

Versuch B 12: Geschwindigkeit von α -Teilchen

1. Literatur: Gerthsen/Kneser/Vogel, Physik
Bergmann-Schaefer, Lehrbuch der Experimentalphysik,
Bd. IV,2: Aufbau der Materie
SchpolSKI, Atomphysik, Bd. I u. II
Kohlrausch, Praktische Physik, Bd. 2 u. 3

Stichworte: Kernumwandlungen, Radioaktivität, Zerfallsgesetze;
Stabilität von Atomkernen; α -Zerfall, Tunneleffekt; Reich-
weite, Energie und Geschwindigkeit von α -Teilchen;
geladene Teilchen in elektr. u. magn. Feldern (Wien-Filter);
Messung von Magnetfeldern (Hall-Sonde); Nachweis von
 α -Teilchen, Ionisation durch radioaktive Strahlung, Zählrohr

2. Grundlagen

2.1 Der α -Zerfall

Der α -Zerfall gehört neben dem β -Zerfall zu den wichtigsten spontanen Umwandlungen von Atomkernen. Er lässt sich durch die Reaktionsgleichung



beschreiben. Sie besagt, dass der Atomkern des Elements X mit Z Protonen und N Neutronen, d.h. das Nuklid (die Kernsorte) mit der Massen- oder Nukleonenzahl $A = Z + N$ in den Atomkern des Elements Y mit $Z - 2$ Protonen und $N - 2$ Neutronen (Massenzahl $A - 4$) zerfällt und in ein α -Teilchen, den aus 2 Protonen und 2 Neutronen bestehenden Atomkern des Elements Helium ($A = 4$). Bei diesem Zerfallsprozess bleibt die elektr. Gesamtladung und die Zahl der Nukleonen erhalten. (Zu den allg. Gesetzmäßigkeiten des radioaktiven Zerfalls, siehe Versuch B 13).

Energetisch ist der α -Zerfall nur bei bestimmten instabilen Atomkernen schwerer Atome (Radionukliden) mit Massenzahlen $A > 210$ möglich bzw. günstig, da in schweren Atomkernen die mittlere Bindungsenergie pro Nukleon mit steigender Massenzahl abnimmt, d.h. schwere Atomkerne weniger stabil sind als leichtere. Dies liegt vor allem an den langreichweitigen, abstoßenden Coulomb-Kräften zwischen den Protonen, welche in schweren Kernen mit steigender Nukleonenzahl stärker anwachsen als die kurzreichweitigen, anziehenden Kernkräfte. Da zum

anderen die Protonen und Neutronen im α -Teilchen aufgrund ihrer gleichen und geraden Anzahl (gg-Kern) selbst eine hohe Bindungsenergie besitzen, zerfallen manche schwere Kerne spontan in leichtere durch Emission von α -Teilchen, nicht etwa durch Emission einzelner Protonen oder Neutronen.

Der beim α -Zerfall freiwerdende und für jedes Radionuklid charakteristische Betrag der Bindungsenergie wird zum überwiegenden Teil dem α -Teilchen in Form von kinetischer Energie übertragen, den (geringen) Rest erhält der Kern als Rückstoßenergie, so dass der Gesamtimpuls erhalten bleibt. Die von einem bestimmten Radionuklid emittierten α -Teilchen haben also eine einheitliche Energie bzw. Geschwindigkeit. Zerfällt ein Radionuklid X in energetisch angeregte Kernzustände des Nuklids Y, so haben die emittierten α -Teilchen entsprechend unterschiedliche Energien. Man beobachtet ein Linienspektrum auf der Energie- bzw. Geschwindigkeitsskala. Beim Übergang des energetisch angeregten Kernzustands des Nuklids Y in den Grundzustand wird die Überschussenergie in Form von γ -Quanten (energiereichen Photonen) frei, man beobachtet neben dem α -Spektrum ein charakteristisches γ -Spektrum. Ähnlich wie die optischen Spektren der Atomhülle die Identifizierung eines Stoffes erlauben (s. Versuch D 5, Spektralanalyse), ermöglicht das Ausmessen der Kernspektren die Identifizierung eines Radionuklids.

Im Rahmen der klassischen Physik ist der α -Zerfall nicht erklärbar: Einerseits beträgt die charakteristische kinetische Energie der α -Teilchen bei den natürlichen Radionukliden etwa 2 - 8 MeV, die Geschwindigkeit entsprechend ca. $1 - 2 \times 10^7$ m/s. Andererseits haben Streuversuche mit α -Teilchen an Atomkernen (Rutherford u.a.) ergeben, dass erst bei Energien von mehr als 20 MeV die α -Teilchen die abstoßenden Coulomb-Kräfte (den sog. *Coulombwall*) überwinden und in den Wirkungsbereich der Kernkräfte gelangen können. Demnach müssten die beim α -Zerfall emittierten He-Kerne mindestens diese Energie besitzen. Erst mit der Entwicklung der Quantenmechanik konnte dieser Widerspruch beim α -Zerfall gedeutet werden.

Abb. 1 zeigt den Potenzialverlauf des Atomkerns Y für das α -Teilchen der Energie E als Funktion des Abstandes vom Kernzentrum. Im Bereich $r < r_0 \approx 10^{-14}$ m (= Kernradius) überwiegen die anziehenden Kernkräfte, das Potenzial ist bindend, also negativ (Potenzialtopf). Für größere Abstände überwiegt die abstoßende Coulomb-Kraft, das (positive) Coulomb-Potenzial hat einen Verlauf $\sim 1/r$. Das α -Teilchen kann klassisch den Potenzialwall der Höhe $E_m = 2Ze^2/4\pi\epsilon_0 r_0$ ohne Energiezufuhr nicht überwinden, quantenmechanisch hat es jedoch die Eigenschaften einer Materiewelle, welche mit endlicher Wahrscheinlichkeit den Potenzialwall *durchtunneln* kann. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Tunnelprozess hängt sehr stark (exponentiell) von der Höhe und Breite des

Potenzialwalls oberhalb des Energieniveaus E ab. Dies erklärt auch die sehr unterschiedlichen Zerfallswahrscheinlichkeiten bzw. Halbwertszeiten für den α -Zerfall verschiedener Radionuklide (s.auch Versuch B 13).

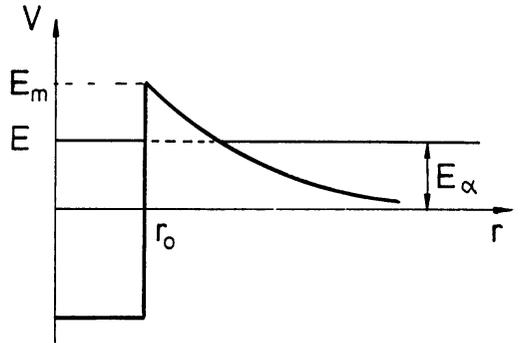


Abb.1: Potenzialverlauf des Atomkerns für ein α -Teilchen der Energie E als Funktion des Kernabstands; E_α = kinetische Energie des α -Teilchens für $r \gg r_0$, r_0 = Kernradius

Trotz ihrer hohen Geschwindigkeiten haben die α -Teilchen nur eine geringe Reichweite in Materie, da sie ein hohes Ionisierungsvermögen besitzen (s. Versuch B 13). So reicht z.B. ein Blatt Papier zur vollständigen Abschirmung von α -Strahlen aus. In Luft beträgt die Reichweite R der α -Teilchen nur einige cm. Sie ist von der Anfangsgeschwindigkeit v bzw. der Energie der α -Teilchen abhängig (R etwa $\sim v^3$, Geigersche Regel).

2.2 α -Teilchen in elektr. u. magn. Feldern

Die beim α -Zerfall emittierten α -Teilchen bewegen sich im Vakuum oder in Gasen beim Fehlen äußerer Felder auf geraden Bahnen, da sie auf einzelne Gasatome jeweils nur einen geringen Teil ihrer kinetischen Energie übertragen. Dies kann z.B. in einer Wilson-Kammer (was ist das?) beobachtet werden.

Durchquert das α -Teilchen mit der elektr. Ladung $q = 2e$ und der Geschwindigkeit \underline{v} ein äußeres elektrisches Feld \underline{E} , so wirkt auf es die Kraft

$$\underline{F}_C = q\underline{E} = 2e\underline{E} \quad (2)$$

und in einem äußeren Magnetfeld \underline{B} die sog. *Lorentzkraft*:

$$\underline{F}_L = q\underline{v} \times \underline{B} = 2e\underline{v} \times \underline{B} \quad (3)$$

Diese Kräfte heben sich gerade dann auf, wenn die Feldvektoren \underline{E} und \underline{B} senkrecht zueinander und senkrecht zum Vektor der Geschwindigkeit \underline{v} stehen und (evtl. bis auf das Vorzeichen)

$$F_C = F_L \quad \text{bzw.} \quad E = vB \quad (4)$$

Ist das elektrische Feld das eines Plattenkondensators, zwischen dessen Platten im Abstand d die Spannung U besteht, so folgt aus Gl. (4) für die Geschwindigkeit

$$v = \frac{U}{dB} \quad (5)$$

Es kann also aus der Kenntnis der Größen U , d und B die Geschwindigkeit der α -Teilchen bestimmt werden, welche sich geradlinig in diesen Feldern bewegen. Einen Apparat mit gekreuzten E - und B -Feldern, welcher nur für geladene Teilchen mit der entsprechenden Geschwindigkeit durchlässig ist, nennt man *Wien-Filter*. Er wird im vorliegenden Versuch zur Bestimmung der Geschwindigkeitsverteilung der α -Teilchen benutzt, die beim α -Zerfall des Radionuklids ${}_{95}^{241}\text{Am}$ entstehen.

2.3 Nachweis von α -Teilchen, Zählrohr

Ein Zählrohr besteht im wesentlichen aus zwei Elektroden, einem zumeist zylindrischem Rohr und einem in der Achse des Rohres gespannten Draht (s. Abb. 2a). Es ist mit einem Edelgas (z.B. Argon) und zumeist mit einem Zusatz (z.B. Halogengas) gefüllt. Ein geladenes Teilchen, das durch ein dünnes Fenster (z.B. aus Glimmer oder Kunststoff wie Mylar) in das Zählrohr gelangt, erzeugt durch die Ionisation der Atome des Füllgases freie Elektronen, deren Gesamtladung seiner abgegebenen Energie proportional ist. In einem angelegten elektrischen Feld (Spannung zwischen Draht und Zylinderrohr) wandern die Elektronen auf den Draht zu, die positiven Ionen zur Rohrwand.

Für kleine elektr. Feldstärken bzw. Spannungen ist der resultierende Strompuls gleich der von dem Teilchen im Rohr erzeugten Ladungsmenge der Ionenpaare; das Rohr arbeitet als *Ionisationskammer* (s. Abb. 2b und Vers. B 13). Der Strompuls kann als Spannungspuls an einem äußeren Widerstand im Stromkreis registriert werden. Bei höheren Spannungen können die im Feld beschleunigten Elektronen auf dem Weg zwischen Stößen mit den Gasatomen soviel Energie

aufnehmen, dass sie diese ebenfalls ionisieren und damit weitere Elektronen und Ionen erzeugen. Die sich nur langsam zur Rohrwand bewegenden positiven Ionen

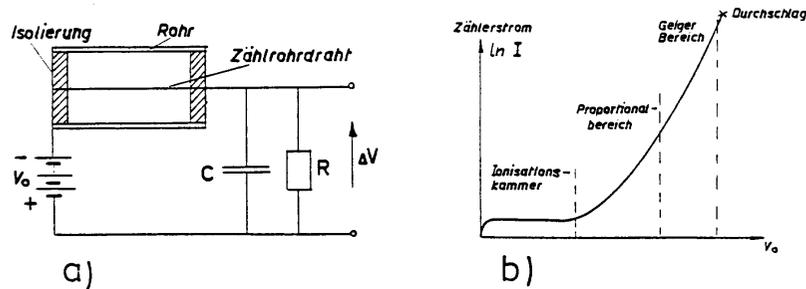


Abb.2: Zählrohr: a) Schaltschema, b) Kennlinie

bilden jedoch eine Raumladung, welche das elektrische Feld im Rohr reduziert und bei nicht zu hoher Zählrohrspannung ein weiteres Anwachsen der Ladungslawine verhindert. Die insgesamt freigesetzte Ladungsmenge bzw. der Zählerstrompuls ist um einen spannungsabhängigen Verstärkungsfaktor A größer als bei der Ionisationskammer und proportional zur primär erzeugten Ladungsmenge bzw. Energie des Teilchens; das Rohr arbeitet im *Proportionalbereich*.

Bei den inelastischen Stößen der Elektronen mit den Gasatomen werden ebenfalls Photonen emittiert, die in anderen Raumbereichen des Zählrohrs ihrerseits Ionisationen auslösen können. Die auf diese Weise erzeugte Vielfach-Lawinenbildung wird mit steigender Zählrohrspannung erst bei einem Verstärkungsfaktor A von etwa 10^5 wirksam. Der Zählerstrompuls ist dann unabhängig von der primär erzeugten Ladungsmenge, das Zählrohr arbeitet als *Geiger-Zähler*. Die Spannung, bei der ein Geiger-Zählrohr am zweckmäßigsten zu betreiben ist, ergibt sich aus der *relativen Zählrate* (Pulsrate) als Funktion der Zählrohrspannung. Sie ist in einem Intervall von einigen 100 V nahezu konstant (Geiger-Plateau).

Das dem Edelgas zugesetzte Gas des Zählrohrs hat die Eigenschaft, sowohl die aus der Ladungslawine emittierten Photonen zu absorbieren als auch auf Grund seiner geringeren Ionisierungsenergie die Ladung der Edelgasionen zu übernehmen. Diese wie auch die Photonen können dadurch nicht zur Zählrohrwand gelangen und dort Sekundärelektronen erzeugen. Auf diese Weise wird ein weiteres Ansteigen der Ladungslawine und eine Dauerentladung des Zählrohrs (Durchschlag) verhindert (sog. Quenching).

3. Versuchsaufbau

Den Versuchsaufbau zur Bestimmung der Geschwindigkeit der α -Teilchen zeigt Abb. 3 schematisch:

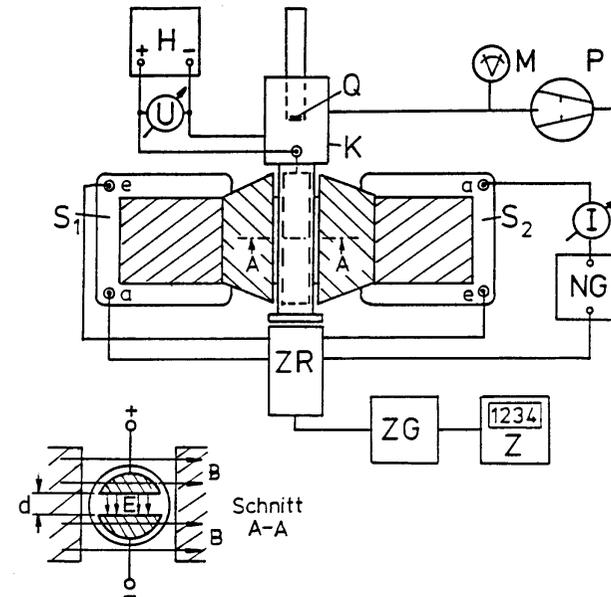


Abb.3: Versuchsaufbau

Das radioaktive Präparat Q (Am^{241}) befindet sich mit einer sehr dünnen Goldfolie abgedeckt an der Spitze eines Metallstabes, der in das eine seitliche Ende einer evakuierbaren zylindrischen Ablenkammer K gesteckt ist. Von den α -Teilchen, die diese Kammer durchqueren, gelangen nur jene, deren Bahnen axial verlaufen und durch äußere Felder unbeeinflusst bleiben, zum anderen, durch eine dünne Glimmerfolie abgedeckten Ende der Kammer. Sie werden dort vom Zählrohr ZR registriert und dessen Impulse mit Hilfe des Zählgerätes ZG vom Zähler Z gezählt. Der lange zylindrische Teil der Kammer enthält zur Erzeugung eines in vertikale Richtung zeigenden elektrischen Feldes zwei lange, im Abstand d übereinanderliegende Kondensatorplatten (s. Schnitt A-A). Die Spannung U der Platten liefert das Hochspannungsgerät H . Zur Erzeugung des horizontalen, quer zur Kammer liegenden Magnetfeldes dienen zwei Spulen S_1, S_2 auf einem Eisenjoch, zwischen dessen Polschuhen sich die Kammer mit den

Kondensatorplatten befindet. Den Spulenstrom I liefert ein Gleichspannungsnetzgerät NG. Zur Bestimmung des Magnetfeldes als Funktion des Spulenstroms dient eine Hallsonde, zur Herstellung des notwendigen Vakuums in der Kammer eine Drehschieberpumpe (P), zur Druckmessung ein *Pirani*-Wärmeleitungsmanometer (M).

4. Aufgabenstellung

- 1. Aufgabe:** Bestimmen Sie mit einer Hallsonde die magn. Induktion B zwischen den Polschuhen des Elektromagneten als Funktion des Spulenstroms I .
- 2. Aufgabe:** Bestimmen Sie die Zählrate für die α -Teilchen als Funktion des Magnetfeldes bei konstantem elektr. Feld und berechnen Sie aus den Feldstärken für die max. Zählrate die Geschwindigkeit der registrierten α -Teilchen.

5. Versuchsdurchführung und Auswertung

5.1 Magnetfeldmessung

Zur Bestimmung der magn. Induktion zwischen den Polschuhen werden diese im Abstand von 11 mm auf dem U-Kern justiert. Zur Entmagnetisierung des Kerns werden die Spulen zunächst entgegengesetzt geschaltet und kurzzeitig mit einem Strom von 2,5 A erregt. Danach wird die Hallsonde in die Mitte zwischen die Polschuhe gebracht, der Strom I durch die in Reihe geschalteten Spulen von 0 bis 2,5 A in Schritten von 0,5 A erhöht und die jeweilige magn. Induktion B bestimmt. Wiederholen Sie diesen Versuchsteil einschließlich der Entmagnetisierung, bestimmen Sie den jeweiligen Mittelwert $B(I)$ und stellen Sie diesen graphisch dar (Eichkurve). Da die Polschuhe und der U-Kern des Magneten eine Remanenz aufweisen, darf der Spulenstrom zur Bestimmung von B (bei $I = 0$ beginnend) nur in einer Richtung verändert werden. Ebenso ist vor jeder der folgenden Messreihen der Magnet zu entmagnetisieren.

5.2 Bestimmung der Geschwindigkeit der α -Teilchen

Die Ablenkammer wird *vorsichtig* mittig zwischen den Polschuhen so justiert, dass das Magnetfeld genau senkrecht zum elektrischen Feld steht. Darauf wird der Probenhalter mit dem radioaktiven Präparat *vom studentischen Betreuer* in die Kammer eingeführt und diese bis auf einen Druck von ca. 10^{-2} mbar evakuiert, bevor die Hochspannung an die Kondensatorplatten gelegt werden darf (Gefahr

des Durchschlags und der Zerstörung der Kammer). Die Pumpe bleibt während der gesamten Versuchsdauer eingeschaltet. Nach Entfernen der Schutzkappen von Kammer und Zählrohr wird das Zählrohr *vorsichtig* montiert (Bruchgefahr!). Auf keinen Fall dürfen die empfindlichen Folien von Zählrohr und Kammer berührt werden!

Darauf wird im Zeitintervall von 10 s die Anzahl N_0 der α -Teilchen bestimmt, welche die *feldfreie* Kammer durchlaufen und in das Zählrohr gelangen. Ein von der ebenfalls emittierten γ -Strahlung herrührender Anteil der Zählrate wird dabei ignoriert, da er durch die Felder unbeeinflusst bleibt und nur diese in die Bestimmung der Geschwindigkeit der α -Teilchen eingehen. Für diese und alle folgenden Zählratenbestimmungen werden bei jeder Feldeinstellung jeweils 15 Messungen durchgeführt, das größte und kleinste Messergebnis jeweils gestrichen und von den restlichen 13 der Mittelwert N ermittelt.

Stellen Sie für die Messungen in den Feldern nach Anschluss der Spannungsquelle die Kondensatorspannung auf 2 kV ein und bestimmen Sie für das gleiche Zeitintervall von 10 s die Anzahl N der Teilchen, die bei verschiedenen Feldern B vom Zählrohr registriert werden. Der Spulenstrom ist hierbei von 0 beginnend jeweils in 0,5 A - Schritten bis auf 2,5 A zu erhöhen. Nach erneutem Entmagnetisieren wird die Zählrate nochmals im Bereich der Felder des beobachteten Maximums N_{\max} für verschiedene Spulenströme in Stufen von jeweils 0,25 A ermittelt. Die Zählrate N_{\max} sollte ungefähr der Zählrate N_0 entsprechen.

Nach den Messungen sind die Hochspannung, der Spulenstrom und die Pumpe abzuschalten, die Kammer *vorsichtig* zu belüften, das Präparat *vom studentischen Betreuer* zu entfernen und die Schutzkappen von Kammer und Zählrohr anzubringen.

In der Auswertung ist $N(B)$ graphisch darzustellen und aus der Lage B_{\max} des Maximums, $N_{\max} = N(B_{\max})$, mit Gl.(5) die wahrscheinlichste Geschwindigkeit v der registrierten α -Teilchen zu bestimmen. Der Abstand d der Kondensatorplatten beträgt 0,9 mm.

Diskutieren Sie das Messergebnis! Warum hat die Zählrate $N(B)$ kein scharfes Maximum bei einem bestimmten Feld? Was lässt sich daraus für die Geschwindigkeit der α -Teilchen schließen? Vergleichen Sie die ermittelte Geschwindigkeit mit dem Tabellenwert und diskutieren Sie mögliche Abweichungen!

$$\text{AM 241: } \alpha: v_{\text{tab}} = (1,62 + 0,01 - 0,03) \times 10^7 \text{ m s}^{-1}$$

5.3 Fehlerrechnung

Bestimmen Sie die Standardabweichung für die jeweils benutzten Messwerte einer Zählrate und tragen Sie diese als Fehlerbalken in das Diagramm $N(B)$ ein. Schätzen Sie hieraus den Fehler für die Lage B_{\max} sowie für die Geschwindigkeit v ab.

Berechnen Sie nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz den Fehler von v bei max. Fehlern ΔU (s. Messgeräteangabe), $\Delta d = \pm 0,05$ mm, $\Delta B = \pm 5$ mT.

6. Fragen zur Selbstkontrolle

- 1) Welche verschiedene *Zerfallsarten* gibt es?
- 2) Wie lautet die Reaktionsgleichung für den α -Zerfall des benutzten Präparats?
- 3) Wie groß ist die kinetische Energie E_α der von Am 241 emittierten α -Teilchen, wie groß ihre Ruhenergie? Muss man zur Berechnung von E_α aus v bzw. umgekehrt relativistisch rechnen?
- 4) Wie kann man den α -Zerfall quantenmechanisch erklären?
- 5) Welche Kräfte üben elektr. und magn. Felder auf geladene Teilchen aus?
- 6) Was ist ein *Wien-Filter*? Wie kann man durch Kombination von elektr. und magn. Feldern auch die Masse geladener Teilchen bestimmen?
- 7) Wie funktioniert ein *Zählrohr*?
- 8) Wie unterscheiden sich die Geschwindigkeitsspektren von α - und β -Strahlen und warum?
- 9) Wie lautet allgemein das Gesetz für den radioaktiven Zerfall?