

Versuch 502

Röntgenstrahlung

1. Aufgaben

- 1.1 Messen Sie die Luftionisation zwischen den Platten eines Flächenkondensators als Funktion der Röntgenstrahlintensität. Stellen Sie das Ergebnis grafisch dar und interpretieren Sie es.
- 1.2 Bestimmen Sie unter Anwendung des Schwächungsgesetzes den Massenschwächungskoeffizienten μ/ρ für Aluminium. Die Messung dazu wird mit Al-Bleichen unterschiedlicher Dicke ($D = 0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0, 2.5, 3.0$ mm) durchgeführt. Die Meßwerte $I(D)$ sind grafisch darzustellen.
- 1.3 Nehmen Sie die spektrale Intensitätsverteilung der Mo-Röntgenröhre auf und stellen Sie diese grafisch dar. Berechnen Sie die Wellenlängen der $\text{MoK}\alpha$ - und $\text{MoK}\beta$ -Peaks, sowie der kurzwelligen Kante λ_G .

2. Grundlagen

Stichworte:

Elektromagnetische Welle, Photon, Bohrsches Atommodell, Ionisation, Absorptionsgesetz, Geiger-Müller-Zählrohr

Wilhelm Conrad Röntgen (1845-1923) entdeckte 1895 die von ihm selbst X-Strahlen genannten Röntgenstrahlen. Die Röntgenstrahlung ist eine elektromagnetische Welle kurzer Wellenlänge. Sie entsteht beim Zusammenstoß von energiereichen Elektronen mit Atomen hoher Ordnungszahl bzw. bei der Geschwindigkeitsänderung stark beschleunigter geladener Teilchen (Synchrotronstrahlung).

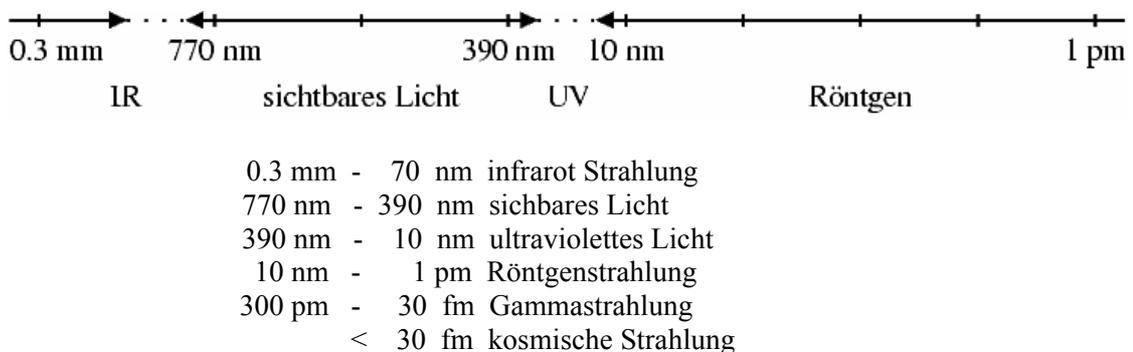


Bild 1: Elektromagnetisches Spektrum

2.1 Erzeugung von Röntgenstrahlung in der Röntgenröhre

Zur Erzeugung von Röntgenstrahlung verwendet man spezielle Hochvakuum-Röntgenröhren (Bild 2). Aus einer Glühkathode werden Elektronen emittiert und zur ihr gegenüberliegenden Anode hin, die auf einem Hochspannungspotential (10 ... 100 kV) liegt, beschleunigt. Beim Auftreffen auf das Anodenmaterial wird ein Teil (ca. 5 %) der kinetischen Elektronenenergie in elektromagnetische Strahlung kurzer Wellenlänge (Röntgenstrahlung) umgesetzt; der Rest (ca. 95 %) wird als Wärmeenergie an die Anode abgegeben. Aus diesem Grund ist eine Kühlung der Anode notwendig. Das Anodenmaterial sollte gut wärmeleitend sein und einen hohen Schmelzpunkt besitzen. Meist wird deshalb Wolfram oder Molybdän verwendet.

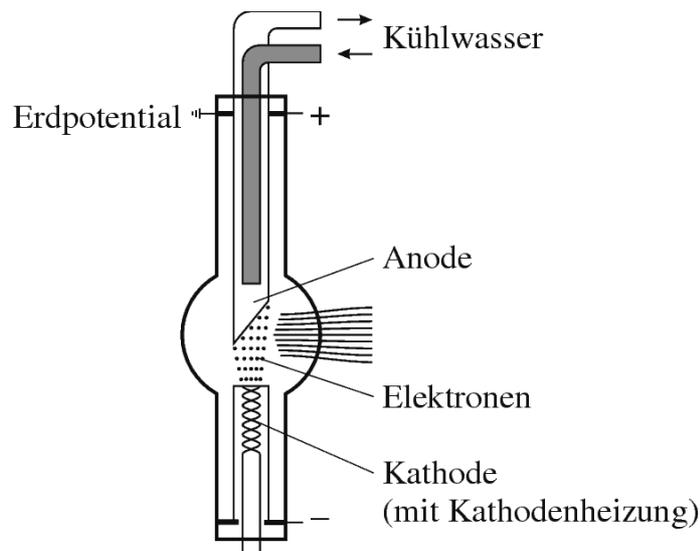


Bild 2: Schematischer Aufbau einer Röntgenröhre

Bei den Röntgenröhren besteht die Möglichkeit, „Härte“ und Intensität der Strahlung unabhängig voneinander zu regeln. Die **Härte**, als qualitatives Maß für die Durchdringungsfähigkeit der Strahlung, wächst mit der Erhöhung der einstellbaren Beschleunigungsspannung und der damit verbundenen Erhöhung der kinetischen Energie der auf die Anode auftreffenden Elektronen. Dabei entsteht besonders kurzwellige, „harte“ Röntgenstrahlung. Die **Intensität** wird von der Anzahl der aus der Kathode austretenden und auf die Anode auftreffenden Elektronen bestimmt, ist somit von der Glüh-temperatur der Kathode abhängig und kann über den Heizstrom geregelt werden.

2.2 Röntgenspektren

Man unterscheidet je nach Erzeugungsprozeß zwischen der kontinuierlichen Röntgenstrahlung (Bremsstrahlung) und der charakteristischen Strahlung (Eigenstrahlung).

Bremsspektrum: Beim Eindringen in das Anodenmaterial werden die hochbeschleunigten schnellen Elektronen auf Grund der Coulomb-Wechselwirkung mit den positiv geladenen Atomkernen sowie ihren Hüllenelektronen kontinuierlich abgebremst. Dabei

wird elektromagnetische Strahlung erzeugt. Diese zeichnet sich durch eine kontinuierliche Intensitätsverteilung über einen größeren Wellenlängenbereich mit einer typischen kurzwelligen Kante λ_G (Bild 3) aus. Die kurzwellige Kante stellt eine Grenzwellenlänge dar, bei der die gesamte kinetische Energie der Elektronen W_{kin} (als eine Art Spezialfall des kontinuierlichen Abbremsprozesses) auf einmal in Strahlungsenergie $h\nu$ umgewandelt wird. Es gilt die Beziehung:

$$E_{\text{photon}} = h\nu = hc/\lambda \leq eU = W_{\text{kin}} \quad (1)$$

e - Elementarladung eines Elektrons	λ - Wellenlänge
U - Anodenspannung	ν - Frequenz
H - Planck-Konstante	c - Lichtgeschwindigkeit

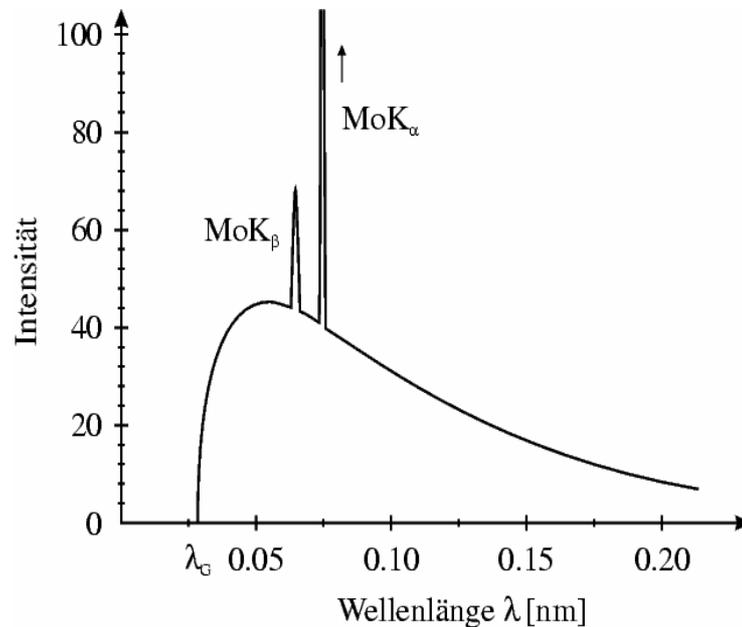


Bild 3: Röntgenspektrum, bestehend aus Bremspektrum mit überlagelter charakteristischer $K\alpha$ - und $K\beta$ - Strahlung. λ_G - kurzwellige Kante.

Charakteristisches Spektrum: Beim Zusammenstoß der hochbeschleunigten Elektronen mit den Atomen des Anodenmaterials können diese angeregt bzw. sogar ionisiert werden. Das heißt, gebundene Elektronen des Anodenatoms werden auf ein höheres, unbesetztes Energieniveau gehoben bzw. ganz aus dem Atomverband herausgeschlagen. Bei ausreichend hoher kinetischer Energie der ankommenden, stoßenden Elektronen werden mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit auch innere, kernnahe Atomelektronen (z.B. der K-Schale) auf ein unbesetztes, äußeres Energieniveau gehoben bzw. ins Kontinuum freigesetzt. Das so entstandene unbesetzte innere Energieniveau wird durch Elektronensprünge aus den unmittelbar benachbarten, höheren Energieniveaus wieder aufgefüllt. Die dabei freiwerdende wohldefinierte Energie wird als Strahlungsquant $h\nu$

freigesetzt, das für das Atom und dem speziellen Übergang mit einer charakteristischen Wellenlänge $\lambda = c/v$ verknüpft ist. Elektronensprünge auf die K-Schale ergeben die charakteristische K-Strahlung; von charakteristischer $K\alpha$ - bzw. $K\beta$ -Strahlung spricht man, wenn die Elektronensprünge von der L- bzw. M-Schale ausgehend auf die K-Schale erfolgen.

2.3 Monochromatisierung von Röntgenstrahlung bzw. spektrale Zerlegung

Unter Ausnutzung der konstruktiven Interferenz der an den Atomen eines Kristallgitters gebeugten Röntgenwellen läßt sich polychromatische Röntgenstrahlung monochromatisieren. Es gilt die Bragg-Gleichung:

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

Sie beschreibt für intensitätstarke Interferenzmaxima der Ordnung n ($n = 1, 2, 3 \dots$) den funktionellen Zusammenhang zwischen Röntgenstrahlung der Wellenlänge λ und einem wohldefiniert einstellbaren Winkel Θ , der sich unter Beachtung der dreidimensional periodischen Atomanordnung im Kristallgitter (Netzebenenabstand d) ergibt. Häufig wird dafür auch der Ausdruck „selektive Reflexion“ verwendet.

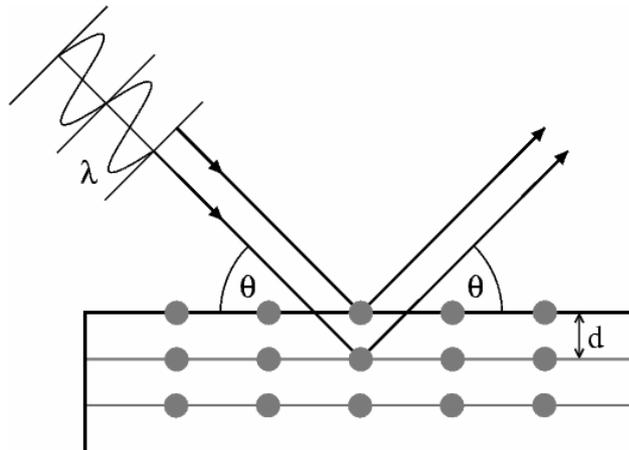
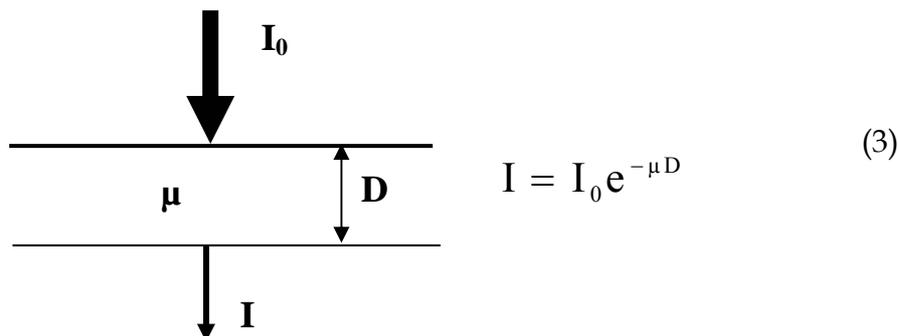


Bild 4 : Selektive Reflexion von Röntgenstrahlung an einem Kristallgitter unter Beachtung der Braggschen Interferenzbedingung

2.4 Schwächung von Röntgenstrahlen

Röntgenstrahlung wird beim Durchgang durch Materie geschwächt. Die Schwächung ist einerseits abhängig von der Wellenlänge der verwendeten Röntgenstrahlung (Härte), andererseits aber auch von den physikalischen Eigenschaften des schwächenden Materials (Dichte ρ , atomare Ordnungszahl Z)

Es gilt das Schwächungsgesetz:



- I_0 - Intensität der einfallenden Strahlung
- I - reduzierte Intensität der geschwächten Strahlung
- μ - linearer Schwächungskoeffizient [cm^{-1}]
- D - Dicke [cm]

Bild 5: Skizze zum Schwächungsgesetz

Der lineare Schwächungskoeffizient μ setzt sich additiv aus den beiden Größen τ , dem eigentlichen photoelektrischen Absorptionskoeffizienten, und σ , einem Koeffizienten, der die unterschiedlichen Streumechanismen (z.B. Compton - Streuung) berücksichtigt, zusammen. Für Röntgenstrahlung im Wellenlängenbereich von 0.03 – 3 nm ist $\sigma \ll \tau$ und kann im weiteren vernachlässigt werden; d.h die photoelektrische Absorption bestimmt in erster Linie die Röntgenstrahlschwächung.

Häufig wird an Stelle von μ der durch die Dichte ρ des Materials dividierte **Massenschwächungskoeffizient** μ/ρ [cm^2/g] verwendet, der eine vom chemischen und physikalischen Zustand des Absorbers unabhängige Größe ist und in tabellierter Form vorliegt. Für reine Elemente gilt die Proportionalität: $\mu / \rho \sim Z^3$; d.h. Elemente großer Ordnungszahl Z schwächen Röntgenstrahlen besonders stark. Dieser Sachverhalt findet Anwendung im praktischen Stahlschutz. Der Massenschwächungskoeffizient von Gemischen und chemischen Verbindungen setzt sich additiv aus den Beiträgen der einzelnen Komponenten zusammen.

Element	Ordnungszahl Z	rel. Atommasse	$\frac{\mu / \rho [\text{cm}^2 / \text{g}]}{\lambda_{\text{MoK}\alpha} = 0.071 \text{ nm}}$	$\frac{\mu / \rho [\text{cm}^2 / \text{g}]}{\lambda_{\text{CuK}\alpha} = 0.154 \text{ nm}}$
H	1	1	0,38	0,44
C	6	12	0,63	4,6
O	8	16	1,31	11,5
Ca	20	40,1	18,3	162
Fe	26	55,8	38,5	308
Pb	82	207,2	120	232

Tab.1: μ / ρ -Werte der Elemente für unterschiedliche Röntgenwellenlängen

Die prinzipielle Abhängigkeit des Massenschwächungskoeffizienten μ / ρ von der Wellenlänge ist in Bild 5 dargestellt. Sie ist nicht überall stetig, sondern zeigt stark ausgeprägte Sprungstellen, die als Absorptionskanten (K-Kante, L-Kante usw.) bezeichnet werden. Diese lassen sich mit Hilfe des atomaren photoelektrischen Absorptionsprozesses unter Beachtung des Bohrschen Atommodells erklären: Die Absorption von Röntgenstrahlung einer bestimmten Wellenlänge λ (mit der Photonenenergie $h\nu = hc/\lambda$) ist mit der Anregung des absorbierenden Atoms verbunden. Dabei werden kernnahe Elektronen auf unbesetzt höhere Energieniveaus gehoben bzw. ins Kontinuum freigesetzt. Bei entsprechend großen Photonenenergien, d.h. kurzen Wellenlängen, besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß selbst die stark gebundenen Elektronen der K-Schale angeregt werden. Mit größer werdender Wellenlänge wird die Photonenenergie der Röntgenstrahlung kleiner bis sie nicht mehr ausreichend ist, um K-Schalen-Elektronen auf eines der höheren unbesetzten Energieniveaus zu heben bzw. ganz vom Atom loszulösen (Ionisation). Die Absorptionswahrscheinlichkeit durch die K-Elektronen geht auf Null zurück, im Diagramm charakterisiert durch die K-Absorptionskante. Eine Absorptionswahrscheinlichkeit besteht nur noch durch die gebundenen Elektronen höherer Energieniveaus (L-Schale, M-Schale usw.). Zwischen den jeweiligen Absorptionskanten gilt die Proportionalität: $\mu / \rho \sim \lambda^3$.

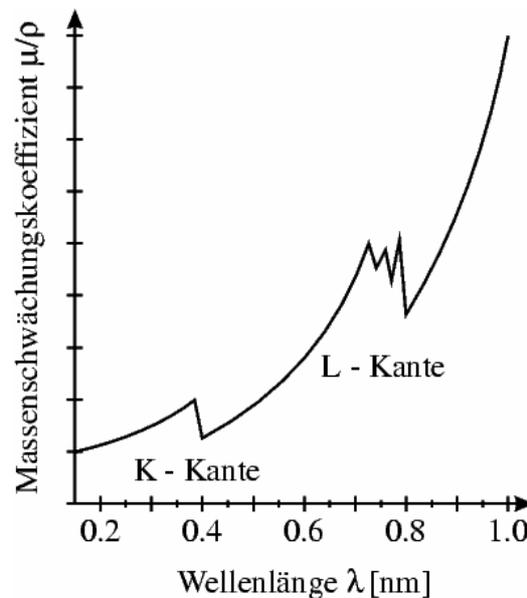


Bild 6: Absorptionskanten in der Wellenlängenabhängigkeit des Massenschwächungskoeffizienten

2.5 Nachweis von Röntgenstrahlung

Auf Grund ihrer hohen Photonenenergie $h\nu = hc/\lambda$ haben Röntgenstrahlen *ionsierende Wirkung*, die zum qualitativen Nachweis bzw. zur quantitativen Registrierung genutzt wird. Anwendung finden:

- Leuchtschirm		→	Fluoreszenzerscheinung
- Röntgenfilm		→	fotographischer Effekt
- Detektoren:	Ionisationskammer	→	elektron. Registrierung
	Geiger-Müller-Zählrohr		
	Szintillationszähler		
	Halbleiterdetektor		

Ein Zählrohr (Bild 7) besteht im Prinzip aus einem halboffenen Metallzylinder (als Kathode geschaltet), in dem sich axial und isoliert ein dünner Metalldraht (Anode) befindet. Die offene Seite ist als Eintrittsfenster mit einer sehr dünnen Folie versehen, die nur ein geringes Absorptionsvermögen für Röntgenstrahlung aufweist. Das Zählrohr ist mit Luft oder einer speziellen Edelgas-Halogen-Mischung unter vermindertem Druck gefüllt. Zwischen Anode und Kathode liegt über einem hochohmigen Widerstand je nach Betriebsart eine Spannung zwischen 300 bis 2000 V an.

In das Zählrohr einfallende Röntgenquanten ionisieren die Gasatome. Die dabei freigesetzten Elektronen werden zur Anode hin beschleunigt und ionisieren ihrerseits auf dem Weg dahin durch Stoß weitere Gasatome bzw. Gasmoleküle. Es kommt zu einer lawinenartigen Entstehung von Ladungsträgerpaaren (Verstärkungsfaktor 10^3 - 10^5), die im äußeren Stromkreis einen registrierbaren Stromimpuls verursachen. Weil die Elektronen wesentlich schneller abwandern als die trägeren positiven Ionen, bildet sich in der Folge um den Anodendraht ein positiver Raumladungsschlauch heraus, der die Feldstärke so stark verringert, daß die weitere Entladung zum Erliegen kommt. In dieser kurzzeitigen Phase kann keine erneute Lawinenbildung durch weitere einfallende Strahlungsquanten stattfinden. Man spricht von einer sogenannten Totzeit t_T (≈ 10 - $100 \mu\text{s}$). Erst nachdem die trägen positiven Ionen zur Kathode gelangt sind und dort neutralisiert wurden, ist das Zählrohr wieder empfangsbereit.

Szintillationszähler und Halbleiterdetektoren zeichnen sich unter anderem neben einer höheren Empfindlichkeit auch durch eine wesentlich geringere Totzeit ($t_T \leq 1 \mu\text{s}$) aus. Sie finden weitgehend Anwendung bei der quantitativen Bestimmung von Röntgenstrahlintensitäten.

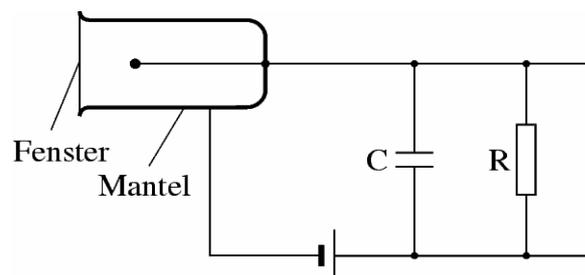


Bild 7: Fensterzählrohr

3. Versuchsdurchführung

Machen Sie sich mit den Bedienelementen des Röntengerätes von LEYBOLD-DIDACTIC vertraut. Die Gerätebeschreibung liegt am Versuchsplatz aus.

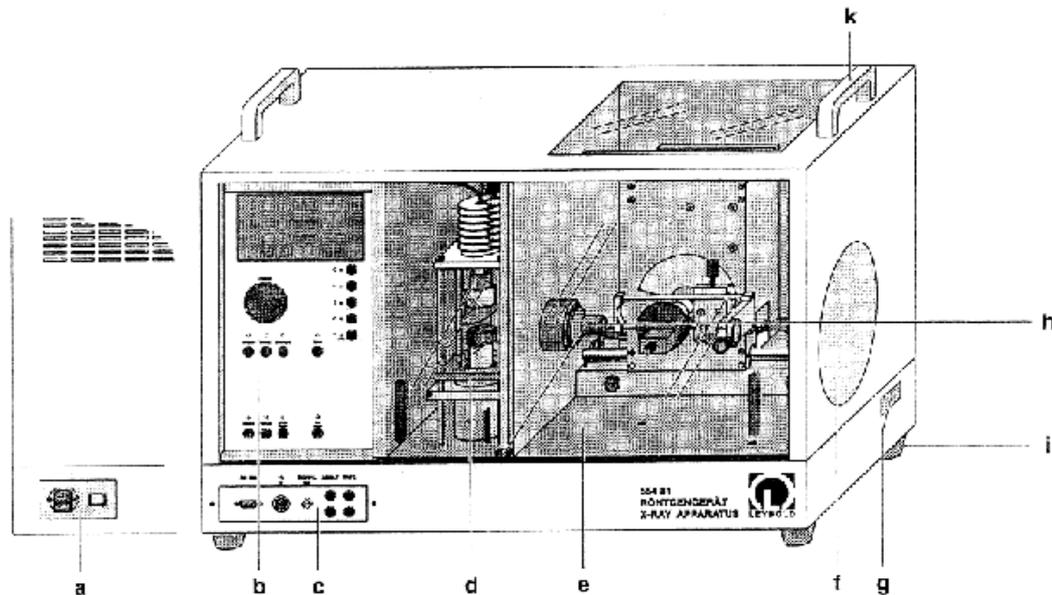


Bild 8: Röntengerät der Fa. LEYBOLD-DIDACTIC

- | | | |
|--------------------------|---|------------------------------|
| a Netzschlussfeld | d Röhrenraum
(mit Röntgenröhre Mo) | h Verriegelungstaster |
| b Bedienfeld | e Experimentierraum
(z.B. mit Goniometer) | |
| c Anschlussfeld | f Leuchtschirm | |

Zu 1.1:

Zusätzlich zum Röntengerät werden der Plattenkondensator, eine externe Spannungsversorgung- und Verstärkereinheit sowie zwei Spannungsmeßgeräte benötigt. Es wird ohne Spaltkollimator gearbeitet. Der Plattenkondensator wird in dem Innenraum des Röntengerätes auf die dafür vorgesehenen Steckverbinder gesetzt. Die obere Kondensatorplatte (rote Buchse) wird mit dem positiven Pol der Spannungsversorgungseinheit verbunden, die untere Platte über ein BNC - Kabel (schwarz) mit der Verstärkereinheit. Mit dem Potentiometer der Spannungsversorgungseinheit werden ca. 350 V eingestellt. Die Meßkontrolle erfolgt mit dem Voltmeter (rechts in Bild 9).

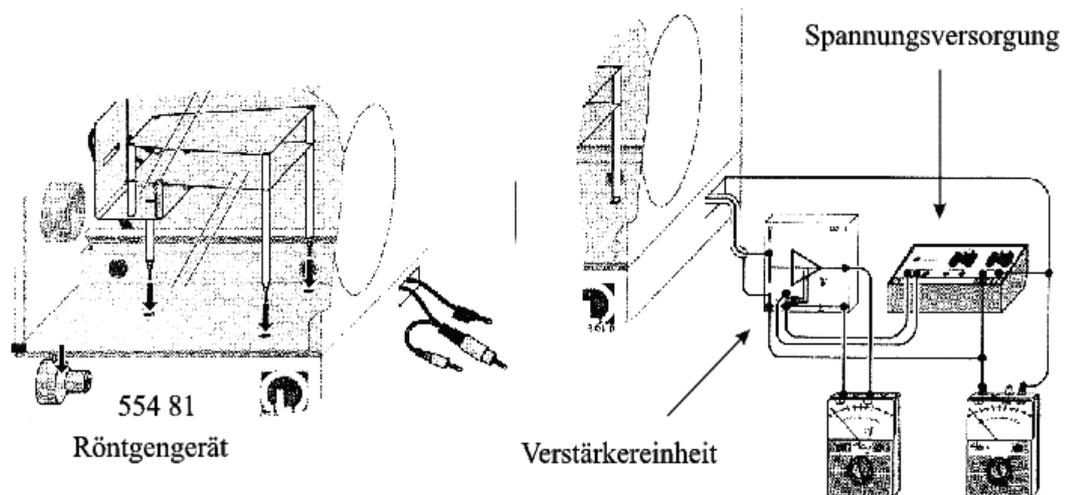


Bild 9 : Einbau und Beschaltung des Plattenkondensators

Nach dem Einschalten des Röntngerätes und der Hochspannung ($\approx 35 \text{ kV}$) wird in Abhängigkeit des Röntgenemissionsstromes I_{em} ($0 \dots 1 \text{ mA}$) ein geringer Ionisationsstrom I_{io} ($\approx 10^{-9} \text{ A}$) zwischen den Platten des geladenen Kondensators fließen.
 Ursache: Ionisation der Luft durch die Röntgenstrahlung. Dieser Ionisationsstrom führt am hochohmigen STE-Widerstand ($1 \text{ G}\Omega$) des Elektrometer-Verstärkers zu einem Spannungsabfall von einigen Volt, der mit dem Voltmeter (links im Bild) gemessen wird.

Zu 1.2:

Nach dem die Röntgenstrahlung abgeschaltet wurde (HV-Taster der Hochspannung auf aus), wird der Plattenkondensator aus der Experimentierkammer des Röntngerätes entfernt und stattdessen die Diffraktometereinheit eingesetzt (Bild 10) (siehe Gerätebeschreibung).

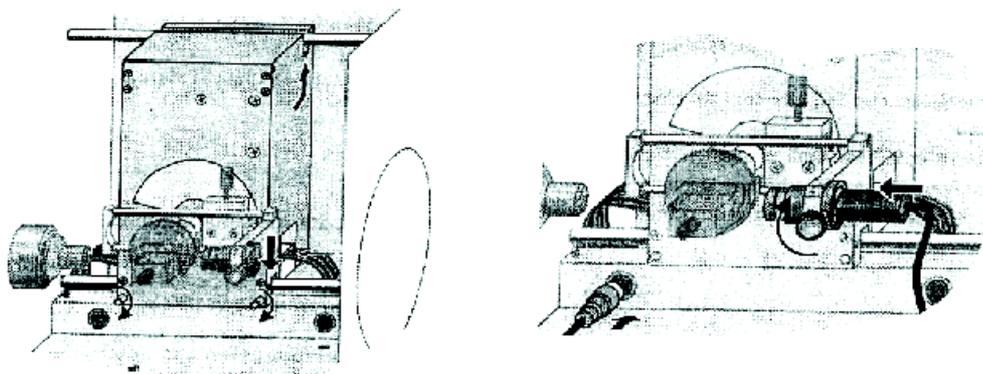


Bild 10: Einbau der Diffraktometereinheit und Anschluß des Geiger-Müller-Zählrohres

Es wird mit dem Spaltblendenkollimator gearbeitet, der auf die röhrenseitige Strahlenaustrittsöffnung gesteckt wird und das Zr-Filter aufnimmt. An Stelle des Targettisches

wird der Al-Absorbersatz angebracht. Die Messung ist mit folgenden Parametern durchzuführen:

- Hochspannung der Röntgenröhre: 25 kV
- Röntgenröhrenemissionsstrom: 1 mA

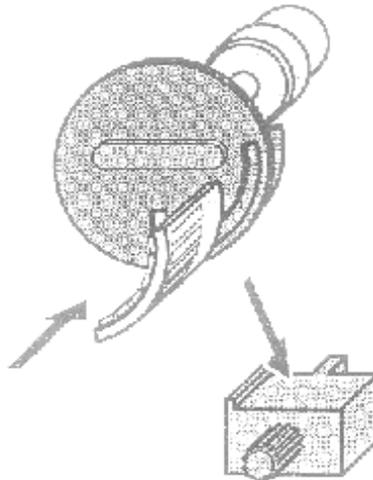


Bild 11: Einbau des Al-Absorbersatzes

Zu 1.3: Zur Bestimmung der wellenlängenabhängigen Intensität wird das Röntgengerät im Spektrometermodus verwendet. Die spektrale Zerlegung erfolgt über einen drehbaren Kristallmonochromator (LiF- bzw. NaCl-Einkristall). Monochromatorkristall und Detektor sind zum einfallenden Strahl so zu positionieren, daß sie jeweils die Winkelpositionen Θ bzw. 2Θ einnehmen. Dies macht eine anfängliche Justierung bzw. Überprüfung des $\Theta/2\Theta$ Verhältnisses nötig. Ausgangspunkt ist der Versuchsaufbau zu Aufgabe 1.2. Bei ausgeschalteter Röntgenstrahlung (HV-Taster der Hochspannung auf Aus drücken) wird der Zr-Filter aus dem Spaltblendenkollimator und der Al-Absorptionsatz vom Halter entnommen. In den Probehalter wird der Targettisch mit dem LiF- bzw. NaCl-Monochromatorkristall eingesetzt (Bild 12).

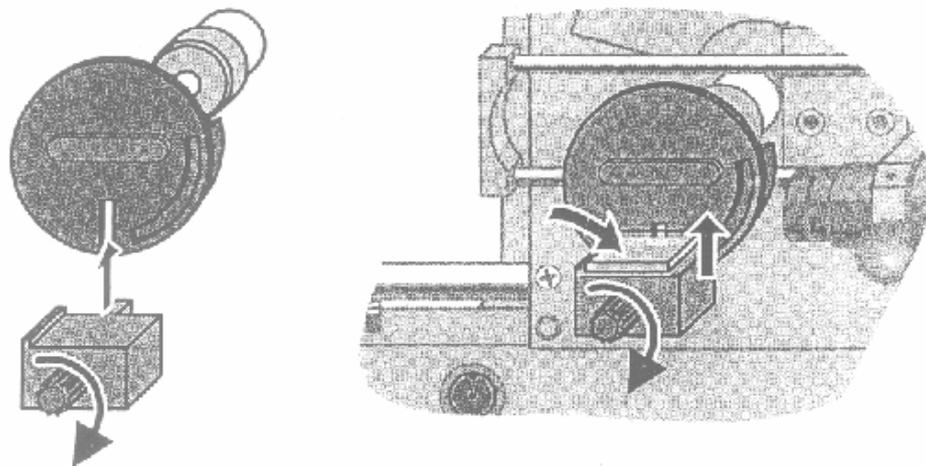


Bild 12 : Einbau des Monochromatorkristalls LiF bzw. NaCl.

Arbeitsschritte zur Justage bzw. Überprüfung der Spektrometereinheit:

- Target- und Sensorarm mit dem Taster ZERO in die aktuelle Nullposition zurück fahren.
- NaCl-Kristall (bzw. LiF-Kristall) einbauen.
- Im Scan-Modus „Coupled“ das Target mit dem Dreheinsteller ADJUST bis etwa $7,2^\circ$ für NaCl (bzw. $10,2^\circ$ für LiF) drehen.
- Röhren-Hochspannung $U = 35,0$ kV und Emissionsstrom $I = 1,00$ mA einstellen, Röhren-Hochspannung mit Taster HV/ON/OFF einschalten.
- Abwechselnd in den Scan-Modi „Sensor“ und „Target“ von Hand das Maximum der Zählrate für das erste Reflexionsmaximum des NaCl- bzw. LiF-Einkristalls suchen.
- Im Scan-Modus „Coupled“ das Target um $7,2^\circ$ (bzw. $10,2^\circ$) zurückdrehen (evtl. auch zu negativen Werten!).
- Durch gleichzeitiges Drücken der Taster TARGET, COUPLED und β LIMITS die Stellung von Target und Sensor als neue „meßtechnische Nullposition“ speichern.
- Zur Kontrolle nochmals im Scan-Modus „Coupled“ den Winkel $7,2^\circ$ (bzw. $10,2^\circ$) anfahren und die maximale Zählrate überprüfen.

Die $\Theta/2\Theta$ -Messung erfolgt in der Betriebsart „automatischer Scan“ gemäß Bedienungsanleitung S.12/27 für das Intervall $\Theta = 2,5^\circ \dots 12^\circ$ bei Verwendung des NaCl-Monochromatorkristalls bzw. $\Theta = 5^\circ \dots 14,5^\circ$ bei Verwendung des LiF-Monochromatorkristalls mit folgenden Parametern

$U = 35$ kV	$\beta \downarrow = 2,5^\circ$ bzw. 5°	für NaCl bzw. LiF
$I = 1$ mA	$\beta \uparrow = 12^\circ$ bzw. $14,5^\circ$	für NaCl bzw. LiF
$\Delta T = 2$ s		
$\Delta \beta = 0,1^\circ$		

Das Auslesen der Meßdaten (Impulsdichte [ps]) als Funktion von $\Theta [^\circ]$ erfolgt nach Drücken der Taste REPLAY gemäß Bedienungsanleitung S. 7 / 27.

Die Intensitätsverteilung I ist über dem jeweils gemessenen Winkelbereich grafisch darzustellen und zu interpretieren. Berechnen Sie die Wellenlängen der charakteristischen Peaks $\text{MoK}\alpha$ und $\text{MoK}\beta$ und der kurzwelligen Kante λ_G

$$d_{\text{NaCl}} = 0,282 \text{ nm} \qquad d_{\text{LiF}} = 0,201 \text{ nm.}$$