



Univerzitet u Novom Sadu
Prirodno-matematički fakultet
Departman za fiziku



Uticaj modela nuklearne strukture na procenu efikasnih preseka fotonuklearnih reakcija

-MASTER RAD-

Mentor: Dr Miodrag Krmar

Kandidat: Rade Smolović

NOVI SAD, 2024

Sadržaj

Uvod	ii
1 Efikasni presek fotonuklearnih reakcija	1
1.1 Statistička teorija nuklearnih reakcija	1
1.1.1 Hauzer-Fešbah model za složene reakcije	2
1.1.2 Ekscitonski model za predravnotežne reakcije	5
1.2 Gustina nuklearnih stanja	7
1.2.1 Reprezentacija kvantnog stanja jezgra	8
1.2.2 Računanje gustine nuklearnih stanja	10
1.2.3 Fenomenološki modeli	13
1.2.4 Hartri-Fok modeli	14
1.3 Reakcije sa fotonima	15
1.3.1 Efikasni presek za fotoapsorpciju	16
1.3.2 Funkcije jačine prelaza	18
1.4 TALYS kod	19
2 Analiza efikasnih preseka za fotonuklearne reakcije $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ i $^{209}\text{Bi}(g, xn)$	22
2.1 Eksperimentalni rezultati	23
2.2 Teorijska procena	25
2.3 Poređenje eksperimentalnih i teorijskih rezultata	32
Zaključak	35
Dodatak A Aproksimacija sedlaste tačke	37

Uvod

Efikasni presek predstavlja osnovnu kvantitativnu meru verovatnoće da se određena nuklearna reakcija dogodi, a tačnost njegove procene je od ključnog značaja u nuklearnoj fizici i njenim primenama, kao što su nuklearna energetika, medicinska fizika i istraživanja u astrofizici. Funkcija jačine prelaza i gustina nuklearnih stanja predstavljaju veličine koje karakterišu nuklearnu strukturu jezgra i imaju značajan uticaj na preciznost teorijskih modela nuklearnih reakcija. Preciznije, ove dve veličine su vezane za statistički tretman nuklearnih reakcija putem kojeg može da se izvrši procena efikasnog preseka reakcije.

Za praktične potrebe koje se javljaju u raznim granama nuklearne fizike, kreirani su kodovi putem kojih je moguće vršiti procenu efikasnih preseka nuklearnih reakcija. Usled ograničenih mogućnosti eksperimentalnog ispitivanja mnogih reakcija i nepreciznosti postojećih teorijskih modela, u poslednjim decenijama se razvila nauka o nuklearnim podacima kao zasebna disciplina. Ova disciplina se fokusira na evaluaciju pouzdanosti eksperimentalno merenih i teorijski procenjenih informacija o nuklearnoj strukturi i nuklearnim reakcijama, kao i na izradu baza podataka sa visoko pouzdanim informacijama. Stvaranje pouzdane baze podataka o gustinama nuklearnih stanja i funkcijama jačine prelaza je značajno kako bi se sa što većom sigurnošću procenili efikasni preseci za reakcije koje nisu još eksperimentalno ispitane. Tako dobijeni efikasni preseci služe kao određeni indikatori u primjenjenim oblastima kao što su simulacije nuklearnih reaktora, proizvodnja medicinskih izotopa i nuklearna bezbednost.

Prvi deo ovog rada posvećen je teorijskoj proceni efikasnih preseka za fotonuklearne i druge nuklearne reakcije, na kojoj je zasnovana većina trenutno dostupnih kodova za nuklearne reakcije. Tu je razmatran statistički tretman nuklearnih reakcija, a zatim su predstavljeni različiti modeli koji se koriste za procenu gustine nuklearnih stanja. Poseban fokus stavljen je na reakcije koje uključuju fotone, gde su detaljno objašnjeni koncept funkcije jačine prelaza, vrste modela koji se koriste za njenu procenu, kao i njena specifična povezanost sa fotonuklearnim reakcijama. I u modelima nuklearne gustine stanja kao i u modelima funkcije jačine prelaza, javljaju se takozvani

fenomenološki i mikroskopski pristupi gde se prvi zasnivaju na što boljem slaganju sa dostupnim eksperimentalnim podacima, dok se drugi zasnivaju na što korektnijem opisu fizike jezgra. Na kraju poglavlja, prikazan je TALYS kod, koji integriše sve prethodno navedene modele i metode za procenu efikasnih preseka.

Ostatak rada posvećen je poređenju eksperimentalnih i teorijski procenjenih fluksom usrednjениh efikasnih preseka za fotonuklearne reakcije $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ i $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$. Za fotonuklerne reakcije gde je emitovano više od jednog neutrona postoji veoma malo eksperimentalno dostupnih podatka o efikasnom preseku, tako da fluksom usrednjeni efikasni presek daje određenu meru za procenu slaganja eksperimenta i teorije. Sa ciljem da se stekne pregled koje kombinacije modela nuklearnih gustina stanja i funkcija jačine prelaza dovode do najboljeg slaganja sa eksperimentalnim vrednostima, vršene su teorijske procene korišćenjem kombinacija šest različitih modela gustine nuklearnih stanja i deset različitih modela funkcije jačine prelaza. Dodatno je posvećena pažnja na mikroskopske kombinacije modela, gde su i funkcija jačine prelaza i gustina nuklearnih stanja modelovani mikroskopskim pristupom, kao i na fenomenološke kombinacije gde so i funkcija jačine prelaza i gustina nuklearnih stanja modelovani fenomenološkim pristupom.

1 | Efikasni presek fotonuklearnih reakcija

Ovde je predstavljen statistički tretman nuklearnih reakcija u cilju povezivanja efikasnog preseka za veličinama karakterističnim za nuklearnu strukturu – gustinom nuklearnih stanja i funkcijom jačine prelaza. Nakon toga je predstavljen pristup računanju efikasnog preseka, specifično za fotonuklearne reakcije. Kraj ovog dela teksta posvećen je kodu za modelovanje nuklearnih reakcija, TALYS, u kom je pored ostalih, moguće izračunati efikasni presek za fotonuklearne reakcije, uzimajući u obzir statistički tretman i različite modele za parametre nuklearne strukture.

1.1 Statistička teorija nuklearnih reakcija

Atomsko jezgro zahteva jako specifičan teorijski pristup kako bi se objasnili fenomeni vezani za nuklearnu strukturu i nuklearne reakcije. Teorija nuklearne strukture se u svojoj osnovi gradi u okviru kvantne mehanike, dok broj nukleona u jezgru ograničava upotrebu statističkih metoda. S druge strane, sa porastom ukupne energije sistema, jezgro brzo postaje veoma haotičan sistem sa mnogo stepeni slobode, što dozvoljava upotrebu statističkih metoda za uspešan tretman ishoda nuklearnih reakcija.

U zavisnosti od projektila i njegove energije, reakcija sa jezgrom se može odvijati kroz različite mehanizme, koji bi po vremenu trajanja same interakcije mogli generalno da se svrstaju u tri regije: Složene, predravnotežne, i direktnе reakcije.

Pod direktnim, smatramo one reakcije sa najmanjim vremenskim intervalom trajanja ($\sim 10^{-22}$ sekundi), tj. one kod kojih pretežno dolazi do interakcije projektila sa samo jednim konstituentom jezgra. Ovaj mehanizam dominira na višim energijama i najčešće se tretira DWA (Distorted-Wave Approximation) metodom [1].

Složene reakcije traju najduže i smatra se da za vreme trajanja reakcije jezgro dolazi u termodinamički ravnotežno stanje, sa mnoštvom interakcija između njegovih konstituenata, gde se iz ugaone raspodele spektra odlazećih čestica ne može zaključiti na

koji način je ono pobuđeno. Mehanizam složenog jezgra dominira na nižim energijama i njegove osobine ga čine idealnim kandidatom za statistički tretman.

Bitno je naglasiti da navedeni mehanizmi nisu međusobno isključivi u proceni efikasnog preseka. Na nekoj energiji upadne čestice, očekujemo takmičenje između ovih mehanizama, dok postoje predeli energija gde određeni mehanizam dominira. Između direktnih i složenih reakcija, javlja se i predravnotežni mehanizam, koji ima statističke osobine, ali i kraće vreme trajanja od složenih reakcija tj. dešava se manje sudara za vreme trajanje reakcije, pa ne dolazi do potpune ravnoteže.

Statistička teorija nuklearnih reakcija se dakle primenjuje na složene i predravnotežne reakcije. Međutim, treba obratiti pažnju da i rezultujuće jezgro iz direktnih reakcija može ostati u pobuđenom stanju čiji se dalji raspodjeljivanje može opisati statističkim pristupom.

1.1.1 Hauzer-Fešbah model za složene reakcije

Pre nego što bude predstavljena jedna od najprimjenjenijih statističkih teorija za procenu efikasnih preseka, tj. statistička Hauzer-Fešbahova teorija [2], predstavljen je formalizam kvantnog rasejanja u teoriji S-matrice, u kom je ova teorija izvedena.

Teorija rasejanja putem S-matrice

S-matrica (*scattering matrix*), S , je unitarna matrica koja povezuje početno stanje sistema $|\psi_{in}\rangle$ sa krajnjim $|\psi_{out}\rangle$:

$$|\psi_{out}\rangle = S |\psi_{in}\rangle, \quad (1.1.1)$$

dok njen matrični element, $\langle\psi_{out}|S|\psi_{in}\rangle$, određuje verovatnoću w da se proces rasejanja odigra takvim kanalom gde je sistem u početnom stanju $|\psi_{in}\rangle$ i završava se u $|\psi_{out}\rangle$:

$$w = |\langle\psi_{out}|S|\psi_{in}\rangle|^2 \quad (1.1.2)$$

Može se pokazati (detaljnije u [3][4]) da se matrični element od S može izračunati u impulsnoj reprezentaciji kao:

$$\langle\mathbf{p}'|S|\mathbf{p}\rangle = \delta^3(\mathbf{p}' - \mathbf{p}) - 2\pi i\delta(E_{p'} - E_p)T(\mathbf{p}, \mathbf{p}'), \quad (1.1.3)$$

gde $T(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ predstavlja elemente takozvane T -matrice, \mathbf{p} i \mathbf{p}' početni i krajnji impuls, δ je Dirakova delta funkcija, dok je E_p energija sistema pre, a $E_{p'}$ energija sistema posle rasejanja.

Ukoliko S povezuje dva stanja koja odgovaraju otvorenim kanalima reakcija (pretežno direktnе reakcije), tada se mogu povezati dijagonalni elementi T -matrice, $T_{c,c} \equiv T_c$, sa elementima S matrice (c - kvantni brojevi stanja sistema pre, c' - kvantni brojevi stanja sistema posle rasejanja) kao [5]:

$$T_c = 1 - \sum_{c'} |\langle S_{c,c'} \rangle|^2, \quad (1.1.4)$$

gde je usrednjavanje vršeno po energiji, a vrednosti T_c predstavljaju transmisione koeficijente. Poznavajući elemente S ili T matrice za specifičnu interakciju, može se odrediti efikasni presek ulsed direktne povezanosti amplitude rasejanja $f(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ i matričnih elemenata T matrice [3]:

$$f(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = -(2\pi)^2 m T(\mathbf{p}, \mathbf{p}'), \quad (1.1.5)$$

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = |f(\mathbf{p}, \mathbf{p}')|^2. \quad (1.1.6)$$

Specifično, u nuklearnoj fizici, T -matrični elementi mogu se dobiti primenom optičkog potencijala [1], a u slučaju složenog jezgra na dovoljno visokoj gustini nuklearnih nivoa, se na taj način dolazi do bitne relacije za rezonance u nuklearnim reakcijama:

$$T_c = \frac{2\pi}{D} \langle \Gamma_c \rangle, \quad (1.1.7)$$

gde je T_c transmisioni koeficijent, Γ_c energetska širina rezonance, a D - prosečna sirina između nuklearnih nivoa u intervalu energije preko kojeg se Γ_c usrednjava. Relacija (1.1.7) biće od ključnog značaja za diskusiju funkcije jačine prelaza kasnije u tekstu.

Do jednačine (1.1.6) se u literaturi često dolazi pretpostavljanjem oblika talasne funkcije inicijalnog i rasejanog stanja u koordinatnoj reprezentaciji, međutim te talasne funkcije nisu kvadratno integrabilne pa ne predstavljaju fizički moguća stanja. Taj problem se naknadno rešava sabiranjem većeg broja inicijalnih stanja u gausovski paket koji jeste kvadratno integrabilan, dok se sa druge strane, u formalizmu S -matrice, do rezultata poput (1.1.6) dolazi bez pretpostavke oblika inicijalne i rasejane talasne funkcije.

Hauzer-Fešbah model

Velika gustina nuklearnih stanja na energijama od već nekoliko MeV-a dozvoljava postavljanje pretpostavke da na toj energiji postoji veoma puno stanja sa različitim osobinama (spin, parnost...). To je i polazna pretpostavka statističkog pristupa nuklearnim reakcijama, gde projektil ima neodređenost u energiji koja potom može da pobudi mnoštvo ovih nivoa.

Recimo da c predstavlja skup svih kvantnih brojeva vezanih za stanje sistema pre rasejanja, dok c' predstavlja skup kvantnih brojeva vezanih za stanje sistema posmatranog rezultujućeg kanala. Tada se element T -matrice koji opisuje kanal složene reakcije $c \rightarrow c'$, $\mathcal{T}_{c,c'}$, može dobiti korišćenjem modela optičkog potencijala [1] kao:

$$2\pi\mathcal{T}_{c,c'} = e^{i(\delta_f + \delta_i)} \sum_{\lambda} \frac{e^{i\phi_{\lambda}(c,c')} g_{\lambda}(c') g_{\lambda}(c)}{E - E_{\lambda} + \frac{i}{2}(\Gamma_{\lambda} + \Gamma'_{\lambda})}, \quad (1.1.8)$$

gde su:

- δ_f, δ_i - Fazni faktori mešanja početnog i krajnjeg stanja.
- λ - Indeks koji odgovara stanju u kojem se nalazi složeno jezgro (Za datu upadnu energiju čestice, složeno jezgro se može formirati u različitim stanjima).
- $\phi_{\lambda}(c, c')$ - Fazni faktor mešanja stanja c i c' .
- $g_{\lambda}(x)$ - Matrični element Hamiltonijana interakcije H_{QP} (detaljnije u [1]), $\langle \Phi_{\lambda} | H_{QP} | \Psi_x^+ \rangle$, gde je $|\Phi_{\lambda}\rangle$ stanje složenog jezgra, dok je $|\Psi_x^+\rangle$ stanje izlaznog kanala.
- E, E_{λ} - Ukupna energija sistema i energija složenog sistema.
- $\Gamma_{\lambda,c} = g_{\lambda}^2(c)$ - Energetska širina koja odgovara specifičnom kanalu reakcije.
- $\Gamma_{\lambda} = \sum_c \Gamma_{\lambda,c}$, $\Gamma'_{\lambda} = \sum_c \Gamma'_{\lambda,c}$.

Ukupno stanje složenog jezgra na određenoj energiji je dovoljno složeno da se može prepostaviti da su fazni faktori između stanja zasebnih nukleona u jednočestičnom modelu nasumični. Povezivanjem T -matrice sa efikasnim presekom i usrednjavanjem po fazama koristeći hipotezu o nasumičnim fazama, a potom korišćenjem (1.1.7), dobija se sledeća procena za efikasni presek prelaska sistema iz stanja i u stanje f u složenom režimu:

$$\sigma_{fi}(J, \Pi) = \pi \underline{\lambda}^2 \frac{T_i T_f}{\sum_a T_a}, \quad (1.1.9)$$

gde je $\underline{\lambda}$ redukovana upadna talasna dužina, tj $\lambda = 1/|k|$, gde je k talasni broj koji odgovara inicijalnom stanju sistema, i gde su T_x transmisioni koeficijenti (dijagonalni elementi T -matrice) za nastajanje složenog jezgra ($x = i$) i raspodjeljujući na specifičan krajnji kanal ($x = f$), dok $x = a$ odgovara ostalim mogućim kanalima. J i Π predstavljaju ukupni spin i parnost. Jednačina (1.1.9) se naziva **Hauzer-Fešbahov model**.

Iako je originalno izveden za neelastično rasejanje neutrona [2], ovaj model dopušta tretiranje složenih reakcija za razne projektilne, uključujući fotone koji su od interesa u ovom tekstu.

Postoji mnogo detalja i mogućnosti pri primeni Hauzer-Fešbahovog pristupa, međutim ovde navodimo ono što će biti relevantno za dalji deo teksta. Tačnije, jednačina (1.1.9) daje efikasni presek za prelaz na konkretno finalno stanje rezultujućeg jezgra. Ukoliko nas ipak zanima efikasni presek gde krajnje stanje završava u širini energije ΔE_x (bin), na eksitacionoj energiji U u čiji okvir upada mnogo finalnih stanja, možemo da koristimo transmisione koeficijente usrednjene po **gustini nuklearnih nivoa** $\rho(U, J, \Pi)$:

$$T_f(U, J, \Pi) \rightarrow \int_{U-\Delta E_x/2}^{U+\Delta E_x/2} dE_y \rho(E_y, J, \Pi) T_f(E_y, J, \Pi). \quad (1.1.10)$$

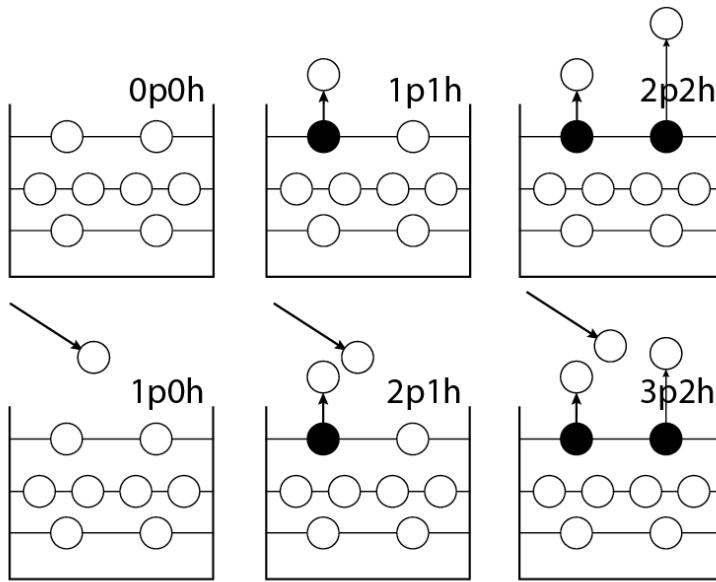
U tom slučaju se integrali i T_a (1.1.9) po kontinuumu svih dostupnih kanala u ovoj energetskoj širini. Gustina nuklearnih nivoa se menja eksponencijalno sa eksitacionom energijom, dok iz (1.1.10) možemo da vidimo da je ključna za predviđanje efikasnih preseka u složenim reakcijama. Svako jezgro se identificuje sa svojom gustinom nivoa po energiji pobude, te se smatra veličinom vezanom za nuklearnu strukturu jezgra, o kojoj će biti više detalja kasnije u tekstu.

Takođe, bitan detalj predstavlja podintegralna vrednost $T_f(E_y, J, \Pi)$ (1.1.10), koja takođe zavisi od konkretnе energije u širini ΔE_x , međutim, računanje ovog elementa za svaku energiju ponaosob je nepraktično (npr. na energijama preko 30 MeV u teškim jezgrima očekujemo enormne brojeve nuklearnih stanja po binu energije) – s toga se koristi usrednjena vrednost po ovom intervalu energije. Ako se transmisioni koeficijent odnosi na emisiju fotona, onda je podintegralna vrednost transmisionog koeficijenta, $T_f(E_y, J, \Pi)$, direktno proporcionalna **funkciji jačine prelaza**, koja predstavlja još jednu veličinu jedinstvenu za nuklearno jezgro, o kojoj će takođe biti reči.

Formula (1.1.9) predstavlja samo okvir kako statistička teorija predviđa efikasni presek za specifičan kanal, međutim često se uključuju i dodatni parametri, a jedan od njih je parametar korekcije fluktuacije širine W , koji postoji usled prepostavke da $\langle \Gamma_{\lambda,c} \Gamma_{\lambda,c'} \rangle = \langle \Gamma_{\lambda,c} \rangle \langle \Gamma_{\lambda,c'} \rangle$ pri izvođenju (1.1.9).

1.1.2 Ekscitonski model za predravnotežne reakcije

Predravnotežne reakcije mogu se posmatrati kao uzastopne direktnе reakcije, gde ukupno stanje sistema postaje sve kompleksnije sa svakim sledećim korakom, počevši od jednostavnog oblika inicijalne pobude. Jedan delom klasičan pristup je ekscitoniski model, a za bolje objašnjenje posmatramo šemu (Slika 1.1). Šema pokazuje kako redom raste kompleksnost stanja sistema od inicijalnog pobuđenja, tako što broj šupljina, tj. praznina koje nastaju ispod Fermijevog nivoa kada se čestica pobudi, i čestica povećava usled rezidualnih sudara koji nastaju posle inicijalnog. U slučaju



Slika 1.1: Šema predstavljanja ekscitacije u obliku čestica - šupljina za jedan tip nukleona, gde je u gornjem redu prikazan slučaj kada upadna čestica nije istog tipa kao i nukleon, dok je u donjem redu prikazan slučaj kada jeste. p - "particle", h - "hole".

ulaznog fotona, posmatramo ekscitacije u gornjem redu (Slika 1.1), dok u slučaju kada je čestica projektil istog tipa kao i čestice u jezgru, posmatramo donji red, gde je broj čestica uvek za jedan veći od broja šupljina. Ukupan broj čestica + šupljina se u ovom modelu naziva **ekscitonski broj**, a zajednički naziv za izmeštene čestice i stvorene šupljine je **eksciton**. Tako se na gornjoj šemi u prvom redu nalazi $0p + 0h = 0$, potom $1p + 1h = 2$, i potom 4 ekscitona, dok je u donjem redu 1, zatim $2p + 1h = 3$, zatim $3p + 2h = 5$ ekscitona.

Na ovaj način se mogu pratiti uzastopne reakcije u jezgru do nekog broja koraka, pre nego što dođe do složenog jezgra (koje bi odgovaralo velikom ekscitonском broju, tj. broju koraka).

Predviđanje ishoda u ovom modelu se zasniva na jednačini evolucije verovatnoće nalaženja sistema sa energijom E u stanju sa ekscitonским brojem n , $P(E, n, t)$ [6]:

$$\frac{dP(n, E, t)}{dt} = [P(n-2, E, t)\lambda_{n-2,n}(E) - P(n+2, E, t)\lambda_{n+2,n}(E)] \\ - P(n, E, t)[\lambda_{n,n-2} + \lambda_{n,n+2} + \lambda_{em}],$$

gde prvi član odgovara vrednostima koje povećavaju populaciju stanja sa n ekscitona, dok drugi član, sa negativnim predznakom, odgovara vrednostima koje smanjuju populaciju ovog stanja. Vrednost $\lambda_{x,y}$ predstavlja verovatnoću prelaza sa stanja sa x ekscitona na stanje sa y ekscitona, dok λ_{em} predstavlja verovatnoću za emisiju čestice.

Rešavanjem gorene jednačine dobija sa vrednost $P(n, E, t)$, pomoću koje dobijamo diferencijalni efikasni presek za izlazni kanal c , σ_c :

$$\frac{d\sigma_c(E, E_c)}{dE_c} = \sigma_R \int_0^\infty \sum_n P(n, E, t) \lambda_{n,c}(E_c) dt \quad (1.1.11)$$

Gde je σ_R efikasni presek za nastajanje inicijalnog sistema, E - ukupna energija, a E_c - energija za specifični kanal.

Ono što je bitno za dalje izlaganje jeste da je verovatnoća prelaza $\lambda_{n,c}$ povezana sa **gustinom nuklearnih stanja** $\omega(p, h, E)$ za specifičan broj čestica i šupljina [7]:

$$\lambda_{n,c}(E_c) \sim \frac{\omega(p - p_p, h, E - E_c)}{\omega(p, h, E)}. \quad (1.1.12)$$

Računanje gustine nuklearnih stanja koja broji stanja samo određenog ekscitonskog broja je komplikovan kombinatorni problem, o kojem će biti više reči u glavi 2.

Predstavljeni model odgovara dvoekscitonskom predravnotežnom modelu, gde se u prelaz na stanje sa ekscitonskim brojem n uzimaju stanja sa od $n - 2$ do $n + 2$ ekscitonskim brojem.

1.2 Gustina nuklearnih stanja

Kao što se može videti u (1.1.10), da bi se odredili transmisioni koeficijenti u (1.1.9) u slučaju kada se izlazna stanja nalaze u kontinuumu, potrebno je poznavati gustinu nuklearnih nivoa.

Separacija nukleona, slično kao i ionizacija atoma separacijom elektrona, nastaje kada je neutron ekscitovan u regiju gde nastaje kontinuum. Tako je određivanje gustine nuklearnih stanja eksperimentalnim putem ograničeno do energije separacije nukleona, usled manjka rezolucije. Svakako, i dalje postoje eksperimentalni metodi za određivanje ove veličine koji se potom mogu koristiti za proveru teorijskih modela na ovim energijama, od kojih je najuspešniji Oslo metod[8].

Gustinu nuklearnih nivoa $\rho(U, J, \Pi)$ definišemo kao broj energetskih nivoa jezgra po MeV-u energije na nekoj ekscitacionoj energiji U , za određen spin J i parnost Π . *Ukupnu gustinu nivoa* $\rho_{tot}(U)$ uključuje nivoe sa svim mogućim parnostima i spinovima na datoј ekscitacionoj energiji:

$$\rho_{tot}(U) = \sum_J \sum_\Pi \rho(U, J\Pi),$$

dok *ukupnu gustinu nuklearnih stanja* $\omega(U)$ dobijamo na osnovu toga što je svaki ener-

getske nivo degenerisan sa $2J + 1$ stanja:

$$\omega(U) = \sum_J \sum_{\Pi} (2J + 1) \rho(U, J, \Pi).$$

Teorijske procene gustine nuklearnih stanja datiraju još od tridesetih godine prošlog veka, a danas postoje mnogi pristupi različitih namena i nivoa kompleksnosti. Pionir ove oblasti je Bete, koji je prvi ispitivao gustinu nuklearnih stanja koristeći se statističkom fizikom [9]. On je prvi dao analitičku formu gustine nuklearnih nivoa u zavisnosti od ekscitacione energije, bazirajući se na Fermijevoj statistici, uz pretpostavku jednočestičnog ekvidistantnog modela bez degenerisanih nivoa (ekvidistantni nivoi zapravo odgovaraju nultoj aproksimaciji modela Fermijevog gasa [10], o kom će biti reči). Ova formula se i danas često koristi, iako nije bazirana na poznatoj fizici jezgra – nisu uljučeni efekti sparivanja nukleona i efekti ljudske, kao i mnogi drugi faktori za koje se danas zna da utiču na gustinu stanja.

Bete je postavio prvi od onog što danas nazivamo **fenomenološki model**. To su modeli nuklearne gustine stanja kojima je za cilj da imaju jednostavnu analitičku formu, tako da se putem parametrizacije sa eksperimentalnim rezultatima dobija formula koja ima visoku predvidljivost, ali malu zasnovanost na poznatoj fizici jezgra. Kao takvi, ovi modeli su korisni za primenu na jezgrima onog tipa koji su najčešće eksperimentalno ispitani i ne nalaze se daleko od linije stabilnosti. Ovi modeli su zbog toga pogodni za računice korištene u primenjenim oblastima kao što su oblasti medicine i nuklearne energetike.

S druge strane, **mikroskopski modeli** imaju za cilj da proizvedu gustinu nuklearnih stanja koja je bazirana na što korektnijem opisu interakcije nukleona i fizičkih pojava relevantnih za atomska jezgra, pa su i često mnogo kompleksniji od analitičkih izraza. Ovi modeli su primenjivi i za egzotična jezgra daleko od linije stabilnosti, jer nisu samo vezani za parametre eksperimentalno ispitivih jezgara, te nalaze primenu u astrofizici, specifično u nukleosintezi. Svakako, ovi modeli bi trebalo da globalno predvide eksperimentalno poznate gustine jezgra na malim energijama, naročito na energiji zahvata neutrona S_n [11], gde parametar D u (1.1.7) odgovara recipročnoj vrednosti gustine stanja, $\rho(S_n) = \frac{1}{D(S_n)}$.

1.2.1 Reprezentacija kvantnog stanja jezgra

U ovom delu ćemo se podsetiti nekih rezultata kvantne mehanike potrebnih za korekstan opis jezgra kao kvantnog sistema.

Pođimo od jednočestičnog modela, gde se jedan nukleon kreće u nekom efektivnom

potencijalu, i njegova svojstvena stanja Hamiltonijana koji odgovara tom potencijalu su opisana sa $|\psi_v\rangle$, $\hat{H}|\psi_v\rangle = \varepsilon_v |\psi_v\rangle$. Broj v predstavlja ovde skup svih kvantnih brojeva kojima se opisuje pojedinačni nukleon. Vektori $|\psi_v\rangle$ sačinjavaju jedan *bazis*, tj. skup vektora putem kojeg se mogu predstaviti proizvoljna stanja $|\psi\rangle$. Cilj je da stvorimo novi bazis od vektora $|\psi_v\rangle$ putem kojeg možemo predstaviti stanja ne jednog, nego celog sistema *neinteragujućih* nukleona (aproksimacija za jezgro). Jednostavna ideja bi bila da samo pridružimo svakom nukleonu stanje u kome se nalazi, i taj skup (tenzorski proizvod) nazovemo jedan *bazisni vektor sistema* N nukleona $|\Psi\rangle$:

$$|\Psi\rangle = |\psi_i\rangle_1 \otimes |\psi_j\rangle_2 \otimes \cdots \otimes |\psi_n\rangle_N. \quad (1.2.1)$$

Gde notacija naglašava da je prvi nukleon u stanju $|\psi_i\rangle$, drugi u stanju $|\psi_j\rangle$, i poslednji N -ti u stanju $|\psi_n\rangle$.

Predimo na slučaj dva nukleona, tj dve identične čestice sa spinom $1/2$:

$$|\Psi\rangle = |\psi_i\rangle_1 \otimes |\psi_j\rangle_2, \quad (1.2.2)$$

Iz teorije identičnih čestica znamo da ovo nije dovoljno dobar opis, jer kada projektujemo ovo stanje na svojstvena stanja operatora koordinate u ovom proširenom prostoru, $|X\rangle = |x_1\rangle \otimes |x_2\rangle$:

$$\begin{aligned} \langle X|\Psi\rangle &= (\langle x_1| \otimes \langle x_2|) |\Psi\rangle \\ &= \langle x_1|\psi_i\rangle_1 \otimes \langle x_2|\psi_j\rangle_2 \\ &= \psi_i(x_1)\psi_j(x_2), \end{aligned}$$

vidimo da ne postoji očekivana antisimetričnost ukupne talasne funkcije $\langle X|\Psi\rangle$, tj. kada zamenimo mesta dve identične čestice putem promene $|x_1\rangle \otimes |x_2\rangle \rightarrow |x_2\rangle \otimes |x_1\rangle$, dobijamo $\psi_i(x_2)\psi_j(x_1)$, gde generalno $\psi_i(x_1)\psi_j(x_2) \neq -\psi_i(x_2)\psi_j(x_1)$, kao što bi trebalo za identične fermione.

Iz teorije identičnih čestica takođe znamo da se ovaj problem može zaobići antisimetrizacijom stanja (1.2.2):

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|\psi_i\rangle_1 \otimes |\psi_j\rangle_2 - |\psi_j\rangle_1 \otimes |\psi_i\rangle_2 \right). \quad (1.2.3)$$

Ukoliko sad projektujemo na $|X_1\rangle = |x_1\rangle \otimes |x_2\rangle$ i na $|X_2\rangle = |x_2\rangle \otimes |x_1\rangle$, dobijamo $\langle X_1|\Psi\rangle = -\langle X_2|\Psi\rangle$, što praktično znači da zamenom 'mesta' (koordinata talasnih funkcija) dve identične čestice, njihova ukupna talasna funkcija menja znak u odnosu na prvobitnu. Ukoliko ovaj rezultat produžimo na sistem N neinteragujućih nuk-

leona, ukupna talasna funkcija biće predstavljena *Slejterovom determinantom*:

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \psi_i(x_1) & \psi_i(x_2) & \cdots & \psi_i(x_N) \\ \psi_j(x_1) & \psi_j(x_2) & \cdots & \psi_j(x_N) \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ \psi_n(x_1) & \psi_n(x_2) & \cdots & \psi_n(x_N) \end{vmatrix} \quad (1.2.4)$$

Zamislimo sada da nam je potreban matrični element nekog operatora u ovom bazisu, ili bilo kakva primena (1.2.4) za jezgro sa $N = 200$ nukleona. Tada bi bilo komplikovano koristiti (1.2.4), iako je potpuno korektan način da se bavimo neinteragujućim sistemom fermiona za koje znamo jednočestične talasne funkcije. Zbog toga, i drugih razloga, uvodimo novi način predstavljanja ukupnog stanja (*druga kvantizacija*[12]):

$$|\Psi\rangle = |n_i, n_j, \dots, n_n\rangle, \quad (1.2.5)$$

koji, ako poređamo stanja $|\psi_v\rangle$ po rastućim nedegenerisanim energijama $\varepsilon_i < \varepsilon_j < \dots < \varepsilon_n$, kaže da se u stanju $|\psi_i\rangle$ nalazi n_i nukleona (protona ili neutrona), u stanju $|\psi_j\rangle$ se nalazi n_j itd. U ovakvoj notaciji, uvode se operatori *kreacije* \hat{a}_v^\dagger i *anihiliacije* \hat{a}_v :

$$\begin{aligned} \hat{a}_v |n_i, n_j, \dots, n_v, \dots, n_n\rangle &= \sigma_v(1 - n_v) |n_i, n_j, \dots, n_v - 1, \dots, n_n\rangle, \\ \hat{a}_v^\dagger |n_i, n_j, \dots, n_v, \dots, n_n\rangle &= \sigma_v n_v |n_i, n_j, \dots, n_v + 1, \dots, n_n\rangle, \end{aligned}$$

pomoću kojih se mogu predstaviti operatori koji deluju na stanja celog jezgra identičnih neinteragujućih nukleona (1.2.5). Takođe, uvodi se operator *broja čestica u stanju* $m \hat{N}_m = \hat{a}_m^\dagger \hat{a}_m$, tako da:

$$\hat{N}_m |n_i, n_j, \dots, n_v, \dots, n_n\rangle = N_m |n_i, n_j, \dots, n_v, \dots, n_n\rangle, \quad N_\Psi = \sum_i N_i(\Psi), \quad (1.2.6)$$

gde je sa N_Ψ označen ukupan broj nukleona u sistemu, a sa Ψ je naglašeno da se suma vrši za jedan specifičan raspored nukleona po jednočestičnim stanjima u (1.2.5). Hamiltonian u $\hat{H} |\Psi\rangle = E_\Psi |\Psi\rangle$, koji deluje na prostor stanja jezgra (1.2.5) neinteragujućih identičnih čestica, i ukupna energija sistema E , mogu se predstaviti kao[12]:

$$\hat{H} = \sum_m \varepsilon_m \hat{a}_m^\dagger \hat{a}_m, \quad E_\Psi = \sum_m \varepsilon_m N_m(\Psi). \quad (1.2.7)$$

1.2.2 Računanje gustine nuklearnih stanja

Za računanje gustine stanja, potrebno je modelovati jednočestični potencijal kako bi se dobili jednočestični nivoi ε_m , a potom se, u zavisnosti od specifičnog modela, formira

hamiltonijan (1.2.7). Međutim, čak i kada se poseduje set nivoa ε_m , i dalje postoji problem kako tačno izračunati gustinu nuklearnih stanja. Ovde predstavljamo dva najpopularnija pristupa: *metod particione funkcije* i *kombinatorni metod*.

Metod particione funkcije

Neka je ukupno stanje sistema neinteragujućih nukleona (jezgra) $|i\rangle$, $\hat{H}|i\rangle = E_i|i\rangle$, a jednočestično stanje pojedinačnog nukleona $|v\rangle$, $\hat{H}_v|v\rangle = \varepsilon_v|v\rangle$ (\hat{H}_v je operator koji deluje na prostoru jednočestičnih stanja).

Gustinu nuklearnih stanja $\omega(E, N)$ na energiji jezgra E sa brojem nukleona (jednog tipa) N sada možemo definisati kao:

$$\omega(E, N) = \sum_i \delta(E - E_i) \delta(N - N_i), \quad (1.2.8)$$

, gde δ predstavlja Dirakovu delta funkciju, kako bi se integracijom ove veličine po energijama E i brojevima nukleona N dobio broj stanja na datoj energiji E sa brojem nukleona N .

Dvodimenzionom Laplasovom transformacijom veličine (1.2.8), dobijamo:

$$\begin{aligned} Q(\alpha, \beta) &= \int_0^\infty \int_0^\infty dE dN e^{-\beta E + \alpha N} \omega(E, N) \\ &= \sum_i \int_0^\infty \int_0^\infty dE dN e^{-\beta E + \alpha N} \delta(E - E_i) \delta(N - N_i) \\ &= \sum_i e^{-\beta E_i + \alpha N_i} \\ &= \sum_i e^{-\beta \sum_m \varepsilon_m N_m(i) + \alpha \sum_m N_m(i)} \\ &= \sum_i \prod_m e^{-(\beta \varepsilon_m + \alpha) N_m(i)}, \end{aligned}$$

gde su α i β kompleksni brojevi, a koristeći činjenicu da su nukleoni fermioni, tako da okupacioni broj $N_m(i)$ u bilo kom ukupnom stanju $|i\rangle$ može da uzme vrednosti samo 1 ili 0, dobija se:

$$Q(\alpha, \beta) = \prod_m (1 + e^{-\beta \varepsilon_m + \alpha}). \quad (1.2.9)$$

Veličina $Q(\alpha, \beta)$ odgovara particonoj funkciji velikog kanonskog ansambla, a njena inverzna Laplasova transformacija daje gustinu stanja $\omega(E, N)$:

$$\omega(E, N) = \int_{a-i\infty}^{a+i\infty} \int_{b-i\infty}^{b+i\infty} d\alpha d\beta e^{-\alpha N + \beta E + \ln Q(\alpha, \beta)}. \quad (1.2.10)$$

Dakle, ukoliko posedujemo šemu jednočestičnih nivoa ε_m , možemo izračunati gustinu stanja koristeći (1.2.10). Komplikacija u praktičnom računu nastaje usled toga što je potrebno primeniti numeričku dvodimenzionu Laplasovu transformaciju za spektar jednočestičnih stanja ε_m koji se sastoji iz izrazito diskretnog i kontinualnog dela. Kao posledica, potrebno je primeniti određene aproksimacije pri računanju (1.2.10).

Jedna od aproksimacija je veoma primenjena *aproksimacija sedlaste tačke*, gde se vrednosti realnih brojeva a i b u (1.2.10) biraju tako da vertikalna linija po kojoj se integrali u kompleksnoj ravni sa svoje desne strane sadrži oblast u kojoj je kompleksna funkcija koja se integrali, $e^{-\alpha N + \beta E + \ln Q}$, analitička. Pri takvoj aproksimaciji gube se detalji vezani za diskretni deo spektra, dok je rezultat primenljiv na višim energijama pobude. Kao rezultat, dobija se analitički oblik gustine stanja (detalji u Dodatku A):

$$\omega(E, N) = \frac{e^S}{2\pi\sqrt{\det A}}; A = \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^* \partial \alpha^*} & \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^* \partial \alpha^*} \\ \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^* \partial \alpha^*} & \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \alpha^{*2}} \end{bmatrix}, S = \Omega + \beta E - \alpha N, \quad (1.2.11)$$

gde je S entropija sistema, a $\Omega = \ln Q$. Pored toga, proces se može generalizovati uzimajući u obzir različite integrale kretanja K_i , tako da $S = \Omega + \beta E + \sum_i \alpha_i K_i$, gde se za svaki dodatni integral kretanja dobija još jedna dimenzija u Laplasovoj transformaciji (još jedna delta funkcija u (1.2.8)).

Kombinatorni metod

Ukoliko je poznata šema jednočestičnih nivoa ε_v , tada se problemu brojanja nuklearnih stanja (1.2.5) može pristupiti kombinatornim putem, gde se za sistem od A nukleona posmatra broj načina na koje se oni mogu raspodeliti po šemi nivoa ε_v za određenu dostupnu energiju E .

Ovakav pristup, u zavisnosti od realističnosti jednočestične šeme ε_v , može da proizvede gustinu stanja i na niskim energijama, gde po definiciji izraz (1.2.11) nije primenjiv. Pored toga, ovi modeli se mogu kombinovati i sa metodima srednjeg polja, o kojima će biti kasnije reči. Ovakav pristup dozvoljava određivanje gustine stanja za određeni broj čestica i šupljina (1.1.12), a Berger i Martinot[13] su predstavili generalan način da se dođe do tog izraza za datu šemu nivoa i proizvoljan broj konstanti kretanja. Na taj način može se dobiti gustina nivoa za proizvoljno ograničenje, tj. za određenu vrednost spina, parnosti, ali takođe i energije uparivanja, izospinskog broja itd.

1.2.3 Fenomenološki modeli

Prepostavljajući ekvidistantnu šemu jednočestičnih nivoa ε_v , i korišćenjem aproksimacije sedlaste tačke (1.2.11), Bete je došao do izraza za gustinu stanja za jedan tip neinteragujućih nukleona, koristeći Fermijevu statistiku:

$$\omega(E) \approx \frac{\sqrt{\pi}}{48U} e^{2\sqrt{aU}}, \quad (1.2.12)$$

gde je U ekscitaciona energija $U = E - E_0$, za jezgro sa energijom u osnovnom stanju E_0 , dok je eksitaciona energija povezana sa temperaturom sistema T kao $U = aT^2$. Ovde je a tzv. *parametar gustine nivoa*, povezan sa gustinom jednočestičnog stanja $g(\{\varepsilon_v\})$ kao $a = \frac{\pi^2 g(\{\varepsilon_v\})}{6}$.

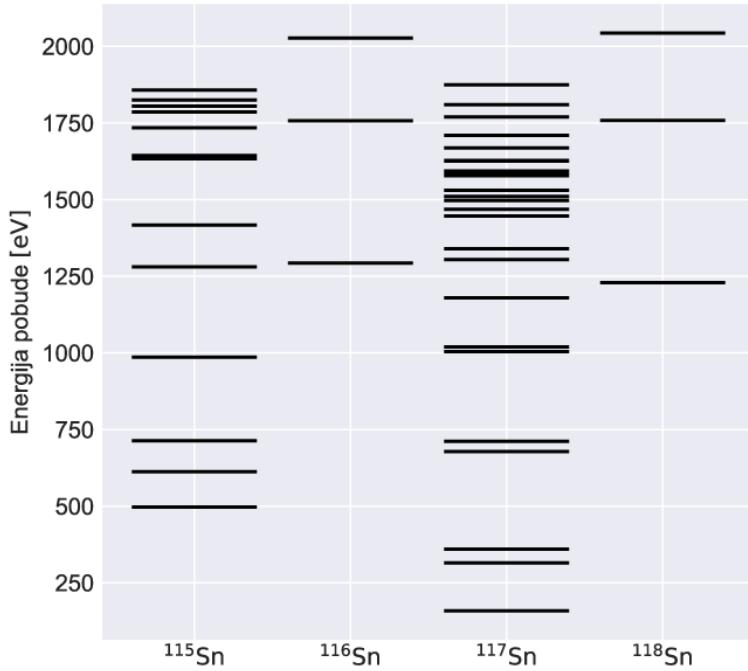
Često se u literaturi rezultat (1.2.12) naziva Fermi gas model, međutim u pravom Fermi gasu, gustina jednočestična stanja neinteragujućeg gasa $g(\{\varepsilon_v\})$ bi trebalo da raste sa korenom kinetičke energije čestica, dok je ovde prepostavljen ekvidistantan model[10].

Kao što je već rečeno, Beteov pristup ne uzima u obzir neke efekte koji se javljaju u jezgru:

- Efekti ljudske - Slično kao i u atomima, nukleoni popunjavaju energetske ljudske, gde ukoliko poslednji nukleon zatvara ljudsku, potrebna je primetno veća energija za pobudu u odnosu na jezgro gde nije zatvorena ljudska.
- Energija procepa - Postoji primetna razlika u šemama nivoa prelaskom sa parno-parnog na neparno-parno jezgro sa povećanjem broja neutrona (Slika 1.2).
- Kolektivno kretanje - Stanja povezana sa kolektivnim kretanjem se naknadno na formula (1.2.12) dodaju množenjem sa fenomenološkim faktorima.

Pomereni model Fermijevog gasa

Efekat ljudsaka (tj. hiperfine strukture) i uparivanja nukleona može se fenomenološki uključiti u formulu (1.2.12) uzmicanjem energije $U^* = U - \Delta$ [10], gde je Δ parametar uzmaka. Takav model naziva se pomereni model Fermijevog gasa (Back-shifted Fermi gas model), iako opet treba uzeti u obzir da je formula (1.2.12) nulta aproksimacija Fermijevog gasa. Ovo je jedan od najprimjenjenijih modela, usled svog jednostavnog analitičkog oblika i toga da efekti nuklearne strukture nisu u potpunosti zanemareni.



Slika 1.2: Ekscitacione energije za izotope $^{x}_{50}\text{Sn}$. Uključene su i kolektivne i jednočestične ekscitacije [<https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>]

Model konstantne temperature

Gilbert i Kameron su pokazali[14] da se na niskoj energiji gustina nuklearnih stanja ponaša kao eksponencijalna funkcija energije pobude:

$$\rho(E, J) = \frac{f(J)}{T} e^{\frac{E}{T}}, \quad (1.2.13)$$

, gde je T statistička temperatura sistema, dok je f distribucija spina jezgra, a takav opis niskotemperaturnog dela gustine nuklearnih stanja se naziva *model konstantne temperature*. Gilbert i Kameron su ukombinovali dva modela, tako da (1.2.13) modeluje niskotemperaturnu regiju (ispod 4 – 5 MeV), dok pomereni model Fermijevog gasa modeluje ostatak, a takav pristup se ponekad naziva *Gilbert-Kameron model*.

1.2.4 Hartri-Fok modeli

Prethodno su navedeni modeli koji se nazivaju fenomenološkim zbog načina na koji tretiraju pomenute efekte nuklearne strukture. Modeli koji pokušavaju da objasne ove efekte polazeći od nuklearnog stanja (1.2.8) i ukupnog Hamiltonijana su mikroskopski modeli.

Realističan opis problema N-tela za nuklearna jezgra do danas nije postignut. Razlog leži pretežno u tome što opis nuklearne interakcije nije jednostavan. Jedna specifična aproksimacija je *Hartri-Fok metod*, tj. iterativni metod gde se usrednjeni potencijal za

model ljsaka dobija primenom varijacionog principa na funkcional energije:

$$E[\Psi] = \frac{\langle \Psi | H | \Psi \rangle}{\langle \Psi | \Psi \rangle}, \quad (1.2.14)$$

gde $|\Psi\rangle$ odgovara (1.2.5), a hamiltonijan H je suma jednočestičnih hamiltonijana koji deluju na jednočestična stanja $|\psi_v\rangle$. Tada se varijacijom:

$$\delta E[\Psi] = 0, \quad (1.2.15)$$

mogu dobiti aproksimativna rešenja za vezana stanja jezgra, gde se inicijalna talasna funkcija pretpostavlja u obliku Slejterove determinante (1.2.4). Detaljan opis Hartri-Fok metoda za nuklearnu strukturu dat je u [15].

Naknadno, kada se odredi usrednjen potencijal za model ljsaka, dodavanjem dodatnog člana interakcije u hamiltonijan neinteragujućih čestica (1.2.7) mogu se uključiti tzv. *rezidualne interakcije* koje su potrebne usled toga što se neke osobine jezgra ne mogu opisati usrednjениm poljem. Uključivanjem takvih interakcija za uparivanje nukleona, mogu se dobiti dobra slaganja sa eksperimentom za predviđanje energije procepa. Jedan metod koji uključuje i ove dodatne interakcije je baziran na BCS teoriji, gde nukleoni stvaraju Kuperove parove [16]. Krajnja kombinacija se često naziva *Hartri-Fok-BCS* ili *Hartri-Fok-Bogoljubov* model (Bogoljubov je dao uopšten tretman efekta superprovodnosti u jezgru koristeći eksitacije kvazičestica [15]).

Gustine stanja se potom mogu dobiti korišćenjem kombinatornog ili metoda partitivne funkcije. Ovako proračunate gustine nuklearnih stanja uzimaju minimalan broj eksperimentalnih parametara. Pored toga, kolektivne eksitacije se dobijaju na fizički opravdan način, za razliku od množenja korektivnim faktorima u fenomenoliškim modelima.

1.3 Reakcije sa fotonima

Predstavljene statističke metode su generalne u načinu na koji predviđaju verovatnoću emisije sistema sa mnogo stepeni slobode na određene kanale, međutim način pobude utiče na to kako će se takav sistem ostvariti. Konkretno, u (1.1.11) potrebno je odrediti σ_R , dok u (1.1.9) je potrebno odrediti T_i , za specifičan mehanizam eksitacije. Za fotonuklearne reakcije, taj mehanizam je fotoapsorpcija. U daljem tekstu predstavljen je način da se modeluje efikasni presek za apsorpciju fotona, a potom i koncept funkcije jačine prelaza koji je usko vezan za taj efikasni presek.

1.3.1 Efikasni presek za fotoapsorpciju

Fotonuklearne reakcije predstavljaju koristan alat za ispitivanje atomskog jezgra, usled toga što projektil, foton, ne interaguje jakom silom. Jaka sila je oko 100 puta intenzivnija od elektromagnetne, tako da fotonom može da se ispita struktura jezgra bez prevelikog narušavanja same strukture (naravno, fotonuklearne reakcije mogu da izazovu i velike stukturne promene u zavisnosti od energije projektila, kao i inicijalne stabilnosti mete). Pored ispitivanja nuklearnog jezgra, fotonuklearne reakcije su korisne i u primjenjenim poljima, poput zaštite od ionizujućeg zračenja, prozvodnje medicinskih izotopa, i slično.

Gigantska dipolna rezonanca

Ukoliko upadni foron ima energiju niže od energije pobude jezgra, interagovaće sa jezgrom kao celinom i rasejati se elastično. Na nekim većim energijama dolazi do mogućnosti pobude nekog stanja jezgra. Ukoliko foton pobudi prvo stanje jezgra, jezgro se može deekscitovati samo na osnovno stanje. U tom slučaju je energetska širina prvog pobuđenog stanja Γ ujedno i ukupna energetska širina, dok u slučaju uzastopnih deekscitacija sa nekih viših stanja, ukupna energetska širina rezonance Γ jednaka je sumi širina svakog od stanja u lancu deekscitacije $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$. To znači da kako idemo ka većim energijama pobude tj. energija upadnog fotona, rezonancije postaju sve šire i počinju da se preklapaju, gde ubrzo (blizu energije separacije neutrona) rezonance ne mogu više da se razluče. Efikasni presek za apsorpciju fotona od strane jednog izolovanog nivoa sa energetskom širinom Γ_i , spinom I_i i verovatnoćom prelaza γ_i je[17]:

$$\sigma_i(E) = \lambda_i^2 \frac{2I_i + 1}{2I_0 + 1} \frac{\gamma_i}{\Gamma_i} \frac{(E\Gamma_i)^2}{(E_i^2 - E^2)^2 + (E\Gamma_i)^2}, \quad (1.3.1)$$

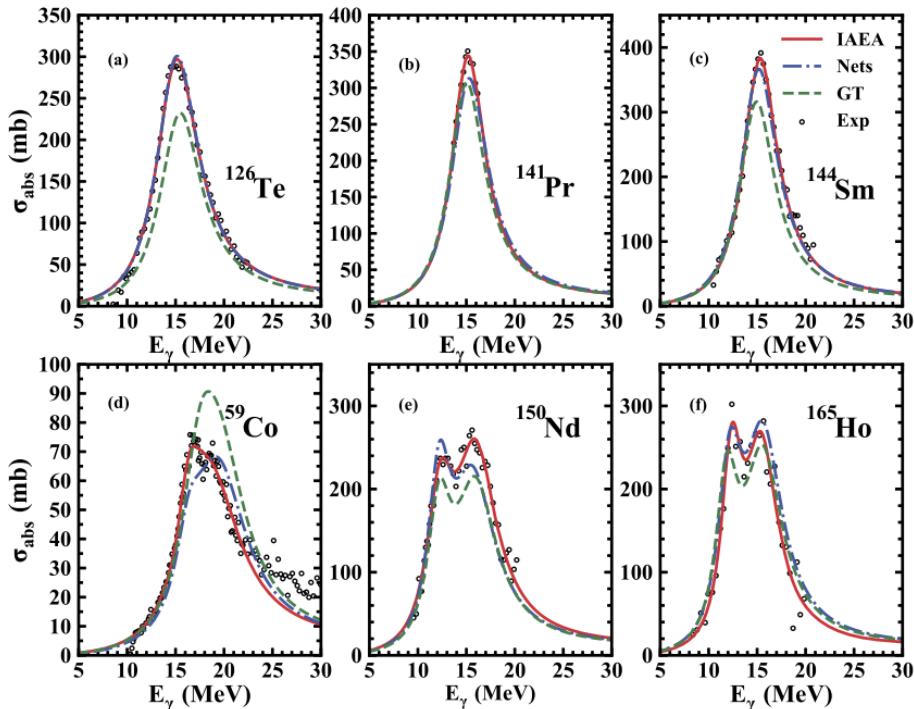
gde je λ_i talasna dužina, a I_0 spin osnovnog stanja.

Jedna od prominentnih struktura koja se može primetiti na krivi efikasnog preseka fotonuklearnih reakcija u zavisnosti od energije upadnog fotona je *gigantska dipolna rezonanca (GDR)*, koja nastaje kao posledica ekscitacije kolektivnih stanja jezgra, i može se interpretirati kao kolektivna oscilacija protona u odnosu na neutrone, dok su prelazi dominirani sa E_1 multipolnošću. Ova struktura se javlja u efikasnim presecima fotonuklearnih reakcija na svim jezgrima (primer: Slika 1.3), sa širinom od 3 do 10 MeV, a centrirana je na energijama oko 10 do 20 MeV, u zavisnosti od težine jezgra. Efikasni presek za fotoapsorpciju u GDR regiji se često modeluje u obliku Lorencove funkcije[18],

slično kao i rezonanca na jednom stanju jezgra (1.3.1):

$$\sigma_{\text{GDR}}(E) = \sigma_R \frac{E_\gamma^2 \Gamma_R^2}{(E_R^2 - E_\gamma^2)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_R^2}. \quad (1.3.2)$$

Ovo je svakako veoma gruba aproksimacija, primenjiva na srednja i teža jezgra sfernog oblika. U slučaju lakših jezgara, kolektivni modovi pobuđenja su dovoljno razređeni da se može primetiti detaljnija struktura u GDR delu efikasnog preseka, što se ne može opisati glatkom funkcijom poput (1.3.2). U slučaju deformisanih jezgara, javlja se rasplinjavanje vrha dipolne rezonance (donji red, Slika 1.3) i velik uticaj kvadrupolne rezonance.



Slika 1.3: Primeri gigantske dipolne rezonance na efikasnim presecima za fotoapsorpciju, na različitim jezgrima. Preuzeto iz [19].

Kvazi-deuteronski model

Na energijama preko 30 MeV-a, foton ima dovoljno energije da prodre u nuklearnu strukturu i interaguje sa zasebnim konstituentima jezgra. Kvaziklasični pristup koji se koristi u regijama preko 30 MeV pa čak do 150 – 200 MeV je *kvazi-deuteronski model* koji je zadao Levinger[20], gde je napravljena pretpostavka o direktnoj povezanosti efikasnog preseka za apsorpciju fotona σ_{QD} i efikasnog preseka za fotodezintegraciju

deuterona σ_d :

$$\sigma_{QD}(E_\gamma) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(E_\gamma) f(E_\gamma), \quad (1.3.3)$$

gde je L Levingerova konstanta, tj. parametar za eksperimentalni fit, dok $f(E_\gamma)$ predstavlja dodatni parametar kako bi se uključio efekat Paulijevog pravila pri stvaranju kvazi-deuterona u jezgru[21].

Konačno, efikasni presek za fotoapsorpciju, potreban i za statističke Hauzer-Fešbah kao i za predravnotežne računice, modeluje se kao zbir kvazi-deuteronskog modela i modela koji opisuje apsorpciju na GDR delu:

$$\sigma_{\text{abs}} = \sigma_{\text{GDR}} + \sigma_{\text{QD}}. \quad (1.3.4)$$

1.3.2 Funkcije jačine prelaza

Ako se relacija (1.1.7) iskoristi u slučaju transmisionog koeficijenta gama zraka sa izraženom multipolnošću prelaza X i redom multipolnosti L , dobija se:

$$T_{XL} = 2\pi \frac{\langle \Gamma_\gamma \rangle}{D}. \quad (1.3.5)$$

Ovde se definiše veličina specifična za reakcije koje uključuju fotone, **funkcija jačine prelaza**[22] (ili nekad *funkcija jačine gama zraka*):

$$f_{XL}(E_\gamma) = E_\gamma^{-(2L+1)} \frac{\langle \Gamma_\gamma \rangle}{D}, \quad (1.3.6)$$

tako da se preko nje transmisioni koeficijent može izraziti kao:

$$T_{XL} = 2\pi f_{XL}(E_\gamma) E_\gamma^{(2L+1)}. \quad (1.3.7)$$

Kako je većina kanala nuklearnih reakcija propraćeno emisijom fotona iz rezidualnog jezgra, funkcija jačine prelaza u (5) predstavlja bitan parametar za procenu efikasnog preseka određenog kanala reakcije.

Modeli za funkciju jačine prelaza mogu da budu fenomenološki i mikroskopski, slično kao i u slučaju modela gustine nuklearnih stanja.

Često se funkcija jačine prelaza koja odgovara apsorpciji fotona od strane jezgra obeležava kao uzlazna funkcija jačine prelaza \overrightarrow{f}_{XL} , dok ona koja odgovara deekscitaciji se obeležava kao silazna funkcija jačine prelaza \overleftarrow{f}_{XL} .

Prema *Brink-Akselovoј hipotezi*, uzlazna i silazna funkcija jačine prelaza su jednake,

$\overrightarrow{f_{XL}} = \overleftarrow{f_{XL}}$. Ovo omogućava direktno povezivanje eksperimentalnih rezultata iz (γ, n) reakcija sa transmisionim koeficijentima u (n, γ) reakcijama. Tačnije, efikasni presek sa apsorpciju fotona od strane jezgra može se izraziti preko uzlazne funkcije jačine prelaza kao[23]:

$$\sigma_{\text{absXL}}(E_\gamma) = (\pi \hbar c)^2 (2\lambda + 1) E_\gamma^{2\lambda - 1} \overrightarrow{f_{XL}}(E_\gamma), \quad (1.3.8)$$

gde je λ talasna dužina upadnog fotona, E_γ njegova energija dok XL opet odgovara multipolnosti prelaza. Tako je poznavanje eksperimentalnog efikasnog preseka za fotoapsorpciju korisno da bi se odredila uzlazna funkcija jačine prelaza ispitivanog jezgra, preko koje se posle putem Brink-Akselove pretpostavke dobija i silazna funkcija jačine prelaza, koja je korisna za svaku reakciju koja je propraćena emisijom fotona. Naravno, ovo je primenjivo samo u kontinualnoj regiji (posle energije separacije neutrona), za koju važi rezultat (1.3.8).

Modeli funkcije jačine prelaza

Brink-Akselova hipoteza je aproksimacija za koju je pokazano da nije u potpunosti validna, međutim dovoljno je dobra aproksimacija za veliki broj reakcija. Direktna zavisnost funkcije jačine prelaza od efikasnog preseka fotoapsorpcije navodi da je regija gigantske dipolne rezonance dominantna i za funkcije jačine prelaza u predelu 10 – 30 MeV, kao da i ona ima oblik Lorencove funkcije (1.3.2).

Tako se većina fenomenoloških modela za funkciju jačine prelaza zasniva na nekom generalnom obliku Lorencove funkcije sa slobodnim parametrima koji se posle fituju na eksperiment. Dva najpoznatija fenomenološka modela koji se zasnivaju na standardnoj Lorencovoj funkciji su *Brink-Akselov model*[24] i *Kopecki-Ul model*[25].

Kao i u slučaju gustine nuklearnih stanja, postoje i mikroskopski modeli za funkcije jačine prelaza koji se zasnivaju na Hartri-Fok-Bogoljubov (HFB) pristupu. Pored toga, potrebno je i posebnu pažnju posvetiti kolektivnim ekscitacijama koje očigledno igraju veliku ulogu u određivanju funkcije jačine prelaza, a za to se koristi metod kvazinasumične aproksimacije faze (QRPA)[26]. U skorije vreme, nerelativistička HFB uz QRPA računica uspešno predviđa funkcije jačine prelaza, na nivou fenomenoloških modela[27]. Samo nekolicina ovakvih računica je izvedeno do danas za širok opseg jezgara, i to samo za $M1$ i $E1$ multipolnosti.

1.4 TALYS kod

U prethodnom delu teksta predstavljen je samo deo od mnogih detalja koji ulaze u modelovanje nuklearnih reakcija, te postoji potreba da se obiman račun za predviđanje

efikasnih preseka svih mogućih kanala reakcija raznih meta i projektila ukombinuje u jedan kod. Neki od trenutno najrazvijenijih kodova za nuklearne reakcije su: TALYS[28], EMPIRE[29], i GNASH[30].

TALYS kod je napisan u programskom jeziku FORTRAN, sa ciljem da simulira reakcije koje uključuju interakcije fotona, neutrona, protona, deuterona, ^3He , i alfa čestica sa jezgrima mase $A > 12$, na energijama do 200 MeV-a. Razvijanje TALYS koda započeto je kao nadogradnja na stariji ECIS kod za optički model, sa ciljem da se proizvede kod koji će da usaglasi proračun svih mogućih kanala velikog broja reakcija. Kod trenutno postoji preko 20 godina i idalje se razvija uz često ažuriranje što efikasnosti, to i modela potrebnih parametara za opis reakcije. Postoji više razloga zašto je ovakav globalan pristup modelovanju nuklearnih reakcija koristan:

- Mogućnost povezivanja postojećih baza podataka sa eksperimentalnim vrednostima potrebnih za ograničavanje teorijskih modela (parametri za optički model, parametri za rezonance, mase jezgra, šeme nivoa, itd.)
- Mogućnost produkovanja baza podataka teorijski predviđenih vrednosti veličina koje nisu eksperimentalno merljive.
- Ispitivanje uticaja specifičnog parametra na teorijski predviđene vrednosti određene veličine i poređenje sa velikim brojem eksperimentalno dostupnih vrednosti te veličine za velik broj jezgara.

Složene reakcije su modelovane Hauzer-Fešbahovom teorijom, dok se za predravnotežne reakcije koristi ekscitonski model.

Ono što ističe TALYS u odnosu na ostale kodove za nuklearne reakcije je korišćenje raznih "ključnih reči" u ulaznom fajlu koda koje pružaju veliku slobodu pri potrebnim proračunima. Tako npr. korišćenjem ključnih reči *strength x* i *ldmodel x*, mogu se izabrati različiti modeli za funkciju jačine prelaza i gustine nuklearnih stanja pri proceni efikasnog preseka. Ključnim rečima se dalje mogu birati specifični parametri u jednom odabranom modelu gustine nuklearnih stanja ili funkcije jačine prelaza, kao što je npr *asys y/n* gde ukoliko je odabrana opcija *y*, TALYS neće fitovati parametre fenomenoloških modela gustine nuklearnih stanja na eksperimentalno dostupne šeme nivoa i prosečna rastojanja *D* (1.1.7) oko energije separacije neutrona.

Navodimo sve modele za gustinu nuklearnih stanja i funkciju jačine prelaza, i etiketiramo ih sa oznakama LD u slučaju gustine stanja, i SF u slučaju funkcija jačine:

- Modeli gustine stanja:

- *Fenomenološki*
(LD1) Model konstantne temperature

(LD2) Pomeren model Fermijevog gasa

(LD3) Generalizovani superfluid model

- *Mikroskopski*

(LD4) Hartri-Fok Bogoljubov (HFB) model sa Skirm interakcijom

(LD5) HFB model sa Skirm interakcijom + kombinatorni metod

(LD6) Vremenski zavisan HFB model sa Gognijevom interakcijom

- Modeli funkcije jačine prelaza:

- *Fenomenološki:*

(SF1) Kopecki-Ul model Lorencijana

(SF2) Brink-Aksel model Lorencijana

(SF9) Pojednostavljeni modifikovani model Lorencijana

- *Mikroskopski:*

(SF3) Hartri-Fok BCS računice

(SF4). HFB računice

(SF5). Gorijelijev hibridni model

(SF6). Vremenski zavisan HFB model

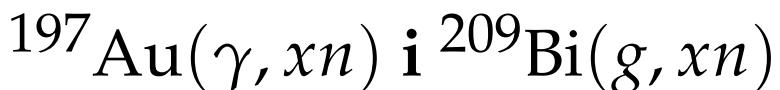
(SF7). Vremenski zavisan relativistički model srednjeg polja

(SF8). Računice sa Gognijevom interakcijom + QRPA

(SF10). Računice sa Skirm interakcijom + QRPA

gde su modeli numerisani kao i u TALYS softveru. Takođe modeli su grubo podeljeni u grupacije prema već pomenutom fenomenološkom i mikroskopskom pristupu. Svaki od navedenih modela se može specificirati zasebno za pojedinačne nuklide koji učestvuju u mogućim kanalima reakcije. Krajnji rezultat pokretanja TALYS računice je izlazni fajl u kojem se nalazi totalni efikasni presek za reakciju, kao i efikasni preseci za zasebne kanale. Takođe, u zavisnosti od korišćenih ključnih reči, izlazni fajl može da sadrži i funkcije jačine prelaza, gustine stanja, transmisione koeficijente, i druge parametre vezane za procenu ishoda nuklearnih reakcija. Takođe, moguće je koristiti i ključne reči kako bi u izlaznom fajlu bila sadržana i ugaona distribucija za elastične i neelastične reakcije. Moguće je i korišćenje TALYS koda za dobijanje efikasnog preseka i prinosa iz fisije, kao i prateće spektre neutrona i gama zraka.

2 | Analiza efikasnih preseka za fotonuklearne reakcije



Ovde su analizirane fotonuklearne reakcije $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ i $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$. Mete sačinjene od ovih izotopa su izlagane kontinualnom spektru fotona u rasponu od 0 do 40, 50 i 60 MeV. Cilj je da uporedimo eksperimentalno određene i računski procenjene fluksom usrednjene efikasne preseke za tri spektra fotona sa različitim maksimalnim energijama.

Veličina od interesa, tj. fluksom usrednjeni efikasni presek za specifičan kanal reakcije (γ, xn) , definišemo kao:

$$\langle \sigma \rangle(E_{\max}) = \frac{\int_{E_t}^{E_{\max}} \sigma(E) \phi(E) dE}{\int_{E_t}^{E_{\max}} \phi(E) dE}, \quad (2.0.1)$$

gde je $\sigma(E)$ vrednost efikasnog preseka za neki od kanala reakcije (γ, xn) na energiji E , dok je $\phi(E)$ fluks fotona na toj energiji. Granične vrednosti su E_t – prag reakcije i E_{\max} – maksimalna energija fotona iz snopa.

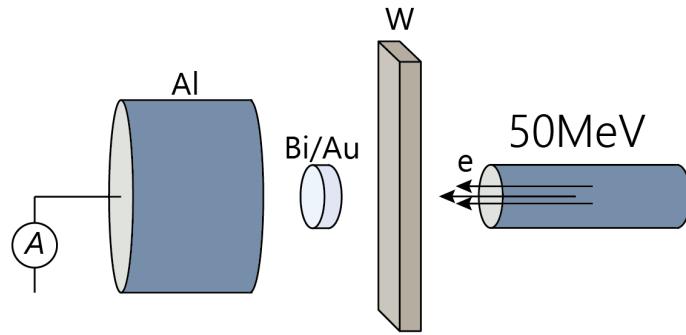
Vrednost (2.0.1) se može odrediti eksperimentalno analizom gama-spektra produkta reakcija uz poznavanje fotonskog fluksa, dok se teorijska procena vrši tako što se efikasni presek izračuna putem TALYS softvera i ukombinuje sa simulacijom foton-skog fluksa. 60 različitih teorijskih procena, koje odgovaraju različitim kombinacijama 10 modela za funkciju jačine prelaza i 6 modela za gustinu nuklearnih stanja, za neke od kanala reakcija $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ i $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$, su potom upoređene sa eksperimentalno dobijenom vrednošću.

Od interesa su specifično kanali $x = 3, 4$ fotonuklearnih reakcija $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ i $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$, jer su merenja na ovim energijama slabije dostupna u odnosu na $x = 1, 2$. Takođe, $x = 1$ kanal u slučaju zlata je korišćen za kalibraciju, tako da taj slučaj nije ispitana.

Kako ispitujemo fotonske spekture sa maksimalnim energijama od 40, 50 i 60 MeV, očekujemo veoma male verovatnoće za emisiju preko $x = 4$ neutrona, usled toga što su separacione energije neutrona reda 7 – 8 MeV, pa su pragovi za ove kanale visoki.

2.1 Eksperimentalni rezultati

Kontinualan spektar fotona je proizведен putem zakočnog zračenja nastalog iz interakcije elektronskog snopa na energijama od 40, 50 i 60 MeV sa konvertorom od volframa (Slika 2.1). Rezultujući snop fotona potom nailazi na mete od bizmuta i zlata (zasebni eksperimenti), gde dolazi do stvaranja produkata (γ, xn) reakcija, čiji se gama spektar potom analizira.



Slika 2.1: Šematski prikaz eksperimenta gde elektronski snop od 50 MeV nailazi na konvertor od volframa gde se elektroni zaustavljaju i dolazi do proizvodnje zakočnog zračenja koje dovodi do fotonuklearnih reakcija na metama od bizmuta ili zlata. Aluminijumski cilindar služi za registrovanje elektrona koji su uspeli da prođu kroz konvertor.

Saturaciona aktivnost produkta specifičnog kanala reakcije može se izračunati kao:

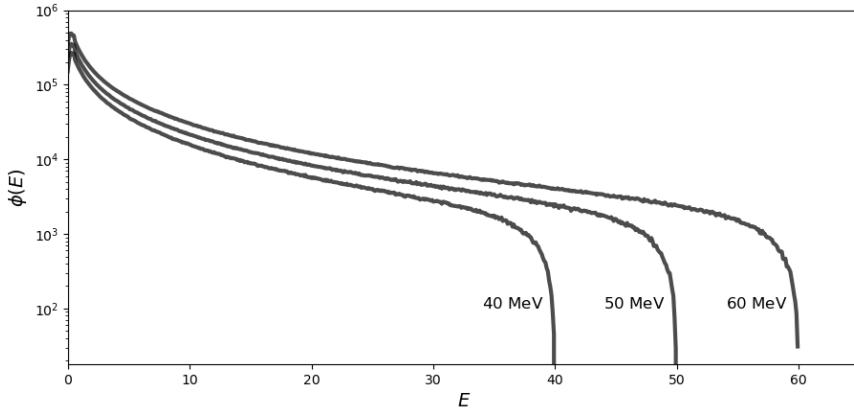
$$R = \int_{E_t}^{E_{\max}} \sigma(E) \phi(E) dE, \quad (2.1.1)$$

gde vidimo da integral odgovara brojiocu u (2.0.1). Ova veličina se eksperimentalno može dobiti na sledeći način:

$$R = \frac{N_\gamma \lambda M}{m N_a \epsilon \eta p_\gamma (1 - e^{-\lambda t_{i,m}}) e^{-\lambda \Delta t}}, \quad (2.1.2)$$

gde je N_γ odbroj detektovanih fotona odgovarajućeg gama pika, λ je konstanta raspada produkta tog kanala, M je maseni broj, dok je m masa aktivacionog detektora, N_a je Avogadrovo broj, ϵ efikasnost detektora, η je prirodna zastupljenost posmatranog izotopa mete, p_γ je kvantni prinos detektovanih fotona, dok su vremena t_i, t_m i Δt vreme ozračavanja, vreme merenja i vreme hlađenja, respektivno.

Ukoliko posedujemo fluks fotona $\phi(E)$, koristeći jednakost između (2.1.2) i (2.1.1), i toga da integral u (2.1.1) predstavlja brojilac u (2.0.1), može se dobiti eksperimentalno određen fluksom usrednjeni efikasni presek. Spektar fotonskog fluksa za tri različite energije elektornskog snopa može se dobiti simulacijom zakočnog zračenja putem GEANT4 koda (Slika 2.2).



Slika 2.2: Simluacija zakočnog zračenja putem GEANT4 koda.

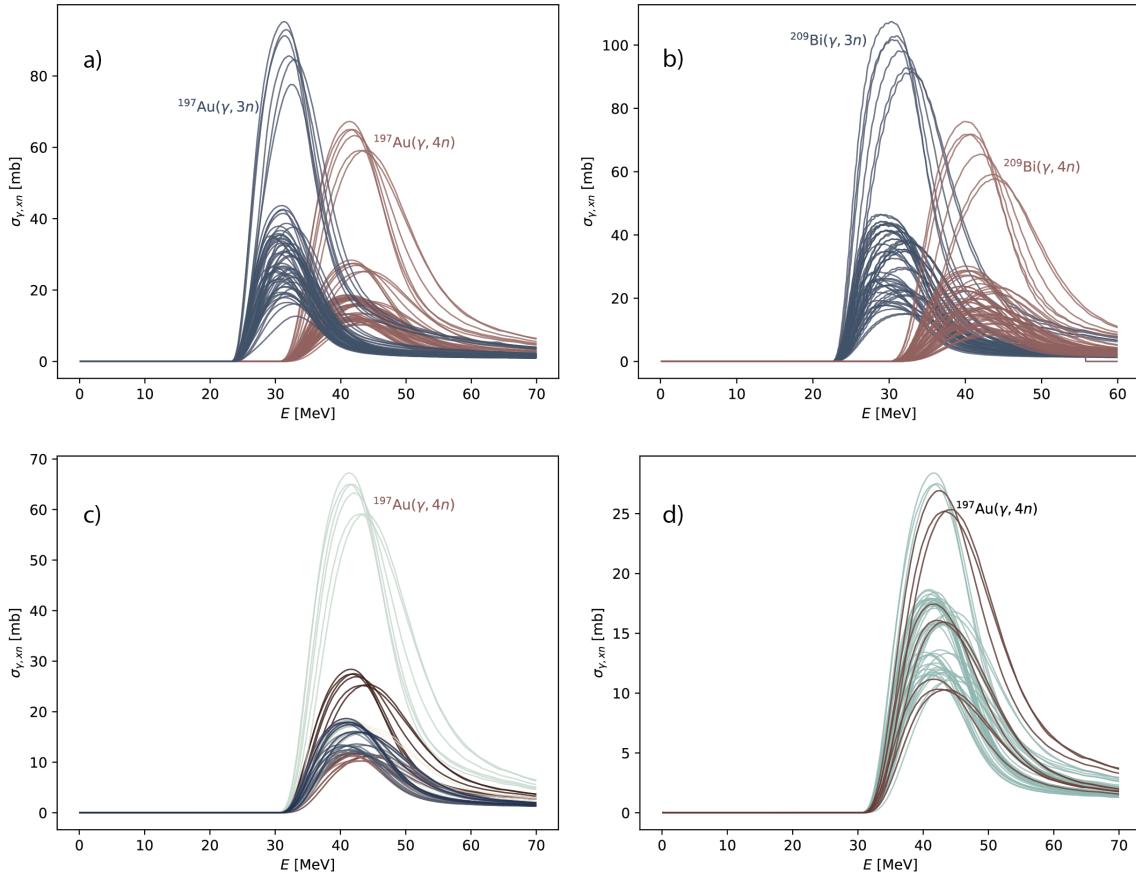
Eksperimenti su vršeni u Nacionalnoj naučnoj laboratoriji Alihanian u Jerevanu (Jermenija), pomoću linearne elektronskog akceleratora LUE-75. Ozračeni uzorci zlata/bizmuta su postavljeni u HPGe detektor kako bi se iz gama spektra odredio prisnos produkata reakcija $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$ i $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ koji nastanu u ekscitovanom stanju posle emisije neutrona iz inicijalnog jezgra. Eksperimentalno dobijene vrednosti fluksom usrednjenoj efikasnoj preseku dobijene na ovaj način (rezultati u procesu objavljuvanja) za kanale $x = 3, 4$ reakcija $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$ i $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$, prikazane su u tabeli (Tabela 2.1). Svaka od vrednosti u tabeli će biti upoređena sa 60 teorijskih procena za taj kanal i maksimalnu energiju spektra zakočnog zračenja (fotonskog fluksa).

Kanali	$\langle\sigma\rangle$ [mb]		
	40 MeV	50 MeV	60 MeV
$^{197}\text{Au}(\gamma, 3n)^{194}\text{Au}$	12.5(10)	10.5(10)	8.0(10)
$^{197}\text{Au}(\gamma, 4n)^{193}\text{Au}$	2.5(15)	5.3(5)	4.3(4)
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 3n)^{206}\text{Bi}$	14.6(15)	19.7(20)	14.9(15)
$^{209}\text{Bi}(\gamma, 4n)^{205}\text{Bi}$	30(3)	31(3)	24(2)

Tabela 2.1: Eksperimentalno dobijene vrednosti fluksom usrednjenoj efikasnoj preseka za određene kanale fotonuklearnih reakcija $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$ i $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$

2.2 Teorijska procena

Korišćenjem TALYS softvera, procenjeni su efikasni preseci za kanale $x = 3, 4$ reakcija $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$ i $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ (Slika 2.3 a), b)). Kao što je rečeno, pošto se radi o fotonuklearnim reakcijama, funkcije jačine prelaza imaju velik uticaj na procenu efikasnog preseka. Na Slici 2.3 c), jednoj boji odgovara jedan model za funkciju jačine prelaza,



Slika 2.3: 60 različitih procena efikasnih preseka koje odgovaraju različitim kombinacijama modela gustine stanja i funkcije jačine prelaza, za dva kanala reakcija a) $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ i b) $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$. Na slici c) svaka boja odgovara jednom modelu funkcije jačine prelaza, dok je na slici d) odbačen SF7, sivom bojom su predstavljeni ostali modeli, i bordo bojom naglašene mikroskopske kombinacije modela.

gde se može primetiti da odabir modela za funkciju jačine prelaza igra dominantniju ulogu u proceni efikasnog preseka na ovim energijama u odnosu na model za gustinu nuklearnih stanja. Korišćeno je svih 10 modela za funkciju jačine prelaza i 6 modela za gustinu nuklearnih stanja trenutno dostupnih u TALYS softveru.

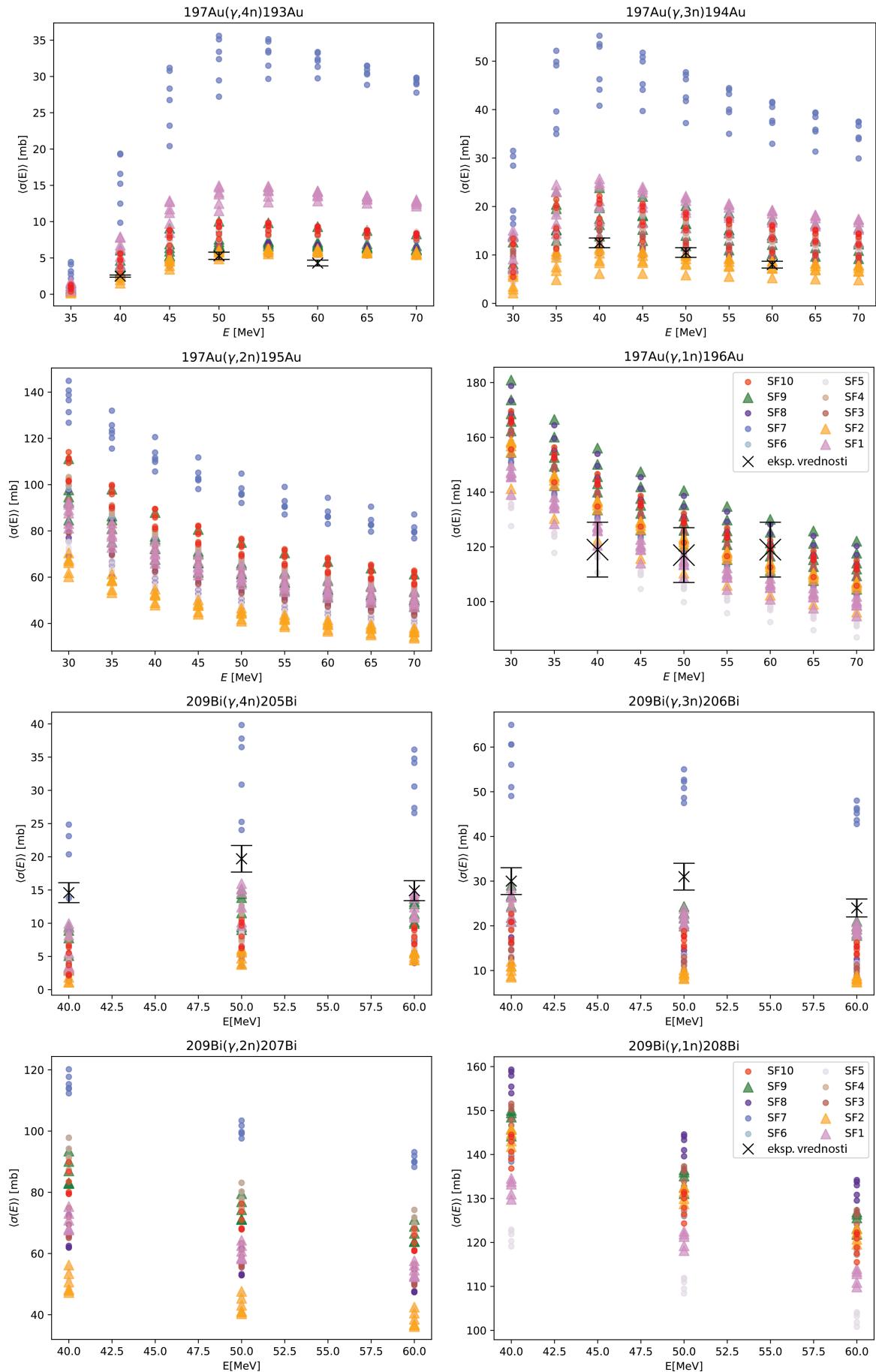
Na Slici 2.3 d) odstranjen je SF7 model kao očigledan autlajer, i upoređeni su efikasni preseci koji odgovaraju mikroskopskim i fenomenološkim pristupima. Na ovim energijama je očigledno da mikroskopski modeli mogu da se takmiče sa fenomenološkim u predviđanju efikasnih preseka. Na ovu činjenicu utiče mnogo faktora, a prven-

stveno manjak podataka na ovim energijama na koje bi mogli da se fituju parametri fenomenoloških modela. Nuklearna gustina stanja je na ovim energijama uveliko u svom eksponencijalnom delu koji je dobro predviđen od strane i najjednostavnijih i najkompleksnijih modela. S druge strane, mikroskopski modeli funkcije jačine prelaza su pretežno pravljeni da dobro predvide apsorpciju/emisiju fotona na energijama gigantske dipolne rezonance (~ 20 MeV). Takođe, bitno je naglasiti da ove energije odgovaraju predravnotežnom režimu jezgra, a s tim postoji i uticaj kvazi-deuteronskog dela procene efikasnog preseka fotonuklearnih reakcija.

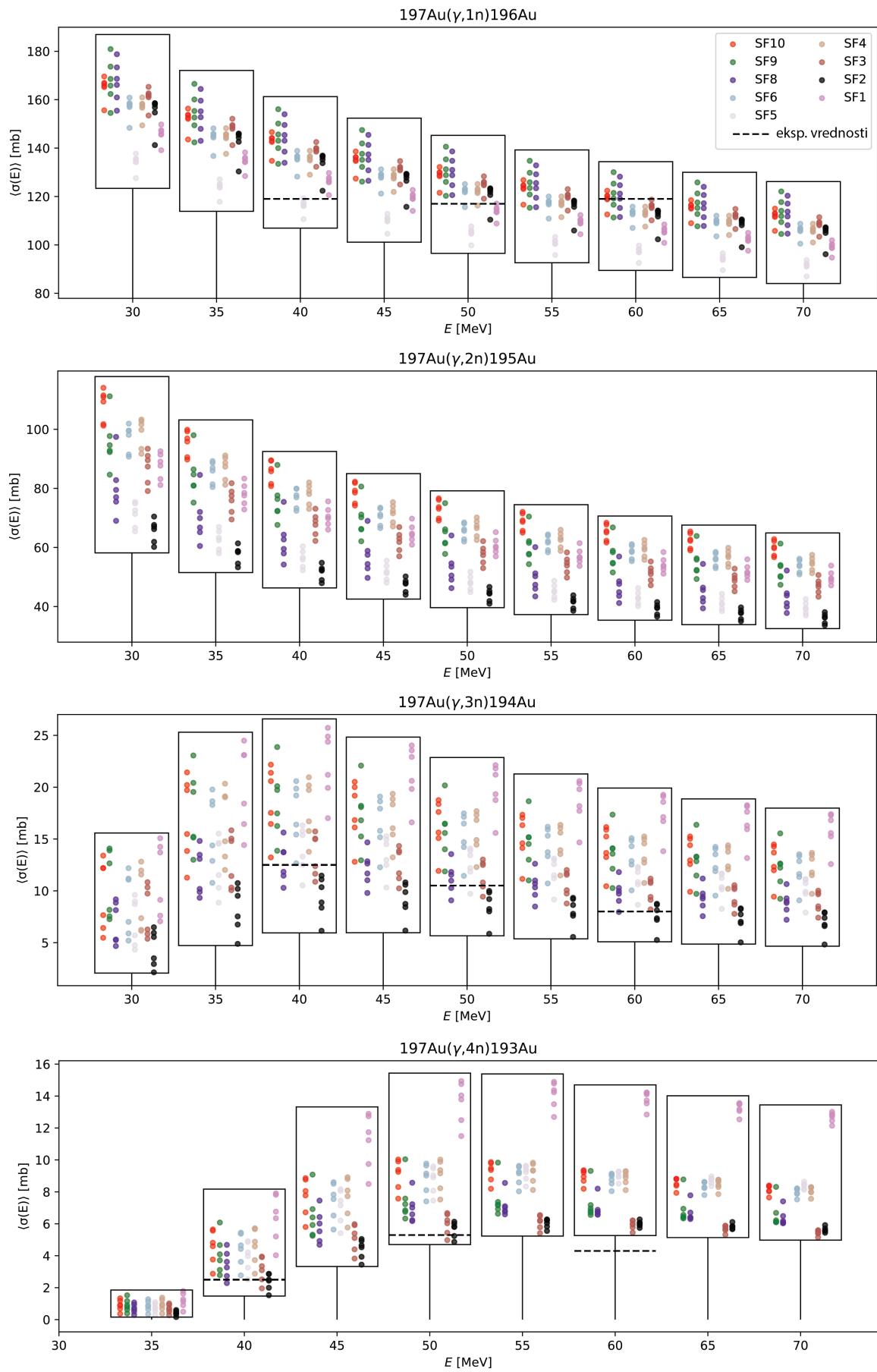
Korišćenjem efikasnih preseka (Slika 2.3) i simulisanog fotonskog fluksa (Slika 2.2), procenjena je vrednost fluksom usrednjenoj efikasnoj preseku (Slika 2.4). Na slici je prikazano 60 tačaka koje odgovaraju 60 različitim kombinacijama pomenutih modela za različite energije upadnog elektronskog snopa, a takođe su i naznačene eksperimentalno određene vrednosti (Tabela 2.1). U slučaju zlata posmatrano je 9 različitih energija snopa, dok je u slučaju bizmuta posmatrano 3. Na toj slici možemo da primetimo generalno bolje slaganje teorijskih procena fluksom usrednjenoj efikasnoj preseku sa eksperimentalnim vrednostima u slučaju zlata u odnosu na bizmut.

Primena različitih modela funkcije jačine prelaza dovodi do veće varijacije vrednosti efikasnog preseka u odnosu na primene različitih modela gustine nuklearnih stanja. Ovo detaljnije možemo da primetimo na slici 2.7 gde su prikazane procene efikasnog preseka za kanal $^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)^{207}\text{Bi}$ dobijene putem TALYS koda u slučaju 10 različitih modela funkcija jačine prelaza za jedan model gustine stanja i u slučaju 6 različitih modela gustine nuklearnih stanja za jedan model funkcije jačine prelaza.

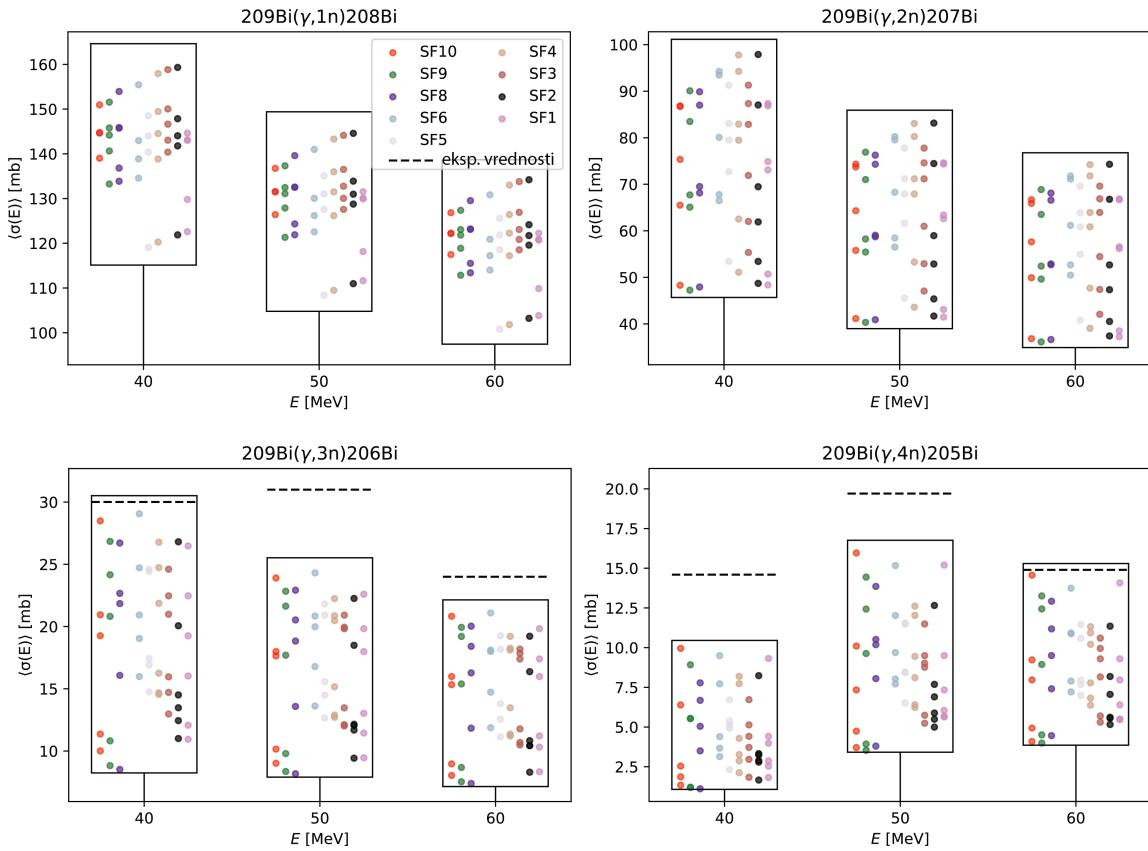
Odstupanje jednog modela funkcije jačine prelaza (SF7) primetno je i u prikazu efikasnih preseka (Slika 2.3) i u prikazu fluksom usrednjenoj preseku (Slika 2.4). Na slikama 2.5 i 2.6 ovaj model je uklonjen, a vrednosti fluksom usrednjenoj efikasnoj preseku su grupisane u kolone koje odgovaraju jednom modelu funkcije jačine prelaza. Isprekidanim linijom predstavljene su eksperimentalno određene vrednosti. U slučaju zlata (Slika 2.5) primećujemo da sa povećanjem maksimalne energije fotonskog spektra i broja emitovanih neutrona, dolazi opet do isticanja jednog modela funkcije jačine fotona, koji je u ovom slučaju model SF1. Model SF1 je fenomenološki i zasnovan na parametrizovanju Lorencove funkcije, tako da se njegova preciznost zasniva na dostupnim eksperimentalnim podacima, koji su na ovim energijama i za ove kanale veoma skromni.



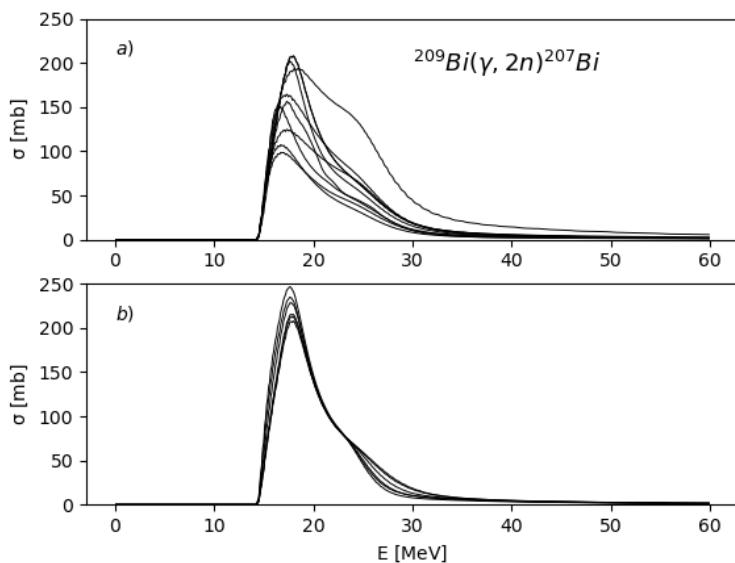
Slika 2.4: Procena fluksom usrednjenoj efikasnog preseka za kanale $x = 3, 4$ reakcija $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$ i $^{189}\text{Au}(\gamma, xn)$, za 60 različitih kombinacija modela gustine stanja i funkcije jačine prelaza.



Slika 2.5: Fluksom usrednjeni efikasni preseci sa uklonjenim SF7 autlajerom, za reakcije na zlatu.



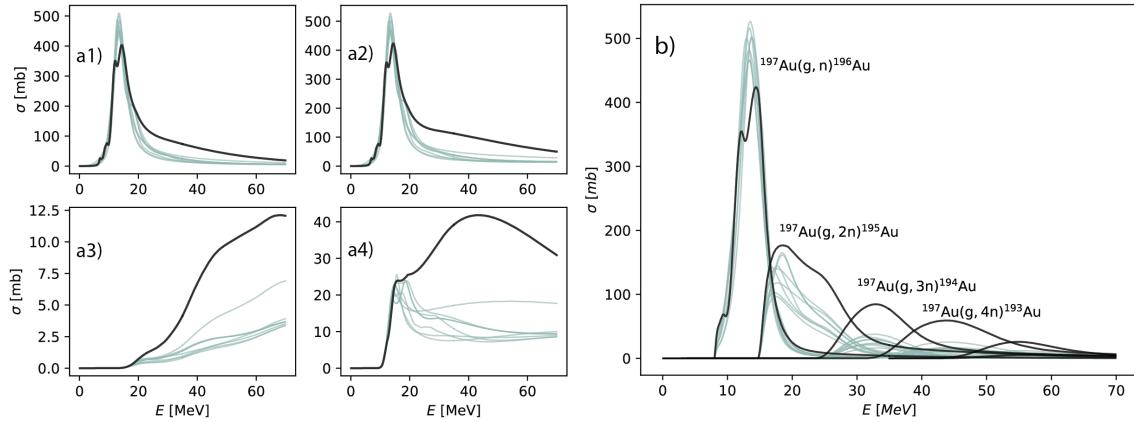
Slika 2.6: Fluksom usrednjeni efikasni preseci sa uklonjenim SF7 autlajerom, za reakcije na bizmutu.



Slika 2.7: Za kanal $^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)^{207}\text{Bi}$, a) prikazano je 10 procena efikasnog preseka koje odgovaraju razlicitim modelima funkcije jačine prelaza za jedan odabran model gustine stanja, b) prikazno je 6 razlicitih procena efikasnog preseka koje odgovaraju razlicitim modelima gustine nuklearnih stanja za jedan odabran model funkcije jačine prelaza.

Naknadno parametrizovanje SF7 modela

Model SF7, tj. vremenski zavisan relativistički model srednjeg polja (prikazan svetlom sivom linijom na Slici 2.3 c)), čije su računice za mnogo izotopa koje koristi TALYS odraćene zasebno[31], ističe se u odnosu na druge modele funkcije jačine prelaza, koji u slučaju zlata sa 4 izlazna neutrona predviđa do 3 puta veći efikasni presek od ostalih modela, tj. oko 60 mb, dok kombinacije ovog modela sa ostalim gustinama stanja



Slika 2.8: Efikasni preseci predviđeni sa SF7 modelom u odnosu na ostale modele funkcije jačine prelaza, za a1) neelastičnu reakciju u režimu složenog jezgra, a2) ukupnu reakciju, a3) produkcijsku reakciju protona, a4) reakciju u predrvnotežnom režimu, i za b) različite kanale reakcije $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$.

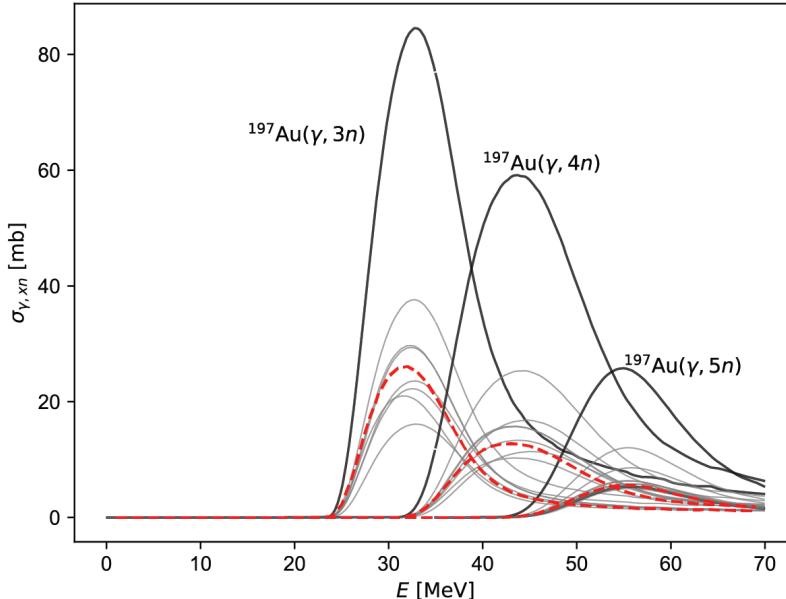
menjaju efikasni presek u rasponu od samo 10 mb. Na Slici 2.8 posmatrani su efikasni preseci različitih kanala $^{197}\text{Au}(\gamma, xpn)$, gde na Slici 2.8 b) možemo da primetimo da je efikasni presek koji odgovara SF7 dobro predviđen u GDR delu dok sistematski predviđa veći efikasni presek za isparavanje više neutrona. Na Slici 2.8 a1) i a4) je efikasni presek koji odgovara ovom modelu upoređen sa ostalim navedenim modelima, za složeni i predrvnotežni režim respektivno. Sa Slike a2), gde je prikazan ukupan efikasni presek za reakciju, vidimo da je u poređenju sa a1) najdominantniji režim složenog jezgra. Takođe, ovaj model odstupa i u predviđanju izlaznih protona (kojih je svakako veoma malo u poređenju sa neutronima), što se može videti na slici a3).

Ono što je bitno naglasiti da TALYS kod ne vrši QRPA i druge mikroskopske račune za funkcije jačine prelaza i gustine nuklearnih stanja svaki put kada se kod pokrene, već se koristi set već izračunatih tabularno zapisanih vrednosti za mnoge izotope. Takav pristup odraćen je radi umanjivanja vremena računanja. Sa druge strane, ovakav pristup ostavlja malo prostora za parametrizovanje koje ima fizičkog smisla, tako da TALYS nudi opciju za skaliranje već izračunate tabele vrednosti funkcije jačine prelaza $f_{E_1}(E)$ i $f_{M_1}(E)$, gde su zasebno tabulirane računice za prve multipolnosti, na tabelu

sa novim vrednostima $\bar{f}_{E_x}(E)$:

$$\bar{f}_{E_x}(E) = \text{ft}f_{E_x}(E)(E_{E_x} + \text{wt}(E_\gamma - E_{E_x}) + \text{et}), \quad (2.2.1)$$

gde su slobodni parametri ft, wt i et, koji na različit način skaliraju tabelu. Koristeći različite kombinacije parametara ft koji skalira celu funkciju jačine i parametra wt koji utiče na manje intenzivan deo, možemo da umanjimo uticaj funkcije jačine prelaza na efikasni presek u delu spektra preko 30 MeV. Ono što je bitno naglasti jeste da ra-



Slika 2.9: Crnom linijom je prikazan efikasni presek koji odgovara SF7 modelu dok su sivim linijama predstavljeni ostali modeli. Crvenom isprekidanoj linijom prikazan je model SF7 parametrizovan sa $\text{wt}=0.3$ u jednačini (4).

zlog odstupanja modela SF7 nije fizičke prirode – modeli koji su tabulisani u TALYS-u, računati su do 30 MeV jer u toj regiji funkcija jačine prelaza može da se poredi sa mnogim eksperimentalnim presecima gigantske dipolne rezonance, dok su vrednosti preko 30 MeV ekstrapolirane na osnovu poslednjih nekoliko vrednosti. Kako mi ispitujemo energije preko 30 MeV, račun je zapravo izведен sa ekstrapoliranim umesto sa fizički opravdanim vrednostima koje dolaze iz nekog mikroskopskog modela.

Dakle, veoma je bitno detaljno ispitati kako TALYS tretira proces od interesa pre računa i daljeg ispitivanja procesa. Model nuklearne gustine stanja i funkcije jačine prelaza vidno utiče na predviđanje efiksanog preseka, a bitno je naglasiti da je izbor ovih modela mali deo širokih mogućnosti koje TALYS pruža za modelovanje reakcije od interesa. Npr. u svim računicama koje su prikazane u tekstu, korišćena je "asys y" opcija kako gustine stanja ne bi bile fitovane na eksperimentalno dostupne vrednosti D_0 – prosečnog razmaka rezonanci na energiji zahvata neutrona S_n .

2.3 Poređenje eksperimentalnih i teorijskih rezultata

Eksperimentalno određene (Tabela 2.1) i teorijski procenjene (Slika 2.4) vrednosti fluktuacij usrednjenoj efikasnoj preseku upoređene su hi-kvadratnim testom, gde je za svaku eksperimentalno procenjenu vrednost $\langle \sigma_{\text{exp}} \rangle$ napravljen dijagram sa 60 vrednosti:

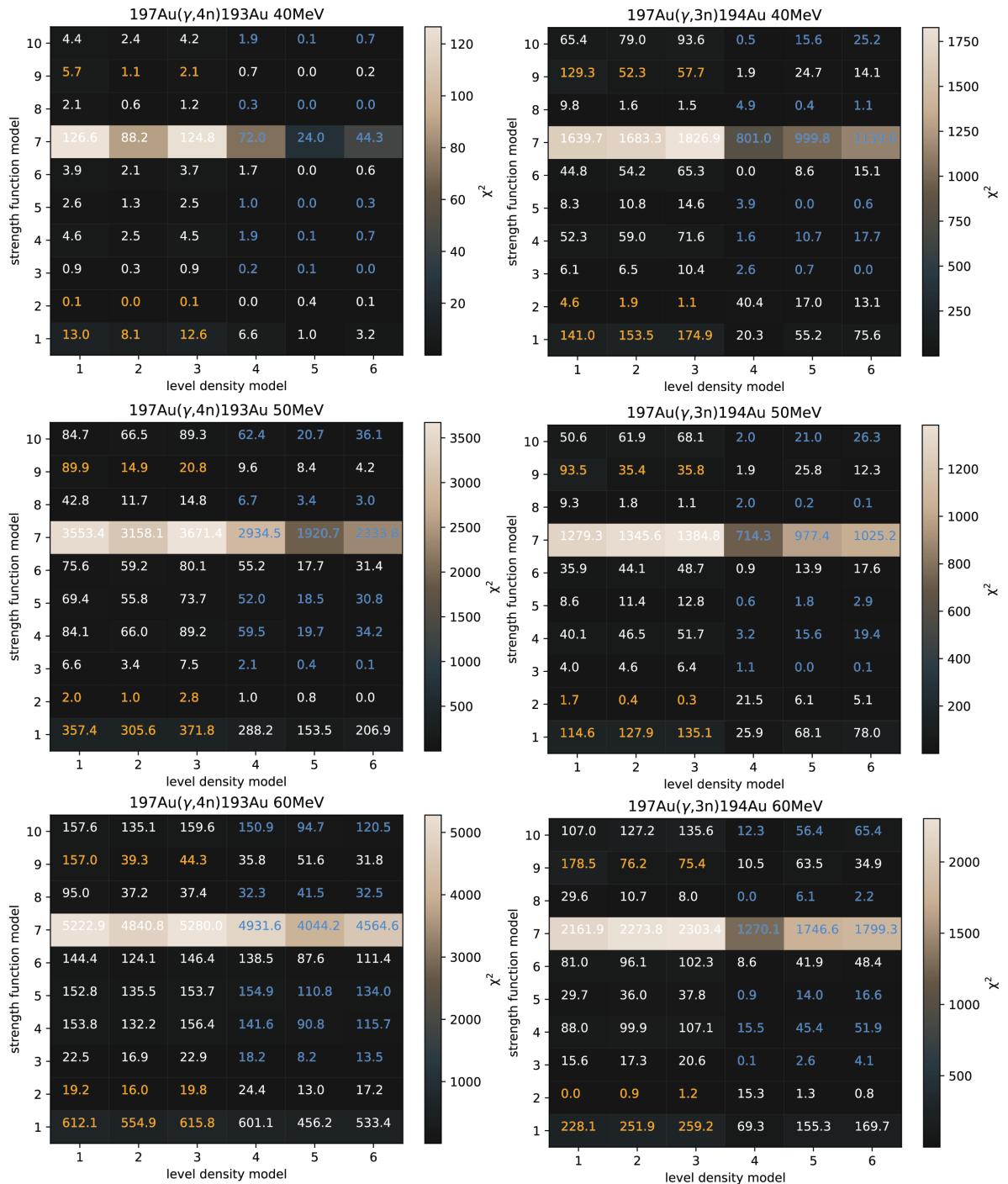
$$\chi_i^2 = \frac{(\langle \sigma_{\text{exp}} \rangle - \langle \sigma_{\text{theory}}^i \rangle)^2}{\text{err}^2}, \quad (2.3.1)$$

gde je $\langle \sigma_{\text{theory}}^i \rangle$ teorijski procenjena vrednost za jednu kombinaciju modela gustine nuklearnih stanja i funkcije jačine prelaza, dok err predstavlja procenjenu grešku eksperimentalno određenih vrednosti. Korišćenje ovog načina poređenja omogućava da uračunamo i eksperimentalnu grešku u procenu. Pošto se poredi jedna vrednost koja odgovara jednoj kombinaciji modela sa jednom vrednošću koja je eksperimentalno određena, znači da posmatramo hi-kvadratni test sa jednim stepenom slobode, gde vrednosti (2.3.1) manje od 3.84 ukazuju na dobro slaganje, manje od 1 na veoma dobro slaganje, vrednosti do 10 na osrednje, dok vrednosti preko 10 na loše slaganje.

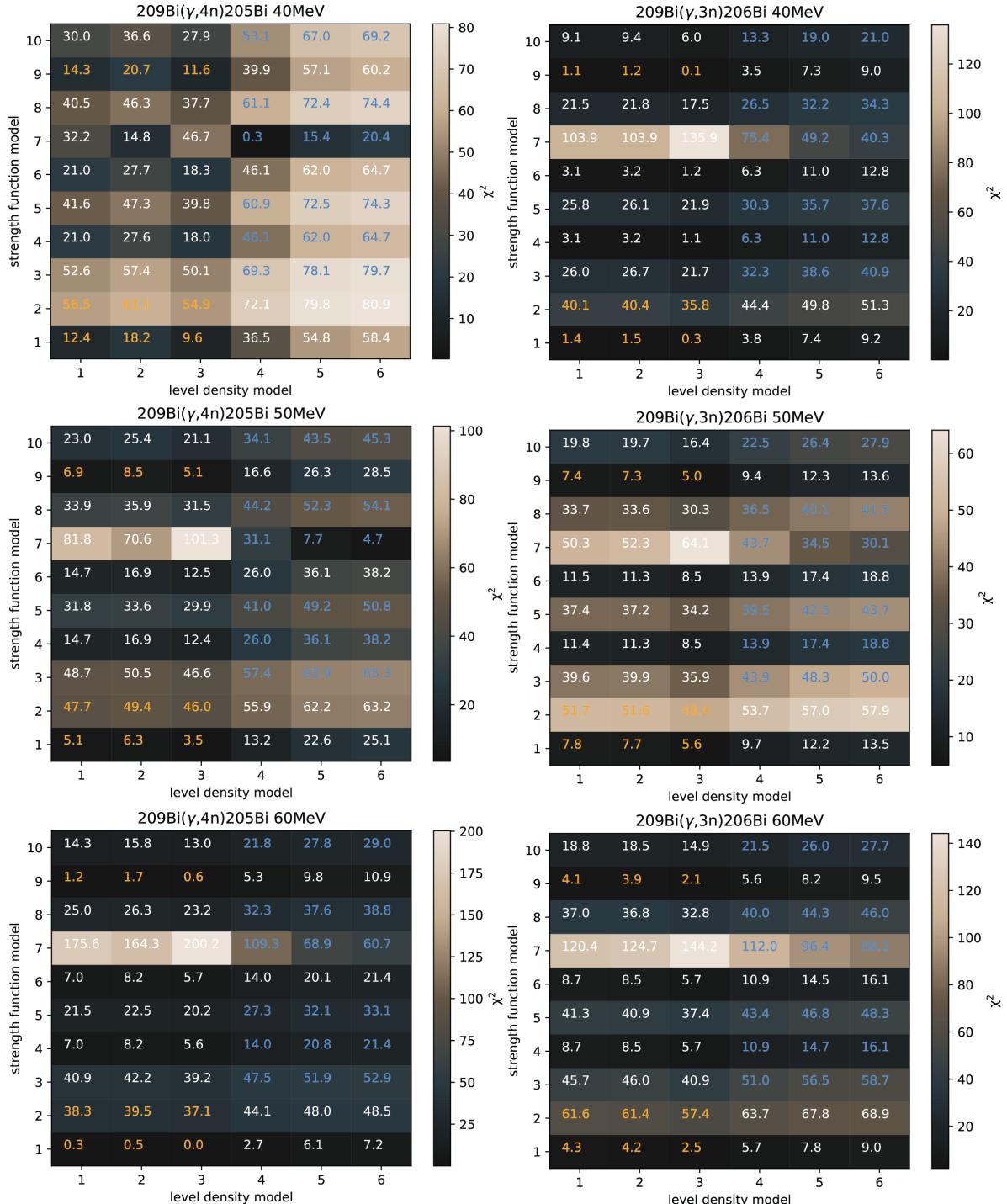
Rezultati za zlato su prikazani na Slici 2.10, dok su rezultati za bizmut prikazani na Slici 2.11. Sa narandžastom bojom su predstavljene vrednosti koje odgovaraju potpuno fenomenološkim kombinacijama modela, dok su sa plavom predstavljene vrednosti koje odgovaraju potpuno mikroskopskim kobilacijama modela.

U slučaju zlata, postoji veoma dobro slaganje kako za potpuno mikroskopske tako i za potpuno makroskopske kombinacije. Međutim, kako idemo ka višim maksimalnim energijama fotonskog fluksa, primećujemo da neslaganje postaje veće, do tačke da na 60 MeV sa 4 emitovana neutrona ne možemo sa sigurnošću da kažemo da i jedan model predviđa vrednost fluktuacij usrednjenoj efikasnoj preseku koja se slaže sa eksperimentom. Razlog za ovo je što fotonski fluks na ovim energijama dodatno izražava regiju od preko 30 MeV, za koju ima manje ispitanih eksperimentalnih podataka koji se koriste u nekim od modela. Za oba kanala se očekivano ističu vrednosti koje odgovaraju modelu SF7 na svim energijama, iz već pomenutih razloga.

U slučaju bizmuta, primećujemo generalno slabije slaganje između eksperimentalnih i teorijskih vrednosti nego u slučaju zlata, dok je opet najveće neslaganje sa modelom SF7. Takođe, fenomenološke kombinacije su u boljem slaganju sa eksperimentom u odnosu na mikroskopke, gde modeli SF9 i SF1 previđaju osrednje dobro slaganje s eksperimentom za oba kanala i sve tri energije.



Slika 2.10: Dijagrami sa χ_i^2 (2.3.1) vrednostima za kanale $x = 3, 4$ reakcije $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$, za tri fotonska fluksa maksimalnih energija 40, 50 i 60 MeV



Slika 2.11: Dijagrami sa χ_i^2 (2.3.1) vrednostima za kanale $x = 3, 4$ reakcije $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$, za tri fotonska fluksa maksimalnih energija 40, 50 i 60 MeV

Zaključak

U ovom radu vršena je procena fluksom usrednjениh efikasnih preseka za fotonuklearne reakcije $^{197}\text{Au}(\gamma, xn)$ i $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$, a takođe je i ispitan uticaj korišćenja različitih modele nuklearne strukture, konkretno modela gustine nuklearnih stanja i modela funkcije jačine prelaza, na tu procenu. Iznet je pregled metoda za teorijsku procenu efikasnih preseka nuklearnih reakcija, kao i način na koji gustine nuklearnih stanja i funkcije jačine prelaza utiču na određivanje istog. Potom je predstavljen TALYS kod kojim su vršene teorijske procene u ovom radu. Na kraju je vršeno poređenje teorijski procenjenih fluksom usrednjениh efikasnih preseka sa eksperimentalno određenim, za 60 različitih kombinacija modela gustine nuklearnih stanja i funkcije jačine prelaza.

Kao rezultat, dobijeno je generalno dobro slaganje eksperimentalno određenih i teorijski procenjenih fluksom usrednjenihi efikasnih preseka u slučaju fotonuklearnih reakcija na zlatu, dok je u slučaju bizmuta slaganje osrednje. Specifično, u slučaju zlata, pokazalo se da kombinacije gde su obe veličine modelovane fenomenološki i kombinacije gde su obe veličine modelovane mikroskopski mogu da veoma dobro predvide fluksom usrednjen efikasni presek. S druge strane, u slučaju fotonuklearnih reakcija na bizmutu su bolje procene od strane potpuno fenomenoloških kombinacija modela. Takođe je pokazano da je uticaj izbora modela funkcije jačine prelaza na efikasni presek posmatranih fotonuklearnih reakcija dominantniji u odnosu na uticaj izbora modela gustine nuklearnih stanja.

U obe posmatrane reakcije, jedan proračun funkcije jačine prelaza (SF7 u TALYS kodu) predviđa znatno veći fluksom usrednjen presek u odnosu na eksperimentalnu vrednost, kao i znatno veći efikasni presek u poređenju sa ostalim modelima. TALYS softver za nuklearne reakcije se često koristi u svojoj 'default' verziji, bez obraćanja pažnje na model nuklearne strukture, za teorijsku procenu nuklearnih reakcija koja se potom poredi sa eksperimentalnim vrednostima, dok u radu vidimo da je uticaj modela funkcije jačine prelaza na efikasni presek u slučaju fotonuklearnih reakcija veoma primetan. Takođe, pokazano je da razlog loše procene usrednjenog fluksa jednog modela funkcije jačine prelaza (SF7) nije fizičke prirode, već numerička procedura interpolacije na energijama preko 30 MeV, gde smo malom izmenom krajnjih tačaka

funkcije jačine prelaza u okolini regije gigantske dipolne resonance dobili veoma različitu vrednost efikasnog preseka koja se mnogo više slaže sa ostalim modelima, kako po magnitudi tako i po obliku na višim energijama. Ovo dodatno naglašava potrebu za detaljnim pristupom pri korišćenju TALYS softvera.

A | Aproksimacija sedlaste tačke

Uvodimo statističku sumu Ω , tako da $\Omega(\alpha, \beta) = \ln Q(\alpha, \beta)$ i biramo $a = \alpha^*$ i $b = \beta^*$ u (1.2.10) da zadovoljavaju:

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \alpha^*} = N, \quad \frac{\partial \Omega}{\partial \beta^*} = -E,$$

tako da kada razvijemo $\Omega + \beta E - \alpha N$ u okolini (α^*, β^*) dobijemo:

$$\begin{aligned} & \Omega + \beta E - \alpha N \\ & \approx \Omega + \beta^* E - \alpha^* N + \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \beta^*} + E \right) (\beta - \beta^*) + \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \alpha^*} - N \right) (\alpha - \alpha^*) \\ & \quad + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^{*2}} + \frac{\partial E}{\partial \beta^*} \right) (\beta - \beta^*)^2 + 2 \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^* \partial \alpha^*} - \frac{\partial N}{\partial \beta^*} \right) (\beta - \beta^*)(\alpha - \alpha^*) \right. \\ & \quad \left. + \left(\frac{\partial^2 \Omega}{\partial \alpha^{*2}} - \frac{\partial N}{\partial \alpha^*} \right) (\alpha - \alpha^*)^2 \right] \\ & = \Omega + \beta^* E - \alpha^* N + \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^{*2}} (\beta - \beta^*)^2 + 2 \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^* \partial \alpha^*} (\beta - \beta^*)(\alpha - \alpha^*) \right. \\ & \quad \left. + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \alpha^{*2}} (\alpha - \alpha^*)^2 \right], \end{aligned}$$

što kada primenimo u (1.2.10) zajedno sa $\alpha = \alpha^* + i\alpha^{**}$ i $\beta = \beta^* + i\beta^{**}$, $d\alpha = id\alpha^{**}$, $d\beta = id\beta^{**}$, rezultuje u:

$$\begin{aligned} & \omega(E, N) \\ & = \frac{i^2}{(2\pi i)^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d\alpha^{**} d\beta^{**} e^{\Omega + \beta^* E - \alpha^* N - \frac{1}{2} \left[\frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^{*2}} \beta^{**2} - 2 \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^* \partial \alpha^*} \beta^{**} \alpha^{**} - \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \alpha^{*2}} \alpha^{**2} \right]} \\ & = \frac{1}{(2\pi)^2} e^{S^*} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} d\alpha^{**} d\beta^{**} e^{-\frac{1}{2} \begin{bmatrix} \alpha^{**} & \beta^{**} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^{*2}} & \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^* \partial \alpha^*} \\ \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^* \partial \alpha^*} & \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \alpha^{*2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \alpha^{**} \\ \beta^{**} \end{bmatrix}}, \end{aligned}$$

gde je $S^* = \Omega + \beta^*E - \alpha^*N$, entropija u tačkama (β^*, α^*) , a integral s desne strane je Gausov integral $\int_{R^n} d^n x e^{-\frac{1}{2}x^T A x} = \sqrt{\frac{(2\pi)^n}{\det A}}$, tako da imamo konačno:

$$\omega(E, N) = \frac{1}{(2\pi)^2} e^S \frac{2\pi}{\sqrt{\det A}} = \frac{e^S}{2\pi\sqrt{\det A}},$$

gde je:

$$A = \begin{bmatrix} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^{*2}} & \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^* \partial \alpha^*} \\ \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^* \partial \alpha^*} & \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \alpha^{*2}} \end{bmatrix}, \quad S = \Omega + \beta E - \alpha N.$$

Reference

- [1] H. Feshbach. *Theoretical Nuclear Physics: Nuclear Reactions*. Theoretical Nuclear Physics Vol. 2. Wiley, 1992. ISBN 9780471057505. URL <https://books.google.rs/books?id=7uPvAAAAMAAJ>.
- [2] Walter Hauser and Herman Feshbach. The inelastic scattering of neutrons. *Phys. Rev.*, 87:366–373, Jul 1952. doi: 10.1103/PhysRev.87.366. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.87.366>.
- [3] J.R. Taylor. *Scattering Theory: The Quantum Theory of Nonrelativistic Collisions*. Dover Books on Engineering. Dover Publications, 2012. ISBN 9780486142074. URL <https://books.google.rs/books?id=0IaXvuwZMLQC>.
- [4] G. Hooft and Veltman M. Diagrammar. 1973.
- [5] C.A. Bertulani and P. Danielewicz. *Introduction to Nuclear Reactions*. CRC Press, 2019. ISBN 9781351991018. URL <https://books.google.rs/books?id=IzqDDwAAQBAJ>.
- [6] A.J. Koning and M.C. Duijvestijn. A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 mev based on the optical model potential. *Nuclear Physics A*, 744:15–76, 2004. ISSN 0375-9474. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.08.013>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037594740400870X>.
- [7] C.K. Cline and M. Blann. The pre-equilibrium statistical model: Description of the nuclear equilibration process and parameterization of the model. *Nuclear Physics A*, 172(2):225–259, 1971. ISSN 0375-9474. doi: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90713-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90713-5). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947471907135>.
- [8] A Schiller, L Bergholt, M Guttormsen, E Melby, J Rekstad, and S Siem. Extraction of level density and strength function from primary spectra. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 447(3):498–511, 2000. ISSN 0168-

9002. doi: [https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(99\)01187-0](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(99)01187-0). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900299011870>.
- [9] H. A. Bethe. An attempt to calculate the number of energy levels of a heavy nucleus. *Phys. Rev.*, 50:332–341, Aug 1936. doi: 10.1103/PhysRev.50.332. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.50.332>.
 - [10] J. R. Huizenga and L. G. Moretto. Nuclear level densities. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, 22:427–464, 1972. doi: 10.1146/annurev.ns.22.120172.002235.
 - [11] A. J. Koning, S. Hilaire, and S. Goriely. Global and local level density models. *Nucl. Phys. A*, 810:13–76, 2008. doi: 10.1016/j.nuclphysa.2008.06.005.
 - [12] M. Pantic. *Kvantna mehanika, Tom 2*. Prirodno-matematički fakultet u Novom Sadu, 2024. ISBN 9788670315778.
 - [13] J.F. Berger and M. Martinot. Shell effects on state densities with given numbers of excited protons and neutrons. *Nuclear Physics A*, 226(3):391–412, 1974. ISSN 0375-9474. doi: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(74\)90491-6](https://doi.org/10.1016/0375-9474(74)90491-6). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947474904916>.
 - [14] A. Gilbert and A. G. W. Cameron. A composite nuclear-level density formula with shell corrections. *Canadian Journal of Physics*, 43(8):1446–1496, 1965. doi: 10.1139/p65-139. URL <https://doi.org/10.1139/p65-139>.
 - [15] P. Ring and P. Schuck. *The Nuclear Many-Body Problem*. Springer-Verlag New York, 1980.
 - [16] P. Decowski, W. Grotulska, A. Marcinkowski, K. Siwek, and Z. Wilhelmi. On superconductivity effects in nuclear level density. *Nuclear Physics*, A110(2):129–141, 1968.
 - [17] Evans Hayward. *Photonuclear reactions*. 1970.
 - [18] T. Kawano, Y.S. Cho, P. Dimitriou, D. Filipescu, N. Iwamoto, V. Plujko, X. Tao, H. Utsunomiya, V. Varlamov, R. Xu, R. Capote, I. Gheorghe, O. Gorbachenko, Y.L. Jin, T. Renstrøm, M. Sin, K. Stopani, Y. Tian, G.M. Tveten, J.M. Wang, T. Belgya, R. Firestone, S. Goriely, J. Kopecky, M. Krčíčka, R. Schwengner, S. Siem, and M. Wiedeking. Iaea photonuclear data library 2019. *Nuclear Data Sheets*, 163:109–162, 2020. ISSN 0090-3752. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2019.12.002>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375219300699>.
 - [19] J.H. Bai, Z.M. Niu, B.Y. Sun, and Y.F. Niu. The description of giant dipole resonance key parameters with multitask neural networks. *Physics Letters B*,

815:136147, 2021. ISSN 0370-2693. doi: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2021.136147>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269321000873>.

- [20] J. S. Levinger. The high energy nuclear photoeffect. *Phys. Rev.*, 84:43–51, Oct 1951. doi: 10.1103/PhysRev.84.43. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.84.43>.
- [21] M. B. Chadwick, P. Obloinský, P. E. Hodgson, and G. Reffo. Pauli-blocking in the quasideuteron model of photoabsorption. *Phys. Rev. C*, 44:814–823, Aug 1991. doi: 10.1103/PhysRevC.44.814. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.44.814>.
- [22] J. Kopecky and M. Uhl. Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations. *Phys. Rev. C*, 41:1941–1955, May 1990. doi: 10.1103/PhysRevC.41.1941. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.41.1941>.
- [23] H. Utsunomiya, S. Goriely, H. Akimune, H. Harada, F. Kitatani, S. Goko, H. Toyokawa, K. Yamada, T. Kondo, O. Itoh, M. Kamata, T. Yamagata, Y.-W. Lui, I. Daoutidis, D. P. Arteaga, S. Hilaire, and A. J. Koning. γ -ray strength function method and its application to ^{107}Pd . *Phys. Rev. C*, 82:064610, Dec 2010. doi: 10.1103/PhysRevC.82.064610. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.82.064610>.
- [24] D.M. Brink. Individual particle and collective aspects of the nuclear photoeffect. *Nuclear Physics*, 4:215–220, 1957. ISSN 0029-5582. doi: [https://doi.org/10.1016/0029-5582\(87\)90021-6](https://doi.org/10.1016/0029-5582(87)90021-6). URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0029558287900216>.
- [25] J. Kopecky and M. Uhl. Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations. *Phys. Rev. C*, 41:1941–1955, May 1990. doi: 10.1103/PhysRevC.41.1941. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.41.1941>.
- [26] S Goriely, E Khan, and M Samyn. Microscopic hfb + qrpa predictions of dipole strength for astrophysics applications. *Nuclear Physics A*, 739(3):331–352, 2004. ISSN 0375-9474. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.04.105>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947404006578>.
- [27] M. Wiedeking and S. Goriely. Photon strength functions and nuclear level densities: invaluable input for nucleosynthesis. *Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 382(2275):20230125,

2024. doi: 10.1098/rsta.2023.0125. URL <https://royalsocietypublishing.org/doi/abs/10.1098/rsta.2023.0125>.

- [28] Koning, Arjan, Hilaire, Stephane, and Goriely, Stephane. Talys: modeling of nuclear reactions. *Eur. Phys. J. A*, 59(6):131, 2023. doi: 10.1140/epja/s10050-023-01034-3. URL <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-023-01034-3>.
- [29] M. Herman, R. Capote, B.V. Carlson, P. Obložinský, M. Sin, A. Trkov, H. Wienke, and V. Zerkin. Empire: Nuclear reaction model code system for data evaluation. *Nuclear Data Sheets*, 108(12):2655–2715, 2007. ISSN 0090-3752. doi: <https://doi.org/10.1016/j.nds.2007.11.003>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0090375207000981>. Special Issue on Evaluations of Neutron Cross Sections.
- [30] P G Young, E D Arthur, and M B Chadwick. Comprehensive nuclear model calculations: Introduction to the theory and use of the gnash code. URL <https://www.osti.gov/biblio/7183361>.
- [31] I. Daoutidis and S. Goriely. Large-scale continuum random-phase approximation predictions of dipole strength for astrophysical applications. *Phys. Rev. C*, 86: 034328, Sep 2012. doi: 10.1103/PhysRevC.86.034328. URL <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.86.034328>.

Biografija



Rade Smolović rođen je 1997. godine u Novom Sadu, gde je završio srednju ekonomsku školu "Svetozar Miletić". Osnovne studije fizike na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu završio je u oktobru 2022. godine. Tokom posete međunarodnom institutu JINR u Dubni 2023. godine razvija interesovanje za teoriju nuklearnih reakcija i upisuje master studije nuklearne fizike na Prirodno-matematičkom fakultetu u Novom Sadu. Učestvovao je na međunarodnim konferencijama o nuklearnim reakcijama u ICTP centru u Trstu 2023. godine i u IAEA agenciji u Beču 2024. godine, gde je prezentovao rade o analizi fotonuklearnih reakcija.

UNIVERZITET U NOVOM SADU
PRIRODNO-MATEMATIČKI FAKULTET

KLJUČNA DOKUMENTACIJSKA INFORMACIJA

Redni broj:

RBR

Identifikacioni broj:

IBR

Tip dokumentacije:

TD

Monografska dokumentacija

TZ

Tekstualni štampani materijal

Vrsta rada:

VR

Master rad

Autor:

AU

Rade Smolović

Mentor:

MN

dr Miodrag Krmar

Naslov rada:

NR

Uticaj modela nuklearne strukture na procenu efikasnih preseka fotonuklearnih reakcija

srpski (latinica)

JP

srpski/engleski

Jezik izvoda:

JI

Repubilka Srbija

ZP

Vojvodina

Uže geografsko područje:

UGP

2024

Godina:

GO

Autorski reprint

IZ

Mesto i adresa:

MA

Prirodno-matematički fakultet, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

Fizički opis rada:

FO

(2 poglavlja / 42 strana / 14 slika / 1 tabela / 31 reference)

Naučna oblast:

NO

Fizika

Naučna disciplina:

ND

Nuklearna Fizika

Predmetna odrednica/ ključne reči:

PO

Fotonuklearne reakcije, nuklearne reakcije, efikasni presek, teorija

nuklearnih reakcija, gustina nuklearnih stanja, funkcija jačine prelaza

UDK

Biblioteka departmana za fiziku, PMF-a u Novom Sadu

Čuva se:

ČU

nema

Važna napomena:

VN

Svrha ovog rada je ispitivanje mogućnosti različitih teorijskih procena

fluksom usrednjениh efikasnih preseka fotonuklearnih reakcija, koji

odgovaraju različitim modelima gustine nuklearnih stanja i funkcije jačine

prelaza kao i njihovim kombinacijama, da proizvedu eksperimentalno

dobijene vrednosti. Teorijske procene efikasnog preseka vršene su TALYS

komodom, dok je fotonski fluks simuliran GEANT4 softverom.

Izvod:

IZ

Datum odrbrane:

16.9.2024.

DO

Članovi komisije:

KO

dr Nikola Jovančević

član:

dr Miodrag Krmar

član:

dr Dušan Zorica

FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:

ANO

Identification number:

INO

Document type:

DT

Monograph publication

TR

Textual printed material

TR

Master thesis

CC

Author:

AU

Rade Smolović

MN

Mentor/comentor:

TI

Title:

TI

Language of text:

LT

Serbian (Latin)

LA

Language of abstract:

English

CP

Country of publication:

Serbia

LP

Locality of publication:

Vojvodina

PY

Publication year:

2024

PU

Publisher:

Author's reprint

PP

Publication place:

Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4, Novi Sad

PD

Physical description:

(2 chapters / 42 pages / 14 pictures / 1 tables / 31 references)

SF

Scientific field:

Physics

SD

Scientific discipline:

Nuclear Physics

SKW

Subject/ Key words:

Photonuclear reactions, nuclear reactions, cross sections, theory of nuclear reactions, nuclear level density, photon strength function

UC

Holding data:

Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4

HD

Note:

none

N

Abstract:

The purpose of this paper is to examine the possibility of different theoretical estimates of the flux-averaged cross sections for photonuclear reactions, which correspond to different models of nuclear level density and photon strength functions as well as their combinations, to produce experimentally obtained values. Theoretical estimates of cross sections were performed with TALYS code, while the photon flux was simulated with GEANT4 software.

Defended on:

16.9.2024.

DE

Thesis defend board:

DB

President:

dr Nikola Jovančević

Member:

dr Miodrag Krmar

Member:

dr Dušan Zorica