

SLOVENSKÁ TECHNICKÁ UNIVERZITA V BRATISLAVE

Fakulta elektrotechniky a informatiky

Ing. J. Haščík – Ing. R. Hinca – Doc. Ing. P. Kováč, CSc. – RNDr. Š. Krnáč, CSc.
Prof. Ing. J. Lipka, DrSc. – Prof. Ing. V. Nečas, CSc. – Doc. Ing. M. Pavlovič, CSc.
Ing. M. Seberíni, CSc. – Prof. Ing. J. Sitek, DrSc. – Doc. Ing. V. Slugeň, CSc.
Doc. Ing. J. Topoľský, CSc.

JADROVÁ FYZIKA A TECHNIKA

Návody na laboratórne cvičenia

STU Bratislava, 2002

Predslov

Poznatky z jadrovej fyziky a techniky našli doteraz široké uplatnenie v rôznych oblastiach vedy a praxe. Sme svedkami využívania rôznych analytických a diagnostických metód založených na princípoch a zákonoch atómovej, molekulovej a jadrovej fyziky, ako aj výstavby, prevádzky a vyradovania jadrovo-energetických zariadení. Poznatky z jadrovej fyziky a techniky prenikli i do chémie, geológie, metalurgie, biológie, ekológie, medicíny a mnohých ďalších oblastí a stali sa nevyhnutnou súčasťou mnohých pracovných metód a technologických postupov.

Používanie rádionuklidov, ako aj metód založených na báze javov z jadrovej a atómovej fyziky si vyžaduje poznať ich základné vlastnosti a charakteristiky. Z tohto hľadiska sú formulované aj jednotlivé laboratórne úlohy z „jadrovej fyziky a techniky“. Volili sme ich tak, aby sa študenti na cvičeniach oboznámili s činnosťou prístrojov a metódami jadrovej techniky, osvojili si poznatky a praktické návyky s meraniami a vyhodnocovaním základných charakteristík ionizujúceho žiarenia a jeho praktického využitia.

Každá z úloh predstavuje samostatný celok so všeobecným teoretickým úvodom. Túto štruktúru sme prijali z toho dôvodu, že cvičenia sú laboratórne, a preto bezprostredne nenadväzujú na už odprednášanú problematiku.

Návody na laboratórne cvičenia obsahujú okrem úloh k predmetu „Jadrová fyzika a technika“ aj úlohy, ktoré sú súčasťou cvičení k ďalším predmetom bakalárskeho a inžinierskeho štúdia. Sú to najmä predmety „Zdroje žiarenia“, „Jadrová elektronika“, „Jadrovo-energetické zariadenia“, „Metódy a prístroje v ekológii“, „Dozimetria“ „Radičná ekológia“ a niektoré ďalšie, ktoré aplikujú poznatky z jadrovej fyziky a techniky.

Záverom si dovoľujeme poďakovať Mgr. B. Zaťkovi, CSc., Ing. P. Domonkošovi, Ing. V. Šebianovi a Ing. A. Škottovi za účinnú pomoc pri vyhotovení obrázkov a technickú redakciu skrípt.

Autori

1. Neistoty pri meraní ionizujúceho žiarenia

1. Všeobecná časť

Každé meranie vykonávame s určitou neistotou. Presnosť merania je závislá od charakteru meranej veličiny, od dokonalosti meracej aparatury, od vonkajších podmienok merania a v nemalej miere aj od znalostí experimentátora. Bez vyhodnotenia neistôt je výsledok merania nespoľahlivý a v mnohých prípadoch sa môže stať, že vôbec neobsahuje správnu informáciu o danej veličine.

Neistoty merania delíme na dva základné druhy:

- a) systematické neistoty
- b) náhodné neistoty

Systematické neistoty vznikajú v dôsledku nepresnosti meracích prístrojov, jednostranne pôsobiacich vonkajších vplyvov alebo chybných metód merania.

Náhodné neistoty vznikajú v dôsledku nepresností, ktoré sa nevyhnutne vyskytujú pri pozorovaní údajov prístroja a ich odčítaní. Pri ich vyhodnocovaní sa používajú zákony súvisiace s teóriou pravdepodobnosti.

Pri meraní ionizujúceho žiarenia sa musí uvažovať aj s fluktuáciami samotnej meranej veličiny. Štatistický charakter javov, ktoré sa v tomto prípade vyskytujú, vedie k svojráznym štatistickým neistotám, ktoré sú osobitným prípadom náhodných neistôt. Štúdiu týchto neistôt je venovaný podstatný obsah tejto laboratórnej úlohy.

Náhodné neistoty

Rozdelenie pravdepodobnosti diskretnej náhodnej veličiny vyjadrujeme pomocou výrazu, ktorý vyjadruje pravdepodobnosť $p(x_i)$ výskytu jej rôznych hodnôt x_i . Je zrejmé, že:

$$\sum_i p(x_i) = 1 \quad (1.1)$$

Strednú hodnotu $\bar{x}$ náhodnej veličiny vyjadrujeme výrazom:

$$\bar{x} = \sum_i x_i p(x_i) \quad (1.2)$$

Strednú hodnotu štvorca odchýliek náhodnej veličiny od $\bar{x}$ nazývame disperziou, $D(x)$. Jej veľkosť pre diskretnú náhodnú veličinu je:

$$D(x) = \overline{(x_i - \bar{x})^2} = \overline{x^2} - \bar{x}^2 \quad (1.3)$$

Odmocnina z disperzie sa nazýva stredná kvadratická odchýlka náhodnej veličiny:

$$\sigma = \sqrt{D(x)} \quad (1.4)$$

Ak máme danú funkciu $F(x_1, x_2, \dots, x_n)$, ktorá je funkciou n premenných a vyjadruje priebeh fyzikálneho javu, jej strednú kvadratickú odchýlku σ_F vyjadrujeme vzťahom:

$$\sigma_F = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial F}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_n^2} \quad (1.5)$$

kde $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$ sú stredné kvadratické odchýlky veličín $x_1, x_2, \dots, x_n$.

Štatistické rozdelenia

Ak je pravdepodobnosť namerania početnosti n rovná $p(n)$, stredná hodnota početnosti m , a stredná kvadratická odchýlka σ , potom podľa vzťahov (1.2) a (1.3):

$$m = \sum_{n=0}^{\infty} p(n)n \quad (1.6)$$

$$\sigma^2 = \sum_{n=0}^{\infty} p(n)(m - n)^2 \quad (1.7)$$

Ak pravdepodobnostnú funkciu vyjadríme pomocou Poissonovho rozdelenia:

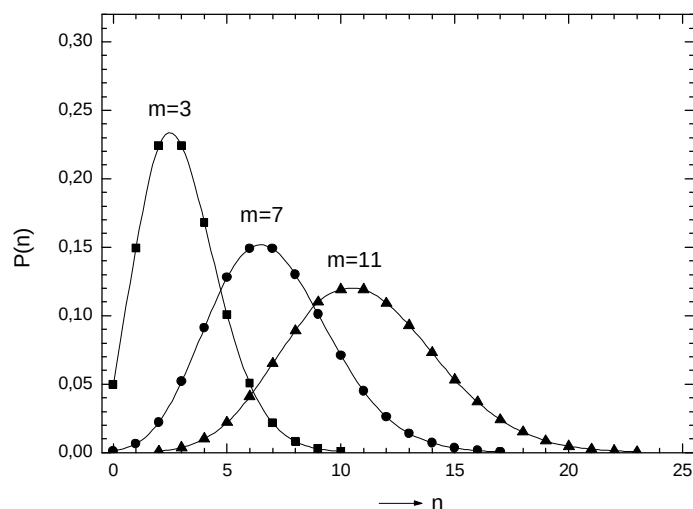
$$p(n) = \frac{m^n e^{-m}}{n!} \quad (1.8)$$

a dosadíme do vzťahu (1.7), dostaneme pre strednú kvadratickú odchýlku:

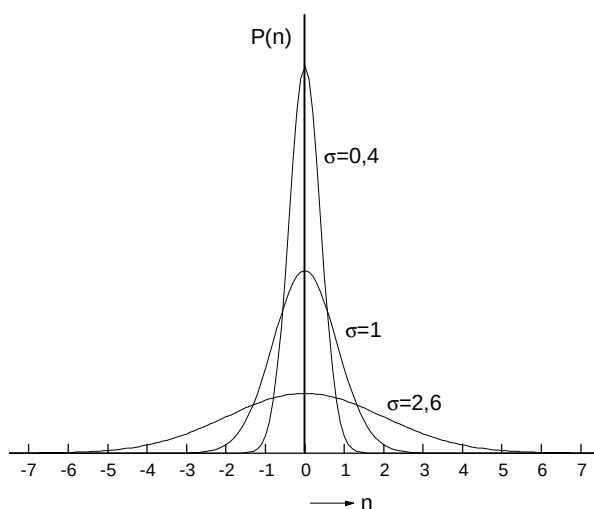
$$\sigma = \sqrt{m} \quad (1.9)$$

Poissonove rozdelenie pre rôzne hodnoty m je znázornené na obr. 1.1. Krivky sú asymetrické a s rastúcou hodnotou n sa stávajú symetrickejšími. Poissonove rozdelenie je vhodné pre nižšie hodnoty n (približne do 20). Pre vyššie hodnoty sa používa Gaussovo rozdelenie (obr. 1.2):

$$p(n) = \frac{1}{\sqrt{2\pi m}} e^{-\frac{(n-m)^2}{2m}} \quad (1.10)$$



Obr. 1.1: Poissonovo rozdelenie pre hodnoty $m = 3$, $m = 7$ a $m = 11$.



Obr. 1.2: Gaussovo rozdelenie pre hodnoty $\sigma = 0,4$; $\sigma = 1$ a $\sigma = 2,6$.

Ak vypočítame strednú kvadratickú odchýlku pomocou Gaussovho rozdelenia, dostaneme opäť $\sigma = \sqrt{m}$. Hodnoty pravdepodobnosti podľa Gaussovho rozdelenia pre rôzne kvadratické odchýlky sú nasledovné:

$$P(\sigma) = 0,683$$

$$P(2\sigma) = 0,954 \tag{1.11}$$

$$P(3\sigma) = 0,997$$

Význam vzťahu (1.11) spočíva v tom, že s pravdepodobnosťou 68,3 % sa skutočná hodnota líši od výsledku merania nie viac ako o jednu strednú kvadratickú odchýlku,

s pravdepodobnosťou 95,4 % nie viac ako o dve a s pravdepodobnosťou 99,7 % nie viac ako o tri stredné kvadratické odchýlky.

Okrem strednej kvadratickej odchýlky poznáme aj relatívnu kvadratickú odchýlku:

$$\delta = \frac{\sigma}{m} = \frac{1}{\sqrt{m}} \quad (1.12)$$

Vzťah (1.12) môžeme použiť pre nájdenie počtu častíc, ktoré treba zaregistrovať, aby sa dosiahla požadovaná presnosť.

2. Zadanie a postup merania

Úloha: Meranie štatistických rozložení počtu impulzov zaregistrovaných detektorom ionizujúceho žiarenia.

- 1) Zvoľte také podmienky merania, aby za určitý zvolený čas (napr. 3 s) detektor zaregistroval menej ako 20 impulzov. Vykonajte 100 – 500 meraní a výsledky zobrazte vo forme histogramu $F = f(n)$, kde n je počet zaregistrovaných impulzov. Na takto získanú závislosť preložte krivku Poissonovho rozdelenia.
- 2) Zvoľte podobné podmienky merania ako v predchádzajúcom prípade s tým rozdielom, aby detektor zaregistroval podstatne viac ako 20 impulzov. Opäť zostrojte histogram $F = f(n)$, cez ktorý preložte krivku Gaussovho rozdelenia.
- 3) Z vyhotovených meraní nájdite stredný počet impulzov m , strednú kvadratickú odchýlku σ a percento prípadov, v ktorých odchýlka od strednej hodnoty je σ , 2σ a 3σ . Výsledky porovnajte s teoretickými hodnotami.

2. Minimalizácia neistoty pri meraní početnosti

1. Všeobecná časť

Jednou z najčastejšie meraných veličín v jadrovej fyzike je početnosť. **Početnosťou** budeme rozumieť počet impulzov zaregistrovaných meracou aparátúrou za jednotku času. Meracia aparátúra pozostáva z detektora (sondy) a vyhodnocovacej jednotky (čítača). Samotný objekt merania môže mať rôznu povahu. Môže to byť prirodzený rádioaktívny žiarič, vzorka materiálov obsahujúcich rádioaktívne látky (napríklad potravín, pôdy, vody), filtre, cez ktoré bol presávaný vzduch, ľudské telo, žiarenie môže vznikať ako produkt interakcie nabitých častíc s látkou a podobne. Zdroj žiarenia budeme nazývať **žiarič** bezohľadu na jeho konkrétnu podobu. Cieľom merania je teda stanoviť početnosť daného žiariča – t.j. počet impulzov zaregistrovaných meracou aparátúrou za jednotku času ako výsledok detekcie žiarenia emitovaného žiaričom – s čo najmenšou neistotou (strednou kvadratickou odchýlkou).

Aktivitu žiariča stanovujeme na základe merania početnosti. Početnosť nedokážeme merať priamo, nakoľko počas merania nie je možné úplne eliminovať pozadie. **Pozadím** budeme rozumieť počet impulzov zaregistrovaných bez prítomnosti žiariča. Vplyv pozadia môžeme znížiť rôznymi technickými opatreniami (antikoincidenčné zapojenie detektorov, špeciálne tienenie a podobne), nikdy ho však nedokážeme odstrániť úplne. Preto pri vyhodnocovaní merania musíme brať do úvahy príspevok od pozadia. Snahou je nájsť také podmienky merania, aby celková neistota merania početnosti žiariča bola čo najmenšia. Jedným z parametrov, ktoré majú vplyv na výslednú neistotu merania, a ktoré možno preto optimalizovať, je **čas merania**. Celkový čas, ktorý máme na meranie k dispozícii, je v praxi vždy konečný. Tento čas je potrebné rozdeliť medzi meranie pozadia (t. j. bez žiariča) a žiariča (t. j. žiariča a pozadia spolu) tak, aby výsledná neistota merania početnosti žiariča bola minimálna. Realizujeme dve merania:

meranie bez žiariča – doba merania t_p , zaregistrovaný počet impulzov N_p , početnosť n_p

meranie so žiaričom – doba merania t , zaregistrovaný počet impulzov N , početnosť n .

Meranie bez žiariča zodpovedá meraniu pozadia, zatiaľ čo meranie so žiaričom predstavuje meranie žiariča s pozadím spolu. Platia definičné vzťahy pre početnosť:

$$n_p = \frac{N_p}{t_p} \quad n = \frac{N}{t} \quad (2.1)$$

Pre stanovenie početnosti samotného žiariča n_z musíme odpočítať príspevok od pozadia:

$$n_z = n - n_p = \frac{N}{t} - \frac{N_p}{t_p} \quad (2.2)$$

Pre strednú kvadratickú odchýlku σ_F funkcie $F = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$ platí obecné (1.5):

$$\sigma_F = \sqrt{\left(\frac{\partial F}{\partial x_1}\right)^2 \sigma_1^2 + \left(\frac{\partial F}{\partial x_2}\right)^2 \sigma_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial F}{\partial x_n}\right)^2 \sigma_n^2} \quad (2.3)$$

ak $x_1, x_2, \dots, x_n$ sú nezávislé náhodné veličiny a $\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$ ich stredné kvadratické odchýlky.

V našom prípade má funkcia F tvar:

$$F = \frac{N}{t} - \frac{N_p}{t_p} \quad (2.4)$$

a meranými náhodnými veličinami sú počty zaregistrovaných impulzov N a N_p .

Po dosadení (2.4) do (2.3) a vykonaní parciálnych derivácií dostaneme:

$$\sigma_{n_z} = \sqrt{\left(\frac{1}{t}\right)^2 \sigma_N^2 + \left(\frac{1}{t_p}\right)^2 \sigma_{N_p}^2} \quad (2.5)$$

S uvažovaním $\sigma_N \approx \sqrt{N}$ a $\sigma_{N_p} \approx \sqrt{N_p}$ a s využitím definičných vzťahov (2.1) môžeme vzťah (2.5) prepísať do tvaru:

$$\sigma_{n_z} = \sqrt{\frac{N}{t^2} + \frac{N_p}{t_p^2}} = \sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_p}{t_p}} \quad (2.6)$$

2. Zadanie a postup merania

- 1) Preštudujte a zopakujte si teoretické základy matematickej štatistiky a vyhodnocovania meraní náhodných veličín (viď úloha 1).

- 2) Uvažujte, že je k dispozícii celkový čas merania $T_c = 30$ min. Odvodte vzťah pre jeho rozdelenie medzi meranie so žiaričom a meranie bez žiariča tak, aby stredná kvadratická neistota merania početnosti žiariča bola minimálna.
- 3) Realizujte merania pri optimálnom rozdelení času a pri ľubovoľnom inom, neoptimálnom rozdelení toho istého celkového času merania.
- 4) V oboch prípadoch stanovte početnosť žiariča a porovnajte relatívne neistoty meraní. Presvedčte sa, že pri optimálnom rozdelení času merania je relatívna neistota merania skutočne menšia.
- 5) Postup výpočtov, merania, výsledky, ich vyhodnotenie a interpretáciu spracujte vo forme referátu.

2.1 Pracovný postup

Na začiatku cvičenia spustíte meranie pozadia na čas 20 minút. Počas prvého merania pozadia odvodte vzťah pre optimálne rozdelenie času merania. Vychádzame pritom zo vzťahu (2.6) pre strednú kvadratickú odchýlku merania početnosti žiariča. Hľadáme minimum hodnoty σ_{n_z} , pričom jeden z časov vyjadríme pomocou celkového času merania T_c :

$$\sigma_{n_z} = \sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_p}{T_c - t}} \quad (2.7)$$

Počítame deriváciu podľa času a položíme ju rovnú nule:

$$\frac{d\sigma_{n_z}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{\frac{-n}{t^2} + \frac{n_p}{(T_c - t)^2}}{\sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_p}{T_c - t}}} = \frac{1}{2} \frac{\frac{-n}{t^2} + \frac{n_p}{t_p^2}}{\sqrt{\frac{n}{t} + \frac{n_p}{T_c - t}}} = 0 \quad (2.8)$$

Riešením (2.8) je vzťah pre optimálny pomer časov merania so žiaričom a bez žiariča:

$$\frac{t}{t_p} = \sqrt{\frac{n}{n_p}} \quad (2.9)$$

Po odmeraní pozadia (20 min) realizujte meranie so žiaričom za čas 10 minút. Z nameraných hodnôt určite početnosti n a n_p a dosadte ich do vzťahu (2.9). Pre celkový čas merania $T_c = 30$ minút vypočítajte optimálne časy merania. Časy vyjadrujte v minútach.

Opakujte merania bez žiariča a so žiaričom pre optimálne rozdelenie času. Pôvodné meranie bude reprezentovať neoptimálne rozdelenie času. **Porovnajte a interpretujte**

získané výsledky pre optimálne a neoptimálne rozdelenie času. Namerané a vypočítané hodnoty usporiadajte do tabuľky (tab.2.1) obsahujúcej nasledovné údaje:

Tabuľka nameraných a vypočítaných hodnôt

Tab. 2.1

Neoptimálne (pôvodné) rozdelenie času												
t_p	N_p	n_p	t	N	n	n_z	σ_{N_p}	σ_N	σ_{n_z}	δ_{N_p}	δ_N	δ_{n_z}
20			10									
Optimálne rozdelenie času												
t_p	N_p	n_p	t	N	n	n_z	σ_{N_p}	σ_N	σ_{n_z}	δ_{N_p}	δ_N	δ_{n_z}

t, t_p [min]

N, N_p počet impulzov, [bezrozmerné]

n, n_p, n_z počet impulzov za minútu, [min^{-1}]

σ_{N_p}, σ_N počet impulzov, [bezrozmerné]

σ_{n_z} počet impulzov za minútu, [min^{-1}]

$\delta_{N_p}, \delta_N, \delta_{n_z}$ [%]

3. Meranie expozície, expozičnej rýchlosti, dávky a dávkovej rýchlosti

1. Všeobecná časť

V súčasnej epoche technického rozvoja sa čoraz viac využívajú poznatky jadrovej fyziky. S ionizujúcim žiarením sa stretávame v mnohých odvetviach ľudskej činnosti. V technike a priemysle je to röntgenová diagnostika a defektoskopia, v poľnohospodárstve ožiarenie kultúr za účelom ich šľachtenia a sterilizácie, ionizujúce žiarenie sa využíva aj na konzervovanie potravín, v medicíne pri röntgenovej diagnostike, sterilizácii nástrojov, pri používaní značkových nuklidov a v onkologickej terapii. V jadrovofyzikálnych laboratóriách sa ionizujúce žiarenie vyskytuje pri prevádzke rôznych typov urýchľovačov a iných zariadení, ktorých súčasťou sú zdroje žiarenia. So všetkými druhmi žiarenia sa stretávame aj pri prevádzke jadrovoenergetických zariadení. To znamená, že čoraz viac ľudí prichádza priamo aj nepriamo do styku s ionizujúcim žiarením. Aby ľudia a ich okolie neboli vystavení nebezpečenstvu, ktoré ionizujúce žiarenie môže spôsobiť, treba zabezpečiť ich ochranu. Preto treba mať dostatočné vedomosti o vlastnostiach tohto žiarenia, o jeho účinkoch na biologické objekty a najmä o spôsoboch jeho merania. Meraním rôznych vlastností ionizujúceho žiarenia a parametrov zdrojov žiarenia sa zaoberá dozimetria.

V dozimetrii sa stretávame s týmito veličinami a jednotkami:

Aktivita A nejakého telesa z rádioaktívneho prvku (nuklidu) je diferenciálny podiel počtu rádioaktívnych premien N a času t :

$$A = \frac{dN}{dt} \quad (3.1)$$

Aktivita je úmerná počtu rádioaktívnych jadier: $A = \lambda N$, kde λ je premenová (rozpadová) konštanta, ktorá s polčasom premeny $T_{1/2}$ súvisí podľa vzťahu $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$.

Keďže λ je pre daný druh žiarenia konštanta, aktivita bude závisieť iba od počtu rádioaktívnych jadier, preto jej veľkosť bude s časom exponenciálne klesať tak, ako klesá počet rádioaktívnych jadier. Aktivita v čase t sa bude rovnať:

$$A_t = A_0 e^{-\lambda t} \quad (3.2)$$

kde A_0 je počiatočná aktivita, t.j. aktivita v čase $t = 0$.

Hlavnou jednotkou aktivity A je 1 recipročná sekunda = 1 s^{-1} . Hlavná jednotka aktivity má názov becquerel (Bq); $1 \text{ Bq} = 1 \text{ s}^{-1}$.

Pojem dávka (absorbovaná dávka) bol zavedený na určenie účinkov žiarenia v ľubovoľnej látke. Dávka D nejakého ionizujúceho žiarenia je podiel strednej energie $d\bar{\epsilon}$ ionizujúceho žiarenia, absorbovanej objemovým elementom s hmotnosťou dm látky obsiahnutej v tomto elemente:

$$D = \frac{d\bar{\epsilon}}{dm} \quad (3.3)$$

Hlavnou jednotkou dávky je joule na kilogram = J.kg^{-1} . Jej názov je gray (Gy); $\text{Gy} = \text{J.kg}^{-1}$.

Dávkový príkon $\dot{D}$ je časová zmena dávky D :

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt} \quad (3.4)$$

Hlavnou jednotkou dávkového príkonu je joule za sekundu na kilogram = $\text{J.s}^{-1}.\text{kg}^{-1}$

Ožiarenie (expoziícia) X je podiel strednej hodnoty súčtu elektrických nábojov dQ všetkých iónov s rovnakým znamienkom vzniknutých v nejakom množstve vzduchu (po dolete všetkých elektrónov, t.j. negatrónov a pozitronov), uvoľnených dopadajúcimi fotónmi γ v objemovom elemente vzduchu s hmotnosťou dm tohto objemu vzduchu.

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (3.5)$$

Hlavnou jednotkou ožiarenia je coulomb na kilogram (C.kg^{-1}). Táto jednotka nemá názov.

Ožarovací (expozičný) príkon $\dot{X}$ je časová zmena ožiarenia:

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt} \quad (3.6)$$

kde dX znamená strednú hodnotu prírastku ožiarenia v časovom intervale dt . Hlavnou jednotkou ožarovacieho príkonu je coulomb na kilogram za sekundu = ampér na kilogram.

Uvedené jednotky charakterizujú energetické a ionizačné účinky žiarenia, avšak nezohľadňujú rozdielne biologické účinky jednotlivých druhov žiarenia. Preto bola zavedená ďalšia dozimetrická veličina, dávkový ekvivalent H , ktorá vyjadruje aj biologické účinky žiarenia.

Dávkový ekvivalent H v ľubovoľnom mieste biologického väziva je daný vzťahom:

$$H = \sum \omega_R D_{T,R} \quad (3.7)$$

kde $D_{T,R}$ je absorbovaná dávka v biologickom väzive T , ω_R - radiačný váhový faktor, vyjadrujúci biologický účinok žiarenia druhu R . Hodnoty radiačného váhového faktora ω_R sú uvedené v tab. č. 3.1.

Hodnoty radiačného váhového faktora ω_R

Tab. 3.1

Druh žiarenia a jeho energia	ω_R
Fotóny všetkých energií	1
Elektróny všetkých energií	1
Neutróny	
< 10 keV	5
10 keV – 100 keV	10
100 keV – 2 MeV	20
2 MeV – 20 MeV	10
> 20 MeV	5
Protóny > 2 MeV	5
α – častice, fragmenty, ťažké jadrá	20

Názov hlavnej jednotky dávkového ekvivalentu je sievert (Sv); $1 \text{ Sv} = 1 \text{ J.kg}^{-1}$. V zmysle u nás platných predpisov (Vyhláška Ministerstva zdravotníctva č. 12 z 13. decembra 2000, uverejnená v Zbierke zákonov č.12/2001) odvodených od doporučení Medzinárodnej komisie pre rádiologickú ochranu ICRP č. 60, sú limity ožiarenia, platné v SR nasledovné:

1) Limity ožiarenia pracovníkov so zdrojmi ionizujúceho žiarenia:

a) efektívna dávka 100 mSv počas piatich za sebou nasledujúcich kalendárnych rokov, pričom efektívna dávka v žiadnom kalendárnom roku nesmie prekročiť 50 mSv,

- b) ekvivalentná dávka v očnej šošovke 150 mSv v kalendárnom roku,
- c) ekvivalentná dávka v koži 500 mSv v kalendárnom roku, ktorá sa stanovuje ako priemerná dávka na ploche 1 cm² najviac ožiarenej kože bez ohľadu na veľkosť ožiarenej plochy kože,
- d) ekvivalentná dávka v rukách od prstov až po predlaktie a v nohách od chodidiel až po členky 500 mSv v kalendárnom roku.

2) Limity ožiarovania obyvateľov:

- a) efektívna dávka 1 mSv v kalendárnom roku,
- b) ekvivalentná dávka v očnej šošovke 15 mSv v kalendárnom roku,
- c) ekvivalentná dávka v koži 50 mSv v kalendárnom roku, ktorá sa stanovuje ako priemerná dávka na ploche 1 cm² najviac ožiarenej kože bez ohľadu na veľkosť ožiarenej plochy kože.

Ak poznáme aktivitu žiarenia A , vzdialenosť zdroja žiarenia od ožarovaneho objektu l a čas ožarovania t , môžeme určiť veľkosť expozície v [C.kg⁻¹] podľa vzťahu:

$$X = \Gamma \frac{At}{l^2} \quad (3.8)$$

alebo expozičný príkon v [C.kg⁻¹.s⁻¹]:

$$\dot{X} = \Gamma \frac{A}{l^2} \quad (3.9)$$

Konštantu Γ vo vzťahu (3.9) nazývame ožarovacou konštantou expozičnej výdatnosti. Vyjadruje expozičnú charakteristiku poľa žiarenia γ bodového, izotropne vyžarujúceho žiariča daného rádionuklidu pri konštantných hodnotách A a l . Konštanta Γ zohľadňuje počet rôznych energetických skupín fotónov γ na jeden rozpad daného rádionuklidu. Jej rozmer je [C.m².kg⁻¹]. Hodnoty Γ pre niektoré rádionuklidy sú v tab. 3.2.

Medzi dávkou vo vzduchu D_{vzd} a ožiarovaním (expozičiou) X platí vzťah:

$$D_{vzd} \cong \frac{W_{vzd}}{e} X \quad (3.10)$$

kde W_{vzd} je stredná energia ionizácie vo vzduchu a e je náboj jedného iónu.

Keďže náboj jedného iónu je $1,602 \cdot 10^{-19}$ C, jedna jednotka expozície vytvorí v 1 kg vzduchu $6,242 \cdot 10^{18}$ iónov. Na vytvorenie jedného iónu sa vo vzduchu spotrebuje asi 34 eV. Na vytvorenie spomínaného počtu iónov sa spotrebuje energia 34 J. Pre vzduch teda platí:

$$1 \text{ C.kg}^{-1} \sim 34 \text{ J.kg}^{-1} \sim 34 \text{ Gy}$$

Hodnoty ožarovacej konštanty expozičnej výdatnosti pre niektoré rádionuklidy

Tab. 3.2

Nuklid	$\Gamma \cdot 10^{-20} [\text{C.m}^2.\text{kg}^{-1}]$
^{24}Na	351
^{40}K	15
^{52}Mn	348
^{60}Co	249
^{88}Rb	65,20
^{129}I	0,38
^{137}Cs	62,8
^{226}Ra	175

2. Zadanie

Našou úlohou bude stanoviť expozíciu (expozičný príkon) a dávku (dávkový príkon), ktorú spôsobí žiarič fotónov γ v rôznych vzdialenostiach od žiariča. Podľa vzťahu (3.9) vypočítame expozičný príkon v zadaných vzdialenostiach a stanovíme dávkový príkon. Zmeriame expozičný a dávkový príkon v týchto bodoch a porovnáme ho s vypočítanými hodnotami. Prípadnú odchýlku zdôvodníme.

3. Literatúra

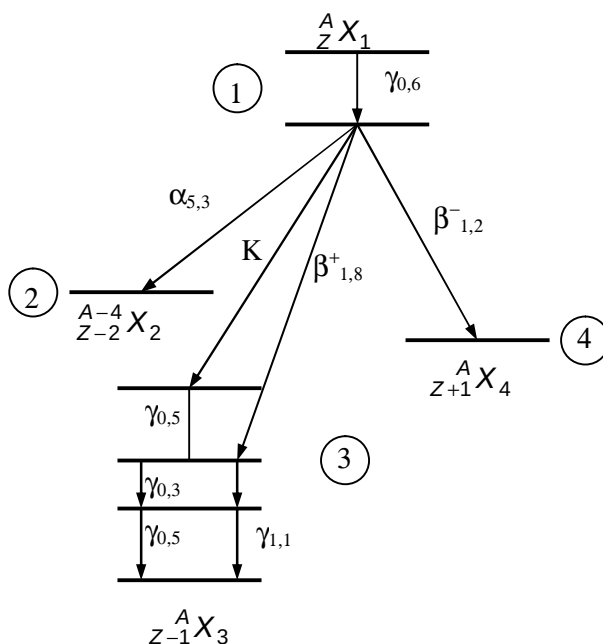
[1] Topoľský, J.: Radiačná bezpečnosť a dozimetria. Bratislava, ES SVŠT 1986.

[2] ČSN 34 1730

4. Rozpadové schémy rádionuklidov a účinný prierez interakcie žiarenia s látkou

1. Všeobecná časť

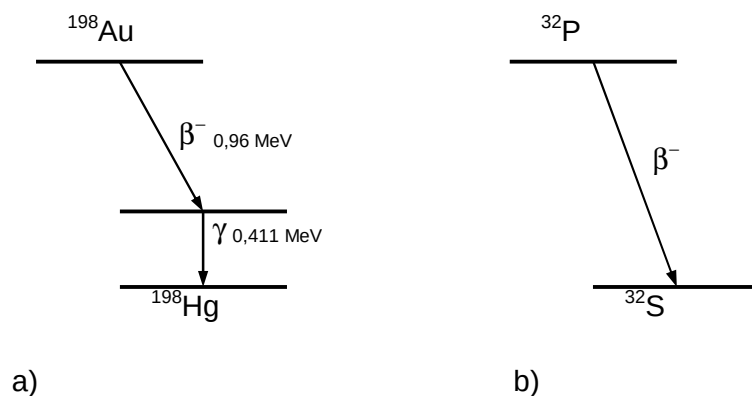
Rozpadová schéma rádionuklidu je energetický diagram, ktorý poskytuje údaje o druhu vyžarovaných častíc alebo kvánt, ich počte pripadajúcom na jedno rozpadajúce sa jadro a energií jednotlivých stavov jadra. Ďalej sú to údaje o východiskovom a konečnom jadre s príslušnými polčasmi premeny.



Obr. 4.1: Všeobecná schéma rozpadu.

Na obr. 4.1 je všeobecný príklad rozpadovej schémy, ktorá zahŕňa všetky údaje a typy premien, s ktorými sa v praxi stretávame. Číselné údaje majú ilustratívny charakter a nereprezentujú rozpadovú schému žiadneho konkrétneho rádionuklidu. Horizontálne čiary **1** predstavujú energetické stavy východiskového jadra X_1 . Horizontálne čiary **2**, **3**, **4** predstavujú energetické stavy konečných jadier X_2 , X_3 a X_4 vzniknutých po premene. Ak pri premene vzniká atóm, ktorého jadro sa nachádza vo vzбудenom stave (atóm X_3), jeden z možných prechodov do základného stavu je vyžiarovanie fotónu gama. Energetické hladiny týchto prechodových stavov v schéme značíme pod sebou ležiacimi horizontálnymi čiarami. Pri β^- premene, šípka medzi horizontálnymi čiarami smeruje vpravo, pri K-záchyte a β^+

premene vľavo a pri α rozpade taktiež vľavo. Vedľa šípky je okrem označenia príslušnej premeny číslo, vyjadrujúce energiu α -častice a fotónu gama a pri β -pemene udáva toto číslo maximálnu energiu beta spektra. Okrem toho sa tu uvádza tiež pravdepodobnosť premeny v percentách, niekedy i spin, polčas premeny a koeficient vnútornej konverzie.



Obr. 4.2: Schémy rozpadu: a) ^{198}Au , b) ^{32}P .

Na obrázku 4.2a je príklad rozpadovej schémy jadra izotopu zlata ^{198}Au . Jadro ^{198}Au vyžiari β časticu (maximálna energia beta spektra je 0,96 MeV), čím prechádza na vzbudenú hladinu jadra ^{198}Hg s energiou 0,411 MeV. V tomto vzbudenom stave existuje jadro približne $4 \cdot 10^{-9}$ s. Následne prechádza do základného stavu, pričom vyžiari fotón gama s energiou 0,411 MeV.

Existujú prípady, keď novovzniknuté jadro je hneď v základnom stave. Napríklad jadro izotopu fosforu ^{32}P (obr. 4.2b) sa po vyžiarení beta častice mení na jadro síry ^{32}S v základnom stave.

Ako už bolo spomenuté, pri radiačnej premene podľa určitej schémy dochádza k vyžiareniu častíc alfa, beta, fotónu gama, popr. neutrónu, ktoré interagujú s okolitým prostredím alebo sú registrované vhodným detektorom žiarenia. Tieto rádionuklidy existujú v prirodzenej forme alebo ich môžeme pripraviť umelo. K umelej príprave potrebujeme zdroj neutrónov, ktorým ožarujeme stabilné izotopy. Dôsledkom interakcie neutrónov so stabilným izotopom prvku je vznik rádionuklidu, ktorý sa opäť rozpadá podľa určitej charakteristickej rozpadovej schémy. Mierou pravdepodobnosti uskutočnenia interakcie žiarenia s látkou je účinný prierez.

Mikroskopický účinný prierez neutrónu σ vyjadruje pravdepodobnosť interakcie medzi jadrami atómu, ktoré sa nachádzajú v jednotkovej ploche a neutrónom, ktorý prechádza touto plochou. Základnou jednotkou mikroskopického účinného prierezu je m^2 . Staršou jednotkou bol barn ($1 \text{ barn} = 10^{-28} \text{ m}^2$). Makroskopický účinný prierez Σ vyjadruje

pravdepodobnosť interakcie medzi všetkými jadrami, ktoré sa nachádzajú v jednotkovom objeme s jedným neutrónom, pričom:

$$\Sigma = \sigma N \quad (4.1)$$

kde N je počet atómov pripadajúcich na jednotku objemu, pričom platí:

$$N = \frac{N_A}{A} \rho \quad (4.2)$$

kde N_A je Avogadrovo číslo, A je atómová hmotnosť a ρ merná hmotnosť. Makroskopický účinný prierez $\Sigma = \sigma N$ sa udáva v jednotkách $[m^{-1}]$.

Ak pri zachytení neutrónu s účinným prierezom σ a s fluenciou neutrónov Φ vzniká rádionuklid, potom pre maximálnu aktivitu jednotkového objemu vzorky A_m platí:

$$A_m = \sigma N \Phi \quad (4.3)$$

príčom aktivita A_m sa nazýva merná aktivita a má rozmer $[s^{-1}m^{-3}]$.

Ak pri rovnakej fluencii Φ uvažujeme pomer aktivít dvoch rádionuklidov, dostaneme vzťah:

$$\frac{A_1}{A_2} = k \frac{\sigma_1}{\sigma_2} \quad (4.4)$$

kde k je konštanta, ktorá zahrňuje pomer merných hmotností a atómových hmotností jednotlivých rádionuklidov. Zo vzťahu (4.4) vyplýva, že na základe merania aktivít dvoch rôznych rádionuklidov môžeme určiť pomer ich účinných prierezov, poprípade ak jeden poznáme identifikovať druhý.

V tejto úlohe sa budeme zaoberať okrem analýzy rozpadových schém, aj určovaním podielu účinných prierezov rádionuklidov ^{55}Mn a ^{51}V . Vzorky predstavujú zlúčeniny MnO_2 a V_2O_5 . Pri ožarovaní týchto vzoriek neutrónmi vznikajú rádionuklidy ^{56}Mn a ^{52}V . Hmotnostná koncentrácia Mn v zlúčenine sa rovná pomernej atómovej hmotnosti z molekulovej hmotnosti MnO_2 t. j. 0,63. Podobne určíme aj hmotnostnú koncentráciu vanádu.

Pri meraní treba zachovať rovnakú geometriu a vzorky ožarovať vzhľadom na veľkosti ich poločasov. Vzorku s nuklidom ^{55}Mn treba ožarovať minimálne 9 hodín ($T_{1/2} \text{ Mn} = 2,89 \text{ h}$) a vzorku s nuklidom ^{51}V minimálne 15 minút ($T_{1/2} \text{ V} = 3,78 \text{ min}$).

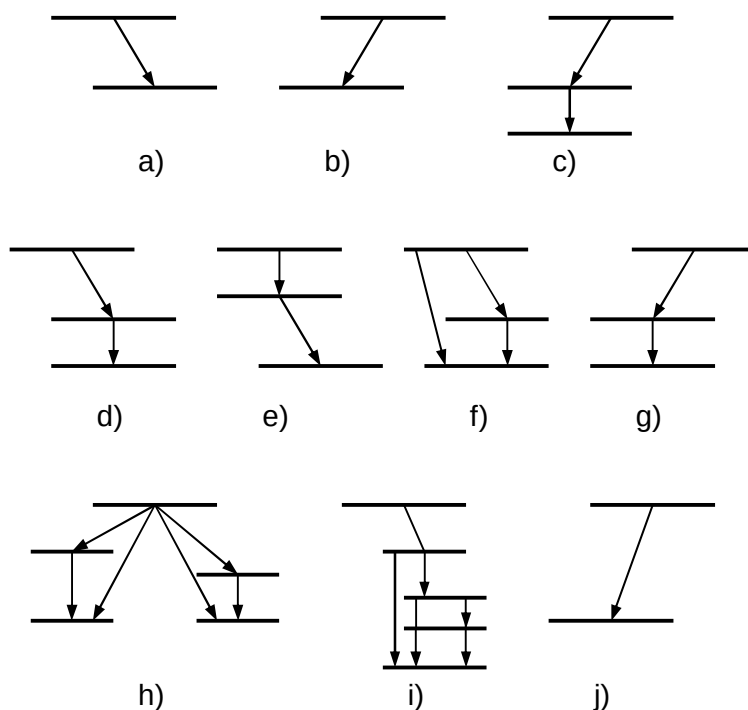
Pomer účinných prierezov vypočítame zo vzťahu:

$$\frac{N(\text{Mn}) - N_p}{N(\text{V}) - N_p} = k \frac{\sigma(\text{Mn})}{\sigma(\text{V})} \quad (4.5)$$

kde N je počet nameraných impulzov od jednotlivých rádionuklidov, N_p je počet impulzov pozadia a k je konštanta, ktorej význam je daný vzťahom (4.4).

2. Zadanie a postup merania

- 1) Napíšte pomocou tabuliek a databázy izotopov, ktoré prvky môžu vzniknúť rozpadom nasledovných rádionuklidov: ^{14}C , ^{35}S , ^{45}Ca , ^{40}K , ^3H a ^{64}Cu .
- 2) Vysvetlite, o aký druh rozpadu ide v rozpadových schémach na obr. 4.3.
- 3) Nakreslite podľa tabuliek rozpadové schémy ^{137}Cs , ^{60}Co , ^{24}Na .
- 4) Zmerajte veľkosť pozadia a počet impulzov od vzoriek obsahujúcich rádionuklidy ^{56}Mn a ^{52}V .
- 5) Podľa vzťahu (4.5) vypočítajte pomer účinných prierezov.
- 6) Namerané výsledky porovnajte s tabuľkovými hodnotami účinných prierezov pre ožarovanie tepelnými neutrónmi: $\sigma(\text{Mn}) = 13 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$, $\sigma(\text{V}) = 4,5 \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$.



Obr. 4.3: Rozpadové schémy neznámych nuklidov.

3. Literatúra

- [1] Hodgson, P.E., Gadiali, E., Gadiali-Erba, E.: Introductory Nuclear Physics, Clarendon Press, Oxford, 1997.

5. Štúdium Comptonovho javu

1. Všeobecná časť

Comptonov jav (rozptyl) je jedným z mechanizmov interakcie fotónov s látkou. Objavil ho v roku 1923 A.H. Compton, po ktorom je pomenovaný. Je prejavom vlnovo-korpuskulárneho dualizmu, kedy sa uplatňujú korpuskulárne vlastnosti elektromagnetického žiarenia. Možno ho interpretovať ako „zrážku“ „častice“ elektromagnetického žiarenia – **fotónu** – a elektrónu v látke. Fotón v skutočnosti predstavuje isté **kvantum energie** elektromagnetického žiarenia. Energia fotónu E je daná vzťahom $E = h\nu$, kde h je Planckova konštanta $6,626078 \cdot 10^{-34}$ Js a ν je frekvencia elektromagnetického žiarenia. Hybnosť fotónu $\vec{p}$ je daná $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, kde $\hbar = \frac{h}{2\pi}$ a $\vec{k}$ je vlnový vektor. Pre absolútne hodnoty vektora hybnosti a vlnového vektora platia vzťahy:

$$|\vec{p}| = p = \frac{h\nu}{c} \quad |\vec{k}| = k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \lambda = \frac{c}{\nu} \quad (5.1)$$

kde λ je vlnová dĺžka elektromagnetického žiarenia a c je rýchlosť svetla vo vákuu.

Energia primárneho fotónu sa v procese zrážky absorbuje, pričom časť sa zmení na kinetickú energiu elektrónu a zvyšná časť sa vyžiari ako nový fotón s väčšou vlnovou dĺžkou. Uhlová závislosť energie vyžiareného fotónu nasvedčuje tomu, že celý proces možno interpretovať ako „pružnú zrážku“ primárneho fotónu s voľným elektrónom. Tejto predstave vyhovujú aj elektróny viazané v atóme (najmä na vonkajších sférach), ktorých väzbová energia (niekoľko eV) je zanedbateľná voči energii dopadajúceho žiarenia (stovky keV až jednotky MeV). Elektrón môže po zrážke nadobudnúť takú energiu (rýchlosť), že sa stáva relativistickou časticou.

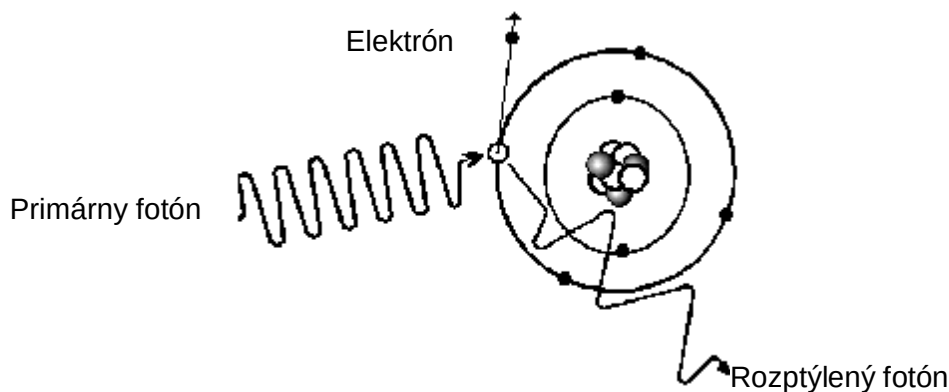
Matematický opis Comptonovho javu sa preto opiera o predstavu pružnej zrážky fotónu s voľným elektrónom, pričom sa uplatňujú relativistické efekty. Platí zákon zachovania energie a hybnosti. Comptonov jav je schematicky znázornený na obr. 5.1. Na obr. 5.2 je Comptonov jav interpretovaný ako pružná zrážka fotónu s elektrónom.

Zákon zachovania energie a hybnosti pre sústavu podľa obr. 5.2 má tvar:

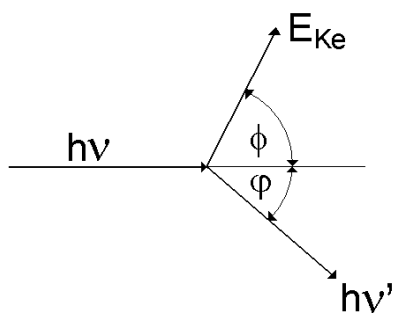
$$h\nu = h\nu' + E_{ke} \quad (5.2)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos \varphi + p_e \cos \phi \quad (5.3)$$

$$\frac{h\nu'}{c} \sin \varphi = p_e \sin \phi \quad (5.4)$$



Obr. 5.1: Schematické znázornenie Comptonovho javu. Primárny fotón interaguje s kvázi-volným (slabo viazaným) elektrónom v atóme. Energia primárneho fotónu sa rozdelí medzi kinetickú energiu elektrónu a energiu novo-vzniknutého fotónu.



Obr. 5.2: Interpretácia Comptonovho javu ako pružnej zrážky fotónu s elektrónom.

Rovnice (5.3) a (5.4) vynásobíme rýchlosťou svetla, umocníme na druhú a sčítame, čím eliminujeme uhol odrazu elektrónu ϕ :

$$p_e^2 c^2 = (h\nu)^2 - 2h^2 \nu \nu' \cos \varphi + (h\nu')^2 \quad (5.5)$$

Pre kinetickú energiu elektrónu s pokojovou hmotnosťou m_0 platí obecný vzťah [1]:

$$p_e^2 c^2 = E_{Ke}^2 + 2E_{Ke} m_0 c^2 \quad (5.6)$$

Dosadením za kinetickú energiu elektrónu zo zákona zachovania energie (5.2) a porovnaním s rovnicou (5.5) dostaneme:

$$\begin{aligned}
 (h\nu - h\nu')^2 + 2m_0c^2(h\nu - h\nu') &= (h\nu)^2 - 2h^2\nu\nu'\cos\varphi + (h\nu')^2 \\
 2m_0c^2h\nu - 2m_0c^2h\nu' - 2h^2\nu\nu' &= -2h^2\nu\nu'\cos\varphi \\
 m_0c^2\nu - m_0c^2\nu' &= h\nu\nu'(1 - \cos\varphi)
 \end{aligned}
 \tag{5.7}$$

Po nahradení frekvencie fotónu jeho vlnovou dĺžkou podľa vzťahu (5.1) dostaneme výsledný vzťah pre rozdiel vlnových dĺžok:

$$\begin{aligned}
 m_0\left(\frac{c}{\lambda} - \frac{c}{\lambda'}\right) &= \frac{h}{\lambda\lambda'}(1 - \cos\varphi) \\
 \lambda' - \lambda &= \frac{h}{m_0c}(1 - \cos\varphi) = \Lambda(1 - \cos\varphi)
 \end{aligned}
 \tag{5.8}$$

kde $\Lambda = \frac{h}{m_0c}$ je tzv. **Comptonova vlnová dĺžka**.

Vlnová dĺžka rozptýleného fotónu je vždy väčšia ako vlnová dĺžka dopadajúceho fotónu. Rozdiel vlnových dĺžok závisí od uhla rozptylu a nezávisí od energie dopadajúceho fotónu ani od materiálu, v ktorom rozptyl nastáva.

2. Zadanie a postup merania

- 1) Zreprodukuje postup pre výpočet zmeny vlnovej dĺžky pri Comptonovom jave.
- 2) Vykonajte energetickú kalibráciu mnohokanálového analyzátora.
- 3) Zmerajte energetické spektrá rozptýlených fotónov pod uhlami 0° , 20° , 40° , 60° a 80° .
Výsledky porovnajte s teoretickými hodnotami.
- 4) Nájdite zmeny vlnových dĺžok a výsledky porovnajte s teoretickými hodnotami.
- 5) Zmerajte uhlové rozloženie odrazených elektrónov.
- 6) Zmerajte energiu odrazených elektrónov pre určitý zadaný uhol. Výsledok porovnajte s teoreticky vypočítanou hodnotou.
- 7) Výsledky merania spracujte vo forme referátu.

2.1 Postup

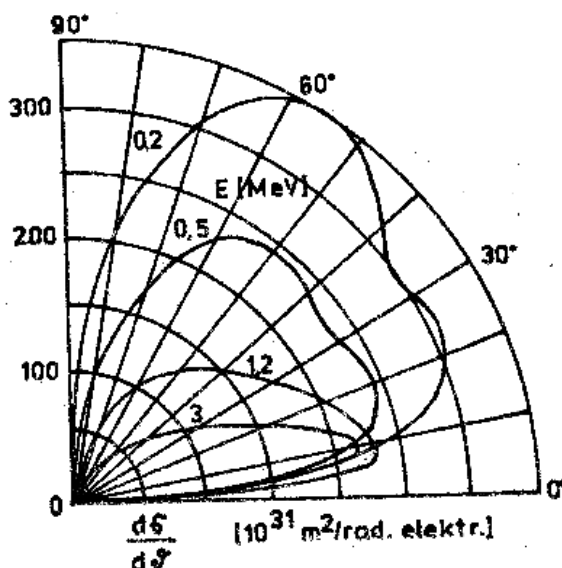
Energetickú kalibráciu vykonáme pomocou žiaričov so známou energiou ^{137}Cs (661 keV) a ^{60}Co (1,17 MeV a 1,33 MeV).

Pre výpočet energie rozptýlených fotónov vychádzajte zo vzťahu (5.8), z ktorého najprv vyjadrite vlnovú dĺžku rozptýleného fotónu. Z vlnovej dĺžky vyjadrite energiu podľa (5.1). Výsledný vzťah je:

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu}{m_0c^2}(1 - \cos\varphi)} \quad (5.9)$$

Ako zdroj primárnych fotónov je použitý žiarič ^{137}Cs s energiou 661 keV.

Rozloženie rozptýlených elektrónov sa charakterizuje tzv. diferenciálnym účinným prierezom. Diferenciálny účinný prierez pre rovinný uhol ϑ , ktorý vyjadruje uhlové rozloženie intenzity comptonovsky odrazených elektrónov pre rôzne energie dopadajúcich fotónov je zobrazený na obr. 5.3. Uhlové rozloženie intenzity odrazených elektrónov sa meria pre uhly $\vartheta = 15^\circ$ až 90° . Pre uhly menšie ako 15° by boli výsledky merania veľmi skreslené priamym zväzkom dopadajúcich fotónov. Pri meraní intenzity odrazených elektrónov treba urobiť korekciu na prirodzené pozadie, na pozadie od γ -žiarenia prenikajúceho z oloveného krytu aj na γ -žiarenie rozptýlené pod uhlom ϑ . Ako rozptyľujúca látka sa použije hliníková fólia hrúbky 1 až 0.2 mm. Výsledky merania sa zobrazia v polárnej sústave súradníc a porovnajú s grafom (5.3).



Obr. 5.3: Uhlové rozloženie intenzity odrazených elektrónov (diferenciálny účinný prierez) v závislosti od energie dopadajúcich fotónov [MeV].

Meranie energie odrazených elektrónov sa vykoná metódou absorpcie elektrónov v hliníkových alebo buničinových filtroch. Na základe absorpčnej krivky a pri použití tabuliek dosahu elektrónov v rôznych látkach sa určí energia odrazených elektrónov. Energia

odrazeného elektrónu je daná rozdielom energií dopadajúceho a rozptýleného fotónu. Po dosadení zo vzťahu (5.9) dostaneme:

$$E_{K_e} = h\nu - h\nu' = h\nu \frac{\lambda(1 - \cos\phi)}{\lambda + \lambda(1 - \cos\phi)} \quad (5.10)$$

kde λ je vlnová dĺžka dopadajúceho fotónu.

S použitím zákona zachovania hybnosti je možné vyjadriť vzťah medzi energiou odrazeného elektrónu a uhlom odrazu elektrónu ϕ :

$$E_{K_e} = \frac{2m_0c^2(h\nu)^2 \cos^2\phi}{(h\nu - m_0c^2)^2 - (h\nu)^2 \cos^2\phi} \quad (5.11)$$

3. Literatúra

- [1] Hucl, M.: Kvantová a štatistická fyzika. Základy, Skriptum ES SVŠT Bratislava, 1984.
- [2] Cirák, J. a kol.: Jadrovo-fyzikálne metódy a zariadenia. Návod na laboratórne cvičenia, FEI STU Bratislava, 2001.

6. Absorpcia gama žiarenia a jej praktické využitie

1. Všeobecná časť

Podstatou interakcie gama žiarenia s látkou je absorpcia fotónov rôznymi mechanizmami, v dôsledku čoho dochádza k exponenciálnemu poklesu intenzity žiarenia v závislosti od hrúbky materiálu, ktorým žiarenie preniká (absorpčný zákon):

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x} \quad (6.1)$$

kde $I(x)$ je intenzita žiarenia po prechode vrstvou materiálu hrúbky x , I_0 je intenzita žiarenia na povrchu absorbátora a μ je tzv. **lineárny súčiniteľ zoslabenia** gama žiarenia. Udáva sa v $[m^{-1}]$. Lineárny súčiniteľ zoslabenia možno vyjadriť pomocou celkového **účinného prierezu** interakcie žiarenia s látkou, σ , ako $\mu = \sigma n$, kde n je počet atómov v jednotkovom objeme absorbátora. Absorpčný zákon (6.1) má potom tvar:

$$I(x) = I_0 e^{-\sigma n x} \quad (6.2)$$

Okrem lineárneho súčiniteľa zoslabenia sa používa aj tzv. **hmotnostný súčiniteľ zoslabenia**, μ_m , ktorý je definovaný vzťahom:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} \quad (6.3)$$

kde ρ je merná hmotnosť látky. Hmotnostný súčiniteľ zoslabenia má rozmer $[m^2 kg^{-1}]$. Zákon absorpcie má tvar:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu_m \rho x} = I_0 e^{-\mu_m R} \quad (6.4)$$

kde $R = \rho x$ má význam plošnej hustoty látky v $[kg m^{-2}]$.

Žiarenie gama je absorbované rôznymi mechanizmami, z ktorých najvýznamnejšie sú fotoefekt, Comptonov efekt (pozri úlohu 5) a tvorba elektrón-pozitrónových párov (e^-e^+ párov). Celkový účinný prierez interakcie žiarenia s látkou je preto daný súčtom účinných prierezov pre fotoefekt, σ_f , Comptonov efekt, σ_c a tvorbu e^-e^+ párov, σ_p :

$$\sigma = \sigma_f + \sigma_c + \sigma_p \quad (6.5)$$

Celkový účinný prierez je vo všeobecnosti funkciou energie dopadajúceho žiarenia, E , a protónového čísla absorbátora, Z . Napríklad účinný prierez pre fotoefekt je úmerný Z^5 a s rastúcou energiou dopadajúceho žiarenia prudko klesá.

Absorpciu gama žiarenia v látkach môžeme aj prakticky využiť, napríklad na určovanie merných hmotností látok a v defektoskopii.

2. Zadanie a postup merania

- 1) Určte lineárny súčiniteľ zoslabenia gama žiarenia v železe.
- 2) Určte mernú hmotnosť vybraných materiálov.
- 3) Zistite tvar namodelovaného defektu (dutiny) pomocou absorpcie gama žiarenia.

2. 1 Postup

Určenie lineárneho súčiniteľa zoslabenia

Lineárny súčiniteľ zoslabenia gama žiarenia určíme meraním závislosti intenzity žiarenia $I(x)$ ako funkcie hrúbky absorbátora, ktorý sa nachádza medzi zdrojom gama žiarenia a detektorom (vzťah (6.1)). Ako zdroj gama žiarenia použijeme ^{137}Cs s energiou 661 keV. Detektorom bude scintilačná sonda. Absorbátorom budú železné kvádre hrúbky 3 cm. Hrúbku absorbátora meníme pridávaním železných kvádrov. Meranie bez absorbátora predstavuje hodnotu I_0 . Pridávaním železných kvádrov meriame pri hrúbkach $x = 3, 6, 9, 12$ a 15 cm. Pri každej hrúbke absorbátora merajte trikrát a vypočítajte aritmetický priemer. Závislosť $I(x)$, ktorá je exponenciálna, vynesieme v semilogaritmickej mierke, čím získame lineárnu závislosť $\ln[I(x)] = f(x)$. Lineárny súčiniteľ zoslabenia určíme ako smernicu tejto priamky lineárnou regresiou.

Všimnite si, že výsledky meraní sa budú mierne líšiť podľa toho, či budeme kvádre prikladať na stranu detektora alebo na stranu zdroja. Pokúste sa vysvetliť tento rozpor a navrhnúť opatrenia, ktorými by sa uvedený problém dal eliminovať.

Stanovenie mernej hmotnosti látok

Pri určovaní mernej hmotnosti látok pomocou absorpcie gama žiarenia musíme vytvoriť vhodné podmienky merania tak, aby sme vylúčili závislosť účinného prierezu absorpcie od protónového čísla absorbátora. Vychádzame z toho, že proces tvorby e^-e^+ párov má

nenulovú pravdepodobnosť len pre energie dopadajúceho žiarenia väčšie ako $2 \times 511 \text{ keV}$ (511 keV je pokojová hmotnosť elektrónu, resp. pozitronu). Pre menšie energie možno účinný prierez pre tvorbu e^-e^+ párov považovať za nulový. Podobne, pre energie väčšie ako $0,5 \text{ MeV}$ je dominantným procesom absorpcie Comptonov efekt, t.j. interakcia fotónu gama s kvázi-volným elektrónom látky (pozri úlohu 5). Účinný prierez tohto procesu prepočítaný na jeden atóm je úmerný počtu elektrónov v atóme, t.j. $\sigma_c|_{atom} = Z\sigma_c$, kde σ_c je účinný prierez pre Comptonov efekt na jednom elektróne. Vzťah (6.4) upravíme:

$$I(x) = I_0 e^{-\mu_m R} = I_0 e^{-\frac{nZ\sigma_c R}{\rho}} = I_0 e^{-\frac{N_A}{A} Z\sigma_c R} \cong I_0 e^{-\frac{1}{2} N_A \sigma_c R} = I_0 e^{-\frac{1}{2} N_A \sigma_c \rho x} \quad (6.6)$$

pričom sme využili vzťahy:

$$n = \rho \frac{N_A}{A} \quad \text{a} \quad \frac{Z}{A} \cong \frac{1}{2} \quad (6.7)$$

kde N_A je Avogadrovo číslo a A je hmotnostné číslo látky.

Zo vzťahu (6.6) dostávame pre mernú hmotnosť:

$$\rho = \frac{1}{\mu_m x} \ln \frac{I_0}{I(x)} \quad (6.8)$$

Ako vyplýva zo vzťahu (6.6), hmotnostný súčiniteľ zoslabenia μ_m nezávisí od protónového ani od hmotnostného čísla látky. Pri vhodnej energii gama žiarenia je konštantný pre širokú škálu prvkov. Vo výpočtoch uvažujte hodnotu $\mu_m = 0,056 \text{ cm}^2\text{g}^{-1}$, ktorá bola získaná ako aritmetický priemer hmotnostných súčiniteľov zoslabenia viacerých materiálov [1].

Výsledok merania je však skreslený tým, že detektor registruje nielen pôvodné žiarenie, ktoré prešlo skúmanou vzorkou bez absorpcie, ale aj rozptýlené gama žiarenie so širším spektrom energie. Na zohľadnenie tejto skutočnosti treba vzťah (6.8) modifikovať:

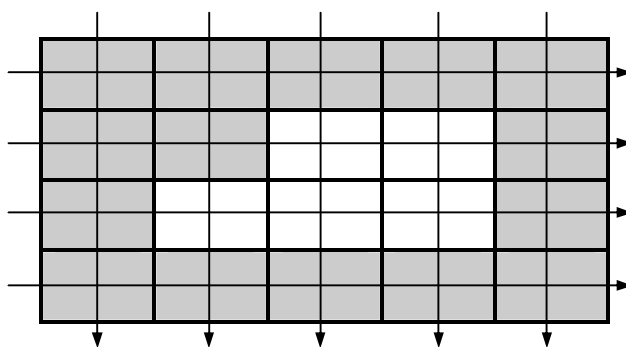
$$\rho = \frac{1}{\mu_m x \varepsilon} \ln \frac{I_0}{I(x)} \quad (6.9)$$

kde ε je korekčný faktor, ktorý získame experimentálne meraním známej vzorky. Ako známu vzorku použite železné kvádre, pričom merná hmotnosť železa je $\rho_{\text{Fe}} = 7890 \text{ kg/m}^3$. Po určení korekčného faktora stanovte mernú hmotnosť neznámeho materiálu.

Defektoskopia

Pri defektoskopii sa využíva zmena hrúbky skúmaného materiálu vplyvom defektov (dutín, bublín, trhlin, prasknutí a pod.). Vašou úlohou bude zistiť (zrekonštruovať) tvar defektu, namodelovaného vedúcim cvičenia, meraním absorpcie gama žiarenia v dvoch na seba

kolmých smeroch neznámej vzorky. Defekt je vytvorení vynechaním niekoľkých železných kociek rozmerov 3 x 3 cm v uzavretej krabici. Na krabici je znázornená sieť 3 x 3 cm tak, ako to ilustruje obr. 6.1. V každom vyznačenom smere urobte tri merania a k jednotlivým smerom merania si zapíšte ich aritmetický priemer. Z nameraných údajov sa pokúste zrekonštruovať tvar defektu.



Obr. 6.1: Meracia sieť a smery meraní pre zisťovanie tvaru namodelovaného defektu.

3. Literatúra

- [1] Cirák, J. a kol.: Jadrovo-fyzikálne metódy a zariadenia. Návod na laboratórne cvičenia, FEI STU Bratislava, 2001.

7. RNRA - Analýza materiálov pomocou rezonančných jadrových reakcií

1. Všeobecná časť

Pri interakcii iónov s látkou môže nastať prípad, že letiaci kladný ión (protón, deuterón, α -častica a pod.) prekoná potenciálovú jadrovú bariéru a prenikne do jadra. Vzniknuté zložené jadro má narušenú rovnováhu nukleónov. Je nestabilné a po veľmi krátkom čase sa rozpadá, pričom časť nukleónov emituje. Po dosiahnutí stabilného počtu nukleónov vzniká nový prvok vo vzbudenom stave, t.j. s prebytkom energie, ktorá však nestačí na emisiu ďalšieho nukleónu. Tejto energie sa jadro zbavuje vyžiarovaním jedného, prípadne niekoľkých γ -kvánt. Emitované nukleóny a γ -kvantá majú definované energie charakteristické pre jednotlivé jadrové reakcie. Ak poznáme pravdepodobnosť vzniku jadrovej reakcie, môžeme meraním energie a počtu vyžiarených nukleónov alebo γ -kvánt určiť druh a množstvo určitého izotopu v skúmanej vzorke.

Letiaci ión môže prekonať potenciálovú jadrovú bariéru v dvoch prípadoch, a to, ak je jeho energia vyššia ako coulombovská bariéra - **nadprahové reakcie**, alebo ak spĺňa podmienku povoleného prechodu medzi jadrovými hladinami - **podprahové reakcie**. Pri hĺbkovej analýze vzoriek pomocou NRA (Nuclear Reaction Analysis - analýza pomocou jadrových reakcií) sa využívajú predovšetkým podprahové reakcie, pretože k nim dochádza len pri určitých konkrétnych kinetických energiách iónov, ktoré označujeme ako **rezonančné energie E_r** .

Podprahové jadrové reakcie používané na analýzy vznikajú pri relatívne nízkych energiách ľahkých iónov ($E_0 \sim \text{MeV}$) dopadajúcich na ľahké prvky ($Z_2 \leq 15$). Účinné prierezy σ jadrových reakcií na ťažkých jadrách sú pre ióny s energiou $\sim \text{MeV}$ zanedbateľné kvôli silnému coulombovskému odpudzovaniu.

Poznáme dva druhy NRA, podľa závislosti zmeny účinného prierezu reakcie od energie dopadajúcich iónov.

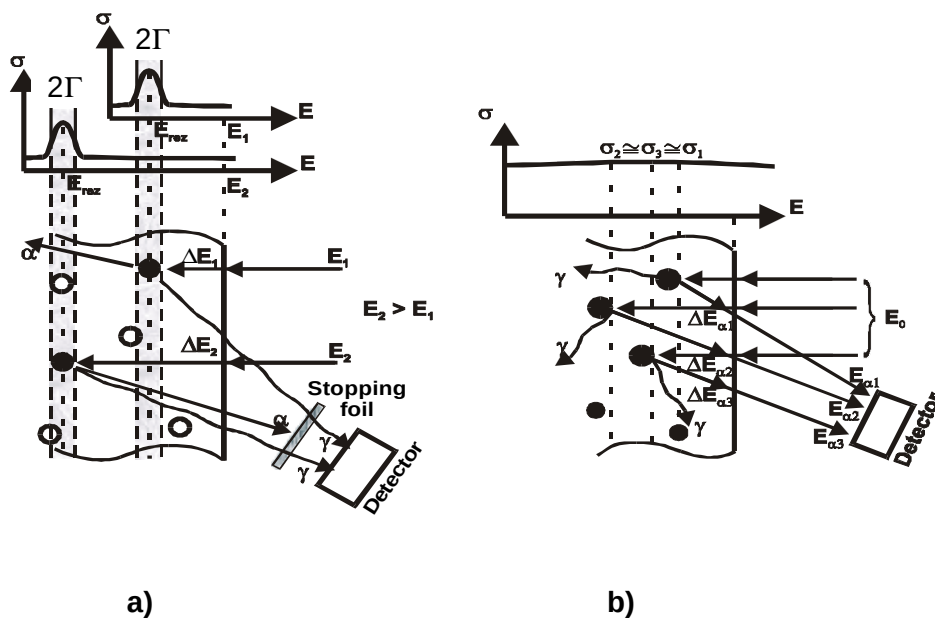
1. *Analýza jadrovými reakciami s výraznou rezonanciou (RNRA - Resonant Nuclear Reaction Analysis):*

Účinný prierez reakcie má výrazný pík pre určitú energiu E_r , resp. šírka reakcie $\Gamma \ll E_r$. Analýza sa robí pomocou zvyšovania energie dopadajúcich iónov na vzorku. Keď je energia iónov rovná rezonančnej, dôjde k reakcii na povrchu vzorky. Pri zvýšení energie iónov

nenastane už jadrová reakcia na povrchu vzorky (lebo tu bude energia vyššia ako rezonančná), ale nastane až po znížení energie iónov na rezonančnú prechodom cez určitú vrstvu vzorky. Ďalším zvyšovaním energie zväzku analyzujeme vrstvy vo väčšej hĺbke, pozri obr. 7.1a.

2. Jadrové reakcie so slabou rerezonanciou:

Ak účinný prierez jadrovej reakcie σ len slabو závisí od energie primárnych iónov E_0 ($\Gamma \cong E_r$), produkty reakcie vznikajú v celom ožarovanom objeme s približne rovnakou pravdepodobnosťou. Emitované nukleóny sú prechodom cez vzorku postupne spomaľované – strácajú energiu ΔE v závislosti od dĺžky dráhy, ktorú prešli vo vzorke. Analýza energie detekovaných častíc preto vedie priamo ku hĺbkovému profilu sledovaného izotopu, pozri obr. 7.1b. Výhoda tejto metódy spočíva v tom, že na analýzu celej vzorky stačí zväzok s jednou energiou a z jedného nameraného energetického spektra môžeme určiť hľadaný koncentračný profil.



Obr. 7.1: Princíp NRA s využitím: a) rezonančnej reakcie, detekujú sa γ -kvantá. Γ – šírka reakcie, ΔE – straty iónov v dôsledku brzdenia v látke. b) reakcie s účinným prierezom slabو závisiacim od energie primárneho zväzku, detekujú sa emitované nukleóny, napr. α -častice.

Na KJFT je rozpracovaná metóda RNRA s využitím rezonančných jadrových reakcií typu (p, γ) , resp. $(p, \alpha \gamma)$ s energiou primárnych protónov $E_0 \leq 1 \text{ MeV}$. Detekuje sa emitované γ -žiarenie. Čiastočný prehľad možných reakcií je v tab. 7.1.

Vybrané možnosti analýz pomocou (p, γ) rezonančných jadrových reakcií.

Tab. 7.1

E_{H^+} - energia dopadajúcich protónov, E_γ - energia emitovaných γ -kvánt, σ - účinný prierez, Γ - šírka rezonancie, ε - emisné percento na reakciu. Kurzívou sú vyznačené reakcie doteraz zaregistrované na KJFT.

REAKCIA	E_{H^+} [keV]	E_γ [MeV]	σ [mb]	Γ [keV]	ε [%]
${}^7\text{Li}(p,\gamma){}^8\text{Be}$	441	17,65	6	12	63
		14,75			37
${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$	330	6,15	-	160	21
		5,15			55
		4,75			11
		2,15			3,5
		1,7			13
		1,43			4,5
		1,02			58
		0,72			84
		0,41			3,5
${}^{11}\text{B}(p,g){}^{12}\text{C}$	163	16,11	0,157	7	3,5
		11,68			96,5
		4,43			96,3
	675	12,15	0,050	322	100
		4,43			100
${}^{12}\text{C}(p,g){}^{13}\text{N}$	459	2,36	0,127	39,5	100
${}^{13}\text{C}(p,g){}^{14}\text{N}$	550	8,06	1,44	32,5	-
${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$	278	6,8	-	1,6	-
	700	8,0	-	100	-
${}^{15}\text{N}(p,\alpha g){}^{12}\text{C}$	360	4,43	0,03	94	100
	429	4,43	300	0,9	100
${}^{18}\text{O}(p,\gamma){}^{19}\text{F}$	630	8,5	-	2,6	-
${}^{19}\text{F}(p,\alpha g){}^{16}\text{O}$	224	7,12	0,2	1	-
		6,72			-
	340	6,13	102	2,4	96,5
	483,6	6,13	32	0,9	79
	597	6,13	7	30	100
	672	6,13	57	6	81
${}^{24}\text{Mg}(p,g){}^{25}\text{Al}$	226	2,06		1	
		1,56			
		0,95			

2. Experimentálne zariadenie

Základom zariadenia je vertikálny lineárny elektrostatický urýchľovač iónov vlastnej konštrukcie s kaskádnym zdrojom urýchľujúceho napätia. Urýchľovač pozostáva z týchto hlavných častí (obr. 7.2.):

- *iónového injektora*, ktorý produkuje iónový zväzok s energiou 20 - 40 keV
- *elektrostatického urýchľovacieho systému*, ktorý urýchľuje ióny na požadovanú energiu (70 keV - 1 MeV)
- *systému monitorovania a analýzy* urýchleného zväzku
- *vákuového systému*.

Iónový injektor sa nachádza vo vysokonapäťovom termináli urýchľovača. Je tvorený výmenným iónovým zdrojom, extrakčným a fokusačným systémom, rýchlostným filtrom.

Urýchľovací systém je konštruovaný ako tzv. nehomogénna trubica tvorená sústavou siedmich, geometricky identických imerzných šošoviek.

Na výstupe urýchľovacieho systému je umiestnená prvá monitorovacia komora a hlavný vákuový čerpací systém.

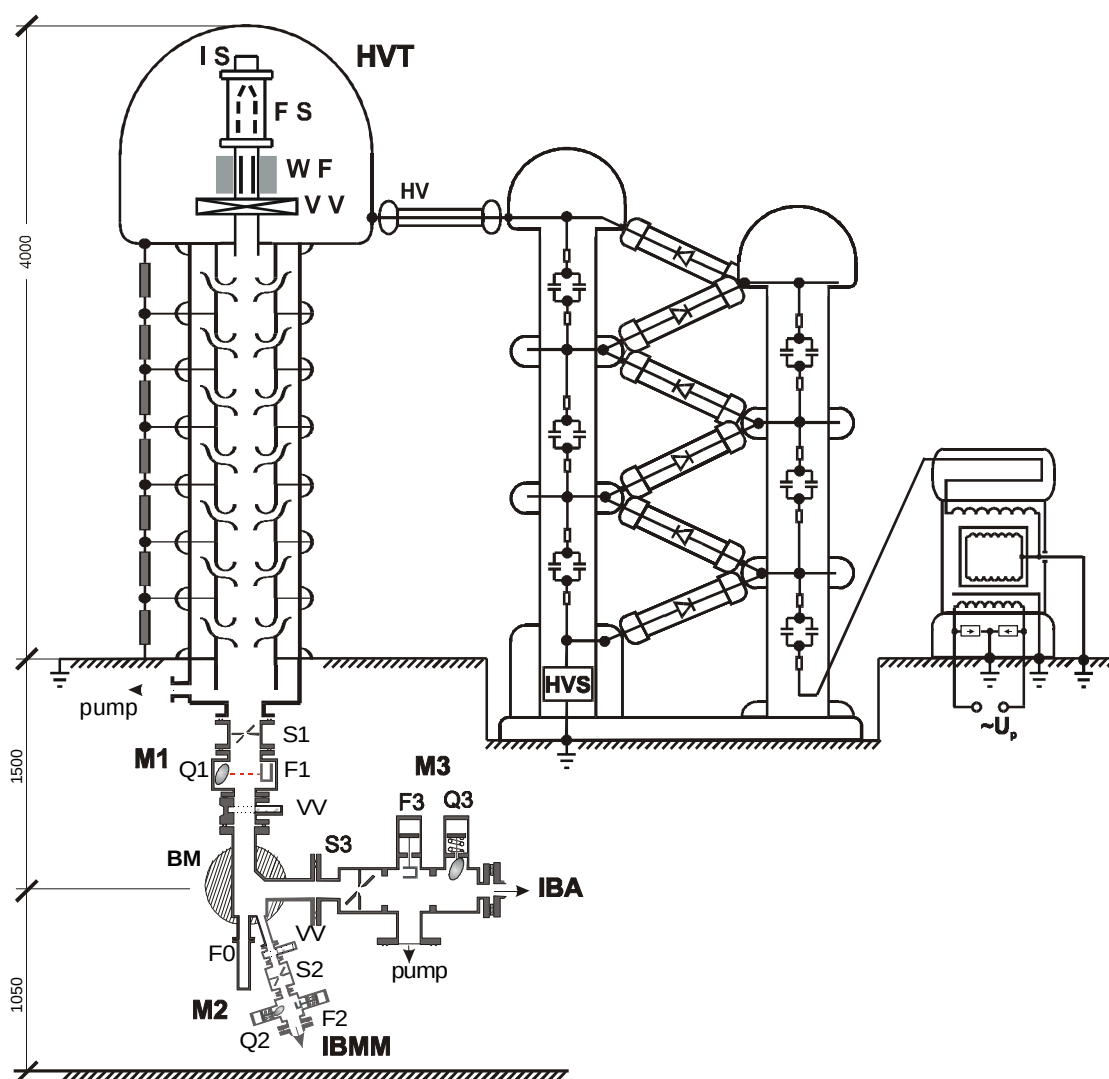
Energia zväzku v mieste jeho využitia, t.j. v terčíkových komorách, je definovaná kombinovaným 10°/ 90° elektromagnetickým separátorom, za ktorým sú umiestnené ďalšie monitorovacie komory a systém kolimátorov.

POPIS ČINNOSTI URÝCHĽOVAČA.

Urýchľovaný prvok sa v plynnej forme privádza do iónového zdroja, kde dochádza ku ionizácii (odtrhnutiu jedného až niekoľkých elektrónov) pôvodne neutrálnych atómov, resp. molekúl. Vytvorené kladné ióny sa extrakčným napätím "vyťahujú" z priestoru plazmy čím získavajú počiatočnú energiu danú súčinom potenciálu extrakčnej elektródy a náboja iónu.

V trojelektrodovom fokusačnom systéme sa iónový zväzok ďalej urýchľuje na energiu injekcie a fokusuje približne do ohniska prvej urýchľovacej šošovky. Nasledujúci rýchlostný (Wienov) filter zo zväzku oddelí nepotrebné frakcie a takto "očistený" zväzok iónov príslušného prvku vstupuje do urýchľovacieho systému. V ňom sa iónový zväzok elektrostatickým poľom v jednotlivých šošovkách urýchli a zároveň ďalej fokusuje.

Výsledný urýchlený priamy zväzok sa kontroluje v monitorovacej komore M1 (prúd zväzku pomocou Faradayovho valca F1, stopa zväzku pomocou scintilačného tienidla Q1). Centrálna časť zväzku prechádza kolimátorom S1 a vstupuje do elektromagnetického separátora, v ktorom sú trajektórie častíc dané ich impulzom, nábojom a magnetickým poľom separátora. Magnetický separátor tak v kombinácii so sústavou kolimátorov S1-S2 pre 10° odklon zväzku a S1-S3 pre 90° odklon definuje impulz zväzku, ktorý priamo súvisí s jeho energiou. Výsledné parametre nastaveného iónového zväzku sa kontrolujú v monitorovacích komorách M2, resp. M3.



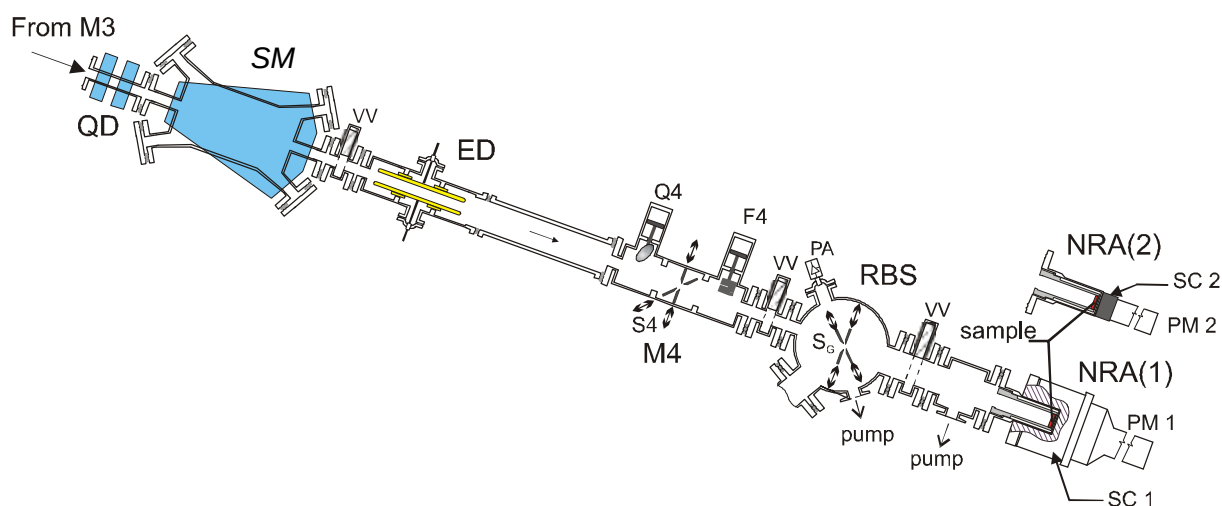
Obr. 7.2: Bloková schéma 1 MV lineárneho kaskádneho elektrostatického urýchľovača: HVT – Vysokonapäťový terminál: HV – Vysoké napätie, HVS – Stabilizácia vysokého napätia, IS – Iónový zdroj, FS – Fokusačný systém, WF – Wienov filter, VV – Vákuový ventil, M – Monitorovacia komora: F – Faradayov valec, S – kolimátor, Q – Tienidlo, BM – Odkláňací magnet, pump – Vákuové čerpanie, IBMM – (Ion Beam modification of Materials) Modifikácia materiálov pomocou iónových zväzkov, IBA - (Ion Beam Analysis) Analýza pomocou iónových zväzkov.

Urýchľovač slúži ako zdroj iónov s určitou energiou pre experimenty, ktoré sa uskutočňujú v **experimentálnej časti** laboratória. Táto sa nachádza v miestnostiach pod halou urýchľovača a tvorí ju systém transportu iónových zväzkov a terčové komory s príslušným experimentálnym vybavením.

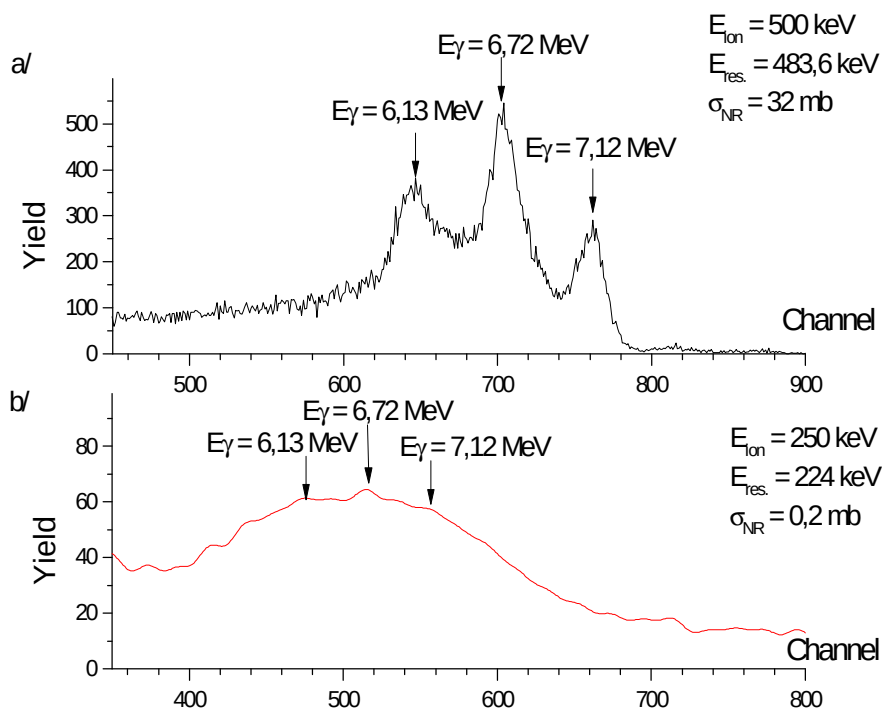
RNRA

Systém transportu protónového zväzku a terčová komora pre RNRA je na obr. 7.3. Metóda RNRA sa na KJFT využíva na kalibráciu energie a energetického rozptylu iónového zväzku, ako aj na analýzu tenkých vrstiev tuhých látok. Jadro aparatury tvorí terčíková komora umiestnená vo vnútri studňového veľkoobjemového NaI(Tl) scintilačného detektora. V takomto usporiadaní sú γ -kvantá, ktoré sú produktom jadrovej reakcie vo vzorke, detekované v priestorovom uhle $3,9\pi$, čím sa dosahuje veľmi vysoká citlivosť metódy, umožňujúca registrovať reakcie s účinným prierezom $\sigma \approx 0,1 \text{ mb}$ ($1 \text{ barn} = 10^{-24} \text{ cm}^2$). Na presnejšiu identifikáciu detekovaných γ -kvant a pri kalibračných meraniach sa používa menší scintilačný detektor alebo HPGe detektor.

Porovnanie meraní so 6" studňovým a 1,5" koaxiálnym NaI(Tl) detektorom je na obr. 7.4.



Obr. 7.3: Bloková schéma iónovodu pre analýzy pomocou rezonančných jadrových reakcií: QD – kvadрупólový dublet, SM – prepínací magnet, ED – elektrostatický deflektor, M – monitorovacia komora: F – Faradayov valec, S – Kolimátor, Q – Scintilačné tienitko, VV – Vákuový ventil, pump – Vákuové čerpanie, NRA(1) – zostava s vysokou citlivosťou: SC – scintilačný kryštál NaI(Tl), PM – fotonásobič, NRA(2) – zostava s vysokým rozlíšením. Okrem scintilačného detektora SC2, PM2 sa používa aj HPGe detektor.



Obr. 7.4: γ - spektrá z jadrovej reakcie $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$: a) Vzorka CaF_2 , $100\mu\text{g}/\text{cm}^2$, merané 1,5"NaI(Tl) detektorom v zostave NRA(2) (obr. 7.3), b) Vzorka NaF , $50\mu\text{g}/\text{cm}^2$, merané 6"NaI(Tl) detektorom v zostave NRA(1) (obr. 7.3). Meranie b) predstavuje 200 násobné zvýšenie citlivosti v porovnaní s meraním a).

3. Úlohy

Ióny v urýchľovači získavajú kinetickú energiu pôsobením elektrických polí. Už v procese ionizácie však vznikajú ióny s určitým rozdelením energií, ktoré sa v dôsledku nestability urýchľujúcich napätí ešte rozširuje. Keďže sa jedná o nezávislé fluktuácie, bude mať výsledné rozdelenie energie urýchleného zväzku gaussovský priebeh charakterizovaný určitou strednou hodnotou E a strednou kvadratickou odchýlkou ΔE , ktorú nazývame energetický rozptyl.

- 1) Pomocou jednej z jadrových reakcií z Tab. 7.1. okalibrujte nastavenie energie protónového zväzku a určite jeho energetický rozptyl.
- 2) Pre zvolenú energiu zmerajte spektrum γ - žiarenia pomocou viacerých detekčných systémov a určite ich energetické rozlíšenie.

4. Postup merania

Vzhľadom na rozsiahlosť a zložitosť používaného zariadenia, úlohy vykonávajú dve skupiny študentov. Jedna skupina obsluhuje urýchľovač a iónooptickú trasu (zariadenia na obr. 7.2 a 7.3 až po monitorovaciu komoru M_4), t.j. nastavuje protónový zväzok potrebnej energie a intenzity. Druhá skupina obsluhuje terčovú komoru s výmenou vzoriek, detektormi γ - žiarenia a detekčnou elektronikou, t.j. pre každú nastavenú energiu protónového zväzku nameria energetické spektrum emitovaného γ - žiarenia.

Meranie sa začína pri energii nižšej ako je energia reakcie. Postupným zvyšovaním energie po cca 5 keV sa prechádza nábehom reakcie na povrchu vzorky až po plató (oblasť, v ktorej sa výťažok reakcie nemení) zodpovedajúce objemovej koncentrácii sledovaného izotopu.

5. Spracovanie nameraných výsledkov

Úloha č. 1

Z nameraných spektier sa určí plocha fotopíkov prislúchajúcich k danej jadrovej reakcii a vynesie sa do grafu v závislosti od energie protónového zväzku. Z derivácie nábežnej hrany zodpovedajúcej povrchu vzorky sa určí pološírka FWHM (Full Width at Half Maximum) ako rozdiel energií v 12 % a 88 % výšky vynesenej závislosti. Pološírka je so strednou kvadratickou odchýlkou δE zviazaná vzťahom $\delta E = \frac{FWHM}{2 \cdot \sqrt{2 \cdot \ln 2}}$, pričom δE obsahuje okrem rozptylu energie zväzku ΔE aj šírku reakcie Γ : $\delta E^2 = \Delta E^2 + \Gamma^2$. Celkový výsledok $E_r \pm \Delta E$ (E_r sa určí ako inflexný bod vynesenej závislosti) sa porovnáva s nastavenou hodnotou celkového urýchľujúceho napätia, ako aj s poľom elektromagnetického separátora.

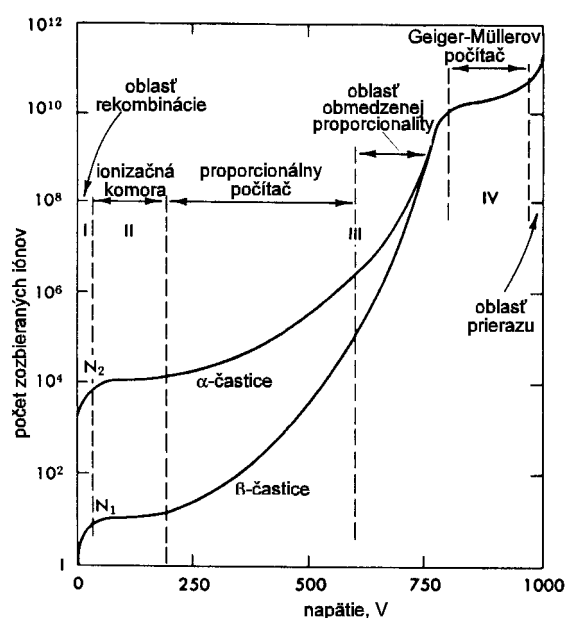
Úloha č. 2

V nameraných spektrách sa určí maximum a pološírka fotopíkov prislúchajúcich k danej jadrovej reakcii. Z pološírky sa analogicky ako v predchádzajúcom prípade vypočíta rozlíšenie ako stredná kvadratická odchýlka. Energetická kalibrácia použitého mnohokanálového analyzátoru sa urobí pomocou tabuľkových hodnôt energií γ - kvánt emitovaných pri sledovanej reakcii, alebo pomocou etalónových žiaričov ^{60}Co a ^{137}Cs a precízneho pulzného generátora.

8. Geiger–Müllerov detektor

1. Všeobecná časť

Plynom plnené detektory, v ktorých sa využíva interakcia ionizujúceho žiarenia s okolitým prostredím, sú jedny z najrozšírenejších detekčných zariadení. Geometricky takéto detektory predstavujú uzatvorený priestor s elektródami, vyplnený plynom. Najčastejším geometrickým tvarom je valec (koaxiálny detektor). Pri prechode nabitých častíc detektorom vznikajú z molekúl plynu v dôsledku ionizácie elektróny a kladné ióny. Ak sa to deje v nenulovom elektrickom poli, napríklad v priestore elektród, na ktoré je pripojené napätie, kladné a záporné náboje sa pohybujú k príslušným elektródam a detektorom pretečie prúd. V závislosti od tvaru a intenzity elektrického poľa majú detektory rôzne vlastnosti (pozri obr. 8.1).



Obr. 8.1: Všeobecná charakteristika plynového ionizačného detektora pre α a β častice. Mierka napäťovej stupnice sa však pri konkrétnych typoch detektorov bude líšiť v závislosti od tvaru a rozmerov detektora.

Pri nízkej intenzite elektrického poľa prúd nezávisí od napätia na elektródach a určuje ho len počet kladných iónov a elektrónov, ktoré vznikli v dôsledku ionizačných účinkov častice. Takéto detektory sa nazývajú **ionizačné komory**. So zvyšovaním napätia (a teda aj elektrického poľa) nadobúdajú elektróny energiu, ktorá stačí na vyvolanie ďalšej (sekundárnej) ionizácie. Elektróny, vznikajúce v dôsledku sekundárnej ionizácie, sa urýchľujú a ionizujú ďalšie

neutrálne molekuly plynu. Takýto výboj nazývame nesamostatným, zväčšenie ionizácie v dôsledku tohoto výboja nazývame **plynovým zosilnením** a detektory, pracujúce v tomto režime, nazývame **proporcionálnymi detektormi** (proporcionálny počítač).

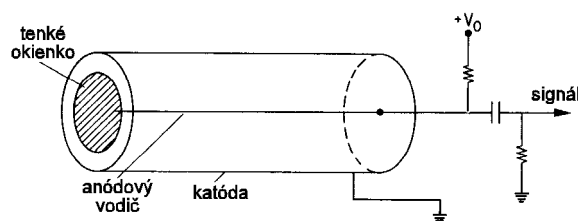
Pri ďalšom zvyšovaní napätia (a teda aj intenzity elektrického poľa) koeficient plynového zosilnenia začína prudko narastať. Tejto oblasti hovoríme *oblasť obmedzenej proporcionality*, ktorá sa však na registráciu žiarenia nevyužíva.

Ak je napätie na elektródach detektora také veľké, že každá častica, ktorá vnikne do detektora zapáli výboj, vytvorí sa v ňom veľké množstvo elektrónov a kladných iónov, nezávislých od počtu nábojov vytvorených primárnou ionizáciou. Takto vzniká oblasť samostatného výboja, v ktorej pracujú **Geiger-Müllerove detektory**. Pri ďalšom zvyšovaní napätia vzniká trvalý samostatný výboj, v oblasti ktorého pracujú korónové a iskrové detektory.

Pokiaľ takýmto detektorom chceme registrovať gama žiarenie, musia v detektore najprv vzniknúť nabité častice s dostatočnou energiou. K tomu dochádza prostredníctvom interakcie gama žiarenia s plynovou náplňou detektora.

Geiger-Müllerov (G-M) detektor

G-M detektory sú obvykle kovové alebo pokovované sklené trubice, tvoriace katódu, v strede ktorých je vláknová anóda (obr. 8.2). Trubica sa plní vhodným plynom, napr. zmesou argónu a alkoholových pár, ktoré pôsobia ako zhášacia látka (tzv. *quenching gas*). Životnosť takýchto detektorov nebýva vysoká; typicky 10^8 až 10^{10} impulzov. Ak sa ako zhášacia prímes použijú halogény, napr. chlór alebo bróm, majú G-M detektory takmer neobmedzenú životnosť; cenou za to býva nižšia kvalita detektora.



Obr. 8.2: Základné zapojenie G-M detektora.

Vo výboji, ktorý vznikne v G-M detektore, sa vyprodukuje veľký počet elektrónov, ktoré sa rýchlo zozbierajú na anóde. (Rovnakému počtu oveľa ťažších kladných iónov cesta ku katóde trvá podstatne dlhšie). Na výstupnom odpore R pritom vznikne napäťový impulz s dostatočne veľkou amplitúdou, ktorý sa dá ľahko zaregistrovať pomocou čítača impulzov.

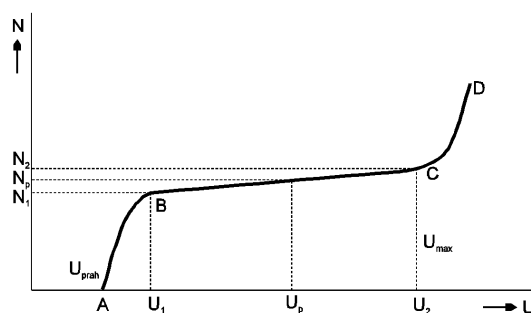
Charakteristika G–M detektora

Charakteristika G–M detektora (obr. 8.3) je závislosť počtu nameraných impulzov od pracovného napätia pri konštantnej početnosti častíc, dopadajúcich na detektor. Pri nízkych napätiach čítač nezaregistruje žiadne impulzy; tie sa objavia až pri určitom prahovom napätí (bod A). Pri ďalšom zvyšovaní napätia (po bod B) sa pomerne skoro dostaneme do oblasti, v ktorej prírastok početnosti impulzov veľmi málo závisí od prírastku napätia. Túto oblasť nazývame *plató*. Na jeho konci, od bodu C, pri ďalšom zvyšovaní napätia početnosť začína znova prudko vzrastať a dostaneme sa do oblasti nekontrolovaného výboja (impulzy registrujeme aj bez prítomnosti žiarenia), kde už hrozí zničenie trubice prierazom (bod D).

Pre trvalú prevádzku detektora volíme pracovný bod v strede plató. Šírka plató má byť u kvalitných detektorov najmenej 100–200 V, pri čo najmenšom sklone (do 5 %). (S narastajúcim časom používania detektora sa šírka znižuje a sklon plató sa zväčšuje). Sklon vypočítame ako prírastok:

$$S = \frac{N_2 - N_1}{U_2 - U_1} \quad (8.1)$$

kde N_1 a N_2 sú početnosti na začiatku a na konci plató a U_1 a U_2 sú odpovedajúce napätia.



Obr. 8.3: Charakteristika G-M detektora

Mŕtva doba

Mŕtva doba je jednou z najdôležitejších charakteristík G–M detektora. Ak počas trvania výboja vnikne do detektora ďalšia častica, nemôže vyvolať ďalší výboj. Po zaregistrovaní každej častice bude nasledovať istý nenulový čas, **mŕtva doba** t , počas ktorej je detektor necitlivý na dopad ďalších častíc. Ak počet častíc, ktoré do detektora vniknú za jednotku času označíme N_0 , mŕtvu dobu detektora t a počet zaregistrovaných častíc N , potom tN bude celková doba za jednotku času, počas ktorej detektor nezaregistruje žiadne častice. Počet nezaregistrovaných častíc potom bude:

$$N_0 - N = N_0 N \tau \quad (8.2)$$

z čoho:

$$N_0 = \frac{N}{1 - N\tau} \quad (8.3)$$

Pomocou vzťahu (8.3) môžeme určiť počet častíc, ktoré by detektor zaregistroval ak by mŕtva doba bola rovná nule. Tento prepočet nazývame *korekciou na mŕtvu dobu*.

G–M detektory mávajú mŕtvu dobu rádovo 10^{-4} až 10^{-3} s (závisí aj od početnosti). Orientačne a veľmi približne ju môžeme určiť meraním pomocou dvoch žiaričov. Z merania so žiaričom **A**, potom so žiaričom **B** a s oboma (**A+B**) dostaneme pre jednotlivé početnosti:

$$\left. \begin{aligned} N_{01} &= \frac{N_1}{1 - N_1 \tau} \\ N_{02} &= \frac{N_2}{1 - N_2 \tau} \\ N_{012} &= \frac{N_{12}}{1 - N_{12} \tau} \end{aligned} \right\} \quad (8.4)$$

Z týchto vzťahov, za predpokladu $N_1 \tau \ll 1$ a $N_2 \tau \ll 1$ dostaneme pre mŕtvu dobu výraz:

$$\tau = \frac{N_1 + N_2 - N_{12}}{2N_1 N_2} \quad (8.5)$$

2. Zadanie a postup merania

Meranie vykonáme na jednokanálovom analyzátore s čítačom impulzov. Pri konštantnej predvolenej dobe merania budeme zvyšovať napätie na G-M trubici s krokom 50 V, až kým neprejdeme celú oblasť platô.

Postup pri meraní charakteristiky Geiger-Müllerovej trubice

Začnite merať orientačne od napätia 900 V (predpokladáme ešte nulovú početnosť), po každom meraní zvýšte napätie o 50 V. Pokračujte až do cca 1500 V. Výsledky merania a výpočtu zapíšte do tab. 8.1.

Ak by sa pri niektorom napätí nad 1400 V početnosť už prudko zvýšila, ďalej nemerajte a znížte napätie. Pravdepodobne už vznikol samostatný výboj.

Predvolená doba merania : 300 sekúnd.

Tabuľka nameraných a vypočítaných hodnôt

Tab. 8.1

Typ a číslo G-M trubice:

Žiarič:

$U_{(V)}$	$N_{(300s)}$	$n = N/t$	$\sigma_N = \sqrt{N}$	$\sigma_n = \frac{1}{t} \sqrt{N}$
900				
950				
1000				
1050				
1100				
1150				
1200				
1250				
1300				
1350				
1400				
1450				
1500				
1550				

Nájdite pracovný bod, ohraničte si plató a na tomto úseku (okolo pracovného bodu) vypočítajte sklon nameranej charakteristiky G-M trubice.

Namerané hodnoty vyneste do grafu. Okrem hodnôt početnosti n vyneste aj hodnoty smerodajnej odchýlky, $N \pm \sigma_n$.

Upozornenie: Smerodajnú odchýlku kreslite len ako prostú čiaru okolo nameraného bodu, na koncoch žiadne šípky ani trojuholníčky (táto chyba sa často opakuje).

Postup pri meraní mŕtvej doby Geiger-Müllerovej trubice

V navrhnutom pracovnom bode zmerajte orientačnú hodnotu mŕtvej doby G–M trubice pomocou dvoch žiaričov. Merajte 600 sekúnd.

Poznámka: Pri týchto meraniach sa so žiaričom nesmie pohnúť. Ak by sme žiarič odložili a znova umiestnili na pôvodné miesto, veľmi pravdepodobne by sme namerali inú hodnotu. Preto toto meranie robíme tak, že najprv vykonáme meranie s prvým žiaričom (**A**), potom s obidvomi (**A+B**) a nakoniec len s druhým žiaričom (**B**).

Namerané hodnoty: (U = napätie pracovného bodu, ktoré ste si zvolili)

Tabuľka nameraných a vypočítaných hodnôt

Tab. 8.2

Typ a číslo G-M trubice: Žiarič A: Žiarič B:

$U =$	$N_{(600s)}$	$n = N/t$	$\sigma_N = \sqrt{N}$	$\sigma_n = \frac{1}{t} \sqrt{N}$
žiarič A				
žiariče A + B				
žiarič B				

Podľa vzťahov (8.2) až (8.5) vypočítajte približnú hodnotu mŕtvej doby trubice. (Pozor na rozmer a na rozdiel medzi počtom a početnosťou impulzov; výsledok musí mať rozmer času).

Mŕtva doba $\tau_D =$

3. Literatúra

- [1] Sitek J.: Metódy merania rádioaktívneho žiarenia, skriptum, Bratislava, EF SVŠT, 1985.
- [2] Leo W.R.: Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (a How-to Approach), Springer-Verlag, Berlin, 1987.

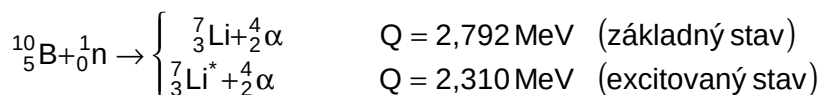
9. Plynom plnené detektory neutrónov. Meranie distribúcie tepelných neutrónov v prostredí

1. Všeobecná časť

Neutróny sú elementárne častice bez náboja, a preto nie sú schopné priamo ionizovať atómy v prostredí, ktorým prechádzajú. Na registráciu neutrónov sa využívajú hlavne jadrové reakcie, pri ktorých vznikajú vysokoenergetické nabité častice ako protóny, alfa častice, odrazené jadrá alebo štiepne fragmenty.

Pri detekcii neutrónov využívame nasledovné procesy:

1. Jadrové reakcie, pri ktorých vznikajú vysokoenergetické nabité častice, ako protóny (n, p), alfa častice (n, α), alebo štiepne fragmenty pri delení nuklidov ^{233}U , ^{235}U alebo ^{239}Pu . Tieto reakcie sú podstatou registrácie neutrónov v aktívnych detektoroch neutrónov (produktujú impulzy alebo prúdový signál). Najpoužívanejšie jadrové reakcie sú:



2. Jadrové reakcie, v ktorých pod účinkom neutrónov vznikajú rádioaktívne jadrá. Tieto reakcie sú podstatou pasívnych aktivačných detektorov, nazývaných aj rádioaktívne indikátory, alebo aktívnych samonapájacích detektorov. Indukovaná rádioaktivita nám poskytuje informáciu o neutrónovom toku.

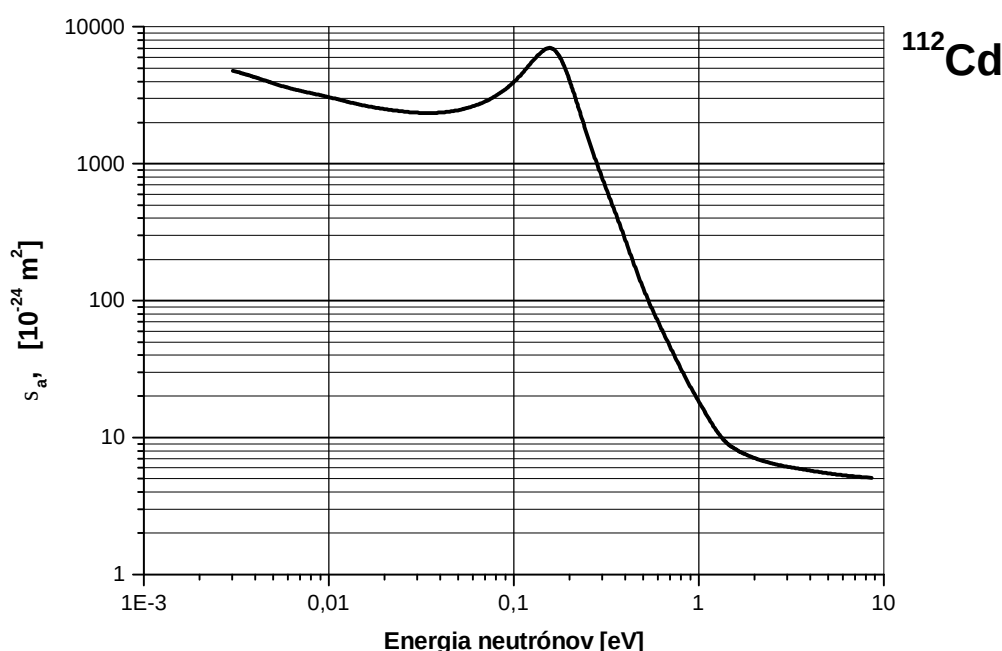
3. Pružný rozptyl neutrónov, ktorého produktom je vyrazené nabité jadro. Ako terčové jadro sa v praxi využívajú ľahké jadrá, najmä vodík, deutérium a hélium, pretože im môže odovzdať neutrón najväčšiu časť svojej energie. Najpoužívanejším je vodík, pri ktorom je produktom rozptylu neutrónu protón.

Účinný prierez interakcie neutrónov s látkou závisí u väčšiny materiálov od energie neutrónov. Energia neutrónov je preto určujúca pre výber techniky detekcie neutrónov. Ako hranica pre energiu pomalých (tepelných a chladných) neutrónov sa považuje tzv. kadmiová hrana. Kadmiová hrana predstavuje energiu približne 0,5 eV, v okolí ktorej sa účinný prierez

absorpcie neutrónov v kadmiu mení prakticky skoro o tri rády. Závislosť účinného prierezu absorpcie neutrónov od ich energie je znázornená na obr. 9.1.

Podiel epitepelných neutrónov v celom spektre vyjadruje tzv. kadmiový pomer R_{Cd} , ktorý môžeme určiť meraním početnosti neutrónov holým detektorom n_h a detektorom obaleným kadmiovým plechom n_{Cd} . Ak použijeme aktivačné detektory neutrónov, na určenie kadmiového pomeru môžeme využiť meranie indukovanej aktivity holého a kadmio obaleného detektora a_h a a_{Cd} .

$$R_{Cd} = \frac{n_h}{n_{Cd}} = \frac{a_h}{a_{Cd}} \quad (9.1)$$



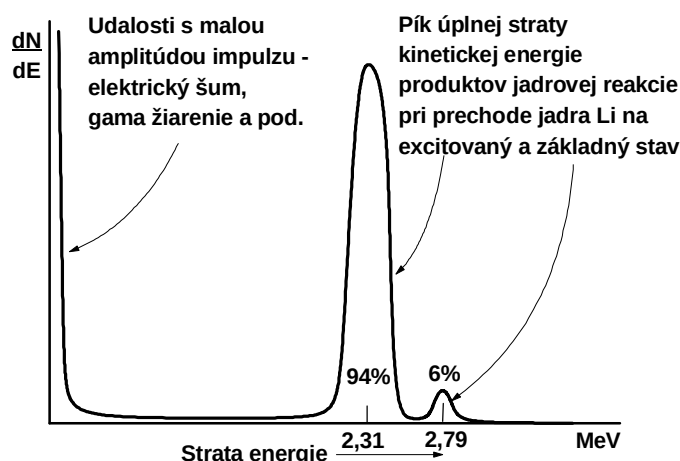
Obr. 9.1: Účinný prierez absorpcie neutrónov v ^{112}Cd v závislosti od energie neutrónov.

Pri výbere vhodného spôsobu detekcie treba dbať na niekoľko faktorov. Účinný prierez interakcie neutrónov by mal byť v potrebnom energetickom intervale čo najväčší, aby mohol byť detektor čo najmenších rozmerov. Z dôvodu malých rozmerov treba najmä u plynových detektorov zabezpečiť, aby bolo v aktívnom objeme dostatočne vysoké zastúpenie terčového nuklidu.

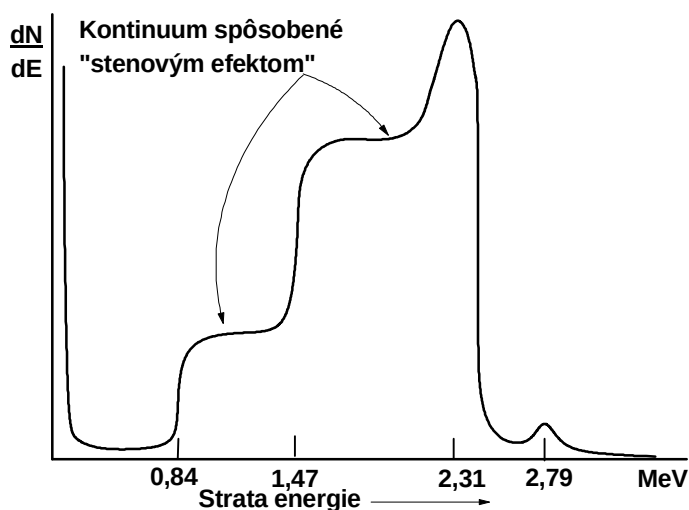
Rozmery aktívneho objemu detektora by mali byť dostatočne veľké na to, aby tam produkty reakcie odovzdali všetku svoju kinetickú energiu. V opačnom prípade produkovaná častica opustí aktívny objem cez stenu detektora skôr, ako odovzdá všetku energiu a v detektore sa produkujú impulzy s nižšou amplitúdou. V amplitúdovom spektre sa tak

vytvorí kontinuum, ktoré sa nazýva „stenový efekt“. Amplitúdové spektrum BF_3 trubice dostatočne veľkých rozmerov je uvedené na obr. 9.2. Výrazný stenový efekt BF_3 trubice malých rozmerov je znázornený na obr. 9.3.

Vo väčšine prípadov sú neutróny sprevádzané intenzívnym gama žiarením. Detekčný systém musí byť v takom prípade schopný vhodnou diskrimináciou oddeliť nežiadúce gama žiarenie. Dôležitým ukazovateľom v tomto prípade je energia Q , uvoľnená pri záchyte neutrónu terčovým jadrom. Čím je Q vyššie, tým vyššia je energia uvoľnených produktov jadrovej reakcie a tým ľahšie je možné oddeliť gama žiarenie použitím jednoduchšej amplitúdovej diskriminácie.



Obr. 9.2: Amplitúdové spektrum BF_3 trubice dostatočne veľkých rozmerov (nevýrazný stenový efekt). Prevzaté z [1].



Obr. 9.3: Amplitúdové spektrum BF_3 trubice s výrazným stenovým efektom. Prevzaté z [1].

2. Zadanie a postup merania

Cieľom laboratórneho cvičenia je určiť distribúciu tepelných neutrónov emitovaných Pu-Be zdrojom v grafitovom moderátore a závislosť kadmiového pomeru na vzdialenosti od zdroja neutrónov.

Grafit je vynikajúci moderátor neutrónov, ktorý sa vyznačuje dobrou moderačnou schopnosťou a veľmi nízkou absorpciou neutrónov. V jadrovej technike sa veľmi často využíva na vytvorenie poľa resp. zväzku tepelných neutrónov. Priestorové rozloženie hustoty toku tepelných neutrónov v grafitе závisí od spektra neutrónov vyletujúcich zo zdroja, od geometrie zdroja a geometrie a rozmerov grafitového moderátora.

Na meranie použijeme plynom BF_3 plnený detektor neutrónov, napojený na jednokanálový analyzátor. Postup merania je nasledovný:

Jednokanálovým analyzátorom zmerať charakteristiku detektora, t. j. početnosť impulzov v závislosti od amplitúdy impulzov.

Z charakteristiky detektora určiť diskriminačnú hladinu na odseparovanie impulzov spôsobených gama žiarením a elektrických šumov od impulzov spôsobených neutrónmi.

Na určenie distribúcie neutrónov treba urobiť sériu meraní v grafitovej prizme v rôznej vzdialenosti od zdroja neutrónov. V každej pozícii zmerať početnosť zaregistrovaných neutrónov, ktorá je proporcionálna hustote toku neutrónov, s holým detektorom a detektorom obaleným kadmiovým plechom. Detektor obalený kadmiovým plechom odseparuje tepelné neutróny, ale prepustí epitepelné, ktoré sú prítomné v spektre neutrónov. Z nameraných hodnôt treba vypočítať početnosť zaregistrovaných tepelných neutrónov a kadmiový pomer R_{Cd} v rôznych vzdialenostiach od zdroja a zostrojť graf distribúcie všetkých neutrónov, len tepelných neutrónov a hodnoty kadmiového pomeru v závislosti na vzdialenosti od zdroja.

3. Literatúra

[1] Knoll, Glenn, F.: Radiation detection and measurement. Wiley, New York, 1989.

10. Dozimetria neutrónového žiarenia. Detekcia rýchlych neutrónov použitím sférických moderátorov

1. Všeobecná časť

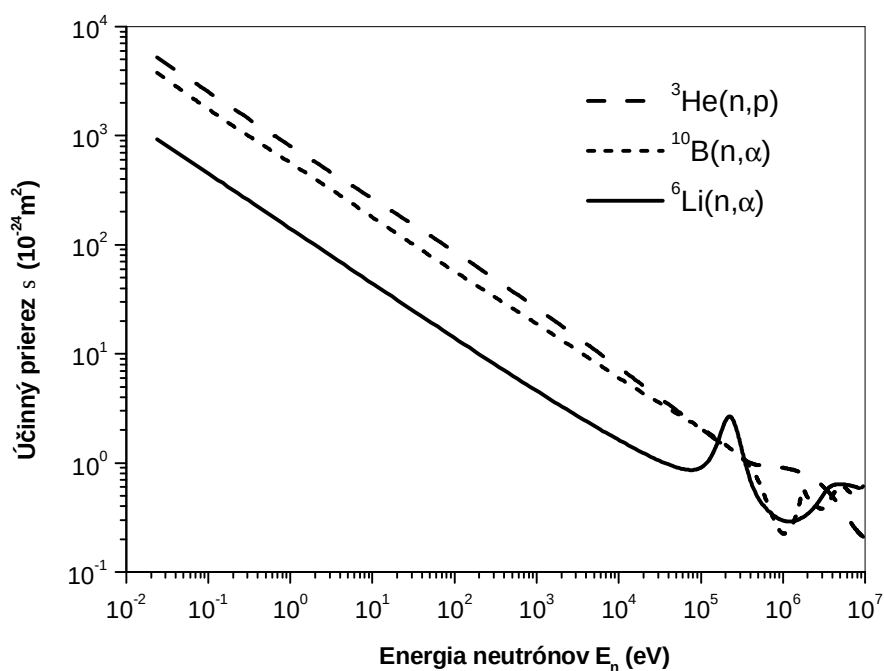
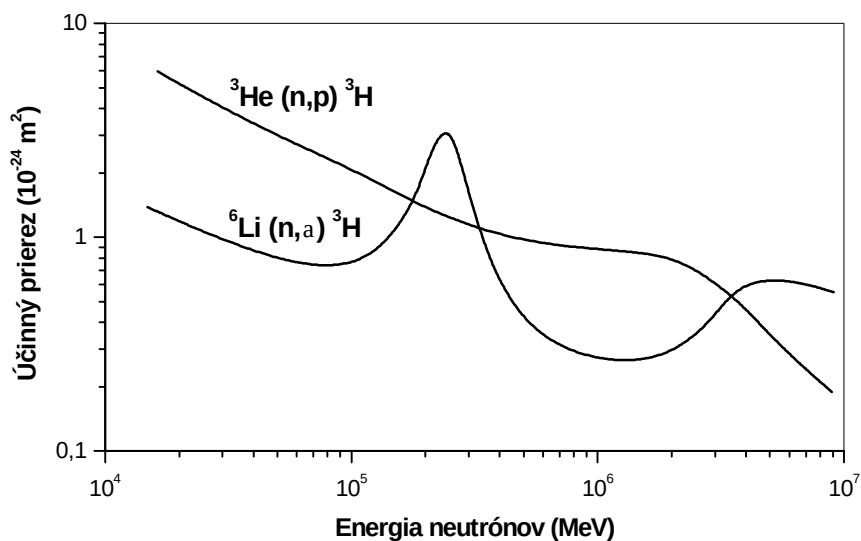
Pravdepodobnosť interakcie neutrónového žiarenia s prostredím, ktorým prechádza, vo veľkej miere ovplyvňuje energia neutrónov. Pre detekciu neutrónov má ich energia podstatný význam a ovplyvňuje výber vhodného detektora a metodiky merania.

Vo všeobecnosti môžeme povedať, že s rastom energie neutrónov účinnosť ich detekcie klesá, čo má priamu súvislosť s energetickou závislosťou účinného prierezu interakcie neutrónov. Na zvýšenie účinnosti detekcie rýchlych neutrónov bolo vyvinutých niekoľko metód, podľa ktorých môžeme detektory rozdeliť do dvoch skupín:

1. Detektory využívajúce jadrové reakcie rýchlych neutrónov. Praktický význam pre detekciu rýchlych neutrónov má pružný rozptyl s jadrami ľahkých prvkov, absorpcia neutrónov v aktivačných detektoroch a konverzné reakcie so vznikom nabitých častíc. Pružný rozptyl neutrónov sa využíva v detektoroch obsahujúcich vodík, deutérium alebo hélium. Terčové jadro po rozptyle neutrónu získa kinetickú energiu potrebnú na ionizáciu prostredia detektora. Aktivačné detektory poskytujú informáciu o fluencii neutrónov a pri výbere sady detektorov s rôznymi prahovými energiami absorpcie môžu slúžiť na stanovenie energetického spektra neutrónov. Prakticky najvýznamnejšie konverzné jadrové reakcie neutrónov sú $^3\text{He} (n, p) ^3\text{H}$, $^6\text{Li} (n, \alpha) ^3\text{H}$, a $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$ a $^{235}\text{U}(n, \text{štiepenie})$, ktoré sa využívajú v plynových detektoroch plnených héliom, v scintilátoroch (napr. kryštál $\text{LiI}(\text{Eu})$), plyný scintilátor s obsahom hélia $\text{He} + \text{Xe} + \text{N}$), v polovodičových detektoroch s lítiom alebo héliom ako konvertorom neutrónov v sendvičovom usporiadaní. Mikroskopický účinný prierez uvedených reakcií rýchlych neutrónov je uvedený na obr. 10.1.

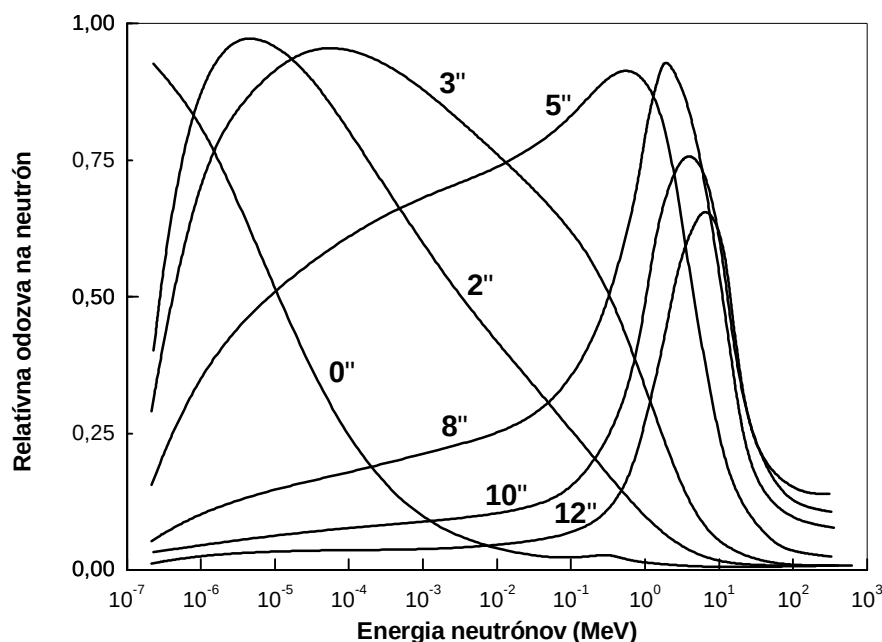
2. Detektory s moderátorom neutrónov. Rýchle neutróny sa spomalia prechodom cez vrstvu moderátora a potom sú zaregistrované bežným detektorom tepelných neutrónov. Ako moderátor sa využíva polyetylén vo forme gule alebo valca. Do vnútra moderátora sa vkladá detekčná sonda neutrónov alebo gama žiarenia vznikajúceho pri spomaľovaní neutrónov.

Pri monitorovaní pracovísk so zdrojmi neutrónov sa široko využíva sférický dozimeter, založený na moderácii neutrónov v polyetylénovej guli, ktorý sa v literatúre nazýva aj Bonnerov spektrometer podľa jedného z jeho autorov. V centre polyetylénovej gule sa nachádza scintilačná sonda neutrónov s kryštálom $^6\text{LiI}(\text{Eu})$. Malé rozmery kryštálu ($\varnothing$



Obr. 10.1: Energetická závislosť účinného prierezu reakcií $^3\text{He} (n, p) ^3\text{H}$, $^6\text{Li} (n, \alpha) ^3\text{H}$ a $^{10}\text{B} (n, \alpha) ^7\text{Li}$. Prevzaté z [1].

8×4 mm) zabezpečujú nízku odozvu detektora na gama žiarenie, účinnú detekciu tepelných neutrónov a veľmi dobrú schopnosť diskriminácie registrovaných impulzov neutrónov od gama žiarenia. Relatívna účinnosť detekcie závisí od priemeru moderačnej gule a energie neutrónov ako je zrejmé z obr. 10.2.



Obr. 10.2: Energetická závislosť relatívnej účinnosti detekcie Bonnerovho spektrometra neutrónov pre sférické moderátory rôznych priemerov. Prevzaté z [1].

Použitím sady polyetylénových gúl môžeme stanoviť energetické spektrum neutrónov. Iné využitie predstavuje meranie dozimetrických veličín tzv. moderačnou multisférickou metódou. Veľkou výhodou tejto metódy je využitie nameranej informácie zo širokého intervalu energií zo spektra neutrónov, čo spolu s použitím vhodných konverzných faktorov umožňuje presnejšie určiť meranú dozimetrickú veličinu nezávisle od spektra neutrónov v mieste merania. Meranú veličinu V v závislosti od energie neutrónov môžeme vyjadriť vzťahom:

$$V = k \int c(E) \phi(E) dE \quad (10.1)$$

kde $c(E)$ je konverzný faktor príslušnej meranej veličiny V , $\phi(E)$ je hustota toku neutrónov s energiou E a k je kalibračná konštanta.

Konverzný faktor $c(E)$ možno pre viacdetektorový systém, predstavovaný sadou moderátorov, vyjadriť ako lineárnu kombináciu:

$$c(E) = \sum_i a_i \varepsilon_i(E) \quad (10.2)$$

kde $\varepsilon_i(E)$ je odozvoová funkcia i -tého moderátora na jednotkovú fluenciu neutrónov s energiou E a a_i je konštanta predstavujúca váhový faktor.

Pre meranú veličinu potom platí:

$$V = k \int c(E) \varphi(E) dE = k \sum_i a_i \int \varepsilon_i(E) \varphi(E) dE = k \sum_i a_i N_i \quad (10.3)$$

kde integrál $N_i = \int \varepsilon_i(E) \varphi(E) dE$ predstavuje odozvu detektora v i -tom moderátore.

Určenie vhodnej lineárnej kombinácie $\sum_i a_i N_i$ predstavuje matematickú úlohu stanovenia váhových faktorov a_i pri zvolenom počte prvkov.

Pre sadu moderátorov s priemerom 50, 76, 101, 127, 203, 254 a 305 mm (2“, 3“, 4“, 5“, 8“, 10“, 12“) a spektrum neutrónov s energiou v rozmedzí 10 eV až 14 MeV dostávame nasledovné vzťahy:

1. pre príkon ekvivalentnej dávky:

$$\dot{H} = (1,53N_{50} + 6,67N_{76} - 13,88N_{127} + 20,57N_{203}) \frac{1}{C_H} \quad (10.4)$$

2. pre príkon absorbovanej dávky:

$$\dot{D} = (1,21N_{50} + 2,02N_{203} + 7,78N_{254} + 18,3N_{305}) \frac{1}{C_D} \quad (10.5)$$

3. pre príkon kermy:

$$\dot{K} = (0,828N_{50} - 3,18N_{101} + 18,76N_{254}) \frac{1}{C_K} \quad (10.6)$$

4. pre hustotu toku neutrónov:

$$\varphi = (2,21N_{50} + 4,08N_{127} - 1,09N_{254} + 4,13N_{305}) \frac{1}{C_\varphi} \quad (10.7)$$

Citlivosť monitora neutrónov C_H , C_D , C_K a C_φ bola stanovená na referenčnom zdroji neutrónov $^{241}\text{Am-Be}$ nasledovne:

Pre neutróny s energiou 10 eV až 14 MeV:

$$C_H = \frac{100}{19,2} \left[\frac{s^{-1}}{\mu\text{Sv h}^{-1}} \right] \quad C_D = \frac{100}{1,84} \left[\frac{s^{-1}}{\mu\text{Gy h}^{-1}} \right]$$

$$C_K = \frac{100}{2,01} \left[\frac{s^{-1}}{\mu\text{Gy h}^{-1}} \right] \quad C_D = \frac{100}{0,147} \left[\frac{s^{-1}}{m^{-2} s^{-1}} \right]$$

$$\text{Pre tepelné neutróny je citlivosť monitora neutrónov: } C_H = \frac{100}{9,69} \left[\frac{s^{-1}}{\mu\text{Sv h}^{-1}} \right]$$

Chyby merania sú dané štatistickou chybou σ_s a systematickou chybou σ_a . Štatistická chyba σ_s je závislá od časovej integračnej konštanty meracieho prístroja τ a početnosti registrovaných impulzov. Hodnota časovej konštanty sa volí v závislosti od meranej početnosti impulzov a požadovanej presnosti merania. Na prístroji sa dá meniť stupňovito s hodnotami 0,3; 1; 3; 10 s. Rýchlosť odozvy prístroja na zmenu početnosti impulzov je cca 5τ , preto sa nameraná hodnota odčítava až po uplynutí tohto času. Pre i -ty moderátor a nameranú početnosť impulzov N_i určíme štatistickú chybu podľa vzťahu:

$$\sigma_{s_i} = \pm \sqrt{\frac{N_i}{2\tau}} \quad (10.8)$$

Systematická chyba σ_a je daná presnosťou overenia citlivosti prístroja, nastaveným pracovným bodom, časovou stabilitou pri konštantnej teplote, nelinearitou merača početnosti impulzov, triedou presnosti meradla a chybou pri odčítavaní. Jej veľkosť je cca 10% z nameranej hodnoty. Celková chyba merania s jedným moderátorom bude rovná:

$$\sigma_i = \pm \sqrt{\sigma_{s_i}^2 + \sigma_{a_i}^2} \quad (10.9)$$

2. Zadanie a postup merania

- 1) Pomocou monitora neutrónov a moderačnej multisférickej metódy zmapujte hodnoty príkonov dávky, príkon ekvivalentnej dávky, kermy a hustoty toku neutrónov v okolí rádioizotopových zdrojov neutrónov Am-Be a Pu-Be.
- 2) Pre mapované veličiny stanovte celkové chyby merania podľa vzťahu (1.5).
- 3) Pomocou neutrónového proporcionálneho detektora určite, aký je na mapovaných miestach neutrónových zdrojov podiel tepelných neutrónov na celkovej fluencii.
- 4) Vypočítajte, koľko % z limitných dávok (vyhláška MZ SR č. 12/2001 Z. z.) obdržíte pri práci v okolí neutrónových zdrojov počas 3 hodín. Uvažujte celotelové ožiarenie v mieste najnepriaznivejšej, t. j. najväčšej hodnoty príkonu ekvivalentnej dávky.

3. Literatúra

[1] Knoll, Glenn, F.: Radiation detection and measurement. Wiley, New York, 1989.

11. Scintilačné detektory, určenie energie gama žiarenia pomocou scintilačných detektorov

1. Všeobecná časť

Scintilačný detektor je dnes jedným z najpoužívanejších detektorov v jadrovej fyzike a technike, a to najmä vďaka veľkej variabilite jeho realizácie a relatívne nízkym nárokom na údržbu. Historicky možno považovať za prvý scintilačný detektor spintariskop, ktorý vyrobil v roku 1903 Crookes.

Pri interakcii gama žiarenia s látkou dochádza k absorpcii a rozptylu fotónov gama. Ak zanedbáme efekty, ktorých pravdepodobnosť je malá, potom celkový účinný prierez interakcie σ určujú tri hlavné procesy: fotoefekt (σ_F), Comptonov efekt (σ_C) a tvorba elektrón-pozitrónových (e^-e^+) párov (σ_P). Pre celkový účinný prierez platí:

$$\sigma = \sigma_F + \sigma_C + \sigma_P \quad [\text{m}^2] \quad (11.1)$$

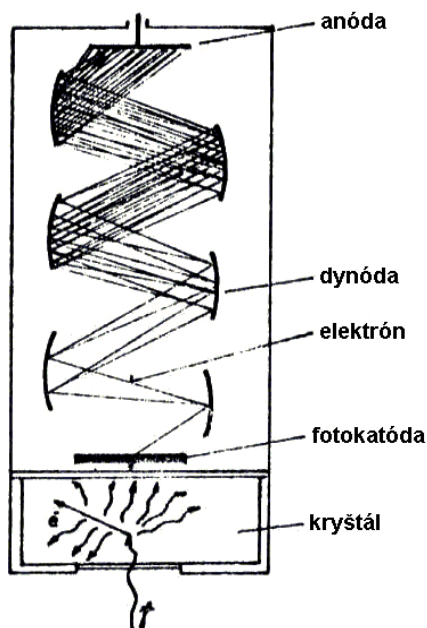
Z hľadiska určovania energie fotónov gama má najväčší význam fotoefekt. Pri tomto procese dochádza k úplnému pohltieniu fotónov, pričom pohltená energia E_γ sa spotrebuje na ionizáciu atómu E_i , kinetickú energiu uvoľneného elektrónu E_k a energiu spätného odrazu atómu E_r .

$$E_\gamma = E_i + E_k + E_r \quad [\text{eV}] \quad (11.2)$$

Pretože energie E_i a E_r sú relatívne veľmi malé, možno predpokladať, že platí $E_\gamma \approx E_k$. Táto skutočnosť znamená, že celá energia fotónov sa pri fotoefekte odovzdá elektrónom, ktoré majú po uvoľnení približne rovnakú energiu. Výsledkom je čiarové spektrum energie. Je dôležité si uvedomiť, že väzba elektrónu s atómom je pre fotoefekt dôležitá. Na voľnom elektróne fotoefekt nie je možný a uplatňuje sa Comptonov efekt (pozri úlohu 5). Pravdepodobnosť fotoefektu závisí od atómového čísla látky ($\sigma_F \sim Z^5$) a od energie gama žiarenia.

Princíp činnosti scintilačných detektorov je založený na premene energie gama žiarenia, resp. nabitých častíc, na **svetelné záblesky - scintilácie**, pričom vychádzame z teórie interakcie gama žiarenia s látkou. Fotón gama, ktorý vletí do detektora, je absorbovaný niektorým z atómov, pričom vzniká voľný elektrón s energiou rovnajúcou sa energii primárneho fotónu zmenšenej o výstupnú prácu elektrónu (fotoefekt) alebo s energiou menšou ako bola energia primárneho fotónu (Comptonov efekt, tvorba párov). Tento elektrón

sa pohybuje v látke detektora s rýchlosťou zodpovedajúcou jeho kinetickej energii, pričom excituje ďalšie atómy (molekuly) látky detektora. Tieto pri spätnom prechode do základného stavu vyžiaria fotón, ktorého vlnová dĺžka pri vhodnej voľbe pracovnej látky detektora leží v oblasti viditeľného svetla. Tým vznikajú svetelné záblesky – **scintilácie**. Materiály, produkujúce tieto záblesky, sa nazývajú **scintilátory**. Vhodné na pozorovanie sú scintilácie vyvolané α časticami pri použití ZnS scintilátora. Scintilácie sú pozorovateľné v zatemnenej miestnosti pomocou mikroskopu. Pre činnosť scintilačných detektorov je podstatné, že **intenzita svetelného záblesku je úmerná energii na detektor dopadajúceho žiarenia**. V praxi sa scintilácie nepozorujú mikroskopom, ale sú pomocou fotonásobiča konvertované na elektrický signál - impulz. Súčasné scintilačné detektory preto pozostávajú z dvoch základných častí: scintilátora a fotonásobiča (obr. 11.1).



Obr. 11.1: Scintilačný detektor žiarenia (scintilačná sonda).

Vlastnosti scintilačných detektorov:

- a) **Citlivosť na energiu.** Nad istou minimálnou energiou sú scintilačné detektory schopné rozlišovať energiu odovzdanú luminiscenčnej látke, nakoľko intenzita svetelného záblesku je úmerná energii dopadajúceho žiarenia (odovzdanej energii). Správne nastavený fotonásobič je lineárne zariadenie, to znamená, že amplitúda výstupného elektrického signálu (impulzu) je úmerná odovzdanej energii.
- b) **Rýchla časová odozva.** Táto rýchlosť umožňuje použiť scintilačné detektory tam, kde treba odlíšiť malý časový interval medzi dvoma na detektor dopadnutými časticami. Časová odozva je závislá najmä od doby záblesku použitého scintilátora,

ktorá sa pohybuje od 10^{-9} s pre organické až 10^{-5} s pre niektoré anorganické scintilátory.

- c) **Diskriminácia podľa tvaru impulzu.** Niektoré scintilátory umožňujú rozlišovať častice podľa tvaru emitovaného svetelného impulzu. To súvisí s rôznym fluorescenčným mechanizmom, zodpovedajúcim časticiam s rôznou ionizačnou schopnosťou.

Luminiscenčné látky používané v scintilačných detektoroch delíme podľa zloženia na organické a anorganické; podľa skupenstva na pevné, kvapalné a plynné. Podrobnejšie informácie o vzniku scintilácií (luminiscenčných zábleskov) a rozdelení jednotlivých typov scintilátorov je možné nájsť v práci [1].

Fotonásobič plní funkciu vákuového fotočlánku a prúdového zosilňovača s vysokým koeficientom zosilnenia. Pozostáva z fotokatódy, anódy a sústavy dynód zhotovených z materiálu, ktorý má vysoký koeficient sekundárnej emisie elektrónov. Tento systém je umiestnený vo vákuovej trubici.

Účinkom svetelných zábleskov, ktoré vznikli v scintilátore, sa z fotokatódy vyrazia elektróny, ktoré sú usmernené elektrickým poľom na prvú dynódu a súčasne urýchlené na vhodnú energiu tak, aby boli z ďalšej dynódy vyrazené ďalšie sekundárne elektróny. Vyrazené elektróny sa fokusujú na nasledujúcu dynódu a celý proces sa opakuje niekoľkokrát. Týmto postupom vznikne elektrónová lavína. Dynód je zvyčajne 11 až 13. Na anóde vzniká elektrický impulz, ktorý je ďalej spracovávaný v analyzátore impulzov.

Ak energia dopadajúceho žiarenia nepresahuje 1 MeV, stačí uvažovať len dva procesy interakcie gama žiarenia s látkou: fotoefekt a Comptonov rozptyl. Amplitúdové spektrum impulzov bude v takomto prípade pozostávať z dvoch príspevkov:

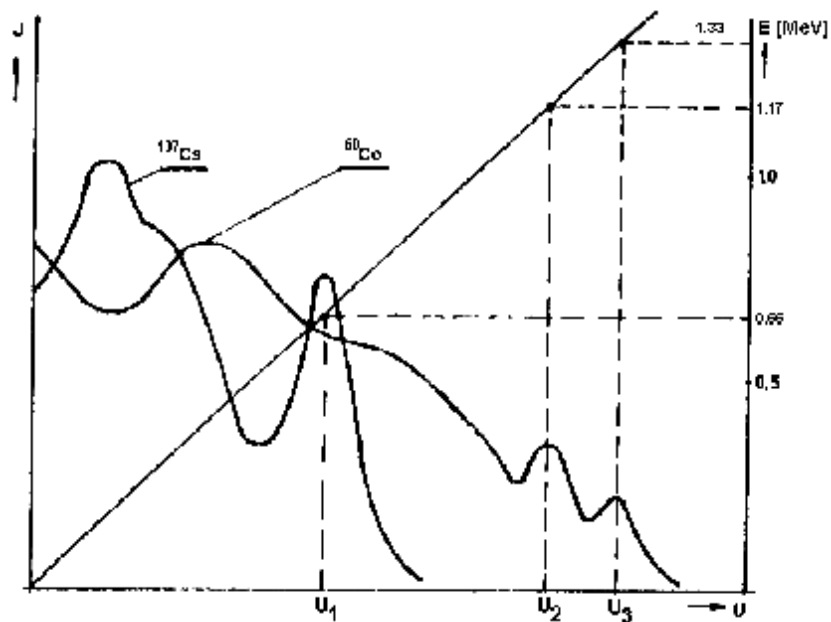
1. Spojitej časti na začiatku spektra, ktorá zodpovedá Comptonovým elektrónom.
2. Píku na konci spektra, ktorý zodpovedá fotoelektrónom, pričom ak poznáme energiu gama žiarenia, poznáme aj energiu fotoelektrónov. Túto energiu priradujeme maximálnej hodnote píku (obr. 11.2).

2. Zadanie a postup merania

Cieľom úlohy je oboznámiť sa s princípom činnosti a fyzikálnou podstatou scintilačných detektorov, sledovať scintilácie spôsobené α časticami, nakalibrovať amplitúdové spektrum impulzov podľa energie a určiť neznámu energiu gama žiarenia pomocou scintilačného detektora.

Úlohy:

- 1) Pozorujte scintilácie vyvolané zdrojom α žiarenia na tienitku pokrytú vrstvou ZnS pomocou mikroskopu (spintariskop).
- 2) Zmerajte amplitúdové spektrum impulzov od dvoch zdrojov gama žiarenia so známou energiou (napr. ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na).
- 3) Urobte ciachovanie energie tak, že pomocou známej hodnoty energie v aspoň dvoch kanáloch spektra (fotomaximum) priradíte lineárnou regresiou každému kanálu zodpovedajúcu hodnotu energie (obr. 11.2). Tomuto postupu sa hovorí **energetická kalibrácia** spektrometrickej trasy.
- 4) Po vykonaní energetickej kalibrácie zmerajte amplitúdové spektrum neznámeho zdroja gama žiarenia a určte jeho energiu.



Obr. 11.2: Amplitúdové spektrum impulzov namerané scintilačným spektrometrom od zdroja gama žiarenia ^{137}Cs a ^{60}Co .

3. Literatúra

- [1] Cirák, J. a kol.: Jadrovo-fyzikálne metódy a zariadenia. Návod na laboratórne cvičenia. 2. vydanie, Vydavateľstvo STU, Bratislava, 2001, ISBN 80-227.1509-3.

12. Meranie zosilnenia fotonásobiča v závislosti od pracovného napätia, účinnosť scintilačného detektora

1. Všeobecná časť

Scintilačná sonda pozostáva z dvoch hlavných prvkov: scintilačného kryštálu a fotonásobiča. Vo väčšine scintilačných sond býva priamo za fotonásobičom zaradený ešte pevne zabudovaný predzosilňovač (hoci pri dĺžke kábla do cca 1 m nie je povinný).

Fotonásobič môže obyčajne pracovať v pomerne širokom rozsahu pracovných napätí. Optimálnu hodnotu pracovného napätia udáva výrobca; u bežných fotonásobičov býva táto hodnota od 600 do približne 1200 V. Určitou výnimkou sú rýchle fotonásobiče, určené na sledovanie veľmi krátkych javov, pri ktorých sa na dosiahnutie dostatočného urýchľovacieho poľa používa pracovné napätie cca 2000 až 6000 V.

Pred prvým použitím neznámeho scintilačného detektora je vhodné vykonať toto meranie a aspoň orientačne nájsť optimálny pracovný bod (z hľadiska zosilnenia, účinnosti a rozlišovacej schopnosti). Výška výstupného impulzu fotonásobiča veľmi silne závisí od pripojeného pracovného napätia. Preto je pri meraní scintilačnou sondou **nevyhnutné** používať **veľmi dobre stabilizovaný zdroj vysokého napätia** s vysokou dlhodobou stabilitou.

Cieľom tohto cvičenia je namerať energetické spektrá známych gama žiaričov (napr. ^{241}Am , ^{57}Co , ^{137}Cs , ^{60}Co) a z polohy nameraných energetických čiar a známych konštánt zosilnenia a konverzného zisku vypočítať výšku výstupných impulzov z fotonásobiča. Výstupné impulzy z fotonásobiča (už za predzosilňovačom) pritom orientačne sledujeme osciloskopom a porovnávame ich s vypočítanou hodnotou.

Po nameraní všetkých predpísaných hodnôt vykonáme meranie detekčnej (intrinsitnej) účinnosti najmenej na dvoch energetických čiarach, ktoré sú od seba dostatočne vzdialené (napríklad na čiare 661 keV žiariča ^{137}Cs a na (druhej) čiare 1,33 MeV žiariča ^{60}Co).

2. Zadanie a postup merania

Meranie vykonáme na staršom 1024-kanálovom analyzátore KFKI. (Poznámka: Táto voľba je úmyselná, takéto meranie je menej pohodlné ako na novších zariadeniach, to je však súčasťou cvičenia).

A) Meranie zosilnenia fotonásobiča

Vykonajte sériu krátkych meraní s predvolenou dobou merania **100 s** pri pracovných napätiach od 600 do 1200 V (začínáme od 550 V, ale pri tomto napätí len orientačne sledujeme výšku impulzu na osciloskope). Aby sa energetické spektrum pri rôznych pracovných napätiach vždy zmestilo do nastaveného rozsahu analyzátora, treba pri zmene pracovného (vysokého) napätia meniť aj zosilnenie hlavného zosilňovača analyzátora (hodnoty sú predpísané v pripravenej tab. 12.1). Strednú polohu píku stačí odčítat manuálne. Predvolený počet kanálov je **256** (1/4 z celkového počtu 1024 kanálov). Konverzný zisk sa trvalo nastaví na hodnotu **20 mV/kanál**.

Zosilnenie predzosilňovača je konštantné, má hodnotu $A = 60$.

Poznámka: Konverzný zisk, čo je vlastne číslicové zosilnenie analógovo–číslicového prevodníka, je voliteľný v troch stupňoch, 10; 20 a 40 mV/kanál. Pri niektorých analyzátoroch sa udáva jeho prevrátená hodnota, 25; 50 alebo 100 kanálov/V.

Odčítanie kanála na analyzátore KFKI: Prepínač voľby výstupu prepne na DISP, tlačidlom START spustíme výstupný režim a tlačidlom ADDRESS INCREASE kroujeme jednotlivé kanály analyzátora, až kým sa priblížime k miestu s maximálnym počtom impulzov. Pri najvyššej hodnote si zaznamenáme číslo kanála a počet impulzov v ňom.

Pri každom pracovnom napätí sledujeme aj zväzok impulzov na osciloskope a zaznamenáme si približnú hodnotu výšky zväzku (maximálnu hodnotu). Aby sme zbytočne nezvyšovali chybu odčítania, snažíme sa hladinu synchronizačnej úrovne udržiavať čo najbližšie k nule.

Je zrejmé, že po vynesení do grafu budú tieto hodnoty najmenej presné (subjektívna chyba odčítania) a budú mať najvyššiu hodnotu (stred zväzku by sa z obrazovky osciloskopu zle odhadoval).

Keďže nás zaujíma výstupné napätie **fotonásobiča**, treba odčítanú hodnotu z osciloskopu deliť ešte zosilnením predzosilňovača $A = 60$.

Namerané hodnoty zapíšete do pripravenej tabuľky. Z polohy čiary (číslo kanála) a známeho zosilnenia vypočítajte výšky **výstupných** impulzov z **fotonásobiča** na daných energetických čiarach. Príklad: Zosilnenie je $A = 2 \times 1 \times 5 = 10$; konverzný zisk je 20 mV/kanál, zosilnenie predzosilňovača je $A = 60$, maximum píku je v 92. kanále. Výška výstupného impulzu fotonásobiča je teda $U = 20 \times 92 / (10 \times 60) = 3,06$ mV.

Vypočítané hodnoty napätia pre obidve energetické čiary, aj odhadnuté napätia z osciloskopu vynesete do grafu.

Rozlišovacia schopnosť detektora

Predvoľbu času zmeňte na **200 s**. Pri pracovnom napätí 1000 V namerajte spektrá každého žiariča zvlášť a výsledok vytlačte na pásku. V tomto prípade môžeme slabší žiarič položiť priamo na scintilačný kryštál, takže pri výpočte účinnosti bude $\Omega = 1/2$. Z pásy odčítajte polšírky čiar spektra v kanáloch (napr. na čiare 1,33 MeV žiariča ^{60}Co a na čiare 661 keV žiariča ^{137}Cs) a vypočítajte približnú hodnotu rozlíšenia v keV a rozlišovacej schopnosti v %.

Upozornenie: Na výpočet rozlíšenia a rozlišovacej schopnosti použite lineárnu interpoláciu zo známych energií oboch čiar; teda prírastok $(E_2 - E_1)/(N_2 - N_1)$ vynásobte polšírkou čiar v kanáloch. Počítanie z energie jediného žiariča môže byť zaťažené prídavnou chybou analyzátoru v oblasti malých vstupných napätí. (Môžete urobiť porovnanie a kontrolu).

B) Účinnosť scintilačného detektora

Na vytlačenej páske si vymedzte oblasť rezonančnej čiar (pík úplnej absorpcie) a spočítajte všetky počty impulzov v rozsahu píku. Účinnosť vypočítame podľa vzťahu:

$$\varepsilon[\%] = \frac{n - n_p}{\frac{\Omega}{4\pi} A \nu t} \quad (12.1)$$

kde n je číselný súčet počtu impulzov danej energetickej čiar, n_p je číselný súčet počtu impulzov pozadia (mal by byť zanedbateľný, pretože sme merali každý žiarič osobitne; ak nie, treba uvažovať aj nenulové pozadie) pod čiarou, Ω je priestorový uhol dopadu zväzku na detektor, v tomto konkrétnom prípade $\Omega = 1/2$; A je aktivita žiariča (prepočítaná ku dňu merania), t je doba merania v sekundách, n je výťažnosť v %, t. j. tá časť žiarenia, ktorá sa pri rádioaktívnej premene vyžiari ako fotón gama (zohľadňuje rozpadovú schému aj vnútornú konverziu konkrétneho žiariča).

Tabuľka nameraných hodnôt

Tab. 12.1

U_{VN} [V]	osciloskop [mV] max. výška zväzku (približná hodnota)	A = A x B x pot.	I. pík (661 keV) kanál / počet imp.	vypočítaná výška vstupného impulzu fotonásobiča [mV]	II. pík (1330 keV) kanál / počet imp	vypočítaná výška vstupného impulzu fotonásobiča [mV]
550		tu sa nedá seriózne merať na analyzátore, čiary sú už skreslené a slabé				
600						
650		2 x 5 x 12,0				
700		2 x 5 x 10,0				
750		2 x 5 x 5,0	/		/	
800		2 x 5 x 3,0	/		/	
850		2 x 1 x 8,0	/		/	
900		2 x 1 x 5,0	/		/	
950		0,1 x 5 x 12,0	/		/	
1000		0,1 x 5 x 8,0	/		/	
1050		0,1 x 5 x 5,0	/		/	
1100		0,1 x 5 x 3,0	/		/	
1140		0,1 x 5 x 2,0	/		/	
Tu už začína obmedzenie, ďalšie dve merania sú už len orientačné – sledujte na osciloskope. Fotonásobič ešte ďaleko vládze, cca do 1500 V, ale predzosilňovač už nespracuje takú vysokú hodnotu - na výstupe by to boli desiatky V.						
1200		0,1 x 1 x 11,0				

Z pásky (úloha B) pre jednu energetickú čiaru a pre obidve merania zistíte približne polšírku pík (FWHM), vypočítajte rozlíšenie v keV, rozlišovaciu schopnosť v %.

Pre údaje od oboch pík (napr. pre energiu 661 keV ^{137}Cs a energiu 1,33 MeV ^{60}Co) nakreslite graf $U_{\text{imp}} = f(U_{VN})$; do toho istého grafu vyneste aj hodnoty odčítané z osciloskopu.

Pre obidve energie vypočítajte účinnosť detektora.

Poznámka k odčítaniu kanála: Pri odčítaní čísla kanála na dekadtrónovom displeji dostávame štvormiestne číslo ako dekadickú adresu kanála **v celej pamäti**, t. j. od 0 až po 1023. Keďže pamäť máme teraz rozdelenú na štyri štvrtiny, treba pri meraní vo vyšších štvrtinách od údajov displeja odpočítať základ – násobok 256. V druhej štvrtine je to 256, v tretej 512 a v štvrtej číslo 768.

Podobne aj na výstupe číselnej pásky z tlačiarne. Prvé tri miesta (oddelené medzerou) sú údajom mechanického počítadla ktoré, pokiaľ sme ho pred tlačением vynulovali, vždy začína počítať od prvého kanála. Ďalšie tri miesta znamenajú dekadickú adresu z adresového registra, v ktorej je zohľadnená už aj príslušná štvrť pamäte a údaj v posledných piatich miestach znamená obsah príslušného kanála.

13. Polovodičové detektory

1. Všeobecná časť

Vysoká energetická rozlišovacia schopnosť, krátka doba narastania (nábehová hrana) signálu a malé rozmery umožňujú široké využitie polovodičových detektorov na registráciu a spektrometriu nabitých častíc, röntgenového a gama žiarenia.

V polovodičových detektoroch, podobne ako v detektoroch s plynovou náplňou, sa na registráciu nabitých častíc využíva ich ionizačný účinok v pracovnom objeme detektora, v tomto prípade v polovodičovom kryštáli.

V polovodičoch a izolantoch existuje úplne zaplnené valenčné pásmo. Na prechod elektrónu z valenčného do vodivostného pásma treba vynaložiť určitú energiu. Ak je šírka zakázaného pásma veľká ($\Delta W > 3 \text{ eV}$), pripojené napätie nevyvolá prúd a takéto látky nazývame izolantmi. Ak je šírka zakázaného pásma ΔW malá, niektoré elektróny môžu vďaka tepelným fluktuáciám prejsť do vodivostného pásma a po pripojení napätia vzniká prúd. Tieto látky nazývame polovodičmi (pri izbovej teplote ΔW je 1,12 eV pre Si a 0,67 eV pre Ge).

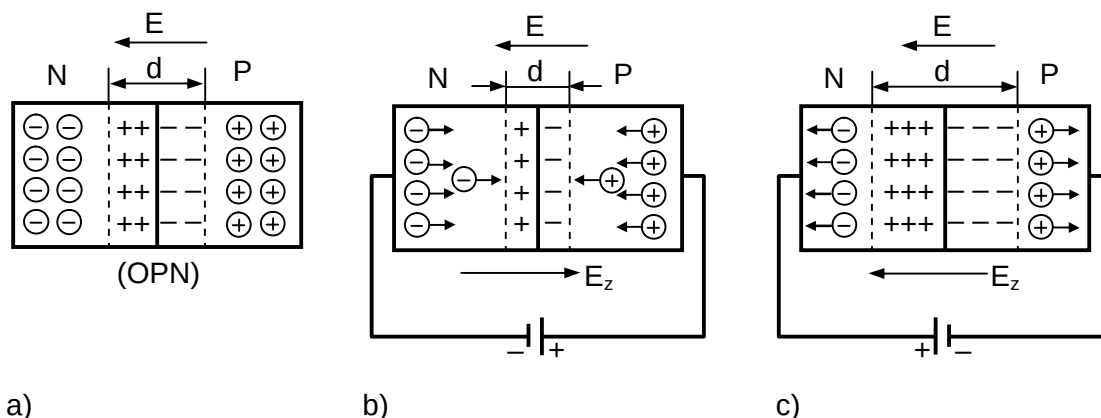
Polovodičový detektor ionizujúceho žiarenia sa získa spojením N a P typu polovodiča. Okolie rozhrania, v ktorom vznikne objemový kladný náboj ionizovaných donorov a záporný náboj ionizovaných akceptorov, sa nazýva oblasť priestorového náboja (OPN), resp. priechod P–N (obr. 13.1a). OPN dosahuje hrúbku d v rozmedzí od zlomkov do desiatok μm .

Priechod P–N má vlastnosti diódy. Je to oblasť silného elektrického poľa, ktorá zamedzuje difúzii elektrónov do polovodiča typu P a dier do polovodiča typu N.

Ak sa pripojí P-polovodič ku kladnému a N-polovodič ku zápornému pólu zdroja (obr. 13.1b), vonkajšie a vnútorné elektrické polia budú mať opačný smer, čím sa zmenší šírka OPN. V dôsledku toho elektróny a diery budú prenikať priechodom P–N a polovodičom potečie prúd (zapojenie v priepustnom smere).

Pri zmene polarita (obr. 13.1c) smer vonkajšieho a vnútorného poľa bude rovnaký, zväčší sa šírka OPN a polovodičom prúd nebude prechádzať (zapojenie v závernom smere). Šírka OPN však nemá vplyv na pretekanie tzv. vlastného šumového prúdu. Tento vzniká, keď v priechode P–N sa vytvárajú elektróny a diery neprímesného pôvodu (napr. pod vplyvom tepelného pohybu atómov). Vytvorené nosiče náboja cez OPN voľne prechádzajú a polovodičom potečie elektrický prúd.

Na registráciu žiarenia sa používajú polovodiče so záverne polarizovaným priechodom P–N. Pri takomto zapojení ním bude pretekať iba vlastný šumový prúd (šum), ktorý závisí od teploty T a šírky zakázaného pásma ΔW . Čím menšia je hodnota ΔW , tým silnejšie narastá šum v závislosti od teploty. Napr. pri germánii je šum pri izbovej teplote pomerne veľký. Pri kremíku je ΔW asi 1,7–krát väčšie ako pri Ge a šum pri izbovej teplote pomerne malý.



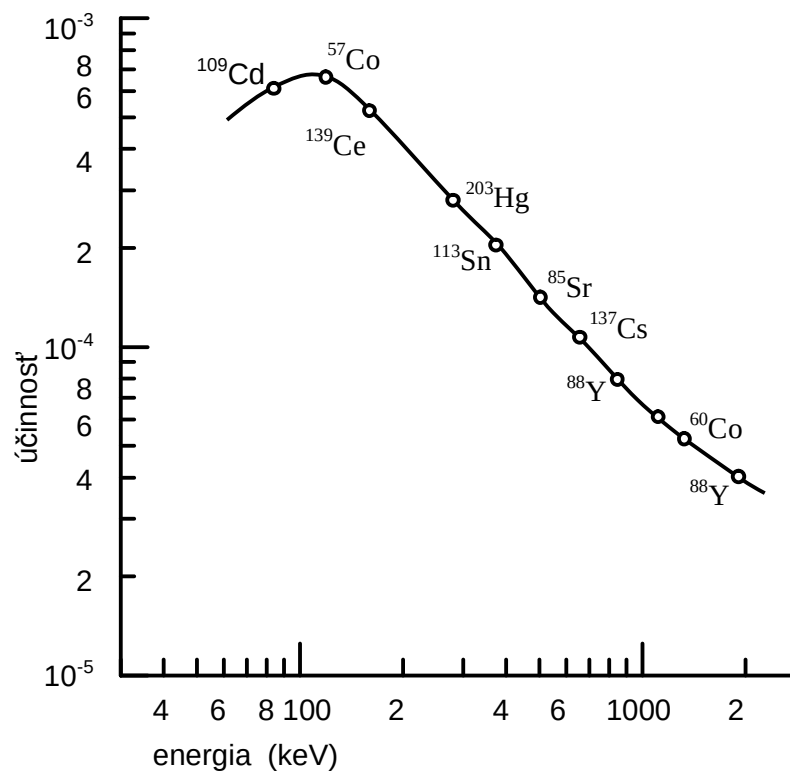
Obr. 13.1: a) Vznik oblasti priestorového náboja (priechodu P–N) s hrúbkou d , b) Priechod P–N zapojený v priepustnom smere, c) Priechod P–N zapojený v závernom smere.

Ak sa nabitá častica dostane do polovodičového detektora, ionizuje a vzbudzuje zväčša atómy kremíka alebo germánia. Podľa pásmovej teórie prejde elektrón v procese ionizácie zo zaplneného valenčného pásma do pásma vodivostného a v dôsledku toho sa vytvorí pár elektrón–diera ($e-d$). Ak ionizujúce žiarenie vznikne mimo oblasť priestorového náboja detektora (pozri obr. 13.1c), v obvode detektora netečie ionizačný prúd, pretože celé napätie je akoby priložené k P–N priechodu a na vzniknuté náboje v P– alebo N–časti nepôsobí. Premiestňovaniu elektrónov a dier cez priechod P–N prekážajú priestorové náboje opačného znamienka.

Ak elektróny a diery vznikajú ionizáciou v priechode P–N, vtedy sa elektróny a diery voľne premiestňujú pod vplyvom vonkajšieho napätia k anóde, resp. ku katóde. Pritom elektrické pole od vonkajšieho zdroja a pole samotného priechodu P–N spôsobuje rýchly zber elektrónov a dier na elektródach. Po zabrzdení zvonku vnikajúcej nabitkej častice do priechodu P–N a vytvorení párov $e-d$ sa elektrický obvod uzavrie. Krátko ním bude pretekať elektrický prúd I a na pripojenom zaťažovacom obvode vznikne napäťový impulz. Okrem prúdu I bude cez polovodič ustavične pretekať aj šumový prúd I_s . Nabitú časticu možno zaregistrovať iba vtedy, ak $I_s \ll I$. Táto podmienka je splnená pri Si detektoroch už pri izbovej teplote, pri Ge detektoroch iba pri ich chladení kvapalným dusíkom (77 K).

Na rozdiel od nabitých častíc, ktoré sú po vniknutí do citlivého objemu detektora zaregistrované vždy, gama kvantá sú detegované len s určitou pravdepodobnosťou (obr. 13.2).

Zaregistrovaný môže byť len ten fotón gama, ktorý odovzdal svoju energiu nabitej častici (elektrónu) pri niektorom z troch základných typov interakcií (fotoefekt, Comptonov efekt, tvorba elektrón–pozitrónového páru). Elektróny, ktorým bola odovzdaná časť energie detekovaného fotónu, vydávajú pri prechode materiálom detektora postupne svoju energiu na ionizáciu (t. j. na vytvorenie voľných párov e–d).



Obr. 13.2: Typická závislosť detekčnej účinnosti Ge(Li) detektorov od energie dopadajúcich gama kvánt s vyznačením používaných etalónov na jej meranie.

Pre polovodičové detektory je charakteristické:

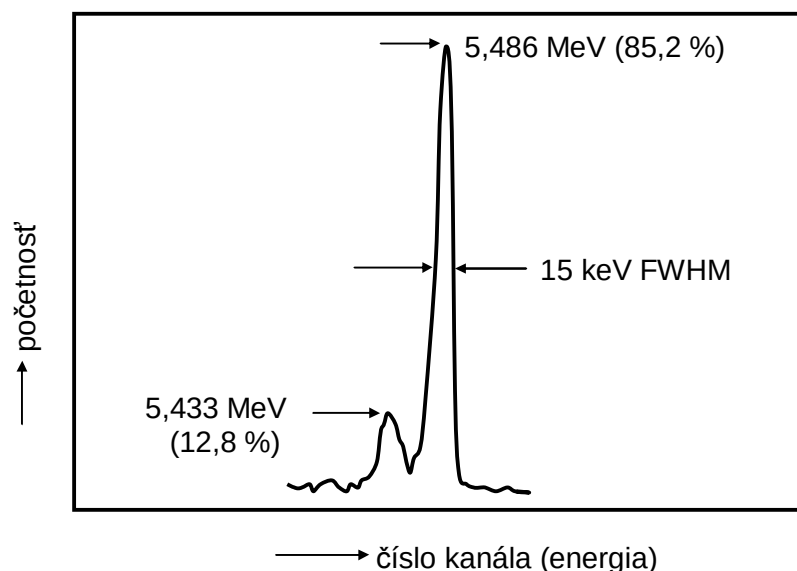
- Energia ϵ tvorby párov e–d nezávisí od druhu a energie nabitej častice.
- Energia ϵ je asi trikrát väčšia ako šírka zakázaného pásma ΔW .
- Hodnota ϵ je v polovodičovom kryštáli zhruba o jeden rád menšia ako v plynach.
- Pohyblivosť elektrónov a dier (tab. 13.1) sa pri ochladzovaní zvyšuje.
- Doba zberu nosičov náboja je desiatky ns.
- Amplitúda impulzu je rádovo mV na 1 MeV energie registrovanej častice.
- Energetická rozlišovacia schopnosť ($\Delta E/E$) môže dosahovať desatiny %, pričom táto hodnota je podmienená štatistickou presnosťou merania, rôznymi typmi elektrických

šumov v detektore a vo vstupných obvodoch predzosilňovača, fluktuáciami náboja pri neúplnom zber atď. Napr. pre častice alfa s energiou 5,486 MeV z ^{241}Am bude veľmi dobré rozlíšenie ΔE (resp. FWHM – Full Width at Half Maximum) okolo 15 keV t. j. $R_E = 0,27\%$ (obr. 13.3).

Základné parametre vybraných polovodičov

Tab. 13.1

Parameter pri 300 K	Si	Ge	CdTe	GaAs	InP
Atómové číslo	14	32	48/52	31/33	49/15
Merná hmotnosť [g.cm ⁻³]	2,33	5,32	6,06	5,32	4,8
Šírka zakázaného pásma ΔW [eV]	1,12	0,67	1,44	1,42	1,35
Energia ionizácie (tvorby párov e–d) [eV]	3,62	2,98	4,43	4,3	4,2
Pohyblivosť elektrónov [cm ² V ⁻¹ s ⁻¹]	1400	3900	1100	8500	5400
Pohyblivosť dier	480	1900	100	400	100
Vlastný merný odpor [cm ² V ⁻¹ s ⁻¹]	$3 \cdot 10^5$	50	$1 \cdot 10^9$	$3,3 \cdot 10^8$	$8,7 \cdot 10^7$



Obr. 13.3: Alfa spektrum žiariča ^{241}Am získané polovodičovým detektorom s veľmi dobrou energetickou rozlišovacou schopnosťou.

- Šírka OPN je ohraničená merným odporom a priernym napätím priechodu P–N.
- Šírka OPN a kapacita priechodu C, a teda aj amplitúda impulzu $Q_{imp} = \frac{Q}{C}$ z detektora závisia od pripojeného napätia. Pre zosilnenie signálu treba použiť nábojovocitlivý predzosilňovač, pretože náboj utvorený v detektore má konštantnú hodnotu a závisí

len od energie detegovanej častice. V nábojovocitlivom predzosilňovači amplitúda signálu na výstupe bude úmerná náboju (nie amplitúde), ktorý bol privedený na jeho vstup, a je len málo závislá od kapacity pripojenej k jeho vstupu, t. j. od vlastnej kapacity detektora.

- Pre amplitúdovú analýzu treba signál z predzosilňovača (rádovo mV) ďalej zosilniť 10^3 – 10^4 – krát v hlavnom zosilňovači.

Na registráciu žiarenia gama, X a vysokoenergetických častíc sa používajú driftové detektory Si(Li) a Ge(Li) (tzv. P–I–N detektory, kde I znamená intrinzickú vodivosť kryštálu), v ktorých sú prímеси kompenzované iónmi lítia. Lítiové ióny (donory) pomerne ľahko driftujú do Si a Ge a kompenzujú akceptory v materiáloch typu P. Hrúbka OPN v takomto detektore závisí od podmienok driftu (teplota, napätie atď.). V súčasnosti sa zhotovujú napr. kryštály Ge(Li) s objemom citlivej vrstvy desatiny až stovky cm^3 . Tieto detektory musia pracovať (a taktiež byť skladované) pri teplote kvapalného dusíka.

Detektory z veľmi čistého germánia (HPGe – High Purity Germanium) majú koncentráciu prímеси len okolo $10^{10} \text{ at.cm}^{-3}$. Pri závernom zapojení vzniká OPN v celom objeme medzi elektródami (kontaktmi typu N a P). Kontakt typu N je tvorený difundovaným lítiom (hrúbka 0,5 mm). Tenké vstupné okienko (P kontakt) sa zväčša pripravuje iónovou implantáciou bóru a umožňuje s veľkou účinnosťou meranie energií od 3 keV do 1 MeV pri planárnom prevedení, pri koaxiálnych detektoroch do 10 MeV. Výhodou týchto detektorov je možnosť tepelného cyklovania, t. j. skladovanie nevyžaduje chladenie s kvapalným dusíkom.

2. Zadanie

- Oboznámiť sa so spektrometrickou trasou detektorov
- Zmerať energetické spektrum gama kvánt etalónov ^{57}Co a ^{60}Co vybraným Ge(Li) resp. HPGe detektorom.
- Určiť účinnosť registrácie a energetickú rozlišovaciu schopnosť detektora pre energie kvánt 122, 1173 a 1332 keV.
- Zväčšovaním vzdialenosti žiarič–detektor a súčasným meraním odozvy bariérového detektora stanoviť stredný dolet alfa častíc ^{241}Am vo vzduchu a pomocou Geigerovho vzťahu ($R_0 = 0,318E^{1,5}$, kde R_0 sa dosadí v cm a E v MeV) určiť ich energiu E . Stanoviť aj relatívnu neistotu určenia energie alfa častíc.
- Krátko zhodnotiť meranie a získané výsledky
- Použitím mikroskopu overiť dolet alfa častíc v ťažších materiáloch (fotoemulziách).

14. Ciachovanie účinnosti polovodičového HPG detektora. stanovenie optimálnej hodnoty integračnej konštanty. Röntgenofluorescencia olova

1. Všeobecná časť

A) Účinnosť. Polovodičové detektory majú síce veľmi dobrú energetickú rozlišovaciu schopnosť, ale platí sa za to nízkou účinnosťou. Okrem toho, účinnosť nie je konštantná, ale mení sa s energiou meraného žiarenia a rozdiely v účinnosti toho istého detektora pri rôznych energiách môžu dosahovať až niekoľko rádov. To závisí predovšetkým od tvaru detektora, od jeho geometrie a od výrobného postupu.

Ciachovanie účinnosti je v podstate veľmi jednoduché. Použije sa žiarič o známej aktivite, prepočítanej ku dňu merania. Pritom treba poznať aj rozpadovú schému použitého žiariča vzhľadom na možnosť kaskádového rozpadu a tiež konverzný koeficient α_T . Intrinšitná účinnosť detektora ε v % sa potom určí ako počet zaregistrovaných impulzov k počtu dopadnutých fotónov.

B) Integračná konštanta. Prispôsobuje dobu spracovania výstupného signálu dobe zberu náboja z detektora. Pre každý typ detektora je iná. Pri nesprávnom nastavení integračnej konštanty sa drasticky zhoršujú vlastnosti meraného spektra (predovšetkým rozlíšenie), prípadne sa spektrálna čiara úplne deformuje. Čím kvalitnejší je detektor, tým presnejšie treba integračnú konštantu určiť meraním a nastaviť.

C) Röntgenofluorescencia olova. Gama žiarenie, pokiaľ má dostatočnú energiu, môže z atómového obalu vyraziť elektrón (fotoefekt) a na uvoľnené miesto "spadne" elektrón z niektorej vyššej hladiny; energetický rozdiel medzi oboma hladinami sa vyžiari ako fotón röntgenového žiarenia. HPG (*High Purity Germanium*) detektorom sa tento jav dá dobre demonštrovať pomocou jednoduchého experimentu na K-sérii olova.

2. Zadanie a postup merania

Pri tomto meraní používame software, ktorý nám láskavo poskytla Technická Univerzita v Linzi. Pred meraním nastavíme základné parametre analyzátora:

Zosilnenie $A = 0,8 \times 500$; dolná diskriminačná hladina $LLD = 0,6$; Overflow = 2048 kanálov; konverzný zisk $CG = 2048$ kanálov; číslicový offset (dolný prah) 0 kanálov.

Pomocou série krátkych meraní (5 – 10 minút) namerajte gama spektrá najmenej dvoch energetických čiar vhodných žiaričov (^{60}Co , ^{137}Cs , ^{57}Co) pri šiestich hodnotách integračnej konštanty (0,5; 1; 2; 3; 6 a 10 μs). Parametre nameraných spektrálnych čiar (výšku píku, šírku píku v polovičnej výške (*FWHM – Full Width at Half Maximum*), výšku pozadia, súčet nameraných impulzov v píku a v pozadí) si zapíšete do tabuľky (tab. 14.1).

Na každom spektre vyhodnoťte rozlíšenie (v keV) a rozlišovaciu schopnosť (v %), zosilnenie (v keV/kanál) a pomer čistého počtu impulzov v čiare k počtu impulzov pozadia (NET/POZ).

Namerané spektrá uložte do pamäte PC pod určeným názvom, ako súbory ***.dat** (formát 9).

Po vyhodnotení graficky vynesť:

- 1) 6 nameraných spektier (všetky v rovnakom merítke),
- 2) závislosť rozlíšenia (v keV), zosilnenia (v keV/kanál) a pomeru NET/POZ od hodnoty integračnej konštanty.
- 3) Na základe nameraných výsledkov navrhnete optimálnu hodnotu integračnej konštanty.

Poznámka:

Pre prípad, že by detektor bol nefunkčný (nezachladený a pod.) pracujte s vopred nameranými spektrami z pamäte počítača.

Postup pri meraní účinnosti:

Zo spektra, nameraného pri optimálnej hodnote časovej konštanty, vypočítajte pre všetky merané energie intrinsitnú účinnosť detektora ε v percentách podľa vzťahu:

$$\varepsilon[\%] = \frac{n - n_p}{\frac{\Omega}{4\pi} A \nu t} \quad (14.1)$$

kde n je číselný súčet počtu impulzov danej energetickej čiary (NET), n_p je číselný súčet počtu impulzov pozadia pod čiarou (lichobežník POZ, resp. BACKGROUND), Ω je priestorový uhol dopadu zväzku na detektor, A je aktivita žiariča (prepočítaná ku dňu merania), t je doba merania v sekundách, v je výťažnosť v % , t. j. tá časť žiarenia, ktorá sa pri rádioaktívnej premene vyžiari ako fotón gama (zohľadňuje rozpadovú schému aj vnútornú konverziu konkrétneho žiariča). Aby sme mohli určiť priestorový uhol Ω , potrebujeme k tomu ešte vzdialenosť žiarič – detektor pri meraní a priemer aktívnej plochy detektora.

Poznámka:

Pre prípad že by detektor bol nefunkčný (nevychladený a pod.), použite vopred namerané spektrum **uccsco.dat**, ktoré sa meralo 10 hodín (premeniť na sekundy).

Postup pri meraní röntgenofluorescenčného spektra K-série olova

Ide len o jednoduché demonštračné meranie. Gama žiarič prikryjeme oloveným krytom a meriame po rovnakú dobu, ako bez krytu. V spektre sa objaví K-séria olova s energiami:

$$K\alpha_1 = 74,957 \text{ keV}$$

$$K\alpha_2 = 72,794 \text{ keV}$$

$$K\beta_1 = 84,922 \text{ keV}$$

$$K\beta_2 = 87,343 \text{ keV}$$

V spektre K-série olova sa dajú vidieť len dve čiary; pri zväčšení (*zoom*) možno vidieť aj voľným okom, že sú nesymetrické. Ani HPG detektorom nemôžeme od seba odlíšiť hladiny $K\alpha_1$ a $K\alpha_2$, resp. $K\beta_1$ a $K\beta_2$. To je potom úlohou fitovacieho programu (napríklad MS Origin), ktorý s pomerne slušnou presnosťou dokáže určiť zastúpenie plôch, prislúchajúcich jednotlivým energiám, v nameranom píku. (Samozrejme, presnosť fitovacej procedúry je tým väčšia, čím viac sú od seba obidve čiary vzdialené).

Poznámka:

Pre prípad, že by detektor bol nefunkčný, použite vopred namerané spektrum **Pb1.dat**, (merané 1000 s) potom spektrum **Pb2.dat**, (merané 4000 s). Všimnite si, že pri druhom spektre so štvornásobnou dobou merania je smerodajná odchýlka nameraných bodov polovičná.

Kalibrácia energie pre tieto spektrá: Prvá čiara vľavo je 59,5 keV ^{241}Am ; posledná čiara vpravo je 122 keV ^{57}Co . Touto energiou sa vybudila aj K-séria olova.

Tabuľka nameraných hodnôt

Tab. 14.1

T_i	E_1 (napr. 59,5 keV)		E_2 (napr. 1330 keV)	
0,5 μ s (int05.dat)	Kanál (N)		kanál (N)	zosilnenie A [keV/kanál]
	Kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):
	rozlíšenie keV:	R [%]:	rozlíšenie keV:	R [%]:
	INT:	NET/POZ:	INT:	NET/POZ:
	POZ:		POZ:	
	NET:		NET:	
1 μ s (int1.dat)	kanál (N)		kanál (N)	zosilnenie A [keV/kanál]
	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):
	rozlíšenie keV:	R [%]:	rozlíšenie keV:	R [%]:
	INT:	NET/POZ:	INT:	NET/POZ:
	POZ:		POZ:	
	NET:		NET:	
2 μ s (int2.dat)	kanál (N)		kanál (N)	zosilnenie A [keV/kanál]
	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):
	rozlíšenie keV:	R [%]:	rozlíšenie keV:	R [%]:
	INT:	NET/POZ:	INT:	NET/POZ:
	POZ:		POZ:	
	NET:		NET:	
3 μ s (int3.dat)	kanál (N)		kanál (N)	zosilnenie A [keV/kanál]
	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):
	rozlíšenie keV:	R [%]:	rozlíšenie keV:	R [%]:
	INT:	NET/POZ:	INT:	NET/POZ:
	POZ:		POZ:	
	NET:		NET:	
6 μ s (int6.dat)	kanál (N)		kanál (N)	zosilnenie A [keV/kanál]
	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):
	rozlíšenie keV:	R [%]:	rozlíšenie keV:	R [%]:
	INT:	NET/POZ:	INT:	NET/POZ:
	POZ:		POZ:	
	NET:		NET:	
10 μ s (int10.dat)	kanál (N)		kanál (N)	zosilnenie A [keV/kanál]
	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):
	rozlíšenie keV:	R [%]:	rozlíšenie keV:	R [%]:
	INT:	NET/POZ:	INT:	NET/POZ:
	POZ:		POZ:	
	NET:		NET:	

15. Meranie zosilnenia a rozlišovacej schopnosti polovodičového HPG detektora v závislosti od napájacieho napätia

1. Všeobecná časť

Polovodičové detektory HPG (*High Purity Germanium*) sa voči GeLi a SiLi detektorom vyznačujú menšími odlišnosťami, z hľadiska napájacieho napätia sú však tieto rozdiely málo podstatné. Istou výhodou HPG detektora je, že nemusí byť trvalo chladený; postačí ho ochladiť niekoľko hodín pred meraním. Energetický rozsah je o niečo širší, je citlivý rádovo od desiatok keV až po energie mierne nad 1 MeV; účinnosť detekcie však závisí od meranej energie. Pri svojom dolnom prahu citlivosti 15 ~ 20 keV je však HPG detektor na meranie napríklad atómových spektier úplne nevyhovujúci, tam dominuje SiLi detektor, ktorý, ak je kvalitný, je schopný merať energie až pod 1 keV.

Spoločným znakom všetkých objemových polovodičových detektorov je charakter napájacieho napätia (tu ho nazývame aj odsávacím napätím, pretože jeho úlohou je urýchliť odsávanie náboja). Zdroj má mať výrazne prúdový charakter, t. j. čo najvyššie napätie a čo najnižší prúd. Napäťové obmedzenie je dané prierazným napätím, ktoré sa v žiadnom prípade nesmie prekročiť. Pri najkvalitnejších detektoroch s napájacím napätím 6000 – 10000 V sa na túto hodnotu nabieha aj počas niekoľkých hodín až dní (formovanie kryštálu). Ani činný (wattový) výkon nie je zanedbateľný; aj pri prúdoch rádu μA môže na poruchách dôjsť k lokálnemu prehriatiu a v krajnom prípade až k prerazeniu kryštálu. Preto sa pri kvalitných detektoroch vždy kontroluje aj prúd, obzvlášť pri nábehu a zvyšovaní napätia.

Cieľom tohto cvičenia je premeranie vlastností detektora na reálnych energetických spektrách bežných gama žiaričov (^{241}Am , ^{57}Co , ^{137}Cs , ^{60}Co) v závislosti od napájacieho napätia v rozsahu od napätia blízkeho k nule až po maximálne povolené napätie; táto hodnota je charakteristickou konštantou detektora a pri každom detektore je iná. **POZOR !!**. **S ovládacím prvkom napätia smie manipulovať len vedúci cvičenia !!**

Je obvyklé, že so vzrastom napájacieho napätia HPG detektora sa zlepšujú aj jeho výstupné charakteristiky (zmenšuje sa experimentálna šírka čiary, t. j. vzrastá rozlišovacia schopnosť, zvyšuje sa zosilnenie v keV/kanál, aj pomer počtu čistých (NET) impulzov k počtu impulzov pozadia (BACKGROUND) na danej energetickej čiare. Pri určitej hodnote napájacieho napätia môže (hoci nemusí) dôjsť k nasýteniu a hodnoty týchto parametrov môžu mierne poklesnúť.

Výstupné impulzy z detektora sa vedú do nábojovo-citlivého predzosilňovača, ktorý býva obvykle zabudovaný v konštrukcii detektora a jeho prvý (vstupný) tranzistor sa pri kvalitnejších detektoroch chladí dusíkom kvôli zníženiu šumu. Impulzy priamo z detektora sú tak slabé, že sa veľmi ťažko registrujú, takže osciloskopom môžeme sledovať nanajvýš výstup z nábojovo-citlivého predzosilňovača. Druhým kanálom osciloskopu budeme sledovať impulzy na výstupe zo zosilňovača.

2. Zadanie a postup merania

Meranie vykonáme na spektrometrickej trase, pričom využijeme software, ktorý nám láskavo poskytla TU Linz. Základné (približné) nastavenie ovládacích prvkov:

Zosilnenie $A = 0,8 \times 500$

Konverzný zisk CG = 2048 kanálov

Dolná diskriminačná hladina LLD = 0,80 (odrezanie šumov zdola)

Horná diskriminačná hladina ULD = 10,0 (hradlo úplne otvorené)

Overflow = 2048 kanálov

Číslíkový offset (dolný prah) 0 kanálov.

Predvolená doba merania: 1000 s.

Merajte pri šiestich hodnotách napájacieho napätia najmenej na dvoch energetických čiarach (jedného alebo dvoch žiaričov) a pre každú čiaru si do tabuľky (tab. 15.1) zapíšte tieto hodnoty:

Kanál odpovedajúci maximálnej hodnote píku a maximálnu hodnotu píku (napr. 2836/680), t. j. polohu píku; kanál vpravo a vľavo od stredu s (približne) polovicou maximálnej hodnoty (napr. 2826/338; 2847/345), potom si kurzormi vymedzte čiaru sprava a zľava, vykonajte nad čiarou číselný súčet (integráciu) a zaznamenajte si celkový počet impulzov v píku, ako čistý (NET) a počet impulzov v pozadí (lichobežník pod čiarou pozadia, POZ, BACKGROUND).

Na každom spektre vyhodnoťte rozlíšenie (v keV) a rozlišovaciu schopnosť (v %), zosilnenie (v keV/kanál) (počíta sa z dvoch čiar, ako diferenciál $(Y_2 - Y_1)/(X_2 - X_1)$). To je konštanta, ktorú potrebujete k výpočtu energetického rozlíšenia v keV. Vypočítajte aj pomer NET/POZ.

Namerané spektrá uložte do pamäte PC pod názvom, ktorý vám zadá vedúci cvičenia, ako súbory ***.dat** (pri voľbe formátu nastavte **formát 9**).

Po vyhodnotení graficky vyneste:

- 1) 6 nameraných spektier (všetky v rovnakom merítku),
- 2) závislosť rozlíšenia (v keV), zosilnenia (v keV/kanál) a pomeru NET/POZ od hodnoty integračnej konštanty.

Poznámka:

Pre prípad, že by detektor bol nefunkčný (nezachladený a pod.), pracujte s vopred nameranými spektrami z pamäte počítača.

U_{ods}	E_1 (napr. 122 keV)		E_2 (napr. 1,33 MeV)	
300 V	kanál (N)		kanál (N)	zosilnenie A [keV/kanál]
	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):
	rozlíšenie keV:	R [%]:	rozlíšenie keV:	R [%]:
	INT:		INT:	
	POZ:		POZ:	
	NET:		NET:	
	NET/POZ:		NET/POZ:	
500 V	kanál (N)		kanál (N)	zosilnenie A [keV/kanál]
	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):
	rozlíšenie keV:	R [%]:	rozlíšenie keV:	R [%]:
	INT:			
	POZ:			
	NET:		NET:	
	NET/POZ:		NET/POZ:	
1500 V	kanál (N)		kanál (N)	zosilnenie A [keV/kanál]
	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):
	rozlíšenie keV:	R [%]:	rozlíšenie keV:	R [%]:
	INT:		INT:	
	POZ:		POZ:	
	NET:		NET:	
	NET/POZ:		NET/POZ:	
2500 V	kanál (N)		kanál (N)	zosilnenie A [keV/kanál]
	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):
	rozlíšenie keV:	R [%]:	rozlíšenie keV:	R [%]:
	INT:		INT:	
	POZ:		POZ:	
	NET:		NET:	
	NET/POZ:			
3200 V	kanál (N)		kanál (N)	zosilnenie A [keV/kan]
	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):
	rozlíšenie keV:	R [%]:	rozlíšenie keV:	R [%]:
	INT:		INT:	
	POZ:		POZ:	
	NET:		NET:	
	NET/POZ:		NET/POZ:	
4830 V	kanál (N)		kanál (N)	zosilnenie A [keV/kanál]
	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):	kanál 1 (N/2):	kanál 2 (N/2):
	rozlíšenie keV:	R [%]:	rozlíšenie keV:	R [%]:
	INT:		INT:	
	POZ:		POZ:	
	NET:		NET:	
	NET/POZ:		NET/POZ:	

16. Meranie na analógovo–číslícovom prevodníku (ADC) mnohokanálového analyzátora impulzov

1. Všeobecná časť

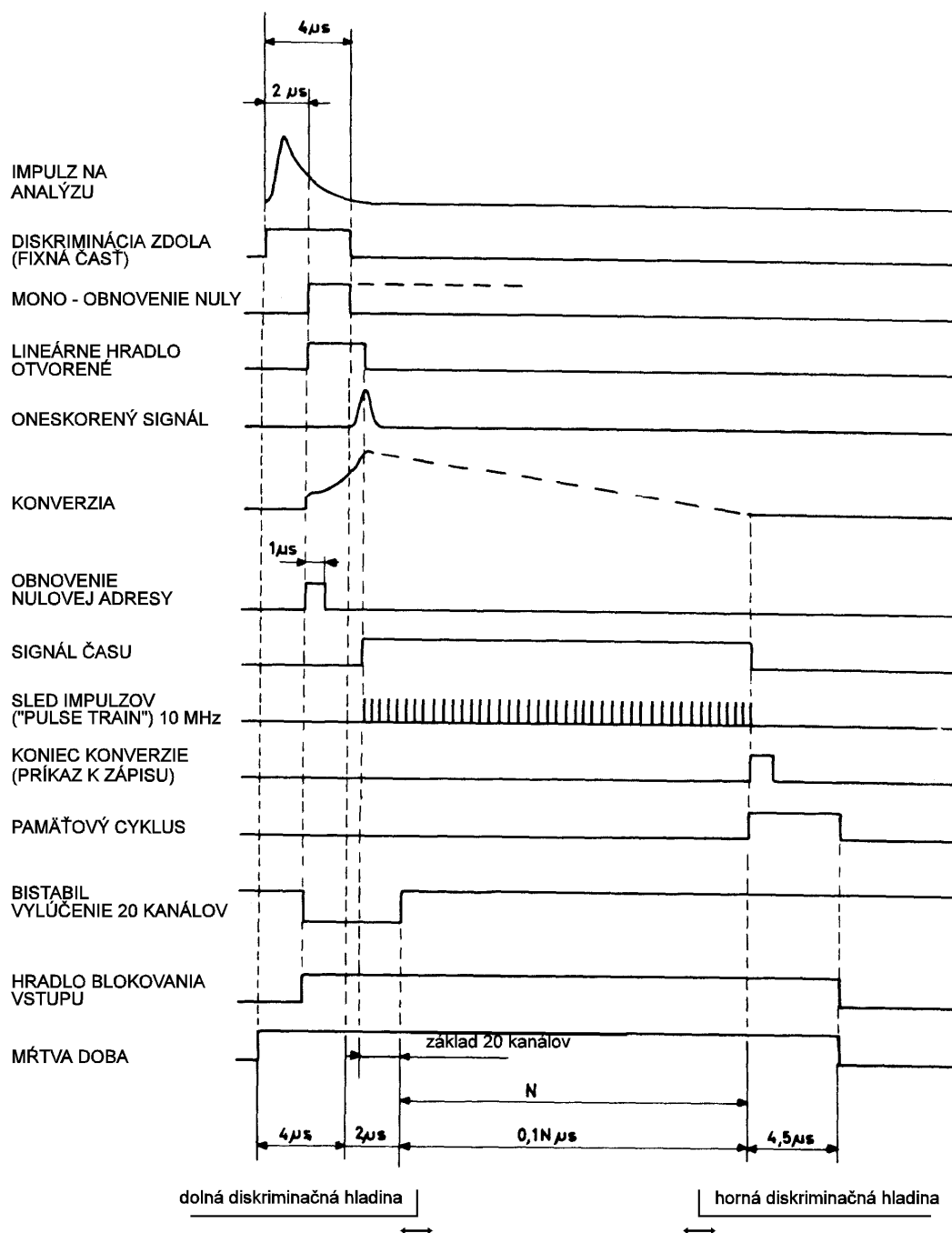
Analógovo–číslícový prevodník (ADC) je súčasťou každého analyzátora impulzov; jeho úlohou je premeniť vstupný analógový signál z detektora (alebo všeobecne, aj z iného zdroja napätia) na číslícový signál, ktorý sa ďalej spracováva obvyklým číslícovým spôsobom.

ADC predstavuje v mnohokanálovom analyzátore relatívne samostatnú jednotku, jeho výstupom sú impulzy v unifikovanom tvare, kompatibilné s TTL logikou (0 V a 5 V, priradenie logických úrovní je voliteľné a závisí len od výrobcu). Výstupné impulzy sa cez obvody riadiacej jednotky vedú priamo do pamäte analyzátora.

V tomto cvičení pracujeme obvykle so 400–kanálovým analyzátorom impulzov **SA41** francúzskej firmy *Intertechnique*, rok výroby 1974. Aj keď ide o starší prístroj, o jeho kvalite svedčí už doba aktívneho používania. Analógovo–číslícové prevodníky novších prístrojov pracujú na rovnakom princípe; samozrejme rýchlejšie a s väčším počtom kanálov. Najväčším rozdielom voči dnešným prístrojom je, že analyzátor **SA41** používa ešte magnetickú pamäť s dobou prístupu 4,5 μ s; rozdiel voči prístupovým dobám dnešných pamätí je teda niekoľko rádov. Napriek tomu, pri jeho rýchlosti a schopnosti analyzovať až do cca 50 000 imp/s ešte stále ďaleko presahuje rýchlosť ostatných prvkov spektrometrickej trasy.

Funkcia a časové priebehy jednotlivých signálov v ADC sú uvedené na obr. 16.1. V tomto cvičení sa budeme venovať trom z nich: signálu "**Koniec konverzie** (*Conversion End*)", signálu "**Pulse Train**" a signálu "**Mŕtva doba** (*Dead Time*)".

Poznámka: Počítačová technika kladie stále vyššie nároky na digitalizáciu, takže v súčasnosti sa skoro denne objavujú informácie o nových ADC prevodníkoch s obrovskými rýchlosťami, pričom rýchlosť sa neustále posúva vyššie. Niektoré typy sú známe ako tzv. sigma– alebo omega–prevodníky; v našom prípade ide o prevodník tzv. integračného typu, kde základným princípom konverzie je lineárne vybíjanie kondenzátora.



Obr. 16.1: Analýza jedného impulzu v analógovo-číslícovom prevodníku (ADC), spolu s časovými priebehmi najdôležitejších vnútorných signálov. Činnosť prevodníka sa zvonka obmedzuje ešte dolnou a hornou diskriminačnou hladinou, ktoré sú nastaviteľné ako premenné napätie. Prevodník takto pracuje len v intervale, vymedzenom dolnou a hornou diskriminačnou hladinou. Pilotná frekvencia je 5 alebo 10 MHz, v závislosti od nastaveného konverzného zisku.

2. Zadanie a postup merania

Pri meraní ako náhradný zdroj impulzov použijeme jednoduchý generátor s obdĺžnikovým priebehom napätia pri frekvencii 10 kHz, za ktorým je zaradený tvarovací obvod, aby sme na vstup analyzátora privádzali krátke kladné impulzy. Napätie privádzame na vstup zosilňovača, amplitúdu nastavujeme a kontrolujeme osciloskopom. (Treba si uvedomiť, že tým sa samozrejme dopúšťame značnej subjektívnej chyby odčítania). V druhej časti merania použijeme jednoduchý ciachovný generátor, určený špeciálne na tento účel. Pozostáva z ortuťového relé, spínaného sieťovou frekvenciou, ktoré kľúčuje presne stabilizovaný zdroj napätia. Deliaci pomer sa nastavuje prepínaním presných odporových deličov a v poslednom stupni 10–otáčkovým potenciometrom.

Samotný prevodník analyzuje impulzy v rozsahu 0 V až +8 V. Pri meraní však používame aj zosilňovač analyzátora, takže výška vstupných impulzov bude v rozsahu od 0 do cca 55 mV.

Počiatkové nastavenie: Frekvencia generátora 10 kHz, výška vstupného impulzu 100 mV. Zosilnenie $1 \times 1/32 \times 25$ kan/V (posledná hodnota je konverzný zisk), časová základňa osciloskopu 2 μ s/cm, synchronizácia "norm". Diskriminátor je úplne otvorený, t. j. horná diskriminačná hladina (*upper level*) je na maximálnej hodnote, dolná hladina (*lower level*) je na minimálnej hodnote. Základňa offsetu (*zero threshold*) je na nule.

1) Sledovanie signálu "*Koniec konverzie*".

Na vstup 2 osciloskopu pripojíme signál "*Koniec konverzie*". Zistíte výšku a šírku impulzu a dobu konverzie (oneskorenie voči príchodu impulzu na vstup zosilňovača) Tieto tri hodnoty si zapíšete do tab.16.1.

Charakteristiky impulzu "*Koniec Konverzie*"

Tab. 16.1

výška impulzu =	V	šírka impulzu =	mS	doba konverzie =	mS
-----------------	---	-----------------	----	------------------	----

2) Sledovanie signálu "*Pulse Train*" (približne: sled impulzov).

Na vstup 2 osciloskopu pripojíme signál "*Pulse Train*" (podľa potreby jemne doladiť synchronizačnú hladinu). Začiatok konverzie je približne 5 μ s po príchode vstupného impulzu, koniec podobne ako doba konverzie v predchádzajúcom prípade.

- a) Zvyšujeme prahovú hodnotu offsetu (*zero threshold*). Čo sa deje so signálom "*Pulse Train*"? (zapíšete si do rámčeka).

--

- b) Prah offsetu späť na nulu. Zdvihneme dolnú diskriminačnú hladinu (*lower level*). Čo sa deje so signálom "**Pulse Train**"? (zapíšte si do rámčeka).

--

- c) Čo sa deje pri zmene amplitúdy? Čo sa deje pri zmene frekvencie?

--	--

- d) Dolnú diskriminačnú hladinu späť na nulu. Znižujeme hornú diskriminačnú hladinu (*upper level*). Čo sa deje so signálom "**Pulse Train**"? (zapíšte si do rámčeka).

--

- e) Hornú diskriminačnú hladinu späť (hradlo celkom otvorené). Osciloskop synchronizujeme na kanál **2**. Prepíname hodnoty konverzného zisku 25, 50, 100 kan/V. Sledujeme sklon konverznej (vybíjacej) priamky a frekvenciu pilotných (hodinových) impulzov.

3) Meranie mŕtvej doby a kontrola linearity analógovo-číslcového prevodníka (ADC).

Prvé meranie:

Synchronizáciu osciloskopu prepnete späť na kanál **1**. Na vstup **2** osciloskopu pripojte signál mŕtvej doby.

Poznámka: Signál mŕtvej doby analyzátoru, resp. ADC prevodníka je natoľko dôležitý, že sa osobitne vyvádza aj na ručičkový merací prístroj na prednom paneli analyzátoru (ten pravda, poskytuje len orientačný údaj).

Generátor: frekvencia 10 kHz. **Analyzátor:** zvolený rozsah kanálov 0 – 200 (kláves E). Pred prvým meraním vymažeme obsah zvolenej pamäte tlačidlom **ERASE** (potom už nie !!!). Dolné a horné hradlo otvorené, offset (*zero threshold*) na nule. Zosilnenie $A = 1 \times 1/2 \times 25$ kan/V. Prepínač "*time measurement*" na **ON** (zapnuté). **Prvá predvoľba času:** 20 s. Časová základňa osciloskopu: 1 μ s/cm.

Meriame pri ôsmich hodnotách výšky vstupných impulzov: 5, 10, 20, 25, 30, 40 a 50 mV, vždy po 20 sekúnd. Na osciloskope odčítame mŕtvu dobu v režime **READ** (čítanie), potom spustíme meranie **STORE** (zápis) a počas predvolených 20 sekúnd merania znova odčítame mŕtvu dobu. V režime **STORE** bude o cca 4-5 μ s dlhšia ako v režime **READ**, kvôli zápisu do pamäte analyzátoru. Predvoľbu času pri každom meraní zvýšime o 20 sekúnd (posledná

bude 160 sekúnd). Takto môžeme všetkých osem meraní zaznamenať do jedného segmentu pamäte analyzátoru.

Súčasne sledujeme hodnotu mŕtvej doby na malom meracom prístroji na analyzátore. Pri frekvencii 10 kHz sa už údaj meracieho prístroja výrazne mení s amplitúdou. To v skutočnosti znamená, že ADC prevodník sa už prestáva "nudiť" a usilovne pracuje.

Hodnoty mŕtvej doby si zapíšete do tab.16.2. Nameraný výsledok nakoniec vytlačte na pásku a vyneste do grafu (2 čiary).

Tabuľka nameraných hodnôt s generátorom frekvencie

Tab.16.2

A. $f = 10 \text{ kHz}$, $A = 1 \times 1/2 \times 25 \text{ kan/V}$			
predvoľba času [s]	Výška vstupných impulzov [mV]	mŕtva doba [μs]	
		READ	STORE
20	5		
40	10		
60	15		
80	20		
100	25		
120	30		
140	35		
160	40		
180	44		

Druhé meranie:

Ciachovný generátor: Frekvencia fixná (50 Hz). Kalibráciu ciachovného generátora pomocou osciloskopu nastavíme tak, aby pri plnej hodnote 10–otáčkového potenciometra (10,0) bolo výstupné napätie presne 50 mV. **Analyzátor:** rozsah kanálov 200 – 400 (kláves F). Pred prvým meraním zase vymazať pamäť (**ERASE**), potom už nie. **Zosilnenie:** $A = 1 \times 1/8 \times 100 \text{ kan/V}$. **Prvá predvoľba času:** znova 20 s; pred každým ďalším meraním o 20 s viac. Hodnoty mŕtvej doby si zapíšete do tab.16.3. Nakoniec výsledok znova vytlačte na pásku.

Poznámka: Často sa stane, že pri niektorom meraní padne meraná čiara viac alebo menej symetricky medzi dva kanály (prípadne aj viac kanálov, ak vstupné impulzy nemajú presne rovnakú výšku). Potom sa samozrejme za výsledný počet impulzov považuje ich súčet. Polohu čiary potom určíme presnejšie ako váženú strednú hodnotu (ťažisko) medzi oboma (alebo viacerými) kanálmi.

Poznámka 2: Pri najnižšom vstupnom napätí 5 mV býva niekedy problémom správne zasynchronizovať osciloskop a nastaviť výšku impulzu. Vnútorne obvody analyzátora totiž vyžarujú svoje vlastné signály, ktoré sa parazitnými väzbami dostanú na vstup osciloskopu a majú približne túto amplitúdu. V takom prípade pomôže odpojiť pamäť (ADC prevodník prestane pracovať), nastaviť hodnotu na vstupe a pamäť znova pripojiť. Analyzovať sa bude len vstupný impulz (vlastné šumy nie).

Tabuľka nameraných hodnôt s ciachovným generátorom 50 Hz

Tab. 16.3

A. $f = 10 \text{ kHz}$, $A = 1 \times 1/2 \times 25 \text{ kan/V}$			
Predvoľba času [s]	výška vstupných impulzov [mV]	mŕtva doba [μs]	
		READ	STORE
20	5		
40	10		
60	15		
80	20		
100	25		
120	30		
140	35		
160	40		
180	45		
200	50		
220	55		

Výsledok merania zobrazte v dvoch grafoch. Na jednom vyneste mŕtvu dobu v režime **READ** aj **STORE** v závislosti od výšky vstupného impulzu, na druhom z vytlačenej pásky číslo kanálu v závislosti od výšky vstupného impulzu (čo je vlastne graf linearity). Ak náhodou výsledok padne medzi dva kanály, použite aj jedno desatinné miesto.

Ak máte k dispozícii **MS GRAPH**, **EXCEL** alebo **MS ORIGIN**, obidva grafy si vytlačte.

3. Literatúra

- [1] Analyseur 400 Canaux, Type SA41, Notice Technique (firemná literatúra), Intertechnique, Plaisir, 15-70-11.

17. Stanovenie detekčných limitov spektrometrických zariadení

1. Všeobecná časť

Rádioaktívna premena prebieha náhodne v čase, takže meranie počtu detekovaných udalostí za daný časový úsek nie je nikdy presné, ale reprezentuje priemernú hodnotu s istou neurčitou. Táto štatistická neurčitosť merania vytvára istú štatistickú úroveň, pod ktorou už nevieme odlíšiť meranú udalosť od jej štatistickej fluktuácie a od fluktuácie ďalších sprievodných javov merania. Takto sa pri detekcii a taktiež spektrometrii žiarenia gama objavuje základný limit detekcie.

Detekčný limit musí byť ustanovený pomocou jednotnej štatistickej definície, ktorá by mala byť akceptovaná väčšinou výskumníkov. Avšak niektoré limity počítané rôznymi autormi sa líšili navzájom aj o tri rády, a preto na odstránenie týchto nezrovnalostí Curie [1] v roku 1968 navrhol koncepciu troch detekčných limitov, ktorá je dnes už všeobecne široko akceptovaná.

Koncept je založený na nasledovných troch základných úrovniach detekcie:

- a) Rozhodovací limit (kritická úroveň) L_C , ktorého prekročenie znamená, že analyzovaná vzorka už môže obsahovať na danej hladine významnosti α niektoré udalosti, ktoré sa merajú. V oblasti merania aktivít sa používa označenie MSA (minimálna signifikantná aktivita).
- b) Detekčný limit L_D , ktorého prekročenie znamená, že je možné detekovať s určitou významnou pravdepodobnosťou nejaké množstvo meraných udalostí nad úrovňou pozadia. V oblasti merania aktivít sa používa označenie MDA (minimálne detekovateľná aktivita).
- c) Limit stanoviteľnosti L_Q , ktorý musí byť prekročený, aby sa dosiahli výsledky s presnosťou požadovanou pre kvantitatívnu analýzu. Tento limit reprezentuje minimálne merateľnú aktivitu (MMA).

Curieho definícia detekčných limitov môže byť matematicky formulovaná pomocou nasledovných výrazov:

$$L_C = k_\alpha \sigma_0 \quad (17.1)$$

$$L_D = L_C + k_\beta \sigma_D \quad (17.2)$$

$$L_Q = k_Q \sigma_Q \quad (17.3)$$

kde k_α a k_β sú kvantily štandardneho normálneho rozdelenia, ktoré zodpovedajú pravdepodobnostným úrovniám $(1-\alpha)$ a $(1-\beta)$, α a β sú hladiny významnosti (viď Tab. 17.1), k_Q je reciproká hodnota relatívnej štandardnej odchýlky, σ_0 je štandardná odchýlka prázdneho signálu, σ_D a σ_Q sú štandardné odchýlky signálu na úrovniach stredných hodnôt $\mu_D = L_D$ a $\mu_Q = L_Q$.

Násobky štandardných odchýliek, ktoré zodpovedajú rôznym hladinám významnosti. Tab. 17.1

Kvantil	Hladina významnosti
0,68	50 %
1,0	68,3 %
1,15	75 %
1,65	90 %
1,96	95 %

Skalárny lineárny spektrometrický model merania aktivity je matematicky formulovaný pomocou výrazu (20.1) a formálne môže byť zapísaný ako:

$$a = \psi(D, S, B, t_D, t_S, t_B, s_0, D_C, S_C, B_C, \dots) \quad (17.4)$$

kde parametre funkcie reprezentujú postupne početnosti impulzov v oblasti píku od vzorky, štandardu a pozadia, času merania vzorky, štandardu a pozadia, štandardnú aktivitu a kontinuálne interferencie vo vzorke, štandarde a pozadí. Skalárna funkcia ψ reprezentuje partikulárny model spektrometrického merania. Detailnejší opis najpoužívanejšieho modelu spektrometrického merania založeného na metóde plochy pod píkom (PNA – Peak Net Area) možno nájsť pri úlohe 20.

Rádioaktívny rozpad sa riadi Poissonovým štatistickým rozdelením pravdepodobnosti, ktoré je limitným prípadom binomického rozdelenia pre nekonečný počet časových intervalov. Pre veľký počet rozpadov je Poissonove rozdelenie veľmi blízke ku Gaussovmu (normálnemu) rozdeleniu.

Poissonove rozdelenie má štandardnú odchýlku σ rovnajúcu sa $\sqrt{\mu}$, kde μ je stredná hodnota rozdelenia. Digitálna forma pozorovania aktivity (početnosť impulzov) sa teda v prevažnej miere riadi Poissonovým rozdelením. Existuje však aj ne-poissonovská variabilita, ktorá pochádza z kozmických variácií, nestability prístrojov, zle postavených predpokladov daného spektrometrického modelu a pod. Táto by mala byť tiež zahrnutá do odhadu σ_0^2 [1].

Celková disperzia meranej početnosti impulzov je potom daná ako:

$$\sigma_X^2 = \sigma_{stat}^2 + \sigma_{syst}^2 = \mu_X \chi_X^2 \quad (17.5)$$

kde X reprezentuje meranie vzorky, štandardu alebo pozadia ($X = D, S$ alebo B). Disperzia σ_{stat}^2 zodpovedá štatistickej experimentálnej chybe merania, disperzia σ_{syst}^2 charakterizuje systematickú chybu použitého spektrometrického modelu, najlepší odhad strednej hodnoty pomocou jediného merania je $m_X = X$ a redukovaná hodnota χ_X^2 (chí-štvorec) kvantifikuje zhodu medzi reálnymi a modelovými dátami (ideálny model má hodnotu χ_X^2 blízko k 1).

Pre lineárny model aktivity (17.4) môže byť celková disperzia aktivity určená:

$$\sigma_a^2 = w_2 a^2 + w_1 a + w_0 \quad (17.6)$$

kde w_2 , w_1 , a w_0 sú skalárne koeficienty, ktoré závisia na výbere modelu ψ . Pre PNA model (model plochy pod píkom) disperzné koeficienty v (17.6) možno vyjadriť nasledovne:

$$w_2 = \frac{1}{\varepsilon^2} \sum_{j=1}^n \left(\frac{\partial \varepsilon(E)}{\partial \varepsilon_j} \right)^2 \left(\frac{\varepsilon_j}{s_{0j} y_j} \frac{\chi_{S_j}^2}{t_{S_j}} + \frac{1}{s_{0j}^2 y_j^2} \left(\left(\frac{\chi_B^2}{t_B} + \frac{\chi_{S_j}^2}{t_{S_j}} \right) \left(b + \frac{k}{2m} b_C \right) + \left(\frac{k}{2m} + 1 \right) \frac{\chi_{S_j}^2}{t_{S_j}} (s_{C_j} - b_C) \right) \right) \quad (17.7)$$

kde okrem označenia použitého pri formulácii PNA modelu v úlohe 20, s_{C_j} reprezentuje interferenčné kontinuum pod j -tým štandardným píkom a s_{0j} je referenčná štandardná aktivita pre každú z n energetických komponent nájdenú a analyzovanú v štandardnom spektre. $\varepsilon(E)$ je kalibračná účinnosťná krivka. Ak je možná priama kalibrácia analyzovaného píku, výraz pre koeficient w_2 sa zjednoduší nasledovne:

$$w_2 = \frac{1}{s_0 \varepsilon y} \frac{\chi_S^2}{t_S} + \frac{1}{s_0^2 \varepsilon^2 y^2} \left(\left(\frac{\chi_B^2}{t_B} + \frac{\chi_S^2}{t_S} \right) \left(b + \frac{k}{2m} b_C \right) + \left(\frac{k}{2m} + 1 \right) \frac{\chi_S^2}{t_S} (s_C - b_C) \right) \quad (17.7a)$$

Ďalšie disperzné koeficienty možno pre PNA model vyjadriť spoločne pre priamu aj nepriamu kalibráciu:

$$w_1 = \frac{1}{\varepsilon y} \frac{\chi_D^2}{t_D} - \frac{2}{\varepsilon^2 y^2 s_0} \frac{\chi_B^2}{t_B} \left(b + \frac{k}{2m} b_C \right) \quad (17.8)$$

$$w_0 = \frac{1}{\varepsilon^2 y^2} \left(\left(\frac{\chi_D^2}{t_D} + \frac{\chi_B^2}{t_B} \right) \left(b + \frac{k}{2m} b_C \right) + \left(\frac{k}{2m} + 1 \right) \frac{\chi_D^2}{t_D} (d_C - b_C) \right)$$

Význam všetkých premenných je detailne vysvetlený v rámci opisu PNA modelu v úlohe 20.

Súbor detekčných úrovní definovaných rovnicami (17.1), (17.2) a (17.3) môže byť vypočítaný pre prípad PNA modelu spektrometrického merania použitím disperzie aktivity (17.6) s disperznými koeficientami (17.7) a (17.8). Predpokladajme pre jednoduchosť $k_\alpha = k_\beta = 1/\Delta$ a $k_Q = 1/\delta = a/\sigma_a$. Potom detekčné limity možno vyjadriť postupne:

$$a_{MSA} = \frac{\sqrt{w_0}}{\Delta} \quad (17.9)$$

$$a_{MDA} = \frac{w_1 + 2\Delta^2 a_{MSA}}{\Delta^2 - w_2} \quad (17.10)$$

$$a_{MMA} = \frac{w_1 + (w_1^2 + 4(\delta^2 - w_2)w_0)^{1/2}}{2(\delta^2 - w_2)} \quad (17.11)$$

2. Zadanie a postup merania

V rámci riešenia úlohy stanovte základné detekčné limity pre dané spektrometrické zariadenie (MSA, MDA a MMA). Detekčné limity stanovte pre energiu 661,65 keV izotopu ^{137}Cs (výťažnosť $y = 85,1\%$) pre prípad interferencie len prírodného pozadia a taktiež pre prípad interferencie s izotopom ^{60}Co , prípadne s ďalšími umelými interferenciami. Vypočítané hodnoty vzťahujte pre hladinu významnosti 90 % ($k_\alpha = k_\beta = 1,65$) a relatívnu chybu merania 10 % ($k_Q = 10$). Na účinnosťnú kalibráciu použite priamu kalibráciu pomocou štandardu ^{137}Cs (v tom prípade môžeme približne predpokladať $\sigma_{\text{syst}}^2 = 0$ a $\chi_X^2 = 1$).

Pred samotnými výpočtami detekčných limitov zrealizujte súbor potrebných meraní a ich analýzu, na základe ktorej získate potrebné údaje pre výpočty detekčných limitov, podľa nasledovného postupu:

1. Meranie spektra žiariča ^{137}Cs
2. Meranie spektra žiaričov ^{137}Cs a ^{60}Co
3. Meranie spektra pozadia
4. PNA analýza nameraných spektier ($D, S, B, t_D, t_S, t_B, S_0, D_C, S_C, B_C, \dots$)
5. Výpočty detekčných limitov
6. Ako sa zmení citlivosť spektrometra, keď umiestnime meranie do tieniacej kobky s koeficientom potlačenia pozadia 10, a ako keď predĺžime 2-krát čas merania?

3. Literatúra

[1] Curie L. A.: Limits for Qualitative Detection and Quantitative Determination: Application in Radiochemistry, Anal. Chem. **40/3** (1968) 586-593.

18. Vyhodnotenie spektier žiarenia gama pomocou metódy operátora odozvy

1. Všeobecná časť

Experimentálna kvantifikácia spektrometrického merania v určitom energetickom rozsahu $\langle a, b \rangle$ je daná parametrami $\{\Delta K, c\}$, kde ΔK je šírka spektrálneho kanálu a c je celkový počet kanálov v spektre. Keď použijeme maticovú interpretáciu spektier [1], môžeme výsledok spektrometrického merania zapísať vo forme stĺpcového vektora o dĺžke c , zložky ktorého sú početnosti impulzov namerané v jednotlivých kanáloch spektrometra. Takýto vektor reprezentuje fyzikálne (experimentálne, prístrojové) spektrum.

Označme experimentálne spektrum od vzorky merané za čas t_D a prepočítané za 1 sekundu ako stĺpcový vektor $\mathbf{d}$. Podobne označme kalibračné spektrum od štandardu merané po dobu t_S ako stĺpcový vektor $\mathbf{s}$ a spektrum pozadia merané za čas t_B ako stĺpcový vektor $\mathbf{b}$.

Model operátora odozvy, lepšie známy v scintilačnej ako polovodičovej spektrometrii žiarenia gama, je založený na určení funkcií odozvy v transformačnom operátore, ktorý charakterizuje vplyv meracieho zariadenia na spektrometrické meranie [1, 2]. V dôsledku vektorovej reprezentácie spektier môžeme tento operátor kvantifikovať pomocou vhodnej matice. Potom vektorový model spektrometrického merania žiarenia gama možno vyjadriť v maticovom tvare:

$$\mathbf{d} - \mathbf{b} = \mathbf{K} \mathbf{a} \quad (18.1)$$

kde vektory $\mathbf{d}$ a $\mathbf{b}$ reprezentujú fyzikálne spektrá od vzorky a pozadia, vektor $\mathbf{a}$ s dĺžkou n obsahuje komponentové aktivity (emisné príkony prepočítané na jednotkovú výťažnosť fotónov pre každú z n energetických komponent vzorky) a $c \times n$ matica $\mathbf{K}$ je matica účinnosti, ktorá charakterizuje daný operátor odozvy.

Matica účinnosti $\mathbf{K}$ môže byť v niektorých prípadoch určená na základe priamej kalibrácie pomocou s štandardných zdrojov odpovedajúcich rovnakej geometrii detekcie ako pri meraní vzorky a zahrňujúcich tie isté hlavné komponenty spektra ako sú prítomné vo vzorke. Vtedy matica $\mathbf{K}$ obsahuje len n známych hlavných komponent vo vzorke. Táto kvantitatívna analýza je dobre známa pod názvom analýza hlavných komponent (PCA – Principal Component Analysis) [3]. V tomto prípade je výhodné použiť na riešenie maticovej rovnice

(18.1) metódu pseudoinverzie. Neznámy vektor je potom daný ako $\mathbf{a} = \mathbf{K}^{-1}(\mathbf{d} - \mathbf{b})$, kde pseudoinverzia matice $\mathbf{K}$ je definovaná s využitím Younge-Eckartovej vety [1] nasledovne:

$$\mathbf{K}^{-1} = \mathbf{S}_0(\mathbf{S} - \mathbf{B}_s)^{-1} = \mathbf{S}_0 \mathbf{V}_h \Gamma_h^{-1} \mathbf{U}_h^T \quad (18.2)$$

kde $\mathbf{S}$ a $\mathbf{B}_s$ sú $c \times s$ matice, ktoré majú v stĺpcoch experimentálne štandardné a požadové spektrá (prepočítané za 1 sekundu), $\mathbf{S}_0$ je $n \times s$ matica štandardných komponentových aktivít (emisné príkony) zodpovedajúcich n hlavným komponentám, ktoré sú spoločné pre spektrá ako od vzorky tak aj od štandardov, $\mathbf{V}_h$ a $\mathbf{U}_h$ sú $s \times h$ matica a $c \times h$ matica, ktoré majú v riadkoch ortogonálne vlastné vektory, ktoré zodpovedajú h najväčším jednoduchým hodnotám matice $(\mathbf{S} - \mathbf{B}_s)$ uložených v diagonále matice Γ_h . Riešenie (18.1) pomocou pseudoinverzie (18.2) je možné len za podmienky $s \geq n$ a hodnosť matice $(\mathbf{S} - \mathbf{B}_s)$ je limitovaná vzťahom $s \geq h(\mathbf{S} - \mathbf{B}_s) \geq n$. Navyše je potrebné vopred poznať kvalitatívne zloženie vzorky a mať k dispozícii vhodné štandardy odpovedajúce tomuto komponentovému zloženiu. PCA umožňuje teda len kvantitatívnu analýzu zmesi známeho zloženia.

Pre úplnú komplexnú Q^2 (kvalitatívnu a kvantitatívnu) analýzu je potrebné aplikovať nový štruktúrálny model operátora odozvy (matica účinnosti). Model využíva modernú techniku faktorovej analýzy tzv. SCFA (Scaling Confirmatory Factor Analysis). Latentná štruktúra matice účinnosti môže byť schematicky vyjadrená ako:

$$\mathbf{K} = \mathbf{H}\mathbf{B} = [\mathbf{F} | \mathbf{C}] \mathbf{B} \quad (18.3)$$

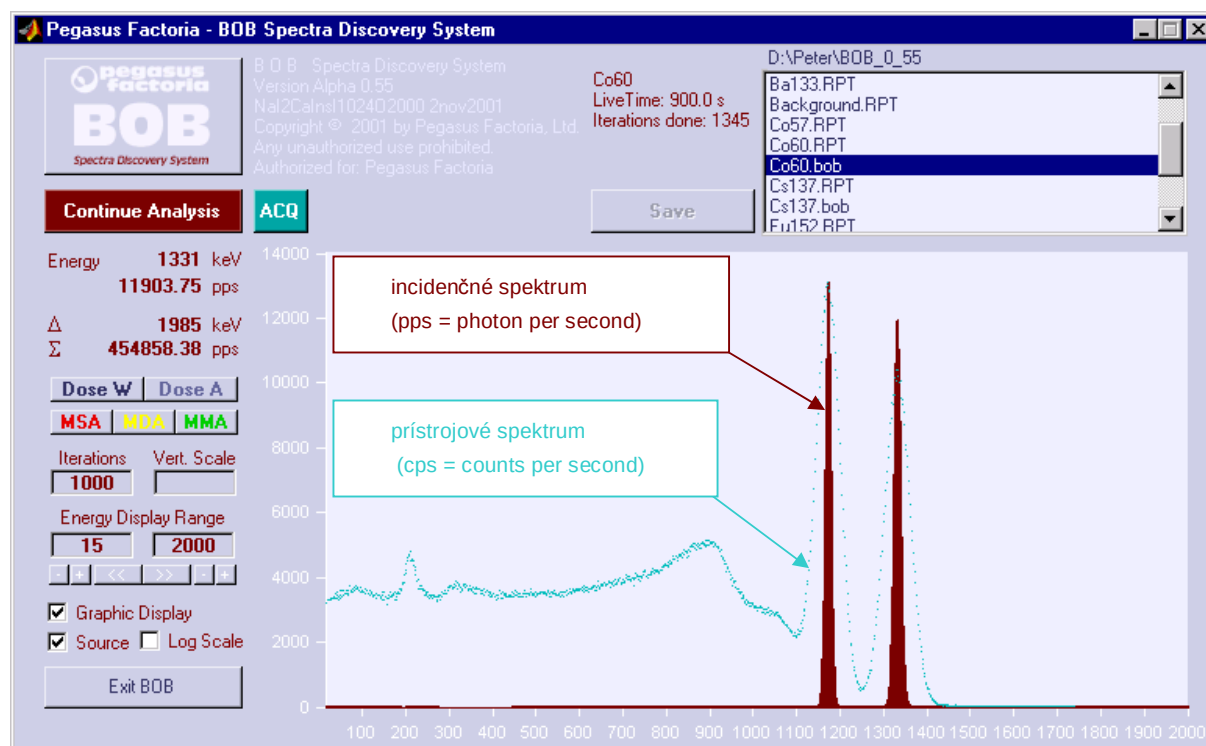
kde $\mathbf{F}$ je $c \times m \times p$ matica spoločných faktorov, $\mathbf{C}$ je $m \times p \times n$ matica škalovacích koeficientov, $\mathbf{B}$ je $m \times n$ matica faktorových záťaží, $\mathbf{H}$ je $c \times m \times n$ matica hlavných komponent, $m \times p$ je počet spoločných faktorov a výraz v hranatých zátvorkách označuje škalovanie faktorov (škaloovací súčin).

Rozklad (18.3) môžeme uskutočniť pomocou tzv. SCFA algoritmu, ktorý je podrobnejšie opísaný v [2]. SCFA transformuje súbor funkcií odozvy v $\mathbf{K}$, ktoré zodpovedajú n komponentovým energiám pre s štandardných spektier v $\mathbf{S}$, do súboru spoločných faktorov nezávislých na energii fotónov. Tento rozklad umožňuje následne rozšíriť štandardnú maticu účinnosti $\mathbf{K}$ pre celý energetický rozsah $\langle a, b \rangle$ pomocou interpolácie latentných maticových koeficientov v n -rozmerných riadkoch matíc $\mathbf{C}$ a $\mathbf{B}$ pre každý kanál spektra. Označme novú kompletnú $m \times c$ maticu faktorových záťaží ako $\mathbf{B}_c$ a novú kompletnú $m \times p \times c$ maticu faktorových škalovacích koeficientov ako $\mathbf{C}_c$. Potom nová kompletná matica účinnosti $\mathbf{K}_c(\mathbf{B}_c, \mathbf{C}_c, \mathbf{F})$ môže byť zostrojená na základe vzťahu (18.3) dosadením kompletných matíc $\mathbf{B}_c$ a $\mathbf{C}_c$ namiesto nekompletných štandardných matíc $\mathbf{B}$ a $\mathbf{C}$.

Komplexná Q^2 analýza sa potom dá vyjadriť nahradením štandardnej maticovej rovnice (18.1) kompletnou maticovou rovnicou:

$$\mathbf{d} - \mathbf{b} = \mathbf{K}_c \mathbf{a}_c \quad (18.4)$$

kde $\mathbf{K}_c$ je $c \times c$ kompletný operátor odozvy a $\mathbf{a}_c$ je neznáme incidenčné spektrum fotónov emitovaných zo vzorky za 1 sekundu. Dĺžka incidenčného spektra v tomto prípade odpovedá fyzikálnemu spektru c , ale rovnaká kvantifikácia fyzikálnych a incidenčných spektier nie je podmienkou.



Obr. 18.1: Prístrojové a incidenčné spektrum od zdroja ^{60}Co získané meraním pomocou scintilačného spektrometra NaI(Tl) o rozmeroch 2"x 2". Incidenčné spektrum (photon per second) bolo získané použitím kompletného operátora odozvy prostredníctvom softwarového produktu BOB Spectrum Discovery System.

Na riešenie kompletnej rovnice (18.4) nie je možné aplikovať priamu metódu pomocou inverzie matice $\mathbf{K}_c$. V tomto prípade sa aplikujú nepriame iteratívne postupy, ktoré sú opísané napr. v [4]. Na obr. 18.1 je znázornené prístrojové (fyzikálne) a incidenčné spektrum získané meraním zdroja ^{60}Co . V tomto prípade iteračná technika bola založená na metóde maximálneho poklesu (gradientová metóda) v zmysle maximálnej vierohodnosti.

2. Zadanie a postup merania

Cieľom úlohy je aplikovať celospektrálne postupy vyhodnocovania spektier žiarenia gama na vybrané reálne namerané spektrá. Celospektrálne spracovanie (WSP – Whole Spectrum Processing) aplikujte v prvom rade na úrovni komponentovej analýzy (PCA) s využitím pseudoinverzie (18.2). Pri výbere štandardných spektier treba venovať pozornosť dodržaniu podmienok, za ktorých je možné použiť metódu PCA. Pri samotných výpočtoch je veľmi výhodné použiť prostredie maticového procesora MatLab.

V druhom rade analyzujte vybrané namerané spektrá pomocou komplexnej Q^2 analýzy, pri ktorej použijete kompletný operátor odozvy pre daný spektrometer. Pre riešenie maticovej rovnice (18.4) použijete prostredie MatLab, alebo priamo produkt BOB pre celospektrálne spracovanie spektier.

Riešenie úlohy zahŕňa nasledovné postupy:

- 1) Meranie spektier štandardných zdrojov žiarenia gama
- 2) Meranie spektra pozadia
- 3) Meranie spektra zmesi vybraných zdrojov žiarenia
- 4) Výpočet pseudoinverzie (18.2) a určenie komponentových aktivít pre zmes (3)
- 5) Aplikácia komplexnej analýzy na vyhodnotenie spektra od neznámej zmesi (3)
- 6) Porovnajete výsledky získané oboma postupmi (4) a (5) so skutočnými hodnotami aktivít použitých zdrojov

3. Literatúra

- [1] Shafroth, S. M.: Scintillation Spectroscopy of Gamma-Radiation. (Gordon and Breach Science Publishers, New York) (1967).
- [2] Krnáč, Š. and Povinec, P.: Semiconductor Gamma-Ray Spectrometry with Whole-Spectrum Processing. Nucl. Instr. and Meth. A (submitted).
- [3] Malinowski, E.R. and Howery, D.G.: Factor Analysis in Chemistry. (Wiley and Sons, New York) (1980).
- [4] BOB Spectra Discovery System (Firemný materiál, Pegasus Factoria, Bratislava) (2001).
- [5] Krnáč, Š. and Ragan, P.: HPGe Spectrometer as a Gamma-ray Dosemeter in situ. Radiat. Prot. Dosim. **58**(3), 217-228 (1995).

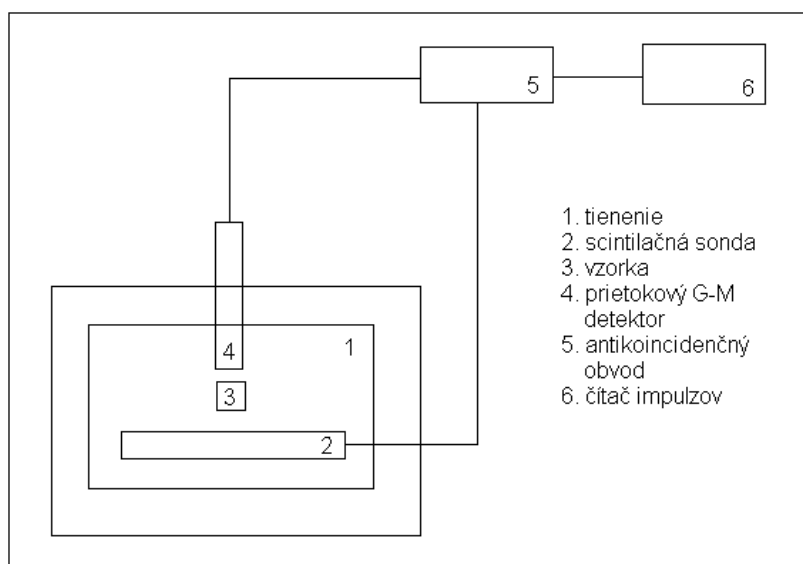
19. Meranie nízkych aktivít beta žiarenia

1. Všeobecná časť

Hlavný problém, s ktorým sa pri meraní nízkych aktivít stretávame je otázka pozadia. Je zrejmé, že danou experimentálnou aparátúrou nemožno hodnoverne určiť aktivitu preparátu ak je táto menšia, ako registrovaná početnosť pozadia. Za pozadie považujeme aktivitu registrovanú aparátúrou bez prítomnosti žiaričov. Do celkového pozadia prispieva viacero zdrojov. Prirodzené pozadie pochádza zväčša z nasledujúcich zdrojov:

- 1) rádioaktívne prímesi v detekčnom prostredí, napr. ^3H , ^{14}C atď.
- 2) rádioaktívne prímesi v konštrukčných materiáloch detektora a tieniacich krytov, napr. ^{226}Ra , ^{210}Pb atď.
- 3) kozmické žiarenie pozostávajúce z mäkkej zložky (elektróny, pozitrony, fotóny), tvrdej zložky (mezóny) a nukleónovej zložky (protóny a neutróny).

V tejto úlohe použijeme na meranie nízkych aktivít zariadenie, ktoré využíva dva spôsoby potláčania pozadia a to tienenie ako aj antikoincidenčné zapojenie. Bloková schéma zariadenia je na obr. 19.1.



Obr. 19.1: Schematické znázornenie zariadenia pre meranie nízkych aktivít

Merací kanál predstavuje prietokový GM detektor. Ako plniaci plyn sa používa zmes argónu a propán–butánu, alebo argónu a metánu. Prietok sa volí v rozsahu 30 až 200 ml za min. Ako detektor vedľajšieho kanála sa používa scintilačná sonda s veľkým plastickým scintilátorom. Vlastný spôsob merania je daný antikoincidenčným zapojením. Pri tomto spôsobe zapojenia sa za skutočné impulzy pochádzajúce od meranej vzorky považujú tie, ktoré boli zaregistrované len GM detektorom, pričom v tom istom časovom intervale scintilačný detektor nezaznamenal žiaden impulz. Impulzy, ktoré sa registrovali súčasne sa považujú za pozadové a nezapočítavajú sa do počtu zaregistrovaných. Pozadie takéhoto systému je potom určené náhodnými antikoincidenčnými.

2. Zadanie a postup merania

Oboznámte sa s metodikou, spôsobom merania nízkych aktivít, spôsobom potláčania prirodzeného pozadia a stanovovaním optimálneho časového režimu merania.

- 1) Zmerajte pracovnú charakteristiku GM detektora a určite jeho pracovný bod.
- 2) Nastavte pracovné napätie scintilačnej sondy.
- 3) V režime antikoincidencie zmerajte pozadie.
- 4) Určite reprodukovateľnosť merania pozadia nasledovnou metódou.

Zmeriame n –krát hodnotu pozadia za rovnaký čas t sek. Zo získaných hodnôt $m_1, m_2, \dots, m_n$ určite priemerný počet N impulzov za t sek. a strednú kvadratickú odchýlku σ :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (N - m_i)^2}{n}} \quad (19.1)$$

Reprodukovateľnosť bude vyhovujúca, ak bude platiť:

$$\frac{\sigma}{N} \leq k \quad (19.2)$$

Hodnota k sa mení podľa počtu meraní n . Závislosť k od n je udaná v tab. 19.1

Závislosť hodnoty k od počtu meraní n

Tab. 19.1

n	4	5	6	7	8	9	10
K	1,78	1,66	1,60	1,55	1,51	1,48	1,45

- 5) Určite celkovú detekčnú účinnosť (CDU) meracej aparatury pre ciachovný rádioaktívny preparát $^{90}\text{(Sr-Y)}$ o priemere 50 mm a známej aktivite A . Hodnota CDU sa dá vyjadriť pomocou vzťahu:

$$CDU = \frac{N_d}{N_e} \quad (19.3)$$

kde N_d je nameraná početnosť impulzov s opravou na mŕtvu dobu GM detektora a N_e je celkový počet beta častíc emitovaných preparátom za sekundu. Keďže aktivita je definovaná ako počet premien za jednotku času, medzi aktivitou a počtom emitovaných častíc za jednotku času platí vzťah:

$$A = \frac{N_e}{n_e} \quad (19.4)$$

kde n_e je počet beta častíc emitovaných pri jednej premene.

- 6) Zmerajte aktivitu neznámeho preparátu za predpokladu, že celková detekčná účinnosť meracej aparatury je rovnaká (rovnaké podmienky merania).

20. Meranie vzoriek zo životného prostredia pomocou polovodičovej spektrometrie žiarenia gama

1. Všeobecná časť

Nízke aktivity

Oblasť merania nízkych aktivít nemusí byť jednoznačne vymedzená len nízkou meranou aktivitou, merania na úrovni citlivosti meracej aparatury môžu byť dosiahnuté aj ďalšími limitujúcimi faktormi merania ako napr. krátke meracie časy, nízka detekčná účinnosť, neoptimálna geometria merania, vysoké prírodné alebo umelé interferencie a pod.

V prípade meraní vzoriek zo životného prostredia (ŽP) sa do problematiky meraní nízkych aktivít dostávame okrem nízkych hodnôt meraných aktivít hneď z niekoľkých ďalších dôvodov a to najmä: vysoká interferencia prírodného pozadia, nehomogénnosť objemových prírodných vzoriek a rozptyly v objeme vzorky, veľký počet energetických komponent zodpovedajúcich veľkému počtu rádionuklidov z prirodzených rozpadových radov, sumačný efekt kaskádnych prechodov gama a iné.

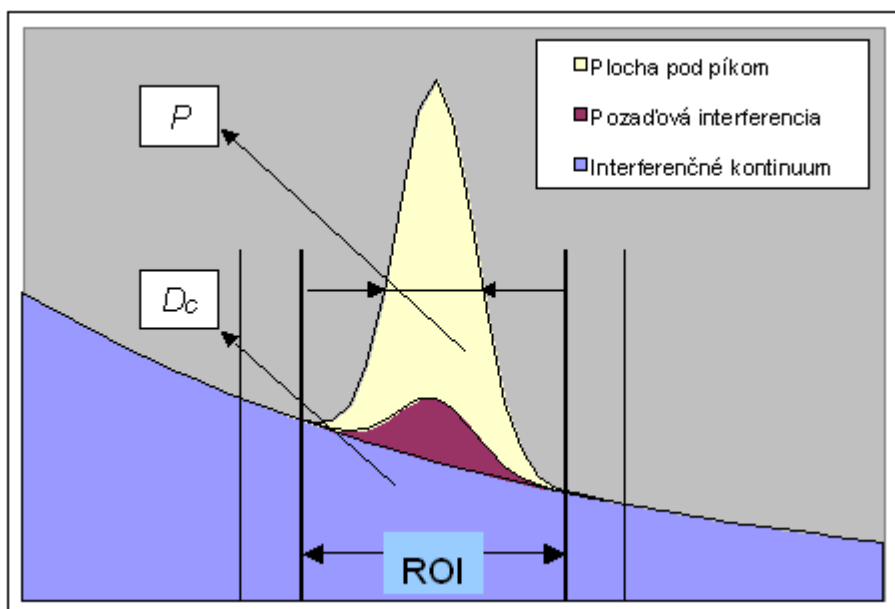
V súčasnosti sa pre merania vzoriek zo ŽP najrozšírenejšie používa metodika založená na polovodičovej spektrometrickej technike na báze detektorov z vysokočistého germánia (HPGe), ktoré vďaka dobrému energetickému rozlíšeniu (pod 2 keV) umožňujú komplexnú analýzu multikomponentových spektier. Merania sa vykonávajú v nízkopozadovej tieniacej kobke, ktorá významne znižuje pozadovú interferenciu. Niekedy sa navyše používa aj systém elektronického znižovania pozadia založeného na antikoincidenčnom (AKO) tienení. Optimálna detekcia je založená na tzv. Marinelliho geometrii (cylindrická vzorka so studňovou dutinou pre zasunutie detektora).

Metóda plochy pod píkom

Pri aplikácii HPGe spektrometrie je najrozšírenejšia vyhodnocovacia metóda založená na analýze píku úplnej absorpcie. Táto tzv. metóda plochy pod píkom je graficky znázornená na obr. 20.1 a môže byť matematicky formulovaná ako skálarne lineárny spektrometrický model merania aktivity:

$$a = \frac{1}{\epsilon y} \left(\frac{D}{t_D} - \frac{B}{t_B} - d_I \right) = \frac{d - b - d_I}{\epsilon y} = \frac{p}{\epsilon y} \quad (20.1)$$

kde $D = \sum_{c_1}^{c_2} D_i$ je integrálna početnosť impulzov od vzorky v rámci spektrálnej oblasti analyzovaného píku $\langle c_1, c_2 \rangle$ (ROI). Integrálna početnosť impulzov od prírodného pozadia je daná potom ako $B = \sum_{c_1}^{c_2} B_i$, d_i je príkon početnosti impulzov od interferencie, ktorú určíme pomocou (20.2) ako kontinuum pod píkom, t_D a t_B sú časy merania vzorky a pozadia, $k = c_2 - c_1$ je počet kanálov pod píkom, ε je detekčná účinnosť v oblasti píku a y je výťažnosť fotónov pre vyšetřovaný prechod gama.



Obr. 20.1: Grafické znázornenie metódy plochy pod píkom (ROI – oblasť analyzovaného píku).

Interferenčný člen d_i môžeme odhadnúť pomocou tzv. techniky PNA (Peak Net Area). Tento člen odpovedá interferenciám impulzov pochádzajúcich z ďalších interakčných efektov ako napríklad fotoefekt pre energie blízko susediacich s energiou analyzovaného píku (multiplet), Comptonov efekt od vyšších energií, viacnásobný rozptyl, brzdné žiarenie a pod. Príkon od interferenčného pozadia d_i môžeme teda matematicky napísať ako:

$$d_i = \frac{D_P}{t_D} + \frac{D_C}{t_D} - \frac{B_C}{t_B} = d_P + d_C - b_C \quad (20.2)$$

kde D_P reprezentuje interferenciu od prípadného multipletu, pre singlety je $D_P = 0$, D_C a B_C zahŕňajú spojité Comptonove príspevky do oblasti píku od vzorky a od pozadia. Väčšina odhadov pre tieto interferenčné kontinua je založená na:

a) priemere početností v krajných kanáloch píku:

$$\hat{D}_C = k \frac{D_{c_1} + D_{c_2}}{2} \quad (20.3)$$

b) priemere početností v m krajných kanáloch píku:

$$\hat{D}_C = \frac{k}{2m} \left(\sum_{i=c_0}^{c_1} D_i + \sum_{i=c_2}^{c_3} D_i \right) \quad (20.4)$$

c) parabolických alebo iných nelineárnych fitovacích algoritmoch.

Energetická kalibrácia

Prvým krokom pri komplexnej analýze spektier žiarenia gama je energetická kalibrácia, ktorá umožňuje určenie energie pre danú lokalizáciu kanálov v spektre. Pre 4000 a viac kanálové spektrá sa používa kalibračná krivka druhého rádu:

$$E = C_2 K^{2'} + C_1 K + C_0 \quad (20.5)$$

kde E je energia, K je číslo kanála a C_i sú kalibračné koeficienty. Energetická kalibrácia umožňuje kvalitatívnu analýzu zahrňujúcu identifikáciu nuklidov pomocou zistenej energie a tabelovaných knižníc rádionuklidov.

Účinnosťná kalibrácia

Neznáma detekčná účinnosť ε sa určuje pomocou kalibračných meraní známych štandardov. V súlade so skalárnou formuláciou modelu merania (20.1) potom účinnosť ε pre konkrétnu energiu píku (píková účinnosť) môže byť priamo určená ako:

$$\varepsilon = \frac{1}{s_0 Y} \left(\frac{S}{t_S} - \frac{B}{t_B} - s_I \right) = \frac{s - b - s_I}{s_0 Y} = \frac{q}{s_0 Y} \quad (20.6)$$

kde $S = \sum_{c_1}^{c_2} S_i$ je integrálna početnosť od štandardu v oblasti analyzovaného píku (ROI), t_S a t_B sú časy merania štandardu a pozadia, $s_I = S_C/t_S - B_C/t_B = s_C - b_C$ je príkon početnosti impulzov, ktorý interferuje so štandardnou plochou q . Hodnoty S_C a B_C sú kontinuálne príspevky určené spriemerovaním krajných kanálov píkov pre merania štandardu a pozadia a s_0 je známa referenčná aktivita štandardu.

Pri komplexnej spektrometrickej analýze vo väčšine nie je priamo dostupný štandard zodpovedajúci analyzovanému nuklidu vo vzorke. V tomto prípade sa píková účinnosť pre danú energiu stanoví na základe kalibračnej účinnostnej funkcie $\varepsilon(E)$, ktorej najpoužívanejší tvar je:

$$\log(\varepsilon) = A_4 \log(E)^4 + A_3 \log(E)^3 + A_2 \log(E)^2 + A_1 \log(E) + A_0 \quad (20.7)$$

2. Zadanie a postup merania

Základným cieľom riešenia tejto úlohy je urobiť komplexnú analýzu vybranej vzorky zo ŽP. Vzorka je meraná v Marinelliho geometrii. Na energetickú kalibráciu použite zmes bodových žiaričov (^{137}Cs a ^{60}Co). Účinnosťnú kalibráciu urobte pomocou objemového referenčného štandardu ^{152}Eu . Štandardná vzorka je umiestnená v Marinelliho nádobe o rozmeroch odpovedajúcim geometrii vzorky. Pri meraní pozadia taktiež použite Marinelliho nádobu naplnenú destilovanou vodou, aby ste zohľadnili absorpciu pozadia v hmotnom prostredí vzorky pri použitej geometrii detekcie.

Vzhľadom na komplexnosť potrebnej analýzy vzorky zo ŽP, je vhodné použiť pre účely energetickej a účinnostnej kalibrácie, vyhľadávanie pík, výpočty PNA a identifikáciu nuklidov plne alebo čiastočne automatizované komerčné produkty na spracovanie spektier žiarenia gama.

Postupnosť riešenia úlohy je nasledovná:

- 1) Meranie zmesi bodových žiaričov (^{137}Cs a ^{60}Co) pre účely energetickej kalibrácie
- 2) Meranie štandardu ^{152}Eu v Marinelliho geometrii
- 3) Meranie vzorky zo ŽP v Marinelliho geometrii
- 4) Meranie pozadia s Marinelliho nádobou s destilovanou vodou
- 5) Energetická kalibrácia pomocou nameranej zmesi (^{137}Cs a ^{60}Co), prípadné upresnenie použitím spektra ^{152}Eu
- 6) Účinnosťná kalibrácia pomocou nameraného spektra ^{152}Eu (20.7)
- 7) Analýza spektra meranej vzorky zo ŽP zahrňujúca lokalizáciu pík, výpočty PNA a identifikáciu nuklidov
- 8) Zistite, či vzorka zo ŽP nie je kontaminovaná umelými rádionuklidmi, ak áno stanovte ich aktivitu a výsledok ohodnoďte chybou merania.

21. Rádioaktivita vody

1. Všeobecná časť

Voda je spolu s ďalšími biologickými faktormi základným predpokladom pre vznik a existenciu každej formy života na Zemi. Súčasná doba so sebou prináša množstvo spôsobov zasahovania do prirodzeného režimu cirkulácie vody v prírode, do chemizmu reakcií prebiehajúcich vo vode v prírode a v neposlednej miere aj do radiačnej bilancie vo vodnom prostredí. Rádioaktivita vody je v súčasnosti významný faktor pre posudzovanie kvality vody, najmä pitnej. Aj keď z hľadiska závadnosti pitnej vody rádioaktivita nie je dominantným faktorom, nemožno ho podceňovať. Pitná voda aj s nízkou úrovňou mernej rádioaktivity spôsobuje po použití vnútornú kontamináciu. Rádionuklidy alfa a beta, ktoré pri vonkajšej expozícii nie sú nebezpečné sa pri vnútornej kontaminácii stávajú nebezpečnými.

Prirodzená rádioaktivita vody pochádza od kontaminácie kozmogénnymi rádionuklidmi, ako sú ^3H , ^{22}Na , ^{14}C a pod. Tieto rádionuklidy vznikajú jadrovými reakciami vyvolanými interakciou primárneho kozmického žiarenia so zemským látkovým prostredím. Ďalší príspevok pochádza od rádionuklidov a ich rozpadových produktov, ako sú ^{220}Ra a ^{222}Rn . V súčasnosti je veľmi dôležitý príspevok od umelého antropogénneho pôvodu, pochádzajúceho zo skúšok jadrových zbraní a prevádzky jadrových zariadení energetického a spracovateľského charakteru. Rádionuklidy pochádzajúce z týchto zdrojov sú predovšetkým ^3H , ^{131}I , ^{89}Sr a ^{90}Sr atď.

Pri určovaní rádioaktivity vody sa stanovujú: celková objemová aktivita, aktivita alfa resp. beta. V nasledujúcom cvičení sa zameriame na stanovenie celkovej aktivity beta. Na vlastné meranie použijeme detekčný systém na meranie nízkych aktivít. Určenie rádioaktivity vody je založené na zmeraní aktivity odparku zo vzorky vody. Pri odparovaní, ktoré prebieha podľa možností pri bode varu sa postupne pridáva voda tak, aby straty na odparku boli čo najmenšie. Po odparení sa vzorka vysuší pri teplote približne 120 °C.

Detekčná účinnosť sa stanoví meraním látky so známym obsahom rádioaktívneho draslíka ^{40}K . Použijeme draslík v prírodnom pomere izotopov t. j. s mernou aktivitou 31,7 Bq na 1 g draslíka.

Celková objemová aktivita beta sa vypočíta podľa vzťahu:

$$A = \frac{\frac{N_v}{t_v} - \frac{N_p}{t_p}}{\eta V} \quad (21.1)$$

kde A je celková objemová aktivita beta v Bq/l, N_v a N_p je počet impulzov od vzorky resp. pozadia a t_v a t_p sú časy merania vzorky a pozadia. Pozadie sa meria za rovnakých podmienok s prázdnu miskou. Objem spracovanej vzorky je V a η je účinnosť merania, ktorú určíme zo vzťahu (21.1) tak, že za aktivitu A dosadíme aktivitu ciachovnej látky KCl. Aktivitu určíme z navážky, pričom poznáme, že KCl má pri prirodzenom izotopickom zložení mernú aktivitu 16,6 Bq/g.

2. Zadanie a postup merania

- 1) Oboznámte sa so spôsobom merania celkovej beta aktivity vody.
- 2) Pripravte si ciachovnú látku z KCl tak, aby zodpovedala požiadavkám uvedeným v predošlej kapitole.
- 3) Zmerajte pozadie a pomocou ciachovnej látky KCl o známej aktivite určite detekčnú účinnosť η .
- 4) Zmerajte a vypočítajte beta aktivitu niekoľkých odparkov vzoriek vody z rôznych lokalít.

3. Literatúra

[1] Šáro, Š., Tölgyesi, J.: Rádioaktivita prostredia. Alfa, Bratislava, 1985.

22. Meranie β – rádioaktivity vzduchu

1. Všeobecná časť

Už na začiatku nášho storočia, čoskoro po objavení rádioaktivity, sa zistilo, že rádioaktívne prvky sa v relatívne malom množstve nachádzajú aj vo vzduchu. Dnes pri praktickom využívaní jadrovej energie a používaní rádionuklidov sa rádioaktivita vzduchu miestami pomaly, ale ustavične zväčšuje. V závislosti od podmienok vzniku a charakteru agregátneho stavu možno všetky rádioaktívne látky, ktoré sa nachádzajú v ovzduší, zdeliť do nasledujúcich skupín:

- rádionuklidy, ktoré vznikajú pod vplyvom kozmického žiarenia,
- rádionuklidy, ktoré prenikajú do vzduchu ako plynne látky zo zemskej kôry,
- rádionuklidy, ktoré sa dostávajú do zemskej kôry spolu s kozmickým prachom,
- rádionuklidy, ktoré sa dostávajú do vzduchu v dôsledku činnosti človeka (jadrová energia, spracovanie rádioaktívnych látok, jadrové výbuchy, využívanie rádionuklidov a pod.).

Množstvo rádioaktívnych látok sa vo vzduchu značne mení nezávisle od podmienok ich vzniku a v mnohom závisí od meteorologických faktorov. V najnižších vrstvách atmosféry sa nachádzajú predovšetkým plynne rádionuklidy, ktoré sa do vzduchu dostávajú uvoľňovaním zo zemskeho povrchu a ktoré sú vlastne produktmi rozpadajúcich sa prvkov rádia, tória a aktínia a taktiež v dôsledku prenikania tuhých a kvapalných rádionuklidov z povrchu zeme spolu s časticami prachu. Značná časť týchto rádionuklidov sa dostáva do ovzdušia aj pri spaľovaní uhlia. Merná rádioaktivita vzduchu sa môže podstatne líšiť v závislosti od miesta pozorovania, počasia, ročných období, a to najmä v dôsledku zmien meteorologických, klimatických, geochemických a pod.

Vykonané experimenty svedčia o tom, že hlavným rádionuklidom, ktorý najviac ovplyvňuje rádioaktivitu vzduchu, je plyn radón ($^{222}_{86}\text{Rn}$, $^{220}_{86}\text{Rn}$, $^{219}_{86}\text{Rn}$), ktorý je dcérskym produktom rádia Ra. V rôznych druhoch pôdy sa rádium nachádza v množstve od $3 \cdot 10^{-13}$ do $6 \cdot 10^{-12}$ g na 1 g pôdy. Pri rozpade rádionuklidu $^{226}_{88}\text{Ra}$ vyletuje α -častica, čím sa rádium mení na emanáciu – radón $^{222}_{86}\text{Rn}$. Radón je inertný plyn, ktorý difunduje z pôdy do ovzdušia. Jeho rozpad vo vzduchu sa pohybuje (v závislosti od jeho koncentrácie) v rozmedzí 10^{-3} až 10^{-4}

rozpadov za sekundu na liter vzduchu. Počet rádionuklidov $^{220}_{86}\text{Rn}$ a $^{219}_{86}\text{Rn}$ ako produktov postupného rozpadu tória a aktínia je vo vzduchu asi 10-krát menší ako $^{222}_{86}\text{Rn}$.

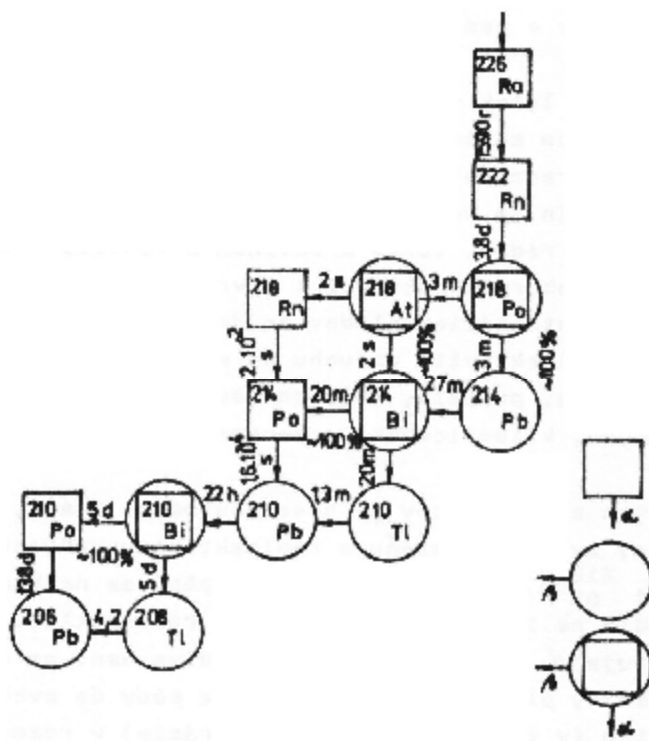
2. Zadanie

Cieľom tejto úlohy je experimentálne zistiť prítomnosť β – rádioaktívnych nuklidov v atmosfére vzduchu, stanoviť ich rozpadovú krivku a určiť mernú β – aktivitu ovzdušia. Pri riešení tejto úlohy možno využiť skutočnosť, že všetky prvky ako produkty rozpadu radónu sú kovy, ktorých atómy sa nemôžu vo voľnom stave nachádzať ľubovoľne dlho v atmosfére. Pri stretnutí s tuhými častočkami dymu, prachu, kvapôčkami hmly, ktoré sú vždy prítomné v ovzduší, sa usadzujú na ich povrchu. Ak sa prečerpá väčší objem vzduchu cez aerosólový filter, ktorý zachytáva vo vzduchu prítomné tuhé častice, možno spolu s nimi skoncentrovať prirodzené rádionuklidy z tohto objemu atmosferického vzduchu v malom objeme filtra a zmerať ich aktivitu.

Pri meraní aktivity filtra sa stretávame so zmesou postupne sa rozpadajúcich rádionuklidov z urán – rádiového radu (obr. 22.1). Vykonať analýzu všetkých rádionuklidov by v rámci úlohy bolo dosť zložité, preto úlohu zjednodušíme za cenu zvýšenia nepresnosti merania.

Na filtri sa nahromadia predovšetkým produkty rozpadu rádionuklidov radónu $^{222}_{86}\text{Rn}$, a to $^{218}_{84}\text{Po}$, $^{214}_{82}\text{Pb}$, $^{214}_{83}\text{Bi}$ a $^{214}_{84}\text{Po}$. Prvý a posledný z nich sú predovšetkým α - rádionuklidy. Pri meraní β – aktivity vzduchu ich vplyv môžeme do určitej miery vylúčiť. Prvý vylúčime tým, že po skončení hromadenia rádionuklidov (nasávanie vzduchu cez filter) chvíľu počkáme, kým sa $^{218}_{84}\text{Po}$ – vzhľadom na pomerne krátky polčas rozpadu – rozpadne. α -častice, emitované $^{214}_{84}\text{Po}$, možno zas odfiltrovať pomocou tenkej hliníkovej fólie (hrúbka asi 0,05 mm). Ďalšie produkty rozpadu polónia nemusíme uvažovať, pretože vzhľadom na veľký polčas premeny olova $^{210}_{82}\text{Pb}$ ($T_{1/2} = 22$ rokov) nemôžu dosiahnuť vo vzduchu rovnovážnu koncentráciu.

Zostane nám teda žiarenie zmesi β -rádionuklidov so sprievodným γ -žiarením. Túto zmes budeme charakterizovať efektívnym polčasom premeny $T_{1/2}$, ktorý určíme experimentálne meraním rozpadovej krivky.



Obr. 22.1 Schéma rozpadu urán – rádiového radu.

Časová zmena počtu jadier rádioaktívneho nuklidu N_t s rozpadovou konštantou λ alebo polčasom premeny $T_{1/2} = \ln 2 / \lambda$ prebieha podľa exponenciálneho zákona:

$$N_t = N_0 \exp(-\lambda t) = N_0 \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t\right) \quad (22.1)$$

kde N_t - počet jadier, ktoré sa k okamihu času t ešte nerozpadli, N_0 - počet jadier v čase $t = 0$.

Rýchlosť rozpadu (aktivita) A_t rádionuklidu je taktiež časovo závislá podľa exponenciálneho zákona:

$$A_t = \frac{dN}{dt} = -\lambda N_0 \exp(-\lambda t) = A_0 \exp(-\lambda t) = A_0 \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t\right) \quad (22.2)$$

kde A_0 - aktivita (počet rozpadov za časovú jednotku) v čase $t = 0$, A_t - aktivita v čase t .

Keďže rýchlosť detekcie n_t (početnosť) je priamo úmerná aktivite A_t , bude platiť:

$$n_t = n_0 \exp\left(-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t\right) \quad (22.3)$$

kde n_0 je početnosť v čase $t = 0$. Logaritmovaním vzťahu (22.3) dostaneme:

$$\ln n_t = \ln n_0 - \frac{t}{T_{1/2}} \ln 2 \quad (22.4)$$

t. j., $\ln n_t$ je lineárnou funkciou času.

Polčas rozpadu krátkožijúceho rádionuklidu určíme z rozpadovej krivky. V grafe vynesieme logaritmus početnosti impulzov n_t (detektorom zaregistrovaných impulzov za časovú jednotku) ako funkciu času, t.j. $\ln n_t = f(t)$.

Polčas rozpadu rádionuklidu možno potom nájsť z dvoch ľubovoľných bodov n_{t_1} a n_{t_2} rozpadovej krivky a zo známeho časového intervalu medzi nimi:

$$T_{1/2} = \frac{|t_2 - t_1| \ln 2}{|\ln n_{t_1} - \ln n_{t_2}|} \quad (22.5)$$

ktorý súvisí, ako sme už spomenuli, s rozpadovou konštantou $\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$.

Aby sme určili mernú aktivitu vzduchu, zmeriame aktivitu filtra v jednotke objemu prečerpávaného vzduchu. Pritom treba zohľadniť fakt, že počas prečerpávania vzduchu, aj v čase od jeho skončenia do začiatku merania, prebieha rozpad rádioaktívnych jadier usadených na filtri. Účinnosť filtra je 10 až 30%.

Nech je v 1l vzduchu N_0 rádioaktívnych nuklidov (ustálený rovnovážny stav). Počas čerpania sa na filtri za čas dt usadí $N_0 v dt$ rádioaktívnych nuklidov, kde v je čerpacia rýchlosť [l.s^{-1}]. Ak sa k niektorému okamihu času t nahromadilo N_t rádionuklidov, potom sa za čas dt z nich rozpadne $\lambda N_t dt$. To znamená, že množstvo nahromadených rádionuklidov na filtri za čas dt pri zohľadnení ich súčasného rozpadu sa bude rovnať:

$$dN_t = N_0 v dt - \lambda N_t dt \quad (22.6)$$

odkiaľ integráciou dostaneme vzťah medzi množstvom rádionuklidov N_t nahromadených na filtri k momentu skončenia prečerpávania t a koncentráciou rádionuklidov vo vzduchu N_0 :

$$N_t = \frac{N_0 v}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda t)] \quad (22.7)$$

Keďže aktivita filtra v momente ukončenia čerpania v čase t sa rovná $A_t = \lambda N_t$ a meraná aktivita vzduchu sa určuje vzťahom $Q = \lambda N_0$, potom pre uvedenú aktivitu A_t možno napísať vzťah:

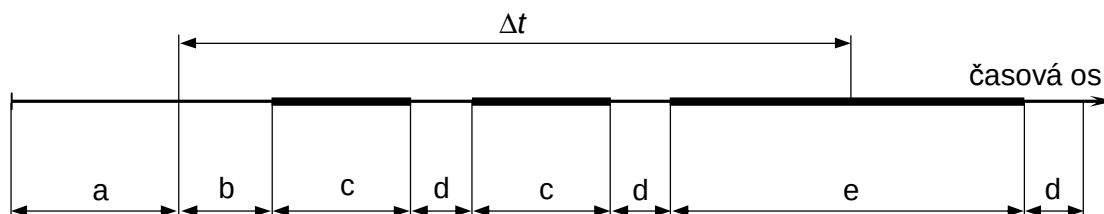
$$A_t = \frac{Q v}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda t)] \quad (22.8)$$

$$\text{odkiaľ } Q = \frac{A_t \lambda}{v[1 - \exp(-\lambda t)]} \quad (22.9)$$

Z posledného vzťahu vyplýva, že pre určenie mernej aktivity vzduchu Q treba poznať absolútnu aktivitu filtra A_t v momente ukončenia čerpania vzduchu (v čase t), rýchlosť čerpania vzduchu v a rozpadovú konštantu λ .

V praxi aktivitu filtra určujeme až po uplynutí určitého času Δt po skončení čerpania vzduchu cez filter (aby sa rozpadol nuklid $^{218}_{84}\text{Po}$ vyžarujúci α -žiarenie). Aktivita filtra v čase merania $t + \Delta t$ je preto spojená s aktivitou filtra v čase t vzťahom:

$$A_{t+\Delta t} = A_t \exp(-\lambda \Delta t) \quad (22.10)$$



a – doba prečerpávania vzduchu cez filter, $t = 60 \div 100$ min

b – časový interval, potrebný na umiestnenie filtra pred detektor, $t = 2$ min

c – meranie aktivity filtra, $t = 2$ min

d – pauza medzi meraniami, $t = 1$ min

e – meranie aktivity filtra $A_{t+\Delta t}$ v čase $8 \div 10$ min po skončení prečerpávania,
 $t = 4$ min

Δt – stred intervalu e ($\Delta t = 10$ min); Δt je čas, ktorému priradíme nameranú aktivitu filtra $A_{t+\Delta t}$.

Obr. 22.2 Časový priebeh merania

Konečný výraz pre určenie mernej β -aktivity vzduchu potom je:

$$Q = \frac{A_{t+\Delta t} \exp(\lambda \Delta t) \lambda}{v[1 - \exp(-\lambda t)]} \quad (22.11)$$

3. Postup merania a jeho vyhodnotenie

Prečerpávať vzduch cez filter počas $t = 60 \div 100$ min.

Určiť čerpaciu rýchlosť v (t.j. počet prečerpaných litrov na jednotku času)

Počas $t = 2$ min umiestniť filter do detekčného zariadenia a začať meranie rozpadovej krivky. Zvoliť dĺžku merania 2 min s pauzou medzi meraniami 1 min.

Po vykonaní prvých dvoch meraní, t.j. v intervale $8 \div 12$ min po začatí merania rozpadovej krivky zmerať aktivitu filtra $A_{t+\Delta t}$. Aktivitu priradíme času Δt , t.j. stredu meraného intervalu ($\Delta t = 10$ min).

Pokračovať v meraní rozpadovej krivky (asi 60 min) a určiť rozpadovú konštantu λ .

Získané hodnoty ($A_{t+\Delta t}$, λ , Δt) a dosadiť do vzťahu 22.11 a stanoviť mernú aktivitu vzduchu Q .

4. Literatúra

- [1] Hozza, V., Lipka, J.: Experimentálne metódy jadrovej fyziky. Návod na cvičenie. Bratislava, EF SVŠT 1981.
- [2] Cirák, J.: Jadrovofyzikálne metódy a prístroje. Bratislava, EF SVŠT 1986.

23. Neutrónová aktivačná analýza

1. Všeobecná časť

Neutrónová aktivačná analýza sa v súčasnosti široko používa vo výskumnej praxi aj v priemysle. Základom neutrónovej aktivačnej analýzy sú jadrové reakcie vyvolané priamym pôsobením neutrónov. Pod pôsobením neutrónov vo všeobecnosti dochádza ku vzniku nového (zostatkového, dcérskeho) jadra, ktoré je vo väčšine prípadov nestabilné a podlieha následnému rozpadu. Určením charakteristík tohto umelopripraveného jadra je možné stanoviť prítomnosť pôvodných (materských) jadier v skúmanej vzorke.

Pre praktické použitie aktivačnej analýzy sú potrebné neutrónové zdroje. Najdôležitejším parametrom týchto zdrojov je **výdatnosť neutrónového zdroja**, Q , definovaná ako množstvo neutrónov produkovaných za jednotku času. Najvhodnejšie sú zdroje s čo najväčším neutrónovým tokom v mieste ožarovania. V tabuľke 23.1 sú uvedené najčastejšie používané zdroje neutrónov, ich základná reakcia vzniku a typická výdatnosť.

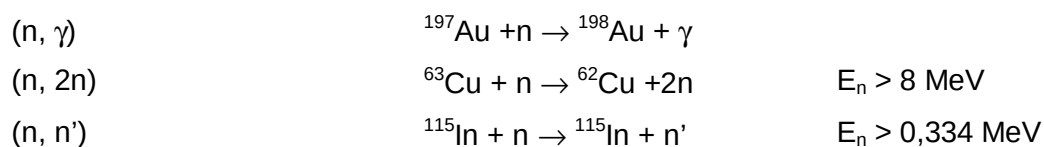
Charakteristiky najpoužívanějších neutrónových zdrojov

Tab. 23.1

Typ zdroja neutrónov	Reakcia vzniku neutrónov	Typická výdatnosť [s^{-1}]
rádioizotopové spontánnoštiepne množiče neutrónov	(α, n) , (γ, n) štiepenie ^{252}Cf , ^{242}Cm štiepenie ^{235}U , ^{239}Pu	$10^6 - 10^7$, $10^4 - 10^5$ $10^9 - 10^{10}$ nad 10^8
Urýchľovače	(d, n) , (p, n)	$10^8 - 10^{10}$
Reaktorové impulzné	štiepenie ^{235}U , ^{239}Pu štiepenie ^{235}U , ^{239}Pu	10^{17} $8 \cdot 10^{18}$ (1/70 μs) priemerne 10^5
jadrový výbuch	štiepenie	10^{24} (1/0,1 μs)

Ďalšou dôležitou charakteristikou neutrónovej aktivačnej analýzy je energia neutrónov používaných pri aktivácii. V zásade sa dá väčšina jadier aktivovať aj nízkoenergetickými fotónmi, avšak účinný prierez týchto reakcií pre nízke energie je malý. Najčastejšie sa používajú rýchle neutróny s energiami 0,5 – 20 MeV a neutróny tepelné s energiou 0,005 - 0,5 eV.

Vlastná aktivácia prebieha ako jadrová reakcia typu (n, γ) , $(n, 2n)$, (n, n') , (n, α) , (n, p) a pod. Typické príklady jednotlivých reakcií sú:



Pre všetky spôsoby aktivácie je dôležitá závislosť medzi aktivitou zostatkového jadra A_B , hustotou neutrónového toku ϕ , účinným prierezom reakcie α_A , pri ktorej vznikajú rádioaktívne jadrá, a počtom atómov N_A skúmaného izotopu vystaveného pôsobeniu neutrónov. Za predpokladu použitia tenkého terčíka môžeme zanedbať závislosť α_A od energie neutrónov. Rýchlosť akumulácie zostatkových jadier závisí od rýchlosti reakcie, pri ktorej vznikajú. Táto je určená vzťahom:

$$R = \alpha_A \phi N_A \quad (23.1)$$

Pre aktivitu zostatkových jadier potom platí:

$$\frac{\partial N_B}{\partial t} = \alpha_A \phi N_A - \lambda_A N_B \quad (23.2)$$

kde λ_A je rozpadová konštanta rádioaktívnych jadier B, ktorých počet vo vzorke je N_B .

Jednoduchým integrovaním výrazu (23.2) dostávame:

$$N_B = \frac{\alpha_A \phi N_A}{\lambda_A} [1 - \exp(-\lambda_A t)] \quad (23.3)$$

Veličinu $R = \alpha_A \phi N_A$ zvykneme označovať aj pojmom nasýtená aktivita. Časová závislosť aktivity aktivovanej vzorky potom bude:

$$A_B = R [1 - \exp(-\lambda_A t)] \quad (23.4)$$

Zo vzťahu (23.4) je zrejmé, že doba ožarovania väčšia ako niekoľko polčasov rozpadu jadier typu B je zbytočná, pretože pritom dochádza už len k minimálnemu rastu aktivity. Zvyčajne sa volí doba ožarovania v rozsahu 1 – 4 polčasov rozpadu. Vhodným výberom ožarovacej doby sa niekedy značne zjednodušuje analýza zmesi, ktorej zložky majú odlišné polčasy rozpadu.

Vlastná analýza vzorky (určenie prítomnosti rôznych izotopov a prvkov) je založená na meraní charakteristiky rozpadu aktivovanej vzorky. Existuje niekoľko základných charakteristík, ktoré sa pri aktivačnej analýze používajú. Sú to tieto:

1. spôsob rozpadu podľa typu emitovaných častíc

2. energia emitovaných častíc
3. polčas rozpadu zostatkových jadier

V prírode sa nevyskytujú dva izotopy, ktoré by mali všetky tieto charakteristiky úplne rovnaké. Na základe nameraných hodnôt a ich porovnaním s tabuľkovými hodnotami potom možno určiť prítomnosť prvkov a ich izotopov vo vzorkách.

V praxi sa však pri neutrónovej aktivačnej analýze obmedzujeme len na určenie energie žiarenia gama pochádzajúceho z deexcitácie zostatkového jadra po jeho rozpade. Meranie tohto jedného parametra je postačujúce vo viac ako 90 % prípadoch.

Okrem kvalitatívneho určenia prítomnosti izotopov sa aktivačná analýza používa aj pre kvantitatívne merania. Pri nich sa postupuje podobne, avšak merania zahŕňujú aj presné určenie indukovanej aktivity vzorky. Pre stanovenia zastúpenia skúmaného prvku sa potom používajú dve možné metódy. Pri priamej metóde sa na základe určenia absolútnej aktivity pri známych hodnotách λ_A a ϕ určuje množstvo skúmaného prvku podľa vzťahu:

$$m = \frac{A(t_2) M}{L \phi \alpha_A \eta} - \frac{\exp(-\lambda_A t_2)}{1 - \exp(-\lambda_A t_1)} \quad (23.5)$$

kde t_1 je doba aktivácie, t_2 je doba, ktorá uplynula od skončenia aktivácie po začiatok merania, $A(t_2)$ je nameraná aktivita, M je mólová hmotnosť prvku, L je Avogadrovo číslo, η je relatívne zastúpenie izotopu v prirodzenej zmesi.

Oveľa častejšie sa však používa tzv. relatívna metóda. Pri nej sa porovnáva aktivita meranej vzorky s aktivitou etalónu aktivovaného za rovnakých podmienok. Množstvo skúmaného prvku v kalibračnej vzorke je známe (m_0) a jeho množstvo vo vzorke určíme podľa vzťahu:

$$m = m_0 \frac{A_X}{A_0} \quad (23.6)$$

kde A_X je aktivita vzorky a A_0 je aktivita etalónu po ožarovaní za rovnakých podmienok.

Citlivosť aktivačnej analýzy je limitovaná schopnosťou merať nízke aktivity, použitím neutrónových zdrojov s veľkým neutrónovým tokom a najmä veľkosťou účinného prierezu aktivačnej reakcie. Preto je citlivosť pre rôzne prvky značne odlišná.

2. Zadanie a postup merania

Cieľom úlohy je oboznámiť sa so základmi analytickej metódy, ktorá využíva na identifikáciu izotopov aktiváciu vzorky pôsobením neutrónového žiarenia. Aktiváciu vybraného prvku vykonajte podľa zásad uvedených vo všeobecnej časti. Pre stanovenie identifikácie nuklidov v ožiarených vzorkách použite vhodný spektrometer žiarenia gama, ktorý pred meraním treba presne okalibrovať (energetická kalibrácia) pomocou vhodných štandardov. Na energetickú kalibráciu použite zmes bodových žiaričov (^{137}Cs a ^{60}Co).

Pri samotnom riešení tejto úlohy postupujte nasledovne:

- 1) Aktivujte zvolený prvok s viacerými izotopmi.
- 2) Zmerajte pomocou spektrometra žiarenia gama jeho spektrum.
- 3) Určite pomer zastúpenia jednotlivých izotopov.
- 4) Aktivujte etalón vybraného prvku a neznámu vzorku.
- 5) Na základe pomeru aktivity žiarenia gama určite zastúpenie daného prvku v neznámej vzorke.
- 6) Stanovte neistotu výsledkov.

3. Literatúra

- [1] Cirák J.: Jadrovofyzikálne metódy a prístroje, Bratislava, EF SVŠT, 1986.
- [2] Usačev S. a kol.: Experimentálna jadrová fyzika, Bratislava, Alfa, 1982.
- [3] Florek M.: Neutrónová fyzika, Bratislava, MFF UK, 1979.

24. Meranie vlhkosti materiálov pomocou neutrónov

1. Všeobecná časť

Pri prechode neutrónov látkou sa znižuje ich tok vplyvom absorpcie a rozptylu, a to tým viac, čím je väčší účinný prierez σ nuklidov v látke interagujúcich s neutrónmi. Celkový účinný prierez σ je súčtom účinného prierezu σ_a pre absorpciu a σ_r pre rozptyl. Záleží len na interagujúcom prostredí, ktorý z procesov (absorpcia alebo rozptyl) bude prevládať a viacej prispievať k celkovému účinnému prierezu.

Ak v interagujúcom prostredí dochádza k viacnásobnému pružnému rozptylu, potom neutróny strácajú energiu, čiže sa spomaľujú a z rýchlych neutrónov sa stávajú pomalé. Spomaľovanie neutrónov je charakterizované priemerným logaritmickým dekrementom energie na zrážku:

$$\xi = \ln \frac{E_1}{E_2} \quad (24.1)$$

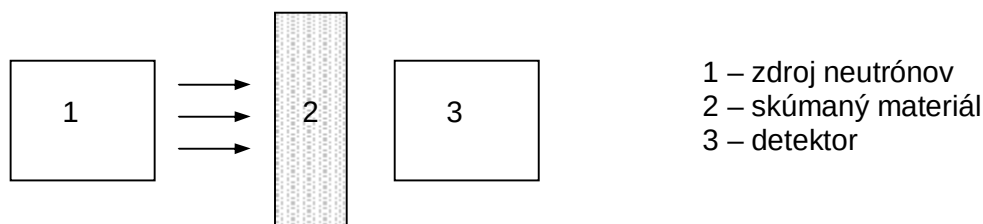
kde E_1 je stredná energia neutrónu pred zrážkou a E_2 po zrážke. Hodnotu ξ môžeme vyjadriť aj pomocou hmotnostného čísla A spomaľujúceho prostredia vzťahom:

$$\xi = 1 + \frac{(A-1)^2}{2A} \ln \frac{A-1}{A+1} \quad (24.2)$$

Zo vzťahu (24.2) možno zistiť, že ξ sa narastaním hmotnostného čísla znižuje. To znamená, že najväčšiu hodnotu má ξ pre vodík.

Základom metódy merania vlhkosti pomocou neutrónov je spomalenie rýchlych neutrónov prechádzajúcich daným materiálom na tepelné. Toto spomalenie je najefektívnejšie pri pružných zrážkach neutrónov s jadrami vodíka. Počet tepelných neutrónov vychádzajúcich z materiálu a registrovaných detektorom tepelných neutrónov je určený obsahom vody, ak materiál neobsahuje inak viazaný vodík ako vo vode. Hodnoty neutrónového toku prakticky nezávisia od zrnitosti meraného materiálu, jeho elektrickej vodivosti, dielektrickej konštanty a iných fyzikálnych parametrov. Princíp merania vlhkosti materiálu je znázornený na obr. 24.1. Tok rýchlych neutrónov emitovaných zo zdroja (1) prechádza cez skúmaný materiál (2) obsahujúci jadrá vodíka. V procese pružných zrážok rýchlych neutrónov s jadrami skúmaného materiálu sa rýchle neutróny spomaľujú, čím dochádza ku vzniku pomalých neutrónov. Na detektor (3) dopadajú pomalé i nespomalené rýchle neutróny. Pri

rovnakých geometrických podmienkach sa zväčšovanie vlhkosti skúmaného materiálu prejaví zvýšením počtu tepelných neutrónov a znížením počtu rýchlych neutrónov. Z merania zmeny početnosti pomalých neutrónov môžeme potom stanoviť vlhkosť skúmaného materiálu. Ako zdroj rýchlych neutrónov sa používa (Am – Be) zdroj s emisiou približne 10^6 n/s. Na detekciu tepelných neutrónov použijeme scintilačný detektor so sklenným scintilátorom s obsahom ^6Li . Na registráciu impulzov použijeme jednokanálový analyzátor.



Obr. 24.1: Schematické znázornenie merania vlhkosti.

Vlhkosť W vyjadrenú v objemových percentách vypočítame podľa vzťahu:

$$W = W_0 + \frac{V_{H_2O}}{V_S + V_{H_2O}} 100\% \quad (24.3)$$

kde W_0 je počiatočná vlhkosť, V_S je objem suchého materiálu a V_{H_2O} je objem vody.

2. Zadanie a postup merania

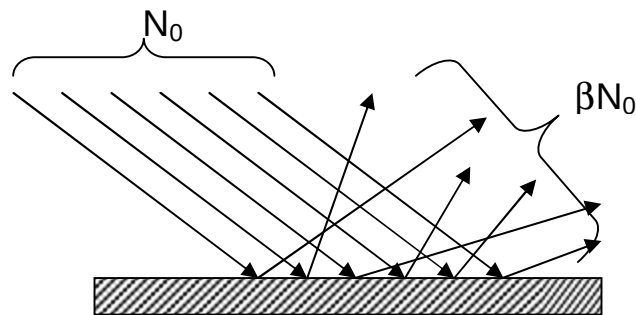
- 1) Oboznámte sa so zariadením na meranie vlhkosti pomocou neutrónov.
- 2) Nastavte jednokanálový analyzátor na optimálnu registráciu tepelných neutrónov.
- 3) Zmerajte početnosť neutrónov po prechode suchým pieskom s objemom 1 liter.
- 4) Zmerajte postupne početnosť pre 5, 10, 15, 20, 25 a 30 % vlhkosť piesku. Každé meranie opakujte dvakrát a vypočítajte strednú hodnotu početnosti neutrónov.
- 5) Zostrojte kalibračnú krivku – závislosť početnosti neutrónov od vlhkosti piesku.
- 6) Určite neznámu vlhkosť danej vzorky piesku.
- 7) Určite chybu merania.

25. Určenie koeficientu difúzneho odrazu tepelných neutrónov od parafínu

1. Všeobecná časť

Aktívna zóna (priestor, kde dochádza k procesu štiepenia jadier a vzniku neutrónov) je obklopená reflektorom, ktorý znižuje únik neutrónov z reaktora. Vlastnosti reflektora charakterizuje okrem iného tzv. koeficient difúzneho odrazu (albedo). Koeficient odrazu tepelných neutrónov od určitej látky je údaj, ktorý udáva, aká časť neutrónov dopadajúcich na povrch nekonečne hrubého bloku tejto látky sa odráža od neho späť.

Ak N_0 je počet tepelných neutrónov dopadajúcich na povrch látky za časovú jednotku (obr. 25.1) a β – koeficient difúzneho odrazu, potom počet odrazených neutrónov za časovú jednotku bude $N_0\beta$.



Obr. 25.1: Schematické znázornenie difúzneho odrazu neutrónov.

Proces odrazu neutrónov tkvie v nasledovnom: neutrón, ktorý prenikol do látky, sa zráža s jednotlivými jadrami atómov tejto látky. Po niekoľkých takýchto rozptylových zrážkach môže vystúpiť z látky späť, ak pritom nebol absorbovaný. Inými slovami koeficient β predstavuje strednú hodnotu pravdepodobnosti, že neutrón, ktorý vstúpil do látkového prostredia, vyjde späť. Pritom je zrejmé, že odrazený (rozptýlený) neutrón môže vyletieť v ľubovoľnom smere nezávisle od toho, v akom smere na látku dopadol. Preto sa tento odraz nazýva difúzny.

Koeficient difúzneho odrazu závisí nielen od materiálu reflektora, ale aj od rýchlosti (energie) neutrónov a v malej miere aj od uhla, pod ktorým neutrón na povrch látky dopadá. V prípade izotropného rozptylu je pravdepodobnosť odrazu pre malé uhly dopadu väčšia ako

pri kolmom dopade, pretože prvé zrážky neutrónu sa uskutočňujú v priemere na menších hĺbkach, to znamená bližšie k povrchu.

Najjednoduchší spôsob určenia albeda obdržíme nasledovným postupom: Predstavme si rovinu rozhrania medzi dvomi blokmi moderátora neutrónov, v ktorej sa nachádza detektor tepelných neutrónov absorpčného typu. Pri jednorazovom prechode prúdu tepelných neutrónov cez detektor z prvého bloku do druhého nadobudne detektor aktivitu A . Ak ξ je časť neutrónov, ktorá bola pohltená detektorom, potom prvý odrazený prúd neutrónov bude menší od pôvodného $(1 - \xi)\beta$ – krát, pretože v dôsledku prechodu cez detektor sa prúd zoslabuje $(1 - \xi)$ – krát a od druhého bloku sa odrazí β -diel naň dopadajúceho prúdu neutrónov. To znamená, že k aktivite A (získanej po prvom prechode) sa pripočíta aktivita $A(1 - \xi)\beta$ v dôsledku prvého odrazu. Po druhom odraze pribudne aktivita $A[(1 - \xi)\beta]^2$ atď. Celková aktivita detektora, ktorá vznikne prechodom tepelných neutrónov z jedného bloku do druhého (cez detektor) s uvažovaním mnohonásobného odrazu, sa bude rovnať sume:

$$A + A(1 - \xi)\beta + A[(1 - \xi)\beta]^2 + A[(1 - \xi)\beta]^3 + \dots \quad (25.1)$$

Vzťah (25.1) predstavuje geometrickú postupnosť s kvocientom $(1 - \xi)\beta < 1$. Sumárna aktivita bude potom rovná sume geometrickej postupnosti, ktorú môžeme vyjadriť nasledovne:

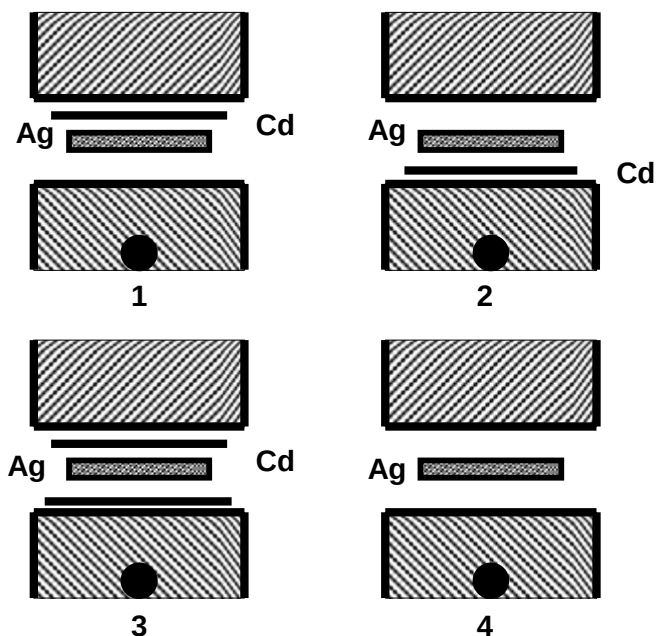
$$\frac{A}{1 - (1 - \xi)\beta} \quad (25.2)$$

Keďže obidva bloky obsahujú tepelné neutróny, ktoré sa chaoticky pohybujú a pri svojom pohybe môžu prechádzať z jedného bloku do druhého, aktivita detektora vyvolaná tepelnými neutrónmi pri prechode z obidvoch blokov s uvažovaním mnohonásobného odrazu bude rovná:

$$A_0 = \frac{2A}{1 - (1 - \xi)\beta} \quad (25.3)$$

V prípade jednorazového dopadu neutrónov na detektor by sa jeho aktivita rovnala $A_0 = 2A$. Zosilňujúci koeficient $k = 1/[1 - (1 - \xi)\beta]$ takto nadobúda jednoduchý fyzikálny zmysel: je to stredný počet prechodov neutrónov cez detektor pri ich mnohonásobnom odraze.

Pomocou vzťahu (25.3) možno určiť koeficient odrazu β za predpokladu, že experimentálne nájdeme hodnoty aktivít A a A_0 a poznáme hodnotu zoslabenia ξ . V skutočnosti netreba určovať absolútne aktivity A a A_0 , ale stačí, ak zmeriame im úmerné počty impulzov (n a n_0) zaregistrovaných počítačom od ožiareného detektora tepelných neutrónov (obr. 25.2)



Obr. 25.2: Usporiadanie aktivačného detektora a kadmiových fólií pri experimente.

Experimentálne zariadenie pozostáva z dvoch parafrínových blokov. V jednom bloku vo vzdialenosti asi 50 mm od rozhrania je umiestnený zdroj rýchlych neutrónov. Na rozhraní sa umiestňuje aktivačný detektor tepelných neutrónov, ktorým v našom prípade je strieborná fólia. Aktivácia striebra sa uskutočňuje v dôsledku (n, γ) reakcií:



Aktivitu Ag fólie meriame bežným zariadením s okienkovým GM detektorom alebo scintilačným detektorom.

Hodnotu podielu absorbovaných tepelných neutrónov pri jednonásobnom prechode aktivačným detektorom môžeme určiť z absorpčného zákona, ktorý ma nasledovný tvar:

$$I(x) = I_0 e^{-\Sigma_a x} \quad (25.6)$$

kde $I(x)$ je hustota prúdu tepelných neutrónov v hĺbke x , I_0 je hustota prúdu tepelných neutrónov na povrchu absorbátora, Σ_a je makroskopický účinný prierez absorpcie.

Hodnotu makroskopického účinného prierezu určíme pomocou vzťahu:

$$\Sigma_a = \overline{\sigma_a} \frac{N_A}{A} \rho \quad (25.7)$$

kde $\overline{\sigma_a}$ je stredný mikroskopický účinný prierez absorpcie, N_A – Avogadrovo číslo, A – hmotnostné číslo (hmotnosť gramatómu), ρ – merná hmotnosť.

Podiel absorbovaných neutrónov po prechode absorpčného detektora s hrúbkou d je potom rovný:

$$\xi = 1 - \frac{I(d)}{I_0} = 1 - e^{-\Sigma_a d} \quad (25.8)$$

Hodnota súčinu $\Sigma_a d$ je obyčajne omnoho menšia ako jedna, preto stačí uviesť iba prvý člen rozvoja do radu, potom zo vzťahu (25.8) pre ξ obdržíme:

$$\xi \cong \Sigma_a d \quad (25.9)$$

2. Zadanie a postup merania

- 1) Zmerať pozadie. Presvedčiť sa, že neožiarený detektor nemení hodnotu pozadia.
- 2) Pre určenie veličiny ξ zmerať hrúbku detektora, ďalej treba poznať mernú hmotnosť striebra, Avogadrovo číslo a mikroskopický účinný prierez aktivácie striebra. Detektor je ožarovaný difúznym zväzkom tepelných neutrónov (nie rovnobežným), to znamená, že efektívna hrúbka detektora pre pohltenie neutrónov je dvakrát väčšia ako geometrická. Striebro má mernú hmotnosť $\rho = 10,5 \text{ gcm}^{-3}$ a strednú hodnotu mikroskopického účinného prierezu $\overline{\sigma_a} = 50 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$. Pri výpočte ξ musíme použiť vo vzťahu (25.9) dvojnásobnú hrúbku detektora, tým je zohľadnený difúzny prúd neutrónov dopadajúci na absorpčný detektor.
- 3) Zmerať počty impulzov n_1 až n_4 , ktoré zodpovedajú aktivitám A_1 až A_4 vyvolaných v experimentoch 1 až 4. Experimenty uskutočniť v súlade s ich schematickým znázornením na obr. 25.2. V usporiadaní 1 je aktivačný Ag detektor aktivovaný tepelnými neutrónmi z dolného bloku a rezonančnými neutrónmi z oboch blokov. Tepelné neutróny z horného bloku sa nedostanú do detektora, pretože sú absorbované kadmiovým filtrom. Tepelné neutróny z dolného bloku môžu prejsť detektorom raz (jednonásobný prechod). Neutróny, ktoré sú pohltené jadrami striebra, aktivujú detektor, a tie neutróny, ktoré prejdú cez detektor bez absorpcie sa nemôžu odraziť od horného bloku, pretože sú pohltené kadmiovým filtrom. Korekciu na aktiváciu striebra rezonančnými neutrónmi (energia 5,3 eV) možno urobiť na základe výsledkov experimentu 3. Rozdiel $n_1 - n_3$ je mierou aktivity vyvolanej v detektore tepelnými neutrónmi v experimente 1. V usporiadaní 2 bude aktivita

detektora vyvolaná tepelnými neutrónmi z horného bloku a rezonančnými neutrónmi v oboch smeroch. Rozdiel $n_2 - n_3$ je mierou aktivity vyvolanej tepelnými neutrónmi z horného bloku. Táto hodnota je o niečo menšia ako rozdiel $n_1 - n_3$, pretože horný blok je o niečo ďalej od neutrónového zdroja ako dolný, a tým je chudobnejší na tepelné neutróny. Vo výpočte sa odporúča uvažovať strednú hodnotu:

$$n = \frac{(n_1 - n_3) + (n_2 - n_3)}{2} \quad (25.10)$$

a považovať ju za mieru aktivity vyvolanej v detektore tepelnými neutrónmi pri ich jednonásobnom prechode. V usporiadaní 4 je detektor odkrytý tepelným neutrónom z oboch strán. Hodnota $n_0 = n_4 - n_3$, ktorá je mierou aktivity A_0 vyvolanej neutrónmi v usporiadaní 4, je oveľa viac ako dvojnásobná. Je to spôsobené tým, že v experimente 4 (napr. v porovnaní s experimentom 1) sa pridáva nielen tok neutrónov z horného bloku (toto by iba zdvojnásobilo aktivitu detektora), ale navyše každý z týchto tokov tepelných neutrónov sa môže mnohonásobne odrážať od parafínových blokov, a tak mnohokrát prechádzať cez detektor, pokiaľ sa nepohlta. Za mieru aktivity detektora berieme aktivitu nuklidov $^{108}_{47}\text{Ag}$ (polčas premeny $T = 2,3$ min) a $^{110}_{47}\text{Ag}$ (polčas premeny $T = 24,6$ s). To znamená, že nuklid $^{110}_{47}\text{Ag}$ s krátkym polčasom premeny musíme uvažovať pri vlastnom meraní tým, že meranie početnosti začíname vždy v rovnakom čase po vybratí aktivačného detektora z neutrónového poľa. V našom prípade je vhodné začínať meranie 15 s po vybratí detektora Ag z pozície 1 až 4. Nedodržaním rovnakej doby začiatku meraní sa môže podstatne zvýšiť chyba nášho merania. Dĺžka merania Ag fólie 100 s. Dĺžka aktivácie Ag fólie 10 min.

- 4) Určiť koeficient difúzneho odrazu pomocou vzťahu:

$$n_0 = \frac{2n}{1 - (1 - \xi)\beta} \quad (25.11)$$

- 5) Určiť zosilňujúci koeficient k .

3. Literatúra

[1] Lipka, J.: Jadrová a neutrónová fyzika. Bratislava, ES SVŠT, 1986.

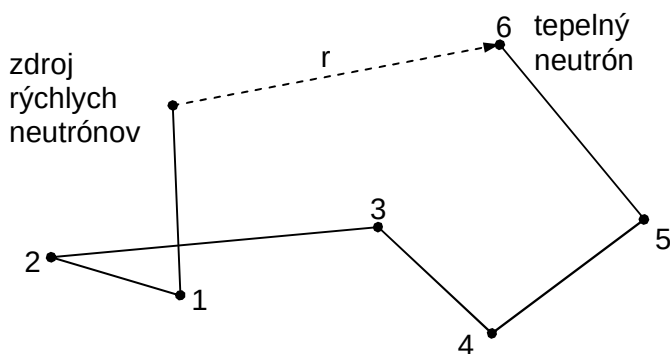
26. Určenie Fermiho veku neutrónov

1. Všeobecná časť

Fermiho vek neutrónov je významná veličina charakterizujúca spomaľovanie neutrónov v jadrových reaktoroch na tepelných neutrónoch. Označuje sa τ . Pri odvodzovaní rovnice starnutia, ktorá popisuje hustotu spomaľovania q ako funkciu polohy a energie neutrónov, bola zavedená veličina Fermiho veku neutrónov nasledovným vzťahom (za predpokladu, že $\Sigma_s \gg \Sigma_a$):

$$\tau = - \int_E^{E_0} \frac{D(E') dE'}{\xi \Sigma_s(E') E'} \quad (26.1)$$

Rýchle neutróny sa v prostredí spomaľujú v dôsledku rozptylových zrážok s jadrami atómov prostredia. Pri týchto zrážkach sa energia neutrónov postupne znižuje, až na zadanú hodnotu, pričom sa neutrón vzdialil od miesta svojho vzniku o r .



Obr. 26.1: Dráha neutrónu počas spomaľovania z energie E_0 na E .

Stredná hodnota štvorca vzdialenosti, do ktorej sa neutrón pri spomaľovaní dostane, je priamo úmerná Fermiho veku neutrónov. Spojitosť medzi nimi je vyjadrená vzťahom:

$$\overline{r^2(E)} = 6\tau(E) \quad (26.2)$$

Fermiho vek neutrónov je teda jedna šestina stredného štvorca vzdialenosti, ktorú neutrón prejde od okamihu vzniku s energiou E_0 až dovtedy, kým sa spomalí na zadanú hodnotu

energie E . V izotropnom prostredí je rozloženie hustoty spomaľovania neutrónov $q(r, E)$ v okolí bodového zdroja guľovo symetrické a závisí od vzdialenosti zdroja. Hustota spomaľovania neutrónov $q(r, E)$ nám udáva počet neutrónov, ktoré sa v jednotke objemu, nachádzajúcom sa v mieste r , spomalia pod zadanú hodnotu energie E za jednotku času. Pretože neutróny sa od zdroja šíria všetkými smermi s rovnakou pravdepodobnosťou, môžeme nájsť množstvo neutrónov, ktoré sa spomalia na zadanú hodnotu energie E a pritom sa vzdialia od zdroja do vzdialenosti r , ako súčin $q(r, E)$ a objemu guľovej škrupiny s polomerom r a hrúbkou dr t. j. $q(r, E) 4\pi r^2 dr$. Práve uvedený vzťah použijeme ako rozdeľovaciu funkciu vo vzťahu pre výpočet stredného štvorca vzdialenosti, do ktorej sa neutrón pri spomaľovaní dostane:

$$\overline{r^2(E)} = \frac{\int_0^{\infty} r^2 q(r, E) 4\pi r^2 dr}{\int_0^{\infty} q(r, E) 4\pi r^2 dr} = 6\tau_{th} \quad (26.3)$$

Fermiho vek neutrónov τ priamo súvisí s chronologickým vekom neutrónov. Chronologickým vekom neutrónov rozumieme čas, ktorý uplynie od okamihu, keď neutrón opustí zdroj, až do okamihu, keď nadobudne zadanú energiu E . V nulovej vzdialenosti od zdroja sa hodnota τ rovná nule a vzrastá s časom spomaľovania neutróna alebo poklesom energie. V tepelných reaktoroch je potrebné poznať hodnotu Fermiho veku neutrónov, ktoré sa spomalili na tepelnú hodnotu, túto veličinu označujeme τ_{th} . Fermiho vek neutrónov τ_{th} je tým menší, čím intenzívnejšie dané prostredie neutróny spomaľuje a naopak. Veličina τ_{th} teda charakterizuje materiálové vlastnosti prostredia, v ktorom sa neutróny šíria. V procese spomaľovania neutrónov v jadrových reaktoroch závisí od veľkosti Fermiho veku neutrónov pravdepodobnosť ich úniku mimo štiepne prostredie. Preto sa v reaktorovej fyzike určeniu tejto veličiny venuje náležitá pozornosť.

2. Zadanie a postup merania

Stredný štvorec vzdialenosti spomaľovania, ktorý je priamo úmerný Fermiho veku neutrónov, možno určiť pomocou detektora neutrónov tieneneho fóliami, ktoré vymedzujú neutróny s energiou 1,46 eV. Detektor postupne umiestňujeme do vymedzených polôh pozdĺž osi z za účelom určenia rozloženia hustoty neutrónov uvedenej energie v okolí

bodového zdroja rýchlych neutrónov typu Pu–Be. Neutróny sa v našom prípade spomaľujú v grafitovom prostredí v tvare Sigma–prizmy. Prostredie je natoľko veľké, že môžeme zanedbať vplyv úniku spomaľujúcich sa neutrónov na veľkosť Fermiho veku neutrónov. Z praktických dôvodov je najzaujímavejšia veľkosť štvorca spomaľovania neutrónov do tepelnej energie $\overline{r_{th}^2} = 6\tau_{th}$. Ak by sme na meranie rozloženia neutrónov použili detektor tepelných neutrónov, určili by sme stredný štvorec celkovej vzdialenosti, do ktorej sa pôvodne rýchly neutrón dostane t. j. $\overline{r^2} = 6M^2 = 6(L^2 + \tau_{th})$. Inými slovami, na výsledok takéhoto merania vplýva aj proces difúzie tepelných neutrónov. Aby sme určili len $\overline{r_{th}^2} = 6\tau_{th}$, musíme určiť rozloženie hustoty neutrónov s diskretnou hodnotou energie bezprostredne nad tepelnou oblasťou, čo možno urobiť pomocou rezonančných filtrov. Obvykle sa pri meraní stredného štvorca dĺžky spomaľovania používajú indiové filtre s energiou 1,46 eV. V tenkej indiovej fólii ($h < 10 \text{ mg/cm}^2$) pokrytej kadmiovou fóliou sa pohltí aspoň 95 % neutrónov s energiou 1,46 eV a 100 % neutrónov s energiou nižšou ako 0,625 eV. Označme počet takto zaregistrovaných impulzov detektora neutrónov N_{InCd} . Ak v tom istom mieste zopakujeme meranie, ale detektor tienime iba kadmiovou fóliou, detektor zaregistruje všetky neutróny s energiou väčšou ako 0,625 eV, čo označíme N_{Cd} . Keď navzájom odpočítame oba údaje, dostaneme počet neutrónov s energiou 1,46 eV, ktoré sú absorbované indiovou fóliou, čiže máme $N_{In} = N_{Cd} - N_{InCd}$. Preto pre počet neutrónov absorbovaných v indiovej fólii môžeme napísať vzťah úmernosti:

$$N_{In}(r) \approx \varphi(r, 1,46) \quad (26.4)$$

odkiaľ na základe definície stredného štvorca vzdialenosti spomalenia môžeme zapísať:

$$\frac{\int_0^\infty r^2 N_{In}(r) 4\pi r^2 dr}{\int_0^\infty N_{In}(r) 4\pi r^2 dr} = \overline{r_{1,46}^2} = 6\tau_{1,46} \quad (26.5)$$

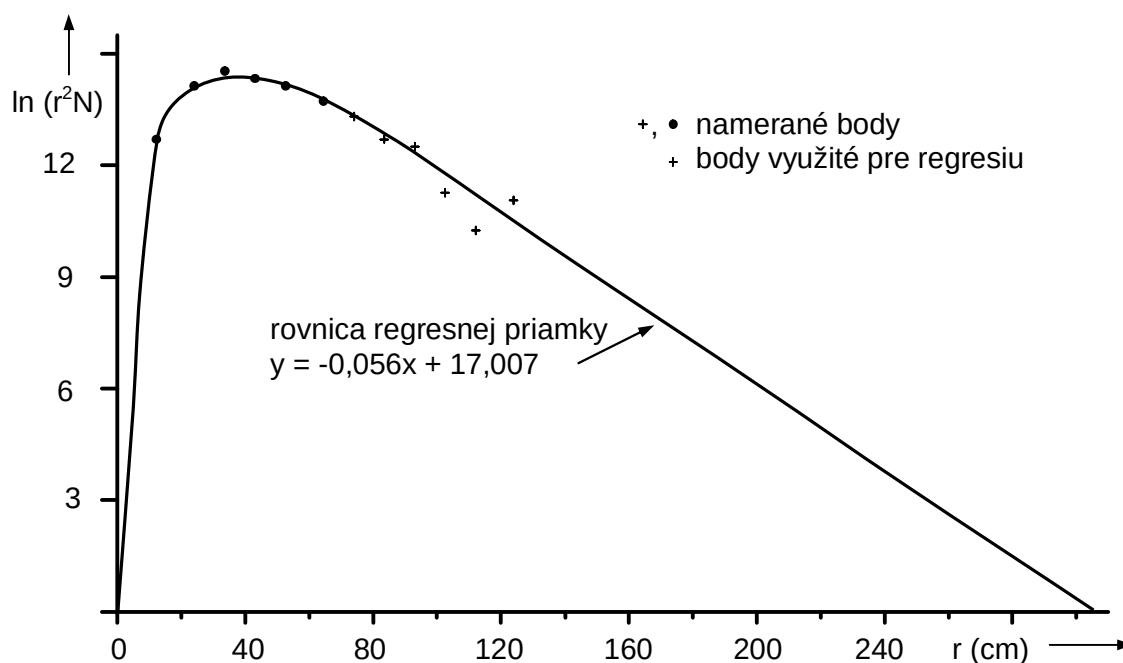
Poznamenávame, že takýmto spôsobom sme neurčili Fermiho vek neutrónov τ_{th} , ale hodnotu $\tau_{1,46}$, určenú z rozloženia hustoty neutrónov s energiou 1,46 eV. Aby sme určili τ_{th} , musíme zaviesť korekciu $\Delta\tau^*$, ktorú pripočítame k $\tau_{1,46}$. Hodnoty korekcie $\Delta\tau^*$ pre niektoré materiály uvedené v tab. 26.1 (podľa Galanina a jeho spolupracovníkov).

Hodnota $\Delta\tau^*$ pre vybrané materiály

Tab. 26.1

Materiál	H ₂ O	D ₂ O	Grafit
$\Delta\tau^* [\text{cm}^2]$	0,43	3,7	1,7

Integrácia vo výraze (26.5) je robená od nuly do nekonečna, kým rozloženie hustoty neutrónov sa môže prakticky merať len v konečnej oblasti grafitovej Sigma–prizmy. Vo väčšine prípadov je dostatočné vykonať merania rozloženia hustoty neutrónov v ohraničenej oblasti, pretože zmenu hustoty neutrónov vo veľkej vzdialenosti od zdroja neutrónov možno určiť dostatočne presne pomocou extrapolácie. Hore uvedené možno vysvetliť pomocou obr. 26.2, kde je zobrazená závislosť $r^2 N_{\text{In}}(r)$, zmeraná pomocou indiových a kadmiových filtrov v blízkosti Pu–Be zdroja, umiestneného v grafitе.



Obr. 26.2: Funkcia $r^2 N_{\text{In}}(r)$ zmeraná pomocou indiovej a kadmiovej fólie v závislosti od vzdialenosti zdroja Pu–Be v grafitе.

Ako vyplýva zo závislosti na obr. 26.2, vo veľkej vzdialenosti od zdroja neutrónov je zmena $r^2 N_{\text{In}}(r)$ rýdzo exponenciálna, takže platí:

$$r^2 N_{\text{In}}(r) \approx e^{-\Sigma r} \quad (26.6)$$

Potom z (26.6) určíme závislosť $N_{\text{In}}(r)$ mimo geometrické rozmery prizmy nasledovne:

$$N_{\text{In}}(r) \approx \frac{e^{-\Sigma r}}{r^2} \quad (26.7)$$

Z uvedeného je zrejmé, že merania $N_{\text{In}}(r)$ je potrebné uskutočniť do takej vzdialenosti od zdroja, ktorá je dostatočná na určenie konštanty poklesu závislosti $r^2 N_{\text{In}}(r)$, ktorá je podľa (26.6) zhodná so Σ . Pre veľké vzdialenosti je potrebné urobiť extrapoláciu podľa (26.6).

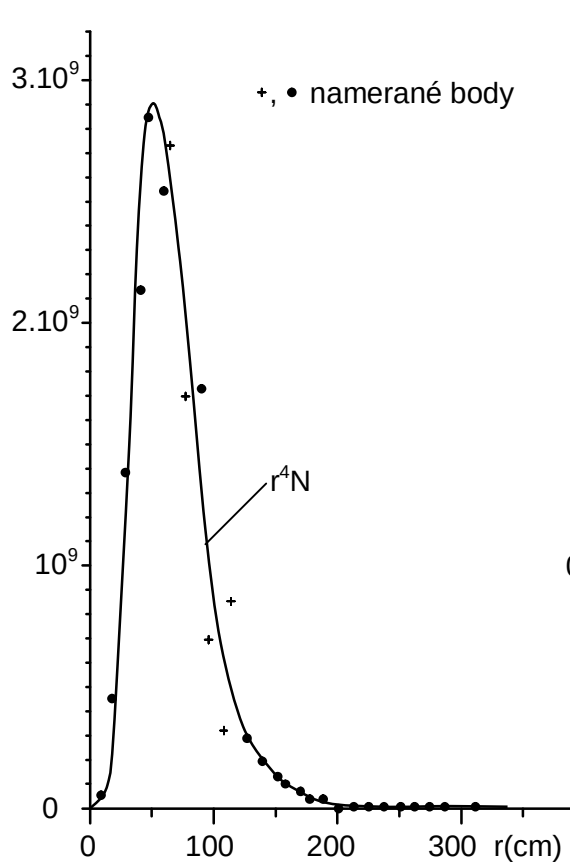
Vysvetlenie uvedenej zmeny je spojené s charakterom procesu spomaľovania pri prvých zrážkach vo veľkej vzdialenosti od zdroja neutrónov.

Procedúra potrebná na určenie $\tau_{1,46}$ je nasledovná: najprv meraním určíme pre rôzne vzdialenosti od zdroja neutrónov $N_{\text{In}}(r)$. V semilogaritmických súradniciach zostrojíme závislosť $r^2 N_{\text{In}}(r)$ a extrapolujeme lineárnu závislosť aj na miesta kde merania nebolo možné vykonať. Takto z grafu môžeme určiť závislosť $N_{\text{In}}(r)$ pre všetky hodnoty r . Ďalej v lineárnych súradniciach zostrojíme závislosti $r^4 N_{\text{In}}(r)$ a $r^2 N_{\text{In}}(r)$ a integrujeme ich graficky v rozmedzí $r = 0$ až $r = \infty$. Obe závislosti sú zobrazené na obr. 26.3 a 26.4.

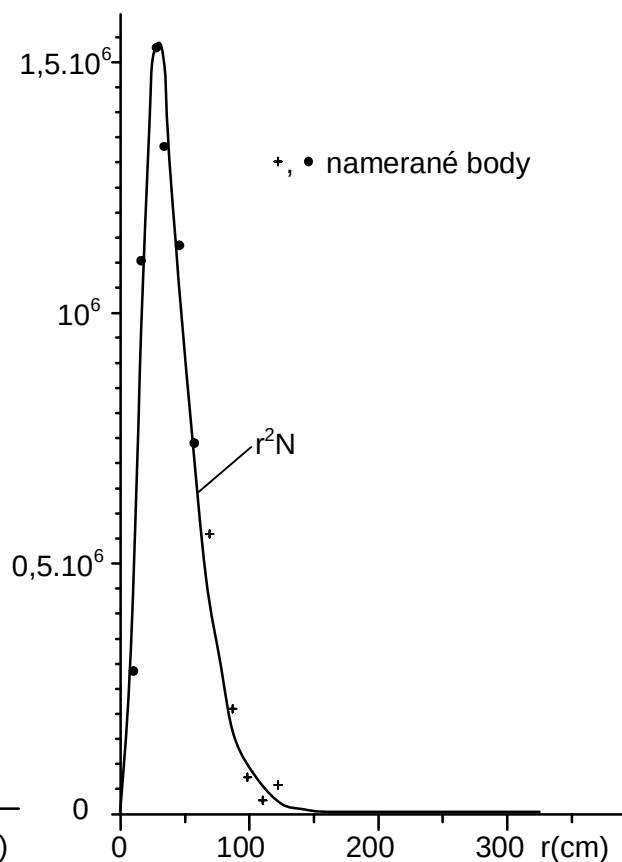
Podiel uvedených integrálov dáva podľa (26.5) hľadanú hodnotu veličiny $\overline{r_{1,46}^2}$.

Z grafitových tehál zostavená Sigma–prizma má rozmery $0,9 \times 0,99 \times 2 \text{ m}^3$, je obložená kadmiovým plechom hrúbky 0,5 mm a tieniacim neutrónstopovým obkladovým materiálom. V čelnej stene je zhotovená sústava otvorov $\phi=25 \text{ mm}$ vo vertikálnom smere s krokom 10 cm. Vo vzdialenosti 90 cm od zdroja je sústava horizontálnych otvorov rovnakého priemeru. Tu je možné stanoviť horizontálne rozloženie hustoty tepelných neutrónov. Na určenie stredného štvorca vzdialenosti spomaľovania neutrónov uskutočníme merania vo vzdialenosti od zdroja 10 až 130 cm. V dôsledku absorpcie tepelných neutrónov a účinnému spomaleniu rýchlych neutrónov prvými vrstvami grafitu, zaregistrujeme vo vzdialenosti väčšej ako 130 cm od zdroja iba veľmi málo neutrónov. Zaradením týchto meraní s nízkou početnosťou do súboru nameraných hodnôt by zväčšilo štatistickú chybu celého merania.

Ako sme už v predchádzajúcom uviedli v každej pozícii urobíme dve merania a to s detektorom pokrytým Cd fóliou (údaj N_{Cd}) a kombinovaným pokrytím Cd – In (údaj N_{InCd}). Množstvo neutrónov s energiou 1,46 eV určíme zo vzťahu $N_{\text{In}} = N_{\text{Cd}} - N_{\text{InCd}}$. Namerané hodnoty zaznamenáme do tab. 26.2.



Obr. 26.3: Funkcia $r^4 N_{\text{In}}(r)$



Obr. 26.4: Funkcia $r^2 N_{\text{In}}(r)$

Tabuľka nameraných hodnôt

Tab. 26.2

Poradové číslo merania	Vzdialenosť od zdroja [cm]	N_{Cd} [min ⁻¹]	N_{InCd} [min ⁻¹]	N_{In} [min ⁻¹]

Vzhľadom na najmenšiu možnú štatistickú chybu merania vo väčších vzdialenostiach od zdroja volíme čas merania 3 min.

Na meranie použijeme korónový detektor plnený BF_3 . Tento detektor účinne registruje tepelné neutróny, jeho účinnosť registrácie klesá s rastom energie neutrónov. Pri registrácii neutrónov s energiou 1,46 eV poskytuje detektor vyhovujúce výsledky. Presnosť nášho merania možno zvýšiť použitím detektora pracujúceho v proporčionej oblasti s náplňou ${}^3_2\text{He}$. Takýto detektor má pri energii neutrónov 1,46 eV podstatne vyššiu účinnosť ako korónový detektor s BF_3 .

Vlastný detektor je pripojený na jednokanálový analyzátor typ NT 350, ktorý obsahuje napájaci zdroj vysokého napätia, umožňuje nastaviť vhodný pracovný režim merania. Namerané výsledky vyhodnocujeme na PC s použitím programu "FERMIHO VEK NEUTRÓNOV". Program je napísaný tak, že si postupne pýta namerané hodnoty. Po zadaní všetkých údajov program uskutoční vyhodnotenie.

3. Literatúra

- [1] Bekurtz, K. H., Wirtz, K.: Neutron Physics. Heidelberg, Springer-Verlag 1964.
- [2] Heřmanský, B.: Jaderné reaktory. Praha, SNTL 1981.

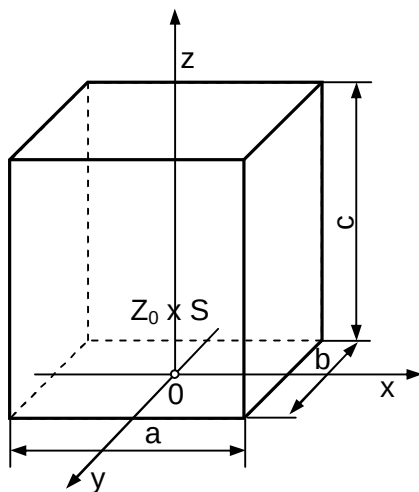
27. Meranie difúznej dĺžky tepelných neutrónov

1. Všeobecná časť

Šírenie tepelných neutrónov v prostredí charakterizujú účinné prierezy rozptylu Σ_s , absorpcie Σ_a , difúzny koeficient D a difúzna dĺžka L . Difúzna dĺžka je definovaná vzťahom $L = \sqrt{D/\Sigma_a}$ a fyzikálne vyjadruje mieru vzdialenosti v priamom smere, do ktorej sa tepelný neutrón dostane od miesta vzniku až po jeho absorpciu. Všetky metódy priameho experimentálneho určenia difúznej dĺžky tepelných neutrónov sú založené na meraní priestorového rozloženia tepelných neutrónov v prostredí neobsahujúcom vnútorné zdroje neutrónov. Obzvlášť jednoducho možno úlohu riešiť v prostredí s rozmermi, pri ktorých sú absorbované prakticky všetky tepelné neutróny pochádzajúce zo zdroja. Na vytvorenie „nekonečne veľkého“ prostredia treba, aby jeho efektívny priemer bol približne 30–násobkom difúznej dĺžky. Vytvoriť takéto prostredie prakticky možno iba z vody (H_2O) a niektorých látok obsahujúcich vodík. V prípade moderátorov, ako sú grafit alebo ťažká voda (D_2O), sa experimenty uskutočňujú v prostrediach, ktorých geometrické rozmery sú porovnateľné s difúznou dĺžkou, v dôsledku čoho treba uvažovať aj únik neutrónov z prostredia. Jednou z používaných metód merania difúznej dĺžky je metóda „Sigma–prizmy“, ktorá pozostáva z neštiepneho materiálu, ktorého difúznou dĺžku chceme určiť. Prierez Sigma–prizmy býva obdĺžnikový alebo kruhový. Neutróny do nej vstupujú jednou z jej stien, alebo sú emitované bodovým zdrojom umiestneným vo vnútri objemu neďaleko jednej zo stien.

Rozoberieme prípad Sigma–prizmy v tvare hranola s rozmermi a , b , c pozostávajúcej z grafitu (obr. 27.1). Začiatok súradnicového systému umiestnime v strede spodnej steny. Zdroj rýchlych neutrónov sa nachádza v bode $(0, 0, Z_0)$. Zdrojom rýchlych neutrónov je Pu–Be s výdatnosťou $Q = 1,06 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$ do 4π priestorového uhla, stredná energia neutrónov $\bar{E} = 5 \text{ MeV}$. Pre určenie difúznej dĺžky tepelných neutrónov je nevyhnutné zmerať priestorové rozloženie hustoty toku tepelných neutrónov, porovnať ho s teoretickým, čím určíme hľadanú veľkosť difúznej dĺžky. Analytické vyjadrenie priestorového rozloženia hustoty toku tepelných neutrónov vznikajúcich v dôsledku spomalenia rýchlych neutrónov v skúmanom prostredí je vo všeobecnom prípade veľmi zložitý, takže ho nemôžeme použiť pri výpočtoch pomocou bežnej malej výpočtovej techniky. Preto vyhodnocujeme iba tie merania, ktoré sú urobené v dostatočnej vzdialenosti od zdroja neutrónov, kde už nie sú rýchle neutróny. V tejto oblasti je priestorové rozloženie hustoty toku neutrónov opísané

dostatočne jednoduchým analytickým vzťahom. Vylúčiť vplyv rôznych neutrónov môžeme aj experimentálne pomocou metódy kadmiového rozdielu.



Obr. 27.1: Grafitová Sigma – prizma.

V ďalšom odvodíme výraz opisujúci rozloženie hustoty toku tepelných neutrónov v časti hranola nachádzajúcej sa nad zdrojom neutrónov a vzdialenej od neho tak, že v tomto priestore sa nachádzajú iba tepelné neutróny. Priestorové rozloženie hustoty toku tepelných neutrónov je v nemnoživom prostredí, časovej nepremenlivosti výdatnosti zdroja neutrónov opísané diferenciálnou rovnicou difúzie tvaru:

$$D\Delta\varphi(xyz) - \Sigma_a\varphi(xyz) = 0 \quad (27.1)$$

alebo po úprave:

$$\Delta\varphi(xyz) - \frac{1}{L^2}\varphi(xyz) = 0 \quad (27.2)$$

kde $\varphi(xyz)$ je priestorové rozloženie hustoty toku tepelných neutrónov [$\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$], D – difúzny koeficient [cm], Σ_a – makroskopický účinný prierez absorpcie [cm^{-1}], L – difúzna dĺžka.

Jednorozmerné riešenie difúznej rovnice (27.2) je vymedzené okrajovými podmienkami:

$$\varphi(\pm \frac{a_e}{2}yz) = 0, \varphi(x \pm \frac{b_e}{2}z) = 0, \varphi(xy \pm \frac{c_e}{2}) = 0 \quad (27.3)$$

kde a_e , b_e , c_e sú extrapolované rozmery hranola, $a_e = a + 2d$; $b_e = b + 2d$; $c_e = c + 2d$ a d je extrapolovaná vzdialenosť vo vákuu.

Rovnicu (27.2) riešime separáciou premenných $\varphi(xyz) = X(x)Y(y)Z(z)$. Po dosadení posledného výrazu pre hustotu toku neutrónov do rovnice (27.2) obdržíme:

$$\frac{1}{X(x)} \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} + \frac{1}{Y(y)} \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} + \frac{1}{Z(z)} \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} = \frac{1}{L^2} \quad (27.4)$$

Ľavá strana rovnice (27.4) obsahuje tri členy, každý z nich je závislý od jednej nezávislej premennej, ktoré sa spolu rovnajú konštante $1/L^2$, t. j. každý zo sčítancov na ľavej strane sa tiež rovná konštante, a to:

$$\begin{aligned} \frac{1}{X(x)} \frac{\partial^2 X(x)}{\partial x^2} &= -K_1^2 & \text{kde } K_1^2 > 0 \\ \frac{1}{Y(y)} \frac{\partial^2 Y(y)}{\partial y^2} &= -K_2^2 & \text{kde } K_2^2 > 0 \\ \frac{1}{Z(z)} \frac{\partial^2 Z(z)}{\partial z^2} &= K_3^2 & \text{kde } K_3^2 > 0 \end{aligned} \quad (27.5)$$

Potom platí $-K_1^2 - K_2^2 + K_3^2 = 1/L^2$. Pre konštantu K_3^2 platí $K_3^2 > |K_1^2 + K_2^2|$, pretože $1/L^2 > 0$. Konkrétne hodnoty konštánt K_1 , K_2 a K_3 obdržíme riešením sústavy rovníc (27.5) a použitím okrajových podmienok (27.3). Riešenie sústavy rovníc (27.5) má nasledovný všeobecný tvar:

$$\begin{aligned} X(x) &= A_1 \cos K_1 x + C_1 \sin K_1 x \\ Y(y) &= A_2 \cos K_2 y + C_2 \sin K_2 y \\ Z(z) &= A_3 \exp(K_3 z) + C_3 \exp(-K_3 z) \end{aligned} \quad (27.6)$$

Z podmienky symetrie rozloženia hustoty toku neutrónov okolo osi x a y vyplýva, že konštanty $C_1 = C_2 = 0$ nakoľko $dX(0)/dx = 0$ ako aj $dY(0)/dy = 0$. Z okrajových podmienok na extrapolovanej hranici (27.3) platí $A_3 = -C_3 \exp(-2K_3 c_e)$. Z okrajových podmienok na extrapolovanej hranici (27.3) taktiež vyplývajú nasledovné výrazy konštánt $K_1 = \frac{\pi}{a_e}(2n+1)$ a $K_2 = \frac{\pi}{b_e}(2m+1)$, kde $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ a $m = 0, 1, 2, 3, \dots$. Potom rovnica (27.2) má nasledovné riešenie:

$$\phi(xyz) = \sum_{m,n=0}^{\infty} C_{mn} (\cos K_{1n} x) (\cos K_{2m} y) \exp(-2K_{3mn}(c_e - z)) \quad (27.7)$$

kde $C_{mn} = c_1 c_2 c_3$ a pre konštantu K_{3mn}^2 platí nasledovný vzťah:

$$K_{3mn}^2 = \frac{1}{L^2} + K_{1n}^2 + K_{2m}^2 \quad (27.8)$$

Zo vzťahov (27.7), (27.8) a výrazov pre konštanty K_1 , K_2 je zrejmé, že príspevok vyšších harmonických zložiek do radu (27.7) prudko klesá s rastúcou z-tovou súradnicou. Preto dostatočne ďaleko od zdroja neutrónov vzťah (27.7) má tvar (berieme prvú harmonickú pre $n = 0$ a $m = 0$ vo výrazoch pre K_1 , K_2):

$$\varphi(xyz) = C_{00}(\cos K_{10} x)(\cos K_{20} y) \exp[-K_{300} z][1 - \exp(-2K_{300}(c_e - z))] \quad (27.9)$$

Priestorové rozloženie hustoty toku tepelných neutrónov v látkovom prostredí v tvare hranola je dané na jednej strane geometriou a spektrom neutrónov emitovaných zdrojom a z druhej strany rozmermi hranola, procesmi spomaľovania a difúzie neutrónov v celom jeho objeme. Ako už bolo uvedené, v dostatočnej vzdialenosti od zdroja na priestorové rozloženie hustoty toku tepelných neutrónov vplyvajú iba geometrické rozmery hranola a proces difúzie tepelných neutrónov, v dôsledku čoho pre rozloženie hustoty toku neutrónov platí vzťah (27.9). Na meranie difúznej dĺžky môžeme použiť zdroj rýchlych neutrónov iba vtedy, ak hustota spomaľovania neutrónov klesá prudšie ako hustota toku tepelných neutrónov v skúmanom prostredí, t. j. $\sqrt{\tau} < L$.

Môžeme predpokladať, že ak priestorová závislosť hustoty toku tepelných neutrónov je od určitej vzdialenosti z od zdroja neutrónov vyjadrená vzťahom (27.9), potom aj pri použití bodového zdroja rýchlych neutrónov v uvedenej oblasti hranola bude rozloženie hustoty toku tepelných neutrónov opísané vzťahom (27.9) s dostatočnou presnosťou.

Zo vzťahu (27.9) vyplýva, že pri použití hranola s $c_e \rightarrow \infty$ pre $Z(z)$ môžeme napísať:

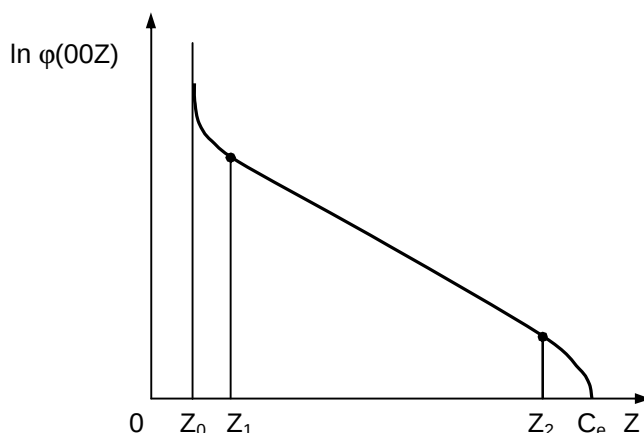
$$Z(z) = C \exp[-K_3 z] \quad (27.10)$$

To znamená, že súčiniteľ $[1 - \exp(-2K_{300}(c_e - z))]$ vyjadruje vplyv hornej steny hranola na priestorové rozloženie hustoty toku tepelných neutrónov. Ak je vzdialenosť od hornej steny $(c_e - z)$ niekoľkonásobok relaxačnej dĺžky tepelných neutrónov $1/K_{300}$, potom vplyv hornej steny možno zanedbať. Z uvedeného vyplýva, že závislosť rozloženia hustoty toku tepelných neutrónov od z v hranole má tvar zobrazený na obr. 27.2. V blízkosti zdroja je φ opísaná nekonečným radom (27.7), potom nasleduje časť $z_1 \div z_2$, kde je zmena φ rýdzo exponenciálna (27.10) a potom sa prejaví vplyv hornej steny, tu platí vzťah (27.9).

Na určenie difúznej dĺžky sa z merania závislosti $\varphi(00z)$ využije lineárna časť zmeny $\ln \varphi(00z)$, z nej sa určí smernica K_{300} . Po experimentálnom stanovení K_{300} , vypočítame difúznú dĺžku zo vzťahu:

$$\frac{1}{L^2} = K_{300}^2 - \left(\frac{\pi}{a_e}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{b_e}\right)^2 \quad (27.11)$$

Extrapolované rozmery a_e a b_e môžeme určiť niekoľkými spôsobmi. Môžeme ich napríklad určiť z merania priestorového rozloženia hustoty tepelných neutrónov $X(x)$ a $Y(y)$ v mieste, kde už nevplyvajú rýchle neutróny. Z týchto závislostí určíme a_e a b_e graficky, alebo metódou najmenších štvorcov.

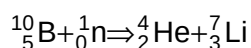


Obr. 27.2: Závislosť rozloženia hustoty toku tepelných neutrónov v smere osi z.

2. Zadanie a postup merania

Experimentálne zariadenie pozostáva z grafitovej Sigma–prizmy, korónového detektora neutrónov plneného BF_3 a jedнокanálového analyzátoru typu NT 350 určeného na nastavenie pracovného režimu a registráciu impulzov z detektora. Sigma–prizma má tvar hranola s rozmermi $a = 90 \text{ cm}$, $b = 99 \text{ cm}$, $c = 200 \text{ cm}$, je poskladaná z grafitových elektrolyzných elektród s rozmermi $10 \times 30 \times 49,5 \text{ cm}^3$. V čelnej stene hranola sú vyvrtané otvory $\phi 25 \times 495 \text{ mm}$, do ktorých sa po vybratí grafitovej zátky vkladá detektor neutrónov. Rozmiestnenie otvorov v smere osi x a y je zrejmé z obr. 27.3.

V dolnom otvore umiestnenom 35 cm od dolnej steny prizmy je umiestnený Pu – Be zdroj rýchlych neutrónov. Horizontálny rad otvorov slúži na zistenie rozloženia hustoty tepelných neutrónov v rovine xy (vo vzdialenosti 90 cm od zdroja) a je potrebný na experimentálne určenie extrapolovanej dĺžky d vo vákuu. Ako detektor neutrónov sa používa korónový detektor typu CHM–11, plnený plynom s obsahom BF_3 . Neutróny sú registrované na základe jadrovej reakcie:



Produkty reakcie ionizujú náplň detektora, čo spôsobí napäťový impulz, ktorý je zaregistrovaný elektronickou aparaturou.

Technical drawing of a neutron detector assembly cross-section. The assembly is 90 cm wide and 200 cm high. It consists of a central Cd plate (Cd plech) with a grid of holes, surrounded by a graphite (grafit) layer, a neutron stop (neutrónstop) layer, and a concrete (betón) base. The Cd plate has a central column of holes with diameters ranging from 10 to 160 cm. The grid is labeled with 'S' and '0' at the bottom. Dimensions for the grid are given as -37, -30, -23, -7, 90, +7, +23, +30, +37. The concrete base is 200 cm high. The entire assembly is mounted on a concrete base.

Na určenie rozmerov a_e , b_e je potrebné vykonať meranie rozloženia hustoty tepelných neutrónov v rovine xy vzdialenej od zdroja 90 cm. V každom bode robíme dve merania po 120 s. Jedno meranie sa robí bez zaclonenia detektora neutrónov kadmiovou fóliou a druhé so zaclonením. Výsledná hodnota úmerná hodnote hustoty toku tepelných neutrónov v danom mieste je určená rozdielom N , merania bez zaclonenia N_h a merania so zaclonením N_{Cd} . Týmto spôsobom je experimentálne vylúčený vplyv nadteplných neutrónov na meranie. Získanú závislosť takto vykonaných meraní $N(z) = N_h(z) - N_{Cd}(z)$ vynesieme do grafu v semilogaritmických súradniciach. Z lineárnej časti určíme pomocou lineárnej regresie K_{300} . Z rozloženia hustoty neutrónov v horizontálnej rovine určíme a_e a z neho ďalej extrapolovanú vzdialenosť $d = a_e/2 - a/2$. Následne pomocou d určíme hodnotu b_e a zo

vzťahu (27.11) vypočítame difúznú dĺžku. Namerané výsledky vyhodnotíme na PC. Vyhodnocovací program obsahuje opis zadávania nameraných hodnôt, okrem výsledkov vyhodnotenia, zobrazuje závislosti $N(z)$ a $N(x)$.

3. Literatúra

- [1] Haščík, J., Sitek, J.: Atómové reaktory. Bratislava, ES SVŠT, 1981.
- [2] Glastone, S., Edlund, M. C.: Základy teórie jaderných reaktorů. Praha, SNTL, 1958.
- [3] Bekurtz, K. M., Wirtz, K.: Neutron Physics. Heidelberg, Springer-Verlag, 1964.

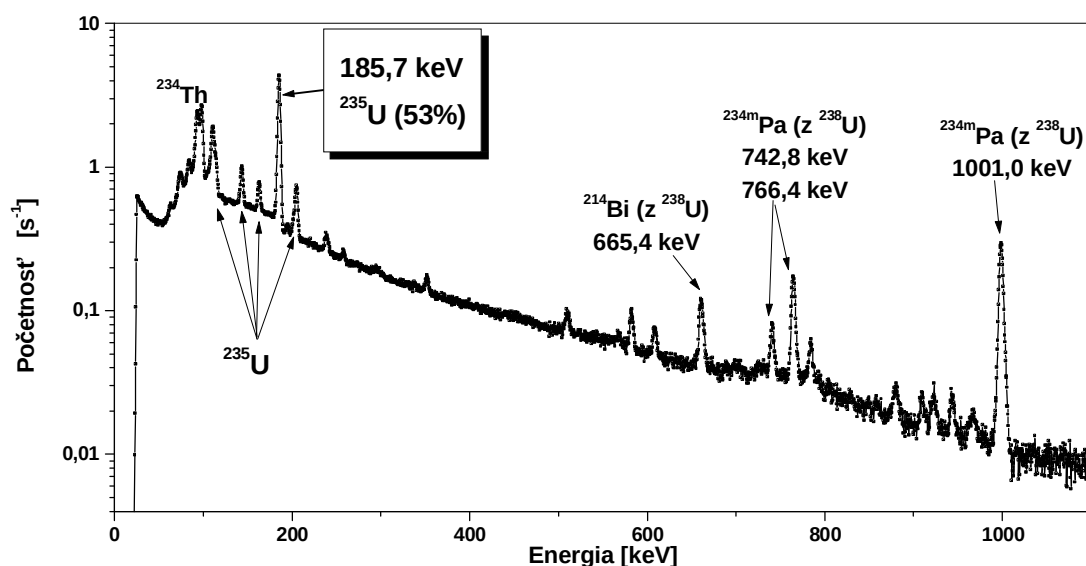
28. Určenie obohatenia jadrového paliva izotopom uránu ^{235}U

1. Všeobecná časť

Jeden zo základných ukazovateľov energetickej využiteľnosti jadrového paliva je stupeň jeho obohatenia izotopom uránu ^{235}U . Určenie obohatenia jadrových materiálov je dôležité aj v prípade nálezov rôznych neznámych vzoriek pochádzajúcich napr. z ilegálnej činnosti priekupníkov a pašerákov.

Na meranie obohatenia využijeme relatívnu, priamu, nedeštruktívnu metódu, založenú na gamaspektroskopii. Relatívne meranie vo všeobecnosti spočíva v porovnávaní analyzovaného vzorku s etalónom, ktorý obsahuje známe množstvo určovaného nuklidu. Priama metóda znamená bezprostredné meranie gama žiarenia stanovovaného izotopu, bez využitia dcérskych alebo sprievodných nuklidov.

Emisia gama žiarenia je sprievodným javom alfa rozpadu nuklidu ^{235}U na ^{231}Th . Určujúcim pre meranie obohatenia jadrového paliva je gama žiarenie s energiou 185,7 keV s maximálnym výťažkom na premenu (53 %). Energia fotónov gama dcérskych produktov nuklidu ^{238}U je podstatne vyššia. Spektrum uránového paliva je znázornené na obr. 28.1.



Obr. 28.1 Gama spektrum uránového paliva merané HPGe detektorom.

Energia emitovaného gama – žiarenia je relatívne nízka a jeho prenikavá schopnosť malá. To spôsobuje, že už v samotnom materiále dochádza k samoabsorpcii žiarenia. Samoabsorpcia je komplikujúcim faktorom. Pri meraní treba presne definovať podmienky

a pre objemnejšie vzorky zaviesť korekcie. Najjednoduchším spôsobom eliminácie faktorov samoabsorpcie je úprava vzoriek. Bežne sa aplikujú dva spôsoby úpravy vzoriek. Prvý spôsob využíva použitie geometricky zhodných vzoriek, ktoré vykazujú rovnakú samoabsorpciu. Používa sa pre hrubý materiál v tzv. nasýtenej vrstve, keď je vzorka hrubšia ako je dolet emitovaných častíc v materiále. Druhý spôsob využíva úpravu vzorky do tzv. nekonečne tenkej vrstvy, keď je samoabsorpcia zanedbateľná. Tento spôsob úpravy si však často vyžaduje zničenie – deštrukciu meranej vzorky, čo je v mnohých prípadoch nežiadúce.

Početnosť emitovaných častíc gama z danej látky je priamo úmerná jej aktivite. V našom prípade budeme zisťovať aktivitu atómov izotopu ^{235}U v jednotke hmotnosti paliva, teda mernú aktivitu, ktorá vlastne charakterizuje obohatenie paliva. Na meranie použijeme vzorky s rovnakou geometriou a tým sa vyhneme korekciám na samoabsorpciu, lebo ju môžeme považovať za rovnakú.

Na meranie použijeme gamaspektrometrickú trasu s polovodičovým alebo scintilačným detektorom. Na energetickú kalibráciu aparatury môžeme použiť sadu etalónových žiaričov (alebo iný kalibračný štandard):

^{57}Co s energiou emitovaného gama žiarenia 122 keV,

^{22}Na s energiou anihilačného gama žiarenia 511 keV,

^{137}Cs s energiou emitovaného gama žiarenia 661 keV.

Z nameraného gama spektra určíme čistú početnosť gama žiarenia s energiou 185,7 keV nuklidu ^{235}U . Početnosť je priamo úmerná obohateniu. Na určovanie obohatenia zostrojíme regresnú priamku, ktorá vyjadruje závislosť nameranej čistej početnosti od obohatenia paliva. Na zostrojenie priamky použijeme aspoň dve merania vzoriek so známym obohatením.

2. Zadanie a postup merania

- 1) Urobte energetickú kalibráciu spektrometrickej aparatury pomocou etalónových žiaričov.
- 2) Zmerajte aspoň dve gama spektrá vzoriek so známym obohatením. Určite čisté početnosti pre gama žiarenie ^{235}U s energiou 185,7 keV.
- 3) Zostrojte regresnú priamku závislosti nameranej čistej početnosti od obohatenia vzoriek.

- 4) Zmerajte spektrum a určite čistú početnosť gama žiarenia u neznámej vzorky jadrového paliva. Pomocou regresnej priamky určite obohatenie izotopom ^{235}U .
- 5) Stanovte chyby merania.

3. Literatúra

- [1] Majer, V. a kol.: Základy jaderné chemie, SNTL, Praha, 1981.
- [2] Usačev S. a kol.: Experimentálna jadrová fyzika, ALFA, Bratislava, 1982.

29. Meranie celkového účinného prierezu interakcie rýchlych neutrónov s atómovými jadrami a určenie polomeru jadier

1. Všeobecná časť

Pokusy získať presnejšie predstavy o rozmeroch jadier sú spojené s veľkými ťažkosťami. Spôsobuje to fakt, že jadrá pozostávajú z mnohých častíc (nukleónov), ktoré sú v neustálom pohybe a riadia sa zákonmi kvantovej mechaniky. Následkom tohoto pohybu sa povrch jadra navonok javí „rozmazaným“. Bolo navrhnutých niekoľko odlišných metód na určenie veľkosti polomeru jadier, ktorých výsledky sa rádovo zhodujú. Dostatočne presne možno určiť polomery jadier pri skúmaní interakcie rýchlych neutrónov s atómovými jadrami.

Pravdepodobnosť interakcie častice s inou časticou alebo s jadrom (terčíkom) charakterizujeme veličinou, ktorú nazývame účinný prierez. Účinný prierez procesu interakcie častica – terčík závisí od charakteru skúmaného procesu a tiež od energie dopadajúcej častice. Účinný prierez môže byť všeobecne väčší, rovný alebo menší, ako je geometrický prierez častice, resp. jadra.

Účinný prierez σ interakcie rýchlych neutrónov s atómovými jadrami môžeme určiť takto:

Označme N ako počet neutrónov dopadajúcich na 1 m^2 tenkého terčika (obr. 29.1a). Potom účinný prierez interakcie neutrónov s jadrom bude daný vzťahom:

$$\sigma = \frac{dN}{Nn\delta} \quad (29.1)$$

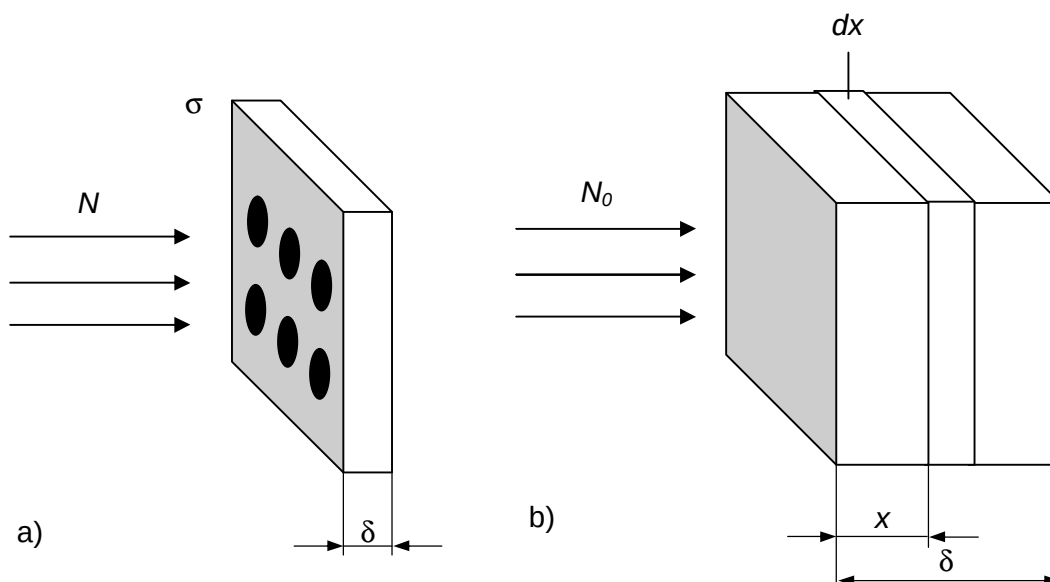
kde dN je počet interakcií, n – počet jadier v jednotke objemu terčika a δ – hrúbka terčika.

Z výrazu (29.1) vyplýva, že relatívny počet interagujúcich neutrónov dN/N je daný plochou terčika $dS = n\delta$, ktorá je zaplnená jadrami, pričom účinnému prierezu σ pripisujeme fyzikálny zmysel geometrického prierezu jadra.

V prípade hrubého terčika (obr. 29.1b) sa hustota toku neutrónov mení s jeho hrúbkou x a počet neutrónov, ktoré prešli terčíkom vyjadríme diferenciálnou rovnicou pre hrúbku vrstvy terčika dx v hĺbke x :

$$dN = -N_x n \sigma dx \quad (29.2)$$

kde N_x je počet neutrónov v x a dx – hrúbka vrstvy.



Obr. 29. Schéma určovania účinného prierezu na tenkom (29.1a) a hrubom terčiku (29.1b).

Ak počet dopadajúcich neutrónov je N_0 , potom riešenie diferenciálnej rovnice dostaneme v tvare:

$$N_x = N_0 \exp(-n\sigma x) \quad (29.3)$$

Pretože neutróny sú elektricky neutrálne, pri prechode látkou prakticky neinteragujú s elektrickým obalom atómov ani s elektrickým nábojom jadra. Základnými procesmi, ktoré spôsobujú zoslabenie zväzku neutrónov, sú preto pohltenie a rozptyl neutrónov pri ich zrážkach s jadrami atómov. Pre pomalé a tepelné neutróny je základným procesom zoslabenia zväzku zachyt neutrónov jadrom. Pre rýchle neutróny je dominantným procesom rozptyl, takže pre danú energiu neutrónov je účinný prierez rozptylu σ_s oveľa väčší ako účinný prierez zachytu σ_0 (nepružný rozptyl). Rozptyl rýchlych neutrónov na jadrách môže byť pružný σ_{se} a nepružný σ_{si} . Celkový účinný prierez je potom rovný súčtu účinných prierezov pre pružný a nepružný rozptyl:

$$\sigma = \sigma_s = \sigma_{se} + \sigma_{si} \quad (29.4)$$

Ak považujeme obidva z týchto účinných prierezov rovné geometrickému prierezu jadier πR^2 , potom celkový účinný prierez bude:

$$\sigma = 2\pi R^2 \quad (29.5)$$

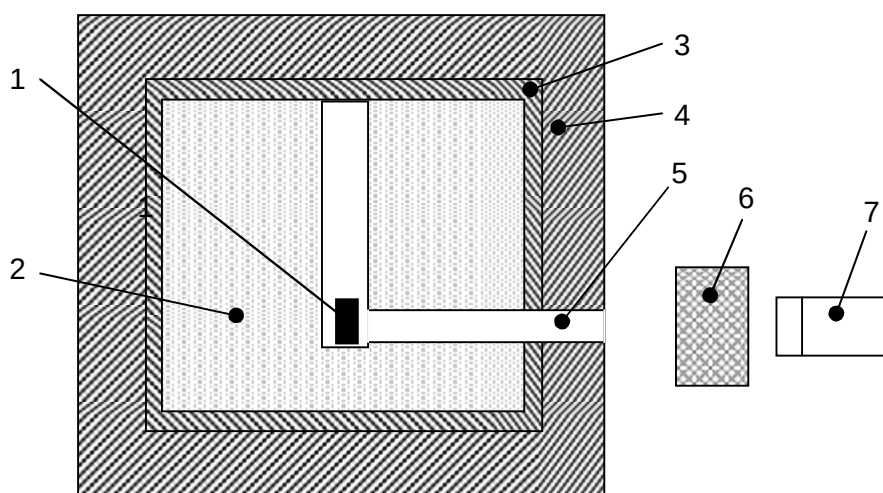
kde R je polomer jadra.

Na určenie účinného prierezu interakcie rýchlych neutrónov s jadrami treba zmerať zoslabenie intenzity neutrónového toku po prechode hrúbkou x meraného materiálu. Účinný prierez potom určíme pomocou vzťahu:

$$\sigma = -\frac{\ln \frac{N_x}{N_0}}{nx} \quad (29.6)$$

ktorý sa musí rovnať $\sigma = 2\pi R^2$, odkiaľ pre polomer jadra dostaneme:

$$R = \sqrt{\frac{\sigma}{2\pi}} \quad (29.7)$$



Obr. 29.2 Usporiadanie experimentu.

Experimentálne zariadenie je schematicky znázornené na obr. 29.2. Zariadenie pozostáva zo zdroja rýchlych neutrónov (1), ktorý je uložený v parafínovom bloku (2). Parafínový moderátor je obložený kadmíom (3) a olovom (4). Rýchle neutróny sú vyvedené kanálom (5). Zväzok neutrónov prechádza meraným materiálom (6). Na registráciu neutrónov slúži detektor (7).

2. Zadanie

- 1) Zmerať pozadie. Detektor pritom umiestniť mimo os kanála.
- 2) Zmerať počet dopadajúcich neutrónov na detektor N_0 bez rozptyľujúcej vzorky.
- 3) Postupne zmerať N_x pre rôzne hrúbky a rôzne materiály.

- 4) Vypočítať celkový účinný prierez podľa vzorca 29.6, pre jednotlivé merania a určiť strednú hodnotu pre daný materiál.
- 5) Vypočítať polomery jadier a porovnať tieto hodnoty s vypočítanými podľa vzťahu:

$$R = (1,37A^{1/3} + 1,3) \cdot 10^{-15} \text{ m} \quad (29.8)$$

3. Literatúra

- [1] Prejsa, M.: Jadrová fyzika. Bratislava, ES SVŠT, 1988.
- [2] Lipka, J.: Jadrová a neutrónová fyzika. Bratislava, ES SVŠT, 1986.

30. Meranie aktivačnej krivky

1. Všeobecná časť

Pri ožarovaní niektorých stabilných izotopov tepelnými neutrónmi môžeme získať umelé rádioaktívne izotopy. Stabilný nuklid sa premení na rádioaktívny tak, že absorbuje neutrón. Absorbovanie neutrónu spôsobuje prerušenie rovnováh medzi protónmi a neutrónmi a ďalší rovnovážny stav nastáva po emisii β – častice. Pretože účinný prierez absorpcie pre pomalé neutróny je väčší ako pre rýchle, zdroj neutrónov umiestnený do spomaľovacieho prostredia (moderátora) bude zvyšovať proces absorpcie neutrónov, t. j. umelú rádioaktivitu. Okrem toho, v dôsledku mnohonásobných zrážok v spomaľovacom prostredí sa neutróny pohybujú cez vzorku a ožarovaným izotopom. Táto skutočnosť tiež zvyšuje pravdepodobnosť zachytenia neutrónov.

Pre pomalé neutróny je najpravdepodobnejšia reakcia radiačného záchytu. Môžeme ju schematicky znázorniť takto:



alebo

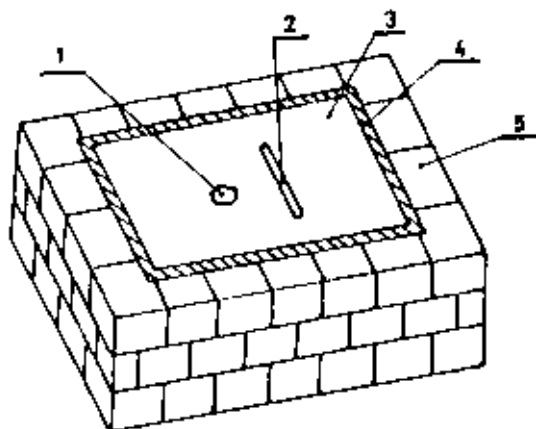


kde ${}_Z^AX$ je terčikový nuklid a ${}_Z^{A+1}Y$ je nuklid, ktorý vznikol po záchyte neutrónu.

V laboratóriách sa využívajú izotopické neutrónové zdroje, ktoré predstavujú zmes α - rádioaktívneho izotopu (^{226}Ra , ^{239}Pu , ^{241}Am) a iným ľahkým izotopom (najčastejšie ^9Be). Neutróny vznikajú v dôsledku reakcií typu (α , n).

Zdroj neutrónov je umiestnený vo vnútri parafrínového bloku (obr. 30.1). Ožarovanie vzoriek sa uskutočňuje vo vopred pripravených otvoroch v parafríne. Parafrínový blok je obalený kadmiovým plechom, ktorý má v oblasti tepelných energií vysoký účinný prierez záchytu neutrónov. Tienenie pred γ – žiarením, ktoré môže vznikať jednak zo zdroja α častíc, jednak pri reakciách typu (n, γ) sa zabezpečuje vrstvou olova za kadmiovým plechom.

Aktivačnou krivkou nazývame závislosť umelej rádioaktivity vznikajúcej pri ožarovaní stabilného izotopu neutrónmi od času ožarovania. Hromadenie rádioaktívnych jadier je výsledkom dvoch protikladných procesov: vzniku rádioaktívnych jadier a ich rozpadu.



Obr. 30.1: Umiestnenie neutrónového zdroja. 1 – zdroj, 2 – otvor pre umiestnenie vzorky, 3 – parafín, 4 – kadmium, 5 – olovo.

Predpokladajme, že pri ožarovaní vzorky vzniká len jeden druh rádioaktívnych jadier, že intenzita neutrónového toku a počet jadier stabilného izotopu sa nemenia. Označme ďalej $N(t)$ počet rádioaktívnych jadier v čase t a C nech je počet rádioaktívnych jadier vznikajúcich za časovú jednotku. Potom zmena $dN(t)$ za časový interval dt bude:

$$dN(t) = C dt - \lambda N(t) dt \quad (30.3)$$

kde λ je rozpadová konštanta.

Pri počiatočných podmienkach, že v čase $t = 0$ je $N(0) = 0$, riešenie diferenciálnej rovnice (30.3) bude mať tvar:

$$N(t) = \frac{C}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (30.4)$$

Z rovnice vidieť, že pri narastaní času t počet rádioaktívnych jadier nahromadených vo vzorke smeruje k maximálnej hodnote $N_m = \frac{C}{\lambda}$.

Aktivita rádioaktívneho izotopu $A(t)$ je vyjadrená vzorcom:

$$A(t) = \lambda N(t) \quad (30.5)$$

pričom aktivita umele vznikajúceho rádioaktívneho izotopu bude rovná:

$$A(t) = C (1 - e^{-\lambda t}) \quad (30.6)$$

Vzťah (30.6) môžeme zapísať v tvare:

$$A(t) = C \left(1 - e^{-\frac{0,693}{T} t} \right) \quad (30.7)$$

Pri dostatočne dlhom ožarovaní $t \gg T$ sa aktivita blíži hodnote A_m , t. j.:

$$\lim_{\frac{t}{T} \rightarrow \infty} A(t) = A_m = C \quad (30.8)$$

Podľa (30.8) je maximálna aktivita rovná počtu rádioaktívnych jadier vznikajúcich za jednotku času, t. j. počet vznikajúcich jadier sa rovná počtu rozpadajúcich sa jadier. Pomocou vzťahu (30.8) môžeme vzťah (30.7) napísať v tvare:

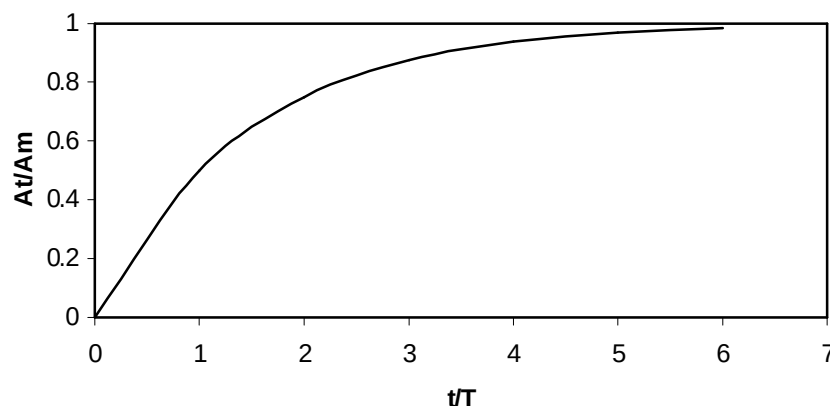
$$\frac{A(t)}{A_m} = 1 - e^{-\frac{0,693}{T} t} \quad (30.9)$$

Ak čas ožarovania t je v porovnaní s polčasom premeny oveľa menší ($t \ll T$), potom pre aktivitu platí približný vzťah:

$$A(t) \cong \frac{A_m 0,693}{T} t \quad (30.10)$$

To znamená, že pri krátkom čase ožarovania závislosť aktivity od času je prakticky lineárna. Vzťah (30.10) pre $t = 0,3T$ platí s presnosťou 10 %. Tento výsledok má praktický význam: napr. pri ožarovaní ^{59}Co tepelnými neutrónmi vzniká rádioaktívny nuklid ^{60}Co s polčasom premeny $T = 5,3$ r. To znamená, že približný vzťah (30.10) môžeme používať pri ožarovanom čase do $1,6T$, čo zodpovedá prakticky všetkým reálnym prípadom získavania ^{60}Co .

Grafické znázornenie vzťahu (30.9) je na obr. 30.2. Z obrázku vidieť, že pri $t = 4T$ aktivita dosahuje takmer 99 % maximálnej hodnoty.



Obr. 30.2: Grafické znázornenie vzťahu $1 - e^{-\frac{0,693}{T} t}$

2. Zadanie a postup merania

Cieľom úlohy je zmerať krivku ^{52}V . Vzorka je v práškovej forme a obsahuje oxid V_2O_5 . V prirodzenej zmesi vanádia sú dva stabilné nuklidy $^{50}_{23}\text{V}$ a $^{51}_{23}\text{V}$ s obsahom 0,25 a 99,75 %.

Pri ožarovaní tepelnými neutrónmi sú najpravdepodobnejšie tieto reakcie:



Ako vidieť, len druhá z uvedených reakcií vedie ku vzniku rádioaktívneho nuklidu ^{52}V . Tento nuklid je β rádioaktívny s maximálnou energiou β – spektra 2,1 MeV. Žiarenie gama má energiu 1,5 MeV. V procese β – premeny sa nuklid $^{52}_{23}\text{V}$ mení na $^{52}_{24}\text{Cr}$.

Pre zmeranie aktivačnej krivky treba merať intenzitu β – žiarenia v závislosti od času ožarovania. Meranie intenzity v trvaní 5 min treba začať vždy 30 s po skončení ožarovania. Ďalšie ožarovanie (6, 15, 20 a 25 min) možno začať po 15 min. Namerané hodnoty vynesieme do grafu.

Polčas rozpadu ^{52}V je $T = 3,76$ min. Preto môžeme predpokladať, že pri ožarovaní trvajúcim 25 min dosiahne aktivita maximálnu hodnotu. Preto približne platí:

$$\frac{A(t)}{A_m} = \frac{N(t) - N_{\text{poz}}}{N(25) - N_{\text{poz}}} = 1 - e^{-\frac{0,693}{T}t} \quad (30.12)$$

Pri grafickom spracovaní zostrojíme najprv teoretické závislosti a namerané hodnoty vynesieme do toho istého grafu.

3. Literatúra

- [1] Prejsa, M. : Jadrová fyzika. Bratislava, ES SVŠT 1988.
- [2] Lipka, J. : Jadrová a neutrónová fyzika, Bratislava ES SVŠT 1986.
- [3] Hodgson, P.E. and Erba, E.G.: Introductory Nuclear Physics, Clarendon Press, Oxford, 1997.

31. Identifikácia nuklidov v dvojkomponentnej zmesi

1. Všeobecná časť

Metóda aktivácie sa často používa na analýzu množstva rôznych prvkov v zlúčeninách. Pri ožarovaní zlúčenín pomalými neutrónmi obyčajne vzniká viac rádioaktívnych nuklidov. Táto skutočnosť sťažuje meranie vždy vtedy, keď objektom skúmania je iba jeden z nuklidov. Vzhľadom na rôzne hodnoty účinných prierezov absorpcie neutrónov σ pre rôzne nuklidy môžeme vhodnou voľbou doby ožarovania vzorky viac alebo menej znížiť nežiadúci vplyv iných rádionuklidov.

Rozoberieme prípad dvojkomponentnej zmesi. Nech skúmaná vzorka obsahuje dva stabilné nuklidy X a Y, ktorých atómové hmotnosti a váhové koncentrácie sú $M_A(X)$, $M_A(Y)$, a $K(X)$, $K(Y)$. Predpokladajme, že pri ožarovaní neutrónmi každý z prvkov dáva iba jeden rádioaktívny nuklid X' a Y' . Účinný prierez absorpcie neutrónov nuklidmi X a Y označíme $\sigma(X)$ a $\sigma(Y)$. Maximálna aktivita (aktivita nasýtenia) rádionuklidov bude $A_m(X')$ a $A_m(Y')$ a polčasy premeny rádionuklidov sú $T_{1/2}(X')$ a $T_{1/2}(Y')$. Pri ožarovaní počas doby t aktivita rádionuklidov bude:

$$A(X') = A_m(X') \left(1 - e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}(X')} t} \right) \quad A(Y') = A_m(Y') \left(1 - e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}(Y')} t} \right) \quad (31.1)$$

Po ukončení ožarovania aktivita vzoriek bude klesať. Jej hodnota v čase $t = t'$ bude:

$$A(X')_{t'} = A(X') e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}(X')} t'} \quad A(Y')_{t'} = A(Y') e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}(Y')} t'} \quad (31.2)$$

Rádionuklidy X' a Y' identifikujeme tak, že určíme ich polčasy premeny. Ak chceme identifikovať rádionuklid X' , volíme čas ožarovania a čas merania tak, aby vplyv rádionuklidu Y' bol čo najmenší. Za tým účelom urobíme analýzu vzťahov (31.1) a (31.2). V praxi sa môžeme stretnúť s týmito prípadmi:

1. $A_m(X') > A_m(Y')$	$T_{1/2}(X') > T_{1/2}(Y')$	
2. $A_m(X') > A_m(Y')$	$T_{1/2}(X') < T_{1/2}(Y')$	
3. $A_m(X') < A_m(Y')$	$T_{1/2}(X') > T_{1/2}(Y')$	(31.3)
4. $A_m(X') < A_m(Y')$	$T_{1/2}(X') < T_{1/2}(Y')$	

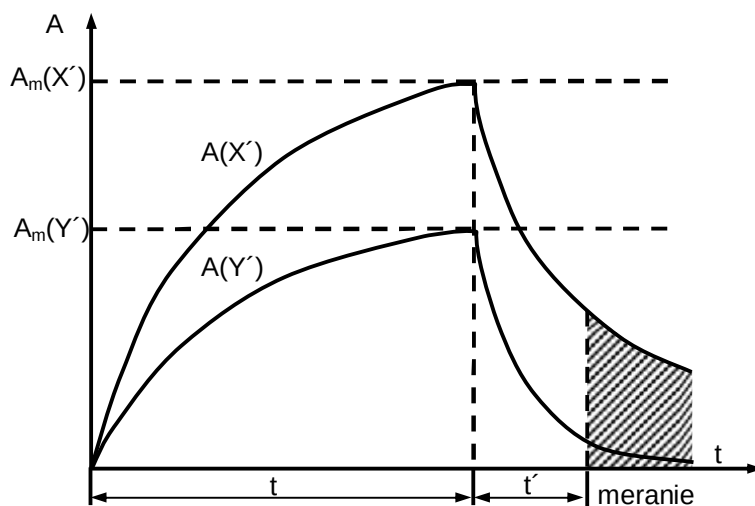
V prípade 4 rozlišujeme 4a, keď:

$$\frac{A_m(X')}{T_{1/2}(X')} > \frac{A_m(Y')}{T_{1/2}(Y')} \quad (31.4)$$

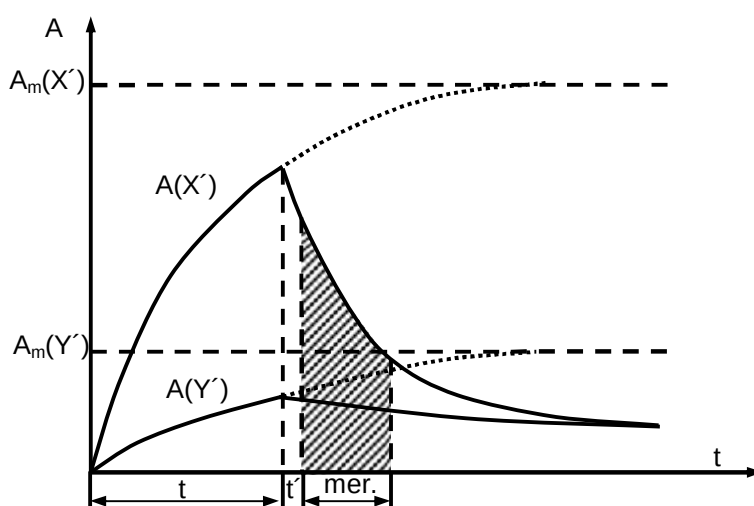
a 4b, keď:

$$\frac{A_m(X')}{T_{1/2}(X')} < \frac{A_m(Y')}{T_{1/2}(Y')} \quad (31.5)$$

Priebeh závislosti (31.1) a (31.2) zodpovedajúci týmto prípadom je uvedený na obr. 31.1, 31.2, 31.3, 31.4, 31.5.



Obr. 31.1: Krivka aktivácie a rádioaktívnej premeny pre prípad: $A_m(X') > A_m(Y')$, $T_{1/2}(X') > T_{1/2}(Y')$.

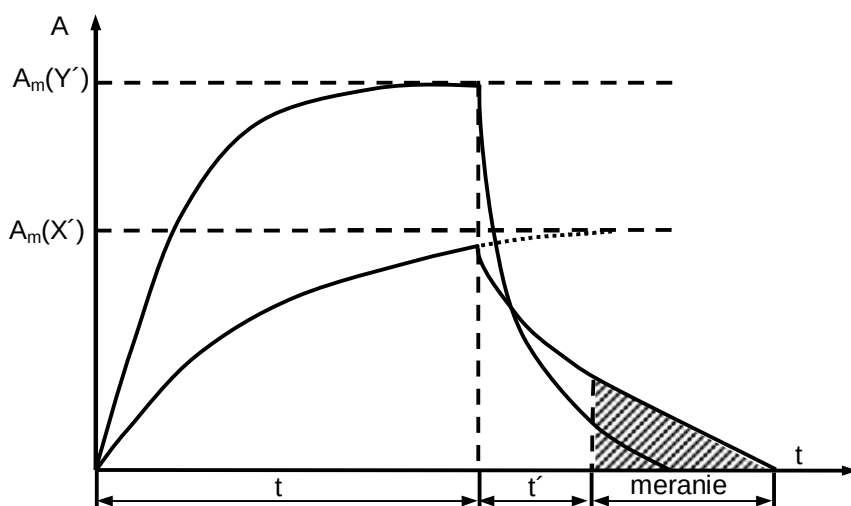


Obr. 31.2: Krivky aktivácie a rádioaktívnej premeny pre prípad: $A_m(X') > A_m(Y')$, $T_{1/2}(X') < T_{1/2}(Y')$.

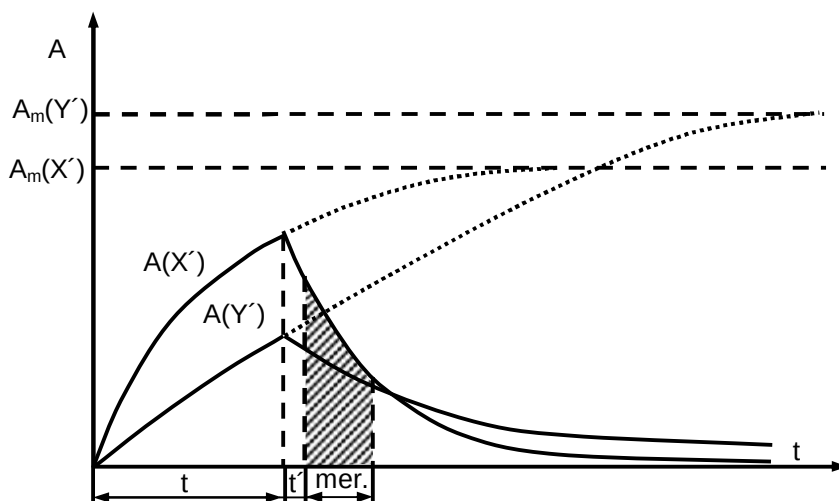
V 1. prípade (obr. 31.1) najpriateľnejšie podmienky na registráciu rádionuklidu X' sú vtedy, keď ožarovanie vzorky trvá dostatočne dlho ($t \geq 4T_{1/2}(X')$) a merame po uplynutí určitého času t' , keď rádionuklid Y' sa už prakticky rozpadne.

V 2. prípade (obr. 31.2) pre identifikáciu rádionuklidu X' najvýhodnejší pomer aktivít dostaneme pri krátkom ožarovaní vzorky ($t < T_{1/2}(X')$) a merame čo najskôr po ukončení ožarovania.

V 3. prípade (obr. 31.3) čas ožarovania vzorky je $t \geq 4T_{1/2}(X')$ a meranie je treba začať po čase t' , aby bol malý vplyv rádionuklidu Y' .



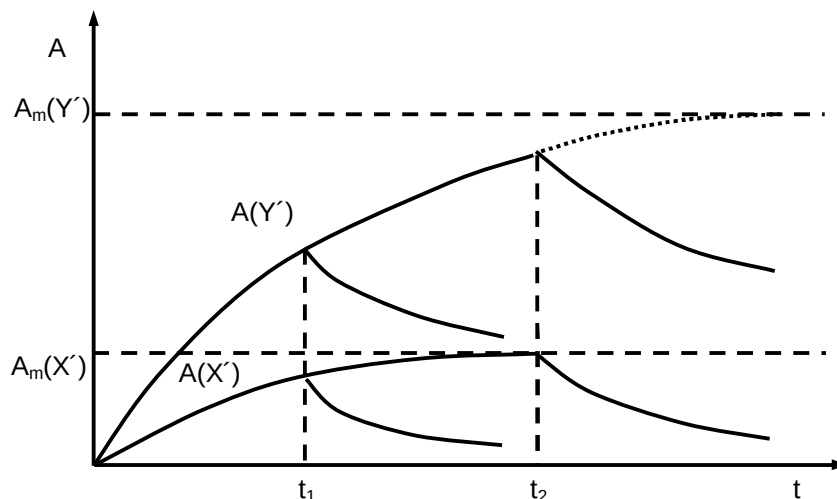
Obr. 31.3: Krivky aktivácie a rádioaktívnej premeny pre prípad: $A_m(X') < A_m(Y')$, $T_{1/2}(X') > T_{1/2}(Y')$.



Obr. 31.4: Krivky aktivácie a rádioaktívnej premeny pre prípad: $\frac{A_m(X')}{T_{1/2}(X')} > \frac{A_m(Y')}{T_{1/2}(Y')}$.

V prípade 4a (obr. 31.4) je výhodné voliť krátky čas ožarovania vzorky a meranie začať čo najskôr po ožarovaní.

V prípade 4b (obr. 31.5) nemožno zvoliť podmienky ožarovania tak, aby vplyv rádionuklidu Y' bol vylúčený.



Obr. 31.5: Krivky aktivácie a rádioaktívnej premeny pre prípad: $\frac{A_m(X')}{T_{1/2}(X')} < \frac{A_m(Y')}{T_{1/2}(Y')}$.

V neutrónovej aktivačnej analýze sa často používa tzv. makroskopický účinný prierez aktivácie Σ_{akt} , ktorý sa uvádza v tabuľkách. Má rozmer m^2/kg . Takto udávaný makroskopický účinný prierez aktivácie už zahrňuje aj percentuálne zastúpenie izotopu v prírodnej zmesi prvkov.

2. Zadanie a postup merania

- 1) V tejto úlohe vzorka obsahuje zmes stabilných nuklidov ^{55}Mn a ^{51}V vo forme zlúčenín MnO_2 a V_2O_5 . Úloha spočíva v tom, aby sme vhodnou voľbou doby ožarovania dokázali identifikovať v zmesi rádioaktívny nuklid ^{56}Mn a vylúčiť vplyv rádionuklidu ^{52}V a opačne. Čas ožarovania a začiatok merania stanovíme pomocou už uvedenej analýzy a týchto známych charakteristík:

$$T_{1/2}(^{56}Mn) = 2,5789 \text{ h} \quad \sigma(^{55}Mn) = 13,3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$$

$$T_{1/2}(^{52}V) = 3,743 \text{ min} \quad \sigma(^{51}V) = 4,9 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2$$

- 2) Pretože neutrónový tok je počas ožarovania vzoriek konštantný, podiel maximálnych aktivít môžeme určiť presne:

$$\frac{A_m(^{56}\text{Mn})}{A_m(^{52}\text{V})} = \frac{\sigma(^{55}\text{Mn})M(^{51}\text{V})K(^{51}\text{Mn})}{\sigma(^{51}\text{V})M(^{55}\text{Mn})K(^{51}\text{V})} \quad (31.6)$$

kde K je koncentrácia nuklidu a M je hmotnostné číslo.

- 3) Stanovte polčas premeny rádionuklidov ^{56}Mn a ^{52}V a porovnajte s tabuľkovými hodnotami. Vypočítajte neistotu (chybu) nameraných výsledkov.

32. Určenie polčasov premeny rádioaktívnych izotopov striebra

1. Všeobecná časť

Meranie aktivity žiariča v závislosti od času umožňuje určiť polčasy premeny $T_{1/2}$ jednotlivých rádionuklidov, ktoré tvoria jeho súčasť. Ak sa počas experimentu rádioaktívne komponenty prakticky úplne rozpadnú, metódou diferenciálneho merania možno polčasy premeny určiť dostatočne presne. Najpresnejšie výsledky získame v prípade, ak počet rádioaktívnych izotopov nie je veľký (nie viac ako tri – štyri), pričom ich polčasy premeny sa výrazne od seba líšia. Aktivita žiariča pozostáva z aktivít jednotlivých komponentov v prípade, že sa rozpadajú nezávisle a že rozpadové produkty sú stabilné:

$$A = \frac{dN}{dt} = \sum_i \lambda_i N_{0i} \exp(-\lambda_i t) = \sum_i A_{0i} \exp(-\lambda_i t) \quad (32.1)$$

kde N_{0i} je počet atómov i -tého rádionuklidu v čase $t = 0$ a λ_i je rozpadová konštanta i - tého rádionuklidu.

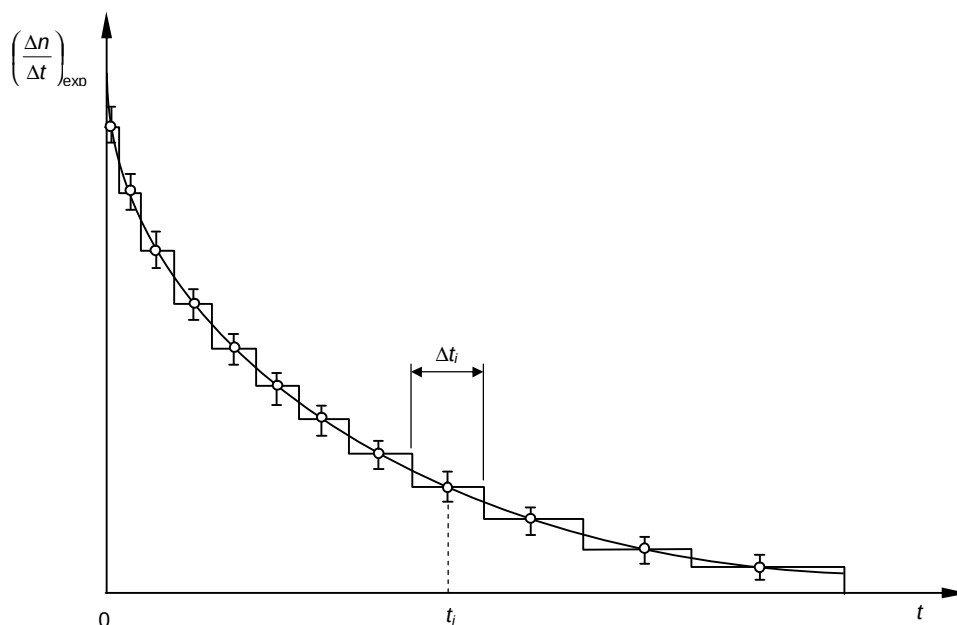
Aktivita každého rádionuklidu v čase $t = 0$ je $A_{0i} = \lambda_i N_{0i}$ a exponenciálne klesá. Ak detektor zaregistruje rádioaktívny rozpad, zmeraný počet impulzov Δn za časový interval Δt bude súvisieť s aktivitou žiariča podľa vzťahu:

$$\frac{\Delta n}{\Delta t} = [\omega_i A_{0i} \exp(-\lambda_i t)] + \frac{\overline{\Delta n_p}}{\Delta t_p} \quad (32.2)$$

V tomto vzťahu, ω_i je stredná pravdepodobnosť registrácie detektorom častíc i – tého komponentu (hodnoty ω_i môžu byť rôzne pre rôzne rádionuklidy, pretože emitované častice majú rôznu energiu) a $\overline{\Delta n_p}/\Delta t_p$ je stredný počet impulzov pozadia za jednotku času.

V prípade merania aktivity v krátkych časových intervaloch Δt , experimentálne údaje po odpočítaní pozadia budú mať tvar histogramu (obr. 32.1). Pretože do grafu vynášame početnosti prepočítané na jednotku času, intervaly Δt nemusia byť rovnaké. Treba však dodržať zásadu, aby $\Delta t \ll T_{1/2}$ pre každý komponent žiariča. Platí:

$$\left(\frac{\Delta n}{\Delta t} \right)_{\text{exp}} = \left(\frac{\Delta n}{\Delta t} \right)_{\text{mer}} - \left(\frac{\overline{\Delta n_p}}{\Delta t_p} \right) \quad (32.3)$$

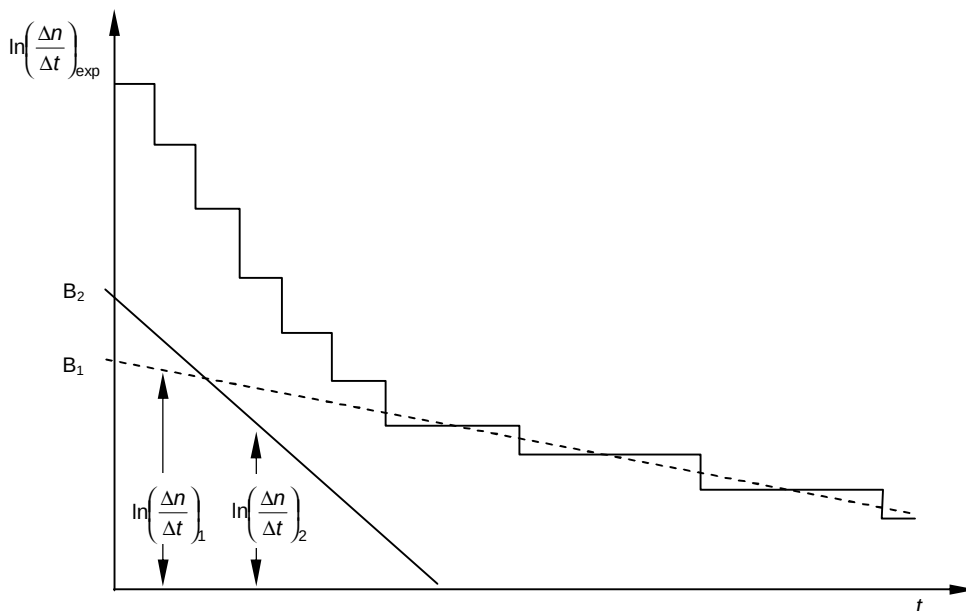


Obr. 32.1: Priebeh nameranej aktivity po odpočítaní pozadia.

Ak hodnoty $(\Delta n/\Delta t)_{\text{exp}}$ vynesieme v semilogaritmickú mierku (obr. 32.2), môžeme analyzovať sumu exponenťov a nájsť jednotlivé polčasy premeny. Po dostatočne dlhom čase sa krátkožijúce komponenty prakticky rozpadnú. Rozpadať sa bude už iba posledný – najdlhšie žijúci – komponent. Rozpadová krivka bude mať tvar priamky zodpovedajúcej tomuto komponentu. Extrapoláciou získanej priamky k $t = 0$ možno separovať dlhožijúci komponent $(\Delta n/\Delta t)_1$ od celkovej rozpadovej krivky $(\Delta n/\Delta t)_{\text{exp}}$ a nakresliť graf pre krátkožijúci komponent.

$$\ln\left(\frac{\Delta n}{\Delta t}\right)_2 = \ln\left[\left(\frac{\Delta n}{\Delta t}\right)_{\text{exp}} - \left(\frac{\Delta n}{\Delta t}\right)_1\right] \quad (32.4)$$

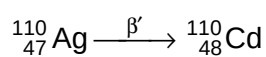
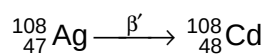
Opakovaním tohto postupu určíme polčasy premeny všetkých komponentov. Úseky B_i na osi y sú rovné $B_i = A_{0i}\omega_i$. Ak poznáme účinnosť registrácie ω_i , môžeme určiť A_{0i} .



Obr. 32.2: Rozklad rozpadovej krivky na jednotlivé komponenty.

2. Zadanie

Cieľom tejto úlohy je skúmanie žiariča, ktorý pozostáva zo zmesi dvoch nezávislých izotopov striebra a stanovenie ich polčasov premeny. Prebiehajú nasledovné reakcie:



Ako žiarič použijeme doštičku prírodného striebra, ktorú ožiarime neutrónmi. Izotopové zloženie striebra, vlastnosti izotopov a β – aktívnych produktov reakcie (n, γ) sú uvedené v tab. 32.1.

Stabilný izotop	Obsah izotopu [%]	Produkt reakcie (n,γ)	$T_{1/2}$	Mikroskopický účinný prierez σ_{akt}	Makroskopický účinný prierez Σ_{akt}
$^{107}_{47}\text{Ag}$	51,9	$^{108}_{47}\text{Ag}$	2,3 min	$(44 \pm 9) \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$	0,131 cm ² /g
$^{109}_{47}\text{Ag}$	48,1	$^{110}_{47}\text{Ag}$	24,5 s	$(110 \pm 20) \cdot 10^{-28} \text{ m}^2$	0,35 cm ² /g

Účinný prierez aktivácie σ_{akt} platí pre neutróny s rýchlosťou $v_n = 2200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Mikroskopický účinný prierez je vzťahnutý na jeden atóm príslušného stabilného izotopu, pričom charakterizuje pravdepodobnosť vzniku konkrétneho produktu reakcie (n,γ):



V neutrónovej aktivačnej analýze sa často používa tzv. makroskopický účinný prierez aktivácie Σ_{akt} , ktorý sa uvádza v tabuľkách. Má rozmer m²/kg. Takto udávaný makroskopický účinný prierez aktivácie už zahŕňa aj percentuálne zastúpenie izotopu v prírodnej zmesi prvkov.

Pri spracovaní výsledkov merania treba brať do úvahy, že prírodné striebro sa aktivuje nielen tepelnými neutrónmi. Účinný prierez aktivácie izotopu $^{109}_{47}\text{Ag}$ má výrazné rezonančné maximum v oblasti energií neutrónov $E_{rez} = 5,3 \text{ eV}$ ($\sigma_{rez} = 15 \cdot 10^{-24} \text{ m}^2$). Vzorku ožarujeme rádioizotopickým zdrojom neutrónov (Am – Be), neutróny sú produktom reakcie $^9_4\text{Be} (\alpha, n) ^{12}_6\text{C}$. Spomalenie neutrónov dosiahneme obalením zdroja parafínom.

Pri meraní budeme postupovať takto:

- 1) Umiestnime striebornú doštičku do neutrónového poľa. Dobu ožarovania t volíme tak, aby dosiahli nasýtený stav aktivácie, t.j. $t = \frac{8 \div 10}{\lambda}$, keď počet rozpadajúcich sa jadier je rovný počtu vznikajúcich.
- 2) Zmeriame pozadie.
- 3) Vyberieme doštičku z ožarovacieho miesta v neutrónovom zdroji. Tento časový okamih označíme ako $t = 0$, odkedy sa rádioaktívne izotopy rozpadajú, ale nové už nevznikajú.

- 4) Čo najrýchlejšie ($10 \div 20$ s) umiestnime doštičku pod detektor a začneme registrovať počet impulzov v krátkych časových intervaloch (napr. 10 s) s prestávkami medzi jednotlivými meraniami 5 s. Merací interval po $30 \div 50$ s možno predĺžiť. Meranie končí, keď sa údaje detektora približujú k hodnote pozadia (najmenej 10 min).
- 5) Hodnoty t , Δn , $(\Delta n/\Delta t)_{\text{exp}}$, $\ln(\Delta n/\Delta t)_{\text{exp}}$, $\ln(\Delta n/\Delta t)_1$,
 $(\Delta n/\Delta t)_2 = (\Delta n/\Delta t)_{\text{exp}} - (\Delta n/\Delta t)_1$, $\ln(\Delta n/\Delta t)_2$, zapisujeme do tabuľky.
- 6) Zostrojíme závislosť $\ln(\Delta n/\Delta t)_{\text{exp}} = f(t)$ a $\ln(\Delta n/\Delta t)_2 = f(t)$. Z grafov určíme polčasy premeny izotopov striebra.
- 7) Za predpokladu, že $\omega_1 = \omega_2$, určíme pomer $(N_{01}/N_{02})_{\text{exp}}$ jadier ^{108}Ag a ^{110}Ag v okamihu konca ožiarenia. Vypočítame túto hodnotu podľa údajov účinných prierezov aktivácie tepelnými neutrónmi:

$$\left(\frac{N_{01}}{N_{02}} \right)_{\text{výp}} = \frac{a_1 \sigma_{1\text{akt}} T_1}{a_2 \sigma_{2\text{akt}} T_2}$$

- 8) Výsledky merania vyhodnotíme na počítači.

33. Určenie absolútnej aktivity koincidenčnou metódou

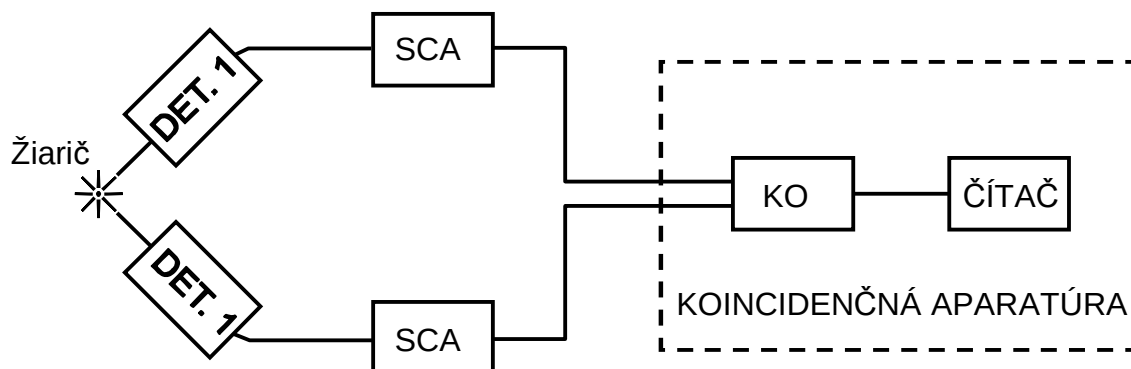
1. Všeobecná časť

Vzájomné časové vzťahy medzi signálmi z detektorov žiarenia môžu poskytovať dôležité informácie, ktoré sa nedajú získať analýzou samostatného amplitúdového rozloženia. Tieto informácie buď priamo súvisia s fyzikálnymi veličinami, ktorých rozmerom je čas, alebo sú zviazané cez určitý krátkodobý proces a inými veličinami, ako je energia, rýchlosť atď.

Sledovanie určitých časových korelácií medzi dvoma alebo viacerými dejmi sa vykonáva pomocou koincidenčných, resp. antikoincidenčných meraní.

Koincidenčné meranie tkvie v registrovaní súčasne sa vyskytujúcich impulzných signálov alebo impulzov, ktorých okamihy výskytu sú v určitom vzťahu. Naproti tomu pri antikoincidenčnom meraní sa potláčajú impulzy z jedného detektora vtedy, ak okamih ich výskytu je totožný, alebo je vo vopred očakávanej časovej korelácii s okamihom výskytu impulzu z druhého, prípadne viacerých detektorov.

Koincidenčná metóda sa používa na registráciu súčasných dejov, a to najmä pri štúdiu jadrových reakcií, ďalej pre sledovanie postupných rádioaktívnych premien a pri experimentoch s časticami vysokých energií.



Obr. 33.1: Principiálna schéma zapojenia prístrojov pri určovaní aktivity koincidenčnou metódou.

Koincidenčná metóda sa v jadrovofyzikálnych meraniach zakladá na registrácii rôznych druhov žiarenia dvoma detektormi (prípadne viacerými) a na následnom sledovaní časovej korelácie ich impulzov koincidenčným obvodom KO (obr. 33.1). Pritom jeden z detektorov registruje žiarenie i-teho typu, druhý j-teho (resp. toho istého typu, ale s inou energiou). Impulzy od detektorov sa môžu privádzať do jednodanálnových analyzátorov (SCA) a z nich

do elektronickej koincidenčnej aparatury s rozlišovacou dobou τ . Rozlišovacou dobou sa tu rozumie najväčší časový rozdiel medzi impulzmi z prvého a druhého detektora, pri ktorom sa ešte registrujú koincidencie, t. j. na výstupe koincidenčného obvodu KO sa pozorujú signály iba vtedy, keď impulzy z jednotlivých detekčných kanálov prichádzajú na vstup koincidenčného obvodu v rámci rozlišovacej doby τ . V prípade, že koincidencie nenastanú, žiarenie i-teho a j-teho typu sú nezávislé.

Vzhľadom na to, že rozlišovacia schopnosť meracieho prístroja nemôže byť ľubovoľne veľká, hovoríme o koincidencii aj vtedy, keď je časový interval medzi dvoma udalosťami menší, ako je časové rozlíšenie koincidenčnej aparatury. Konečná veľkosť rozlíšenia je príčinou nežiadúcich náhodných koincidencií, pretože počas intervalu zodpovedajúcemu časovému rozlíšeniu použitej aparatury môžu byť aj deje vzájomne nezávislé registrované ako koincidenčné. Zmenšovaním rozlišovacej doby môžeme zmenšovať aj početnosť náhodných koincidencií, avšak len do určitej hranice. Pri veľmi malom rozlíšení koincidenčného obvodu môže dochádzať k strate v počítaní pravých (skutočných) koincidencií v dôsledku existencie určitej fluktuácie (oneskorenia) impulzov na vstupe koincidenčného obvodu.

Koincidenčnú metódu možno použiť aj na meranie absolútnej aktivity žiaričov, ktoré pri rádioaktívnej premene emitujú dve alebo niekoľko charakteristických častíc (napr. beta a gama), ktoré sa vyskytujú súčasne alebo v určenom časovom vzťahu.

Ak označíme symbolom N_0 počet premien v zdroji žiarenia za určitú dobu t a rádioaktívna premena je sprevádzaná postupným (kaskádnym) vyžarovaním jednotlivých druhov žiarenia, potom počet impulzov zaregistrovaných jednotlivými detektormi za dobu t bude:

$$N_1 = N_0 \varepsilon_1 \omega_1 \quad N_2 = N_0 \varepsilon_2 \omega_2 \quad (33.1)$$

kde ε_1 a ε_2 sú účinnosti registrácie i-teho a j-teho druhu žiarenia, ω_1 a ω_2 sú odpovedajúce korekcie na priestorové uhly registrácie žiarenia. Pri kaskádnych premenách počet koincidencií $N_{1,2}$, zaregistrovaný koincidenčnou aparaturou, bude (v prípade, že sa nevyskytujú žiadne prekrytia koincidencií):

$$N_{1,2} = N_0 \varepsilon_1 \omega_1 \varepsilon_2 \omega_2 + 2\tau N_1 N_2 \quad (33.2)$$

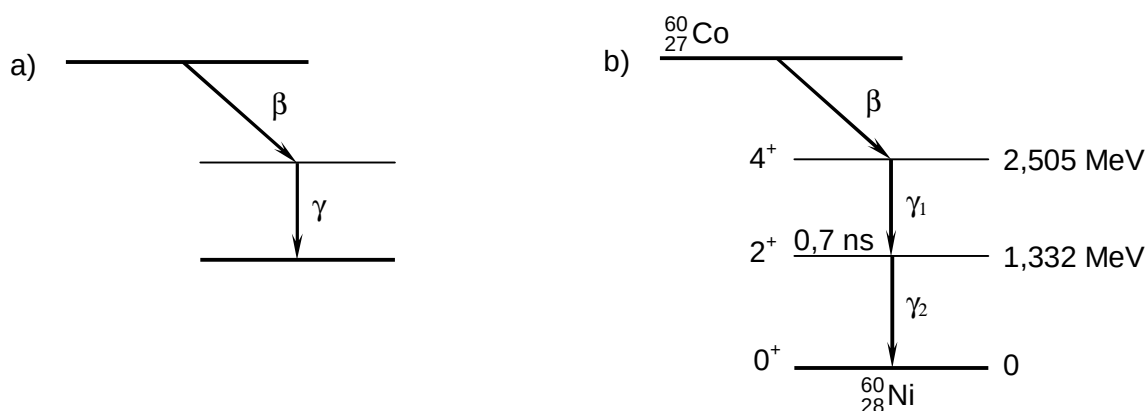
Prvý člen výrazu (33.2) udáva počet skutočných koincidencií N_s , druhý – počet náhodných koincidencií N_n . Pri uvažovaní náhodných koincidencií jednotlivé kanály aparatury, ktorými sa privádzajú impulzy, sú ekvivalentné. Môže dôjsť k náhodnému oneskoreniu impulzu v jednom z kanálov o dobu τ , aj k náhodnému predbiehaniu o tú istú dobu τ . Preto vo vzťahu (33.2) druhý člen obsahuje časový interval 2τ . V dôsledku určitej nestability rozlišovacej doby nemožno presne určiť N_n , preto sa má merať v podmienkach, keď $N_s \gg N_n$.

Z výrazov (33.1) a (33.2) môžeme dostať vzťah:

$$\frac{N_s}{N_n} = \frac{1}{2N_0\tau} \quad (33.3)$$

z ktorého vidieť, že je výhodné mať koincidenčný obvod s dostatočne vysokou rozlišovacou schopnosťou. Ohraničujúcim faktorom je tu však časový rozptyl impulzov od detektorov žiarenia, ktorý pri plynových počítačoch je asi 10^{-5} a pri scintilačných rádovo 10^{-7} s.

Zo vzťahu (33.3) vidieť, že pomer medzi skutočnými a náhodnými koincidenčiami sa zväčšuje so znižovaním aktivity N_0 . Na druhej strane však absolútny počet skutočných koincidiencií N_s je úmerný N_0 . Pri nižšej aktivite treba zväčšiť dobu merania, aby bola dostatočne malá štatistická chyba, a tým zabezpečená nevyhnutná presnosť merania koincidiencií $N_{1,2}$.



Obr. 33.2: Rozpadové schéma. a) jednoduché β premeny s nasledujúcim vyžiarovaním γ kvánt, b) izotopu kobaltu $^{60}_{27}\text{Co}$.

Na základe merania koincidiencií možno určiť absolútnu hodnotu niektorej z veličín, ktoré sú obsiahnuté vo výraze pre skutočné koincidence, napr. počet rádioaktívnych premien N_0 za určitú dobu t . Ak sa uskutočnili postupné jadrové premeny s vyžarovaním i-teho a j-teho žiarenia a každý z detektorov zaregistroval príslušný druh žiarenia, potom z rovníc (33.1) a (33.2) dostaneme vzťah:

$$\frac{N_1 N_2}{N_{1,2}^s} = N_0 \quad (33.4)$$

kde N_1 , N_2 sú početnosti impulzov zaregistrované z jednotlivých detektorov žiarenia a $N_{1,2}^s$ je počet skutočných koincidiencií. To znamená, ak sa registrujú koincidence a merajú počty impulzov v jednotlivých trasách, možno určiť absolútnu aktivitu preparátu N_0/t . Najvýhodnejšie je pritom využitie β - γ koincidiencií, resp. v prípade kaskádnych prechodov γ - γ koincidiencií. Pri jednoduchom β -rozpade s nasledujúcim vyžarovaním γ kvánt (obr. 33.2a) možno dosiahnuť, aby detektor γ kvánt neregistroval elektróny β rozpadu, (napr. použitím

filtra). β počítač bude vždy registrovať γ kvantá. Keďže jeho účinnosť $\varepsilon_\beta \gg \varepsilon_\gamma$, chyba v určení aktivity bude pomerne malá.

V prípade využitia γ - γ koincidencií môže dochádzať k ich ovplyvňovaniu rozptýleným (sekundárnym) žiarením. Ak v detektore, ktorý registruje γ žiarenie s vyššou energiou, sa impulz vyvolal comptonovským elektrónom, potom rozptýlené γ sa môže zaregistrovať druhým detektorom a aparatura môže zaznamenať skutočnú koincidenciu $N^s \gamma$ - γ . Pri blízkom rozložení detektora γ žiarenia sa počet γ - γ koincidencií môže rovnať, ale niekedy aj prevyšuje počet γ - γ koincidencií. Znížiť vplyv rozptýleného žiarenia možno napr. v prípade použitia scintilačných alebo polovodičových detektorov vhodnou diskrimináciou impulzov v analyzátore.

Ak z dvoch kaskádnych γ kvánt prichádza do príslušného detektora iba jedno a druhé sa rozptyľuje okolitými predmetmi, môže vznikajúce sekundárne γ žiarenie zaregistrovať druhý detektor. Počet takých koincidencií závisí od geometrie merania. Kvôli zníženiu počtu týchto koincidencií sa odstránia blízke okolité predmety, resp. sa detektor špeciálne tieni.

Pri koincidenčných meraniach treba uvažovať aj jav korelácie smerov vyletovania častíc a γ kvánt, emitovaných pri jadrových premenách. To znamená, že napr. pri meraní aktivity rádionuklidu $^{60}_{27}\text{Co}$ (rozpadová schéma je na obr. 33.2b) pomocou γ - γ koincidencií bude pri fixovanom smere výletu jedného z kvánt pravdepodobnosť emisie druhého γ kvanta závisieť od uhla θ zvieraného vyžarovanými γ kvantami. Podľa teórie a experimentov opravy na uhlovú koreláciu budú zanedbateľné pre uhly $\theta = 45^\circ$ a 135° .

2. Zadanie

- 1) Oboznámiť sa s experimentálnym zariadením a pripraviť ho na praktické meranie.
- 2) Namerať pozadie registrované detektormi v jednotlivých kanáloch.
- 3) Určiť absolútnu aktivitu rádionuklidu $^{60}_{27}\text{Co}$ koincidenčnou metódou. Pre zistenie vplyvu uhlových korelácií merať pri uhloch 45° , 135° a 180° . Pri určení aktivity uvažovať neistoty (chyby) merania.
- 4) Vypočítať pomocou rozpadového zákona a certifikačných údajov teoretickú (skutočnú) hodnotu absolútnej aktivity $^{60}_{27}\text{Co}$ ($T_{1/2} = 5,272$ rokov).
- 5) Stanoviť relatívnu neistotu určenia aktivity koincidenčnou metódou.
- 6) Určiť účinnosti použitých detektorov pre jednotlivé energie γ kvánt (1,17 a 1,33 MeV).
- 7) Zhodnotiť metodiku merania a dosiahnuté výsledky.

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 Γ . 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 Γ je daná šírkou vzbudenej hladiny ΔE , ktorá je spojená so strednou dobou života energetického stavu τ 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}Fe a ^{119}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	

Ľahko realizovateľný

Ťažšie realizovateľný

Veľmi ťažko realizovateľný

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

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

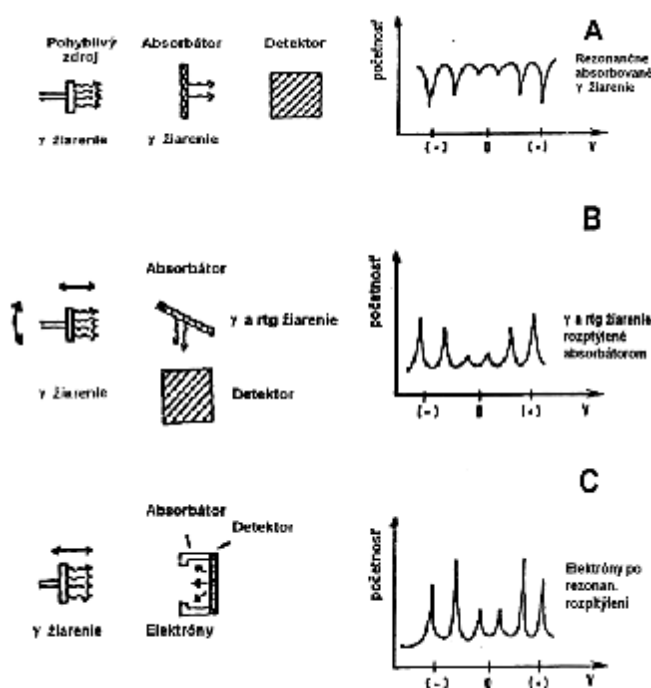
Experiment v sebe zahŕňa:

- 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 (mm.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_γ je energia fotónov gama.

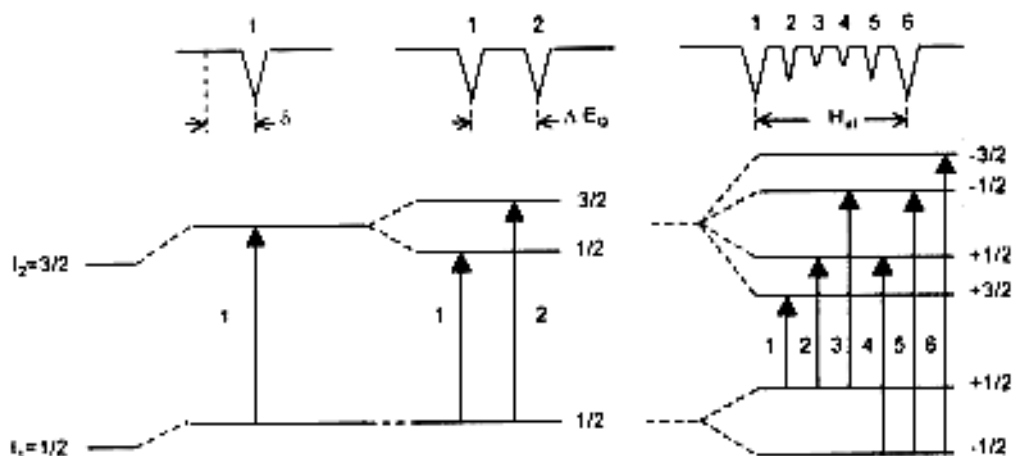
- Vhodne upravený absorbátor obsahujúci mössbauerovské nuklidy viazané v materiáli skúmanej vzorky.
- Zápis závislosti intenzity žiarenia gama za absorbátorom od modulačnej energie δE (rýchlosti), čo je vlastne Mössbauerovo spektrum.



Obr. 34.1: Schematické usporiadanie experimentálneho zariadenia.

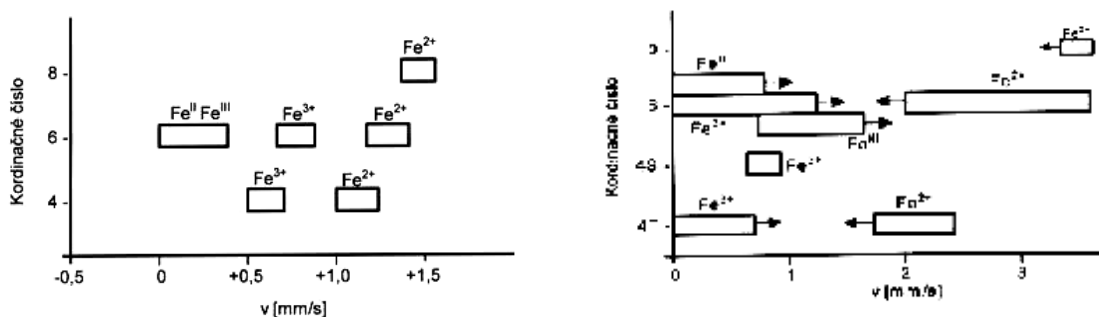
Zmeny energií jadrových hladín (dôsledok interakcie jadra s okolím) spôsobujú posunutie rezonančných čiar. Navyše, za určitých okolností môže dochádzať k rozštiepeniu rezonančných hladín do tzv. hyperjemnej štruktúry (obr. 34.2).

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: izomérny posun (IS alebo δ), kvadrupólové rozštiepenie (QS alebo Δ), magnetické hyperjemné rozštiepenie (MHS alebo H_{ef}), experimentálna šírka čiar (Γ_{exp}) a hodnota efektu (ϵ).



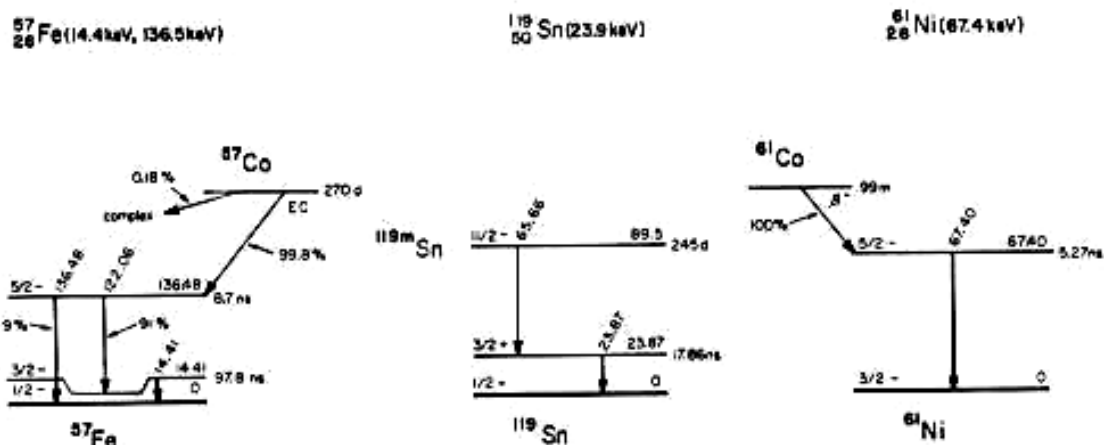
Obr. 34.2: Posuny a rozštiepenia energetických hladín jadra ^{57}Fe .

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}Fe . V experimente použijeme ako zdroj žiarenia nuklid ^{57}Co , ktorého rozpadová schéma je na obr. 34.3.



Obr. 34.3: Rozpadové schémy niektorých Mössbauerovských izotopov.

Rádioaktívny nuklid ^{57}Co (polčas premeny 270 dní) cestou K záchytu prechádza na stabilný nuklid ^{57}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}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 $\tau = (97,8 \pm 2) \cdot 10^{-9} \text{ s}$, prirodzená šírka čiary zodpovedajúca dobe života $\Gamma = 4,670 \cdot 10^{-9} \text{ eV} = 0,192 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. Ako absorbátor budeme používať nehrdzavejúcu oceľ v zložení 55 % Fe, 25 % Cr a 20 % Ni. Prirodzený obsah ^{57}Fe v čistom železe je 2,17 %.

Z experimentálne meranej šírky absorpčného spektra Γ_{exp} možno určiť dobu života vzbudenej hladiny τ . Γ_{exp} môžeme vyjadriť vzťahom:

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

kde Γ je prirodzená šírka čiary v $\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$, t – efektívna hrúbka absorbátora daná vzťahmi $t = n \cdot f_0$, n – počet atómov ^{57}Fe na 1 cm^2 v absorbátore, f_0 – faktor absorbátora, σ_0 – maximálny účinný prierez v rezonancii daný vzťahom:

$$\sigma_0 = 2\pi D^2 \frac{2I_{\text{ex}} + 1}{2I_g + 1} \frac{1}{1 + \alpha} \quad (34.4)$$

kde $2\pi D$ je vlnová dĺžka zodpovedajúca energii prechodu 14,41 keV, I_{ex} a I_g sú spiny vzbudenej základnej hladiny jadra, α 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 Γ_{exp} .
- 3) Na základe Γ_{exp} určiť Γ a potom τ .
- 4) Porovnať nameranú hodnotu τ s teoretickou hodnotou.
- 5) Určiť hodnotu efektu pomocou vzťahu:

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

kde N_{∞} je početnosť v pozadí, N_R – početnosť v rezonančnom minime.

Potrebné konštanty a iné údaje:

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

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

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

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

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

$$\alpha = 8,21$$

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:

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

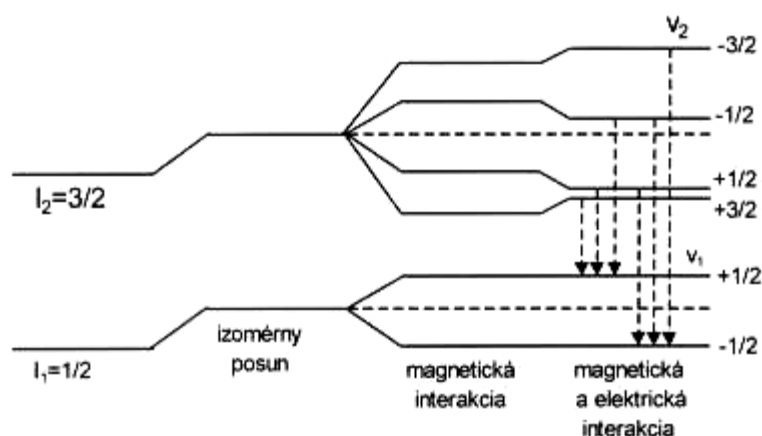
kde μ_N je jadrový magneton, $g = \frac{\mu}{I \mu_N}$ – tzv. gyromagnetický pomer vyjadrený v jadrových magnetoch, pričom os kvantovania z je volená v smere magnetického poľa $\mathbf{H}_{\text{ef}}$, $\mathbf{I}$ – celkový spin jadra.

Každý stav jadra s celkovým mechanickým momentom hybnosti $\mathbf{I}$ sa rozštiepuje na $2\mathbf{I}+1$ ekvivalentných magnetických podhládín s určujúcim magnetickým kvantovým číslom m_I . Energie rozštiepených podhládín 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 $2g \mu_N \mathbf{I} \mathbf{H}_{\text{ef}}$.

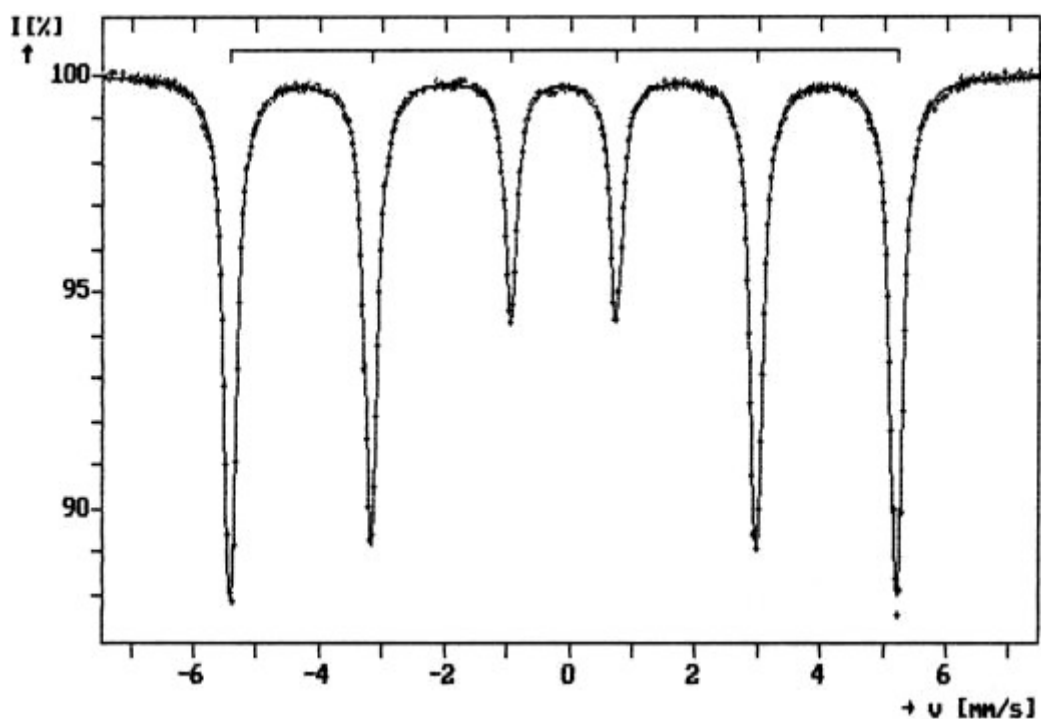
Obraz magnetického hyperjemného rozštiepenia pre prípad ^{57}Fe je na obr. 35.1. Ako vidieť z obrázku, horná hladina sa rozštiepuje na štyri a dolná na dve podhladiny. Podľa výberového pravidla o zmene magnetického kvantového čísla m ; $\Delta m = 0; \pm 1$ existuje potom šesť možných prechodov jadra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



Obr. 35.1: Hyperjemné magnetické rozštiepenie jadrových hladín ^{57}Fe .

Ak pre meranie Mössbauerovho spektra použijeme zdroj, ktorý má nerozštiepenú emisnú čiaru, bude výsledné spektrum pozostávať zo šiestich rezonančných čiar, ktoré zodpovedajú jednotlivým prechodom (obr. 35.2).

Pravdepodobnosti jednotlivých prechodov pre prípad ^{57}Fe sú uvedené v tab. 35.1. θ je uhol medzi smerom magnetického poľa a smerom zväzku žiarenia gama. Vo všeobecnom prípade, ak smer poľa $\mathbf{H}_{\text{ef}}$ nie je vynútený, (napr. cestou namagnetovania absorbátora alebo vplyvom vonkajšieho magnetického poľa), ale má ľubovoľnú orientáciu, potom relatívne intenzity jednotlivých čiar 1 až 6 sú v pomere (obr. 35.2), $\alpha : \beta : \delta : \delta : \beta : \alpha = 3 : 2 : 1 : 1 : 2 : 3$.



Obr. 35.2: Mössbauerovo spektrum metalického železa.

Ak je zadáný určitý smer poľa $\mathbf{H}_{\text{ef}}$ a meranie sa uskutočňuje pri uhle $\theta = 90^\circ$, relatívne intenzity budú v pomere 3 : 4 : 1 : 1 : 4 : 3. Pre $\theta = 0$ prechody zodpovedajúce $\Delta m = \theta$ chýbajú a relatívne intenzity budú v pomere 3 : 0 : 1 : 1 : 0 : 3.

Za predpokladu, že ide o čistú magnetickú interakciu, rezonančné minimá sú symetricky rozložené okolo stredu celého spektra. Ak súčasne dochádza k dipólovej magnetickej a kvadrupólovej elektrickej interakcii, namerané spektrum má asymetrické rozloženie rezonančných čiar. Z tejto asymetrie možno potom určiť tiež hodnotu kvadrupólovej interakcie.

Na základe polôh jednotlivých čiar (polohy sa udávajú v mm.s^{-1}) možno určiť jednak pomer magnetických momentov vzбудeného a základného stavu $\frac{\mu_e}{\mu_g}$, ako aj hodnotu efektívneho magnetického poľa $\mathbf{H}_{\text{ef}}$.

Magnetické momenty základných stavov μ_g pre stabilné nuklidy sú spravidla známe z iných experimentov. Táto skutočnosť potom dovoľuje určiť magnetický moment vzбудeného stavu absolútne.

Každému z prechodov 1 až 6 zodpovedá v nameranom spektre po jednom absorpčnom minime, ktorým môžeme priradiť rýchlosti v_1 až v_6 .

Na základe známych energií prechodov a im zodpovedajúcim rýchlostiam v nameranom spektre môžeme odvodiť vzťahy pre určenie μ_e a $\mathbf{H}_{\text{ef}}$:

$$E_5 - E_3 = \frac{\varepsilon_0}{c} (v_5 - v_3) = \frac{\mu_g \mathbf{H}_{\text{ef}}}{1/2} \quad (35.3)$$

$$E_6 - E_5 = \frac{\varepsilon_0}{c} (v_6 - v_5) = \frac{\mu_g \mathbf{H}_{\text{ef}}}{3/2} \quad (35.4)$$

z toho:

$$\mu_e = 3\mu_g \frac{v_6 - v_5}{v_5 - v_3} \quad (35.5)$$

$$\mathbf{H}_{\text{ef}} = \frac{\varepsilon_0}{2c\mu_g \cdot \mu_0} (v_5 - v_3) \quad (35.6)$$

kde c je rýchlosť svetla vo vákuu, ε_0 – energia prechodu z nerozštiepenej vzbudenej hladiny na základnú hladinu, v prípade ^{57}Fe je $\varepsilon_0 = 14,41 \text{ keV}$, μ_g – magnetický moment základnému stavu, pre ^{57}Fe je $\mu_g = +0,090604\mu_N$, μ_0 - permeabilita vákua.

Tab. 35.1

Prechod	m	Relatívna pravdepodobnosť prechodu	Uhlová záverečná pravdepodobnosť prechodu	Emisia prechodu
$E_6 = 3/2 \rightarrow 1/2$ $E_1 = -3/2 \rightarrow -1/2$	-1 +1	3 3	$9/4(1 + \cos^2 \theta)$	$\varepsilon_0 + (\mu_g - \mu_e) \mathbf{H}_{\text{ef}}$ $\varepsilon_0 - (\mu_g - \mu_e) \mathbf{H}_{\text{ef}}$
$E_5 = 1/2 \rightarrow 1/2$ $E_2 = -1/2 \rightarrow -1/2$	0 0	2 2	$3 \sin^2 \theta$	$\varepsilon_0 + (\mu_g - \frac{1}{3}\mu_e) \mathbf{H}_{\text{ef}}$ $\varepsilon_0 + (\mu_g - \frac{1}{3}\mu_e) \mathbf{H}_{\text{ef}}$
$E_4 = -1/2 \rightarrow 1/2$ $E_3 = 1/2 \rightarrow -1/2$	+1 -1	1 1	$3/4(1 + \cos^2 \theta)$	$\varepsilon_0 + (\mu_g - \frac{1}{3}\mu_e) \mathbf{H}_{\text{ef}}$ $\varepsilon_0 - (\mu_g - \frac{1}{3}\mu_e) \mathbf{H}_{\text{ef}}$

Pre určenie μ_e a $\mathbf{H}_{\text{ef}}$ možno využiť aj iné kombinácie prechodov a im zodpovedajúce rýchlosti.

Pri praktických meraniach efektívnych magnetických polí sa na základe známej hodnoty $\mathbf{H}_{\text{ef}}$ a vzdialenosti vonkajších čiar spektra nejakého štandardu môže určiť konštanta, ktorá udáva hodnotu $\mathbf{H}_{\text{ef}}$ zodpovedajúcu rýchlosti 1 mm.s^{-1} . Na základe údajov rozštiepení (vzdialenosť prvej a šiestej čiary v mm.s^{-1}) a známych hodnôt $\mathbf{H}_{\text{ef}}$ pre prirodzené $\alpha\text{-Fe}$ a $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ možno určiť vyžadovanú konštantu $K_{\text{H}_{\text{ef}}}$. Údaje sú zhrnuté v tab. 35.2.

Tab. 35.2

Vzorka $\mathbf{H}_{\text{ef}}$	$[\text{MA.m}^{-1}]$	$\Delta_{1,6} [\text{mm.s}^{-1}]$	$K_{\text{H}_{\text{ef}}} [\text{MA.mm}^{-1}/\text{mm.s}^{-1}]$
$\alpha\text{-Fe}$	41,162	16,7	2,465
$\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$	26,274	10,657	2,465

2. Zadanie a postup merania

- 1) Pre daný zdroj a absorbátor zmerať absorpčné spektrum.
- 2) Vypočítať hodnotu $\mathbf{H}_{\text{ef}}$.
- 3) Vypočítať hodnotu magnetického momentu vzbudeného stavu μ_e .
- 4) Určiť hodnotu $\mathbf{H}_{\text{ef}}$ pomocou konštanty $K_{\text{H}_{\text{ef}}}$ a porovnať s hodnotou z bodu 2.

- 5) Určiť hodnotu efektu ε jednotlivých čiar ε_1 až ε_6 .
- 6) Určiť šírku čiar Γ_1 až Γ_6 .
- 7) Určiť pomer intenzít, resp. plôch jednotlivých čiar.

3. Literatúra

- [1] Lipka, J.: Jadrová a neutrónová fyzika. Bratislava, ES SVŠT, 1986.
- [2] Long, J.G.: Mössbauer Spectroscopy Applied to Inorganic Chemistry, Plenum Press, New York, London, 1987.

36. Fázová analýza pomocou Mössbauerovej spektroskopie

1. Všeobecná časť

Na fázovú analýzu sa častejšie používa röntgenová analýza s využitím Debyeových–Schererových metód, a spektrálnej analýzy čiar L a M sfér. V prvej metóde sa merajú difrakčné obrazce povrchu sledovaného materiálu. Sústava difrakčných čiar zodpovedajúcich jednotlivým fázam sa charakterizuje vzťahom intenzít, šírkou čiar a ich polohou – parametrami, ktoré závisia od rozmerov elementárnej kryštalografickej bunky, od jej typu a od charakteru jej usporiadania (zaplnenia). Najťažšie sa pri tejto metóde určuje pohltenie röntgenového žiarenia vo vzorke, čo je potrebné na presné určenie intenzity čiar a tiež na určenie vplyvu rozmerov kryštálov vo vzorke na intenzitu čiar.

Z tohto (nie úplného) výkladu existujúcich metód fázovej analýzy vidieť, že hľadanie a rozbor nových metód analýzy zabezpečujúcich rýchlosť a dostatočnú presnosť určenia je veľmi aktuálne. Najperspektívnejšia je metóda bezodrazovej jadrovej gama rezonancie – Mössbauerova spektroskopia.

Mössbauerova spektroskopia využíva nízkoenergetické žiarenie gama emitované jadrami izotopov niektorých prvkov (napr. Fe, Sn a asi ďalších 40) rezonančne pohltené jadrami toho istého izotopu. Zmeny v rezonančných spektrách odrážajú veľmi citlivo stavy atómov v dôsledku zmien pôsobiacich elektrických a magnetických polí. To umožňuje veľmi senzitívnu kvalitatívnu a kvantitatívnu analýzu materiálov obsahujúcich mössbauerovské nuklidy.

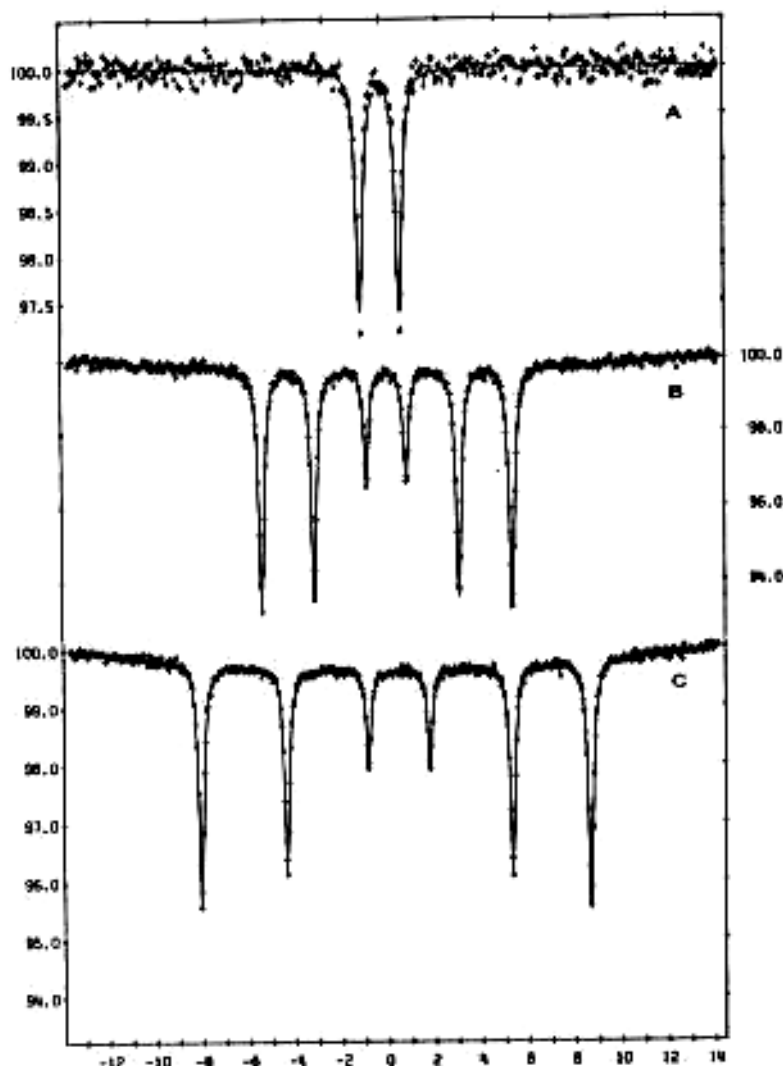
Mössbauerova spektroskopia disponuje značným potenciálom, najmä pri štúdiu zlúčenín a zliatin železa. Použiteľnosť tejto metódy tkvie v nasledujúcich faktoroch:

Mössbauerovo spektrum železa obsahujúcej fázy má charakteristický tvar a parametre (izomérny posun, kvadrupólové rozštiepenie, hyperjemné magnetické rozštiepenie) a spravidla sa líši od spektier iných zložiek (obr. 36.1).

Všeobecne môže však skúmaná vzorka obsahovať mössbauerovské atómy vo viac ako jednej zlúčenine či fáze, resp. v rôznych kryštalografických polohách.

Každá fáza či okolie je charakterizované vlastnou hyperjemnou štruktúrou. Táto vedie k zložitému tvaru spektra (obr. 36.2), ktoré je superpozíciou viacerých spektier zodpovedajúcich jednotlivým stavom železa. Po rozložení takého spektra (spravidla pomocou počítača) na jednotlivé zložky možno kvalitatívne a kvantitatívne identifikovať

jednotlivé fázy prítomné vo vzorke. Na určenie množstva železa v štrukturálne odlišných polohách jednotlivých fáz sa využíva plocha pod Mössbauerovým spektrom danej fázy.

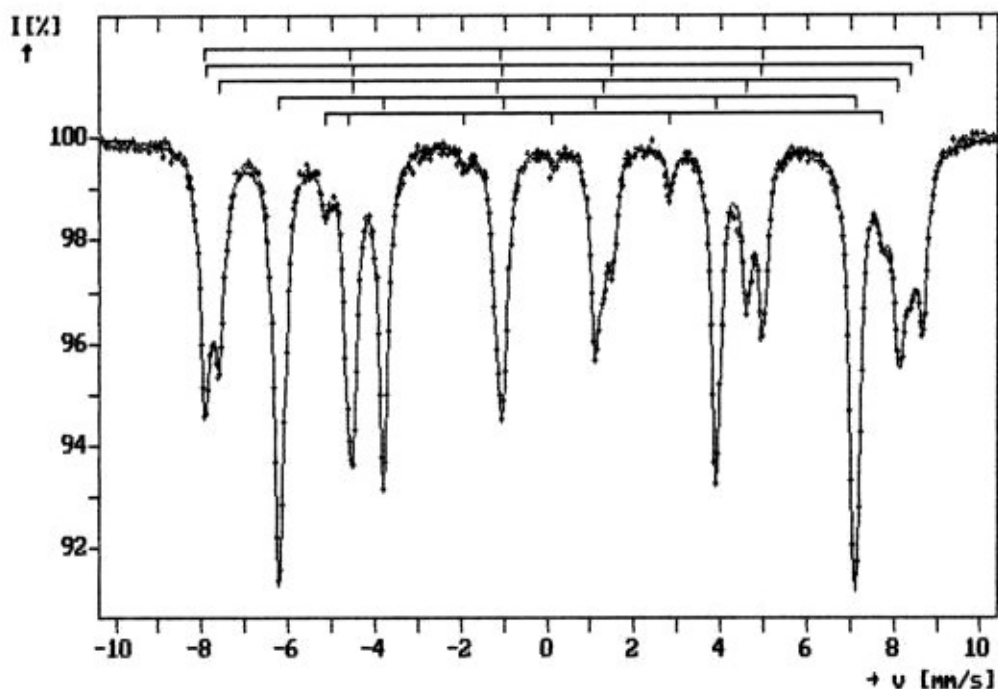


Obr. 36.1: Charakteristické spektrá niektorých čistých fáz železa (FeCO_3 -A, $\alpha\text{-Fe}$ -B, $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ -C).

Pri fázovej analýze pomocou Mössbauerovej spektroskopie je jedna z prvých úloh prisúdenie jednotlivých rezonančných čiar konkrétnym zložkám a výpočet plochy pod týmito čiarami. Konkrétna zložka (kvalitatívna analýza) sa určuje porovnaním parametrov s údajmi štandardov, alebo s údajmi v literatúre (tab. 36.1).

Pri fázovej analýze predpokladáme, že každá fáza obsahuje rovnaké percentuálne množstvo nuklidu ^{57}Fe (v prirodzenej zmesi je obsah ^{57}Fe – 2,17 %), to znamená, že nedochádza k rozdielnemu izotopickému obsadzovaniu jednotlivých kryštalografických či chemických pozícií železa.

Presnosť určenia plochy veľmi závisí od tvaru čiary. Každá odchýlka od Lorentzovho tvaru ovplyvňuje presnosť určenia plochy. Tieto odchýlky môže spôsobovať hrúbka absorbátora,



Obr. 36.2: Mössbauerovo spektrum hexagonálneho Ba feritu, ktoré je superpozíciou piatich zložiek.

silné prekrytia väčšieho počtu nerozlíšených lorentziánov, samotné experimentálne zariadenie a výrazné relaxačné efekty. Všeobecne možno povedať, že rozlíšenie dvoch lorentziánov a získanie presných plôch možno dosiahnuť vtedy, ak sú tieto čiary vzdialené od seba aspoň o polovicu experimentálnej šírky čiary, t. j. cca o $0,15 \text{ mm.s}^{-1}$. Napr. pre vzdialenosti čiar $0,2 \text{ mm.s}^{-1}$ je relatívna chyba v určení polohy väčšia ako 15 %. Ak je vzdialenosť čiar $0,3 \text{ mm.s}^{-1}$, relatívna chyba klesne pod 10 %.

Pri určovaní presnosti danej metódy je dôležité porovnať dosahované výsledky Mössbauerovou spektroskopiou s inými metódami, ako je napr. röntgenová difrakčná analýza alebo chemická analýza. Z porovnania vychádza, že presnosť určenia jednotlivých polôh iónov železa metódou Mössbauerovej spektroskopie je lepšia ako $\pm 5 \%$ a v prípade úplného rozlíšenia zložiek (čiar) spektra je cca $\pm 1 \%$.

V ďalšom kroku fázovej analýzy predpokladáme, že Lambov–Mössbauerov f – faktor je rovnaký pre všetky atómy železa v jednotlivých fázach. Lambov–Mössbauerov faktor určuje pravdepodobnosť emisie a absorpcie žiarenia gama bez straty energie na spätný odraz a je daný vzťahom:

$$f = \exp\left(-\frac{\langle x^2 \rangle}{\lambda^2}\right) \quad (36.1)$$

kde $\langle x^2 \rangle$ je stredná kvadratická odchýlka atómu od rovnovážnej polohy a λ je vlnová dĺžka vyžiareného alebo pohlteneho fotónu gama ($2\pi D = \lambda$).

Tabuľka parametrov Mössbauerových spektier jednotlivých oxidov a hydrooxidov. Tab. 36.1

<i>α-Fe₂O₃ (hematit)</i>		
Parameter.\teplota	RT	N
IS (mm/s)	0.33 ± 0.2	0.5 ± 0.2
QS (mm/s)	0.24 ± 0.2	-0.36 ± 0.2
H _{ef} (MA/m)	40.98 ± 0.24	43.13 ± 0.24

<i>γ-Fe₂O₃ (maghemit)</i>		
Parameter.\teplota	RT	N
IS (mm/s)	0.33	0.31
QS (mm/s)	0.09	0.1
H _{ef} (MA/m)	39.9 ± 0.24	40.98 ± 0.24

<i>δ-FeOOH (goethit)</i>		
Parameter.\teplota	RT	N
IS (mm/s)	0.36	0.37
QS (mm/s)	0.33	0.21
H _{ef} (MA/m)	28.65	39.79

<i>ϵ-Fe₂O₃</i>		
Parameter.\teplota	RT	N
IS (mm/s)	0.19	0.7
QS (mm/s)	0.4	----
H _{ef} (MA/m)	----	39.7

<i>β-FeOOH (akagenit)</i>		
Parameter.\teplota	RT	N
IS (mm/s)	0.33	0.47
QS (mm/s)	0.68	0.11
H _{ef} (MA/m)	0	38.13

<i>FeO</i>		
Parameter.\teplota	RT	N
IS (mm/s)	0.89	----
QS (mm/s)	0.55	----
H _{ef} (MA/m)	----	----

<i>γ-FeOOH</i>		
Parameter.\teplota	RT	N
IS (mm/s)	0.38	0.47
QS (mm/s)	0.59	0.69
H _{ef} (MA/m)	0	0

<i>Fe₃O₄ (magnetit)</i>		
Parameter.\teplota	RT	N
IS _A (mm/s)	0.25	0.44
QS _A (mm/s)	0	0
H _A (MA/m)	39.2	40.90
IS _B (mm/s)	0.65	0.94
QS _B (mm/s)	0	0
H _B (MA/m)	36.7	39.71

Ak vieme, že f – faktory jednotlivých fáz nie sú rovnaké, možno pri konečnom stanovení obsahu železa túto rozdielnosť f – faktorov zahrnúť do výpočtu:

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{f_1}{f_2} \frac{Fe_1}{Fe_2} \quad (36.2)$$

kde A_1 je plocha zodpovedajúca množstvu železa (Fe_1) v prvej fáze, A_2 – plocha zodpovedajúca množstvu železa (Fe_2) v druhej fáze, f_1 , f_2 – sú f – faktory v prvej a druhej fáze.

Ďalej predpokladáme, že rezonančné čiary kvadrupólového dubletu majú rovnaké intenzity a jednotlivé čiary magneticky rozštiepeného spektra majú pomer intenzít 3 : 2 : 1 : 1 : 2 : 3.

Ako sa už spomenulo. Mössbauerova spektroskopia umožňuje kvantitatívnu i kvalitatívnu analýzu, avšak v mnohých prípadoch optické alebo röntgenovo – štruktúrne analýzy umožňujú rýchlejšie identifikovať jednotlivé fázy. Výhoda Mössbauerovej spektroskopie sa prejaví pri sledovaní amorfných (nekryštalických) materiálov alebo materiálov pozostávajúcich z častíc s veľmi malým rozmerom. Napr. ostré čiary röntgenových spektier dostaneme pri meraní kryštálov s rozmermi od 10 000 do 200 nm, ale pri rozmeroch od 200 do 10 nm nie sú čiary vôbec pozorovateľné. Na druhej strane Mössbauerove spektrá možno namerať pre ľubovoľný rozmer kryštálov vrátane tzv. superparamagnetického stavu.

Z uvedeného vyplýva, že Mössbauerova spektroskopia je užitočná nedeštruktívna metóda, pre kvalitatívnu analýzu fáz súčasne prítomných vo vzorke.

2. Zadanie a postup merania

- 1) Zmerať Mössbauerove spektrá niektorých čistých fáz železa.
- 2) Zmerať Mössbauerove spektrum vzorky obsahujúcej zmes rôznych fáz.
- 3) Uskutočniť kvalitatívnu a kvantitatívnu fázovú analýzu železa obsahujúcich zložiek vo vzorke.

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.

37. Určenie doby života pozitronov v látke

1. Všeobecná časť

Pozitronová anihilačná spektroskopia (PAS) je nedeštruktívna metóda pre analýzu materiálov, ktorá využíva pozitrony na skúmanie stavby látky. Podstata uvedenej meracej metódy spočíva v záchyte pozitronov na defektoch v materiáli. Umožňuje skúmať defekty, ich koncentráciu a rozmery, skúmať rozdelenie elektrónovej hustoty. Defekty (vakencie, otvorené objemové defekty, vakančné klastre a dislokácie) predstavujú pre pozitrony príťažlivý potenciál. Hlavnou príčinou vzniku takéhoto potenciálu v objemovom defekte je zníženie energie elektrónov v elektrónových obaloch ostatných atómov v okolí vakencie na energetickú úroveň dopadajúcich pozitronov. Energetická blízkosť systému elektrón–pozitron je predpokladom vzniku procesu anihilácie. Viazaný stav dvojice elektrón–pozitron, nazývaný pozitroniom (Ps), je najľahší a najjednoduchší systém, ktorého vlastnosti, ako doba života ($< 10^{-7}$ s) umožňuje použiť ho ako vhodný nástroj na skúmanie veľmi rýchlych chemických reakcií, na ktorých sa zúčastňujú atómy vodíkového typu. Pozitronium je napr. citlivý detektor prítomnosti voľných atómov a radikálov v látke; mechanizmus interakcie Ps s paramagnetickými molekulami je určený stupňom lokalizácie nespárovaného elektrónu. Vďaka takýmto širokým možnostiam pozitronová metóda, t. j. štúdium a využitie procesov anihilácie pomalých pozitronov, vyvoláva čoraz väčšiu pozornosť.

Pozitron je antičasticou elektrónu, t. j. e^- a e^+ majú rovnakú hmotnosť a spin, čo do veľkosti, ale opačný, čo do znamienka, náboj a magnetický moment.

Anihiláciou nazývame fyzikálny proces premeny páru častica–antičastica na iné častice menšej alebo nulovej hmotnosti (napr. fotóny). Pre pár $e^- - e^+$, ktorý sa nachádza v pokoji, takýmito časticami budú fotóny alebo neutríno. Anihilácia, výsledkom ktorej sú anihilačné fotóny, je najpravdepodobnejšia. Pri anihilácii vzniká jeden, dva alebo tri fotóny, pričom najpravdepodobnejšia je dvojfotónová anihilácia. Po anihilácii sú teda emitované najčastejšie dva anihilačné fotóny, každé s energiou 511 keV. Proces anihilácie elektrónu a pozitronu sa riadi nasledujúcimi zákonmi zachovania:

- energie,
- celkovej hybnosti,
- náboja,
- uhlovej hybnosti,

- parity.

Pri anihilácii sa energia rozdelí medzi dvojicu anihilačných fotónov, pričom platí:

$$E_{\gamma} = 2m_0c^2 + E_{+} + E_{-} \quad (37.1)$$

kde E_{+} je kinetická energia pozitronu, E_{-} je kinetická energia elektrónu, c je rýchlosť svetla, m_0 je pokojová hmotnosť elektrónu, E_{γ} je celková energia emitovaných fotónov.

Ak je ťažisko sústavy elektrón–pozitron v klude, oba fotóny sú vyžiarené v opačných smeroch a ich dráhy zvierajú uhol 180° .

Doba života pozitronu $\tau_{e^{+}}$ je nepriamo úmerná rýchlosti anihilácie $\lambda_{e^{+}}$:

$$\tau_{e^{+}} = \frac{1}{\lambda_{e^{+}}} \quad (37.2)$$

Rýchlosť voľnej anihilácie pozitronu, ktorý sa pohybuje v elektrónovom plyne látky s počtom Z elektrónov na atóm, a v ktorej sa nachádza N atómov v cm^{-3} , bude:

$$\lambda_{e^{+}} = NZ\sigma_D v = NZ\pi r_0^2 c \quad (37.3)$$

kde σ_D je účinný prierez anihilácie:

$$\sigma_D = \frac{\pi r_0^2 c}{v} \quad (37.4)$$

kde v je vzájomná rýchlosť elektrónu a pozitronu, r_0 je klasický polomer elektrónu. Napríklad, v čistej medi s hustotou 8900 kg.m^{-3} je doba života pozitronov 112 ps [3].

Pozitronium je podobné atómu vodíka, v ktorom je protón nahradený pozitronom. Je to najjednoduchšia elektrodynamická sústava dvoch telies. Existujú dva základné stavy Ps: tripletný stav (ortopozitronium), 3Ps (o-Ps), v ktorom sú spiny elektrónu a pozitronu paralelné, a singletný (parapozitronium), 1Ps (p-Ps), v ktorom sú spiny antiparalelné. Celkový moment o-Ps je $J = 1$, pričom sú možné tri podstavy, líšiac sa magnetickými kvantovými číslami $m = +1, 0, -1$. Pre p-Ps je $J = 0$, $m = 0$. Štatistická váha tripletného stavu je trojnásobne väčšia ako singletného. Preto pri vzniku Ps v 75 % prípadoch vzniká o-Ps, v 25 % prípadoch p-Ps.

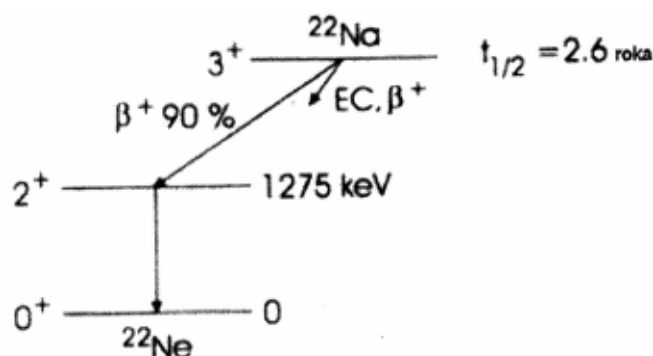
Na rozdiel od atómu vodíka pozitronium je metastabilná sústava, ktorá sa rozpadáva na fotóny v dôsledku anihilácie e^{-} a e^{+} . Boli vyčíslené doby života $\tau_S = 1,25 \cdot 10^{-10} \text{ s}$ pre p-Ps, a $\tau_T = 1,4 \cdot 10^{-7} \text{ s}$ pre o-Ps.

2. Zadanie a postup merania

Cieľom tejto úlohy je porozumieť princípu pozitronovej anihilačnej spektroskopii (PAS), skúmať procesy anihilácie, vzniku a zániku pozitronia a experimentálne určiť dobu života pozitronu v predložených vzorkách materiálov.

Experimentálne zariadenie

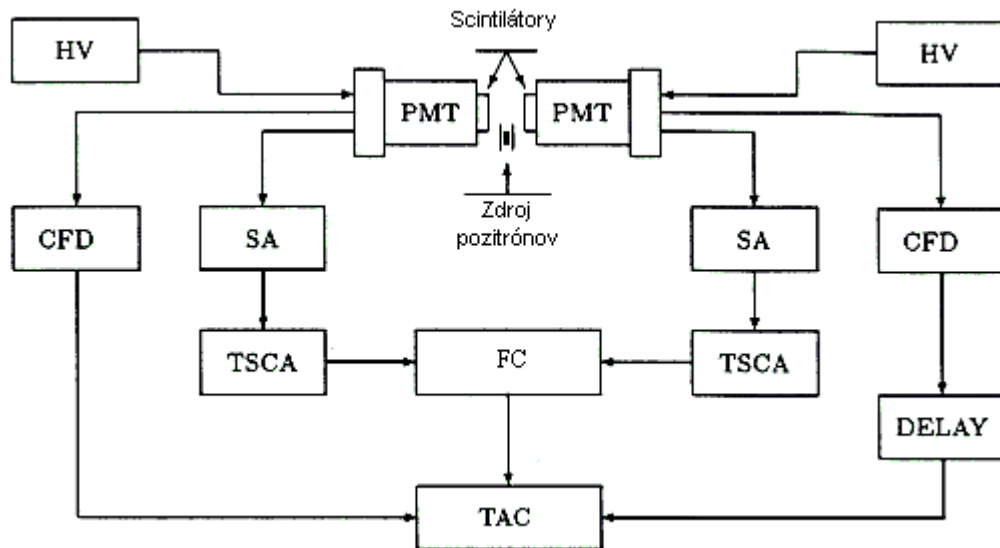
Izotop, ktorý sa najčastejšie používa ako emitör pozitronov je ^{22}Na , ktorého rozpadová schéma je na obr. 37.1. Je možné ho získať pomocou rôznych jadrových reakcií napr. $^{24}\text{Mg}(d,\alpha)^{22}\text{Na}$. Príčinou, prečo sa najčastejšie používa práve ^{22}Na , je jeho relatívne dlhý polčas rozpadu (2,6roku) a vysoká pravdepodobnosť prechodu zo vzbudeného stavu do kludového stavu emitovaním pozitronu (90 %), t. j. prakticky celá jeho aktivita sa realizuje emitovaním pozitronu. Z obr. 37.1 je vidieť, že ^{22}Na sa rozpadá β^+ rozpadom do vzbudeného stavu ^{22}Ne . Počas polčasu rozpadu 3,7 ps vzbudený stav ^{22}Ne prechádza do kludového stavu vyžiaréním γ kvanta s energiou 1275 keV. Toto kvantum sa využíva ako štartovací signál pre meranie dĺžky doby života pozitronov konvenčnou metódou, pretože v prvom priblížení je to čas, kedy pozitron vniká do vzorky. Jadrový fotón γ s energiou 1275 keV teda vyletuje prakticky súčasne s pozitronom. Ak budeme registrovať rozdelenie časových intervalov medzi jadrovým fotónom γ (ktorý signalizuje zrod pozitronu) s anihilačným fotónom γ , získame rozdelenie pozitronov podľa doby života.



Obr. 37.1: Schéma rozpadu ^{22}Na .

Zariadenie na skúmanie doby života pozitronu teda meria čas, ktorý uplynie od zrodu pozitronu po jeho anihiláciu. V našom prípade znamená merať čas, ktorý uplynie od zaregistrovania fotónu γ_1 s energiou 1275 keV do zaregistrovania anihilačného fotónu γ_2 s energiou 511 keV. Pri meraní sa využíva metóda tzv. rýchlo–pomalejšieho koincidencie. Časový

rozdiel medzi γ_1 a γ_2 sa v časovo–amplitúdovom konvertore (TAC) konvertuje na elektrický impulz, ktorého amplitúda je priamo úmerná časovému rozdielu medzi impulzmi spôsobenými γ_1 a γ_2 .



Obr. 37.2: Schéma dvojdetektorovej aparátúry PAS.

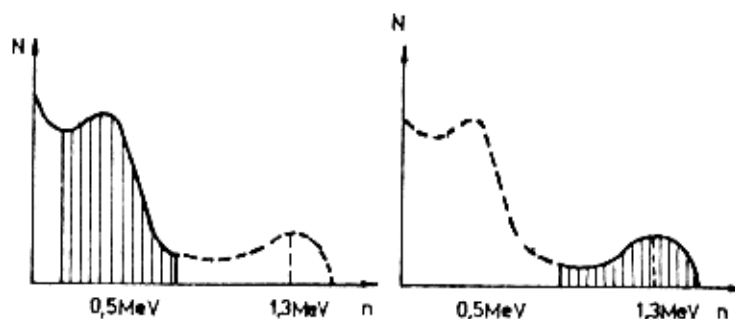
Bloková schéma zariadenia na meranie časových spektier je znázornená na obr. 37.2.

Popis blokov aparátúry:

HV	vysokonapäťový zdroj (high voltage)
PMT	fotonásobič (photomultiplier tube)
CFD	tvarovací obvod (constant fraction discriminator)
SA	zosilňovač (spectral amplifier)
TSCA	jednokanálový analyzátor (timing single channel analyzer)
FC	koincidenčný obvod (fast coincidence)
TAC	časovo-amplitúdový konvertor (time to amplitude converter)
DELAY	oneskorovacia linka (delay)

Fotonásobiče majú dva výstupy: dynódový a anódový. Impulzy z dynód slúžia na energetickú selekciu fotónov γ_1 a γ_2 . Jedna vetva prepúšťa impulzy spôsobené fotónmi γ s energiou 511 keV, druhá s energiou 1275 keV (obr. 37.3). Pomocou anódových impulzov sa meria časový rozdiel medzi γ_1 a γ_2 , teda doba života pozitronov.

Pri meraní časových spektier sa používajú plastické organické scintilátory, ktoré majú krátky čas vysvietenia (pozri úlohu 11), a teda dobrú časovú rozlišovaciu schopnosť. Majú však zlé energetické rozlíšenie, t. j., že sa na anódovom výstupe získavajú impulzy s rôznou amplitúdou napriek rovnakej energii dopadnutých fotónov. Tento nedostatok sa odstraňuje tvarovacím obvodom. Vytvarované anódové impulzy postupujú na TAC. Impulz spôsobený fotónom γ_1 otvára TAC, impulz spôsobený fotónom γ_2 ho zatvára. Impulzy z TAC, ktorých amplitúda je úmerná dobe života pozitronov, postupujú do mnohokanálového analyzátora. Jeho hradlo je otvárané koincidenčným impulzom z dynódového obvodu, v ktorom sa robí energetická selekcia impulzov γ_1 a γ_2 . Iba ak je medzi týmito impulzmi koincencia, otvorí sa vstupné hradlo mnohokanálového analyzátora, kde sa do príslušného pamäťového kanála ukladajú impulzy z TAC, ktorých amplitúda tomuto kanálu zodpovedá.

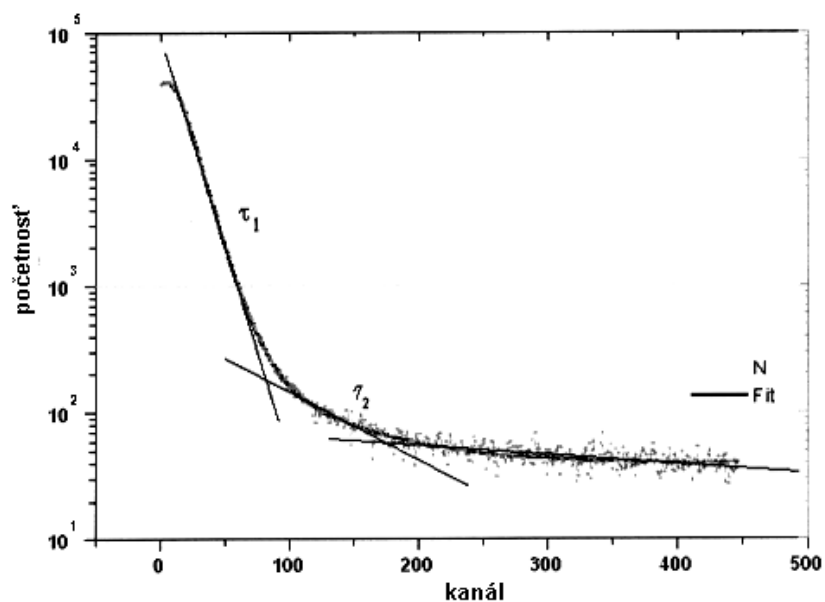


Obr. 37.3: Energetická selekcia fotónov γ_1 a γ_2 .

Časová rozlišovacia schopnosť celého zariadenia je definovaná ako šírka v polovičnej výške spektra okamžitých koincidií. Ako zdroj súčasne emitovaného fotónu γ a pozitronu e^+ sa používa izotop ^{22}Na .

Nulový čas, je čas od ktorého sa počíta doba života pozitronov. Je daný maximom spektra okamžitých koincidií. Typické spektrum doby života pozitronov je na obr. 37.4.

Ľubovoľné časové spektrum anihilačného žiarenia (nezávisle od počtu jeho komponentov) má dve základné charakteristiky: τ_i – doba života daného komponentu, I_i – intenzita i -tého komponentu. Aby sme určili tieto charakteristiky, treba časové spektrum analyzovať pomocou fitovacích programov. V praxi sa najčastejšie využíva dvojkomponentná analýza, ktorej výsledkom sú nasledovné parametre: MLT (mean lifetime – stredná doba života pozitronu), τ_1 (doba života pozitronu v „bulku“), τ_2 (doba života pozitronu v okolí prímiesí resp. defektov), I_1 (intenzita signálu z „bulku“), I_2 (intenzita signálu od prímiesových materiálov), variancia fitu (veľičina, ktorá poskytuje informáciu o správnosti vykonaného fitu).



Obr. 37.4: Časové spektrum doby života pozitronov.

3. Literatúra

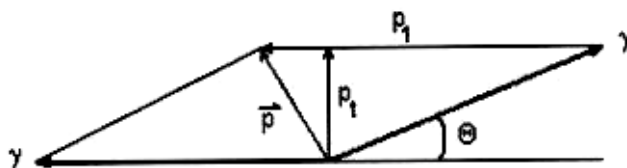
- [1] Cirák, J. a kol.: Jadrovo-fyzikálne metódy a zariadenia, Návod na laboratórne cvičenia, Bratislava, STU, 2001.
- [2] Tomáš, M.: Diplomová práca, 2002.
- [3] Domonkoš, P.: Diplomová práca, 2001.
- [4] Kugelman, W.B.: Ph.D. Thesis, Institut für Nukleare Festkörperphysik, Universität der Bundeswehr, München, 2000.

38. Detekcia procesu anihilácie pozitronov pomocou metódy uhlovej korelácie

1. Všeobecná časť

Pozitronová anihilačná spektroskopia (PAS) sa využíva na skúmanie stavu elektrónov v materiáloch. PAS patrí medzi nedeštruktívne meracie metódy, neovplyvňuje vlastnosti skúmanej látky, čo umožňuje jej použitie v kombinácii s ďalšími meracími metódami pri použití tej istej vzorky. Princíp PAS je založený na anihilácii elektrón–pozitronového páru pri úniku najčastejšie dvoch anihilačných fotónov s energiou 511 keV pod uhlom 180° . V našom prípade princíp uhlovej korelácie využíva práve túto skutočnosť. Pomocou metódy uhlovej korelácie sa podarilo získať priamu informáciu o tvare Fermiho plochy. Proces anihilácie, premena hmoty na žiarenie (anihilačné fotóny) dodržiava základné zákony zachovania:

- energie,
- momentu hybnosti,
- elektrického náboja,
- uhlového momentu,
- parity.



Obr. 38.1: Vektorový diagram anihilačných fotónov.

Metóda uhlovej korelácie je založená na princípe zákona zachovania momentu hybnosti v procese anihilácie (obr. 38.1). Rozdelenie momentov páru elektrón–pozitron sa zachováva aj v anihilačnom žiarení. Vplyv nenulového momentu hybnosti ťažiska sústavy pred anihiláciou sa premietne jednak do smeru registrácie anihilačných fotónov (os z), spôsobí Dopplerove rozšírenie a posunutie o ΔE , a na kolmú zložku (os x, y), spôsobí odklon dvojice anihilačných fotónov od uhla 180° o uhol Θ . ΔE spôsobí zvýšenie energie jedného z anihilačných fotónov v smere pohybu (os z). Sumáciou energií dostatočne veľkého počtu

anihilácií je možné dospieť k Dopplerovmu rozšíreniu spektra 511 keV anihilačnej čiary o ΔE nameranej na energeticky citlivom spektrometri:

$$\Delta E = \frac{p_z c}{2} \quad (38.1)$$

kde ΔE je zmena energie, p_z je moment hybnosti v smere osi z a c je rýchlosť svetla.

Vplyv momentu hybnosti na zvyšné dve priestorové súradnice (osi x, y) sa prejaví na odklone anihilačných fotónov od kolinearity o priestorový uhol Θ spôsobený momentom elektrónov:

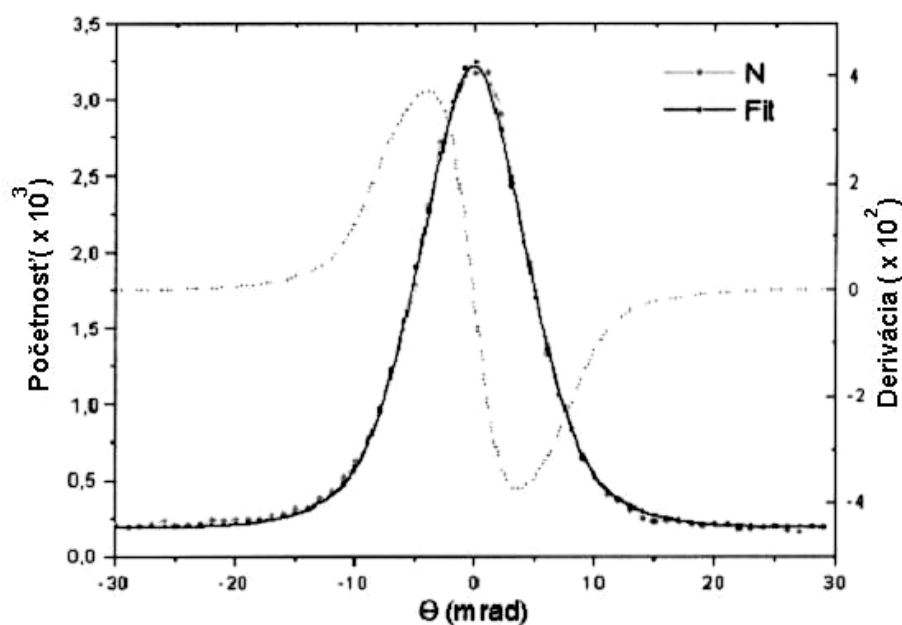
$$\Theta_{x,y} = \frac{p_{x,y}}{m_0 c} \quad (38.2)$$

kde Θ je priestorový uhol, $p_{x,y}$ je moment hybnosti, m_0 je pokojová hmotnosť elektrónu.

Tento odklon je možné merať na $\gamma - \gamma$ koincidenčnom uhlovom korelačnom spektrometri pre jednu alebo dve priestorové súradnice.

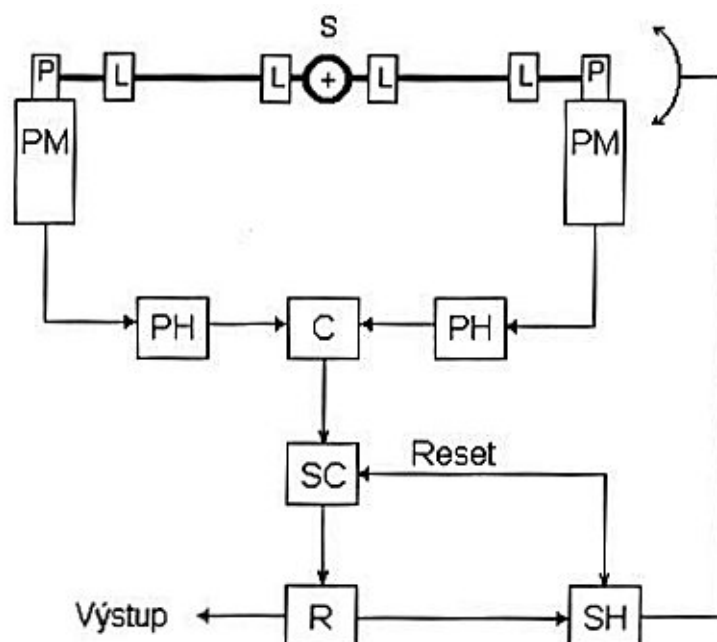
2. Zadanie a postup merania

Cieľom úlohy je oboznámiť sa s princípom PAS na aparátúre uhlovej korelácie, zmerať uhlovú korelačnú krivku na predložených vzorkách materiálov.



Obr. 38.2: Príklad uhlovej korelačnej krivky.

Princíp metódy uhlovej korelácie spočíva v meraní závislosti počtu anihilačných fotónov N od uhlovej odchýlky Θ . Výstup získaný z merania sa nazýva uhlová korelačná krivka. Uhlové korelačné spektrum, pre kovy s voľnými vodivostnými elektrónmi, predstavuje superpozíciu troch kriviek (parabola, dve gaussove krivky). Parabola (kvadratické rozloženie) reprezentuje anihiláciu na voľných elektrónoch, čo vyjadruje kvadratickú závislosť energie elektrónov vo vodivostnom pásme atómu. Gaussova krivka reprezentuje anihiláciu na viazaných elektrónoch. Ďalším príspevkom do superpozície je gaussova krivka spôsobená priestorovou rozlišovacou schopnosťou aparatury. Príklad uhlovej korelačnej krivky je znázornený na obr. 38.2.



Obr. 38.3: Schéma meracieho systému uhlového korelačného spektrometra.

Zjednodušená bloková schéma meracej aparatury uhlovej korelácie je znázornená na obr. 38.3. a skladá sa z nasledujúcich častí:

- pozitronový zdroj a vzorka umiestnená v tieniacom kryte (S),
- štrbina (L)
- dva scintilačné detektory (P),
- dva fotonásobiče (PM)
- dva jednokanálové analyzátory (PH),
- koincidenčný člen (C),
- počítadlo koincidiencií (SC),
- zapisovač (R)
- automatický posuvný uhlový mechanizmus, krokový motor (SH).

Počas merania je jeden detektor fixovaný v stabilnej polohe a druhý je vychýľovaný z priameho smeru o zvolený uhol, pričom sa pri každej pozícii detektorov meria počet koincidencií N dvojice anihilačných fotónov za jednotku času. Z nameranej korelačnej krivky $N = f(\Theta)$ môžeme získať informáciu o rozdelení hybností elektrónov v materiáloch.

Celý systém je pomerne pomalý a časovo náročný, avšak medzi jeho hlavné prednosti patrí vysoká citlivosť čo do energetického rozloženia elektrónov v materiáli, finančná nenáročnosť (odhliadnuc od ceny pozitronového zdroja) a pomerne jednoduchá obsluha. Zdrojom pozitronov, podobne ako u metódy merania doby života pozitronov, je najčastejšie izotop sodíka ^{22}Na .

3. Literatúra

- [1] Cirák, J. a kol.: Jadrovo-fyzikálne metódy a zariadenia, Návody na laboratórne cvičenia, Bratislava, STU, 2001.
- [2] Domonkoš, P.: Diplomová práca, 2001.
- [3] Bartík, P.: Diplomová práca, 1998.

39. Detekcia pozitronovo–anihilačných procesov pomocou metódy doby života pozitronov

1. Všeobecná časť

Všetky techniky skúmania materiálov pozitronmi sú založené na analýze anihilačného žiarenia. Elektrón–pozitronové páry sa pri premene hmoty na žiarenie zmenia na dva anihilačné fotóny s energiami 511 keV. Po zachytení pozitronu v objemovom defekte sa anihilačné parametre menia nasledujúcim spôsobom. Doba života pozitronu narastá z dôvodu nižšej hustoty elektrónov („nedostatok“ elektrónov pre anihiláciu). Zákon zachovania momentu pri anihilácii a vyžiarení dvojice anihilačných fotónov zapríčiňuje malú odchýlku uhla kolineárnych fotónov (princíp uhlovej korelácie), alebo Dopplerovo posunutie anihilačných energií.

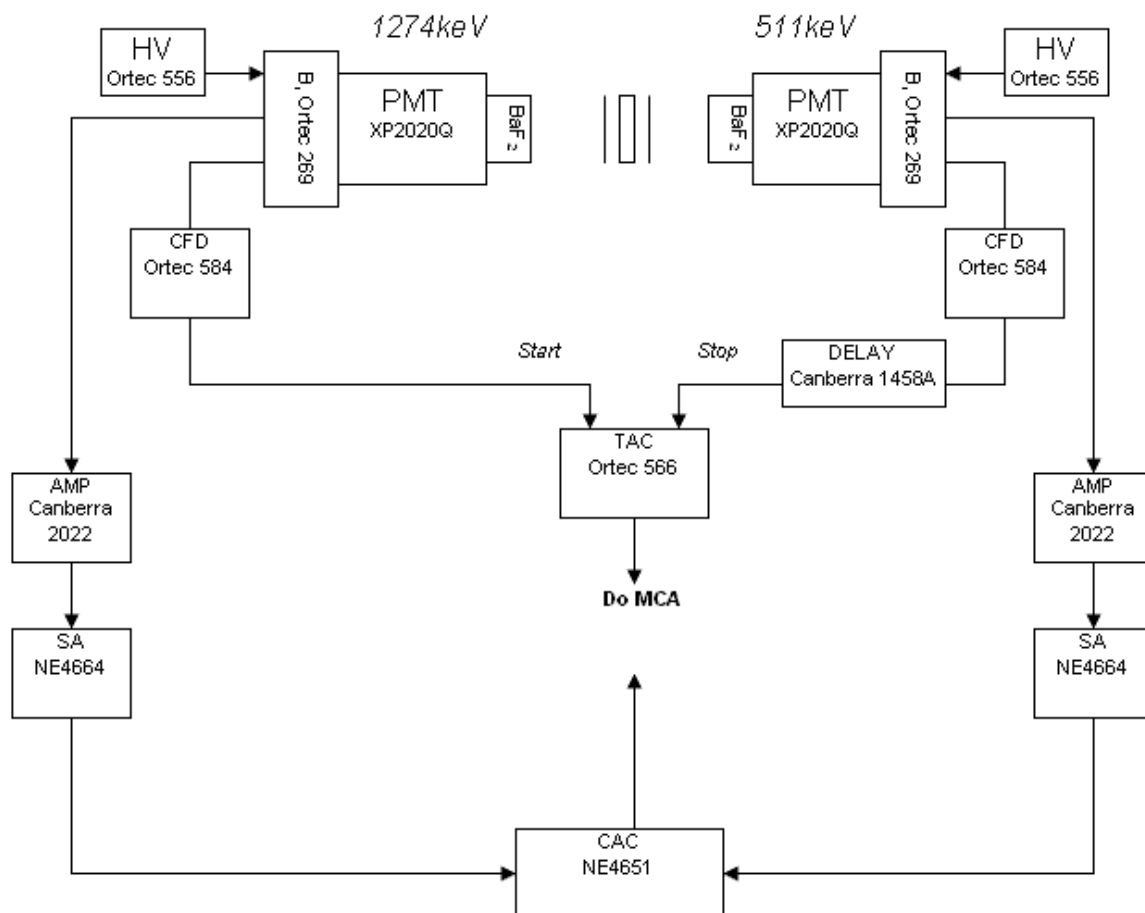
Charakter anihilácie je v podstatnej miere závislí od stavu elektrónov, s ktorými pozitrony anihilujú. Defekty kryštalickej mriežky ako sú vakancie, vakančné klastre, dislokácie a pod. znižujú strednú hustotu elektrónov. V týchto miestach sa znižuje rýchlosť anihilácie a táto interakcia sa javí ako predĺženie doby života pozitronov v látke. Pri anihilácii sa ukáže, či pozitrony anihilujú v neporušenej kryštalickej mriežke τ_c , záchyтом v dislokácii τ_d , záchyтом na vakancii τ_v prípadne v dutine τ_s . Doba života pozitronov zachytených na vakancii je o 20–50 % dlhšia ako pri anihilácii pozitronov v neporušenej kryštalickej mriežke. Jednotlivé doby života pozitronu charakterizujúce dané miesta anihilácie sú v nasledovnej relácii:

$$t_c < t_d < t_v < t_s \quad (39.1)$$

Energie, momenty a čas emitujúcich anihilačných fotónov môžeme merať s pomerne vysokou presnosťou modernými detekčnými systémami. Preto je možné pomocou pozitronových anihilačných procesov určiť stavy elektrónov, v ktorých sa nachádzajú a teda aj mieru a typy porúch v kryštalickej mriežke. V jednoduchom systéme je interpretácia výsledkov pozitronovej anihilačnej spektroskopie (PAS) pomerne jednoduchá, keď je možné veľkosť a koncentráciu vakančných defektov pomerne presne odhadnúť. V zložitejších systémoch môžu existovať defekty (vakančné aglomerácie, dislokácie, precipitáty, dutiny), ktoré komplikujú interpretáciu výsledkov. Vtedy sa PAS stáva iba doplnkovou meracou metódou skúmania materiálov.

2. Zadanie a postup merania

Cieľom tejto úlohy je zmerať časové spektrá na dvojdetektorovej aparátúre PAS na predložených vzorkách materiálov, vyhodnotenie nameraných spektier pomocou fitovacieho programu LT a interpretácia získaných výsledkov.



Obr. 39.1: Bloková schéma dvojdetektorovej aparátúry PAS.

Bloková schéma meracej aparátúry na meranie doby života pozitronov v látke je znázornená na obr. 39.1 a pozostáva z nasledujúcich komponentov: dve vzorky, medzi ktorými je sendvičovite uložený pozitronový zdroj, dva scintilátory BaF₂ s fotonásobičmi PMT (PhotoMultiplier Tube), HV (High Voltage) vysokonapäťový zdroj, CFD (Constant Fraction Discriminator) tvarovací obvod, SA (Spectral Amplifier) zosilňovač, TSCA (Timing Single Channel Analyzer) jednokanálový analyzátor, FC (Fast Coincidence) koincidenčný obvod, TAC (Time to Amplitude Converter) časovo-amplitúdový konvertor, DELAY oneskorovacia linka.

Na detekciu sa zvyčajne používajú dva rýchle scintilačné detektory. Jeden z nich detekuje 1275 keV γ kvantá (štart signál), ktoré oznamujú zrod pozitronov a druhý detekuje prichádzajúce 511 keV anihilačné fotóny (stop signál), ktoré vznikajú po anihilácii pozitronov v látke. Časový rozdiel medzi príchodom štart a stop signálu je konvertovaný na amplitúdu, ktorá je priamo úmerná časovému intervalu. Časy všetkých impulzov sú analyzované a zaznamenané mnohokanálovým analyzátorom.

Podrobnejšie informácie o princípe merania doby života pozitronu je v úlohe 37.

3. Literatúra

- [1] Cirák, J. a kol.: Jadrovo-fyzikálne metódy a zariadenia, Návod na laboratórne cvičenia, Bratislava, STU, 2001.
- [2] Tomáš, M.: Diplomová práca, 2002.
- [3] Domonkoš, P.: Diplomová práca, 2001.
- [4] Kugelman, W.B.: Ph.D. Thesis, Institut für Nukleare Festkörperphysik, Universität der Bundeswehr, München, 2000.

40. Mnohokanálový analyzátor impulzov. Meranie na zosilňovači

1. Všeobecná časť

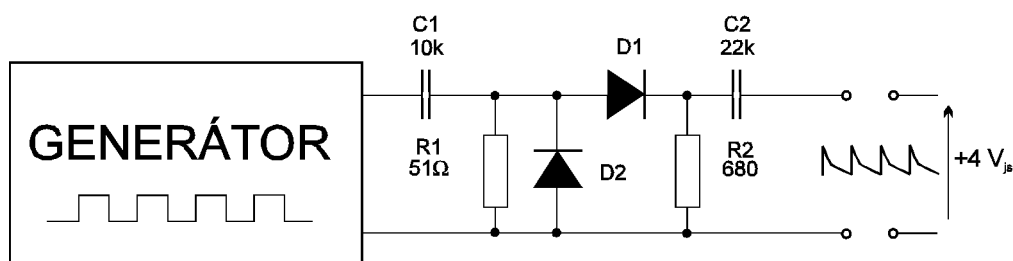
Zosilňovač je prvým stupňom mnohokanálového analyzátoru impulzov (predzosilňovač býva zaradený tesne za detektorom). Jeho úlohou je prispôbiť výstupné impulzy z predzosilňovača (alebo priamo z detektora) vstupnej úrovni analógovo-číslcového prevodníka. Preto má nastaviteľné zosilnenie a to po určitých diskretných hodnotách, aj spojito, pomocou potenciometra (v novších prístrojoch býva viacotáčkový, so stupnicou).

Od takéhoto zosilňovača požadujeme vysokú linearitu, dlhodobú časovú stabilitu zosilnenia a nízku úroveň šumového napätia na výstupe. Pred prvým meraním na neznámom mnohokanálovom analyzátore impulzov je potrebné si aspoň krátkym meraním overiť a skontrolovať linearitu zosilňovača pri rôznych hodnotách nastaveného zosilnenia.

Keďže zosilňovače tohto typu bývajú väčšinou impulzné, t. j. neprenášajú jednosmernú zložku, nemôžeme priamo merať diferenciálnu linearitu superpozíciou malého striedavého signálu na jednosmerné vstupné napätie. Postačí nám orientačné meranie zosilnenia pri rôznych prípustných veľkostiach vstupného signálu, až po obmedzenie na výstupe.

V tomto cvičení budeme pracovať so 400-kanálovým analyzátorom **SA41** francúzskej firmy *Intertechnique*. Namiesto detektora ionizujúceho žiarenia budeme ako náhradný zdroj používať generátor obdĺžnikových impulzov; výšku impulzu budeme merať osciloskopom.

Obdĺžnikový priebeh z generátora nie je vhodný na priame použitie. Aby sme na vstup zosilňovača dostali dostatočne krátke kladné impulzy, upravujeme obdĺžnikový priebeh jednoduchým tvarovacím obvodom:



Obr. 40.1: Tvarovací obvod. Vstup zosilňovača nie je na nulovom potenciáli, ale je naň pripojené napätie +4 V; toto napätie sa môže použiť na napájanie prípadného invertora polarity impulzov (takéto riešenie si zvolil výrobca). Preto je výstup tohto obvodu oddelený ešte kondenzátorom C2.

Kontrolná otázka: Načo sú potrebné dióda D2 a odpor R2? Čo by sa stalo keby tam neboli (napr. pri odpojenom vstupe zosilňovača)?

Okrem generátora obdĺžnikového priebehu napätia použijeme v druhej časti aj jednoduchý ciachovný generátor impulzov firmy KFKI Budapest, vyvinutý špeciálne na tento účel. (Ortuťové relé, spínané na sieťovej frekvencii, ktoré kľučuje stabilizované jednosmerné napätie; výstup sa dá nastaviť pomocou niekoľkých presných deličov a v poslednom stupni 10-otáčkovým potenciometrom).

Technické údaje zosilňovača:

Kladný vstup, vstupná impedancia 500 Ω až 11 k Ω (podľa aktuálneho nastavenia), doba nábehu 0,3 μ s, teplotná stabilita 0,02 %/°C, výstupná impedancia <10 Ω . Maximálne zosilnenie 400, realizované v dvoch stupňoch (20x20), prepínateľné deličom v stupňoch 1, 1/2, 1/4, 1/8, 1/16 a 1/32; a jemne potenciometrom od 1 po 0,5. Možné reálne hodnoty zosilnenia sú teda od 6,25 po 400.

Výstup zosilňovača sa pripája na vstup ADC konvertora (analogovo-číslicového prevodníka) s rozsahom vstupného napätia od 0 po +8 V.

2. Zadanie a postup merania

Úloha 1: Kanál 1 osciloskopu pripojte na vstup zosilňovača, kanál 2 na výstup. Osciloskop synchronizujte na kanál 1. Pri rozsahu časovej základne 0,5 μ s/cm zmerajte dobu nábehu (oneskorenie maxima na výstupe voči vstupnému impulzu).

1) doba nábehu zosilňovača:		generátor: 1 kHz výška imp. 10 mV		zosilnenie A = 1/2 x 1 (diskrétné x spojité)	
		osciloskop:		meranie:	
		synchronizácia: kanál 1	časová základňa: 0,5 μ s/cm	kanál 1: vstup zosilňovača + generátor	kanál 2: výstup zosilňovača
vstup 10 mV				oneskorenie μ s = ?	

Úloha 2A: Pri nastavenom vstupnom deliči A = 1 x 1 a vstupnej frekvencii 10 kHz zmerajte skutočné zosilnenie pri výške vstupného impulzu 5, 10, 20, 30 a 40 mV. Namerané hodnoty si zapíšte do tabuľky.

Zmerajte vstupné napätie pri výške výstupných impulzov 8 V. Pri tejto hodnote vypočítajte skutočné zosilnenie.

Nájdite výstupné napätie, pri ktorom sa už začína obmedzenie výstupného impulzu.

Tabuľka nameraných a vypočítaných hodnôt

Tabuľka 40.1

A) Vstup z generátora obdĺžnikového napätia zosilnenie $A = 1 \times 1$		$f = 10 \text{ kHz}$	zosilnenie
vstup mV		výstup V	
5 mV			A =
10 mV			A =
20 mV			A =
40 mV			A =
?? mV		8 V	A =
max. výška vstupu pri ktorej už začína zosilňovač obmedzovať mV ??		V	A =

Tabuľka nameraných a vypočítaných hodnôt

Tabuľka 40.2

A) Vstup z ciachovného generátora zosilnenie $A = 1/4 \times 0,5$		$f = 50 \text{ Hz}$	zosilnenie
vstup mV		výstup V	
5 mV			A =
10 mV			A =
20 mV			A =
40 mV			A =
?? mV		8 V	A =
max. výška vstupu pri ktorej už začína zosilňovač obmedzovať mV ??		V	A =

Výsledkami vyplňte len hrubo orámované rámčeky.

Príloha

Najčastejšie používané konštanty v jadrovej fyzike a technike

Rýchlosť šírenia sa elektromagnetického vlnenia vo vákuu (fázová)	$c=2,99793 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$
Avogadrova konštanta L, N_A	$L=6,023 \cdot 10^{26} \text{ kmol}^{-1}$
Normálny mólový objem	$V_{mn}=22,41 \text{ m}^3 \text{ kmol}^{-1}$
Mólová plynová konštanta	$R=8314 \text{ J kmol}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Boltzmanova konštanta	$k=1,380 \cdot 10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$
Planckova konštanta	$h=6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$
Elementárny elektrický náboj	$e=1,6021 \cdot 10^{-19} \text{ C}$
Merný náboj elektrónu	$e/m_e=1,7589 \cdot 10^{11} \text{ C.kg}^{-1}$
Komptonova vlnová dĺžka a) elektrónu	$\lambda_e=2,426 \cdot 10^{-12} \text{ m}$
b) protónu	$\lambda_p=1,321 \cdot 10^{-15} \text{ m}$
Klasický polomer elektrónu	$r_e=2,81777 \cdot 10^{-15} \text{ m}$
Konštanta jemnej štruktúry	$\alpha=1/137,039$
Bohrov magnetón	$\mu_B=9,2732 \cdot 10^{-24} \text{ A.m}^2$
Jadrový magnetón	$\mu_N=5,0505 \cdot 10^{-27} \text{ A.m}^2$
Unifikovaná hmotnostná jednotka	$m_u=1,66053 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Pokojuvá hmotnosť a) elektrónu	$m_e=9,1091 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$
b) protónu	$m_p=1,6725 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
c) neutrónu	$m_n=1,6782 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
d) alfa-častice	$m_\alpha=6,6444 \cdot 10^{-27} \text{ kg}$
Jednotka rádioaktivity	$1 \text{ Bq}=\text{s}^{-1}, 1 \text{ Ci}=3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$
Jednotka účinného prierezu	$\sigma=\text{m}^2$
Permitivita vákua	$\epsilon_0=8,8543 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2 \text{ N}^{-1} \text{ m}^{-2}$
Permeabilita vákua	$\mu_0=1,2566 \cdot 10^{-6} \text{ N.A}^{-2}$

Obsah

Predslov	3
1. Neistoty pri meraní ionizujúceho žiarenia	4
2. Minimalizácia neistoty pri meraní početnosti.....	8
3. Meranie expozície, expozičnej rýchlosti, dávky a dávkovej rýchlosti.....	12
4. Rozpadové schémy rádionuklidov a účinný prierez interakcie žiarenia s látkou.....	17
5. Štúdium Comptonovho javu	21
6. Absorpcia gama žiarenia a jej praktické využitie.....	26
7. RNRA - Analýza materiálov pomocou rezonančných jadrových reakcií.....	30
8. Geiger–Müllerov detektor	38
9. Plynom plnené detektory neutrónov. Meranie distribúcie tepelných neutrónov v prostredí.....	44
10. Dozimetria neutrónového žiarenia. Detekcia rýchlych neutrónov použitím sférických moderátorov	48
11. Scintilačné detektory, určenie energie gama žiarenia pomocou scintilačných detektorov	53
12. Meranie zosilnenia fotonásobiča v závislosti od pracovného napätia, účinnosť scintilačného detektora.....	57
13. Polovodičové detektory	61
14. Ciachovanie účinnosti polovodičového HPG detektora. stanovenie optimálnej hodnoty integračnej konštanty. Röntgenofluorescencia olova	66
15. Meranie zosilnenia a rozlišovacej schopnosti polovodičového HPG detektora v závislosti od napájacieho napätia	70
16. Meranie na analógovo–číslícovom prevodníku (ADC) mnohokanálového analyzátora impulzov	74
17. Stanovenie detekčných limitov spektrometrických zariadení	80
18. Vyhodnotenie spektier žiarenia gama pomocou metódy operátora odozvy.....	84
19. Meranie nízkych aktivít beta žiarenia.....	88
20. Meranie vzoriek zo životného prostredia pomocou polovodičovej spektrometrie žiarenia gama	91
21. Rádioaktivita vody	95

22. Meranie β – rádioaktivity vzduchu	97
23. Neutrónová aktivačná analýza.....	103
24. Meranie vlhkosti materiálov pomocou neutrónov	107
25. Určenie koeficientu difúzneho odrazu tepelných neutrónov od parafínu	109
26. Určenie Fermiho veku neutrónov.....	114
27. Meranie difúznej dĺžky tepelných neutrónov	121
28. Určenie obohatenia jadrového paliva izotopom uránu ^{235}U	128
29. Meranie celkového účinného prierezu interakcie rýchlych neutrónov s atómovými jadrami a určenie polomeru jadier	131
30. Meranie aktivačnej krivky	135
31. Identifikácia nuklidov v dvojkomponentnej zmesi.....	139
32. Určenie polčasov premeny rádioaktívnych izotopov striebra	144
33. Určenie absolútnej aktivity koincidenčnou metódou.....	149
34. Meranie doby života vzbudenej hladiny jadier	153
35. Meranie vnútorných magnetických polí pomocou Mössbauerovho efektu	159
36. Fázová analýza pomocou Mössbauerovej spektroskopie	164
37. Určenie doby života pozitronov v látke	169
38. Detekcia procesu anihilácie pozitronov pomocou metódy uhlovej korelácie	175
39. Detekcia pozitronovo–anihilačných procesov pomocou metódy doby života pozitronov	179
40. Mnohokanálový analyzátor impulzov. Meranie na zosilňovači	182
Príloha	185
Obsah	186