

V602

Röntgenemission und -absorption

David Venker
david.venker@tu-dortmund.de

Durchführung: 05.05.20

Abgabe: 19.05.20

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1 Zielsetzung	3
2 Theorie	3
3 Durchführung	5
3.1 Überprüfung der Bragg-Bedingung	5
3.2 Analyse des Emissionsspektrums einer Cu-Röntgenröhre	6
3.3 Analyse der Absorptionsspektren	6
4 Auswertung	6
4.1 Überprüfung der Bragg-Bedingung	6
4.2 Analyse eines Emissionsspektrums der Kuper-Röntgenröhre	7
4.3 Analyse der Absorptionsspektren	10
5 Diskussion	13
5.1 Vergleich der Ergebnisse mit den Literaturwerten	13
6 Anhang	14
Literatur	21

1 Zielsetzung

Ziel ist die Analyse eines Spektrums der Cu-Röntgenröhre, sowie die Untersuchung verschiedener Elemente hinsichtlich ihrer Absorption. Abschließend soll daraus die Rydbergenergie abgeleitet werden.

2 Theorie

Um die Absorption und Emission von Röntgenstrahlung zu untersuchen, wird zunächst die Strahlung an sich in ihre Bestandteile zerlegt. Die Erzeugung von Röntgenstrahlung gelingt über eine Glühkathode, dabei werden Elektronen freigesetzt. Diese werden bei ihrem Durchlauf in einer evakuierten Röhre auf eine Anode hin beschleunigt. Die Elektronen werden im Coulomb-Feld des Atoms abgebremst und geben im Zuge dessen einen Röntgenquant ab. Dabei ist die Energie dieses Quants genau die Energie, die das Elektron verloren hat, dadurch entsteht das kontinuierliche Bremsspektrum. Die kinetische Energie eines Elektrons lässt sich über

$$E_{\text{kin}} = U \cdot e_0 \quad (1)$$

berechnen. U ist die angelegte Spannung und e die Elementarladung. Gibt ein Elektron seine gesamte Energie ab, entsteht ein Photon mit der minimalen Wellenlänge

$$\lambda_{\text{min}} = \frac{h \cdot c}{U \cdot e_0}. \quad (2)$$

Der zweite Bestandteil der Strahlung ist das charakteristische Spektrum. Wegen der Ionisation des Anodenmaterials entsteht eine Leerstelle, die von einem Elektron einer höheren Schale wieder besetzt wird. Rückt ein Elektron nach so wird ein Röntgenquant mit exakt der Energiedifferenz der beiden Schalen abgegeben. Diese Energien sind dadurch diskret und sorgen für stark ausgeprägte Linien im Spektrum. Über das Moseley'sche Gesetz kann die Energie der K_α -Strahlung als

$$E_K = R \cdot h \cdot (Z - \sigma)^2 \quad (3)$$

berechnet werden. R ist dabei die Rydbergfrequenz, Z die Ordnungszahl und σ ist die Abschirmkonstante. Es muss noch berücksichtigt werden, dass in einem Mehrelektronenatom die äußeren Elektronen leicht von den Inneren abgeschirmt werden, sie sind also weniger fest gebunden. Die Energie eines solchen Elektrons auf der n -ten Schale kann über

$$E_n = -R_\infty \cdot z_{\text{eff}}^2 \cdot \frac{1}{n^2} \quad (4)$$

berechnet werden. z_{eff} ist die effektive Kernladung und ist definiert als

$$z_{\text{eff}} = z - \sigma. \quad (5)$$

Streng genommen unterscheiden sich die Elektronen auf den Schalen durch verschiedene Bahndrehimpulse und Spins, daher kann die Bindungsenergie $E_{n,j}$ der Elektronen genau über die sommerfeldsche Strukturformel

$$E_{n,j} = -R_\infty \left(z_{\text{eff},1}^2 \cdot \frac{1}{n^2} + \alpha^2 z_{\text{eff},2}^4 \cdot \frac{1}{n^3} \left(\frac{1}{j+0.5} - \frac{3}{4n} \right) \right) \quad (6)$$

berechnet werden. n steht hier für die Hauptquantenzahl, α für die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante und j für den Gesamtdrehimpuls. $z_{\text{eff},1}$ und $z_{\text{eff},2}$ lassen sich über (5) berechnen, die entsprechenden σ lassen sich für Elektronen auf der K-Schale über

$$\sigma_K = Z - \sqrt{\frac{E_K}{R_\infty} - \frac{\alpha^2 Z^4}{4}} \quad (7)$$

bestimmen.

Damit die Röntgenstrahlung hinsichtlich ihrer Energie und Wellenlänge untersucht werden kann wird die Bragg'sche Reflexion verwendet. Photonen werden an einem LiF-Kristall um den Winkel α gebrochen. Daraus ergibt sich dann folgender Zusammenhang,

$$2d \sin \alpha = n \cdot \lambda. \quad (8)$$

n ist der Brechungsgrad des Kristalls und d hier die Gitterkonstante. Wird (8) nach λ umgestellt, ergibt sich

$$\lambda = \frac{2d \sin \alpha}{n}. \quad (9)$$

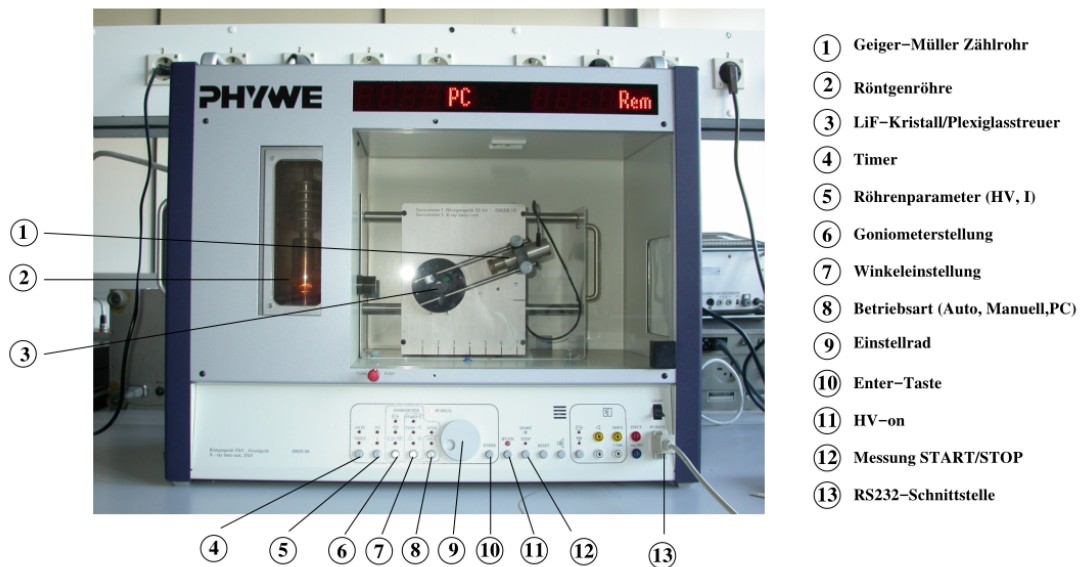


Abbildung 1: Röntgengerät mit Cu-Röntgenröhre, LiF-Kristall und Geiger-Müller Zählrohr

3 Durchführung

Alle folgenden Messungen werden mit einem Röntgengerät, wie dem in Abbildung 1 durchgeführt.

Die meisten Abläufe laufen automatisch ab, sodass nur die richtigen Einstellungen getätigt werden müssen. Als Messgerät wird das Röntgengerät eingestellt. Drehwinkel, Kristallwinkel und Integrationszeit müssen alle einstellbar sein. Vor dem Experiment wird die Beschleunigungsspannung U_B auf 35 kV gestellt. Der Emissionsstrom I soll 1 mA betragen. Beide Werte werden im Laufe des Versuches nicht mehr verändert. LiF-Kristall und die 1 mm Blende müssen beide montiert werden. Für die Schlitzblende vor dem Geiger-Müller Zählrohr ist es wichtig, dass sie senkrecht zur Drehrichtung eingestellt ist, da sonst zu viele Röntgenstrahlen auf einmal gezählt werden würden, was das Ergebnis verfälschen würde.

3.1 Überprüfung der Bragg-Bedingung

Zunächst wird die Bragg-Bedingung überprüft, dafür wird der Kristallwinkel θ auf 14° gestellt. Das Geiger-Müller Zählrohr soll dann von 26° bis 30° in $0,1^\circ$ Schritten messen. Die Integrationszeit beträgt dabei immer 5 s. Es werden alle Winkel mit ihren Intensitäten notiert.

3.2 Analyse des Emissionsspektrums einer Cu-Röntgenröhre

Für die Messung des Emissionsspektrums wird θ auf 8° gesetzt und von dort bis zu 25° vergrößert. Dies geschieht in $0,1^\circ$ -Schritten, wobei die Integrationszeit 10 s beträgt. Auch hier werden alle Werte mit ihren entsprechenden Intensitäten notiert.

3.3 Analyse der Absorptionsspektren

Zuletzt werden Absorber vor das Geiger-Müller Zählrohr gesetzt. Es werden insgesamt Absorptionsspektren aus sechs verschiedenen Elementen verwendet. Alle Elemente werden in anderen Winkelbereichen gemessen: Brom von $12,8^\circ$ bis $14,3^\circ$, Gallium von $17,0^\circ$ bis $19,0^\circ$, Rubidium von $11,2^\circ$ bis $12,5^\circ$, Strontium von $10,5^\circ$ bis $12,0^\circ$, Zink von $18,0^\circ$ bis $19,5^\circ$ und Zirkonium von $9,5^\circ$ bis $11,0^\circ$. Bei allen Elementen werden die Winkel nach 20 s um $0,1^\circ$ vergrößert. Es werden für alle verschiedenen Absorber die Intensitäten zu den Winkeln notiert.

4 Auswertung

4.1 Überprüfung der Bragg-Bedingung

Die Messdaten aus werden geplottet.

Aus dem Plot und den Daten kann entnommen werden, dass das Maximum der Intensität bei

$$\theta_{\max} = 28,2^\circ \quad (10)$$

liegt.

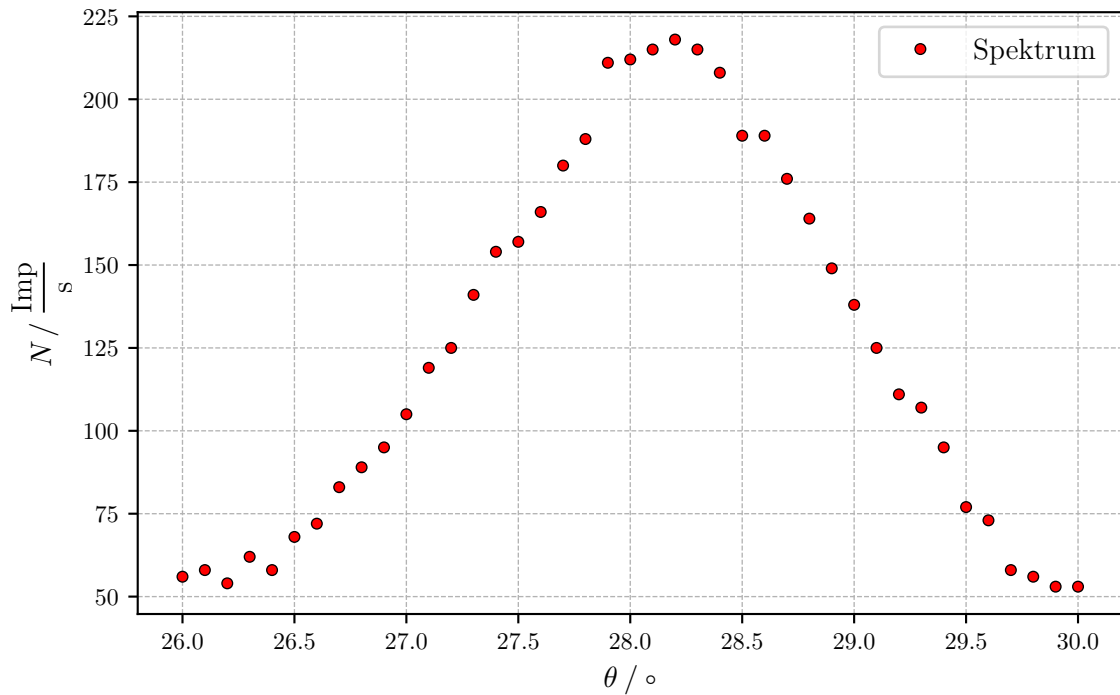


Abbildung 2: Plot der Messungen für die Bragg-Bedingung

4.2 Analyse eines Emissionsspektrums der Kuper-Röntgenröhre

Die Messwerte befinden sich im Anhang in Tabelle 6. Dann werden die Ergebnisse geplottet. Das Ergebnis ist in Abbildung 3 dargestellt.

Aus dem Spektrum lassen sich die beiden Winkel der K-Alpha und K-Beta Linien bestimmen, diese befinden sich bei den Winkeln

$$\begin{aligned}\theta_{\text{beta}} &= 20,2^\circ \\ \theta_{\text{alpha}} &= 22,5^\circ.\end{aligned}$$

Für die Berechnung der Halbwertsbreiten wurde eine Nullebene durch den niedrigsten N-Wert gelegt. Die Halbwertsbreite kann nur grob berechnet werden, da in den notwendigen Bereichen nur wenige Werte vorliegen. Es werden Geraden zwischen die beiden nächsten Punkte gelegt und von dort aus, die vier benötigten Winkel. Damit ergeben sich je zwei Winkel für beide Linien

$$\begin{aligned}\theta_{\text{beta},1} &= 20,0559^\circ \\ \theta_{\text{beta},2} &= 20,5605^\circ.\end{aligned}$$

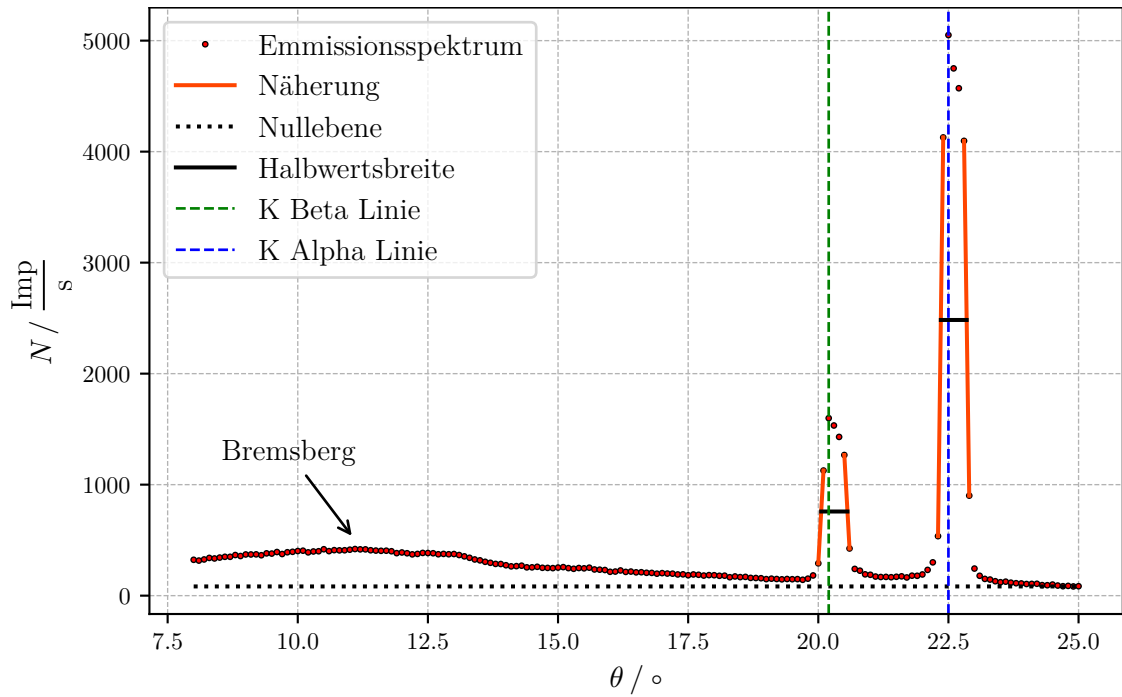


Abbildung 3: Plot der Emission der Cu-Röntgenröhre

$$\theta_{\alpha,1} = 22,3542^\circ$$

$$\theta_{\alpha,2} = 22,8505^\circ.$$

(9) wird mit der Energie eines Photons gleichgesetzt und dann nach der Energie E umgeformt. Dann ergibt sich der Zusammenhang

$$E = \frac{h \cdot c \cdot n}{2d \cdot \sin \theta}. \quad (11)$$

Über diesen werden die vier Energien berechnet und jeweils ihren entsprechenden Linien nach substrahiert. Dann ergeben sich die beiden Halbwertsbreiten

$$H_\beta = 1,4380 \cdot 10^{-15} \text{ J} - 1,4042 \cdot 10^{-15} \text{ J} = 3,38 \cdot 10^{-17} \text{ J}$$

$$H_\alpha = 1,2966 \cdot 10^{-15} \text{ J} - 1,2699 \cdot 10^{-15} \text{ J} = 2,67 \cdot 10^{-17} \text{ J}.$$

Aus diesen wiederum wird über

$$A = \frac{E_K}{\Delta E_{\text{FWHM}}} \quad (12)$$

das Auflösungsvermögen berechnet werden. Dabei ist E_K die Energie der jeweiligen Kante,

$$\begin{aligned} E_\beta &= 1,4265 \cdot 10^{-15} \text{ J} = 8,903 \text{ keV} \\ E_\alpha &= 1,2877 \cdot 10^{-15} \text{ J} = 8,037 \text{ keV}. \end{aligned}$$

Dann werden die jeweiligen Werte in (12) eingesetzt, daraus ergeben sich dann die beiden Auflösungsvermögen

$$\begin{aligned} A_\beta &= 42.18 \\ A_\alpha &= 48.23. \end{aligned}$$

Die drei Abschirmkonstanten σ_1 , σ_2 und σ_3 berechnen sich über die folgenden drei Formeln

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= Z - \sqrt{\frac{E_{K,\text{abs}}}{R_\infty}} \\ \sigma_2 &= Z - \sqrt{\frac{m^2}{n^2} \cdot (Z - \sigma_1)^2 - \frac{E_\alpha^2 m^2}{R_\infty}} \\ \sigma_3 &= Z - \sqrt{\frac{l^2}{n^2} \cdot (Z - \sigma_1)^2 - \frac{E_\beta^2 m^2}{R_\infty}}. \end{aligned}$$

$Z = 29$ ist dabei die Ordnungszahl von Kupfer. Die anderen Konstanten sind gegeben durch

$$\begin{aligned} n &= 1 \\ m &= 2 \\ l &= 3 \\ R_\infty &= 13,6 \text{ eV} \\ E_{K,\text{abs}} &= 8,978 \text{ keV}. \end{aligned}$$

R_∞ ist die Rydbergenergie und $E_{K,abs}$ ist die Absorptionsenergie von Kupfer. [1] [2]
Durch alle obigen Informationen lassen sich dann alle drei Werte als

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= 3.305 \\ \sigma_2 &= 12.537 \\ \sigma_3 &= 21.937\end{aligned}$$

berechnen.

4.3 Analyse der Absorptionsspektren

Die Messwerte der sechs Messungen wurden alle im Anhang hinterlegt. Zunächst werden alle Messreihen geplottet, dann ergibt sich folgender Plot in Abbildung 4.

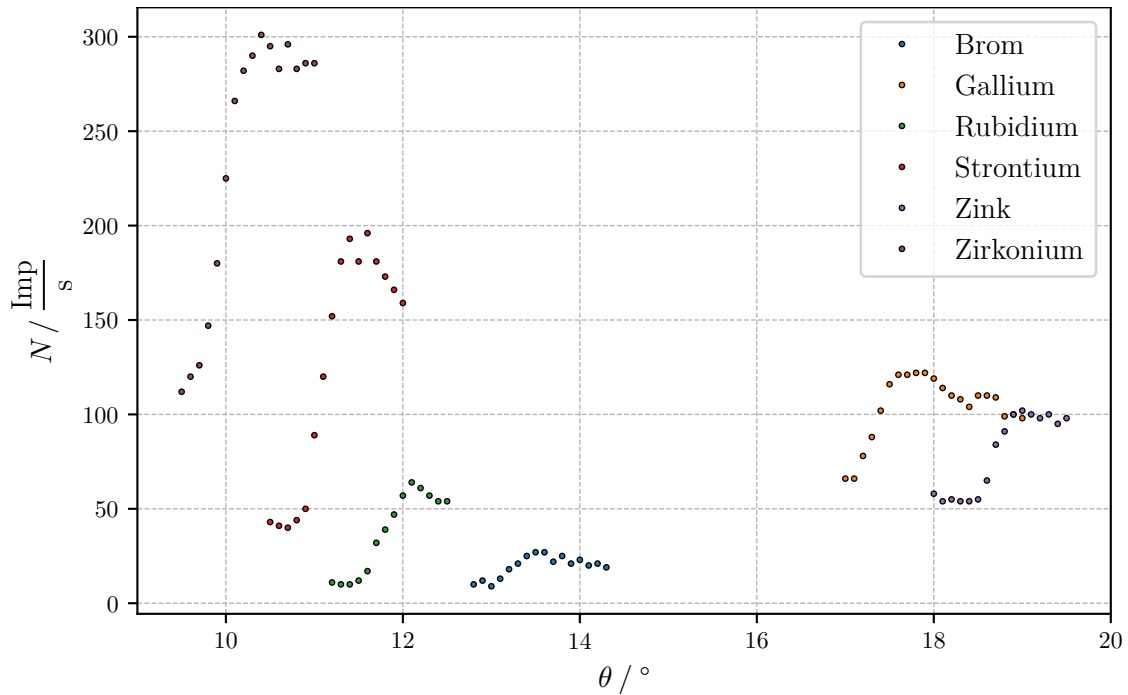


Abbildung 4: Plot der Messwerte aller Absorptionsspektren

Die Bestimmung der Mitte der K-Kante, also dem Wert I_K , gelingt über

$$I_K = I_K^{\min} + \frac{I_K^{\max} - I_K^{\min}}{2}. \quad (13)$$

Diese Rechnung wird jeweils für alle sechs Elemente durchgeführt, die Intensitätsmaxima I_K^{\max} und -minima I_K^{\min} der wurden in allen Fällen numerisch bestimmt. Über (13) werden dann die benötigten Werte für I_K berechnet. θ kann dann im Plot oder aus den Tabellen direkt zugeordnet werden. Aus θ wiederum wird über (11) die Absorptionsenergie $E_{K,\text{abs}}$ bestimmt.

Tabelle 1: Berechnete Werte für I_K mit zugehörigen θ und $E_{K,\text{abs}}$.

Element	$I_K / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$	$\theta / ^\circ$	$E_{K,\text{abs}} / \text{keV}$
Brom	18,0	13,20	13,48
Gallium	94,0	17,35	10,32
Rubidium	37,0	11,80	15,05
Strontium	118,0	11,10	15,99
Zink	78,0	18,70	9,60
Zirkonium	206,5	9,95	17,81

Dann wird aus all diesen bestimmten und gemessenen Werte über (7) die Abschirmkonstante berechnet. Z ist die jeweilige Ordnungszahl des Elements, diese sind nachfolgend aufgelistet,

$$Z_{\text{Zn}} = 30$$

$$Z_{\text{Ga}} = 31$$

$$Z_{\text{Br}} = 35$$

$$Z_{\text{Rb}} = 37$$

$$Z_{\text{Sr}} = 38$$

$$Z_{\text{Zr}} = 40.$$

Zusätzlich werden zwei Naturkonstanten benötigt, die Rydbergenergie R_∞ und die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante α . [3] Dann wird die Abschirmkonstante σ_K für alle sechs Elemente berechnet. Und die Berechnung ergibt die Werte

$$\sigma_{K,\text{Br}} = 3.84$$

$$\sigma_{K,\text{Ga}} = 3.67$$

$$\sigma_{K,\text{Rb}} = 4.11$$

$$\sigma_{K,\text{St}} = 4.12$$

$$\sigma_{K,\text{Zn}} = 3.63$$

$$\sigma_{K,\text{Zr}} = 4.28.$$

Um schlussendlich die Rydbergkonstante zu erhalten, wird das Moseley'schen Gesetz (3) in eine Geradengleichung umgeformt. Damit erhält sie die Form

$$\sqrt{E_{K,abs}} = \sqrt{R h} \cdot Z - \sqrt{R h} \sigma_K. \quad (14)$$

Um den Wert für die Rydberdfrequenz R zu erhalten, wird zunächst die Gerade in Abbildung 5 geplottet. Dafür werden die Werte für Z , $E_{K,abs}$ und σ_K aus den vorherigen Berechnungen verwendet.

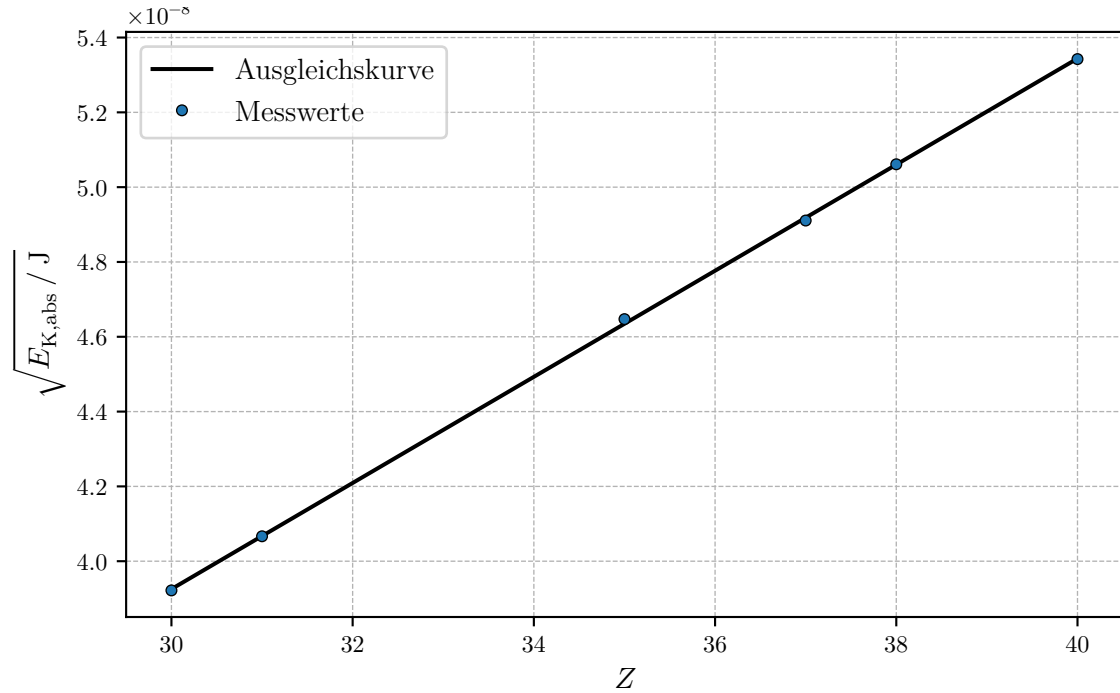


Abbildung 5: Plot der berechneten Messwerte zur Ermittlung der Rydbergenergie

Es wird eine Ausgleichsgerade der Art

$$\sqrt{E_{K,abs}} = a \cdot Z + b \quad (15)$$

durch die Werte gelegt. Die Funktionsparameter sind dann gegeben mit

$$a = (1,482 \pm 0,008) \cdot 10^{-9} \sqrt{J}$$

$$b = (-3,3 \pm 0,3) \cdot 10^{-9} \sqrt{J}.$$

Wird die Funktion mit (14) verglichen, kann der Parameter a als

$$a = \sqrt{R \cdot h} \quad (16)$$

identifiziert werden. Über den Zusammenhang

$$R_\infty = R \cdot h \quad (17)$$

wird also nun der Parameter a quadriert, um daraus die Rydbergenergie zu erhalten. Damit ergibt sich schlussendlich

$$R_\infty = a^2 = (2,012 \pm 0,024) \cdot 10^{-18} \text{ J} = (12,56 \pm 0,15) \text{ eV}. \quad (18)$$

5 Diskussion

5.1 Vergleich der Ergebnisse mit den Literaturwerten

Das Maximum der Intensität bei Unterabschnitt 4.1 wurde bei

$$\theta_{\max} = 28,2^\circ \quad (19)$$

festgestellt. Da der Kristallwinkel, also der Einfallswinkel, 14° beträgt, ist das Maximum bei 28° zu erwarten, da zusätzlich noch der Ausfallswinkel dazu addiert wird. Beide Winkel sind nach dem Prinzip der Reflexion gleich groß. Damit weicht der gemessene Wert um 0.71% ab. Auch wenn das Ergebnis sehr präzise ist, könnte diese geringe Abweichung an möglichen Ungenauigkeit beim justieren liegen, auch wenn es maschinell geschehen ist. So könnte die Linse oder LiF-Kristall ebenfalls leicht versetzt montiert worden sein.

In Unterabschnitt 4.2 konnte die minimale Wellenlänge bzw. die maximale Energie des Bremsberges nicht berechnet werden, da das vorhandene Spektrum dafür nicht genügt. Um diese Stelle zu finden wurde nicht weit genug gemessen, der entsprechende Teil ist gar nicht zu sehen, vermutlich ist er bei niedrigeren Winkeln zu finden.

In Unterabschnitt 4.3 wurden die sechs Absorptionsenergien und Abschirmkonstanten berechnet, auch diese werden mit den Literaturwerten verglichen.

Die Abweichungen zeigen, dass die Ergebnisse alle sehr genau bestimmt wurden. Das ist durchaus überraschend, da im Laufe der Auswertung einige Näherungen getroffen wurden. Bei der Bestimmung der Halbwertsbreite wurden durch recht ungenaue Geraden-
näherungen Werte ermittelt. Außerdem wurde bei der Zuordnung der Intensitäten I_K zu ihren zugehörigen Winkeln θ sehr stark gerundet. Oft lagen Werte genau zwischen den diskreten Messwerten, die zu Verfügung standen. Dort wurde es nötig nach Augenmaß einen Winkel festzulegen.

Tabelle 2: Vergleich der experimentellen und der theoretischen Absorptionsenergien. [2]

Element	E_K / keV	$E_{K,Lit}$ / keV	Abweichungen
Brom	13,48	13,47	0,07%
Gallium	10,32	10,37	0,48%
Rubidium	15,05	15,20	0,97%
Strontium	15,99	16,10	0,68%
Zink	9,60	9,65	0,52%
Zirkonium	17,81	18,00	1,06%

Tabelle 3: Vergleich der berechneten und theoretischen Abschirmkonstanten. [2]

Element	σ_K	$\sigma_{K,Lit}$	Abweichungen
Brom	3,84	3,84	0,00%
Gallium	3,67	3,61	1,63%
Rubidium	4,11	3,94	4,13%
Strontium	4,12	3,99	3,15%
Zink	3,63	3,56	1,93%
Zirkonium	4,28	4,09	4,44%

Die Literaturwerte von σ wurden über die Literaturwerte der E_K -Kanten bestimmt. Daher sind die Verhältnisse gleich.

Das Ziel der Auswertung war die Bestimmung der Rydbergenergie, dieser Wert wird ebenfalls mit dem Wert aus der Literatur verglichen.

Tabelle 4: Vergleich der ausgerechneten Rydbergenergie mit dem Literaturwert. [3]

R_∞ / eV	$R_{\infty,Lit}$ / eV	Abweichungen
$12,56 \pm 0,15$	13,61	6,61%

Obwohl die vorherigen Werte alle eine recht geringe Abweichung besitzen, weicht die Rydbergenergie etwas deutlicher ab, allerdings ist die als Ergebnis dennoch unter 10% Abweichung. Eine Erklärung wäre, dass die Rydbergenergie über die Steigung der Ausgleichsgeraden berechnet wurde und diese schon durch einen Ausreißer im Plot leicht verändert werden kann.

6 Anhang

Tabelle 5: Messwerte für Überprüfung der Bragg-Bedingung

$\theta / ^\circ$	N_0 / Imp
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 6: Messergebnisse für das Emissionsspektrums

$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$	$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$	$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$	$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$
8,0	323,0	12,3	376,0	16,6	211,0	20,9	192,0
8,1	316,0	12,4	385,0	16,7	206,0	21,0	188,0
8,2	326,0	12,5	384,0	16,8	205,0	21,1	172,0
8,3	340,0	12,6	382,0	16,9	198,0	21,2	168,0
8,4	335,0	12,7	373,0	17,0	203,0	21,3	169,0
8,5	343,0	12,8	376,0	17,1	199,0	21,4	166,0
8,6	350,0	12,9	373,0	17,2	198,0	21,5	170,0
8,7	350,0	13,0	375,0	17,3	191,0	21,6	174,0
8,8	366,0	13,1	366,0	17,4	192,0	21,7	164,0
8,9	357,0	13,2	354,0	17,5	184,0	21,8	180,0
9,0	371,0	13,3	341,0	17,6	191,0	21,9	179,0
9,1	371,0	13,4	326,0	17,7	188,0	22,0	191,0
9,2	372,0	13,5	318,0	17,8	181,0	22,1	232,0
9,3	364,0	13,6	305,0	17,9	185,0	22,2	300,0
9,4	381,0	13,7	296,0	18,0	184,0	22,3	536,0
9,5	379,0	13,8	286,0	18,1	179,0	22,4	4128,0
9,6	393,0	13,9	285,0	18,2	180,0	22,5	5050,0
9,7	375,0	14,0	274,0	18,3	166,0	22,6	4750,0
9,8	391,0	14,1	264,0	18,4	173,0	22,7	4571,0
9,9	395,0	14,2	266,0	18,5	167,0	22,8	4097,0
10,0	402,0	14,3	270,0	18,6	169,0	22,9	901,0
10,1	405,0	14,4	255,0	18,7	160,0	23,0	244,0
10,2	390,0	14,5	255,0	18,8	159,0	23,1	179,0
10,3	398,0	14,6	260,0	18,9	157,0	23,2	151,0
10,4	400,0	14,7	251,0	19,0	149,0	23,3	145,0
10,5	418,0	14,8	250,0	19,1	153,0	23,4	130,0
10,6	401,0	14,9	248,0	19,2	150,0	23,5	121,0
10,7	410,0	15,0	253,0	19,3	147,0	23,6	126,0
10,8	408,0	15,1	257,0	19,4	150,0	23,7	117,0
10,9	409,0	15,2	248,0	19,5	148,0	23,8	112,0
11,0	414,0	15,3	242,0	19,6	149,0	23,9	110,0
11,1	420,0	15,4	249,0	19,7	143,0	24,0	105,0
11,2	417,0	15,5	246,0	19,8	153,0	24,1	106,0
11,3	417,0	15,6	252,0	19,9	182,0	24,2	107,0
11,4	409,0	15,7	236,0	20,0	291,0	24,3	95,0
11,5	406,0	15,8	234,0	20,1	1127,0	24,4	94,0
11,6	404,0	15,9	231,0	20,2	1599,0	24,5	100,0
11,7	405,0	16,0	215,0	20,3	1533,0	24,6	91,0
11,8	400,0	16,1	217,0	20,4	1430,0	24,7	85,0
11,9	383,0	16,2	227,0	20,5	1267,0	24,8	88,0
12,0	389,0	16,3	214,0	20,6	425,0	24,9	83,0
12,1	382,0	16,4	217,0	20,7	241,0	25,0	85,0
12,2	372,0	16,5	210,0	20,8	225,0		

Tabelle 7: Messwerte des Absorptionsspektrums von Brom

$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$
12,8	10,0
12,9	12,0
13,0	9,0
13,1	13,0
13,2	18,0
13,3	21,0
13,4	25,0
13,5	27,0
13,6	27,0
13,7	22,0
13,8	25,0
13,9	21,0
14,0	23,0
14,1	20,0
14,2	21,0
14,3	19,0

Tabelle 8: Messwerte des Absorptionsspektrums von Gallium

$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$
17,0	66,0
17,1	66,0
17,2	78,0
17,3	88,0
17,4	102,0
17,5	116,0
17,6	121,0
17,7	121,0
17,8	122,0
17,9	122,0
18,0	119,0
18,1	114,0
18,2	110,0
18,3	108,0
18,4	104,0
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 9: Messwerte des Absorptionsspektrums von Rubidium

$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$
11,2	11,0
11,3	10,0
11,4	10,0
11,5	12,0
11,6	17,0
11,7	32,0
11,8	39,0
11,9	47,0
12,0	57,0
12,1	64,0
12,2	61,0
12,3	57,0
12,4	54,0
12,5	54,0

Tabelle 10: Messwerte des Absorptionsspektrums von Strontium

$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$
10,5	43,0
10,6	41,0
10,7	40,0
10,8	44,0
10,9	50,0
11,0	89,0
11,1	120,0
11,2	152,0
11,3	181,0
11,4	193,0
11,5	181,0
11,6	196,0
11,7	181,0
11,8	173,0
11,9	166,0
12,0	159,0

Tabelle 11: Messwerte des Absorptionsspektrums von Zink

$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$
18,0	58,0
18,1	54,0
18,2	55,0
18,3	54,0
18,4	54,0
18,5	55,0
18,6	65,0
18,7	84,0
18,8	91,0
18,9	100,0
19,0	102,0
19,1	100,0
19,2	98,0
19,3	100,0
19,4	95,0
19,5	98,0

Tabelle 12: Messwerte des Absorptionsspektrums von Zirkonium

$\theta / ^\circ$	$N / \frac{\text{Imp}}{\text{s}}$
9,5	112,0
9,6	120,0
9,7	126,0
9,8	147,0
9,9	180,0
10,0	225,0
10,1	266,0
10,2	282,0
10,3	290,0
10,4	301,0
10,5	295,0
10,6	283,0
10,7	296,0
10,8	283,0
10,9	286,0
11,0	286,0

Literatur

- [1] TU Dortmund. *Versuchsanleitung zu Versuch Nr. 602 Röntgenemission und -absorption*. 2020.
- [2] Ethan A. Merritt. *X-ray Absorption Edges*. URL: http://skuld.bmsc.washington.edu/scatter/AS_periodic.html (besucht am 14.05.2020).
- [3] NIST Standard Reference Database. *CODATA Internationally recommended 2018 values of the Fundamental Physical Constants*. URL: <https://physics.nist.gov/cuu/Constants/> (besucht am 04.05.2020).