Physikalisches Praktikum für Anfänger - Teil 1
Gruppe 3 - Atomphysik

3.2 Compton-Effekt

1 Einführung

Bei der Streuung von Röntgenstrahlen an einem Festkörper beobachtet man eine Wellenlängenverschiebung bei den gestreuten Strahlen. Dieser Effekt wurde 1923 von dem amerikanischen Physiker *A.H. Compton* entdeckt. Er kann als Stoßvorgang zwischen dem Röntgen-Quant und einem freien Elektron der streuenden Materie erklärt werden. Dabei wird Energie vom Quant auf das Elektron übertragen. Energie und Impuls des Röntgen-Quants sind

$$E = \frac{h \cdot c}{\lambda} \quad \text{und} \quad \mathrm{p} = \frac{\mathrm{h}}{\lambda}. \tag{1}$$

h – Plancksches Wirkungsquantum
c – Lichtgeschwindigkeit
λ – Wellenlänge der Röntgenstrahlung

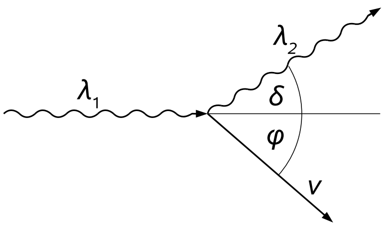


Abbildung 1: Streuung eines Röntgen-Quants an einem ruhenden Elektron

Beide Größen bleiben beim elastischen Stoß erhalten. Für ein freies, vor dem Stoß ruhendes Elektron (Abb. 1) gilt für die Energieerhaltung:

$$\frac{h \cdot c}{\lambda_1} + m_0 \cdot c^2 = \frac{h \cdot c}{\lambda_2} + \frac{m_0 \cdot c^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}. \tag{2}$$

λ_1 – Wellenlänge der Röntgenstrahlung vor dem Stoß
λ_2 – Wellenlänge der Röntgenstrahlung nach dem Stoß
v – Geschwindigkeit des Elektrons
m_0 – Ruhemasse des Elektrons

Entsprechend folgt für die Impulserhaltung:

$$\begin{aligned} \frac{h}{\lambda_1} &= \frac{h}{\lambda_2} \cdot \cos\delta + \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \cdot v \cdot \cos\varphi \quad \text{und} \\ 0 &= \frac{h}{\lambda_2} \cdot \sin\delta + \frac{m_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \cdot v \cdot \sin\varphi \end{aligned} \tag{3}$$

δ und φ – Stoßwinkel (siehe Abb. 1)

Aus den Gl. (2) und (3) ergibt sich der Zusammenhang

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = \lambda_C \cdot (1 - \cos\delta) = 2 \cdot \lambda_C \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right). \tag{4}$$

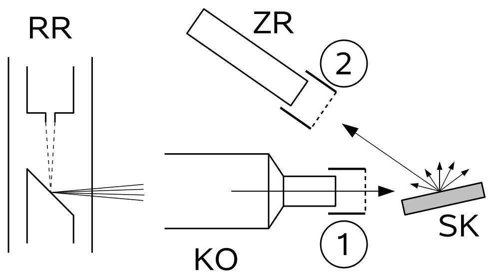
Dabei ist

$$\lambda_{\mathrm{C}} = \frac{h}{m_0 \cdot c} = 2{,}43\mathrm{pm} \tag{5}$$

die *Compton-Wellenlänge*. Sie entspricht der Wellenlänge eines Photons, dessen Energie gleich der Ruheenergie des Elektrons ist. Da dieser Wert sehr klein ist, beobachtet man den Compton-Effekt nur bei sehr kurzwelliger Strahlung.
Neben der Compton-Streuung (inkohärent) gibt es natürlich auch noch eine klassische kohärente, d.h. also nicht in der Wellenlänge verschobene, Streustrahlung. Sie hat ihre Ursache in der Streuung der Photonen an den fest gebunden Elektronen und den Atomkernen der streuenden Materie. Dabei wird keine oder nur sehr geringe Energie auf den Stoßpartner übertragen, so dass die Wellenlänge der gestreuten Strahlung nahezu unverändert bleibt.

2 Bestimmung der Wellenlängen

Die Bestimmung der Wellenlänge der gestreuten Röntgenstrahlung geht auf eine von *R. W. Pohl* angegebene Anordnung zurück. Es wird dabei ausgenutzt, dass die Transmission T_Cu einer Kupferfolie von der Wellenlänge der Röntgenstrahlung abhängig ist. Aus zwei Messungen, bei denen sich die Kupferfolie einmal zwischen Röntgenquelle und Streukörper und einmal zwischen Streukörper und Zählrohr befindet, kann die Verschiebung der Wellenlänge ermittelt werden (siehe Abb. 2).



ZR	–	Zählrohr
RR	–	Röntgenröhre
KO	–	Kollimator
SK	–	Streukörper aus Aluminium
1	–	Cu-Folie zwischen Röntgenröhre und Streukörper
2	–	Cu-Folie zwischen Streukörper und Zählrohr

Abbildung 2: Versuchsaufbau

Nach dem Lambert-Beerschen Absorptionsgesetz gilt für die Transmission T:

$$T_{1/2} = \frac{I_{1/2}}{I_0} = \mathrm{e}^{-\mu_{1/2} d} \quad \text{bzw.} \quad \mu_{1/2} = \frac{1}{d} \cdot \ln T_{1/2}. \tag{6}$$

$I_{1/2}$	–	Intensitäten mit Cu-Folie in Position 1 bzw. 2
I_0	–	Intensität ohne Cu-Folie
$\mu_{1/2}$	–	Absorptionskoeffizienten der Cu-Folie bei den verschiedenen Wellenlängen in Position 1 bzw. 2
d	–	Dicke der Cu-Folie

Für die im Versuch verwendete Kupferfolie kann die Wellenlängenabhängigkeit der Transmission mit sehr guter Näherung durch den Zusammenhang

$$T_{1/2} = \mathrm{e}^{-a \cdot \left(\frac{\lambda_{1/2}}{100\,\mathrm{pm}}\right)^n} \quad \text{bzw.} \quad \lambda_{1/2} = 100\,\mathrm{pm} \cdot \left(\frac{\ln T_{1/2}}{a}\right)^{\frac{1}{n}}. \tag{7}$$

mit $a = 7{,}6$ und $n = 2{,}75$ beschrieben werden (Abb. 3).

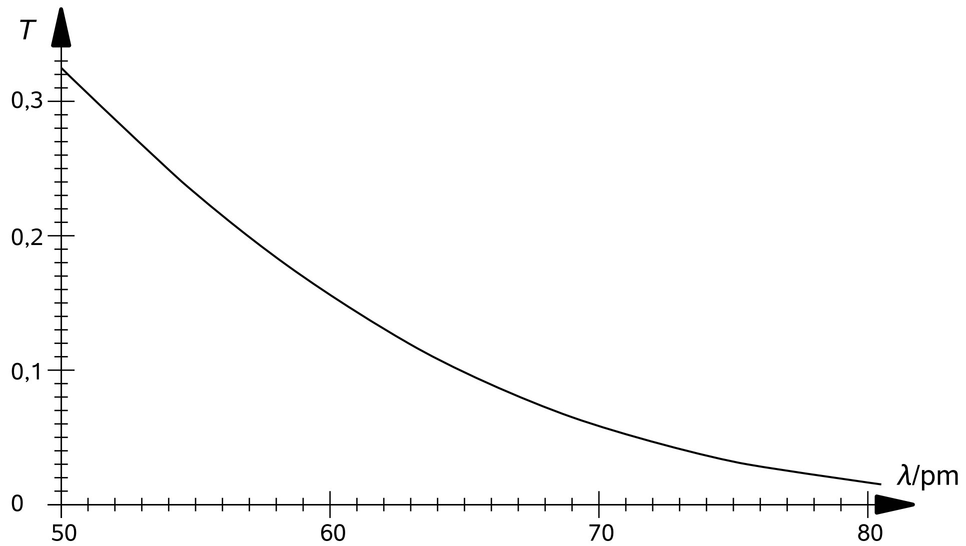


Abbildung 3: Transmission der Kupferfolie (d = 0,07 mm)

3 Versuchsaufbau und Durchführung

Ein betriebsbereites Zählrohr registriert neben der zu messenden Röntgenstrahlung immer auch eine gewisse Anzahl von Impulsen, die ihren Ursprung zum größten Teil in der kosmischen Strahlung haben. Sie bilden den sog. Nulleffekt bzw. die Nullrate. Alle gemessenen Zählraten sind um diesen Wert zu korrigieren. Für die Transmissionen in den beiden Positionen 1 und 2 ergeben sich damit

$$T_1 = \frac{R_1 - R_N}{R_0 - R_N} \quad \text{und} \quad T_2 = \frac{R_2 - R_N}{R_0 - R_N} \tag{8}$$

$R_{1/2}$	–	Zählraten mit Cu-Folie in Position 1 bzw. 2
R_0	–	Zählrate ohne Cu-Folie
R_N	–	Nullrate

Am Röntgengerät sind folgende Einstellungen vorzunehmen:

1. Der Abstand zwischen Kollimator und Targethalter sollte ca. 6,5 cm betragen.
2. Die Aluminiumplatte ist auf den Targethalter zu legen.
3. Stellen Sie den Targetwinkel auf 20°.
4. Stellen Sie den Sensorwinkel auf 145°.
5. Stellen Sie eine Winkelschrittweite $\Delta\beta$ = 0,0° ein.
6. Stellen Sie die Hochspannung auf U = 30 kV und den Emissionsstrom auf I = 1,00 mA.

Eine Messung wird mit dem Taster SCAN gestartet. Dies ist nur bei geschlossenem Röntgengerät möglich. Nach Beendigung der Messung wird die mittlere Zählrate mit dem Taster REPLAY zur Anzeige gebracht.

Aufgaben:

1. Bestimmen Sie die Zählrate R_0 ohne Kupferfilter bei einer Messzeit von 120 s.

2. Stecken Sie den Kupferfilter auf den Kollimator (Pos. 1) und bestimmen Sie die Zählrate R_1 für eine Messzeit von 600 s.
3. Stecken Sie den Kupferfilter auf das Zählrohr (Pos. 2) und bestimmen Sie die Zählrate R_2 für eine Messzeit von 600 s.
4. Zur Bestimmung der Nullrate R_N wird am Röntgengerät ein Emissionsstrom $I = 0$ eingestellt und die Zählrate für ein Messzeit von 600 s bestimmt.
5. Wiederholen Sie Messungen 1 bis 4 für einen Sensorwinkel von 90°.
6. Bestimmen Sie für die beiden Streuwinkel die Transmissionen $T_{1/2}$ aus den gemessenen Zählraten unter Berücksichtigung der Nullraten.
7. Bestimmen Sie für beide Winkel mit Gl. (7) die beiden Wellenlängen $\lambda_{1/2}$ und die Wellenlängenverschiebungen $\Delta\lambda$, und berechnen Sie daraus die Compton-Wellenlänge λ_C.
8. Führen Sie eine Fehlerrechnung für λ_C durch.
9. Wie wirkt sich der kohärente Anteil der Streuung auf das Messergebnis aus?

Hinweis: Der absolute Fehler ΔR für die Zählraten R_0, R_1, R_2 und R_N ergibt sich nach der Poisson-Verteilung zu $\Delta R = \sqrt{R/\Delta t}$

Literatur: Gehrtsen Physik: Kap. 10.3, 13.1.

11.2010/Ra