

V602

Röntgenemission und -absorption

Samuel Haefs
samuel.haefs@tu-dortmund.de

Durchführung: 05.05.2020

Abgabe: 19.05.2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
3 Durchführung	5
3.1 Versuchsaufbau	5
3.2 Überprüfung der Bragg Bedingung	7
3.3 Das Emissionsspektrum einer Cu-Röntgenröhre	7
3.4 Das Absorptionsspektrum	7
4 Auswertung	7
4.1 Überprüfung der Bragg-Bedingung	7
4.2 Analyse eines Emissionsspektrums der Kupfer-Röntgenröhre	8
4.3 Analyse der Absorptionsspektren	10
5 Diskussion	13
6 Anhang	14
Literatur	19

1 Zielsetzung

Ziel ist die Messung und Analyse des Emissionsspektrum einer Kupferröhre. Außerdem sollen Absorptionsspektren verschiedener Elemente aufgenommen werden und die Absorptionsenergien ermittelt werden. Zum Schluss wird die Konstante Rydbergenergie aus den experimentellen Ergebnissen bestimmt.

2 Theorie

Um Röntgenstrahlung zu erzeugen wird mithilfe einer Glühkathode Elektronen emittiert und auf eine Anode hin beschleunigt. Treffen die Elektronen auf die Anode entsteht Röntgenstrahlung.

Das Elektron wird im Coulombfeld des Atoms gebremst (kontinuierliches Bremsspektrum). Dabei wird ein Photon abgegeben, dessen Energie der des Elektrons abgegebenen Energie entspricht.

Das charakteristische Spektrum beschreibt wie ein Elektron aus der äußeren m -ten Schale durch die Ionisierung des Anodenmaterials in die innere n -te Schale springt. Bei diesem Prozess wird ein Photon abgegeben, dessen Energie die Energiedifferenz

$$h \cdot \nu = E_m - E_n \quad (1)$$

der beiden Atomshalen entspricht. Das charakteristische Spektrum besteht daher aus scharfen Linien, dessen Energie abhängig von dem Anodenmaterial ist. Die Linien werden als K_α , K_β , L_α , ... bezeichnet, wobei k, L, M die Schale auf die das Elektron wechselt bezeichnet. Die Schale aus der das Elektron stammt wird mit α, β, \dots gekennzeichnet.

Atome mit mehreren Elektronen haben nach außen hin eine geringere positive Ladung, da die Hüllenelektronen die Kernladung abschirmen. Dadurch wirkt auf das äußere Elektron eine geringere Coulomb-Kraft. Die Bindungsenergie E_n eines Elektron auf der n -ten Schale berechnet sich nach

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

mit der effektiven Kernladung $z_{\text{eff}} = z - \sigma$, der Rydbergenergie $R_\infty = 13,6 \text{ eV}$ und der Abschirmkonstante σ . Die Elektronen besitzen nicht die selbe Bindungsenergien, da sie nicht den gleichen Bahndrehimpuls und Elektronenspin aufweisen. Daher ist jede charakteristische Linie in nebeneinander liegenden Linien aufgelöst, die in diesem Versuch nicht aufgespalten werden können. Dies wird auch als Feinstruktur bezeichnet. Die K-Linien werden von der Bremsstrahlung überlagert.

Bei niedrigen Energien ($E < 1 \text{ MeV}$) dominiert der Compton- und Photoeffekt. Steigt die Energie so nimmt der Absorptionskoeffizient ab, bis die Photoenergie gerade größer als die Bindungsenergie ist (1). Dann steigt der Absorptionskoeffizient sprunghaft an (Absorptionskante). Mithilfe der Sommerfeldschen Feinstrukturformel kann die Bindungsenergie unter Berücksichtigung der Feinstruktur berechnet werden. Aus der Formel folgt für

Elektronen aus der K-Schale (n=1) die Abschirmkonstante

$$\sigma_K = Z - \sqrt{\frac{E_K}{R_\infty} - \frac{\alpha^2 Z^4}{4}}. \quad (2)$$

Für die Elektronen aus der L-Kante kann nach

$$\sigma_L = Z - \left(\frac{4}{\alpha} \sqrt{\frac{\Delta E_L}{R_\infty} - \frac{5\Delta E_L}{R_\infty}} \right) \cdot \left(1 + \frac{19}{32} \alpha^2 \frac{\Delta E_L}{R_\infty} \right) \quad (3)$$

die Abschirmkonstante bestimmt werden. Zur Berechnung wird die Energiedifferenz $\Delta E_L = E_{L,II} - E_{L,III}$, die Ordnungszahl Z , die konstante Rydbergenergie R_∞ und die Feinstrukturkonstante α benötigt. Mithilfe der Bragg'schen Reflexion

$$2d \sin \alpha = n\lambda \quad (4)$$

kann die Wellenlänge λ bei bestimmter Beugungsordnung n bestimmt werden. Fällt

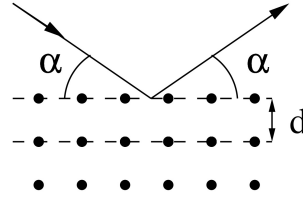


Abbildung 1: Bragg'sche Reflexion graphisch dargestellt. [1, S. 3]

Röntgenlicht auf ein 3D-Gitter, so werden die Photonen an jedem Atom des Gitters gebeugt (siehe Abb. 1). Bei einem bestimmten Winkel α , werden die Wellen perfekt überlagert (konstruktive Interferenz). Die Gitterkonstante kann hier als $d_{LiF} = 201,4 \text{ pm}$ angenommen werden.

Die Abschirmkonstanten können aus den Emissionsenergien der K_α und K_β -Linie abgeschätzt werden:

$$\sigma_1 = z - \sqrt{\frac{E_{\text{abs}}}{R_\infty}} \quad (5)$$

$$\sigma_2 = z - \sqrt{\frac{m^2}{n^2} (z - \sigma_1)^2 - \frac{E_{k,\alpha}}{R_\infty} m^2} \quad (6)$$

$$\sigma_3 = z - \sqrt{\frac{l^2}{n^2} (z - \sigma_1)^2 - \frac{E_{k,\beta}}{R_\infty} l^2} \quad (7)$$

Es gilt $n = 1$, $m = 2$ und $l = 3$.

Die Halbwertsbreite (FWHM) bezeichnet die Breite einer Kurve bei ihrem halben Maximum. Sie wird im folgenden als ΔE_{FWHM} bezeichnet und zur Berechnung des Auflösungsvermögens

$$A = \frac{E_K}{\Delta E_{\text{FWHM}}} \quad (8)$$

verwendet.

Das Moseley'sche Gesetz

$$E_K = Rh(z - \sigma)^2 \quad (9)$$

wird zur Berechnung der Rydbergfrequenz R benötigt. Aus der Rydbergfrequenz kann dann die Konstante $R_\infty = h \cdot R$ (Rydbergenergie) bestimmt werden.

3 Durchführung

3.1 Versuchsaufbau

Der experimentelle Aufbau ist in dem Röntgengerät integriert (siehe Abb. 2). Zum wesentlichen Bestandteil des Aufbaus gehört die Kupfer-Röntgenröhre, der Plexiglas-Streuer/LiF-Kristall und das Geiger-Müller-Zählrohr. Das Röntgengerät soll im Folgenden über einen Computer gesteuert werden. Die Röntgenröhre soll eine Beschleunigungsspannung von 35 kV und einen Emissionsstrom von 1 mA erhalten. Der LiF-Kristall und die 1 mm-Blende wird in die vorgesehene Halterung gesteckt.

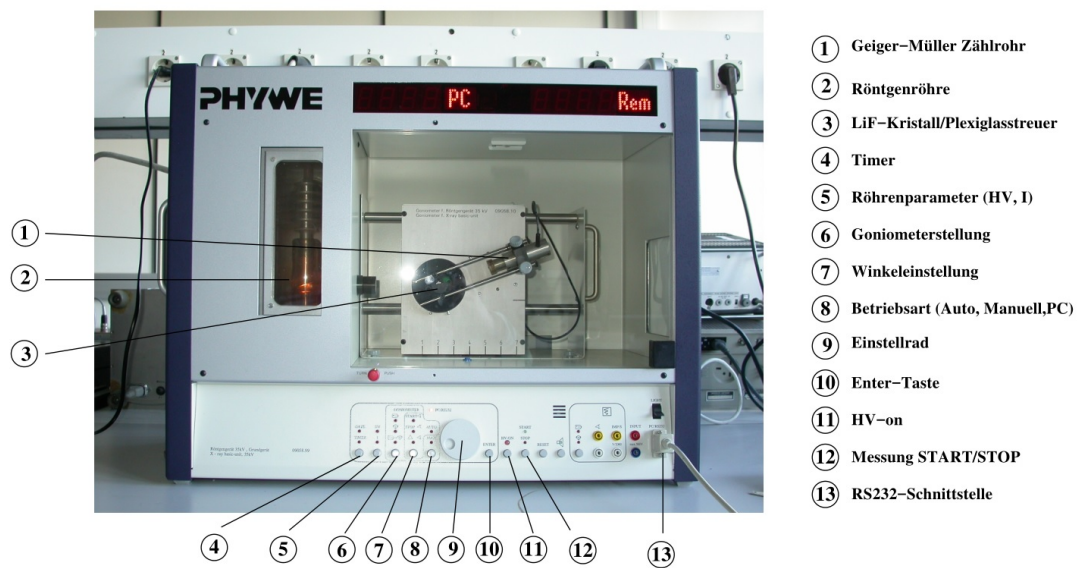


Abbildung 2: Aufbau eines Röntgengeräts. [1, S. 3]

3.2 Überprüfung der Bragg Bedingung

Der LiF-Kristall wird auf den Winkel $\theta = 14^\circ$ gestellt. Das Geiger-Müller Zählrohr soll in $\Delta\alpha = 0,1^\circ$ -Schritten im Winkelbereich von $\alpha_{GM} = 26^\circ$ bis $\alpha_{GM} = 30^\circ$ die Intensität der Röntgenstrahlung messen. Die Integrationszeit wird auf $\Delta t = 5$ s eingestellt.

3.3 Das Emissionsspektrum einer Cu-Röntgenröhre

Um das Emissionsspektrum zu messen, muss im Programm der 2 : 1 Koppelmodus eingeschaltet sein. Das Röntgenspektrum soll für die Beugungsordnung $n = 1$ im Winkelbereich $\theta = 8^\circ$ bis $\theta = 25^\circ$ in $\Delta\theta = 0,1^\circ$ -Schritten gemessen werden. Es wird eine Integrationszeit von $\Delta t = 10$ s festgelegt.

3.4 Das Absorptionsspektrum

Zuerst wird ein Zinkabsorber vor das Geiger-Müller Zählrohr gesetzt und das Absorptionsspektrum in $0,1^\circ$ -Schritten gemessen. Das Spektrum wird für den Zinkabsorber in dem Bereich von $18,0^\circ$ bis $19,5^\circ$ bei einer Messzeit von $\Delta t = 20$ s aufgenommen. Die Messung wird für 5 weitere Elemente wiederholt. Der Messbereich muss jeweils angepasst werden (siehe Tab. 1).

Element	$\theta_{\text{Anfang}} / ^\circ$	$\theta_{\text{Ende}} / ^\circ$
Zink	18.0	19.5
Gallium	17.0	19.0
Brom	12.8	14.3
Rubidium	11.2	12.5
Strontium	10.5	12.0
Zirkonium	9.5	11.0

Tabelle 1: Die Elemente und der Messbereich für die das Absorptionsspektrum gemessen wird.

4 Auswertung

4.1 Überprüfung der Bragg-Bedingung

Die gemessenen Daten (Tab. 5) sind in der Abb. 3 graphisch dargestellt. Das experimentelle Maximum befindet sich bei

$$\theta_{\text{exp}} = 28,2^\circ.$$

Nach der theoretischen Erwartung (Reflexionsgesetz), liegt das Maximum bei

$$\theta_{\text{th}} = 28,0^\circ$$

für den Einfallswinkel $\theta_{\text{ein}} = 14^\circ$.

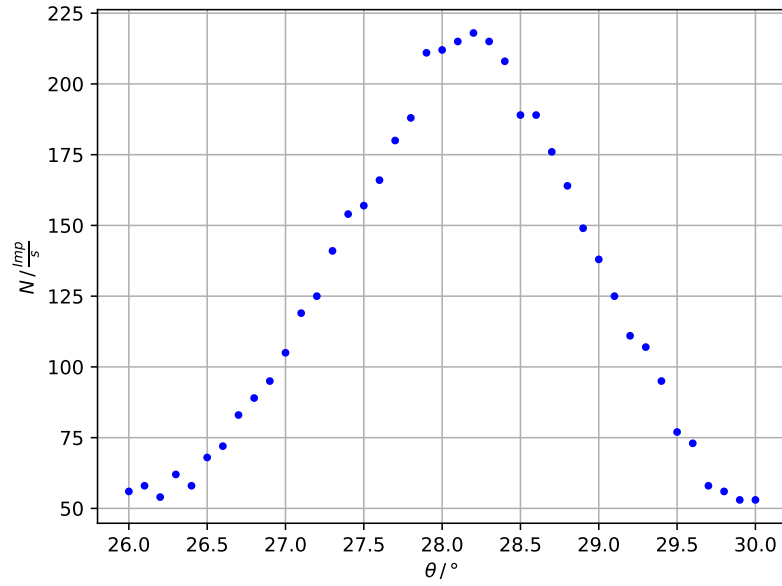


Abbildung 3: Gemessener Impuls N bei bestimmten Winkel θ zur Überprüfung der Bragg-Bedingung. [6] [3]

4.2 Analyse eines Emissionsspektrums der Kupfer-Röntgenröhre

Die Messdaten zum Emissionsspektrum der Kupfer-Röntgenröhre befinden sich in Tab. 6. In Abb. 4 sind die Daten graphisch dargestellt. Die Nulllinie wird auf den niedrigsten Messwert gesetzt. Im letzten Versuch V603 wurde bereits gezeigt, dass der erste Peak der K_β -Linie und der zweite Peak der K_α -Linie entspricht. Die charakteristischen Linien befinden sich bei

$$\theta_{K,\beta} = 20,2^\circ$$

$$\theta_{K,\alpha} = 22,5^\circ.$$

Die maximale Energie an den charakteristischen Linien, ergibt sich aus der Bragg-Bedingung (4) und der Energie $E = \frac{hc}{\lambda}$:

$$E_{K,\beta,exp} = 1,43 \cdot 10^{-15} \text{ J}$$

$$E_{K,\alpha,exp} = 1,29 \cdot 10^{-15} \text{ J}$$

Die Theoriewerte [7] liegen bei

$$E_{K,\beta,th} = 1,427 \cdot 10^{-15} \text{ J}$$

$$E_{K,\alpha,th} = 1,289 \cdot 10^{-15} \text{ J}.$$

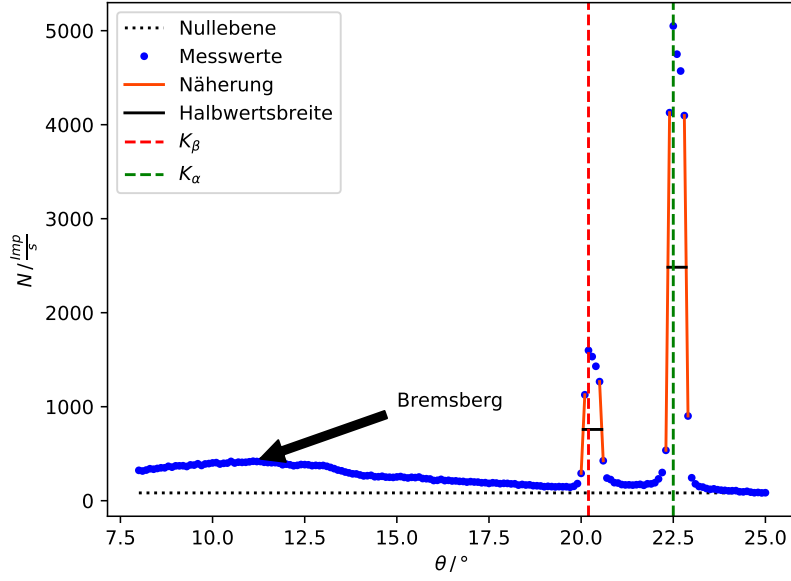


Abbildung 4: Messdaten, charakteristische Linien und Halbwertsbreiten zum Emissionsspektrum der Kupfer-Röntgenröhre. [6] [3] [4]

Um den K_α , K_β -Linien befinden sich wenige Messwerte, so dass nicht direkt die Halbwertsbreite bestimmt werden kann. Zur Annäherung werden Geraden verwendet, welche die nächsten beiden Messwerte zur Halbwertsbreite verbinden. Die Halbwertsbreite beschreibt hier die Energiedifferenz bei der Hälfte der charakteristischen Linien:

$$\Delta E_{\beta,FWHM} = 3,38 \cdot 10^{-17} \text{ J}$$

$$\Delta E_{\alpha,FWHM} = 2,67 \cdot 10^{-17} \text{ J}$$

Nach (8) wird das Auflösungsvermögen beider Linien bestimmt:

$$A_\beta = 42.23 \quad (10)$$

$$A_\alpha = 48.27 \quad (11)$$

Mithilfe der Absorptionsenergie $E_{\text{abs}} = 8,9789 \text{ keV}$ [5], der Ordnungszahl für Kupfer $z = 29$ und der Rydbergenergie $R_\infty = 13,6 \text{ eV}$, können die Abschirmkonstanten (5), (6), (7) bestimmt werden:

$$\sigma_1 = 3.31 \quad (12)$$

$$\sigma_2 = 12.41 \quad (13)$$

$$\sigma_3 = 22.45 \quad (14)$$

4.3 Analyse der Absorptionsspektren

Zum Schluss werden die Absorptionsspektren von 6 Elementen untersucht. Zuerst sind die Theoriewerte [5] in Tab. 2 aufgeführt.

Element	Z	$E_{K,th} / \text{fJ}$	$\theta_{K,th} / ^\circ$	$\sigma_{K,th}$
Zink	30	1.55	18.56	3.55
Gallium	31	1.66	17.27	3.61
Brom	35	2.16	13.21	3.84
Rubidium	37	2.44	11.68	3.94
Strontium	38	2.58	11.02	3.99
Zirkonium	40	2.88	9.85	4.09

Tabelle 2: Theoriewerte der Absorptionsenergie, des Braggwinkels und der Abschirmkonstante σ_K . [5]

Die experimentell gemessenen Daten befinden sich in Tab. 7, 8 und 9. Die Intensität in der Mitte der Kante I_K

$$I_K = I_{K,min} + \frac{I_{K,max} - I_{K,min}}{2}$$

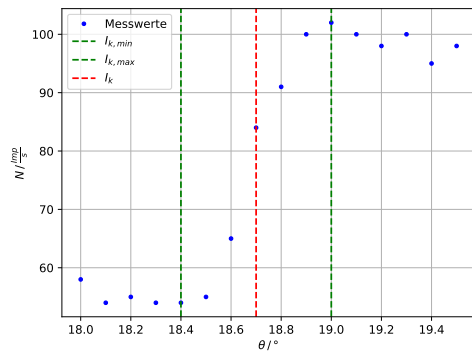
berechnet sich aus den maximalen $I_{K,max}$ und minimalen $I_{K,min}$ Intensitäten. Liegt der errechnete Wert zwischen zwei Messwerten, so wird der nähere Messwert verwendet.

Aus der Intensität I_K wird die Absorptionsenergie $E_{K,abs}$ mithilfe der Bragg-Bedingung (4) bestimmt. Die Abschirmkonstanten (2) ergeben sich aus der Ordnungszahl Z des jeweiligen Elements und der Konstanten R_∞ [1], $\alpha = 7,29735 \cdot 10^{-3}$ [2].

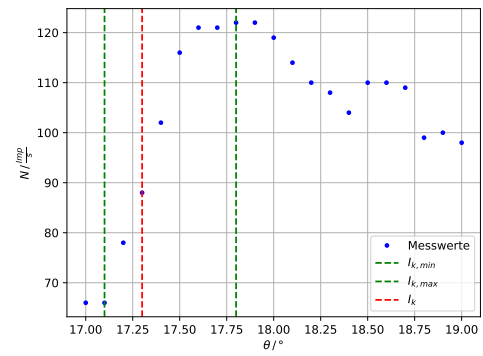
Die berechneten Daten befinden sich für die jeweiligen Elemente in Tab. 3. In den Abb. 5 sind die Daten graphisch dargestellt.

Element	$I_{K,max} / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$	$I_{K,min} / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$	$I_K / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$	$\theta_K / ^\circ$	E_K / fJ	σ_K	Abb.
Zink	102.0	54.0	78.0	18.7	1.54	3.63	5a
Gallium	122.0	66.0	94.0	17.3	1.66	3.64	5b
Brom	27.0	9.0	18.0	13.2	2.16	3.84	5c
Rubidium	64.0	10.0	37.0	11.8	2.41	4.11	5d
Strontium	196.0	40.0	118.0	11.1	2.56	4.12	5e
Zirkonium	301.0	112.0	206.5	10.0	2.84	4.37	5f

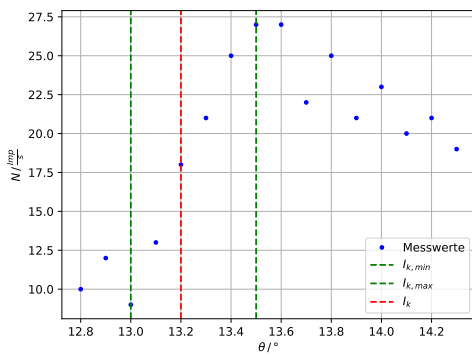
Tabelle 3: Minimale $I_{K,min}$, maximale $I_{K,max}$ und mittlere Intensität I_K beim Winkel θ_K für jedes Element aufgelistet. Aus dem Winkel resultiert die Absorptionsenergie E_K und die Abschirmkonstante σ_K .



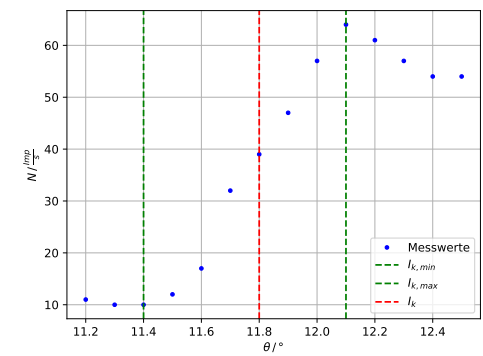
(a) Zink



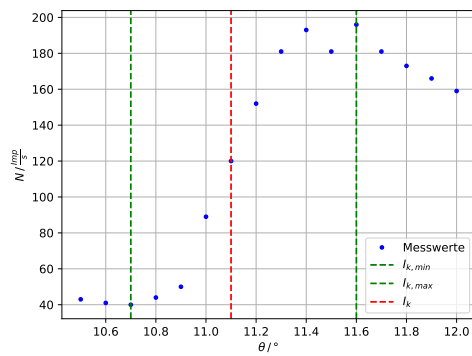
(b) Gallium



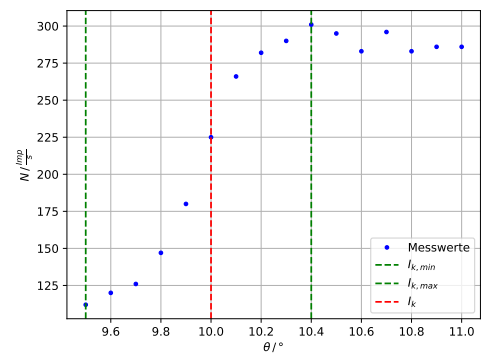
(c) Brom



(d) Rubidium



(e) Strontium



(f) Zirkonium

Abbildung 5: Messdaten, Intensitätsminimum, -maximum und -mitte des Absorptionsspektrum des jeweiligen Elements graphisch dargestellt. [6] [3]

Aus dem Moseley'schen Gesetz (9) und einer linearen Ausgleichsrechnung

$$\sqrt{E_K} = a \cdot z + b$$

mit den Parametern

$$a = \sqrt{R \cdot h}$$

$$b = -\sqrt{R \cdot h} \cdot \sigma$$

ergibt sich die Rydbergfrequenz

$$R_{\text{exp}} = (2,99 \pm 0,05) \cdot 10^{15} \text{ Hz.}$$

Daraus folgt für die Rydbergenergie

$$R_{\infty, \text{exp}} = h \cdot R = (1,981 \pm 0,030) \cdot 10^{-18} \text{ J.} \quad (15)$$

Die Ausgleichsgerade und die verwendeten Messwerte sind in Abb. 6 graphisch dargestellt.

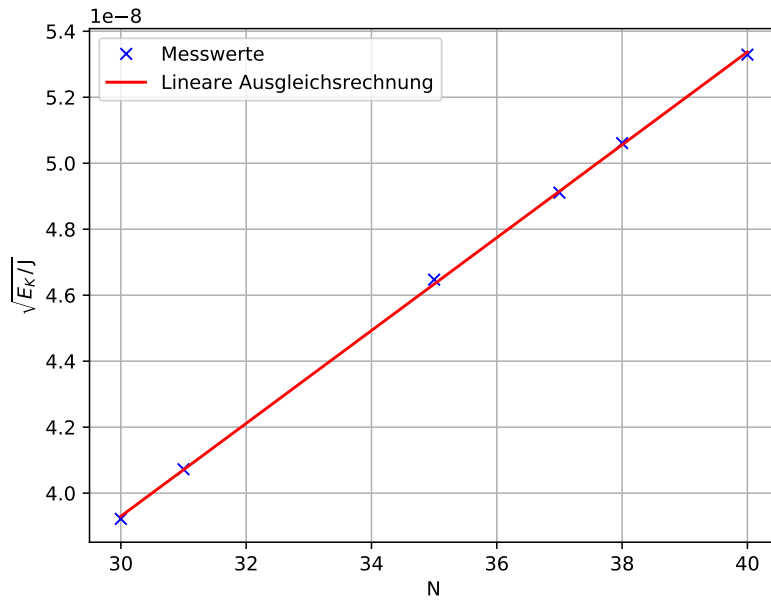


Abbildung 6: Lineare Ausgleichsrechnung zur Bestimmung der Rydbergfrequenz. [6]
[3] [4]

Der theoretische Wert der Rydbergenergie [2]

$$R_{\infty, th} = 2,179\,871 \cdot 10^{-18} \text{ J}$$

wird der Literatur entnommen.

5 Diskussion

Das experimentell bestimmte Maximum in Abschnitt 4.1 liegt bei $\theta_{\text{exp}} = 28,2^\circ$. Die Theorie erwartet das Maximum bei $\theta_{\text{th}} = 28,0^\circ$. Die Abweichung vom gemessenen zum theoretischen Wert beträgt $\Delta\theta = 0,71\%$ und ist durch die grobe Messung in $0,1^\circ$ -Schritten um den Peak zu begründen.

Die minimale Wellenlänge bzw. die maximale Energie des Bremsbergs kann nicht ermittelt werden, da die Messung in dem Bereich zu ungenau ist. Für genauere Werte muss bis $\theta = 19^\circ$ die Intensität in einer kleineren Schrittweite aufgenommen werden. Für Abschnitt 4.2 ergeben sich folgende Abweichungen zwischen Theorie- und Experimentalwert der Energien an der K_α und K_β -Linie:

$$\Delta E_{K,\alpha} = 0,08\%$$

$$\Delta E_{K,\beta} = 0,21\%$$

Die Abweichungen sind gering und können mit Messunsicherheiten der Geräte begründet werden.

In Abschnitt 4.3 wurde die Absorptionsenergie, der Bragg-Winkel und die Abschirmkonstante experimentell bestimmt. Die Tab. 4 zeigt die Abweichungen zwischen den Theorie- und experimentell bestimmten Werten. Die Experimentalwerte für Gallium, Brom und

Element	$\Delta\theta_K / \%$	$\Delta E_K / \%$	$\Delta\sigma_K / \%$
Zink	0.75	0.65	2.25
Gallium	0.17	0.00	0.83
Brom	0.08	0.00	0.00
Rubidium	1.03	1.23	4.31
Strontium	0.73	0.78	3.26
Zirkonium	1.52	1.39	6.85

Tabelle 4: Abweichung zwischen Experimental- und Theoriewert [5] für den Braggwinkel θ_K , die Absorptionsenergie E_K und die Abschirmkonstante σ_K .

auch Zink stimmen mit den Theoriewerten weitgehend überein. Die Abweichung für Elemente mit höherer Ordnungszahl ist relativ hoch. Gerade die experimentell bestimmte Abschirmkonstante weicht bei diesen Elementen stark vom Theoriewert ab. Die Sommerfeldsche Feinstrukturformel ist genauer für Elemente mit niedriger Ordnungszahl.

Die durch eine Ausgleichsrechnung bestimmte Rydbergenergie beträgt

$$R_{\infty, \text{exp}} = h \cdot R = (1,981 \pm 0,030) \cdot 10^{-18} \text{ J.}$$

Der Literaturwert [2] liegt bei

$$R_{\infty, \text{th}} = 2,179\,871 \cdot 10^{-18} \text{ J.}$$

Somit weicht die experimentell bestimmte Rydbergenergie um $\Delta R_\infty = 9,12\%$ vom Theoriewert ab. Es sind keine Fehler der Messgeräte oder andere statistische Fehler

angegeben, daher können ungenaue Messergebnisse Grund der hohen Abweichung sein. Das Geiger-Müller Zählrohr ist auch äußerer Strahlung ausgesetzt. Daher können Impulse, welche von äußeren elektromagnetischen Wellen erzeugt wurden, gemessen worden sein.

6 Anhang

$\theta/^\circ$	$N_{\text{Al}}/\frac{\text{Imp}}{\text{s}}$
26,0	56,0
26,1	58,0
26,2	54,0
26,3	62,0
26,4	58,0
26,5	68,0
26,6	72,0
26,7	83,0
26,8	89,0
26,9	95,0
27,0	105,0
27,1	119,0
27,2	125,0
27,3	141,0
27,4	154,0
27,5	157,0
27,6	166,0
27,7	180,0
27,8	188,0
27,9	211,0
28,0	212,0
28,1	215,0
28,2	218,0
28,3	215,0
28,4	208,0
28,5	189,0
28,6	189,0
28,7	176,0
28,8	164,0
28,9	149,0
29,0	138,0
29,1	125,0
29,2	111,0
29,3	107,0
29,4	95,0
29,5	77,0
29,6	73,0
29,7	58,0
29,8	56,0
29,9	53,0
30,0	53,0

Tabelle 5: Messdaten zur Überprüfung der Bragg-Bedingung.

$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$	$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$	$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$
8,0	323,0	11,0	414,0	14,0	274,0
8,1	316,0	11,1	420,0	14,1	264,0
8,2	326,0	11,2	417,0	14,2	266,0
8,3	340,0	11,3	417,0	14,3	270,0
8,4	335,0	11,4	409,0	14,4	255,0
8,5	343,0	11,5	406,0	14,5	255,0
8,6	350,0	11,6	404,0	14,6	260,0
8,7	350,0	11,7	405,0	14,7	251,0
8,8	366,0	11,8	400,0	14,8	250,0
8,9	357,0	11,9	383,0	14,9	248,0
9,0	371,0	12,0	389,0	15,0	253,0
9,1	371,0	12,1	382,0	15,1	257,0
9,2	372,0	12,2	372,0	15,2	248,0
9,3	364,0	12,3	376,0	15,3	242,0
9,4	381,0	12,4	385,0	15,4	249,0
9,5	379,0	12,5	384,0	15,5	246,0
9,6	393,0	12,6	382,0	15,6	252,0
9,7	375,0	12,7	373,0	15,7	236,0
9,8	391,0	12,8	376,0	15,8	234,0
9,9	395,0	12,9	373,0	15,9	231,0
10,0	402,0	13,0	375,0	16,0	215,0
10,1	405,0	13,1	366,0	16,1	217,0
10,2	390,0	13,2	354,0	16,2	227,0
10,3	398,0	13,3	341,0	16,3	214,0
10,4	400,0	13,4	326,0	16,4	217,0
10,5	418,0	13,5	318,0	16,5	210,0
10,6	401,0	13,6	305,0		
10,7	410,0	13,7	296,0		
10,8	408,0	13,8	286,0		
10,9	409,0	13,9	285,0		

Tabelle 6: Das Cu-Emissionsspektrum bei einer Beschleunigungsspannung von $U = 35 \text{ kV}$ und $I = 1 \text{ mA}$.

$\theta / ^\circ$	$N_{\text{Zn}} / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$	$\theta / ^\circ$	$N_{\text{Ga}} / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$
18,0	58,0	17,0	66,0
18,1	54,0	17,1	66,0
18,2	55,0	17,2	78,0
18,3	54,0	17,3	88,0
18,4	54,0	17,4	102,0
18,5	55,0	17,5	116,0
18,6	65,0	17,6	121,0
18,7	84,0	17,7	121,0
18,8	91,0	17,8	122,0
18,9	100,0	17,9	122,0
19,0	102,0	18,0	119,0
19,1	100,0	18,1	114,0
19,2	98,0	18,2	110,0
19,3	100,0	18,3	108,0
19,4	95,0	18,4	104,0
19,5	98,0	18,5	110,0
		18,6	110,0
		18,7	109,0
		18,8	99,0
		18,9	100,0
		19,0	98,0

Tabelle 7: Absorptionsspektrum von Zink (Zn) und Gallium (Ga).

$\theta / ^\circ$	$N_{\text{Br}} / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$	$\theta / ^\circ$	$N_{\text{Rb}} / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$
12,8	10,0	11,2	11,0
12,9	12,0	11,3	10,0
13,0	9,0	11,4	10,0
13,1	13,0	11,5	12,0
13,2	18,0	11,6	17,0
13,3	21,0	11,7	32,0
13,4	25,0	11,8	39,0
13,5	27,0	11,9	47,0
13,6	27,0	12,0	57,0
13,7	22,0	12,1	64,0
13,8	25,0	12,2	61,0
13,9	21,0	12,3	57,0
14,0	23,0	12,4	54,0
14,1	20,0	12,5	54,0
14,2	21,0		
14,3	19,0		

Tabelle 8: Absorptionsspektrum von Brom (Br) und Rubidium (Rb).

$\theta / ^\circ$	$N_{\text{Sr}} / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$	$\theta / ^\circ$	$N_{\text{Zr}} / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$
10,5	43,0	9,5	112,0
10,6	41,0	9,6	120,0
10,7	40,0	9,7	126,0
10,8	44,0	9,8	147,0
10,9	50,0	9,9	180,0
11,0	89,0	10,1	266,0
11,1	120,0	10,2	282,0
11,2	152,0	10,3	290,0
11,3	181,0	10,4	301,0
11,4	193,0	10,5	295,0
11,5	181,0	10,6	283,0
11,6	196,0	10,7	296,0
11,7	181,0	10,8	283,0
11,8	173,0	10,9	286,0
11,9	166,0	11,0	286,0
12,0	159,0		

Tabelle 9: Absorptionsspektrum von Strontium (Sr) und Zirkonium (Zr).

Literatur

- [1] TU Dortmund. *V602 - Röntgenemission und -absorption*. 2014.
- [2] *Fundamentale Physikalische Konstanten - Gesamtliste*. URL: www.uni-due.de.
- [3] John D. Hunter. „Matplotlib: A 2D Graphics Environment“. Version 1.4.3. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 90–95. URL: <http://matplotlib.org/>.
- [4] Eric Jones, Travis E. Oliphant, Pearu Peterson u. a. *SciPy: Open source scientific tools for Python*. Version 0.16.0. URL: <http://www.scipy.org/>.
- [5] Ethan A Merritt. *X-ray Absorption Edges*. URL: skuld.bmsc.washington.edu.
- [6] Travis E. Oliphant. „NumPy: Python for Scientific Computing“. Version 1.9.2. In: *Computing in Science & Engineering* 9.3 (2007), S. 10–20. URL: <http://www.numpy.org/>.
- [7] National Institute of Standards und Technology. *X-ray Transition Energies Database*. URL: physics.nist.gov.