

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Фізичний факультет
Кафедра ядерної фізики

На правах рукопису

Перевірка моделей фотонних силових функцій для опису даних
фотопоглинання для ядра ^{238}U

Галузь знань: 10 Природничі науки
Спеціальність: 104 Фізика та астрономія
Освітня програма: Фізика

Кваліфікаційна робота бакалавра
студентки 4 року навчання
Слюсаренко Маргарити Геннадіївни

Науковий керівник
к.ф.-м.н. Солодовник Катерина
Миколаївна

Робота заслухана на засіданні кафедри та рекомендована до захисту на ЕК, протокол № 20 від 16.06. 2021р

Зав. кафедри
ядерної фізики



проф. І.М. Каденко

Київ – 2021

ВИТЯГ

з протоколу № _____

засідання Екзаменаційної комісії

Визнати, що студентка Слюсаренко Маргарита Геннадіївна виконала та захистила кваліфікаційну роботу бакалавра з оцінкою _____.

Голова ЕК _____

« ____ » _____ 2021 р.

Зміст

Анотація

РОЗДІЛ 1. Аналітичні моделі електричних дипольних фотонних силових функцій

1.1 Вступ

1.2. Явище гігантського дипольного резонансу

1.3. Гамма-переходи між станами та їх опис за допомогою фотонних силових функцій

1.4. Використані методики

1.5. Стандартний Лоренціан (SLO)

1.6. Спрощений модифікований Лоренціан (SMLO)

1.7. Потрійний Лоренціан (TLO)

РОЗДІЛ 2. Опис перерізів фотопоглинання ядра ^{238}U із застосуванням фотонних силових функцій

2.1. Вхідні параметри моделей ФСФ

2.2. Порівняння опису перерізів фотопоглинання із застосуванням різних моделей ФСФ.

2.2.1. Розрахунки на основі експериментальних даних

2.2.1.1. Перерізи

2.2.1.2. ФСФ

2.2.2. Порівняння теоретичних розрахунків з експериментальними

2.3. Визначення критерію χ^2

Висновок

Список використаної літератури

Анотація

Слюсаренко М.Г. "Перевірка моделей фотонних силових функцій для опису даних фотопоглинання для ядра ^{238}U ».

Кваліфікаційна робота на здобуття освітнього рівня бакалавр за спеціальністю «Фізика високих енергій» - фізичний факультет Київського Національного Університету імені Тараса Шевченка, Київ, 2021 рік. Науковий керівник к.ф.-м.н. Солодовник К.М.

В даній роботі проводиться визначення найкращої моделі опису експериментальних даних з фотопоглинання для ядра ^{238}U на основі математичних критеріїв. Експериментальні дані перерізів та енергій, які використовуються в розрахунках, взяті з бази даних EXFOR.

В роботі розглянуто аналітичні вирази для ФСФ, що базуються на відгуку ГДР для опису експериментальних даних з поглинання електричних дипольних (E1) гамма-квантів. Проведено аналіз усіх наявних експериментальних даних з бази EXFOR по повних перерізах фотопоглинання та парціальних перерізах фотопоглинання, які можливо використовувати в якості наближення до повного перерізу. Характеристики гігантських дипольних резонансів є важливими для надійного моделювання E1 гамма-переходів у високозбуджених станах атомних ядер. При порівнянні розглянуто такі теоретичні моделі ФСФ для E1 гамма-випромінювання: стандартний Лоренціан (SLO) та спрощена модель модифікованого Лоренціану (SMLO).

Ключові слова: фотонні силові функції, фотопоглинання, гігантський дипольний резонанс.

Abstract

Slyusarenko M.G. "Checking of photon strength functions types for the description of data on photoabsorption for nucleus ^{238}U ."

Qualification work for obtaining a bachelor's degree in "High Energy Physics" – Physics Faculty, Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, 2021. Scientific adviser Ph.D. Solodovnik K.M.

In this work, we determine the best model for describing the experimental data on photoabsorption for the nucleus ^{238}U based on mathematical criteria. Experimental cross-sectional data and energies used in the calculations are taken from the EXFOR database.

The paper considers analytical expressions for PSF based on the GDR response to describe experimental data on the absorption of electric dipole (E1) gamma quantum. The analysis of all available experimental data from the EXFOR database on full photoabsorption cross sections and partial photoabsorption cross sections, which can be used as an approximation to the full cross section, was performed. The characteristics of giant dipole resonances are important for reliable modeling of E1 gamma transitions in highly excited states of atomic nuclei. In comparison, the following theoretical models of PSF for E1 gamma radiation are considered: standard Lorentzian (SLO) and simplified model of modified Lorentzian (SMLO).

Keywords: photon strength functions, photoabsorption, giant dipole resonance.

РОЗДІЛ 1. Аналітичні моделі електричних дипольних фотонних силових функцій

1.1 Вступ

Фотонні силові функції (ФСФ) є дуже важливими у теоретичних розрахунках в рамках моделі компаунд ядра. Відіграють велику роль в дослідженні фундаментальних властивостей атомних ядер. Вони також є основами інформації для широко використовуваних баз даних для реакцій, таких як база даних вхідних параметрів МАГАТЕ, та файлів даних, таких як EGAF [1][2].

Протягом останніх двох десятиліть кількість даних про параметри реакцій гамма-випромінювання, виміряних для визначення фотонних силових функцій, досить швидко збільшилась [3]. Різні експериментальні методи призвели до суперечливих результатів, і користувачі стикаються з питанням – який саме набір даних слід використовувати [1].

За допомогою ФСФ визначаються перерізи поглинання та середня ймовірність електромагнітних гамма-переходів для (саме гамма-канал є найбільш універсальним каналом дезбудження ядер), спектр гамма-випромінювання ядра, характеристика структури ядер та їх станів, також перевірка та визначення параметрів деформації ядра тощо. Також однією з головних областей де застосовується ФСФ є розрахунок перерізів фотопоглинання в ізовекторному гігантському дипольному резонансі (ГДР). Від широкої енергії охоплюючи дані для ядерного фотоефекту до нових даних розсіювання фотонів, що охоплюють область нижче порогу випромінювання нейтронів, а також за середнім резонансним захопленням нейтронів [3]. ГДР експериментально підтверджені вже понад 50 років, проте в останній час збільшилась потреба у фотоядерних параметрах. На основі цього розглядаються різні моделі фотонних силових функцій та встановлюється найкраща модель опису фотоядерних даних. [3][4]

Набір ФСФ що розраховані експериментально та, прості аналітичні співвідношення, що зроблені на основі сучасних теоретичних припущень застосовуються у програмних забезпеченнях для моделювання ядерних реакцій, які мають зараз великий розвиток. Найчастіше в мікроскопічних та напівмікроскопічних підходах використовуються наближення до сферично симетричного ядра, й тому для опису ФСФ у деформованих ядрах є необхідність в феноменологічній корекції. Крім цього, мікроскопічний підхід до розрахунків ФСФ за допомогою програмного забезпечення для практичного застосування не використовується, оскільки він вимагає витрати великої кількості часу та застосування надпотужних суперкомп'ютерів. Проте феноменологічні моделі ФСФ можуть бути використані для опису деформованих ядер без громіздких розрахунків. В ядерній астрофізиці є необхідність в фотонних силових функціях для розрахунку процесу радіаційного поглинання нейтронів. Ці дані мають застосування для оцінки перерізів реакцій для багатьох екзотичних ядер, а також для енергій випромінювання гамма-квантів, які зараз не має можливості отримати безпосередньо в дослідних лабораторіях. Виходячи з цього необхідним є розширення та уточнення баз даних ФСФ через появу нових експериментальних даних. Також важливою задачею є аналіз достовірності опису гамма-розпаду та фотопоглинання за допомогою декількох аналітичних моделей ФСФ та визначення найкращої для опису наявних експериментальних даних моделі.

1.2. Явище гігантського дипольного резонансу

В коливаннях які зумовлені зміщенням великих груп нейтронів відносно протонів може брати велика кількість нуклонів. Таким чином їх енергія та коефіцієнт жорсткості буде значно більший ніж при коливаннях на поверхні ядра. Високоенергетичні колективні збудження ядер, в яких узгоджено бере участь дуже багато (іноді більшість) нуклонів ядра і які проявляються у вигляді потужних та широких (порядку декількох МеВ) максимумів, домінуючих в перерізах взаємодії частинок (фотонів, електронів, протонів та ін.) з ядрами називають гігантськими резонансами. Гігантські резонанси розрізняють за типом колективного руху внутрішньоядерних нуклонів. Незважаючи на велику ширину, гігантський

резонанс кожного типу в основному сконцентрований в обмеженою енергетичній області. Для кожного типу колективного збудження існує деяка повна (гранична) ймовірність збудження, яка розподілена в реальному ядрі за різними його станами. Ця повна (інтегральна) ймовірність оцінюється відповідним правилом сум. Гігантський резонанс характерний тим, що в енергетичній області своєї концентрації містить основну частину цього правила сум. Та середня енергія, при якій знаходиться гігантський резонанс кожного типу, відповідає середньої резонансній частоті, з якою здійснюється даний тип колективного руху нуклонів в ядрі.

Максимум для кривої при фотопоглинанні відповідає енергії гігантського резонансу, її ширина є наслідком зв'язку з іншими станами ядра, й визначає ймовірність розпаду $w_r = \frac{\Gamma_r}{\hbar}$.

Явище гігантського резонансу вперше було виявлено під час дослідження поглинання дипольних гамма-квантів. Енергія для гігантського дипольного резонансу знаходиться на проміжку від 20 МеВ (важкі ядра) й 14 МеВ (легкі ядра), ширина - на проміжку від 4-7 МеВ.

Перша модель для опису резонансного поглинання була висунута А.Б.Мігдалом в 1944 році, в цій моделі вперше було розглянуто вимушені коливання нейтронів відносно протонів. Для цієї моделі припускалося що ядро це сукупність одне до одного проникних та стисливих нейтронної та протонної речовин[5]. Резонанс ймовірностей поглинання гамма-квантів виникає у випадку коли власна частота осцилятора збігається з частотою зовнішнього поля. Модель в якій протони і нейтрони розглядаються як рідини розвинули Х. Штейнведель та Й. Йенсен у 1950 році[5]. В моделі Гольдхабера – Теллера коливання протонів і нейтронів розглядаються як коливання двох взаємопроникних та нестисливих сфер. Сила пружності в такому випадку це сила зумовлена взаємодією зміщеної частини нейтронної та протонної сфер з частинками внутрішньої частини ядра. Резонансна частота осцилятора

$$w_r = \sqrt{\frac{k}{M}}, \quad (1.1)$$

де М- маса осцилятора, к – коефіцієнт пружності. Маса ядра пропорційна R_0^3 , R_0 – радіус ядра, коефіцієнт пружності пропорційний R_0^2 . Тоді маємо:

$$E_r = \hbar w_r = \hbar \sqrt{\frac{k}{M}} = \hbar \sqrt{\frac{R_0^2}{R_0^3}} = CA^{-\frac{1}{6}}. \quad (1.2)$$

Коли експериментальних даних було мало, тоді більше узгоджувалася модель в якій $E_r \sim A^{-\frac{1}{6}}$. Під час наступних досліджень було видно що для середніх та важких ядер енергія пропорційна до $A^{-\frac{1}{3}}$. Тому Штейнведель та Йенсон розглянули модель для сферичних ядер, й отримали вираз для енергії гігантського резонансу $E_r \sim 45A^{-\frac{1}{6}}$. [5] Відповідно до даної моделі локальна зміна кількості нейтронів та протонів при сталій повній густині нуклонів є причиною ГДР. При $Z=N$ отримуємо $E_r \equiv E_{SJ} \cong 76,5A^{-\frac{1}{3}}$ (МеВ). Більш детальні теоретичні та експериментальні дослідження показують що насправді ізовекторний ГДР створюється поверхневими та об'ємними збудженнями разом. Взагалі для всіх ядер з не дуже високими енергіями теплових збуджень експериментальні значення енергій гігантських дипольних резонансів описуються формулою:

$$E_r = 31,2A^{-\frac{1}{3}} + 20,6A^{-\frac{1}{6}} \text{ (МеВ)}. \quad (1.3.)$$

В даних моделях не враховується ще сила тертя, й гігантський резонанс представляється як стаціонарний стан. Якщо врахувати сили тертя то отримуємо такий параметр як в'язкість ядерної

речовини, що призводить до розпаду з часом який експотенційну залежність від ширини резонансу. Ширина гігантського дипольного резонансу більшою мірою є наслідком внутрішньої структури ядра. Три основні фактори які впливають на ширину гігантського резонансу це:

- Перший фактор - форма атомного ядра. найменшу ширину (близько 5-7 МеВ) має гігантський резонанс на сферичних ядрах та на ядрах із заповненими оболонками. Деформація ядра приводить до розширення і розщеплення максимуму гігантського резонансу ($\Gamma \sim 8-10$ МеВ).
- Другим фактором є оболонкова структура ядра. В ядрах, які мають частково заповнену зовнішню оболонку, спостерігається конфігураційне розщеплення гігантського резонансу, яке призводить до утворення двох компонент гігантського резонансу. Одна компонента відповідає переходам з частково заповненою зовнішньої оболонки в наступну вільну оболонку. Друга - переходам з повністю заповненою внутрішньої оболонки в частково заповнену зовнішню оболонку. У легких ядрах конфігураційне розщеплення резонансу може становити близько 15-20 МеВ.
- Третім фактором, що визначає ширину E1 резонансу, є ізоспінове розщеплення гігантського резонансу.

Конфігураційне розщеплення гігантського резонансу це розтягування дипольної сили гамма-переходів по великому енергетичному інтервалу, яке має місце в легких ядрах і виникає за рахунок сильної різниці в енергіях нуклонних оболонок.

Середнє значення ширини розпаду гігантського дипольного резонансу згідно з експериментальними даними для сферичних та холодних ядер можна представити у вигляді $\Gamma_r = 0,026E_r^{1,91}$ (МеВ). Класифікація гігантських резонансів заснована на фундаментальних характеристиках електромагнітного випромінювання (фотонів) - їх повному кутовому моменті $J = 1$ (дипольний), 2 (квадрупольний), 3 (октупольного). Такий підхід призводить до простої і очевидної фізичної картини колективних ядерних коливань різного типу і автоматично забезпечує переваги, пов'язані з реалізацією законів збереження моменту кількості руху і парності в ядерних переходах. Загалом, що існує електромагнітне випромінювання (фотони) двох типів - електричне (EJ) і магнітне (MJ).

Завдяки колективній гідродинамічній моделі Штейнведеля – Йенсена, в якій передбачається, що всередині ядра існує ймовірність зміни густини протонів відносно густини нейтронів, але протони не зміщуються відносно нейтронів на поверхні ядра, було успішно досліджено збудження ГДР й для важких деформованих ядер.

1.3. Гамма-переходи між станами та їх опис за допомогою фотонних силових функцій

Ймовірність переходу $\bar{w}_{ab}^{x\lambda}$ характеризує електромагнітні переходи у ядрах з одного стану a зі спіном J_a до іншого b зі спіном J_b , індексами позначено набір квантових чисел які визначають характеристику стану тобто магнітне квантове число, спін, енергія та парність $a(b) \equiv J_{a(b)}, M_{a(b)}, \pi_{a(b)}, \varepsilon_{a(b)}$. Ймовірність випромінювання гамма-кванту із мультипольністю $X\lambda$: $X=E$ (електричний тип фотонів), $X=M$ (магнітний тип фотонів) під час переходу характеризується матричним елементом $|\langle b | \hat{\Omega}_{\lambda\mu}^X | a \rangle|^2$, тут $\hat{\Omega}_{\lambda\mu}^X$ позначено магнітний або електричний мультипольний оператор.

$$\bar{w}_{ab}^{x\lambda} = \frac{8\pi(1+\lambda)}{\lambda\hbar(1+2\lambda)!!^2} \left(\frac{E_\gamma}{c\hbar}\right)^{1+2\lambda} |\langle b | \hat{\Omega}_{\lambda\mu}^X | a \rangle|^2 \quad (1.4.)$$

Просторова орієнтація ядра у стані до розпаду і в кінцевому стані в більшості випадків не враховується зв'язку з цим проводиться усереднення за магнітним квантовим числом початкового стану та підсумовуються магнітні квантові числа кінцевого стану. Таким чином ми маємо зведену ймовірність для переходу

$$B_{ab}^{X\lambda} \equiv B_{ab}^{X\lambda}(J_a \rightarrow J_b) = \frac{1}{1+2J_a} \sum_{M_a, M_b, \mu} |\langle J_b M_b | \hat{\Omega}_{\lambda\mu}^X | J_a M_a \rangle|^2 \quad (1.5)$$

Виходячи з цього отримується вираз для ймовірності переходу з початкового до кінцевого:

$$\bar{w}_{ab}^{X\lambda} = \frac{8\pi(1+\lambda)}{\hbar\lambda((1+2\lambda)!!)^2} \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{ch}\right)^{1+2\lambda} B_{ab}^{X\lambda} \quad (1.6)$$

За допомогою парціальних радіаційних ширин визначається значення ймовірності переходів: $\Gamma_{ab}^{X\lambda} = \bar{w}_{ab}^{X\lambda} \hbar$. Середня зведена ймовірність $\langle B_{ab}^{X\lambda} \rangle$ та середня радіаційна ширина $\langle \Gamma_{ab}^{X\lambda} \rangle$ застосовується для усередненого опису гамма-розпаду ядра. В області високих енергій збудження які відповідні до ГДР існує багато станів компаунд-ядра при фотопоглинанні, й параметри розпадів цих станів може бути пояснена з використанням статичної теорії. Поняття фотонної силової функції вводиться для усередненого опису процесу фотопоглинання та емісії фотонів із збудженого стану ядра до області неперервного спектру. ФСФ дуже важлива для розрахунків спектру гамма-випромінювання, вильоту гамма-квантів та інших частинок під час реакцій, моделі компаунд-ядра, заповнення ізомерних станів. При описі процесу випромінювання гамма-квантів використовується фотонна силова функція гамма-розпаду, а для опису поглинання гамма-квантів - використовується фотонна силова функція фотопоглинання. Розрахунок фотонних силових функцій є важливим для опису параметрів гамма-розпаду ядер нагрітих до деякої температури T . Енергія збудження у компаунд-ядрі, яка внесена фотоном розділяється серед складових даного ядра, й тому необхідно щоб пройшов деякий проміжок часу, поки в одного з нуклонів не буде достанької для вильоту з ядра енергії. Таким чином випромінювання нуклонів має схожий характер з процесом випаровування молекул рідини, й може бути описаним за допомогою методів термодинаміки та статистичної фізики де температура речовини замінена на ядерну температуру (нуль для незбудженого стану). За допомогою методів статистичної фізики визначається температура стану, наприклад для Фермі газу $T = \sqrt{\frac{U}{a}}$, де a – параметр густини рівнів, U – енергія збудження. ФСФ гамма-розпаду у випадку коли відбувається гамма-розпад із високих рівнів збудження в області енергії U_a зі спіном J_a до нижніх рівнів ядра в області енергії $U_b = U_a - \varepsilon_\gamma$ зі спіном J_b та температурою T_b шляхом випромінювання ε_γ гамма-кванту з мультипольністю $X\lambda$ визначається таким способом:

$$\bar{f}_{X\lambda} = \frac{\langle \Gamma_{ab}^{X\lambda}(\varepsilon_\gamma) \rangle}{\varepsilon_\gamma^{1+2\lambda}} \frac{\rho_a(U_a, Z, N)}{\rho_f(U_b - \varepsilon_\gamma, Z, N)} \equiv \Phi(\varepsilon_\gamma, T_b), \quad (1.7)$$

де $\rho_a(U_a, Z, N)$ – густина кінцевих станів, $\rho_f(U_b - \varepsilon_\gamma, Z, N)$ - густина кінцевих станів, $\langle \Gamma_{ab}^{X\lambda}(\varepsilon_\gamma) \rangle$ – парціальна ширина гамма-переходу, усереднена по великому наборі початкових рівнів. Температура кінцевого стану ядра від якої залежить ФСФ залежить від енергій гамма-випромінювання. У випадку коли відбувається перехід із незбудженого стану до збудженого стану ядра в області енергії U_b завдяки поглинанию гамма-кванту з енергією ε_γ та мультипольністю $X\lambda$, то середній переріз фотопоглинання $\langle \sigma_{X\lambda}^{J_b}(\varepsilon_\gamma) \rangle$ визначає ФСФ. Коли ядро для якого відбувається фотопоглинання знаходиться в збуденому стані а й нагріте до деякої температури T_a то ФСФ має вигляд:

$$\bar{f}_{X\lambda}(\varepsilon_\gamma) = \frac{\langle \sigma_{X\lambda}^{J_b}(\varepsilon_\gamma, T_a) \rangle}{(\pi\hbar c)^2 g_j \varepsilon_\gamma^{2\lambda-1}} \equiv \Phi(\varepsilon_\gamma, T_a), \quad (1.8)$$

де $g_J = \frac{2J_b+1}{2J_a+1}$ – статистичний фактор. Завдяки закону збереження визначаються можливі значення спінів кінцевого стану також для дипольного випромінювання $|J_a - 1| \leq J_b \leq J_a + 1$. Просумувавши по всім J_b отримуємо значення перерізу фотопоглинання при поглинанні E1 квантів:

$$\sigma_{E1} = \sum_{J_b} \langle \sigma_{E1}^{J_b} \rangle = \frac{3}{g_J} \langle \sigma_{E1}^{J_B} \rangle. \quad (1.9)$$

Тоді отримуємо таку залежність ФСФ фотопоглинання від повного перерізу фотопоглинання:

$$\vec{f}_{E1}(\varepsilon_\gamma) = \frac{\sigma_{E1}(\varepsilon_\gamma)}{3(\pi\hbar c)^2 \varepsilon_\gamma} \equiv \Phi(\varepsilon_\gamma, T_a). \quad (1.10)$$

$\Phi(\varepsilon_\gamma, T_a)$ – спектральна функція завдяки якій однаково описується ФСФ фотопоглинання та гамма-розпаду. Проте різниця в тому, що ФСФ фотопоглинання залежна від температури початкового стану, яка є залежною від енергії збудження ядра. Спектральна функція залежна від добутку електромагнітного поля на уявну частину функції відгуку:

$$\Phi(\varepsilon_\gamma, T_a) = \frac{1}{3(\hbar c \pi)^2} \left(-\frac{1}{\pi} \text{Im} \chi(\varepsilon_\gamma, T) \right) L(\varepsilon_\gamma, T), \text{ MeV}^{-3}. \quad (1.11)$$

Низькоенергетичне підсилення ФСФ у ядрі з температурою T визначається фактором $L(\varepsilon_\gamma, T)$. Він може визначатись як усереднене значення кількості одночастинково-однодіркових (1h-1p) станів, які є збудженими під дією зовнішнього електричного поля у нагрітій системі, частота електричного поля визначається як $w = \frac{\varepsilon_\gamma}{\hbar}$:

$$L(\varepsilon_\gamma, T) = \frac{1}{1 - e^{-\frac{\varepsilon_\gamma}{T}}} \equiv \frac{1}{\varepsilon_\gamma} \int_0^{+\infty} n(\varepsilon_1) (1 - n(\varepsilon_2)) \delta(\varepsilon_1 - \varepsilon_2 + \varepsilon_\gamma) d\varepsilon_1 d\varepsilon_2, \quad (1.12)$$

де $n(\varepsilon) = \frac{1}{1 - e^{-\frac{\varepsilon - \mu}{T}}}$ це функція розподілу Фермі, μ – хімічний потенціал. Для холодних ядер $T=0$ й $L=1$. Збудження ГДР зумовлює гамма-переходи в ядрах в околі енергій від енергії відділення нуклону до порогової енергії народження піонів.

Під час поглинання атомним ядром гамма-квантів з мультипольністю E1 які збуджуються основними станами ϵ : розпад квазідейтрону[9], пігмі-дипольний резонанс та гігантський дипольний резонанс. Гігантські дипольні резонанси – це, як зазначено вище, колективні збуджені стани ядер, які відповідні до узгоджених коливань багатьох нуклонів. Експериментально гігантські резонанси проявляють себе у вигляді широких максимумів в енергетичній залежності перерізу реакції. Вони розрізняються за мультипольністю гамма-випромінювання та типом колективних рухів нуклонів. Якщо фотон який поглинається має мультипольність $\lambda = 1$ то починає коливатися відносно протонів велика кількість нейтронів. У випадку коли кутовий момент $\lambda = 2$ то відбувається зміна ядра за рахунок коливань від сферичної до сплюснутої та витягнутої форми. При збудженні гігантських резонансів виникає зміна ізоспіну ядра T , ця зміна відповідає певним типам коливань складових ядра: коливання нейтронів і протонів у фазі – це ізоскалярний резонанс ($\Delta T = 0$), коливання нейтронів і протонів у протифазі – це ізовекторний резонанс ($\Delta T = 1$). Існує декілька різних пояснень збудження станів ГДР:

- Мікроскопічний підхід (збудження групи 1p1h станів та збудженням колективних мод)
- Макроскопічний підхід (ізовекторний резонанс)

Перші моделі які використовуються для опису збудження ГДР є модель Штейнведеля-Йенсена та модель Гольдхабера-Теллера

В більшості ядер у перерізах фотопоглинання утворюється додатковий пік на низькоенергетичному краю гігантського дипольного резонансу. Цей пік складає близько 1% від енергетично зрівноваженого правила сум. У сферичних ядрах ПДР виявляється в енергетичній області вильоту нейтронів.

Дослідження явища ПДР почалося із більш детального дослідження гамма-розпадів в реакціях з поглинанням теплових нейтронів, в яких виявлялося підсилення ФСФ в діапазоні 5-7 МеВ. В основі теоретичного опису ПДР лежить гідродинамічна модель для трьох компонент. В якості трьох рідин розглядаються нейтрони, протони, та надлишкові нейтрони. Це є причиною появи двох ймовірних мод коливань: моди коливань всіх протонів відносно всіх нейтронів (що відповідає ГДР) та коливання надлишкових нейтронів відносно протон-нейтронної основи - ПДР. ПДР найбільш чітко проявляється в ядрах які мають сферичну форму та великий надлишок нейтронів. Зовнішній шар формується з надлишкових нейтронів в ядрі. Поява структури ПДР є наслідком коливання цього зовнішнього шару. Не дивлячись на те, що по силі пігмі-дипольний резонанс значно меншим у порівнянні із гігантським дипольним резонансом, але цікавий для вивчення він тим, що він знаходиться в низькоенергетичній області енергій вильоту нуклонів, оскільки дає можливість детально вивчати сучасні мікроскопічні моделі для опису відгуку ядра на опромінення гамма-квантами. Також великий інтерес становить вивчення ПДР через ймовірний його зв'язок із нейтронною оболонкою ядра атому та параметрами ядерної матерії. Великий вплив ПДР на переріз реакції радіаційного поглинання нейтронів під час γ -процесу який відбувається в зірках.

В даний час загально визнано, що багато ядра важче заліза, включаючи всі ядра важче Ві-209, утворюються в γ -процесі шляхом швидкого послідовного захоплення великої кількості нейтронів. Головна умова - швидкість захоплення нейтронів повинно перевищувати швидкості β -розпаду. Основний механізм захоплення нейтронів - реакція (n, γ) . Захоплення нейтронів відбувається до тих пір, поки швидкість реакції (n, γ) не стане менше швидкості розпаду ізотопу. Утворюється ядро розпадається потім в результаті β - розпаду і знову починається послідовний захоплення нейтронів. Лінія, уздовж якої відбувається утворення ядер в γ -процесі, зміщена від доріжки стабільності (треку s -процесу) в напрямку ізотопів з надлишком нейтронів. За допомогою теорії Хаузера-Фешбаха зазвичай визначається швидкість поглинання нейтронів. В даній теорії існує припущення, що реакція поглинання нейтронів протікає через тимчасовий етап – стадію компаунд-ядра. ФСФ в околі низькоенергетичного залишку ГДР має суттєвий вплив на швидкість реакції.

1.4. Використані методики

Більшість із існуючих експериментальних даних по фотозбудженню ядер були отримані завдяки використанню гальмівного випромінювання. Електричне дипольне випромінювання ($E1$) є домінуючим в спектрі гальмівного випромінювання. Також воно має домінуючий внесок в процесах гамма-розпаду та фотопоглинання, у випадку коли вони виникають одночасно із переходами з іншою мультипольністю. В більшості випадків повний переріз фотопоглинання та його складові приймають такими, які відповідні до перерізу фотопоглинання електричних дипольних квантів. Відгук ГДР має великий внесок до ймовірності переходів в околі енергій гамма-випромінювання $8 < \epsilon_\gamma < 30$ МеВ для ядер великої та середньої ваги. Взагалі є два компоненти, сума яких дає основний внесок в вираз для визначення повного перерізу фотопоглинання $\sigma_{abs}(\epsilon_\gamma)$: компонент що є відповідним до перерізу фотопоглинання пари протон-нейтрон (фоторозщеплення квазідейтрону) $\sigma_{E1,qd}(\epsilon_\gamma)$, та компоненту який є відповідним до збудження стану ГДР $\sigma_{E1,GDR}(\epsilon_\gamma)$: $\sigma_{abs}(\epsilon_\gamma) = \sigma_{E1,qd}(\epsilon_\gamma) + \sigma_{E1,GDR}(\epsilon_\gamma)$. Складова перерізу фотопоглинання яка відповідна до збудженню ГДР визначається використовуючі різні аналітичні моделі для ФСФ фотозбудження $\vec{f}_{E1}^\alpha(\epsilon_\gamma)$, де індекс α відповідає тій моделі яка використана при даному розрахунку:

$$\sigma_{E1}^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}) = \sigma_{E1,GDR}^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}) = 3(\pi\hbar c)^2 \varepsilon_{\gamma} \vec{f}_{E1}^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}). \quad (1.13)$$

Спектральна функція $\Phi(\varepsilon_{\gamma}, T)$ визначає ФСФ, її вираз має вигляд:

$$\vec{f}_{E1}^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}) = \Phi^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, T) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \sum_{j=1}^{j_m} \sigma_{TRK} s_j^{\alpha} \frac{\vec{F}_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, T)}{\varepsilon_{\gamma}} = 8,674 \cdot 10^{-8} \sum_{j=1}^{j_m} \sigma_{TRK} [mb * MeV] s_j^{\alpha} \frac{\vec{F}_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, T) [\frac{1}{MeV}]}{\varepsilon_{\gamma} [MeV]} (MeV^{-3}) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \frac{\pi}{2} \sum_{j=1}^{j_m} \sigma_{r,j}^{\alpha} \Gamma_{r,j}^{\alpha} \frac{\vec{F}_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, T)}{\varepsilon_{\gamma}}. \quad (1.14)$$

J означає кількість мод коливань ротатора з трьома осями обертання, $j=1$ – сферичне ядро, $j=2$ – аксіально симетричне ядро, $j=3$ – тривісний еліпсоїд. s_j^{α} – це ваговий множник до відповідної моди коливання. Електрична дипольна сила у важких ядрах в основному концентрується в ізовекторному гігантському дипольному резонансі (ГДР). Резонансна енергія ГДР пов'язана з постійною енергією симетрії та значенням жорсткості поверхні (як визначено в краплинковій моделі з кінечним радіусом) до ядерних мас - з ефективною масою нуклонів m в якості додаткового параметру. Енергоінтегрована дипольна сила визначається з досить загальних квантово-механічних міркувань, що ведуть до правило суми Томаса – Рейше – Куна (TRK). Таким чином значення σ_{TRK} визначається правилом сум Томаса-Райха-Куна:

$$\sigma_{TRK} = \frac{NZ}{A} = 15A(1 - I^2)(mb * MeV). \quad (1.15)$$

Параметр $I = \frac{N-Z}{A}$ визначає протон-нейтронну асиметрію. Переріз $\sigma_{r,j}^{\alpha} \Gamma_{r,j}^{\alpha} = \frac{2}{\pi} \sigma_{TRK} s_j^{\alpha}$ j -ї моди з резонансною енергією $E_{r,j}^{\alpha}$ визначається вагою j -ї моди. Форма ліній Лоренца для функції $\vec{F}_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, T)$ використовується для більшості моделей які описують ФСФ фотопоглинання, для холодних ядер вона не функцією від температури, а тільки від енергії ε_{γ} : $\vec{F}_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, T=0) = \vec{F}_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma})$.

$$\vec{F}_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, T) = L^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, T) \frac{2}{\pi} \frac{\varepsilon_{\gamma}^2 \Gamma_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, T)}{(\varepsilon_{\gamma}^2 - (\Gamma_{r,j}^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, T))^2 + (\Gamma_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, T) \varepsilon_{\gamma})^2)}. \quad (1.16)$$

У випадку температурної залежності, коли розглядається збуджене ядро в спрощеному випадку використовується додатковий температурний доданок: $\Gamma_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, T) = \Gamma_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}, 0) + \Delta \Gamma_j^{\alpha}(T)$. Для квазідейтронної моделі існує припущення що під час взаємодії з гамма-квантом з високою енергією замість поглинання гамма-кванту цілим ядром завдяки відносно малій довжині хвилі фотонів з високими енергіями відбувається фотопоглинання нейтрон-протонною парою. Ймовірність взаємодії фотона з двочастковим кластером є більшою за ймовірність взаємодії з великою групою нуклонів, а ймовірність поглинання $E1$ кванту стає більшою завдяки дипольному моменту у дейтрона. Через переріз фоторозщеплення вільного дейтрона можна виразити переріз поглинання квантів квазідейтроном[9]:

$$\sigma_{qd}(\varepsilon_{\gamma}) = \frac{L}{A} NZ \sigma_d(\varepsilon_{\gamma}) \phi(\varepsilon_{\gamma}) = 6,5 \frac{NZ}{A} \frac{61,2(\varepsilon_{\gamma} - 2,224)^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon_{\gamma}^3} \phi(\varepsilon_{\gamma}). \quad (1.17)$$

Тут принцип заборони Паулі враховується функцією $\phi(\varepsilon_{\gamma})$, зменшуючий фактор $\frac{L}{A}$ враховує те, що пари утворюють лише корельовані протони і нейтрони, NZ – показує загальну кількість нейтрон-протонних пар в ядрі. Теоретичний розрахунок для перерізу фоторозщеплення збігається з експериментальним значенням в околі енергій до 100 МеВ. За формулою Левінжера функція заборони Паулі має експоненційний характер, для якого отримані апроксимації з використанням поліномів:

$$\phi(\varepsilon_{\gamma} < 20 \text{ MeV}) = e^{\frac{-73,3}{\varepsilon_{\gamma}}};$$

$$\varphi(20\text{MeV} < \varepsilon_\gamma < 140\text{MeV}) = 8,3714 * 10^{-2} - 9,8343 * 10^{-3} \varepsilon_\gamma + 4,1222 * 10^{-4} \varepsilon_\gamma^2 - 3,4672 * 10^{-6} \varepsilon_\gamma^3 + 9,3537 * 10^{-9} \varepsilon_\gamma^4; \quad (1.18)$$

$$\varphi(\varepsilon_\gamma > 140\text{MeV}) = e^{\frac{-24,2}{\varepsilon_\gamma}}.$$

1.5. Стандартний Лоренціан (SLO)

ФСФ фотопоглинання та гамма-розпаду збігаються в рамках даної моделі. Ширина розпаду ГДР Γ_j^{SLO} не є функцією від температури та енергії гамма-квантів, а має сталі значення, не залежною від енергії гамма-випромінювання γ ε та від температури, і має значення рівне ширині j-тої моди стану ГДР: $\Gamma_j^{SLO} = \varphi(E_{r,j}^{SLO}) = \text{const} \neq \varphi(\varepsilon_\gamma, T)$. Енергія $E_{r,j}^{SLO}$ згідно даній моделі є рівна енергії ГДР $E_{r,j}$. Фрагментаційна компонента ширини релаксації в напівкласичному наближенні пояснюється зіткненнями нуклонів з ядром.

Дана модель є найчастіше вживаною для визначення параметрів фотопоглинання для важких та середніх ядер. Параметри $E_{r,j}^{SLO}$, $S_{r,j}^{SLO}$, Γ_j^{SLO} є змінними й в цій моделі використовуються в процесі підгонки даних. Для низькоенергетичної області ($\varepsilon_\gamma \leq 1 - 2\text{MeV}$) відомо що ця модель з шириною яка не залежить від енергії значно переоцінює спектр для гамма-розпаду.

1.6. Спрощений модифікований Лоренціан (SMLO)

Вираз для ширини яка лінійно залежна від значення енергії гамма-квантів використовується для опису ФСФ в холодних ядрах[13]:

$$\Gamma_j^{SMLO}(\varepsilon_\gamma) = \frac{\Gamma_{r,j}^{SMLO}}{E_{r,j}^{SMLO}} \varepsilon_\gamma; \quad (1.19)$$

Якщо розглядати нагріті ядра з температурою T, то функція форми лінії має вигляд

$$\tilde{F}_j^{SMLO}(\varepsilon_\gamma, T) = L^{SMLO}(\varepsilon_\gamma, T) \frac{2}{\pi} \frac{\varepsilon_\gamma^2 \Gamma_j^{SMLO}(\varepsilon_\gamma, T)}{(\varepsilon_\gamma^2 - (\Gamma_{r,j}^{SMLO}(\varepsilon_\gamma, T))^2 + (\Gamma_j^{SMLO}(\varepsilon_\gamma, T) \varepsilon_\gamma)^2)}. \quad (1.20)$$

Температурна залежність для ширини Γ_j^{SMLO} відповідно має вигляд:

$$\Gamma_j^{SMLO}(\varepsilon_\gamma, T) = \Gamma_j^{SMLO}(\varepsilon_\gamma, 0) + \Delta \Gamma_j^{SMLO}(T). \quad (1.21)$$

Масштабуючий фактор $L(\varepsilon_\gamma, T_f)$ підсилення на низьких енергіях має вигляд:

$$L(\varepsilon_\gamma, T_b) = \frac{1}{1 - e^{-\frac{\varepsilon_\gamma}{T_b}}}, \text{ при } \varepsilon_\gamma \ll U_a \text{ прямує до } \frac{T_b}{\varepsilon_\gamma}.$$

1.7. Потрійний Лоренціан (TLO)

В даній моделі ядро представляється як тривісний еліпсоїд обертання, й внаслідок цього маємо 3 компоненти для гігантського дипольного резонансу, й вони також розраховуються загальними формулами ФСФ[18][19]. Вхідні параметри взяті з різних теоретичних моделей. Резонансні енергії визначаються відповідно до гідродинамічної краплинкової моделі ядра.

$$E_{r,j}^{TLO} = E_r^{LDH} \frac{R_0}{R_j} \quad (1.22)$$

$$E_r^{LDH} = \frac{\hbar c}{R_0} \left(1 + u - \varepsilon \frac{1+\varepsilon+3u}{1+\varepsilon+u}\right)^{-\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{8JA^2}{4mc^2NZ}} \text{ (MeB)} \quad (1.23)$$

– це резонансна енергія близького по об'єму сферичного ядра яке має радіус R_0 . Де $u=(1-\varepsilon)A^{-\frac{1}{3}}\frac{3J}{Q}$; J – це константа енергії симетрії, $J=32,7$ МеВ; $Q=29,2$ МеВ - це константа поверхневої жорсткості; $mc^2=874$ МеВ – ефективна маса 70 ; $\varepsilon = 0,0768$; $R_0=1,16A^{\frac{1}{3}}$ фм – радіус сферичного ядра. Резонансні ширини гігантського дипольного резонансу для цієї моделі не залежать від енергії гамма-квантів й мають степеневу залежність від енергії резонансу ідентичного по об'єму сферичного ядра:

$$\Gamma_{r,j}^{TLO} = \Gamma_0 \left(\frac{E_{r,j}^{TLO}}{E_r^{LDH}}\right)^\delta = 1,99 \left(\frac{E_{r,j}^{TLO}}{10}\right)^{1,6} = 0,045 (E_{r,j}^{TLO})^{1,6} \quad (1.24)$$

Радіус ядра, яке має квадрупольну деформацію можна визначити так: $R = R_0(1 + \sum_\mu \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\varphi, \theta))$, де R_0 – це радіус сферичного ядра яке має еквівалентний об'єм, $Y_{2\mu}(\varphi, \theta)$ – це сферичні гармоніки коливаль другого порядку. Перші 5 коефіцієнтів цього розкладу можна визначити так: $\alpha_{21}=\alpha_{2-1} = 0, \alpha_0 = \beta \cos\gamma, \alpha_{22} = \alpha_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}}\beta \sin\gamma$. Параметри β та γ є параметрами деформації, за допомогою них можна описати форму ядра. Параметр β є показником відхилення форми ядра від сферичної, тобто квадрупольної деформації. Параметр γ є показником неаксіальності. Зв'язок параметрів деформації та радіусів на головних осях еліпсоїда який має три вісі можна представити таким виразом:

$$\delta R_k = R_k - R_0 = \left(\sqrt{\frac{5\pi}{4}}\right) R_0 \beta \cos\left(\gamma - \frac{2k\pi}{3}\right), \quad (1.25)$$

$k = 1,2,3$. З даного виразу видно що для опису форми ядра достатньо брати параметри деформації в межах $\beta \geq 0$ та $\gamma=[0;60]$ градусів, тому що для будь-якого значення цих параметрів поза даної області можна знайти в цій області з тими самими параметрами які відповідають такій самій формі ядра але мають іншу орієнтацію в просторі. Можливі форми ядра мають такі значення параметрів деформації: для витягнутого ядра $\beta > 0, \gamma = 0$; для сферичного ядра $\beta = 0$; для сплюсненого ядра $\beta > 0, \gamma = 60$; для тривісного ядра $\beta > 0, \gamma=(0;60)$. Параметри деформації які визначено в параметризації Хілла-Віллера та Бора-Моттельсона використовуються при розрахунках довжин півосей:

$$R_j = R_j^B = R_0 \left(1 + \left(\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\right) \beta \cos\left(\gamma + \frac{2\pi j}{3}\right)\right) \quad (1.26)$$

$$R_j = R_j^H = R_0 \exp\left(\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\right) \beta \cos\left(\gamma + \frac{2\pi j}{3}\right) \quad (1.27)$$

При першому наближенні по параметру β значення даних виразів є однаковим.

РОЗДІЛ 2. Опис перерізів фотопоглинання ядра ^{238}U із застосуванням фотонних силових функцій

2.1. Вхідні параметри моделей ФСФ Отримання експериментальних значень характеристик ГДР в моделях SLO та SMLO описано в Розділі 2.2. При цьому використовувалась підгонка теоретично розрахованих перерізів фотопоглинання до експериментальних даних.

Набір експериментальних даних для перерізів фотопоглинання було взято з бази даних EXFOR. Станом на сьогодні в цій базі було знайдено три набори даних для ядра ^{238}U - M0090004, L0050031 та L0031015. Загалом вираз для повного перерізу фотопоглинання можна записати так:

$$\begin{aligned}\sigma(\gamma, abs) &= \sigma_t(\gamma, \gamma) + \bar{\sigma}(\gamma, abs), \\ \bar{\sigma}(\gamma, abs) &= \sigma(\gamma, sn) + \sigma(\gamma, cp) + \sigma(\gamma, F), \\ \sigma(\gamma, sn) &\equiv \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \sigma(\gamma, 4n) + \dots, \\ \sigma(\gamma, cp) &= \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, 2n) + \dots + \sigma(\gamma, d) + \dots + \sigma(\gamma, dp) + \dots + \sigma(\gamma, \alpha) + \dots, \\ \sigma(\gamma, F) &= \sigma(\gamma, f) + \sigma(\gamma, nf) + \sigma(\gamma, 2f) + \dots,\end{aligned}\tag{2.1}$$

де $\sigma_t(\gamma, \gamma) = \sigma(\gamma, \gamma) + \sigma(\gamma, \gamma')$ - це повний переріз фотопоглинання із вильотом лише гамма-квантів. Він містить відповідне перерізу для утворення ядра – мішені, яке перебуває в збудженому стані, й містить в собі збудження для всіх можливих станів ядра. Даний переріз включає в себе всі перерізи пружного розсіяння через всі стани та непружного в якому гама-кванти вилітають через один вихідний канал, виключення лише переріз розсіяння через складене ядро. Переріз $\sigma(\gamma, abs)$ - це повний переріз фотопоглинання який має один вихідний канал. $\sigma(\gamma, sn)$ – це повний фотонейтронний переріз реакції. $\sigma(\gamma, cp)$ – це переріз реакцій які відбуваються з вильотом заряджених частинок. $\sigma(\gamma, F)$ – це переріз для фотоподілу коли перед ним відбувається виліт нейтрону. В першу чергу проводиться відбір даних які відносяться до повного перерізу фотопоглинання, або для перерізу з вильотом частинок у вихідному каналі, які близькі в околі резонансу. Якщо таких даних немає, то для аналізу беруться дані для повних фотонейтронних перерізів, - це є точне наближення оскільки вплив реакцій із зарядженими частинками досить невеликий. Також якщо відсутні вище сказані дані, то тоді розглядаються дані для інклюзивного перерізу, який враховує множинність вильоту нейтронів під час реакції. Він розглядається як нульове наближення до повного перерізу.

Обрані набори даних для ядра ^{238}U

ID	Тип реакції	EXFOR ID
0	g,abs	M0090004
4	g,sn	L0050031
4	g,sn	L0031015

Пояснення:

- 0 це переріз $\bar{\sigma}(\gamma, abs)$ з врахуванням експериментальної похибки;
- 4 це набір експериментальних даних для повного фотонейтронного перерізу $\sigma(\gamma, sn)$. Похибки експериментальні або якщо відсутні експериментальні похибки то використовується оцінене значення похибок - похибка в залежності від енергії та 10% похибка експериментальних даних.

Дані для TLO:

Параметри деформації: $\beta=0,29$; $\gamma=17$ градусів – взяті з [20]; $\varepsilon = 0.0768$; константа енергії симетрії ядра $J = 32.7$ МеВ; константа поверхневої жорсткості $Q = 29.2$ МеВ; значення ефективної маси $mc^2 = 874$ МеВ обрано у [21] з умови збігу енергій ГДР з експериментальними даними.

2.2. Порівняння опису перерізів фотопоглинання із застосуванням різних моделей ФСФ.

Подібні порівняння вже проводилися, але не для всіх наборів даних, наприклад в роботах [15][16][17].

Розрахунок ФСФ на основі експериментальних даних перерізів.

$$\sigma = 3(\pi\hbar c)^2 \varepsilon \vec{f}, \quad (2.2)$$

$$\text{звідки } \vec{f} = \frac{\sigma}{3(\pi\hbar c)^2 \varepsilon} = \frac{\sigma [mb]}{3(\pi\hbar c [MeV * fm])^2 \varepsilon [MeV]} = \frac{\sigma * 10^{-27} [sm^2]}{3(\pi\hbar c [MeV * sm] * 10^{-13})^2 \varepsilon [MeV]} = \frac{\sigma}{30(\pi\hbar c)^2 \varepsilon} [MeV^{-3}] \quad (2.3)$$

Розрахунок ФСФ в рамках моделі SLO.

$$\vec{f}_{E1}^{SLO}(\varepsilon_\gamma, T) = \Phi^{SLO}(\varepsilon_\gamma, T) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \frac{\pi}{2} \sum_{j=1}^2 \sigma_{TRK}^{SLO} S_j^{SLO} \frac{\tilde{F}_j^{SLO}(\varepsilon_\gamma, T)}{\varepsilon_\gamma}; \quad (2.4)$$

$$\tilde{F}_j^{SLO}(\varepsilon_\gamma, T) = L^{SLO}(\varepsilon_\gamma, T) \frac{2}{\pi} \frac{\varepsilon_\gamma^2 \Gamma_j^{SLO}(\varepsilon_\gamma, T)}{(\varepsilon_\gamma - (E_{r,j}^{SLO}(\varepsilon_\gamma, T))^2)^2 + (\Gamma_j^{SLO}(\varepsilon_\gamma, T) \varepsilon_\gamma)^2}; \quad (2.5)$$

Розрахунок ФСФ в рамках моделі SMLO.

$$\vec{f}_{E1}^{SMLO}(\varepsilon_\gamma, T) = \Phi^{SMLO}(\varepsilon_\gamma, T) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \frac{\pi}{2} \sum_{j=1}^2 \sigma_{TRK}^{SMLO} S_j^{SMLO} \frac{\tilde{F}_j^{SMLO}(\varepsilon_\gamma, T)}{\varepsilon_\gamma}; \quad (2.6)$$

$$\Gamma_j^{SMLO}(\varepsilon_\gamma) = \frac{\Gamma_{r,j}^{SMLO}}{E_{r,j}^{SMLO}} \varepsilon_\gamma \quad (2.7)$$

Розрахунок ФСФ в рамках моделі TLO.

$$\vec{f}_{E1}^{TLO}(\varepsilon_\gamma, T) = \Phi^{TLO}(\varepsilon_\gamma, T) = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \frac{\pi}{2} \sum_{j=1}^3 \sigma_{TRK}^{TLO} S_j^{TLO} \frac{\tilde{F}_j^{TLO}(\varepsilon_\gamma, T)}{\varepsilon_\gamma}; \quad (2.8)$$

$$s_1^{TLO} = s_2^{TLO} = s_3^{TLO} = 0;$$

$$\Gamma_{r,j}^{TLO} = 0,045 (E_{r,j}^{TLO})^{1,6};$$

$$E_{r,j}^{TLO} = E_r^{LDH} \frac{R_0}{R_j};$$

$$E_r^{LDH} = \frac{\hbar c}{R_0} \left(1 + u - \varepsilon \frac{1 + \varepsilon + 3u}{1 + \varepsilon + u} \right)^{-\frac{1}{2}} \sqrt{\frac{8JA^2}{4mc^2NZ}}; \quad (2.9)$$

Оскільки розрахунок проводиться для холодних ядер, й немає температурної залежності то $L^{SLO}(\epsilon_\gamma, T = 0) = 1$. Значення енергій та ширин взяті з таблиці в роботі «Giant Dipole Resonance Parameters of Ground-State Photoabsorption: Experimental Values with Uncertainties» V. A. Plujko , O. M. Gorbachenko , R. Capoteb,* , P. Dimitrioub.

$$\sigma_{TRK} = 60 \frac{NZ}{A} \text{ для ядра Урану-238 } \sigma_{TRK} = 60 \frac{NZ}{A} = 60 * \frac{146 * 92}{238} = 3386,2184 \text{ mb.}$$

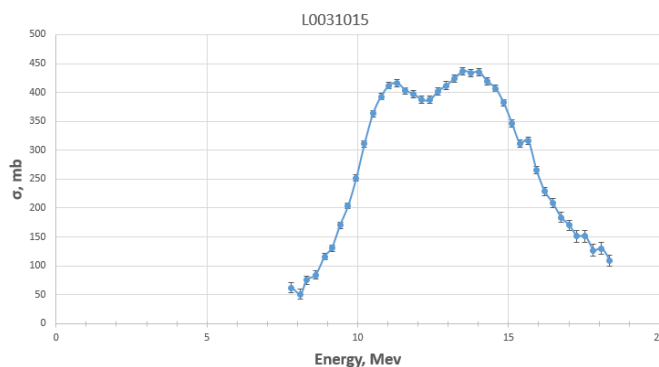
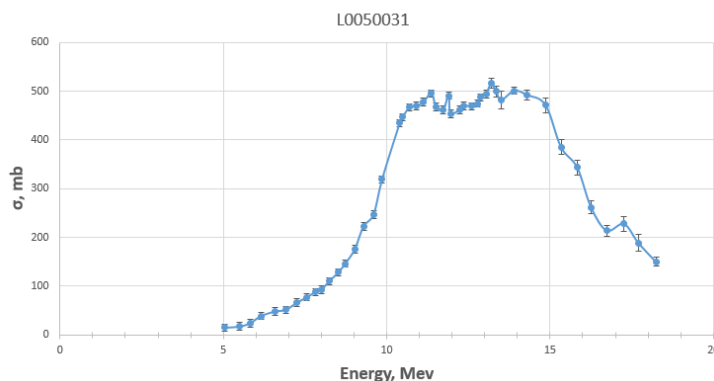
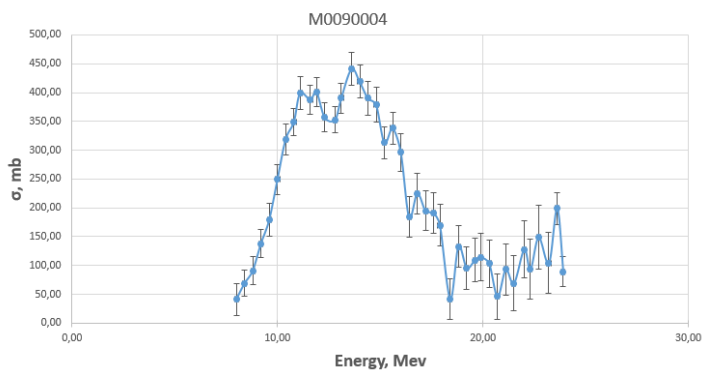
Значення енергій та ширин для ядра ^{238}U

EXFOR	Модель	E1(MeV)	E2(MeV)	S1	S2	Г1(MeV)	Г2(MeV)
M0090004	SLO	11.06	14.26	0.388	0.773	2.95	4.80
L0050031	SLO	10.83	13.96	0.466	0.978	2.95	4.90
L0031015	SLO	10.94	13.99	0.364	0.803	2.64	4.56
M0090004	SMLO	11.24	14.45	0.533	0.604	3.54	4.26
L0050031	SMLO	11.04	14.18	0.667	0.747	3.62	4.34
L0031015	SMLO	11.10	14.20	0.503	0.647	3.20	4.15

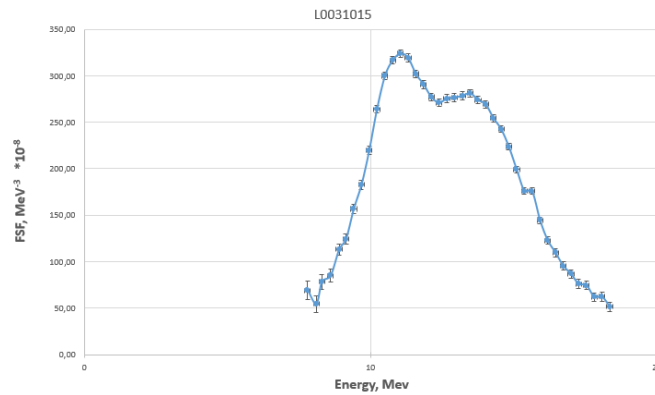
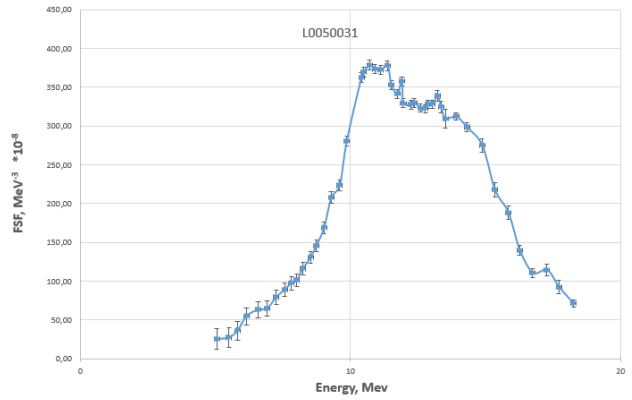
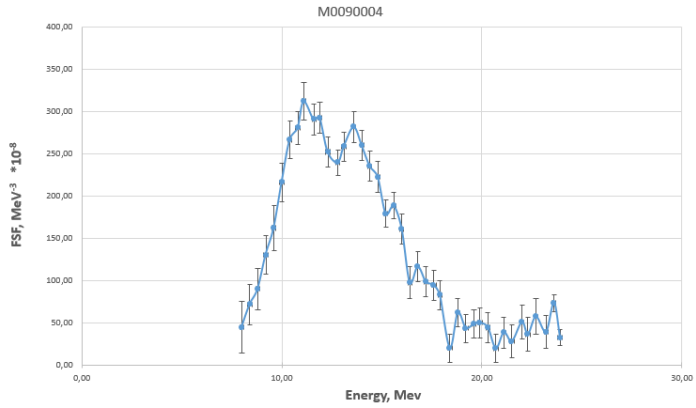
Розрахунки проводилися за допомогою програмного забезпечення Excel (версія 2016 року). Під час розрахунку я отримала такі залежності ФСФ від енергії:

2.2.1. Розрахунки на основі експериментальних даних

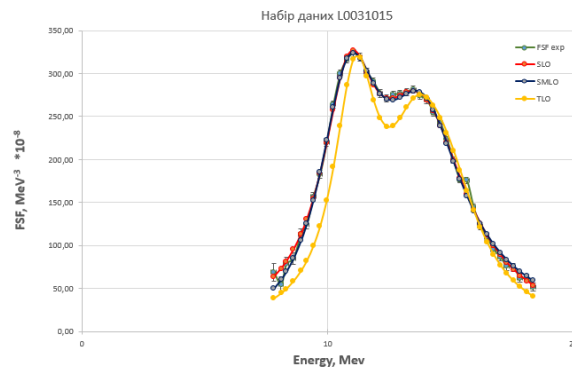
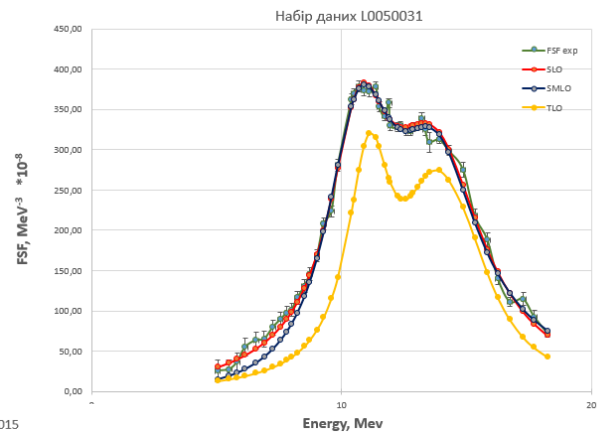
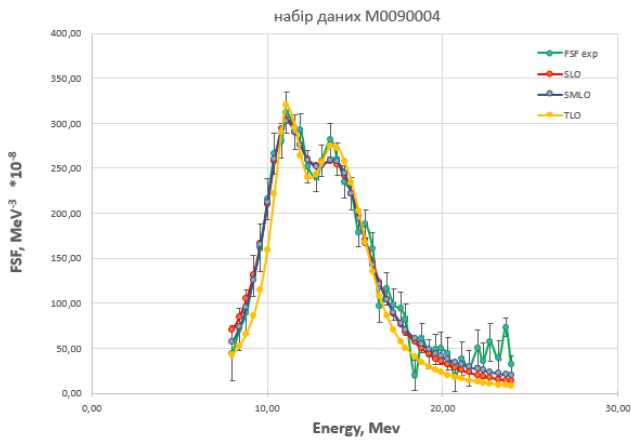
2.2.1.1. Перерізи



2.2.1.2. ФСФ



2.2.2. Порівняння теоретичних розрахунків з експериментальними



2.3. Визначення критерію χ^2

$$\chi^2_\alpha = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{(f_{\text{експ}}(\varepsilon_i) - f_{\text{теор}}^\alpha(\varepsilon_i))^2}{(\Delta f(\varepsilon_i))^2}$$

Модель	Набір даних	χ^2	$\chi^2_\alpha / \chi^2_{SLO}$
SLO	M0090004	1,61	1
SLO	L0050031	1,44	1
SLO	L0050031	1,13	1
SMLO	M0090004	1,29	0,8
SMLO	L0050031	2,63	1,83
SMLO	L0050031	1,46	1,29
TLO	M0090004	2,79	1,73
TLO	L0050031	202,44	140,58
TLO	L0050031	59,56	52,71

3. Висновок

Розраховано експериментальні значення фотонних силових функцій на основі усіх наявних даних перерізів фотопоглинання з бази EXFOR для ядра ^{238}U .

Розраховано теоретичні значення фотонних силових функцій для ядра ^{238}U на основі моделей SLO, SMLO та TLO.

За допомогою χ^2 -критерію показано, що модель SMLO є найточнішою для опису експериментальних даних фотопоглинання.

Список використаної літератури

1. Goriely S. Reference database for photon strength functions / S. Goriely, P. Dimitriou, M. Wiedeking, T. Belgya, R. Firestone, J. Kopecky, M. Kr̄tička, V. Plujko, R. Schwengner, S. Siem, H. Utsunomiya, S. Hilaire, S. Péru, Y. S. Cho, D. M. Filipescu, N. Iwamoto, T. Kawano, V. Varlamov, R. Xu // *European Physical Journal* –2019. – Vol.55. –P. 172.
2. Oblozinsky P. Handbook for Calculations of Nuclear Reaction Data: Reference Input Parameter Library / P.Oblozinsky, M.B.Chadwick, T.Fukahori, A.V.Ignatyuk, S.Kailas, J.Kopecky, G.Molnar, G.Reffo, Z.Su, M.Uhl, P.G.Young, O.Bersillon, E.Betak, R.Capote and V.M.Maslov – Vienna, Austria: IAEA, 1998.–168 p. – (Tech. Rep. /IAEA; IAEA–TECDOC–1034). URL: https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/te_1034_prn.pdf
3. Belgya T. Handbook for calculations of nuclear reaction data, Reference Input Parameter Library-2 / T.Belgya, O.Bersillon, R.Capote, T.Fukahori, Zhigang Ge, S.Goriely, M.Herman, A.V.Ignatyuk, S.Kailas, A.Koning, V.Plujko, P.Young // *Tech. Rep. IAEA–TECDOC–1506* (IAEA, Vienna, Austria, 2006). URL: <https://www-nds.iaea.org/RIPL-2/>.
4. Capote R. RIPL – Reference input parameter library for calculation of nuclear reactions and nuclear data evaluations / R.Capote, M.Herman, P.Oblozinsk'y, P.G.Young, S.Goriely, T.Belgya, A.V.Ignatyuk, A.J.Koning, S.Hilaire, V.A.Plujko, M.Avrigeanu, O.Bersillon, M.B.Chadwick, T.Fukahori, Zhigang Ge, Yinlu Han, S.Kailas, J.Kopecky, V.M.Maslov, G.Reffo, M.Sin, E.Sh.Soukhovitskii, P.Talou // *Nucl. Data Sheets* – 2009.–Vol.110.–P.3107. URL:<http://wwwnds.iaea.org/RIPL-3/>.
5. Каденко І.М. Фізика атомного ядра та частинок: підручник для вузів / І. М. Каденко, В.А. Плюйко . – Київ : ВПЦ "Київський університет", 2008 . – 414 с.
6. Денисов В. Ю. Проблемы физики атомного ядра и ядерных реакций / В.Ю. Денисов, В.А. Плюйко . – Київ: ВПЦ “Київський університет”, 2013. – 412 с.
7. Bartholomew G.A. Gamma-ray strength functions / G.A.Bartholomew, E.D.Earle, A.J.Ferguson, J.W.Knowles, M.A.Lone // *Advances in nuclear physics* – 1973. – Vol.7. – P.229–325. DOI: https://doi.org/10.1007/978-1-4615-9044-6_4.
8. Axel P. Simple nuclear excitations distributed among closely spaced levels / P.Axel // *Proceedings of International Symposium on Nuclear Structure, Dubna* – 1968. – P.299–316.
9. Chadwick M.B. Handbook on photonuclear data for applications: Cross sections and spectra / M.B.Chadwick, P.Oblozinsky, A.I.Blokhin et al., – Vienna : IAEA, 2000.–284 p.– (Tech. Rep. IAEA-TECDOC-1178, IAEA, Vienna, Austria, 2000). – URL: https://www-pub.iaea.org/MTCD/Publications/PDF/te_1178_prn.pdf
10. Chadwick M.B. Pauli-blocking in the quasideuteron model of photoabsorption / M.B.Chadwick, P.Oblozinsky, P.E.Hodgson, G.Reffo // *Phys. Rev. C* – 1991. –Vol. 44.– P.814–823.
11. Experimental Nuclear Reaction Data Library EXFOR. URL: <https://www-nds.iaea.org/exfor/>.
12. Plujko V.A. Giant Dipole Resonance Parameters of Ground-State Photoabsorption: Experimental Values with Uncertainties / V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, R. Capote, P. Dimitriou // *At. Data Nucl. Data Tables* –2018.–Vol.123-124.–P.1-85.
13. V.A. Plujko (Plyuiko) Statistical description of the widths of gamma-decay of states with fixed angular-momentum // *Sov. J. Nucl. Phys.*–1990.–Vol.52.–P.639-645.
14. Plujko V.A. A new closed-form thermodynamic approach for radiative strength functions / V.A.Plujko // *Acta Physica Polonica B* –2000.–Vol.31. –P.435.

15. Plujko V. Description of nuclear photoexcitation by Lorentzian expressions for electric dipole photon strength function / V. Plujko, O. Gorbachenko, K. Solodovnyk // EPJ-A – 2019, – Vol.55, Issue 11.– P.210.
16. Plujko V.A. Test of models for photon strength functions of electric dipole photoexcitation/V.A. Plujko, S. Goriely, O.M. Gorbachenko, K.M. Solodovnyk // Ядерна фізика та енергетика – 2019. – Т.20, №3. – С.213-220.
17. Goriely S. Simple empirical E1 and M1 strength functions for practical applications / S.Goriely, V.Plujko // Phys. Rev. C –2019. –Vol. 99. –P.014303.
18. Myers W.D. Droplet model of the giant dipole resonance / W.D.Myers , W.J.Swiatecki, T.Kodama, L.J.El–Jaick, E.R.Hilf // Phys. Rev. C –1977.–Vol.15.–P.2032.
19. Junghans A.R. Photon data shed new light upon the GDR spreading width in heavy nuclei / A.R.Junghans, G.Rusev, R.Schwengner, A.Wagner // Phys. Lett. B – 2008.–Vol. 670, Issue 3.–P.200-204.
20. Junghans A.R. Poster 1481. A global study of the electric dipole strength in heavy nuclei /A.R. Junghans, R. Beyer, G. Rusev, R. Schwengner, A. Wagner, E. Grosse // ND 2010: International Conference on Nuclear Data for Science and Technology (26-30 April, Jeju Island, Korea). –Jeju Island, Korea, 2010. URL: <http://www.hzdr.de/DB/Cms?pOid=32613>.
21. Денисов В.Ю. Дипольные резонансы в газовой-капельной модели ядра / В.Ю. Денисов // Ядерная Физика - 1986. - Т.43. - С. 46-57