

Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Jakub Schusser

**Zpracování dat z měření dvoukrokových γ kaskád v reakci
 $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152}\text{Eu}$**

Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: doc. Mgr. Milan Krtička, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2015

V první řadě bych chtěl poděkovat vedoucímu bakalářské práce doc. Mgr. Milanu Krtičkovi, Ph.D. za poskytnutí odborné literatury a potřebného softwaru, za skvělý přístup a nesmírnou pomoc a konzultace při vytváření této práce.

Dále bych chtěl poděkovat Mgr. Ivu Tomandlovi, CSc. Za poskytnutí výsledků měření a části námi používaného softwaru.

Také velice děkuji Mgr. Stanislavu Valentovi za konzultace a pomoc při řešení problémů.

V neposlední řadě bych chtěl poděkovat mé rodině za podporu při tvorbě této práce.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova v Praze má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V Praze dne 15. 5. 2015

.....

Jakub Schusser

Název práce: Zpracování dat z měření dvoukrokových γ kaskád v reakci $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152}\text{Eu}$

Autor: Jakub Schusser

Ústav: Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí bakalářské práce: doc. Mgr. Milan Krτίčka, Ph.D., Ústav částicové a jaderné fyziky

Abstrakt:

Fotonové silové funkce, které v rámci statistického přístupu popisují rozdělení pravděpodobnosti vyzáření fotonu daným jádrem při deexcitaci ze vzbuzeného stavu, lze zkoumat například pomocí dvoukrokových gamma kaskád. Metoda dvoukrokových gamma kaskád byla poprvé představena v padesátých letech minulého století. Předmětem našeho zkoumání je studium dvoukrokových gamma kaskád následujících záchyt tepelného neutronu v reakci $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152}\text{Eu}$. Experimentální data byla měřena na výzkumném reaktoru v Řeži u Prahy. Získaná emisní spektra z tepelného záchytu neutronu nejprve energeticky okalibrujeme, poté provedeme účinnostní kalibraci a po dalším zpracování porovnáme naměřená data s výsledky teoretických simulací.

Klíčová slova: Fotonové silové funkce, dvoukrokové γ kaskády, spektrum, neutronový záchyt, kalibrace

Title: Processing of two-step γ cascade data from $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152}\text{Eu}$ reaction

Author: Jakub Schusser

Department: Institute of Particle and Nuclear Physics

Supervisor: : doc. Mgr. Milan Krtička, Ph.D., Institute of Particle and Nuclear Physics

Abstract:

Photon strength functions in terms of statistical approach to a nuclear decay describe the probability distribution of photon emission by given nucleus. They can be studied using two step gamma cascades. The two step gamma cascade method was firstly introduced in fifties of the 20th century. Our aim is to study two step gamma cascades following thermal neutron capture in ^{151}Eu . The experiment was performed at the Nuclear Physics Institute ASCR in Řež near Prague. The acquired emission spectra of photons from thermal neutron capture will be processed by energetic and efficiency calibration and after further processing will be compared to the output of theoretical models.

Keywords: Photon strength functions, two step γ cascades, spectrum, neutron capture, calibration

Obsah

Úvod	1
1. Hustota jaderných stavů a teoretický popis fotonových silových funkcí	2
1.1. Hustota jaderných stavů	2
1.2. Fotonové silové funkce	3
1.2.1 E1 fotonová silová funkce	5
1.2.2 M1 fotonová silová funkce	7
1.2.3 E2 fotonová silová funkce	8
2. Experimentální část	9
2.1. Experimentální uspořádání	9
2.2. Dvoukrokové γ -kaskády a prvotní zpracování dat	10
3. Výsledky zpracování	14
3.1. Účinnostní kalibrace	14
3.2. Experimentální TSC spektra	16
3.3. Nasimulovaná TSC spektra	19
Závěr	24
Seznam použité literatury	25
Seznam tabulek	27
Seznam použitých zkratk	28

Úvod

Fotonové silové funkce jsou veličiny používané k popisu γ -rozpadu vysokovzbuzených stavů atomových jader ve středně těžkých a těžkých jádrech. Vzhledem k tomu, že dynamika rozpadu takových jader je popsána silnou interakcí, které doposud dostatečně nerozumíme, není prozatím možné sepsat rovnice, které by proces emise γ -záření dostatečně fundamentálně popisovaly. I kdybychom ale takové rovnice znali, nebylo by nejspíš možné je vzhledem k jejich složitosti úplně vyřešit [1]. Jednou z možností popisu emise γ -kvant z jader je užitím fotonových silových funkcí (Photon Strength Functions, PSF).

Od začátku padesátých let [2] 20. století byly fotonové silové funkce hojně studovány především pomocí záchytu pomalých neutronů v jádrech. V posledních třiceti letech byly další informace získávány zejména pomocí neelastického rozptylu řady dalších částic [1].

Během této doby značně vzrostlo množství experimentálního materiálu a byla vytvořena řada modelů, které se snaží teoreticky objasnit experimentální výsledky. Vzhledem k faktu, že tyto teoretické modely obecně zjednodušují celý pohled na jaderné reakce, je správnost těchto předpovědí stále přinejmenším diskutabilní [1]. Jako příklad můžeme uvést závěr několika prací [3,4], kde byly zkoumány fotonové silové funkce v jádre ^{162}Dy a ^{196}Pt pomocí měření dvoukrokových gamma kaskád (Two-Step Cascades, TSC). Závěrem obou těchto prací bylo, že ani jeden z nejčastěji používaných modelů PSF nedokázaly dostatečně rozumně popsat tvar těchto spekter.

Při termálním záchytu neutronu jádrem s nukleonovým číslem A vznikne jádro s hmotnostním číslem $A + 1$ za současného vyzáření kaskády fotonů. Předmětem našeho zájmu jsou takzvané dvoukrokové gamma kaskády, tedy rozpady, které k dosažení dobře izolované nízkoležící energetické hladiny potřebují pouze dva fotony.

Excitační energie jádra vzniklého ze záchytu neutronu je rovna součtu vazebné a kinetické energie zachyceného neutronu, která nabývá v případě tepelných neutronů hodnoty $E_n = \frac{1}{40} eV$ [3]. Vazebná energie ovšem nabývá řádově vyšších hodnot, většinou v rozmezí 6-9 MeV [5].

V rámci naší práce se s pomocí analýzy experimentálních dat, studií nejrůznějších počítačových modelů, a také užitím sofistikovaných počítačových simulací pokusíme získat co největší množství informací o fotonových silových funkcích a dvoukrokových γ -kaskádách, a to především porovnáním zpracovaných experimentálních výsledků v reakci $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152}\text{Eu}$ s výsledky simulačních metod. Samotné měření proběhlo v Ústavu jaderné fyziky AVČR v Řeži u Prahy.

1 Hustota jaderných stavů a teoretický popis fotonových silových funkcí

1.1 Hustota jaderných stavů

Ukazuje se, že v oblasti nízkých excitačních energií lze různé energetické stavy jádra poměrně dobře rozlišit. V takové oblasti energií často známe všechny energie těchto stavů a můžeme dobře charakterizovat vlastnosti rozpadu a kvantová čísla jednotlivých hladin. S rostoucí excitační energií ovšem hustota energetických hladin značně roste a celá struktura se podstatně komplikuje. V těchto oblastech se velmi často používá statistického popisu. S rostoucím nukleonovým číslem studovaného prvku se navíc dobře pozorovatelné oblasti ještě více zužují a lze se spolehnout jen na některé interpolační modely. Mimo tuto oblast existuje ještě jedna oblast, kde můžeme energetické hladiny relativně dobře rozlišit- oblast neutronových rezonancí těsně nad separační energií neutronu.

V roce 1936 [1] přišel Hans Bethe použitím statistické fyziky se vzorcem popisujícím závislost hustoty stavů (Level Density, LD) ρ na excitační energii jádra E

$$\rho(E) = \frac{\exp(2\sqrt{aE})}{4\sqrt{3E}}, \quad (1.1)$$

kde a je takzvaný parametr hustoty stavů. Vzorec byl odvozen pro systém neinteragujících fermionů s diskrétními a nedegenerovanými energetickými hladinami a s fixním spinem.

Model používající méně omezující předpoklady popisující jádro je tzv. *Model Fermiho plynu se zpětným posuvem* (Back- Shifted Fermi Gas) BSFG. Ten již zohledňuje, že v jádře se nacházejí protony a neutrony, a že fermiony mají tendenci se párovat. Abychom tyto páry fermionů rozdělili, je potřeba dodat určitou energii Δ . Hustota jaderných stavů je potom popsána vztahem

$$\rho(E, J) = f(J) \frac{\exp(2\sqrt{a(E-\Delta)})}{12\sqrt{2}\sigma_c a^{1/4}(E-\Delta)^{5/4}}, \quad (1.2)$$

kde $f(J)$ je faktor popisující rozdělení spinu a σ_c se nazývá spinový parametr. Za předpokladu Gaussovského rozdělení projekcí spinu bude mít spinová distribuce následující tvar:

$$f(J) = \exp\left(-\frac{J^2}{2\sigma_c^2}\right) - \exp\left(-\frac{(J+1)^2}{2\sigma_c^2}\right) \cong \frac{2J+1}{2\sigma_c^2} \exp\left(-\frac{(J+\frac{1}{2})^2}{2\sigma_c^2}\right). \quad (1.3)$$

V literatuře můžeme najít několika tvarů spinového parametru. My budeme nadále uvažovat parametr ve tvaru [6]:

$$\sigma_c^2 = 0,0146A^{\frac{5}{3}} \frac{1+\sqrt{1+4a(E-\Delta)}}{2a}. \quad (1.4)$$

Alternativní způsob popisu hustoty energetických hladin navrhnul Gilbertem a Cameronem [7] se nazývá *Model s konstantní teplotou* (CTF), který uvažuje, že

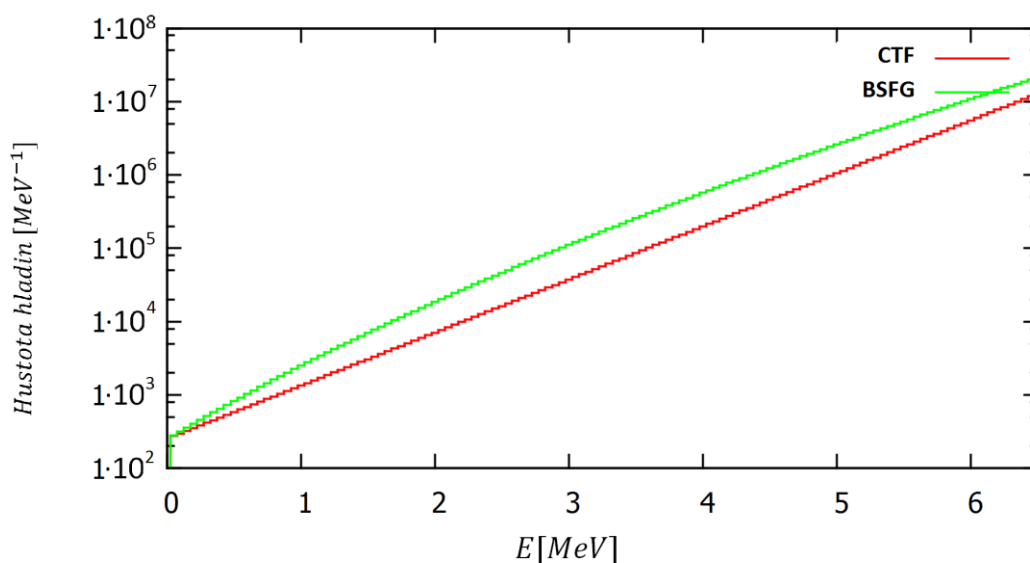
hustota hladin má v oblasti nízkých excitačních energií exponenciální průběh. Vztah popisující hustotu lze v tomto případě zapsat jako

$$\rho(E, J) = \frac{f(J)}{T} \exp\left(\frac{E-E_0}{T}\right), \quad (1.5)$$

kde tentokrát užíváme hodnotu spinového parametru [8]

$$\sigma_c = (0,98 \pm 0,23)A^{(0,29 \pm 0,06)}. \quad (1.6)$$

Parametry a , Δ , E_0 a T jsou vždy specifické pro dané jádro a jejich hodnoty lze získat fitováním na experimentální data při použití příslušného modelu (BSFG nebo CTF) [3]. V našem případě porovnání obou modelů nalezneme na obrázku 1.1.



Obr. 1.1- Hustota hladin pro CTF a BSFG model (suma přes finální hladiny se spinem $J_f = 0 - 10$)

1.2 Fotonové silové funkce

Emisní spektrum znázorňující závislost počtu fotonů emitovaných z jádra na jejich energii se řídí výběrovými pravidly, která nám říkají, které přechody jsou uskutečnitelné. V případě, že se rozhodneme elektromagnetické přechody v jádře charakterizovat pomocí multipolarity L a typem (elektrický- E a magnetický- M) přechodu značeným jako X , lze výběrová pravidla popisující emisi γ - kvant shrnout do následujících bodů:

1. Přechody mezi stavy α a β musí splňovat trojúhelníkovou nerovnost Wignerova teorému, tedy jsou povoleny pouze hodnoty multipolarit L splňující:

$$|J_\beta - J_\alpha| \leq L \leq J_\beta + J_\alpha \quad (1.7)$$

2. Platí také výběrová pravidla pro paritu, kdy
- elektrické multipólové operátory splňují podmínku $(-1)^L \pi_\alpha \pi_\beta = 1$,
 - magnetické multipólové operátory splňují podmínku $(-1)^{L+1} \pi_\alpha \pi_\beta = 1$.

Parciální šířku γ - rozpadu z počátečního stavu α se spinem J_α do finálního stavu β se spinem J_β doprovázeného emisí fotonu typu X , multipolarity L a energie $E_\gamma = E_\alpha - E_\beta$ lze vyjádřit jako [1]

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma}^{(XL)} = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(XL) \downarrow, \quad (1.8)$$

kde $B(XL) \downarrow$ značí redukovanou pravděpodobnost přechodu pro deexcitaci jádra.

Dále předpokládáme, že fluktuace jednotlivých parciálních šířek se řídí tzv. Porter-Thomasovým rozdělením s hustotou pravděpodobnosti vyjádřenou jako

$$P(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} e^{-\frac{x}{2}} dx, \quad (1.9)$$

kde

$$x = \frac{\Gamma_{\alpha\beta\gamma}^{(XL)}}{\bar{\Gamma}_{\alpha\beta\gamma}^{(XL)}} \quad (1.10)$$

a $\bar{\Gamma}_{\alpha\beta\gamma}^{(XL)}$ je průměrná redukovaná neutronová šířka, viz [9]. Porterovo-Thomasovo rozdělení je ve skutečnosti speciálním případem rozložení χ^2 pro jeden stupeň volnosti.

V případě, kdy je hustota energetických hladin vysoká, se jeví vhodné k popisu střední hodnoty parciální šířky využít takzvanou fotonovou silovou funkci $f^{(XL)}$:

$$\overline{\Gamma^{(XL)}}(E_\alpha, I_\alpha, \pi_\alpha \rightarrow E_\beta) = \frac{f^{(XL)} E_\gamma^{2L+1}}{\rho(E_\alpha, I_\alpha, \pi_\alpha)}. \quad (1.11)$$

Průměrná parciální radiální šířka γ - rozpadu je tedy nepřímě úměrná hustotě stavů původního stavu α .

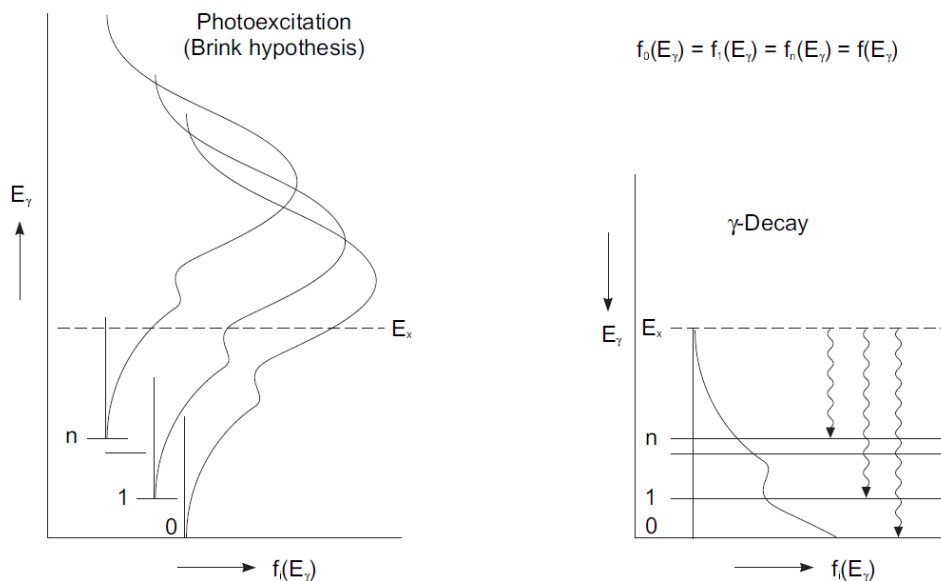
Podle principu detailní rovnováhy může být parciální radiační šířka γ – rozpadu $\Gamma_{\alpha\beta\gamma}^{(XL)}$ vztažena k XL komponentě fotoabsorpčního účinného průřezu $\sigma_{\beta\gamma\alpha}^{(XL)}$ vztahem

$$\Gamma_{\alpha\beta\gamma}^{(XL)} = \frac{E_\gamma^2}{(\pi\hbar c)^2} \frac{2I_\beta+1}{2I_\alpha+1} \sigma_{\beta\gamma\alpha}^{(XL)}. \quad (1.12)$$

Tento vztah nám dává prostor k alternativnímu vyjádření PSF:

$$f^{(XL)}(E_\gamma) = \frac{1}{(\pi\hbar c)^2} \frac{\bar{\sigma}_{tot}^{(XL)}(E_\gamma)}{(2L+1)E_\gamma}, \quad (1.13)$$

kdy na základě předpokladu, že kolektivní vibrace jsou nezávislé na vnitřním pohybu v jádře, Brink [10] předpokládal, že absorpční účinný průřez je nezávislý na konkrétních vlastnostech původního stavu (excitační energie, spin, parita). Takto nezávislý průměrný účinný průřez značíme $\bar{\sigma}_{tot}^{(XL)}$. Tento předpoklad, známý také jako *Brinkova hypotéza*, lze modifikovat pro libovolný typ přechodu. Jinými slovy, podle této hypotézy pro daný typ X a multipolaritu L závisí PSF pouze na $E_\gamma = E_\alpha - E_\beta$.



Obr. 1.2 - Schéma znázorňující aplikaci Brinkovy hypotézy na fotoexcitaci a radiační neutronový záchyt. Převzato z [1].

Bližší zkoumání Brinkovy hypotézy ovšem naznačuje, že takto silné předpoklady jsou pro obecný popis zřejmě poněkud nepřesné, i když se zjevně jedná o krok správným směrem. Existují modely, které říkají, že PSF závisí nejen na energii fotonů, ale také na dalších vlastnostech počátečního a koncového stavu.

1.2.1 E1 fotonová silová funkce

Přechody typu E1 hrají dominantní roli zejména pro energii $E_\gamma > 4 - 5$ MeV. V roce 1947 Baldwin a Kleiber [11] zjistili, že fotoabsorpční průřez nad separační energií neutronu je popsán širokou rezonancí, která byla předpovězena o několik let dříve [12]. Má se za to, že rezonance je projevem kolektivních vibrací protonové a neutronové kapaliny se vzájemně opačnými fázemi vyvolanými elektrickým polem vstupního záření [5]. Dipólový charakter popisovaného jevu se podepsal na označení *Gigantická dipólová elektrická rezonance* (GDER). Maximum této rezonance se

nachází na energii 12 – 20 MeV (v závislosti na A) a má šířku přibližně 5 MeV. Nízkoenergetický chvost této rezonance má zásadní význam pro rozpady jader pod neutronovou separační energií.

Brinkův- Axelův model

Jedním z nejčastěji používaných modelů fotonových silových funkcí pro E1 přechody je tzv. *Brinkův- Axelův* (BA) model, který poměrně dobře popisuje chování interakce fotonu s jádrem v oblasti energií, které se nachází v okolí maxima GDER, tedy $E_\gamma \geq 10 \text{ MeV}$. Tento model uvažuje Lorentzův tvar $\bar{\sigma}_{tot}^{(XL)}$ ve vzorci (1.13). V takovém případě nabývá E1 silová funkce tvaru

$$f_{BA}^{(E1)}(E_\gamma) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \sigma_G \Gamma_G \frac{E_\gamma \Gamma_G}{(E_\gamma^2 - E_G^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_G^2}, \quad (1.14)$$

kde E_G značí maximum rezonance a Γ_G její pološířku, oba parametry bývají vyjádřeny v MeV. Dále pak σ_G značí účinný průřez v maximu rezonance v jednotkách mb.

V jádrech se statickou kvadrupólovou deformací je E1 silová funkce popsána nekoherentní superpozicí dvou rezonancí ve tvaru (1.16) s dvěma sadami parametrů E_G , Γ_G a σ_G . Potřeba dvou sad parametrů vyplývá z hydrodynamického modelu, kde GDER rozdělena na dva módy, přičemž první popisuje oscilaci podél osy symetrie jádra a druhý popisuje oscilaci v ose kolmé k ose symetrie [4].

KMF model

Další často používaný model navržený autory *S. G. Kadenskij, V. P. Markushev a V. I. Furman* - tzv. KMF model, byl navržen k popisu PSF ve sférických jádrech v oblasti nízkých energií $E_\gamma \ll E_G$, kde popis pomocí BA modelu se zdá nebýt ve shodě s experimentálními výsledky.

V KMF modelu na rozdíl od BA modelu závisí fotonová silová funkce nejen na energii E_γ , ale také na excitační energii jádra, která je proměnnou teploty finálního stavu T_f

$$f_{KMF}^{(E1)}(E_\gamma, T_f) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} F_K \frac{\Gamma_G E_G \Gamma_G(E_\gamma, T_f)}{E_G^2 (E_\gamma^2 - E_G^2)^2}, \quad (1.15)$$

kde $F_K \approx 0.7$ [13].

Dále potom platí, že

$$\Gamma_G(E_\gamma, T_f) = \frac{\Gamma_G}{E_G^2} \times (E_\gamma^2 + 4\pi^2 T_f^2) \quad (1.16)$$

a teplota T_f jaderného stavu s excitační energií E_x je popsána vztahem

$$T_f = \sqrt{\frac{E_x - \Delta_p}{a}}, \quad (1.17)$$

kde a je jednočásticový parametr ze vzorce (1.1) a Δ_p je korekce na párování [14].

Z (1.15) je patrné, že $f_{BA}^{(E1)}(E_\gamma)$ diverguje pro $E_\gamma \rightarrow E_G$, díky čemuž bychom očekávali jeho platnost pouze na omezeném intervalu. A skutečně se ukazuje, že popis pomocí KMF modelu se velmi dobře shoduje s naměřenými daty pro $E_\gamma \approx 5 - 7 \text{ MeV}$ (primární přechody) při studiu E1 silových funkcí pro několik sférických jader při reakci typu (n, γ) [15,16].

1.2.2 M1 fotonová silová funkce

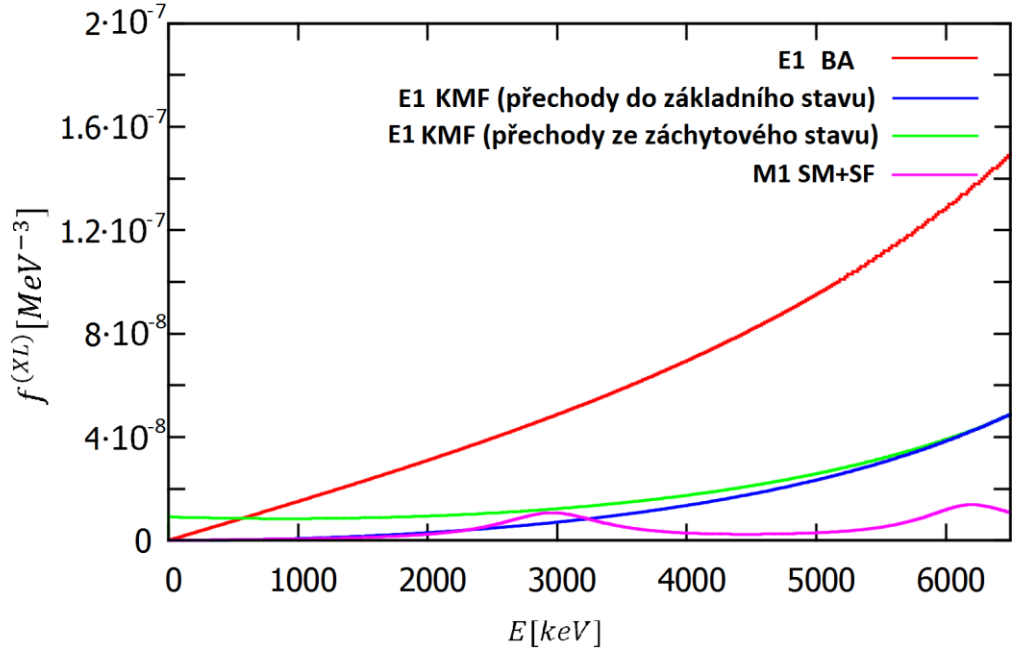
Až do oblasti neutronové vazebné energie jsou experimentální informace o M1 PSF srovnatelné s informacemi týkajícími se E1 PSF, zatímco pro vyšší excitační energie je k dispozici experimentálních dat méně. V oblasti vyšších excitačních energií je tento nedostatek informací způsoben především tím, že zde silně dominují E1 přechody.

Zřejmě nejjednodušší model M1 fotonových silových funkcí je tzv. *Single particle* (SP) model. Jedná se o model, kde $f_{SP}^{(M1)} = \text{konst.}$, jejíž hodnota se většinou získává na základě poměru $\frac{f^{(M1)}}{f^{(E1)}}$ na energii přibližně 7 MeV, kdy její velikost nabývá pro většinu jader s hmotnostním číslem $A \geq 100$ hodnoty 7 ± 1 [17].

Dalším často užívaným modelem je tzv. model spin-flipové (SF) rezonance. Tvar silové funkce je obdobný tomu v (1.14), ovšem energie rezonance se nachází v oblasti 7 MeV a šířka je přibližně 3 MeV [3].

Je velmi pravděpodobné, že se v případě deformovaných jader u M1 fotonové silové funkce vyskytuje ještě jedna rezonance, která je chápána jako vzájemný pohyb protonové a neutronové kapaliny. Z pravděpodobného principu fungování procesu vznikl název *nůžkový mód* (Scissors Mode, SM). Tato rezonance se nachází přibližně na energii 3 MeVs šířkou přibližně 0,5-1 MeV. Průběh PSF je pak znovu popsán závislostí (1.14). Tento mód byl nejdříve pozorován u deformovaných jader vzácných zemin [18], později byl ovšem objeven i u dalších jader, například u deformovaných aktinidových izotopech.

Na obrázku 1.3 jsou zobrazeny E1 fotonové silové funkce pro BA i KMF model a porovnány s kombinací SM+SF pro M1 fotonovou silovou funkci použité v naší práci. Pro KMF model vidíme přechody do základního a ze záchyťového stavu.



Obr. 1.3- CTF a BSGF E1 modely v porovnání s SM + SF modelem pro M1 PSF

1.2.3 E2 fotonová silová funkce

Kromě dipólových přechodů můžeme ve statistické části spekter pozorovat také slabý vliv elektrických kvadrupólových přechodů. Relevantní informace o E2 silových funkcích můžeme získat zejména z neelastického rozptylu nabitých částic, neboť účinný průřez těchto reakcí obsahuje multipólové maticové elementy [19]. Rezonanční chování E2 intenzit bývá připisováno *gigantické kvadrupólové elektrické rezonanci* (GQER) [4]. Takové chování rezonance bývá fyzikálně interpretováno jako povrchová oscilace neutronů proti protonům. Gigantická kvadrupólová elektrická rezonance se dá charakterizovat následujícími parametry [20,21]:

$$E_R [MeV] = 63A^{-\frac{1}{3}} MeV, \quad (1.18)$$

$$\Gamma_R [MeV] = 6.11 - 0.012A MeV, \quad (1.19)$$

$$\sigma_R [mb] = \frac{1.5 \cdot 10^{-4} Z^2 E_R^2 A^{-\frac{1}{3}}}{\Gamma_R}. \quad (1.20)$$

Další velmi častou aproximací silové funkce bývá jednočásticový model $f_{SP}^{(E2)} = konst.$

Průměrné parciální radiační šířky pozorované z primárních γ - kvant při neutronovém záchytu jsou přibližně o dva řády nižší než v případě E1 přechodů. Stále podstatně řídkěji a pouze na nižších energiích, byly pozorovány projevy vyšších než kvadrupólových multipolarit. I z toho důvodu se vyššími než kvadrupólovými (E2) multipolaritami v této práci zabývat nebudeme.

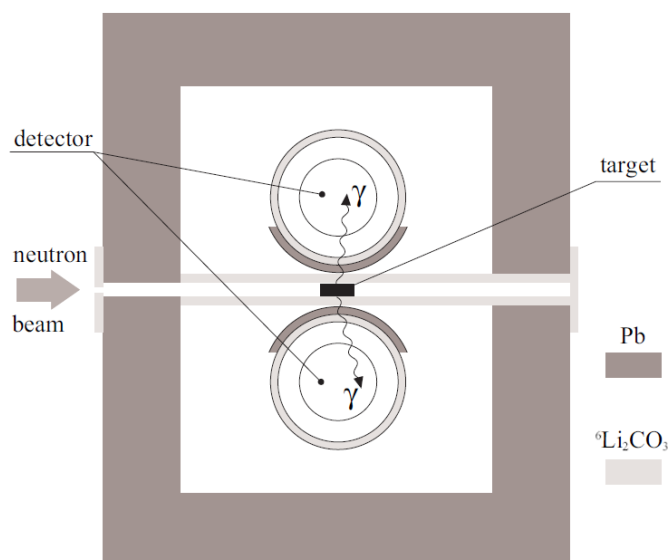
2 Experimentální část

2.1 Experimentální uspořádání

V rámci naší práce se pomocí analýzy experimentálních dat z TSC získaných v reakci $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152}\text{Eu}$ a jejich porovnáním s výsledky simulací na základě různých PSF a LD modelů pokusíme získat co největší množství informací o fotonových silových funkcích.

Metody studující dvoukrokové γ -kaskády byly poprvé představeny téměř před šedesáti lety pro měření scintilačními detektory [2] a později byly modifikovány pro použití s germaniovými detektory [22].

Hlavním cílem této práce je zpracování TSC (Two-Step Cascades) spekter. Experiment, pomocí kterého byla TSC spektra získána, proběhl na aparatuře umožňující pomocí dvou polovodičových HPGe detektorů detekovat γ -kvanta emitovaná při záchytu tepelných neutronů jádru ^{151}Eu . Experimentální data byla získána pomocí koincidenčního měření, kdy uvažujeme pouze ty události, pro které celková suma energií γ -kaskád odpovídá námi pevně stanovené hodnotě.



Obr. 2. 1. - Zjednodušené schéma aparatury použité k získání experimentálních dat. Převzato z [1].

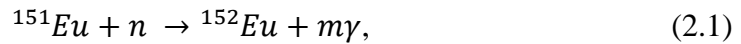
Aparatura použitá ke zkoumání fotonových silových funkcí pomocí dvoukrokových γ -kaskád se nachází v Ústavu jaderné fyziky v Řeži u Prahy. Jedná se o detekční aparaturu umístěnou na výzkumném reaktoru s označením LVR-15. Schéma této aparatury nalezneme na obrázku 2. 1. Sběr experimentálních dat probíhal v letech 2005 a 2006 při dvou přibližně dvoutýdenních měřeních. Řešitel bakalářské práce se vlastního měření nezúčastnil.

Svazek (sub)tepelných neutronů z reaktoru je získán pomocí tzv. neutronového vodiče, což je vlastně prohnuté zrcadlo s poloměrem křivosti 825m. Jeho vnitřní stěny jsou potaženy vrstvou niklu silnou 200nm, která nepropouští tepelné neutrony,

zatímco ty více energetické aparaturu opouští. Další technické specifikace aparatury je možno nalézt v [5]:

- Tok neutronů v oblasti terče: $j = (2.8 \pm 0.5) \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
- Rozměry svazku u terčíku: $2 \times 20 \text{ mm}^2$.

Po dopadu neutronů na vzorek přírodního EuO o hmotnosti 1g začne docházet k jejich záchytu jádry europa. Rovnice reakce, která proběhne je následující:



kde průměrně $m \sim 4$.

Fotony emitované jádry ${}^{152}\text{Eu}$ jsou následně detekovány dvojicí HPGe detektorů s účinností 25% a 28%. Detektory jsou stíněny pomocí Li_2CO_3 , který zabraňuje, aby se neutrony rozptýlené na vzorku dostaly do detektoru, a také silným stíněním z olova, které eliminuje pozadí γ . Mezi samotnými detektory se také nachází slabá vrstva olova, která slouží k eliminaci situace, kdy by comptonovsky rozptýlený foton vletěl z jednoho detektoru do druhého. Podrobnější informace o měřicí aparatuře nalezneme v [23].

2.2 Dvoustupňové γ -kaskády a prvotní zpracování dat

Ukládány jsou informace o událostech, kdy jsou dva signály detekovány v rámci zvoleného „koincidenčního“ okna. Pro každý signál je k dispozici jeho velikost a časová diference. Měření jsou ukládána v nezávislých souborech tak, aby jedno měření netrvalo déle než 12 hodin. Jedním z důvodů pro rozdělení spekter je to, že zesílení spektroskopických zesilovačů není zcela konstantní v čase.

Abychom získali energii příslušící každému kanálu, musíme nejprve provést energetickou kalibraci, kterou provádíme pomocí známých hodnot energií emitovaných fotonů při deexcitaci jádra ${}^{152}\text{Eu}$, které vzniklo záchytem tepelného neutronu jádrem ${}^{151}\text{Eu}$, případně pomocí energie, ve většině spekter nejvýraznějšího, anihilačního píku. Obrovská hustota jaderných stavů v licho-lichých jádrech (mezi něž patří i námi zkoumané ${}^{152}\text{Eu}$) má za následek to, že existuje velké množství přechodů, které je velmi obtížné odlišit. Pro energetickou kalibraci bylo však možné užít anihilačního píku a slabý, ale ve všech spektrech viditelný primární přechod do hladiny s energií 925,9 keV.

Po provedení energetické kalibrace pro několik desítek získaných spekter získáme sečtením energií deponovaných při jednotlivých neutronových záchytech tzv. sumační spektrum. V takovém spektru jsou zřetelně viditelné píky na spojitém pozadí. Tyto píky odpovídají takovým událostem, při nichž byla detekována celková energie dvou fotonů spojujících záchytový stav a známý stav s nízkou excitační energií v koncovém jádře ${}^{152}\text{Eu}$.

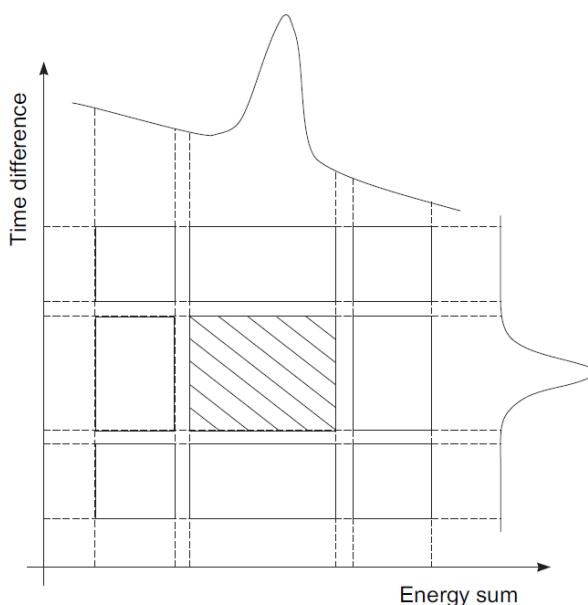
Výsledné TSC spektrum z jednoho detektoru získáme tak, že pro každý pík příslušící finální hladině v sumačním spektru se podíváme na spektrum v jednom z detektorů a odečteme pozadí.

Naprostojně podstatnější příspěvek do TSC spektra má pozadí, které se skládá ze dvou složek. Tou první jsou příspěvky způsobené náhodnými koincidence, tedy událostmi registrovanými aparaturou, ale z důvodu konečné rozlišovací doby

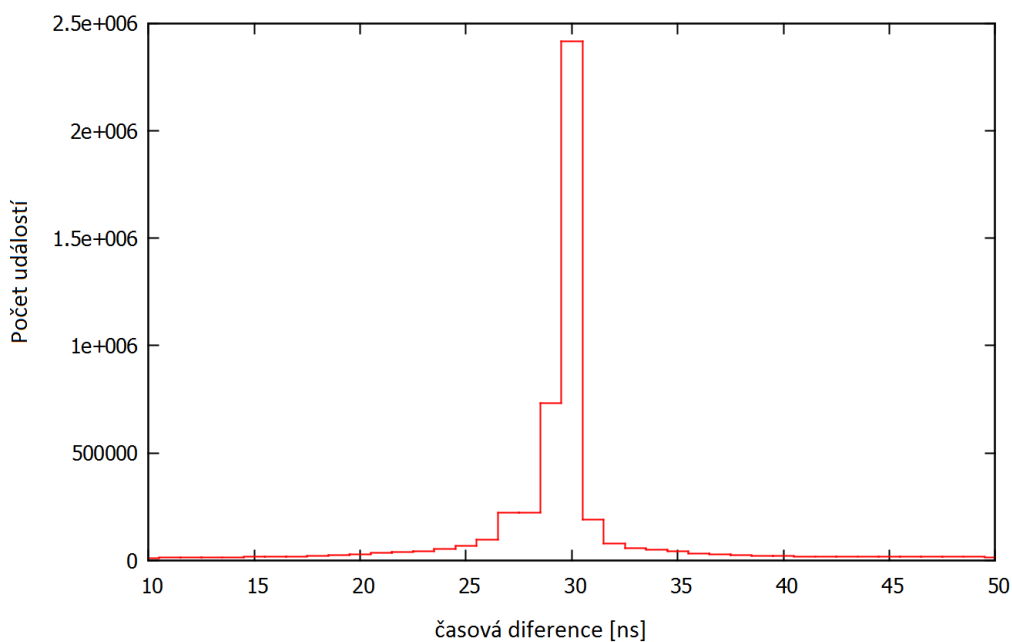
detektoru, energetický příspěvek pochází ze dvou různých záchytů. Druhou složkou je potom pozadí způsobené Comptonovým jevem. Pokud pro dva fotony s danou celkovou energií její část unikne Comptonovým rozptylem, může výsledná energie přispět do námi pozorovaných píků v sumačním spektru.

Pozadí odečítáme pomocí metody blíže popsané v [23]. Na obrázku 2. 2 vidíme rovinu *energetická suma × časová difference*. V okolí vyšrafované oblasti znázorňující pík nalezneme osm pravoúhlých oblastí, jejichž vhodně zvolenou lineární kombinací použijeme k odečtu pozadí.

Příklad takového časového spektra použitého k odečtu pozadí vidíme na obrázku 2.3, přičemž pík se nenachází na nule díky zpoždovací lince. Časy v rozmezí přibližně <20ns a >40ns odpovídají náhodným koincencím.



Obr. 2.2- Grafické znázornění eliminace pozadí v TSC experimentu. Převzato z [1].



Obr. 2.3- příklad časového spektra

V případě, že TSC proběhne přes energetickou hladinu E_m , jejíž energie se nachází v oblasti s malou hustotou hladin na nízkých excitačních energiích, projeví se v tomto spektru jako diskrétní spektrální čára. V případě přechodu přes oblast vyšších hustot hladin, a tedy i vyšších excitačních energií, pozorujeme kvazikontinuální spektrum. Spektrum se nazývá kvazikontinuální právě z toho důvodu, že vzhledem k nízké rozlišovací schopnosti detektoru a vysoké hustotě hladin se nachází píky natolik blízko sebe, že se spektrum jeví prakticky spojitě. Především tato oblast bude předmětem našeho zkoumání.

Intenzita dvoukrokové γ -kaskády podléhá vztahu [1]

$$I_{\gamma\gamma} = \frac{\Gamma_{iym} \Gamma_{myf}}{\Gamma_{iy} \Gamma_{m\gamma}} = konst \cdot E_{\gamma 1}^3 E_{\gamma 2}^3 f(E_{\gamma 1}) f(E_{\gamma 2}), \quad (2.2)$$

kde $\Gamma_{\alpha\gamma\beta}$ je parciální radiační šířka mezi hladinami α a β , zatímco $\Gamma_{\alpha\gamma}$ je totální radiační šířka hladiny α . Fotonové silové funkce $f(E_{\gamma 1})$ a $f(E_{\gamma 2})$ jsou potom závislé na energiích přechodů $E_{\gamma 1}$ a $E_{\gamma 2}$. Vzhledem k vysokému počtu přechodů a jeho kvazikontinuálnosti ve středu spektra se jeví právě tato oblast vhodnou k porovnávání výstupů teoretických modelů s experimentálními daty.

Výslednou absolutní velikost naměřeného spektra ovlivňuje také takzvané „veto“. Jedná se o situaci, kdy detektor registruje dvoukrokovou kaskádu do zvolené finální hladiny, ale také dojde k registraci fotonu, který pochází z rozpadu této finální hladiny. Tím dojde ke snížení intenzity všech TSC spekter až na TSC odpovídající rozpadu do základního stavu. V našem případě je ale vliv veta naprosto zanedbatelný, protože fotony deexcitující finální hladinu mají příliš malou E_γ , aby byly v detektorech pozorovány.

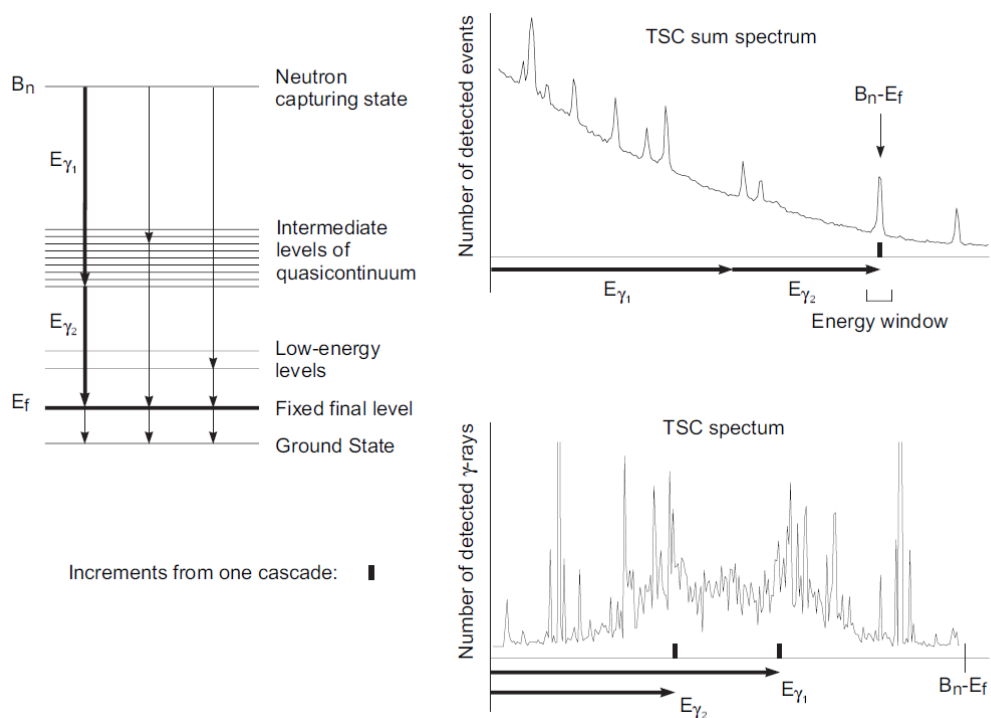
Tvar TSC spektra je deformován také tím, že v rámci časové rozlišovací doby detektoru bývají velmi často detekovány více než dva fotony pocházející z n -krokové kaskády. Pravděpodobnost detekce obou takových kaskád současně s rostoucím n výrazně klesá, protože účinnost HPGe detektorů není příliš vysoká- viz kapitola 3.1. Celkový počet kaskád potřebný k dosažení finálního energetického stavu od kaskád s $n > 2$ je ovšem výrazně vyšší než v případě kaskád dvoukrokových. Celkový příspěvek od $n > 2$ kaskád lze odhadnout ze simulací- viz kapitola 3.

Oba tyto nežádoucí efekty můžeme poměrně dobře korigovat, známe-li totální a píkovou účinnost detektoru a rozpadové schéma zářiče.

Další efekty ovlivňující plochy píků v naměřených spektrech nalezneme podrobněji popsane v [1] a [2]. Jejich vliv je však velmi malý.

Vzhledem k tomu, že detektory koincidenční aparatury neumí rozlišit mezi primárním a sekundárním přechodem, mělo by být pozorované TSC spektrum v ideálním případě symetrické vzhledem ke středu TSC spektra.

Obcený postup konstrukce TSC spektra pro libovolné jádro nalezneme na obrázku 2.4, kde se také nachází příklad sumačního spektra (vpravo nahoře), ve kterém jsou vybírána energetická okna odpovídající dané dvoukrokové kaskádě (vlevo), pro kterou chceme TSC spektrum (vpravo dole) naprodukovat.



Obr. 2.4 - Ilustrace znázorňující proces produkce TSC spektra. Převzato z [1].

3 Výsledky zpracování

3.1 Účinnostní kalibrace

Důležitým krokem ve zpracování experimentálních dat je jejich korekce na účinnost aparatury, která se pro každý z dvojice HPGe detektorů a detekovanou energii liší. Účinnost aparatury budeme dělit na píkovou a totální.

Totální účinnost

Totální účinnost popisuje pravděpodobnost, že při daném přechodu zanechá foton alespoň nějakou část své energie v detektoru. Lze je tedy definovat jako poměr počtu registrovaných γ -kvant k celkovému počtu γ -kvant emitovaných vzorkem, což lze vyjádřit jako

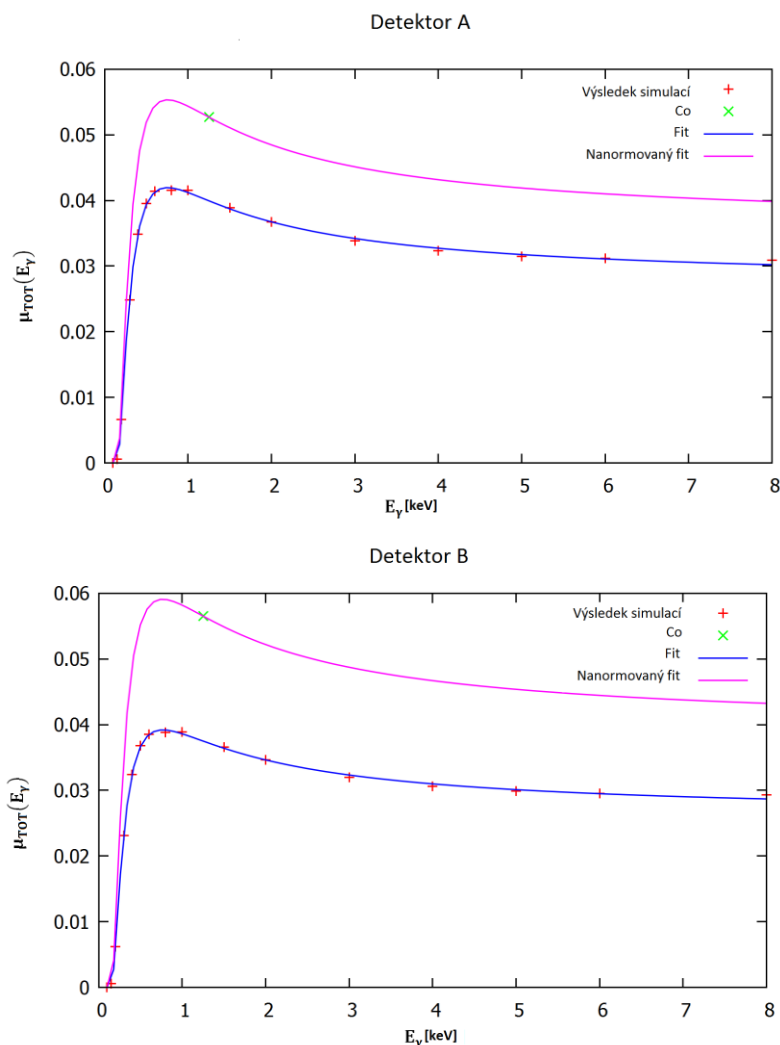
$$\mu_{TOT}(E_\gamma) = \frac{N}{A_0} = \frac{N}{At}, \quad (3.1)$$

kde N značí počet zaregistrovaných fotonů, A_0 počet fotonů emitovaných vzorkem, t dobu expozice a A aktivitu terčíku. Totální účinnost potřebujeme znát především kvůli veto efektu, který ale v našem případě nemá na měření přílišný vliv.

Totální účinnost detektoru zjišťujeme pomocí zářičů, jejichž aktivitu známe. Obecně ovšem můžeme hodnotu totální účinnosti zjistit v podstatě jen pro zářiče emitující pouze jeden foton, protože při více různých E_γ nelze rozumně jejich příspěvek separovat. Jednou z možností, kdy můžeme určit totální účinnost, je vzorek, který sice emituje dva fotony, ale jejich energie je poměrně blízká. Tak tomu je například pro zářič ^{60}Co , který jsme použili. V tomto případě můžeme určit totální účinnost pro hodnou energie ležící mezi energiemi těchto fotonů (v závislosti na intenzitě těchto fotonů).

Celkově tedy můžeme určit totální účinnost jen pro několik málo bodů spektra. S ohledem na fakt, že totální účinnost závisí pouze na vlastnostech detektoru (jeho velikost, materiálu, z něhož je vyroben, tvaru) a geometrii experimentu, je možné křivku popisující totální účinnost v oboru požadovaného energetického rozsahu, nasimulovat. Na takovou nasimulovanou křivku potom fitujeme námi experimentálně získané body. Možnost takto postupovat vyplývá z předpokladu, že tvar energetické závislosti totální účinnosti se s minimální změnou geometrie mění pouze minimálně.

Křivky totální účinnosti pro oba detektory, které značíme A a B, jsou na obrázku 3.1.



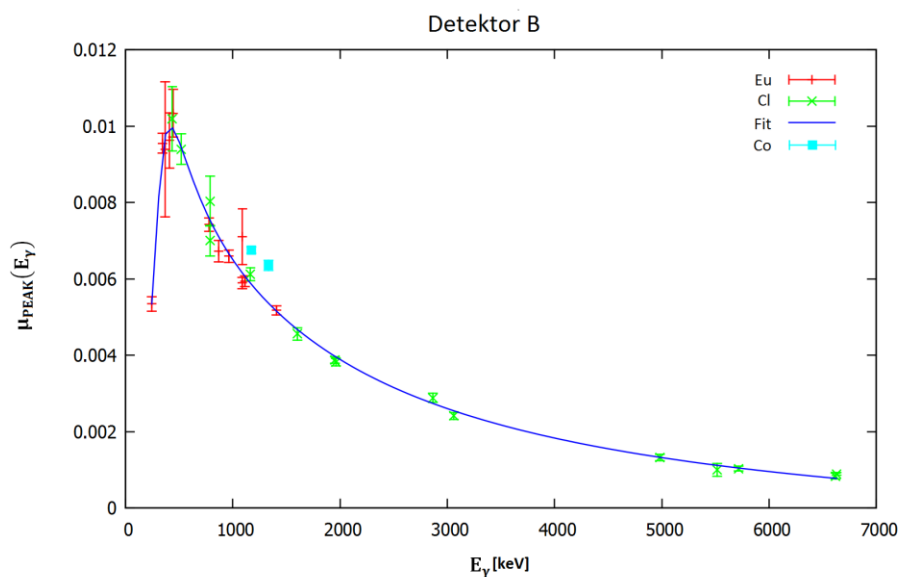
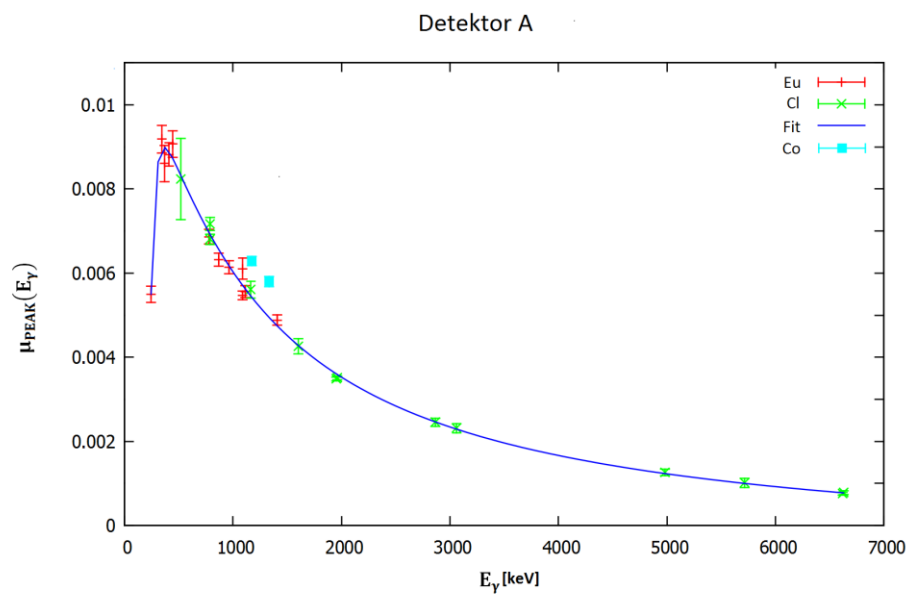
Obr. 3.1- Totální účinnost detektorů A a B včetně simulované křivky a křivky fitované na měření s cesiem

Píková účinnost

Podobným způsobem můžeme definovat píkovou účinnost. Počet registrovaných fotonů N ve vzorci (3.1) ovšem nahradíme plochou píku S odpovídající počtu pulzů ve FEP (full energy peak)

$$\mu_{PEAK}(E_{\gamma}) = \frac{S}{A_0}. \quad (3.2)$$

Píková účinnost potom vyjadřuje pravděpodobnost, že foton v aktivní zóně detektoru zanechá veškerou svou energii. K získání píkové účinnosti jsme použili kromě ^{60}Co také zářič ^{152}Eu a data z tepelného zachytu neutronu jádrem ^{35}Cl , protože neznáme přesný počet reakcí (n, γ) . V případě chlóru jsme ovšem mohli určit pouze relativní průběh píkové účinnosti. Na druhou stranu chlór, na rozdíl od zářičů, poskytuje relevantní informace o průběhu této závislosti v oblasti energií vyšších než 1400 keV. Součástí zpracování bylo tedy nanormování chlóru na ostatní zářiče. Křivky píkových účinností pro detektory A a B si můžeme prohlédnout na obrázku 3.2.

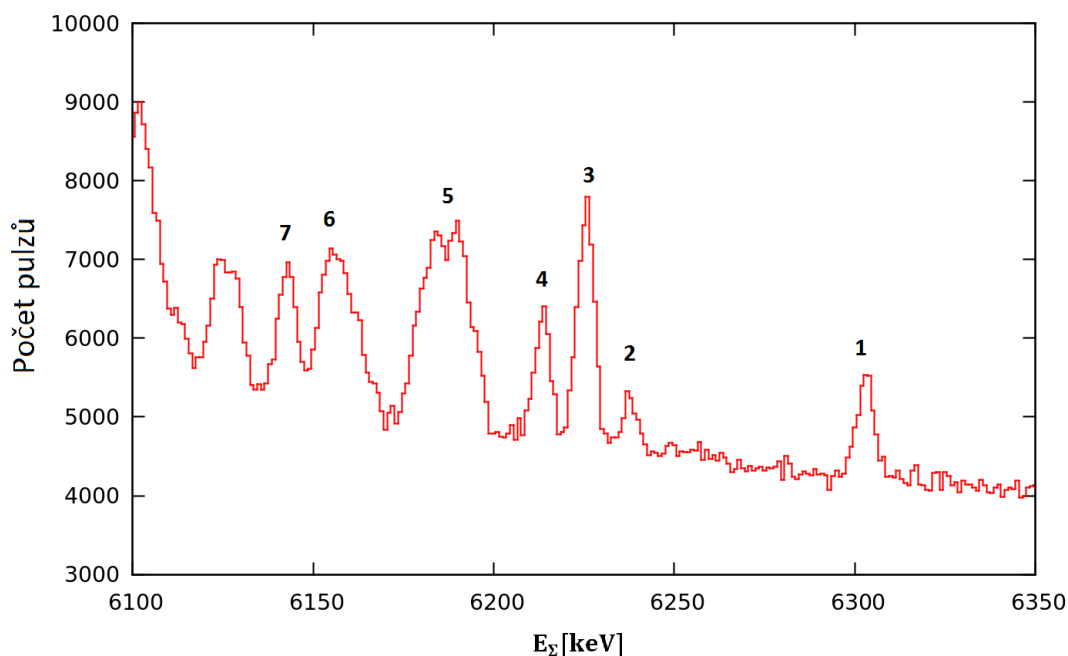


Obr. 3.2- Píková účinnost detektorů A a B

3.2 Experimentální TSC spektra

Samotné měření bylo rozděleno na dva 300 hodinové úseky. Naměřená data byla rozdělena na několik desítek souborů. V získaném sumačním spektru jsme identifikovali celkem sedm píků v blízkosti píku odpovídajícím TSC deexcitaci do základního stavu, včetně píku, který tomuto stavu přísluší.

Na obrázku 3.3 vidíme sumační spektrum a v nich označené píky, pro které jsme nakonec TSC spektra naprodukovali. Spin a parita záchyťového stavu ^{152}Eu je $3+$, takže bychom měli pozorovat píky odpovídající spinům finálních hladin v rozmezí $J_f = 1 - 5$.



Obr. 3.3- Sumační spektrum v reakci $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152}\text{Eu}$ včetně označených píků, pro něž byla naprodukována TSC spektra

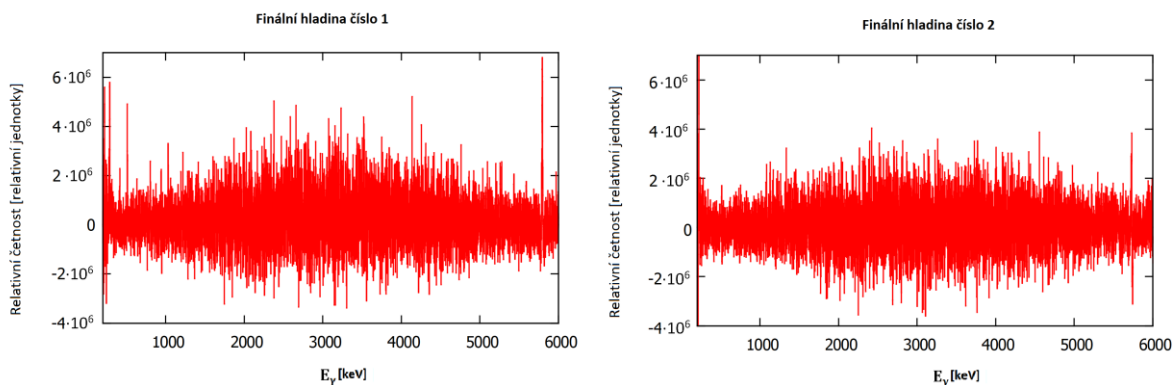
I když jsme schopni v sumačním spektru identifikovat píky způsobené kaskádami do energeticky vyšších finálních hladin, jedním z problémů je to, že musíme mít k dispozici intervaly energie pro odečet pozadí, protože pozadí, jak je vidět z obrázku 3.3 je významné. Jak je vidět z obrázku 3.3, pro finální stavy lze tyto intervaly s rostoucí energií nalézt jen velmi obtížně. To je způsobeno velkou hustotou jádra ^{152}Eu . Proto jsme se je pokusili najít jen pro spektra končící na stavech s $E_f \leq 170$ keV. Pro $E_f > 170$ keV je takové hledání energetických intervalů vhodných pro odečet pozadí podstatně obtížnější.

Píky odpovídající TSC kaskádám do finálních hladin jsme pro porovnání se simulacemi označili podle energie, jak je uvedeno tabulce 3.1.

Číslo píky	E_{Σ} [keV]	E_f [keV]	J_f^{π}
1	6306.7	0	3^-
2	6241.4	65.3	1^-
3	6229.4	77.3	3^-
	6228.5	78.2	1^+
4	6217.1	89.6	4^-
	6216.9	89.8	4^+
5	6192.7	114	3^+
	6188.5	118.2	2^-
	6185.9	120.8	2^+
6	6160.6	146.1	3^+
	6158	148.7	4^+
7	6145.8	160.9	$3^+, 4^+$

Tabulka 3.1- Označení energií píků v sumačním spektru, pro které byla naprodukována TSC spektra. Energie E_{Σ} značí energetický rozdíl záchytového stavu a finální hladiny E_f .

Na obrázku 3.4 nalezneme ukázkou TSC spekter, která byla korigována na účinnost detektorů. Šířka jednoho kanálu je asi 0.8 keV. V námi naprodukovaných spektrech nejsou vidět žádné diskrétní píky s výjimkou několika slabších kaskád jdoucích přes intermediální hladiny s excitační energií $E_m < 300$ keV- celé spektrum je tvořeno „kvazikontinuem“. I když se zdá, že hodnoty jsou slučitelné s nulou, není tomu tak. Sečteme-li intenzitu v širším intervalu E_{γ} , jasně vidíme, že intenzita není nulová. Uvažování širších energetických intervalů vede jednak ke zmenšení experimentálních chyb, jednak je nutné pro porovnání se simulacemi. Takový postup je pro další zpracování nezbytný, protože statistický model nemůže předpovídat očekávané intenzity s přesností na keV, spíše ale na stovky keV, především kvůli potlačení fluktuací ze simulací.



Obr. 3.4- Experimentální TSC spektrum pro přechod na finální hladiny číslo 1 a 2

3.3 Nasimulovaná TSC spektra

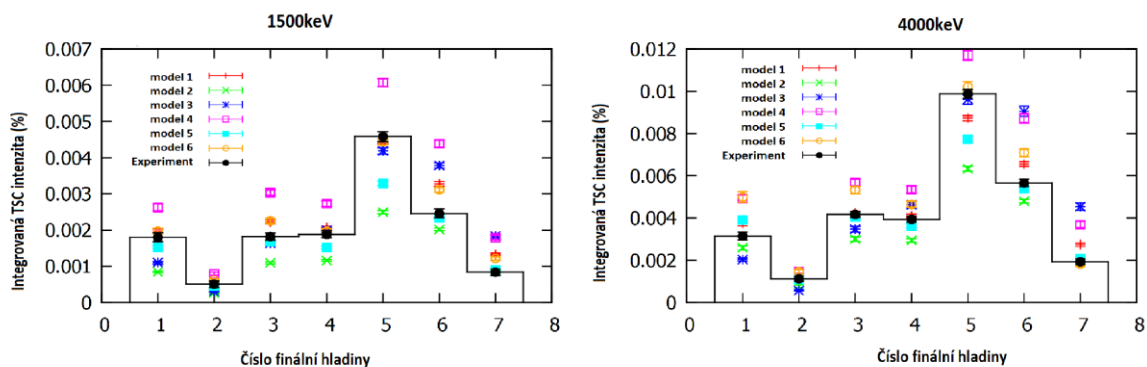
K produkci simulovaných TSC spekter byl využit program DICEBOX [24] simulující γ -rozpad v rámci statistického modelu jádra. Provedli jsme simulace pro několik nejčastěji používaných modelů PSF a LD. Stručný popis použitých modelů pro jednotlivé typy přechodů a hustot hladin, z kterých je výsledná modelová kombinace složena, nalezneme v kapitole 1. V tabulce 3.2 jsou uvedeny testované modelové kombinace. Pro zahrnutí vlivu Porter-Thomasových fluktuací lze využít simulací pro více umělých jader. V rámci jednoho umělého jádra bylo simulováno 1 000 000 γ -kaskád. Pro jeden model a finální hladinu bylo vždy simulováno 50 jader. Hodnoty parametrů LD z kapitoly 1.1 byly zvoleny následovně [25]: $a = 19.62$, $\Delta = -1.6$, $E_0 = -3.03$ a $T = 0.6$. Dvě sady parametrů GDER jsou potom $E_{G1} = 12.33$ MeV, $\Gamma_{G1} = 2.75$ MeV, $\sigma_{G1} = 155$ mb a $E_{G2} = 15.79$ MeV, $\Gamma_{G2} = 5.83$ MeV, $\sigma_{G2} = 222$ mb [26].

Modelová kombinace	Model hustoty hladin	Model pro E1	Model pro M1	Model pro E2
1	BSFG	KMF	SF+SM (3 MeV; 1 MeV; 0.35 mb)	SP
2	BSFG	KMF	SP	SP
3	BSFG	BA	SF+SM (3 MeV; 1 MeV; 0.35 mb)	SP
4	CT	KMF	SF+SM (3 MeV; 1 MeV; 0.35 mb)	SP
5	BSFG	KMF	SF+SM (2.6 MeV; 1 MeV; 0.35 mb)	SP
6	CT	KMF	SF+SM (2.6 MeV; 1 MeV; 0.35 mb)	SP

Tab. 3.2- Modelové kombinace testované v této bakalářské práci k produkci simulovaných TSC spekter, která byla porovnána s výsledky měření. Trojice čísel v závorce u M1 značí energii maxima nůžkové rezonance, její šířku a účinný průřez.

Abychom mohli nasimulovaná a experimentální spektra porovnat, bylo potřeba výsledky experimentu a simulací nanormovat. K normování jsme využili intenzitu jedné dvoukrokové γ -kaskády přes intermediální stav 285.129 keV, jejíž intenzita je $I_{\gamma\gamma} = (0.0167 \pm 0.0016)\%$ [27].

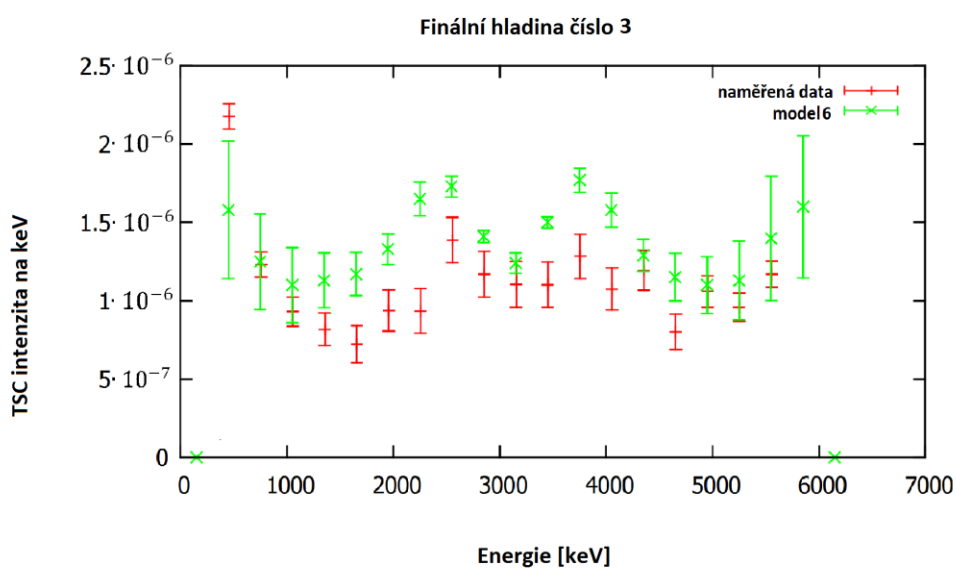
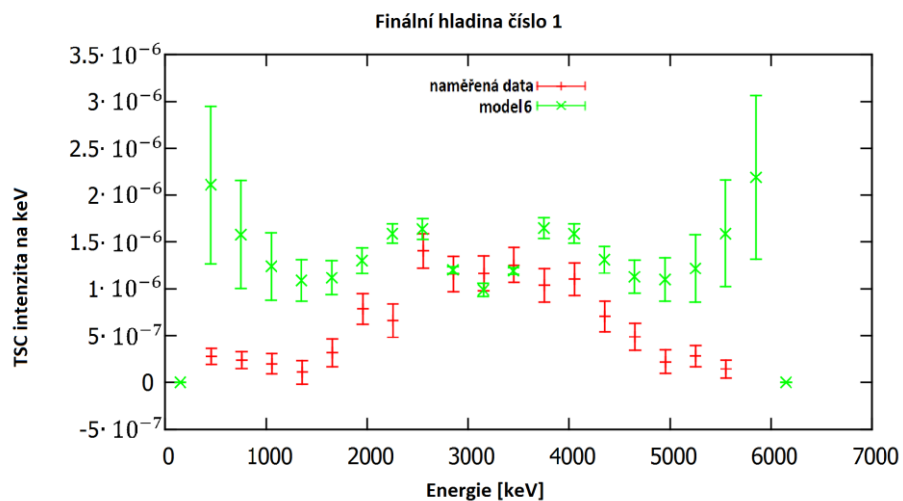
Porovnání výsledků experimentu se simulacemi jsme prováděli pro dva různé typy spekter. První typ jsou takzvaná integrovaná TSC spektra [4], která jsou naprodukována tak, že sčítáme vždy TSC intenzitu v intervalu šířky ΔE symetricky lokalizovaný vzhledem ke středu TSC spektra. Výhoda širokých intervalů (používáme intervaly o šířce $\Delta E = 1.5$ MeV a 4 MeV) spočívá v tom, že výsledné hodnoty mají velmi malé experimentální chyby i neurčitosti ze simulací. Porovnání simulací s experimentálními daty pomocí integrovaného TSC spektra nalezneme na obrázku 3.6.



Obr. 3.6- Porovnání integrovaných TSC intenzit pro intervaly s šířkou $\Delta E = 1,5 \text{ MeV}$ a 4 MeV

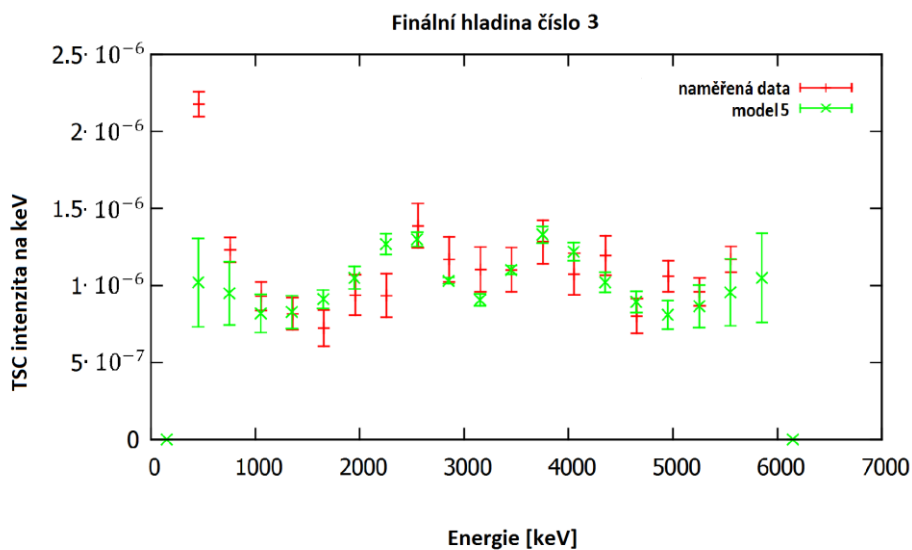
Z obrázku 3.6 vyplývá, že žádný z námi použitých modelů není optimální. Takový výsledek není ovšem nijak překvapivý, protože bylo provedeno jen několik simulací s velmi omezeným výběrem modelů a jejich parametrů. Nejlépe se s naměřenými daty slučují modely 5 a 6, tedy ty, kde je postulována nůžková rezonance na energii 2.6 MeV .

Druhým způsobem porovnání bylo užití spekter, ve kterých byly TSC intenzity sečteny do energetických intervalů s šířkou binu 300 keV . Díky tomu dosahovaly hodnoty v těchto intervalech sice větších chyb (neurčitostí) než u integrovaných TSC spekter, ale neurčitosti jsou stále rozumné. Tato spektra nám umožní alespoň základní pozorování případných struktur ve spektrech.

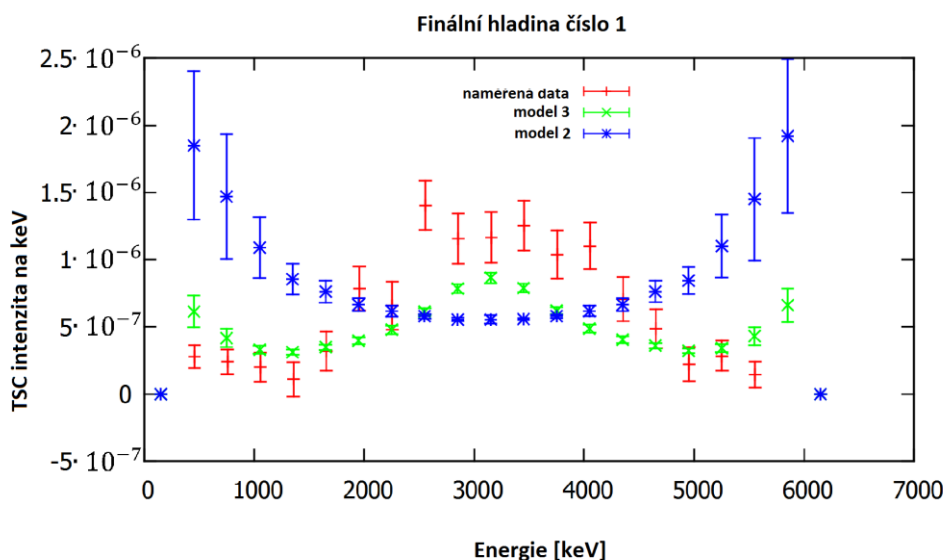


Obr. 3.7- Porovnání experimentálních TSC spekter s předpověďmi modelové kombinace číslo 6

Na obrázcích 3.7 - 3.9 nalezneme porovnání simulovaných a experimentálních TSC spekter pro finální hladiny 1 a 3.



Obr. 3.8- Porovnání experimentálních TSC spekter s předpověďmi modelové kombinace číslo 5 a finální hladinu číslo 3



Obr. 3.9- Porovnání experimentálních TSC spekter s předpověďmi modelových kombinací číslo 2 a 3

V případě, že v simulacích nepostulujeme žádnou rezonanci v oblasti 2.5 - 3 MeV (tedy nůžkový mód v našem případě), je vidět, že tvar naměřeného spektra se v simulacích vůbec nereprodukuje- viz předpověď modelu číslo 2 v obrázku 3.9. Pokud ale postulujeme polohu nůžkového módu v blízkosti 2.6 MeV, pozorujeme kvalitativně poměrně dobrou shodu s „dvouhrbou“ strukturou námi naměřeného spektra, která je pro výsledky měření námi zpracovaného jádra charakteristická. Ze všech užitých modelových kombinací se tedy jeví jako nejlepší přiblížení reality modely 5 a 6, které maximum nůžkové rezonance na energii 2.6 MeV předpokládají. Modelové kombinace 1, 3 a 4 mají toto maximum na energiích 3 MeV, což je důvodem toho, že symetricky kolem středu TSC spektra pozorujeme pouze jeden „hrb“.

Experimenty založené na radiačním zachytu pomalých neutronů ukazují, že poloha nůžkového módu v sudo-sudých a některých lichých jádrech vzácných zemin je blízká $E_{SM} = 3$ MeV [28]. V případě lichého jádra ^{155}Gd [29] a licho-lichého ^{160}Tb je ale poloha blízká 2.6 MeV. Detailnější studium polohy a dalších parametrů SM jde však za rámec této bakalářské práce.

4 Závěr

Byla zpracována data z koincidenčního měření fotonů pocházejících z reakce $^{151}\text{Eu}(n,\gamma)^{152}\text{Eu}$ pomocí Ge detektorů. Naprodukovali jsme TSC spektra do formy porovnatelné s experimentem, k čemuž bylo potřeba provést zejména energetickou a účinnostní kalibraci.

Po porovnání TSC spekter jsme zjistili, že modely obsahující nůžkový mód s polohou mající maximum nůžkového módu na energii $E_{SM} = 2,6\text{MeV}$, $\Gamma = 1\text{MeV}$ a $\sigma = 0.35\text{mb}$ dávají rozumný, i když ne ideální, popis experimentálních TSC spekter. Z naměřených dat vyplývá, že žádný z použitých modelů není plně slučitelný s výsledky měření. Detailnější porovnání modelů s realitou a testování dalších parametrů jde vzhledem k časové náročnosti za rámec této práce.

Seznam použité literatury

- [1] M. Krtička, Doctoral Thesis, MFF UK, Prague, April 2002
- [2] A.M. Hoogenboom, Nucl. Instr. Meth. 3 (1958) 57
- [3] M. Kloc, bakalářská práce, MFF UK, Praha 2007
- [4] P. Chudoba, bakalářská práce, MFF UK, Praha 2007
- [5] J. Kroll, bakalářská práce, MFF UK, Praha 2007
- [6] T. von Egidy and D. Bucurescu, Phys. Rev. C72 (2005) 044311
- [7] A. Gilbert and A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446
- [8] T. von Egidy, H.H. Schmidt and A.N. Behkami, Nucl. Phys. A481 (1988) 189
- [9] C.E. Porter and R.G. Thomas, Phys. Rev. C2 (1956) 2030
- [10] D.M. Brink, Thesis, Oxford University, 1955
- [11] G.C. Baldwin and G.S. Kleiber, Phys. Rev. 71 (1947) 3; Phys. Rev. 73 (1948) 1156
- [12] A.B. Migdal, J. Phys. (USSR) 8 (1944) 331
- [13] S.G. Kadenskij, V.P. Markushev and V.I. Furman, Sov. J. Nucl. Phys. 37 (1983) 165, Yad. Fiz. 37 (1983) 227
- [14] A.H. Wapstra and G. Audi, Nucl. Phys. A432 (1985) 55
- [15] F. Bečvář et al., Yad. Fiz. 46 (1987) 3
- [16] F. Bečvář, M.E. Montero-Cabrera, Huynh Thuong Hiep and S.A. Telezhnikov, in Proc. of the 6th Int. Symposium on Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics, Louven, Belgium, 1987
- [17] J.M. Blatt and V.F. Weisskopf Theoretical Nuclear Physics, John Wiley and Sons, New York, 1952
- [18] D. Bohle et al., Phys. Lett. B137 (1984) 27
- [19] P.J. Siemens and A.S. Jensen, Elements of Nuclei (Addison-Wesley, 1987)
- [20] K.A. Snover, Ann. Rep. Nucl. Part. Sci. 36 (1986) 545
- [21] W.V. Prestwich, M.A. Islam and T.J. Kennett, Z. Phys. A315 (1984) 103
- [22] S. T. Boneva et al., Particles and Nuclei 22 (1991) 479
- [23] J. Honzatko, K. Konečný, I. Tomandl, J. Vacik, F. Bečvář and P. Cejnar, Nucl. Instr. Meth. A376 (1996) 434

- [24] F. Bečvář, Nucl. Instr. Meth. A417, (1998) 434
- [25] T. von Egidy and D. Bucurescu, Phys. Rev. C72 (2005) 044311
- [26] S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Tables 38, 199 (1988)
- [27] [online]. [cit. 2015-05-07]. Dostupné z: <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
- [28] J. Kroll et al., Phys. Rev. C88 (2013) 034317
- [29] J. Kroll et al., Int. J Mod. Phys E20 (2011) 526

Seznam tabulek

- 3.1 Označení energií TSC kaskád, pro které byla naprodukována TSC spektra...18
- 3.2 Modelové kombinace použité k produkci simulovaných TSC spekter, která byla porovnána s výsledky měření.....19

Seznam použitých zkratk

PSF - *fotonová silová funkce*

TSC - *dvoukroková gamma kaskáda*

WE - *Wigner- Eckartův teorém*

LD - *hustota stavů*

BSFG - *model Fermiho plynu se zpětným posuvem*

CTF - *model s konstantní teplotou*

GDER - *gigantická dipólová elektrická rezonance*

BA - *Brinkův- Axelův model*

SP - *Single particle*

SF - *model spin- flipové rezonance*

SM - *nůžkový mód*

GQER - *gigantická kvadrupólová elektrická rezonance*

FEP- *full energy peak*