

# Identifikace neznámého zářiče pomocí gama spektroskopie

O. Jan\*, M. Bekrová\*\*, M. Zábranský\*\*\*

\*: Katolické gymn., Otmarova 22, Třebíč\*\*: gymn. Trutnov,  
Jiráskovo nám. 325\*\*\*: gymn. Litoměřická 726, Praha 9 - Prosek  
[thomas.ondrej@gmail.com](mailto:thomas.ondrej@gmail.com)

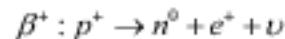
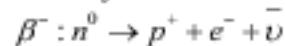
Supervisor: Ondřej Huml, KJR - FJFI ČVUT

## Abstrakt:

Gama spektroskopie je nedestruktivní analytická metoda využívající měření energetického spektra  $\gamma$ -záření pro identifikaci zářiče. Touto metodou se zabývá RNDr. Vojtěch Ullmann v publikaci Jaderná a radiační fyzika. Lze ji úspěšně použít k identifikaci nestabilních nuklidů prvků (radionuklidů). Metoda může být také použita při zjišťování složení vzorků látek o neznámém složení po jejich ozáření (neutronová aktivacní analýza).

## 1 Radioaktivní rozpad

Některá jádra vyskytující se přirozeně v přírodě podléhají rozpadu na jiná jádra, která se také dále mohou rozpadat. Kaskáda jednotlivých rozpadů probíhá podle rozpadových řad. Existují čtyři rozpadové řady, těmi jsou řada uranová, aktinouranová, thoriová a neptuniová. Radioaktivní rozpad může být také navozen uměle, a to ozářením stabilního nuklidu ionizujícím zářením. Dojde tak k přeměně jeho jádra na jádro nestabilní. Samotný proces rozpadu jádra se skládá obecně ze dvou fází. Nejprve dojde ke korpuskulárnímu rozpadu, při kterém se mateřské jádro přemění na excitované deeeřiné jádro a přitom je generováno korpuskulární záření ( $\alpha$ ,  $\beta^-$ , nebo  $\beta^+$ ). Vzniklé excitované jádro přechází na stabilnější stav vyzářením fotonů záření gama. Záření  $\alpha$  sestává z jader  ${}^4_2He$ , záření  $\beta^-$  je pak elektronem vycházejícím z jádra a záření  $\beta^+$  je pozitronem vycházejícím z jádra. Současně s  $e^-$  jsou při rozpadu  $\beta^-$  emitovány elektronová antineutrino ( $\bar{\nu}$ ),  $e^+$  při  $\beta^+$  rozpadu pak doprovázen elektronovou neutrínou ( $\nu$ ). Neutrínou jsou však velice lehké částice a není proto snadné je detektovat. Děj, ke kterému dochází v jádře při rozpadech  $\beta$  lze zjednodušeně zapsat následujícími rovnicemi:



Rozpad  $\beta^-$  pak probíhá hlavně u jader s nadbytkem neutronů, rozpad  $\beta^+$  pak u jader s nadbytkem protonů. Způsob, jakým se jádro rozpadne, ovlivňuje energetické spektrum  $\gamma$ -záření, jehož emitaci se vzniklé deeeřiné jádro postupně stabilizuje. Toto spektrum je pak také charakteristické pro každý izotop.

Kinetika radioaktivního rozpadu se řídí rovnicí  $\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda N(t)$ , kde  $\lambda$  je rozpadová konstanta daného radionuklidu,  $t$  je čas a  $N$  je aktuální počet jader. Pro počet jader

N potom platí:  $N(t) = N_0 e^{-\lambda t}$ , kde  $N_0$  je počáteční počet jader. Další důležitou veličinou pro rozlišení jednotlivých radionuklidů je poločas rozpadu:  $T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$ .

## 2 Identifikace neznámého radionuklidu

Zachycením a analýzou  $\gamma$ -záření určitého zářiče tedy lze přesně určit tento zářič na základě porovnání získaných dat s tabelovanými hodnotami. K zachycení gama záření zdroje je třeba použít správného typu detektoru v závislosti na předpokládané intenzitě záření. Vysokoenergetické fotony  $\gamma$ -záření totiž mohou projít detektorem o malé velikosti a zanechat v něm pouze část své energie.

### Princip detekce ionizujícího záření

Při průniku  $\gamma$ -záření hmotou toto záření interaguje jak s elektronovými obaly atomů, tak s atomovými jádry. Jelikož jsme pracovali s polovodičovým detektorem, jsou pro naši práci důležité právě interakce s atomovými obaly a následné uvolňování volných elektronů, které mohou být urychlovány elektrickým polem za vzniku elektrického proudu. Těmito interakcemi jsou fotoefekt, Comptonův rozptyl a generování elektron-pozitronových párů.

Fotoefekt spočívá v interakcích fotonu  $\gamma$ -záření s elektronem at. obalu, který je následně vyražen z obalu a je urychlován velkým elektrickým polem detektoru. Na energetickou hladinu uvolněnou tímto elektronem následně sestoupí elektron z vyšší hladiny za vyzáření kvanta Röntgenova záření. Toto může dále obdobně interagovat s hmotou detektoru až do absorpce vši energie původního fotonu  $\gamma$ -záření. Tato interakce je ve výsledném grafu znázorněna tzv. fotopeakem.

Při Comptonově rozptylu se foton  $\gamma$ -záření srazí s volným nebo volněji vázaným (například valenčním) elektronem, který je následně odražen (získá od fotonu část jeho energie). Zároveň je vyzářeno kvantum rozptýleného záření  $\gamma$ , které může dále interagovat s hmotou detektoru. Tato interakce je ve výsledném grafu znázorněna tzv. Comptonovou hranou.

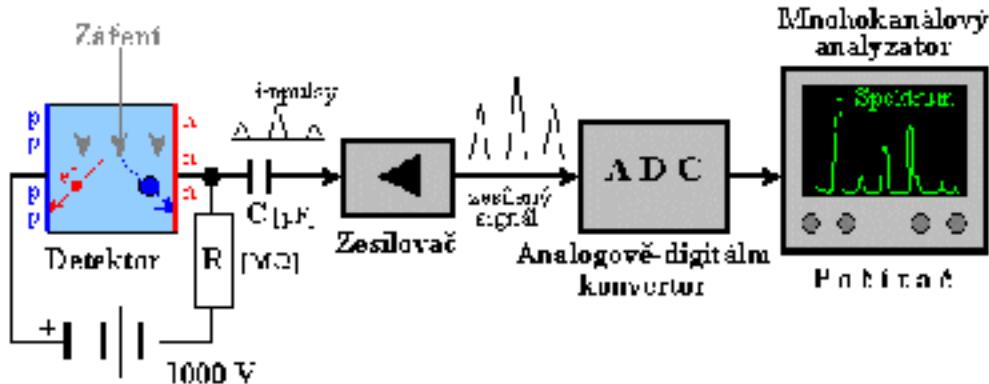
Dalším významným dějem je vznik  $e^-e^+$  páru. K tomuto jevu dochází pouze v blízkosti atomových jader a to v případech fotonů s energií vyšší nežli 1022 keV (tato mezní hodnota souvisí s klidovou energií elektronu). Energie fotonu  $\gamma$ -záření se zde zcela přemění na  $e^-$  a  $e^+$ . Pozitron anihiluje s některým z elektronů detektoru. Elektron může být opět urychlen napětím obvodu.

### Detektory ionizujícího záření

Detektory ionizujícího záření lze rozdělit podle průběhu sběru dat a jejich zpracování v čase na detektory kontinuální a kumulativní. Kontinuální detektory odesilají data z pozorování průběžně a je tak možné získat výsledky průběžně. Měření kumulativních detektörů jsou využívány najednou. Podle způsobu získávání dat lze tyto detektory rozdělit na fotografické, elektronické a materiálové. Fotografické detektory využívají k měření osvícení filmu pomocí záření. Elektronické pak k detekci využívají změn proudu v obvodu s detekčním prvkem, jehož odpověď závisí na energii absorbovaného záření (např. polovodičové detektory). Materiálové detektory pak využívají určitého materiálu, se kterým interaguje ionizující záření za vývoje signálu, který lze dále zpracovávat (např. scintilační detektory).

Fotografické detektory obsahují speciální film, který je exponován ionizujícím zářením. Jednou za čas je tento film vyvolán a z míry jeho expozice je možné získat spektrum  $\gamma$ -záření, které expozici vyvolalo.

Polovodičové detektory pracují na základě elektrického obvodu, do kterého je zapojena polovodičová dioda v závěrném směru. Při interakci ionizujícího záření s materiálem diody dojde k vyražení  $e^-$  z atomového obalu atomu diody. Tak vznikají nosiče elektrického náboje (elektrony a díry), které v důsledku vysokého napětí způsobují průchod proudem obvodem. Tyto výkyvy proudu, jejichž amplituda je přímo úměrná celkovému generovanému náboji a tak i celkové energii, kterou foton  $\gamma$ -záření předal detektoru, jsou odfiltrovány kondenzátorem a přes zesilovač vedeny do analogově-digitálního konvertoru, jehož data jsou předávána mnohokanálovému analyzátoru a zde zpracovávána příslušným softwarem. Diodu detektoru je nutné chladit kapalným dusíkem, a to z důvodu vlivu teploty na její vodivé vlastnosti. Schema měřicí aparatury s polovodičovou diodou je na obr. 1.



Obr. 1

Scintilační detektory pracují na základě luminiscenční látky, která při interakci s ionizujícím zářením generuje záblesky o frekvencích viditelného světla. Intenzita těchto záblesků je zesilena fotonásobičem, dále jsou převedeny na elektrický signál zpracovávány obdobně jako v případě polovodičového detektoru.

Výhodou polovodičových detektorů oproti scintilačním je lepší rozlišení výsledného spektra. V případě scintilačního detektoru jsou energetické peaky roztáhlé do Gaussovských křivek. Scintilační detektor má ale větší účinnost detekce.

Na osu x výsledného grafu je pak nanášena energie v jednotkách keV. Na osu y je nanášena intenzita záření (počet impulsů za dobu měření).

## Přesnost měření

Přesnost měření je ovlivněna rozlišením spektra, předchozí kalibrací a podmínkami, za kterých byla tato provedena. Spektrografy jsou podrobovány účinnostní a energetické kalibraci podle určitých standardních záříčů. Energetická kalibrace je nutná k přesnému stanovení energie záření o určité frekvenci. Účinnostní kalibrace je nutná z důvodu přesného určení počtu impulsů v daném peaku. Další nepřesnosti mohou být způsobeny například rozptýleným zářením – toto je produkt interakci původního  $\gamma$ -záření produkovaného vzorkem s okolní hmotou, který se vraci do detektoru a je zaznamenán. Toto rozptýlené záření pak ve výsledném grafu zapříčinuje například přítomnost peaku zpětného rozptýlu. I přirozené pozadí a změny podmínek měření ovlivňují výsledek.

## 3 Postup měření

Do měděné komory aparatury popisované na obr. 1, obložené olovem jsme vložili na připravený nástavec detektoru vzorek radionuklidu. Poté jsme započali měření. Po uplynutí dostatečného času (cca 500s) pro nashromáždění množství impulsů, které bylo dostatečné na vytvoření grafu s peaky, jejichž velikost byla nad úrovní pozadí, jsme měření ukončili a analyzovali získané spektrum. Při měření jsme využívali polovodičový detektor od firmy

Canberra s příslušnou vyhodnocovací elektronikou. Ke sběru dat byl použit software Genie 2000 od stejné firmy.

## 4 Naměřená data

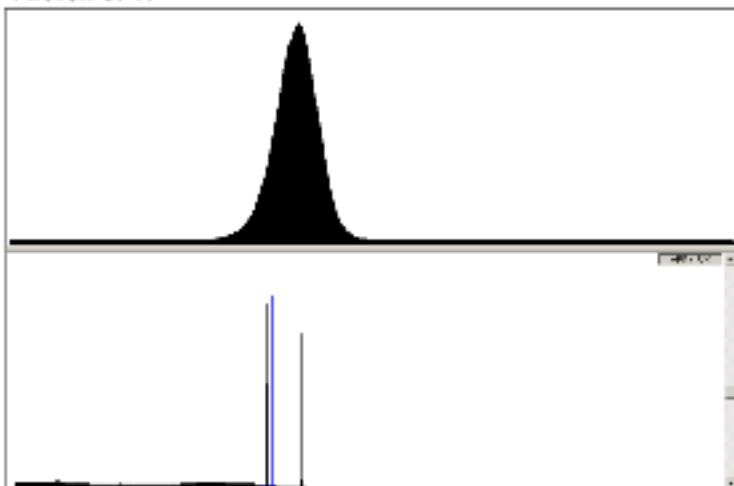
Měřili jsme spektra  $\gamma$ -záření celkem 3 vzorků nuklidů.

Na spektru získaném z 1. vzorku jsou patrné dva fotopeaky. První fotopeak má energii 1177,2 keV, druhý pak 1336,4 keV. Je patrné, že záření odpovídající tomuto spektru má v oblasti energií kolem druhého peaku menší intenzitu, než v oblasti peaku prvního.

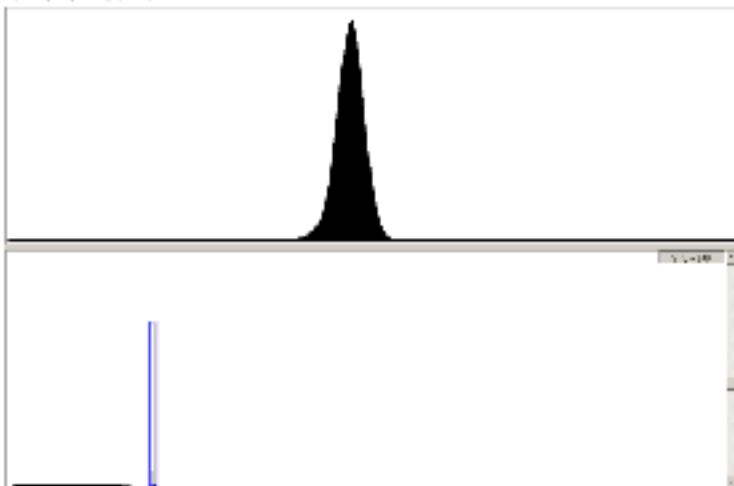
Na spektru získaném z 2. vzorku je patrný pouze jeden fotopeak. Tento má energii 663,6 keV.

Na spektru získaném z 3. vzorku jsou patrné tři větší fotopeaky a řada menších. Při analýze jsme se však zaměřili především na tři největší peaky. První fotopeak má energii 121,5 keV, druhý pak 244,9 keV a třetí 344,9 keV. Je patrné, že záření odpovídající tomuto spektru má v oblasti energií kolem druhého fotopeaku menší intenzitu, než v oblasti peaku prvního a intenzita záření o energiích kolem 345 keV leží mezi dvěma diskutovanými.

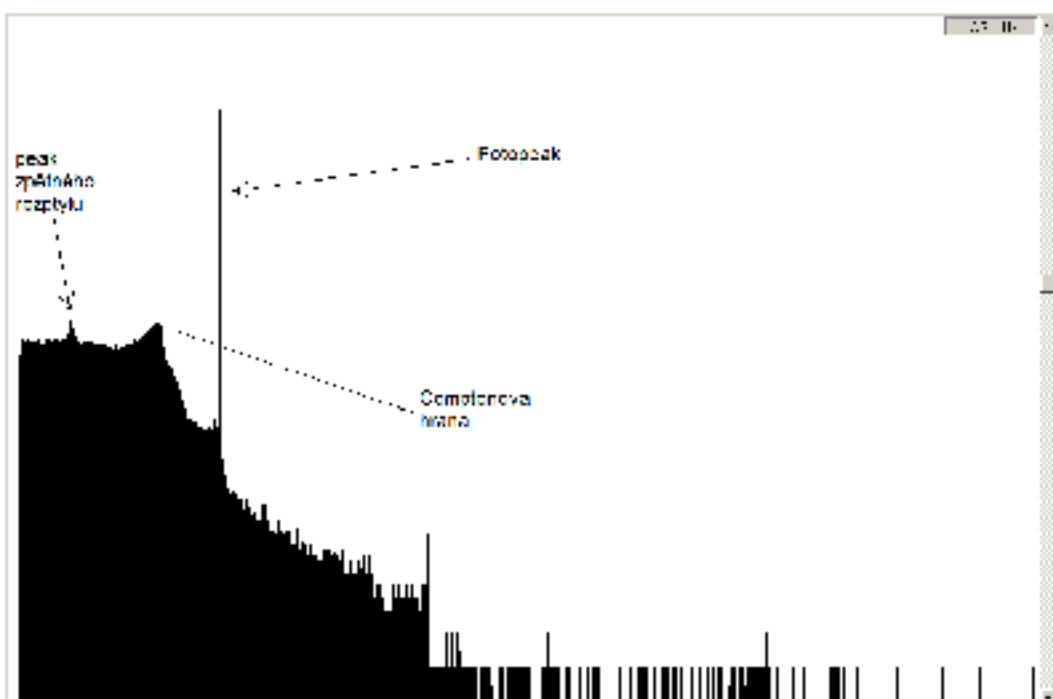
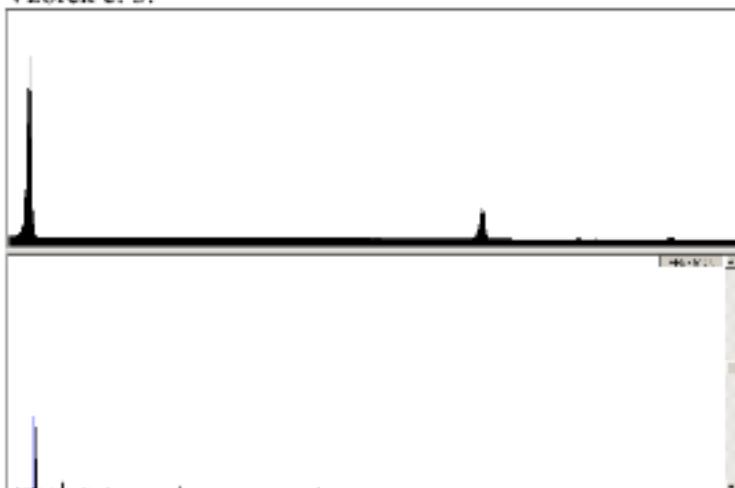
Vzorek č. 1:



Vzorek č. 2:



Vzorek č. 3:



Obr. 2

Na obrázku obr. 2, který zachycuje spektrum vzorku č. 2 v logaritmickém měřítku, je dobře patrný jak peak zpětného rozptýlu, Comptonova hrana, tak fotopeak.

## 5 Závěr

Po porovnání naměřených dat s katalogovými hodnotami postupnými na internetové adrese [http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/indx\\_dec.jsp](http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/indx_dec.jsp) jsme zjistili, že vzorku č. 1 odpovídá jádro  $^{60}\text{Co}$ . Tabelované hodnoty pro  $\beta^-$  rozpad tohoto nuklidu jsou: pro 1. peak: 1173.23 keV; 99.85 % a pro 2. peak: 1332.49 keV; 99.98 %, kde procentuelní hodnoty jsou v poměru předpokládaných intenzit.

Vzorku č. 2 odpovídá jádro  $^{137}\text{Cs}$ . Tabelovaná hodnota pro fotopeak  $\beta^-$  rozpadu tohoto nuklidu je 661,66 keV.

Vzorku č. 3 odpovídá jádro  $^{152}\text{Eu}$ . Tabelované hodnoty pro tento nuklid jsou: pro 1. peak: 121.78 keV 28.67 %, pro 2. peak: 244.70 keV; 7.61 % a pro 3. peak: 344.30 keV; 26.60 %.

Na výsledcích měření je patrné, že jsou oproti tabelovaným hodnotám většinou menší. To je pravděpodobně způsobeno změnou laboratorních podmínek měření od poslední kalibrace (laboratorní teplota). Z tabelovaných poměrných hodnot intenzit dvou peaků u kobaltu vyplývá to, že by druhý měl být vyšší nežli první. V našem měření je tomu však naopak. Toto pozorování je zapříčiněno relativně vysokou energií fotonů, které reprezentuje druhý peak. Tyto fotony tedy spíše prolétaly detektorem (diódou), aniž by v něm zanechaly všechnu svou energii.

V případě Europia přibližně velikosti peaků odpovídají standardním hodnotám. Zajímavé však je, že první dva fotopeaky náleží spektru rozpadu  $\beta^+$ , kdežto třetí pak spektru pro rozpad  $\beta^-$ . Toto jádro se rozpadem  $\beta^+$  rozkládá z 72 % a rozpadem  $\beta^-$  pak z 28 %.

## 6 Shrnutí

Gama spektroskopie je užitečná metoda jak pro zjišťování zdrojů ionizujícího záření (kupříkladu v životním prostředí), tak pro zjišťování dávky  $\gamma$ -záření, kterou obdržely objekty vystavené tomuto záření. Metoda dokáže určit radionuklid s velkou přesností. U intenzivnějších záříčí je také velice rychlá. Tato výhoda však odpadá, pokud je zkoumán radionuklid, který emisuje radioaktivní záření s menší intenzitou.

Významná je také možnost využití této metody při zjišťování složení látek bez podmínky jejich předešlé radioaktivnosti. Tuto lze uměle vyvolat jejich ozářením neutrony. Stabilní nuklidy se tak absorpcí  $n^0$  přemění na nestabilní nuklidy daného prvku, které lze dále pomocí gama spektroskopie identifikovat.

## Poděkování

Timto děkujeme pořadatelům Fyzikálního týdne 2008 za výbornou organizaci a FJFI ČVUT za poskytnutí prostoru. A především děkujeme našemu supervizoru Ondřeji Humlovi za poskytnutí výkladu problematiky a odborné konzultace a také KJR za umožnění realizace našeho miniprojektu.

## Reference

- [1] [http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/indx\\_dec.jsp](http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/indx_dec.jsp)
- [2] RNDr. Vojtěch Ullmann: Jaderná a radiační fyzika; kap 1.0 -1.6  
<http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika2.htm>

Pozn.: Internetové zdroje byly nalezeny 3. VI. 08 z připojení na KJR FJFI ČVUT