

A5. Spektrometrie záření α

D. Nosek, J. Vrzal

30. září 2003

1 Úvod

Záření α vydává mnoho přirozeně radioaktivních prvků. Toto záření vzniká při α -rozpadu radioaktivních jader, která emitují jednu nebo více α -částic s přesně definovanými energiemi. Je tvořeno jádrem helia ${}^4\text{He}$, které mají klidovou energii $m_\alpha c^2 = 3.728 \text{ GeV}$ a nesou dva kladné elementární náboje. Částice α z přirozených radioaktivních zdrojů dosahují rychlostí kolem 2% rychlosti světla a jejich kinetické energie leží mezi 4 MeV a 9 MeV.

Při průchodu těžké nabitě částice prostředím ztrácí tato částice energii především tak, že ionizuje atomy prostředí. Z teorie i pokusů plyne, že při stálé rychlosti nabitě částice je její ztráta energie způsobená ionizací úměrná její dráze. Proto vhodnou veličinou, která energetické ztráty nabitě částice v prostředí popisuje, je specifická ionizační ztráta

$$-\frac{dT}{dx} = f(T), \quad (1)$$

která udává ztrátu energie určité nabitě částice na dráze jednotkové délky v daném prostředí. Specifické ionizační ztráty nabitě částice závisí na náboji ionizující částice, na její hmotnosti a na vlastnostech prostředí, jímž prochází, na hustotě prostředí, na počtu elektronů v obalu atomů prostředí a na jejich ionizačním potenciálu. Vedle toho závisí na okamžité kinetické energii ionizující částice T . Specifické ionizační ztráty lze popsat tak zvanou Bethe–Blochovou formulí [1, 2].

Protože okamžitá kinetická energie i rychlost částice klesá s rostoucí dráhou uraženou částicí v prostředí k nule, lze specifické ionizační ztráty zjistit nepřímou závislostí specifické ztráty energie na uražené dráze. Taková závislost, $-\frac{dT}{dx} = h(x)$, tak zvaná Braggova křivka, má svůj typický průběh. Se zvětšující se dráhou částice v prostředí roste ionizace do maxima a pak prudce klesá k nule. Vzdálenost, kde ionizace částice vymizí a částice se zastaví, je zbytkový dolet. Je to délka dráhy, na které částice ztratí veškerou počáteční kinetickou energii

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{T_0} \frac{dT}{f(T)} = R(T_0), \quad (2)$$

kde T_0 je počáteční kinetická energie nabitě částice vstupující do prostředí.

V mnoha případech jsou specifické ionizační ztráty a dolet nabitých částic tabulovány nebo jsou zakresleny v grafech. Pro některé typy částic a prostředí vystačíme i s empirickou závislostí. Pro dolet α -částic o kinetických energiích z intervalu 4 MeV až 7 MeV ve vzduchu při normálních podmínkách lze použít jednoduchou empirickou formuli [2]

$$R = \xi T_0^{\frac{3}{2}}, \quad \xi = 0.31 \text{ cm} \cdot \text{MeV}^{-\frac{3}{2}}, \quad T_0 \in < 4, 7 > \text{ MeV}. \quad (3)$$

Energetické spektrum částic α emitovaných radioaktivními jádry lze změřit rozličnými metodami α -spektrometrie. Neuvažujeme-li nejpřesnější a absolutní měření magnetickým spektrometrem, pak v dnešní době je nejpoužívanější polovodičový detektor s amplitudovým analyzátozem. Křemíkové detektory s povrchovou bariérou se používají na detekci a spektrometrii nabitých částic v širokém rozsahu energií od asi 20 keV až po 200 MeV.

Polovodičový detektor charakterizujeme třemi základními parametry. Jsou to energetické rozlišení, citlivá plocha a tloušťka ochuzené vrstvy. V uspořádání úlohy při detekci α -částic z radioaktivního zdroje ^{241}Am se energetické rozlišení křemíkového bariérového detektoru pohybuje v mezích 16–60 keV. Citlivá plocha je několik mm^2 až několik cm^2 . Tloušťka ochuzené vrstvy je v rozmezí několika desítek μm až několik mm a dá se v jistém rozsahu měnit změnou napětím na detektoru. Pro správné určení energie nabitě částice je nutné, aby tato tloušťka byla větší než dolet částice v křemíku. Například α -částice s energií 5.5 MeV má v křemíku dolet asi 27 μm .

2 Experimentální uspořádání

Spektrometr α -částic je složen z planárního polovodičového křemíkového detektoru s povrchovou bariérou, nábojově citlivého předzesilovače, spektroskopického zesilovače a mnohakanálového analyzátoru. Samotný detektor je napájen zdrojem vysokého napětí a je umístěn v komoře pod skleněným zvonem s ochranným krytem. Protože je detektor citlivý na světlo je stíněn černým převlekem. Komoru je možné odčerpávat rotační olejovou vývěvou. Podtlak v komoře se měří vakuometrem.

3 Postup měření

Kalibrační radioizotop ^{241}Am či α -zářič $^{238,239}\text{Pu}$ je umístěn v držáku v komoře ve vzdálenosti asi 3 cm od vstupního okénka detektoru. Na detektoru nastavíme požadované napětí asi 50 V, lze upravit zesílení zesilovače a diskriminační úroveň. Spektrum α -částic měříme mnohakanálovým analyzátozem.

Komora s α -zářičem je uzavřena skleněným zvonem s ochranným krytem a stínícím černým převlekem a je vyčerpána rotační vývěvou. Při vyčerpávání komory nastavíme třicestný ventil do polohy vývěva-okolí a vývěvu spustíme. Za chvíli otočíme ventil do polohy vývěva-komora. Okamžik, kdy je komora odčerpána, lze poznat na vakuometru i podle charakteristického zvuku vývěvy. Otočíme ventil do polohy vývěva-okolí a po chvíli ji vypneme a necháme zavzdušnit. Spektra α -částic z rozpadu ^{241}Am při různých tlacích získáme tak, že do komory postupně připojíme vzduch z okolí.

4 Zpracování

Energetickou kalibraci spektrometru provedeme pomocí polohy těžiště nejintenzivnějšího vrcholu α -částic z rozpadu ^{241}Am a nulového kanálu spektra při vyčerpané komoře. Energetické rozlišení spektrometru snadno určíme z pološířky proměřeného píku α -částic z rozpadu ^{241}Am . Uveďte jej jako relativní veličinu.

Absolutní aktivitu ^{241}Am určíme z naměřeného počtu impulzů v naměřeném vrcholu a z geometrického faktoru daného rozměry vstupního okénka detektoru a jeho vzdálenosti od zářiče.

Z naměřené závislosti energetických ztrát α -částic ve vzduchu na tlaku vzduchu $\Delta T = \Delta T(P)$ získáme snadno závislost energetických ztrát na tloušťce vzduchového sloupce při normálním tlaku $\Delta T = \Delta T(x)$ i závislost zaregistrované kinetické energie α -částice po průchodu vzduchem při normálním tlaku $T = T(x)$, kde $T = T_0 - \Delta T$ je kinetická energie α -částic po průchodu vzduchem, tedy zaregistrovaná energie α -částic, a T_0 je energie α -částic vyslaných z radioaktivního zdroje ^{241}Am .

Přitom je třeba uvažovat, že zvyšování tlaku v komoře je ekvivalentní zvětšování tloušťky vzduchového sloupce při normálním tlaku. Vzduch přitom považujeme v prvním přiblížení za ideální plyn. Záporně vzatá směrnice křivky $T = T(x)$ je pak Braggova křivka $-\frac{dT}{dx} = h(x)$. Ze závislosti kinetické energie α -částic po průchodu vzduchovým sloupcem v komoře na tloušťce tohoto sloupce, $T = T(x)$, pak lze získat i závislost specifických ionizačních ztrát na kinetické energii α -částic při normálním tlaku, a sice závislost $-\frac{dT}{dx} = f(T)$. Tuto závislost je pak možné porovnat se závislostí získanou z empirické formule (3) pro dolet α -částic ve vzduchu při normálních podmínkách.

Radioaktivní vzorek izotopu ^{239}Pu byl připraven chemickou separací a obsahuje malou příměs radioaktivního izotopu ^{238}Pu . Relativní zastoupení ^{238}Pu ve vzorku $^{238,239}\text{Pu}$ se stanoví z naměřených četností. Aby bylo dosaženo požadované přesnosti výsledku, je třeba zvolit dostatečnou dobu měření.

5 Chyby měření

Hlavním bodem měření je stanovení kinetické energie α -částic, které procházejí od vzorku k detektoru sloupcem vzduchu o různé hustotě. K tomu účelu slouží spektrometrické zařízení, které registruje energii jednotlivých částic α a vytváří jejich histogram, který odpovídá rozdělení zaregistrovaných α -částic podle jejich kinetické energie. Předpokládáme, že toto rozdělení je normální (gaussovské). Pak naměřený histogram o celkovém počtu bodů n lze považovat za výběr bodů $\{T_i\}_{i=1,n}$, které lze popsat Gaussovou křivkou ve tvaru

$$H(T) = V e^{-\frac{(T-\mu)^2}{2\sigma^2}}, \quad (4)$$

kde T je kinetická energie α -částice, V , μ a σ^2 jsou parametry Gaussovy křivky.

5.1 Energie α -částic

Z naměřeného histogramu (4) je třeba určit střední hodnotu kinetické energie částic α a její chybu. Protože podle předpokladu je měření výběrem z normálního rozdělení, má průměrná hodnota kinetické energie normální rozdělení $\bar{T} \propto N\left(\mu, \frac{\sigma^2}{n}\right)$, tedy s parametry μ a $\frac{\sigma^2}{n}$ (viz např. [3], kapitola V). Střední hodnota kinetické energie částic α je odhadnuta průměrnou hodnotou naměřených bodů histogramu (odhad parametru μ). Chybu střední hodnoty kinetické energie částic α je pak třeba odhadnout pomocí výběrového rozptylu bodů naměřeného histogramu S^2 (odhad parametru σ^2) tak, že $\sigma_T^2 \approx \frac{S^2}{n}$. Pro odhad střední hodnoty kinetické energie částic α a pro odhad její chyby pak dostáváme

$$\bar{T} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n T_i, \quad \delta\bar{T} \approx \sigma_T \approx \frac{S}{\sqrt{n}}, \quad S^2 = \frac{1}{n-1} \sum_{i=1}^n (T_i - \bar{T})^2. \quad (5)$$

5.2 Rozlišení spektrometru

Rozlišením spektrometru zpravidla rozumíme pološířku histogramu (4), tedy šířku Gaussovy křivky v polovině její výšky. Označme tuto veličinu Γ . Snadno zjistíme, že platí

$$\Gamma = 2\sigma\sqrt{2\ln 2}. \quad (6)$$

Náhodná veličina $\frac{(n-1)S^2}{\sigma^2}$, kde S^2 je výběrový rozptyl (viz vztah (5)), má tak zvané χ^2 rozdělení s $n-1$ stupni volnosti, $\frac{(n-1)S^2}{\sigma^2} \propto \chi_{n-1}^2$ (viz [3], kapitola V). Střední hodnota a rozptyl náhodné veličiny s χ_{n-1}^2 rozdělením jsou $n-1$ a $2(n-1)$. Odhadem parametru σ^2 ve vztahu (4) je pak výběrový rozptyl S^2 . Chybu v odhadu parametru σ^2 pak určíme pomocí rozptylu výběrového rozptylu S^2 tak, že

$\sigma_{S^2}^2 \approx \frac{2S^4}{n-1}$ a tudíž $\sigma_S^2 \approx \frac{\sigma_{S^2}}{4\sigma^2} \approx \frac{S^2}{2(n-1)}$. Pro odhad pološířky histogramu Γ (viz (6)) a pro odhad její chyby pak máme

$$\bar{\Gamma} \approx 2S\sqrt{2\ln 2}, \quad \delta\bar{\Gamma} \approx 2\sigma_S\sqrt{2\ln 2} \approx \frac{2S\sqrt{\ln 2}}{\sqrt{n-1}}. \quad (7)$$

5.3 Aktivita vzorku

Ke stanovení aktivity vzorku je třeba znát celkový počet zaregistrovaných částic α v detektoru. Tento údaj lze získat z plochy histogramu (4). Předpokládejme, že zkoumaný α -rozpad je procesem o velkém počtu událostí s malými pravděpodobnostmi. Takový proces lze charakterizovat Poissonovým rozdělením počtu zaregistrovaných částic α . Pravděpodobnost, že registrujeme N událostí je v tomto případě $p_N = \frac{a^N}{N!}e^{-a}$, kde a je parametr rozdělení. Střední hodnota a rozptyl náhodné veličiny s Poissonovým rozdělením (zde počtu registrovaných částic) jsou rovny parametru a . Pak, pokud zaregistrujeme v detektoru n částice, lze předpokládat, že jde o realizaci Poissonova rozdělení, jehož střední hodnotu odhadneme naměřeným počtem n . Rozptyl počtu částic zaregistrovaných α -částic pak lze odhadnout tímž číslem n , $\sigma_N^2 \approx n$. Dostáváme

$$\bar{N} \approx n, \quad \delta\bar{N} \approx \sigma_N \approx \sqrt{n}. \quad (8)$$

5.4 Praktická poznámka

Při měření spektrometrické zařízení poskytuje řadu užitečných údajů. Jsou to těžiště naměřeného vrcholu, tedy \bar{T} , jeho pološířka $\bar{\Gamma}$, plocha \bar{N} a relativní chyba plochy $\frac{\delta\bar{N}}{\bar{N}}$. Tato relativní chyba je navíc korigována na pozadí pod naměřeným histogramem. Z těchto údajů a za předpokladů vypsanych výše lze pak snadno určit přesnost měření kinetické energie α -částic, přesnost v určení rozlišení spektrometrického zařízení a přesnost, s jakou je měřena aktivita zdroje částic α .

6 Aparatura a pomůcky

- Komora s polovodičovým křemíkovým detektorem.
- Rotační olejová vývěva s příslušenstvím.
- Mnohakanálový analyzátor.
- Kalibrační α -zářič ^{241}Am .
- Vzorek α -záření obsahující $^{238,239}\text{Pu}$.
- Atlas α -spekter.
- Měřítka.

Reference

- [1] I.Úlehla, M.Suk, Z.Trka, Atomy, jádra, částice, Akademia Praha 1990
- [2] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag Berlin–Heidelberg 1987
- [3] J.Anděl, Matematická statistika, SNTL Praha 1985