

Versuchsauswertung zu K1

α - Strahlenwechselwirkung

André Bergner
Niels v. Festenberg

Universität Potsdam bei Dr. Regenstein

23. November 2003

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
1.1	Zielsetzung	2
1.2	Grundlagen	2
1.2.1	α -Strahlen	2
1.2.2	Absorptionstheorie: Bethe-Bloch-Formel und Braggkurve	2
1.2.3	Rutherfordstreuung	3
2	Material und Methoden	3
2.1	α -Strahler	3
2.2	Vakuumpipeline, α -Detektor und Verstärker	3
2.3	Luft und Glimmerfolie als Absorber	4
2.4	Goldfolie als Absorber	5
3	Ergebnisse	6
3.1	Kalibrierung	6
3.2	Luft und Glimmer als Absorber	6
3.3	Rutherfordstreuung nach Chadwick	6
4	Diskussion	9
4.1	Transmissionskurven	9
4.2	Rutherford-Experiment	9
5	Schlußfolgerungen	10
6	Anhang	10

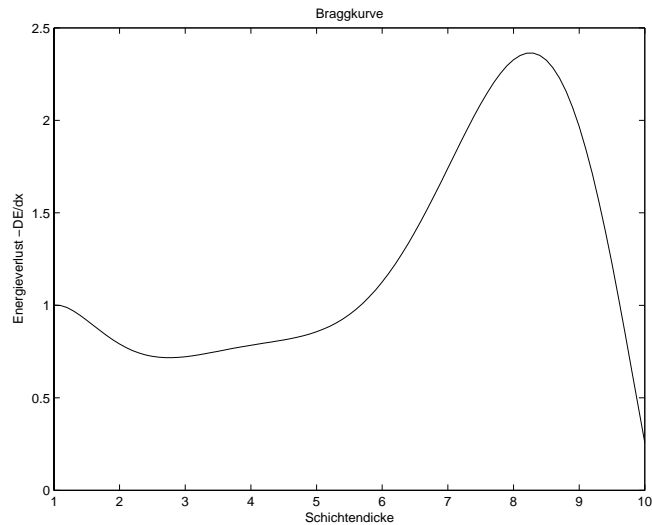


Abbildung 1: qualitative Bragg-Kurve

1 Einleitung

1.1 Zielsetzung

In dem Versuch wurde die Wechselwirkung von α -Strahlen mit Luft, Glimmer- und Goldfolie untersucht. Dazu wurden verschiedene Wechselwirkungskoeffizienten bzw. Streuraten bestimmt, die in mäßige Übereinstimmung mit Literaturwerten gebracht werden konnten.

1.2 Grundlagen

1.2.1 α -Strahlen

α -Strahlen treten vorwiegend beim radioaktiven Zerfall schwerer Atomkerne mit Massenzahlen $Z > 170$ auf. Die emittierte Strahlung besteht aus zweifach positiv geladenen Teilchen der Masse $4u$, also vollständig ionisierten ${}^4\text{He}$ -Atomrümpfen. Ihre kinetische Energie nach der Emission ist typischerweise auf das relativ schmale Band von 5 bis 9 MeV beschränkt.

1.2.2 Absorptionstheorie: Bethe-Bloch-Formel und Braggkurve

Schwere geladene Teilchen wie die α -Teilchen werden beim Durchgang durch Materie vor allem durch elastische und unelastische Stöße mit den Atomhüllen des absorbierenden Materials abgebremst. Da solche Quanten wesentlich schwerer als die Hüllelektronen sind, werden sehr viele Stöße bis zur vollständigen Absorption benötigt. Für nicht zu niedrige Energien wird die Energieverlustrate $S_{Sto\beta}$ durch die sogenannte Bethe-Bloch-Formel beschrieben:

$$S_{Sto\beta} = - \left(\frac{dE}{dx} \right)_{Sto\beta} = \left(\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \right) \frac{4\pi e^4 z^2}{m_e v^2} N Z \left(\ln \frac{2m_e v^2}{I^*(1-\beta^2)} - \beta^2 - \frac{\delta}{2} \right), \quad (1)$$

wobei folgende Bezeichnungen gelten:

ϵ_0	Dielektrizitätskonstante
e	Elementarladung
z	Ladungszahl des ionisierenden Teilchens
v	Geschwindigkeit
Z	Kernladungszahl des absorbierenden Materials
N	Anzahldichte des absorbierenden Materials
β	$= \frac{v}{c}$
$\delta/2$	Fermis Korrekturterm (für sehr hohe Energien)
I^*	mittlere Ionisierungsenergie des Absorbers

Die mittlere Ionisierungsenergie des Absorbers I^* ist gegeben durch die empirische Formel

$$I^* = 7.6\text{eV}(1 + 0.6Z^{-2/3}). \quad (2)$$

In Abbildung 1 ist qualitativ $\frac{dE}{dx}$ über x aufgetragen, die sogenannte Bragg-Kurve. Für hohe Energien (und entsprechend geringe Eindringtiefen) sinkt die Energieverlustrate zunächst ab. Die Absorberatomabstände erscheinen den einfallenden Teilchen zunächst Lorentz-kontrahiert. Mit fallender Geschwindigkeit vermindert sich dieser Effekt. Danach beginnt die steigende Wechselwirkungszeit zu überwiegen, die Energieverlustrate erreicht ein Maximum. Für niedrige Energien bestimmen vor allem Ionisationsprozesse den Kurvenverlauf. Bei den zweifach positiv geladenen α -Teilchen wird die Bethe-Bloch-Formel für sehr niedere Energien allerdings unrichtig, da in ihr Umladungsprozesse der Art $\text{He}^{2+} + e^- \rightarrow \text{He}^+$ nicht berücksichtigt werden.

1.2.3 Rutherfordstreuung

Wenn α -Strahlen auf Goldfolie mit μm -Mächtigkeit geschossen werden, lassen sich aus den winkelabhängigen Streuraten Rückschlüsse auf die Atomkerndimension ziehen. Mit der Rutherford'schen Atomvorstellung eines sehr dichten und positiv geladenen Atomkernes der Dimension 10^{-15}m und einer praktisch masselosen Atomhülle der Größenordnung 10^{-10}m aus negativ geladenen Elektronen ergibt sich die Streurrate $n(\theta)$ proportional zu (mit θ Streuwinkel, Z Kernladungszahl des Absorbers):

$$n(\theta) \propto \frac{2e^2Z}{E^2 \sin^4(\theta/2)}. \quad (3)$$

2 Material und Methoden

2.1 α -Strahler

Als α -Strahler wurde ^{241}Am verwendet. Zur Eichung lag ein offenes Präparat der Aktivität 3,7 kBq vor. Zur Durchführung der Streuversuche wurde ein abgedecktes mit 370 kBq verwendet.

2.2 Vakuumröhre, α -Detektor und Verstärker

Alle Versuche wurden in einer evakuierbaren Glasröhre der Firma Phywe durchgeführt. Als α -Detektor diente das Phywe-Gerät Nr. 09100.00, ein Siliziumoberflächensperrschichtzähler. Ein p-dotiertes Siliziumplättchen liegt zwischen einer sehr dünnen aufgedampften Aluminiumschicht auf der Eintrittsseite und einer aufgedampften Goldschicht auf der anderen. Es liegt eine Hochspannung an, wodurch sich

am Übergang Si-Al eine Sperrschicht ausbildet. Die Aluminiumschicht ist so dünn, dass eingestrahlte α -Teilchen sie quasi ungehindert passieren können. Die Absorption im Silizium setzt Ladungsträger frei, die mittels der anliegenden Hochspannung zu einem Strom proportional zur Energie des absorbierten α -Teilchens werden. Dieser Strom wird schließlich über einen Vorverstärker, einen Linearverstärker, eine Spektrometerelektronik und einen Computer in Teilchenimpulse umgesetzt, verteilt auf 8192 Energiekanäle. Die genauen Verstärker-Einstellungen bei unserem Experiment sind im Anhang angegeben.

2.3 Luft und Glimmerfolie als Absorber

Um die Wechselwirkung von α -Strahlen mit Luft zu untersuchen, wurde bei einem festem Abstand von $l=15\text{cm}$ die Zählrate für verschiedene Drücke gemessen. Die Drücke lassen sich in äquivalente Luftschichtdicken R umrechnen und zwar via

$$R = l \frac{p}{p_0}, \quad (4)$$

wobei die Temperatur als den Normalbedingungen entsprechend angenommen wurde. Dieses Vorgehen vermeidet die sonst nötigen umständlichen Korrekturen aufgrund der nicht-verschwindenden α -Strahldivergenz.

Die Messungen an Glimmerfolie bei ebenfalls festem Abstand von $l_2 = 5,0 \text{ cm}$ wurden im Quasivakuum bei $p \approx 1 \text{ mbar}$ durchgeführt.

Die Auswertung der Messungen kann für beide Fälle nach Melchers [1] Methoden erfolgen.

Dort wird das bekannte Lambert-Beer-Gesetz der Transmission verallgemeinert zur Form

$$w = e^{-\mu x} \sum_{z=0}^{n-1} \frac{(\mu x)^z}{z!}, \quad (5)$$

wobei w die Transmission, x die Schichtdicke, μ den Absorptionskoeffizienten und n die Anzahl der Wechselwirkungen des α -Quants mit dem Absorber angibt.

Mit Hilfe der in Abbildung 2 gezeigten Größen kann man dann gemäß

$$n = \frac{\pi}{2} \left(\frac{R_m}{R_{ext} - R_m} \right)^2 \quad (6)$$

und

$$\mu = \frac{n - n_k}{R_m} \quad (7)$$

die Wechselwirkungsanzahl n und den Wechselwirkungskoeffizienten μ bestimmen, wobei $n_k = 0.33$ eine empirische Korrekturgröße darstellt. Über die Ermittlung der jeweils häufigsten Energie der gestreuten α -Teilchen läßt sich schließlich per Differentiation nach dem Ort die Braggkurve berechnen.

Aus der maximalen Reichweite in Luft kann man nach dem empirischen Geiger'schen Reichweitengesetz die α -Energie berechnen:

$$E_\alpha = \left(\frac{R_{max}}{3.1} \right)^{2/3} \quad (8)$$

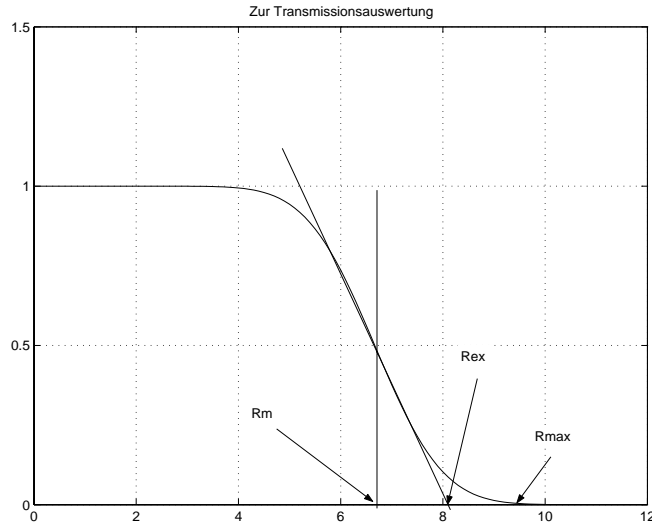


Abbildung 2: Zur Auswertung der Transmissionskurven

Melcher ([1], S. 165) gibt eine Methode an, mit der mögliche Abhängigkeiten $\mu = \mu(x)$ ermittelt werden können. Wenn Absorptionsverläufe $w_a(x) = 1 - w(x)$ für unterschiedliche α -Energien E_0 gemessen wurden, kann aus der Einhüllenden $w_{M,exp}$ der Kurven $\frac{dw_a}{dx}$ die Schichtdickenabhängigkeit $\mu(x)$ gefunden werden. Dazu wird $w_{M,exp}$ mit dem theoretischen Wert w_M , gegeben durch

$$w_M = \frac{(\mu x)^{\mu x}}{(\mu x)!} e^{-\mu x} \quad (9)$$

verglichen, wobei die Schnittpunkte von $w_{M,exp}$ mit Gl. 9 für verschiedene μ die desuchte Abhängigkeit $\mu(x)$ ergeben.

2.4 Goldfolie als Absorber

Statt des experimentell anspruchsvollen Originalaufbaus nach Rutherford wurde hier die Versuchsvariante nach Chadwick (beschrieben in [2]) durchgeführt. Dabei wird eine ringförmige Goldfolie in die Mitte zwischen α -Strahler und Detektor aufgestellt. Verschiedene Winkel werden durch verschiedene Strahler-Detektor-Abstände realisiert. Die Streurrate ergibt sich bei diesem Aufgabe näherungsweise winkelunabhängig durch

$$\Delta n \approx \frac{Q A_d A_F d_F}{4\pi a^4} \cdot \frac{N}{4} \frac{2Z e^2}{4\pi\epsilon_0 2E_\alpha}, \quad (10)$$

wobei

- Q Aktivität der Quelle, 370 kBq
- a mittlerer Folienradius, $20 \cdot 10^{-3}$ m
- A_D Detektorfläche, $50 \cdot 10^{-6}$ m
- A_F Goldfolienfläche, $\approx 600 \cdot 10^{-6}$ m
- d_F Goldfoliendicke, $1,5 \cdot 10^{-6}$ m
- N Anzahldichte des absorbierenden Materials, $5,9 \cdot 10^{-28}$ m $^{-3}$
- Z Ladungszahl des Streumaterials, 79
- E_α Energie der α -Strahlen, $\approx 4,5$ Mev .

Daraus ergibt sich $\Delta n \approx 0.082$ s $^{-1}$ für unseren Aufbau.

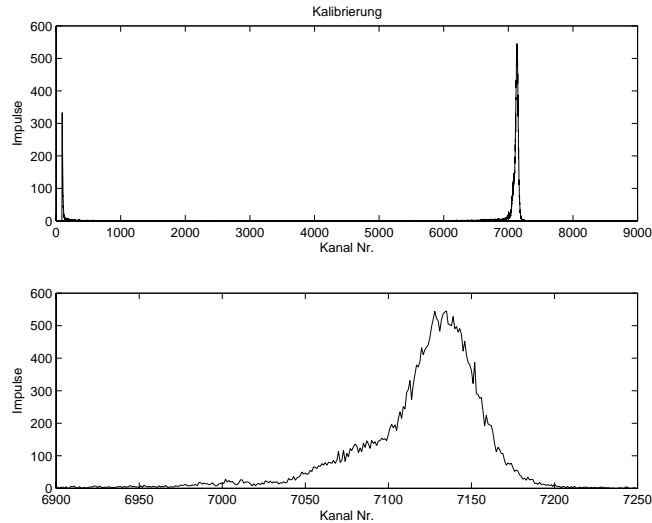


Abbildung 3: Kalibrierung

3 Ergebnisse

3.1 Kalibrierung

Zur Kalibrierung wurde das offene 3,7kBq-Präparat verwendet. Abbildung 3 zeigt das Ergebnis nach etwa 18-stündiger Bestrahlung. Der Hauptpeak gehört zur 5,484 MeV-Linie des ^{241}Am . Der schwach ausgeprägte Nebenpeak, erkennbar nur in der Vergrößerung, liegt bei $E = 5,442$ MeV. Nach diesen beiden Maxima wurden die Kanäle geeicht. Die hohen Ausschläge am unteren Ende der Skala sind Rauschereffekte.

3.2 Luft und Glimmer als Absorber

Abbildung 3.2 zeigt die gemessenen Transmissionskurven. Für jeden Messpunkt wurde im Mittel 90 s bestrahlt. Außerdem ist die zur sinnvollen Auswertung benötigte Extrapolation über Gl. 5¹ eingetragen. Für Luft ergibt sich $n_l \approx 70$ und $\mu_l \approx 6,1$, für die Glimmerfolie $n_f \approx 74$ und $\mu_f \approx 4,5$. Die maximalen Reichweiten betragen $R_{max,l} = 14,8$ cm bzw. $R_{max,f} = 22,0$ μm . Mit Gleichung 8 folgt eine α -Energie von 10,7 MeV.

Die Abbildungen 5 und 6 zeigen schließlich die Verläufe der häufigsten Energien sowie die Braggkurven. Zusätzlich sind allen Messungen noch vervollständigende Extrapolationen hinzugefügt.

3.3 Rutherfordstreuung nach Chadwick

Abbildung 7 zeigt die theoretische und vier gemessene Streuraten. Die Bestrahlung dauerte zwischen 30000 und 80000 Sekunden.

¹Zur Berechnung wurde allerdings nicht exakt der Ausdruck verwendet, sondern eine Näherung mit der Fehlerfunktion, wie in [1] beschrieben.

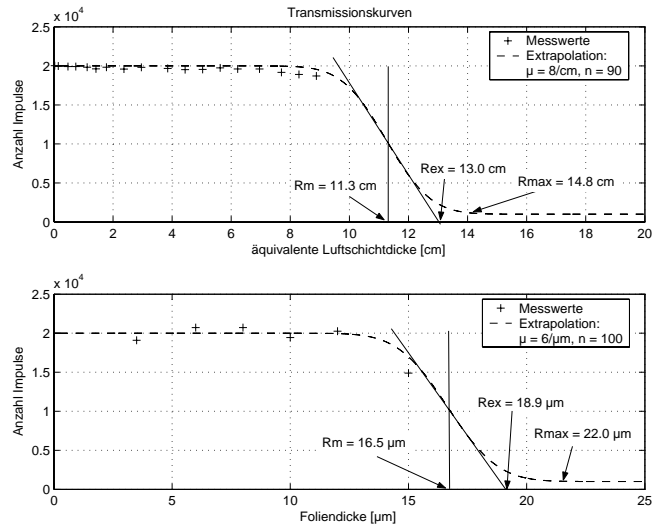


Abbildung 4: Transmissionskurven

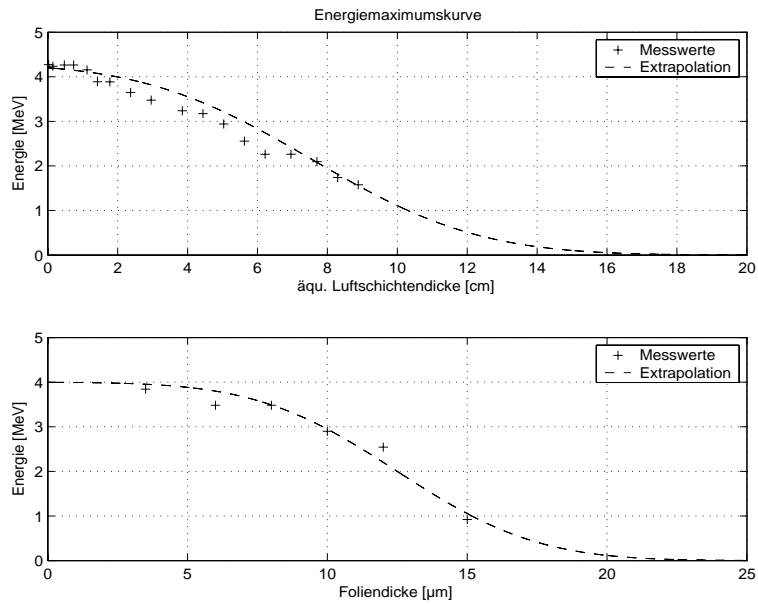


Abbildung 5: Häufigste-Energie-Kurven

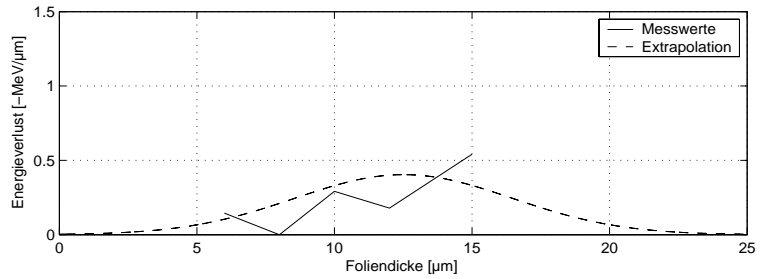
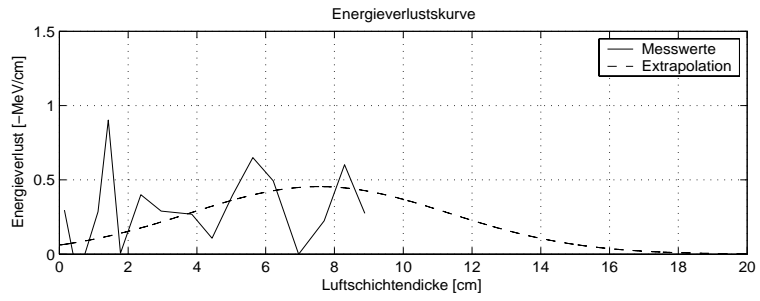


Abbildung 6: Bragg-Kurven

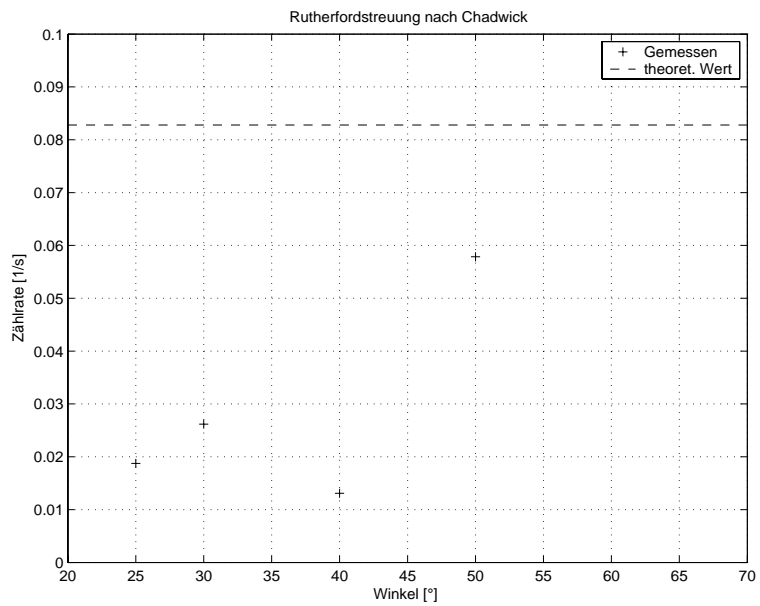


Abbildung 7: Rutherfordstreuung nach Chadwick

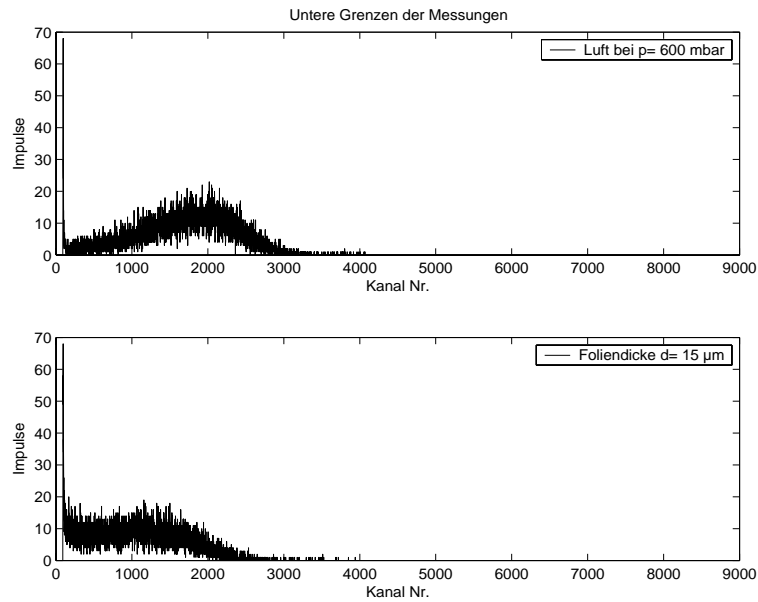


Abbildung 8: Unteres Ende der Streuversuche

4 Diskussion

4.1 Transmissionskurven

Die aus den Transmissionskurven bestimmten Werte stimmen in keiner diskutablen Weise mit Literaturwerten überein. Hierfür sehen wir vier mögliche Ursachen: 1. die Methodik nach Melcher ist nicht ausgereift, 2. das Energiemessintervall ist zu klein, 3. die Extrapolation ist nicht zulässig und 4. der Abstand zwischen Quelle und Detektor ist zu gering.

Die erste Ursache ist aufgrund der langjährigen Erprobung wohl auszuschließen und im Rahmen dieses kleinen Praktikums nicht weiter von Belang. Auf den ersten Blick scheint die Begrenzung des Energieintervalls als Ursache für die mäßige Qualität der Messungen eindeutig verantwortlich zu sein. Schließlich liegen die Impulse aller interessanten Streuversuche energetisch bereits so weit im Hintergrundrauschen des Detektors, dass eine sinnvolle Auswertung unmöglich wird (Abb. 8). Vermutlich ist dieser Eindruck aber trügerisch. Durch einen geschickteren Versuchsaufbau ließe sich derartiges möglicherweise vermeiden. So könnte man etwa den Abstand zwischen Quelle und Detektor noch größer wählen (wodurch auch der vierten vermuteten Wurzel der Messfehler Genüge geleistet wäre).

Schließlich bleibt die Frage nach der Zulässigkeit der Extrapolation. Sie ist es sicherlich nicht, dazu sind die vorliegenden Messwerte zu spärlich. Bemerkenswert bleibt alle mal, dass sich mit Melchers Methodik nicht exakt die Werte rekonstruieren lassen, mit denen die extrapolierten Kurven erzeugt wurden.

4.2 Rutherford-Experiment

Erfreulicher sind dagegen die Ergebnisse des Rutherford-Chadwick-Experimentes. Die systematische Abweichung der Werte nach unten läßt sich leicht erklären. Die tatsächliche Fläche der Goldfolie ist durch Beschädigungen und Querverstrebungen mindestens ein Fünftel kleiner als berechnet.

5 Schlußfolgerungen

Die Wechselwirkung von α -Strahlen mit Materie ist experimentell diffiziler zu ergründen als es auf den ersten Blick scheinen mag. Zumindest konnten für die Rutherford-Streuung befriedigende Ergebnisse erzielt werden.

6 Anhang

Verstärkereinstellungen

Vorverstärkerspannung	40 V
Gain 05-15	27
Coarse	50
Shaping time	1 μ s

Literatur

- [1] H. Melcher: Absorption und Transmission, Berlin, 1970
- [2] Universität Potsdam: Versuchsanleitung K1 α -Strahlenwechselwirkung, Dr. Regenstein
- [3] Herforth, L., Koch, H. : Praktikum der Radioaktivität und der Radiochemie, Leipzig, 1992