

Úloha 25

Studium absorpce záření gama

Zadání:

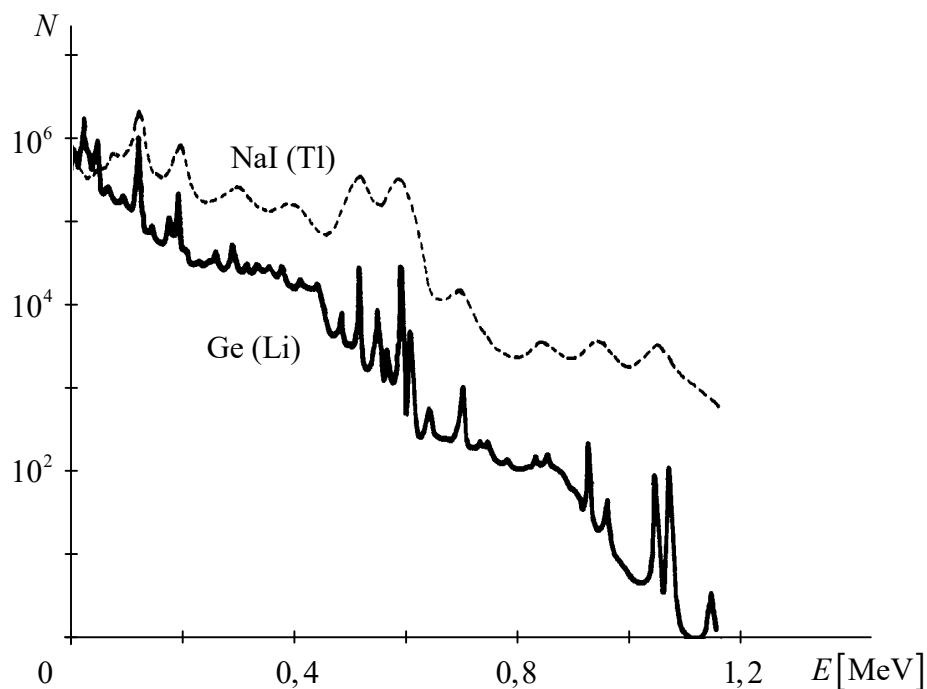
- 1) Změřte závislost počtu prošlých fotonů N na tloušťce x absorbátoru pro oba absorbátory a závislost $\ln\left(\frac{N_0}{N}\right) = f(x)$ znázorněte graficky.
- 2) Určete lineární součinitel zeslabení μ pro měřené absorbátory včetně nejistot.
- 3) Určete teoretické hodnoty μ pro oba materiály absorbátorů a porovnejte je se změřenými hodnotami.
- 4) Výpočtem určete polotloušťky materiálů včetně nejistot.

Teorie:

Spektrometrie záření gama

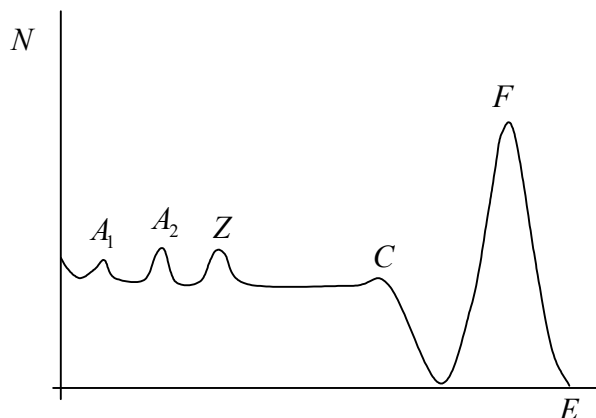
Energetické spektrum záření gama je čárové a skutečná šířka spektrálních čar je dána dobou života vzbuzeného stavu, a proto naměřená šířka píků je způsobena měřicí aparaturou a použitým detektorem. Obecně lze říci, že v případě záření gama činí energetické šířky spektrálních čar řádově 10^{-2} eV .

Tvar energetického spektra záření gama tedy silně závisí na použité měřicí aparatuře a detektoru. Na obr. 1 je znázorněno spektrum záření gama z ^{166m}Ho , které bylo měřeno scintilačním detektorem NaI(Tl) a polovodičovým detektorem Ge(Li).



Obr. 1 Ukázka spektra gama záření

Záření gama neionizuje prostředí detektoru přímo, ale prostřednictvím sekundárních elektronů. V důsledku toho má energetické spektrum i u monoenergetického zářiče gama poměrně složitý tvar (obr. 2). Toto spektrum má spojitě amplitudové rozdělení (přístrojová čára).



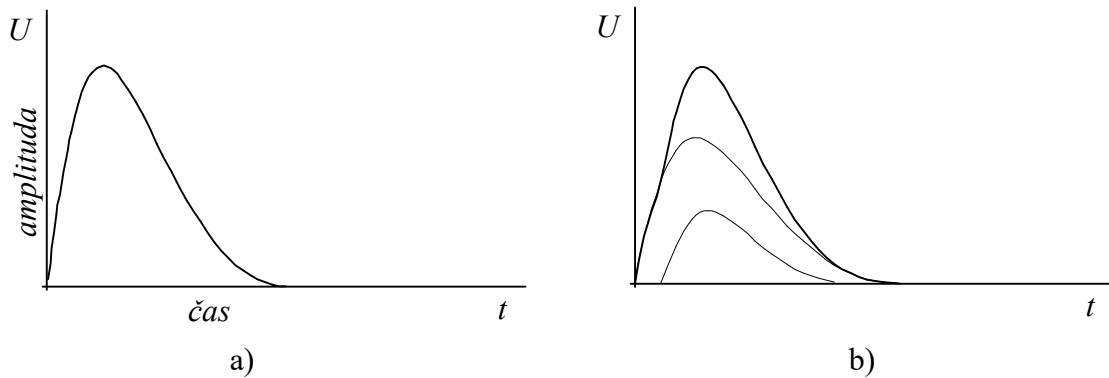
Obr. 2 Energetické spektrum monoenergetického zářiče gama

Na konci tohoto spektra se nachází píky (F) úplného pohlcení (fotopíky). Odpovídá úplnému pohlcení energie fotonu v detektoru, kdy fotony (i mnohonásobně rozptýlené) jsou nakonec absorbovány prostřednictvím fotoelektrického jevu. Píky úplného pohlcení lze dostatečně přesně aproximovat Gaussovým rozdělením. Spojité spektrum v oblasti nižších energií pochází od fotonů rozptýlených v detektoru v důsledku Comptonova rozptylu, kdy rozptýlený foton detektor opustil. Toto Comptonovo kontinuum končí před píkem úplného pohlcení poměrně ostrou hranicí C (Comptonova hrana). Tato hranice má původ v rozptylu fotonů v detektoru pod nejpravděpodobnějším úhlem (pro každý foton s danou energií existuje úhel, pod kterým se nejpravděpodobněji rozptýlí). Nesymetrické maximum na počátku Comptonova kontinua se nazývá píky zpětného rozptylu Z . Je způsoben registrací záření gama, které je rozptýleno pod velkými úhly vzhledem ke směru šíření (okolo 180°). V případě, že monoenergetické spektrum záření gama má vyšší energii než $1,02 \text{ MeV}$, což je hranice pro možnost vzniku párů pozitron-elektron, se analýza přístrojového spektra dále komplikuje. Vzniklý pozitron může anihilovat za vzniku dvou fotonů (pro jednoduchost nebudeme uvažovat vícefotonovou anihilaci). Každý anihilační foton má energii 511 keV a tyto dva fotony se mohou absorbovat v prostředí detektoru nebo z něho uniknout, popřípadě jeden anihiluje a druhý unikne. První případ přispívá do fotopíky. Druhé dva případy však způsobí vznik dalších dvou poměrně symetrických píků s energiemi $(E_\gamma - 1,02) \text{ MeV}$ a $(E_\gamma - 0,511) \text{ MeV}$, které se nazývají píky dvojitého A_1 a jednoduchého A_2 úniku. Závěrem lze říci, že přístrojová čára silně závisí na použitém detektoru.

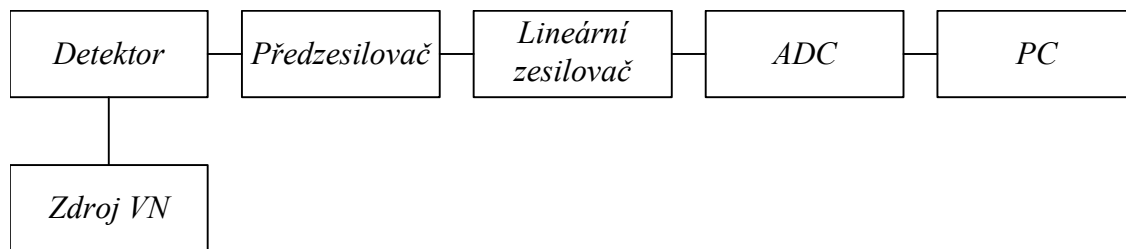
Spektrometrická aparatura

Základní blokové schéma spektrometrické aparatury je na obr. 3. Proudové impulsy z detektoru obr. 2 jsou paralelně zapojeným odporem převedeny na napěťové. Tyto napěťové

impulsy jsou přivedeny do předzesilovače, kde jsou upraveny a zesíleny pro lineární zesilovač. Po zesílení jsou signály zpracovány vícekanálovým amplitudovým analyzátozem (ADC) a zobrazeny v počítači. Vícekanálový amplitudový analyzátor rozdělí pulzy podle jejich výšky (která je přímo úměrná energii) a tím získáme četnosti různě vysokých pulzů a tedy energetické spektrum.



Obr. 3 Časové průběhy impulsů



Obr. 4 Blokové schéma spektrometrické aparatury



Obr. 5 Měřící zařízení

Absorpce záření gama

Při průchodu fotonů prostředím dochází k fotoelektrickému jevu, Comptonovu rozptylu a tvorbě párů. Při průchodu rovnoběžného svazku N_0 fotonů, které mají počáteční energii E_γ , látkovým prostředím tloušťky x dojde k jejich zeslabení na počet N , který je dán vztahem

$$N = N_0 e^{-\mu x}, \quad (1)$$

a μ je **lineární součinitel zeslabení** charakteristický pro daný materiál.

Zlogaritmováním vztahu (1) dostaneme

$$\ln \frac{N_0}{N} = \mu x. \quad (2)$$

Závislost $\ln \frac{N_0}{N}$ na tloušťce absorbátoru x je tedy **lineární**, přímka prochází počátkem a její směrnice je rovna lineárnímu součiniteli zeslabení μ .

K zeslabení záření gama dochází v důsledku tří typů interakcí (fotoelektrický jev, Comptonův rozptyl, tvorba párů) a každý z těchto navzájem nezávislých procesů přispívá k celkovému zeslabení podle absorpčního zákona ve tvaru

$$N = N_0 e^{-\mu_f x} e^{-\mu_C x} e^{-\mu_p x}, \quad (3)$$

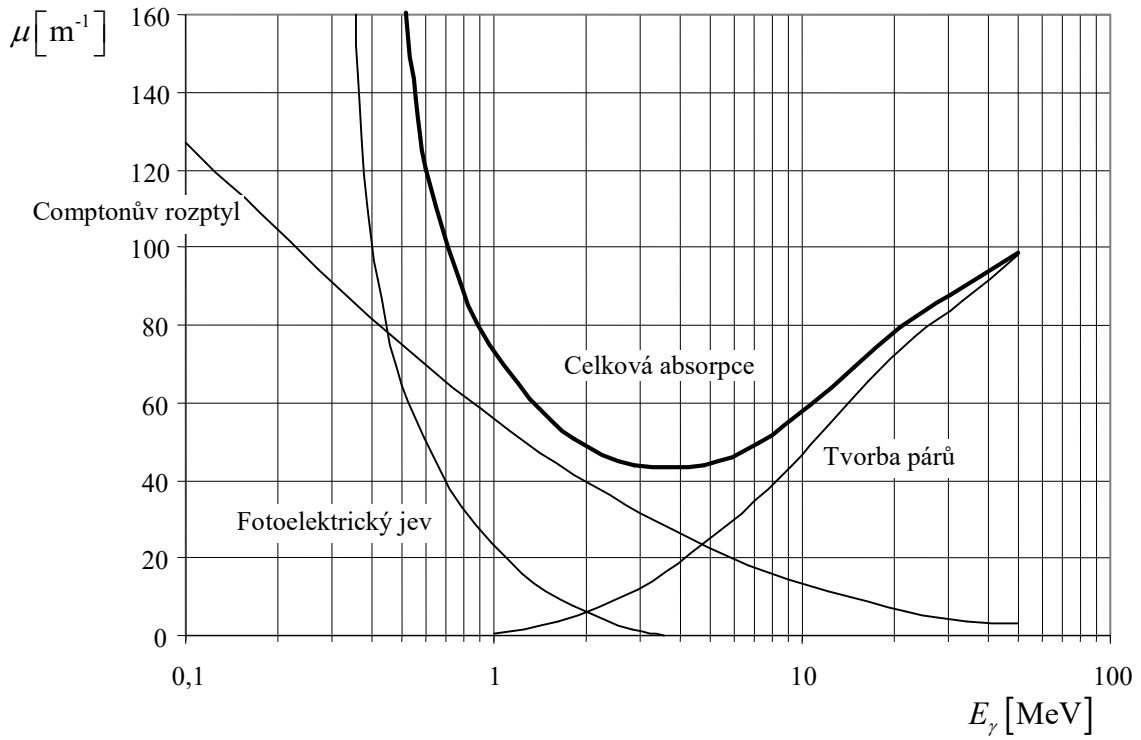
kde μ_f, μ_C, μ_p jsou zeslabovací koeficienty pro jednotlivé procesy. Každý z těchto součinitelů závisí na protonovém čísle prvku prostředí a na energii fotonů. Celkový lineární součinitel zeslabení μ je součtem součinitelů příslušejících jednotlivým procesům a platí

$$\mu = \mu_f + \mu_C + \mu_p. \quad (4)$$

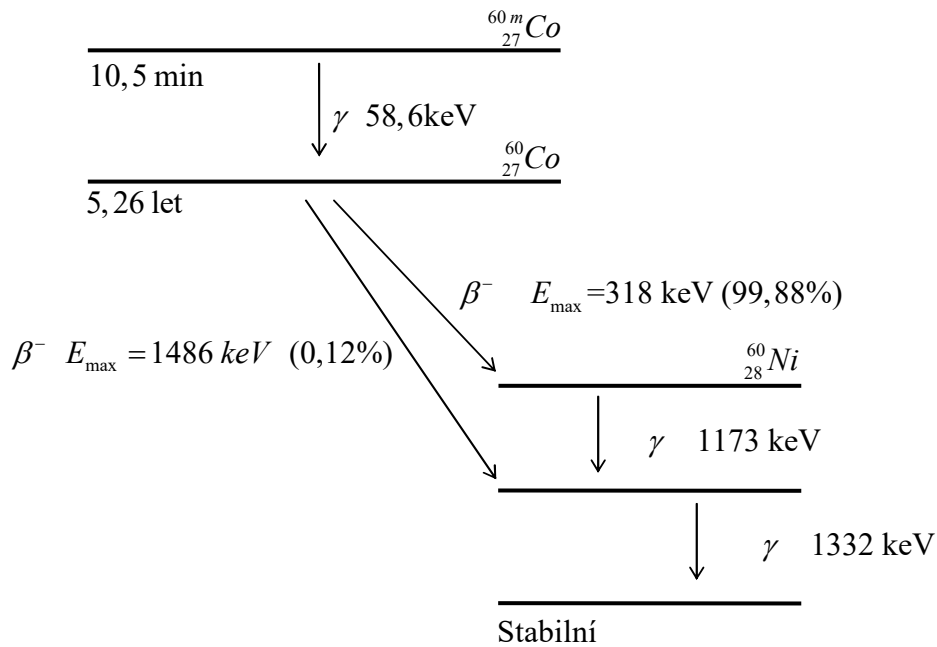
Pro látky obsahující více prvků se lineární součinitel zeslabení určí ze součinitelů jednotlivých prvků a jejich poměrného hmotnostního zastoupení.

Absorpční schopnost prostředí vyjadřuje také veličina **polotloušťka materiálu** $d_{1/2}$, která je definována jako tloušťka vrstvy látky zeslabující hustotu proudu částic neusměrněného svazku na polovinu původní hodnoty. Z absorpčního zákona (1) dostáváme pro polotloušťku vztah

$$d_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu}. \quad (5)$$



Obr. 6 Závislost μ na E_γ pro olovo



Obr. 7 Rozpadové schéma použitého zářiče

Měření

Jako detektor záření gama je použit scintilační detektor. Zdrojem fotonů je radioaktivní zářič ${}^{60}_{27}\text{Co}$. Rozpadem tohoto izotopu vznikají mimo jiné fotony o energiích 1173 keV, 1332 keV a to s pravděpodobností 1:1. Ze změřeného spektra budeme pouze počítat jenom ty fotony, které odpovídají píku (F) úplného pohlcení pro obě energie.

Do cesty fotonům mezi zářič a detektor budeme vkládat absorbátor olovo a plexisklo. Vzdálenost mezi detektorem a zářičem necháme během celého měření konstantní. Tloušťku olova budeme zvětšovat cca po 4mm a tloušťku plexiskla cca po 25mm a využijeme všechny absorbátory, které jsou k dispozici. Nejprve změříme, kolik fotonů N_0 zaregistruje detektor za určitý čas bez absorbátoru. Rozpad izotopu je náhodný děj, který se řídí Poissonovým rozdělením. Naměříme-li například za určitý čas N částic v našem případě fotonů, směrodatná odchylka naměřených N částic je rovna $\sigma = \sqrt{N}$. Relativní chyba je tedy

$$\sigma_r = \frac{\sqrt{N}}{N}. \quad (5)$$

Dobu měření pro jednotlivé tloušťky absorbátorů volíme tak, aby relativní chyba daného měření byla menší než 4%. Z této podmínky a z rovnice (5) lze určit nejmenší nutný počet zaregistrovaných částic. Tento počet lze ovlivnit volbou délky času měření.

Ve výpočtu $\ln(N_0/N)$ je však vždy nutné počítat s počty N_0 a N změřenými za stejný čas. Můžeme tedy změřené hodnoty počtu zaregistrovaných částic přepočítat na jeden čas, což může být např. 1s, proto je v následující tabulce sloupec N/t a ve výrazu $\ln(N_0/N)$ použijeme právě už tyto přepočtené hodnoty.

Jinou možností je přepočtení hodnoty N_0 pro všechny použité časy při měření ostatních hodnot N . Časově nejnáročnější metodou je použít pro všechna měření jeden čas a to ten, který byl použit pro nejsilnější vrstvu absorbátoru při splnění podmínky relativní chyba menší 4%. Pro tenčí vrstvu absorbátoru bude tato podmínka už určitě splněna, neboť projde více částic. V tomto případě narovnáme všechny destičky daného absorbátoru mezi detektor a zářič a budeme postupně destičky odebírat.

x [m]	t [s]	N [-]	N/t [s^{-1}]	$\ln(N_0/N)$

Hodnotu lineárního součinitele zeslabení μ určíme jako směrnici závislosti $\ln N_0/N = f(x)$ pomocí lineární regrese.

Teoretickou hodnotu lineárního součinitele zeslabení μ pro olověný absorbátor odečteme z grafu závislosti $\mu = f(E_\gamma)$ viz. obr.6. energii použitých fotonů E_γ určíme ze schématu přeměny daného radionuklidu obr.7. Pro plexisklový absorbátor určíme teoretickou hodnotu

μ na základě údajů pro jednotlivé prvky. Ve sloučenině je dán vliv každého prvku jeho hmotnostním podílem v této sloučenině. Hmotnostní podíl určíme pomocí relativních atomových hmotností jednotlivých prvků. Pro výpočet koeficientu zeslabení v plexisklu (polymetylmetakrylát) použijeme následující hodnoty $\frac{\mu}{\rho}$ pro jednotlivé prvky a hustotu plexiskla.

prvek	μ / ρ ($\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$)
H	$11,8 \cdot 10^{-3}$
C	$5,68 \cdot 10^{-3}$
O	$5,70 \cdot 10^{-3}$

Hustota plexiskla = $(1200 \pm 60) \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ a složení plexiskla $\text{CH}_2\text{-CCH}_3\text{COOCH}_3$.

Nejistoty měření

Nejistotu můžeme cvičně vypočítat jak pro lineární součinitel zeslabení, tak i pro polotloušťku materiálu. Nejistota lineárního součinitele zeslabení je určena nejistotou směrnice proložené závislosti. Nejistotu polotloušťky určíme pomocí vztahů pro nepřímo měřené veličiny.

Metoda použitá pro stanovení lineárního součinitele zeslabení μ přispívá k relativně velké systematické chybě. Scintilačním detektorem je možné měřit v užším energetickém intervalu, ale uspořádání úlohy je takové, že svazek není dostatečně kolimován a detektor registruje např. i fotony, které neprošly celou vrstvou absorbátoru a rozptýlily se vně pod malým úhlem, čímž se jejich energie snížila jen málo.

Tímto je registrováno více fotonů, než je skutečný počet těch, které prošly absorbátorem a interagovaly s látkou. To má za následek nižší hodnotu lineárního součinitele zeslabení μ oproti skutečné hodnotě. Pro dané uspořádání úlohy vychází hodnota μ zhruba o 15 % nižší.

Literatura: Kohout Z., Budinská Z., Králová R., Pospíšil J., Bláhová I., Solar M.: *Laboratorní cvičení z fyziky*. 1vyd. Praha: ČVUT 2003.