

V602 - Röntgen-Emissions- und Absorptionsspektren

**TU Dortmund, Fakultät Physik
Anfänger-Praktikum**

Tobias Büscher

147309

tobias.buescher@tu-dortmund.de

Julian Römer

153094

julian.roemer@tu-dortmund.de

10. Januar 2013

Inhaltsverzeichnis

1	Zielsetzung	3
2	Theorie	3
2.1	Erzeugung der Röntgenstrahlung	3
2.2	Spektren der Röntgenstrahlung	3
2.3	Emissionsspektrum ohne Feinstruktur	4
2.4	Emissionsspektrum mit Feinstruktur	5
2.5	Absorptionsspektren	8
2.6	Messung der Röntgenstrahlung	9
3	Durchführung	11
4	Auswertung	12
4.1	Bestimmung der $\sigma_{1,0}$ Abschirmungszahl von $_{32}\text{Germanium}$	12
4.2	Bestimmung der $s_{2,1}$ Abschirmungszahl von Gold	15
4.3	Bestimmung der Abschirmungszahlen σ_1 und σ_2 für Kupfer	17
4.4	Bestimmung des energetischen Auflösungsvermögen der Apparatur	18
5	Diskussion	20
6	Literaturverzeichnis	21

1 Zielsetzung

Um Aussagen über die Struktur von Atomen und vorallem der Atomhülle machen zu können, kann man diese mit elektromagnetischen Wellen bestrahlen. Da allerdings mit sichtbarem, UV- und Infrarotlicht lediglich die äußeren Schalen der Hülle untersucht werden können, benötigt man höherenergetische Strahlung. um Zugang zu den inneren Schalen zu erlangen. Eine dieser Strahlungsarten ist die Röntgenstrahlung, mit deren Hilfe im vorliegenden Versuch die "Konstante der vollständigen Abschirmung" σ und die "Konstante der inneren Abschirmung" s für verschiedene Materialien bestimmt werden sollen.

2 Theorie

2.1 Erzeugung der Röntgenstrahlung

Der prinzipielle Aufbau einer Röntgenröhre ist in Abbildung 1 dargestellt. In der Röntgenröhre wird die Röntgenstrahlung erzeugt. Aus der im Vakuum befindlichen Glühkathode werden Elektronen aufgrund des glühelektrischen Effektes ausgelöst, welche anschließend aufgrund des positiven Potentials U_B der Anode von einigen kV zu dieser hin beschleunigt werden. Dort treffen die Elektronen mit hoher Geschwindigkeit auf und erzeugen dabei aufgrund der im Folgenden dargestellten Effekte die Röntgenstrahlung.

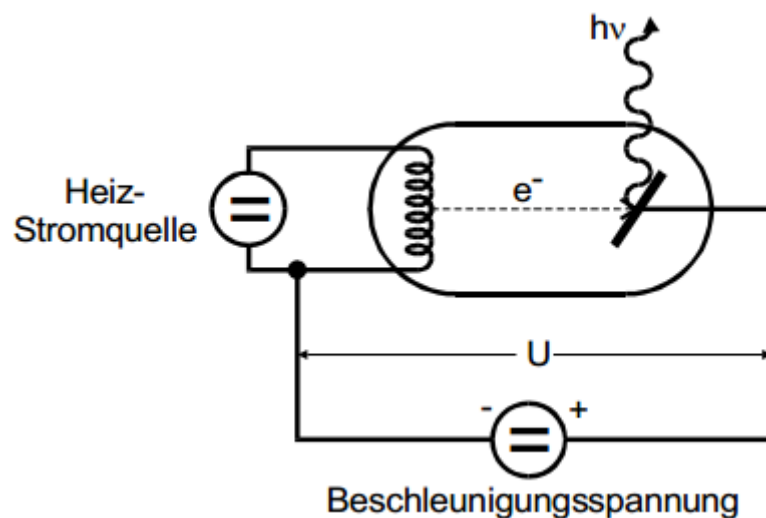


Abbildung 1: Skizze zum Aufbau einer Röntgenröhre

2.2 Spektren der Röntgenstrahlung

Beim Auftreffen von schnellen Elektronen auf Materie können diese ihre kinetische Energie auf verschiedene Arten verlieren. Sie können ihre Energie schrittweise in vielen ein-

zelenen Ionisationen abgeben, wobei ihre Energie hauptsächlich in Wärme umgewandelt wird. Es besteht auch die Möglichkeit, dass die Elektronen so tief in die Kernhülle eindringen, dass sie in den Einflussbereich des Coulombfeldes des Atomkerns gelangen. Sie erfahren dabei eine Ablenkung aus ihrer geradlinigen Bahn, d.h. sie unterliegen einer Beschleunigung. Beschleunigte Ladungen emittieren elektromagnetische Strahlung. Das Spektrum der erzeugten Strahlung ist dabei kontinuierlich und reicht bis zu einem Maximalwert, welcher erreicht wird, wenn ein Elektron in einem einzigen Prozess komplett abgebremst wird. Dieser Wert entspricht dabei ihrer kinetischen Energie, welche sich nach folgender Gleichung berechnen lässt:

$$e_0 \cdot U_B = \frac{1}{2} m \cdot v^2 \quad (1)$$

Die so erzeugt Strahlung wird als Bremsstrahlung bezeichnet. Desweiteren kann das Elektron beim Eindringen in das Innere der Hülle ein Elektron der inneren Schalen aus seiner Bahn schlagen. Dazu muss die Energie des Elektrons größer sein als die Bindungsenergie des Elektrons der Schale. Da der dabei entstehende Zustand sehr instabil ist fällt ein Elektron einer höheren Schale in die entstandene Lücke, woraufhin aus einer noch höheren Schale ein Elektron in diese Lücke fällt usw.. Dabei wird die Energiedifferenz der Niveaus als Photon ausgesandt, das entstehende Spektrum ist daher diskret. Für die Energie des Photons gilt:

$$E_{Photon} = E_n - E_m \quad (2)$$

Da dieses Spektrum stoffabhängig ist wird die Strahlung als charakteristische Röntgenstrahlung bezeichnet.

2.3 Emissionsspektrum ohne Feinstruktur

Das charakteristische Spektrum lässt sich berechnen nach Formel (2), wenn die Energieniveaus des emittierenden Atoms bekannt sind. Dazu muss allerdings die Schrödingergleichung gelöst werden, was für Viel-Elektronen-Atome einen großen Rechenaufwand bedeutet. Daher wird das Atom als Eielektronenanregung genähert. Dabei werden das Kernpotential und die Potentiale der restlichen Elektronen zu einem effektiven Kernpotential zusammengefasst, verursacht durch die effektive Kernladungszahl z_{eff} , welche kleiner als die Kernladungszahl z ist, in dem sich das emittierende Elektron befindet. Das Potential ist gegeben durch:

$$U = -\frac{z_{eff} e_0^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (3)$$

Dann liefert die Schrödingergleichung als Energie-Eigenwerte:

$$E_n = -R_\infty z_{eff}^2 \cdot \frac{1}{n^2} \quad (4)$$

Die Energie die beim Übergang von m -ter auf n -te Schale frei wird lässt sich so berechnen nach:

$$E_{n,m} = R_{\infty} z_{eff}^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (5)$$

Durch Durchzählen der natürlichen Zahlen(mit $n < m$) lassen sich so die Lagen der Linien berechnen. Die Linien werden nach ihrer Hauptquantenzahl bezeichnet, aus historischen Gründen bei der K-Schale beginnend und dann dem Alphabet folgend. Die ersten Schalen und Übergänge sind in Abbildung 2 dargestellt.

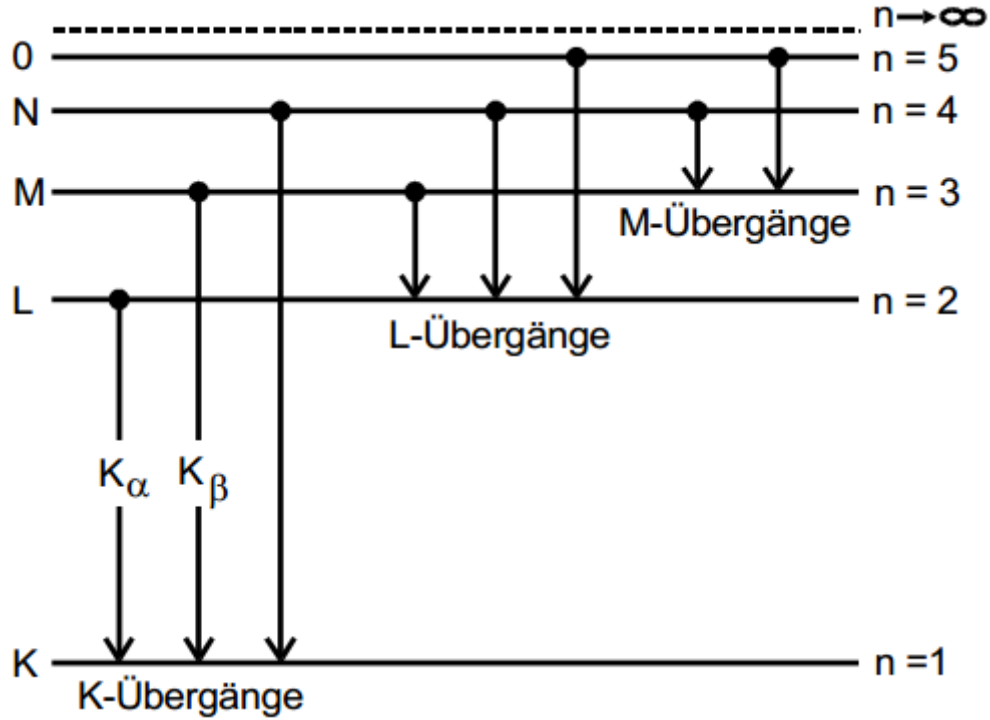


Abbildung 2: Darstellung möglicher Übergänge und Schalen ohne Feinstruktur

2.4 Emissionsspektrum mit Feinstruktur

Da die im vorherigen Abschnitt gemachten Näherungen nur für kleine z näherungsweise gelten, müssen für größere z noch Störeffekte im Rahmen der Störungsrechnung einbezogen werden. Diese Effekte sind die relativistische Massenabhängigkeit der Elektronen sowie der Drehimpuls des „aktiven“ Hüllenelektrons. Das Ergebnis dieser Rechnung ist die Sommerfeldsche Feinstrukturformel, die wie folgt lautet:

$$E_{n,j} = -R_{\infty} \left[z_{eff1}^2 \cdot \frac{1}{n^2} + \alpha^2 z_{eff2}^4 \cdot \frac{1}{n^3} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right] \quad (6)$$

j steht hier für die Gesamtdrehimpulszahl des Elektrons, zusammengesetzt aus Bahndrehimpulsquantenzahl l sowie Spinquantenzahl $s = \frac{1}{2}$ nach:

$$j = l \pm \frac{1}{2} \quad (7)$$

In der Formel tauchen 2 effektive Kernladungen auf, die wie folgt definiert sind:

$$z_{eff1} = z - \sigma \quad (8)$$

$$z_{eff2} = z - s \quad (9)$$

σ bezeichnet hier die Konstante der vollständigen Abschirmung. Sie wird massgeblich durch die Hüllenelektronen, die in der n -Schale ihr Ladungsverteilungsmaximum erreichen, beeinflusst sowie durch die äußeren Elektronen.

s dagegen wird quasi nur von den Elektronen beeinflusst, die innerhalb der n -ten-Schale liegen. Sie wird daher als Konstante der inneren Abschirmung bezeichnet. Somit lässt sich Formel (6) schreiben als:

$$E_{n,j} = -R_{\infty} \left[(z - \sigma_{n,l})^2 \cdot \frac{1}{n^2} + \alpha^2 (z - s_{n,l})^4 \cdot \frac{1}{n^3} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right] \quad (10)$$

Da es zu jedem n mehrere l - und j -Werte gibt sind die Energieniveaus in mehrere Unterniveaus aufgespalten. Dies wird als Feinstrukturaufspaltung bezeichnet. Der Bahndrehimpuls kann maximal einen Wert annehmen, der 1 kleiner ist als n . Damit ist die Anzahl der Unterniveaus gleich $2n - 1$. Die K-Schale besitzt also keine Aufspaltung, zur L-Schale gibt es drei Unterniveaus usw. Dies ist in Abbildung 3 dargestellt. Desweiteren erkennt man in dieser Abbildung, dass nicht alle Übergänge möglich sind. Dies liegt an folgenden Einschränkungen: Der Bahndrehimpuls darf sich nur um $\delta l = \pm 1$ ändern. Zudem nimmt die Übergangswahrscheinlichkeit für $\delta n \leq 3$ rapide ab. Damit ergibt sich die Energiedifferenz zwischen zwei Niveaus mit den Quantenzahlen n, l, j und n', l', j' zu:

$$E = R_{\infty} \left[\frac{(z - \sigma_{n,l})^2}{n^2} + \alpha^2 \frac{(z - s_{n,l})^4}{n^3} \left(\frac{1}{j + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n} \right) \right] - R_{\infty} \left[\frac{(z - \sigma_{n',l'})^2}{n'^2} + \alpha^2 \frac{(z - s_{n',l'})^4}{n'^3} \left(\frac{1}{j' + \frac{1}{2}} - \frac{3}{4n'} \right) \right] \quad (11)$$

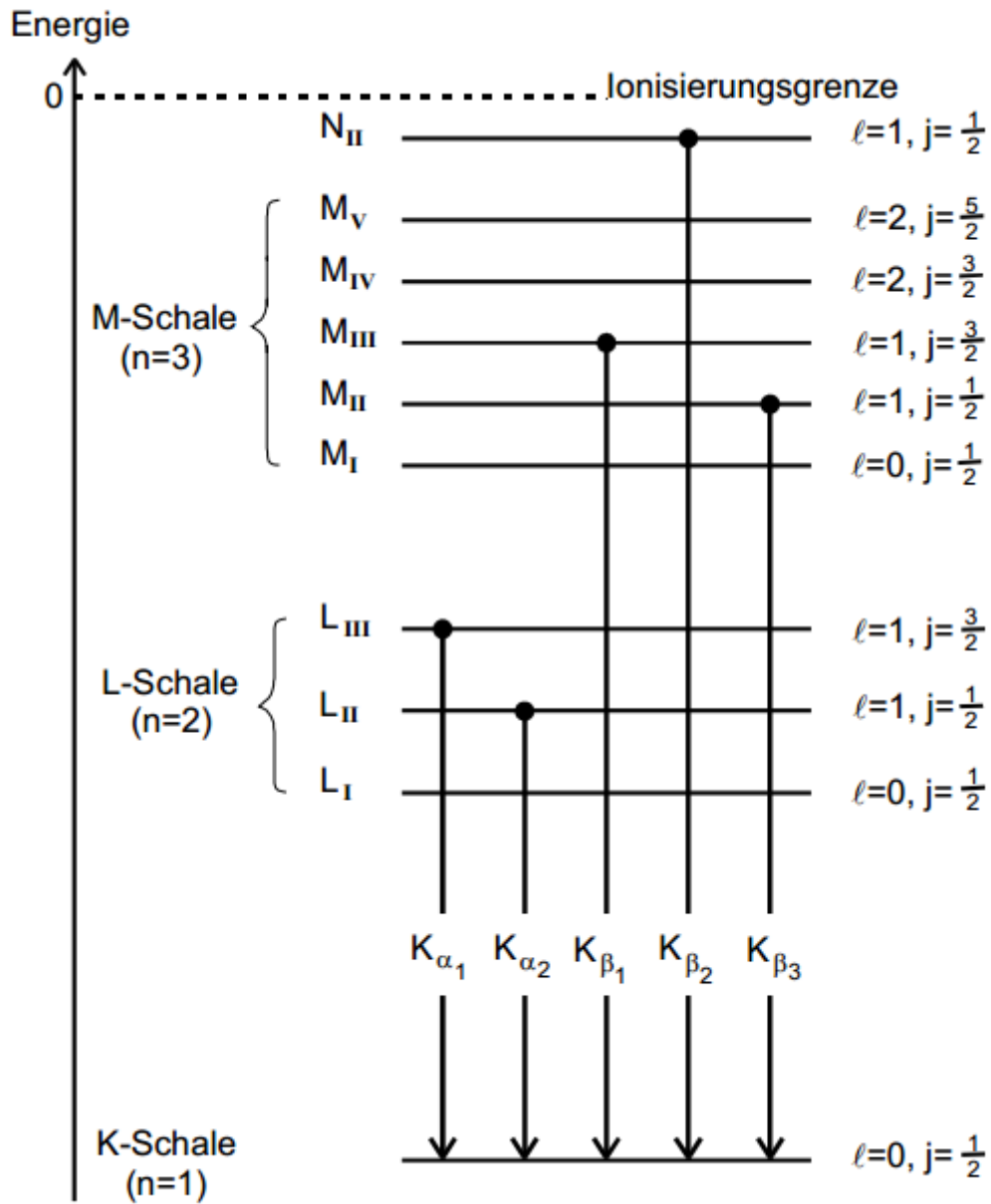


Abbildung 3: Feinstrukturaufspaltung der K-,L- und M-Schale, mögliche K-Übergänge

2.5 Absorptionsspektren

Beim Auftreffen von Röntgenstrahlung wird die Intensität der Strahlung geschwächt, d.h. die Zahl der pro Zeit und Fläche einfallenden Photonen wird geringer. Dies wird hauptsächlich durch zwei Effekte verursacht. Der Compton-Effekt, bei dem einfallende Röntgenstrahlung einen Teil seiner Energie an ein quasi freies Elektron abgibt und dabei seine Richtung ändert, ist hierbei zu vernachlässigen. Weit stärker wird die Intensität geschwächt durch das Auslösen von Hüllenelektronen. Dazu muss die Energie der Röntgenstrahlung höher sein als die Bindungsenergie des Elektrons. Dies wird auch als innerer Photoeffekt bezeichnet.

Für den Absorptionskoeffizienten μ gilt folgende Gleichung:

$$\mu \propto z^5 \cdot E^{-3,5} \quad (12)$$

Um die Konstanten s und σ zu bestimmen, wird eine dünne Schicht des zu untersuchenden Stoffes mit monoenergetischer Röntgenstrahlung bestrahlt und dabei die Intensität gemessen. Nach (12) nimmt die Absorption mit steigender Energie der Röntgenstrahlung ab, die Transmission nimmt daher zu. Wird im Energiespektrum eine Stelle erreicht, an der die Energie ausreicht um ein Elektron aus einer der Schalen des Absorberatoms zu lösen, tritt an dieser Stelle idealisiert eine Unstetigkeitsstelle auf, welche als Absorptionskante bezeichnet wird. Die Energie die dieser Kante entspricht ist gleich der Energie $E_{n,j}$ aus Gleichung (10). Die K-Schale verfügt wie oben beschrieben über keine Feinstrukturaufspaltung, daher besitzt sie eine Absorptionskante. Die L-Schale verfügt demnach über drei Absorptionskanten usw.. Dies ist schematisch in Abbildung 4 dargestellt.

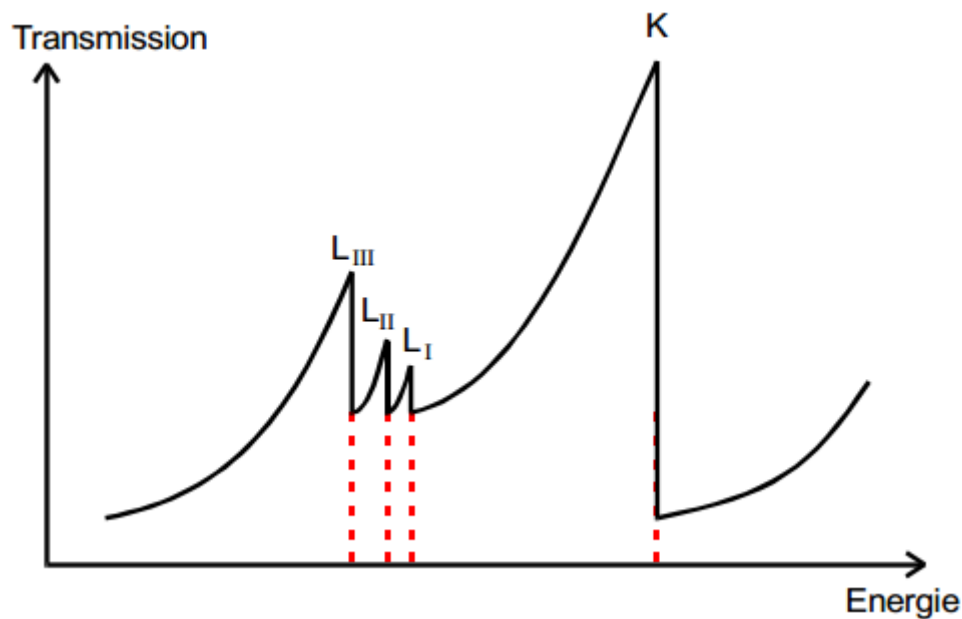


Abbildung 4: Schematisches Röntgenabsorptionsspektrum

Aus den Formeln für die Energie der Absorptionskanten lassen sich nun einige Konstanten der Abschirmung berechnen. Aus der Formel für die Energie der K-Absorptionskante

$$E_{K_{Abs}} = R_{\infty} \left[(z - \sigma_{1,0})^2 * \alpha^2 (z - s_{1,0})^4 \cdot \frac{1}{4} \right] \quad (13)$$

lässt sich $\sigma_{1,0}$ berechnen, da $s_{1,0}$ aufgrund der geringen Zahl an Elektronen in der K-Schale zu vernachlässigen ist.

Aus der zweiten und dritten Absorptionsenergie der L-Schale

$$E_{L_{absII}} = R_{\infty} \left[\frac{(z - \sigma_{2,1})^2}{4} + \alpha^2 \frac{(z - s_{2,1})^4}{8} \cdot \frac{5}{8} \right] \quad (14)$$

$$E_{L_{absIII}} = R_{\infty} \left[\frac{(z - \sigma_{2,1})^2}{4} + \alpha^2 \frac{(z - s_{2,1})^4}{8} \cdot \frac{1}{8} \right] \quad (15)$$

lässt sich unter Bildung der Differenz

$$E_{L_{absII}} - E_{L_{absIII}} = R_{\infty} \alpha^2 \frac{(z - s_{2,1})^4}{16} \quad (16)$$

die Abschirmzahl $s_{2,1}$ berechnen.

2.6 Messung der Röntgenstrahlung

Um die Intensität der Röntgenstrahlung zu messen wird ein Geiger-Müller-Zählrohr verwendet. Hierbei wird die ionisierende Wirkung der Röntgenstrahlung ausgenutzt. Zur Erzeugung monochromatischer Röntgenstrahlung werden die Interferenzerscheinungen beim Auftreffen von Röntgenstrahlung auf Kristalle genutzt. Die Geometrie dazu ist in Abbildung 5 dargestellt.

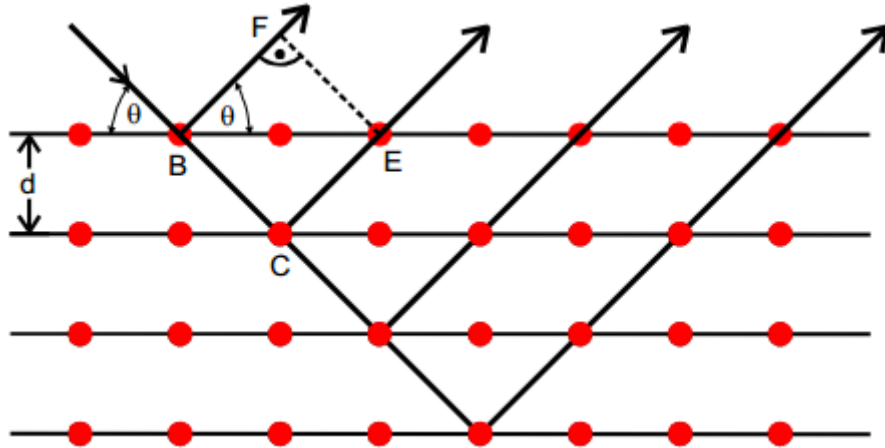


Abbildung 5: Interferenz am Kristall

Aus ihr folgt die Braagsche Reflexionsbedingung:

$$2d \sin(\theta) = n\lambda \quad (17)$$

Dies lässt sich mit

$$E = h \frac{c}{\lambda} \quad (18)$$

umschreiben zu folgender Gleichung:

$$E = \frac{h \cdot c \cdot n}{2d \sin(\theta)} \quad (19)$$

Bei bekanntem Netzebenenabstand d lässt sich über eine Messung des Beugungswinkels θ die Energie der Röntgenstrahlung berechnen.

3 Durchführung

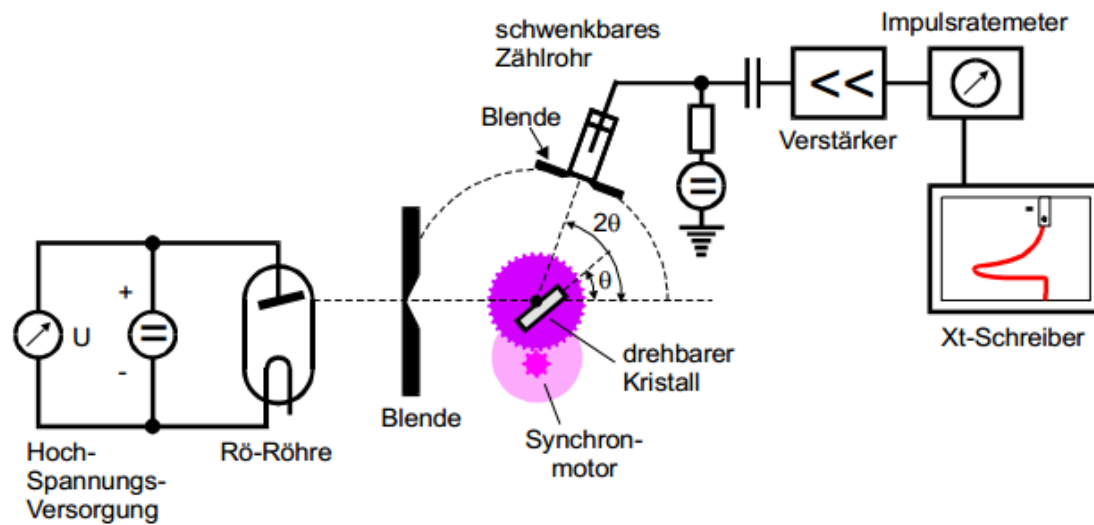


Abbildung 6: Versuchsaufbau

Der beim Versuch verwendete Aufbau weicht vom Aufbau in Abbildung 6 in der Hinsicht ab, als dass anstelle des xt-Schreibers ein Computerprogramm zur Aufzeichnung der Messwerte verwendet wurde. Die in der Röntgenröhre erzeugte Röntgenstrahlung trifft nach Durchlaufen einer Blende auf einen LiF-Kristall, welcher gedreht werden kann. Der reflektierte Strahl trifft auf das im doppelten Kristallwinkel stehende Geiger-Müller-Zählrohr. Die Messung erfolgt über einen Impulsratemeter, dessen Messwerte per Computerprogramm aufgezeichnet werden. Es ist darauf zu achten, dass die Zeitkonstante vernünftig gewählt wird, da die Röntgenemission ein statistischer Prozess ist und über ein Zeitintervall gemittelt wird. Gleichzeitig sollte diese nicht zu groß gewählt werden, da ansonsten scharfe Veränderungen an den Absorptionskanten nicht mehr registriert werden. Vor Versuchsbeginn wird kontrolliert ob das Verhältnis von Zählrohrwinkel zu Kristallwinkel korrekt auf 2:1 steht. Die Messung erfolgt anschließend automatisch, ein Synchronmotor steuert beide Winkel.

4 Auswertung

Zu Beginn des Versuches wird der Fehler der Messapparatur - sprich, ob das Verhältnis zwischen Zählrohr- und Kristallwinkel 2:1 ist - überprüft. Zu diesem Zweck wird eine Messreihe mit Kupfer aufgenommen. Der Kristallwinkel wird auf 14° eingestellt und mit dem Zählrohr der Winkelbereich von 27° - 29° abgefahren. Der Netzebenenabstand des LiF-Kristalls beträgt hier und in allen folgenden Versuchsteilen $d = 2,01 \cdot 10^{-10}$ m und die Beschleunigungsspannung 35 kV. Gemäß des Braggschen-Reflexionsgesetzes

$$2d \sin \theta = n\lambda \quad ; n = 1, 2, 3, \dots (n = \text{Interferenzordnung}) \quad (20)$$

ist somit konstruktive Interferenz und somit ein Maximum bei einem Winkel von 28° zu erwarten. Dies ist wie in Abbildung 7 zu sehen ist der Fall und somit liegt eine im Rahmen der Toleranz akzeptierbare Funktionalität der Apparatur vor.

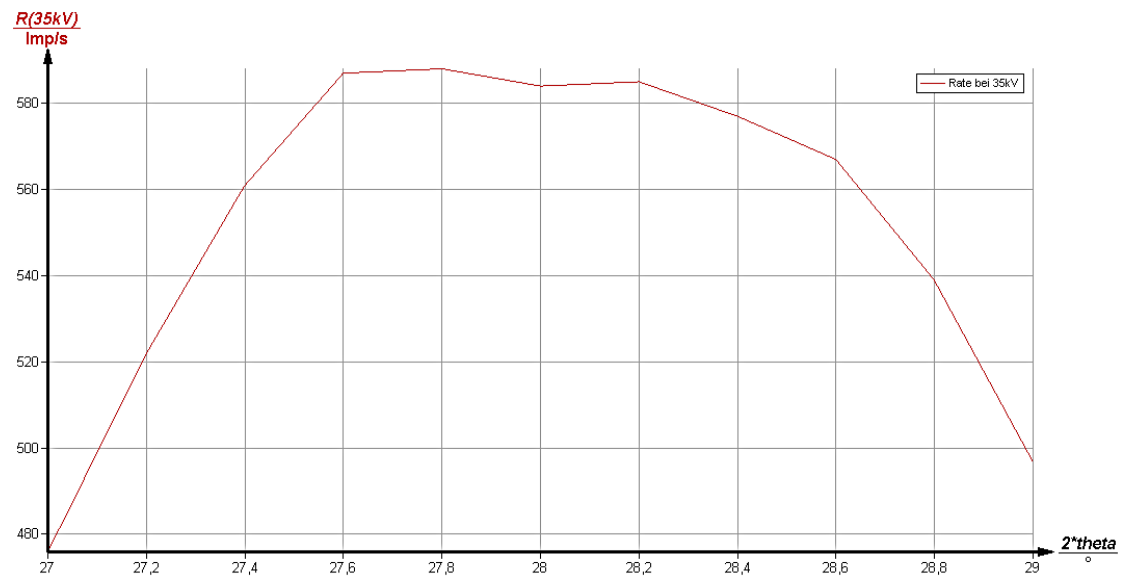


Abbildung 7: Messkurve zur Überprüfung der Funktionalität der Apparatur

4.1 Bestimmung der $\sigma_{1,0}$ Abschirmungszahl von $^{32}\text{Germanium}$

Um die Abschirmungszahl zu Bestimmen wird die Lage der K-Kante bestimmt. Mit Hilfe von Gleichung (13) kann die Abschirmungszahl $\sigma_{1,0}$ nach Bestimmung der Energien

berechnet werden:

$$E_K = R_\infty \left((z - \sigma_{1,0})^2 + \alpha^2 \frac{z^4}{4} \right) \quad (21)$$

$$\sigma_{1,0} = z - \sqrt{\frac{E_K - R_\infty \alpha^2 \frac{z^4}{4}}{R_\infty}} \quad (22)$$

Über die Bragg-Gleichung (20) kann die gesuchte Energie über den bekannten Winkel bestimmt werden. Der hierfür benötigte Winkel kann theoretisch am Spektrum abgelesen werden, da die Kante eine Unstetigkeit aufweist. Im praktisch gemessenen Spektrum ist die Unstetigkeit allerdings nicht vorhanden. Der korrekte Winkel kann zwischen dem maximalen und dem minimalen Winkelwert für die Intensität der entsprechenden Kante abgelesen werden. Für die aufgenommene Messreihe von $^{32}\text{Germanium}$ erhalten wir folgende Messbilder: Es ist ein Peak im Bereich von 16° - 17° zu erkennen. Einen genauere

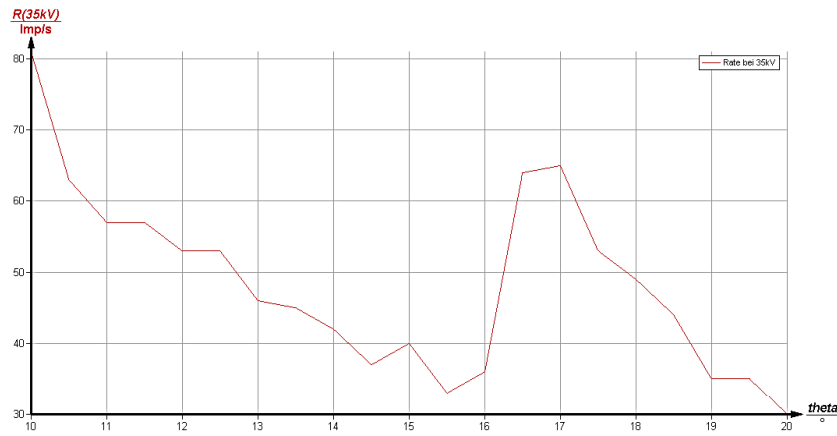


Abbildung 8: Röntgenspektrum von $^{32}\text{Germanium}$

Aufnahme in diesem Bereich liefert folgende Abbildung 9.

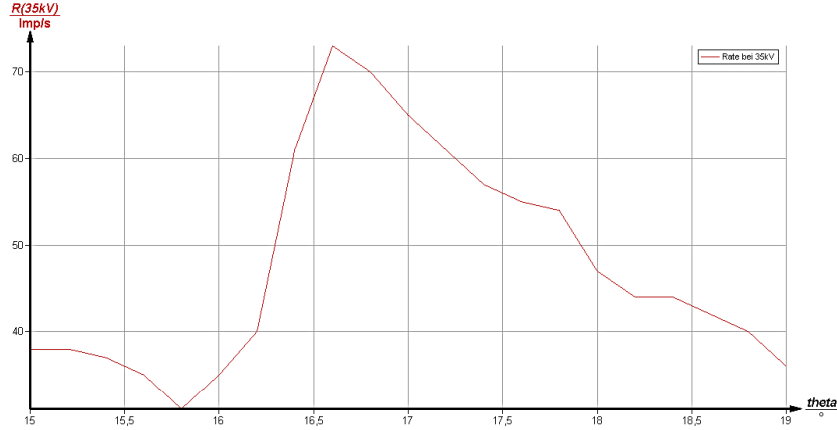


Abbildung 9: erster Peak im Röntgenspektrum von $_{32}\text{Germanium}$

Für die Winkel der Intensitäten ergeben sich also folgende Werte: Da die Winkelwerte

Element	θ_{min} in °	θ_{max} in °	θ in °	Energie in keV
$_{32}\text{Germanium}$	15,8	16,6	$16,3 \pm 0,05$	$10,96 \pm 0,001$

Tabelle 1: Kristallwinkel für das Element $_{32}\text{Germanium}$

nur abgelesen sind, wird eine Ungenauigkeit der Winkel von $\pm 0,05^\circ$ angenommen. Durch kombinieren der Formeln der Energie (21) und $\sigma_{1,0}$ (22) ergibt sich letztendlich:

$$\sigma_{1,0} = z - \sqrt{\frac{\frac{hcn}{2d \sin \theta} - R_\infty \alpha^2 \frac{z^4}{4}}{R_\infty}} \quad (23)$$

Hier bei ist $h = 4,13567 \cdot 10^{-15}$ eV das planksche Wirkungsquantum, $c = 2,997 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$ die Lichtgeschwindigkeit, n die Interferenzordnung (hier $n = 1$), d der Netzebenenabstand des LiF-Kristalls (hier $d = 2,01 \cdot 10^{-10}$ m), $R_\infty = 13,6$ eV die Rydberg-Energie, z die Kernladungszahl und $\alpha = \frac{1}{137}$ die Sommerfeld'sche Feinstrukturkonstante.

Mit Hilfe der Gauss'schen Fehlerfortpflanzung wird zusätzlich der Fehler bestimmt:

$$\begin{aligned} \Delta \sigma_{1,0} &= \left| \frac{\partial \sigma_{1,0}}{\partial \theta} \right|_{\theta_0} \cdot \Delta \theta_0 \\ &= \frac{hcn \cos \theta_0 \sqrt{\frac{\frac{hcn}{2d \sin \theta} - R_\infty \alpha^2 \frac{z^4}{4}}{R_\infty}}}{2 \sin \theta_0 (2hcn - dR_\infty \alpha^2 z^4 \sin \theta_0)} \cdot \Delta \theta_0 \end{aligned}$$

Somit ergibt sich für die Abschirmungszahl $\sigma_{1,0}$ von $^{32}\text{Germanium}$:

$$\sigma_{1,0}^{Ge} = 3,90 \pm 0,001$$

4.2 Bestimmung der $s_{2,1}$ Abschirmungszahl von Gold

Zur Bestimmung der Abschirmungszahl $s_{2,1}$ werden die Energien $E_{L_{II}}$ und $E_{L_{III}}$ der L-Kanten benötigt. Diese errechnen sich wie im vorangegangenen Teil des Versuches 4.1. Aus ihnen lässt sich die Energiedifferenz ΔE folgendermaßen zu

$$\Delta E = \frac{hcn}{2d} \left(\frac{1}{\sin \theta_{L_{III}}} - \frac{1}{\sin \theta_{L_{II}}} \right) \quad (24)$$

bestimmen. Über die Energiedifferenz und mit Hilfe der Formel (16) kann nun die Abschirmungskonstante $s_{2,1}$ berechnet werden zu

$$s_{2,1} = z - \sqrt{\left(\frac{4}{\alpha} \sqrt{\frac{\Delta E}{R_{\infty}}} - \frac{5\Delta E}{R_{\infty}} \right) \left(1 + \frac{19}{32} \alpha^2 \frac{\Delta E}{R_{\infty}} \right)} \quad (25)$$

Zur Bestimmung des Fehlers wird erneut die Gauss'sche Fehlerfortpflanzung heran gezogen.

$$\Delta s_{2,1} = \sqrt{\left| \frac{\partial s_{2,1}}{\partial \theta_{L_{III}}} \right|_{\theta_{L_{III},0}}^2 \cdot \Delta \theta_{L_{III}}^2 + \left| \frac{\partial s_{2,1}}{\partial \theta_{L_{II}}} \right|_{\theta_{L_{II},0}}^2 \cdot \Delta \theta_{L_{II}}^2}$$

Die Winkelwerte sind der Tabelle 2 zu entnehmen. Die dazugehörigen Abbildungen sind

Element	$\theta_{L_{II}}$ in °	$\theta_{L_{III}}$ in °	Energie L_{II} in keV	Energie L_{III} in keV
$^{79}\text{Gold}$	$12,8 \pm 0,05$	$15 \pm 0,05$	$13,88 \pm 0,001$	$11,88 \pm 0,001$

Tabelle 2: Kristallwinkel für das Element $^{79}\text{Gold}$

10, 11 und 12. Somit ergibt sich die Abschirmungszahl $s_{2,1}$ zu:

$$s_{2,1}^{Au} = 1,95 \pm 0,59$$

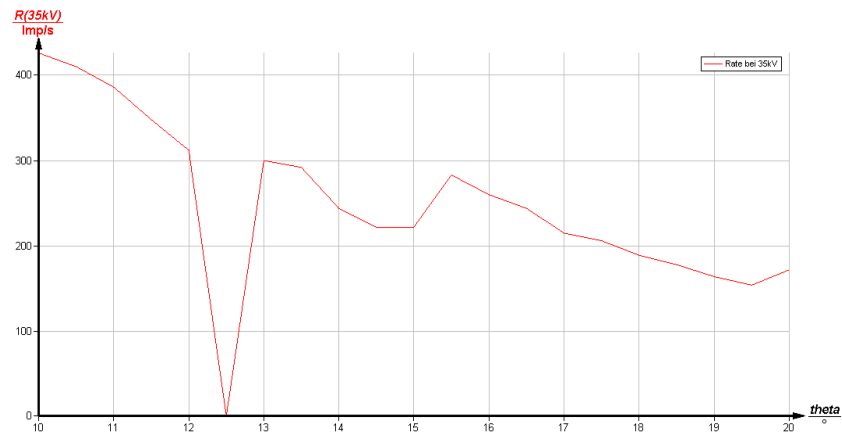


Abbildung 10: Röntgenspektrum für Gold

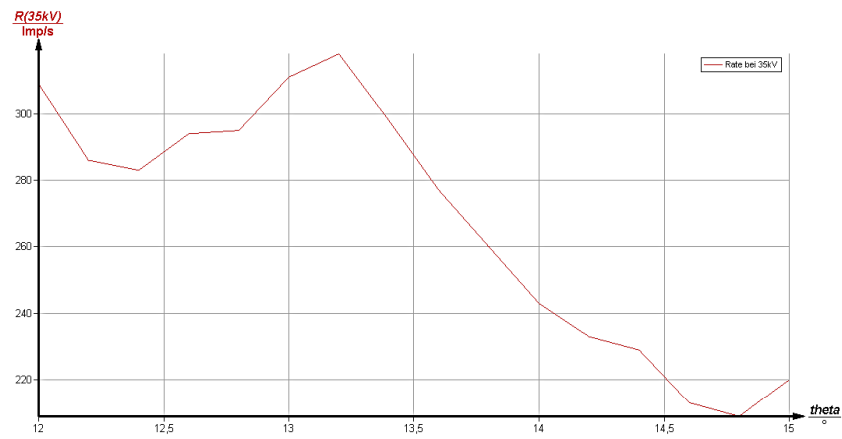


Abbildung 11: L_{III} Peak für Gold

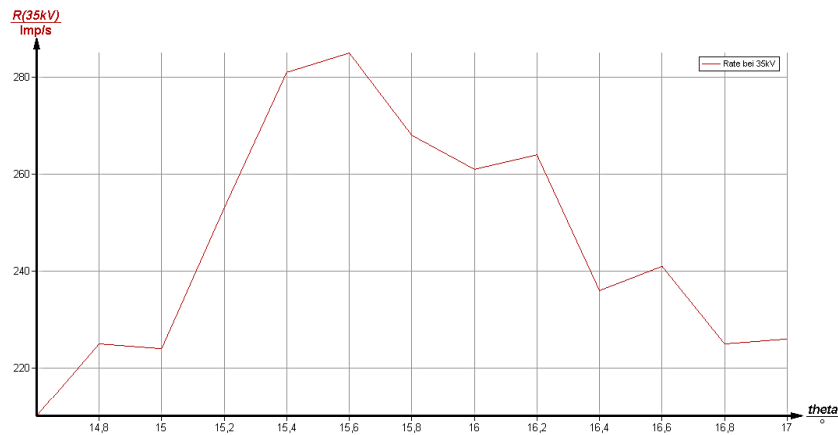


Abbildung 12: L_{II} Peak für Gold

4.3 Bestimmung der Abschirmungszahlen σ_1 und σ_2 für Kupfer

Zuerst wird die Lage der K_α - und K_β -Linie im Emissionsspektrum für Kupfer bestimmt. Aus der Abbildung 13 folgen somit die Daten aus Tabelle 3 für die Lage der

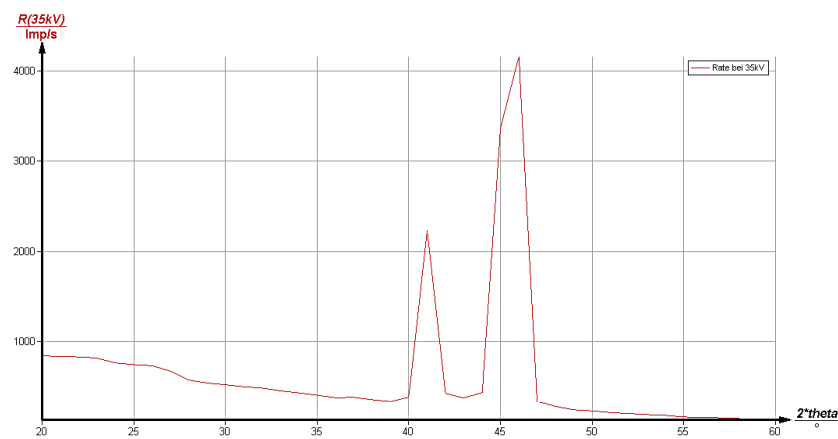


Abbildung 13: Emissionsspektrum von Kupfer

Linien. Die Abschirmzahlen lassen sich nach folgenden Formel bestimmen:

Element	Kante	θ in °	Energie in keV
Cu	K_α	$22,5 \pm 0,05$	$8,04 \pm 0,001$
Cu	K_β	$20,2 \pm 0,05$	$8,91 \pm 0,001$

Tabelle 3: Lage der K-Linien im Emmissionsspektrum von Kupfer

$$\sigma_1 = z - \sqrt{\frac{E_{K_\beta}}{R_\infty}} \quad (26)$$

$$\sigma_2 = z - \sqrt{-\frac{E_{K_\alpha} - R_\infty(z - \sigma_1)^2}{R_\infty/4}} \quad (27)$$

Der Fehler auch hier durch die Gauss'sche Fehlerfortpflanzung berechnet.

$$\Delta\sigma_1 = \left| \frac{\partial\sigma_1}{\partial\theta_{K_\beta}} \right|_{\theta_{K_\beta,0}} \cdot \Delta\theta_{K_\beta}$$

$$\Delta\sigma_2 = \sqrt{\left| \frac{\partial\sigma_2}{\partial\theta_{K_\alpha}} \right|_{\theta_{K_\alpha,0}}^2 \cdot \Delta\theta_{K_\alpha}^2 + \left| \frac{\partial\sigma_2}{\partial\theta_{K_\beta}} \right|_{\theta_{K_\beta,0}}^2 \cdot \Delta\theta_{K_\beta}^2}$$

Somit ergeben sich die Abschirmungszahlen:

$$\sigma_1 = 3,40 \pm 0,001$$

$$\sigma_2 = 12,98 \pm 0,028$$

4.4 Bestimmung des energetischen Auflösungsvermögen der Apparatur

Das Auflösungsvermögen $\theta_{1/2}$ der Apparatur lässt sich nach Abbildung 14 aus der K_α -Emissionslinie bestimmen und ergibt sich zu 165,53 eV.

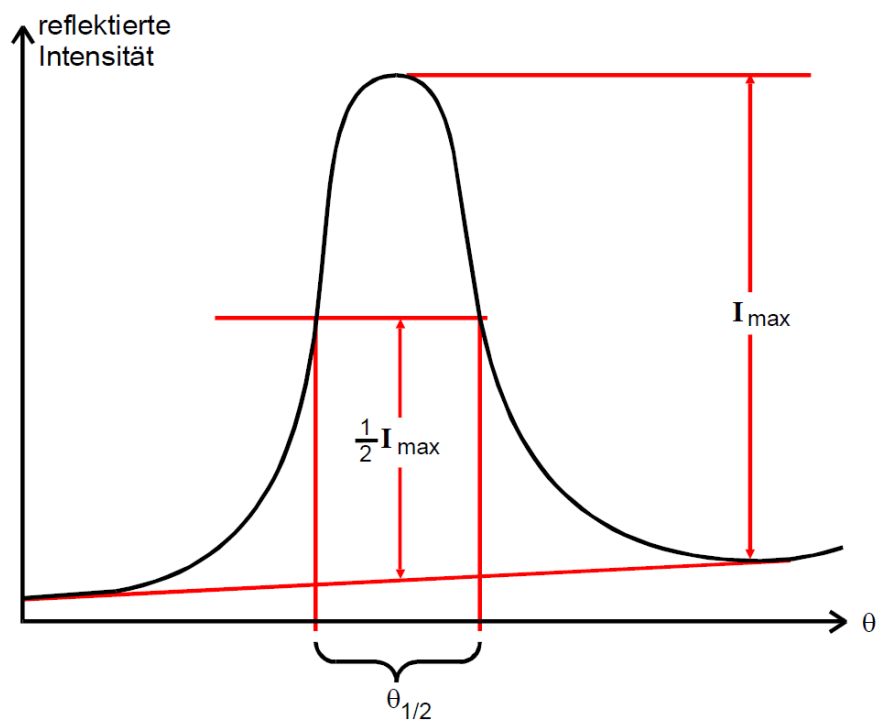


Abbildung 14: Bestimmung des Auflösungsvermögen [1]

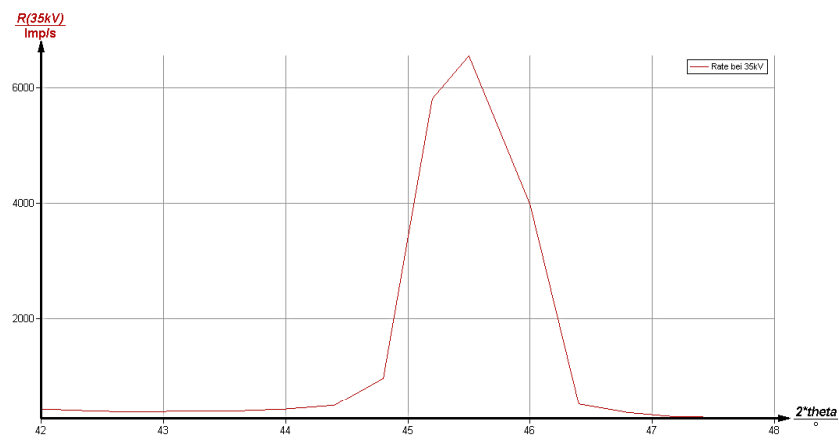


Abbildung 15: K_α -Linie des Emissionsspektrums von Kupfer

5 Diskussion

Für den Vergleich der bestimmten Energien wurden die Werte aus den Internetquellen [2] und [3] verwendet. Der Vergleich findet sich in folgender Tabelle 4.

Es ist zu erkennen, dass die gemessenen Werte relativ nah an den Literaturwerten

Element	Kante	Energie in keV	Literaturwert in keV
Ge	K	$10,96 \pm 0,001$	11,10
Au	L_{II}	$13,82 \pm 0,001$	13,73
	L_{III}	$11,88 \pm 0,001$	11,92
Cu	K_{α}	$8,04 \pm 0,001$	8,05
	K_{β}	$8,91 \pm 0,001$	8,90

Tabelle 4: Vergleich der bestimmten Energien mit Literaturwerten

liegen. Die Abweichungen könnten von einem systematischen Fehler stammen, der durch die Messapparatur zustande kommt. Da allerdings kein Einfluss auf den Versuchsaufbau vorliegt, ist es unmöglich einen Fehler (z.B. durch falsche Kalibrierung) zu finden.

6 Literaturverzeichnis

- [1] *Versuchsanleitung*
<http://129.217.224.2/HOMEPAGE/PHYSIKER/BACHELOR/AP/SKRIPT/V602.pdf> (Zugriff 15.01.2013)
- [2] *Biomolecular Structure Center der Universität von Washington*
<http://skuld.bmsc.washington.edu/scatter/periodic-table.html>
(Zugriff 15.01.2013)
- [3] *Center For Synchrotron Radiation Research & Instrumentation CSRRI*
<http://csrri.iit.edu/cgi-bin/period-form?ener=& name=Cu> (Zugriff 15.01.2013)