

## 12 . Versuch:

### Radioaktiver Zerfall, radioaktive Strahlung

#### 12.1 Grundlagen

##### 12.1.1 Zerfallsgesetz

Radioaktive Strahlungsquellen sind Substanzen, in denen infolge von Kernprozessen aus einzelnen Atomkernen (ohne äußere Einwirkung) Photonen und Teilchen ausgestoßen werden. Dabei geht der Atomkern von einem energetisch höheren in einen energetisch niedrigeren Zustand über.

Die Anzahl solcher Kernprozesse pro Zeit bezeichnet man als Aktivität der betreffenden Substanz. Maßeinheit ist das Becquerel ( $1\text{Bq} = 1 \text{ Kernprozess pro Sekunde}$ ). In älterer Literatur wird für die Aktivität das Curie genannt ( $1\text{Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$ ); dieser Wert ist durch die Aktivität eines Gramms Radium festgelegt.

Infolge der radioaktiven Umwandlung nimmt die Menge radioaktiver Atomkerne einer Art dauernd ab und es entstehen dafür stabile oder wiederum radioaktive Folgeprodukte. Die Anzahl  $-dN$  (Vorzeichen, da einige Kerne zerfallen) der im Zeitintervall  $dt$  zerfallenden Atomkerne ist proportional zur Länge des Zeitintervalls und zur Zahl  $N$  der vorhandenen Kerne:

$$-dN = \lambda N dt \Leftrightarrow \frac{dN}{dt} = -\lambda N \quad (12.1)$$

Die Proportionalitätskonstante  $\lambda$  bezeichnet man als Zerfallskonstante der betreffenden Substanz. Sie ist ein Maß für die Zerfallswahrscheinlichkeit für ein beliebiges Atom der betreffenden Substanz.

Durch Umstellen und Integrieren von Gl. (12.1) erhält man eine Beziehung, die angibt, wie groß die Anzahl  $N$  der Kerne ist, die von einer Anfangszahl  $N_0$  nach der Zeit  $t$  noch vorhanden ist (Nachrechnen!):

$$N = N_0 e^{-\lambda t} \quad (12.2)$$

Anstelle der Zerfallskonstanten  $\lambda$  verwendet man zur Beschreibung des Verhaltens von Radionukliden auch die Halbwertszeit  $\tau$ . Sie gibt die Zeit an, innerhalb derer die Hälfte der am Anfang dieser Zeit noch vorhandenen Kerne zerfällt:

$$\begin{aligned} N &= \frac{N_0}{2} \Rightarrow e^{-\lambda \tau} = \frac{1}{2} \Leftrightarrow e^{\lambda \tau} = 2 \Leftrightarrow \lambda \tau = \ln 2 \Leftrightarrow \\ \tau &= \frac{\ln 2}{\lambda} \approx \frac{0,69315}{\lambda} \end{aligned} \quad (12.3)$$

Die Zerfallskonstante kann also einfach über die Bestimmung der Halbwertszeit gemessen werden.

In den Gleichungen stehen  $N_0$  bzw.  $N$  für die Anzahlen der zur Zeit  $t = 0$  bzw.  $t$  vorhandenen instabilen Atomkerne. Bei den meisten Messungen wird nicht die Anzahl der während der Messzeit  $\Delta t$  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  $N$  die Rede ist, ist immer diese Messgröße gemeint.

Die Impulsrate oder Zählrate  $Z$  ist die Zahl der registrierten Impulse pro Zeiteinheit  $\Delta t$ , also

$$Z = \frac{N}{\Delta t}. \quad (12.4)$$

Aufgrund der statistischen Natur des radioaktiven Zerfalls ist dieser Wert großen Schwankungen unterworfen und es gilt für die Standardabweichung von  $Z$ , wenn  $\Delta t$  als nicht fehlerbehaftete Größe angenommen wird

$$\sigma_z = \frac{\sqrt{N}}{\Delta t}. \quad (12.5)$$

Jeder Detektor misst aufgrund der Umgebungsstrahlung Ereignisse, die nicht von dem eingesetzten Präparat stammen. Die Nullrate mit dazugehörigem Fehler ergibt sich zu

$$Z_0 = \frac{N_0}{\Delta t} \quad \text{mit} \quad \sigma_{z_0} = \frac{\sqrt{N_0}}{\Delta t}. \quad (12.6)$$

Die Nullrate muss zur Bestimmung der Nettozählrate abgezogen werden. Somit ergibt sich

$$Z_n = Z - Z_0 \quad \text{mit} \quad \sigma_{z_n} = \sqrt{\sigma_z^2 + \sigma_{z_0}^2}. \quad (12.8)$$

Die Impulsraten  $Z_0$  und  $Z$  lassen sich experimentell leicht bestimmen.

### 12.1.2 Zerfallsprozesse

Bei radioaktiven Atomkernen können im Wesentlichen folgende Kernumwandlungen auftreten:

#### 1. $\alpha$ -Emission:

Ein  $\alpha$ -Teilchen besteht aus zwei Protonen und zwei Neutronen, ist also genauso zusammengesetzt wie ein Heliumkern. Die aus solchen Teilchen bestehende Strahlung heißt  $\alpha$ -Strahlung, siehe auch Abb. 12.1. Beim  $\alpha$ -Zerfall entsteht ein neues Nuklid, dessen Kernladungszahl um zwei Einheiten und dessen Massenzahl um 4 Einheiten kleiner geworden ist. Alle von einem radioaktiven Isotop ausgestoßenen  $\alpha$ -Teilchen besitzen praktisch die gleiche kinetische Energie, sie ist charakteristisch für den betreffenden Strahler.

$\alpha$ -Strahlung hat in Luft eine Reichweite von nur wenigen Zentimetern; sie lässt sich sehr gut mit Papier abschirmen. Aber auch andere Materialien hinreichender Dicke (z.B. wenige Zentimeter Luft) können  $\alpha$ -Strahlung vollständig abschirmen. Die Reichweite  $R$  in Luft lässt sich näherungsweise mit der empirischen Formel

$$R = 0,32 \left( \frac{E}{\text{MeV}} \right)^{3/2} \text{ cm} \quad (12.9)$$

berechnen; sie gilt für Energien im Bereich  $3 \text{ MeV} < E < 10 \text{ MeV}$

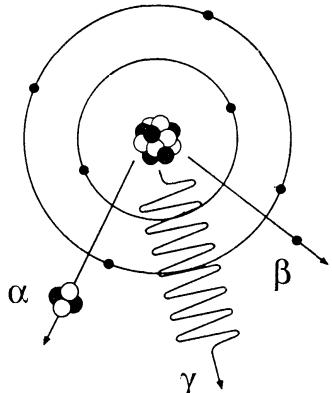


Abb. 12.1: Schematische Darstellung der verschiedenen Strahlenarten

## 2. $\beta$ -Emission:

Hierbei werden Elektronen oder deren Antiteilchen (Positronen, mit identischer Masse wie das Elektron aber positiver Elementarladung) aus dem Kern emittiert ( $\beta^-$ - bzw.  $\beta^+$ -Strahlung)<sup>1</sup>, siehe auch Abb. 12.1. Beim  $\beta^-$ -Zerfall nimmt die Kernladung also um eine Einheit zu, beim  $\beta^+$ -Zerfall um eine Einheit ab; die Massenzahl bleibt unverändert. Die  $\beta$ -Teilchen eines Isotops haben ein kontinuierliches Energiespektrum, das von Null bis zu einem für das betreffende Nuklid charakteristischen Maximalwert reicht.

$\beta$ -Strahlung hat in Luft eine Reichweite bis zu einigen Metern; sie wird beim Durchdringen von Materie annähernd exponentiell geschwächt. Mit einem Abschirmmaterial hinreichender Dicke lässt sie sich vollständig abschirmen.

## 3. $\gamma$ -Emission:

Nach den genannten Kernprozessen befindet sich der Atomkern häufig in einem angeregten Zustand. Durch Abgabe von  $\gamma$ -Strahlung kann er in den Grundzustand zurückkehren. Es handelt sich dabei um eine äußerst kurzwellige elektromagnetische Strahlung (d.h. um hochenergetische Photonen), siehe auch Abb. 12.1 . Bei der  $\gamma$ -Emission bleibt der Atomkern bezüglich Massenzahl und Kernladungszahl unverändert.  $\gamma$ -Strahlung hat eine große Reichweite, sie wird beim Durchdringen von Materie exponentiell geschwächt.

Alle Arten von Strahlung, die von einer als punktförmig betrachteten Quelle ausgehen, erfahren selbst im Vakuum (d.h. ohne Absorptionseffekte) eine "Ausdünnung": Sendet die Strahlungsquelle pro Zeiteinheit  $N$  Teilchen in alle Raumrichtungen aus, so sind diese  $N$  Teilchen nach einer Strecke  $r$  über eine Kugeloberfläche  $4\pi r^2$  verteilt: Die Zahl der von einer punktförmigen Quelle ausgesandten Teilchen, die pro Zeiteinheit eine Flächeneinheit durchdringt, nimmt mit dem Quadrat der Entfernung von der Quelle ab. In hinreichend großem Abstand von der Quelle kann dieser Effekt gegenüber Absorptionseffekten vernachlässigt werden.

### 12.1.3 Absorption radioaktiver Strahlung

Die Intensitätsabnahme  $dZ$  von  $\gamma$ -Strahlung und (annähernd) von  $\beta$ -Strahlung gehorcht den gleichen Prinzipien wie die Lichtabsorption;  $dZ$  ist sowohl der lokalen Intensität der Strahlung  $Z$  als auch dem Absorptionsweg  $ds$  proportional:

$$dZ = -\mu Z ds \quad (12.10)$$

Dabei ist  $\mu$  der Absorptionskoeffizient des Absorbermaterials für die betreffende Strahlung. Unter Beachtung der Randbedingung, dass dem Absorptionsweg  $s = 0$  die Impulsrate  $Z_0$  entspricht, lässt sich dies durch Integration nach  $Z$  auflösen:

$$Z = Z_0 e^{-\mu s} \quad \text{bzw. logarithmiert} \quad \ln \frac{Z}{Z_0} = -\mu s \quad (12.11)$$

Bestimmt man die Intensitätsabnahme  $dZ$  nicht in Abhängigkeit vom Absorptionsweg  $s$ , sondern von der Massenbelegung  $\sigma$  (d.i. die Masse des Absorbers pro

<sup>1</sup> Die Elektronen der  $\beta$ -Strahlung entstammen also nicht der Elektronenhülle!

Flächeneinheit), folgt:  $Z = Z_0 e^{-\delta\sigma}$  bzw. logarithmiert  $\ln Z / Z_0 = -\delta\sigma$ . Hierbei ist  $\delta$  der Massenabsorptionskoeffizient; er hängt mit dem Absorptionskoeffizient  $\mu$  über  $\mu = \delta\rho$  zusammen. Die Massenbelegung errechnet sich für jedes Material aus dem Absorptionsweg  $s$  und der Dichte  $\rho$  nach der Gl.  $\sigma = \rho s$ .

Der Absorptionskoeffizient  $\mu$  für  $\gamma$ -Strahlung lässt sich aus der Steigung der bei halblogarithmischer Auftragung (d.h. Auftragung von  $\ln Z$  über  $s$ ) erhaltenen Geraden bestimmen:

$$\ln Z = \ln(Z_0 e^{-\mu s}) \Leftrightarrow \ln Z = \ln Z_0 + \ln(e^{-\mu s}) \Leftrightarrow \ln Z = \ln Z_0 - \mu s \quad (12.12)$$

In der Praxis ist  $\gamma$ -Zerfall jedoch immer von anderen Zerfällen begleitet. Da ein Zählrohr nicht zwischen den verschiedenen Strahlungen unterscheiden kann, wird die Sache ein wenig komplizierter. Wir nehmen an, dass nur  $\gamma$ - und  $\beta$ -Strahlung vorliegt. Dann lassen sich die Absorptionskoeffizienten  $\mu_\beta$  und  $\mu_\gamma$  für  $\beta$ - bzw.  $\gamma$ -Strahlung bestimmen, indem man an die halblogarithmisch aufgetragene Gesamtzählrate (also wieder Auftragung von  $\ln Z$  über  $s$ ) zwei Geraden anpasst - eine für kleine und eine für große Schichtdicken  $s$ . Aus den Steigungen dieser beiden Geraden lassen sich dann die Absorptionskoeffizienten bestimmen. Es gilt:

$$Z = Z_{\beta_0} e^{-\mu_\beta s} + Z_{\gamma_0} e^{-\mu_\gamma s} \quad \text{bzw.} \quad \ln Z = \ln(Z_{\beta_0} e^{-\mu_\beta s} + Z_{\gamma_0} e^{-\mu_\gamma s}) \quad (12.13)$$

Nach einer hinreichend großen Substanzdicke ist der Zähleratenanteil  $Z_\beta$  durch  $\beta$ -Zerfall praktisch auf Null abgefallen (von Hintergrundstrahlung abgesehen). Dann gilt annähernd:

$$\ln Z \approx \ln Z_{\gamma_0} - \mu_\gamma s \quad (12.14)$$

Das heißt, für große  $s$  ist die Annäherung der Kurve an eine Gerade mit der Steigung  $-\mu$  zu erwarten. Entsprechend kann man für kleine Schichtdicken eine zweite Gerade an die Kurve anpassen, die den  $\beta$ -Zerfall beschreibt.

## 12.2 Experimentelle Aufgaben

### 12.2.1 Reichweite von $\alpha$ -Strahlung

*Geräte: Zählrohr in Halterung, Digitalzähler, Strahler (Americium 241), kurze optische Bank, 2 schmale Reiter, 1 Messverschiebereiter, Stoppuhr*

Es soll der Frage nachgegangen werden, welche Strecke die von einem Strahler emittierten  $\alpha$ -Teilchen in Luft zurücklegen können, ehe sie ihre Anfangsenergie durch Stöße mit den Molekülen der Luft vollständig abgegeben haben. Als Strahler dient Americium 241;  $^{241}_{95}Am \Rightarrow ^{237}_{93}Np + ^4_2\alpha + \gamma$ . Die für diesen Zerfallsprozess charakteristische Anfangsenergie der  $\alpha$ -Teilchen beträgt 5,63 MeV ( $\cong 0,9 \cdot 10^{-12}$  J).

Da das Zählrohr nicht zwischen  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Strahlung unterscheiden kann, ist zur Bestimmung der Reichweite der  $\alpha$ -Strahlung eine Differenzmessung erforderlich: Zunächst wird die Impulsrate der  $(\alpha + \gamma)$ -Strahlung in Abhängigkeit vom Abstand zwischen Strahler und Zählrohr gemessen, anschließend durch Ausblenden der  $\alpha$ -Strahlung nur der  $\gamma$ -Anteil.  $\alpha$ -Strahlung ist relativ leicht abzuschirmen. Bereits ein Kartonblatt reicht aus, um diese Strahlung nahezu vollständig auszublenden.



Die Stirnseite des Zählrohres besteht aus einer sehr dünnen Glimmerschicht, die sehr stoßempfindlich ist. Achten Sie deshalb unbedingt darauf, dass beim Hantieren mit den Geräten und beim Aufbau der Messanordnung das Glimmerfenster nicht beschädigt wird.

- Vor der Versuchsdurchführung wurde von der technischen Assistenz über einen längeren Zeitraum die Nullrate gemessen, die von allen nachfolgend ermittelten Zählraten abgezogen werden muss.

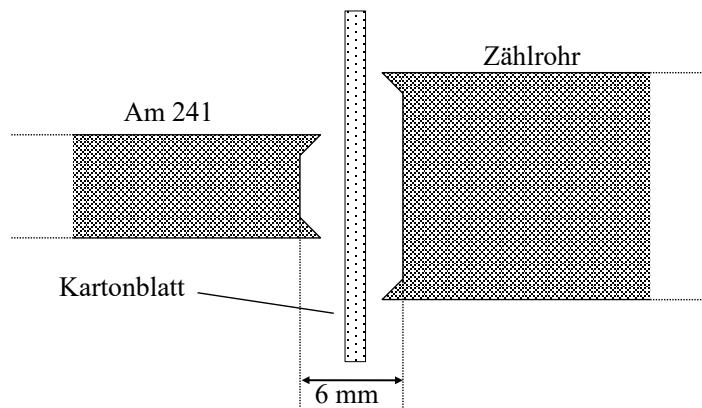


Abb. 12.2: schematischer Aufbau zur Bestimmung der Reichweite von  $\alpha$ -Strahlung

- Die Messanordnung wird nach Abb. 12.2 aufgebaut.
- Das Kartonblatt wird zunächst wieder entfernt. In Abhängigkeit von der Entfernung (die auf dem Verschieberegler einzustellen ist) soll die Impulsrate  $Z_1$  der  $(\alpha + \gamma)$ -Strahlung bestimmt werden. Sie wird zweckmäßigerweise im Bereich 6 bis 30 mm in Intervallen von 1 mm gemessen.

Die Impulsrate ist, wie oben beschrieben, starken statistischen Schwankungen unterworfen. Es ist daher erforderlich, die Messzeit  $\Delta t$  so groß zu wählen, dass die Anzahl der während der Messzeit  $\Delta t$  detektierten Ereignisse einige 100 beträgt.

- Das Kartonblatt wird wieder zwischen Zählrohr und Blende befestigt. Die Impulsrate  $Z_2$  – d.h. die Intensität der das Kartonblatt durchdringenden  $\gamma$ -Strahlung – wird in gleicher Weise wie unter 3. gemessen.
- Auswertung: Stellen Sie die gemittelten Impulsraten  $Z_1$  und  $Z_2$  in einem Diagramm in Abhängigkeit von der Entfernung halblogarithmisch dar und ermitteln Sie aus der Darstellung die Reichweite der  $\alpha$ -Strahlung.

Als theoretischer Wert ist eine Reichweite zwischen 40 und 45 mm gegeben (vergl. Gleichung zur Reichweite Seite 12-2). Es wird sich eine nicht unerhebliche Abweichung Ihrer Messergebnisse von diesem Wert ergeben. Diese resultiert hauptsächlich aus der entfernungsabhängigen Verringerung der Zählraten aufgrund einer sich kugelförmig im Raum ausbreitenden Strahlung einer punktförmigen radioaktiven Quelle.

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

*Geräte: Großes Zählrohr, Impulszähler, Präparat Ra 226, großer U-Halter, Absorberplatten aus verschiedenen Materialien*

Die Intensitätsabnahme der Strahlung innerhalb eines Materials ist einerseits von der Strahlungsintensität, andererseits auch vom Material des Absorbers abhängig. Das quadratische Abstandsgesetz soll an dieser Stelle vernachlässigt werden. Die Absorptionskonstanten  $\mu_\beta$  und  $\mu_\gamma$  sind dann kennzeichnend für die Abnahme der jeweiligen Strahlungsintensität.

Der Aufbau erfolgt wie in Abb. 12.3. Der Abstand zwischen Zählrohr und Strahler ist bei diesem Versuch so einzurichten, dass der vom Strahler emittierte  $\alpha$ -Anteil das Zählrohr nicht erreicht (also etwa 3 cm). In den Zwischenraum können Platten eines Absorbermaterials (Aluminium, Kunststoffe o.a.) eingebracht werden. Dabei kann der Absorptionsweg durch Nebeneinanderstellen mehrerer Platten vergrößert werden.

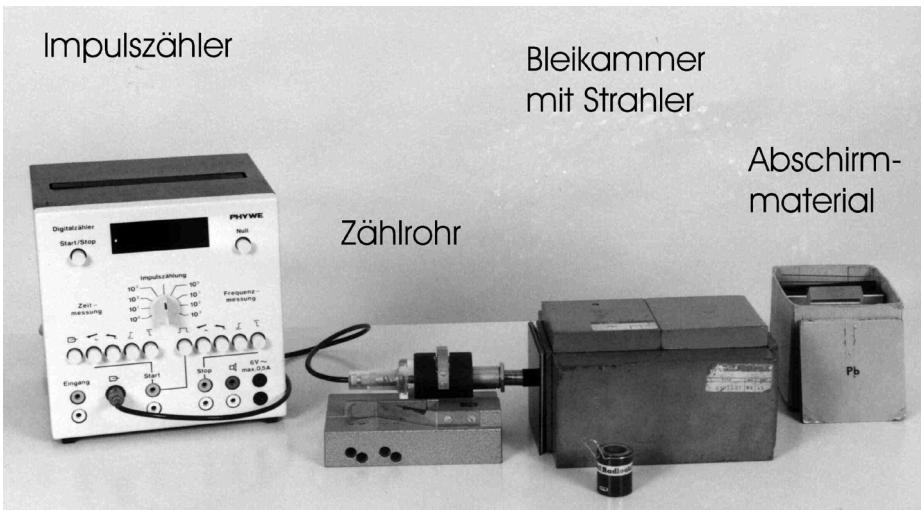


Abb. 12.3: Versuchsaufbau zur Messung der Reichweite von  $\beta$ - und  $\gamma$ - Strahlung

1. Der Strahler wird zunächst aus der Anordnung entfernt und die Nullrate gemessen. Dies ist wegen der langen Messzeit bereits von der Technischen Assistenz durchgeführt worden. Notieren Sie die Werte für die weitere Auswertung.
2. Jedes Team misst die Impulsraten  $Z(x)$  in Abhängigkeit von der Länge des Absorptionsweges eines Absorbermaterials. Die Dicke der jeweiligen Absorber wird mit einem Messschieber bestimmt.
3. Wegen der exponentiellen Abhängigkeit der Absorption (siehe Seite 12-3) wird für die Auswertung der natürliche Logarithmus der (um die Nullrate korrigierten) Zählraten  $Z(x)$  gegen den Absorptionsweg  $x$  aufgetragen. Wegen der unterschiedlichen Absorption von  $\beta$ - und  $\gamma$ -Strahlung kann man für kleine und für große Schichtdicken zwei Geraden unterschiedlicher Steigung an die Messwerte anpassen. Aus den Steigungen lassen sich die Absorptionskonstanten  $\mu_\beta$  und  $\mu_\gamma$  für das jeweilige Absorbermaterial berechnen.

### 12.2.3 Bestimmung von Zerfallskonstanten und Halbwertszeiten

*Geräte: Zählrohr, Digitalzähler mit Impulsverstärker, Stoppuhr, Isotopengenerator U 238 (Schüttelprobe)*

Beim Kernzerfall eines radioaktiven Stoffes ist das Folgeprodukt oft ebenfalls radioaktiv, so dass eine Reihe weiterer Folgeprodukte entsteht, bis die Zerfallsreihe schließlich bei einem nicht weiter zerfallenden Isotop endet. Endglieder solcher Reihen sind oft entweder Blei- oder Wismutisotope.

In diesem Experiment soll die Zerfallskonstante bzw. die Halbwertszeit eines in der Uran 238 Zerfallsreihe vorkommenden Folgeprodukts gemessen werden. Es handelt sich um das Isotop Protactinium 234m (das 'm' steht für 'metastabil'), das sich zusammen mit dem Uran 238 und weiteren Folgeprodukten in gelöster Form in einem vollständig abgeschlossenen Gefäß befindet, so dass eine Kontamination (ebenso wie bei den anderen Versuchen) ausgeschlossen ist.

Das Gefäß enthält Uranylnitrat in Form einer sauren, wässrigen Lösung. In dieser Lösung stellt sich ein radioaktives Gleichgewicht zwischen den verschiedenen Nukliden der Uran 238 - Zerfallsreihe ein. Da der  $\gamma$ -Strahlungsanteil in diesem Gemisch sehr gering ist, die  $\alpha$ -Strahlung dagegen vollständig und der  $\beta$ -Anteil zum großen Teil im Inneren des Gefäßes absorbiert wird, kann an der Außenwand des Gefäßes nur eine geringe Impulsrate gemessen werden.

Das Gefäß enthält eine zweite, organische Flüssigkeit (ein Keton), die sich mit der schwereren wässrigen Lösung nicht vermischt. Sie befindet sich im oberen Teil des Gefäßes. Das Uran-Folgeprodukt Protactinium löst sich wesentlich besser in dem Keton als im Wasser. Durch kräftiges Schütteln des Gefäßes wird dieses Nuklid fast vollständig im Keton – also im oberen Teil des Gefäßes – angereichert. Das Abklingen der Aktivität dieses Nuklids kann mit einem Zählrohr direkt an der Gefäßwand gemessen werden. Der Ausschüttelvorgang kann beliebig oft wiederholt werden.

Versuchsdurchführung:

1. Zunächst, d.h. bevor das Protactinium durch Schütteln im Keton angereichert wird, muss wiederum die Nullrate bestimmt werden. Sie setzt sich aus der Umgebungsstrahlung und der schwachen Strahlung aus dem Isotopengefäß zusammen. Dies ist bereits im Vorfeld von der technischen Assistentin durchgeführt worden. Notieren Sie die Werte und berücksichtigen Sie die Nullrate in der folgenden Auswertung.
2. Zur Aktivierung wird das Gefäß ca. 5 Sekunden (nicht länger!) lang kräftig geschüttelt und anschließend wieder in Messposition gebracht.
3. Der Zählerstand des Impulszählers wird nun alle 10 Sekunden abgelesen und notiert. Alternativ kann auch über Fotos oder Videos mit der Handykamera der Verlauf des Zählerstandes registriert und anschließend ausgelesen werden.
4. Zur Auswertung wird die um die Nullrate korrigierte Zählrate errechnet.
5. Das Maximum der Aktivität bildet sich erst nach ca. 60s bis 120s aus. Für die Darstellung und die weitere Auswertung wird daher nur der Bereich ab dem Maximum der Zählrate benutzt. Auch die Daten gegen Ende der Messzeit, die nur noch statistisches Rauschen zeigen, werden nicht für die weitere Auswertung und Darstellung benutzt.

## Versuch 12: Radioaktiver Zerfall, radioaktive Strahlung

6. Die Messdaten werden halblogarithmisch ( $\ln !$ ) über der Zeit dargestellt. Die Steigung der Regressionsgeraden entspricht dann der Zerfallskonstanten, aus der sich die Halbwertszeit errechnen lässt. Bestimmen Sie beide Größen incl. des jeweiligen Fehlers. Vergleichen Sie Ihren Wert mit dem Theoriewert des Isotops Protactinium 234m.

## 12.3 Anhang: Dosimetrie und Strahlenschutz

Mit der Aktivität eines Strahlers – gemessen in *Becquerel* (Bq) – ist noch nichts über biologische oder medizinische Wirkung der radioaktiven Strahlung ausgesagt, denn die Aktivität bezeichnet ja nur die Anzahl der Kernzerfälle pro Zeiteinheit ohne Hinblick auf das bestrahlte Objekt.

Die biologische Wirksamkeit der Strahlung besteht vor allem darin, dass Atome und Moleküle des bestrahlten Objekts ionisiert werden können. Wird z.B. ein Makromolekül der Nukleinsäure im Zellkern eines Lebewesens getroffen, so kann infolge der Ionisierung das Molekül einreißen oder in unkontrollierter Weise umgeordnet werden. Es hängt vom Zufall ab, ob diese Veränderung des Zellkerns ausheilt, ob die Zelle abstirbt oder ob sie den Schaden durch vermehrte Zellteilung weitergibt ("somatische" Schäden, z.B. sogenannter Strahlenkrebs). Eine besonders gefährliche Strahlenwirkung besteht darin, dass infolge der Schädigung der Gonaden der durch die Ionisierung entstandene neue "Bauplan" an die nachfolgenden Generationen weitergegeben wird ("genetische" Strahlenschäden). Wegen dieser gefährlichen Effekte wurden gesetzliche Regelungen getroffen über den Umgang mit radioaktiven Stoffen und anderen Einrichtungen, die ionisierende Strahlung emittieren. (Strahlenschutzverordnung vom 3.4.1990, (Bundesgesetzblatt I S.607)).

Die einfachste und am leichtesten zu messende Größe zur Quantisierung der Strahlenbelastung ist die Ionendosis  $\Delta$ . Allerdings bezieht sich diese Größe auf die Ionisierung der Luft und nicht auf die Ionisierung biologischer Substanz.

Die Ionendosis  $\Delta$  ist das Verhältnis der elektrischen Ladung  $Q$  eines Vorzeichens, die durch Ionisierung von Luftmolekülen erzeugt wird, zur Masse  $m_L$  der Luft:

$$\Delta = \frac{Q}{m_L} \left( \frac{\text{Coulomb}}{\text{Kilogramm}}, \frac{\text{C}}{\text{kg}} \right)$$

In älterer Literatur findet sich noch die seit 1978 nicht mehr zugelassene Maßeinheit *Roentgen*, R, mit der (historisch bedingten) Definition  $1 \text{ R} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ C/kg}$ .

Ob biologische Strahlenschäden eintreten können oder nicht, hängt von der Fähigkeit des biologischen Gewebes zur Absorption von Strahlung ab. Das Verhältnis der von der Masse  $m$  absorbierten Strahlungsenergie  $E$  zur Masse  $m$  heißt *Energiedosis*  $D$ :

$$D = \frac{E}{m} \left( \frac{\text{Joule}}{\text{Kilogramm}}, \frac{\text{J}}{\text{kg}} \right)$$

Für die Maßeinheit Joule/Kilogramm ist 1978 die Einheit Gray eingeführt worden:  $1 \text{ Gy} = 1 \text{ J/kg}$ . Eine ältere, ebenfalls nicht mehr zugelassene Maßeinheit ist das rad ("radiation absorbed dose"):  $1 \text{ rad} = 0,01 \text{ Gy}$ .

Man weiß aus tierexperimentellen Untersuchungen, dass trotz gleicher Energiedosis das Ausmaß der Schäden im biologischen Material wesentlich von der Strahlungsart abhängt. So ist z.B. eine Energiedosis von  $10 \text{ mGy}$  an  $\alpha$ -Strahlung von  $1 \text{ MeV}$  biologisch wesentlich wirksamer als  $10 \text{ mGy}$  an  $\gamma$ -Strahlung von  $1 \text{ MeV}$ . Man vergleicht daher verschiedene Strahlungsarten hinsichtlich ihres biologischen Schädigungspotentials mit einer Röntgenstrahlung von  $200 \text{ keV}$  (Kiloelektronenvolt) und bezeichnet dieses Verhältnis als *RBW-Faktor*  $q$  (relative biologische Wirksamkeit) oder als Qualitätsfaktor.

## Versuch 12: Radioaktiver Zerfall, radioaktive Strahlung

Richtwerte der RBW von Strahlungsarten:

Strahlenart	RBW-Faktor $q$
Röntgen- und $\gamma$ -Strahlung	1
$\beta^-$ und $\beta^+$ -Strahlung	1
thermische Neutronen	2,3 (5)
schnelle Neutronen und Protonen	10 (20)
$\alpha$ -Strahlung	20
schwere Ionen	20

Die gesetzlich geltenden Werte des Qualitätsfaktor werden durch Vereinbarungen festgelegt (in Deutschland: Strahlenschutz-Verordnung). Sie wurden im Lauf der Zeit einige Male geändert, und auch heute trifft man noch auf verschiedene Werte in der Literatur; so stammen die in Klammer gesetzten Werte aus dem Buch Radiation Physics (Universität Portsmouth 1996).

Mit Hilfe des RBW-Faktors wird die Äquivalentdosis  $D_q$  als Maß für die "biologische Gefährlichkeit" einer Strahlung definiert:

$$\text{Äquivalentdosis } D_q = \text{Energiedosis } D \cdot \text{RBW - Faktor } q$$

Im gesetzlichen Maßsystem ist die Einheit der Äquivalentdosis – da  $q$  eine dimensionslose Zahl ist – gleich der Einheit der Energiedosis, J/kg. Zur Vermeidung von Verwechslungen erhält die Einheit der Äquivalentdosis den Namen Sievert: 1 Sv = 1 J/kg. Bis 1978 war noch die Maßeinheit rem zulässig (roentgen equivalent for men), und es gilt die Beziehung

$$1 \text{ rem} = 0,01 \frac{\text{J}}{\text{kg}} = 0,01 \text{ Sv}$$

Für die Bemessung der Strahlengefährdung muss natürlich noch die Zeitdauer des Einwirkens einer Strahlung berücksichtigt werden. Entsprechende Maße sind

- die Ionendosisleistung:  $\dot{\Delta} = \frac{d\Delta}{dt} \left( \frac{\text{C}}{\text{kg} \cdot \text{Tag}}, \frac{\text{C}}{\text{kg} \cdot \text{Jahr}} \text{ o.a.} \right)$
- die Energiedosisleistung:  $\dot{D} = \frac{dD}{dt} \left( \frac{\text{Gy}}{\text{Tag}}, \frac{\text{Gy}}{\text{Woche}} \text{ o.a.} \right)$
- die Äquivalentdosisleistung:  $\dot{D}_q = \frac{dD_q}{dt} \left( \frac{\text{Sv}}{\text{Jahr}}, \frac{\text{mSv}}{\text{Monat}} \text{ o.a.} \right)$

Die maximal zulässige Strahlenbelastung des Menschen wird durch die Strahlenschutzverordnung festgelegt. Dabei wird zwischen beruflich strahlenexponierten und nicht strahlenexponierten Personen unterschieden, ferner nach Alter (0-18 bzw. über 18 Lebensjahre), nach dem Geschlecht (besondere Grenzwerte für gebärfähige und schwangere Frauen) und nach der Art des bestrahlten Körperteils (z.B. Keimdrüsen, Gebärmutter, rotes Knochenmark / Schilddrüse, Knochenoberfläche, Haut / Extremitäten). Zum Beispiel wird  $\alpha$ -Strahlung schnell abgebremst und kann üblicherweise nur wenige  $\mu\text{m}$  in unverletzte Haut eindringen. Da die oberen Hautschichten ohnehin tot sind, entstehen dabei in der Regel keine großen Schäden. Gelangt jedoch ein  $\alpha$ -Strahler ins Körperinnere (z.B. in die Lunge), so birgt er ein großes Schadenspotential.

Bei der Bemessung der Strahlendosis ist natürlich die medizinisch bedingte Strahlenbelastung (z.B. durch Röntgendiagnostik und -therapie usw.) einzubeziehen.

Eine Strahlenschädigung ist ein Prozess, der schon bei geringster aufgenommener Äquivalentdosis eintreten *kann* (nicht: muss). Es sind daher beim Umgang mit ionisierenden Strahlungen Vorsichtsmaßregeln zu beachten, die man kurzgefasst mit drei "A"s kennzeichnen kann:

1. **Aufenthaltsdauer:** Der Aufenthalt im strahlengefährdenden Bereich ist auf die minimal erforderliche Zeit zu begrenzen.
2. **Abstand:** Man sollte zur Strahlenquelle den größtmöglichen Abstand einhalten (quadratisches Abstandsgesetz und Absorption durch Luft).
3. **Abschirmung:** Die Strahlenquelle soll durch geeignete (möglichst massive) Wände gegen Personen abgeschirmt werden.