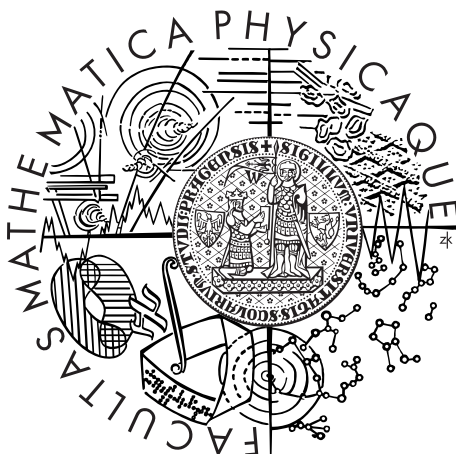


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko-fyzikální fakulta

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE



Ingrid Knapová

Vliv detekčního prahu na odezvu C_6D_6 detektorů

Ústav částicové a jaderné fyziky

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

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2015

V prvom rade by som sa chcela poďakovať vedúcemu svojej bakalárskej práce Doc. Mgr. Milanovi Krtičkovi Ph. D., za pomoc pri tvorbe tejto práce, hlavne za čas venovaný diskusiám na danú tému a taktiež za poskytnutie odbornej literatúry a potrebného programového vybavenia.

Ďalej ďakujem Mgr. Stanislavovi Valentovi za cenné pripomienky k príslušnému softwaru a pomoc pri jeho používaní.

V neposlednom rade ďakujem svojej rodine a priateľovi za podporu pri tvorbe tejto bakalárskej práce.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval(a) 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 dne

Podpis autora

Název práce: Vliv detekčního prahu na odezvu C_6D_6 detektorů

Autor: Ingrid Knapová

Katedra: Ústav částicové a jaderné fyziky

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

Abstrakt: Scintilační C_6D_6 detektory sa používajú na meranie účinného prierezu radiačného neutrónového záchytu v experimentálnych zariadeniach, ktoré fungujú na princípe metódy určovania doby letu (**n_TOF** v CERN, GELINA v IRMM Geel). Pri stanovení účinných prierezov pomocou metódy váhovej funkcie sa obvykle zanedbáva vplyv nedetekovateľnej energie, pochádzajúcej z dvoch javov – vnútornej elektrónovej konverzie a detekčného prahu pre nízke energie fotónov. Tento vplyv však v niektorých prípadoch nie je úplne zanedbateľný a doposiaľ kvôli malej znalosti gama rozpadov jadier nebol dostatočne skúmaný. Účelom tejto práce je zo simulácií spektier fotónov z radiačného záchytu neutrónov pozorovať vplyv týchto dvoch javov, pričom na testovanie boli použité jadrá ^{197}Au a ^{238}U .

Klíčová slova: C_6D_6 detektory, Elektrónová konverzia, Detekčný prah, Hustota hladín, Fotónové silové funkcie

Title: Influence of the Detection Threshold on the Response of the C_6D_6 Detectors.

Author: Ingrid Knapová

Department: Institute of Particle and Nuclear Physics

Supervisor: doc. Mgr. Milan Krτίčka, Institute of Particle and Nuclear Physics

Abstract: Scintillation C_6D_6 detectors are used for radiative capture cross-section measurements in various neutron time-of-flight facilities (**n_TOF** in CERN, GELINA in IRMM Geel). To determinate cross-section with the help of Pulse Height Weighting Technique we usually neglect influence of undetectable energy, derived from two phenomena - internal conversion and detection threshold for low photon energies. However, in some cases their impact cannot be completely omitted and due to lack of knowledge it has not been the subject of research yet. The purpose of this thesis is to study the influence of these two effects from simulations of neutron radiative capture induced photon spectra. Two nuclei: ^{197}Au and ^{238}U were used for testing.

Keywords: C_6D_6 detectors, Internal conversion, Detection threshold, Level density, Photon strength functions

Obsah

Úvod	2
1 Teoretický základ	4
1.1 Hustota jadrových stavov	4
1.1.1 Fermiho plyn so spätným posuvom	4
1.1.2 Model s konštantnou teplotou	5
1.2 Fotónové silové funkcie	5
1.2.1 $E1$ fotónová silová funkcia	7
1.2.2 $M1$ fotónová silová funkcia	9
1.2.3 $E2$ fotónová silová funkcia	10
1.3 Spin a parita excitovaného stavu	10
2 Modelovanie gama rozpadu	11
2.1 Algoritmus simulácie	11
2.2 Vstupný súbor	12
2.3 Výstup programu	12
3 Výsledky spracovania dát a diskusia	13
3.1 Reakcia $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$	13
3.1.1 Rôzne modely	13
3.1.2 Rôzne spiny a parity	17
3.2 Reakcia $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$	19
3.2.1 Rôzne modely	19
3.2.2 Rôzne spiny a parity	22
Záver	24
Zoznam použitej literatúry	25
Zoznam použitých skratiek	28

Úvod

K radiačnému záchytu neutrónov, teda reakcii (n,γ) dochádza v každom jadre a často je dominantnou reakciou pre malé energie neutrónu. Terč (Z,A) s protónovým číslom Z a nukleónovým číslom A absorbuje neutrón a sformuje zložené jadro $(Z, A+1)$ s excitačnými energiami v rozmedzí 4 – 10 MeV [1]. Tento energetický stav sa rozpadá prostredníctvom elektromagnetických prechodov do nižších, až kým sa jadro deexcituje do základného stavu. Účinný prierez radiačného záchytu neutrónov môžeme skúmať prostredníctvom detekcie žiarenia gama.

Keďže silná interakcia, zodpovedná dominantne za dynamiku jadrového systému, nie je doposiaľ plne pochopená, je nemožné zostaviť rovnice presne popisujúce emisiu gama žiarenia a pre ťažšie jadrá je nutné použiť štatistický prístup. Preto bol zavedený zjednodušený popis pravdepodobnosti rozpadu gama, a to fotónové silové funkcie, ktoré nám spolu s hustotou energetických hladín dávajú možnosť vyjadriť očakávané intenzity týchto elektromagnetických prechodov.

Jedným typom detektorov, vhodných na meranie účinných prierezov radiačného záchytu neutrónov pomocou detekcie žiarenia gama, sú C_6D_6 kvapalné scintilátory tvorené benzénom, v ktorom bol bežný izotop vodíka nahradený deutériom. Výhodou tohto typu detektoru je, že má malú citlivosť na interakciu neutrónov rozptýlených na terčiku, pretože pravdepodobnosť zachytenia neutrónu deutériom je veľmi nízka. Kvôli malému Z je i účinnosť detekcie gama žiarenia v detektore veľmi malá, čo zabezpečuje, že sa zaznamená maximálne jeden fotón z gama kaskády nasledujúcej po záchyte pomalého neutrónu. V tom prípade je možné použiť techniku váhovacej funkcie [2], ktorá zaisťuje, že odozva detektoru je matematicky korigovaná tak, aby bola dosiahnutá priama úmera medzi účinnosťou detekcie a energiou gama lúča. Vďaka týmto podmienkam je účinnosť detekcie jednej kaskády úmerná známej energii kaskády a nezávislá na detailnom spôsobe rozpadu.

Pri tejto metóde sa však väčšinou neberie do úvahy vplyv javu elektrónovej konverzie. Jedná sa o proces, kedy prechod jadra z vzbudeného do nižšieho stavu neprebíha pomocou emisie fotónu, ale jadro odovzdáva prebytok svojej energie elektrónu z obalu, ktorý môže byť týmto spôsobom vyrazený z atómu terčiku. Tento elektrón potom nie je C_6D_6 detektorom zaregistrovateľný, pretože sa doň vďaka interakcii s prostredím vôbec nedostane. Ďalší faktor, s ktorým je potrebné pri konštrukcii váhovacej funkcie počítať, je vplyv detekčného prahu, kedy nie je možné zaznamenať nízkoenergetické fotóny kvôli veľkej pravdepodobnosti ich interakcie pred dosiahnutím oblasti detektoru.

Na ÚČJF MFF UK máme k dispozícii program simulujúci gama rozpad z radiačného záchytu neutrónov, pomocou ktorého môžeme kvantitatívne skúmať zanedbané javy elektrónovej konverzie a vplyvu detekčného prahu. Tento program simuluje gama kaskády spojené s deexcitáciou daného jadra vďaka znalosti experimentálnych dát pre nízke excitačné hladiny a s využitím štatistického prístupu, teda fotónových silových funkcií a hustoty hladín pre vyššie excitačné energie. Pri

simuláciách bolo použitých viacero modelov týchto veličín.

Predmetom tejto práce je otestovať vplyv rôznych modelov fotónových silových funkcií a hustoty hladín na mieru produkcie konverzných elektrónov a fotónov s malými energiami na jadrách ^{197}Au a ^{238}U . Jadro zlata sa používa ako štandard pre merania účinných prierezov v oblasti desiatok až stoviek keV, kým poznatky o jadre uránu sú dôležité v oblasti jadrových reaktorov.

1. Teoretický základ

1.1 Hustota jadrových stavov

Pre nízke excitačné energie je počet energetických hladín v jadre relatívne malý a sú experimentálne rozlíšiteľné, v množstve prípadov sú ich vlastnosti (spin, parita alebo rozpadové charakteristiky) dobre popísané modelmi. S narastajúcou excitačnou energiou sa počet hladín na jednotku energie zväčšuje a popis systému sa stáva omnoho komplikovanejším. Pre zvyšné energie je teda nutné použiť štatistický popis. Avšak existuje ešte jeden interval energií, kde sú hladiny experimentálne zistené a to je oblasť neutrónových (v niektorých prípadoch i protónových) rezonancií, nachádzajúca sa tesne nad neutrónovou (či protónovou) separačnou energiou. V tomto energetickom intervale sa pozorovania zakladajú na technike merania doby letu neutrónu.

V roku 1936 Hans Bethe [3] odvodil pomocou metód štatistickej fyziky vzťah pre *hustotu hladín* (Level density, LD) plynu, tvoreného neinteragujúcimi fermiónmi s nedegenerovanými, rovnako vzdialenými jednočasticovými hladinami s pevne daným spinom v závislosti na excitačnej energii E :

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

kde a je tzv. jednočasticový parameter hustoty.

1.1.1 Fermiho plyn so spätným posuvom

Realistickejším a najčastejšie používaným je model *Fermiho plynu so spätným posuvom* (Back – Shifted Fermi Gas, *BSFG*), kde je hustota hladín daná vzťahom [4]:

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

pričom E je excitačná energia, a parameter hustoty stavov, Δ energetický posun, $f(J)$ faktor popisujúci spinovú distribúciu a σ je tzv. spinový parameter. Často sa $f(J)$ uvažuje v tvare [5]:

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

Pre spinový parameter možno v literatúre nájsť niekoľko vzťahov, v našom prípade využijeme [6] vyjadrenie:

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

1.1.2 Model s konštantnou teplotou

Iný prístup zvolili Gilbert a Cameron [5], ktorí popisujú správanie hustoty hladín pre nízke excitačné energie (približne po hodnotu separačnej energie neutrónu) pomocou závislosti nazývanej *Model s konštantnou teplotou* (Constant Temperature Formula, *CTF*):

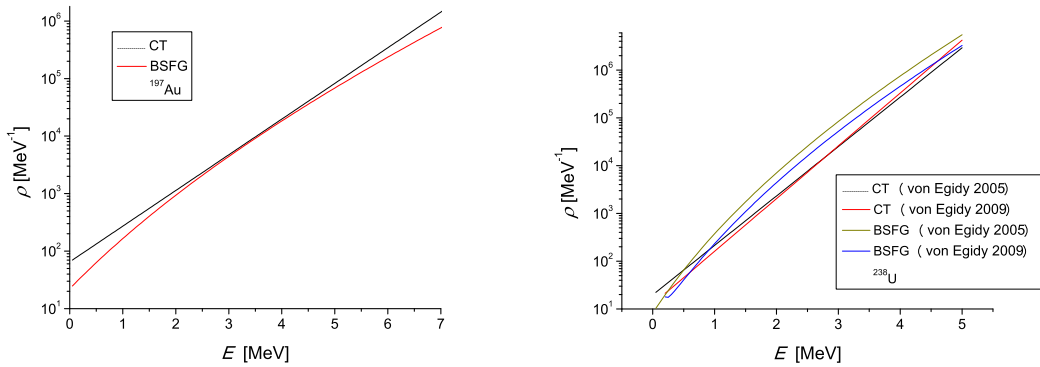
$$\rho(E, J) = \frac{f(J)}{T} \exp\left(\frac{E - E_0}{T}\right) \quad (1.5)$$

kde faktor $f(J)$ popisujúci spinovú distribúciu má rovnaký tvar ako v *BSFG* (1.3) a spinový parameter [5] nie je závislý na energii:

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

Parametre a a Δ vo vzťahu (1.2) a E_0 a T vo vzťahu (1.5) charakterizujú dané jadro a v našom prípade použijeme hodnoty získané z fitu nízkoenergetických hladín a neutrónových rezonancií [7].

Na obrázku 1.1 sú porovnané *BSFG* a *CT* model pre jadro zlata a pre jadro uránu.



Obr. 1.1: Porovnanie modelov BSGF a CT pre jadro ^{197}Au a ^{238}U . parametrizácie sú získané z (von Egidy 2005) [6] a (von Egidy 2009) [7]

1.2 Fotónové silové funkcie

Fotón (rovinnú elektromagnetickú vlnu) možno vyjadriť pomocou tzv. multipolarít L a typov prechodov X , ktoré môžu byť elektrické E a magnetické M . Elektromagnetické prechody v jadrách sa riadia určitými výberovými pravidlami, pre prechod zo stavu α so spinom J_α a paritou π_α do stavu β so spinom J_β a paritou π_β musia platiť nasledujúce vzťahy [8]:

1. Prípustné hodnoty multipolarity fotónu L sú len tie, ktoré splňujú trojuholníkovú nerovnosť Wigner - Eckartovho teorému:

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

V jadrách sa potom takmer výlučne vyskytujú dipólové ($L=1$) a kvadrupólové ($L=2$) prechody, pre vyššie multipolarity sú prechody veľmi slabé.

2. Paritné výberové pravidlá majú tvar:

- elektrické multipólové operátory splňujú vzťah $(-1)^L \pi_\alpha \pi_\beta = 1$
- magnetické multipólové operátory splňujú vzťah $(-1)^{L+1} \pi_\alpha \pi_\beta = 1$

Pravdepodobnosť prechodu z počiatočného stavu α so spinom J_α a do koncového stavu β so spinom J_β prostredníctvom emisie fotónu typu X a multipolarity L s energiou $E_\gamma = E_\alpha - E_\beta$ charakterizuje parciálna rozpadová šírka, daná vzťahom [9]:

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

pričom $B(XL) \downarrow$ je redukovaná pravdepodobnosť prechodu pre deexcitáciu jadra a platí pre ňu:

$$B(XL) \downarrow = \frac{1}{2J_\alpha + 1} |\langle \alpha J_\alpha \| H^{(XL)} \| \beta J_\beta \rangle|^2 \quad (1.9)$$

Operátor $H^{(XL)}$ je interakčný hamiltonián, zodpovedný za emisiu či absorpciu gama kvanta príslušného typu a multipolarity.

Predpokladá sa, že jednotlivé parciálne šírky rozpadu vykazujú značné fluktuácie okolo strednej hodnoty, ktoré možno popísať tzv. *Porter-Thomasovým rozdelením* [10], čo je špeciálnym prípadom χ_ν^2 rozdelenia s $\nu = 1$ (jedným stupňom voľnosti). Hustotu pravdepodobnosti potom charakterizuje formula:

$$P(x)dx = \frac{1}{\sqrt{2\pi x}} e^{-x/2} dx \quad (1.10)$$

kde $x = \frac{\Gamma_{\alpha\beta\gamma}^{(XL)}}{\bar{\Gamma}_{\alpha\beta\gamma}^{(XL)}}$ a $\bar{\Gamma}_{\alpha\beta\gamma}^{(XL)}$ je priemerná parciálna rozpadová šírka.

Kvôli týmto fluktuáciám je vhodné prejsť od jednotlivých parciálnych radiálnych šírok $\Gamma_{\alpha\beta\gamma}^{(XL)}$ k stredným hodnotám $\bar{\Gamma}_{\alpha\beta\gamma}^{(XL)}$. Potom sa zavádza veličina *fotónová silová funkcia* (Photon Strength Function - *PSF*) pre prechod typu X a multipolarity L , definovaná vzťahom:

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

kde ρ je hustota počiatočných stavov s excitačnou energiou E_α , spinom J_α a paritou π_α .

Podľa princípu detailnej rovnováhy parciálna rozpadová šírka $\Gamma_{\alpha\beta\gamma}^{(XL)}$ γ -prechodu z rovnice (1.8) súvisí s XL komponentou fotoabsorpčného účinného prierezu $\sigma_{\beta\gamma\alpha}^{(XL)}$ nasledovne:

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

Na základe tohto vzťahu možno odvodiť alternatívnu definíciu fotónovej silovej funkcie:

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

Predpokladom tejto rovnice je, že totálny (zhladený) účinný prierez $\overline{\sigma}_{tot}^{(XL)}$ nezávisí na parametroch počiatočného stavu a závisí len na energii prechodu E_γ . Toto tvrdenie sa nazýva Brinkova hypotéza [11] a pôvodne bola navrhnutá pre $E1$ prechody z oblasti tzv. *Gigantickej dipólovej rezonancie*, môže však byť modifikovaná pre ľubovoľný typ prechodu XL . Dôsledkom tohto predpokladu je závislosť fotónových silových funkcií len na E_γ a nezávislosť na ďalších kvantových číslach. Dodnes nie je príliš jasné, ako veľmi je táto aproximácia presná a berú sa do úvahy aj modely, v ktorých *PSFs* závisia tiež na excitačnej energii.

1.2.1 $E1$ fotónová silová funkcia

V roku 1947 zistili Baldwin a Kleiber [12] širokú rezonanciu fotoabsorpčného účinného prierezu nad neutrónovou separačnou energiou. Táto rezonancia bola predpovedaná už niekoľko rokov predtým [13] a interpretovaná ako dôsledok kolektívnych vibrácií protónovej a neutrónovej kvapaliny so vzájomne opačnými fázami. Tento pohyb mal elektrický dipólový charakter a preto bol príslušný jav označený ako *Gigantická dipólová elektrická rezonancia* (Giant Dipole Electric Resonance, *GDER*). Maximum rezonancie [14] je pozorované približne pre $E_G = 12-20$ MeV a jeho šírka je asi 4-5 MeV. $E1$ prechody dominujú v oblasti energií väčších než neutrónová separačná energia S_n , avšak to, či hrá tento typ prechodov hlavnú rolu pre $E_\gamma < S_n$, nie je vôbec jasné. Je to ale v každom prípade významný príspevok.

Pri popise fotónovej silovej funkcie pre $E1$ prechody sa najčastejšie používajú dva modely: *Brinkov - Axelov model* (*BA*) a *KMF* model, pomenovaný podľa trojice autorov S. G. Kadenskij, V. P. Markushev a V. I. Furman [15].

Brinkov - Axelov model

Je zrejme najviac používaným modelom, dobre popisuje energetickú závislosť *PSF* pre oblasť v okolí maxima *GDER*, čiže pre energie $E_\gamma \geq 10$ MeV [16]. Vzorec pre $E1$ fotónovú silovú funkciu, závislú na energii prechodu E_γ je v tvare [9]:

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

kde Γ_G je pološírka *GDER* a σ_G je účinný prierez v maxime rezonancie. Hodnoty E_G , σ_G a Γ_G bývajú zvyčajne získavané fitovaním experimentálnych dát.

Pre jadrá so statickou kvadrupólovou deformáciou je $E1$ *PSF* reprezentovaná nekoherentnou superpozíciou dvoch funkcií zo vzťahu (1.14), s dvomi sadami parametrov E_G , Γ_G a σ_G . To zodpovedá istému rozštiepeniu *GDER*, kedy sa jeden

mód interpretuje ako oscilácia pozdĺž osi symetrie jadra a druhý mód ako oscilácia kolmá k tejto osi.

KMF model

Tento model bol navrhnutý pre popis PSF v sférických jadrách v oblasti nízkych energií γ -kvánt ($E_\gamma \ll E_G$). V tomto prípade je fotónová silová funkcia závislá nielen na E_γ , ale taktiež na excitačnej energii jadra, ktorá je vyjadrená vo forme teploty koncového stavu T_f . Potom je tvar PSF pre $E1$ prechod daný [15]:

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

pričom člen $\Gamma_G(E_\gamma, T_f)$ je daný vzťahom:

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

Hodnoty parametrov [15] pre $F_K = 0,7$ a pre teplotu T_f sú:

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

kde a je parameter hustoty hladín, viď vzťah (1.2) a Δ_p je párovacia korekcia.

Predpovede týchto modelov môžu byť porovnané s experimentálnymi hodnotami PSF získanými z intenzít primárnych prechodov (n, γ) reakcie pre $E_\gamma \approx 5-7$ MeV [17, 18]. Ukazuje sa, že pre deformované jadrá je veľkosť PSF v rozumnom súlade s predpoveďami BA modelu, zatiaľ čo pre sférické jadrá je podstatne nižšia, približne v súlade s predpoveďou KMF modelu. V blízkosti maxima $GDER$ KMF model zlyháva, zo vzťahu (1.15) dokonca môžeme vidieť, že výraz diverguje pre $E_\gamma = E_G$.

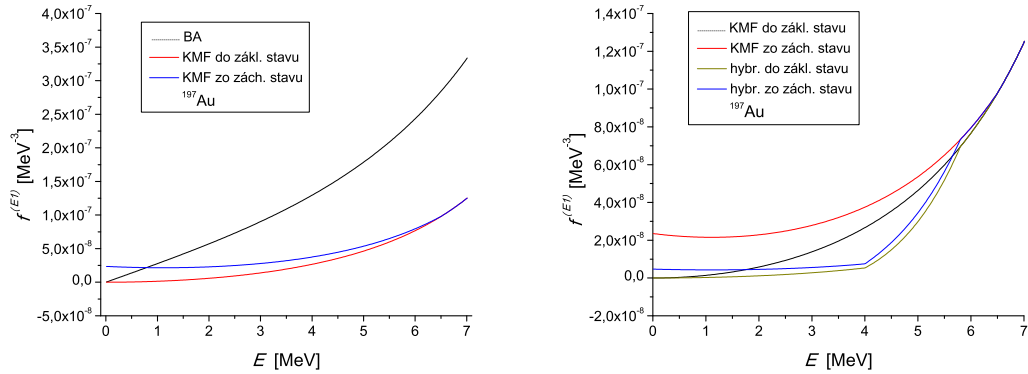
”Hybridný” model pre ^{197}Au

Pre jadro zlata je tvar PSF pravdepodobne komplikovanejší, v tejto práci sme okrem vyššie uvedených modelov použili ”hybridný” model, v ktorom je príslušná KMF PSF násobená faktorom Q , závislom na energii. Pre energie $E_\gamma < 4$ MeV má tento faktor konštantnú hodnotu $Q = 0,2$ a so zväčšujúcou sa energiou sa lineárne zvyšuje, pričom pre $E_\gamma = 5,8$ MeV dosiahne hodnotu $Q = 1$. Tento model dobre popisuje dáta získané z merania radiačného záchytu $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ [19].

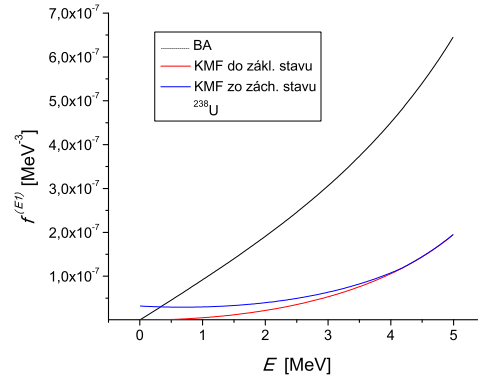
Existuje ešte mnoho ďalších modelov [20] a takmer všetky ležia medzi predpoveďami BA a KMF (pre $E_\gamma \lesssim 5$ MeV je priebeh závislosti BA strmý, kým pre KMF je takmer konštantný). V tejto práci sme testovali práve tieto dva modely a ”hybridný” model pre jadro zlata.

Na obrázku 1.2 sa nachádza porovnanie BA a KMF modelu a taktiež porovnanie KMF a ”hybridného” modelu pre zlato. Na obrázku 1.3 je porovnanie BA a KMF modelu pre jadro uránu. Pre KMF sú vykreslené v každom grafe

dve krivky - jedna zodpovedá prechodu do základného stavu, druhá prechodu zo záchyťového stavu.



Obr. 1.2: Porovnanie BA, KMF a hybridného modelu pre jadro ^{197}Au



Obr. 1.3: Porovnanie modelov BA a KMF pre jadro ^{238}U

1.2.2 $M1$ fotónová silová funkcia

Experimentálne informácie o $M1$ PSF v oblasti energií pod neutrónovu separačnou energiou sú porovnateľné s dátami týkajúcimi sa $E1$ PSF . Pre vyššie energie sú ale tieto informácie veľmi vzácne, čo je spôsobené dominanciou $E1$ prechodov nad ostatnými multipolaritami.

Často používaným modelom pre sférické jadrá je tzv. *jednočasticový model* (Single Particle - SP) [21], v ktorom je $f_{SP}^{(M1)} = \text{konšt.}$ Jej hodnotu nastavujeme tak, aby sme zreprodukovali pomer $f^{(M1)}/f^{(E1)}$ pre energiu $E_\gamma \approx 7$ MeV, ktorý je pre väčšinu jadier [1] s $A \geq 100$ rovný 7 ± 1 .

Ďalším používaným modelom je tzv. *model spin - flipovej rezonancie* (Spin-Flip resonance, SF), ktorému zodpovedá rezonancia v tvare (1.14), len s inými hodnotami parametrov E_G , σ_G a Γ_G . Táto rezonancia je lokalizovaná [8] v oblasti energie 6-10 MeV a šírka má hodnotu 2-4 MeV [1].

V prípade deformovaných jadier sa v *PSF* vyskytuje ešte jedna rezonancia, ktorej tvar sa popisuje rovnakou funkčnou závislosťou ako (1.14), predstavujúca vzájomný protichodný pohyb protónovej a neutrónovej kvapaliny. Z podobnosti tohto pohybu a pohybu nožnic vznikol názov *nožnicový mód*, (Scissors Mode, *SM*), kde energia príslušnej rezonancie [14] je v jadrách vzácnych zemín približne 3 MeV, kým v aktinoidoch je to 2,0-2,5 MeV a šírka je 0,5-1,0 MeV ([22]).

1.2.3 *E2* fotónová silová funkcia

Okrem dipólových prechodov v štatistickej časti spektier γ - žiarenia prispievajú tiež kvadrupólové prechody, no pre excitované jadrá s nízkou hodnotou spinu je tento vplyv veľmi malý.

Prechody *E2*, takisto ako *E1*, vykazujú rezonančný charakter [23] a toto správanie je interpretované ako prejav *Gigantickej kvadrupólovej elektrickej rezonancie* (Giant Quadrupole Electric Resonance - *GQER*). Tento jav je reprezentovaný povrchovými osciláciami neutrónov pohybujúcich sa spoločne s protónmi. Polohu maxima *GQER* rezonancie, jeho pološírka a účinný prierez sú dané [24, 25]:

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

$$\Gamma_R[MeV] = 6,11 - 0,012 A \quad (1.19)$$

$$\sigma_R[mb] = 1,5 \cdot 10^{-4} Z^2 E_R^2 A^{-1/3} \quad (1.20)$$

pričom vo vzťahu (1.20) dosadzujeme E_R a Γ_R v jednotkách MeV.

Keďže je intenzita *E2* prechodu veľmi slabá, v praxi sa často využíva aproximácia pomocou jednočasticového modelu, čiže $f_{SP}^{(E2)} = \text{konšt.}$

Fotónové silové funkcie pre vyššie multipolarity sú silne potlačené a ich vplyv na rozpad jadra je úplne zanedbateľný.

1.3 Spin a parita excitovaného stavu

Pravdepodobnosť radiačného záchytu neutrónu závisí na vzájomnom orbitálnom momente L medzi daným neutrónom a jadrom. Pri tejto reakcii môže vzniknúť jadro (neutrónová rezonancia) s momentom hybnosti J_R , daným vzťahom:

$$\vec{J}_R = \vec{J}_T + \vec{S}_n + \vec{L} \quad (1.21)$$

kde J_T moment hybnosti pôvodného (terčikového) jadra a $S_n=1/2$ je spin neutrónu. Pre paritu vzniknutého stavu platí:

$$\pi_R = (-1)^L \pi_T \quad (1.22)$$

kde π_T je parita pôvodného stavu.

Pre energie neutrónu $E_n < 100$ keV hrajú dominantnú úlohu záchyty s $L=0$ a 1, väčšie hodnoty L sú málo pravdepodobné vďaka orbitálnej bariére. Pre jadro zlata ^{197}Au je $J_T^\pi = 3/2^+$. Vzniknuté jadro potom môže nadobúdať stavy $J_R^\pi = 0^-, 1^-, 1^+, 2^-, 2^+$ a 3^- . Pre jadro uránu ^{238}U je $J_T^\pi = 0^+$ a $J_R^\pi = 1/2^-, 1/2^+, 3/2^-, 3/2^+$ a $5/2^+$. Rozpad rezonancií s týmito J_R^π sme študovali.

2. Modelovanie gama rozpadu

V uplynulých rokoch bolo vyvinutých mnoho metód simulácie procesu deexcitácie jadra pomocou emisie gama žiarenia. Úlohou týchto simulácií je predpovedať chovanie veličín charakterizujúcich dané elektromagnetické prechody, ich typickými príkladmi sú energia emitovaných gama kvánt, ich multiplicita či populácia jednotlivých hladín v jadre. Pre overenie rôznych teórií popisujúcich hustotu hladín a fotónové silové funkcie môžu byť výstupy príslušných simulácií gama kaskád, vyvolaných napríklad radiačným záchytnom neutrónu, porovnané s experimentálne získanými dátami.

2.1 Algoritmus simulácie

Algoritmus simulácie použitej v tejto práci je založený na platnosti štatistického modelu a ďalších zjednodušujúcich predpokladov:

- Pod určitou kritickou energiou E_{crit} je známa celá sada experimentálne určených hladín α spolu s energiou danej hladiny E_α , spinom J_α , paritou π_α a intenzitou deexcitujúcich prechodov.
- Hladiny s hodnotou energie E_α väčšou než E_{crit} sú dôsledkom náhodného diskretizačného procesu aplikovaného na známy predpis hustoty hladín $\rho(E, J_\alpha, \pi_\alpha)$.
- Vo všeobecnom prípade, keď je výberovými pravidlami povolené miešanie rôznych multipolarít, parciálna rozpadová šírka $\Gamma_{\alpha\gamma\beta}$ pre prechod $\alpha \rightarrow \beta$ inicializovaný na hladine α s $E_\alpha > E_{crit}$ je braná ako náhodná veličina a jej veľkosť je daná:

$$\Gamma_{\alpha\gamma\beta} = \sum_{XL} y_{XL}^2 (E_\alpha - E_\beta)^{2L+1} \frac{f^{XL}(E_\alpha - E_\beta)}{\rho(E_\alpha, J_\alpha, \pi_\alpha)} \quad (2.1)$$

kde sumácia prebieha cez všetky povolené hodnoty XL a veličiny y_{XL} reprezentujú náhodné hodnoty z Gaussovho normálneho rozdelenia s nulovou strednou hodnotou a jednotkovým rozptylom.

- Parciálne rozpadové šírky rôznych počiatočných a/alebo koncových stavov sú štatisticky nezávislé.
- Každá gama kaskáda začína z dobre definovanej počiatočnej hladiny so známou excitačnou energiou, spinom a paritou E_R, J_R a π_R .

Sadu hladín, ktorá je výsledkom diskretizácie vzťahu pre hustotu hladín, spolu s celou sadou náhodných parciálnych rozpadových širok, získaných zo vzťahu (2.1) pre všetky páry hladín (α, β) nazveme *jadrovou realizáciou*.

Tento algoritmus (podrobnejšie popísaný v [26]), implementovaný do počítačového programu DICEBOX, dovoľuje simulovať vplyv *Porter-Thomasových fluktuácií* na rôzne pozorovateľné. V našom prípade sú pozorovateľné energia odnesená pomocou konverzných elektrónov a pomocou nízkoenergetických fotónov.

2.2 Vstupný súbor

Pre program DICEBOX bolo nutné pripraviť vstupný súbor, v ktorom sa nachádzajú experimentálne známe údaje pre dané jadro. Súbor obsahuje informácie o príslušných fotónových silových funkciách a hustote hladín, pričom je možné jednoduchým nastavením meniť model, ktorý chceme, aby sa testoval (rôzne modely *LD* a *PSF* sú popísané v kapitole Teoretický základ 1). Vstup taktiež zahŕňa informácie o koeficientoch vnútornej elektrónovej konverzie, čerpané z databázy [28].

Ďalšou dôležitou súčasťou sú známe energetické hladiny v danom jadre a ich spiny, parity a intenzity príslušných elektromagnetických prechodov, získané z [27]. V tejto databáze sú uvedené energetické hladiny získané rôznymi druhmi experimentov, v našom prípade sme použili dáta určené z merania termálneho záchytu neutrónu daným nuklidom. Tieto hladiny sú potrebné pri simulovaní rozpadov s energiou $E < E_{crit}$ (viď prvý bod algoritmu simulácie).

2.3 Výstup programu

Simulácia pre jeden model *LD* a *PSF* bola uskutočnená pre 20 (resp. v jednom prípade 100) jadrových realizácií a pre jednu realizáciu bolo simulovaných 500 000 rozpadov. Výstupom programu je zoznam kaskád, ktoré sú spracovávané po jednotlivých realizáciách. Našou úlohou je vyhodnotiť, aká časť energie je odnesená pomocou konvezných elektrónov a nízkoenergetických fotónov a aký vplyv na ňu majú jednotlivé modely.

3. Výsledky spracovania dát a diskusia

3.1 Reakcia $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$

3.1.1 Rôzne modely

V prípade reakcie $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$ sme použili šesť rôznych modelových kombinácií, z ktorých každá zodpovedá niektorému vyššie popísanému modelu fotónovej silovej funkcie a hustoty hladín. Pre väčšiu prehľadnosť sme tieto kombinácie označili písmenami *A* až *E* a v tabuľke 3.1 ich priradili jednotlivým *PSFs* a *LDs* (pre "hybridný" model, popísaný v prvej kapitole, je použitá skratka *HYB*).

model	<i>LD</i>	<i>E1</i>	<i>M1</i>	<i>E2</i>
<i>A</i>	<i>CT</i>	<i>HYB</i>	<i>SP</i>	<i>SP</i>
<i>B</i>	<i>BSFG</i>	<i>HYB</i>	<i>SP</i>	<i>SP</i>
<i>C</i>	<i>CT</i>	<i>BA</i>	<i>SP</i>	<i>SP</i>
<i>D</i>	<i>BSFG</i>	<i>BA</i>	<i>SP</i>	<i>SP</i>
<i>E</i>	<i>BSFG</i>	<i>KMF</i>	<i>SP</i>	<i>SP</i>
<i>F</i>	<i>BSFG</i>	<i>KMF</i>	<i>SF</i>	<i>SP</i>

Tabuľka 3.1: Priradenie testovaných modelových kombinácií k daným *LDs* a *LSFs* pre ^{197}Au

Pre každú zo šiestich modelových kombinácií sme uskutočnili simuláciu gama kaskád s počiatočným stavom na neutrónovej separačnej energii $S_n=6,51217$ MeV. Parametre *GDER* použité pre modelovanie majú hodnotu [30]:

$$E_G = 13,75 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_G = 4,56 \text{ MeV}$$

$$\sigma_G = 543,6 \text{ mb}$$

Pre model *A* bolo výstupom 100 jadrových realizácií, pre ostatné modely ich bolo 20. Podľa práce [30] je tvar *LD* a *PSF* zrejme veľmi blízky modelu *A*, preto sme pre detailnú diskusiu výsledkov zvolili tento model. Každá realizácia obsahovala 500 000 simulovaných rozpadov. Výstupné súbory pre jednotlivé modely sme spracovali a vyhodnotili, aká časť energie pre jednu realizáciu daného modelu je odnesená pomocou elektrónovej konverzie. Taktiež sme uskutočnili odhad množstva fotónov s energiami menšími než niekoľko rôznych energií detekčného prahu E_D , ktorý bol nastavený na 100-800 keV s krokom 100 keV. V realite majú detektory prah v oblasti približne 200-500 keV.

Súhrnne sme energiu odnesenú pomocou elektrónovej konverzie a nízkoenergetických fotónov označili ako nedetekovateľná energia, E_{ned} a z jej hodnôt sme určili priemer $\overline{E_{ned}}$ z 20 (resp. 100) jadrových realizácií a smerodajnú odchýlku σ podľa vzťahu:

E_D	$\overline{E_{ned}}$					
	A		B		C	
	[keV]	[%]	[keV]	[%]	[keV]	[%]
100	174±4	2,67±0,06	169±7	2,60±0,11	153±3	2,34±0,05
200	209±5	3,14±0,07	200±8	3,07±0,13	180±4	2,76±0,06
300	281±6	4,31±0,09	274±10	4,21±0,15	251±4	3,85±0,07
400	362±8	5,55±0,12	347±12	5,33±0,18	304±4	4,68±0,07
500	417±9	6,40±0,15	392±13	6,02±0,20	338±6	5,20±0,09
600	513±20	7,88±0,31	477±13	7,32±0,20	407±6	6,25±0,09
700	612±20	9,39±0,31	549±14	8,42±0,21	471±11	7,24±0,11
800	702±20	10,8±0,30	589±16	9,05±0,25	538±11	8,26±0,16

Tabuľka 3.2: E_{ned} pre modely A , B , C , rezonancia $J_R^\pi = 2^+$

E_D	$\overline{E_{ned}}$					
	D		E		F	
	[keV]	[%]	[keV]	[%]	[keV]	[%]
100	156±5	2,40±0,08	162±4	2,50±0,07	154±6	2,37±0,09
200	184±7	2,83±0,11	191±6	2,93±0,09	183±7	2,81±0,11
300	254±8	3,91±0,13	263±6	4,03±0,10	254±9	3,91±0,12
400	309±9	4,76±0,14	321±7	4,93±0,11	313±10	4,81±0,15
500	343±10	5,26±0,16	359±8	5,51±0,13	352±11	5,41±0,18
600	408±10	6,27±0,15	433±8	6,65±0,13	425±10	6,53±0,16
700	459±12	7,04±0,18	492±9	7,56±0,14	485±13	7,44±0,19
800	506±13	7,77±0,20	549±10	8,42±0,15	541±14	8,31±0,22

Tabuľka 3.3: E_{ned} pre modely D , E , F , rezonancia $J_R^\pi = 2^+$

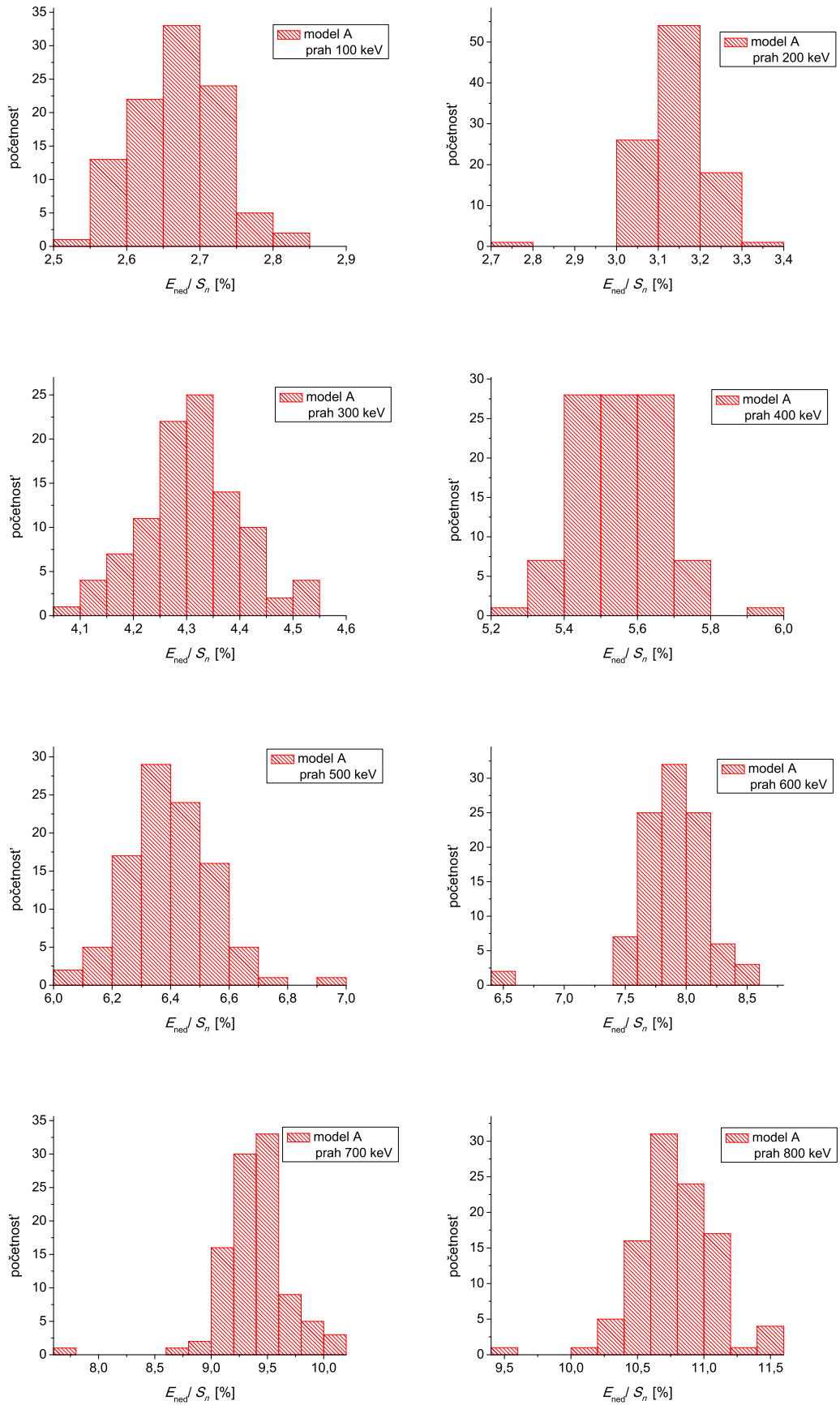
$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \quad (3.1)$$

kde x_i sú jednotlivé hodnoty E_{ned} , \bar{x} je priemerná hodnota $\overline{E_{ned}}$ a N je počet realizácií.

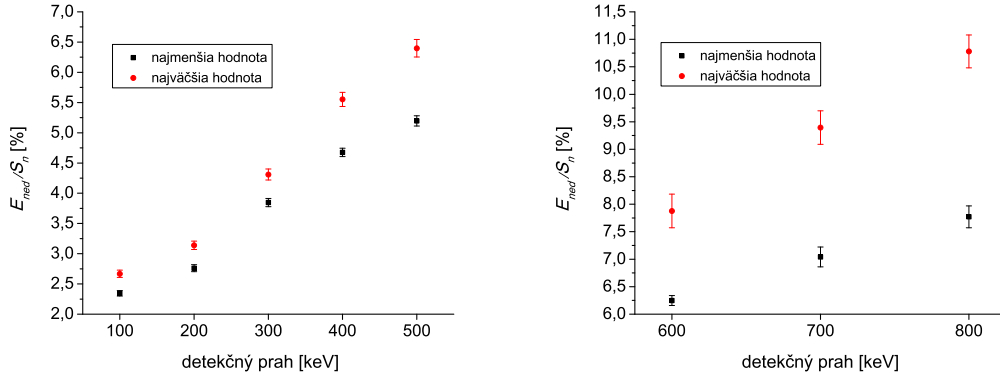
Všetky priemerné hodnoty $\overline{E_{ned}}$ a smerodajné odchýlky σ pre daný model $J_R^\pi = 2^+$ sa nachádzajú v tabuľke 3.2 a 3.3. Výsledky pre vplyv rôznych J_R^π sú diskutované v podkapitole 3.1.2. V tabuľke 3.2 sú uvedené nedetekovateľné energie pre modely A až C v jednotkách keV a v pomere k celkovej energii prislúchajúcej jednému rozpadu (S_n), čiže v percentách. V tabuľke 3.3 sú tieto hodnoty uvedené pre modely D až F .

Otestovali sme tiež, že rozloženie nedetekovateľnej energie je pre danú modelovú kombináciu A približne gaussovské - viď obrázok 3.1.

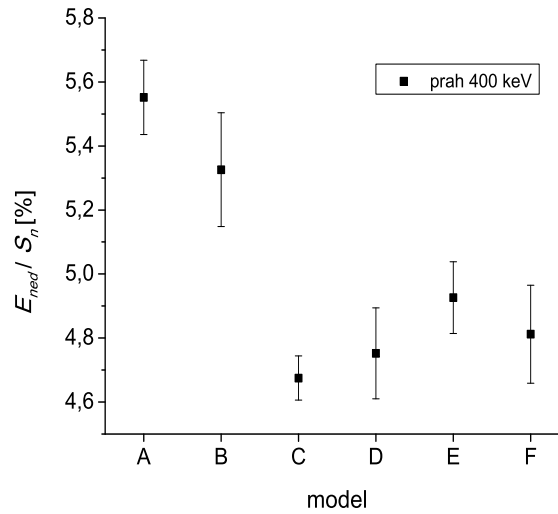
Pre praktické použitie je dôležité poznať vplyv neznalosti presného PSF modelu na výslednú časť nedetekovateľnej energie E_{ned} . Tento vplyv je zachytený



Obr. 3.1: Rozloženie nedetekovateľných energií pre 100 realizácií, ^{197}Au



Obr. 3.2: Najväčšie a najmenšie hodnoty nedetekovateľnej energie medzi danými modelovými kombináciami, ^{197}Au

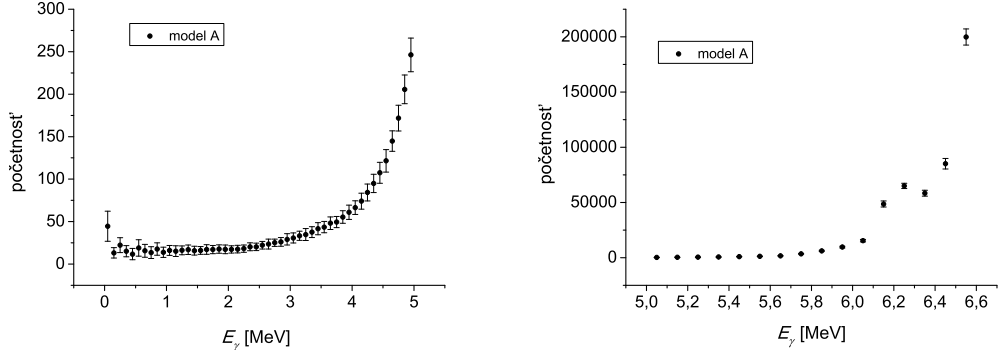


Obr. 3.3: Porovnanie nedetekovateľných energií pre jednotlivé modelové kombinácie, ^{197}Au

na Obrázku 3.2, kde sme pre každý jeden prah vykreslili najväčšiu a najmenšiu hodnotu $\overline{E_{ned}}/S_n$ spomedzi daných modelových kombinácií. Kvôli lepšej prehľadnosti sme závislosť rozdělili do dvoch grafov: pre prahy 100-500 keV a pre 600-800 keV. Diferencia od modelov je väčšia než neurčitosť z realizácií pre daný *PSF* a *LD* model, rozdiel medzi modelovými kombináciami činí pre detekčný prah 400 keV približne 1 % z celkovej energie, pre ostatné prahy sa tento rozdiel pohybuje približne v rozmedzí od 0,5-2 %.

Na obrázku 3.3 je porovnanie výsledkov všetkých modelov pre prah 400 keV. Najväčší rozdiel medzi modelmi je necelé 1 %.

Okrem priemernej hodnoty $\overline{E_{ned}}$ cez jednotlivé realizácie je zaujímavé pozrieť sa na rozloženie energie nesenej konverznými elektrónmi pre jednotlivé kaskády. Na obrázku 3.4 je počet kaskád v jednej jadrovej realizácii, zodpovedajúci energii E_γ odnesenej len pomocou fotónov. Znovu sme volili model *A* so 100 realizáciami a zostrojili histogram energií E_γ . Je vidieť, že závislosť na konkrétnej realizácii je malá.



Obr. 3.4: Histogram energií odnesených pomocou fotónov pre jeden rozpad, ^{197}Au

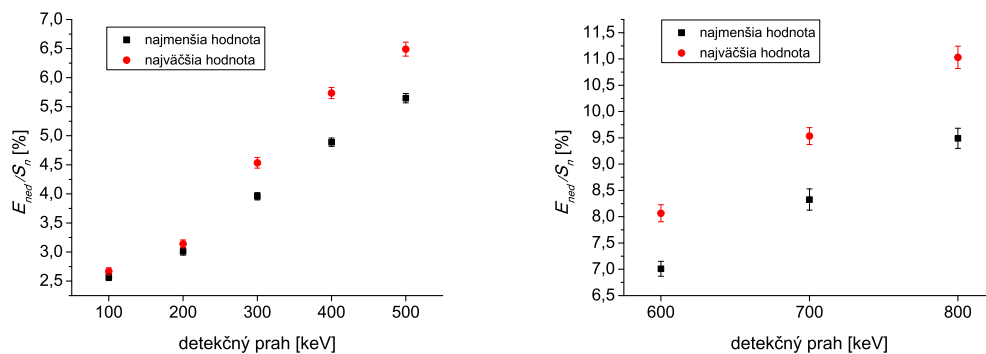
3.1.2 Rôzne spiny a parity

Popri vplyve rôznych modelov na produkciu konverzných elektrónov a fotónov s nízkou energiou sme skúmali tiež vplyv rôznych spinov a parity naprodukovanej rezonancie. Používali sme model A a testovali sme hodnoty spinu a parity $J_R^\pi = 0^-, 1^-, 1^+, 2^-, 2^+$ a 3^- . Pre každú z týchto šiestich kombinácií bolo simulovaných 20 realizácií a dáta boli spracovávané rovnako ako v predchádzajúcej podkapitole 3.1.1. Všetky hodnoty priemerných nedetekovateľných energií \overline{E}_{ned} a ich smerodajné odchýlky σ v jednotkách keV a v percentách v pomere k S_n sú uvedené v tabuľkách 3.4 a 3.5. Je vidieť, že vplyv J_R^π je veľmi malý - na úrovni neurčitostí z realizácií pre detekčný prah $E_D \leq 200$ keV, pri vyššom E_D sú už pozorované odchýlky pre jednotlivé J_R^π väčšie než neurčitosti z realizácií a pre $E_D \sim 600$ keV dosahujú rozdiel asi 1 %.

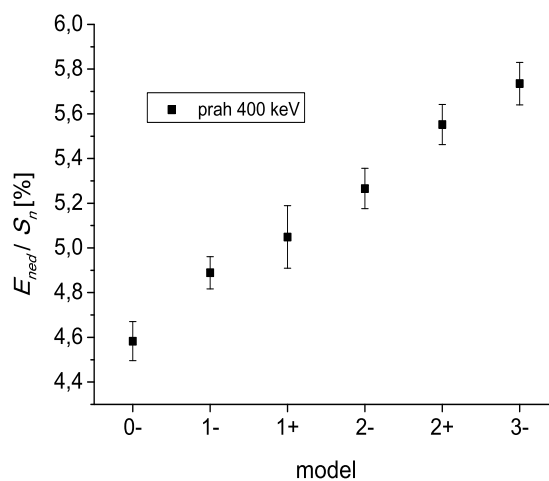
E_D	\overline{E}_{ned}					
	0^-		1^-		1^+	
	[keV]	[%]	[keV]	[%]	[keV]	[%]
100	168±3	2,57±0,05	170±2	2,62±0,03	171±4	2,62±0,06
200	197±4	3,02±0,06	200±2	3,07±0,04	201±5	3,08±0,08
300	248±6	3,81±0,07	258±3	4,00±0,06	259±6	3,98±0,09
400	298±6	4,58±0,09	318±4	4,89±0,07	329±9	5,05±0,14
500	347±8	5,33±0,12	368±4	5,65±0,08	382±10	5,87±0,16
600	433±17	6,65±0,25	457±8	7,01±0,14	477±17	7,33±0,26
700	516±20	7,93±0,31	542±11	8,33±0,20	570±21	8,75±0,33
800	588±23	9,04±0,36	618±11	9,49±0,19	651±22	10,0±0,34

Tabuľka 3.4: \overline{E}_{ned} pre spiny a parity $0^-, 1^-$ a 1^+

Vykreslili sme najväčšie a najmenšie hodnoty \overline{E}_{ned}/S_n pre jednotlivé energetické prahy na obrázku 3.5. Pre detekčný prah 400 keV sme porovnali jednotlivé modely na obrázku 3.6.



Obr. 3.5: Najväčšie a najmenšie hodnoty nedetekovateľnej energie pre rôzne spiny a parity, ^{197}Au



Obr. 3.6: Porovnanie nedetekovateľných energií pre rôzne spiny a parity, ^{197}Au

E_D	E_{ned}					
	2^-		2^+		3^-	
	[keV]	[%]	[keV]	[%]	[keV]	[%]
100	167±4	2,57±0,06	174±4	2,67±0,06	172±4	2,63±0,06
200	196±4	3,01±0,06	209±5	3,14±0,07	200±4	3,06±0,07
300	270±6	4,14±0,09	281±6	4,31±0,09	295±6	4,54±0,09
400	343±6	5,27±0,09	362±8	5,55±0,12	373±6	5,74±0,10
500	392±6	6,02±0,09	417±9	6,40±0,15	423±8	6,49±0,12
600	484±9	7,43±0,13	513±20	7,88±0,31	525±11	8,07±0,16
700	571±12	8,77±0,18	612±20	9,39±0,31	621±10	9,53±0,16
800	654±10	10,0±0,16	702±20	10,8±0,30	718±14	11,03±0,21

Tabuľka 3.5: E_{ned} pre spiny a parity 2^- , 2^+ a 3^-

3.2 Reakcia $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$

3.2.1 Rôzne modely

Pre reakciu $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$ sme pracovali so siedmimi modelovými kombináciami, v tabuľke 3.6 sú označené písmenami G až M a priradené k jednotlivým LD a $PSFs$. Pre LD boli použité pre $BSFG$ i CT dva modely, parametrizácie $BSFG_a$ a CT_a sú získané z [6], kým $BSFG_b$ a CT_b sú čerpané z [7].

model	LD	$E1$	$M1$	$E2$
G	$BSFG_a$	BA	$SF + SM$	SP
H	$BSFG_a$	KMF	$SF + SM$	SP
I	CT_a	KMF	$SF + SM$	SP
J	CT_b	KMF	$SF + SM$	SP
K	$BSFG_b$	KMF	$SF + SM$	SP
L	$BSFG_a$	KMF	$SP + SM$	SP
M	$BSFG_a$	BA	$SP + SM$	SP

Tabuľka 3.6: Priradenie testovaných modelov k daným LDs a $LSFs$ pre ^{238}U , parametrizácie získané z (von Egidy 2005) [6] a (von Egidy 2009) [7]

Pre každú kombináciu sme uskutočnili 20 realizácii gama kaskád, pričom neutrónová separačná energia je $S_n = 4,807$ MeV. Sada parametrov $GDER$ [30] sú:

$$E_{G1} = 11,40 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{G1} = 4,20 \text{ MeV}$$

$$\sigma_G = 572 \text{ mb}$$

$$E_{G2} = 14,40 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{G2} = 4,20 \text{ MeV}$$

E_D	$\overline{E_{ned}}$					
	G		H		I	
	[keV]	[%]	[keV]	[%]	[keV]	[%]
100	129±3	2,68±0,06	139±3	2,88±0,07	139±3	2,90±0,06
200	150±4	3,11±0,07	160±4	3,32±0,08	161±3	3,35±0,07
300	155±4	3,22±0,09	164±4	3,42±0,08	165±3	3,42±0,07
400	166±5	3,45±0,11	173±4	3,59±0,08	171±4	3,56±0,07
500	195±6	4,05±0,13	193±4	4,02±0,07	189±4	3,92±0,09
600	353±13	7,34±0,27	308±6	6,40±0,14	312±11	6,49±0,22
700	447±14	9,29±0,28	383±10	8,00±0,21	384±14	8,00±0,30
800	557±22	11,6±0,47	482±19	10,0±0,39	463±21	9,62±0,44

Tabuľka 3.7: E_{ned} pre modely G , H , I , rezonancia $J_R^\pi = 1/2^+$

$$\sigma_G = 1040 \text{ mb}$$

Analogicky ako u ^{197}Au sme vypočítali hodnoty nedetekovateľných energií a ich smerodajných odchýlok. Príslušné hodnoty pre simulácie s $J_R^\pi = 1/2^+$ sú uvedené v tabuľkách 3.7, 3.8 a 3.9.

E_D	$\overline{E_{ned}}$					
	J		K		L	
	[keV]	[%]	[keV]	[%]	[keV]	[%]
100	139±3	2,88±0,07	140±2	2,90±0,04	164±4	3,40±0,09
200	160±4	3,33±0,08	161±2	3,43±0,05	185±4	3,33±0,09
300	164±4	3,41±0,08	165±2	3,44±0,04	190±4	3,96±0,9
400	171±4	3,56±0,08	174±2	3,61±0,05	202±4	4,21±0,10
500	189±4	3,94±0,08	195±3	4,05±0,06	234±5	4,86±0,10
600	310±12	6,46±0,24	306±9	6,37±0,19	376±8	7,81±0,16
700	384±15	7,98±0,31	384±10	7,99±0,21	476±9	9,91±0,19
800	479±20	10,0±0,42	485±19	10,1±0,40	604±18	12,6±0,37

Tabuľka 3.8: E_{ned} pre modely J , K , L , rezonancia $J_R^\pi = 1/2^+$

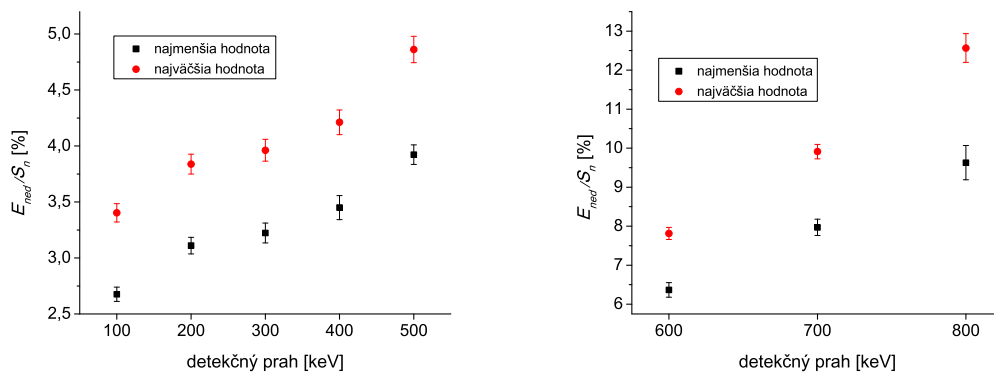
Najväčšie a najmenšie hodnoty nedetekovateľných energií medzi modelovými kombináciami sa nachádzajú na obrázku 3.7. Rozdiely medzi modelmi sú väčšie než neurčitosti z realizácií, ich hodnoty sa pohybujú od približne 1 % pre prah 100 keV až po cca 3 % pre 800 keV. Rozdiely pre ^{238}U sú v priemere väčšie než v prípade jadra ^{197}Au .

Na obrázku 3.8 sú porovnané nedetekovateľné energie pre jednotlivé modely, prah činí 400 keV. Podobne ako v prípade ^{197}Au je vplyv neznalosti PSF a LD modelov na úrovni približne 1 %, najviac sa od ostatných modelov odchyľuje modelová kombinácia L . Percento E_{ned} je pre tento prah menšie ako pre jadro ^{197}Au .

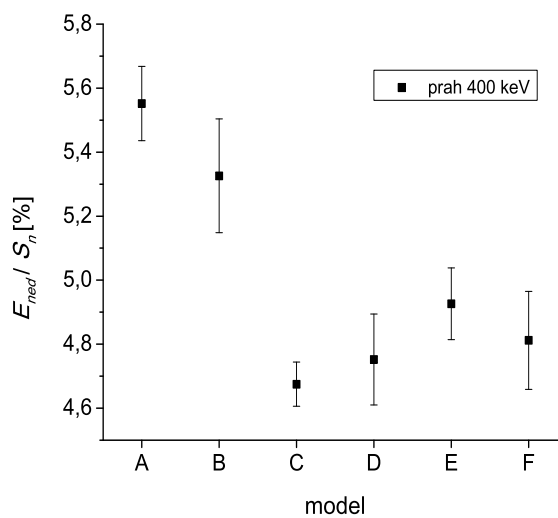
Taktiež sme vykreslili histogram energií, odnášaných len pomocou fotónov, ktorý je znovu rozdelený do dvoch grafov (Obrázok 3.9). Pre podrobnejší popis sme zvolili model I , ktorý pravdepodobne dobre popisuje experimentálne dáta

E_D	$\overline{E_{ned}}$	
	M	
[keV]	[keV]	[%]
100	138 ± 4	$2,89 \pm 0,08$
200	160 ± 4	$3,33 \pm 0,09$
300	164 ± 5	$3,42 \pm 0,10$
400	173 ± 5	$3,61 \pm 0,11$
500	199 ± 6	$4,15 \pm 0,12$
600	351 ± 10	$7,30 \pm 0,21$
700	444 ± 12	$9,23 \pm 0,26$
800	559 ± 22	$11,6 \pm 0,46$

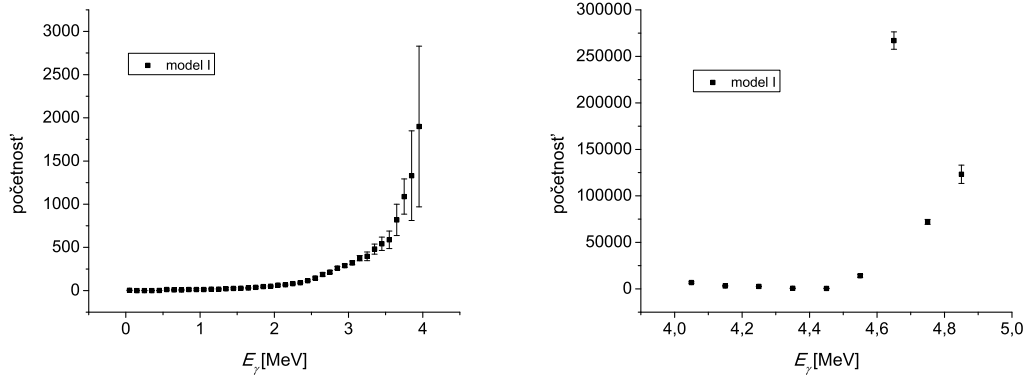
Tabuľka 3.9: E_{ned} pre model M, rezonancia $J_R^\pi = 1/2^+$



Obr. 3.7: Najväčšie a najmenšie hodnoty nedetekovateľnej energie medzi danými modelovými kombináciami pre ^{238}U



Obr. 3.8: Porovnanie nedetekovateľných energií pre jednotlivé modelové kombinácie, ^{238}U



Obr. 3.9: Histogram energií odnesených pomocou fotónov pre jeden rozpad, ^{238}U

z reakcie $^{238}\text{U}(n, \gamma)^{239}\text{U}$ [29]. Taktiež je vidno, že závislosť na konkrétnej realizácii je dosť malá.

3.2.2 Rôzne spiny a parity

Takisto ako v prípade ^{197}Au , aj pre ^{238}U sme skúmali vplyv rôznych spinov a parít na produkciu gama kaskád a E_{ned} . Používali sme model H a testovali E_{ned} pre hodnoty spinu a parity $J_R^\pi = 1/2^-, 1/2^+, 3/2^-, 3/2^+$ a $5/2^+$. Vyhodnotenú nedetekovateľnú energiu, spolu s ich smerodajnými odchýlkami sa nachádzajú v Tabuľkách 3.10 a 3.11.

E_D	\overline{E}_{ned}					
	$1/2^-$		$1/2^+$		$3/2^-$	
[keV]	[keV]	[%]	[keV]	[%]	[keV]	[%]
100	140±3	2,93±0,06	139±3	2,90±0,06	138±3	2,88±0,07
200	162±3	3,38±0,07	161±3	3,35±0,07	157±4	3,27±0,08
300	166±3	3,45±0,07	165±3	3,42±0,07	163±4	3,39±0,09
400	173±43	3,60±0,07	171±4	3,56±0,09	169±4	3,52±0,09
500	191±4	3,98±0,08	189±4	3,92±0,22	187±5	3,88±0,10
600	318±12	6,62±0,26	312±11	6,49±0,22	292±12	6,08±0,24
700	391±15	8,13±0,32	383±14	8,00±0,30	359±10	7,47±0,22
800	471±23	9,81±0,47	462±21	9,63±0,44	436±15	9,07±0,30

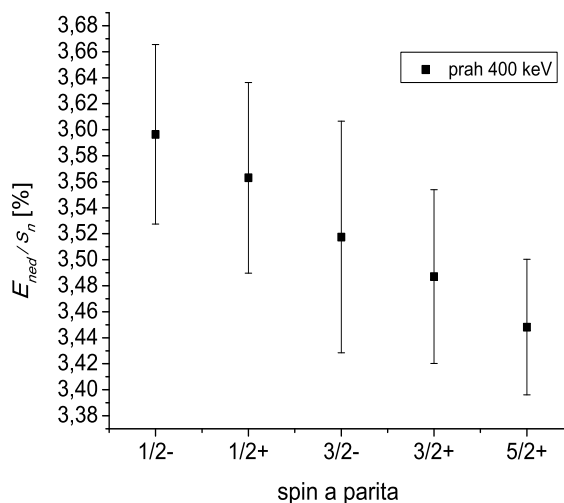
Tabuľka 3.10: E_{ned} pre spiny a parity $1/2^-, 1/2^+$ a $3/2^-$, ^{238}U

Porovnanie jednotlivých spinov a parít pre detekčný prah 400 keV sa nachádzajú na obrázku 3.10. Je vidieť, že závislosť E_{ned} na J_R^π je podobne ako v prípade ^{197}Au veľmi malá, na úrovni neurčitostí z jednotlivých jadrových realizácií.

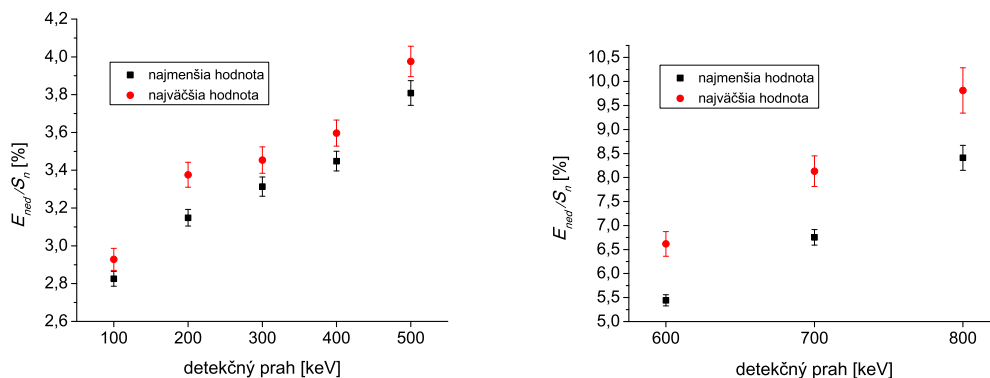
Najmenšie a najväčšie hodnoty nedetekovateľných energií pre jednotlivé prahy sa nachádzajú na obrázku 3.11. Odchýlky sa pohybujú asi medzi 0,2 % až 1 %.

E_D	E_{ned}			
	$3/2^+$		$5/2^+$	
	[keV]	[%]	[keV]	[%]
100	137 ± 3	$2,84 \pm 0,05$	137 ± 2	$2,85 \pm 0,04$
200	155 ± 3	$3,23 \pm 0,06$	152 ± 2	$3,17 \pm 0,04$
300	161 ± 3	$3,35 \pm 0,06$	161 ± 2	$3,35 \pm 0,04$
400	168 ± 3	$3,49 \pm 0,07$	170 ± 2	$3,53 \pm 0,04$
500	185 ± 4	$3,85 \pm 0,07$	191 ± 2	$3,96 \pm 0,05$
600	289 ± 9	$6,00 \pm 0,19$	266 ± 4	$5,53 \pm 0,08$
700	356 ± 13	$7,40 \pm 0,26$	338 ± 8	$7,03 \pm 0,16$
800	433 ± 17	$9,00 \pm 0,35$	439 ± 16	$9,12 \pm 0,32$

Tabuľka 3.11: E_{ned} pre spiny a parity $3/2^+$ a $5/2^+$, ^{238}U



Obr. 3.10: Porovnanie nedetekovateľných energií pre rôzne spiny a parity, ^{238}U



Obr. 3.11: Najväčšie a najmenšie hodnoty nedetekovateľnej energie pre rôzne spiny a parity, ^{238}U

Záver

Cieľom tejto práce bolo študovať vplyv rôznych modelov hustoty hladín a fotónových silových funkcií na energie odnášané pomocou konverzných elektrónov a nízkoenergetických fotónov. Znalosť množstva energie je dôležitá pre konštrukciu váhovej funkcie C_6D_6 detektorov. Pre jadrá ^{197}Au a ^{238}U sme pre niekoľko modelových kombinácií simulovali emisiu γ a vyhodnotili, aká časť energie unikne detekcii pri rôznom uvažovanom prahu pre detekciu fotónov. Simulácie boli uskutočnené pre všetky spiny a parity neutrónových rezonancií vznikajúcich zachytením neutrónu s orbitálnym momentom 0 a 1.

Zistili sme, že priemerná energia, ktorá je odnášaná elektrónmi a nízkoenergetickými fotónmi ($\overline{E_{ned}}$) je pre realistické detekčné prahy v oblasti asi 200-500 keV na úrovni niekoľkých percent pro obe študované jadrá. Ďalej sme sa presvedčili, že vplyv spinu a parity rozpadajúci se neutronove rezonance je v našom prípade veľmi malý.

Štúdium vplyvu rôznych hodnôt $\overline{E_{ned}}$ získaných v tejto práci na konštrukciu váhovej funkcie C_6D_6 detektorov a získané výsledky účinného prierezu idú za rámec tejto bakalárskej práce.

Zoznam použitej literatúry

- [1] ALLEN, B. J. et al., *Neutron Radiative Capture*, Pergamon Press, 1984
- [2] BORELLA, A. et al., *Nucl. Instr. and Meth.* **A577** (2007) 626
- [3] BETHE, H. A. *Phys. Rev.* **50** (1936) 332; BETHE, H. A. *Rev. Mod. Phys.* **9** (1937) 69
- [4] NEWTON, T. D. *Can. J. Phys.* **34** (1956) 804
- [5] GILBERT, A and CAMERON, A. G. W. *Can. J. Phys.* **43** (1965) 1446
- [6] VON EGIDY, T and BUCURESCU, D., *Phys. Rev.* **C72** (2005) 044311
- [7] VON EGIDY, T. and BUCURESCU, D., *Phys. Rev.* **C80** (2009) 054310
- [8] KROLL, J. Bakalárska práca, Jún 2007
- [9] KR TIČKA, M., Doctoral Thesis, April 2002
- [10] PORTER, C. E. and THOMAS, R. G., *Phys. Rev.* **43** (1965) 2030
- [11] BRINK, D. M., Thesis, Oxford University, 1955
- [12] BALDWIN, G. C. and KLEIBER, G. S., *Phys. Rev.* **71** (1947) 3; *Phys. Rev.* **73** (1948) 1156
- [13] MIGDAL, A. B., *J. Phys. (USSR)* **8** (1944) 331
- [14] CHUDOBA, P., Bakalárska práca, Jún 2011
- [15] KAMDENSKIJ, S. G., MARKUSHEV, V. P. and FURMAN, V. I., *Sov. J. Nucl. Phys.* **37** (1983) 165, *Yad. Fiz.* **37** (1983) 227
- [16] VALENTA, S., Diplomová práca, August 2010
- [17] BEČVÁŘ, F. et al., *Yad. Fiz.* **46** (1987) 3
- [18] BEČVÁŘ, F., MONTERO - CABRERA, M. E., HUYNH THUONG HIEP, and TELEZHNIKOV, S. A., in *Proc of the 6th Int. Symposium on Capture Gamma - Ray Spectroscopy and Related Topics*, Lauven, Belgium, 1987
- [19] KR TIČKA, M. et al., *AIP Conf. Proc.*, **831** (2006) 481-483
- [20] CAPOTE, R. et al., *Nucl. Data Sheets*, **110** (2009) 3107–3214
- [21] BLATT, J. M. and WEISSKOPF, V. F., *Theoretical Nuclear Physics*, John Wiley and Sons, New York, 1952
- [22] GUTTORMSEN, M. et al., *Phys. Rev.* **C89** (2014) 014302
- [23] SPETH, J., *Int. Rev. of Nucl. Phys.* **7** (1991), Electric and Magnetic Giant Dipole Resonances in Nuclei (World Scientific) 56

- [24] SNOVER, K. A., *Ann. Rep. Nucl. Part. Sci.* **36** (1986) 545
- [25] PRESTWICH, W. V., ISLAM, M. A. and KENNETT, T. J., *Z. Phys.* **A315** (1984) 103
- [26] BEČVÁŘ, F. *Nucl. Instr. and Meth.* **A417** (1998) 434
- [27] National Nuclear Data Center, <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf>
- [28] Conversion Coefficient Calculator, <http://www.bricc.anu.edu.au/index.php>
- [29] ULLMANN, J. L. et al., *Phys Rev.* **C89** (2014) 034603
- [30] DIETRICH, D. S. and BERMAN, B. L., *At. Data Nucl. Data Tables* **38** (1988) 199

Zoznam tabuliek

3.1	Priradenie modelov pre ^{197}Au	13
3.2	E_{ned} pre modely A, B, C , rezonancia $J_R^\pi = 2^+$	14
3.3	E_{ned} pre modely D, E, F , rezonancia $J_R^\pi = 2^+$	14
3.4	E_{ned} pre spiny a parity $0^-, 1^-$ a 1^+	17
3.5	E_{ned} pre spiny a parity $2^-, 2^+$ a 3^-	19
3.6	Priradenie modelov pre ^{238}U	19
3.7	E_{ned} pre modely G, H, I , rezonancia $J_R^\pi = 1/2^+$	20
3.8	E_{ned} pre modely J, K, L , rezonancia $J_R^\pi = 1/2^+$	20
3.9	E_{ned} pre model M , rezonancia $J_R^\pi = 1/2^+$	21
3.10	E_{ned} pre spiny a parity $1/2^-, 1/2^+$ a $3/2^-, ^{238}\text{U}$	22
3.11	E_{ned} pre spiny a parity $3/2^+$ a $5/2^+, ^{238}\text{U}$	23

Zoznam použitých skratiek

LD - Level density - hustota hladín
BSFG - Back Shifted Fermi Gas - Fermiho plyn so spätným posuvom
CTF - Constant Temperature Formula - model s konštantnou teplotou
PSF - Photon Strength Function - fotónová silová funkcia
GDER - Giant Dipole Electric Resonance - gigantická dipólová elektrická rezonancia
BA - Brink - Axel Model - Brinkov - Axelov model pre $E1$ PSF
KMF - Kadmenskij, Markushev and Furman model - model Kadmenského, Markusheva a Furmana pre $E1$ PSF
SP - Single Particle - jednočasticový model pre $M1$
SF - Spin - Flip Resonance - model spin - flipovej rezonancie pre $M1$
SM - Scissors mode - nožnicový mód pre $M1$
GQER - Giant Quadrupole Electric Resonance - gigantická kvadrupólová elektrická rezonancia