

V602

Absorption von Röntgenstrahlung

Jonas Osterholz

Moritz Rempe

Durchführung: 21.05.2019

Abgabe: 28.05.2019

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
3	Aufbau	4
4	Durchführung	5
5	Auswertung	5
5.1	Überprüfung der Bragg-Bedingung	5
5.2	Das Emissionsspektrum	6
5.3	Die Absorptionsspektren	9
5.3.1	Galliumabsorber	9
5.3.2	Zinkabsorber	10
5.3.3	Zirkoniumabsorber	10
5.3.4	Bromabsorber	11
5.3.5	Moseleysches-Gesetz	12
5.3.6	Wismutabsorber	12
5.4	Tabellen	14
6	Diskussion	18
6.1	Der schwere Absorber	18
6.2	Das Moseleysche Gesetz	19
	Literatur	19

1 Zielsetzung

Anhand des folgenden Versuches soll das Emissionsspektrum einer Cu-Röntgenröhre analysiert, sowie verschiedene Absorptionsspektren aufgenommen werden.

2 Theorie

Zur Erzeugung von Röntgenstrahlen wird eine evakuierte Röhre verwendet. Elektronen aus einer Glühkathode werden zu einer Anode hin beschleunigt. Beim Auftreffen entsteht dann besagte Röntgenstrahlung. Diese lässt sich in zwei Komponenten aufteilen. Die Bremsstrahlung, welche für das kontinuierliche Bremsspektrum verantwortlich ist, entsteht durch das Abbremsen des Elektrons im Coulombfeld des Atomkerns. Dabei wird ein Photon ausgesendet, ein Röntgenquant. Seine Energie ist gleich dem Energieverlust des Elektrons. Da das Elektron aber nur einen Teil seiner Energie abgibt, dieser Wert jedoch variieren kann, entsteht ein kontinuierliches Spektrum. Daraus ergibt sich die maximale Energie, bzw. die minimale Wellenlänge:

$$\lambda_{\min} = \frac{h \cdot c}{e_0 U}. \quad (1)$$

Hierbei wird das Elektron vollständig abgebremst und die kinetische Energie $E = e_0 U$ ist komplett in Strahlungsenergie $E = h\nu$ umgewandelt. Das charakteristische Spektrum ergibt sich hingegen aus der Ionisation des Anodenmaterials. Dabei entsteht in der inneren Schale eine freie Stelle für ein Elektron aus der höheren Schicht. Rutscht dieses nun nach, wird dabei ein Röntgenquant emittiert. Die Energie des ausgesendeten Photons ist dabei $h\nu = E_m - E_n$, die Energiedifferenz der beiden Schalen. Somit besteht das charakteristische Spektrum aus einzelnen, scharfen Linien. Diese sind charakteristisch für das jeweilige Anodenmaterial. Die genannten Linien werden mit K, L, M, ... bezeichnet, entsprechend der Übergangs-Schalen. Die Bindungsenergie E_n , welche ein Elektron auf der n-ten Schale besitzt gilt

$$E_n = -R_\infty z_{\text{eff}}^2 \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (2)$$

Durch die effektive Kernladung $z_{\text{eff}} = z - \sigma$ wird der Abschirmeffekt berücksichtigt. $R_\infty = 13.6\text{eV}$ ist die Rydbergenergie. Die Coulombanziehung auf äußere Elektronen ist verringert, da in einem Mehrelektronatom die Hüllenelektronen und die Wechselwirkung der Elektronen die Kernladung abschirmen. Jede charakteristische Linie ist meist von mehreren kleinen Linien umgeben. Diese Erscheinung wird Feinstruktur genannt. Sie entsteht aufgrund des Bahndrehimpulses und des Elektronenspins, durch welchen nicht alle Elektronen dieselbe Bindungsenergie besitzen. Im folgenden Versuch kann die Feinstruktur jedoch nicht beobachtet werden.

Bei der Absorption dominieren der Photoeffekt und der Comptoneffekt, sofern die Energie unter 1 MeV liegt. In Abbildung 1 ist die Absorptionskante zu erkennen. Diese tritt auf, wenn die Photonenenergie gerade größer als die Bindungsenergie des Elektrons auf der nächsten inneren Schale ist. Die Kante $h\nu_{\text{abs}} = E_n - E_m$ liegt dabei ca. an derselben

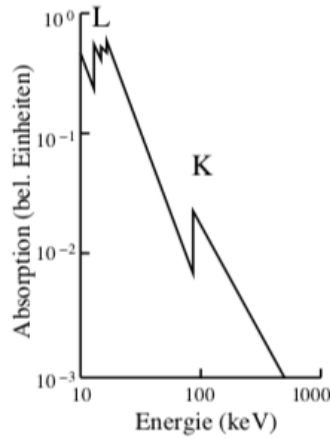


Abbildung 1: Absorptionskanten L und K im Absorptionsverlauf [1].

Stelle wie die Bindungsenergie des Elektrons. Die Bindungsenergie kann mithilfe der Sommerfeldschen Feinstruktur errechnet werden:

$$E_{n,j} = -R_{\infty} \left(z_{\text{eff},1}^2 \cdot \frac{1}{n^2} + \alpha^2 z_{\text{eff},2}^4 \cdot \frac{1}{n^3} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right) \quad (3)$$

α ist hierbei die Feinstrukturkonstante, n die Hauptquantenzahl und j der Gesamtdrehimpuls. Anstatt die Abschirmkonstante σ_L direkt zu bestimmen, kann die Energiedifferenz ΔE_L von zwei L-Kanten verwendet werden. Somit ergibt sich für die Abschirmkonstante

$$\sigma_L = Z - \left(\frac{4}{\alpha} \sqrt{\frac{\Delta E_L}{R_{\infty}}} - \frac{5 \Delta E_L}{R_{\infty}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 + \frac{19}{32} \alpha^2 \frac{\Delta E_L}{R_{\infty}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

Die Energie, bzw die Wellenlänge kann auch mithilfe der Braggschen Reflexion bestimmt werden. Das Röntgenlicht trifft auf ein dreidimensionales Gitter. Die Elektronen werden nun an jedem Gitteratom gebeugt und interferieren miteinander. Es kommt zur konstruktiven Interferenz unter dem Glanzwinkel Θ . Somit kann die Braggsche Bedingung angewendet werden:

$$2d \sin \Theta = n \lambda \quad (5)$$

3 Aufbau

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 2 abgebildet. Grundsätzlich besteht er aus einer Kupfer-Röntgenröhre, einem LiF-Kristall und einem Geiger-Müller-Zählrohr. Bei der restlichen Apparatur handelt es sich um einen PC, mithilfe dessen die verschiedenen Winkel eingestellt werden können.

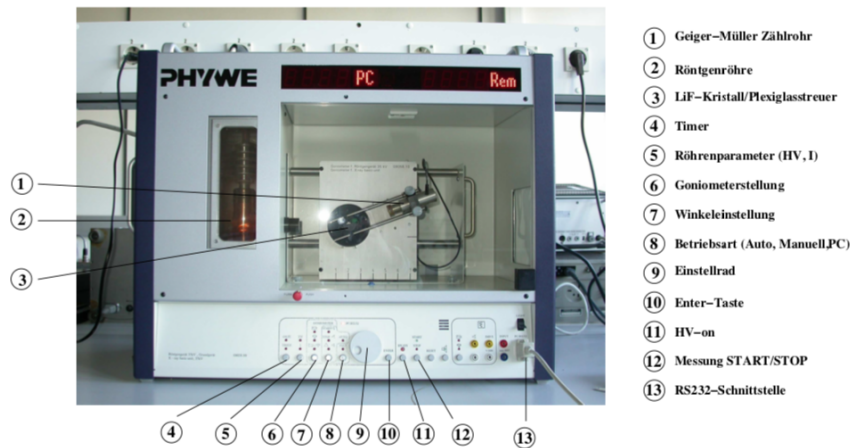


Abbildung 2: Versuchsanordnung zur Bestimmung der Röntgenemission- und -absorption.

4 Durchführung

Zur Versuchsdurchführung wird das Programm *measure* verwendet. Für jede Messung wird eine Beschleunigungsspannung von $U_B = 35\text{kV}$ und ein Emissionsstrom von $I = 1\text{mA}$ eingestellt.

Mithilfe der ersten Messung wird die Bragg-Bedingung überprüft. Hierzu wird im Programm die Messart *Spektren* verwendet und bei einem festen Kristallwinkel von $\Theta = 14^\circ$ der Winkelbereich von $\alpha = 26^\circ$ bis 30° gewählt. Der Winkelzuwachs bei einer Integrationszeit von $\Delta t = 10\text{s}$ beträgt dabei $0,1^\circ$.

Als nächstes wird das Emissionsspektrum der Röntgenröhre analysiert. Hierzu wird der Kopplungsmodus 2:1 eingestellt. Der Winkelbereich beträgt nun $\alpha = 4^\circ$ bis 26° bei einer Integrationszeit von 5 s und einem Winkelzuwachs von $0,2^\circ$.

Zuletzt werden die Absorptionsspektren, genauer die K-, bzw. L-Kanten, verschiedener Materialien aufgetragen. Als Messbereich wird dabei eine Umgebung von ± 1 um den jeweiligen Braggwinkel $\Theta_{K/L}^{\text{Lit}}$ zum Literaturwert $E_{K/L}^{\text{Lit}}$ der K-, bzw. L-Kante. Der Winkelzuwachs beträgt $0,1^\circ$ bei einer Integrationszeit von 20 s. Diese Messung wird für vier leichte und eine schwere Absorbermaterialien durchgeführt.

5 Auswertung

5.1 Überprüfung der Bragg-Bedingung

Zur Verifizierung der Bragg-Bedingung ist in Abbildung 3 das Spektrum der Kupfer-Röntgenröhre mit den Werten in Tabelle 1 dargestellt.

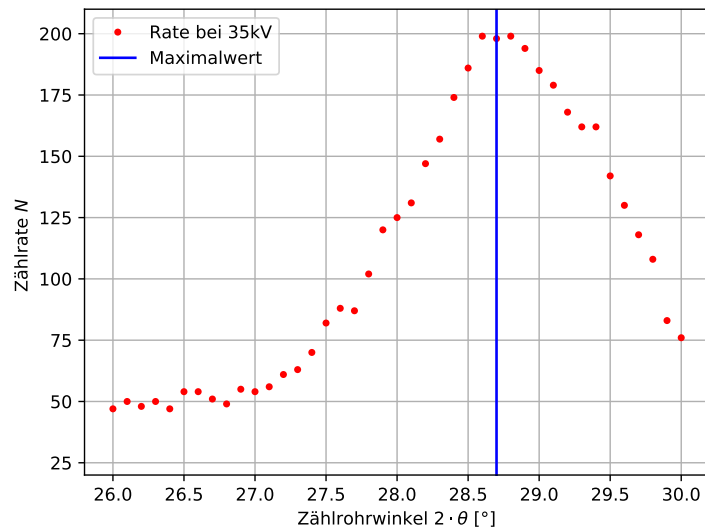


Abbildung 3: Spektrum der Kupfer-Röntgenröhre.

Dabei liegt das Maximum der Messung bei $2 \cdot \theta = 28.7^\circ$. Bei einem eingestellten Kristallwinkel von $\theta_{\text{theo}} = 14^\circ$ ergibt sich eine Abweichung von 2.5%. Die Bragg-Bedingung lässt sich bei einer so geringen Abweichung als erfüllt ansehen.

5.2 Das Emissionsspektrum

In Abbildung 4 ist das Emissionsspektrum der Röntgenröhre mit den Werten aus Tabelle 1 dargestellt.

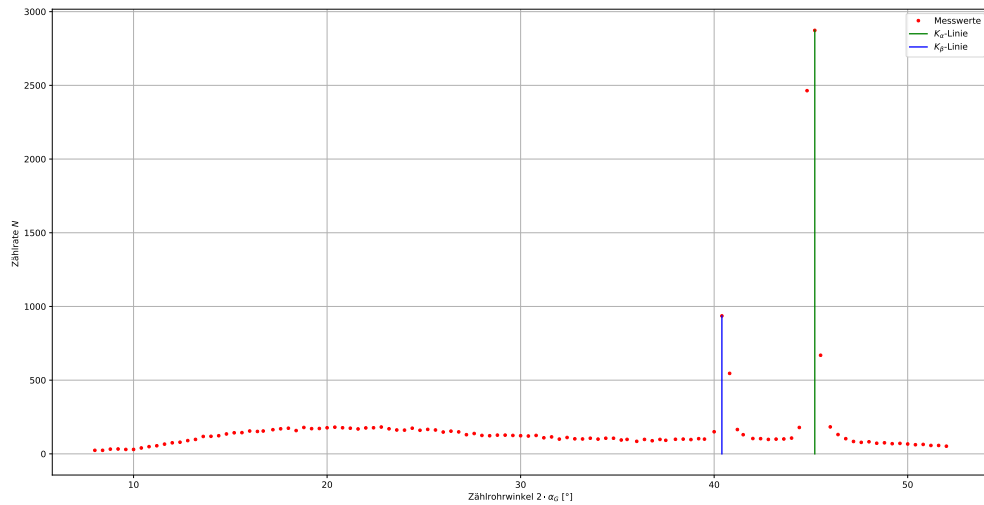


Abbildung 4: Emissionspektrum der Kupfer-Röntgenröhre.

Dabei beschreibt der kleinere erste Peak die K_β -Linie und der höhere zweite Peak die K_α -Linie. Der Bereich um die beiden charakteristischen Peaks wird als Bremsberg bezeichnet. Der Grenzwinkel liegt bei $\theta_{\text{Gr}} = 5^\circ$ und die daraus resultierende minimale Wellenlänge des Maximums 1. Ordnung ergibt nach Gleichung 5

$$\lambda_{\text{min}} = 35,11 \text{ pm},$$

wobei $d = 201,4 \text{ pm}$ der Abstand der Netzebenen des LiF-Kristalls ist. Für die daraus resultierende Energie ergibt sich

$$E_{\text{max}} = 35,385 \text{ keV}.$$

Bei einer Spannung von $U = 35 \text{ kV}$ lässt sich der theoretische Wert auf $E_{\text{max,theo}} = 35 \text{ keV}$ bestimmen. Es ist eine Abweichung von 1,1% festzustellen.

Zur Bestimmung der Halbwertsbreite werden die beiden Punkte der K_β -Linie und der K_α -Linie verwendet, bei der der Maximalwert zur Hälfte abgefallen ist. Über die lineare Interpolation werden bei der K_β -Linie die Werte

$$\theta_1 = 19,892^\circ \quad \text{und} \quad \theta_2 = 20,544^\circ$$

bestimmt und damit ergeben sich nach Gleichung 5 Energien von

$$E_1 = 9,064 \text{ keV} \quad \text{und} \quad E_2 = 8,789 \text{ keV}.$$

Dabei ist θ_1 der Winkel vor dem Maximum und θ_2 der Winkel hinter dem Maximum, bei denen die Zählrate der Hälfte des Maximums entspricht. Für die K_α -Linie ergeben sich Winkel von

$$\theta_1 = 21,957^\circ \quad \text{und} \quad \theta_2 = 22,392^\circ$$

und daraus resultierende Energie von

$$E_1 = 8,248 \text{ keV} \quad \text{und} \quad E_2 = 8,097 \text{ keV}.$$

Die Energiedifferenzen geben die Halbwertsbreiten für die K_β -Linie und der K_α -Linie an und betragen

$$\Delta E_\beta = 0,275 \text{ keV} \quad \text{und} \quad \Delta E_\alpha = 0,151 \text{ keV}.$$

Die Halbwertsbreiten geben dabei das Auflösungsvermögen an. Das gemittelte Auflösungsvermögen mit dem daraus folgenden Fehler beträgt

$$\Delta E = (0,213 \pm 0,062) \text{ keV}.$$

Zur Bestimmung der Abschirmkonstante wird die Energiedifferenz der Maxima der beiden Linien bestimmt. Es ergeben sich Winkel und nach Gleichung 5 berechnete Energien für die K_β -Linie von

$$\theta_\beta = 20,1^\circ \quad \text{und} \quad E_\beta = 8,93 \text{ keV}$$

und für die K_α -Linie

$$\theta_\alpha = 22,6^\circ \quad \text{und} \quad E_\alpha = 8,03 \text{ keV}.$$

Nach Gleichung 2 lassen sich die Energien aus den Abschirmkonstanten berechnen und umgekehrt. Mit der Näherung $E_\beta \approx E_K$ ergibt sich für die K_β -Linie bzw. für die Abschirmkonstante σ_1

$$E_\beta = R_\infty(z - \sigma_1)^2 \iff \sigma_1 = z \pm \sqrt{\frac{E_\beta}{R_\infty}}.$$

Die Energie der K_α -Linie bzw. die Abschirmkonstante σ_2 lassen sich durch Gleichung 2 durch

$$E_\alpha = R_\infty(z - \sigma_1)^2 - \frac{1}{4}R_\infty(z - \sigma_2)^2 \iff \sigma_2 = z \pm 2\sqrt{(z - \sigma_1)^2 - \frac{E_\alpha}{R_\infty}}$$

bestimmen. Für die dritte Abschirmkonstante ergibt sich nach Gleichung 2

$$E_\beta = R_\infty(z - \sigma_1)^2 - \frac{1}{9}R_\infty(z - \sigma_3)^2 \iff \sigma_3 = z \pm 3\sqrt{(z - \sigma_1)^2 - \frac{E_\beta}{R_\infty}}$$

Bei einer Kernladungszahl von $z = 29$ und den berechneten Energien für die beiden charakteristischen Linien ergeben sich Abschirmkonstanten von

$$\sigma_1 = 3,375 \quad , \quad \sigma_2 = 12,727 \quad \text{und} \quad \sigma_3 = 28,545.$$

5.3 Die Absorptionsspektren

5.3.1 Galliumabsorber

Bei der Verwendung von Gallium als Absorber für Röntgenstrahlung wird das Absorptionsspektrum aus Abbildung 5 mit den Werten aus Tabelle 2 aufgezeichnet.

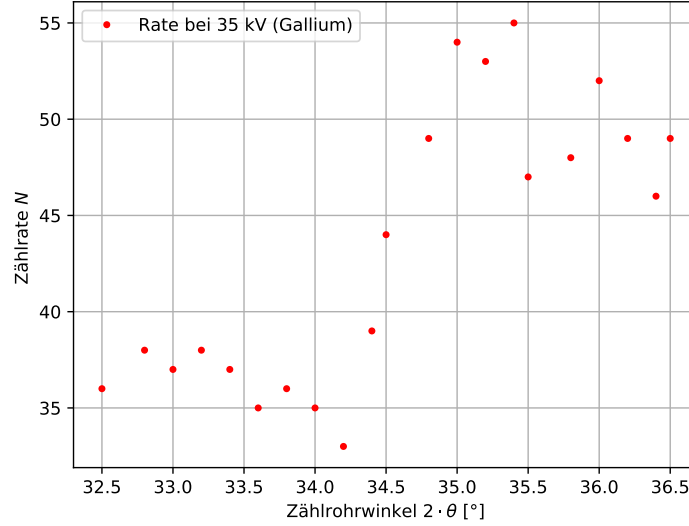


Abbildung 5: Absorptionsspektrum für Gallium.

Zur Bestimmung der K-Kante wird der Winkel bei der Hälfte der maximalen Zählrate verwendet. Für Gallium wird dabei ein Winkel und eine dazugehörige Energie von

$$\theta = 17,3^\circ \quad \text{und} \quad E = 10,372 \text{ keV}$$

bestimmt. Im Vergleich zu dem theoretisch bestimmten Wert von $E_{\text{theo}} = 10,380 \text{ keV}$ ergibt sich eine Abweichung von 0,07%. Mittels Gleichung 3 wird die Energie der K-Kante durch

$$E_{1,\frac{1}{2}} = -R_\infty \left((z - \sigma_1)^2 + \frac{1}{4} \alpha^2 z^4 \right)$$

berechnet, wobei die Quantenzahl $n = 1$ und der Elektronenspin $j = \frac{1}{2}$ sind. Durch Umformen wird dann die Abschirmkonstante nach

$$\sigma_1 = z \pm \sqrt{\frac{\alpha^2}{4} z^2 + \frac{E}{R_\infty}} \quad (6)$$

bestimmt. Die Abschirmkonstante beträgt mit $z = 31$

$$\sigma_1 = 3,162,$$

wobei der theoretische Wert $\sigma_{1,\text{theo}} = 3,151$ beträgt und der Wert somit eine Abweichung von 0,35% hat.

5.3.2 Zinkabsorber

Bei der Verwendung von Zink als Absorber für Röntgenstrahlung wird das Absorptionsspektrum aus Abbildung 6 mit den Werten aus Tabelle 3 aufgezeichnet.

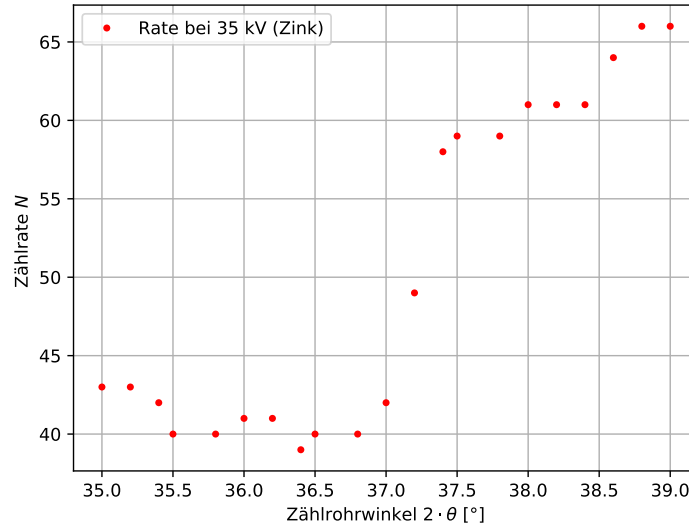


Abbildung 6: Absorptionsspektrum für Zink.

Zur Bestimmung der K-Kante wird der Winkel bei der Hälfte der maximalen Zählrate verwendet. Für Gallium wird dabei ein Winkel und eine dazugehörige Energie von

$$\theta = 18,6^\circ \quad \text{und} \quad E = 9,670 \text{ keV}$$

bestimmt. Im Vergleich zu dem theoretisch bestimmten Wert von $E_{\text{theo}} = 9,650 \text{ keV}$ ergibt sich eine Abweichung von 0,2%. Mittels Gleichung 6 wird die Abschirmkonstante mit $z = 30$

$$\sigma_1 = 3,134$$

bestimmt, wobei der theoretische Wert $\sigma_{1,\text{theo}} = 3,560$ beträgt und der Wert somit eine Abweichung von 11,9% hat.

5.3.3 Zirkoniumabsorber

Bei der Verwendung von Zirkonium als Absorber für Röntgenstrahlung wird das Absorptionsspektrum aus Abbildung 7 mit den Werten aus Tabelle 4 aufgezeichnet.

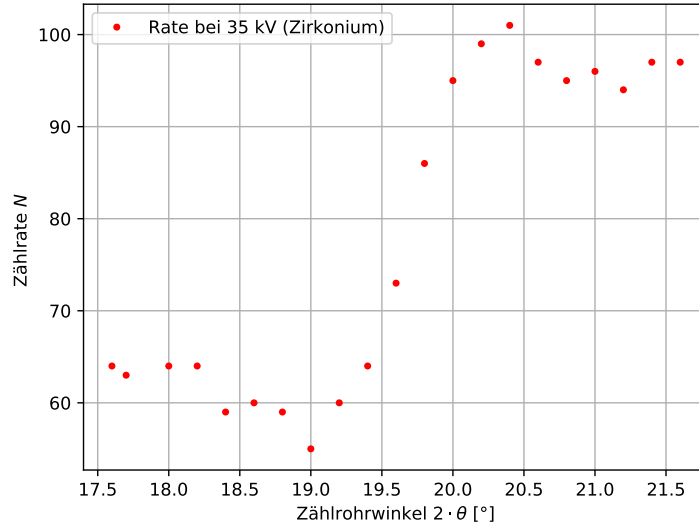


Abbildung 7: Absorptionsspektrum für Zirkonium.

Zur Bestimmung der K-Kante wird der Winkel bei der Hälfte der maximalen Zählrate verwendet. Für Gallium wird dabei ein Winkel und eine dazugehörige Energie von

$$\theta = 9,9^\circ \quad \text{und} \quad E = 17,939 \text{ keV}$$

bestimmt. Im Vergleich zu dem theoretisch bestimmten Wert von $E_{\text{theo}} = 18,010 \text{ keV}$ ergibt sich eine Abweichung von 0,4%. Mittels Gleichung 6 wird die Abschirmkonstante mit $z = 40$

$$\sigma_1 = 3,215$$

bestimmt, wobei der theoretische Wert $\sigma_{1,\text{theo}} = 4,080$ beträgt und der Wert somit eine Abweichung von 21,2% hat.

5.3.4 Bromabsorber

Bei der Verwendung von Brom als Absorber für Röntgenstrahlung wird das Absorptionsspektrum aus Abbildung 8 mit den Werten aus Tabelle 5 aufgezeichnet.

Zur Bestimmung der K-Kante wird der Winkel bei der Hälfte der maximalen Zählrate verwendet. Für Brom wird dabei ein Winkel und eine dazugehörige Energie von

$$\theta = 13,2^\circ \quad \text{und} \quad E = 13,507 \text{ keV}$$

bestimmt. Im Vergleich zu dem theoretisch bestimmten Wert von $E_{\text{theo}} = 13,470 \text{ keV}$ ergibt sich eine Abweichung von 0,3%. Mittels Gleichung 6 wird die Abschirmkonstante mit $z = 35$

$$\sigma_1 = 3,170$$

bestimmt, wobei der theoretische Wert $\sigma_{1,\text{theo}} = 3,830$ beträgt und der Wert somit eine Abweichung von 17,2% hat.

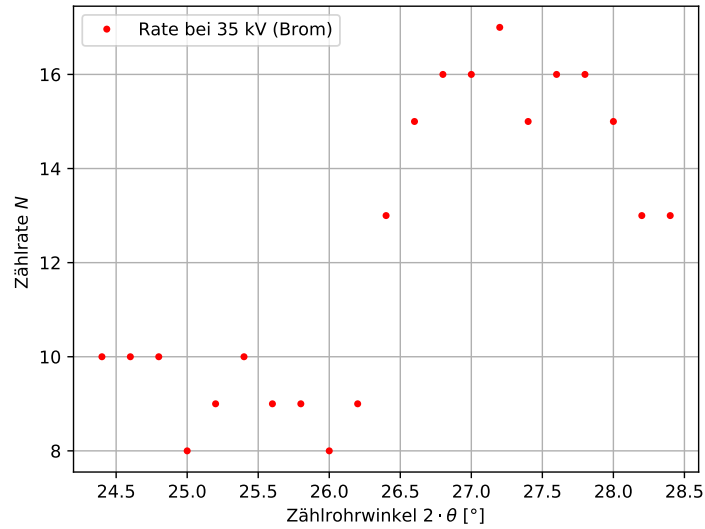


Abbildung 8: Absorptionsspektrum für Brom.

5.3.5 Moseleysches-Gesetz

Das Moseleysche Gesetz besagt, dass sich die Absorptionsenergie der K-Kante E_K proportional zum Quadrat der Kernladungszahl verhält. Dabei werden die gemessenen Werte für Gallium, Zink, Zirkonium und Brom in einem $\sqrt{E_K}$ - z -Diagramm in Abbildung 9 aufgetragen.

Die lineare Regression nach

$$y = m \cdot x + b \quad (7)$$

liefert die Parameter

$$m = 0,113 \text{ keV}^{\frac{1}{2}} \quad \text{und} \quad b = (-0,272 \pm 8,110) \text{ keV}^{\frac{1}{2}}.$$

. Dabei ist die $R_\infty = m^2$ und es ergibt sich

$$R_\infty = 12,769 \text{ eV} \quad (8)$$

und zum Literaturwert der Rydbergenergie $R_{\infty, \text{Lit}} = 13,6 \text{ eV}$ damit eine Abweichung von 6,2%

5.3.6 Wismutabsorber

Bei Wismut wird die Absorptionsenergie der L-Kante untersucht. Dabei werden die Winkel

$$\theta_2 = 11,5^\circ \quad \text{und} \quad \theta_3 = 13,5^\circ$$

für die beiden L-Kanten aus dem Absorptionsspektrum in Abbildung 10 abgelesen.

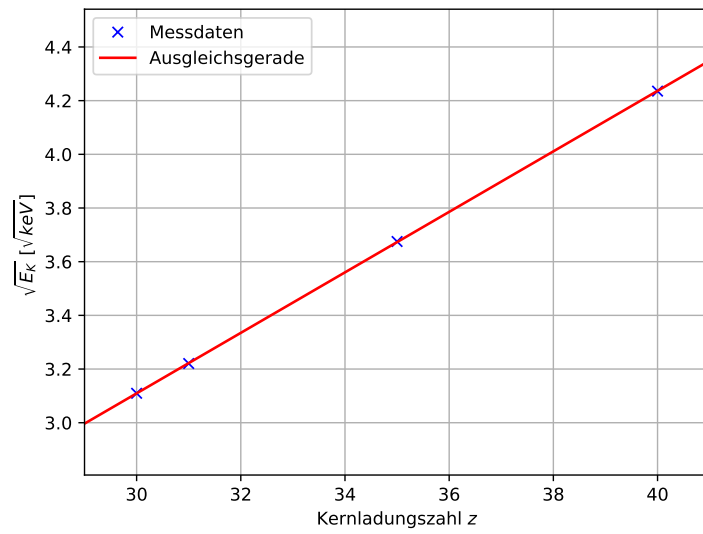


Abbildung 9: Auftragung der Kernladungszahl gegen die Wurzel der Energie der K-Kanten.

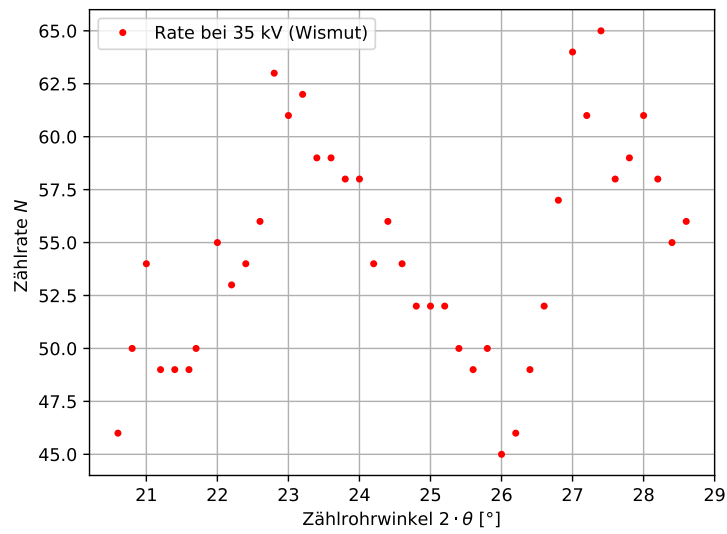


Abbildung 10: Absorptionsspektrum für Wismut.

Daraus ergeben sich Energien von

$$E_1 = 15,470 \text{ keV} \quad \text{und} \quad E_2 = 13,212 \text{ keV},$$

aus denen sich die Abschirmkonstante bestimmen lässt. Die L-Kanten haben zu den

Literaturwerten

$$E_{1,\text{Lit}} = 15,719 \text{ keV} \quad \text{und} \quad E_{2,\text{Lit}} = 13,427 \text{ keV} \quad (9)$$

Abweichungen von jeweils 1,6%. Es resultiert eine Energiedifferenz der L-Kanten von

$$\Delta E_L = 2,268 \text{ keV}.$$

Der Literaturwert beträgt $E_{\text{L,theo}} = 2,298 \text{ keV}$ [2] und der experimentell ermittelte Wert hat somit eine Abweichung von 1,3%. Mittels Gleichung 4 und einer Kernladungszahl von $z = 83$ wird die Abschirmkonstante auf

$$\sigma_L = 3,766$$

bestimmt.

5.4 Tabellen

Zählrohrwinkel $2 \cdot \theta$ [°]	Zählrate N	Zählrohrwinkel $2 \cdot \theta$ [°]	Zählrate N
26,0	47,0	28,1	131,0
26,1	50,0	28,2	147,0
26,2	48,0	28,3	157,0
26,3	50,0	28,4	174,0
26,4	47,0	28,5	186,0
26,5	54,0	28,6	199,0
26,6	54,0	28,7	198,0
26,7	51,0	28,8	199,0
26,8	49,0	28,9	194,0
26,9	55,0	29,0	185,0
27,0	54,0	29,1	179,0
27,1	56,0	29,2	168,0
27,2	61,0	29,3	162,0
27,3	63,0	29,4	162,0
27,4	70,0	29,5	142,0
27,5	82,0	29,6	130,0
27,6	88,0	29,7	118,0
27,7	87,0	29,8	108,0
27,8	102,0	29,9	83,0
27,9	120,0	30,0	76,0
28,0	125,0		

Tabelle 1: Messwerte zur Überprüfung der Bragg-Bedingung.

Zählrohrwinkel $2 \cdot \theta$ [°]	Zählrate N	Zählrohrwinkel $2 \cdot \theta$ [°]	Zählrate N
32,5	36,0	35,0	43,0
32,8	38,0	35,2	43,0
33,0	37,0	35,4	42,0
33,2	38,0	35,5	40,0
33,4	37,0	35,8	40,0
33,6	35,0	36,0	41,0
33,8	36,0	36,2	41,0
34,0	35,0	36,4	39,0
34,2	33,0	36,5	40,0
34,4	39,0	36,8	40,0
34,5	44,0	37,0	42,0
34,8	49,0	37,2	49,0
35,0	54,0	37,4	58,0
35,2	53,0	37,5	59,0
35,4	55,0	37,8	59,0
35,5	47,0	38,0	61,0
35,8	48,0	38,2	61,0
36,0	52,0	38,4	61,0
36,2	49,0	38,6	64,0
36,4	46,0	38,8	66,0
36,5	49,0	39,0	66,0

Tabelle 2: Messung der Zählrate bei Gallium für verschiedene Zählrohrwinkel.

Tabelle 3: Messung der Zählrate bei Zink für verschiedene Zählrohrwinkel.

Zählrohrwinkel $2 \cdot \theta$ [°]	Zählrate N
17,6	64,0
17,7	63,0
18,0	64,0
18,2	64,0
18,4	59,0
18,6	60,0
18,8	59,0
19,0	55,0
19,2	60,0
19,4	64,0
19,6	73,0
19,8	86,0
20,0	95,0
20,2	99,0
20,4	101,0
20,6	97,0
20,8	95,0
21,0	96,0
21,2	94,0
21,4	97,0
21,6	97,0

Tabelle 4: Messung der Zählrate bei Zirkonium für verschiedene Zählrohrwinkel.

Zählrohrwinkel $2 \cdot \theta$ [°]	Zählrate N
24,4	10,0
24,6	10,0
24,8	10,0
25,0	8,0
25,2	9,0
25,4	10,0
25,6	9,0
25,8	9,0
26,0	8,0
26,2	9,0
26,4	13,0
26,6	15,0
26,8	16,0
27,0	16,0
27,2	17,0
27,4	15,0
27,6	16,0
27,8	16,0
28,0	15,0
28,2	13,0
28,4	13,0

Tabelle 5: Messung der Zählrate bei Brom für verschiedene Zählrohrwinkel.

Zählrohrwinkel $2 \cdot \theta$ [°]	Zählrate N
20,6	46,0
20,8	50,0
21,0	54,0
21,2	49,0
21,4	49,0
21,6	49,0
21,7	50,0
22,0	55,0
22,2	53,0
22,4	54,0
22,6	56,0
22,8	63,0
23,0	61,0
23,2	62,0
23,4	59,0
23,6	59,0
23,8	58,0
24,0	58,0
24,2	54,0
24,4	56,0
24,6	54,0
24,8	52,0
25,0	52,0
25,2	52,0
25,4	50,0
25,6	49,0
25,8	50,0
26,0	45,0
26,2	46,0
26,4	49,0
26,6	52,0
26,8	57,0
27,0	64,0
27,2	61,0
27,4	65,0
27,6	58,0
27,8	59,0
28,0	61,0
28,2	58,0
28,4	55,0
28,6	56,0

Tabelle 6: Messung der Zählrate bei Wismut für verschiedene Zählrohrwinkel.

6 Diskussion

Zunächst lässt sich sagen, dass die Bragg-Bedingung aufgrund der geringen Abweichung als erfüllt angesehen werden kann. Es wurde anstatt eines Maximums bei einem Winkel von $\theta_{\text{theo}} = 14^\circ$ ein Winkel von $\theta_{\text{exp}} = 14,35^\circ$ gemessen. Das ergibt eine Abweichung von 2,5%.

Für die drei Abschirmkonstanten ergeben sich

$$\sigma_1 = 3,375 \quad , \quad \sigma_2 = 12,727 \quad \text{und} \quad \sigma_3 = 28,545.$$

Des Weiteren wurden die Abschirmkonstanten der K-Linien von Gallium, Zink, Zirkonium und Brom bestimmt. Die dazu notwendigen Energien sind in Tabelle 7 aufgelistet.

Tabelle 7: Messergebnisse der Energien der K-Kante.

Material	$E_{\text{K,exp}}$	$E_{\text{K,theo}}$	relative Abweichung [%]
Gallium	10,372	10,377	0,1
Zink	9,670	9,668	0,2
Zirkonium	17,939	18,008	0,4
Brom	13,507	13,483	0,2

Für alle experimentell bestimmten Energien der K-Kanten lässt sich sagen, dass die Abweichungen sehr gering sind und die Messung somit aussagekräftig ist. Für die resultierenden Abschirmkonstanten, die in Tabelle 8 dargestellt sind, ergaben sich aber durch Näherungen bei der Rechnung größere Fehler. Dies ist auf Ablesefehler und auf die jeweiligen Absorber zurückzuführen.

Tabelle 8: Messergebnisse der Abschirmkonstanten.

Material	$\sigma_{1,\text{exp}}$	$\sigma_{1,\text{theo}}$	relative Abweichung [%]
Gallium	3,162	3,151	0,35
Zink	3,134	3,560	11,9
Zirkonium	3,251	4,080	21,2
Brom	3,170	3,830	17,2

6.1 Der schwere Absorber

Für den schweren Absorber, in diesem Fall Wismut mit einer Kernladungszahl von $z = 83$ wurden die L-Kanten untersucht. In dem vorliegenden Messbereich wurden die L_{II} und die L_{III} -Kanten untersucht. Dabei wurden die Werte

$$E_{\text{LII}} = 15,470 \text{ keV} \quad \text{und} \quad E_{\text{LIII}} = 13,212 \text{ keV} \quad (10)$$

gemessen und mit den Literaturwerten

$$E_{\text{LII,Lit}} = 15,711 \text{ keV} \quad \text{und} \quad E_{\text{LIII,Lit}} = 13,419 \text{ keV} \quad (11)$$

verglichen. Dabei ergaben sich Abweichungen von jeweils 1,6%. Diese Abweichung lassen sich auf Fehler statistischen Ursprungs, des Ablesens und den Absorber zurückführen. Trotzdem haben die beiden gemessenen Werte eine hohe Aussagekraft.

6.2 Das Moseleysche Gesetz

Bei der Untersuchung des Moseleyschen Gesetzes wurde die Rydbergenergie auf

$$R_{\infty} = 12,769 \text{ eV}$$

bestimmt. Zu dem Literaturwert von $R_{\infty, \text{Lit}} = 13,6 \text{ eV}$ hat der ermittelte Wert eine Abweichung von 6,2%. Es lässt sich sagen, dass die lineare Regression sehr genau war, da der Fehler 5 Größenordnungen unter dem eigentlichen Wert lag. Außerdem lässt sich sagen, dass der Fehler der Rydbergenergie einerseits auf die geringe Anzahl der Messwerte zurückzuführen ist. Andererseits natürlich auch auf die Tatsache, dass das eigentliche Ergebnis der Steigung aus der linearen Regression noch quadriert werden musste, wodurch sich auch die Abweichung quadratisch vergrößert.

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zum Experiment V602 - Absorption von Röntgenstrahlung*. 2019.
- [2] URL: <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/Html/search.html>.