

## Charakteristické rentgenové záření Cu

**Pomůcky:** Zařízení PHYWE zahrnující rentgenovou lampu (35 kV) s Cu anodou, goniometr, detektor rentgenového záření, krystaly LiF a KBr, propojovací kabel s PC, software

### Teoretický rozbor:

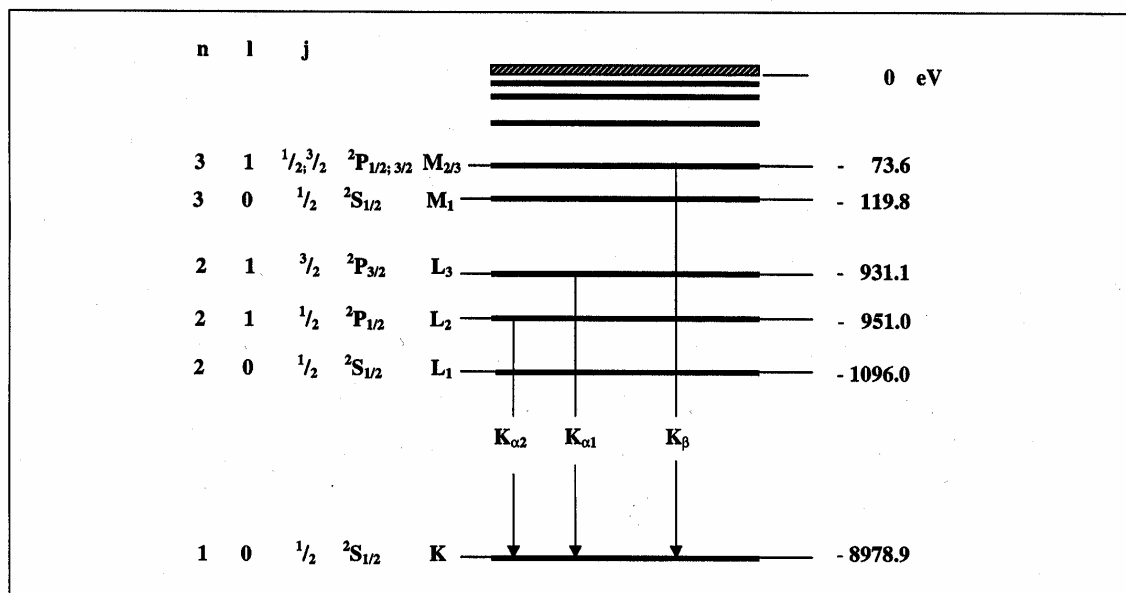
#### Vznik rentgenového záření

Jestliže elektrony urychlené elektrickým polem na vysokou energii dopadají na kovovou anodu rentgenové trubice, vzniká tzv. brzdné rentgenové záření se spojitým rozdělením energií a tedy i vlnových délek fotonů. Mezní (nejmenší) vlnová délka odpovídá situaci, kdy je elektron ubrzděn na nulovou rychlost v rámci jedné interakce. Hodnota mezní vlnové délky závisí na anodovém napětí a nespojuje s materiálem anody. Kromě spojitého spektra se však navíc objevují úzké spektrální čáry, jejichž poloha naopak nezávisí na anodovém napětí, ale souvisí s procesy probíhajícími v atomových obalech anodového materiálu. Vysokoenergetický elektron může například způsobit vytržení elektronu z vnitřní K slupky atomu anody a takto vytvořená „díra“ je následně zaplněna elektronem z vyšší hladiny energie (L, M, ...). Deexcitační proces je doprovázen vznikem fotonu tzv. charakteristického rentgenového záření. Spektrální čára související s přechodem elektronu ze slupky L do slupky K se označuje  $K_{\alpha}$ , ze slupky M do slupky K se označuje  $K_{\beta}$  atd. Schéma energetických hladin atomu mědi je na obr. 1, přitom hladiny L a M jsou dále jemně rozštěpeny. V souladu s výběrovými pravidly kvantově mechanického modelu však nejsou přípustné přechody  $M_1 \rightarrow K$  a  $L_1 \rightarrow K$ . Charakteristické spektrální čáry mědi jsou pak určeny jako

$$E_{K\alpha^*} = E_K - 1/2(E_{L2} + E_{L3}) = 8,038 \text{ keV}$$

$$E_{K\beta} = E_K - E_{M2/3} = 8,905 \text{ keV},$$

kde  $K_{\alpha^*}$  představuje aritmetický průměr  $K_{\alpha1}$  a  $K_{\alpha2}$ .



**Obr. 1.** Energetické hladiny mědi ( $Z = 29$ ).

Analýza polychromatického rentgenového záření se provádí užitím monokrystalu. Jestliže rentgenovská vlna o vlnové délce  $\lambda$  dopadá na monokrystal pod tangenciálním úhlem  $\nu$ , ke konstruktivní interferenci dojde za podmínky, kdy dráhový rozdíl  $\Delta$  dílčích vln odražených od krystalových rovin je násobkem vlnové délky. Tuto podmínku vystihuje Braggova rovnice

$$2d \sin \nu = n\lambda,$$

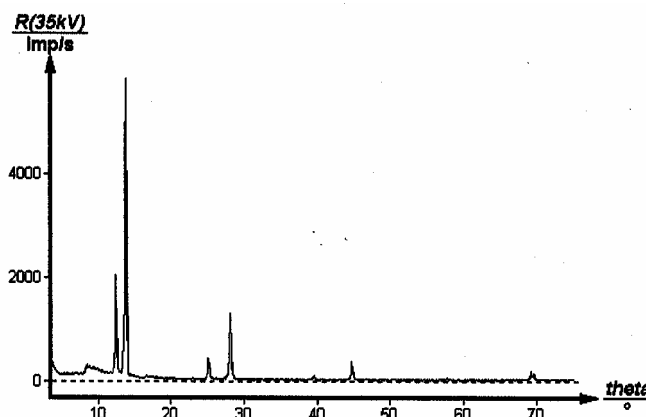
kde  $d$  je mřížková konstanta (známá pro daný monokrystal) a  $n$  je tzv. řád difrakce. S ohledem na Planckův vztah  $E = hc/\lambda$  je možné na základě úhlu  $\nu$  vypočítat příslušnou energii RTG fotonu

$$E = \frac{nhc}{2d \sin \nu}.$$

Obr. 2 znázorňuje dvojice spektrálních čar  $K_{\alpha}$  a  $K_{\beta}$  charakteristického RTG záření mědi pro LiF monokrystal a difrakční řády  $n = 1$  a 2. Užití KBr monokrystalu s větší mřížkovou konstantou  $d$  umožňuje zaznamenat spektrální linie odpovídající difrakčnímu řádu až 4 – viz obr. 3. Je možné ověřit, že polohy spektrálních čar skutečně nezávisí na anodovém napětí ani proudu. Experimentálně určené výsledky pro LiF a KBr monokrystaly a různé difrakční řády jsou shrnuty v tabulce 1.



**Obr. 2.** Spektrum charakteristického rentgenového záření Cu získané užitím LiF monokrystalu.



**Obr. 3.** Spektrum charakteristického rentgenového záření Cu získané užitím KBr monokrystalu.

**Tab. 1.** Polohy a označení spektrálních čar K charakteristického rentgenového záření Cu.

	$\vartheta/^\circ$	Line	$E_{\text{exp}}/\text{keV}$
<b>LiF analyzer (Fig. 4)</b>			
$n = 1$	22.6	$K_\alpha$	8.009
	20.4	$K_\beta$	8.830
$n = 2$	50.2	$K_\alpha$	8.012
	43.9	$K_\beta$	8.878
<b>KBr analyzer (Fig. 5)</b>			
$n = 1$	13.5	$K_\alpha$	8.059
	12.3	$K_\beta$	8.831
$n = 2$	28.0	$K_\alpha$	8.015
	25.1	$K_\beta$	8.870
$n = 3$	44.6	$K_\alpha$	8.038
	39.3	$K_\beta$	8.911
$n = 4$	69.4	$K_\alpha$	8.039
	57.6	$K_\beta$	8.893

Závislost intenzity charakteristického rentgenového záření na anodovém proudu a napětí

Intenzita  $I_K$  K čáry charakteristického RTG záření závisí na anodovém proudu  $I_A$  a napětí  $U_A$  podle vztahu

$$I_K = BI_A(U_A - U_K)^{3/2},$$

kde  $B$  je konstanta a  $U_K$  je ionizační potenciál K hladiny. Experimentální (čárkovaně) a teoretické (plnou čarou) závislosti intenzit čar  $K_\alpha$  a  $K_\beta$  na anodovém proudu a napětí jsou na obr. 4. Experimentální hodnoty četnosti  $N_0$  RTG fotonů je nutné opravit na četnost  $N$  v důsledku tzv. mrtvé doby  $\tau$  detektoru, po kterou je necitlivý. Platí vztah  $N = N_0/(1 - \tau N_0)$ .

Experimentální ověření hodnoty Planckovy konstanty  $h$ 

Hodnota Planckovy konstanty může být experimentálně stanovena měřením závislosti mezní vlnové délky brzděného RTG záření na anodovém napětí  $U_A$ . Ze zákona zachování energie lze odvodit vztah

$$\lambda_{\min} = hc / eU_A.$$

Mezní vlnová délka polychromatického RTG záření se určí z okraje spojitého RTG spektra, daného mezním Braggovým úhlem  $\nu_{\min}$ , na základě Braggovy rovnice

$$2d \sin \nu_{\min} = n\lambda_{\min}.$$

Celkově tedy platí

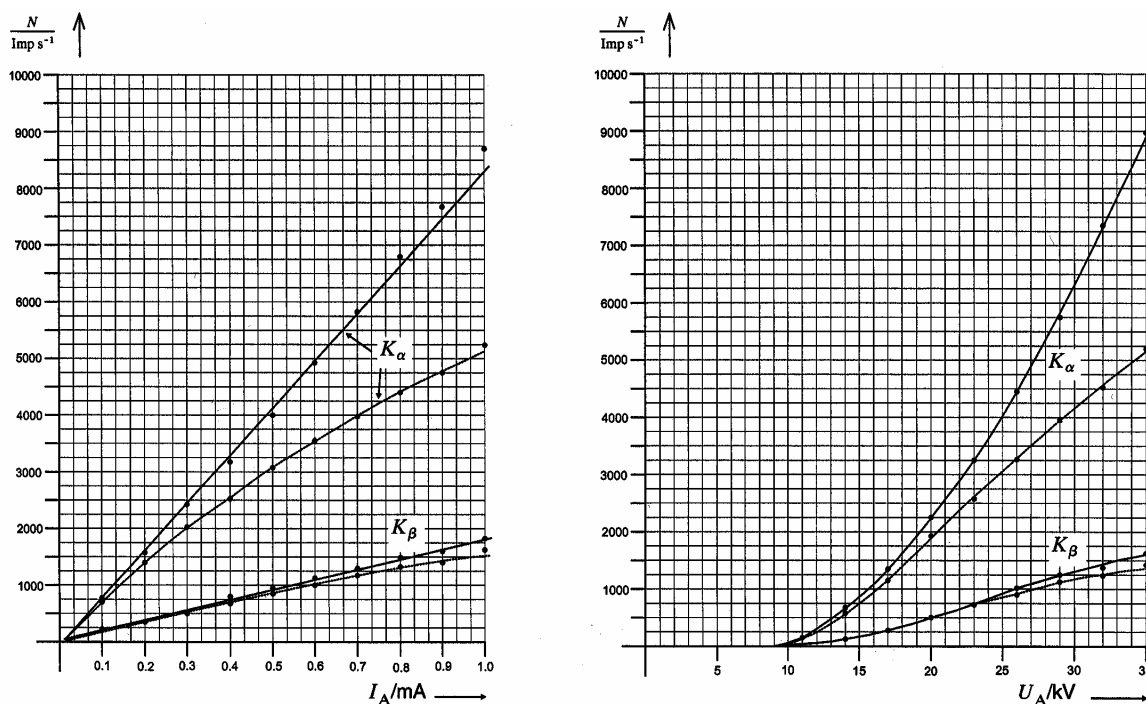
$$\sin \nu_{\min} = \frac{nhc}{2deU_A}.$$

Proměříme-li závislost  $\sin \nu_{\min}$  na reciproké hodnotě anodového napětí, je možné užitím lineární regrese určit její směrnici  $K$  a pak dopočítat hodnotu Planckovy konstanty

$$h = K \frac{2de}{nc}.$$

**Postup měření:**

- 1) Seznamte se s ovládáním zařízení PHYWE pro studium rentgenového záření a s pravidly bezpečnosti práce.
- 2) Proměřte spektrum rentgenového záření mědi užitím LiF i KBr monokrystalů. Nastavte maximální hodnoty anodového proudu a napětí ( $I_A = 1 \text{ mA}$ ,  $U_A = 35 \text{ kV}$ ). Při měření s LiF monokrystalem užitě clonu 1 mm, v případě KBr nasad'te clonu 2 mm. Užitím software dále nastavte „Auto and coupling mode“, „Gate time = 2 s“, „Angle step width = 0,1°“, „Scanning range = 3°-55° for LiF, 3°-75° for KBr“. Přepočtete polohy spektrálních linií na energii v keV a srovnajte s teoretickými hodnotami. Použijte hodnoty mezivinových vzdáleností  $d(100)$  : 465,3 pm pro KBr, 297,6 pm pro LiF.
- 3) Proměřte závislosti intenzit K čar mědi charakteristického rentgenového záření na anodovém proudu a napětí. Použijte KBr monokrystal s clonou 1 mm, užitím software nastavte „Auto and coupling mode“, „Gate time = 2 s“, „Angle step width = 0,1°“. Pro stanovení intenzit charakteristických linií zvolte skenovací rozsah  $\nu = 12^\circ\text{-}18^\circ$ ;  $U_A = 35 \text{ kV} = \text{konst.}$ ,  $I_A = 1 \text{ mA} - 0,1 \text{ mA}$  (krok 0,1 mA), respektive  $I_A = 1 \text{ mA} = \text{konst.}$ ,  $U_A = 35 \text{ kV} - 11 \text{ kV}$  (krok 3 kV). Výsledky prezentujte graficky, proved'te korekci na mrtvou dobu detektoru ( $\tau \approx 90 \mu\text{s}$ ) a stanovte hodnotu konstanty  $B$  ( $U_K = 8,979$  pro Cu).
- 4) Ověřte experimentálně hodnotu Planckovy konstanty  $h$  (viz teorie).



**Obr. 4.** a) Závislost intenzity K čar charakteristického rentgenového záření mědi na anodovém proudu ( $U_A = 35 \text{ kV} = \text{konst.}$ ). b) Závislost intenzity K čar charakteristického rentgenového záření mědi na anodovém napětí ( $I_A = 1 \text{ mA} = \text{konst.}$ ). Experimentální závislosti (čárkovaně) se liší od teoretických (plnou čarou) v důsledku mrtvé doby detektoru.