

## 34. Meranie doby života vzbudenej hladiny jadier

### 1. Všeobecná časť

Všeobecne je známy relatívne široký okruh javov, v ktorých sa prejavuje spojenie niektorých jadrových charakteristík so štruktúrou elektrónového obalu daného jadra. Jedna z metód, ktorá umožňuje určovať zmeny energetického stavu jadra spôsobené elektrickými a magnetickými poľami v jeho okolí, je Mössbauerova spektroskopia.

Roku 1957 L. Mössbauer objavil, že žiarenie gama môže byť emitované a rezonančne absorbované bez straty energie na spätný odraz. Jav bezodrazovej jadrovej gama rezonancie (Mössbauerov jav) dal základ pre rozvoj vysokocitlivej, nedeštruktívnej spektroskopie nového typu tzv. Mössbauerovej spektroskopie. Dnes sa Mössbauerova spektroskopia aplikuje takmer vo všetkých vedných oblastiach. Nové nádejné pokroky sa ukazujú v takých oblastiach ako medicína, biológia, chémia a fyzika katalyzátorov, statické a dynamické interakcie v dôležitých materiáloch (feroelektriká, supravodiče, spinové sklá, magnetické oxidy a iné) a mnohé priemyselné aplikácie.

Podmienkou pre bezodrazovú emisiu a absorpciu fotónov gama je, aby jadrá neboli voľné, ale viazané, napr. v kryštalickej mriežke. V prípade voľného jadra energia, ktorú fotón gama stráca na spätný odraz je daná vzťahom:

$$R = \frac{(h\nu)^2}{2Mc^2} \quad (34.1)$$

kde  $h\nu$  je energia daná rozdielom energií príslušných jadrových stavov,  $M$  – hmotnosť jadra,  $c$  – rýchlosť svetla.

V takomto prípade hodnota  $R$  spravidla značne prevyšuje prirodzenú šírku čiary  $\Gamma$ . Napr. pre jadrá s hmotnostným číslom  $A \sim 100$ , pri energii  $h\nu = (10 - 100)$  keV je hodnota  $R = (0,5 - 50 \cdot 10^{-3})$  eV. Šírka čiary  $\Gamma$  je daná šírkou vzbudenej hladiny  $\Delta E$ , ktorá je spojená so strednou dobou života energetického stavu  $\tau$  vzťahom neurčitosti:

$$\Gamma \tau \geq \hbar \quad (34.2)$$

kde  $2\pi\hbar$  je Planckova konštanta.

Ak je však jadro viazané, energia spätného odrazu sa odovzdá celej kryštalickej mriežke, potom vo vzťahu (34.1) nevystupuje hmotnosť jedného jadra, ale hmotnosť celej kryštalickej mriežky, čím strata energie na spätný odraz bude zanedbateľne malá.

Pravdepodobnosť emisie a absorpcie fotónov gama bez straty energie na spätný odraz charakterizuje tzv. Lambov–Mössbauerov faktor  $f$ . Hodnota  $f$ –faktora závisí od energie žiarenia gama, Debyeovej teploty látky a skutočnej teploty, pri ktorej sa experiment uskutočňuje. Napr. na nuklidoch  $^{57}\text{Fe}$  a  $^{119}\text{Sn}$  možno Mössbauerov jav realizovať už pri izbovej teplote. Ale v atómoch ako Au, Ru a Pt sa na dosiahnutie vyhovujúcej hodnoty  $f$  - faktora ( $f \sim 0,6$ ) vyžadujú kryogénne teploty (tekutý dusík alebo tekuté hélium). Možnosti realizácie Mössbauerovho javu na jednotlivých prvkoch sú charakterizované v tab. 34.1.

Realizácia Mössbauerovho javu

Tab. 34.1:

K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
Fr	Ra	Ac	Ce	Pr	Nd	Pm	Sm	Eu	Gd	Tb	Dy	Ho	Er	Tm	Yb	Lu	
	Th	Pa	U	Np	Pu	Am	Cm	Bk	Cf	Es	Fm	Md	No	Lw			

Lahko realizovateľný  
 Ťažšie realizovateľný  
 Veľmi ťažko realizovateľný

Treba poznamenať, že viac ako 90 % aplikačných realizácií Mössbauerovho efektu sa uskutočňuje na nuklide  $^{57}\text{Fe}$ .

Schematické usporiadanie experimentu pre meranie Mössbauerových spektier je na obr. 34.1.

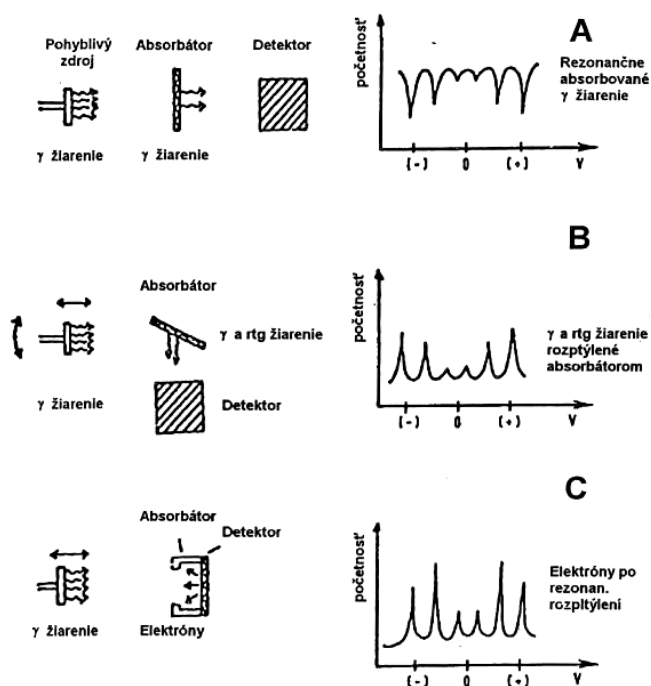
Experiment v sebe zahŕňa:

- Zdroj žiarenia, ktorý emituje fotóny gama vhodnej energie.
- Moduláciu energie emitovaného žiarenia o veľmi malé hodnoty  $\pm \delta E$ , ktorá sa realizuje upevnením zdroja na pohybové zariadenie. Zmena energie je vyjadrená a meraná v jednotkách relatívnej rýchlosti zdroja voči absorbátoru ( $\text{mm}\cdot\text{s}^{-1}$ ). Pri relatívnej rýchlosti zdroja voči absorbátoru v dôsledku Dopplerovho efektu nastáva zmena energie vyžarovaných fotónov gama o hodnotu:

$$\delta E = \frac{v}{c} E_\gamma \quad (34.3)$$

kde  $E_\gamma$  je energia fotónov gama.

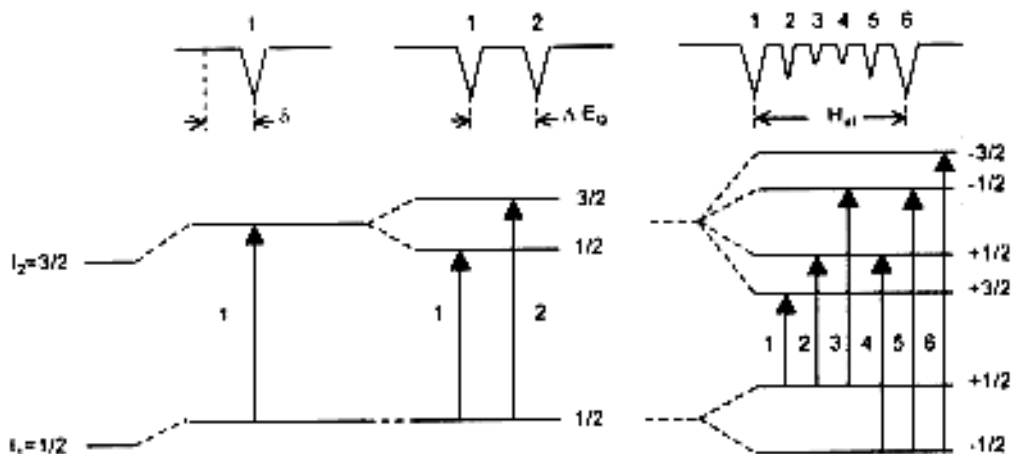
- Vhodne upravený absorbátor obsahujúci mössbauerovské nuklidy viazané v materiáli skúmanej vzorky.
- Zápis závislosti intenzity žiarenia gama za absorbátorom od modulačnej energie  $\delta E$  (rýchlosti), čo je vlastne Mössbauerovo spektrum.



Obr. 34.1: Schematické usporiadanie experimentálneho zariadenia.

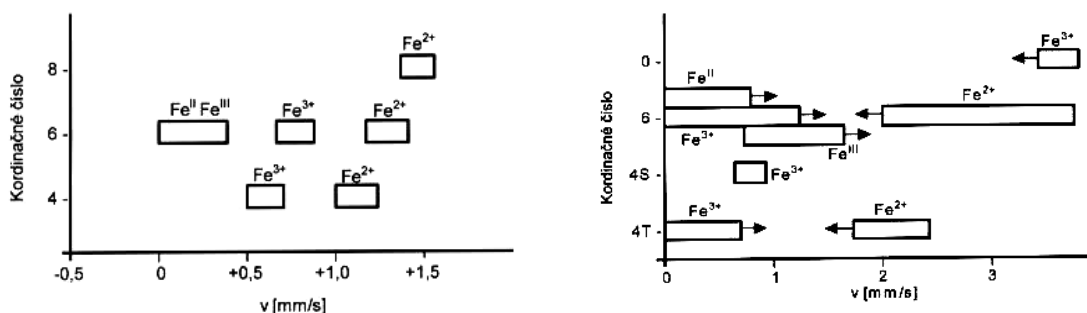
Zmeny energií jadrových hladín (dôsledok interakcie jadra s okolím) spôsobujú posunutie rezonančných čiar. Navyše, za určitých okolností môže dochádzať k rozštiepeniu rezonančných hladín do tzv. hyperjemnej štruktúry (obr. 34.2).

Tieto posunutia a štiepenia sa veľmi citlivo odrážajú v tvare a parametroch nameraného Mössbauerovho spektra. Takýmto spôsobom získame užitočné informácie o lokálnom okolí a chemických väzbách mössbauerovských atómov. Základnými parametrami, ktoré charakterizujú Mössbauerove spektrá, sú: izoméry posun (IS alebo  $\delta$ ), kvadrupólové rozštiepenie (QS alebo  $\Delta$ ), magnetické hyperjemné rozštiepenie (MHS alebo  $\mathbf{H}_{ef}$ ), experimentálna šírka čiar ( $\Gamma_{exp}$ ) a hodnota efektu ( $\epsilon$ ).



Obr. 34.2: Posuny a rozštiepenia energetických hladín jadra  $^{57}\text{Fe}$ .

Ako príklad uvádzame rozsahy hodnôt kvadrupólového rozštiepenia a izoméneho posunu v závislosti od koordinačného čísla (obr. 34.3).



Obr. 34.3: Intervaly hodnôt IS a QS pre jednotlivé typy iónov železa.

Cieľom úlohy je určiť dobu života vzbudenej hladiny 14,41 keV pre nuklid  $^{57}\text{Fe}$ . V experimente použijeme ako zdroj žiarenia nuklid  $^{57}\text{Co}$ , ktorého rozpadová schéma je na obr. 34.3.



Obr. 34.3: Rozpadové schémy niektorých Mössbauerovských izotopov.

Rádioaktívny nuklid  $^{57}\text{Co}$  (polčas premeny 270 dní) cestou K záchytu prechádza na stabilný nuklid  $^{57}\text{Fe}$ , pričom sa emitujú konverzné elektróny alebo fotóny gama s energiami 136,48 a 14,41 keV. Na meranie Mössbauerovho efektu využívame prechod medzi základným stavom  $^{57}\text{Fe}$  a jeho prvou vzбудenou hladinou 14,41 keV. Charakteristické údaje tejto hladiny sú: spin  $3/2$  (spin základnej hladiny je  $1/2$ ), doba života  $\tau = (97,8 \pm 2) \cdot 10^{-9}$  s, prirodzená šírka čiary zodpovedajúca dobe života  $\Gamma = 4,670 \cdot 10^{-9}$  eV =  $0,192$  mm.s $^{-1}$ . Ako absorbátor budeme používať nehrdzavejúcu oceľ v zložení 55 % Fe, 25 % Cr a 20 % Ni. Prirodzený obsah  $^{57}\text{Fe}$  v čistom železe je 2,17 %.

Z experimentálne meranej šírky absorpčného spektra  $\Gamma_{\text{exp}}$  možno určiť dobu života vzбудenej hladiny  $\tau$ .  $\Gamma_{\text{exp}}$  môžeme vyjadriť vzťahom:

$$\Gamma_{\text{exp}} = 2\Gamma (1,00 + 0,135 t) \quad (34.3)$$

kde  $\Gamma$  je prirodzená šírka čiary v mm.s $^{-1}$ ,  $t$  – efektívna hrúbka absorbátora daná vzťahmi  $t = n \cdot f' \delta_0$ ,  $n$  – počet atómov  $^{57}\text{Fe}$  na 1 cm $^2$  v absorbátore,  $f'$  -  $f$  – faktor absorbátora,  $\delta_0$  - maximálny účinný prierez v rezonancii daný vzťahom:

$$\delta_0 = 2\pi\hbar \frac{2I_{\text{ex}} + 1}{2I_g + 1} \frac{1}{1 + \alpha} \quad (34.4)$$

kde  $2\pi\lambda$  je vlnová dĺžka zodpovedajúca energii prechodu 14,41 keV,  $I_{\text{ex}}$  a  $I_g$  sú spiny vzbudenej základnej hladiny,  $\alpha$  je koeficient vnútornej konverzie  $\alpha = \frac{\lambda_e}{\lambda_\gamma}$  a  $\lambda_e, \lambda_\gamma$  sú pravdepodobnosti vyžiarovania konverzného elektrónu, resp. fotónu gama.

## 2. Zadanie

- 1) Pre daný zdroj a absorbátor namerať absorpčné spektrum.
- 2) Z nameraného spektra určiť šírku čiary  $\Gamma_{\text{exp}}$ .
- 3) Na základe  $\Gamma_{\text{exp}}$  určiť  $\Gamma$  a potom  $\tau$ .
- 4) Porovnať nameranú hodnotu  $\tau$  s teoretickou hodnotou.
- 5) Určiť hodnotu efektu pomocou vzťahu:

$$\varepsilon = \frac{N_{\infty} - N_R}{N_{\infty}} \quad (34.5)$$

kde  $N_{\infty}$  je početnosť v pozadí,  $N_R$  – početnosť v rezonančnom minime.

Potrebné konštanty a iné údaje:

$$L = 6,022 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}$$

$$A_{\text{strabs}} = 57$$

$$\rho_{\text{abs}} = 7,8 \cdot 10^3 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$$

$$d_{\text{abs}} = 25 \cdot 10^{-6} \text{ m}$$

$$f'_{\text{abs}} = 0,878$$

$$\alpha = 8,21$$

## 3. Literatúra

- [1] Lipka, J. : Jadrová a neutrónová fyzika. Bratislava, ES SVŠT, 1986.
- [2] Long, G.J.: Mössbauer Spectroscopy Applied to Inorganic Chemistry, Volume 1, Plenum Press, New York, London, 1984.

## 35. Meranie vnútorných magnetických polí pomocou Mössbauerovho efektu

### 1. Všeobecná časť

Bezodrazová jadrová gama rezonancia (Mössbauerov efekt) umožňuje skúmať vlastnosti všetkých druhov magnetických materiálov (feromagnetiká, ferimagnetiká, antiferomagnetiká), ako aj vlastnosti malých tzv. superparamagnetických častíc a magnetizmus amorfných látok. Základným určujúcim parametrom pri týchto aplikáciách je efektívne vnútorné magnetické pole pôsobiace na mössbauerovské jadrá v skúmanej látke ( $\mathbf{H}_{\text{ef}}$ ).

Najznámejšou časťou hyperjemnej štruktúry jadrových hladín je magnetická hyperjemná štruktúra (jadrový Zeemanov efekt) vznikajúca v dôsledku interakcie dipólového magnetického momentu jadra s magnetickým poľom na jadre  $\mathbf{H}_{\text{ef}}$ , ktoré je tvorené elektrónmi vlastného obalu a okolia, alebo vplyvom priloženého vonkajšieho poľa. Hamiltonián tejto interakcie má tvar:

$$\chi_m = -\boldsymbol{\mu} \mathbf{H}_{\text{ef}} = -g\mu_N \mathbf{H}_{\text{ef}} \mathbf{I} \quad (35.1)$$

kde  $\mu_N$  je jadrový magneton,  $g = \frac{\mu}{I\mu_N}$  – tzv. gyromagnetický pomer vyjadrený v jadrových magnetoch, pričom os kvantovania  $z$  je volená v smere magnetického poľa  $\mathbf{H}_{\text{ef}}$ ,  $\mathbf{I}$  – celkový spin jadra.

Každý stav jadra s celkovým mechanickým momentom hybnosti  $\mathbf{I}$  sa rozštiepuje na  $2\mathbf{I}+1$  ekvivalentných magnetických podhladin s určujúcim magnetickým kvantovým číslom  $m_I$ . Energie rozštiepených podhladin môžeme vyjadriť pomocou vzťahu:

$$E_m = -\frac{\mu \mathbf{H}_{\text{ef}} m_I}{I} = -g\mu_N m_I \mathbf{H}_{\text{ef}} \quad (35.2)$$

Vzdialenosť medzi susednými hladinami je všeobecne rovná  $g\mu_N \mathbf{H}_{\text{ef}}$  a vzdialenosť medzi najnižšou a najvyššou hladinou je  $2g\mu_N \mathbf{H}_{\text{ef}}$ .

Obraz magnetického hyperjemného rozštiepenia pre prípad  $^{57}\text{Fe}$  je na obr. 35.1. Ako vidieť z obrázku, horná hladina sa rozštiepuje na štyri a dolná na dve podhladiny. Podľa výberového pravidla o zmene magnetického kvantového čísla  $m$ ;  $\Delta m = 0; \pm 1$  existuje potom šesť možných prechodov jadra  $^{57}\text{Fe}$  zo vzбудeného do základného stavu a opačne.