

V18

# **Der Reinst-Germanium-Detektor als Instrument der Gamma-Spektroskopie**

David Rolf

david.rolf@tu-dortmund.de

Jonah Blank

jonah.blank@tu-dortmund.de

Durchführung: 21.11.2018

Abgabe: 20.12.2018

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>3</b>
2.1 Der Rutherford'sche Streuversuch mit Americium-Quelle . . . . .	3
2.2 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie . . . . .	3
2.3 Der Rutherford'sche Wirkungsquerschnitt . . . . .	4
<b>3 Aufbau</b>	<b>5</b>
<b>4 Durchführung</b>	<b>6</b>
<b>5 Auswertung</b>	<b>6</b>
5.1 Bestimmung der Aktivität . . . . .	6
5.2 Form der vorverstärkten Impulse auf dem Oszilloskop . . . . .	7
5.3 Bestimmung der Foliendicke mittels einer Energieverlustmessung . . . . .	9
5.4 Untersuchung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für eine dünne Goldfolie . . . . .	13
5.5 Untersuchung des Einflusses von Mehrfachstreuung . . . . .	15
5.6 Z-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts . . . . .	15
<b>6 Diskussion</b>	<b>16</b>
<b>Literatur</b>	<b>18</b>

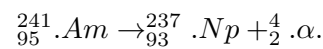
# 1 Zielsetzung

Ziel des Versuchs ist es anhand von Energieverlustmessungen die Schichtdicke verschiedener Streufohlen, sowie den differentiellen Wirkungsquerschnitt von  $\alpha$ -Teilchen mit Goldfolie zu bestimmen. Zudem wird der Einfluss von Mehrfachstreuung und die  $Z$ -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts untersucht.

## 2 Theorie

### 2.1 Der Rutherford'sche Streuversuch mit Americium-Quelle

Beim Rutherford'schen Streuversuch werden  $\alpha$ -Teilchen auf eine dünne Goldfolie geschossen und die Anzahl der gestreuten Teilchen in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\theta$  gemessen. Die  $\alpha$ -Teilchen werden aus dem Zerfall eines radioaktiven Isotops, hier  $^{241}_{95}\text{Am}$ , gewonnen:



Die möglichen Übergänge dieser Reaktion mit verschiedenen angeregten  $^{237}_{93}\text{Np}$ -Endprodukten sind in Abbildung 1 zu sehen. Der dominante Prozess ist der hier mit  $\alpha_3$  bezeichnet. Der Anteil an  $\alpha$ -Strahlung durch weiteren Zerfall des Neptuniums kann auf Grund seiner wesentlich höheren Halbwertszeit vernachlässigt werden.

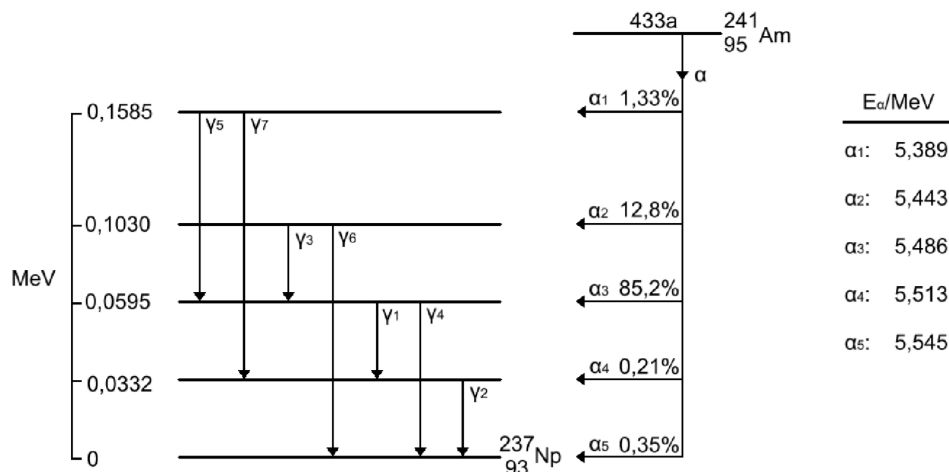


Abbildung 1: Übergangsschema des Isotops  $^{241}_{95}\text{Am}$  [9].

### 2.2 Wechselwirkung geladener Teilchen mit Materie

Wechselwirkt ein geladenes Teilchen mit einer Masse  $m \gg m_e$ , wobei  $m_e$  die Elektronenmasse ist, in Materie, so gibt es zwei Möglichkeiten der Wechselwirkung. Entweder das Teilchen wechselwirkt mit den Hüllenelektronen, auf Grund des großen Massenunterschieds

wird dabei zwar Energie abgegeben, jedoch ändert sich seine Flugrichtung nicht. Die andere Möglichkeit ist eine Wechselwirkung mit dem Coulombpotential des Kerns. Da ein  $\alpha$ -Teilchen zweifach positiv geladen ist, wird es stark aus seiner Bahn ausgelenkt und gibt nur einen kleinen Teil seiner Energie in Form von Bremsstrahlung an das Medium ab. Auf Grund der Ausdehnung der Materie kommt es zu sehr vielen Wechselwirkungen, wobei der Energieverlust pro Wegstrecke eines einfallenden  $\alpha$ -Teilchens gegeben ist durch die Bethe-Bloch-Formel für niedrige Energien

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2 n Z}{m_e v^2 (4\pi\epsilon_0)^2} \log \left( \frac{2m_e v^2}{I} \right). \quad (1)$$

Dabei ist  $e$  die Elementarladung,  $z = 2$  die Ladungszahl des  $\alpha$ -Teilchens,  $Z$  die Kernladungszahl der Atome des Mediums,  $n$  die Anzahl der Atome pro  $\text{cm}^3$ ,  $v$  die Geschwindigkeit des  $\alpha$ -Teilchens und  $I = (10 \text{ eV})Z$  die mittlere Ionisationsenergie. Umformen nach  $dx$  ergibt für die Schichtdicke

$$dx = dE \frac{4\pi m_e v^2 \epsilon_0^2}{e^4 z^2 n Z} \log^{-1} \left( \frac{2m_e v^2}{I} \right). \quad (2)$$

Für das Bremsvermögen in Luft genähert als Stickstoff kann das Geschwindigkeitsquadrat näherungsweise über  $v^2 = \frac{2E_\alpha}{m_\alpha}$  mit Energie und Masse des  $\alpha$ -Teilchens  $E_\alpha$  und  $m_\alpha$  beschrieben werden. Somit ergibt sich mit den Werten  $n \cdot N = 2,69 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$ ,  $Z \cdot N = 7$ ,  $I \cdot N = 70 \text{ eV}$ ,  $m_\alpha = 6,64 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$ ,  $z_\alpha = 2$  und der Energie  $E_\alpha = 5,486 \text{ MeV}$  aus Abbildung 1:

$$\left( \frac{dE}{dx} \right) N = 0,40 \text{ MeV}.$$

### 2.3 Der Rutherford'sche Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  ist ein Maß für die Wahrscheinlichkeit der Wechselwirkung des  $\alpha$ -Teilchens im Medium. Der differentielle Wirkungsquerschnitt pro Raumwinkelement  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  ist gegeben durch die Rutherford-Streuformel

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{(4\pi\epsilon)^2} \left( \frac{zZe^2}{4E_\alpha} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \left( \frac{\theta}{2} \right)}, \quad (3)$$

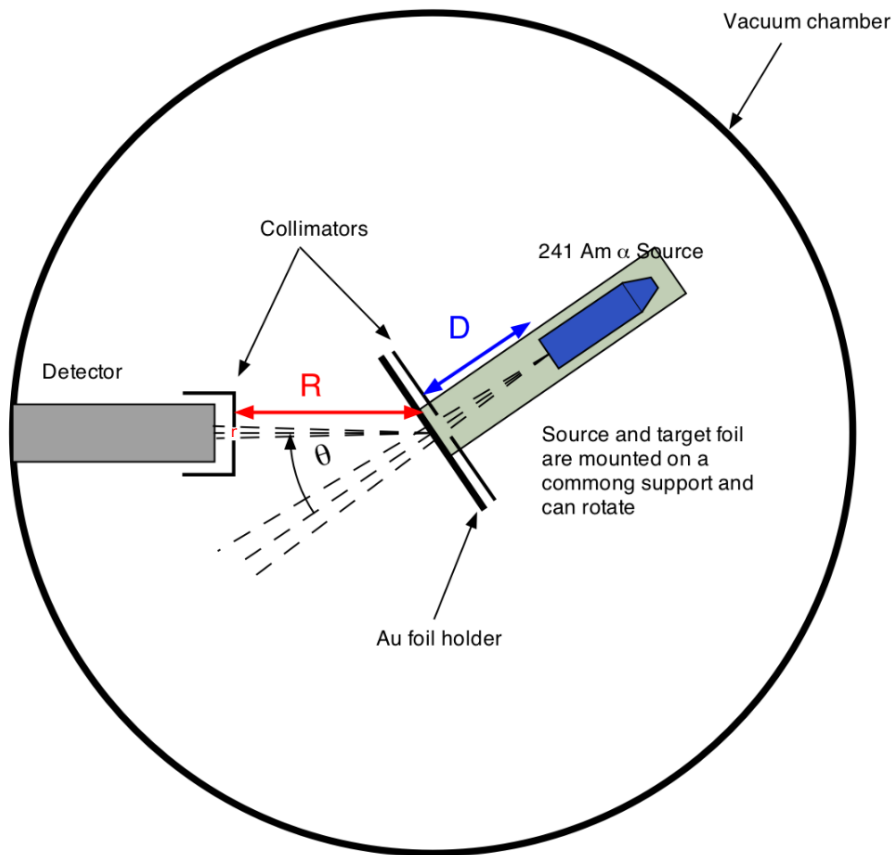
wobei  $E_\alpha$  die mittlere Energie des  $\alpha$ -Teilchens ist. Auch diese Formel gilt nur für niedrige Energie, da sonst die Form der Kerne über Formfaktoren berücksichtigt werden müssen. Der Gesamtwirkungsquerschnitt ergibt sich durch Aufsummieren der differentiellen Wirkungsquerschnitte und infinitesimal ergibt sich damit

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega.$$

Auf Grund der geringen Reichweite von  $\alpha$ -Strahlung in Luft, wird eine Vakuumkammer um den Versuch herum benötigt.

### 3 Aufbau

In Abbildung 2 ist ein schematischer Aufbau des Experiments zu sehen. Der ganze Aufbau befindet sich in einer Vakuumkammer, die über eine Drehschieberpumpe betrieben wird und über ein Dosierventil belüftet werden kann. Eine  $^{241}\text{Am}$ -Probe wird in einer Halterung befestigt. Davor ist eine Kollimatorblende zur Fokussierung der  $\alpha$ -Teilchen angebracht. Die Folie, die selbst auf einem Sockel mit Loch befestigt ist, kann auf einer beweglichen Drehscheibe angebracht werden, mit der die Folie aus dem Strahl gehoben werden kann, sodass dieser durch das Loch fällt. Der Detektor kann auf einer Kreisbahn um die Folie herum bewegt werden und ist ebenfalls über eine Blende abgeschirmt wird. Er kann entweder direkt oder über einen Verstärker an ein Oszilloskop angeschlossen oder über den Verstärker mit einem zeitgesteuerten Zähler verbunden werden.



**Abbildung 2:** Schematischer Aufbau des Rutherford'schen Streuversuchs [1]. Dabei ist  $D = 39\text{ mm}$  der Abstand zwischen Quelle und Kollimatorblende,  $R = 101\text{ mm}$  der Abstand zwischen Folie und Detektorblende und  $r = 5\text{ mm}$  der Radius der Detektorblende [2].

## 4 Durchführung

Die Vakuumpumpe bleibt während des gesamten Versuchs angeschaltet. Die Folien bestehen aus Gold.

Während keine Folie im Strahl steht, werden am Oszilloskop das nicht verstärkte und das verstärkte Signal verglichen. Währenddessen bleibt das Dosierventil geschlossen, sodass sich ein Druck von etwa  $p = 0,03$  mbar einstellt.

Über das Dosierventil wird für 20 Drücke zwischen 0 und 200 mbar die Impulshöhe des verstärkten Signals bestimmt. Dieselbe Messung wird mit einer  $2\text{ }\mu\text{m}$ -dicken Folie im Strahlengang wiederholt.

Das Dosierventil wird geschlossen und der Druck auf  $p = 0,03$  mbar gesenkt. Der an den Zähler angeschlossene Detektor wird im Kreis um eine  $2\text{ }\mu\text{m}$ -Folie herumgefahren und für verschiedene Winkel  $\theta$  die Anzahl der Ereignisse gezählt. Als Messzeit wird für  $\theta < 8,4^\circ$   $t = 300$  s gewählt. Für größere Winkel beträgt, bis auf den Winkel  $\theta = 13^\circ$ , die Messzeit  $t = 600$  s.

## 5 Auswertung

Die Graphen werden sowohl mit Matplotlib [4] als auch NumPy [8] erstellt. Die Fehlerrechnung wird mithilfe von Uncertainties [7] durchgeführt. Die Naturkonstanten werden dem Paket Scipy [5] entnommen. In Tabelle 1 befinden sich Materialspezifische Werte, die für spätere Rechnungen benötigt werden.

**Tabelle 1:** Die Kernladungszahl  $Z$ , die Dicke der Folie  $d$ , die Teilchendichte  $n = \frac{\rho}{m}$  für Gold, Aluminium und Bismut [3].

Element	$Z$	$d/\mu\text{m}$	$n/10^{28}\text{m}^{-3}$
Gold	79	2	5,9
Aluminium	13	3	6,2
Bismut	83	1	2,9

### 5.1 Bestimmung der Aktivität

Die Aktivität der Probe wird über das Zerfallsgesetz, sowie über eine Nullmessung bestimmt. Mit dem Zerfallsgesetz bestimmt sich die Aktivität über:

$$A = A_0 \cdot e^{-\frac{\ln(2)}{\tau} t}.$$

Dabei entspricht  $A_0 = (330 \pm 1)$  kBq [2] der Aktivität der Probe im Oktober 1994,  $\tau = (432,6 \pm 0,6)$  s [10] der Halbwertszeit für  $^{241}\text{Am}$  und  $t = (7,665 \pm 0,013) \cdot 10^8$  s der seit Oktober 1994 vergangenen Zeit. Es ergibt sich:

$$A_{theo} = (317,4 \pm 1,0) \text{ kBq}.$$

Der Fehler  $\sigma_{A,theo}$  ergibt sich dabei aus dem Fehler auf  $A_0$ , da dieser überwiegt. Bei der  $t = 300\text{ s}$  langen Nullmessung im Vakuum von  $0,033\text{ mbar}$  und ohne Folie wurden  $N = 4539 \pm 68$  Teilchen registriert. Der Fehler  $\sigma_N = \sqrt{N}$  entsteht durch die Poisson-Verteilung. Damit ergibt sich die Aktivität pro Raumwinkelement zu:

$$\frac{\Omega A_{exp}}{4\pi} = \frac{N}{t} = (15,13 \pm 0,22) \text{ Bq}.$$

Der Fehler  $\sigma_{A,exp} = \frac{\sigma_N}{t}$  folgt aus der Gaußschen Fehlerfortpflanzung. Das Raumwinkelement  $\frac{\Omega}{4\pi}$  bestimmt sich aus dem Verhältnis der vom Detektor abgedeckten Fläche zur Oberfläche einer Kugel, deren Radius  $r = 101\text{ mm}$  [2] dem Abstand der Quelle zum Detektor entspricht. Die abgedeckte Fläche wird wegen der Kollimation der  $2\text{ mm}$  Schlitzblenden zu  $4\text{ mm}^2$  genähert. Der tatsächliche Wert ist als größer anzunehmen, weswegen eine zu große Aktivität zu erwarten ist. Es ergibt sich:

$$\frac{\Omega}{4\pi} = 3,12 \cdot 10^{-5}.$$

Daraus folgt für die Aktivität:

$$A_{exp} = (485 \pm 7) \text{ kBq}.$$

## 5.2 Form der vorverstärkten Impulse auf dem Oszilloskop

Es werden die vorverstärkten Impulse einmal mit und einmal ohne Amplifier betrachtet. Die Bilder sind in den Abbildungen 3 und 4 zu sehen. Dabei ist die Spannung gegen die Zeit aufgetragen. In beiden Fällen ist ein Untergrundrauschen erkennbar.

Ohne Amplifier steigt die Spannung sprunghaft auf einen Maximalwert von  $140\text{ mV}$  an und fällt dann exponentiell in die Ruhelage zurück. Mit Amplifier ist eine Anstiegszeit von  $1\text{ }\mu\text{s}$  auf ein Maximum von  $4,5\text{ V}$  zu erkennen. Die Kurve nimmt einen Gaußförmigen Verlauf an, wobei die linke Flanke steiler ist als die Rechte.

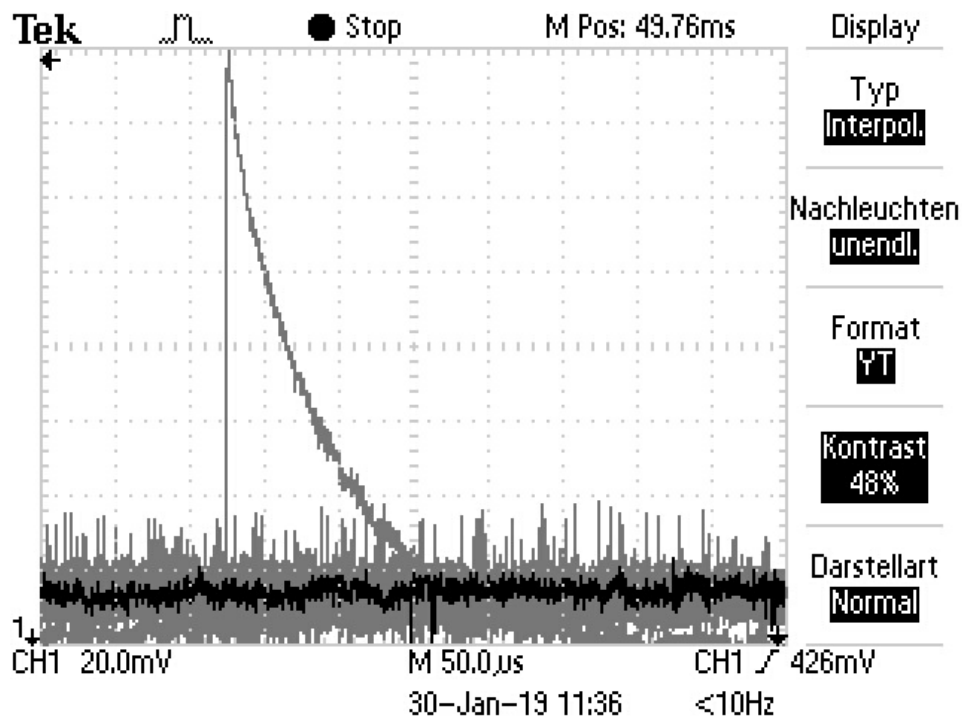


Abbildung 3: Der Impulsverlauf am Oszilloskop ohne Amplifier.

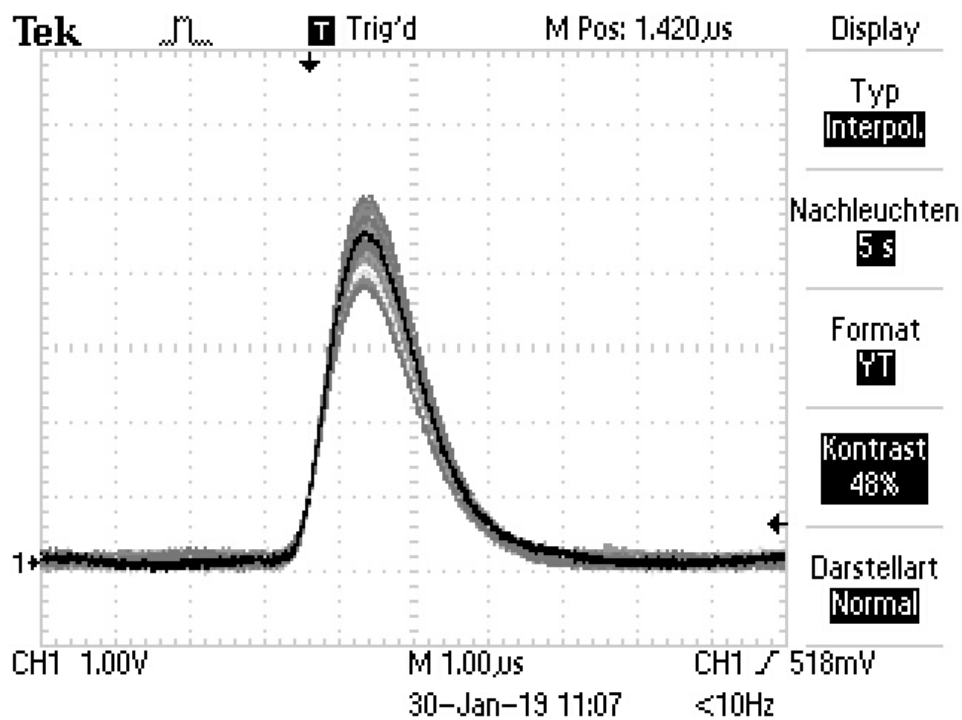


Abbildung 4: Der Impulsverlauf am Oszilloskop mit Amplifier.



### 5.3 Bestimmung der Foliendicke mittels einer Energieverlustmessung

Durch eine Energieverlustmessung wird die Dicke einer Goldfolie bestimmt. Dazu wird einmal mit und einmal ohne Folie die Spannung  $U$  der Impulse bei verschiedenen Drücken  $p$  gemessen. Da die Impulshöhe schwankt, wird der Mittelwert aus der unteren Grenze, der oberen Grenze und dem vermuteten Mittel mit der Formel für den Mittelwert

$$\mu_U = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i$$

und dessen Standardabweichung

$$\sigma_U = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (U_i - \mu_U)^2}$$

gebildet zu

$$U = \mu_U \pm \sigma_U.$$

Die Werte befinden sich in den Tabellen 2 und 3. Die Graphen sind in Abbildung 5 zu sehen. Es werden lineare Ausgleichsrechnungen der Form

$$U = ap + b$$

durchgeführt. Dies ergibt die Parameter:

$$a_{ohne} = (-1,213 \pm 0,020) \cdot 10^{-2} \frac{\text{V}}{\text{mbar}}$$

$$b_{ohne} = (4,372 \pm 0,018) \text{ mbar}$$

$$a_{mit} = (-1,38 \pm 0,07) \cdot 10^{-2} \frac{\text{V}}{\text{mbar}}$$

$$b_{mit} = (3,47 \pm 0,06) \text{ mbar}.$$

Die Parameter  $a_{ohne}$  und  $b_{ohne}$  gehören dabei zur Messung ohne Folie, die Parameter  $a_{mit}$  und  $b_{mit}$  zu der mit Folie. Der Energieverlust lässt sich mit Formel (2) aus den Achsenabschnitten  $b_{ohne}$  und  $b_{mit}$  bestimmen. Dazu muss ein Umrechnungsfaktor  $\kappa$  von der Spannung in die Energie bestimmt werden. Aus der Theorie ist mit  $E_\alpha = 5,486 \text{ MeV}$  die Energie der  $\alpha$ -Teilchen im Vakuum bekannt. Es ergibt sich:

$$\kappa = \frac{E_\alpha}{b_{ohne}} = (1,255 \pm 0,005) \frac{\text{MeV}}{\text{V}}.$$

Der Fehler  $\sigma_\kappa$  bestimmt sich nach der Gaußschen Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_\kappa = \frac{E_\alpha}{b_{ohne}} \sigma_{b_{ohne}}.$$

Somit beträgt der Energieverlust:

$$\Delta E = \kappa(b_{ohne} - b_{mit}) = (1,13 \pm 0,08) \text{ MeV}.$$

Der Fehler  $\sigma_E$  berechnet sich über die Gaußsche Fehlerfortpflanzung:

$$\sigma_E = \sqrt{(b_{ohne} - b_{mit})^2 \sigma_\kappa^2 + \kappa^2 (\sigma_{b_{ohne}}^2 + \sigma_{b_{mit}}^2)}.$$

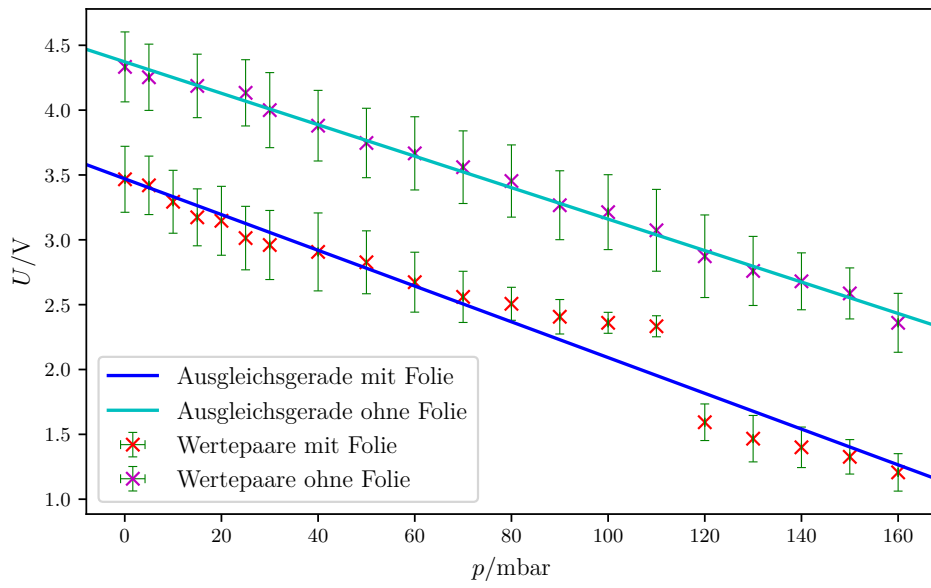
Es folgt mit Formel (2) und

$$v^2 = \frac{2\bar{E}}{m_\alpha} = \frac{E_\alpha}{m_\alpha} \left( 1 + \frac{b_{mit}}{b_{ohne}} \right)$$

sowie den Werten für Gold aus Tabelle 1 für die Dicke  $d$  der Folie:

$$d = (2,56 \pm 0,17) \mu\text{m}.$$

Der Fehler von  $d$  berechnet sich ebenfalls mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung.



**Abbildung 5:** Die Spannung  $U$  aufgetragen gegen den Druck  $p$  mit und ohne Folie.

**Tabelle 2:** Die Spannungen  $U_i$  zu den Drücken  $p$  bei der Messung ohne Folie.

$p_{\text{ohne}}/(\text{mbar})$	$U_{\text{high,ohne}}/\text{V}$	$U_{\text{low,ohne}}/\text{V}$	$U_{\text{mid,ohne}}/\text{V}$	$\bar{U}_{\text{ohne}}/(\text{V})$
0,05	4,84	3,92	4,24	$4,33 \pm 0,27$
5,00	4,72	3,84	4,20	$4,25 \pm 0,26$
15,00	4,64	3,80	4,12	$4,19 \pm 0,25$
25,00	4,60	3,72	4,08	$4,13 \pm 0,26$
30,00	4,52	3,52	3,96	$4,00 \pm 0,29$
40,00	4,40	3,48	3,76	$3,88 \pm 0,28$
50,00	4,24	3,32	3,68	$3,75 \pm 0,27$
60,00	4,20	3,24	3,56	$3,67 \pm 0,29$
70,00	4,08	3,12	3,48	$3,56 \pm 0,28$
80,00	3,96	3,00	3,40	$3,45 \pm 0,28$
90,00	3,72	2,80	3,28	$3,27 \pm 0,27$
100,00	3,72	2,72	3,20	$3,21 \pm 0,29$
110,00	3,68	2,62	2,92	$3,1 \pm 0,4$
120,00	3,40	2,30	2,92	$2,9 \pm 0,4$
130,00	3,24	2,32	2,72	$2,76 \pm 0,27$
140,00	3,06	2,30	2,68	$2,68 \pm 0,22$
150,00	2,94	2,26	2,56	$2,59 \pm 0,20$
160,00	2,78	2,00	2,30	$2,36 \pm 0,23$

**Tabelle 3:** Die Spannungen  $U_i$  zu den Drücken  $p$  bei der Messung mit Folie.

$p_{\text{mit}}/(\text{mbar})$	$U_{\text{high,mit}}/\text{V}$	$U_{\text{low,mit}}/\text{V}$	$U_{\text{mid,mit}}/\text{V}$	$\bar{U}_{\text{mit}}/(\text{V})$
0,05	3,92	3,04	3,44	$3,47 \pm 0,26$
5,00	3,82	3,04	3,40	$3,42 \pm 0,23$
10,00	3,72	2,88	3,28	$3,29 \pm 0,25$
15,00	3,56	2,80	3,16	$3,17 \pm 0,22$
20,00	3,60	2,68	3,16	$3,15 \pm 0,27$
25,00	3,40	2,56	3,08	$3,01 \pm 0,25$
30,00	3,44	2,52	2,92	$2,96 \pm 0,27$
40,00	3,44	2,40	2,88	$2,9 \pm 0,4$
50,00	3,24	2,40	2,84	$2,83 \pm 0,25$
60,00	3,08	2,28	2,66	$2,67 \pm 0,24$
70,00	2,92	2,24	2,52	$2,56 \pm 0,20$
80,00	2,72	2,28	2,52	$2,51 \pm 0,13$
90,00	2,64	2,18	2,40	$2,41 \pm 0,14$
100,00	2,50	2,22	2,36	$2,36 \pm 0,09$
110,00	2,48	2,20	2,32	$2,33 \pm 0,09$
120,00	1,86	1,38	1,54	$1,59 \pm 0,15$
130,00	1,78	1,16	1,46	$1,47 \pm 0,18$
140,00	1,66	1,12	1,42	$1,40 \pm 0,16$
150,00	1,56	1,10	1,32	$1,33 \pm 0,14$
160,00	1,46	0,96	1,20	$1,21 \pm 0,15$

## 5.4 Untersuchung des differentiellen Wirkungsquerschnitts für eine dünne Goldfolie

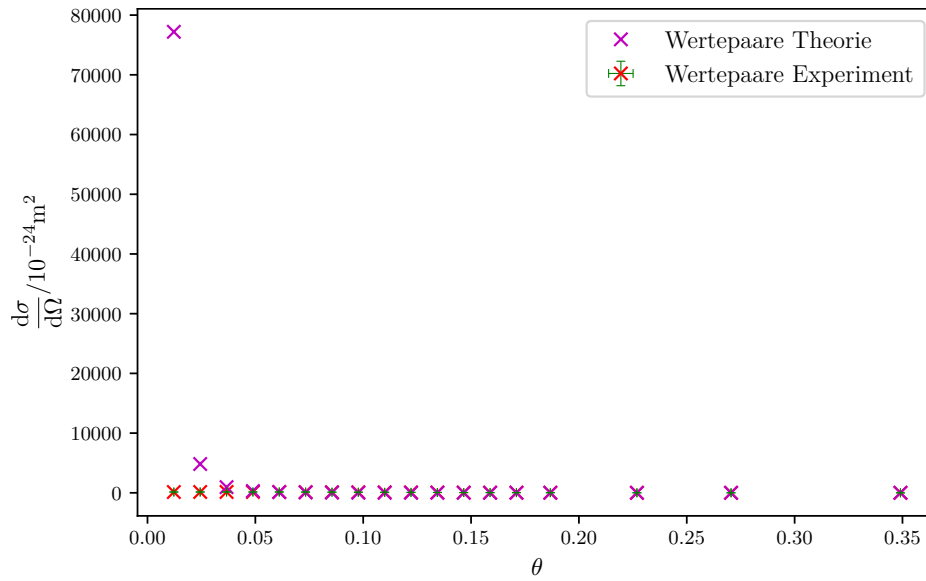
Für eine dünne Goldfolie mit 2  $\mu\text{m}$  Dicke wird der differentielle Wirkungsquerschnitt untersucht. Der experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitt lässt sich aus der Intensität  $I = \frac{dN}{dt}$  bestimmen [6]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = \frac{I}{Adn\Omega}, \quad (4)$$

mit der Aktivität  $A = (15,13 \pm 0,22)$  Bq, die auf die Goldfolie trifft, der Teilchendichte  $n$ , der Dicke  $d$  und dem Raumwinkel  $\Omega = \frac{\pi r^2}{a^2}$ , der vom Detektor abgedeckt wird. Mit  $r = 5$  mm und dem Abstand zwischen Quelle und Detektor  $a = 101$  mm [2] ergeben sich die Werte aus Tabelle 4. Der Fehler auf  $N$  ergibt sich wegen der Poisson-Verteilung zu  $\sigma_N = \sqrt{N}$ . Der Fehler  $\sigma_{exp}$  auf den differentiellen Wirkungsquerschnitt ergibt sich mit der Gaußschen Fehlerfortpflanzung zu:

$$\sigma_{exp} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_I}{Adn\Omega}\right)^2 + \left(\frac{I\sigma_A}{A^2dn\Omega}\right)^2}, \quad (5)$$

mit  $\sigma_I = \frac{\sigma_N}{t}$ . Die theoretischen Werte werden mit den Werten aus Tabelle 1 nach Formel (3) berechnet. In den Abbildungen 6 und 7 sind die Werte gegenübergestellt. Zur besseren Veranschaulichung werden in Abbildung 7 die ersten beiden Wertepaare weggelassen.



**Abbildung 6:** Der experimentelle und theoretische differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  aufgetragen gegen den Winkel  $\theta$ .

**Tabelle 4:** Die Anzahl der Counts  $N$  und die gemessene Zeit  $t$  in Abhängigkeit vom Winkel  $\theta$ , sowie die berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte.

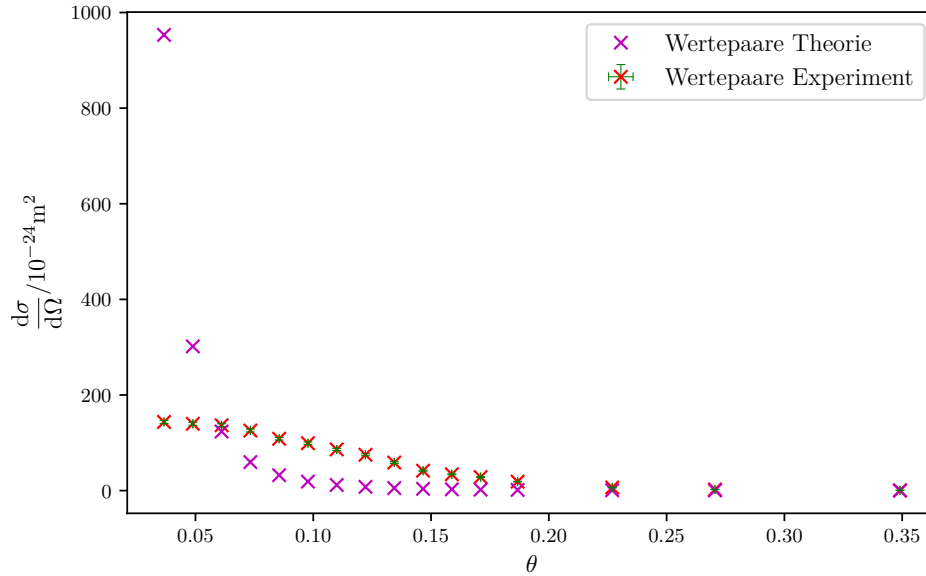
$\theta/^{\circ}$	$N$	$t/s$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{exp}}/10^{-24}\text{m}^2$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{theo}}/10^{-24}\text{m}^2$
0,7	$3310 \pm 60$	300	$132 \pm 4$	77200
1,4	$3490 \pm 60$	300	$133 \pm 4$	4825
2,1	$3600 \pm 60$	300	$144 \pm 4$	953,3
2,8	$3500 \pm 60$	300	$140 \pm 4$	301,7
3,5	$3430 \pm 60$	300	$137 \pm 4$	123,6
4,2	$3150 \pm 60$	300	$126 \pm 3$	59,62
4,9	$2720 \pm 60$	300	$108 \pm 3$	32,19
5,6	$2484 \pm 50$	300	$99 \pm 3$	18,88
6,3	$2160 \pm 50$	300	$86 \pm 3$	11,79
7,0	$1880 \pm 50$	300	$75 \pm 3$	7,739
7,7	$1470 \pm 40$	300	$59 \pm 2$	5,289
8,4	$2090 \pm 50$	600	$42 \pm 2$	3,736
9,1	$1710 \pm 50$	600	$34 \pm 1$	2,714
9,8	$1420 \pm 40$	600	$28 \pm 1$	2,019
10,7	$940 \pm 40$	600	$19 \pm 1$	1,422
13,0	$161 \pm 13$	300	$6,4 \pm 0,6$	0,6546
15,5	$121 \pm 11$	600	$2,4 \pm 0,3$	0,3251
20,0	$26 \pm 6$	600	$0,5 \pm 0,2$	0,1182
merged common ancestors				
$\theta/^{\circ}$	$N$	$t/s$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{exp}}/10^{-24}\text{m}^2$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{theo}}/10^{-24}\text{m}^2$
0,7	$3310 \pm 60$	300	$800 \pm 19$	77200
1,4	$3490 \pm 60$	300	$846 \pm 20$	4825
2,1	$3600 \pm 60$	300	$871 \pm 20$	953,3
2,8	$3500 \pm 60$	300	$848 \pm 20$	301,7
3,5	$3430 \pm 60$	300	$830 \pm 19$	123,6
4,2	$3150 \pm 60$	300	$763 \pm 18$	59,62
4,9	$2720 \pm 60$	300	$658 \pm 16$	32,19
5,6	$2484 \pm 50$	300	$602 \pm 16$	18,88
6,3	$2160 \pm 50$	300	$522 \pm 14$	11,79
7,0	$1880 \pm 50$	300	$454 \pm 13$	7,739
7,7	$1470 \pm 40$	300	$356 \pm 11$	5,289
8,4	$2090 \pm 50$	600	$253 \pm 7$	3,736
9,1	$1710 \pm 50$	600	$207 \pm 6$	2,714
9,8	$1420 \pm 40$	600	$172 \pm 6$	2,019
10,7	$940 \pm 40$	600	$114 \pm 5$	1,422
13,0	$161 \pm 13$	300	$39 \pm 4$	0,6546
15,5	$121 \pm 11$	600	$14,7 \pm 1,4$	0,3251
20,0	$26 \pm 6$	600	$3,2 \pm 0,7$	0,1182
$\theta/^{\circ}$	$N$	$t/s$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{exp}}/10^{-24}\text{m}^2$	$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{theo}}/10^{-24}\text{m}^2$
0,7	$3310 \pm 60$	300	$800 \pm 19$	77200
1,4	$3490 \pm 60$	300	$846 \pm 20$ 14	4825
2,1	$3600 \pm 60$	300	$871 \pm 20$	953,3
2,8	$3500 \pm 60$	300	$848 \pm 20$	301,7
3,5	$3430 \pm 60$	300	$830 \pm 19$	123,6
4,2	$3150 \pm 60$	300	$763 \pm 18$	59,62
4,9	$2720 \pm 60$	300	$658 \pm 16$	32,19
5,6	$2484 \pm 50$	300	$602 \pm 16$	18,88
6,3	$2160 \pm 50$	300	$522 \pm 14$	11,79
7,0	$1880 \pm 50$	300	$454 \pm 13$	7,739
7,7	$1470 \pm 40$	300	$356 \pm 11$	5,289
8,4	$2090 \pm 50$	600	$253 \pm 7$	3,736
9,1	$1710 \pm 50$	600	$207 \pm 6$	2,714
9,8	$1420 \pm 40$	600	$172 \pm 6$	2,019
10,7	$940 \pm 40$	600	$114 \pm 5$	1,422
13,0	$161 \pm 13$	300	$39 \pm 4$	0,6546
15,5	$121 \pm 11$	600	$14,7 \pm 1,4$	0,3251
20,0	$26 \pm 6$	600	$3,2 \pm 0,7$	0,1182

« « « < HEAD

|||||||

=====

» » » > ?



**Abbildung 7:** Der experimentelle und theoretische differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  aufgetragen gegen den Winkel  $\theta$  ohne die ersten beiden Messwerte.

## 5.5 Untersuchung des Einflusses von Mehrfachstreuung

Es wird untersucht, ob bei dickeren Folien Mehrfachstreuung auftritt. Dazu wird bei  $\theta = 6,3^\circ$  die Intensität gemessen. Bei einer Messzeit von  $t = 300$  s ergeben sich für eine  $2\text{ }\mu\text{m}$  und eine  $4\text{ }\mu\text{m}$  dicke Folie Zählraten von  $N_{2\text{ }\mu\text{m}} = 2156 \pm 47$  und  $N_{4\text{ }\mu\text{m}} = 1452 \pm 39$ . Für die Intensität  $I$  folgt:

$$I_{2\text{ }\mu\text{m}} = (7,19 \pm 0,16) \frac{1}{\text{s}}$$

$$I_{4\text{ }\mu\text{m}} = (4,84 \pm 0,13) \frac{1}{\text{s}}.$$

Die Fehler bestimmen sich wie in den vorherigen Kapiteln.

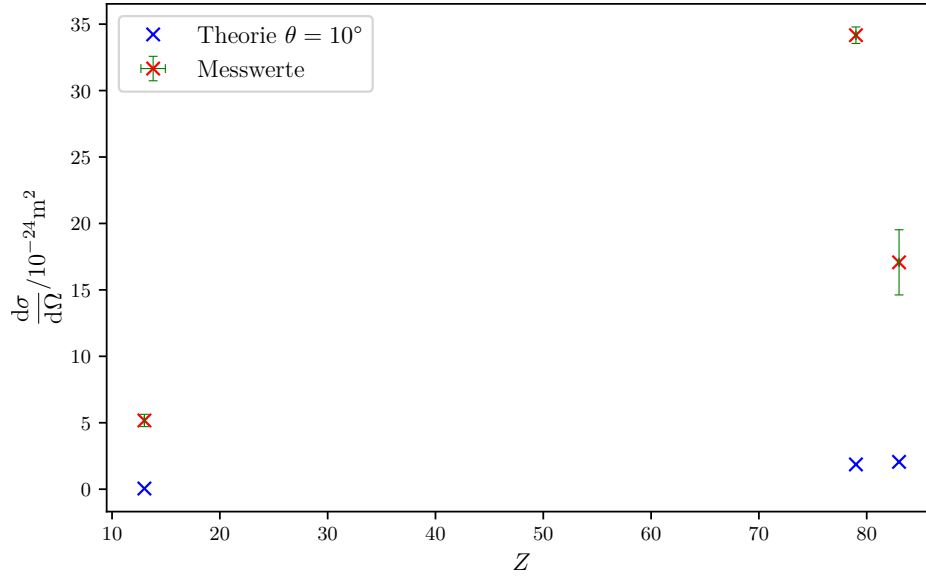
## 5.6 Z-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Es wird die  $Z$ -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts untersucht. Dafür werden die Intensitäten  $I_\theta$  bei einer Streuung an Gold, Aluminium und Bismut bei gleichem Winkel  $\theta$  bestimmt.

Die Daten für die Dicken  $d$  der Folien und der Intensitäten werden in diesem Versuchsteil zur Verfügung gestellt, allerdings ist der Winkel unbekannt. Deswegen werden die mit den Werten aus Tabelle 1 nach Formel (4) berechneten differentiellen Wirkungsquerschnitte mit drei theoretischen Werten bei  $\theta = 3^\circ$ ,  $\theta = 3,5^\circ$  und  $\theta = 4^\circ$  verglichen. Diese berechnen sich nach Formel (3).

Die berechneten Werte befinden sich in Abhängigkeit von  $Z$  in Tabelle 5 und sind in

Abbildung 8 gegeneinander aufgetragen.



**Abbildung 8:** Der experimentelle und die theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  aufgetragen gegen die Kernladungszahl  $Z$ .

**Tabelle 5:** Die Intensität  $I_\theta$  für einen bestimmten Streuwinkel  $\theta$ , der experimentelle differentielle Wirkungsquerschnitt, sowie die theoretischen differentiellen Wirkungsquerschnitte für  $\theta = 3^\circ$ ,  $\theta = 3,5^\circ$  und  $\theta = 4^\circ$  in Abhängigkeit von der Kernladungszahl  $Z$ .

$Z$	$I_\theta/\text{s}^{-1}$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}}/10^{-24}\text{m}^2$	$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{theo}}/10^{-24}\text{m}^2$
79	$2,85 \pm 0,03$	$34 \pm 1$	1,86
13	$0,68 \pm 0,06$	$5 \pm 1$	0,05
83	$0,35 \pm 0,05$	$17 \pm 3$	2,06

## 6 Diskussion

Die experimentell bestimmte Aktivität besitzt wie in Tabelle 6 zu sehen eine Abweichung von 53 %. Dies ist wie schon in der Auswertung angemerkt auf die zu geringe abgedeckte Fläche von 4 mm zurückzuführen. Diese ist zu gering, da bei der Kollimation mit den Blenden parallele Strahlen angenommen werden. Wäre der Abstand der Quelle zu den Blenden bekannt, könnte ein genauerer Wert berechnet werden. Durch Rückrechnen ist er im Bereich um die 6 mm anzunehmen.

Werden die Abbildungen 3 und 4 verglichen, so ist zu erkennen, dass durch das Verstärken



**Tabelle 6:** Die experimentellen und theoretischen Werte der Aktivität  $A$  und der Dicke  $d$  mit ihrem Fehler.

Größe	Experimentell	theoretisch	Fehler
$A$	$(485 \pm 7) \text{ kBq}$	$(317 \pm 1) \text{ kBq}$	53 %
$d$	$(2,56 \pm 0,17) \mu\text{m}$	$2 \mu\text{m}$	28 %

des Signals eine stetige Funktion entsteht und der Peak abgerundet wird. Der generelle Verlauf bleibt jedoch erhalten.

Die Dicke der Folie ist zu  $d = (2,56 \pm 0,17) \mu\text{m}$  bestimmt worden. Dies ergibt eine Abweichung von 28 % zu der tatsächlichen Dicke von  $2 \mu\text{m}$ . Dies ist dadurch zu erklären, dass die Peakhöhe der Impulse, besonders bei der Messung mit Folie, stark fluktuiert sind und nur ein ungenauer Wert am Oszilloskop abgelesen werden konnte. Zudem entspricht die Energie der  $\alpha$ -Teilchen, wie Abbildung 1 zu entnehmen, nur in 85,2 % der Fälle der angenommenen Energie.

Wird der differentielle Wirkungsquerschnitt in Abbildung 6 betrachtet, so scheinen die Werte außer bei der Singularität um  $\theta = 0^\circ$  gut mit der Theorie übereinzustimmen. In Abbildung 7 ist jedoch zu erkennen, dass die Werte erst für deutlich größere Winkel gegen Null laufen. Dies liegt möglicherweise am Einfluss der Mehrfachstreuung, deren Auftreten in Kapitel 5.5 bestätigt wird, da bei der dickeren Folie eine deutlich geringere Intensität zu beobachten ist.

Wie in Abbildung 8 zu sehen, konnte die eigentlich quadratische  $Z$ -Abhängigkeit nicht bestätigt werden. Da die Messdaten zur Verfügung gestellt wurden, kann hier keine Aussage über die Abweichung gemacht werden.

## Literatur

- [1] Werner U. Boeglin. *Rutherford scattering*. URL: [http://wanda.fiu.edu/teaching/courses/Modern\\_lab\\_manual/Rutherford.html](http://wanda.fiu.edu/teaching/courses/Modern_lab_manual/Rutherford.html) (besucht am 31.01.2019).
- [2] TU Dortmund. *Versuch V16: Rutherford Streuexperiment*. URL: <http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/FP/SKRIPT/Rutherford.pdf> (besucht am 01.03.2019).
- [3] Andy Hoppe. *Elemente im Periodensystem der Elemente*. URL: <http://www.periodensystem.info/elemente/> (besucht am 01.03.2019).
- [4] John D. Hunter. *Matplotlib: A 2D Graphics Environment*. Version 1.5.3. URL: <http://matplotlib.org/> (besucht am 13.11.2017).
- [5] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.18.1. URL: <http://www.scipy.org/> (besucht am 13.11.2017).
- [6] Prof. Dr. Kevin Kröninger. „Script zur Einführung in die Kern- und Elementarteilchenphysik, Kapitel 2.4.1“. In: (2018/2019).
- [7] Eric O. Lebigot. *Uncertainties: a Python package for calculations with uncertainties*. Version 3.0.1. URL: <http://pythonhosted.org/uncertainties/> (besucht am 13.11.2017).
- [8] Travis E. Oliphant. *NumPy: Python for Scientific Computing*. Version 1.11.1. URL: <http://www.numpy.org/> (besucht am 13.11.2017).
- [9] Katharina Burchard / Tino Götzke / Oliver Nagel / Thomas Papke / Johannes Petereid / Markus Quade. *Kernpraktikum 2010, Energie und Reichweite von Strahlung*. URL: [https://www.uni-potsdam.de/u/phys\\_gprakt/html/projekte/kernstrahlung/kernstrahlung\\_20.pdf](https://www.uni-potsdam.de/u/phys_gprakt/html/projekte/kernstrahlung/kernstrahlung_20.pdf) (besucht am 01.03.2019).
- [10] Alejandro Sonzogni. *NuDat 2.7*. URL: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat2/reCenter.jsp?z=95&n=146> (besucht am 01.03.2019).