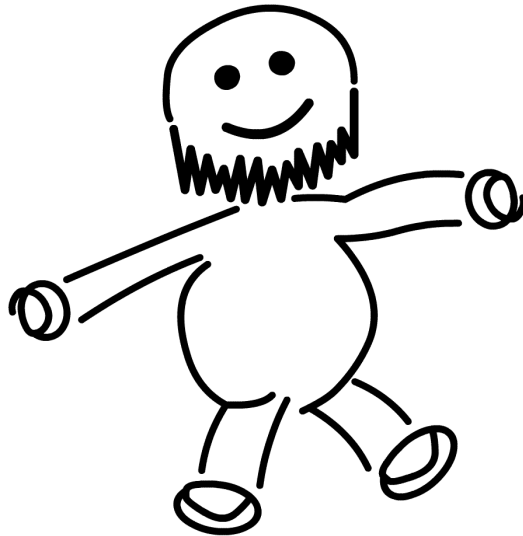


Physikalisches Praktikum für das Hauptfach Physik

Versuch 28

Röntgenstrahlung

Wintersemester 2005 / 2006



Name:	Daniel Scholz
Mitarbeiter:	Hauke Rohmeyer
E-Mail:	physik@mehr-davon.de
Gruppe:	B9
Assistent:	André Holz
Durchgeführt am:	17. Februar 2006
Protokoll abgeben:	20. Februar 2006
Protokoll verbessert:	–

Testiert: _____

1 Einleitung

Röntgenstrahlung ist verglichen mit Licht sehr kurzwellige elektromagnetische Strahlung. Mit ihr konnte erstmals die periodische Gitterstruktur eines Kristalls direkt gezeigt werden, inzwischen ist sie nicht nur in vielen Bereichen der Medizin, sondern auch in der Physik und in Materialwissenschaften ein wichtiges Hilfsmittel zur Untersuchung feiner oder mit normalem Licht nicht sichtbarer Strukturen geworden.

Im vorliegenden Versuch soll die Erzeugung von Röntgenstrahlung, ihr Spektrum sowie das Absorptionsverhalten einiger Materialien untersucht werden.

2 Theorie

2.1 Aufbau einer Röntgenröhre

Eine Röntgenröhre besteht aus einem evakuierten Glaszylinder, in dem Elektronen aus einer Glühkathode austreten und durch eine sehr hohe Anodenspannung [typisch sind 50 kV und mehr] beschleunigt werden. Anschließend werden die Elektronen mit sehr hoher Geschwindigkeit auf die abgeschrägte Anode auftreffen.

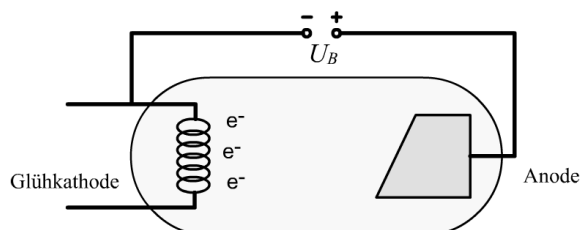


Abbildung 1: Aufbau einer Röntgenröhre.

Verschiedene Effekte, die im Folgenden näher erläutert werden, tragen dazu bei, dass beim Auftreffen und Abbremsen auf der Anode elektromagnetische Strahlung in Wellenlängenbereichen zwischen etwa 0.001 nm und 1 nm emittiert wird. Ein unerwünschter Nebeneffekt ist, dass die kinetische Energie der Elektronen hauptsächlich nicht in Röntgenstrahlung umgesetzt wird, sondern in Wärme, was eine ausreichend leistungsfähige Kühlung unabdingbar macht.

2.2 Bremsstrahlung und Abhängigkeit von der Anodenspannung

Ein Ergebnis der Elektrodynamik ist, dass beschleunigte Ladungen elektromagnetische Strahlung emittieren. Dies geschieht hauptsächlich senkrecht zur Beschleunigungsrichtung [vergleiche Hertzscher Dipol]. Dies wird also insbesondere bei den an der Anode stark abgebremsten Elektronen der

Fall sein. Zur schlagartigen Bremsung gehört ein kontinuierliches Frequenz-Spektrum, so dass zu erwarten ist, dass die Bremsstrahlung über alle Frequenzen verteilt auftritt. Dies ist nicht der Fall.

Die vorhandene kinetische Energie lässt sich durch

$$E = e \cdot U_B$$

berechnen, dabei ist e die Elementarladung und U_B die Beschleunigungsspannung. Diese Energie wird von Photonen der Frequenz ν mit der Energie

$$E = h \cdot \nu$$

schrittweise abgegeben, wobei h die Planck Konstante ist. Nach Energieerhaltung, nach der Annahme, dass die gesamte kinetische Energie in die Energie eines Röntgenphotons übergeht, und mit dem Zusammenhang $c = \nu\lambda$ zwischen Frequenz und Wellenlänge erhalten wir das **Gesetz von Duane und Hunt**:

$$\lambda_{\text{Gr}} = \frac{h \cdot c}{e \cdot U_b}. \quad (1)$$

Dabei ist c die Vakuumlichtgeschwindigkeit.

Eine kleinere Wellenlänge als diese **Grenzwellenlänge** λ_{Gr} kann im Spektrum also nicht auftreten. Unterhalb der entsprechenden **Grenzfrequenz** eU_B/h liegt dagegen erwartungsgemäß ein kontinuierliches Spektrum der Bremsstrahlung vor.

Außer der Grenzwellenlänge ändert sich mit der Beschleunigungsspannung U_B und zusätzlich dem Anodenstrom I_A auch die Intensität der **charakteristischen Linien** I_x im Spektrum nach

$$I_x \sim I_A(U_B - U_x)^{3/2}. \quad (2)$$

Dabei ist U_x das Ionisationspotential der betrachteten Schale x .

2.3 Charakteristische Strahlung

Das Abbremsen der Elektronen ist nicht der einzige Effekt, der zur Entstehung der Röntgenstrahlung führt. Genaugut ist es möglich, dass ein Elektron mit hinreichend hoher kinetischer Energie in eine Atomhülle eindringt und dort ein Elektron aus einer inneren Schale herausschlägt. Das hat zur Folge, dass ein Elektron aus einer höheren Schale die so entstandene Lücke schließt, da weiter innen liegende Schalen energetisch günstiger sind. Dabei wird die freigewordene Energie in Form eines Photons ausgesendet. In die jetzt in einer höheren Schale entstandene Lücke rückt ein weiteres Elektron unter Emission eines Photons nach und so weiter. Auf diese Weise werden alle möglichen Energiedifferenzen zwischen den Schalen in Form von

Photonen ausgesandt, wobei natürlich auch hier durch eU_B/h eine Obergrenze gegeben ist. Bei zu niedriger Energie ist das Elektron nicht in der Lage aus einer inneren Schale ein Teilchen herauszuschlagen.

Somit ist dem kontinuierlichen Spektrum der Bremsstrahlung ein diskretes Spektrum überlagert, welches für das verwendete Anodenmaterial charakteristisch ist, denn schließlich sind auch die Schalenenergien abhängig vom Material. Die Vorhersage dieser Energien ist näherungsweise mit einem erweiterten Bohrschen Atommodell möglich. Dieses diente ursprünglich zur Beschreibung von Atomen mit einem Elektron und konnte somit auch lediglich dessen Schalenenergie vorhersagen.

Sei Z die Ordnungszahl des Atoms und R_ν die Rydberg-Frequenz. Dann beträgt die potentielle Energie

$$E = - \frac{R_\nu \cdot Z^2}{n^2}$$

mit der Hauptquantenzahl [Schalennummer] n . Als Übergangsenergie zwischen den Schalen m und n ergibt sich

$$W_{nm} = R_\nu \cdot Z^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Um von diesem Ergebnis auf die allgemeine Lösung [welche mehr Hüllenelektronen als eines zulässt] zu schließen, hilft die Überlegung, dass die zusätzlichen Ladungen zu einer teilweisen Abschirmung des Kerns führen, so dass nicht die gesamte Kernladung Ze wirksam ist. Moseley entdeckte für die Übergangsenergie zwischen K und L -Schale, also zwischen $n = 1$ und $m = 2$, das **Gesetz von Moseley**:

$$W = \nu = \frac{3}{4} \cdot R_\nu \cdot (Z - 1)^2. \quad (3)$$

Dies lässt sich verallgemeinern zu

$$W_{nm} = R_\nu \cdot (Z - a)^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right).$$

Hierbei stellt a die Korrektur aufgrund der Kernabschirmung dar, die von der Schale n abhängt. Für $n = 1$ gilt nach Moseley $a = 1$, für $n = 2$ erhält man einen Wert von ungefähr 7.4.

Aus historischen Gründen [zunächst war nichts von Schalen und den Übergängen zwischen ihnen bekannt] wird die Linie des Übergangs von der L - auf die K -Schale K_α -Linie genannt. Entsprechend die des Übergangs von der M - auf die K -Schale K_β -Linie sowie die des M - L -Übergangs L_α -Linie und so weiter.

Eine genauere Betrachtung zeigt, dass nicht alle Positionen einer Schale energetisch gleichwertig sind. Vielmehr tritt hier eine Aufspaltung auf. Das Atom wird nicht allein durch die Hauptquantenzahl, sondern auch durch Drehimpuls-, Magnetische- und Spinquantenzahl beschrieben. Dies wollen wir hier aber nicht weiter betrachten.

2.4 Röntgenabsorption

Elektromagnetische Wellen werden in Materialien nach dem Lambert-Beer-Gesetz absorbiert: Bei anfänglicher Intensität I_0 und Eindringtiefe x sinkt die Intensität exponentiell nach der Gesetzmäßigkeit

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

ab, wobei μ der von Material und Wellenlänge abhängige **Absorptionskoeffizient** ist. Für den Koeffizienten μ/ρ aus Absorptionskoeffizient μ und Dichte ρ des Materials gilt

$$\frac{\mu}{\rho} \sim \lambda^3,$$

dabei ist λ die verwendete Wellenlänge. Auch diese Gesetzmäßigkeit wollen wir im Versuch verifizieren.

Zur Absorption von Photonen, die auf Materie treffen, treten bei bestimmten Energien unterschiedliche Prozesse auf:

- (1) Der **Photoeffekt** tritt bei Energien zwischen 1 eV und 100 keV auf. Das Photon $h\nu$ wird vom Atom absorbiert und ionisiert das Atom durch Heraus schlagen eines Elektrons aus einer tieferen Schale.
- (2) Der **Compton Effekt** tritt bei Energien zwischen 100 keV und 1 MeV auf. Das Photon stößt mit einem fast freien Elektron in der äußeren Schale des Atoms zusammen und überträgt nur einen Teil der Energie auf das Elektron.
- (3) Die **Paarbildung** tritt bei Energien zwischen 1 MeV und 6 MeV auf. Bei hinreichend großen kann ein Photon in Materie ein Elektron-Positron-Paar erzeugen, wobei jedes der Teilchen mit gleicher Masse die gleiche kinetische Energie erhält.

Bei der Röntgenstrahlung trägt neben Streuung fast ausschließlich der Photoeffekt zur Absorption bei. Daher beobachtet man für μ ähnlich wie bei der charakteristischen Strahlung eine „gequantelte“ Abhängigkeit von λ bzw. von ν . Sobald die Energie eines Röntgenquants die Ionisationsenergie einer Schale erreicht hat, wird die Absorption sprunghaft ansteigen. Das heißt, dass jede Ionisationsenergie zu einer so genannten **Absorptionskante** in der Kurve führt. Hierbei spielen natürlich auch die schon erwähnten Einflüsse der übrigen Quantenzahlen eine bedeutende Rolle.

2.5 Das Röntgenspektrometer

Das Röntgenspektrometer besteht aus einer Röntgenröhre, einem Kristall und einem Geiger-Müller-Zählrohr.

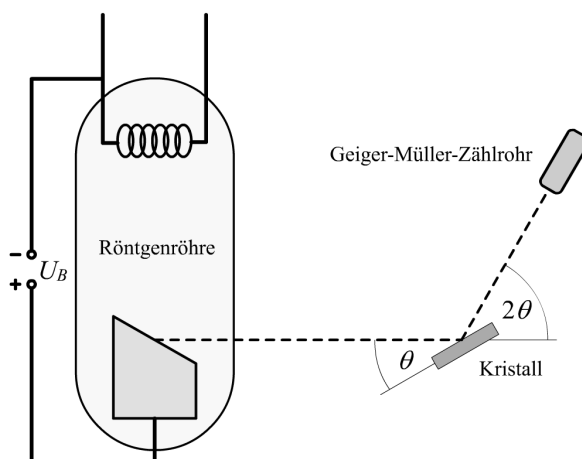


Abbildung 2: Aufbau eines Röntgenspektrometers.

Die aus der Röntgenröhre tretenden Röntgenstrahlen treffen im Winkel θ auf den Kristall und werden dort nach dem Brechungsgesetz von Bragg reflektiert, welches unten noch weiter beschrieben wird. Von den reflektierten Strahlen wird dann die Intensität mit dem Geiger-Müller-Zählrohr bestimmt. Dieses ist also immer im Winkel von 2θ zu dem ursprünglichen Strahl aufzustellen. Fährt man nun ganze Winkelbereiche ab [Kristall und Zählrohr gemeinsam], so kann man das Spektrum der vorliegenden Röntgenstrahlung bestimmen.

Das Gesetz von Bragg

In einem Kristall werden Röntgenstrahlen an verschiedenen Ebenen, den so genannten *Netzebenen*, des Kristallgitters reflektiert. Interessant ist nun die Interferenz von zwei Strahlen, die an verschiedenen Netzebenen gebrochen werden. Geht man davon aus, dass die Strahlen von einem sehr weit entfernten Punkt kommen und die reflektierten Strahlen auch erst in einem weit entfernten Punkt beobachtet werden, so kann man Parallelität der Strahlen annehmen.

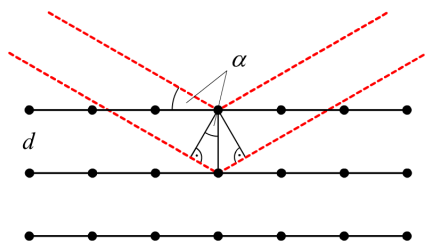


Abbildung 3: Das Gesetz von Bragg.

Bei einem Einfallswinkel α , wie er in Abbildung 3 definiert wird, erhält man durch einfache geometrische Überlegungen einen Gangunterschied von $2d \sin \alpha$, wenn zwei Strahlen an zwei benachbarten Netzebenen reflektiert werden. Diesen Gangunterschied muss man nun gleich einem ganzzahligen Vielfachen k der Wellenlänge λ setzen, um konstruktive Interferenz zu bekommen. Man erhält daraus die **Bragg-Bedingung**

$$2d \cdot \sin \alpha = k \cdot \lambda. \quad (5)$$

2.6 Das Geiger-Müller-Zählrohr

Röntgenstrahlung ist eine ionisierende Strahlung, die mit einem Geiger-Müller-Zählrohr gemessen werden kann. Bei einem Geiger-Müller-Zählrohr handelt es sich um einen zylindrischen Kondensator, welcher mit einem Edelgas gefüllt ist, wobei auch noch Halogenzusätze vorhanden sind. Im Zylinder herrscht ein elektrisches Feld, das an dem Draht, der die Zylinderachse darstellt und als Anode dient, besonders stark ist.

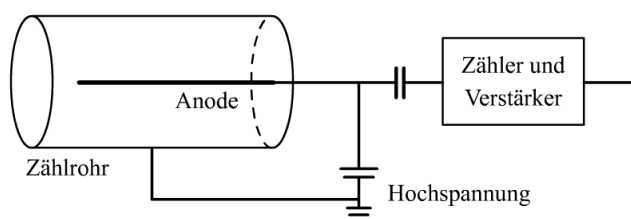


Abbildung 4: Aufbau eines Geiger-Müller-Zählrohres.

Durch die ionisierende Strahlung werden Elektronen aus den Edelgasmolekülen gerissen und in dem Feld in Richtung Anode stark beschleunigt. Dabei können die Elektronen weitere Ionisationen verursachen und der durch die ursprüngliche Ionisation entstandene Effekt wird verstärkt. Der dabei entstehende Stromimpuls kann durch eine geeignete Schaltung gezählt werden.

Zu beachten ist allerdings, dass das Zählrohr eine so genannte **Totzeit** τ besitzt. Ionisierende Strahlung, die in dieser Zeit auftritt kann, nicht gezählt werden, da noch die Auswirkungen der letzten Ionisation bestehen. Erst nach Entladung der entstandenen Ionen an der Kathode kann wieder Strahlung gemessen werden. Hat man es mit hohen Zählraten zu tun, lässt sich die korrigierte Zählrate bei Kenntnis der Totzeit aus der gemessenen Zählrate durch

$$N_{\text{kor}} = \frac{N}{1 - \tau \cdot N} \quad (6)$$

bestimmen. Diese Korrektur mit der Totzeit $\tau = 90 \mu\text{s}$ werden wir in unserer Auswertung stets vornehmen.

3 Versuchsdurchführung

Der Versuch läuft komplett computergesteuert. Per Computer lassen sich die Winkelbereiche, die Winkelschrittweite und die Beschleunigungsspannung des Röntgenspektrometers sowie die Messzeit pro Messpunkt einstellen.

Wir nehmen ein Spektrum der Röhre auf, vermessen die Grenzwellenlänge, vermessen die Bereiche um die charakteristischen Linien in Abhängigkeit von verschiedenen Beschleunigungsspannungen und vermessen die Absorptionskanten von verschiedenen Materialien.

Dabei werden uns je nach zu verwendender Anlage unterschiedliche Einstellung der Winkelbereiche und Winkelschrittweite vorgegeben.

4 Auswertung

Im Verlauf der Auswertung werden wir immer wieder auf Literaturangaben und auf Daten anderer Messinstrumente zurückgreifen. All diese Angaben stammen aus dem Praktikumsskript¹, daher verzichten wir teilweise auf die Angabe einer Quelle dieser Daten.

Im Versuch verwendeten wir die Anlage mit der Eisenanode. Bevor wir mit der Auswertung begonnen haben, wurden alle Messergebnisse nach Gleichung (6) bezüglich der Totzeit korrigiert.

4.1 Charakteristische Strahlung der Röntgenröhre

Zunächst haben wir in Abbildung 5 das gemessene Spektrum der Röntgenröhre für $3^\circ \leq \theta \leq 80^\circ$ aufgetragen.

Bei den Peaks in unserer Auftragung handelt es sich um Übergangslinien. Nach dem Gesetz von Bragg (5) erhalten wir aus den jeweiligen Winkeln durch

$$\lambda = \frac{2d}{n} \sin \theta \quad \text{und} \quad E = h\nu = h\frac{c}{\lambda}$$

die Wellenlänge und die Energie der charakteristischen Strahlung. Dabei haben wir einen Netzabstand von LiF $d = 201 \text{ pm}$ verwendet, h ist die Plancksche Konstante und c die Lichtgeschwindigkeit. Bei den ersten beiden Peaks haben wir $n = 1$, bei den zweiten beiden Peaks entsprechend $n = 2$. Die jeweiligen Werte können nun den entsprechenden Übergangslinien K_α und K_β zugeordnet werden. Diese Zuordnung sowie unsere Ergebnisse wur-

¹ Peter Schaaf (2005): "Das Physikalische Praktikum". Universitätsdrucke Göttingen, Seite 204.

den in Tabelle 1 zusammengetragen. Dabei müssen die gemessenen Winkel natürlich ins Bogenmaß umgerechnet werden.

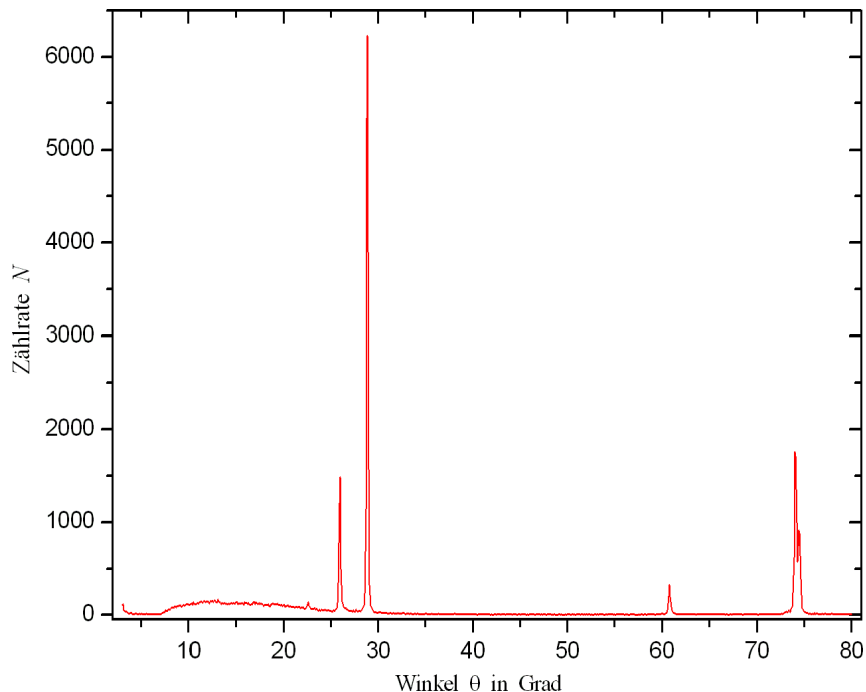


Abbildung 5: Spektrum der Röntgenröhre.

Peak	Winkel θ	Wellenlänge λ	Energie E	Übergangslinien
1	26.0°	176.2 pm	7035 eV	K_β erster Ordnung
2	28.9°	194.3 pm	6381 eV	K_α erster Ordnung
3	60.8°	175.5 pm	3533 eV	K_β zweiter Ordnung
4	74.0°	193.2 pm	3208 eV	K_α zweiter Ordnung

Tabelle 1: Ergebnisse der charakteristischen Strahlung.

Bei der K_α Übergangslinien handelt es sich in der Realität um zwei Linien, der K_{α_1} und der K_{α_2} Linie. Diese liegen aber so dicht beieinander, dass wir sie hier nicht unterscheiden konnten. Unserer Ergebnisse der Energien für $n = 1$ stimmen auch sehr gut mit den Literaturwerten von

$$E_{K_\alpha} \approx 6397 \text{ eV} \quad \text{und} \quad E_{K_\beta} = 7058 \text{ eV}$$

überein.

4.2 Grenzwellenlänge und Planksche Konstante

Aus den Messungen zwischen 3° und 15° bei verschiedenen Spannungen lässt sich die Abhängigkeit der Grenzwellenlänge von der Spannung bestimmen.

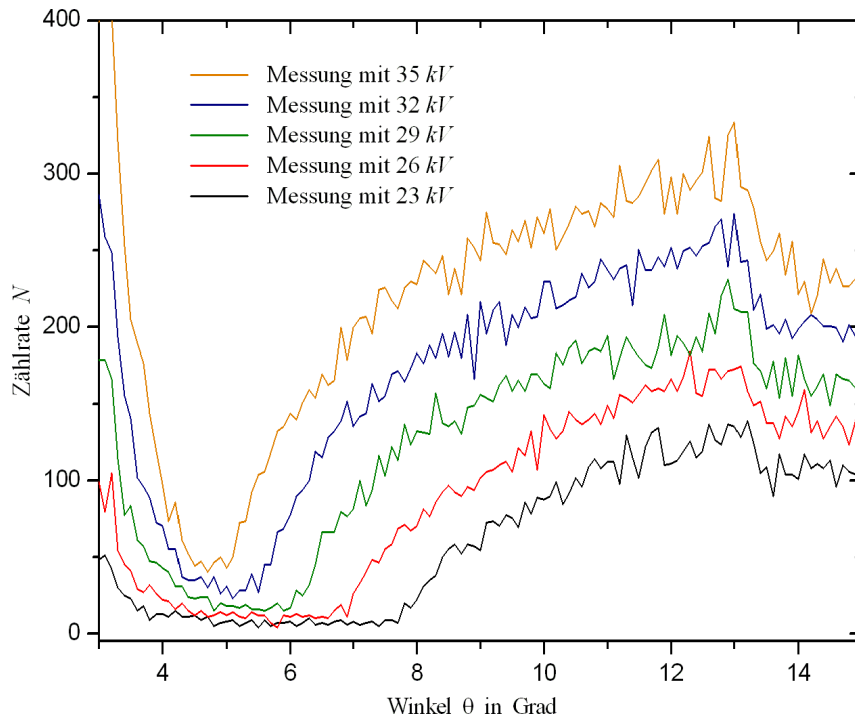


Abbildung 6: Messung zwischen 3° und 15° mit verschiedenen Spannungen.

Gerade dort, wo die gemessene Kurve stark zu steigen anfängt, ermitteln wir den zur Grenzwellenlänge gehörigen Winkel θ . Die Grenzwellenlänge berechnet sich dann wieder aus

$$\lambda = \frac{2d}{n} \sin \theta$$

mit den gleichen Bezeichnungen wie zuvor. Der theoretisch erwartete Wert ergibt sich nach Gleichung (1) aus

$$\lambda_{\text{Gr}} = \frac{h \cdot c}{e \cdot U_b}$$

Unsere Ergebnisse sind in Tabelle 2 zu finden. Alle berechneten Werte stimmen sehr gut mit der theoretischen Werten überein.

Anodenspannung U_b	Winkel θ	Grenzwellenlänge λ_{Gr}	theoretisch
23 kV	$(7.7 \pm 0.1)^\circ$	$(53.9 \pm 0.7) \text{ pm}$	53.9 pm
26 kV	$(6.9 \pm 0.1)^\circ$	$(48.3 \pm 0.7) \text{ pm}$	47.7 pm
29 kV	$(6.1 \pm 0.1)^\circ$	$(42.7 \pm 0.7) \text{ pm}$	42.8 pm
32 kV	$(5.5 \pm 0.1)^\circ$	$(38.5 \pm 0.7) \text{ pm}$	38.7 pm
35 kV	$(5.0 \pm 0.1)^\circ$	$(35.0 \pm 0.7) \text{ pm}$	35.4 pm

Tabelle 2: Ergebnisse der Grenzwellenlänge.

Bei bekannter Grenzwellenlänge kann nach Umformung von Gleichung (1) die Plancksche Konstante berechnet werden:

$$h = \frac{\lambda_{\text{Gr}} \cdot e \cdot U_b}{c}.$$

Der gewichtete Mittelwert unserer fünf Messungen ergibt

$$h = (6.62 \pm 0.2) \cdot 10^{-34} \text{ Js}.$$

Der Literaturwert² liegt bei

$$h = 6.62607 \cdot 10^{-34} \text{ Js}.$$

4.3 Intensität der charakteristischen Linien

Aus den Messungen zwischen 24° und 31° bei verschiedenen Spannungen wollen wir nun die Intensität der charakteristischen Linien untersuchen.

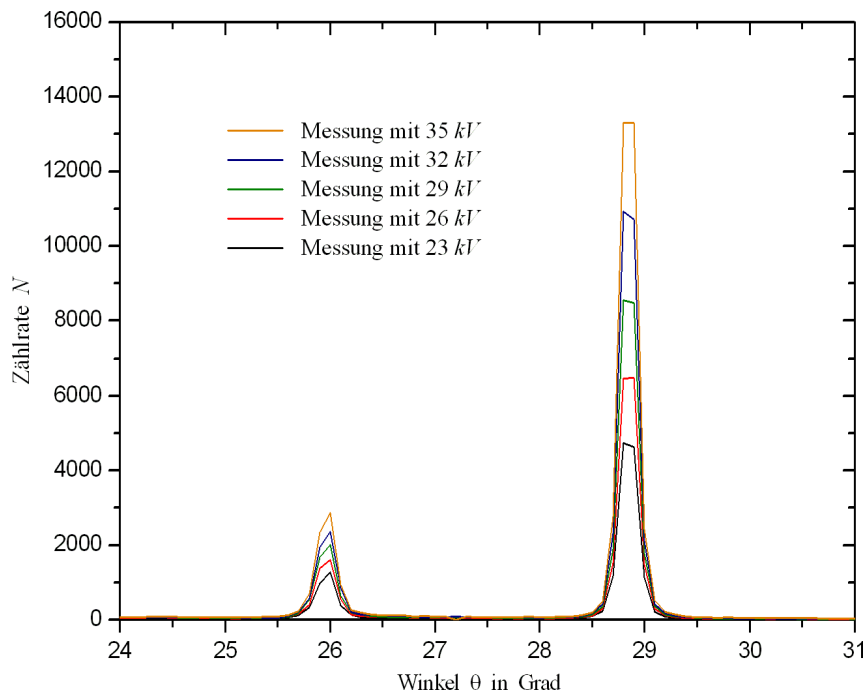


Abbildung 7: Messung zwischen 24° und 31° mit verschiedenen Spannungen.

Wir haben dazu die Zählrate bei den Peaks bei verschiedenen Anodenspannungen U_B bestimmt und diese Ergebnisse in Abbildung 8 dargestellt.

² Nach D. Meschede (2001): "Gerthsen Physik", 21. Auflage, Springer Verlag Berlin.

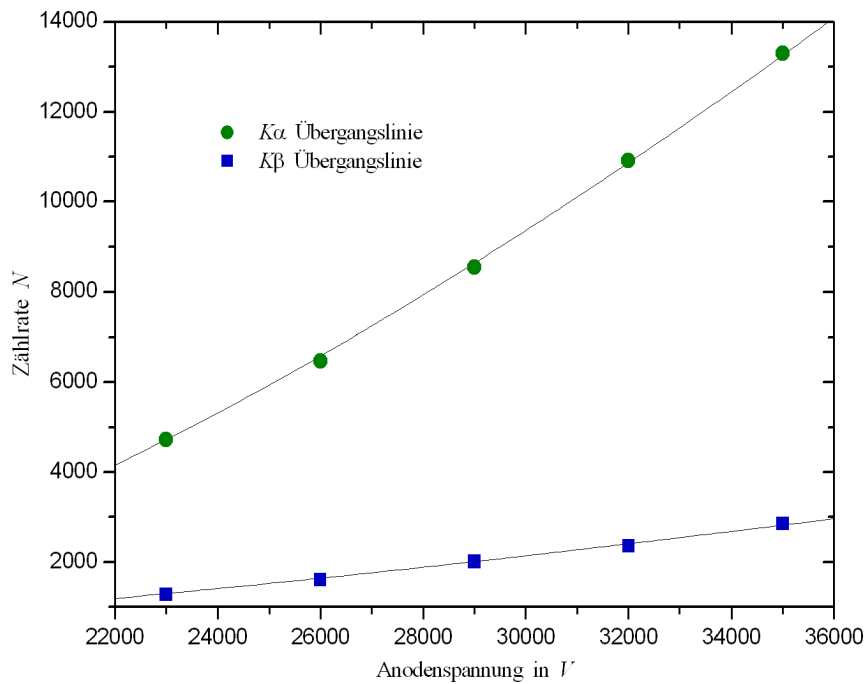


Abbildung 8: Intensität der charakteristischen Linien bei unterschiedlichen Spannungen.

Die Gesetzmäßigkeit aus Gleichung (2) konnte überprüft werden, indem wir unsere Werte durch eine entsprechende Regression approximiert haben. Wir berechneten die beiden Funktionen

$$f_{K_\alpha}(x) = 0.00354 \cdot (x - 10878)^{3/2} \quad \text{und}$$

$$f_{K_\beta}(x) = 0.00055 \cdot (x - 5238)^{3/2}.$$

4.4 Absorptionskanten und Rydberg-Frequenz

Zunächst haben wir analog zum Auswertungsteil 4.2 Lage und Energie der Absorptionskanten von Ni und Cu ermittelt.³

³ Nach dem Praktikumsskript sollen die Daten hier halblogarithmisch aufgetragen werden, aber wir haben auch so wieder hervorragende Ergebnisse erzielt.

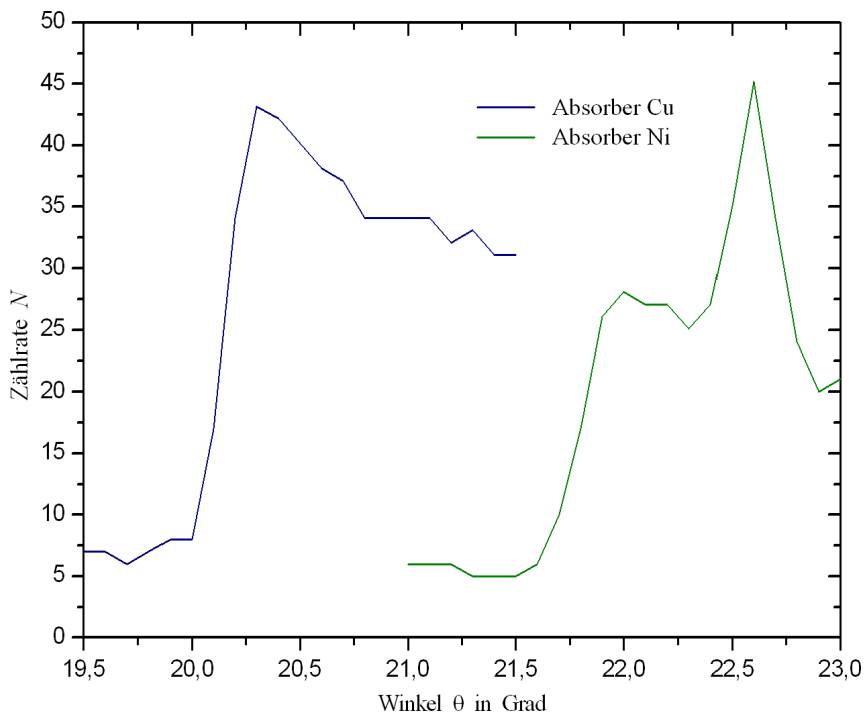


Abbildung 9: Spektrum zur Bestimmung der Absorptionskanten.

	Winkel θ	Absorptionskante λ_K	Literatur	Energie E
Cu	$(20.0 \pm 0.1)^\circ$	$(137.5 \pm 0.7) \text{ pm}$	138 pm	$(9017 \pm 132) \text{ eV}$
Ni	$(20.0 \pm 0.1)^\circ$	$(148.6 \pm 0.7) \text{ pm}$	149 pm	$(8341 \pm 109) \text{ eV}$

Tabelle 3: Ergebnisse der Absorptionskanten für Cu und Ni.

Aus diesen Absorptionskanten wollen wir nun nach dem Gesetz von Moseley die Rydberg-Frequenz R_ν bestimmen.

Die Absorptionskanten treten dann auf, wenn die Röntgenstrahlung Elektronen der K -Schale im Absorber aus ihren Bindungen schlägt. Somit können wir die Abschirmkonstante $a = 1$ annehmen und erhalten mit $\nu = c/\lambda$ nach Gleichung (3) gerade

$$R_\nu = \frac{4}{3} \cdot \frac{c}{\lambda_K (Z - 1)^2},$$

dabei ist λ_K die Absorptionskante, c die Lichtgeschwindigkeit und Z die Ordnungszahl des Absorbers. Mit $Z_{\text{Cu}} = 29$ und $Z_{\text{Ni}} = 28$ erhalten wir

$$\begin{aligned} R_{\nu, \text{Cu}} &= (3.71 \pm 0.19) \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1} & \text{und} \\ R_{\nu, \text{Ni}} &= (3.69 \pm 0.17) \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}. \end{aligned}$$

Hier stimmen unsere Ergebnisse nicht mit dem Literaturwert von

$$R_\nu = 3.29 \cdot 10^{15} \text{ s}^{-1}$$

überein. Dies kann daran liegen, dass wir die Abschirmkonstante $a = 1$ gewählt haben, was ja nur eine Näherung darstellt.

4.5 Absorptionskoeffizienten

Zunächst haben wir die Spektren für $8^\circ \leq \theta \leq 16^\circ$ ohne und mit unterschiedlichen Absorbern aufgenommen.

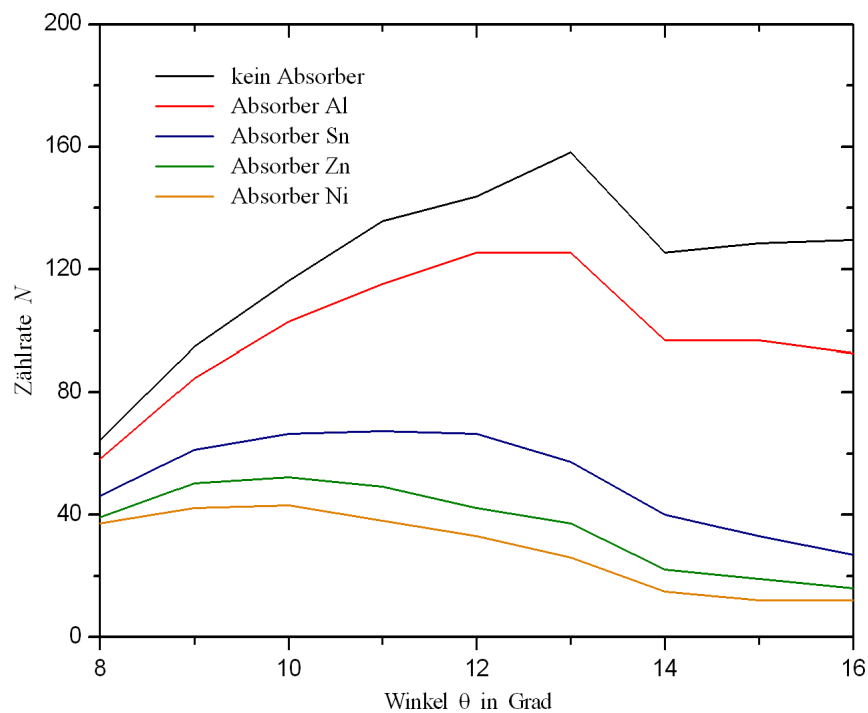


Abbildung 10: Spektrum ohne und mit Absorbern.

Nach (4) erhalten wir den Absorptionskoeffizienten aus der Gleichung

$$\mu = -\frac{1}{x} \cdot \log\left(\frac{I}{I_0}\right),$$

dabei entspricht der Absorptionsstrecke x der Dicke der Filter⁴ und der Quotient I/I_0 ist das Verhältnis der gemessenen Intensität mit Filter zu der ohne Filter, da die Ausgangsintensität I_0 der Intensität ohne Filter entspricht.

⁴ Auch diese Angaben sind alle im Praktikumsskript zu finden.

Mit den jeweiligen Dichten ρ der Absorber konnten wir nun den Absorptionskoeffizienten μ/ρ in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ bestimmen, siehe dazu Abbildung 11.

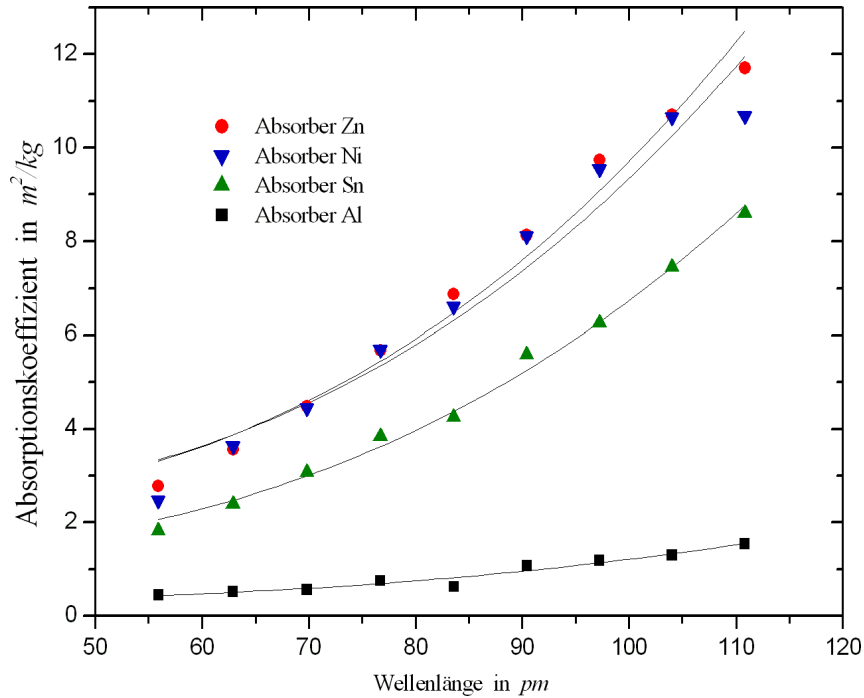


Abbildung 11: Absorptionskoeffizient in Abhängigkeit der Wellenlänge.

Die Proportionalität $\mu/\rho \sim \lambda^3$ konnten wir graphisch verifizieren, indem wir unsere Messdaten durch eine Regression der Form $y = cx^3$ approximiert haben. Das nicht besonders gute aber ausreichende Ergebnis ist Abbildung 11 zu entnehmen.

5 Diskussion

Zunächst einmal möchten wir festhalten, dass wir uns sehr über genaue und weitreichende Literaturangaben im Praktikumsskript gefreut haben. Anders als bei anderen Versuchen waren alle nötigen Daten angegeben und somit wurde die von uns eigentlich erwartete Hilfestellung zur Auswertung gegeben.

Über die Genauigkeit unserer Ergebnisse haben wir bereits in der Auswertung berichtet: Die computergesteuerte Anlage hat super Messwerte aufgenommen.

Eigene Kommentare

[Nicht besonders spannend der Versuch, aber so sieht wohl die Realität aus bei derartigen Versuchen. Ansonsten auch ein netter Einblick in die physikalische Nutzung der Röntgenstrahlung.]_{Daniel}

[Es war mal ganz interessant den weitgefächerten Einsatzbereich der Röntgenstrahlung zu behandeln. Da die Messungen komplett computergesteuert waren und relativ lange dauerten, waren wir jedoch froh, dass wir ein Kartenspiel dabei hatten. Somit wurde dieser Versuch auch ein gelungener Abschluss des dritten Blockes des Anfängerpraktikums.]_{Hauke}