

## Versuchsprotokoll zum Versuch Nr. XXX

**XXX**

Johannes Kollek	Jean-Marco Alameddine
johannes.kollek@udo.edu	jean-marco.alameddine@udo.edu

Durchführung: xx.xx.xxxx

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
1.1	Erzeugung der Röntgenstrahlung . . . . .	3
1.2	Absorption von Röntgenstrahlung . . . . .	4
1.3	Analyse des Röntgenspektrums über die Bragg-Reflexion . . . . .	4
<b>2</b>	<b>Fehlerrechnung</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Aufbau und Durchführung</b>	<b>6</b>
3.1	Aufbau . . . . .	6
3.2	Durchführung . . . . .	7
3.2.1	Überprüfung der Bragg Bedingung . . . . .	7
3.2.2	Emissionsspektrum der Kupfer-Röntgen-Röhre . . . . .	7
3.2.3	Absorptionsspektren . . . . .	7
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>8</b>
4.1	Überprüfung der Bragg Bedingung . . . . .	8
4.2	Emissionsspektrum der Kupfer-Röntgen-Röhre . . . . .	8
4.2.1	Analyse der Peaks und Grenzwellenlänge . . . . .	8
4.2.2	Bestimmung der Abschirmkonstanten für Kupfer . . . . .	10
4.2.3	Bestimmung der Halbwertsbreite . . . . .	10
4.3	Analyse der Absorbtionsspektren . . . . .	11
4.4	Bestimmung der Rydbergkonstante aus dem Moseleyschen Gesetz . . . . .	13
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>14</b>
	<b>Literatur</b>	<b>15</b>

# 1 Theorie

## 1.1 Erzeugung der Röntgenstrahlung

Für die Erzeugung von Röntgenstrahlung können verschiedene Methoden verwendet werden. Im vorliegenden Versuchsaufbau wird die Strahlung mithilfe beschleunigter Elektronen erzeugt, 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 sogenannte Bremsstrahlung, bei denen die kinetische Energie der Elektronen vollständig durch die Ablenkung bzw. Abbremsung in Röntgenstrahlung mit der minimalen Wellenlänge

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

umgewandelt wird. Dementsprechend handelt es sich bei der Bremsstrahlung um ein kontinuierliches Spektrum, welches durch die Wahl der Beschleunigungsspannung begrenzt wird.

Des Weiteren entsteht die durch das Anodenmaterial bestimmte charakteristische Strahlung. Diese entsteht, wenn das beschleunigte Elektron das Atom ionisiert. Hierbei muss ein Elektron aus der äußeren Schale das gerade ionisierte Elektron ersetzen, so dass bei diesem Übergang Strahlung emittiert werden. Aufgrund der diskreten Energieniveaus ergeben sich auch diskrete Frequenzen der Röntgenstrahlung, welche dem Wert

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

entsprechen. Die verwendete Notation ist es dabei, die entstehenden Linien im Röntgenspektrum beispielsweise mit  $K_\alpha$  zu bezeichnen, wobei  $K$  die Schale benennt, in der der Übergang endet, und der Index die Anzahl der gesprungenen Schalen.<sup>1</sup> Die Bindungsenergien werden dabei im Allgemeinen durch die Formel

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

für die Bindungsenergie eines Elektrons der  $n$ -ten Schale beschrieben. Hierbei ist  $R_\infty$  die Rydbergenergie und  $z_{\text{eff}} = z - \sigma$  die effektive Kernladung mit der für das jeweilige Elektron im Atom charakteristische Abschirmkonstante  $\sigma$ .

Zudem erlaubt diese Formel eine Bestimmung der Abschirmkonstante  $\sigma$  bei bekannten Energien zu

$$\sigma = z - \sqrt{\frac{E_{n,j}}{R_\infty \left( \frac{1}{n^2} - \frac{1}{j^2} \right)}}. \quad (4)$$

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

$$E_{n,j} = -R_\infty \left( \frac{z_{\text{eff},1}^2}{n^2} + \alpha^2 \frac{z_{\text{eff},2}^4}{n^3} \left( \frac{1}{j + \frac{1}{2} - \frac{3}{4n}} \right) \right) \quad (5)$$

berechnen, wobei  $j$  der Gesamtdrehimpuls des Elektrons und  $\alpha$  die Sommerfeldsche Feinstrukturkonstante ist.

---

<sup>1</sup>Beispielsweise  $\alpha \hat{=} 1$ ,  $\beta \hat{=} 1$ , usw.

## 1.2 Absorption von Röntgenstrahlung

Bei dem Auftreffen von Röntgenstrahlung auf einen Absorber wird Röntgenstrahlung absorbiert, wobei hier ähnlich wie bei der Erzeugung von Röntgenstrahlung für das Material charakteristische diskrete Phänomene auftreten. Im Allgemeinen nimmt die Fähigkeit zur Absorption, beschrieben durch den Absorptionskoeffizient, mit sinkender Wellenlänge der Röntgenstrahlung ab. Bei diskreten Werten treten jedoch Sprünge auf, welche stattfinden, wenn die Energie der Röntgenstrahlung ausreicht, um die Bindungsenergie eines weiteren Elektrons im Absorbermaterial zu ionisieren. Hierbei treten Absorptionskanten für die Wellenlängen

$$\lambda_{\text{abs}} = \frac{hc}{E_n - E_\infty} \quad (6)$$

auf.

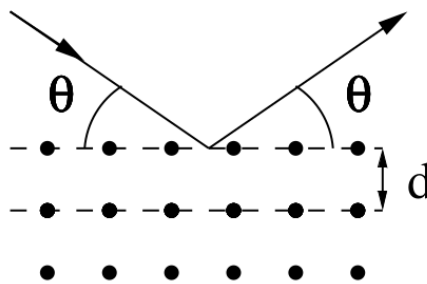
Im vorliegenden Versuch kann die Abschirmkonstante  $\sigma_L$  nach der Formel

$$\sigma_L = Z - \left( \frac{4}{\alpha} \sqrt{\frac{\Delta E_L}{R_\infty}} - \frac{5\Delta E_L}{R_\infty} \right)^{0.5} \left( 1 + \frac{19}{32} \alpha^2 \frac{\Delta E_L}{R_\infty} \right)^{0.5} \quad (7)$$

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.

## 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 Gitterkonstanten  $d$  verwendet. Die in einem bestimmten Winkel  $\theta$  auf den Kristall auftreffende Strahlung wird, wie in Abbildung 1 dargestellt, am Gitter gebeugt, so dass Interferenz entsteht.



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

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

$$\lambda = \frac{2d \sin \Theta}{n} \quad (8)$$

bestimmen, wobei  $n$  die Ordnung des Maximums beschreibt.

## 2 Fehlerrechnung

Im folgenden Kapitel werden die wichtigsten Formeln der Fehlerrechnung aufgelistet, welche für die folgende Versuchsauswertung benötigt werden. Der Mittelwert berechnet sich zu

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (9)$$

Der Fehler des Mittelwertes berechnet sich zu

$$\Delta\bar{x} = \sqrt{\frac{1}{N(N-1)} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} . \quad (10)$$

Die Schätzung der Standardabweichung berechnet sich zu

$$\Delta x = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} . \quad (11)$$

Für die Fehlerrechnung wird bei allen folgenden Rechnungen das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz

$$\Delta f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \Delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \Delta x_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n} \Delta x_n\right)^2} \quad (12)$$

für eine Funktion  $f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ , bei der die Größen  $x_1, x_2, \dots, x_n$  voneinander unabhängig sind, verwendet.

Bei der linearen Regressionsrechnung gilt mit den Parametern  $m$  und  $b$  und der Ausgleichsgerade  $y = mx + b$  der Zusammenhang:

$$m = \frac{\overline{xy} - \bar{x} \cdot \bar{y}}{\overline{x^2} - \bar{x}^2} \quad b = \bar{y} - m\bar{x} . \quad (13)$$

Dabei sind  $x_i$  und  $y_i$  linear abhängige Messgrößen. Der Fehler dieser Parameter errechnet sich zudem zu

$$\sigma_m^2 = \frac{\sigma^2}{n(\overline{x^2} - \bar{x}^2)} \quad \sigma_b^2 = \frac{\sigma^2 \bar{x}^2}{n(\overline{x^2} - \bar{x}^2)} \quad (14)$$

## 3 Aufbau und Durchführung

### 3.1 Aufbau

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

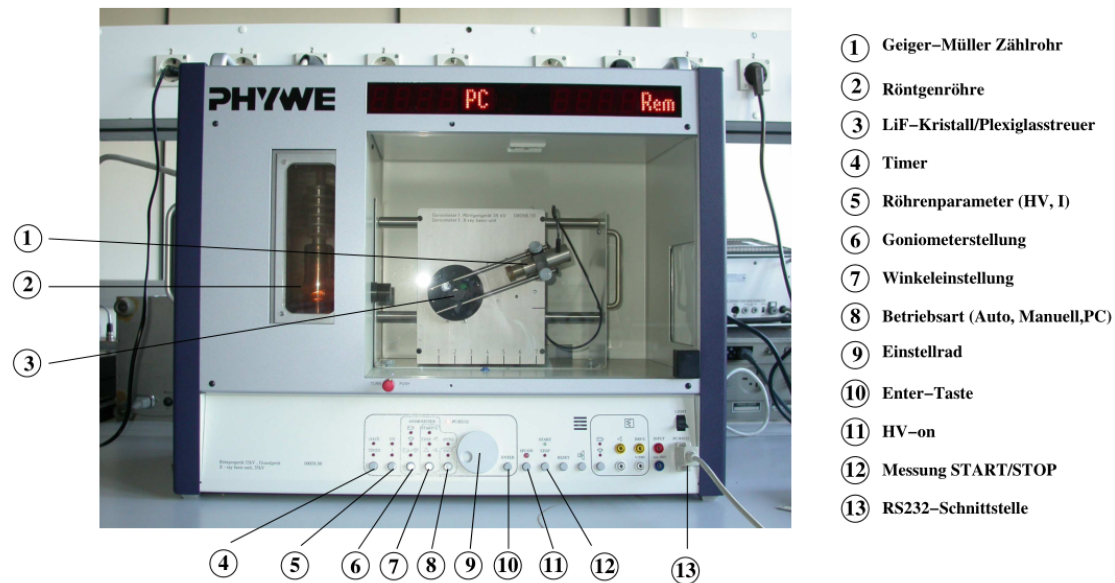


Abbildung 2: Röntgengerät. [1]

Es besteht grundsätzlich aus einer Kupfer-Röntgen-Röhre, welche auf einen um sich selbst rotierbaren LiF-Kristall gerichtet ist. Auf einer Kreisbahn um den Kristall kann wiederum ein auf jenen gerichtetes Geiger-Müller-Zählrohr bewegt werden. Diese drei Hauptkomponenten sind mit einem Computer verbunden und über eine dafür entwickelte Software steuerbar. Die Software nimmt die Zählrate in Abhängigkeit des Winkels des Kristalls auf. Dabei können die Strom- und Spannungszufuhr der Röntgen-Röhre, sowie einzeln und simultan, beispielsweise im 2:1 Modus (das Zählrohr hat den doppelten Winkel des Kristalls), die Winkelläufe des Kristalls und Zählrohrs festgelegt und variiert werden. Zusätzlich können der Winkelzuwachs und die Integrationszeit, also die Zeit in der jeder Winkel gehalten werden soll, eingestellt werden.

Für die Messung der Absorptionsspektren können vor das Geiger-Müller-Zählrohr Blenden mit verschiedenen Absorbern geschraubt werden. Es ist zu beachten, dass Röntgengerät nur im geschlossenen Zustand laufen zu lassen.

## 3.2 Durchführung

Bei jeder Untersuchung wird die Spannungszufuhr der Röntgenröhre auf  $U_B = 35 \text{ kV}$ , sowie deren Stromstärke auf  $I = 1 \text{ mA}$  gestellt.

### 3.2.1 Überprüfung der Bragg Bedingung

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

### 3.2.2 Emissionsspektrum der Kupfer-Röntgen-Röhre

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

### 3.2.3 Absorptionsspektren

Bevor Absorptionsspektren aufgenommen werden können, wird die Öffnung des Zählrohrs mit dem entsprechenden Absorber versehen. Die Messung erfolgt erneut in  $0,1$ -ser Schritten mit einer Integrationszeit von  $20 \text{ s}$ . 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.

## 4 Auswertung

### 4.1 Überprüfung der Bragg Bedingung

Um die ausreichende Kalibrierung des Gerätes festzustellen, wird zunächst die in der Durchführung beschriebene Kontrolle der Bragg-Bedingung durchgeführt. Die Ergebnisse der Messung sind in Abbildung 3 dargestellt. Der Peak ist in etwa gleichmäßig um den erwarteten Winkel von

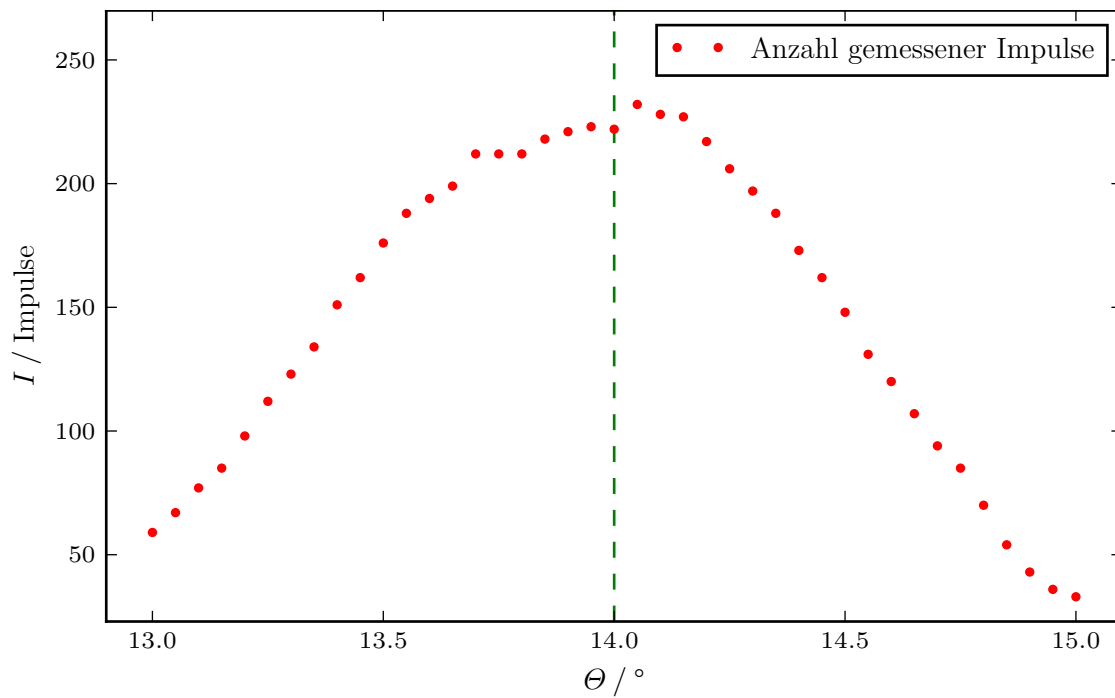


Abbildung 3: Messwerte zur Prüfung der Bragg Bedingung.

$\Theta = 14^\circ$  zentriert.

### 4.2 Emissionsspektrum der Kupfer-Röntgen-Röhre

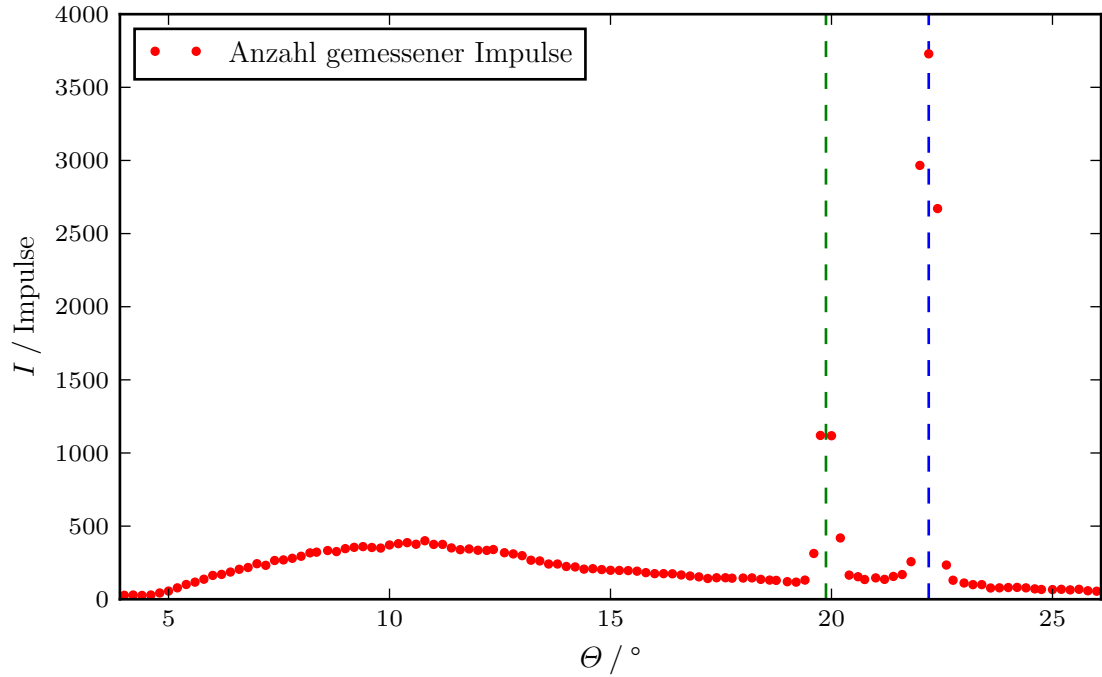
#### 4.2.1 Analyse der Peaks und Grenzwellenlänge

Wie in der Durchführung beschrieben wird das Emissionsspektrum der Röntgenröhre durchlaufen. Das gemessene Röntgenspektrum ist in Abbildung 4 angegeben. Als Peaks des Spektrums lassen sich die Winkel

$$\Theta_{K_\alpha} = 22,2^\circ$$

$$\Theta_{K_\beta} = 19,9^\circ$$





**Abbildung 4:** Emissionsspektrum der Kupfer-Anode.

ablesen und als die jeweiligen Linien identifizieren. Nach Formel (8) bestimmen sich die dazugehörigen Energien zu

$$E_{K_{\alpha}} = 8,15 \text{ keV}$$

$$E_{K_{\beta}} = 9,05 \text{ keV}.$$

Zur Untersuchung des Bremsbergs bzw. zur Bestimmung der maximalen Energie des Bremsspektrums wird das Emissionsspektrum für den Grenzbereich ein weiteres mal mit einer höheren Auflösung gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 5 graphisch dargestellt. Der auftretende Grenzwinkel beträgt

$$\Theta_{\text{grenz}} = 4,7^{\circ}$$

was sich mit Hilfe von Formel (8) zu einer minimalen Wellenlänge von

$$\lambda_{\text{min}} = 33,0 \text{ pm}$$

beziehungsweise einer maximalen Energie von

$$E_{\text{max}} = 37,6 \text{ keV}$$

umrechnen lässt. Aufgrund der genutzten Beschleunigungsspannung von  $U_B = 35 \text{ V}$  wird nach Formel (1) eine theoretische minimale Wellenlänge von

$$\lambda_{\text{min,t}} = 35\,424,1 \text{ pm}$$

beziehungsweise eine maximalen Energie von

$$E_{\text{max,t}} = 35,0 \text{ keV}$$

erwartet.

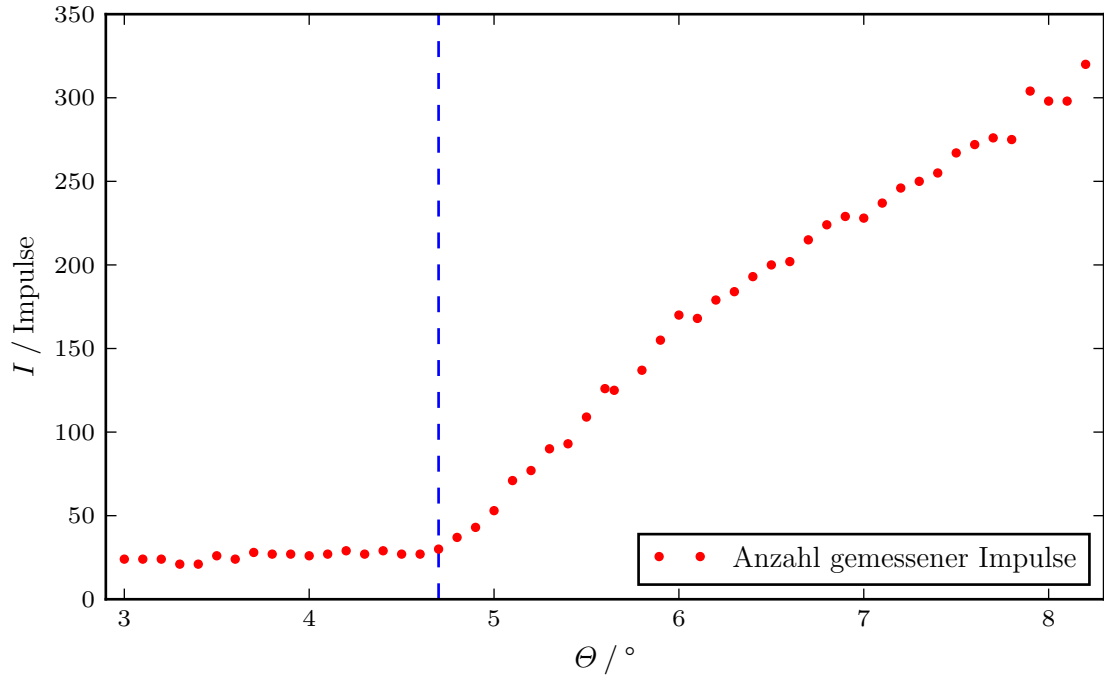


Abbildung 5: Emissionsspektrum der Kupfer-Anode (Maximale Kante).

#### 4.2.2 Bestimmung der Abschirmkonstanten für Kupfer

Aus den Energien  $E_{K_\alpha}$  und  $E_{K_\beta}$  lassen sich aus Formel (4) die Abschirmkonstanten  $\sigma_K$  bestimmen. Es ergeben sich hier für die beiden Peaks die Abschirmkonstanten

$$\sigma_{K_\alpha} = 0,74$$

$$\sigma_{K_\beta} = 1,63.$$

#### 4.2.3 Bestimmung der Halbwertsbreite

Zur Bestimmung der Halbwertsbreite werden die Messwerte an den jeweiligen Peaks genauer betrachtet.

$\Theta / ^\circ$	$I / \text{Impulse}$	$\Theta / ^\circ$	$I / \text{Impulse}$
19.4	131	21.6	169
19.6	313	21.8	257
19.8	1120	22.0	2966
20.0	1118	22.2	3729
20.2	419	22.4	2671
20.4	165	22.6	324
20.6	154	22.8	130

Tabelle 1: Messdaten zur Frequenzabhängigen Amplituden und Phasenverschiebungsbestimmung.

Aufgrund der zu geringen Auflösung der Messung wird das Verhalten des Graphen zwischen dem Anfang und der Mitte des Peaks sowie der Mitte und dem Ende des Peaks jeweils als linear angenommen. Anhand dieser linearen Näherung werden die Winkel bestimmt, an denen die Hälfte des Peaks erreicht wird und die dazugehörige Energie bestimmt. Es ergeben sich hieraus für den ersten Peak Auflösungswerte von

$$\Delta\theta_1 = 0,50^\circ$$

$$\Delta E_1 = 0,22 \text{ keV}$$

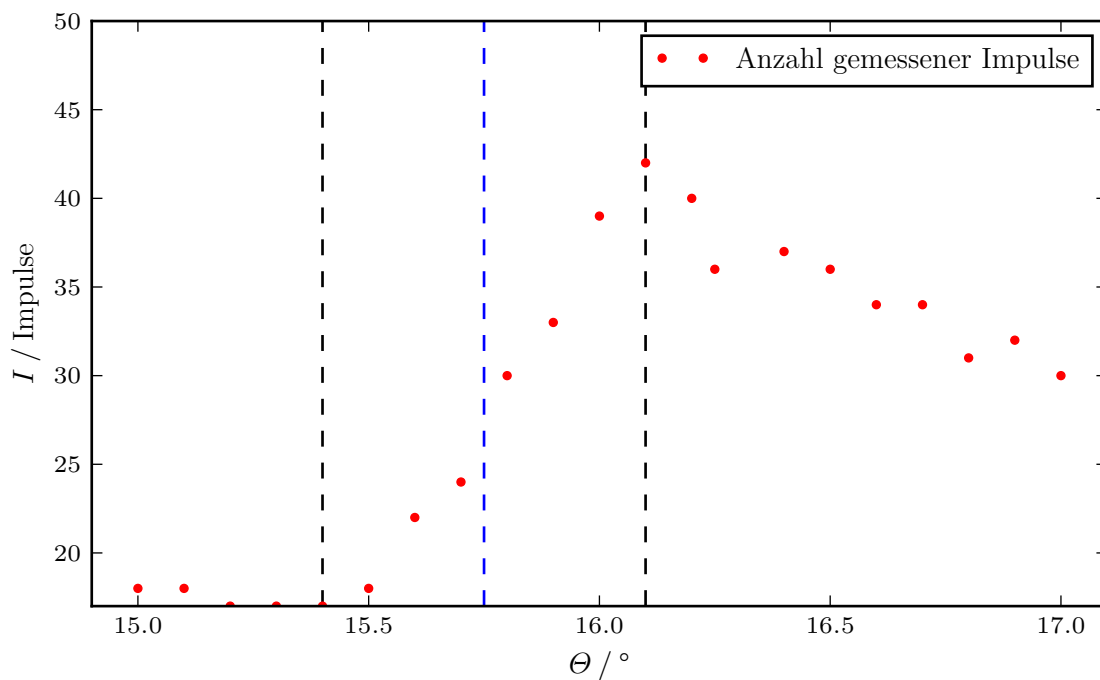
und für den zweiten Peak Auflösungswerte von

$$\Delta\theta_2 = 0,60^\circ$$

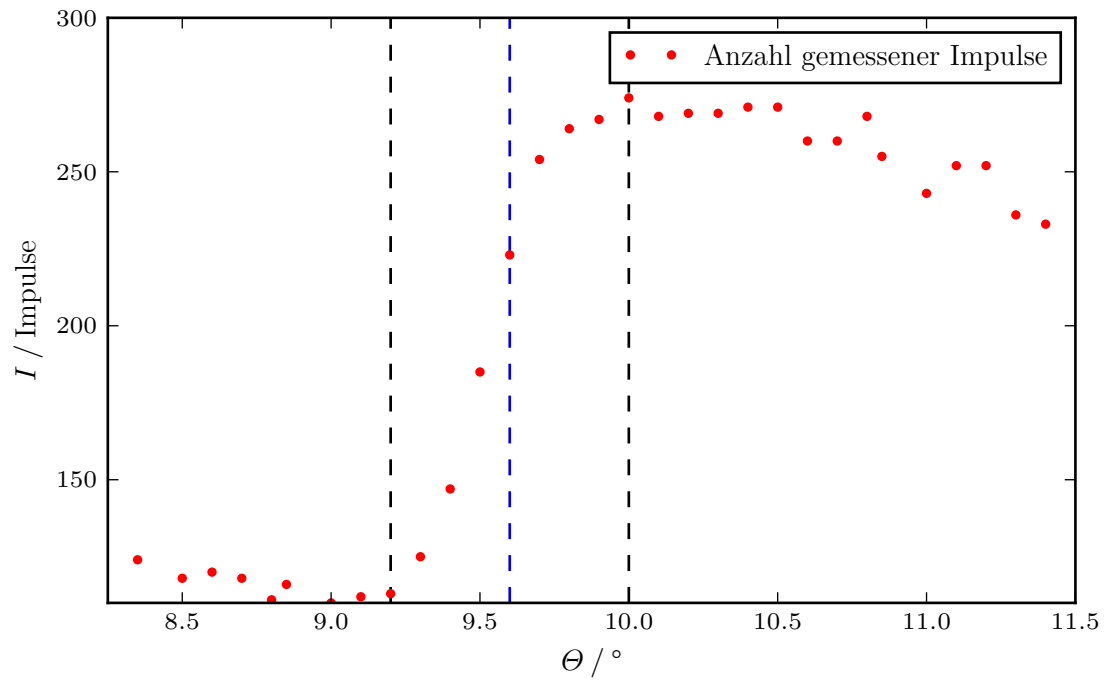
$$\Delta E_2 = 0,21 \text{ keV}.$$

### 4.3 Analyse der Absorbtionsspektren

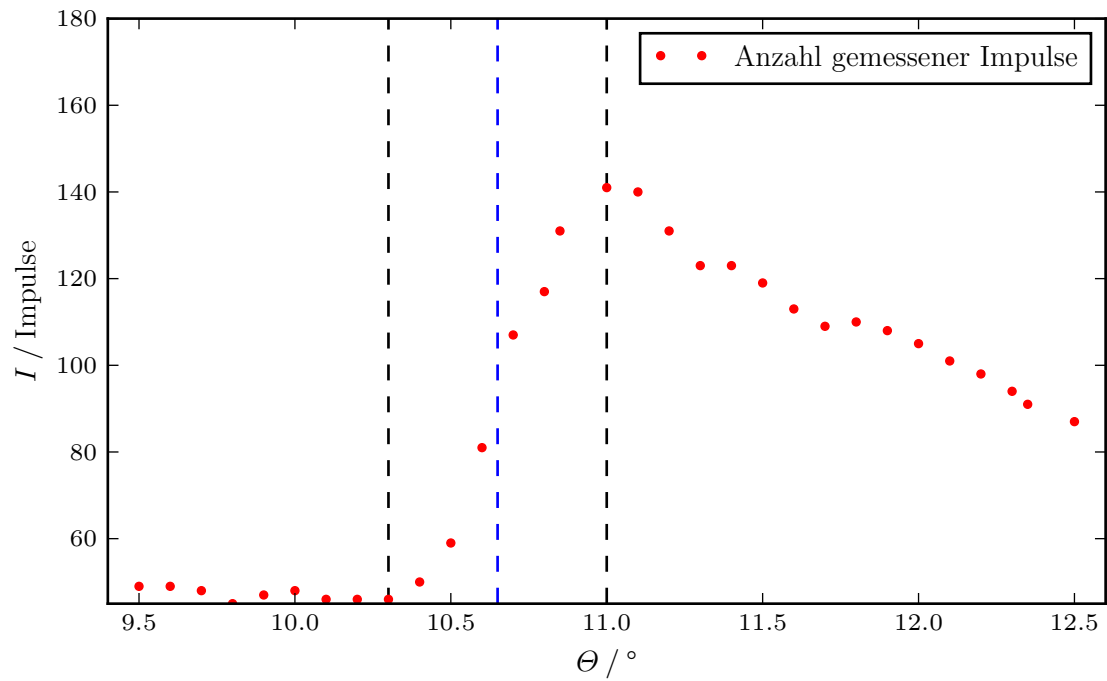
Für die Elemente Germanium ( $Z = 32$ ), Zirkonium ( $Z = 40$ ) und Strontium ( $Z = 38$ ) werden wie in der Durchführung angegeben die Absorbtionsspektren aufgenommen. In den Abbildungen 6, 7 und 8 sind die Messungen jeweils graphisch dargestellt, wobei in blau die Linie eingezeichnet wird, an der die K-Kante abgelesen wird.



**Abbildung 6:** Absorbtionsspektrum von Germanium (K-Kante).



**Abbildung 7:** Absorbtionsspektrum von Zirkonium (K-Kante).



**Abbildung 8:** Absorbtionsspektrum von Strontium (K-Kante).

Anhand von Formel (1) ergeben sich für die Energieübergänge die Werte

$$\begin{aligned}E_{\text{Ge}} &= 11,34 \text{ keV}, \\E_{\text{Zr}} &= 18,46 \text{ keV}, \\E_{\text{Sr}} &= 16,66 \text{ keV}.\end{aligned}$$

Hieraus ergeben sich nach Formel (4) die Abschirmzahlen

$$\begin{aligned}\sigma_{\text{Ge}} &= 1,37, \\ \sigma_{\text{Zr}} &= 0,93, \\ \sigma_{\text{Sr}} &= 0,88.\end{aligned}$$

#### **4.4 Bestimmung der Rydbergkonstante aus dem Moseleyschen Gesetz**

## 5 Diskussion

Bei Mehrelektronenatomen wird die Kernladung durch die Elektronen abgeschirmt, sodass die Elektronen in den äußeren Schalen eine geringere Bindungsenergie besitzen als in den inneren Schalen und somit leichter herausgeschlagen werden können. Durch Bestimmung der K-Kanten kann mithilfe von Formel (15) die Abschirmzahl  $\sigma_K$  bestimmt werden. Dabei bezeichnet  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante,  $Z$  die Kernladungszahl  $E_K$  die Energie der K-Kante und  $R_\infty$  die Rydberg-Konstante.

$$\sigma_K = Z - \sqrt{\frac{E_K}{hcR_\infty} - \frac{\alpha^2 Z^4}{4}} \quad (15)$$

## Literatur

- [1] *TU Dortmund - Fachbereich Physik : Anfängerpraktikum Anleitung zu Versuch Nr. 203.*  
[http://129.217.224.2/HOMEPAGE/Anleitung\\_\\_AP.html](http://129.217.224.2/HOMEPAGE/Anleitung__AP.html). Nov. 2015.