

Nr. 704

## Absorption von $\beta$ - und $\gamma$ -Strahlung

Sara Krieg  
sara.krieg@udo.edu

Marek Karzel  
marek.karzel@udo.edu

Durchführung: 07.06.2019

Abgabe: 07.06.2019

TU Dortmund – Fakultät Physik

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
1.1	$\gamma$ -Strahlung . . . . .	4
1.2	$\beta$ -Strahlung . . . . .	7
<b>2</b>	<b>Durchführung</b>	<b>8</b>
<b>3</b>	<b>Auswertung</b>	<b>9</b>
<b>4</b>	<b>Diskussion</b>	<b>9</b>

# 1 Theorie

Ziel des Versuches ist es, durch Absorptionskurven von  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung die Maximalenergie des Strahlers bzw. die Absorptionskoeffizienten von verschiedenen Materialien zu bestimmen.

Trifft energetische Strahlung auf Materie, finden dabei Wechselwirkungen statt, die von der Art der Strahlung und deren Energie abhängen und letztendlich zu einer Intensitätsabnahme führen. Im Folgenden wird die Materieschicht als Absorber bezeichnet. Diese Abnahme der Intensität steigt dabei mit Anzahl der Wechselwirkungen. Ein Maß für die Häufigkeit der Wechselwirkungen stellt der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  dar. Er stellt eine fiktive Fläche dar, die ein Partikel des Absorbers haben müsste, damit jedes Teilchen, das diese Fläche trifft, eine Wechselwirkung verursacht.  $\sigma$  beschreibt demnach eine Wahrscheinlichkeit dafür, dass eine Wechselwirkung zwischen Absorber und Teilchen stattfindet.

Für einen idealen Absorber der Dicke  $D$ , des Querschnitts  $F$  und der Teilchendichte  $n$  pro Volumeneinheit, gibt

$$W = \frac{nFD\sigma}{F} = nD\sigma$$

die beschriebene Wahrscheinlichkeit an. Die Wechselwirkung pro Zeiteinheit ist damit durch

$$N = N_0 n D$$

gegeben.  $N_0$  beschreibt dabei die Anzahl der Teilchen, die pro Zeiteinheit auf die Fläche  $F$  treffen. Wird ein realer Absorber betrachtet, gilt das exponentielle Absorptionsgesetz

$$N(D) = N_0 \exp(-n\sigma D),$$

welches gültig ist, falls das Teilchen höchstens eine Wechselwirkung mit dem Absorber erfährt. Dabei ist der sogenannte Absorptionskoeffizient  $\mu$  durch

$$\mu = n\sigma$$

gegeben. Außerdem kann die Materieschichtdicke untersucht werden, bei der die Hälfte der ursprünglichen Intensität übrig ist. Für diese gilt

$$D_{\frac{1}{2}} = \frac{\ln(2)}{\mu}.$$

Unter der Annahme, dass die Elektronen des Absorbers die Zentren der Wechselwirkungen sind, kann auch die Anzahl der Teilchen, die sich im Absorber befinden mit der Gleichung

$$n = \frac{zN_A}{V_{\text{Mol}}} = \frac{zN_A\rho}{M}$$

bestimmt werden.  $z$  ist hier die Ordnungszahl,  $N_A$  die Avogadrokonstante,  $V_{\text{Mol}}$  das Molvolumen und  $M$  das Molekulargewicht.  $\rho$  beschreibt die Dichte des Absorbermaterials. Dadurch ergibt sich  $\sigma$  zu

$$\sigma = \frac{\mu}{n} = \frac{\mu M}{z N_A \rho}.$$

## 1.1 $\gamma$ -Strahlung

Atomkerne besitzen diskrete Energieniveaus, daher wird beim Übergang eines Atomkerns von einem angeregten in einen energetisch niedriger liegenden Zustand Energie frei, die in Form von  $\gamma$ -Quanten abgegeben wird. Es entsteht dadurch ein diskretes Linienspektrum. Die Energie, die das  $\gamma$ -Quant dann besitzt, lässt sich anschaulich durch die Formel

$$E = E_1 - E_2$$

beschreiben. Die Energien  $E_1$  und  $E_2$  beschreiben dabei die Energien der jeweiligen Kernzustände. Die aus Photonen bestehende Strahlung bewegt sich mit Lichtgeschwindigkeit  $c$  fort und weist daher alle typischen Eigenschaften einer elektromagnetischen Welle auf, wie zum Beispiel Interferenzerscheinungen.

Bei Wechselwirkung von  $\gamma$ -Strahlung mit Materie treten verschiedene Prozesse auf. Diese sind in Abbildung 1 tabellarisch zusammengetragen.

<b>W-W-Partner</b>	<b>W-W-Prozess</b>		
	Annihilation	Inelast. Streuung	Elast. Streuung
Elektron	(innerer) Photoeffekt	Compton-Effekt	Thomson-Streuung
Kern	Kernphotoeffekt	Kernresonanz-Streuung	
Elektr. Felder	Paarerzeugung		Delbrück-Streuung

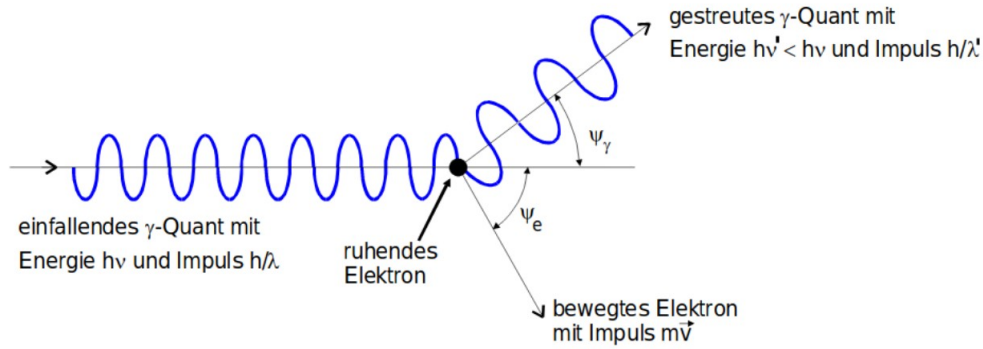
**Abbildung 1:** Tabelle zum Zusammenhang der Wechselwirkungen von  $\gamma$ -Quanten mit Materie [1].

Für diesen Versuch entscheidend sind der innere Photoeffekt, der Compton-Effekt und die Paarerzeugung, da diese hauptsächlich bei Energien von 10 keV bis 10 MeV auftreten.

Beim inneren Photoeffekt findet ein Annihilationsprozess statt, d.h. dass  $\gamma$ -Quant wird bei der Wechselwirkung mit einem Hüllenelektron vernichtet. Dabei löst es dieses aus seiner Bindung und überträgt ihm seine gesamte Energie. Dafür muss zunächst die Bindungsenergie des Elektrons überwunden werden. Demnach gibt es eine untere Energiegrenze für das Photon, ab der der Photoeffekt überhaupt erst auftreten kann. Die kinetische Energie des freigewordenen Elektrons  $E_e$  ist dann durch

$$E_e = h\nu - E_B$$

gegeben. Das Produkt  $h\nu$  ist dabei die Photonenergie und  $E_B$  die Bindungsenergie des Elektrons. Der Photoeffekt ist dabei schon ab mittleren Quantenenergien vernachlässigbar. Beim Compton-Effekt wird das Photon an einem freien Elektron gestreut. Dadurch erfährt das  $\gamma$ -Quant eine Energie- und Richtungsänderung, es gibt dabei aber niemals seine gesamte Energie ab. Nach dem Streuprozess ist der  $\gamma$ -Strahl nicht mehr gebündelt und verliert so an Intensität. In Abbildung 2 findet sich eine anschauliche Skizze zu diesem Prozess.



**Abbildung 2:** Schematische Darstellung des Compton-Effekts [1].

Der Wirkungsquerschnitt des Compton-Effekts  $\sigma_{\text{com}}$  wurde von Klein und Nishina bestimmt und ist durch

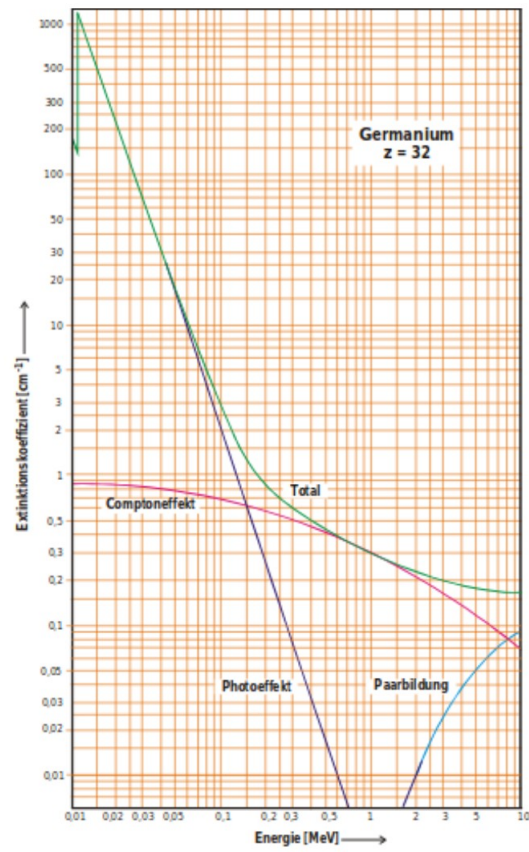
$$\sigma_{\text{com}} = 2\pi r_e^2 \left( \frac{1+\epsilon}{\epsilon^2} \left[ \frac{2(1+\epsilon)}{1+2\epsilon} - \frac{1}{\epsilon} \ln(1+2\epsilon) \right] + \frac{1}{2\epsilon} \ln(1+2\epsilon) - \frac{1+3\epsilon}{(1+2\epsilon)^2} \right)$$

gegeben.  $\epsilon$  gibt dabei das Verhältnis zwischen Quantenenergie  $E$  und der Ruheenergie des Elektrons

$$\epsilon = \frac{E}{m_0 c^2}$$

an.  $r_e$  bezeichnet außerdem den klassischen Elektronenradius  $r_e = 2,82 \cdot 10^{-15} \text{ m}$  [1].

Die Paarerzeugung tritt dann auf, wenn die Energie der Photonen mehr als doppelt so groß ist, als die Ruhemasse des Elektrons (1,02 MeV). Das  $\gamma$ -Quant wird dabei annihiliert und es entstehen ein Elektron und ein Positron. Da Impulserhaltung gelten muss, wird der überschüssige Impuls an die Atomkerne des Absorbermaterials oder einen anderen Stoßpartner abgegeben. In Abbildung 3 sind die Kurvenverläufe der Absorptionskoeffizient getrennt nach den verschiedenen Wechselwirkungen in Abhängigkeit zu der Energie am Beispiel von Germanium aufgetragen. Die Totalkurve fügt die Absorptionskoeffizient der einzelnen Wechselwirkungen zusammen.



**Abbildung 3:** Beispielhafte Kurvenverläufe der Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit von der Energie (Germaniumquelle)[1].

## 1.2 $\beta$ -Strahlung

Bei  $\beta$ -Strahlung handelt es sich um schnelle Elektronen positiver oder negativer Ladung. Sie entstehen beim Zerfall von instabilen Atomkernen nach der Gleichung

$$n \rightarrow p + \beta^- + \bar{\nu}_e.$$

Entweder es wird aus einem Neutron ein Proton, ein Elektron und ein Antineutrino erzeugt, oder aus einem Proton ein Neutron, ein Elektron und ein Neutrino. Wir betrachten im Folgenden den ersten Prozess. Die Energie, die bei diesem Prozess frei wird verteilt sich statistisch auf das Neutrino und das Elektron. Dies hat zur Folge, dass  $\beta$ -Strahlung ein kontinuierliches Spektrum, statt einem Linienspektrum besitzt. Die maximale Energie, die das Elektron bei diesem Prozess erhalten kann, ist die gesamte Energie, die bei dem Zerfall frei wird.

$\beta$ -Strahlung erfährt eine Vielzahl von Wechselwirkung, wenn sie eine Materieschicht durchdringt. Dies liegt hauptsächlich an der Ladung und der geringen Masse der  $\beta$ -Teilchen. Es treten drei wichtige Effekte auf: Die Rutherford-Streuung, inelastische Streuung am Atomkern und eine solche an den Elektronen des Absorbermaterials.

Bei der Rutherford-Streuung treten elastische Streuungen an Atomkernen des Absorbermaterials auf. Hierbei werden die Elektronen im Coulombfeld der Atomkerne im Absorber in verschiedene Richtungen abgelenkt, was eine Intensitätsabnahme des  $\beta$ -Strahls zur Folge hat. Außerdem wird die Bahn der  $\beta$ -Teilchen verlängert, sodass sie größer als ihre Reichweite wird. Ergebnis ist eine höhere Wahrscheinlichkeit weiterer Stoßprozesse. Bei dieser Streuung wird die Richtung der  $\beta$ -Teilchen zwar stark beeinflusst, die Energieabnahme ist allerdings relativ gering.

Die inelastische Streuung an Atomkernen des Absorbermaterials erfolgt durch eine Beschleunigung der Elektronen im Coulombfeld des Atomkerns. Dabei tritt Bremsstrahlung auf, da sie Energie in Form von elektromagnetischer Strahlung abgeben und somit gebremst werden. Der Wirkungsquerschnitt dieses Prozesses ist durch

$$\sigma_{\text{Br}} = \alpha r_e^2 z^2$$

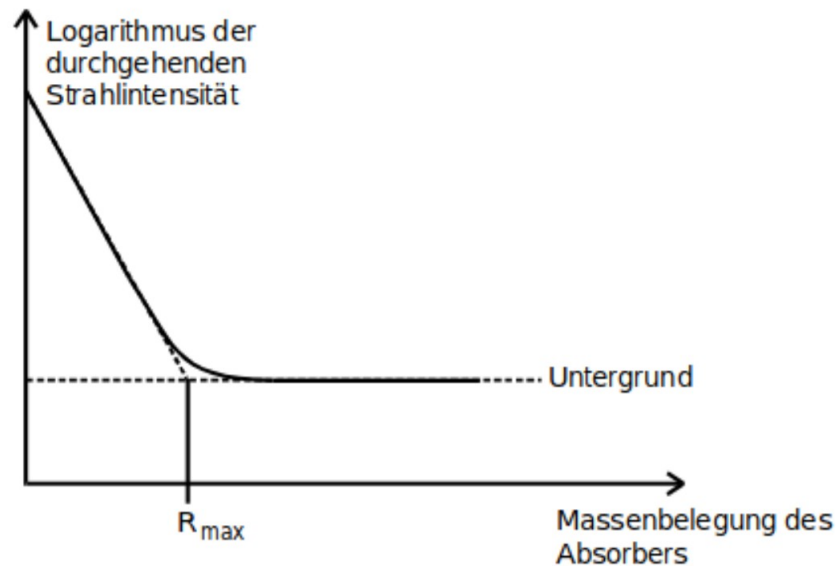
gegeben. Die Konstante  $\alpha$  steht für die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante.

Der letzte hier zu nennende Effekt resultiert aus einer inelastischen Streuung der  $\beta$ -Teilchen an den Elektronen im Absorbermaterial. Dabei ionisieren sie das Material und regen es an. Da die Strahlung dafür nur einen kleinen Teil ihrer Energie aufwenden muss, ist ein einzelnes Teilchen dazu fähig, viele Absorberatome zu ionisieren und anzuregen. Der Energieverlust pro Absorberschichtdicke wird durch

$$\frac{dE}{dx} \approx \frac{2\pi r_e^2}{E} \frac{N_A \rho}{M} z \ln \left( \frac{E}{I} \right)$$

dargestellt.

Für die Absorptionskurve des natürlichen  $\beta$ -Strahlers gilt analog zur Absorptionskurve von  $\gamma$ -Strahlung ein exponentieller Abfall. Für Schichtdicken, die etwa der maximalen Reichweite entsprechen, gilt das exponentielle Absorptionsgesetz nicht mehr. Im Bereich hinter der maximalen Reichweite wird die gemessene Strahlung nicht mehr durch  $\beta$ -Strahlung hervorgerufen, sondern nur noch durch Bremsstrahlung oder kosmische Hintergrundstrahlung. In Abbildung 4 ist eine Absorptionskurve eines  $\beta$ -Strahlers dargestellt.



**Abbildung 4:** Typische Absorptionskurve eines  $\beta$ -Strahlers [1].

Aufgetragen ist die logarithmierte Strahlungsintensität gegen die Massenbelegung  $R$  des Absorbers. Diese Größe wird durch

$$R = \rho D$$

bestimmt. Die im gesamten Zerfall freiwerdende Energie wird als  $E_{\max}$  bezeichnet. Aus der maximalen Massenbelegung  $R_{\max}$  kann  $E_{\max}$  durch folgende empirisch bestimmte Beziehung errechnet werden

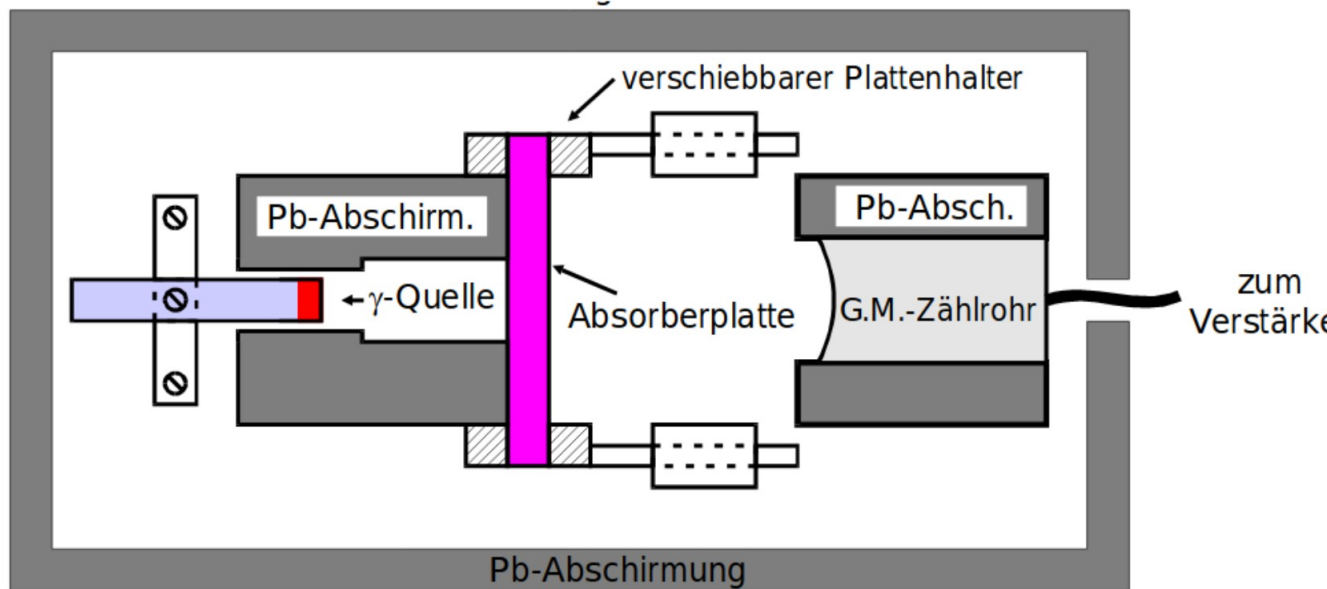
$$E_{\max} = 1,92\sqrt{R_{\max}^2 + 0,22R_{\max}}[\text{MeV}].$$

## 2 Durchführung

In Abbildung 5 findet sich eine schematische Darstellung der verwendeten Messapparatur. Zur Messung der Strahlintensität wird ein Geiger-Müller-Zählrohr verwendet. Mit Hilfe eines elektronischen Zählwerks kann die Messdauer variiert werden. Ebenfalls an diesem Gerät kann die gemessene Zählrate abgelesen werden. Der Aufbau zur Vermessung einer



$^{137}\text{Cs}$ -Probe, welche  $\gamma$ -Strahlen aussendet, wird aus Sicherheitsgründen durch eine Bleiwand abgeschirmt. Der Aufbau zur Messung an dem  $\beta$ -Strahler  $^{99}\text{Tc}$  wird durch Aluminium abgeschirmt. Bevor der eigentliche Versuch beginnt, wird eine Nullmessung zur Bestimmung des sogenannten Nulleffektes durchgeführt. Hierzu wird ohne eine Strahlungsquelle 900 s lang die Zählrate gemessen.



**Abbildung 5:** Schematischer Aufbau der Apparatur zur Vermessung von  $\gamma$ -Strahlung [1].

Für die Messung an dem  $\gamma$ -Strahler werden die Materialien Eisen und Blei als Absorber zwischen Strahlungsquelle und Detektor eingesetzt. Es wird je eine Messung der Zählrate, die Schichtdicke um circa 0,5 cm erhöht, und dann wieder eine Messung der Zählrate durchgeführt. Dadurch liegt nach 10 Messungen die Schichtdicke bei 5 cm. Die Messzeiten variieren in nahezu gleichmäßigen Abständen von 40 s bis 500 s.

Für den Versuchsteil mit der Messung an dem  $\beta$ -Strahler, werden 11 verschiedene Aluminiumplatten verschiedener Dicken zur Messung verwendet. Die Messzeiten betragen hier zwischen 100 s bis 500 s.

### 3 Auswertung

#### 3.1 Nullmessung

Wie zuvor erwähnt, muss zur Auswertung der zwei folgenden Versuchsteile der Nulleffekt berücksichtigt werden. Die gemessene Zeit  $t_0$ , sowie die Zählrate  $N_0$  und die Aktivität  $A_0$  sind für die beiden Versuchsteile in Tabelle.... eingetragen. Der berechnete Fehler der