

# **V602 Röntgenemission und -absorption**

Alina Landmann, [alina.landmann@tu-dortmund.de](mailto:alina.landmann@tu-dortmund.de)  
Jannine Salewski, [jannine.salewski@tu-dortmund.de](mailto:jannine.salewski@tu-dortmund.de)

Durchführung: 15.05.2018

Abgabe: 22.05.2018

TU Dortmund - Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Zielsetzung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>1</b>
2.1	Entstehung von Röntgenstrahlung . . . . .	1
2.2	Absorption von Röntgenstrahlung . . . . .	2
2.3	Bragg-Gleichung . . . . .	3
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>3</b>
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>5</b>
4.1	Überprüfen der Bragg-Bedingung . . . . .	5
4.2	Das Emissionsspektrum einer Cu-Röntgenröhre . . . . .	5
4.3	Absorptionsspektrum von leichten Elementen . . . . .	10
4.4	Absorptionsspektrum von Quecksilber . . . . .	14
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>16</b>

# 1 Zielsetzung

Im Versuch wird das Emissionsspektrum einer Kupferröntgenröhre und die Absorptionsspektren verschiedener anderer Stoffe untersucht.

## 2 Theorie

### 2.1 Entstehung von Röntgenstrahlung

Wenn beschleunigte Elektronen mit Materie wechselwirken, so entsteht Röntgenstrahlung. Die Beschleunigung der Elektronen geschieht im Versuch mit einer Röntgenröhre, in der Elektronen mittels des Glühelektrischeneffekts aus einer Kathode ausgelöst werden und dann zu einer Anode hin beschleunigt werden. Treffen die Elektronen auf das Anodenmaterial, so entsteht Röntgenstrahlung auf zwei verschiedene Arten.

1. Bremsstrahlung: Durch die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Coulombfeld der Atomkerne des Anodenmaterials, werden die Elektronen abgebremst. Durch den Abbremsvorgang verliert das Elektron an Energie, die in Form eines Photons emittiert wird. Dabei entsteht ein kontinuierliches Spektrum, das eine Grenzwellenlänge aufweist, unter der keine Röntgenstrahlung mehr gemessen werden kann:

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{e_0 U}$$

Hierbei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Vakuumlichtgeschwindigkeit,  $e_0$  die Elektronenruhemasse und  $U$  die Beschleunigungsspannung. Die minimale Wellenlänge ergibt sich aus der vollständigen Abbremsung des Elektrons, bei der die gesamte kinetische Energie des Elektrons, die aus der Beschleunigung gewonnen wurde, umgewandelt wird. Das dabei entstehende kontinuierliche Spektrum wird Bremspektrum oder als Bremsberg bezeichnet.

2. Charakteristisches Spektrum: Bei der Entstehung des charakteristischen Spektrums schlagen die beschleunigten Elektronen, Elektronen aus den tieferen Schalen der Anodenatome heraus. In die entstandene Lücke rückt ein Atom aus einer höheren Schale in diese Schale runter und emittiert dabei ein Röntgenquant. Die dabei freiwerdende Energie ergibt sich aus der Differenz zwischen Ursprungsniveau und Zielniveau. Die Bindungsenergie einer Elektronenschale ergibt sich aus folgender Beziehung:

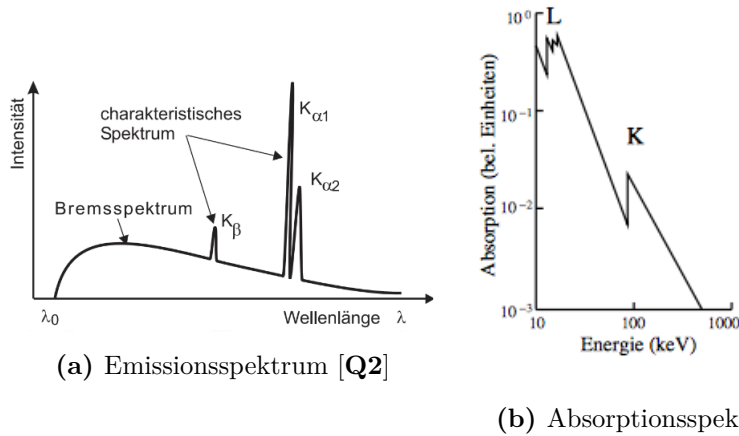
$$E_n = -R_{\infty} z_{\text{eff}}^2 \frac{1}{n^2}$$

Dabei ist  $R_{\infty}$  die Rydbergenergie mit 13.6 eV. Die Konstante  $z_{\text{eff}} = z - \sigma$  beschreibt die effektive Kernladung, die sich aus der Differenz zwischen der tatsächlichen Kernladung  $z$  und der Abschirmkonstante  $\sigma$  ergibt. Es ergibt sich ein diskretes Spektrum. Die scharf abgegrenzten Linien des Röntgenspektrums werden mit  $K_{\alpha}, K_{\beta}, L_{\alpha}$  usw. bezeichnet.

Der Großbuchstabe beschreibt hier auf welche Schale das Elektron fällt, der griechische Buchstabe, um wieviele Schalen höher es sich zuvor befand. Die Abschirmkonstante ist für jedes Elektron in der äußeren Schale unterschiedlich, weshalb sich für jedes Elektron unterschiedliche Bindungsenergien ergeben, was dazu führt, dass jede Linie im charakteristischen Spektrum aus kleinen, sehr nah beieinander liegenden Linien besteht. Diese Linien werden als Feinstruktur bezeichnet und werden dem Bremsspektrum aufgesetzt, wie in Abbildung 1a zu sehen ist.

## 2.2 Absorption von Röntgenstrahlung

Bei der Wechselwirkung von Röntgenstrahlen mit einer Energie unter 1 MeV spielen zwei Effekte eine wichtige Rolle: Zum einen der Compton-Effekt und zum anderen der Photoeffekt. Die Compton-Streuung ist vor allem bei Absorbern mit wenigen Elektronen von Bedeutung. Die einstrahlenden Röntgenquanten treffen auf die Hüllenelektronen der Absorberatome, wobei sie mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit absorbiert werden. Die Absorptionswahrscheinlichkeit ist hier umgekehrt proportional zur Energie der einfallenden Röntgenquanten. Erreichen die Röntgenquanten die Bindungsenergie der Elektronen, so können sie diese ionisieren. Die Absorptionswahrscheinlichkeit steigt sprunghaft an. Diese Kanten werden Absorptionskanten genannt und erhalten in der Nomenklatur den Buchstaben der ionisierten Schale. Ein Absorptionsspektrum mit Absorptionskanten ist in Abbildung 1b zu sehen.



**Abbildung 1:** Emissions- und Absorptionsspektren von Röntgenstrahlung.

Auch bei der Absorption von Röntgenstrahlung muss die Feinstruktur beachtet werden. Somit ergibt sich mit der Sommerfeldschen Feinstrukturformel die Bindungsenergie für ein Elektron, das sich in einer Schale mit der Feinstruktur befindet:

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

In der Formel steht  $n$  für die Hauptquantenzahl,  $j$  für die Gesamtdrehimpulsquantenzahl, und  $\alpha$  für die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante. Die Bestimmung der Abschirmkonstanten  $\sigma$  erfolgt aus der Energiedifferenz zweier Feinstrukturkonstanten:

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

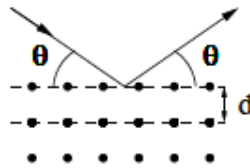
Hier gibt  $\Delta E_L = E_{L_2} - E_{L_3}$ , die Energiedifferenz zwischen den Schalen  $L_2$  und  $L_3$  an.

## 2.3 Bragg-Gleichung

Die Bragg-Reflexion wird zur Bestimmung der Wellenlänge der Röntgenstrahlung verwendet. Dafür muss die Strahlung auf einen kristall mit regelmäßiger Gitterstruktur gerichtet werden. Treffen die Röntgenstrahlen auf eine solche Gitterstruktur, werden sie gebeugt und reflektieren miteinander. Unter einem bestimmten Winkel  $\theta$  kommt es zu konstruktiver Interferenz. Der Winkel  $\theta$  wird als Glanzwinkel bezeichnet. Mit der Gitterkonstanten  $d$  und der Beugungsordnung  $n$  ergibt sich die Bragg-Bedingung:

$$2d \sin(\theta) = n \lambda \quad (2)$$

In Abbildung 2 ist die Photonenbeugung am Gitter schematisch dargestellt.



**Abbildung 2:** Veranschaulichung der Bragg-Bedingung für die Photonenbeugung am Gitter. [Q1]

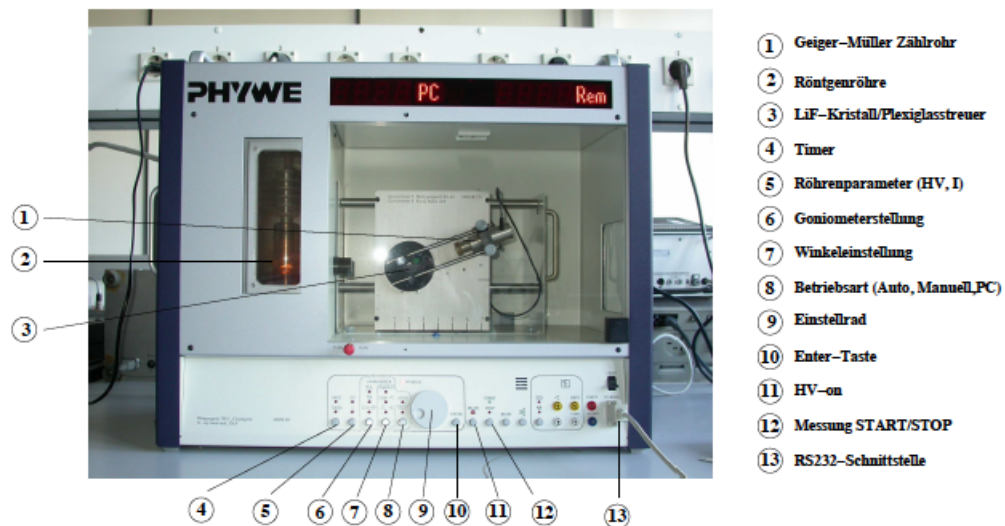
## 3 Durchführung

Der Versuchsaufbau ist in Abbildung 3 zu sehen. Zur Durchführung des Versuchs ist ein Geiger-Müller-Zählrohr, ein Lithiumfluorid-Kristall (LiF-Kristall), sowie eine Kupfer-Röntgenröhre zur Aussendung von Röntgenstrahlung verwendet. Vor dem Geiger-Müller-Zählrohr können Träger mit Absorbern verschiedener Elemente befestigt werden. Die einzelnen Ansteuerungen werden elektronisch über einen Rechner geregelt. Im ersten Teil des Versuchs wird die Bragg-Bedingung überprüft. Dafür wird der Winkel des LiF-Kristalls fest auf  $14^\circ$  eingestellt und mit dem Geiger-Müller-Zählrohr ein Winkelbereich von  $26^\circ$  bis  $30^\circ$  in  $0.1^\circ$  Schritten abgefahren. In dem entstandenen Graph werden dann

Bremsberg,  $K_\alpha$  und  $K_\beta$  identifiziert und beschriftet. Das erhaltene Maximum wird mit dem Theoriewert aus Gleichung 2 verglichen.

Im zweiten Teil des Versuchs wird das Emissionsspektrum der Röntgenröhre ermittelt. Dazu wird der Kristall im Koppelmodus 2:1 von  $4^\circ$  bis  $26^\circ$  in  $0.2^\circ$  Schritten umfahren. Die Intensität wird für 5 sec gemessen.

Im dritten Teil des Versuchs werden die Absorptionsspektren verschiedener Absorber ermittelt und analysiert. Dies geschieht, indem jeweils ein Träger mit einem Absorber vor das Geiger-Müller-Zählrohr gespannt wird und der Kristall in  $0.1^\circ$  Schritten umfahren wird. Für jeden Winkel wird dann für 20 sec die Intensität der Röntgenstrahlen gemessen. Die Winkel, die das Geiger-Müller-Zählrohr bei den verschiedenen Absorbern abfahren muss, ist materialspezifisch und wurde vorher berechnet. Zunächst werden die Absorptionsspektren von drei verschiedenen Elementen, deren Ordnungszahlen zwischen 30 und 50 liegen untersucht und im Anschluss ein Absorber, dessen Ordnungszahl über 70 liegt. Für die ersten drei Absorber sollen die Energieübergänge und daraus die Abschirmkonstanten der  $K$ -Kanten bestimmt werden, für den letzten Absorber werden die Energieübergänge und die Abschirmkonstanten der  $L$ -Kanten bestimmt.



**Abbildung 3:** Versuchsaufbau zur Messung von Röntgenabsorptions- und -emissionsspektren. [Q1]

## 4 Auswertung

### 4.1 Überprüfen der Bragg-Bedingung

Zur Überprüfung der Bragg-Bedingung wird das Maximum der Messung aus Abbildung 4 abgelesen und mit dem Literaturwert von  $\theta = 14^\circ$  verglichen. Das Maximum aus Abbildung 4 liegt bei  $\theta_{\text{gemessen}} = 14.2^\circ$ , somit ist die Bragg-Bedingung erfüllt.

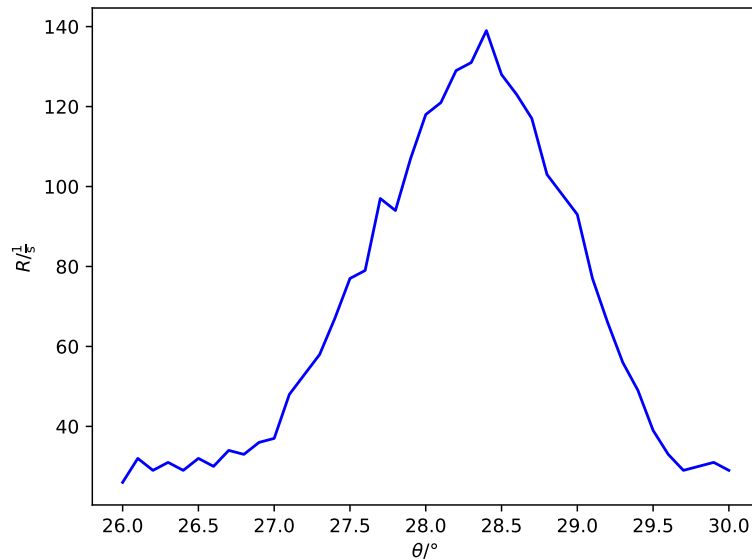


Abbildung 4: Überprüfung der Bragg-Bedingung.

### 4.2 Das Emissionsspektrum einer Cu-Röntgenröhre

In Abbildung 5 ist das Emissionsspektrum einer Cu-Röntgenröhre dargestellt. Das Bremspektrum ist dabei das gesamte Spektrum, die  $K_\alpha$ -Linie befindet sich bei  $\theta_{K_\alpha} = 20.0^\circ$  und die  $K_\beta$ -Linie befindet sich bei  $\theta_{K_\beta} = 22.2^\circ$ . In Abbildung 6 ist der Anfangsbereich des Bremspektrum noch einmal genauer dargestellt, hieraus lässt sich der Grenzwinkel  $\theta_{\min} = 5^\circ$  ablesen. Die zugehörige maximale Energie lässt sich durch die Formel

$$E = c\nu = \frac{ch}{\lambda} = \frac{ch}{2d \sin(\theta)} \quad (3)$$

berechnen, mit  $d = 201.4 \text{ pm}$ ,  $c$  der Lichtgeschwindigkeit und  $h$  dem Planckschen Wirkungsquantum. Daraus folgt für die maximale Energie und aus der Braggbedingung die

minimale Wellenlänge  $\lambda_{\min}$

$$\begin{aligned} E_{\max} &= 35.317 \text{ keV} \\ \lambda_{\min} &= 35.1 \text{ pm} \end{aligned}$$

Die Abschirmkonstante kann somit aus der Formel

$$\sigma_K = z - \sqrt{\frac{4(E_\alpha - E_\beta)}{R_\infty}} \quad (4)$$

bestimmt werden. Mit  $Z_{\text{Kupfer}} = 29$  und  $R_\infty = 13.6 \text{ eV}$  und den aus den Winkeln berechneten Energien für die  $K_\alpha$ - und für die  $K_\beta$ -Kante mit Hilfe der Formel (3)

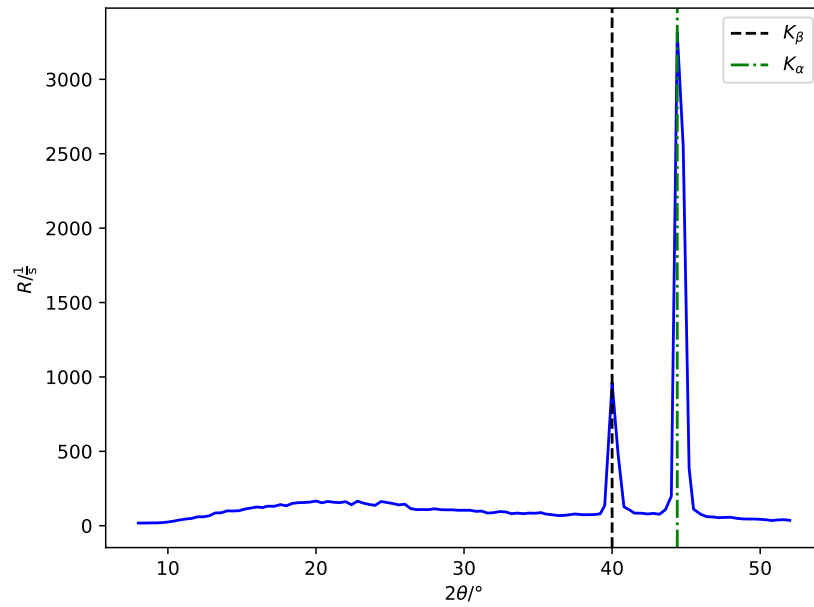
$$\begin{aligned} \theta_\alpha &= 20.0^\circ \\ \theta_\beta &= 22.2^\circ \\ E_{\theta_\alpha} &= 8.146 \text{ keV} \\ E_{\theta_\beta} &= 8.999 \text{ keV} \end{aligned}$$

lässt sich somit die Abschirmkonstante  $\sigma_K$  berechnen

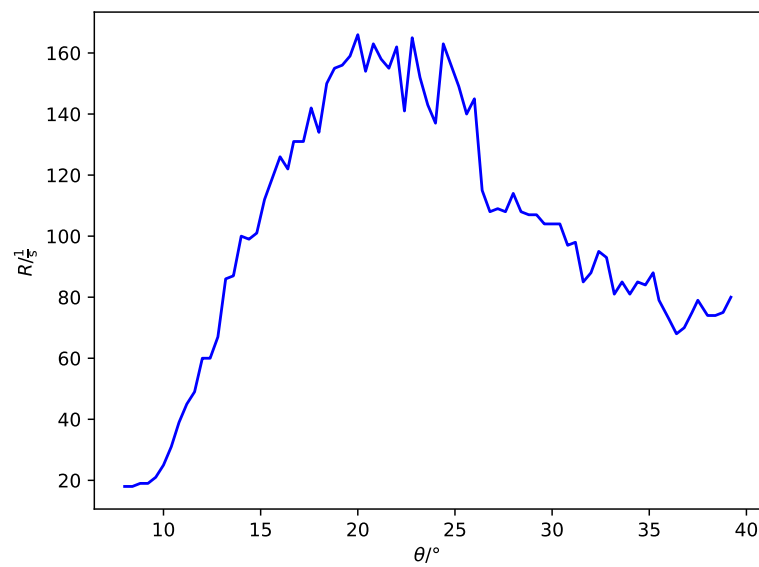
$$\sigma_K = 13,159$$

Die Bestimmung der Halbwärtsbreite der Peaks ist in Abbildung 7 und 8 veranschaulicht. Hieraus erhalten wir die Werte  $d_1 = 0.64^\circ$  und  $d_2 = 0.78^\circ$ . Das Auflösungsvermögen beschreibt in der Physik das Maß für den geringsten Abstand zweier Messobjekte, die von der Messapparatur mit Sicherheit noch getrennt aufgelöst bzw. gemessen werden können. In der Optik ist zum Beispiel das Maß für den geringsten Abstand, der aufgelöst werden kann, wenn das Intensitätsmaximum eines Objektes auf dem ersten Intensitätsminimum des anderen Objektes liegt. Wird dieser Abstand geringer, lassen sich beide Objekte nicht mehr sauber voneinander trennen.

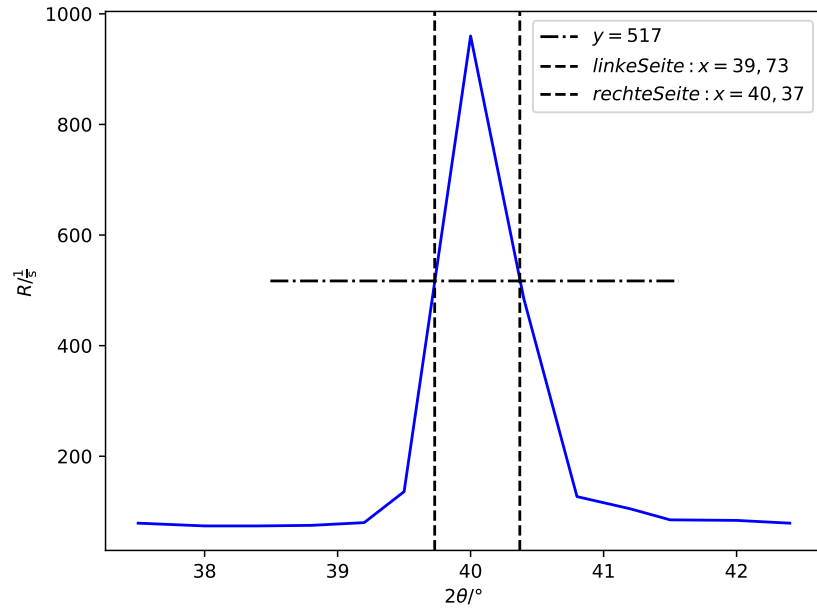




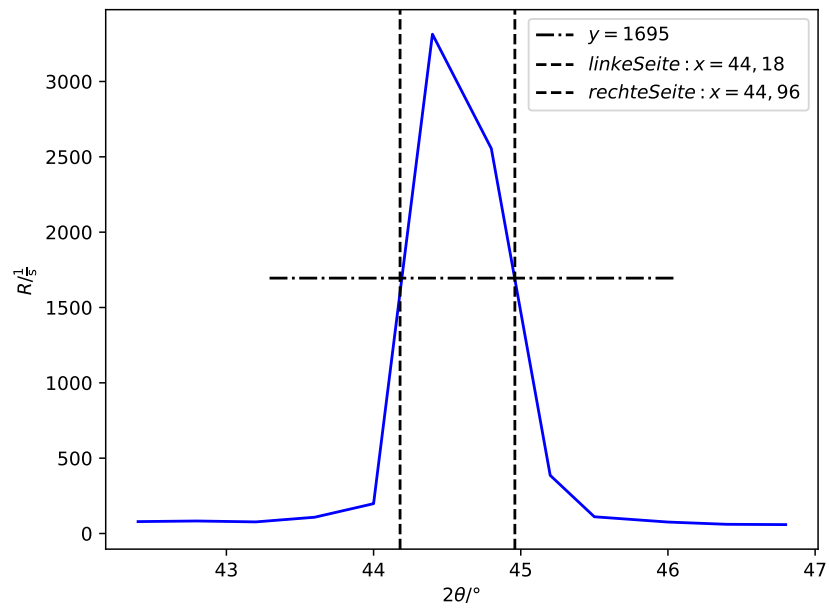
**Abbildung 5:** Emissionsspektrum einer Cu-Röntgenröhre.



**Abbildung 6:** Anfangsbereich des Bremsspektrums von Kupfer.



**Abbildung 7:** Messung der Halbwertsbreite des  $K_\beta$ -Peaks.



**Abbildung 8:** Messung der Halbwertsbreite des  $K_\alpha$ -Peaks.

**Tabelle 1:** Messwerte zum Emissionspektrum einer Cu-Röntgenröhre.

$\theta / ^\circ$	$R / 1/s$	$\theta / ^\circ$	$R / 1/s$	$\theta / ^\circ$	$R / 1/s$
8.00	18.00	22.80	165.00	37.50	79.00
8.40	18.00	23.20	152.00	38.00	74.00
8.80	19.00	23.60	143.00	38.40	74.00
9.20	19.00	24.00	137.00	38.80	75.00
9.60	21.00	24.40	163.00	39.20	80.00
10.00	25.00	24.80	156.00	39.50	136.00
10.40	31.00	25.20	149.00	40.00	960.00
10.80	39.00	25.60	140.00	40.40	485.00
11.20	45.00	26.00	145.00	40.80	127.00
11.60	49.00	26.40	115.00	41.20	105.00
12.00	60.00	26.80	108.00	41.50	85.00
12.40	60.00	27.20	109.00	42.00	84.00
12.80	67.00	27.60	108.00	42.40	79.00
13.20	86.00	28.00	114.00	42.80	83.00
13.60	87.00	28.40	108.00	43.20	77.00
14.00	100.00	28.80	107.00	43.60	108.00
14.40	99.00	29.20	107.00	44.00	198.00
14.80	101.00	29.60	104.00	44.40	3314.00
15.20	112.00	30.00	104.00	44.80	2555.00
15.60	119.00	30.40	104.00	45.20	386.00
16.00	126.00	30.80	97.00	45.50	111.00
16.40	122.00	31.20	98.00	46.00	76.00
16.70	131.00	31.60	85.00	46.40	61.00
17.20	131.00	32.00	88.00	46.80	59.00
17.60	142.00	32.40	95.00	47.20	54.00
18.00	134.00	32.80	93.00	47.60	56.00
18.40	150.00	33.20	81.00	48.00	57.00
18.80	155.00	33.60	85.00	48.40	50.00
19.20	156.00	34.00	81.00	48.80	46.00
19.60	159.00	34.40	85.00	49.20	45.00
20.00	166.00	34.80	84.00	49.60	45.00
20.40	154.00	35.20	88.00	50.00	43.00
20.80	163.00	35.50	79.00	50.40	40.00
21.20	158.00	36.00	73.00	50.80	35.00
21.60	155.00	36.40	68.00	51.20	39.00
22.00	162.00	36.80	70.00	51.60	41.00
22.40	141.00	37.20	75.00	52.00	36.00

### 4.3 Absorptionsspektrum von leichten Elementen

Die K-Kanten des Absorptionsspektrums lassen sich aus den Abbildungen 9, 10 und 11 ablesen

$$\begin{aligned}\theta_{\text{Brom}} &= 23.05^\circ \\ \theta_{\text{Strontium}} &= 11.35^\circ \\ \theta_{\text{Zirkonium}} &= 9.65^\circ\end{aligned}$$

Aus den Winkeln folgt für die Energie nach Formel (3)

$$\begin{aligned}E_{\text{Brom}} &= 13.632 \text{ keV} \\ E_{\text{Strontium}} &= 15.640 \text{ keV} \\ E_{\text{Zirkonium}} &= 18.362 \text{ keV}\end{aligned}$$

Aus der Gleichung

$$E_n = -R_\infty z_{\text{eff}}^2 \cdot \frac{1}{n^2} \quad (5)$$

kann man die Formeln für  $\sigma_K$  aufstellen, mit der Annahme, dass  $E_K = E_\beta$  gilt.

$$\sigma_K = z - \sqrt{\frac{E_\beta}{R_\infty}} \quad (6)$$

Mit den Energien und den Ordnungszahlen  $Z_{\text{Brom}} = 35$ ,  $Z_{\text{Strontium}} = 38$  und  $Z_{\text{Zirkonium}} = 40$  folgt für die Abschirmungskonstanten

$$\begin{aligned}\sigma_{K_{\text{Brom}}} &= 3,340 \\ \sigma_{K_{\text{Strontium}}} &= 4,088 \\ \sigma_{K_{\text{Zirkonium}}} &= 3,255\end{aligned}$$

Nach Mosley ist die Energie  $E_K$  proportional zu  $z^2$ . Dazu soll nun eine lineare Regression der Form

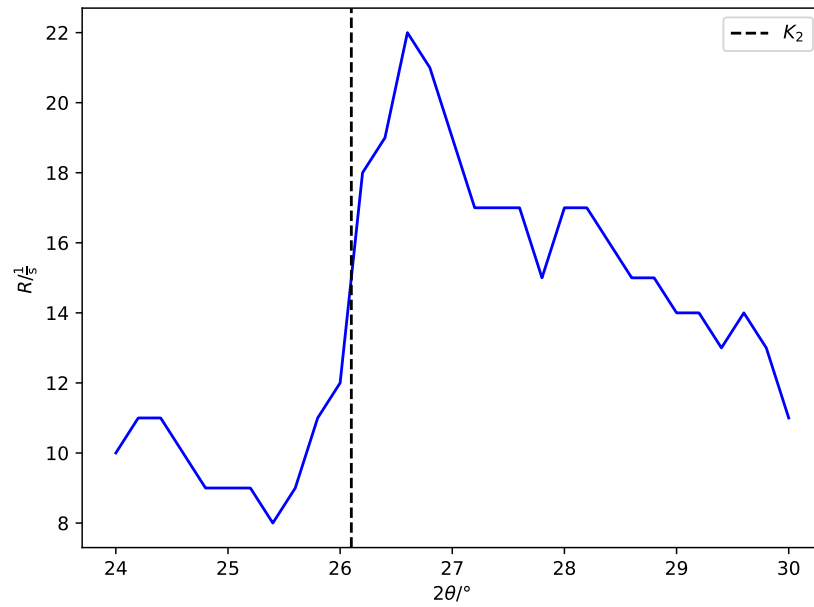
$$\sqrt{E_K} = m \cdot z + b \quad (7)$$

durchgeführt werden. In Abbildung 12 ist diese Lineare Regression dargestellt, aus dieser ergeben sich die Werte der Steigung  $m$  und des y-Achsenabschnittes  $b$

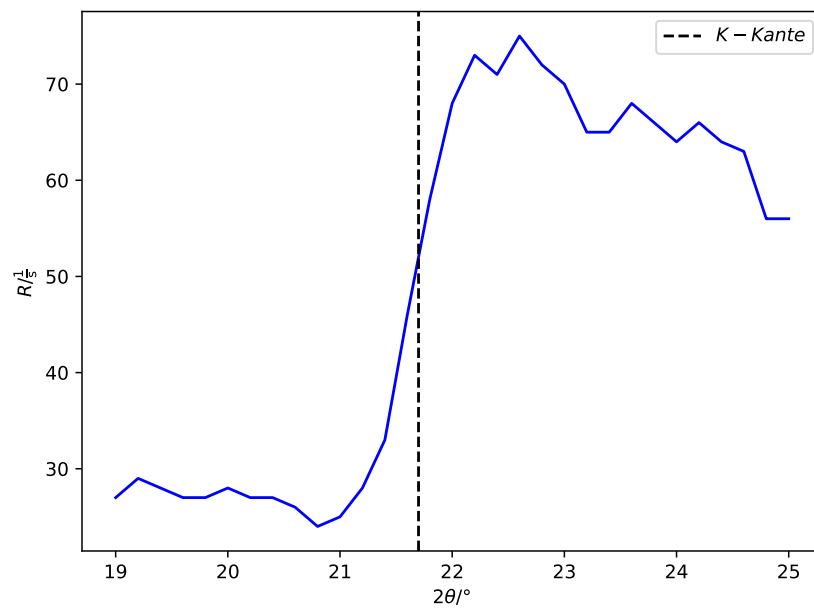
$$\begin{aligned}m &= (1.47 \pm 0.27) \cdot 10^{-9} \sqrt{\text{J}} \\ b &= (-0.5 \pm 1.0) \cdot 10^{-8} \sqrt{\text{J}}\end{aligned}$$

Der Vergleich der lineare Regression mit der Formel (5) führt zu dem Wert der Rydberg-energie

$$R_{\infty \text{berechnet}} = m^2 = (13 \pm 5) \text{ eV} \quad (8)$$



**Abbildung 9:** Absorptionsspektrum von Brom.



**Abbildung 10:** Absorptionsspektrum von Strontium.

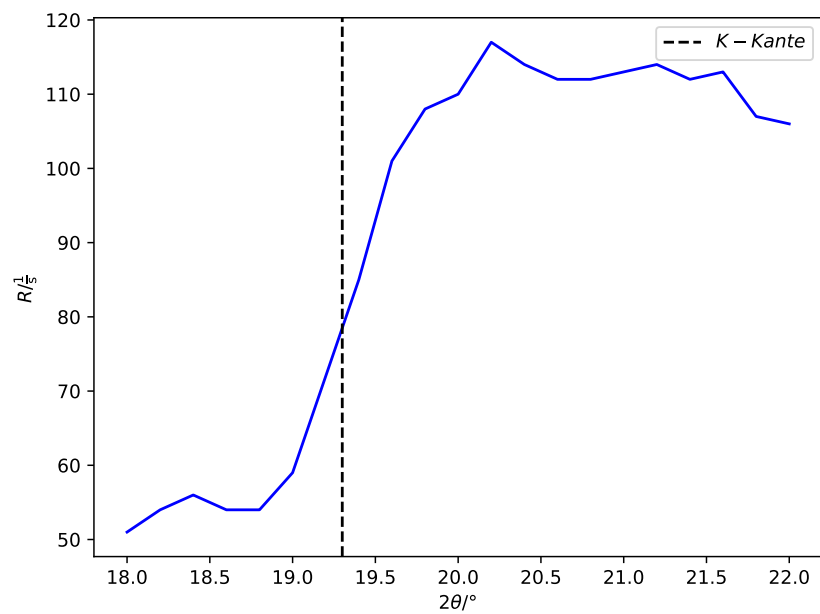


Abbildung 11: Absorptionsspektrum von Zirkonium.

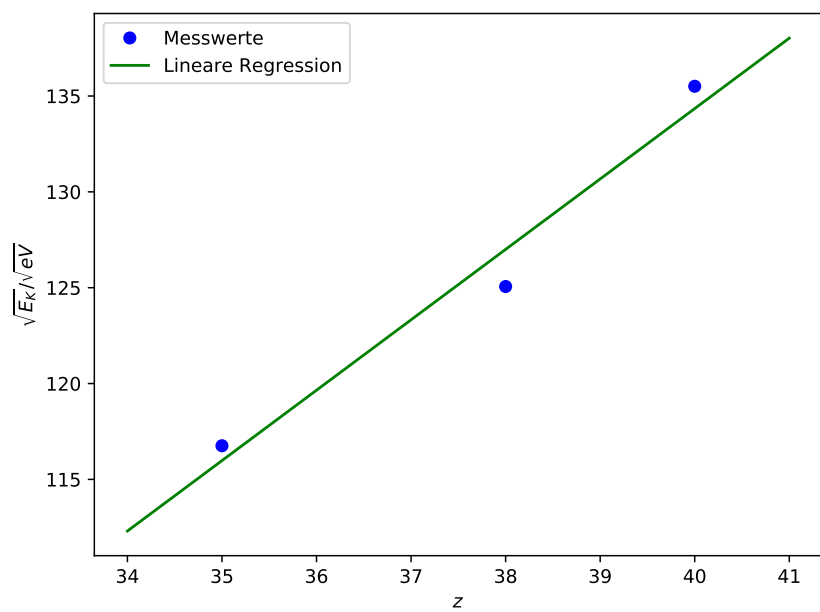


Abbildung 12: Lineare Regression.

**Tabelle 2:** Messwerte zum Spektrum leichter Elemente

Brom		Strontium		Zirkonium	
$\theta / ^\circ$	$R / 1/s$	$\theta / ^\circ$	$R / 1/s$	$\theta / ^\circ$	$R / 1/s$
24.00	10.00	19.00	27.00	18.00	51.00
24.20	11.00	19.20	29.00	18.20	54.00
24.40	11.00	19.40	28.00	18.40	56.00
24.60	10.00	19.60	27.00	18.60	54.00
24.80	9.00	19.80	27.00	18.80	54.00
25.00	9.00	20.00	28.00	19.00	59.00
25.20	9.00	20.20	27.00	19.20	72.00
25.40	8.00	20.40	27.00	19.40	85.00
25.60	9.00	20.60	26.00	19.60	101.00
25.80	11.00	20.80	24.00	19.80	108.00
26.00	12.00	21.00	25.00	20.00	110.00
26.20	18.00	21.20	28.00	20.20	117.00
26.40	19.00	21.40	33.00	20.40	114.00
26.60	22.00	21.60	46.00	20.60	112.00
26.80	21.00	21.80	58.00	20.80	112.00
27.00	19.00	22.00	68.00	21.00	113.00
27.20	17.00	22.20	73.00	21.20	114.00
27.40	17.00	22.40	71.00	21.40	112.00
27.60	17.00	22.60	75.00	21.60	113.00
27.80	15.00	22.80	72.00	21.80	107.00
28.00	17.00	23.00	70.00	22.00	106.00
28.20	17.00	23.20	65.00		
28.40	16.00	23.40	65.00		
28.60	15.00	23.60	68.00		
28.80	15.00	23.80	66.00		
29.00	14.00	24.00	64.00		
29.20	14.00	24.20	66.00		
29.40	13.00	24.40	64.00		
29.60	14.00	24.60	63.00		
29.80	13.00	24.80	56.00		
30.00	11.00	25.00	56.00		

#### 4.4 Absorptionsspektrum von Quecksilber

Um die Absorptionskonstante von der L-Kante von Quecksilber zu bestimmen wird die Formel (1) verwendet. Hierzu muss zunächst  $\Delta E$  an dem Graphen abgelesen werden, hierzu werden die Winkel der Kanten bestimmt und mit Hilfe der Formel (3) die zugehörigen Energien bestimmt.

$$\theta_{L2} = 12.5^\circ$$

$$\theta_{L3} = 14.5^\circ$$

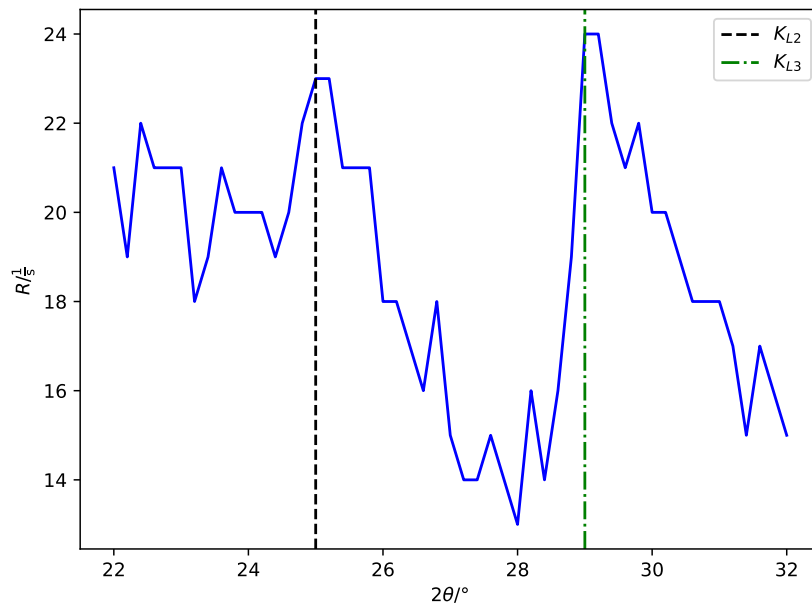
$$E_{\theta_{L2}} = 14.221 \text{ keV}$$

$$E_{\theta_{L3}} = 12.294 \text{ keV}$$

$$\Delta E = 1.928 \text{ keV}$$

Mit der Formel 1 lässt sich nun die Abschirmkonstante  $\sigma_L$  Berechnungen

$$\sigma_L = 3,569 \quad (9)$$



**Abbildung 13:** Absorptionsspektrum von Quecksilber.



**Tabelle 3:** Messwerte zur Messung des Spektrums von Quecksilber.

$\theta / ^\circ$	$R / 1/s$	$\theta / ^\circ$	$R / 1/s$
22.00	21.00	27.20	14.00
22.20	19.00	27.40	14.00
22.40	22.00	27.60	15.00
22.60	21.00	27.80	14.00
22.80	21.00	28.00	13.00
23.00	21.00	28.20	16.00
23.20	18.00	28.40	14.00
23.40	19.00	28.60	16.00
23.60	21.00	28.80	19.00
23.80	20.00	29.00	24.00
24.00	20.00	29.20	24.00
24.20	20.00	29.40	22.00
24.40	19.00	29.60	21.00
24.60	20.00	29.80	22.00
24.80	22.00	30.00	20.00
25.00	23.00	30.20	20.00
25.20	23.00	30.40	19.00
25.40	21.00	30.60	18.00
25.60	21.00	30.80	18.00
25.80	21.00	31.00	18.00
26.00	18.00	31.20	17.00
26.20	18.00	31.40	15.00
26.40	17.00	31.60	17.00
26.60	16.00	31.80	16.00
26.80	18.00	32.00	15.00
27.0	15.0		

## 5 Diskussion

Im ersten Teil des Versuchs sollte die Braggbedingung überprüft werden, hierbei wurde ein Winkel von  $\theta_{\text{gemessen}} = 14.2^\circ$  gemessen, der Literaturwert ist  $\theta_{\text{Literatur}} = 14^\circ$ . Die Abweichung vom Literaturwert beträgt 1.43 %.

Im zweiten Teil des Versuchs sollte das Emissionsspektrum einer Cu-Röntgenröhre untersucht werden. Hierbei wurde die maximale Energie berechnet mit  $E_{\text{maxgemessen}} = 35.317 \text{ keV}$ , der Literaturwert besagt  $E_{\text{maxLiteratur}} = 35 \text{ keV}$ . Die relative Abweichung von 0.91 % lässt sich durch das ungenaue Ablesen des Winkels aus dem Plot erklären. Außerdem sollte zusätzlich der Absorptionskoeffizient berechnet werden.

$$\sigma_{K\text{gemessen}} = 13,159$$

$$\sigma_{KLiteratur} = 13,03$$

Die Abweichung von 0.99 % lässt sich erneut auf das Ablesen der Werte aus dem Graphen bzw. aus der Tabelle ablesen. Außerdem wird der Peak von nur etwas 5-6 Messwerten beschrieben, da kann es zu geringen Verschiebungen des Maximums führen, die sich wiederum auf die Energien und somit auf den Absorptionskoeffizienten auswirken.

Im letzten Teil des Versuchs sollen verschiedene Absorptionskoeffizienten von verschiedenen Stoffen berechnet werden. Die Literaturwerte, die gemessenen Werte und die Abweichungen sind in Tabelle 4 aufgelistet. Die Abweichungen lassen sich erneut auf das Ablesen der Werte aus den Plots zurück führen. Hierbei wurde der Winkel von der Mitte der Kante genommen. Die berechneten Energien der K-Kante werden in Tabelle 5 verglichen.

**Tabelle 4:** Absorptionskoeffizienten und Abweichungen.

	$\sigma_{K\text{gemessen}}$	$\sigma_{KLiteratur}$	Abweichung / %
Brom	3,340	3,85	13.24 %
Strontium	4,088	4,00	2.20 %
Zirkonium	3,255	4,10	20.61 %

**Tabelle 5:** Berechnete Energien, Literaturwerte und Abweichungen.

	$E_{K\text{gemessen}} / \text{keV}$	$E_{KLiteratur} / \text{keV}$	Abweichung / %
Brom	13,632	13,48	1,13
Strontium	15,640	16,12	3,07
Zirkonium	18,362	18,01	1,95