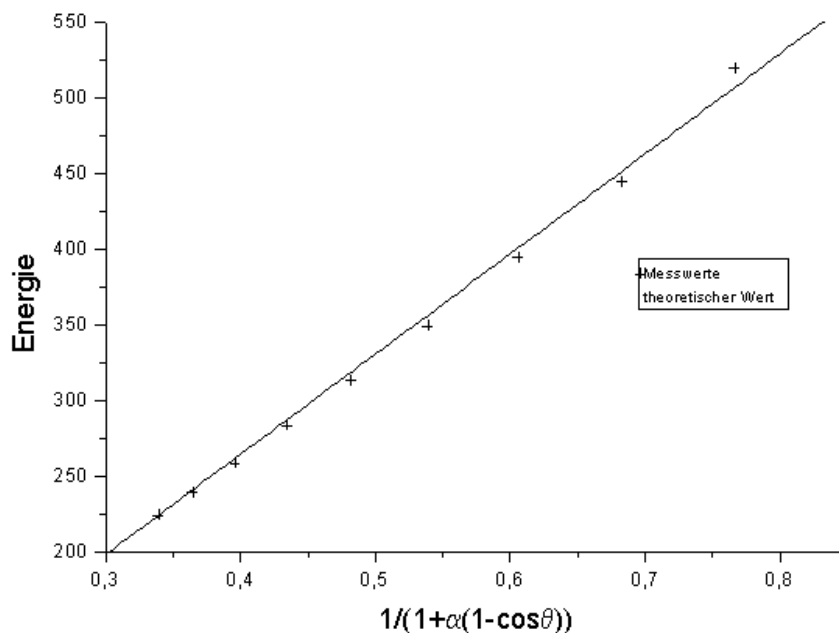
Es ergaben sich folgende Werte:

θ°	$E_{peak}[keV]$	$\Delta E_{peak}[keV]$	N_{peak}	ΔN_{peak}
40	519.68	2.06	421601	13721
50	444.12	2.15	371133	11312
60	394.94	0.52	276955	2872
70	349.38	0.68	247815	3601
80	313.74	0.38	225816	2036
90	283.63	0.7	209574	3956
100	258.61	0.31	222629	2083
110	239.48	0.40	232389	3017
120	224.68	0.63	230216	5161

Anmerkung: Alle Iterationen der Gauss-Fkt. (meistens ca. 120) wurden so häufig wiederholt bis χ^2 konstant war.

4.4 Vergleich der Peak-Energien mit dem theoretischen Wert.

Nach Gleichung [5] besteht ein theoretischer Zusammenhang zwischen Peak-Energie und Streuwinkel. Um die hier gemessenen Werte zu überprüfen wurden deshalb die Energien gegen $\frac{1}{1+\alpha(1-\cos\theta)}$ Aufgetragen und weiterhin der theoretische Verlauf als Gerade eingetragen.



Wie man sieht stimmen die Meßwerte, besonders für die größeren Streuwinkel, sehr gut mit den theoretischen Werten überein. Als einziger Ausreißer zeigt sich die Messung bei 40° , die eine zu hohe Energie aufweist. Auf eine exakte Fehlerbetrachtung wurde hier verzichtet, da dies nur einen quantitativen Überblick über die Güte unserer Werte liefern sollte.

4.5 Auswertung der Intensität der Streupeaks

Die Fläche unter der Gauss-Kurve (auf den Abbildungen als A bezeichnet und im weiteren nur noch als N_{peak} bezeichnet ist ein Maß für die Intensität der einfallenden Strahlung. Allerdings muß der Wert noch um einige Apparatur-spezifische Faktoren korrigiert werden.

Da die Ansprechwahrscheinlichkeit des Szintillators bei höheren γ -Energien sinkt müssen die Werte noch durch einen Korrektur Faktor ϵ geteilt werden der die relative Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors darstellt. Die Werte sind einem Graphen in der Versuchsbeschreibung zu entnehmen. Als Fehler wurden hier weitere ϵ -Werte bei $\pm 10 \text{ keV}$ abgelesen um noch eventuelle Winkelfehler zu kompensieren.

Weiterhin ist die vom γ -Quant gesehene Absorberdicke x vom Streuwinkel θ abhängig. Unter der Annahme, daß die Streuung in der Mitte des Targets stattfindet gilt für die Weglänge, wenn die Dicke des Absorbers mit $d = 1,0 \pm 0,2 \text{ mm}$ und a die Breite des Absorbers mit $a = 17,0 \pm 0,5 \text{ mm}$ ist (Diese recht große Fehlerannahme

resultiert daraus, das sich das Target nur ungefähr auf Nullposition einstellen ließ und es auch keinerlei Justiervorgabe für die links-rechts Justage gab) :

$$x(\theta) = \begin{cases} \frac{d}{2} + \frac{a}{2} & \text{für } \theta = 90^\circ, \\ \frac{d}{2} \left(1 + \frac{1}{|\cos \theta|}\right) & \text{sonst.} \end{cases} \quad (15)$$

Und für die Fehler folgt:

$$\Delta x(\theta) = \begin{cases} \sqrt{\left(\frac{1}{2} \left(1 + \frac{1}{\cos \theta}\right) \Delta d\right)^2 + \left(\frac{d}{2} \frac{\sin \theta}{\cos^2 \theta} \Delta \theta\right)^2} & \text{für } \theta = 90^\circ, \\ \frac{1}{2} \sqrt{(\Delta d)^2 + (\Delta a)^2} & \text{sonst.} \end{cases} \quad (16)$$

Der Winkelfehler wurde mit $\pm 0,5^\circ$ abgeschätzt.

Wie bereits im ersten Teil der Auswertung des Versuchs gezeigt reduziert ein Durchgang durch ein festes Target die Intensität des Strahls, in unserem Fall heißt dies, daß es noch zu weiteren Streuungen an anderen Elektronen kommen kann. Um dies mit einzubeziehen formen wir Gleichung[8] in

$$N_0 = N(x) \cdot \exp(\sigma n_o Z x) \quad (17)$$

Hiermit definieren wir den Korrekturfaktor

$$K(\theta) = \exp(\sigma n_o Z x) \quad (18)$$

$$\Delta K(\theta) = \sigma n_o Z K(\theta) \Delta x \quad (19)$$

umformen.

Somit ergibt sich als endgültige Korrektur:

$$N_{korrr} = N_{peak} \cdot \frac{K(\theta)}{\epsilon} \quad (20)$$

ΔN wird entsprechend mit dem Gauss'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz errechnet. Mit den korrigierten Zählraten erwarten wir, daß diese direkt proportional zum differentiellen Wirkungsquerschnitt sind. also:

$$N_{korrr} = C \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (21)$$

Somit ergeben sich folgende Werte:

θ	N_{peak}	ΔN_{peak}	ϵ	$\Delta \epsilon$	x[mm]	Δx	K	ΔK
40	421601	13721	2,85	0,1	1,153	0,346	1,0235	0,0071
50	371133	11312	3,30	0,1	1,278	0,384	1,0261	0,0079
60	276955	2872	3,87	0,08	1,5	0,451	1,0307	0,0094
70	247815	3601	4,48	0,08	1,962	0,593	1,0403	0,0124
80	225816	2036	5,05	0,06	3,379	1,053	1,0704	0,0227
90	209574	3956	5,60	0,05	9	0,292	1,1986	0,007
100	222629	2083	6,10	0,05	3,379	1,053	1,0704	0,0227
110	232389	3017	6,55	0,05	1,962	0,593	1,0403	0,0124
120	230216	5161	6,90	0,05	1,5	0,451	1,307	0,0094

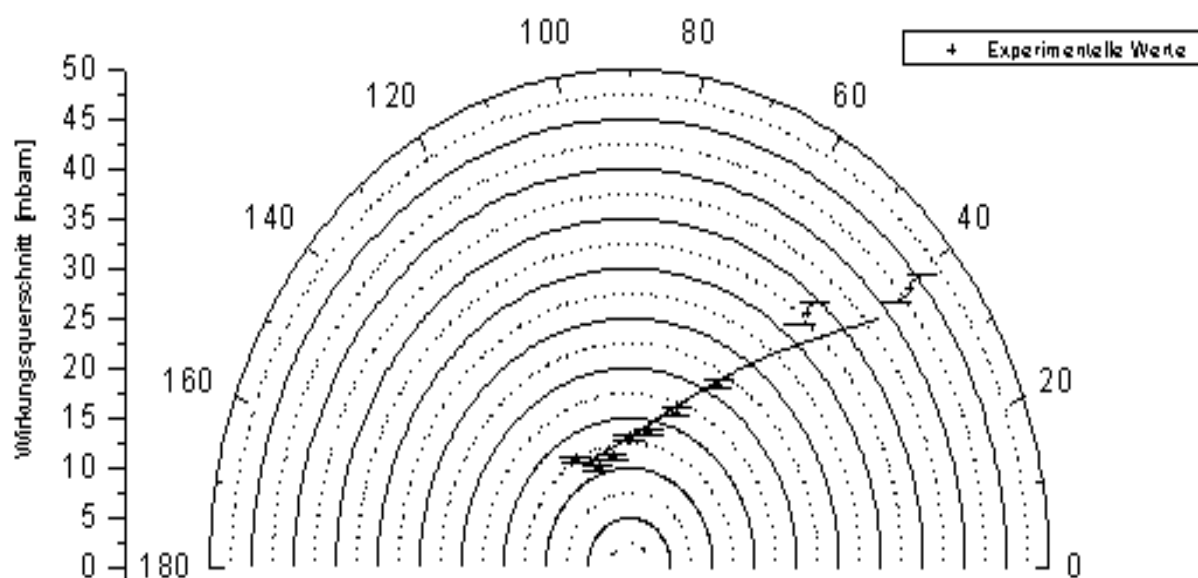
Mit diesen Ergebnissen lässt sich nun C bestimmen und zwar:

$\theta [^\circ]$	N_{korr}	ΔN_{korr}	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{theo}} [mbarn]$	$C [mbarn]^{-1}$	$\frac{d\sigma}{d\Omega_{exp}} [mbarn]$	$\Delta \frac{d\sigma}{d\Omega_{theo}} [mbarn]$
40	151407	7322	38,76	3906	43,48	2,10
50	115400	5039	28,95	3986	33,14	1,45
60	73762	1834	22,01	3351	21,18	0,53
70	57545	1492	17,47	3294	16,53	0,43
80	47864	1241	14,67	3263	13,75	0,36
90	44856	973	13,05	3437	12,88	0,28
100	39066	960	12,18	3207	11,22	0,28
110	36909	709	11,76	3139	10,60	0,20
120	43608	1074	11,61	3756	12,52	0,31

Als Mittelwert für den Skalierungsfaktor ergibt sich:

$$C = 3482 \text{ mbarn}^{-1} \quad (22)$$

Dieses Ergebnis wurde in der obenstehenden Tabelle bereits verwendet um die den experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. Aus dieser Tabelle sind auch bereits die Abweichungen der experimentellen Werte von den theoretischen abzulesen. Die wird deutlicher im folgenden Klein-Nishina-Polar-Plot:



Wie man sieht zeigen die Werte ungefähr den erwarteten Verlauf. Man sieht wiederum die besonders große Abweichung der 40° Messung die ja auch schon beim Vergleich der Energien abzulesen war. Die restlichen Werte liegen im Rahmen der

Fehlergrenzen an der Sollkurve des Klein-Nishina-Plots. Somit sehen wir unsere Meßwerte durch die Theorie bestätigt. Als mögliche Fehlerquellen für den Versuch möchte ich auf jeden Fall die ungenaue Justiermöglichkeit des Absorberplättchens angeben, da sich dieses auf einer sehr wackeligen und nicht vernünftig ausrichtbaren Halterung befindet. Unserer Meinung nach stellt dieses Teil die Größte Fehlerquelle im ganzen Versuch dar und ist mit Sicherheit für einen Großteil des Gesamtfehlers verantwortlich.