

603

## **Der Compton-Effekt**

Leander Flottau  
leander.flottau@tu-dortmund.de

Jan Gaschina  
jan.gaschina@tu-dortmund.de

Durchführung: 18.05.2021

Abgabe: 25.05.2021

TU Dortmund – Fakultät Physik

# Inhaltsverzeichnis

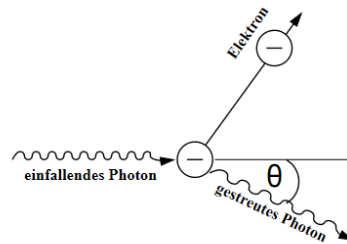
<b>1</b>	<b>Zielsetzung</b>	<b>3</b>
<b>2</b>	<b>Theorie</b>	<b>3</b>
<b>3</b>	<b>Durchführung</b>	<b>5</b>
<b>4</b>	<b>Auswertung</b>	<b>6</b>
4.1	Emissionspektrum der Kupferröntgenröhre . . . . .	6
4.2	Bestimmung der Transmission als Funktion der Wellenlänge . . . . .	6
4.3	Bestimmung der Compton Wellenlänge . . . . .	9
<b>5</b>	<b>Diskussion</b>	<b>9</b>
<b>6</b>	<b>Literatur</b>	<b>9</b>

## 1 Zielsetzung

In diesem Experiment wird mithilfe eines Aluminium-Absorbers und eines Streukörpers die sogenannte Compton-Wellenlänge des Elektrons bestimmt, welche eine zentrale konstante im Rahmen des Compton-Effektes ist.

## 2 Theorie

Wenn ein Photon an einem Teilchen, in der Regel wie in diesem Versuch einem Elektron, gestreut wird, kann beobachtet werden, dass sich die Wellenlänge des Photons vergrößert. Diese Verschiebung der Wellenlänge im Rahmen eines Streuprozesses kann beispielsweise bei Röntgen oder  $\gamma$ -Strahlung beobachtet werden und wird als Compton-Effekt bezeichnet. Wenn elektromagnetische Strahlung an Materie gestreut wird, wird im allgemeinen zwischen zwei Formen auftretender Streuung, nämlich zum einen der klassischen inelastischen Streuung und zum anderen der elastischen frequenzverschobenen Streuung differenziert. Erstere beschreibt dabei einen Stoßprozess zwischen einem Photon und einem Elektron und wird auch als Compton-Streuung bezeichnet. Bei diesem Prozess wird das Photon



**Abbildung 1:** Compton Streuung am Elektron

am Elektron um den Winkel  $\theta$  von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt und gibt dabei einen Teil seiner Energie an das Elektron ab. Dies führt dazu, dass sich die Wellenlänge des Photons erhöht. Da sowohl die Energie als auch der Impuls erhalten sind, kann aus den entsprechenden Erhaltungssätzen sowie der Energie-Impuls-Beziehung die Verschiebung der Wellenlänge  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$  als Differenz der Wellenlängen vor ( $\lambda_1$ ) und nach der Streuung ( $\lambda_2$ ) berechnet werden.

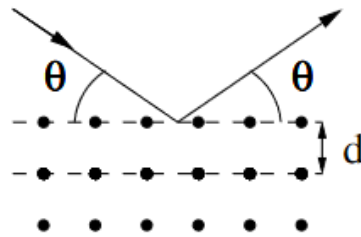
$$\Delta\lambda = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos(\theta)) = \lambda_c (1 - \cos(\theta)) \quad (1)$$

Die Konstante  $\lambda_c$  wird als Compton-Wellenlänge bezeichnet. Diese Gleichung zeigt, dass die Verschiebung nur vom Ablenkungswinkel abhängt. Die größtmögliche Verschiebung ergibt sich bei  $\theta = \pi$ , während bei einem minimalen Winkel ( $\theta=0$ ) keine Streuung und somit keine Verschiebung zustande kommt.

Für die Messung der Compton-Wellenlänge wird Röntgenstrahlung benötigt, welche durch den Beschuss einer Anode mit freien Elektronen zustande kommt. Sie gliedert sich

nach der Form ihrer Entstehung in ein charakteristisches Spektrum und ein Bremsspektrum. Ersteres entsteht wenn das Elektron die nötige Energie besitzt, ein Elektron aus einer der unteren Schalen eines Atoms zu lösen. Dies führt dazu, dass ein Elektron aus einer anderen Schale die freie Stelle einnimmt und dabei ein Röntgenquant emittiert, dessen Energie der Differenz der Bindungsenergien der betreffenden Schalen entspricht. Da die Bindungsenergien materialspezifisch sind gilt dies auch für die Linien des charakteristischen Spektrums. Das Bremsspektrum resultiert aus der Ablenkung eines Elektrons im Coulombfeld eines Atomkerns, wobei das Elektron gebremst wird und seine verlorene Energie als Röntgenquant emittiert. Da das Elektron beliebig stark abgebremst werden kann ist das daraus resultierende Spektrum kontinuierlich.

Um die Wellenlänge der Röntgenstrahlung zu bestimmen bedient man sich der Bragg-



**Abbildung 2:** Bragg-Reflexion

Reflexion. Bei dieser wird die Strahlung gemäß Abbildung 2 an einem Kristallgitter gebeugt. Unter einem bestimmten Winkel  $\Theta$  ergibt sich konstruktive Interferenz. Für diesen sogenannten Glanzwinkel kann aus geometrischen Zusammenhängen die Braggsche Bedingung:

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

als Zusammenhang zwischen Winkel und Wellenlänge hergeleitet werden. Hier beschreibt  $n$  die Ordnung der Beugung und  $d$  die Gitterkonstante, welche für einen herkömmlichen LiF-Kristall 201.4 pm beträgt.

Da zur Messung der Intensität  $I$  ein Geiger-Müller-Zählrohr verwendet wird muss auch die sogenannte Totzeit  $\tau$  berücksichtigt werden. Diese tritt bei Zählrohren auf und beschreibt den Zeitraum unmittelbar nach Registrierung eines Impulses in der kein weiterer Impuls registriert werden kann. Die dadurch nötige Totzeitkorrektur wird mithilfe der Formel:

$$I = \frac{N}{1 - \tau N} \quad (3)$$

mit der gemessenen Zählrate  $N$  durchgeführt.

Zur Bestimmung der Compton-Wellenlänge wird genutzt, dass die Transmission von Röntgenstrahlung in Materie von der Wellenlänge abhängt. Da die Transmission mit steigender Wellenlänge abnimmt, ist der Transmissionskoeffizient  $T$  bei Strahlung, deren Wellenlänge durch den Compton-Effekt erhöht wird, geringer da sie im Vergleich zur

unverschobenen Strahlung niederenergetischer ist. Die Intensität von Strahlung nimmt in Materie durch Absorption exponentiell mit der Dicke  $d$  ab:

$$I = I_0 e^{-\mu d} \quad (4)$$

Der Absorptionskoeffizient setzt sich dabei aus drei Komponenten zusammen:  $\mu = \mu_{Paar} + \mu_{Photo} + \mu_{Com}$ . Diese kommen durch Paarbildung, den Photoeffekt und den Comptoneffekt zustande.

### 3 Durchführung

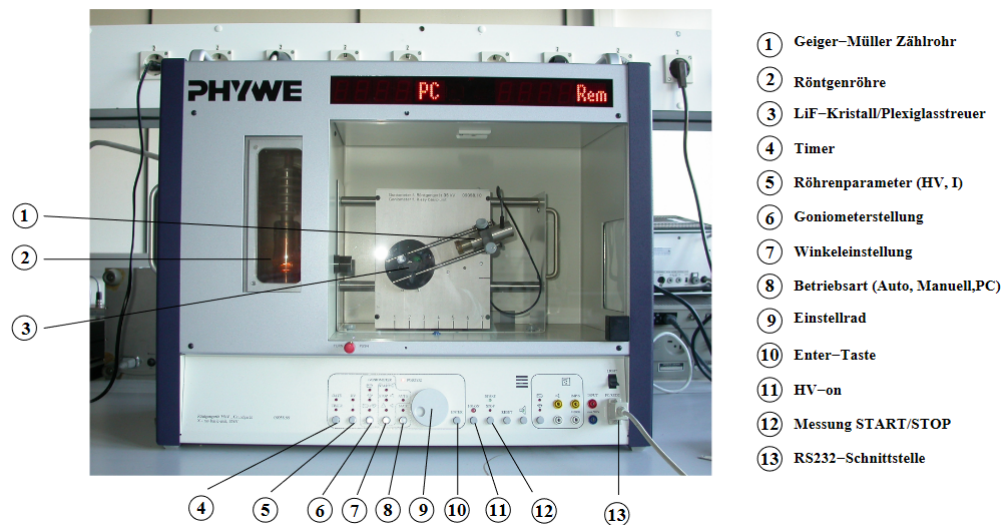


Abbildung 3: Röntgenröhre

Die hier verwendete Versuchsanordnung besteht aus einer Kupfer-Röntgenröhre, einem LiF-Kristall bzw. einem Plexiglasstreuer mit verstellbarem Winkel und einem darum drehbar gelagerten Geiger-Müller-Zählrohr. Zusätzlich kann ein Absorber eingesetzt werden um die Transmission zu messen. Die Apparatur kann im Hinblick auf Integrationszeit, Kristallwinkel und Drehmodus wahlweise über einen Computer oder manuell gesteuert werden.

Zunächst wird das Emissionsspektrum der Kupfer Röntgenröhre durch Veränderung des Kristallwinkels in  $\Delta\alpha = 0.1^\circ$  Abständen bei einer Integrationszeit von  $t = 300$  s aufgenommen. Anschließend wird bei gleicher Intervalllänge mit einer Integrationszeit von  $t = 200$  s die Zählrate der Röntgenstrahlung sowohl mit als auch ohne Aluminium Absorber gemessen um die Transmission in Abhängigkeit von der Wellenlänge zu untersuchen. Zuletzt werden zur Bestimmung der Compton-Wellenlänge die Intensität unter verschiedenen Bedingungen erhoben. Zum einen die Intensität ohne Aluminium Absorber. Zum anderen die Intensität mit einem Aluminium Absorber zwischen Röntgenröhre

und Plexiglasstreuer und mit dem Absorber zwischen Streukörper und Zählrohr. Alle drei Messungen werden mit einer Integrationszeit von  $t = 300$  s durchgeführt.

## 4 Auswertung

In diesem Kapitel sollen die gemessenen Werte ausgewertet werden und zueinander in Verbindung gebracht werden.

### 4.1 Emissionsspektrum der Kupferröntgenröhre

Zunächst wurden die gemessenen Werte, wie in Abbildung 4 zu sehen, geplottet. Auf der linken Seite der Grafik ist zunächst ein leichter Bremsberg zu erkennen, dann folgt der kleinere  $K_\beta$ - und der größere  $K_\alpha$ -Peak. Ihre rechte Flanke ist jeweils die Absorptionslinie. Um die Energie dieser Linie zu erhalten, wurden die in rot markierten Maxima und Minima gesucht und durch das jeweilige Punktepaar eine Gerade gelegt, deren Mitte über  $N_{Mitte} = N_{min} + \frac{N_{max} - N_{min}}{2}$  bestimmt wurde. Aus den so erhaltenen Winkeln kann sofort über

$$E = \frac{hc}{2d_{LiF}\sin(\Theta)}$$

die Energie der Linien bestimmt werden. Sie liegen mit folgenden Winkeln  $\Theta$  bei:

$$\Theta_\alpha = 23,70^\circ$$

$$\Theta_\beta = 20,95^\circ$$

$$E_\alpha = 8181,4462 \text{ eV}$$

$$E_\beta = 9021,2742 \text{ eV}$$

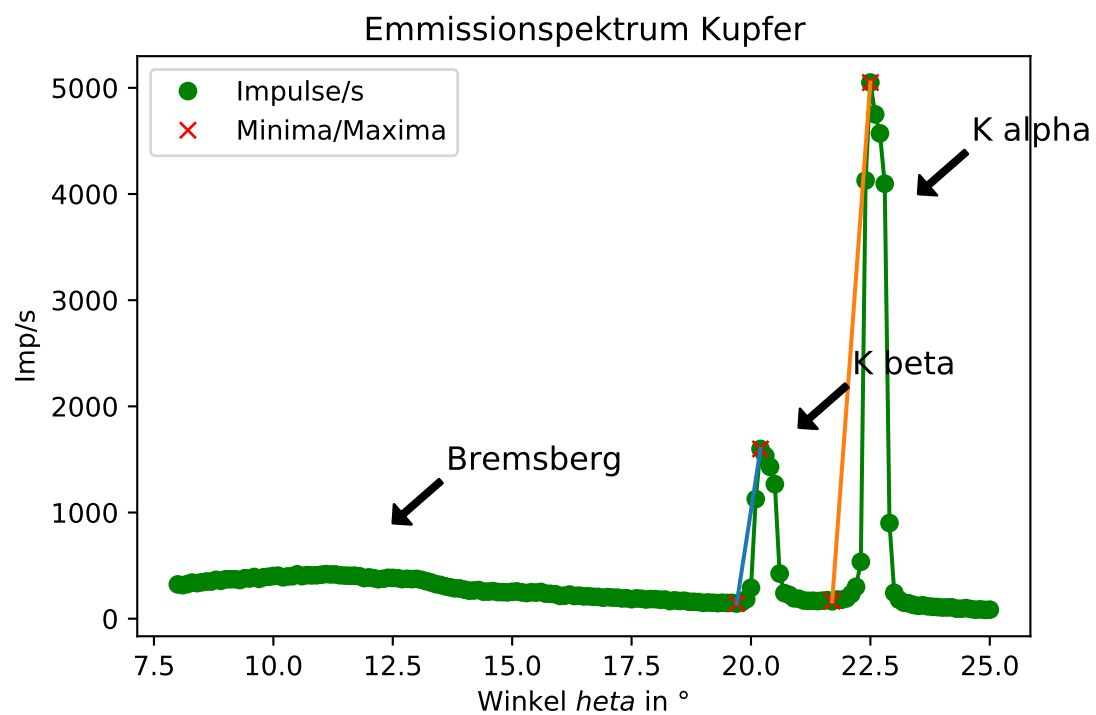
### 4.2 Bestimmung der Transmission als Funktion der Wellenlänge

Zur Bestimmung der wellenlängenabhängigen Transmission wurde der Winkelbereich  $7^\circ$ - $10^\circ$  doppelt vermessen, zunächst ohne Aluminium-Absorber, dann noch einmal mit. Die gemessenen Daten wurden dann über  $\lambda = 2d_{LiF}\sin(\Theta)$  in Wellenlängen umgerechnet und mit  $I = \frac{N}{1 - \tau N}$  die Totzeit  $\tau = 90$  s des Geiger-Müller-Zählrohres korrigiert. Mit  $T = \frac{I_A}{I_0}$  konnte dann sofort die Transmission bestimmt werden. Zudem wurde noch eine lineare Ausgleichsgerade, der Form  $T = mx + b$  mit den Koeffizienten:

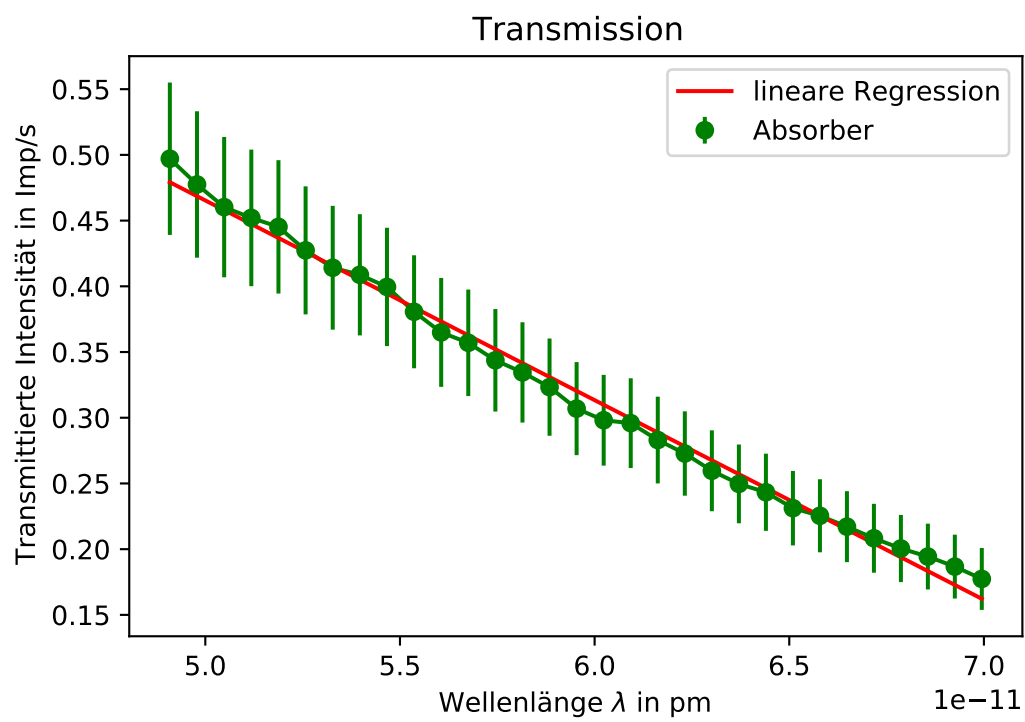
$$a = -0.015 \pm 0.0$$

$$b = 1.225 \pm 0.014$$

durch die Daten gelegt. Das Ergebnis ist in Abbildung 5 zu sehen.



**Abbildung 4:** Emissionspektrum der Kupfer Kathode



**Abbildung 5:** Transmission als Funktion der Wellenlänge



### 4.3 Bestimmung der Compton Wellenlänge

Um die Comptonwellenlänge zu erhalten wurde zweifach gemessen, einmal mit einem Aluminium-Absorber zwischen Röntgenquelle und Streukörper und einmal mit dem Absorber zwischen Streukörper und Geiger-Müller-Zählrohr. Die erhaltenen Werte:

$$\begin{aligned}I_0 &= 2731 \text{ Imp} \\I_1 &= 1180 \text{ Imp} \\I_2 &= 1024 \text{ Imp}\end{aligned}$$

wurden über  $T_1 = \frac{I_1}{I_0} = 0.4321$  und  $T_2 = \frac{I_2}{I_0} = 0.3750$  verrechnet. Diese Werte liegen auf der in Unterabschnitt 4.2 berechneten Ausgleichsgrade bei Wellenlängen von  $\lambda_1 = 52,1889 \text{ pm}$  und  $\lambda_2 = 55,9482 \text{ pm}$ . Das ergibt mit  $\lambda_c = \lambda_2 - \lambda_1$  eine Comptonwellenlänge von  $\lambda_c = 3,7593 \text{ pm}$ . Eine Totzeitkorrektur ist bei sehr kleinen Zählraten nicht erforderlich da es sehr unwahrscheinlich ist das ein Impuls in der Totzeit liegt wenn die Totzeit  $\tau$  sehr viel kleiner ist als das mittlere Intervall zwischen zwei Impulsen.

## 5 Diskussion

In diesem Versuch wurde zunächst in Unterabschnitt 4.1 das Emissionsspektrum der benutzten Röntgenquelle bestimmt. Die berechnete Energie der  $K_\alpha$ -Linie liegt bei  $E_\alpha = 8181,4462 \text{ eV}$  und weicht damit vom Theoriewert [3]  $E_\alpha = 8048,11 \text{ eV}$  um etwa 1,6% ab. Der Wert für die  $K_\beta$ -Linie liegt bei  $E_\beta = 9021,2742 \text{ eV}$  und weicht damit vom Theoriewert [3]  $E_\beta = 8906,9 \text{ eV}$  um etwa 1,3% ab. Im nächsten Schritt wurde dann die wellenlängenabhängige Transmission berechnet, sie lässt sich schreiben als  $T = -0.015 * \lambda + (1.225 \pm 0.014)$  hier liegen leider keine Theoriewerte zum Vergleich vor die Ausgleichsgrade liegt jedoch wie in Abbildung 5 zu sehen sehr gut in den Messpunkten und wird eine gute Näherung darstellen. Im darauffolgenden Kapitel Unterabschnitt 4.3 wurde dann die Comptonwellenlänge bestimmt. Sie liegt bei  $\lambda_c = 3,7593 \text{ pm}$  und weicht damit um 54,9% vom bei  $\lambda_{c,e} = 2,426 \text{ pm}$  liegenden Theoriewert [3] ab. Damit kann gesagt werden das zumindest der erste Teil des Versuches sehr gut gelungen ist und recht genaue Ergebnisse mit nur kleinen Abweichungen lieferte. Der letzte Teil lieferte dann e Ergebnisse die nur die Größenordnung des korrekten Wertes aufzeigen. Hier könnten durch die geringen Impulszahlen Fehler entstanden sein. Alles in allem kann von einem gelungenen aufschlussreichen Versuch gesprochen werden.

## 6 Literatur

1. TU Dortmund, Versuch Nr. 603 Compton-Effekt
2. TU Dortmund, Versuch Nr. 602 Röntgenemmission und Absorption
3. NIST X-Ray Transition Database, Abgerufen 18.04.2021, von <https://physics.nist.gov/PhysRefData/XrayTrans/Html/search.html>