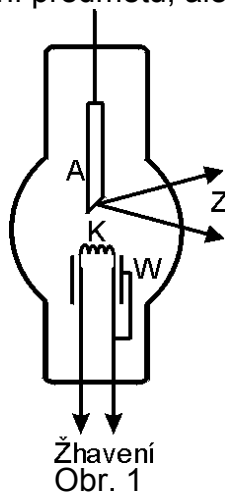


Studium spektra rentgenového záření

Label1

Generování rentgenového záření

Rentgenové (rtg.) záření vzniká v rentgenové trubici (rentgence) - viz obr. 1. V evakuované baňce jsou umístěny dvě elektrody, katoda **K** a anoda **A**. Elektrony emitované z katody žhavené elektrickým proudem jsou urychlovány anodovým napětím U_a o velikosti obvykle několika desítek až stovek kV. V místě jejich dopadu na anodu vzniká rtg. záření. Katoda je obklopena dutým válcem **W**, který je s ní vodivě spojen. Bývá nazýván Wehneltův válec a tvoří fokusační elektrodu, která soustřeďuje elektronový svazek do malé oblasti na povrchu anody. Tím získáváme malý, téměř bodový zdroj rtg. záření, což je důležité pro prosvěcování předmětů, ale i pro kolimaci svazku rtg. záření.



Vznikající záření lze rozložit na dvě složky, které se liší způsobem vzniku i charakterem svého spektra: *brzdné záření* a *záření charakteristické*. Brzdné záření vzniká při brzdění dopadajících elektronů v elektrických polích atomových jader materiálu anody. Jeho spektrum je spojitě. Na krátkovlnné straně klesá intenzita spektra ostře k nule a od jisté mezní vlnové délky λ_m směrem ke kratším vlnovým délkám je nulová. Mezní hodnota λ_m odpovídá případu, kdy elektron předává celou svou energii eU_a vznikajícímu rtg. fotonu, takže pro odpovídající kmitočet f_m fotonu platí

$$hf_m = \frac{hc}{\lambda_m} = eU_a \quad (1)$$

kde c je rychlost světla a e elementární náboj. S použitím tohoto vztahu lze ze změřených hodnot λ_m , U_a určit hodnotu Planckovy konstanty h . Tento způsob jejího určení lze také pozměnit tak, že při konstantní vlnové délce snižujeme anodové napětí U_a a určíme jeho mezní hodnotu U_{am} , při níž intenzita brzdného záření poklesne na nulu (tzv. metoda izochromát).

Spektrum charakteristického záření je naproti tomu diskrétní - čárové. Závisí podstatně na materiálu anody - různým chemickým prvkům, z nichž se anoda skládá, odpovídají různé

pro ně charakteristické systémy spektrálních čar. Toto záření vzniká, mají-li elektrony dopadající na anodu energii dostatečnou k vyrazení některého z elektronů z nižších energetických hladin atomů látky - elektron může být buď vyrazen na některou vyšší neobsazenou hladinu, nebo - a to častěji - může atom zcela opustit (ionizace). Na uprázdněné místo po elektronu (díra) pak přeskakují elektrony z vyšších obsazených hladin atomu při současné emisi fotonu charakteristického záření. Čára v rtg. spektroskopii označovaná jako K_α například odpovídá přeskoku z hladiny s hlavním kvantovým číslem $n = 2$ na hladinu $n = 1$, další čára ze stejné serie K_β přeskoku z hladiny $n = 3$ na $n = 1$, čára L_α z hladiny $n = 3$ na $n = 2$ a pod. Podobně jako v optické spektroskopii lze i zde vlnočty jednotlivých čar počítat jako rozdíly rentgenových termů atomu. Protože na elektrony na nejnižších energetických hladinách působí v atomu silně zejména elektrické pole jádra, v jehož blízkosti se nacházejí, nabízí se použít pro odhad hodnot termů a vlnočtů vztahů vyplývajících z Bohrovy teorie. Jejich souhlas s měřenými hodnotami lze dále zlepšit zavedením vhodné korekce: pro vlnočty n_{12} čáry odpovídající přeskoku mezi hladinami $n = n_1$ a $n = n_2$ máme vztah,

$$\nu_{12} = R(Z - s)^2 \left(\frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{n_1^2} \right) \quad (2)$$

kde R je Rydbergova konstanta a Z atomové číslo prvku. Korekční člen s , t.zv. stínící konstanta, může být interpretován jako vliv náboje ostatních elektronů, které odstíňují pole jádra a zvětšuje se s rostoucí vzdáleností elektronu od jádra. Například pro čáru K_α zjistil Moseley hodnoty s v blízkosti 1, pro čáru L_α však již okolo 7,4. Celou uvedenou interpretaci čárových rtg. spekter publikoval Moseley ve dvou významných pracích již v letech 1913-14. Důležitým výsledkem bylo m.j. spolehlivé přiřazení atomových čísel jednotlivým prvkům.

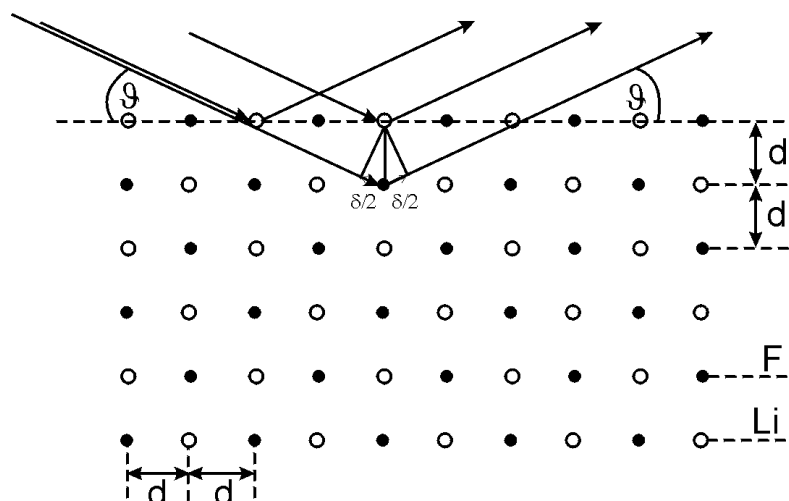
Vztahu (2) se dá vytknout určitá nedůslednost: správněji bychom měli brát pro různé termy různé konstanty stínění s . Pokud však bude jeden z termů podstatně větší než druhý, nedopustíme se velké chyby, vezmeme-li hodnotu s odpovídající většímu termu. Pro porovnání s našimi výsledky je vztah (2) výhodný proto, že vystačíme s hodnotami vlnočtů a nepotřebujeme znát termy, jejichž určení by bylo obtížnější.

Difrakce rtg. záření na krystalech

Studium interakce rtg. záření s krystalem mělo svého času (po roce 1912) zásadní význam pro poznání jak vlastností tohoto záření, tak i struktury krystalů. Prvními fyziky, kteří se těmito otázkami systematicky zabývali, byli Max von Laue a otec a syn Braggové. Max von Laue navrhl nahradit pro rtg. záření optickou mřížku krystalem, nebo. se již tehdy správně usuzovalo, že atomy v krystalu jsou pravidelně prostorově uspořádány.

Laueho model difrakčního procesu lze stručně charakterizovat takto: rtg. záření procházející krystalem rozkmitá elektronové obaly atomů, které se samy stávají zdroji koherentního záření. Rozptýlené záření vystupující z krystalu se v některých směrech interferencí zesiluje, v jiných se naopak prakticky vyruší. Tak vznikne difrakční obrazec, který je možno zaznamenat na fotografický materiál nebo jiným způsobem.

Jednoduchá interpretace difrakce pochází od Braggů a vychází z představy, že difraktovaný paprsek vzniká "odrazem" od určité soustavy rovnoběžných rovin, v nichž jsou atomy v krystalu uspořádány. Situaci ilustruje obr. 2. Dopadající i difraktovaný paprsek svírají s atomovými rovinami stejný úhel, jak odpovídá zákonu odrazu. (Tento úhel je doplňkový k úhlu dopadu, jak se běžně zavádí v optice). Je patrné, že paprsky difraktované



Obr. 2

v daném směru různými atomy ze stejné atomové roviny se skládají se stejnou fází podobně, jako je tomu při obyčejném odrazu na rovinném rozhraní. Paprsky, difraktované atomy ze sousední roviny, získají vůči nim dráhový rozdíl $2d \sin \vartheta$, kde d je vzdálenost obou rovin. Paprsky difraktované různými rovinami se tedy skládají ve fázi, je-li splněna t.zv. Braggova podmínka

$$2d \sin \vartheta = k\lambda \quad (3)$$

kde k je celé číslo (řád interference) a vlnová délka. Nejsou-li naopak obě strany rovnice (3) stejné, pak již při malých odchylkách klesá intenzita záření, difraktovaného od systému mnoha atomových rovin, rychle k nule. Lze to ukázat v podstatě stejným způsobem, jako v jiných případech interference mnoha svazků, dobře známých z optiky (mřížka, Fabryho-Perotův interferometr).

Měření spektra rtg. záření

Při měření spektra obvykle dopadá paprsek rtg. záření na stěnu krystalu, která je rovnoběžná se soustavou „difraktujících“ atomových rovin. Postupným otáčením krystalu měníme úhel ϑ a určíme intenzitu difraktovaného paprsku. Z úhlů ϑ určíme hodnoty vlnové λ délky podle vztahu (3), kde $k = 1$, neboť pracujeme se spektrem prvního řádu. Tak získáme závislost intenzity na vlnové délce λ . Užíváme-li k detekci záření např. počítače částic, musíme ovšem tento počítač otáčet o dvojnásobek úhlu otočení krystalu, abychom zachovali podmínku odrazu.

Použitý krystal fluoridu lithného LiF tvoří kubickou plošně centrovanou mřížku. Uspořádání atomů v jedné z hlavních atomových rovin je znázorněno na obr. 2, stejné je uspořádání v „difraktujících“ hlavních rovinách, které jsou v obr. 2 kolmé k nákresně. K absolutnímu určení vlnových délek je třeba znát vzdálenost těchto rovin d . Určíme ji ze známé hustoty monokrystalu LiF s použitím atomových hmotností Li, F a Avogadrova čísla.