

# Physikalisches Grundpraktikum für Physiker/innen

## Teil III

### Rutherford-Streuung



**Grundpraktikum Physik:** <http://grundpraktikum.physik.uni-saarland.de/>

**Kontaktadressen der Praktikumsleiter:**

PD Dr. Manfred Deicher  
Zimmer: 1.11, Gebäude E 2.6  
e-mail: [manfred.deicher@tech-phys.uni-sb.de](mailto:manfred.deicher@tech-phys.uni-sb.de)  
Telefon: 0681/302-58198

Dr. Herbert Wolf  
Zimmer: 1.13, Gebäude E2.6  
e-mail: [herbert@tech-phys.uni-sb.de](mailto:herbert@tech-phys.uni-sb.de)  
Telefon: 0681/302-2038



## Ziel des Versuchs

Sie lernen den Alphazerfall und dessen Ursache kennen und untersuchen die Reichweite von Alphastrahlung in Luft. Durch die Messung von Streuintensitäten von Alphateilchen an dünnen Metallfolien zu verschiedenen Ablenkwinkeln bestätigen Sie experimentell die Gültigkeit der Rutherford-Streuformel. Über den Vergleich der Streuraten verschiedener Metallfolien bestimmen Sie die Kernladungszahl einer unbekanntes Folie und deren Dicke.

## 1. Fragen

1. Welche Atommodelle kennen Sie? Nennen und beschreiben Sie diese kurz.
2. Erklären Sie die Begriffe Stoßparameter  $b$ , Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  und differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  und veranschaulichen Sie diese anhand von Skizzen.
3. Erläutern Sie in eigenen Worten die einzelnen Schritte der Herleitung der Rutherford'schen Streuformel.
4. Erklären Sie die Begriffe Vorwärts- und Rückwärtsstreuung.
5. Beschreiben Sie die Funktionsweise eines Halbleiterdetektors. Könnte man für diesen Versuch statt dessen auch ein Geiger-Müller-Zählrohr verwenden?
6. Beschreiben Sie den Alphazerfall. Wie schnell ist ein Alphateilchen mit  $E = 5 \text{ MeV}$ , wenn es den Mutterkern verlässt? Wie sieht das Energiespektrum eines Alphastrahlers aus?
7. Wie nahe kommt ein solches Alphateilchen einem Goldkern ( $Z = 79$ ) im Falle eines zentralen Stoßes (Stoßparameter  $b = 0$ ), wie nahe einem Aluminiumkern ( $Z = 13$ )?
8. Nennen Sie die vier Zerfallsreihen. Zu welcher gehört der Alphazerfall des im Versuch verwendeten Isotops Americium-241? Zu welchem Isotop zerfällt es in welcher Halbwertszeit? Zeigen Sie Ihrem Betreuer beide Isotope anhand der Karlsruher Nuklidkarte (hängt in den Praktikumsräumen aus) und erklären Sie den Aufbau der Karte.
9. Weshalb findet der Versuch im Vakuum statt?
10. Nennen Sie wichtige Strahlenschutz-Maßnahmen, die Sie im Physikalischen Grundpraktikum beachten müssen.

## 2. Einführende Literatur

- D. Meschede, *Gerthsen Physik*  
24. Auflage (Springer-Verlag, Heidelberg 2010)  
Kap. 14.5
- W. Demtröder, *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*  
4. Auflage (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2010)  
Kap. 2
- Titelbild:  
Vorderseite der 100 Dollar Banknote von Neuseeland mit dem Portrait von E. Rutherford. Links ist seine Nobelpreis-Medaille (1908) zusammen mit der graphischen Darstellung des von ihm entdeckten radioaktiven Zerfallsgesetzes [1] zu sehen.

### 3. Grundlagen

#### 3.1 Das Rutherfordsche Atommodell

Seit der Antike versucht der Mensch, den Aufbau der Materie zu erforschen und die kleinsten Bausteine zu entdecken, aus denen alles zusammengesetzt ist. Die erste Vorstellung über den Aufbau des Atoms (griechisch, von „atomos“ = unteilbar) stellte der griechische Naturphilosoph Demokrit 400 Jahre v. Chr. in seinem Teilchenmodell auf. Er stellte sich vor, dass verschiedene kleinste, nicht mehr teilbare Teilchen unterschiedlich zusammengesetzt die verschiedenen, damals bekannten Stoffe ergeben würden.

Nach seiner Entdeckung des Elektrons entwarf J. J. Thomson im Jahr 1903 das sogenannte Thomsonsche Atommodell [2]. In diesem sind negativ geladene Elektronen in einem positiv geladenen Atom eingebettet sein – ähnlich wie Rosinen in einem Kuchen, daher auch der Name Rosinenkuchenmodell oder Plumpudding-Modell.

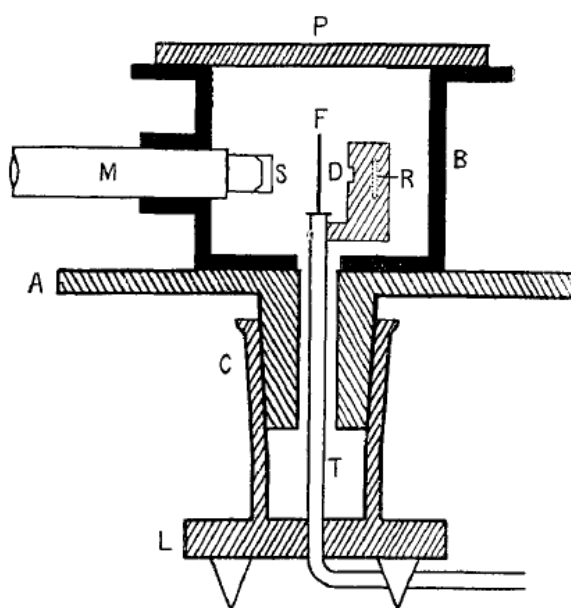


Abb. 1: Skizze des von Geiger und Marsden benutzten Aufbaus zur Untersuchung der Streuung von Alphateilchen [5].

Einige Jahre später bemerkte Ernest Rutherford, einst Schüler von Thomson, während eines Experiments, dass ein dünner Strahl aus Alphateilchen beim Durchgang durch Glimmer aufgefächert wurde. Er interpretierte dies als Folge von Streuprozessen bei der Transmission der positiv geladenen Strahlung durch Materie und beauftragte seine Schüler Geiger und Marsden damit, diese Streuung genauer zu untersuchen. Insbesondere für den relativen Anteil der gestreuten Partikel als Funktion des Streuwinkels  $\vartheta$  interessierte Rutherford sich. Bahnbrechende neue Erkenntnisse versprach sich Rutherford davon allerdings nicht. Erste Experimente [3] jedoch ergaben das verblüffende Ergebnis, dass auch Streuwinkel von mehr als  $90^\circ$  auftraten. In diese großen Winkel über  $90^\circ$  wurde zwar nur ein sehr geringer Anteil gestreut, nach dem Thomsonschen Modell hätten Streueignisse bei diesen großen Winkeln gar nicht auftreten dürfen. Rutherford soll damals sein Erstaunen mit einem passenden Vergleich kommentiert haben: „dass dies so unwahrscheinlich sei, als ob jemand eine Granate auf ein Stück Papier geworfen hätte, und die Granate daran zurückgeprallt wäre“. Rutherford entwickelte zur Erklärung dieser Ergebnisse eine Theorie, in der er die Hypothese aufstellte, dass das Atom aus einer auf sehr kleinem Radius ( $< 3 \times 10^{-12}$  cm) konzentrierten positiven Ladung besteht, die

von den auf das gesamte Atom mit einem Radius von etwa  $10^{-8}$  cm verteilten Elektronen umgeben ist [4].

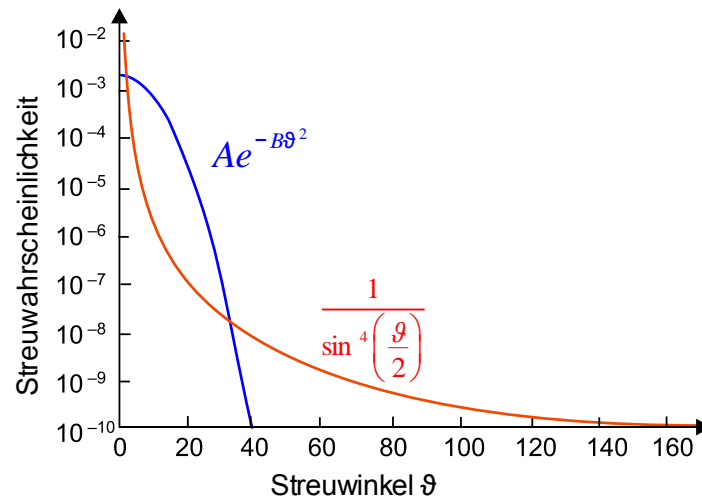


Abb. 2: Streuwahrscheinlichkeit von  $\alpha$ -Teilchen in einer dünnen Goldfolie nach dem Rutherford-Modell (rot) und nach dem Thomson-Modell (Gauß-Kurve, blau).

Die mit dieser Annahme abgeleitete Streuwahrscheinlichkeit der  $\alpha$ -Teilchen für verschiedene Streuwinkel (Abb. 2) wurde in einer weiteren Versuchsreihe von Geiger und Marsden triumphal bestätigt [5]. Geiger und Marsden verwendeten für diese Experimente die in Abb. 1 skizzierte Anordnung. Durch das Rohr T konnte der gesamte Aufbau evakuiert werden. In einer Bleiummantelung wurde der Alphastrahler Radium R zusammen mit der Goldfolie F an einer Halterung befestigt. Eine kleine Blendenöffnung D ließ lediglich ein enges Strahlenbündel austreten. Hinter der Folie war ein Zinksulfidschirm S angebracht, der jedes Auftreffen eines Alphateilchens durch einen Lichtblitz (Szintillation) sichtbar machte. Das Mikroskop M diente zur besseren Beobachtung der Szintillationen. Der obere Teil des Aufbaus konnte um einen beliebigen Winkel gedreht werden, während die Halterung mit der Folie und dem Präparat fixiert blieb. Damit konnte die Winkelabhängigkeit in der Intensität der Streuverteilung untersucht werden. Die Ergebnisse wurden von den Autoren im Folgenden zusammengefasst [5]:

(1) The number of  $\alpha$  particles emerging from a scattering foil at an angle  $\phi$  with the original beam varies as  $1/\sin^4 \phi/2$ , when the  $\alpha$  particles are counted on a definite area at a constant distance from the foil. This relation has been tested for angles varying from  $5^\circ$  to  $150^\circ$ , and over this range the number of  $\alpha$  particles varied from 1 to 250,000 in good agreement with the theory.

(2) The number of  $\alpha$  particles scattered in a definite direction is directly proportional to the thickness of the scattering foil for small thicknesses. For larger thicknesses the decrease of velocity of the  $\alpha$  particles in the foil causes a somewhat more rapid increase in the amount of scattering.

(3) The scattering per atom of foils of different materials varies approximately as the square of the atomic weight. This relation was tested for foils of atomic weight from that of carbon to that of gold.

(4) The amount of scattering by a given foil is approximately proportional to the inverse fourth power of the velocity of the incident  $\alpha$  particles. This relation was tested over a range of velocities such that the number of scattered particles varied as 1 : 10.

$$\text{Streureate} \sim \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)}$$

genauer:  

$$\text{Streureate} \sim Z^2$$

$$\text{Streureate} \sim \frac{1}{v^4} \sim \frac{1}{E_{kin}^2}$$

Diese Beobachtungen konnten nicht mit dem Plumpudding-Modell in Einklang gebracht werden. Das Ergebnis ließ sich nur sinnvoll deuten, wenn man wie Rutherford annahm, dass das

Streuzentrum viel kleiner war als bisher angenommen. Und tatsächlich wissen wir heute, dass ein Atomkern um eine Größenordnung von fünf Zehnerpotenzen kleiner ist als das selbst schon winzige Atom.

Auch heute sind Streuexperimente in der Grundlagenforschung immer noch ein wichtiges Mittel zur Analyse von Ladungsverteilungen in Atomkernen und Nukleonen.

### 3.2 Herleitung der Rutherford-Streuformel

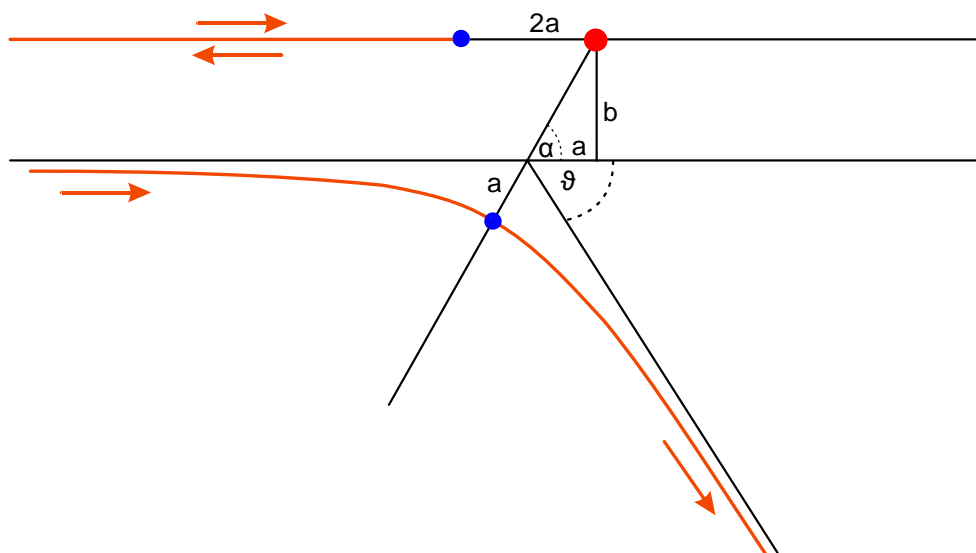


Abb. 3: Hyperbolische Bahn eines gestreuten Alphateilchens.  $b$  bezeichnet den Stoßparameter,  $a$  die große Halbachse der Hyperbel.  $2a$  ist der minimale Abstand im Fall eines zentralen Stoßes und  $\vartheta$  der Streuwinkel.

Wird ein positiv geladenes  $\alpha$ -Teilchen wie in Abb. 3 auf ein ebenfalls positives Goldatom geschossen, wird es auf eine hyperbolische Bahn abgelenkt. Dabei wandelt sich seine kinetische Energie in potentielle Energie um. Im Fall eines zentralen Stoßes wird das Teilchen immer langsamer, bis es den minimalen Abstand (in Abb. 3 als  $2a$  gekennzeichnet) erreicht hat und zurückgestreut wird (Streuwinkel  $\vartheta = 180^\circ$ ). Da das Goldatom viel schwerer als das  $\alpha$ -Teilchen ist, bleibt es nach dem Stoß im Wesentlichen in Ruhe.

Bei dieser Bewegung wird kinetische in potentielle (elektrische) Energie umgewandelt. Für den minimalen Abstand gilt:

$$E = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 2a} \quad (1)$$

Beim nicht-zentralen Stoß wird der Stoßparameter  $b$  eingeführt. Er bezeichnet den Abstand, mit dem ein Teilchen das Streuzentrum verfehlen würde, wenn es durch das abstoßende Potential nicht abgelenkt werden würde. Das Teilchen durchläuft eine Hyperbelbahn, wobei der Ablenkwinkel  $\vartheta$  vom Stoßparameter  $b$  abhängt.

Aus Abb. 3 ergibt sich  $\tan \alpha = b/a$  und  $\alpha = 90^\circ - (\vartheta/2)$  und man erhält

$$\cot\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{b}{a} \quad (2)$$

Nun wird der Parameter  $a$  mit Hilfe von Gl. (1) ersetzt:

$$\cot\left(\frac{\vartheta}{2}\right) = \frac{8\pi\epsilon_0 E}{Z_1 Z_2 e^2} b \quad (3)$$

Um einen Zusammenhang zwischen  $d\vartheta$  und  $db$  zu erhalten, wird die linke Seite der Gl. (3) nach  $\vartheta$ , die rechte Seite nach  $b$  abgeleitet, was zu folgendem Ausdruck führt:

$$-\frac{1}{\sin^2\left(\frac{\vartheta}{2}\right)} d\vartheta = \frac{8\pi\epsilon_0 E}{Z_1 Z_2 e^2} db \quad (4)$$

Nun betrachten wir den Streuvorgang genauer. Nur etwa jedes hunderttausendste Teilchen wird gestreut, alle anderen durchdringen die Goldfolie ohne abgelenkt zu werden. Woran liegt das? Dazu wird der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  eingeführt. Anschaulich beschrieben stellt er eine gedachte Fläche um das Streuzentrum dar (Abb. 4). Trifft ein Teilchen diese Fläche, findet ein messbarer Streuprozess statt, verfehlt es die Fläche, erfährt das Teilchen keine Ablenkung.

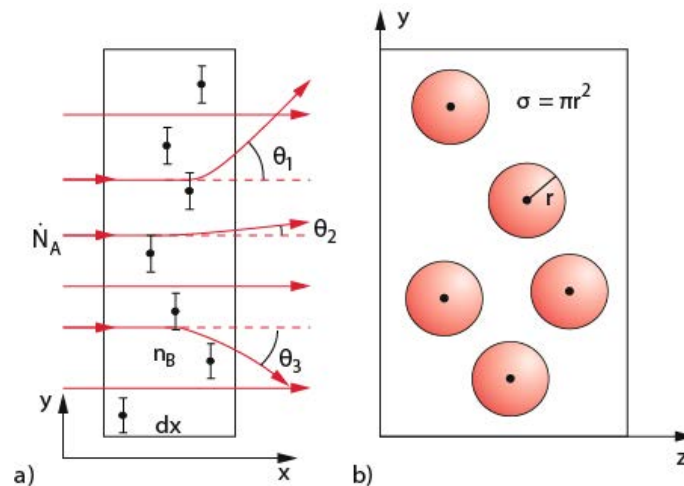


Abb. 4: a) Streuung von Teilchen  $N_A$  an Atomen mit der Dichte  $n_B$  in einer Schicht der Dicke  $dx$ . Verfehlt ein einfallendes Teilchen den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  wird es nicht aus seiner Flugbahn abgelenkt, trifft ein Teilchen in die Fläche  $\sigma$  wird es umso stärker abgelenkt, umso näher es dem Streuzentrum kommt. b) Veranschaulichung des Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  als gedachte Fläche (rot) um das Streuzentrum [6].

Die gesamte Fläche  $A$ , in der Wechselwirkungen stattfinden, ist die Anzahl  $N$  der Streuzentren in der Schicht multipliziert mit dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$

$$\sigma = \frac{A}{N} = \frac{V}{N} = \frac{1}{nx} \quad (5)$$

wobei  $A$  die Fläche,  $N$  die Teilchenanzahl,  $V$  das Volumen,  $x$  die Dicke der Schicht und  $n = N/V$  die Teilchendichte bezeichnet.

Im Experiment kann der Stoßparameter  $b$  nicht direkt gemessen werden, sondern nur der Wirkungsquerschnitt. In einem realen Experiment wird durch den Detektor, der die gestreuten Teilchen misst, nur ein Raumwinkelelement  $d\Omega$  bzw. ein Streuwinkelbereich  $d\vartheta$  abgedeckt. Die eigentliche Messgröße ist also ein vom Streuwinkel abhängiger differentieller Streu- oder Wirkungsquerschnitt.

Wir betrachten das Streuvolumen  $V$  mit der Querschnittsfläche  $A$ , auf die pro Sekunde  $\dot{N}_A$  auftreffen (Abb. 4a). Die Zahl der pro Sekunde in das Raumwinkelement  $d\Omega$  um den Winkel  $\vartheta$  gestreuten Teilchen ist  $\Delta\dot{N}_A(\vartheta, \Omega)$ . Damit ist der Bruchteil der Teilchen, der in den vom Detektor erfassten Raumwinkel  $d\Omega$  trifft, durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/d\Omega$  bestimmt:

$$\frac{\Delta\dot{N}_A}{\dot{N}_A A} = \frac{nV}{A} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega = nx \frac{d\sigma}{d\Omega} \Delta\Omega \quad (6)$$

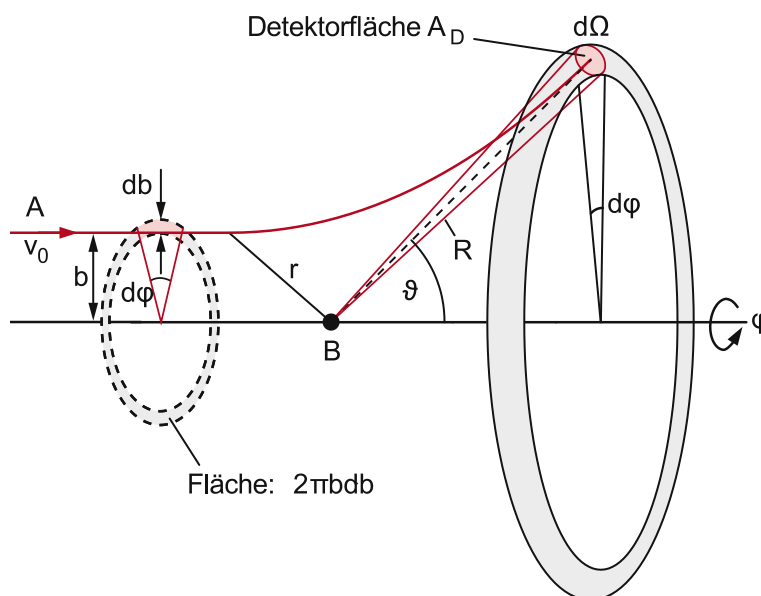


Abb. 5: Zusammenhang zwischen Stoßparameter und differentiellem Wirkungsquerschnitt (nach [7]).

Um den Zusammenhang zwischen dem differentiellen Wirkungsquerschnitt und dem Stoßparameter zu erhalten, betrachten wir einen parallelen Teilchenstrahl  $A$  mit der Flussdichte  $\dot{N}_A = n_A v_A$ , der auf eine dünne Schicht von Teilchen  $B$  fällt (Abb. 5). In einem kugelsymmetrischen Streupotential wie dem Coulomb-Potential werden Teilchen, die durch den Kreisring mit Radius  $b$  und der Breite  $db$  fliegen, um den Winkel  $\vartheta \pm d\vartheta/2$  abgelenkt. Durch den Kreisring laufen pro Sekunde  $\dot{N}_A(b)dA = n_A v_A 2\pi b db$  Teilchen. Von einem streuenden Atom wird der Anteil

$$\frac{d\dot{N}_A(\vartheta \pm \frac{1}{2}d\vartheta)}{\dot{N}_A} = 2\pi b db = 2\pi b \frac{db}{d\vartheta} d\vartheta \quad (7)$$

der einfallenden Teilchen in den Winkelbereich  $\vartheta \pm d\vartheta/2$  gestreut. Im Abstand  $R$  vom Streuzentrum befindet sich der Detektor mit der Fläche  $R^2 d\Omega = R^2 \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$ . Den Detektor unter dem Raumwinkel  $d\Omega = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$  erreicht der Bruchteil

$$\frac{d\dot{N}_A}{\dot{N}_A} \frac{d\varphi}{2\pi} = b \frac{db}{d\vartheta} d\vartheta d\varphi \quad (8)$$

Von den insgesamt im Streuvolumen  $V = Ax$  vorhandenen Streuzentren wird der Bruchteil

$$\frac{d\dot{N}_A(d\Omega)}{\dot{N}_A A} = nx b \frac{db}{d\vartheta} d\vartheta d\varphi \quad (9)$$

in den Detektor gestreut.

Der Vergleich mit Gl. (6) ergibt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = b \frac{db}{d\vartheta} \frac{1}{\sin\vartheta} \quad (10)$$

und damit wird Gl. (9) zu

$$\frac{d\dot{N}_A(d\Omega)}{\dot{N}_A A} = nx \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad (11)$$

Für die Rutherfordstreuung (Gl. (4)) und der Beziehung

$$\sin\vartheta = 2 \sin\left(\frac{\vartheta}{2}\right) \cos\left(\frac{\vartheta}{2}\right)$$

ergibt sich damit die Rutherfordsche Streuformel:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)} \quad (12)$$

Der Bruchteil aller auf die Detektorfläche  $\Delta A_D = R^2 \Delta\Omega$  einfallenden Teilchen ergibt sich mit Gl. (6) zu

$$\frac{\Delta\dot{N}_A}{\dot{N}_A A} = \frac{nx}{4R^2} \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{4E}\right)^2 \frac{\Delta A_D}{\sin^4\left(\frac{\vartheta}{2}\right)} \quad (13)$$

Ein Teil dieses Praktikumsversuchs besteht darin, die Gültigkeit dieser Formel experimentell zu bestätigen.

### 3.3 Der $\alpha$ -Zerfall

Beim  $\alpha$ -Zerfall geht ein Mutterkern mit der Ordnungszahl  $Z$  (Anzahl Protonen) und der Massenzahl  $A$  (Anzahl Protonen + Neutronen) unter Emission eines  ${}^4\text{He}$ -Kerns, des  $\alpha$ -Teilchens ( $Z=2$ ,  $A=4$ ), in einen Kern mit der Ordnungszahl  $Z-2$  und der Massenzahl  $A-4$  über. Der Zerfall lässt sich symbolisch schreiben als



Auf beiden Seiten der Gleichung steht die gleiche Anzahl von Protonen  $Z$  und die gleiche Anzahl von Nukleonen  $A$ . Dies gilt für alle radioaktiven Zerfälle. Die Zahl der Nukleonen und die Gesamtladung müssen erhalten bleiben. Der  $\alpha$ -Zerfall ist nur möglich, wenn die Kernmasse  $m$  auf der linken Seite von Gl. (14) größer ist als die Summe auf der rechten. Zu den Kernmassen kommen im neutralen Atom noch  $Z$  Elektronenmassen  $m_0$  hinzu und wir können statt der Kernmassen die Atommassen  $M(Z,A) = m(Z,A) + Zm_0$  benutzen. Mit der Einsteinschen Masse-Energie-Äquivalenz ( $E = mc^2$ ) ergibt sich für die Zerfallsenergie

$$Q = \left[ M(Z,A) - M(Z-2,A-4) - M({}^4_2\text{He}) \right] c^2 \quad (15)$$



Nur für den Fall  $Q > 0$  ist ein  $\alpha$ -Zerfall möglich. Es zeigt sich, dass nur für Kerne mit  $A > 150$  der  $\alpha$ -Zerfall möglich ist. Da die Energie erhalten bleiben muss, verteilt sich  $Q$  als kinetische Energie auf die Zerfallsprodukte:

$$E_{kin}(\alpha) + E_{kin}(Y) = Q \quad (16)$$

Mit dem Impulssatz ergibt sich dann

$$E_{kin}(\alpha) = Q \frac{m_Y}{m_Y + m_\alpha} \quad (17)$$

Das  $\alpha$ -Teilchen erhält also beim Zerfall eine diskrete kinetische Energie, die durch den  $Q$ -Wert und die Masse des Mutterkerns bestimmt ist. Die  $\alpha$ -Strahlung ist deshalb monochromatisch.

Hans Geiger und John Mitchell Nuttall gelang es im Jahr 1911 [8], einen empirischen Zusammenhang zwischen den Reichweiten  $R$  der  $\alpha$ -Teilchen in Luft und den Zerfallskonstanten  $\lambda$  des Mutterkerns für die damals bekannten  $\alpha$ -Strahler zu formulieren (Geiger-Nuttall-Regel):

$$\log \lambda = A + B \log R \quad (18)$$

$A$  und  $B$  sind Konstanten, die für alle Elemente einer Zerfallsreihe gleich sind. Dies war ein verblüffendes Ergebnis, da die Halbwertszeiten  $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$  dieser Elemente von  $10^{-7}$  s bis  $10^{15}$  Jahre reichen. Die Konstante  $B$  hat für alle Zerfallsreihen denselben Wert, während  $A$  für die verschiedenen Reihen nur um einige % variiert. Geiger und Nuttall fanden außerdem, dass die Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen in Luft proportional zur dritten Potenz ihrer Geschwindigkeit bzw. zu  $E^{3/2}$  ihrer kinetischen Energie ist. Damit lautet die Geiger-Nuttall-Regel

$$\log \lambda = C + D \log E \quad (19)$$

Diese Eigenschaft des  $\alpha$ -Zerfalls lässt sich durch die klassische Physik nicht erklären. Abb. 6 zeigt schematisch das Potential, in dem die Nukleonen im Kern gebunden sind.

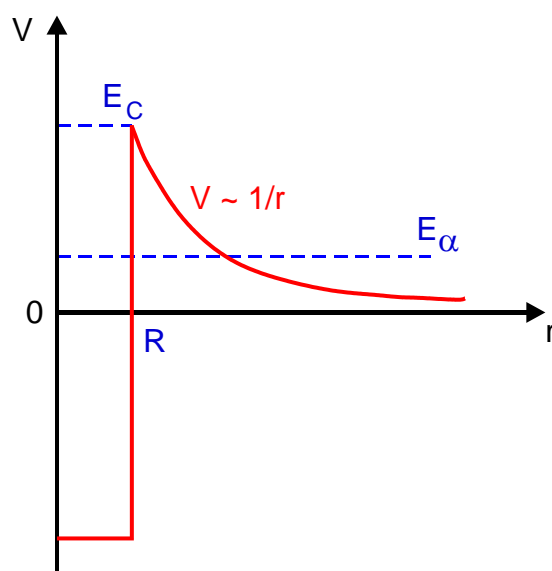


Abb. 6: Potentialverlauf in einem Kern mit Radius  $R$ . Die gebundenen Zustände der Nukleonen liegen bei  $V < 0$ . Damit ein geladenes Teilchen den Kern verlassen (oder in ihn eindringen) kann, muss es klassisch die Coulomb-Barriere der Höhe  $E_C$  überwinden.

Die gebundenen Zustände der Nukleonen liegen bei  $V < 0$ . Damit ein geladenes Teilchen den Kern verlassen (oder in ihn eindringen) kann, muss es klassisch die Coulomb-Barriere der Höhe  $E_C$  überwinden. Für ein  $\alpha$ -Teilchen würde das eine Energie von mindestens etwa 30 MeV erfordern, was nicht beobachtet wird. Die beobachteten  $\alpha$ -Energien  $E_\alpha$  liegen alle unter 10 MeV, die  $\alpha$ -Teilchen müssen sich also, wie in Abb. 6 angedeutet, durch die Coulomb-Barriere „hindurch mogeln“. Diesen quantenmechanischen Effekt nennt man Tunneleffekt.

Der Tunneleffekt führt bei quantenmechanischen Objekten dazu, dass Teilchen Potentialhürden überwinden können, obwohl sie dafür eigentlich zu wenig Energie besitzen. Qualitativ lässt sich dies mit der Heisenbergschen Unschärferelation zeigen:

$$\Delta p \Delta x \sim \hbar \quad (20)$$

Damit kann die Unbestimmtheit des Impulses nicht größer sein als der Betrag des Impulses selbst:

$$\Delta p \leq p \quad (21)$$

Damit ergibt sich

$$\Delta x \geq \frac{\hbar}{p} = \frac{\hbar}{mv} = \lambda = \frac{\lambda}{2\pi} \quad (22)$$

$\lambda = h/p$  ist die „De-Broglie-Wellenlänge“, die jedem Teilchen zugeordnet werden kann.

Wenn die Energie des  $\alpha$ -Teilchens zwar kleiner ist als die Höhe der Coulomb-Barriere, seine De-Broglie-Wellenlänge aber von der gleichen Größenordnung wie die Breite der Barriere bei dieser Energie ist, gibt es eine Wahrscheinlichkeit, dass sich das  $\alpha$ -Teilchen auf beiden Seiten der Barriere befinden kann. Abb. 7 zeigt schematisch dieses Verhalten im Wellenbild.

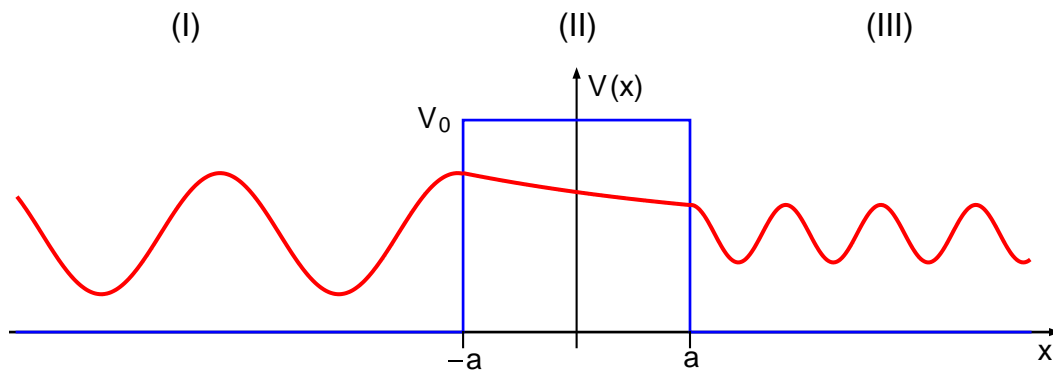


Abb. 7: Eine einlaufende Materiewelle (I) nimmt exponentiell durch die Potentialbarriere ab (II) und tunnelt durch die Potentialbarriere.

Das Quadrat der Amplitude ist dabei ein Maß für die Aufenthaltswahrscheinlichkeit des Teilchens. Wie man sieht, ist diese hinter dem Potentialwall in (III) zwar geringer als davor (I), aber nicht Null.

Georgi Antonowitsch Gamow gelang es 1928, den  $\alpha$ -Zerfall mit Hilfe des quantenmechanischen Tunneleffekts zu erklären [9]. Die Transmissionswahrscheinlichkeit  $T$  eines Teilchens mit der Energie  $E$  und der Masse  $m$  durch eine Barriere beliebiger Form  $V(r)$  ist gegeben durch

$$T \cong e^{-2 \int_a^b \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2} [V(r) - E]} dr} \quad (23)$$

Dabei berücksichtigt die Integration die Breite der Barriere bei der Energie  $E$ . Gl. (23) zeigt, dass die Tunnelwahrscheinlichkeit mit zunehmender Teilchenmasse, Barrierehöhe und -breite exponentiell abnimmt.

Die Zerfallswahrscheinlichkeit beim  $\alpha$ -Zerfall ist gegeben durch

$$\lambda = W_0 W_1 T \quad (24)$$

$W_0$  ist die Wahrscheinlichkeit, dass sich ein  $\alpha$ -Teilchen mit der Energie  $E$  im Kern bildet und mit der Rate  $W_1$  gegen den Potentialwall anläuft und mit der Transmissionswahrscheinlichkeit  $T$  durch den Potentialwall tunnelt.

## 4. Versuchsaufbau und Versuchsdurchführung

### 4.1 Versuchsaufbau

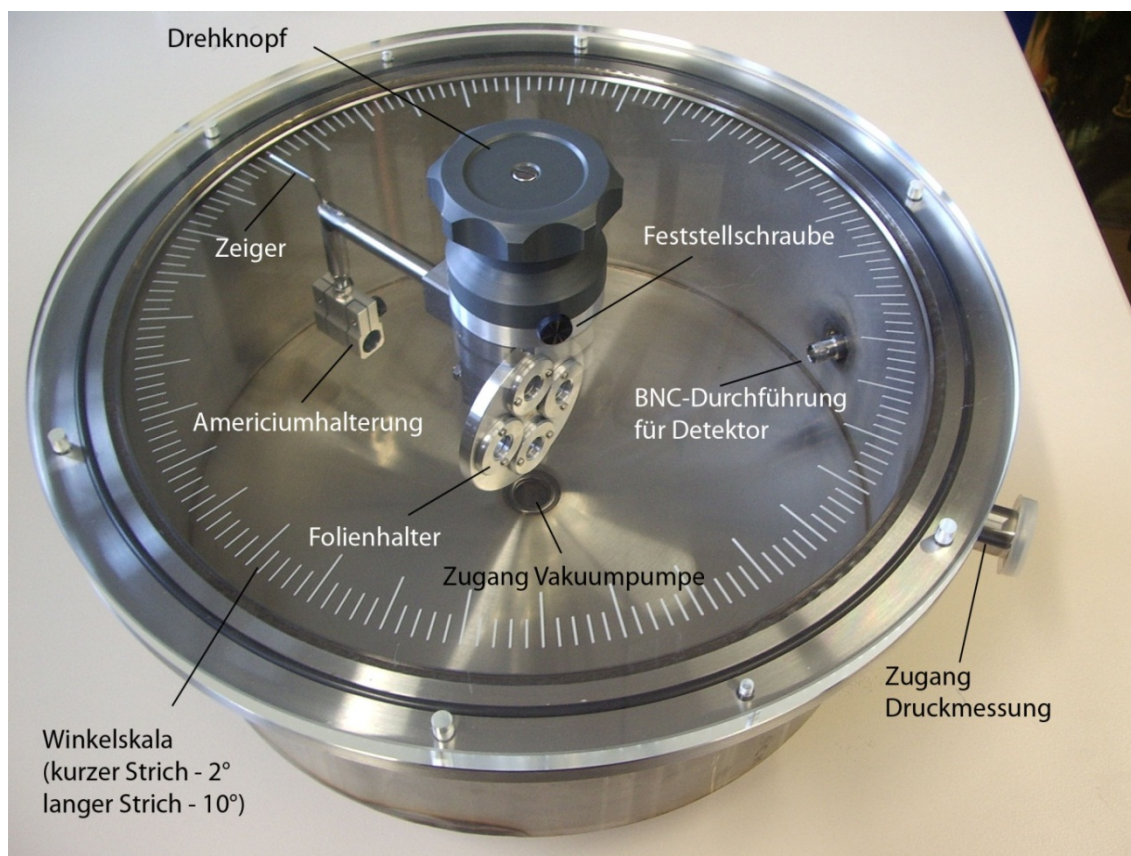


Abb. 8: Die Streukammer, das Herzstück des Rutherford-Versuchs. Der Alpha-Strahler und der Detektor sind in dieser Aufnahme nicht eingebaut.

Der Versuchsaufbau besteht aus einer runden Streukammer (Abb. 8) mit 30 cm Durchmesser, in die der Alphastrahler Americium-241 eingesetzt wird. Der vom Americium emittierte Strahl von Alphateilchen wird durch eine Blende eingegrenzt und trifft danach auf eine sehr dünne Metallfolie (z.B. eine Goldfolie) auf. Hinter der Folie ist ein Halbleiterdetektor positioniert, der jedes auftreffende Teilchen nachweist. An der Unterseite ist ein Zugang für eine Membranpumpe angebracht, mit deren Hilfe Sie ein Vakuum von etwa 5 mbar in der Kammer erzeugen können. An der Seite befindet sich ein Zugang für ein Druckmessgerät. Die Kammer

ist von oben durch eine Plexiglasplatte abgeschlossen, in die eine Winkelskala mit je zwei Grad pro Markierung eingraviert ist. Mit der auf dem Deckel angebrachten Drehvorrichtung können Sie die Americiumprobe und die Folie um einen ablesbaren Winkel drehen, während der Detektor stets die gleiche Position behält.

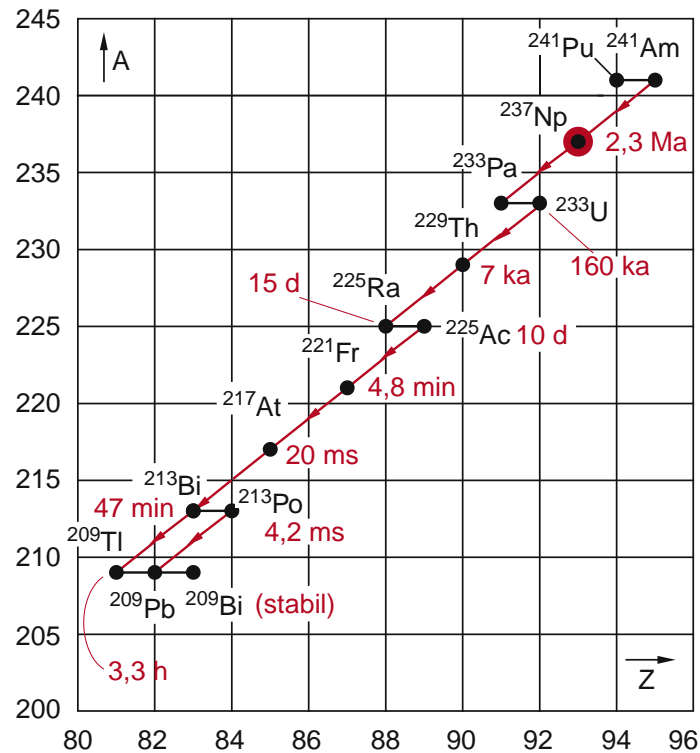


Abb. 9: Die Neptunium-Zerfallsreihe mit  $^{241}\text{Am}$  [10].

Das benutzte radioaktive Präparat mit dem Isotop Americium-241 hat eine Aktivität von 370 kBq.  $^{241}\text{Am}$  ist Teil der natürlichen Neptunium-Zerfallsreihe (Abb. 9), die durch sukzessive  $\alpha$ - und  $\beta$ -Zerfälle bei den stabilen Isotopen  $^{209}\text{Pb}$  und  $^{209}\text{Bi}$  endet. Im Unterschied zu den drei anderen natürlichen Zerfallsreihen kommt die Neptunium-Zerfallsreihe wegen der erdgeschichtlich kurzen Halbwertszeit von  $^{237}\text{Np}$  ( $2,3 \times 10^6$  Jahre) in der Natur nicht mehr vor.  $^{241}\text{Am}$  wird über Neutroneneinfang in einem Kernreaktor hergestellt.

Tab. 1: Beim Zerfall von  $^{241}\text{Am}$  auftretende wesentliche  $\alpha$ -Energien mit ihren Häufigkeiten [11].

$\alpha$ -Energie (MeV)	Häufigkeit (%)
5,388	1,4
5,512	0,2
5,544	0,34
5,4429	12,8
5,4856	85,2

Die Alphastrahlung der im Versuch benutzten  $^{241}\text{Am}$ -Quelle tritt mit einer mittleren Energie von etwa 4,2 MeV aus und es wird eine breite Verteilung der  $\alpha$ -Energien beobachtet. Diese Quelle ist ein „umschlossenes“ Präparat, d.h. das  $^{241}\text{Am}$  ist durch eine dünne Goldfolie abgedeckt. Dadurch verringert sich durch Streuprozesse die Energie der emittierten Alphateilchen um etwa 1,2 MeV und die Energieverteilung wird breiter.

Alphastrahlung ist sehr leicht abschirmbar und hat in Luft nur eine sehr geringe Reichweite von wenigen Zentimetern, weshalb der Versuch im Vakuum durchgeführt werden muss. Trotz der leichten Abschirmbarkeit ist es wichtig, dass Sie sich strikt an die Vorgaben der Strahlenschutzverordnung (StrSchV, liegt am Versuch aus und ist auf den Web-Seiten des Praktikums einsehbar [12]). *Für den Ein- und Ausbau des Präparats aus der Streukammer ist ausschließlich Ihr Betreuer zuständig.* Versuchen Sie nicht, das Präparat zu öffnen. Insbesondere Inkorporation des Präparats muss vermieden werden. Wenden Sie sich bei jeglichen Unklarheiten oder Fragen an Ihren Betreuer.

Zum Erzeugen des Vakuums in der Streukammer benutzen Sie die unter dem Versuchsaufbau angebrachte Membranpumpe. Zur Druckmessung steht Ihnen ein digitales Absolutdruckmessgerät der Firma VacuuBrand zur Verfügung. Damit können Drücke im Bereich von 1-1060 mbar - bis auf etwa ein Millibar genau - zuverlässig ermittelt werden. Die Messung erfolgt kapazitiv durch eine sich im Inneren befindliche Keramikmembran. Wird diese aufgrund von Druckunterschieden ausgelenkt führt das zu Änderungen der Plattenabstände der dort angebrachten Kondensatoren. Da die Druckänderung durch die Änderung der damit einhergehenden Kapazitäten gemessen wird, bezeichnet man diese Messmethode als kapazitiv.



*Abb. 10: Der Silizium-Halbleiterdetektor CR-019-150-100 der Firma ORTEC.*

Für die Messung benutzen Sie den Silizium-Einkristall-Halbleiterdetektor CR-019-150-100 der Firma ORTEC (Abb. 10). Es handelt sich um einen Oberflächen-Sperrschicht-Detektor, der aus einem n-dotierten Silizium-Einkristall besteht. Er ist auf der Vorderseite mit einer dünnen Gold- und auf der Rückseite (nicht sichtbar) mit einer dünnen Aluminiumschicht bedeckt (Schottky-Diode). An der Gold-Silizium-Kontaktstelle bildet sich ein Raumbereich ohne freie Ladungsträger aus, die Sperrschicht oder auch Schottky-Sperrschicht genannt wird. Da diese sich sehr dicht unter der Goldschicht befindet, spricht man auch von einer Oberflächensperrschicht. Die  $150 \text{ mm}^2$  große Messfläche ist sehr empfindlich, vermeiden Sie daher jede Berührung oder gar Beschädigung.

Dringt ionisierende Strahlung in die Oberfläche ein, verlieren die Teilchen Energie durch Ionisation des Halbleitermaterials. Dabei werden Elektronen-Loch-Paare gebildet, die durch die angelegte Spannung von  $-70\text{ V}$  abgesaugt werden. Die Anzahl der Elektronen-Loch-Paare ist proportional zum Energieverlust der Alphateilchen im Detektor. In einem ladungssensitiven Vorverstärker werden die Elektron-Loch-Paare aufgesammelt und in einen Spannungspuls umgewandelt. Dann werden diese Pulse durch den dahinter geschalteten Verstärker geformt und auf Spannungswerte bis  $10\text{ V}$  verstärkt. Die Daten werden anschließend in einem Vielkanalanalysator durch einen ADC (Analog-to-Digital-Converter) digitalisiert und in einem Speicher mit 8192 „Kanälen“ abgelegt. Ein Mikroprozessor steuert sowohl die Datenerfassung wie auch die Kommunikation zum PC über eine USB-Schnittstelle. Auf diesem PC übernimmt das Programm MAESTRO-32 die Datenerfassung, -übertragung und die Auswertung. Jede Kanal-Nummer wird einem Energiewert zugeordnet (diese Energieeichung wurde bereits durchgeführt, fragen Sie Ihren Betreuer).

## 4.2 Versuchsdurchführung

**Aufgabe 1:** Messen Sie das Energiespektrum der Alphastrahlung von Americium-241.

Lassen Sie sich von Ihrem Betreuer das radioaktive Präparat in die Kammer einsetzen. Beachten Sie unbedingt die nötigen Vorsichtsmaßnahmen. Stellen Sie den Folienhalter so ein, dass der Strahl ungehindert auf den Detektor trifft (eine der vier Aussparungen ist für diesen Versuchsteil leer geblieben). Kontrollieren Sie vor dem Starten der Messung, dass der Ablenkwinkel  $0^\circ$  beträgt und keine Schlitzblende vor dem Folienhalter und auf dem Detektor ist. Vermeiden Sie auf jeden Fall, die eingebauten Folien und die Messfläche des Detektors zu berühren, da diese sehr empfindlich sind. Die Folien sind nur wenige Mikrometer dick und reißen leicht. Die Detektorfläche wird durch mechanische Beanspruchung (Zerkratzen) zerstört; jede Berührung muss daher vermieden werden, da selbst geringe Spuren von Körperfett die Funktionsweise des Detektors negativ beeinflussen.

Verschließen Sie anschließend die Streukammer und kontrollieren Sie den Zustand aller angeschlossenen Geräte (Membranpumpe, Druckmessgerät, Verstärker, Oszilloskop, ...). Rufen Sie Ihren Betreuer, wenn Sie der Meinung sind, dass die Pumpe gestartet werden kann. Starten Sie sie erst, wenn dieser Ihnen bestätigt, dass alles korrekt eingestellt ist. Schalten Sie die Detektorspannung erst nach Erreichen des Endvakuums ein. Die Form der Signale am Ausgang des Verstärkers können Sie mit dem Oszilloskop darstellen.

Messen Sie etwa 5 min lang das Alphaspektrum des Americiumpräparats. Dazu steht Ihnen die Software MAESTRO zur Verfügung. Exportieren Sie die Messwerte anschließend in Origin und tragen Sie die Intensität gegen die Energie auf. Fitten Sie den Peak im Energiespektrum (mit welcher Funktion?) und bestimmen Sie dessen Lage und Halbwertsbreite. Wie groß ist die Energie der Strahlung? Weicht dieser Wert vom Literaturwert (siehe Karlsruher Nuklidkarte) ab, und falls ja, warum?

**Aufgabe 2:** Bestätigen Sie die Winkelabhängigkeit der Rutherford-Streuung

Bedecken Sie dazu den Halbleiterdetektor vorsichtig (!) mit dem 4-mm-Blendenspalt. Schieben Sie die 2-mm-Folienblende in den Schlitz vor dem Folienhalter. Drehen Sie den Folienhalter so, dass die Alphapartikel an der Goldfolie gestreut werden. Messen Sie nun jeweils in  $2^\circ$ -Schritten von  $8^\circ$  bis  $18^\circ$  die Intensität der gestreuten Alphateilchen. Da die Streurrate mit zunehmendem Streuwinkel stark abnimmt, müssen Sie für größere Winkel die Messzeiten vergrößern (siehe nachfolgende Tabelle)

Ablenkwinkel $\vartheta$ in Grad	Messdauer $t$ in Sekunden
8	200
10	200
12	300
14	500
16	900
18	1500

Stellen Sie graphisch die Zählrate gegen den Ablenkwinkel in Origin dar. Bestätigen Sie mithilfe einer selbstdefinierten Fitfunktion die Gültigkeit der Rutherford-Streuformel.

**Aufgabe 3:** Messung der Streuraten an allen drei unterschiedlichen Metallfolien

Messen Sie an jeder der eingebauten Folien im Winkel von  $14^\circ$  jeweils 500 s lang die Streuintensität. Die Messwerte benötigen Sie auch noch für Aufgabe 5.

Vergleichen Sie mittels folgender Formel die Streurrate der Streuung an der  $2\ \mu\text{m}$  dünnen Goldfolie mit der Streurrate an der unbekanntenen Folie (Dicke  $d_x = 6\ \mu\text{m}$ ):

$$\frac{\dot{N}_{Au}}{\dot{N}_x} = \frac{Z_{Au}^2 d_{Au}}{Z_x^2 d_x} \quad (25)$$

Bestimmen Sie daraus die Kernladungszahl  $Z$  der unbekanntenen Folie. Um welches Element handelt es sich?

**Aufgabe 4:** Bestimmung der Dicke einer Metallfolie

Berechnen Sie durch den Vergleich der Streuraten der beiden unbekanntenen Folien die Dicke dieser letzten Folie. Es handelt sich um das gleiche Material wie in Aufgabe 3.

**Aufgabe 5:** Reichweitenbestimmung der Alphateilchen in Luft

Bestimmen Sie die Reichweite der Alphateilchen (ihre Energie haben Sie in Aufgabe 1 bestimmt) bei verschiedenen Luftdrücken und berechnen Sie so den Abstand des Präparats zum Detektor. Dazu berechnen Sie zuerst die Reichweite der Teilchen unter Normalbedingungen ( $p_0 = 1030\ \text{mbar}$ ,  $T_0 = 273\ \text{K}$ ):

$$R_\alpha(p_0, T_0) = 3,1\ \text{mm} \sqrt{(E\ (\text{MeV}))^3} \quad (26)$$

Diesen Wert benötigen Sie für die Bestimmung der Reichweite  $R_\alpha(p, T)$  unter der gegebenen Temperatur  $T$  im Praktikumsraum und dem Druck  $p$  innerhalb der Kammer:

$$R_\alpha(p, T) = R_\alpha(p_0, T_0) \frac{T}{T_0} \frac{p_0}{p} \quad (27)$$

Wie weit kämen die Alphateilchen unter den heutigen Luftdruck- und Temperaturbedingungen in den Räumen des Grundpraktikums?

Stellen Sie wie in Aufgabe 1 den Folienhalter so ein, dass der Strahl ungehindert auf den Detektor trifft (eine der vier Aussparungen ist für diesen Versuchsteil leer geblieben). Kontrollieren Sie vor dem Starten der Messung, dass der Ablenkwinkel  $0^\circ$  beträgt und keine Schlitz-

blende vor dem Folienhalter und auf dem Detektor ist. Starten Sie die Pumpe und warten Sie, bis der Enddruck von etwa 5 mbar erreicht wurde. Nun schalten Sie die Pumpe aus und lassen über das Feindossier-Ventil (unterhalb des Druckmessgerätes) Luft in die Kammer. Stellen Sie einen Kammerdruck von etwa 100 mbar ein und messen Sie das Energiespektrum der Alphateilchen.

Nun erhöhen Sie den Druck schrittweise um je etwa 100 mbar und bestimmen die Energie der Alphateilchen. Versuchen Sie den Druck zu bestimmen, bei dem gerade kein Peak im Spektrum mehr zu beobachten ist. Bestimmen Sie mit diesem Druck und Gl. (27) die Reichweite der Alphateilchen und damit den Abstand zwischen Alphaquelle und Detektor.

### 4.3 Geräteliste

- Streukammer
- Membranpumpe (VacuuBrand MZ 2 NT)
- Druckmessgerät (VacuuBrand DVR 2)
- Silizium-Halbleiterdetektor (Ortec CR-019-150-100)
- Vorverstärker, Spannungsversorgung (Ortec A-576 A-PAD)
- Verstärker (Ortec ORTEC 472 A)
- Vielkanalanalysator (Ortec EASY-MCA-8k)
- 100 MHz Oszilloskop (Agilent DSOX2012A)
- PC
- Alpha-Strahler Americium-241 (370 kBq)

### Literatur

- [1] E. Rutherford and F. Soddy, *The radioactivity of thorium compounds. II. The cause and nature of radioactivity*, J. Chem. Soc., Trans. **81** (1902) 837
- [2] J.J. Thomson, *On the structure of the atom: an investigation of the stability and periods of oscillation of a number of corpuscles arranged at equal intervals around the circumference of a circle; with application of the results to the theory of atomic structure*, Philosophical Magazine Series 5, **44** (1904) 293
- [3] H. Geiger and E. Marsden, *On a Diffuse Reflection of the  $\alpha$ -Particles*, Proc. R. Soc. Lond. A **82** (1909) 495
- [4] E. Rutherford, *The scattering of  $\alpha$  and  $\beta$  particles by matter and the structure of the atom*, Philosophical Magazine Series 6, **21** (1911) 669
- [5] H. Geiger and E. Marsden, *The laws of deflexion of a particles through large angles*, Philosophical Magazine Series 6, **25** (1913) 604
- [6] W. Demtröder, *Experimentalphysik 3 - Atome, Moleküle und Festkörper*, 4. Auflage (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2010) S.62
- [7] Ref. [6] S. 65
- [8] H. Geiger and J.M. Nuttall, *The ranges of the  $\alpha$  particles from various radioactive substances and a relation between range and period of transformation*, Philosophical Magazine Series 6, **22** (1911) 613
- [9] G. Gamov, *Zur Quantentheorie des Atomkernes*, Zeitschrift für Physik **51** (1928) 204



- 
- [10] W. Demtröder, *Experimentalphysik 4 - Kern-, Teilchen- und Astrophysik*, 3. Auflage (Springer-Verlag, Berlin Heidelberg 2010) S.44
- [11] R.B. Firestone, V.S. Shirley, C.M. Baglin, S.Y. Frank Chu, J. Zipkin, *Table of Isotopes* (8<sup>th</sup> ed., Wiley-Interscience, New York 1996)
- [12] Verordnung über den Schutz vor Schäden durch ionisierende Strahlen (Strahlenschutzverordnung - StrlSchV)  
[http://grundpraktikum.physik.uni-saarland.de/scripts/Strahlenschutzverordnung\\_2011\\_A5.pdf](http://grundpraktikum.physik.uni-saarland.de/scripts/Strahlenschutzverordnung_2011_A5.pdf)