

A0 Studium spekter γ -záření

Vít Vorobel

29.9.2010

Úkoly:

1. Proved'te kalibraci spektrometru pomocí radioaktivních etalonů ^{137}Cs a ^{60}Co .
2. Změřte spektrum γ -záření z ^{137}Cs . Z aparturního spektra určete:
 - energii γ -záření (FEP),
 - polohu comptonovy hrany,
 - hraniční energii dvojného comptonova rozptylu,
 - polohu píku zpětného rozptylu,
 - energii/e γ -záření přirozeného pozadí a identifikujte zdroj/e.
3. Změřte spektrum γ -záření z ^{24}Na . Z aparturního spektra určete:
 - energie γ -záření (FEP1, FEP2),
 - polohy comptonových hran příslušných k oběma FEP,
 - polohu píku zpětného rozptylu (společný oběma FEP),
 - polohy viditelných únikových píků (SEP2, DEP2, případně DEP1),
 - polohu anihilačního píku.
4. Vysvětlíte mechanismy vzniku pozorovaných objektů v aparturních spektrech.
5. Porovnejte změřené polohy všech pozorovaných objektů ve spektrech s tabulkovými nebo teoretickými hodnotami.

Cíl úlohy:

Cílem studované úlohy je seznámit posluchače s vlastnostmi spekter γ -záření získaných spektrometrem. Měření se provádí na scintilačním spektrometru s NaI(Tl) krystalem o rozměrech $\phi 1' \times 1'$. Měření je prováděno se zářiči s jednoduchým spektrem γ -záření: ^{137}Cs ($E_\gamma = 661,66 \text{ keV}$), ^{60}Co ($E_\gamma = 1173,24$ a $1332,50 \text{ keV}$) a ^{24}Na ($E_\gamma = 1368,63$ a $2754,03 \text{ keV}$), které jsou současně používány ke kalibraci spektrometru.

Odezva spektrometru

Scintilační spektrometr je založen na interakci nabitých částic s citlivou oblastí detektoru. Částice předá detektoru kinetickou energii T . Energie předaná (uložená, deponovaná) detektoru excituje elektrony v atomových obalech do vyšších energetických stavů. Vzápětí (desítky ns v případě NaI(Tl)) dochází k samovolné deexcitaci a k vyzáření části excitační energie v podobě světelného záblesku – t.zv. scintilace. Světelný záblesk je pomocí fotonásobiče převeden na proudový puls. V předzesilovači je následně proudový impuls integrován – vzniká napěťový impuls, jehož amplituda je přímo úměrná časovému integrálu proudového pulsu. Tato veličina je přímo úměrná energii deponované v citlivé oblasti detektoru. Spektrum amplitud napěťových pulsů, měřené po elektronickém zpracování mnohokanálovým analyzátozem, odpovídá tedy energetickému spektru registrovaných částic. Schématické uspořádání spektrometru je na obrázku 1. Při měření γ -záření se registrují elektrony vznikající v citlivé oblasti detektoru v důsledku interakce záření s materiálem detektoru. Spektrum pulsů na elektrodách detektoru proto odpovídá energetickému spektru všech vzniklých elektronů. Uvedme si proto procesy, konvertující γ -záření na elektrony a odpovídající energie elektronů, je-li počáteční energie fotonů $E_\gamma^0 = E_0$ (monoenergetické záření).

A. Hlavní procesy

1. Fotoefekt:

Foton je absorbován, z něhož je z hladiny o výstupní energii I_i („ionizační potenciál“) uvolněn elektron, který odnáší kinetickou energii

$$T_e = E_0 - I_i \quad (2)$$

Pro vnější hladiny atomu je $I_i \ll E_0$ a tedy $T_e \doteq E_0$. Ionizační potenciál vnitřních slupek je však $I_i \gtrsim \text{keV}$ a tedy $T_e < E_0$. Avšak atom velmi rychle deexcituje a převážně emituje X-záření (rentgenovské záření). To je však absorbováno již tenkou vrstvou detektoru a tedy celková energie E_α předaná detektoru bude opět $E_\alpha \doteq E_0$ a amplituda výstupního signálu bude $V = A \cdot E_0$ (kde A je kalibrační konstanta). Odpovídající pík v pulsním spektru je označován jako „pík plné absorpce“ (FEP „Full Energy Peak“).

2. Comptonův efekt:

Pokud $E_0 \gg I_i$, lze proces uvažovat jako rozptyl fotonu na volných elektronech. Označme klidovou energii elektronu ($= 511 \text{ keV}$) $m_{eo}c^2 = \varepsilon$. Potom lze energii fotonu po rozptylu na úhel ϑ vzhledem k původnímu směru zapsat ve tvaru

$$E(\vartheta) = \frac{E_0 \cdot \varepsilon}{\varepsilon + E_0(1 - \cos \vartheta)} \Rightarrow E_1 = E(180^\circ) = \frac{E_0 \varepsilon}{\varepsilon + 2E_0} \leq E(\vartheta) \leq E_0 \quad (3)$$

Odražené elektrony budou mít kinetickou energii $T_e = E_0 - E(\vartheta)$ a tedy jejich energetické spektrum je spojitě v oblasti $0 \leq T_e \leq (T_e)_{\max}$, kde $(T_e)_{\max}$ („comptonovská hrana“) je

$$(T_e)_{\max} = E_0 - E_1 = \frac{2E_0^2}{\varepsilon + 2E_0} < E_0 \quad (4)$$

Odpovídající spektrum napětových pulsů (1) bude tedy rovněž spojitě.

3. Tvorba elektron-pozitronových párů:

Pro energie $E_0 > 2\varepsilon (= 2m_{eo}c^2)$ může dojít k zániku fotonu a k vytvoření páru elektronů e^+ a e^- . Jejich celková energie bude

$$T = T_+ + T_- = E_0 - 2\varepsilon \quad (5)$$

Oba elektrony se v citlivé oblasti velmi rychle zastaví. Pozitron však prakticky okamžitě anihiluje ($e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$) a vznikají dvě γ kvanta o energii 511 keV ($= \varepsilon$) emitovaná ve vzájemně opačných směrech. Tato kvanta však mohou z citlivé oblasti uniknout dříve než znovu interagují (fotoefekt nebo comptonův efekt). Nastávají tedy tři případy předání celkové energie E_q aktivní oblasti detektoru:

- a) $E_q^{(1)} \doteq E_0 = E_{FE}$ - oba fotony jsou absorbovány
 - b) $E_q^{(2)} = E_0 - \varepsilon = E_{SE}$ - jeden foton unikne
 - c) $E_q^{(3)} = E_0 - 2\varepsilon = E_{DE}$ - oba fotony uniknou
- (6)

Odpovídající spektrum napěťových pulsů (1) bude tedy obsahovat tři ostré píky:

$V_1 \sim E_q^1$ opět totožný s FEP, $V_2 \sim E_q^2$ - „pík jednoho úniku“ (SEP- Single Escape Peak“)

a $V_3 \sim E_q^3$ - „pík dvou úniků“ (DEP - „Double Escape Peak“).

B. Druhotné efekty

K vytváření odezvy spektrometru na spektrum γ -záření přispívají některé další efekty.

1. Comptonovsky rozptýlené fotony s energií $E(\vartheta)$ (viz (3)) mohou v aktivní oblasti znovu interagovat. Pokud je druhou - sekundární - interakcí fotonefekt (tvorba párů) předá se energie $E(\vartheta)$ fotoelektronu (resp. páru $e^+ + e^-$ - viz (2) a (5)). Bude tedy celková energie T_i absorbovaná detektorem $T = (T_e)_c + (T_e)_\gamma$ (resp. $T = (T_e)_c + T_\pi$) a tedy odpovídající napěťové pulsy přispívají do píků FEP (resp. FEP, SEP a DEP).

Je-li sekundárním procesem opět comptonův efekt, je uvolněn další elektron s energií $T_e(\vartheta_2)$

$$0 \leq T_e(\vartheta_2) \leq \frac{2[E(\vartheta)]^2}{\varepsilon + 2E(\vartheta)}$$

Snadno lze ukázat, že minimální energie fotonu je po dvojnásobném rozptylu na 180° $E(180^\circ, 180^\circ) = E_2 = (E_0 \cdot \varepsilon) / (\varepsilon + 4E_0)$. Maximální energie $(T)_{\max}$ obou elektronů tedy bude

$$(T)_{\max} = (T_1)_{\max} + (T_2)_{\max} = E_0 - E_2 = \frac{4E_0^2}{\varepsilon + 4E_0} > (T_e)_{\max} \quad (7)$$

Bude tedy za comptonovskou hranou (4) v napěťovém spektru ještě další „hrana“ (7).

Četnost pulsů v oblasti $(T)_{\max} - (T_e)_{\max}$ (viz (7) a (4)) však bude značně nižší než pro pulsy před první hranou (4) (účastní se jen fotony rozptýlené primárním procesem).

2. Primární záření může interagovat také mimo aktivní zónu detektoru (obal krystalu a.p.). To vede ke dvěma efektům:

a) V důsledku comptonovského rozptylu na úhly φ vstupují do aktivní oblasti fotony s energií $E(\varphi)$. Vzhledem ke geometrii zdroj-detektor zpravidla převládá rozptyl na velké úhly a podle (3) je tedy energie fotonů poměrně malá. Jejich absorpce vede ke vzniku značně širokého píku („pík zpětného odrazu“) s ostrým poklesem při energii blízké E_1 („hrana zpětného odrazu“).

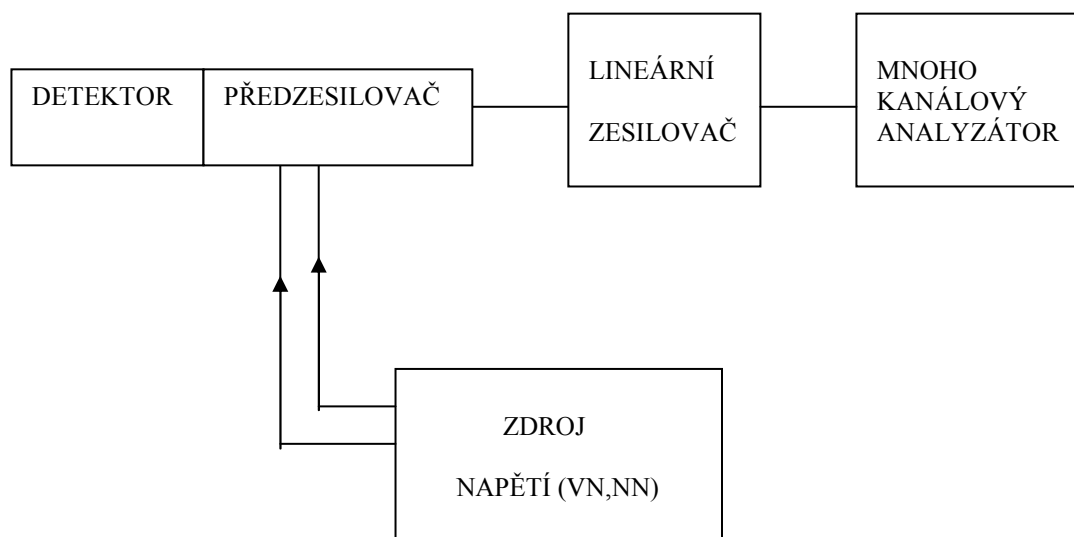
b) Je-li $E_0 > 2m_{eo}c^2 = \varepsilon$, dochází mimo aktivní oblasti detektoru k tvorbě párů $e^+ + e^-$ anihilace pozitronu vede ke vzniku dvou fotonů o energii 511 keV. Protože jsou fotony emitovány v opačných směrech, prakticky vždy jeden z nich vnikne do aktivní oblasti detektoru a jeho absorpcí (fotonefekt) vznikne v napěťovém spektru pík odpovídající $E_\gamma = 511 \text{ keV}$ („anihilační pík“).

3. Pozadí. Spektrometr registruje také γ -záření z okolí („přírodní pozadí“). Pokud není detektor speciálně stíněn, pozorují se při dlouhodobějších měřeních zpravidla fotony, odpovídající radionuklidům Ra (nejintenzivnější při $E_\gamma = 295,2 \text{ a } 609,3 \text{ keV}$), Th (238,6; 583,1; 911,1 a 2614,6 keV) a zejména ^{40}K (1460,8 keV).

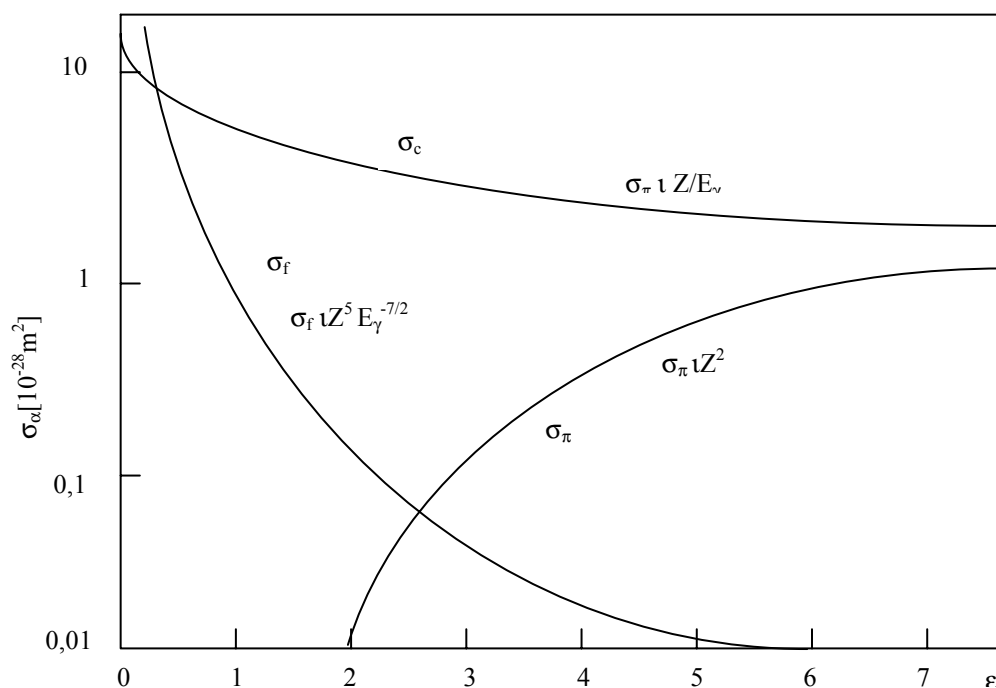
4. Sumační píky. Často pracujeme se zářiči, ve kterých následují bezprostředně po sobě dva nebo více γ přechodů (např. kaskádní přechody mezi stavy $\varepsilon_1 \rightarrow \varepsilon_2 \rightarrow \varepsilon_3$ s energiemi $E_{1 \rightarrow 2}$ a $E_{2 \rightarrow 3}$). Mohou být současně registrována dvě kvanta a energie, předaná detektoru bude součtem jejich (např. $E_\alpha = E_{1 \rightarrow 2} + E_{2 \rightarrow 3}$). Odpovídající píky plné absorpce (FEP) jsou označovány jako „sumační píky“.

Shrnutí:

Odezva spektrometru i na monoenergetické γ záření vede obecně ke značně složitému spektru výstupních napěťových pulsů, jehož konkrétní tvar a struktura závisí na energii záření E_0 prostřednictvím závislosti účinných průřezů jednotlivých procesů (viz obr.2). S růstem počtu přechodů ve studovaném zářiči se spektrum stává velmi složitým a jeho rozbor (t.j. identifikace jednotlivých γ přechodů) představuje obecně značně složitý úkol.



Obr. 1 Schéma uspořádání



Obr. 2 $\sigma_c(\varepsilon)$, $\sigma_f(\varepsilon)$, $\sigma_c(\varepsilon)$, $Z=22(\text{Ge})$