

Abstands- und Abschwächungsgesetz für Beta- und Gamma-Strahlung

Stichworte:

Radioaktiver Zerfall, Beta- und Gamma-Strahlung, Bremsstrahlung, Photo- und COMPTON-Effekt für Gamma-Strahlung, lineares Abschwächungsgesetz für Gamma-Strahlung, Reichweite von Beta-Strahlung, GEIGER-MÜLLER-Zähler, Szintillationsdetektor, Photomultiplier.

Messprogramm:

Abstands- und Abschwächungsgesetz für Gammastrahlung mit Szintillationsdetektor, Abstands- und Abschwächungsgesetz für Betastrahlung mit GEIGER-MÜLLER-Zählrohr, Bremsstrahlung.

Literatur:

- /1/ DEMTRÖDER, W.: „Experimentalphysik 4 – Kern-, Teilchen- und Astrophysik“, Springer, Berlin u. a.
- /2/ PETZOLD, W.; KRIEGER, H.: „Strahlenphysik, Dosimetrie und Strahlenschutz - Band 1: Grundlagen“, Teubner, Stuttgart
- /3/ VOGT, H.-G.; SCHULTZ, H.: „Grundzüge des praktischen Strahlenschutzes“, Carl Hanser Verlag, München
- /4/ FIRESTONE, R. B.: „Table of Isotopes“, Wiley, New York u. a., 1999
- /5/ <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayMassCoef/ElemTab/z26.html> (12.03.2020): Abschwächungskoeffizient von Eisen für γ -Strahlung

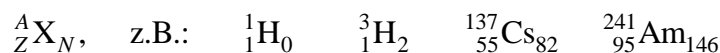
1 Einleitung

In diesem Versuch werden einige elementare Grundlagen zur Messung radioaktiver Strahlung und ihrer Wechselwirkung mit Materie behandelt. Im ersten Versuchsteil geht es um das sogenannte Abstandsgesetz, also um die Verringerung der Strahlungsintensität mit zunehmendem Abstand von der Strahlungsquelle, das im Bereich des Strahlenschutzes eine große praktische Bedeutung hat (wichtige Strahlenschutzregel: Abstand halten!). Der zweite Versuchsteil widmet sich der quantitativen Messung der Abschwächung von Beta- und Gamma-Strahlung in Materie, die ebenfalls von großer praktischer Bedeutung für den Strahlenschutz ist (Bleischürze beim Zahn- und Röntgenarzt - hoffentlich!). Der dritte Teil schließlich setzt sich mit den Besonderheiten der effektiven Abschirmung von Beta-Strahlung auseinander. Hier zeigt sich, dass ein wirksamer Schutz vor Beta-Strahlung nicht unbedingt mit den gleichen Materialien erreicht wird, wie ein wirksamer Schutz vor Gamma-Strahlung - eine für die Strahlenschutzpraxis ebenfalls wichtige Erkenntnis.

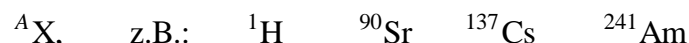
2 Theorie

Die elementaren theoretischen Grundlagen für diesen Versuch sollten aus der Schule bekannt sein. Sie sind in den folgenden Stichworten nochmals zusammengefasst. In der angegebenen Literatur oder anderen Standardlehrbüchern kann dazu nachgelesen werden. Das Prinzip der zur Strahlungsmessung benutzten Detektoren (GEIGER-MÜLLER-Zählrohr und Szintillationsdetektor) ist in /1/ und /2/ beschrieben.

Schreibweise von Atomkernen (Nukliden) X:



Gebräuchlicher sind die kürzeren Versionen:



oder



2.1 Bezeichnungen

Zunächst sollen einige allgemein übliche Bezeichnungen eingeführt werden:

Symbol	Einheit	Physikalische Größe
Z		Ordnungs- oder Kernladungszahl: Zahl der Protonen in einem Atomkern
N		Zahl der Neutronen in einem Atomkern
$A = Z + N$		Massenzahl
p		Proton
n		Neutron
β^-		Elektron
β^+		Positron
α		Alpha-Teilchen
ν		Neutrino
$\bar{\nu}$		Antineutrino
γ		Gammaquant
h	J s	Plancksche Konstante; $h = 6,626\,069\,57\,(29) \times 10^{-34}$ Js
f	s^{-1}	Frequenz eines Gammaquants
$E = hf$	eV, J	Energie eines Gammaquants; $1\text{ eV} \approx 1,602 \times 10^{-19}$ J
$T_{1/2}$	s	Halbwertszeit
$\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$	s^{-1}	Zerfallskonstante
$\tau = 1/\lambda$	s	mittlere Lebensdauer
μ_τ	cm^{-1}	Linearer Abschwächungskoeffizient für den Photoeffekt
μ_σ	cm^{-1}	Linearer Abschwächungskoeffizient für den COMPTON-Effekt
μ_κ	cm^{-1}	Linearer Abschwächungskoeffizient für die Paarerzeugung
$\mu = \mu_t + \mu_\sigma + \mu_\kappa$	cm^{-1}	Totaler linearer Abschwächungskoeffizient

2.2 Radioaktiver Zerfall

2.2.1 Alpha-Zerfall

α -Zerfall findet hauptsächlich bei Atomkernen mit $A > 200$ statt, wenn der Mutterkern X durch den Zerfall in einen energetisch niedrigeren und damit stabileren Zustand eines Tochterkerns Y übergehen kann:



Wird beim α -Zerfall nicht der energetische Grundzustand des Atomkerns Y bevölkert, sondern eines seiner angeregten Energieniveaus, findet anschließend ein Übergang von diesem Niveau auf den energetischen Grundzustand statt (Abb. 1). Dieser Übergang ist häufig mit der Emission eines oder mehrerer γ -Quanten verbunden, deren Energie gleich der Differenzenergie der beteiligten Energieniveaus ist.

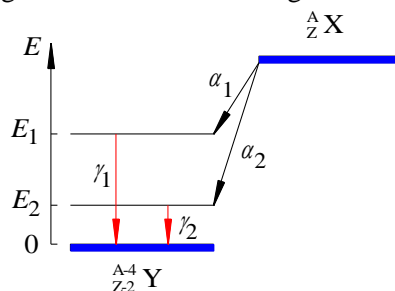


Abb. 1: Schema eines α -Zerfalls des Kerns X. In diesem Beispiel gibt es zwei α -Zerfallskanäle, bei denen die α -Teilchen α_1 oder α_2 emittiert werden und bei denen zwei unterschiedliche Energieniveaus E_1 und E_2 des Tochterkerns Y bevölkert werden. Der Übergang von den Energieniveaus E_1 und E_2 in den Grundzustand von Y, der per Definition die Energie 0 hat, erfolgt in diesem Beispiel unter Emission der Gammaquanten γ_1 bzw. γ_2 . Die energetischen Grundzustände der Kerne sind blau gezeichnet.

α - und γ -Strahlung haben diskrete Energien; die α -Energien liegen im Bereich 4 MeV - 9 MeV, die γ -Energien im Bereich einiger 10 keV - 3 MeV.

2.2.2 Beta-Zerfall

β -Zerfall kommt in den drei Arten β^- -Zerfall, β^+ -Zerfall und Elektroneneinfang vor. Für diesen Versuch ist nur der β^- -Zerfall von Bedeutung, der bei Atomkernen aller Massenzahlen stattfinden kann, wenn der Mutterkern X durch Zerfall in einen energetisch niedrigeren und damit stabileren Zustand des Tochterkerns Y übergehen kann:

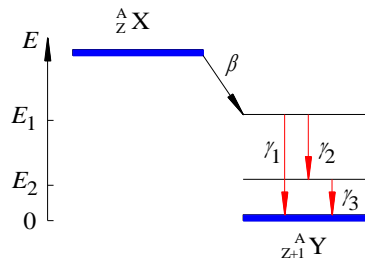


Abb. 2: Schema eines β^- -Zerfalls des Kerns X. In diesem Beispiel gibt es nur einen β^- -Zerfallskanal, über den das Energieniveau E_1 des Tochterkerns Y bevölkert wird. Der Übergang von diesem Energieniveau in den Grundzustand von Y kann direkt unter Emission des Gammaquants γ_1 erfolgen, oder über den Umweg des Energieniveaus E_2 unter Emission der Gammaquanten γ_2 und γ_3 .

Auch hier können zusätzlich γ -Quanten emittiert werden, wenn beim Zerfall zunächst ein angeregtes Energieniveau des Tochterkerns Y bevölkert wird (Abb. 2). Da beim Zerfall neben dem Tochterkern Y zwei Teilchen entstehen, die Energie aufnehmen können (das Elektron und das Antineutrino), hat die β -Strahlung keine diskrete Energie, sondern eine kontinuierliche Energieverteilung. Sie reicht von der Energie null bis zur Maximalenergie E_{\max} (vgl. Abb. 7), die bis zu einige MeV betragen kann.

2.2.3 Zerfallsgesetz und Aktivität

Für einen einzelnen Atomkern eines radioaktiven Isotops lässt sich nicht vorhersagen, ob er innerhalb eines bestimmten Zeitraums zerfallen wird oder nicht. Quantitative Aussagen lassen sich nur über ein großes Ensemble von Atomkernen treffen. Zu einem Zeitpunkt t seien $N(t)$ Kerne eines radioaktiven Isotops X vorhanden ($N(t)$ ist nicht zu verwechseln mit der Neutronenzahl N). Die Zahl der innerhalb des folgenden Zeitintervalls dt zerfallenden Kerne, $dN(t)$, ist proportional zu $N(t)$ und dt . Mit der Proportionalitätskonstanten λ , der *Zerfallskonstanten*, gilt:

$$(1) \quad dN(t) = -\lambda N(t) dt,$$

wobei das Minuszeichen die *Abnahme* von $N(t)$ durch den Zerfall zum Ausdruck bringt. Aus Gl. (1) kann man ablesen, dass die Zerfallskonstante λ den Bruchteil der Kerne eines radioaktiven Isotops angibt, der im Mittel pro Zeiteinheit (Sekunde) zerfällt:

$$(2) \quad \lambda = \left| -\frac{dN(t)}{N(t)dt} \right|$$

Ist N_0 die Anzahl der vorhandenen Atomkerne eines Isotops X zum Zeitpunkt $t = 0$, so folgt durch Integration von Gl. (1) für die Zahl der noch nicht zerfallenen Kerne des Isotops zum Zeitpunkt t :

$$(3) \quad N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$$

Als *Aktivität* A (nicht zu verwechseln mit der Massenzahl A) bezeichnet man die Größe:

$$(4) \quad A(t) = N(t)\lambda = \left| \frac{dN(t)}{dt} \right| = \lambda N_0 e^{-\lambda t}$$

Die SI-Einheit der Aktivität ist das BECQUEREL: 1 Bq = 1 Zerfall/s. Die alte Einheit war das CURIE: 1 Ci = $3,7 \times 10^{10}$ Bq.

2.3 Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie

Die Wechselwirkung von γ -Strahlung mit Materie erfolgt über drei Effekte: *Photoeffekt*¹, *COMPTON-Effekt* und *Paarbildungseffekt*. In diesem Versuch spielt der Paarbildungseffekt aufgrund der Energie der verwendeten γ -Strahlung jedoch keine Rolle.

2.3.1 Photoeffekt

Unter dem Photoeffekt versteht man die *Totalabsorption* eines γ -Quants an der Elektronenhülle des Atomkerns. Der Wechselwirkungsprozess findet aus Gründen der Impulserhaltung an stark gebundenen Elektronen statt, also vorwiegend Elektronen der K-Schale (Abb. 3). Das Elektron erhält dabei eine kinetische Energie E_k , die der Differenz zwischen der Energie des γ -Quants (hf) und der Bindungsenergie E_b des Elektrons entspricht:

$$(5) \quad E_k = hf - E_b$$

Die Impulserhaltung ist erfüllt, auch bei der in Abb. 3 gezeichneten Situation, weil der Atomkern einen Rückstoßimpuls aufnimmt, wegen seiner großen Masse aber praktisch keine kinetische Energie.

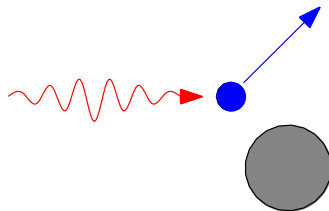


Abb. 3: Prinzip des Photoeffekts. Ein γ -Quant (rot) trifft auf ein Elektron (blau), das stark an den Atomkern (grau) gebunden ist. Das Elektron verlässt das Atom in Richtung des blauen Pfeils.

2.3.2 COMPTON-Effekt

Die *elastische und inkohärente Streuung* von γ -Quanten an freien oder nur sehr schwach gebundenen Elektronen heißt *COMPTON-Streuung* (Abb. 4). Die Differenz zwischen der Energie des einfallenden γ -Quants (hf) und der Energie des gestreuten Quants (hf_s) nimmt das Elektron als kinetische Energie E_k auf:

$$(6) \quad E_k = hf - hf_s$$

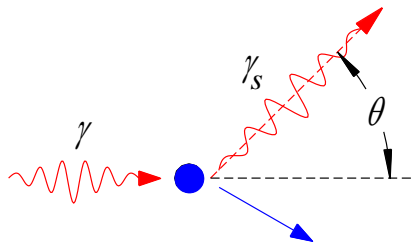


Abb. 4: Prinzip des COMPTON-Effektes. Ein γ -Quant (γ , rot) trifft auf ein freies oder nur sehr schwach an einen Kern gebundenes Elektron (blau), an dem es gestreut wird. Das gestreute Quant (γ_s) fliegt unter dem Winkel θ weiter, das Elektron in Richtung des blauen Pfeils.

2.3.3 Abschwächungsgesetz

Wir betrachten gem. Abb. 5 (links) den Durchgang von monoenergetischer γ -Strahlung durch einen Absorber der Dicke x . Die Intensität I (Zahl der γ -Quanten pro Zeit und Fläche) der Strahlung vor dem Absorber sei I_0 . Beim Durchgang durch den Absorber wechselwirken einige Quanten mit dem Absorbermaterial per Photo- und COMPTON-Effekt. Für die Intensität der Strahlung, die den Absorber *ohne Wechselwirkung* verlässt, gilt:

$$(7) \quad I(x) = I_0 e^{-\mu x} = I_0 e^{-(\mu_\tau + \mu_\sigma) x}$$

¹ Hier ist der *innere* Photoeffekt gemeint, nicht der *äußere* Photoeffekt, für dessen Deutung im Jahre 1905 ALBERT EINSTEIN im Jahre 1921 den NOBELpreis für Physik erhalten hat.

wobei die Konstante μ der materialspezifische *totale lineare Abschwächungskoeffizient* ist ($[\mu] = 1/\text{cm}$). μ setzt sich aus dem linearen Abschwächungskoeffizienten für den Photoeffekt, μ_τ , und dem linearen Abschwächungskoeffizienten für den COMPTON-Effekt, μ_σ , zusammen². μ_τ ist annähernd proportional zu Z^5 des Absorbermaterials und sinkt mit wachsender γ -Energie; μ_σ steigt näherungsweise linear mit Z und nimmt oberhalb von ca. 0,1 MeV ebenfalls mit wachsender γ -Energie ab (s. Abb. 6).

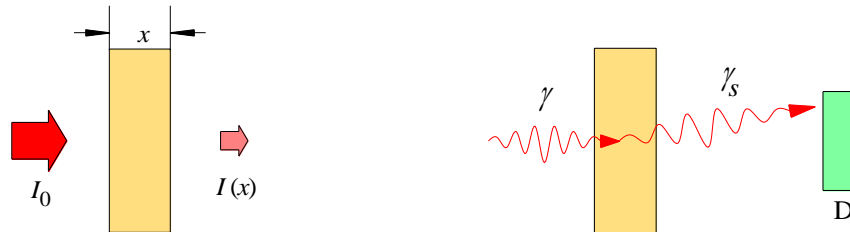


Abb. 5: *Links*: Zur Abschwächung der Intensität I einer Strahlung beim Durchgang durch einen Absorber (gelb) der Dicke x . *Rechts*: Beispiel für ein γ -Quant, das in einem Absorber unter einem kleinen Winkel COMPTON-gestreut wird. Das gestreute Quant γ_s verlässt den Absorber und kann bei kleinem Streuwinkel in einem dahinter stehenden Detektor D nachgewiesen werden.

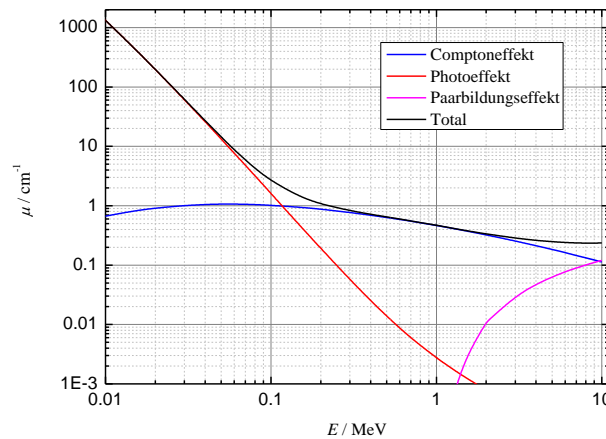


Abb. 6: Lineare Abschwächungskoeffizienten μ von Eisen für γ -Strahlung (Daten nach /5/).

Frage 1:

- Wie gelangt man zu dem in Gl. (7) beschriebenen Gesetz? (Hinweis: Analogie zum Zerfallsgesetz und zur Kondensatorentladung.)

Von größerer praktischer Bedeutung ist die Frage, wie groß die *messbare* Intensität $I_m(x)$ der γ -Strahlung hinter dem Absorber ist.

Frage 2:

- Die messbare Intensität $I_m(x)$ weicht vor allem wegen des COMPTON-Effektes deutlich von der Intensität $I(x)$ ab. Warum? Welche Intensität ist größer? (Zur Lösung s. Abb. 5 rechts.)

Für $I_m(x)$ gilt näherungsweise ebenfalls ein Exponentialgesetz:

$$(8) \quad I_m(x) = I_0 e^{-\varepsilon x}$$

wobei ε wiederum einen *linearen Abschwächungskoeffizienten* darstellt ($[\varepsilon] = 1/\text{cm}$).

² Der dritte Effekt, der zur Strahlungsschwächung beiträgt, ist die *Paarbildung*. Sie spielt jedoch bei den in diesem Versuch verwendeten γ -Energien keine Rolle und bleibt deshalb unberücksichtigt.

2.4 Wechselwirkung von β -Strahlung mit Materie

2.4.1 Wechselwirkungsprozesse

Für β -Teilchen gibt es drei wichtige Wechselwirkungsprozesse in Materie:

1. *Elastische Streuung* an Atomkernen ohne Energieverlust, lediglich Änderung der Bahnrichtung (beschrieben durch die RUTHERFORDSCHE-Streuformel).
2. *Inelastische Streuung* an Atomkernen unter Emission von *Bremsstrahlung*, besonders bei großem Z des Absorbers und hoher β -Teilchenenergie.
3. *Inelastische Streuung* an Hüllenelektronen, d. h. Elektronenanregung oder Ionisation.

Bei Prozess 2 kann das Elektron maximal seine gesamte kinetische Energie abgeben. Bei Prozess 3 sind nach der Ionisation zwei freie Elektronen vorhanden.

Wegen des Prozesses 1 haben die Elektronen ein großes *Winkelstragglung*, d. h. ihre Reichweite in einem Absorber entspricht nicht dem tatsächlich zurückgelegten Weg. Wegen der Prozesse 2 und 3 kommt es außerdem zu einem großen *Energiestragglung*, d. h. dass z. B. ursprünglich monoenergetische Elektronen bereits nach kurzer Weglänge im Absorber sehr unterschiedliche Energien haben. Es lässt sich daher keine Formel für die Reichweite von Elektronen in einem Absorber angeben, sondern nur eine empirische Beziehung für jeweils einen Energiebereich und ein Absorbermaterial.

2.4.2 Abschwächungsgesetz

Für monoenergetische β -Strahlung gilt kein exponentielles Abschwächungsgesetz wie für γ -Strahlung. Beim radioaktiven β -Zerfall haben wir es jedoch nicht mit monoenergetischer β -Strahlung zu tun. Vielmehr weist die Energie der freigesetzten β -Strahlung immer eine typische Häufigkeitsverteilung auf, die von der Energie 0 bis zur β -Maximalenergie E_{\max} reicht (Abb. 7).

Für die Abschwächung von β -Strahlung mit einer solchen Energieverteilung durch einen Absorber der Dicke x gilt näherungsweise ein *empirisch* gefundenes Exponentialgesetz:

$$(9) \quad I_m(x) \approx I_0 e^{-\zeta x}$$

wobei ζ auch hier einen *linearen Abschwächungskoeffizienten* darstellt ($[\zeta]=1/\text{cm}$) und die Intensitäten analog zu Gl. (7) definiert sind.

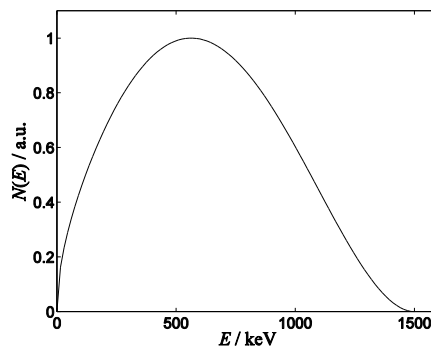


Abb. 7: Theoretischer Verlauf eines Betaspektrums für eine β -Maximalenergie von $E_{\max} = 1500$ keV. $N(E)$ ist die Häufigkeit (in beliebigen Einheiten), mit der β -Strahlung der kinetischen Energie E emittiert wird. (Ohne Berücksichtigung der COULOMB-Korrektur, durch die Elektronen beim β^- -Zerfall abgebremst und Positronen beim β^+ -Zerfall beschleunigt werden.)

2.5 Fehlerbetrachtung

Die exakte statistische Beschreibung des radioaktiven Zerfalls erfolgt auf Basis der *BINOMIALverteilung* (Atomkerne beeinflussen ihren Zerfall gegenseitig nicht). Ist jedoch die Zerfallskonstante λ sehr klein ($\lambda \ll 1$) und die Zahl N der betrachteten Atomkerne sehr groß ($N \gg 1$), so ist die Anzahl der während einer Messzeit Δt zerfallenen Atomkerne, M , klein gegenüber N . Für den *Erwartungswert* oder *Mittelwert* $\langle M \rangle$ von M während der Zeit Δt gilt dann:

$$(10) \quad \langle M \rangle = \lambda N \Delta t \ll N$$

Unter diesen Voraussetzungen kann die statistische Beschreibung des radioaktiven Zerfalls in guter Näherung auf Basis der *POISSONverteilung* erfolgen. Das bedeutet: Wird M bei jeweils gleichen Anfangsbedingungen oft gemessen und werden die Messwerte anschließend in Form eines Histogramms aufgetragen, so ergibt sich als Einhüllende dieses Histogramms die Dichtefunktion der *POISSONverteilung*. Ein Vorteil der Näherung der *BINOMIAL-* durch die *POISSONverteilung* ist, dass die Standardabweichung σ_M für eine *POISSONverteilung* sehr leicht aus dem Mittelwert $\langle M \rangle$ berechnet werden kann. Es gilt nämlich:

$$(11) \quad \sigma_M = \sqrt{\langle M \rangle} \quad \text{wenn } M \text{ POISSONverteilt.}$$

Geht schließlich $N \rightarrow \infty$, so kann in guter Näherung die um $\langle M \rangle$ asymmetrische Dichtefunktion der *POISSONverteilung* durch die symmetrische Dichtefunktion der *GAUß- oder Normalverteilung* mit gleichem Mittelwert und gleicher Standardabweichung ersetzt werden.³

Bei den meisten Messungen wird nicht die Anzahl der während der Messzeit Δt zerfallenen Atomkerne registriert, sondern die Anzahl der von einem Detektor *nachgewiesenen* Zerfälle, die wegen der begrenzten *Nachweiswahrscheinlichkeit* des Detektors in der Regel erheblich kleiner ist. Für diese Messgröße, die zur ersten proportional ist, gelten jedoch die gleichen Überlegungen zur Statistik. Wenn im Folgenden von M die Rede ist, ist immer diese Messgröße gemeint.

In der Praxis wird nur in seltenen Fällen eine Serie von Messungen durchgeführt, um $\langle M \rangle$ und die Standardabweichung σ_M zu ermitteln. Vielmehr wird in der Regel die Messzeit Δt so groß gewählt, dass die Zahl der während der Messzeit Δt detektierten Ereignisse einige 100 beträgt. Dann kann *ein Messwert* M in guter Näherung gleich dem bei einer *Messserie* erwarteten Mittelwert $\langle M \rangle$ gesetzt und die Standardabweichung als

$$(12) \quad \sigma_M \approx \sqrt{M}$$

berechnet werden. Die dabei auftretenden Abweichungen zu den Werten von $\langle M \rangle$ und σ_M , die aus einer *Messserie* gewonnen würden, sind in diesem Fall vernachlässigbar. Auch bei diesem Versuch werden wir die Versuchsbedingungen so wählen, dass dieses Vorgehen erlaubt ist.

Oftmals wird statt der *Impulszahl* M und ihrer Standardabweichung σ_M die *Zählrate* m mit Standardabweichung σ_m angegeben. Wird Δt als nicht fehlerbehaftete Größe angesehen, so gilt:

$$(13) \quad m = \frac{M}{\Delta t} \quad \sigma_m = \frac{\sqrt{M}}{\Delta t} \quad [m] = [\sigma_m] = 1/s$$

Jeder Detektor misst infolge von *Umgebungsstrahlung* während der Zeit Δt_0 einen *Nulleffekt* M_0 . Für die zugehörige Nulleffekt-Zählrate m_0 und deren Standardabweichung σ_0 gilt:

$$(14) \quad m_0 = \frac{M_0}{\Delta t_0} \quad \sigma_0 = \frac{\sqrt{M_0}}{\Delta t_0}$$

Der Nulleffekt ist bei der Bestimmung der *Nettozählrate* n einer Messung abzuziehen:

$$(15) \quad n = m - m_0 = \frac{M}{\Delta t} - \frac{M_0}{\Delta t_0}$$

Die Standardabweichung σ_n für die Nettozählrate n folgt aus der *GAUßschen Fehlerfortpflanzung*:

³ Die Messgröße M kann nur im Intervall $0 \leq M \leq \infty$ liegen, die Dichtefunktion der *GAUßverteilung* ist jedoch im Wertebereich von $-\infty$ bis $+\infty$ definiert. Vgl. hierzu die Anmerkungen in der Anleitung zur „*Fehler- und Ausgleichsrechnung*“.

$$(16) \quad \sigma_n = \sqrt{\sigma_m^2 + \sigma_0^2} = \sqrt{\frac{M}{\Delta t^2} + \frac{M_0}{\Delta t_0^2}}$$

Frage 3:

- Wie erreicht man also kleine statistische Fehler?

3 Versuchsdurchführung

Zubehör:

GEIGER-MÜLLER-Zählrohr (VALVO Z 1410) in Al-Halter mit Plexiglas-Abdeckkappe, Steuergerät für Zählrohr mit Netzgerät, NaJ(Tl)-Szintillationsdetektor, Hochspannungsgerät (FUG HCN 35-3500) für Szintillationsdetektor, elektronischer Zeitschalter, Universalzähler, Operationsverstärker auf Steckplatine mit Zubehör und Netzgerät (PHYWE (0 - 15 / 0 - 30) V), Digital-Speicheroszilloskop (TEKTRONIX TDS 1012 / 1012B / 2012C / TBS 1102B, TBS 1102B - EDU), radioaktive Quellen (Cs-137, Sr-90; AMERSHAM BUCHLER) in Al-Halterungen, Stabdosisimeter (EBERLINE FH 39RP), Absorberplatten (Fe, Al) unterschiedlicher Dicken, Plexiglasplatte (Dicke 2 mm), Dreieckschiene mit Reitern, Halter für GEIGER-MÜLLER-Zählrohr und Szintillationsdetektor, Halter für radioaktive Quellen, U-Halter für Absorberplatten, Messschieber.

3.1 Hinweis zum Strahlenschutz

Die *Strahlendosis* (hier: *Äquivalentdosis H*), mit der ein Mensch belastet wird, der sich während der Zeit t in der Entfernung r von einer punktförmigen Strahlungsquelle mit der Aktivität A aufhält, ist gegeben durch:

$$(17) \quad H = \Gamma \cdot \frac{A \cdot t}{r^2} \quad [H] = \text{Sv} \quad (\text{SIEVERT})$$

Dabei ist Γ die *Dosisleistungskonstante*, die z. B. in /3/ tabelliert ist.

Für Cs-137 ist $\Gamma = 2,47 \times 10^{-17} \frac{\text{Sv} \cdot \text{m}^2}{\text{Bq} \cdot \text{s}}$, für Sr-90 ist $\Gamma = 1,04 \times 10^{-20} \frac{\text{Sv} \cdot \text{m}^2}{\text{Bq} \cdot \text{s}}$.

Mit diesen Angaben und den auf den Quellen mit Bezugsdatum eingravierten Aktivitätsangaben lässt sich die Strahlendosis ermitteln, der man bei diesem Versuch ausgesetzt ist. Sie ist so niedrig (deutlich unterhalb der natürlichen Strahlendosis, deren Dosisleistung etwa $2,5 \text{ mSv/a} = 285 \text{ nSv/h}$ beträgt), dass zum Schutz vor der äußeren Bestrahlung durch die Quellen keine besonderen Maßnahmen während der Bearbeitung des Versuchs erforderlich sind. Zur Überprüfung kann während des Versuchs ein Stabdosisimeter getragen werden, das vor und nach dem Versuch abgelesen wird.

Grundsätzlich müssen aus Gründen des *Strahlenschutzes* beim Umgang mit radioaktiven Stoffen immer folgende Regeln eingehalten werden:



- Abstand von den Quellen so groß wie möglich.
- Kontakt mit den Quellen so selten wie möglich.
- Mechanische Beschädigungen der Quellen unbedingt vermeiden, (Gefahr einer Inkorporierung radioaktiver Stoffe!).
- Beachten Sie die ausliegenden Betriebsanweisungen!

3.2 Hinweise zu den verwendeten radioaktiven Quellen

Abb. 8 zeigt schematisch den Aufbau der im Versuch verwendeten radioaktiven Quellen Cs-137 (γ -Strahler) und Sr-90 (β -Strahler). Die vereinfachten Zerfallsschemata beider Isotope sind in Abb. 9 dargestellt. Der Abbildung können Angaben über die Halbwertszeit, die Zerfallsart, die Energie der emittierten γ -Quanten und die Maximalenergien der emittierten β -Teilchen entnommen werden. Die Aktivität der Quellen ist mit Bezugsdatum auf den Quellen eingraviert.

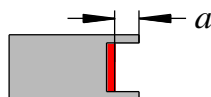


Abb. 8: Aufbau der verwendeten radioaktiven Quellen (rot), die in einem Al-Rohr (grau) eingefasst sind. a ist der Abstand der Quellen von der Vorderkante des Al-Rohres. Für die Cs-137-Quelle ist $a = 7 \text{ mm}$, für die Sr-90-Quelle ist $a = 8 \text{ mm}$.

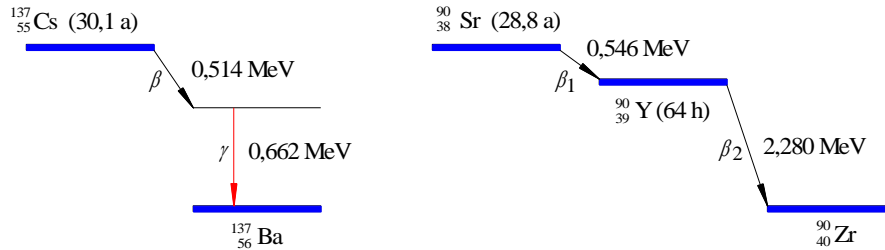


Abb. 9: Vereinfachte Zerfallsschemata der verwendeten radioaktiven Quellen Cs-137 und Sr-90 (Daten nach [4]). Die angegebenen β -Energien sind die Maximalenergien E_{\max} . Die Halbwertszeiten der Isotope sind in Klammern angegeben. Die Cs-137-Quelle ist so gekapselt, dass nur die γ -Strahlung mit einer Energie von ca. 662 keV austritt. Die Sr-90-Quelle ist so gekapselt, dass nur die energiereichen β -Strahlen austreten, die beim Zerfall von Y-90 nach Zr-90 emittiert werden.

3.3 Aufbau der Versuchsanordnungen

In den unter Kap. 3.4 bis 3.8 beschriebenen Versuchen werden ein GEIGER-MÜLLER-Zählrohr und ein Szintillationsdetektor eingesetzt. Beide Versuchsanordnungen werden in Kap. 3.3.1 und 3.3.2 kurz beschrieben.

Je zwei Teams erstellen zunächst gemeinsam den Versuchsaufbau mit dem Szintillationsdetektor. Anschließend führt ein Team die Versuche mit dem Szintillationsdetektor durch, während das andere Team mit dem GEIGER-MÜLLER-Zählrohr arbeitet. Nach etwa der Hälfte der Praktikumszeit werden die Versuchsanordnungen getauscht.

3.3.1 Geiger-Müller-Zählrohr

Das GEIGER-MÜLLER-Zählrohr GMZ wird in einem Halter auf einer Dreieckschiene montiert und über ein Koaxialkabel mit dem Steuergerät STG verbunden (Abb. 10 links). Über dieses Kabel wird dem Zählrohr die erforderliche Hochspannung von ca. 470 V zugeführt. Jedes vom Detektor registrierte Strahlungsereignis führt zur Freisetzung von Ladungsträgern in dem Zählgas, damit zu einem verringerten elektrischen Widerstand im Gas und dadurch schließlich zu einem kurzzeitigen Abfall der der Hochspannung (Abb. 10 rechts), der vom Steuergerät als Zählimpuls registriert wird.

Vor Inbetriebnahme des GEIGER-MÜLLER-Zählers muss die bereitliegende Bedienungsanleitung durchgelesen werden. Das Eintrittsfenster an der Vorderseite des Zählrohres ist nur wenige Mikrometer dick und kann leicht zerstört werden. Deshalb darf die davor angebrachte schützende Plexiglasskappe P niemals entfernt werden.

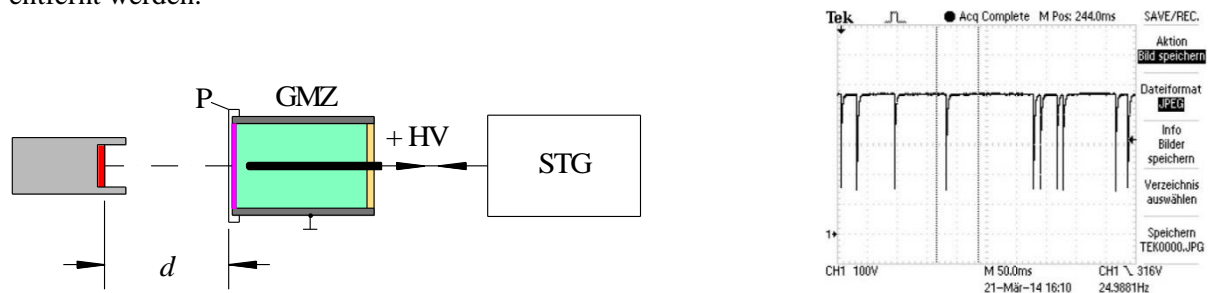


Abb. 10: *Links*: Aufbau zur Messung der Impulszahl M mit dem GEIGER-MÜLLER-Zählrohr GMZ. Das Zählrohr besteht aus einem Metallmantel (grau) und einem mittig angebrachten Stift (schwarz), zwischen denen die Hochspannung HV angelegt wird. Das Rohr ist mit Zählgas und Löschgas gefüllt (grün). Es ist nach vorne mit einem dünnen Eintrittsfenster (pink) von einigen Mikrometer Dicke abgeschlossen. Eine Plexiglasskappe P von 0,25 mm Dicke dient zum Schutz dieses Fenster. Nach hinten ist das Rohr mit einem elektrischen Isolator (beige) zwischen Stift und Mantel abgeschlossen. Im Abstand d von der Plexiglasskappe befindet sich die radioaktive Quelle. *Rechts*: Oszilloskopbild der Hochspannung des GMZ mit den durch Strahlungsereignisse ausgelösten Spannungseinbrüchen. Der variierende zeitliche Abstand der Einbrüche ist ein Charakteristikum des radioaktiven Zerfalls: die Zerfälle erfolgen nicht mit festem zeitlichen Abstand, sondern zu zufälligen Zeitpunkten.

3.3.2 Szintillationsdetektor

Der Szintillationsdetektor⁴ (mit Thallium (Tl) dotierter Natriumjodid-(NaJ)-Kristall, Schreibweise: NaJ(Tl), mit angeschlossenem Photomultiplier PM) ist ebenfalls in einem Halter auf einer Dreieckschiene montiert; die Beschaltung zeigt Abb. 11.

Über ein Hochspannungsgerät HV wird der Photomultiplier PM des Detektors mit einer Betriebsspannung von + 1.100 V versorgt. Die Betriebsspannung bleibt dauerhaft (auch nach Versuchsende!) eingeschaltet. Sollte das Hochspannungsgerät dennoch ausgeschaltet sein oder eine andere Spannung als 1.100 V anzeigen, ist umgehend der/die Betreuer/in oder die technische Assistenz zu informieren!

Jedes vom Szintillationsdetektor registrierte Strahlungsereignis führt zur Freisetzung von einigen $10^4 - 10^5$ Photonen (Lichtquanten), die an der Photokathode des Photomultipliers durch äußeren Photoeffekt Elektronen auslösen (Auslösewahrscheinlichkeit einige 10 %). Diese Elektronen werden über die Dynoden des Photomultipliers vervielfacht und ergeben schließlich an dessen Anode einen Spannungsimpuls, dessen Amplitude zur absorbierten Strahlungsenergie des registrierten Ereignisses proportional ist. Für unsere Versuche sind wir jedoch nur an der *Anzahl* der Strahlungsereignisse M während der Messzeit t interessiert, die mit der Anordnung in Abb. 11 wie folgt gemessen wird:

Das am Ausgang *Anode* des Photomultipliers anliegende Signal wird mithilfe eines Operationsverstärkers invertiert und um den Faktor 10 verstärkt⁵. Beide Signale (vor und nach Verstärkung) werden gleichzeitig auf dem Oszilloskop OS dargestellt; die Signalamplituden liegen im Bereich einiger 100 mV bis einige V.

Der Ausgang des Operationsverstärkers wird über einen elektronischen Zeitschalter S mit dem Eingang A eines Universalzählers verbunden, der im Modus „Impulszählung“ (Schalterstellung N) betrieben wird. Der Zeitschalter stellt für eine einstellbare Zeit Δt („Uhr“) eine elektrische Verbindung zwischen dem Ausgang des OP und dem Eingang des Universalzählers her, während der die Impulse gezählt werden.

Die Triggerschwelle des Universalzählers wird, beim *rechten* Anschlag des Drehknopfes beginnend, soweit gegen den Uhrzeigersinn gedreht, bis *ohne* radioaktive Quelle etwa 50 Impulse/s gezählt werden. Hierdurch wird erreicht, dass die Triggerschwelle über dem Rauschpegel des Photomultipliersignals liegt und nur solche Impulse gezählt werden, die durch Strahlungsereignisse im Detektor verursacht wurden.

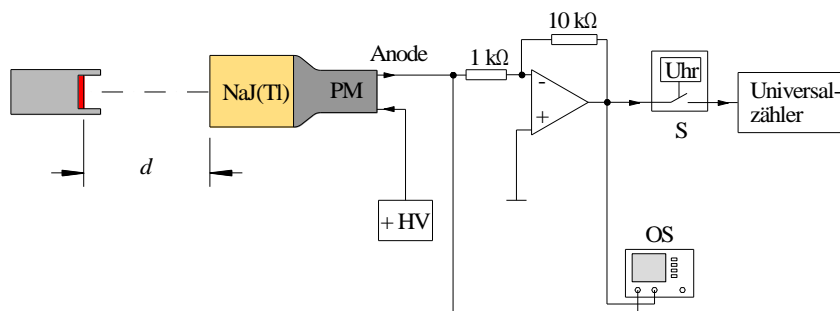


Abb. 11: Aufbau zur Messung der Impulsanzahl M mit dem Szintillationsdetektor. Im Abstand d vom dünnen Metallmantel, der den Detektor umgibt, befindet sich die radioaktive Quelle. Weitere Beschreibung siehe Text.

3.4 Nulleffekt

Unter dem Nulleffekt m_0 eines Detektors versteht man gem. Kap. 2.5 die durch die natürliche Umgebungsstrahlung verursachte Zählrate. Der Nulleffekt muss daher bei allen folgenden Messungen von der gemessenen Zählrate m abgezogen werden, um die Nettozählrate n zu erhalten. Um den Beitrag von m_0 zur Standardabweichung σ_n von n (Gl. (16)) genügend klein zu halten, soll für die Standardabweichung σ_0 von m_0 gelten:

⁴ *Szintillation*: Lichterzeugung durch Absorption radioaktiver Strahlung.

⁵ Beim Aufbau der OP-Schaltung ist zu beachten: Wenn der Ausgang des OP mit dem Eingang des elektronischen Zeitschalters verbunden wird, kommt es zu Rückkopplungen, die das Ausgangssignal des OP deutlich stören, solange die Netzspannung des Zeitschalters nicht eingeschaltet ist (Power Off). Durch Einschalten des Zeitschalters werden diese Störungen vermieden.

$$(18) \quad \sigma_0 \leq 0,05 m_0$$

Dies setzt eine entsprechend lange Messzeit Δt_0 zur Bestimmung von m_0 voraus, die beim GEIGER-MÜLLER-Zählrohr ca. 60 min beträgt. Die Messung des Nulleffektes für die GEIGER-MÜLLER-Zählrohre wird deshalb vor Versuchsbeginn von der technischen Assistenz für die verschiedenen Zählrohre durchgeführt. Die Messergebnisse liegen an den einzelnen Messplätzen bereit.

Für den Szintillationsdetektor wird der Nulleffekt einmal zu Versuchsbeginn über eine Messzeit von ca. 2 min gemessen (Schalter S für 2 min schließen).

3.5 Abstandsgesetz

Das Abstandsgesetz beschreibt den Verlauf der Nettozählrate n als Funktion des Abstandes d zwischen einer punktförmigen radioaktiven Quelle konstanter Aktivität und einem Detektor. Unter der idealisierten Voraussetzung, dass keine Absorption der Strahlung auf dem Weg von der Quelle zum Detektor stattfindet und dass alle Quanten oder Teilchen, die auf das Eintrittsfenster des Detektors gelangen, von diesem mit gleicher Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden, lässt sich das Abstandsgesetz für eine Anordnung gem. Abb. 12 aus einfachen geometrischen Überlegungen herleiten:

$$(19) \quad n(d) = n_1 \left(1 - \frac{d}{\sqrt{r_0^2 + d^2}} \right)$$

mit

$d = a + d_1$	Abstand der als punktförmig angenommenen Quelle vom Detektoreintrittsfenster.
a	Apparatekonstante der Quelle (Abb. 8)
d_1	Abstand zwischen Außenkante des Probenhalters und dem Detektoreintrittsfenster (Szintillationsdetektor) bzw. der Plexiglaskappe (GEIGER-MÜLLER-Zählrohr). Im letzten Fall muss zu d noch die Dicke der Kappe (0,25 mm) hinzu addiert werden, also: $d = a + d_1 + 0,25$ mm.
r_0	Radius des Eintrittsfensters: $r_0 = 12,5$ mm für das Zählrohr $r_0 = 38,1$ mm für den Szintillationsdetektor
n_1	Nettozählrate für $d = 0$

Frage 4:

- Wie gelangt man zu Gl. (19)?

Das Abstandsgesetz soll für zwei verschiedene Kombinationen aus radioaktiver Quelle und Detektor gemessen werden:

- Cs-137-Quelle im Abstand $d = d_1 + a = (2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40)$ cm vom Szintillationsdetektor,
- Sr-90-Quelle im Abstand $d = d_1 + a = (2, 10, 12, 14, 16, 18, 20, 25, 30, 35)$ cm vom GEIGER-MÜLLER-Zählrohr.

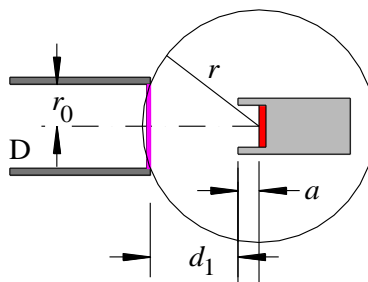


Abb. 12: Zur Anordnung von Detektor D und radioaktiver Quelle (rot, vgl. Abb. 8) bei Messung des Abstandsgesetzes. Die Quelle wird als punktförmig angenommen. Die Intensität der emittierten Strahlung verteilt sich gleichmäßig auf der Oberfläche einer Kugel vom Radius r . Das Eintrittsfenster des Detektors (pink) schneidet aus dieser Kugeloberfläche eine Kugelkappe aus.

Im Fall a) können wir gemäß der Angaben in Abb. 9 von einer reinen γ -Quelle, im Fall b) von einer reinen β -Quelle ausgehen.

Die Messzeit soll für die Messung mit dem Szintillationsdetektor jeweils ca. (0,5 – 1) min betragen. Bei der Messung mit dem GEIGER-MÜLLER-Zählrohr soll sie so gewählt werden, dass für die Standardabweichung σ_m der gemessenen Zählrate m gilt:

$$(20) \quad \sigma_m \leq 0,05 m$$

Hieraus folgt mit Gl. (13) die erforderliche Impulszahl M während der Messzeit Δt . Zur Ermittlung der richtigen Messzeit wird der Zähler bei größtem d probeweise gestartet, die zeitliche Veränderung des Zählerstandes einige Sekunden beobachtet und daraus die erforderliche Messzeit für die Bedingung aus Gl. (20) abgeschätzt. Diese Messzeit wird dann am Steuergerät eingestellt und anschließend mit der eigentlichen Messung begonnen. Für kleine Abstände kann die Messzeit unter Beibehaltung der Bedingung aus Gl. (20) verringert werden.

Die Messergebnisse $n(d)$ werden mit Fehlerbalken für $n(d)$ doppelt-logarithmisch über d aufgetragen. Mit Hilfe von `Origin` wird ein nichtlinearer Kurvenfit mit der Zielfunktion aus Gl. (19) durch die Messdaten gelegt⁶. Dabei ist n_1 der einzige freie Fitparameter. r_0 ist ein fester Parameter (siehe Angaben unter Gl. (19), jeweils fehlerfrei).

Beim Vergleich des Verlaufs der Messdaten mit den Erwartungen gem. Gl. (19) wird auffallen, dass bei großen n (kleinen d) die Fitfunktion besser an die Messwerte angepasst zu sein scheint als bei kleinen n (großen d)⁷. Dies lässt sich wie folgt erklären: Die Parameter der Fitkurve sind dann optimal, wenn die Summe der Abweichungsquadrate zwischen den Messwerten und den aus der Fitfunktion errechneten Funktionswerten minimal ist. Die Abweichungen bei großen n tragen demnach stärker zu dieser Summe bei als die Abweichungen bei kleinen n .

3.6 Abschwächung von γ -Strahlung in Materie

Die Abschwächung von γ -Strahlung soll für das Absorbermaterial Eisen untersucht werden. Dazu wird mit dem Szintillationsdetektor die durch die Cs-137-Quelle verursachte Nettozählrate $n(x)$ für

$$x = (5, 10, 15, 20, 25, 30, 35, 40) \text{ mm Eisen}$$

zwischen Quelle und Detektor gemessen (Dicken der Fe-Platten mit Messschieber ausmessen). Der Abstand zwischen Quelle und Detektor muss bei dieser Messung unverändert bleiben (d_1 ca. 100 mm). Der Abstand zwischen dem Detektor und den Fe-Platten soll ca. 50 mm betragen, die Messzeit jeweils 1 min.

Die Messergebnisse $n(x) \sim I_m(x)$ werden mit Fehlerbalken für $n(x)$ halb-logarithmisch über x aufgetragen. Mit Hilfe von `Origin` wird eine Ausgleichsgerade durch die Messwerte gelegt⁸. Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden soll der Abschwächungskoeffizient ε für die 662 keV γ -Strahlung von Cs-137 für Eisen bestimmt und mit dem Literaturwert des totalen linearen Abschwächungskoeffizienten μ für Eisen ($\mu = 0,57 \text{ cm}^{-1}$, /5/ und Abb. 6, Fehler vernachlässigbar) verglichen werden.

3.7 Abschwächung von β -Strahlung durch Materie

Die Abschwächung von β -Strahlung, die aus der Sr-90-Quelle freigesetzt wird, soll für das Absorbermaterial Aluminium untersucht werden. Dazu wird mit dem GEIGER-MÜLLER-Zählrohr die durch die Sr-90-Quelle verursachte Nettozählrate $n(x)$ für

$$x = (0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,5) \text{ mm Aluminium}$$

⁶ Für die mit der Sr-90-Quelle gewonnenen Messdaten (GEIGER-MÜLLER-Zählrohr) wird der Messwert für $d = 2 \text{ cm}$ maskiert, sodass er bei der Berechnung der Fitkurve unberücksichtigt bleibt.

⁷ Bei der Sr-90-Messreihe wird sich eine deutliche Abweichung des maskierten Messwertes bei $d = 2 \text{ cm}$ von der theoretisch erwarteten Kurve ergeben. Diese Abweichung erklärt sich aus der Totzeit des Detektors.

⁸ Zeichnet man mit `ORIGIN` ein halb- oder doppeltlogarithmisches Diagramm, so bleiben die dem Diagramm zugrunde liegenden Daten in der Datentabelle unverändert, *erscheinen* im Diagramm jedoch logarithmiert. Um durch diese logarithmierten Daten eine Ausgleichsgerade zu legen, muss im Dialogfenster der Fitroutine deshalb der Haken bei `scheinbarer Fit` gesetzt werden.

zwischen Quelle und Detektor gemessen (Dicken mit Messschieber ausmessen). Der Abstand zwischen Quelle und Detektor muss auch bei dieser Messung unverändert bleiben (d_1 ca. 50 mm). Die Messzeit wird so gewählt, dass bei der größten Absorberdicke die Standardabweichung der gemessenen Zählrate kleiner 10 % von m ist.

Die Messergebnisse $n(x) \sim I_m(x)$ werden mit Fehlerbalken für $n(x)$ halblogarithmisch über x aufgetragen und mit Hilfe von `Origin` wird eine Ausgleichsgerade durch die Messwerte gelegt. Aus der Steigung der Ausgleichsgeraden wird der Abschwächungskoeffizient ζ von Aluminium für die β -Strahlung aus der Sr-90-Quelle bestimmt (siehe Anmerkungen zur Sr-90-Quelle bei Abb. 9).

3.8 Bremsstrahlung

Bei der Wechselwirkung von β -Strahlung mit Materie entsteht u.a. Bremsstrahlung (RÖNTGENstrahlung), und zwar umso häufiger und energiereicher, je größer die Kernladungszahl Z des Absorbers ist. Dazu folgender Versuch:

Wir nehmen zwei Absorberplatten mit unterschiedlichem Z , die jedoch eine annähernd gleiche *Massenbelegung* (Quotient aus Masse und Fläche der Platte) haben. Bei gleicher Massenbelegung wird β -Strahlung einer bestimmten β -Maximalenergie von unterschiedlichen Materialien etwa gleich stark absorbiert (vgl. Abb. 13). Bestrahlt man demnach jede der Platten mit β -Strahlung gleicher Intensität, wird hinter den Platten jeweils etwa die gleiche, durch Absorption reduzierte β -Strahlungsintensität herrschen. Jedoch wird in der Platte mit dem größeren Z durch die β -Strahlungsabsorption mehr Bremsstrahlung (RÖNTGENstrahlung) erzeugt, sodass die Bremsstrahlungsintensität hinter dieser Platte höher ist als hinter der Platte mit kleinerem Z .

In unserem Fall handelt es sich bei den Platten um eine etwa 2 mm dicke Plexiglasscheibe und ein etwa 1 mm dickes Aluminiumblech. Das Plattenpaar wird zunächst mit der Al-Platte zur Sr-90-Quelle zeigend zwischen Quelle und GEIGER-MÜLLER-Zählrohr eingebracht und die Zählrate gemessen (Messzeit ca. 200 s; Abstand $d_1 \approx 1,5$ cm). Anschließend wird das Plattenpaar umgedreht und bei gleicher Zählzeit und gleichem Abstand d_1 erneut die Zählrate gemessen.



Abb. 13: Auf zwei Platten (gelb) mit gleicher Massenbelegung aber unterschiedlicher Ordnungszahl $Z_1 > Z_2$ trifft β -Strahlung (dunkelblau) gleicher Intensität, die in den Platten gleich stark absorbiert wird. Hinter den Platten herrscht deshalb die gleiche verminderte β -Strahlungsintensität (hellblau), aber unterschiedliche Bremsstrahlungsintensität (dunkel- bzw. hellrot).

Frage 5:

- Wie groß sind die Massenbelegungen der benutzten Plexiglas- und Aluminiumplatten?
- Warum sind die gemessenen Zählraten unterschiedlich?

Hinweis zur Lösung:

$Z(\text{Al}) = 13$, Plexiglas: $[\text{C}_5\text{H}_8\text{O}_2]_n$, $Z(\text{C}) = 6$, $Z(\text{O}) = 8$, $Z(\text{H}) = 1$. Überlegen Sie, was jeweils aus der der Quelle zugewandten Platte hinten austritt. Berücksichtigen Sie die entstehende Bremsstrahlung, deren Intensität mit wachsendem Z zunimmt, und die Tatsache, dass Bremsstrahlung in den beiden Platten etwa gleich stark absorbiert wird.

- Wie muss also ein Material beschaffen sein, das einen möglichst effektiven Schutz vor β -Strahlung gewährleistet?