

PROTOKOLL ZUM  
F-PRAKTIKUMSVERSUCH  
KERNSPEKTROSKOPIE



**Universität  
Regensburg**

eingereicht von

Simon Wolfgang Mages und Florian Rappl

22. November 2009

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>2</b>
<b>2</b>	<b>Grundlagen</b>	<b>2</b>
2.1	Arten radioaktiver Strahlung . . . . .	3
2.1.1	$\alpha$ -Zerfall . . . . .	3
2.1.2	$\beta$ -Zerfall . . . . .	5
2.1.3	$\gamma$ -Zerfall . . . . .	7
2.2	Wechselwirkungsprozess von Strahlung mit Materie . . . . .	7
2.2.1	Photoeffekt . . . . .	7
2.2.2	Compton-Effekt . . . . .	8
2.2.3	Paarbildung . . . . .	10
2.3	Kristallszintillationszähler . . . . .	11
2.3.1	Szintillator . . . . .	11
2.3.2	Photomultiplier . . . . .	12
2.4	Der Halbleiterdetektor . . . . .	12
2.5	Impulshöhenspektrum . . . . .	12
<b>3</b>	<b>Versuchsdurchführung</b>	<b>14</b>
3.1	Eichung der Apparatur . . . . .	15
3.2	$\gamma$ -Spektroskopie . . . . .	16
3.2.1	Pilze . . . . .	16
3.2.2	Tee . . . . .	17
3.2.3	Opa's Uhr . . . . .	18
3.2.4	Einlinienspektrum . . . . .	19
3.3	Compton-Effekt . . . . .	20
3.4	$\alpha$ -Spektroskopie . . . . .	21
<b>4</b>	<b>Fazit</b>	<b>25</b>
	<b>Literatur</b>	<b>27</b>

# 1 Einleitung

Im vorliegenden F-Praktikumsversuch Kernspektroskopie soll das Verständnis der Kernmodelle vertieft, sowie Messmethoden für die  $\gamma$ - und  $\alpha$ -Spektroskopie praktisch angewandt werden. Dabei kommt sowohl der Szintillationszähler (zur  $\gamma$ -Spektroskopie), als auch der Halbleiterdetektor (zur  $\alpha$ -Spektroskopie) als Detektionsgerät zum Einsatz.

# 2 Grundlagen

Um Kernphysik verstehen zu können ist es notwendig einen tieferen Einblick in die Quantenmechanik zu besitzen. Der Atomkern (bestehend aus Protonen und Neutronen - Nukleonen genannt) wird quantenmechanisch durch einen sog. Potentialtopf beschrieben. Dabei stellt man zwei Potentialtöpfe, einen für die Neutronen (Neutronentopf) und einen für die Protonen (Protonentopf) nebeneinander. Dieses Modell ist durch die Kernkräfte, welche rund 100 mal so stark sind wie elektromagnetische Kräfte, gerechtfertigt. Während Neutronen außerhalb des Kerns keine potentielle Energie mehr besitzen, wirkt auf Protonen das abstoßende Coulombpotential des Kerns. Da dieses Potential größer Null ist, ist der Protonentopf somit gegenüber dem Neutronentopf angehoben.

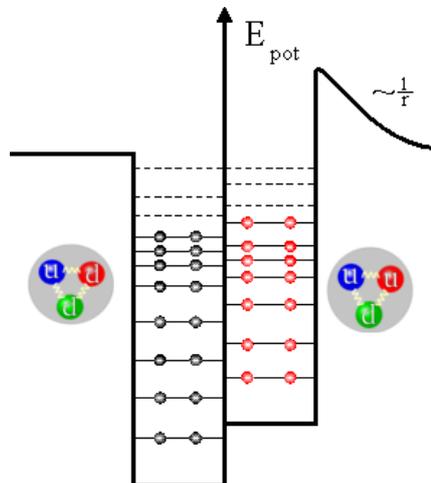


Abbildung 1: Potentialtopfmodell des Atomkerns (Links: Neutronentopf, Rechts: Protonentopf)

Analog zur Elektronenhülle eines Atoms ist es auch Nukleonen im Kern nur gestattet diskrete Energiezustände anzunehmen. Da Nukleonen Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen sind, gilt für sie das Pauli-Prinzip, so dass jedes Niveau mit höchstens zwei

Nukleonen (Spin-Up, Spin-Down) besetzt werden kann. Protonen- und Neutronentopf sind bei stabilen Nukliden ungefähr gleich hoch gefüllt, weshalb Kerne mit großer Ordnungszahl mehr Neutronen als Protonen enthalten.

## 2.1 Arten radioaktiver Strahlung

Nicht alle Isotope sind stabil. Ist ein Kern instabil so zerfällt er unter Emission von Strahlung in einen anderen (Tochterkern) bis eine stabile Konfiguration erreicht wurde. Bei einem solchen Zerfall ist die Masse der Ausgangskonfiguration stets größer als die der Summe der Zerfallsprodukte. Diese Differenz  $\Delta m$  wird als Zerfallsenergie nach Einstein

$$\Delta E = \Delta mc^2$$

freigesetzt. Über die Differentialgleichung zur Veränderung der Teilchenzahl,

$$dN = -\lambda N dt \quad \Leftrightarrow \quad \frac{dN}{dt} = -\lambda N,$$

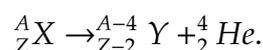
können wir die Teilchenzahl zur Zeit  $t$ ,  $N(t)$ , berechnen. Die Zerfallskonstante  $\lambda$  bestimmt dabei die Geschwindigkeit des Zerfalls. Somit erhalten wir für die Halbwertszeit, d.h. der Erwartungswert der Zeit, nach welcher die Hälfte der ursprünglich vorhandenen Kerne zerfallen sein werden,

$$\ln(2) = \lambda t \quad \Rightarrow \quad \tau_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln(2)}{\lambda}.$$

Im Wesentlichen kann man zwischen drei verschiedenen Arten radioaktiver Strahlung unterscheiden. Ihre Eigenschaften und Hintergründe werden im folgenden dargestellt.

### 2.1.1 $\alpha$ -Zerfall

Alle sehr schweren Kerne (Ordnungszahl  $Z$  größer 83) sind instabil gegenüber dem  $\alpha$ -Zerfall. Die Kernladungs- und Neutronenzahl  $Z$  verringert sich dabei um 2, die Massenzahl  $A$  um 4, da ein  $\alpha$  Teilchen (Helium-Kern) aus 4 Nukleonen (zwei Protonen und zwei Neutronen) gebildet wurde. Die Reaktionsgleichung für den  $\alpha$ -Zerfall lautet somit



Wenn der dabei entstandene Tochterkern selbst radioaktiv ist (oftmals der Fall), zerfällt dieser wiederum beispielsweise durch  $\alpha$ - oder  $\beta$ -Zerfall. Es existieren

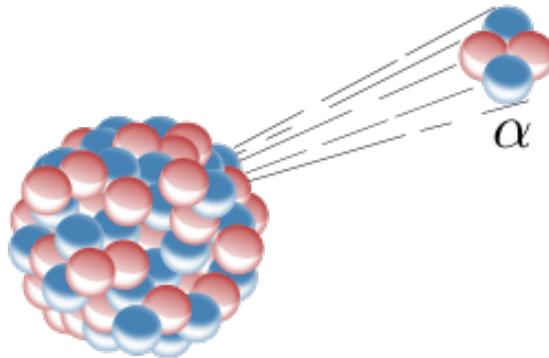


Abbildung 2: Künstlerische Impression der Emission eines Alphateilchens (Protonen rot, Neutronen blau)

vier verschiedene  $\alpha$ -Zerfallsreihen. Zu welcher Zerfallsreihe ein Kern gehört entscheidet sich, je nachdem ob (bei  $n \in \mathbb{N}$ )  $A = 4n$ ,  $A = 4n + 1$ ,  $A = 4n + 2$  oder  $A = 4n + 3$  ist. Das Energiespektrum eines Kerns beim  $\alpha$ -Zerfall besteht aus einzelnen diskreten Linien, die bei einigen MeV liegen. Die Energien der  $\alpha$ -Teilchen aus natürlichen Quellen variieren von etwa 4 bis 7 MeV. Je kleiner die Energie des emittierten  $\alpha$ -Teilchens, desto länger ist im Allgemeinen die Halbwertszeit der radioaktiven Quelle.

Zum Verständnis des Vorgangs benötigt man den Quantenmechanischen Tunneleffekt - klassisch ist der  $\alpha$ -Zerfall nicht zu verstehen. Das  $\alpha$ -Teilchen wird zunächst im Inneren eines Kerns gebildet und tunnelt dann durch die Coulomb-Barriere. Eine leichte Erhöhung der Energie des  $\alpha$ -Teilchens bedeutet eine Verringerung der relativen Höhe  $E_{\text{pot}} - E_{\text{kin}}$  der Potentialbarriere und auch ihrer Breite. Da die Tunnelwahrscheinlichkeit sehr empfindlich von diesen beiden Größen abhängt, führt schon eine leichte Erhöhung der Energie  $E_{\text{kin}}$  zu einem starken Anwachsen der Tunnelwahrscheinlichkeit und damit zu einer kürzeren Halbwertszeit der Quelle.

Obwohl die Reichweite der  $\alpha$ -Strahlung in Luft nur wenige cm beträgt (1 cm Reichweite in Luft benötigt etwa eine Energie von 1,5 MeV) und auch sehr leicht abgeschirmt werden kann, besitzt sie den größten Strahlengewichtungsfaktor (angenommene Schadwirkung) von allen Arten von Radioaktivität (ca. 20 mal so hoch wie bei  $\beta$  und  $\gamma$ -Strahlung). Diese enorme Schadwirkung wird allerdings aufgrund der leichten Abschirmung erst bei Inkorporation (Einnahme in den Körper über Luft, Nahrung, Blutkreislauf, etc.) entfacht. Dabei wird lebendes Gewebe aufgrund der hohen Ionisationsfähigkeit stark geschädigt und kann im schlimmsten Fall zu Strahlenkrankheit und Krebs führen.

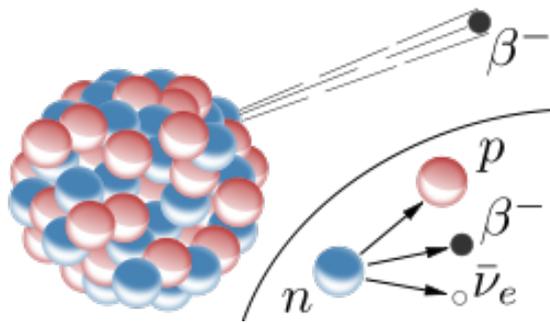
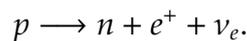


Abbildung 3: Künstlerische Impression der Betastrahlung (Protonen rot, Neutronen blau)

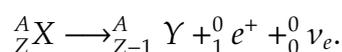
### 2.1.2 $\beta$ -Zerfall

Der  $\beta$ -Zerfall kann hauptsächlich in drei verschiedenen Varianten ablaufen. Allgemein ändert sich dabei die Ordnungszahl  $Z$  des instabilen Atoms um eine Einheit, die Massenzahl  $A$  bleibt unverändert. Dieser Zerfall tritt dann auf, wenn der Kern zu viele oder zu wenige Neutronen besitzt. Aufgrund der offensichtlichen Verletzung des Impulserhaltungssatzes beim  $\beta$ -Zerfall wurde ein Teilchen, das Elektron-Neutrino (bzw. Anti-Elektron-Neutrino) postuliert, welches später auch tatsächlich im Experiment festgestellt werden konnte. Beim  $\beta$ -Zerfall beobachtet man ein kontinuierliches Energiespektrum, da sich die dabei entstandenen Zerfallsteilchen die Energie mit den ebenfalls entstandenen (Anti)-Neutrinos teilen müssen. Im Gegensatz zur  $\alpha$ -Strahlung hat ein  $\beta$ -Zerfallsprozess eine wesentlich höhere Reichweite (1 m Reichweite in Luft benötigen etwa eine Energie von 0,3 MeV) und müssen somit z.B. über ein dickes Blech (ein paar mm Dicke genügen) abgeschirmt werden. Somit geht von  $\beta$ -Strahlern bereits ohne Inkorporation eine Gefahr aus, die bei Verbrennung und Hautkrebs starten und mit Tumoren enden kann.

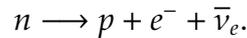
**Der  $\beta^+$ -Zerfall** Beim  $\beta^+$ -Zerfall wird ein an den Kern gebundenes Proton ( $p$ ) in ein Positron ( $e^+$ ), ein Neutron ( $n$ ) und Elektron-Neutrino ( $\nu_e$ ) umgewandelt. Es gilt somit



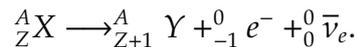
Somit *verringert* sich die Kernladungszahl  $Z$  um 1. Die Reaktionsgleichung für den  $\beta^+$ -Zerfall lautet



**Der  $\beta^-$ -Zerfall** Beim  $\beta^-$ -Zerfall wird ein an den Kern gebundenes Neutron ( $n$ ) in ein Elektron ( $e^-$ ), ein Proton ( $p$ ) und Anti-Elektron-Neutrino ( $\bar{\nu}_e$ ) umgewandelt. Es gilt somit

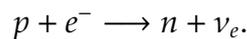


Somit *erhöht* sich die Kernladungszahl  $Z$  um 1. Die Reaktionsgleichung für den  $\beta^-$ -Zerfall lautet

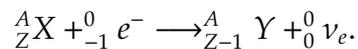


Dieser Zerfall ist bei natürlich vorkommenden Radioaktiven Nukliden am häufigsten verbreitet.

**Der K-Einfang** Beim K-Einfang wird ein in der Elektronenhülle enthaltenes Elektron ( $e^-$ ) (oftmals aus der K-Schale) eingefangen und zusammen mit einem Proton ( $p$ ) zu einem Neutron ( $n$ ) fusioniert. Dabei erhält man ebenfalls zusätzlich ein Elektron-Neutrino ( $\nu_e$ ). Es gilt somit



Somit *verringert* sich die Kernladungszahl  $Z$  um 1. Die Reaktionsgleichung für den K-Einfang lautet somit



Im Anschluss an einen K-Einfang wird beim Auffüllen der Hülle mit Elektronen aus höheren Schalen die charakteristische Röntgenstrahlung oder ein Auger-Elektron emittiert.

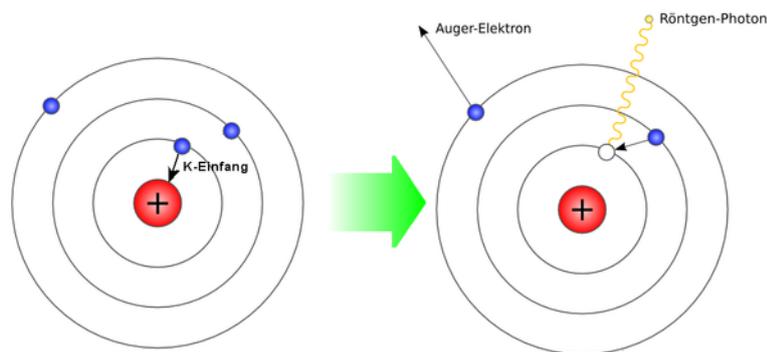


Abbildung 4: Schematische Darstellung des K-Einfangs

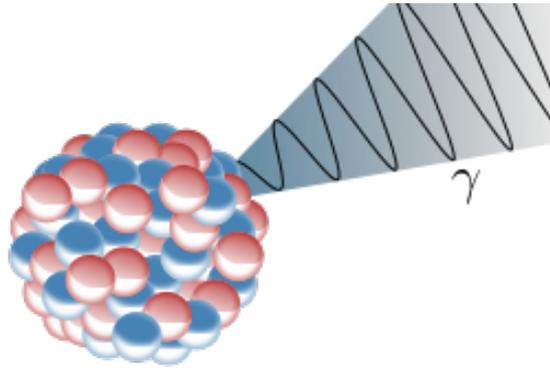
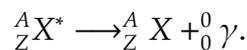


Abbildung 5: Künstlerische Impression von Gammastrahlung (Protonen rot, Neutronen blau)

### 2.1.3 $\gamma$ -Zerfall

Analog zur spontanen Emission bei Atomen / Molekülen, kann sich auch der Kern in einem angeregten Zustand befinden. Fällt der Kern von einem angeregten Zustand in ein niederenergetisches Niveau, so geschieht dies unter Emission eines hochenergetischen Photons. Dabei ändert sich weder die Massenzahl  $A$  noch die Kernladungszahl  $Z$ . Als Reaktionsgleichung erhält man somit



Der  $\gamma$ -Zerfall folgt meist einem  $\alpha$  oder  $\beta$ -Zerfall. Die Größenordnung der Emissionen  $\gamma$ -Quanten liegt im Bereich um 1 MeV, weshalb die emittierten Photonen im  $\lambda = 10^{-12}$  m, also pm, Bereich liegen.

## 2.2 Wechselwirkungsprozess von Strahlung mit Materie

$\gamma$ -Quanten wechselwirken mit Materie im Wesentlichen durch drei Prozesse, welche im folgenden näher dargestellt werden. Je nach Energie der  $\gamma$ -Quanten tragen die drei Prozesse unterschiedlich stark zur Gesamtabsorption bei. Bis etwa 1 MeV ist der Photoeffekt dominant, danach der Compton-Effekt und für größere Energien der Paarbildungsprozess, welcher erst ab einer Energie von mindestens 1,02 MeV auftritt.

### 2.2.1 Photoeffekt

Beim Photoeffekt werden (stark) an den Kern gebundene Elektronen betrachtet, welche durch Photonen mit der Energie  $h\nu$  vom Kern abgelöst werden, falls

die Energie der Photonen die Bindungsenergie des Elektrons übersteigt. Das Photon wird dabei vollständig absorbiert. Das losgelöste Elektron besitzt die Energie

$$E_{\text{kin}} = h\nu - W,$$

mit der Austrittsarbeit (Bindungsenergie des Elektrons am Atom)  $W$ . Der Photoeffekt wird mit stärkerer Bindung des Elektrons an den Kern wahrscheinlicher, da die Möglichkeit zur Wechselwirkung mit dem Kern aus Gründen der Impulserhaltung benötigt wird. Somit sind in der Kernspektroskopie v.a. Elektronen aus der  $K$ - und  $L$ -Schale von diesem Effekt betroffen. Dadurch entsteht eine Lücke in der Elektronenkonfiguration des Atoms, welche durch Elektronen aus höheren Schalen aufgefüllt wird, welche dabei charakteristische Röntgenstrahlung emittieren. Allgemein können auch Elektronen aus äußeren Schalen betroffen sein, was bei sichtbarem Licht der Fall ist.

### 2.2.2 Compton-Effekt

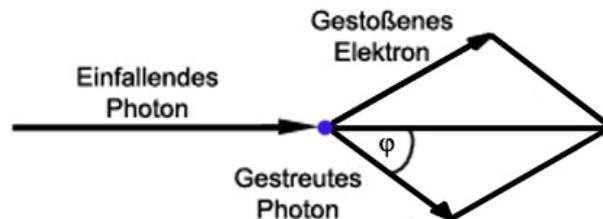


Abbildung 6: Darstellung des Compton-Effektes

Beim Compton-Effekt betrachtet man schwach an den Kern gebundene Elektronen als quasi-freie Elektronen, welche durch elastische Stöße mit Photonen Energie aufnehmen (siehe Abbildung (6)). Dabei entsteht ein gestreutes Photon größerer Wellenlänge (kleinerer Energie), das Elektron trägt diesen fehlenden Energiebetrag. Wir wissen bereits, dass der Impuls eines Photons der Relation

$$E = pc \quad \Leftrightarrow \quad p = \frac{E}{c} = \frac{h\nu}{\lambda\nu} = \frac{h}{\lambda}, \quad (1)$$

genügt. Betrachten wir nun die Gleichung zur Impulserhaltung (bei anfangs ruhendem Elektron):

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}_{\gamma'} + \vec{p}_e,$$

wobei  $\vec{p}_\gamma$  dem Impuls des Photons vor dem Stoß,  $\vec{p}_{\gamma'}$  dem Impuls des Photons nach dem Stoß und  $\vec{p}_e$  dem Impuls des Elektrons nach dem Stoß entspricht. Diese Gleichung lässt sich umschreiben zu

$$p_e^2 = p_\gamma^2 + p_{\gamma'}^2 - 2p_\gamma p_{\gamma'} \cos \varphi. \quad (2)$$

Bei relativistischer Rechnung ist die Gesamtenergie des Elektrons

$$E_e = \sqrt{p_e^2 c^2 + (m_e c^2)^2}, \quad (3)$$

mit der Ruhemasse des Elektrons  $m_e$ . Aus Energieerhaltung und den Gleichungen (1) und (3) folgt

$$E_\gamma + E_e = E_{\gamma'} + E_e \quad \Leftrightarrow \quad p_\gamma c + m_e c^2 = p_{\gamma'} c + \sqrt{p_e^2 c^2 + (m_e c^2)^2}.$$

Eliminieren wir in dieser Gleichung nun  $p_e^2$  durch (2) so erhalten wir

$$\frac{1}{p_{\gamma'}} - \frac{1}{p_\gamma} = \frac{1}{m_e c} (1 - \cos \varphi), \quad (4)$$

mit dem Streuwinkel  $\varphi$ . Mit der in (1) gefunden Relation erhalten wir damit

$$\lambda_{\gamma'} - \lambda_\gamma = \Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \varphi).$$

Wir können die Konstante als  $\lambda_c$  (Compton-Wellenlänge) setzen,

$$\lambda_c = \frac{h}{m_e c} = 2,426 \cdot 10^{-12} \text{ m.}$$

In weiterer klassischer Betrachtung erhält man die Thomson-Formel für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 (1 + \cos^2 \varphi),$$

mit  $r_0 = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ . Diese Formel stimmt jedoch nicht mit der exakten quantenmechanischen Betrachtung überein. Diese Betrachtung führt zur Klein-Nishina-Formel,

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} r_0^2 \left( \frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} - \left( \frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} \right)^2 \sin^2 \varphi + \left( \frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} \right)^3 \right),$$

welche bei kleinen Energien  $\frac{E_{\gamma'}}{E_\gamma} \approx 1$  zur Thomson-Formel übergeht. Beide Formeln sind in Abbildung (7) graphisch dargestellt.

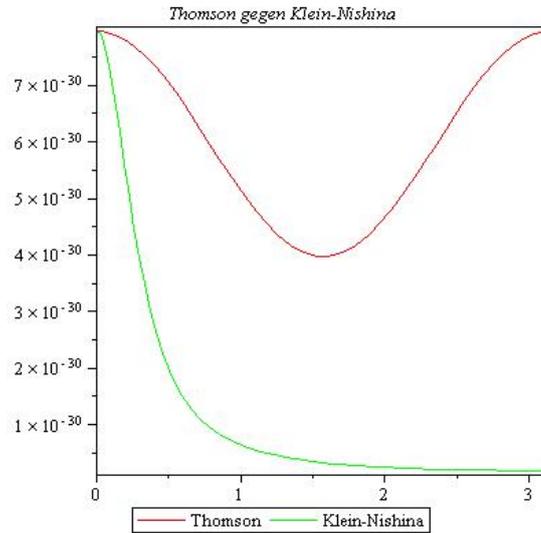


Abbildung 7: Thomson gegen Klein-Nishina  $\theta$  in Radiant - Energien in a.u.

Ausgehend von Gleichung (3) und (4) können wir über

$$E_{e'}(\varphi) = E_{\gamma} - E_{\gamma'}(\varphi),$$

die Energie der Compton-Kante herleiten. Wir erhalten

$$E_c = E_{e'}(180^\circ) = E_{\gamma} \left( 1 - \frac{m_e c^2}{m_e c^2 + 2E_{\gamma}} \right) = E_{\gamma} \left( \frac{2E_{\gamma}}{m_e c^2 + 2E_{\gamma}} \right) = \frac{2E_{\gamma}^2}{m_e c^2 + 2E_{\gamma}}.$$

### 2.2.3 Paarbildung

Der dritte Prozess der Wechselwirkung eines  $\gamma$ -Quants mit Materie ist die Bildung eines Elektron-Positron Paares. Da die gesamte Ruheenergie eines Elektron-Positron-Paares der doppelten Energie eines Elektrons entspricht, also  $2 \cdot 511$  keV, kann dieser Vorgang erst ab einer Photonenenergie von mindestens 1,022 MeV stattfinden. Da jedoch bei diesen Prozess in Reinform der Impulserhaltungssatz verletzt werden würde, ist die Anwesenheit eines Hilfsteilchens (mit Masse  $M_0$ ) notwendig. Es ergibt sich eine neue Mindestenergie von

$$E_{\min} = 2m_e c^2 \left( 1 + \frac{m_e}{M_0} \right).$$

Bei Anwesenheit eines Kerns (als Hilfsteilchen) ist, da  $M_0 \gg m_e$  ist, eine Mindestenergie von etwa  $2m_e c^2 = 1,022$  MeV notwendig.

## 2.3 Kristallszintillationszähler

Als Detektor für  $\gamma$ -Strahlung verwenden wir in diesem Versuch einen Kristallszintillationszähler. Sein Aufbau ist in Abbildung (8) dargestellt.

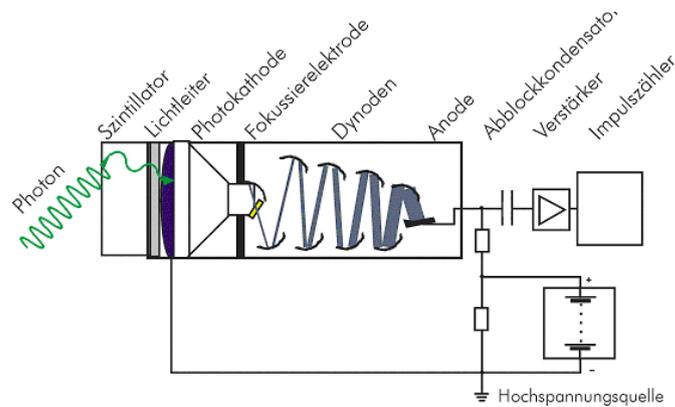


Abbildung 8: Aufbau des verwendeten Kristallszintillationszählers

### 2.3.1 Szintillator

Der Szintillator ist in diesem Fall ein Natrium-Iodid-Kristall, der mit Thallium-Ionen dotiert ist. Ein einfallendes  $\gamma$ -Quant wechselwirkt mit dem Kristall über die Prozesse, die im vorherigen Abschnitt beschrieben worden sind. Dadurch entstehen energiereiche Elektronen, die mit weiteren Elektronen des Mediums wechselwirken und somit ihre Energie an viele Sekundärelektronen verteilen, also Elektron-Loch-Paare schaffen. Die Energie dieser Paare ist genau die Energie der Bandlücke des Natrium-Iodid-Kristalls. Rekombinieren diese Paare, emittieren sie die entsprechende Energie in Form optischer Strahlung. Diese würde schnell wieder von der Bandlücke des Kristalls absorbiert und könnte das nächste Element den Photomultiplier, nicht erreichen. Nach einigen Wiederholungen wäre die eingestrahlte  $\gamma$ -Energie einfach dissipiert. Die eingebrachten Thallium-Störstellen schaffen nun Energieniveaus innerhalb der Bandlücke des Natrium-Iodid-Kristalls, sodass die Paare in den Störstellen gefangen werden. Die dort rekombinierenden Paare emittieren ebenfalls optische Strahlung doch mit geringerer Energie, sodass diese Photonen nicht mehr vom Natrium-Iodid-Kristall absorbiert werden können. Aufgrund der geringen Konzentration der Störstellen können die Photonen auch von diesen nicht mehr absorbiert werden und erreichen den Photomultiplier.

### 2.3.2 Photomultiplier

Die ankommenden Photonen treffen im Photomultiplier auf eine Photokathode, aus der sie Sekundärelektronen herausschlagen. Diese treffen nun sukzessive auf mehrere Dynoden, werden dazwischen von einer angelegten Hochspannung wieder beschleunigt und schlagen weitere Sekundärelektronen aus den Dynoden. Durch diesen Kaskadenprozess wird ein messbarer Spannungsimpuls erzeugt. So wird also jedes  $\gamma$ -Quant in einen Spannungsimpuls übersetzt, dessen Amplitude proportional zur detektierten Gesamtenergie ist.

## 2.4 Der Halbleiterdetektor

Zur Messung von  $\alpha$ -Strahlung haben wir eine andere Art von Strahlungsdetektor benutzt, den Halbleiterdetektor. Dieser ist im Wesentlichen ein p-n-Übergang in Sperrichtung. An der Grenzschicht der p- und n-dotierten Bereiche befindet sich eine ladungsträgerfreie Zone. Trifft nun ein Teilchen der ionisierenden Strahlung auf diesen Bereich, produziert es so lange Elektron-Lochpaare, also Ladungsträger, die von der angelegten Spannung abgesaugt werden, bis die Strahlung den Bereich verlassen hat oder die gesamte Strahlungsenergie absorbiert wurde. Dadurch fließt Strom, der proportional zur Energie der Strahlung ist. Da  $\alpha$ -Teilchen in Materie schnell abgebremst werden, ist es wahrscheinlich, dass sie ihre gesamte Energie in diesem Bereich verlieren, wohingegen  $\beta$ - und  $\gamma$ -Teilchen die schmale Grenzschicht zu schnell passiert haben. Darum ist diese Art Detektor für  $\alpha$ -Teilchen gut geeignet.

## 2.5 Impulshöhenspektrum

Über die vorher beschriebenen Effekte ist es möglich  $\gamma$ -Quanten über einen Szintillator zu detektieren. Die im sog. Impulshöhenspektrum gewonnenen Daten müssen gründlich analysiert werden um Aussagen treffen zu können. Um die Maxima richtig identifizieren zu können, ist es notwendig deren Entstehung und Bedeutung zu kennen. Abbildung (9) zeigt ein schematisches Impulshöhenspektrum.

**Photopeak und Photo-Escape-Peak** Findet im Szintillator der Photo-Effekt statt, so besitzt das herausgelöste Elektron die Energie des  $\gamma$ -Quants abzüglich der Bindungsenergie  $W$  ans Atom. Dadurch, dass das fehlende Elektron durch aus den oberen Schalen herabfallende Elektronen ersetzt wird, sendet das Atom charakteristische Röntgenstrahlen der Energie  $W$  aus. Wird sowohl das herausgelöste Elektron, als auch die Röntgenstrahlen am Detektor erfasst, so wird die

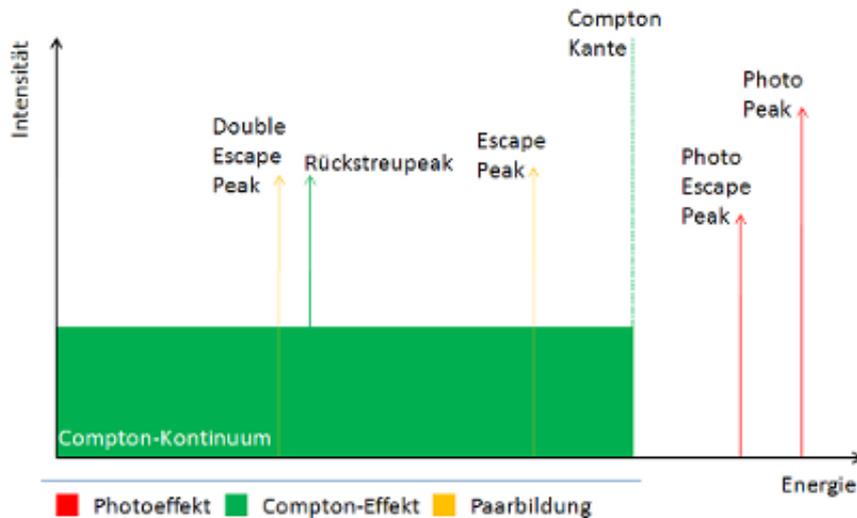


Abbildung 9: Schematisches Impulshöhenspektrum

gesamte  $\gamma$ -Quantenenergie  $E_\gamma$  gemessen. Es entsteht der charakteristische Photopeak bei  $E = E_\gamma$ . Entweicht die Röntgenstrahlung aus dem Detektor, so wird nur  $E = E_\gamma - W$  gemessen (sog. Photo-Escape-Peak).

**Comptonkontinuum, Comptonkante und Rückstreupeak** Im Gegensatz zu den scharfen Peaks beim Photoeffekt entsteht beim Compton-Effekt ein kontinuierliches Spektrum an Energien, welches bei 0 beginnt und mit der sog. Compton-Kante  $E_c$  endet. Dies liegt an der kontinuierlichen Verteilung der Winkel von  $0^\circ$  bis  $180^\circ$ . Die Compton-Kante ergibt sich, weil die gestreuten Photonen bei  $180^\circ$  die größt mögliche Energie an die Elektronen übertragen. Nachdem das radioaktive Präparat jedoch in alle Richtungen strahlt, tritt auch der Fall ein, dass es genau in die entgegengesetzte Richtung strahlt. In diesem Fall kann es passieren, dass das  $\gamma$ -Quant an der Bleiabschirmung mittels Compton-Effekt zurück in den Szintillationszähler gestreut wird. Dadurch, dass der Compton-Effekt außerhalb des Detektionsmediums auftritt, wird eine um  $E_c$  verminderte Energie  $E = E_\gamma - E_c$  gemessen (sog. Rückstreupeak).

**Escape-Peak und Double-Escape-Peak** In der Anwesenheit eines entsprechenden Hilfsteilchens und mit der entsprechenden Energie ist es möglich Elektron-Positron-Paare zu erzeugen. Diese erzeugten Paare können ebenfalls mit dem Detektionsmedium wechselwirkung und dabei ebenfalls ihre Energie abgeben. Bei der damit verbundenen, sog. Paarvernichtung, werden zwei Photonen (aus Gründen der Impulserhaltung) erzeugt. Jedes dieser Photonen trägt eine Energie von  $E_0 = 0,511$  MeV, also der Ruhenergie eines Elektrons /

Positrons. Wird nun eines der beiden Photonen nicht detektiert, so erhält man nur den Beitrag  $E = E_\gamma - E_0$  - man spricht von einem Escape-Peak. Werden beide Photonen nicht detektiert, so ist die Energie sogar doppelt herabgesetzt und man erhält in diesem Fall nur  $E = E_\gamma - 2E_0$ . Dies ist der sog. Double-Escape-Peak.

### 3 Versuchsdurchführung

In den ersten Teilen des Versuches beschäftigten wir uns mit  $\gamma$ -Strahlung und verwendeten den Kristallszintillationszähler. Zunächst wurde ein Testlauf durchgeführt um einen günstigen Verstärkungsfaktor auszuwählen. Dabei wurde als Testpräparat  $^{40}\text{K}$  verwendet, da dieses die maximale  $\gamma$ -Energie im Versuch hat. Es stellte sich als günstig heraus, einen Verstärkungsfaktor von 2 zu verwenden, da dieser bei ca. 8 V (Maximaler Messbereich bis 10 V) den Photopeak aufweist.

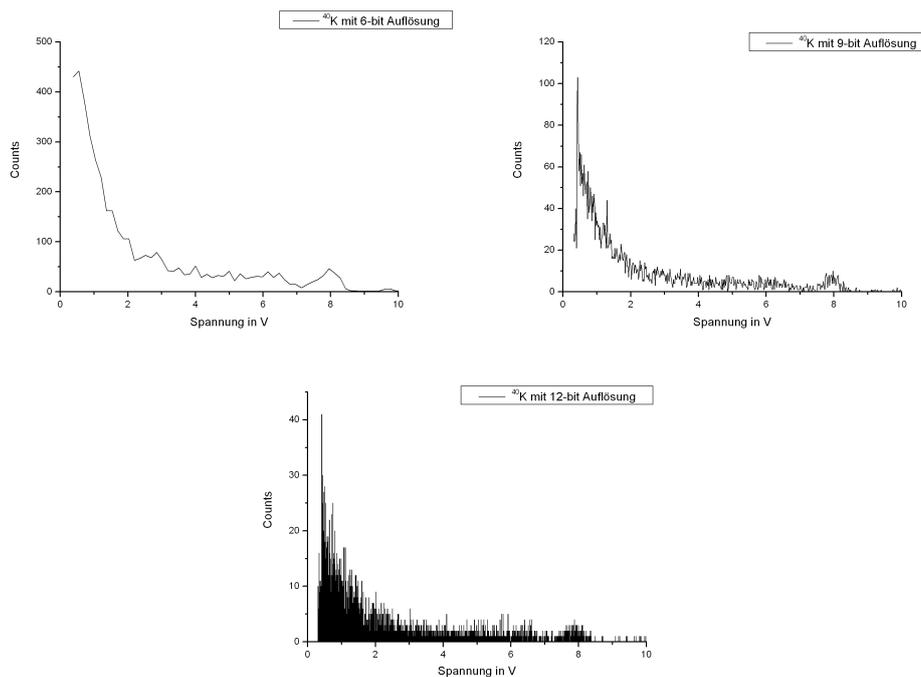


Abbildung 10: Messung der  $\gamma$ -Aktivität  $^{40}\text{K}$  in den Auflösungen 6-,9- und 12-bit

Um eine geeignete Auflösung des AD (Analog-Digital) Wandlers auszuwählen wurde das Impulshöhenspektrum von  $^{40}\text{K}$  bei 6-,9- und 12-bit aufgenommen. Das Ergebnis der Messungen ist in der Abbildung (10) zu sehen. Für die weiteren Messungen entschieden wir uns für die 9-bit Auflösung, da diese bei vertretbarer Energieauflösung ein gutes Signal-Rauschverhältnis bietet.

### 3.1 Eichung der Apparatur

Zur Eichung der Messapparatur führten wir an fünf verschiedenen Präparaten ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{85}\text{Kr}$  und  $^{40}\text{K}$ ) Messungen durch.

Präparat	Literaturwert [keV]	Spannung [V]
$^{60}\text{Co}$	1173	6,7
$^{60}\text{Co}$	1332	7,3
$^{22}\text{Na}$	511	2,7
$^{22}\text{Na}$	1275	6,8
$^{137}\text{Cs}$	662	3,8
$^{85}\text{Kr}$	514	2,7
$^{40}\text{K}$	1460	8,1

Tabelle 1: Eichpräparate mit ihren Literaturwerten und gemessenen Spannungen

Die Graphen der Messungen finden sich in den Abbildungen (11) und (12). Daraufhin stellten wir die experimentell gemessenen Spannungen der Photopeaks den üblichen in der Literatur vorhandenen Energiewerten der Photopeaks gegenüber. Die Mess- und Literaturwerte sind in Tabelle (1) aufgeführt, die zugehörige Eichgerade in Abbildung (13) dargestellt.

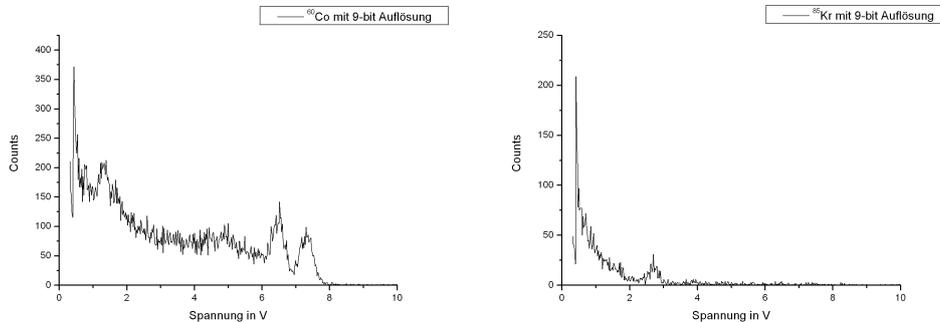


Abbildung 11: Messung der  $\gamma$ -Aktivität zur Eichung bei  $^{60}\text{Co}$  und  $^{85}\text{Kr}$

Die durch einen linearen Fit gewonnene Eich-Geradengleichung lautet:

$$E [\text{keV}] = 184,5 \cdot x [\text{V}] + 3,5.$$

Im Folgenden verwenden wir diese Gleichung, um die Spannungsskala auf Energien umzueichen.

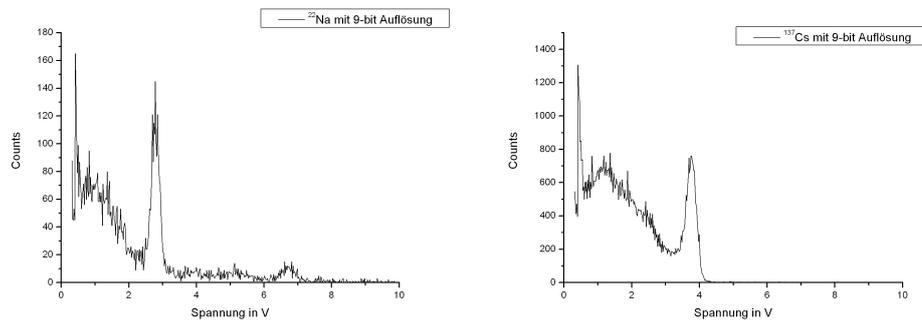


Abbildung 12: Messung der  $\gamma$ -Aktivität zur Eichung bei  $^{22}\text{Na}$  und  $^{137}\text{Cs}$

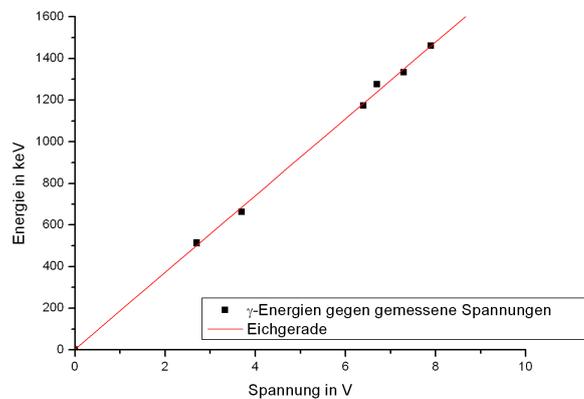


Abbildung 13: Durch Gegenüberstellung Messdaten-Theorie aufgestellte Eichgerade

## 3.2 $\gamma$ -Spektroskopie

In diesem Versuchsteil untersuchten wir mithilfe der vorherigen Ergebnisse diverse Proben auf deren Radioaktivität.

### 3.2.1 Pilze

Es wurden mehrere Pilzproben untersucht, die in den Jahren 1984, 1986, 1994 und 2000 gesammelt worden sind. Die Graphen der Messungen sind in den Abbildungen (14) und (15) zu finden.

Wir stellten fest, dass die Pilzproben aus den Jahren 1986 und 1994 stark radioaktiv belastet sind (Photopeak bei etwa 639 keV, dies entspricht, bei Berücksichtigung eines Messfehlers,  $^{137}\text{Cs}$ , da dieser einen Literaturwert (theoretisch) von 662 keV besitzt). Dies kann man auf die Reaktorkatastrophe in Tschernobyl

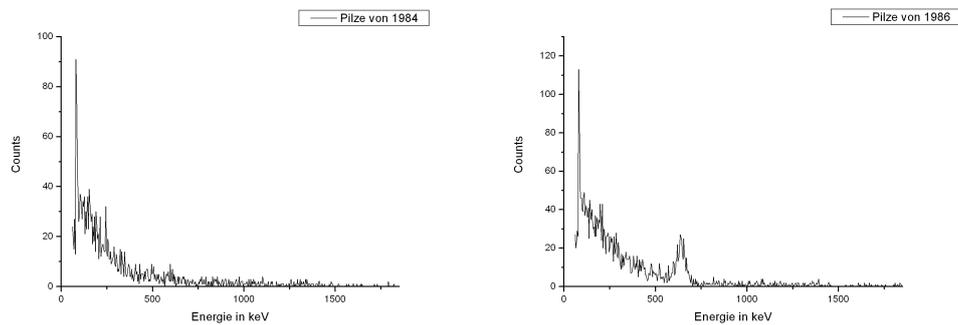


Abbildung 14: Messung der  $\gamma$ -Aktivität bei Pilzproben aus den Jahren 1984 und 1986

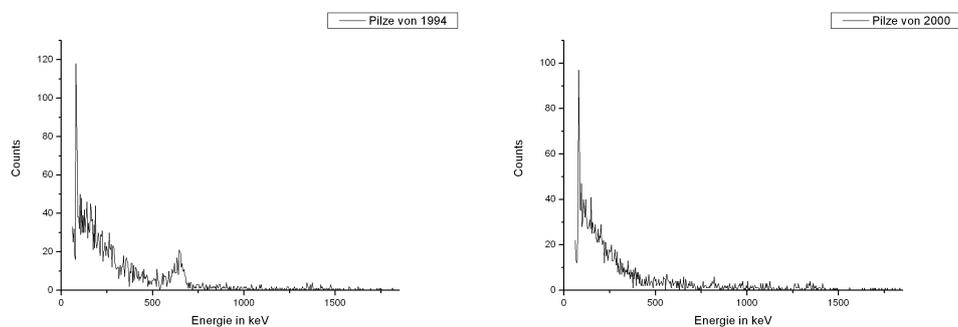


Abbildung 15: Messung der  $\gamma$ -Aktivität bei Pilzproben aus den Jahren 1994 und 2000

1986 zurückführen, in Folge dessen überall in Westeuropa radioaktiver Niederschlag fiel. Dadurch sammelte sich vermehrt  $^{137}\text{Cs}$  im Boden an, was von den Pilzen aufgenommen wurde. Die Probe aus dem Jahr 2000 ist wieder nahezu unbelastet, was nicht durch die Halbwertszeit des  $^{137}\text{Cs}$  von 30 Jahren zu erklären ist, sondern auf Auswaschungen des  $^{137}\text{Cs}$  der oberen Bodenschichten zurückzuführen ist.

### 3.2.2 Tee

Bei der Messung des verpackten Tees unbekannter Herkunft erhielten wir ein ähnliches Spektrum wie bei den Pilzproben aus den Jahren 1986 und 1994. Das Ergebnis der Messung ist in Abbildung (16) zu sehen.

Auch hier zeichnet sich die  $^{137}\text{Cs}$ -Linie klar und deutlich ab. Die Vermutung, dass der Tee in von radioaktivem Niederschlag betroffenen Gebieten angebaut worden ist, liegt nahe.

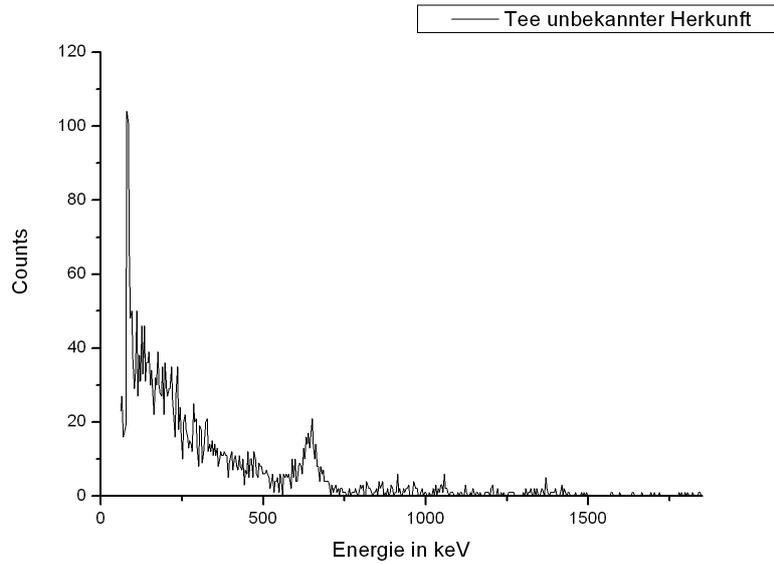


Abbildung 16: Messung der  $\gamma$ -Aktivität beim Tee unbekannter Herkunft

### 3.2.3 Opa's Uhr

Bei dieser Messung stellten wir ein unerwartet komplexes  $\gamma$ -Spektrum fest (vgl. Abbildung (17)).

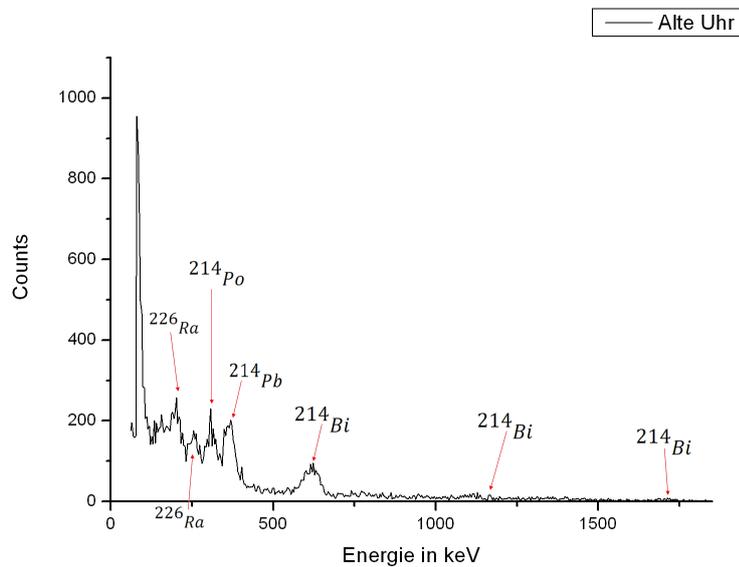


Abbildung 17: Messung der  $\gamma$ -Aktivität bei Opa's alter Uhr

Bei dessen Analyse fanden wir das Spektrum der Zerfallsreihe von  $^{226}\text{Ra}$  vor. Die gefundenen Photopeaks sind in Tabelle (2) dargestellt. Die theoretischen Werte wurden aus einer Nuklidkarte entnommen.

Nuklid	Experimentell [keV]	Theoretisch [keV]
$^{226}\text{Ra}$	190	186
$^{226}\text{Ra}$	262	262
$^{214}\text{Pb}$	368	352
$^{214}\text{Bi}$	615	609
$^{214}\text{Bi}$	1162	1120
$^{214}\text{Bi}$	1701	1764
$^{214}\text{Po}$	307	298

Tabelle 2: Photopeak-Spitzen mit zugehörigen Nukliden aus Opa's alter Uhr

### 3.2.4 Einlinienspektrum

Zunächst führten wir eine Messung der Hintergrundstrahlung durch, um diese vom Spektrum der  $^{137}\text{Cs}$  Probe abzuziehen. Dies war aus Genauigkeitsgründen erforderlich. Es stellte sich jedoch heraus, dass dies zu keiner wesentlichen Veränderung des Spektrums führte. Im Einlinienspektrum (Tabelle (3)) ist der Photopeak am besten zu erkennen. Auch die Compton-Kante ist gut erkennbar, der Rückstreupeak ist ausgeprägt.

Effekt	Experimentell [keV]	Literaturwert [keV]
Photopeak	696	662
Compton-Kante	494	478
Rückstreupeak	202	184

Tabelle 3: Analyse des Einlinienspektrums von  $^{137}\text{Cs}$

Nachdem man den theoretischen Wert des Photopeaks hat, kann man die Compton-Kante und den Rückstreupeak über die in den Grundlagen hergeleiteten Formeln berechnen. Die Compton-Kante berechnet sich demnach über

$$E_c = \frac{2E_\gamma^2}{m_e c^2 + 2E_\gamma}.$$

Dies entspricht der Compton-Streuung bei  $180^\circ$ . Mithilfe dieses Wertes können wir den Rückstreupeak berechnen. Für diesen gilt

$$E_r = E_\gamma - E_c.$$

Die aus der Literatur bekannten Werte konnten im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt werden. Das Spektrum der Messung (abzüglich der Hintergrundaktivität) ist in Abbildung (18) dargestellt.

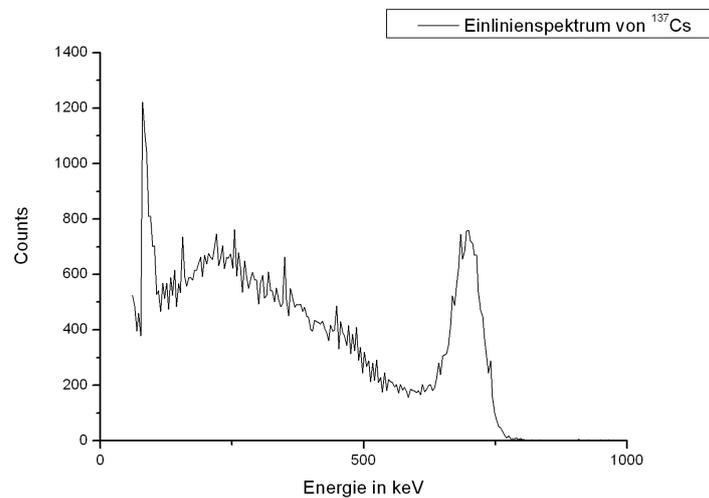


Abbildung 18: Messung der  $\gamma$ -Aktivität bei  $^{137}\text{Cs}$  ohne Hintergrundaktivität

### 3.3 Compton-Effekt

Als Messpräparat wurde eine stark aktive  $^{241}\text{Am}$  Probe verwendet. Der Verstärkungsfaktor musste für diese Messung aufgrund der geringen  $\gamma$ -Energie (Photopeak von  $^{241}\text{Am}$  bei etwa 59.5 keV) des Präparates von 2 auf 16 erhöht werden. Wegen dieser veränderten Einstellung führten wir eine neue Eichung durch. Da wir aus der letzten Eichung bereits wussten, dass die Apparatur linear reagiert, brauchten wir für diese neue Eichung nur zwei Punkte, von denen einer der Nullpunkt war. Die Geradengleichung lautete somit

$$E [\text{keV}] = 24,5 \cdot x [\text{V}] .$$

Für die Streuwinkel  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $120^\circ$  nahmen wir  $\gamma$ -Spektren auf, welche in den Abbildung (20) dargestellt sind.

In Abbildung (19) ist leicht zu erkennen, dass in Übereinstimmung mit der Klein-Nishina-Formel die Intensität der gestreuten Strahlung stark mit dem Streuwinkel abnimmt. Damit ist die Gültigkeit der Quantenmechanik gezeigt und somit bewiesen, dass die klassische Physik - mit der Thomson Formel - in diesem Energiebereich nicht mehr anwendbar ist.

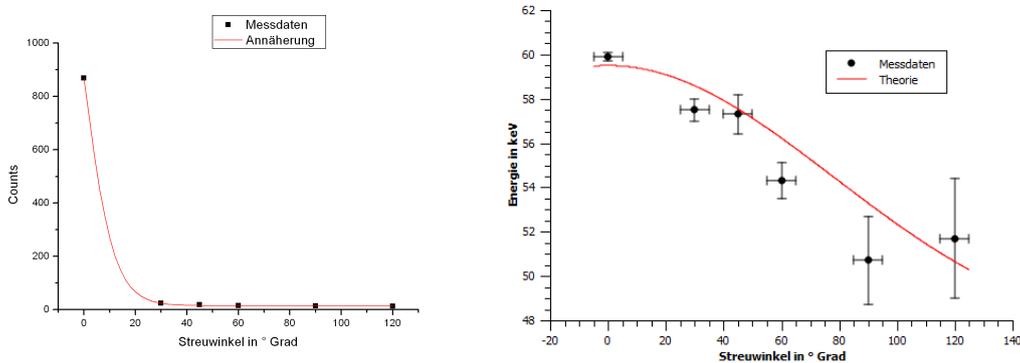


Abbildung 19: Bestätigung der Klein-Nishina-Formel durch gemessene Compton-Streuung (links) und Energie-Streuwinkel Zusammenhang (rechts)

Im rechten Teil von Abbildung (19) ist die Energie des gestreuten  $\gamma$ -Quants in Abhängigkeit vom Streuwinkel aufgetragen. Die Messwerte für die Energie wurden durch einen Gaußfit der Peaks in den Graphen der Messungen aus Abbildung (20) gewonnen, der eingezeichnete Fehler in der Energie ist der Fehler des Gaußfits. Als Fehler im Winkel wurde  $5^\circ$  angenommen. Die theoretisch erwarteten Werte sind durch

$$E_{\gamma'} = \frac{1}{\frac{1}{E_\gamma} + \frac{1 - \cos(\phi)}{E_e}}$$

zu berechnen. Diese Gleichung folgt aus elementaren Umformungen der Comptonstreuformel aus dem Grundlagenteil. Aus Abbildung (19) ist leicht zu ersehen, dass die Messung die theoretische Vorhersage im Rahmen der Messgenauigkeit bestätigt.

### 3.4 $\alpha$ -Spektroskopie

Bevor wir mit Hilfe des Halbleiterdetektors die schwach Strahlende  $^{241}\text{Am}$  Probe untersuchen konnten, war eine Eichung des Detektors erforderlich. Dabei wurde ein linearer Zusammenhang zwischen der gemessenen Spannung und der Energie der  $\alpha$ -Teilchen angenommen. Über die Zwei-Punkte-Eichung (Nullpunkt, Punkt bei 0 Torr) ergab sich die Geradengleichung

$$E [\text{MeV}] = 0,58 \cdot x [\text{V}] .$$

Wir führten insgesamt 7 Messungen im Bereich von 0 Torr bis 730 Torr (aktueller Raumdruck) durch. Der Abstand der Probe zum Halbleiterdetektor betrug 19 mm. Die Messkurven dieser ist in der Abbildung (21) dargestellt.

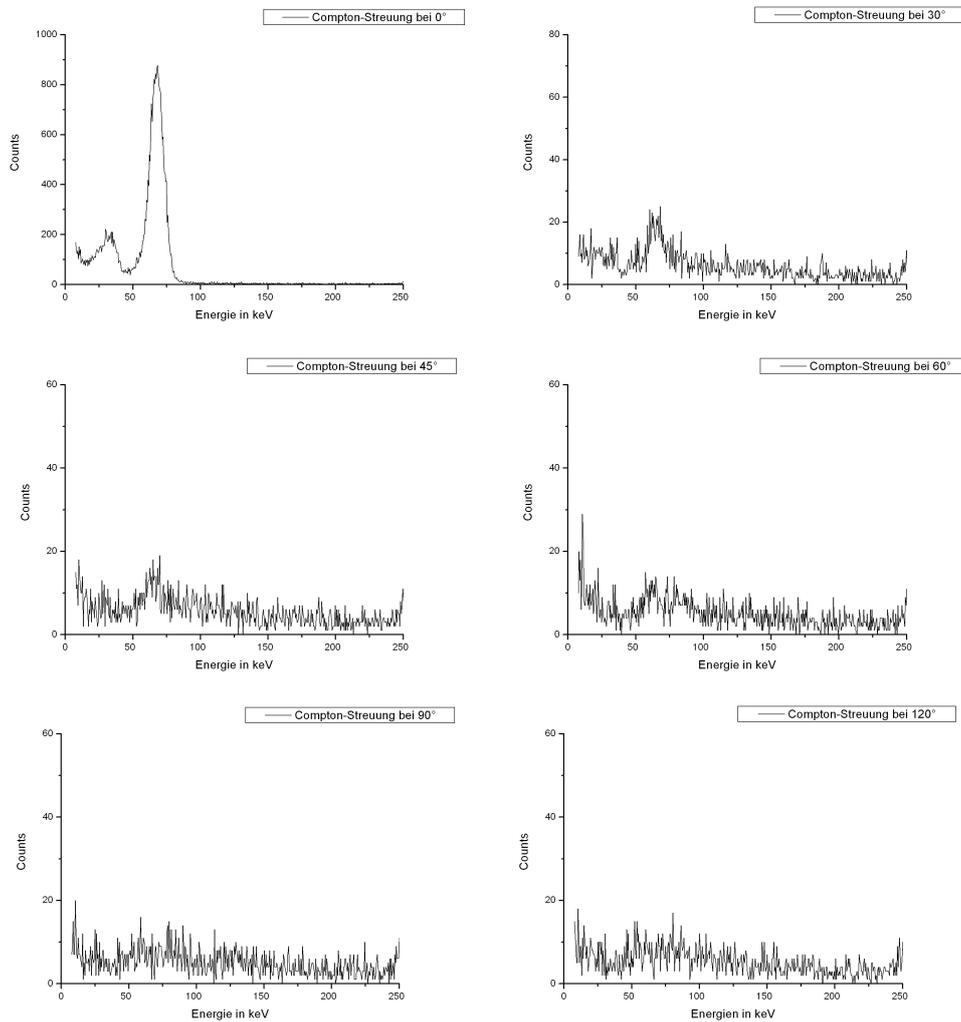


Abbildung 20: Compton-Effekt bei  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  und  $120^\circ$  Streuwinkel

Wir stellten fest, dass eine Zunahme des Luftdruckes zu einer Abnahme der Energie der  $\alpha$ -Teilchen führte. Die Messdaten sind in Tabelle (4) festgehalten.

Wir nehmen an, dass zwischen der Energie der  $\alpha$ -Teilchen  $E$  und der zurückgelegten Weglänge  $x$  die Beziehung

$$E = E_0 \sqrt{1 - \frac{x}{x_0}}$$

besteht, wobei  $x_0$  die Reichweite, also die maximal zurückgelegte Weglänge ist und  $E_0$  die Anfangsenergie des  $\alpha$ -Teilchens. Im vorliegenden Versuch wird aber nicht die durchmessene Weglänge verändert, sie bleibt konstant  $x = l = \text{const.} = 19 \text{ mm}$ , sondern der Druck des zu durchquerenden Mediums, der Luft.

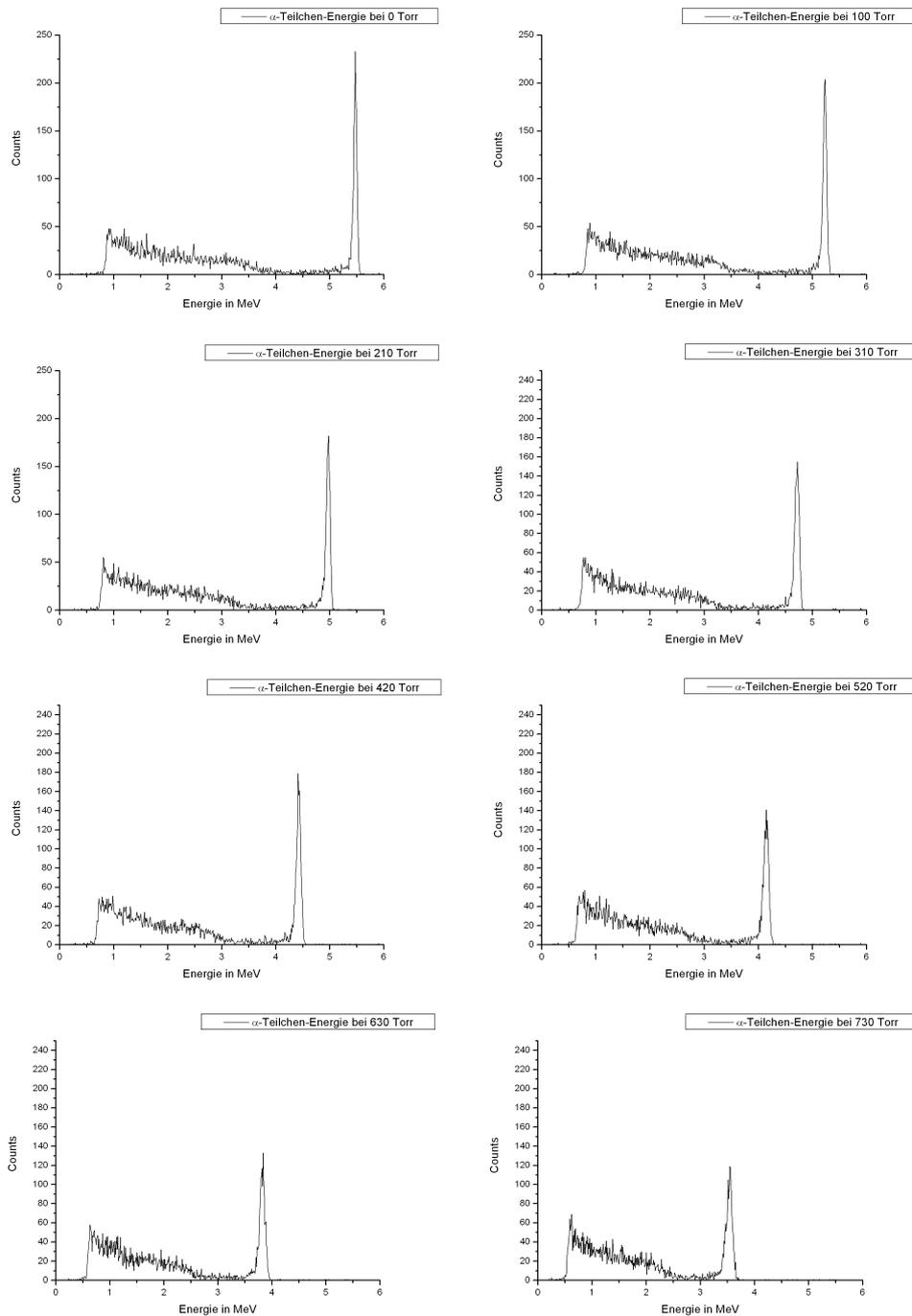


Abbildung 21: Energie der  $\alpha$ -Teilchen ab 0 bis 730 Torr

Darum nehmen wir ferner an, dass die Reichweite  $x_0$  indirekt proportional zum Druck ist:

Druck [Torr]	Energie [MeV]
0	5,46
100	5,22
210	4,98
310	4,73
420	4,41
520	4,14
630	3,83
730	3,54

Tabelle 4: Gemessene Spannungsspitzen bei Variation des Luftdrucks

$$x_0 = A \frac{1}{p}.$$

Zur Bestimmung der Reichweite in Luft muss also nur die Proportionalitätskonstante  $A$  bestimmt werden. Aus obigen Beziehungen folgt:

$$E = E_0 \sqrt{1 - \frac{x}{x_0}} = E_0 \sqrt{1 - \frac{l}{A} p} \quad \Leftrightarrow \quad 1 - \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 = \frac{l}{A} p = \frac{1}{p_0} p,$$

mit  $p_0 = \frac{l}{A}$  dem Druck, bei dem gerade keine  $\alpha$ -Teilchen mehr den Detektor erreichen. Die letzte Beziehung kann man mit Messdaten füllen, die zugehörige Gerade ist in Abbildung (22) abgebildet. Daraus ergibt sich die Steigung

$$\frac{1}{p_0} = 8,0 \cdot 10^{-4} \text{ Torr}^{-1},$$

also auch

$$A = \frac{p_0}{l} = 2400 \frac{\text{Torr}}{\text{cm}}.$$

Es folgt sofort für die Reichweite der  $\alpha$ -Strahlung in Luft bei aktuellen Raumdruck 730 Torr:

$$x_{0,\text{Luft},730 \text{ Torr}} = \frac{A}{730 \text{ Torr}} = 3,3 \text{ cm}.$$

Dies bestätigt die Faustformel, wonach pro cm ungefähr 1,5 MeV Energie absorbiert wird.

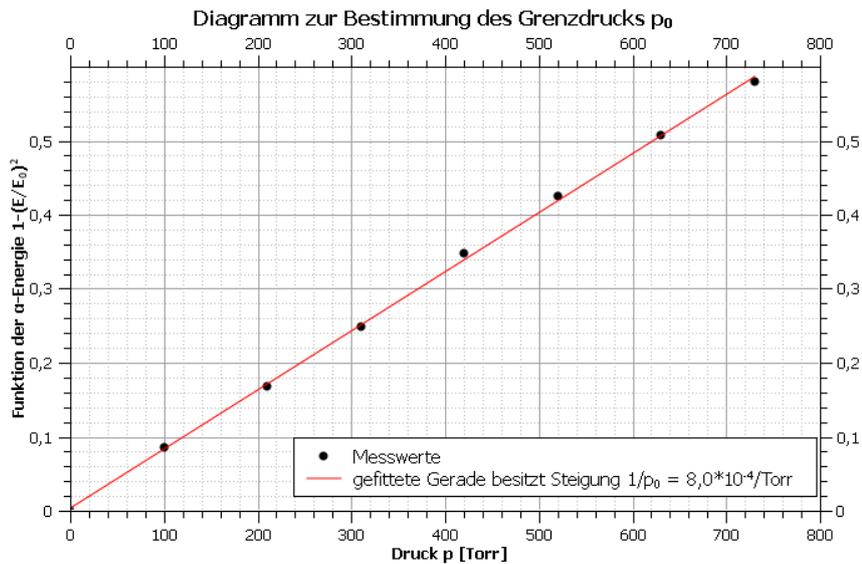


Abbildung 22: Diagramm zur Bestimmung des Grenzdrucks  $p_0$

## 4 Fazit

Dieser Versuch erwies sich als lehrreich und interessant. Wir konnten durch  $\gamma$ -Spektroskopie einen Nachweis der direkten Auswirkung der Reaktorkatastrophe von Tschernobyl 1986 auf westeuropäischen Waldboden feststellen. Außerdem war es uns möglich eine komplexe Zerfallsreihe zu identifizieren und den Compton-Effekt, sowie die Klein-Nishina-Formel zu bestätigen. Im letzten Teil des Experiments konnten wir die leichte Abschirmbarkeit von  $\alpha$ -Strahlung schon durch wenige Zentimeter Luft darstellen.

Dieser Versuch eignet sich hervorragend um Studenten, die von Wissen über Radioaktivität noch nicht stark belastet sind, eine Einführung in die Eigenschaften von  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Strahlung in Experiment und Theorie und von  $\beta$ -Strahlung in der Theorie zu geben.

## Tabellenverzeichnis

1	Eichpräparate mit ihren Literaturwerten und gemessenen Spannungen . . . . .	15
2	Photopeak-Spitzen mit zugehörigen Nukliden aus Opa's alter Uhr	19
3	Analyse des Einlinienspektrums von $^{137}\text{Cs}$ . . . . .	19
4	Gemessene Spannungsspitzen bei Variation des Luftdrucks . . .	24

## Abbildungsverzeichnis

1	Potentialtopfmodell des Atomkerns (Links: Neutronentopf, Rechts: Protonentopf) . . . . .	2
2	Künstlerische Impression der Emission eines Alphateilchens (Protonen rot, Neutronen blau) . . . . .	4
3	Künstlerische Impression der Betastrahlung (Protonen rot, Neutronen blau) . . . . .	5
4	Schematische Darstellung des K-Einfangs . . . . .	6
5	Künstlerische Impression von Gammastrahlung (Protonen rot, Neutronen blau) . . . . .	7
6	Darstellung des Compton-Effektes . . . . .	8
7	Thomson gegen Klein-Nishina $\theta$ in Radiant - Energien in a.u. . .	10
8	Aufbau des verwendeten Kristallszintillationszählers . . . . .	11
9	Schematisches Impulshöhenspektrum . . . . .	13
10	Messung der $\gamma$ -Aktivität $^{40}\text{K}$ in den Auflösungen 6-,9- und 12-bit	14
11	Messung der $\gamma$ -Aktivität zur Eichung bei $^{60}\text{Co}$ und $^{85}\text{Kr}$ . . . . .	15
12	Messung der $\gamma$ -Aktivität zur Eichung bei $^{22}\text{Na}$ und $^{137}\text{Cs}$ . . . . .	16
13	Durch Gegenüberstellung Messdaten-Theorie aufgestellte Eichgerade . . . . .	16
14	Messung der $\gamma$ -Aktivität bei Pilzproben aus den Jahren 1984 und 1986 . . . . .	17
15	Messung der $\gamma$ -Aktivität bei Pilzproben aus den Jahren 1994 und 2000 . . . . .	17
16	Messung der $\gamma$ -Aktivität beim Tee unbekannter Herkunft . . . . .	18
17	Messung der $\gamma$ -Aktivität bei Opa's alter Uhr . . . . .	18
18	Messung der $\gamma$ -Aktivität bei $^{137}\text{Cs}$ ohne Hintergrundaktivität . .	20
19	Bestätigung der Klein-Nishina-Formel durch gemessene Compton-Streuung (links) und Energie-Streuwinkel Zusammenhang (rechts)	21
20	Compton-Effekt bei $0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ$ und $120^\circ$ Streuwinkel .	22
21	Energie der $\alpha$ -Teilchen ab 0 bis 730 Torr . . . . .	23
22	Diagramm zur Bestimmung des Grenzdrucks $p_0$ . . . . .	25

## Literatur

- [1] Paul Tipler. *Physik*. 2005.
- [2] wikipedia.org. *Kernspektroskopie*. 2009.
- [3] T. Mayer-Kuckuck. *Kernphysik*. 2002.
- [4] Wolfgang Demtröder. *Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. 2009.