

V602

## **Röntgenemission und -absorption**

Amelie Hater  
amelie.hater@tu-dortmund.de

Ngoc Le  
ngoc.le@tu-dortmund.de

Durchführung: 09.04.2024

Abgabe: 16.04.2024

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1 Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2 Theorie</b>	<b>3</b>
2.1 Röntgenstrahlung . . . . .	3
2.2 Absorption von Röntgenstrahlung . . . . .	4
2.3 Bragg'sche Reflektion . . . . .	5
2.4 Vorbereitungsaufgaben . . . . .	5
<b>3 Versuchsaufbau</b>	<b>6</b>
<b>Anhang</b>	<b>6</b>
Originaldaten . . . . .	6

# 1 Zielsetzung

Das Ziel des Versuchs ist die Aufnahme und anschließende Analyse von Absorptionsspektren verschiedener Materialien und des Emissionsspektrum einer Kupferröntgenröhre.

## 2 Theorie

### 2.1 Röntgenstrahlung

Die Röntgenstrahlung wird in einer evakuierten Röhre dadurch erzeugt, dass durch eine anliegende Spannung beschleunigte Elektronen auf ein bestimmtes Anodenmaterial prallen. Die freien Elektronen wurden zuvor von einer Glühkathode emittiert. Das vom Zusammenstoß stammende Röntgenspektrum kann in ein kontinuierliches Bremspektrum und eine charakteristische Röntgenstrahlung unterteilt werden.

Das Bremspektrum entsteht bei der Abbremsung des Elektrons im Coulombfeld der Atomkerne des Anodenmaterials. Die dadurch ausgesandten Photonen besitzen genau die Energie, die das Elektron durch das Abbremsen verloren hat. Das Bremspektrum ist kontinuierlich, da ein Elektron sowohl seine gesamte kinetische Energie auf einmal abgeben kann, als auch nur Teile davon. Die maximal mögliche Energie hängt dabei ausschließlich von der Beschleunigungsspannung ab. Das Bremspektrum ist schematisch in Abbildung (1) zu sehen. Die aus der maximalen Energie ableitbare minimale Wellenlänge lässt sich durch

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

beschreiben. Dabei ist  $h$  das Plancksche Wirkungsquantum,  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $e$  die Elementarladung und  $U$  die angelegte Beschleunigungsspannung.

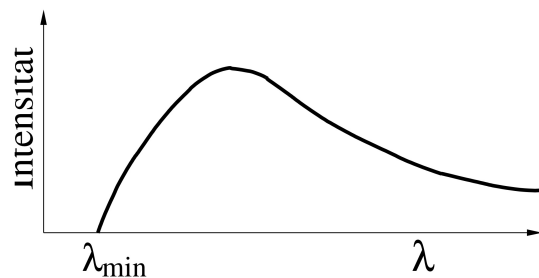


Abbildung 1: Schematische Darstellung eines Bremspektrums.

Das charakteristische Röntgenspektrum ist abhängig vom Material der Anode. Es entsteht dadurch, dass das Anodenmaterial ionisiert wird, wodurch eine leere Elektronenschale entsteht. In diese leere Schale fällt dann ein Elektron aus einer höheren Schale herein und gibt die Energiedifferenz der Schalen als Röntgenquant ab. Daher besteht das charakteristische Röntgenspektrum aus scharfen Linien, die mit den Buchstaben  $K_\alpha$ ,  $K_\beta$ ,  $L_\alpha$ , etc.

bezeichnet werden. Der Großbuchstabe gibt dabei die Schale an, in die das Elektron hineinfällt und die griechischen Buchstaben geben an, aus welcher Schale es kommt. Die Bindungsenergie  $E_n$  der einzelnen Elektronen in der n-ten Schale kann durch die Formel

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

beschrieben werden.  $R_\infty$  ist hier die Rydbergenergie und  $z_{\text{eff}}$  die effektive Kernladung, für die  $z_{\text{eff}} = z - \sigma$  mit  $z$  als Kernladung und  $\sigma$  als Abschirmkonstante gilt. Die Abschirmkonstanten können durch folgende Formen für die Energien der Cu- $K_\alpha$  - und der Cu- $K_\beta$  - Linie

$$E_{K,\text{abs}} = R_\infty \cdot (z - \sigma_1)^2 \quad (3)$$

$$E_{K,\alpha} = R_\infty \cdot \left(\frac{1}{n}\right)^2 \cdot (z - \sigma_1)^2 - R_\infty \cdot \left(\frac{1}{m}\right)^2 \cdot (z - \sigma_2)^2 \quad (4)$$

$$E_{K,\beta} = R_\infty \cdot \left(\frac{1}{n}\right)^2 \cdot (z - \sigma_1)^2 - R_\infty \cdot \left(\frac{1}{l}\right)^2 \cdot (z - \sigma_3)^2 \quad (5)$$

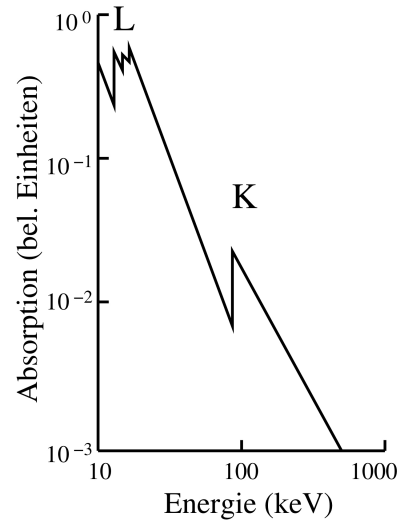
bei Vernachlässigung des Drehimpulsbeitrages berechnet werden. Für Kupfer gilt dabei  $n = 1, m = 2$  und  $l = 3$ .

## 2.2 Absorption von Röntgenstrahlung

Der Compton- und der Photoeffekt sind die beiden wichtigsten Prozesse bei der Absorption von Röntgenstrahlung mit einer Energie von unter 1MeV. Dies führt dazu, dass der Absorptionskoeffizient mit zunehmender Energie abnimmt und wenn die Photonenergie marginal größer ist als die Bindungsenergie eines Elektrons aus der nächsten weiter am Kern liegenden Schale sprunghaft ansteigt. Dieser Bereich wird als L - oder K-Kante bezeichnet, je nachdem aus welcher Schale das Elektron stammt. Die L-Kante besitzt dabei eine in diesem Experiment nicht auflösbare Feinstruktur, die K-Kante gibt es hingegen nur einmal. Dies ist auch in Abbildung (??) zu sehen. Diese Abbildung zeigt eine schematische Darstellung der L- und K-Kante. Mithilfe der aus der Sommerfeldschen Feinstrukturformel herleitbare Formel

$$\sigma_K = Z - \sqrt{\frac{E_K}{R_\infty} - \frac{\alpha^2 \cdot Z^4}{4}} \quad (6)$$

lässt sich die Abschirmkonstante  $\sigma_{K,\text{abs}}$  für Elektronen aus der K-Schale berechnen. Für die Abschirm-



**Abbildung 2:** Schematische Darstellung der Absorptionskanten [anleitungV602].

konstante  $\sigma_{L,\text{abs}}$  gilt hingegen

$$\sigma_L = Z - \sqrt{\left(\frac{4}{\alpha} \sqrt{\frac{\Delta E_L}{R_\infty}} - \frac{5\Delta E_L}{R_\infty}\right) \cdot \left(1 + \frac{19}{32}\alpha^2 \frac{\Delta E_L}{R_\infty}\right)}. \quad (7)$$

Dabei ist  $\Delta E_L = E_{L,11} - E_{L,111}$  mit den Energien zweier Feinstruktur L-Kanten,  $Z$  die Ordnungszahl des Materials und  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante.

### 2.3 Bragg'sche Reflektion

Die Bragg'sche Reflektion ermöglicht das genaue Messen von Wellenlängen und ermöglicht dadurch eine experimentelle Analyse des emittierten Röntgenspektrums. Es gilt, dass Licht nur in einem bestimmten, von der Wellenlänge abhängenden, Glanzwinkel konstruktiv interferiert, wenn es auf einen Bragg-Kristall mit bestimmter Gitterkonstante  $d$  trifft. Daher kann aus der Bragg'schen Bedingung

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad (8)$$

die Wellenlänge  $\lambda$  berechnet werden.  $\theta$  ist dabei der Einfall der Strahlung und  $n$  die Beugungsordnung.

### 2.4 Vorbereitungsaufgaben

Zur Vorbereitung sollen die Energien der Cu- $K_\alpha$  - und der Cu- $K_\beta$  - Linie recherchiert werden. Zu diesen Energien wird der Glanzwinkel Theta des Briggs Kristalls mit Formel (??) bestimmt. Der Briggs Kristall ist ein LiFI Kristall mit Gitterkonstante  $d = 201,4\text{pm}$ . Die sich ergebenden Werte sind

$$\begin{aligned} K_\alpha &= 8\text{ keV} \\ \theta_\alpha &= 22,63^\circ \\ K_\beta &= 8,91\text{ keV} \\ \theta_\beta &= 20,21^\circ. \end{aligned}$$

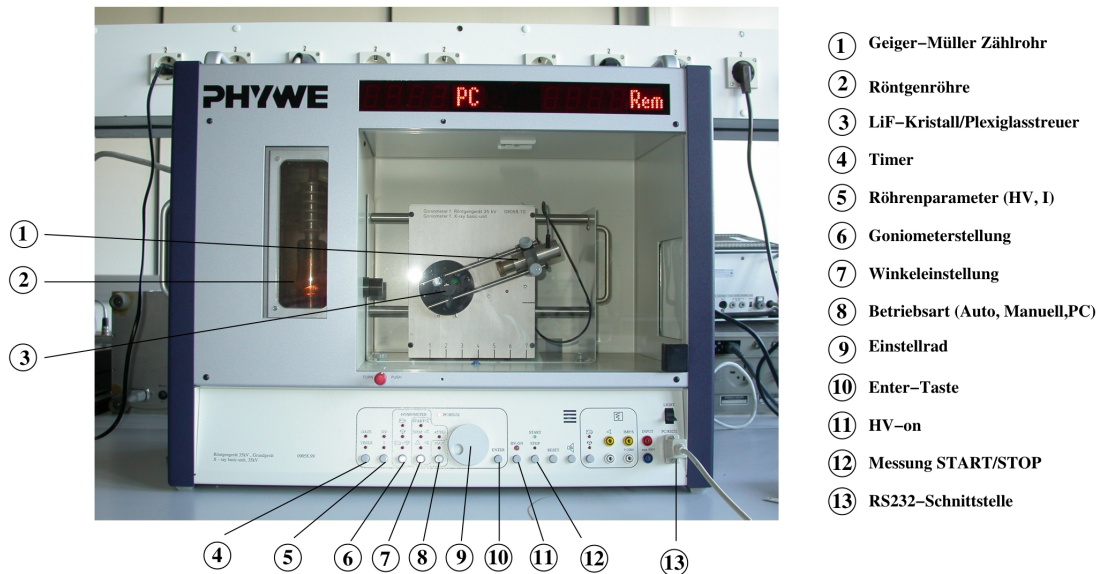
Zusätzlich sollte die Literaturwerte der K-Kante recherchiert und die dazugehörigen Braggwinkel und Abschirmkonstanten für verschiedene Materialien berechnet werden. Berechnet wurden die Werte mithilfe von Formel (??) und (??). Sämtliche Werte befinden sich sortiert nach Ordnungszahl  $Z$  in Tabelle (1).

**Tabelle 1:** Literaturwerte der K-Kante mit dazugehörigen Braggwinkel und Abschirmkonstanten verschiedener Materialien

Material	$Z$	$E_K^{\text{Lit}}$ [keV]	$\theta_K^{\text{Lit}}$ [°]	$\sigma_K$
Zink	30	9,65	18,60	3,56
Germanium	32	11,11	16,09	3,67
Brom	35	13,48	13,20	3,83
Rubidium	37	15,21	11,68	3,94
Strontium	38	16,12	11,01	3,98
Zirkonium	40	18,01	9,84	4,08

### 3 Versuchsaufbau

Das Zentrum des Versuchsaufbaus stellen die Kupferröntgenröhre, ein LiF-Kristall und ein Geiger-Müller-Zählrohr dar. Diese Bauteile sind zusammen in einem Gerät eingelassen, dass sich über einen Computer ansteuern lässt. Allerdings lassen sich verschiedene Absorber vor den Geiger-Müller-Zähler des Schrauben. Das gesamte Gerät ist in Abbildung (3) zu sehen. Innerhalb des Computerprogramms lassen sich Messart, Drehmodus, Kristallwinkel und die Integrationszeit verändern. Alle Messungen in diesem Versuch werden bei einer Beschleunigungsspannung von 35kV und Emissionsstrom von 1mA aufgenommen.



**Abbildung 3:** Foto des Versuchsaufbaus.

## **Anhang**

### **Originaldaten**