

Nr. 602

Röntgenemission und -absorption

Sara Krieg
sara.krieg@udo.edu

Marek Karzel
marek.karzel@udo.edu

Durchführung: 02.04.2019

Abgabe: 09.04.2019

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Theorie	3
1.1	Erzeugung der Röntgenstrahlung	3
1.2	Absorption von Röntgenstrahlung	4
1.3	Analyse des Röntgenspektrums über die Bragg-Reflexion	4
2	Durchführung	5
2.1	Überprüfung der Bragg Bedingung	6
2.2	Emissionsspektrum der Kupfer-Röntgen-Röhre	6
2.3	Absorptionsspektren	6
3	Auswertung	6
3.1	Vorbereitung	6
3.2	Überprüfung der Bragg Bedingung	7
3.3	Das Emissionsspektrum einer Kupferröntgenröhre	7
4	Diskussion	7

1 Theorie

[sample]

1.1 Erzeugung der Röntgenstrahlung

Eine Strahlung im Energiebereich von etwa 10eV bis 100keV wird als Röntgenstrahlung bezeichnet. Es können verschiedene Methoden verwendet werden, um diese Strahlung zu erzeugen. Im vorliegenden Versuchsaufbau erfolgt dies mithilfe beschleunigter Elektronen, welche an einem Glühdraht durch den glühelektrischen Effekt erzeugt werden. Die Elektronen werden beschleunigt und auf eine Anode aus einem bestimmten Material geschossen, wodurch auf zwei verschiedene Arten Röntgenstrahlung entsteht.

Zunächst entsteht die Bremsstrahlung, bei der die kinetische Energie der Elektronen durch Ablenkung bzw. Abbremsung in Röntgenstrahlung mit der minimalen Wellenlänge

$$\lambda_{\min} = \frac{hc}{e_0 U} \quad (1)$$

umgewandelt wird. Die kinetische Energie der Elektronen wird dabei nicht immer vollständig in Röntgenstrahlung umgewandelt. Deswegen handelt es sich bei der Bremsstrahlung um ein kontinuierliches Spektrum, welches durch die Wahl der Beschleunigungsspannung begrenzt wird.

Desweiteren entsteht die durch das Anodenmaterial bestimmte charakteristische Strahlung. Diese wird bei der Ionisierung des Atoms durch das Elektron erzeugt. Hierbei muss ein Elektron die äußere Schale eines Atoms auffüllen, so dass bei diesem Vorgang Strahlung emittiert wird. Aufgrund der diskreten Energieniveaus ergeben sich auch diskrete Frequenzen der Röntgenstrahlung, die durch

$$hf = E_m - E_n \quad (2)$$

gegeben sind. Die gängige Notation ist es, die entstehenden Linien im Röntgenspektrum beispielsweise mit K_α zu bezeichnen, wobei K die Schale benennt, in der der Übergang endet, und der Index die Anzahl der gesprungenen Schalen. Die Bindungsenergien eines Elektrons auf der n -ten Schale werden dabei im Allgemeinen durch die Formel

$$E_n = -R_\infty z_{\text{eff}}^2 \frac{1}{n^2} \quad (3)$$

beschrieben. Hierbei ist R_∞ die Rydbergenergie und $z_{\text{eff}} = z - \sigma$ die effektive Kernladung mit der für das jeweilige Elektron im Atom charakteristischen Abschirmkonstante σ . Diese Formel ermöglicht demnach die Bestimmung der Abschirmkonstante σ bei bekannten Energien.

Neben der Hauptquantenzahl n besitzen die Elektronen noch weitere Quantenzahlen, resultierend aus dem Elektronenspin und dem Bahndrehimpuls, so dass eine weitere, feinere Aufspaltung der Linien möglich ist. Die Energien dieser Feinstruktur lassen sich mithilfe der Sommerfeldschen Feinstrukturformel nach

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

berechnen. Dabei ist j der Gesamtdrehimpuls des Elektrons und α die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante.

1.2 Absorption von Röntgenstrahlung

Bei dem Auftreffen von Röntgenstrahlung auf einem Absorber wird diese absorbiert. Dabei treten ähnlich wie bei der Erzeugung von Röntgenstrahlung für das Material charakteristische diskrete Phänomene auf. Bei Energien von bis zu ca. 1 MeV treten vornehmlich Effekte auf, die aus dem Comptoneffekt sowie dem Photoeffekt resultieren. Die Fähigkeit zur Absorption, beschrieben durch den Absorptionskoeffizient, nimmt mit sinkender Wellenlänge der Röntgenstrahlung ab. Bei diskreten Werten treten jedoch Sprünge auf, welche stattfinden, wenn die Energie der Röntgenstrahlung die Bindungsenergie eines Elektrons der nächsten inneren Schale im Absorbermaterial übersteigt. In einem solchen Fall treten Absorptionskanten für die Wellenlängen

$$\lambda_{\text{abs}} = \frac{hc}{E_n} - E_{\infty} \quad (5)$$

auf. h beschreibt dabei das Plancksche Wirkungsquantum, c die Schallgeschwindigkeit - für Röntgenstrahlung also Lichtgeschwindigkeit -, und $E_n - E_{\infty}$ beschreibt die Bindungsenergie des Elektrons.

Im vorliegenden Versuch kann die Abschirmkonstante σ_L nach der Formel

$$\sigma_L = Z - \left(\frac{4}{\alpha} \sqrt{\frac{\Delta E_L}{R_{\infty}}} - \frac{5\Delta E_L}{R_{\infty}} \right)^{0.5} \left(1 + \frac{19}{32} \alpha^2 \frac{\Delta E_L}{R_{\infty}} \right)^{0.5} \quad (6)$$

bestimmt werden, wobei Z die Ordnungszahl und $\Delta E_L = E_{L, \text{II}} - E_{L, \text{III}}$ die Energiedifferenz zwischen zwei L -Kanten ist. Die L_{I} Kante kann im vorliegenden Versuch wegen zu geringer Auflösung der Messtemperatur nicht berücksichtigt werden.

1.3 Analyse des Röntgenspektrums über die Bragg-Reflexion

Um das Röntgenspektrum hinsichtlich seiner Intensität in Abhängigkeit von der Wellenlänge untersuchen zu können, wird ein Kristall mit gegebener Gitterkonstante d verwendet. Die in einem bestimmten Winkel θ auf den Kristall auftreffende Strahlung wird, wie in Abbildung 1 dargestellt, am Gitter gebeugt, sodass dort ein Intensitätsmaximum entsteht.

Für den Glanzwinkel $\theta_{\text{glanz}}(\lambda)$ tritt konstruktive Interferenz auf, sodass die Strahlung hier verstärkt wird. Die Wellenlänge zum zugehörigen Winkel lässt sich aus der Bragg-Bedingung zu

$$\lambda = \frac{2d \sin \theta}{n} \quad (7)$$

bestimmen, wobei n die Ordnung des Maximums beschreibt.

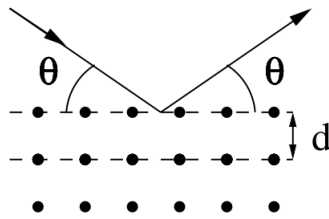


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Bragg-Reflexion.[1]

2 Durchführung

Bei diesem Versuch wird ein Röntgengerät, dargestellt in Abbildung 2, verwendet.

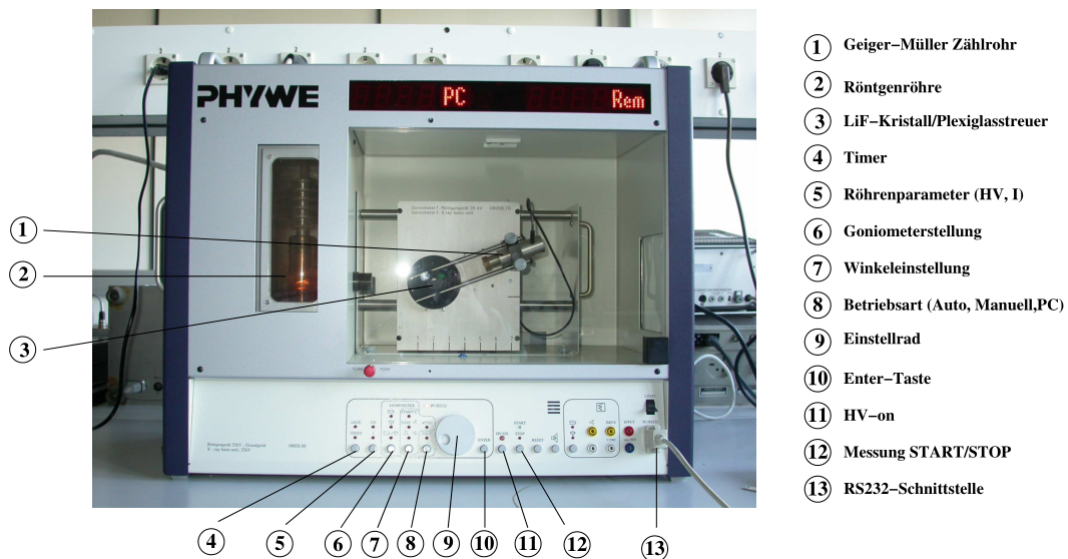


Abbildung 2: Röntgengerät. [1]

Es besteht grundsätzlich aus einer Kupfer-Röntgen-Röhre, welche auf einen um sich selbst rotierenden LiF-Kristall gerichtet ist. Auf einer Kreisbahn um den Kristall kann wiederum ein auf jenen gerichtetes Geiger-Müller-Zählrohr bewegt werden. Diese Komponenten sind durch einen Computer miteinander verbunden und mit einer dafür entwickelten Software steuerbar. Mit dieser Software können die Spannungs- und Stromzufuhr der Röntgenröhre einzeln oder simultan festgelegt und variiert werden. Beispiel ist ein 2:1 Modus, dabei hat das Zählrohr den doppelten Winkel des Kristalls. Zusätzlich können der Winkelzuwachs und die Integrationszeit, also die Zeit in der jeder Winkel gehalten werden soll, eingestellt werden. Außerdem nimmt die Software die Zählrate in Abhängigkeit des Winkels des Kristalls auf. Für die Messung der Absorptionsspektren können vor das Geiger-Müller-Zählrohr Blenden mit verschiedenen Absorbern geschraubt werden. Es ist

zu beachten, das Röntgengerät nur im geschlossenen Zustand laufen zu lassen.

Bei jeder Untersuchung wird die Stromstärke auf $I = 1 \text{ mA}$ und die Beschleunigungsspannung der Röntgenröhre auf $U = 35 \text{ kV}$ gestellt.

2.1 Überprüfung der Bragg Bedingung

Um die Bragg Bedingung zu überprüfen, wird zunächst der LiF-Kristall auf einen festen Winkel 14° relativ zur Strahllinie gestellt. Das Zählrohr fährt den Winkelbereich von 26° und 30° in $0,1^\circ$ -Schritten mit einer Integrationszeit von 20 s ab.

2.2 Emissionsspektrum der Kupfer-Röntgen-Röhre

Zum Messen des Emissionsspektrums und auch für die folgenden Messungen wird die Messmethode auf den 2:1 Koppel-Modus umgestellt. Die Drehung des Kristalls soll von 4° bis 26° stattfinden, diesmal jedoch in $0,2^\circ$ -Schritten mit einer Integrationszeit von 5 s.

2.3 Absorptionsspektren

Zunächst wird die Öffnung des Zählrohrs mit dem entsprechenden Absorber versehen. Die Messung erfolgt in $0,1^\circ$ -Schritten mit einer Integrationszeit von 20 s. Dabei wird versucht, den Teil des Spektrums aufzunehmen, in der die K-Kante zu sehen ist. Dies wird für Germanium, Strontium und Zirkonium getan. Bei der letzten Messung mit Wismut wird ein Spektrum aufgenommen, welches die ersten drei L-Kanten beinhaltet, von denen allerdings nur die L_{II} - und L_I -Kante aufgelöst werden können.

3 Auswertung

3.1 Vorbereitung

Die Größen Ordnungszahl Z , Literaturwert der K-Kante E_K^{Lit} , der zugehörige Glanzwinkel $\theta_{\text{glanz}}^{\text{Lit}}$ und die Abschirmkonstante σ_K verschiedener Elemente in Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Literaturwerte und daraus errechnete Größen verschiedener Elemente

	Z	$E_K^{\text{Lit}} / \text{keV}$	$\theta_{\text{glanz}}^{\text{Lit}} / ^\circ$	σ_K
Zn	30	09,65	18,60	3,56
Ge	32	11,10	16,10	
Br	35	13,47	13,22	
Rb	37	15,19	11,69	
Sr	38	16,10	11,03	
Zr	40	18,00	09,85	
Nb	41	18,99	09,33	
Au	49			

3.2 Überprüfung der Bragg Bedingung

Nach der Braggbedingung ist zu erwarten, dass das gemessene Intensitätsmaximum für den errechneten Glanzwinkel auftritt.

Die Berechnung erfolgt über die Umstellung der Gleichung (7) zum Glanzwinkel hin und durch Einsetzen des Ausdrucks $\lambda = \frac{h \cdot c}{E}$ zu

$$\theta_{\text{glanz}} = \arcsin \left(\frac{h \cdot c}{E \cdot 2d} \right) \quad (8)$$

Mit einer Gitterkonstanten $d_{\text{LiF}} = 201,4 \text{ pm}$ und den Energien

Für $K_{\alpha} : E_{K_{\alpha}} = 8,046 \text{ keV}$

Für $K_{\beta} : E_{K_{\beta}} = 8,904 \text{ keV}$

ergeben sich aus der Gleichung (8) die Glanzwinkel

$$\theta_{K_{\alpha}} = 22,49^{\circ}$$

$$\theta_{K_{\beta}} = 20,22^{\circ}.$$

Aus Abbildung ... erhält man für die Stellen der beiden Peaks etwa 40° und 45° . Beachtet man die Skalierung des Winkels, so ist erkennbar, dass die experimentell bestimmten Glanzwinkel minimal von den Sollwinkeln abweichen. Die Braggbedingung trifft folglich zu.

3.3 Das Emissionsspektrum einer Kupferröntgenröhre

4 Diskussion