

Ø

Галузь знань: 10
Спеціальність: 104
Освітня програма:

Кваліфікаційна робота бакалавра

4

Науковий керівник:

- ,

Науковий консультант:

- ,

16.06. 2021

20



6 2021

ВИТЯГ

,

_____.

«_____» _____ 2021 .

Анотація

Кучер А. І. «Розрахунок параметрів пігмі-дипольного резонансу в моделі двох зв'язаних станів»

Кваліфікаційна робота бакалавра за спеціальністю 104 – «Фізика та астрономія» спеціалізація «Фізика високих енергій». – Київський національний університет імені Тараса Шевченка, фізичний факультет, кафедра ядерної фізики. – Київ, 2021.

Науковий керівник: кандидат фізико-математичних наук, асистент кафедри ядерної фізики **Солодовник К. М.**

Науковий консультант: доктор фізико-математичних наук, професор кафедри ядерної фізики **Плюйко В. А.**

Метою даної роботи є перевірка можливості опису експериментальних даних перерізів фотопоглинання для E1 випромінювання, із застосуванням моделі TSE – двох зв'язаних станів та визначення характеристик станів ГДР та ПДР для ядер олова ^{130}Sn та ^{132}Sn . В роботі порівняно моделі SLO, SMLO та TSE між собою, моделі TSE було перевірено за наявності зв'язку γ між модами, та за його відсутності. Досліджено використання моделі спрощеного модифікованого Лоренціану SMLO для опису стану ГДР в моделі TSE.

Ключові слова: пігмі дипольний резонанс, переріз фотопоглинання, фотонні силові функції.

Abstract

Kucher A. I. «Розрахунок параметрів пігмі-дипольного резонансу в моделі двох зв'язаних станів»

Bachelor qualification work in speciality 104 – «Physics and astronomy», educational program «High energy physics» – Taras Shevchenko National University of Kyiv, Faculty of Physics, Department of Nuclear Physics. – Kyiv, 2021.

The goal of this work is to test the possibility of using the TSE model (two bound states) to describe the experimental data of photoabsorption cross sections for E1 radiation. Also in this work the characteristics of PDR and GDR states for tin ^{130}Sn and ^{132}Sn nuclei are determined. The results of the SLO, SMLO, and TSE models are compared to each other, and the TSE model is tested with γ connection between the modes, and without it. The use of the simplified modified Lorentzian SMLO model to describe the state of the GDR in the TSE model is also investigated.

Key words: pygmy dipole reponance, photoabsorption cross section, photon strength functions.

Зміст

Вступ	5
Застосування фотонних силових функцій (ФСФ) до опису даних фотопоглинання	5
Гігантський дипольний резонанс та пігмі дипольний резонанс	5
Розділ 1. Аналітичні моделі електричних дипольних фотонних силових функцій.....	9
Модель стандартного Лоренціану (SLO)	10
Модель спрощеного модифікованого Лоренціану (SMLO).....	11
Модель двох зв'язаних станів (TSE).....	11
Характеристики колективних станів, що враховуються при обчисленні ФСФ	13
Розділ 2. Опис перерізів фотопоглинання із застосуванням моделі двох зв'язаних станів	14
Збір та аналіз експериментальних даних перерізів фотопоглинання з пігмі дипольним резонансом.....	14
Порівняння опису перерізів фотопоглинання із застосуванням моделі TSE та моделей SLO та SMLO. Визначення характеристик колективних станів з опису експериментальних даних по радіаційним процесам для ядер ^{130}Sn та ^{132}Sn	14
^{130}Sn	14
Для двох станів зі зв'язком між резонансами (TSE).....	14
Для двох станів без зв'язку між резонансами (SLO чи TSE без зв'язку).....	15
Для одного резонансу (SLO).....	16
Для одного резонансу при залежності ширини від енергії (SMLO)	17
Для двох станів зі зв'язком, коли ширина залежить від енергії в обох лоренціанах (TSE).....	18
Для двох станів без зв'язку, коли ширина залежить від енергії в обох лоренціанах (TSE).....	19
Для двох станів зі зв'язком, коли ширина залежить від енергії лише для ГДР (а для пігмі ширина залишається незалежною).....	20

Для двох станів без зв'язку, коли ширина залежить від енергії лише для ГДР	21
¹³² Sn.....	22
Для двох станів зі зв'язком між резонансами (TSE).....	22
Для двох станів без зв'язку між резонансами (SLO чи TSE без зв'язку).....	23
Для одного резонансу (SLO).....	24
Для одного резонансу при залежності ширини від енергії (SMLO)	25
Для двох станів зі зв'язком, коли ширина залежить від енергії в обох лоренціанах (TSE).....	26
Для двох станів без зв'язку, коли ширина залежить від енергії в обох лоренціанах (TSE).....	27
Для двох станів зі зв'язком, коли ширина залежить від енергії лише для ГДР (а для пігмі ширина залишається незалежною).....	28
Для двох станів без зв'язку, коли ширина залежить від енергії лише для ГДР	29
Обговорення результатів.....	30
Висновки.....	35
Список використаної літератури.....	36

Вступ

Застосування фотонних силових функцій (ФСФ) до опису даних фотопоглинання

Фотонні силові функції (ФСФ) [1-4] займають важливу роль у теорії фотопоглинання в розрахункових моделях складеного (компаунд) ядра. Ці функції задіяні в розрахунках спостережуваних характеристик більшості ядерних реакцій. Також вони використовуються для дослідження ядерної структури: ядерних деформацій, розрахунку енергій та ширин гігантських дипольних резонансів, внесків сил, що залежать від швидкості, а також для вивчення механізмів ядерних реакцій.

ФСФ описують середню імовірність гамма-переходів для спектрів гамма-випромінювання та фотопоглинання [5-6]. Визначають перерізи поглинання гамма-квантів, самі спектри гамма-випромінювання та популяцію ізомерних станів.

Найважливіші застосування силових функцій у таких дослідженнях припадають на електричний диполь $E1$, магнітний диполь $M1$ та електричний квадруполь $E2$ в розрахунках перерізів фотопоглинання в області гігантського дипольного резонансу (ГДР).

Гігантський дипольний резонанс та пігмі дипольний резонанс

Хоча ГДР був експериментально побачений більше 50 років тому, потреба у фотоядерних даних сильно збільшилася лише нещодавно. Це пов'язано зі зростанням прикладних областей, що потребують моделювання ядерних процесів. Наприклад у промисловості та медицині все більше використовують лінійні прискорювачі для електронного гальмівного гамма-випромінювання. Визначення складу речовини, радіаційний захист,

розрахунки поглинутої пацієнтом дози та радіоізотопна терапія зазнали широкої адаптації та розвитку.

В астрофізиці також існує потреба у ефективних моделях силових функцій для розрахунків нейтронного поглинання ядрами у зірках. Перерізи поглинання в областях резонансів визначають процеси нуклеосинтезу що відповідають за утворення та відносне розповсюдження важких хімічних елементів у природі. Так відомо, що більше половини ядер з масовим числом $A \geq 60$ було сформовано у процесах нуклеосинтезу в процесі швидкого поглинання нейтронів (r -процесу). Умови проходження цього процесу характеризуються високою концентрацією нейтронів 10^{20} см^{-3} при якій відбувається послідовне поглинання великої кількості нейтронів. Це приводить до утворення екзотичних ядер із дуже великим надлишком нейтронів. Швидкість їх утворення оцінюється в рамках теорії Хаузера-Фешбаха, що визначає суттєву залежність часу проходження реакції від значення ФСФ в області низькоенергетичного хвоста ГДР. У нейтронадлишкових ядрах, нейтрони утворюють шкуру навколо ядра що сприяє утворенню досліджуваного резонансу – піку що складає $\sim 1-2\%$ від енергетично зваженого правила сум – пігмі-резонансу.

У цій роботі Е1 фотонні силові функції було модифіковано для урахування 2 зв'язаних станів ядра – ПДР і ГДР. Підсилення в низькоенергетичному хвості ГДР, унаслідок ядерних структурних ефектів, – це наявність пігмі дипольного резонансу (ПДР). Для сферичних атомних ядер, пігмі дипольний резонанс проявляється поблизу енергії відділення нейтрона. Найбільш виражений він для ядер зі сферичною симетрією та великим надлишком нейтронів.

Електричні дипольні гамма-переходи $E1$ домінують в області максимуму перерізу фотопоглинання (ізовекторний ГДР) [7], і саме вони вивчаються у даній роботі. Ізоскалярні дипольні ($M1$) та квадрупольні ($E2$, $M2$) резонанси також можуть давати внесок у використанні експериментальні дані, але вони не розглядаються. Також є припущення що ядра сферичні та холодні ($T=0$), хоча експериментальні дані отримуються для трохи підігрітих ядер, це не враховувалося.

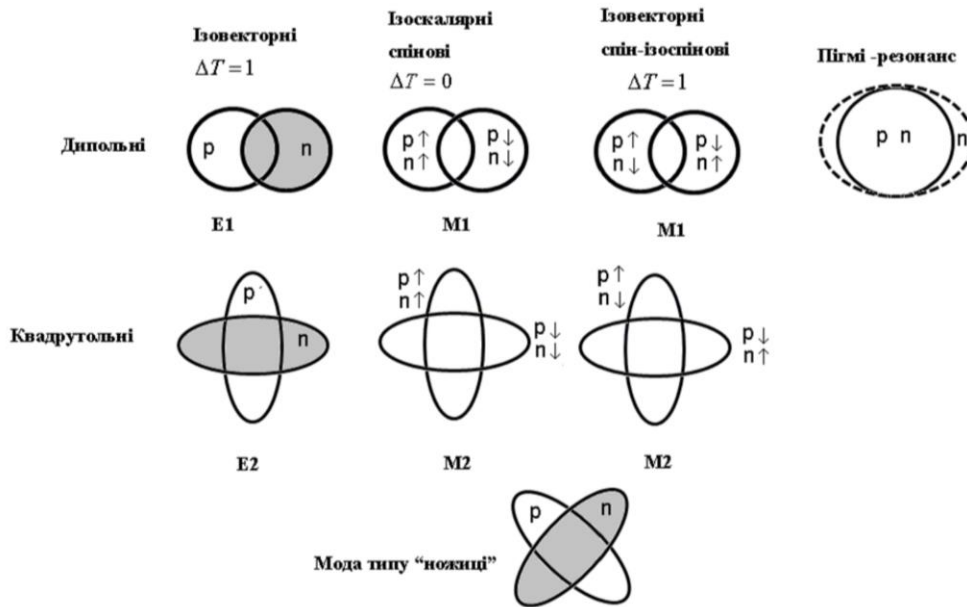


Рис.1.1. Типи резонансів найменшої мультипольності.

ПДР існує на області 1-2% від енергетично зваженого правила сум у хвості ГДР, де він спостерігається на перерізах фотопоглинання у багатьох ядрах [7]. Наразі характеристики ПДР вивчені у значно меншій мірі, аніж характеристики ГДР. Хоча різні мікроскопічні та макроскопічні підходи вказують важливість взаємозв'язків між модами ПДР і ГДР.

Теоретично явище ПДР було описано у трьохкомпонентній гідродинамічній моделі. Нейтронадлишкова рідина охоплювала протонну і нейтронну рідини, що розташовані на одних орбітах. Це призводило до появи двох мод коливання: коливання всіх протонів відносно всіх нейтронів (відповідно ГДР) та коливання рідини надлишкових нейтронів (шкури/шкіри) відносно протон-нейтронного острова (відповідно утворюють структуру ПДР). Пігмі дипольний резонанс найбільш всього проявляється в умовах великої кількості надлишкових нейтронів у середовищі із великою концентрацією нейтронів навколо. Ці умови гарно виконуються всередині зірок, тому ПДР може давати великий внесок у швидкість утворення важких елементів.

Важливою задачею є аналіз достовірності моделі фотопоглинання зі використанням різних аналітичних моделей ФСФ та визначення кращої моделі для опису експериментальних даних.

Розділ 1. Аналітичні моделі електричних дипольних фотонних силових функцій

Для усередненого опису процесів фотопоглинання вводиться поняття фотонної силової функції. Процеси поглинання гамма-квантів описуються ФСФ фотопоглинання \vec{f} . При поглинанні E1 квантів ФСФ буде визначати переріз фотопоглинання наступним чином [5-6]:

$$\vec{f}_{E1}(\varepsilon_\gamma) = \frac{\sigma_{E1}(\varepsilon_\gamma)}{3(\pi\hbar c)^2 \varepsilon_\gamma} \equiv \Phi(\varepsilon_\gamma, T_i). \quad (1)$$

де $\sigma_{E1}(\varepsilon_\gamma)$ – переріз повного поглинання E1 квантів, ε_γ – енергія гамма-кванту. Тут ФСФ фотопоглинання описується спектральною функцією $\Phi(\varepsilon_\gamma, T_i)$ яка залежить від температури початкових станів (в роботі вважається $T = 0$). Для холодних ядер ФСФ визначається уявною частиною функції ядерного відгуку χ на полі E1.

$$\vec{f}(\varepsilon_\gamma) = 8.674 \cdot 10^{-8} \cdot \left(-\frac{1}{\pi} \cdot \text{Im}\chi(\varepsilon_\gamma) \right), \text{MeV}^{-3} \quad (2)$$

Преважна кількість мікроскопічних та напівмікроскопічних підходів для розрахунку ФСФ потребують забагато часу та використання суперкомп'ютерів, тому не застать практичного застосування. Однак феноменологічні моделі можуть використовуватися без довготривалих розрахунків. Що зручно використовувати для оцінки перерізів поглинання багатьох екзотичних ядер за енергій гамма-квантів недосяжних у сьогоднішніх лабораторіях.

У даній роботі досліджується використання моделі двох зв'язаних збуджень (осциляторів) із затуханням для E1 ФСФ – Модель двох зв'язаних станів (TSE). Визначені перерізи поглинання будуть порівняні двома іншими моделями [8-9]: Моделлю стандартного Лоренціану (SLO), Моделлю

спрощеного модифікованого Лоренціану (SMLO) та з експериментальними даними. Більшість наявних експериментальних даних були отримані із використанням гальмівного випромінювання (E1). Його внесок є домінуючим в процесах фотопоглинання, переріз якого відповідає перерізу фотопоглинання електричних дипольних квантів.

Для врахування зв'язку між ПДР і ГДР модами використовується функція відгуку ядра в моделі двох зв'язаних осциляторів у зовнішньому полі $E \sim \exp(i\omega t)$:

$$\begin{cases} \ddot{x}_p + (k_p + k)x_p - kx_g + \gamma_p \dot{x}_p = e_p E, \\ \ddot{x}_g + (k_g + k)x_g - kx_p + \gamma_g \dot{x}_g = e_g E, \end{cases} \quad (3)$$

тут $x_{p,g}$, $\gamma_{p,g}$, $k_{p,g}$ відповідно зміщення, демпфіруюча ширина, сили для нуклонів, що утворюють пігмі і гігантський резонанси та параметр $e_{p,g}$ що визначає внесок стану (p-rygmy, g-giant) у функцію відгуку при дії зовнішнього поля.

Модель стандартного Лоренціану (SLO)

У моделі SLO силові функції для фотопоглинання та гамма-розпаду збігаються $\tilde{f}^{\alpha=SLO}(\varepsilon_\gamma) = \tilde{f}^{\alpha=SLO}(\varepsilon_\gamma)$ [1-4]. В SLO моделі вважається, що енергія резонансів є рівною енергії ГДР

$$E_{r,j}^{SLO} = E_{r,j}. \quad (4)$$

Ширина розпаду ГДР Γ_j^{SLO} є сталою та не залежить від енергії гамма-випромінювання ε_γ .

Незалежність ширини Γ_j^{SLO} від енергії вказує на те, що міжнуклонні зіткнення в середині ядра не враховуються. Така компонента ширини пояснюється зіткненням нуклонів з рухомою поверхнею ядра.

Для опису даних фотопоглинання в середніх і важких ядрах найбільш широко використовується модель SLO. Величини $E_{r,j}^{SLO}$, Γ_j^{SLO} , s_j^{SLO} використовуються як параметри у процедурі підгонки. Відомо, що ця модель суттєво переоцінює перерізи фотопоглинання у області низьких енергій менше 2 МеВ. Цю тенденцію частково можна буде побачити на графіках в практичній частині.

Модель спрощеного модифікованого Лоренціану (SMLO)

Для холодних ядер для опису ФСФ фотопоглинання у моделі SMLO використовується вираз для ширини з лінійною залежністю від енергії гамма-квантів ε_γ [1-4, 8-9]

$$\Gamma_j^{SMLO}(\varepsilon_\gamma) = \frac{\Gamma_{r,j}^{SMLO}}{E_{r,j}^{SMLO}} \cdot \varepsilon_\gamma. \quad (5)$$

Модель двох зв'язаних станів (TSE)

Two Modes Excitation (TME) \equiv Two States Excitation (TSE).

Модель TSE зі зв'язком із ПДР буде застосована для опису експериментальних даних поперечних перерізів фотопоглинання для таких насичених надлишковими нейтронами ізотопів із магічною кількістю протонів як олово $^{130}_{50}\text{Sn}$ і $^{132}_{50}\text{Sn}$ [10]. У першого на 11 нейтронів більше і на 13 у другого. Тому пігмі дипольний резонанс має бути помітним. Початкові значення параметрів підбиралися біля області очікуваних, але не для всіх фітувань вдалося отримати сходження підгонки, навіть за великої кількості ітерацій.

Придатність отриманих моделей визначалася найменшими квадратичними відхиленнями χ^2

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{j_{\max}} (\sigma_{\text{exp},j} - \sigma_{\text{th},j})^2 / ((j_{\max} - n) \cdot \Delta\sigma_{\text{exp},j}^2) \quad (6)$$

при пристосуванні розрахунків до експериментальних даних. А також аналізом отриманих характеристик станів ПДР і ГДР.

Як зокрема зазначалося, врахування пігмі дипольного резонансу та його зв'язку зі гігантським дипольним резонансом в теоретичних розрахунках швидкості поглинання нейтронів для γ -процесу у середині зірок значно покращує відповідність теоретичних значень розповсюдженості важких елементів із спостережуваним їх розповсюдженням.

Традиційно для Е1 ФСФ використовувався вираз із двома незалежними Лоренціанами, які пов'язуються із відгуками двох мод коливань ПДР та ГДР без зв'язку між собою на зовнішнє Е1 поле. Хоча різні мікроскопічні та макроскопічні підходи вказують важливість взаємозв'язків між модами ПДР і ГДР та впливу в більшій мірі ГДР на ширину ПДР.

Модель Two State Excitation (TSE) зі збудження двох станів коливань – низькоенергетичного ПДР і високоенергетичного ГДР – на основі двох зв'язаних осциляторів із затуханням [10].

Модель розглядається у зовнішньому електричному полі із напруженістю $E \sim \exp(i\omega_\gamma t)$, що створює вимушуючу силу у рівняннях руху системи двох осциляторів. Поле відповідає частоті коливань гамма-випромінювання $\omega_\gamma = \varepsilon_\gamma / \hbar$. Розв'язком цієї системи є аналітичний вигляд функції відгуку ядра $\chi(\varepsilon_\gamma)$ на зовнішнє поле із частотою $\omega_\gamma = \varepsilon_\gamma / \hbar$ у вигляді суми двох компонентів:

$$\chi(\varepsilon_\gamma) = P(\varepsilon_\gamma; GDR, PDR) + P(\varepsilon_\gamma; PDR, GDR) \quad (7)$$

Компоненти функції мають вигляд:

$$P(\varepsilon_\gamma; p, g) = \frac{z_p^2 + \frac{z_p z_g i \varepsilon_\gamma \gamma}{E_g^2 - \varepsilon_\gamma^2 + i \varepsilon_\gamma (\Gamma_g + \gamma)}}{E_p^2 - \varepsilon_\gamma^2 + i \varepsilon_\gamma (\Gamma_p + \gamma) + \frac{\gamma^2 \varepsilon_\gamma^2}{E_g^2 - \varepsilon_\gamma^2 + i \varepsilon_\gamma (\Gamma_g + \gamma)}} \quad (8)$$

Де E_α , Γ_α , ζ_α ($\alpha = p, g$) є енергією, шириною та внеском станів ПДР і ГДР. Параметр γ відповідає за зв'язок між двома станами (модами) збудження. У випадку незалежних мод, коли зв'язку немає $\gamma = 0$, цей вираз тотожній підходу з двома незалежними Лоренціанами. За наявності зв'язку $\gamma \neq 0$.

Розрахунки даної моделі порівнюються із наявними експериментальними даними для поперечних перерізів фотопоглинання для сферичних ядер.

Буде показано, що для моделі TSE врахування зв'язку між резонансами ПДР і ГДР призводить до кращого опису наявних експериментальних даних ніж у традиційній моделі двох незв'язаних Лоренціанів.

Також буде показано, що залежність ширини від енергії налітаючого гамма-кванту (як у моделі SLO проти SMLO)

$$\Gamma_j^{SMLO}(\varepsilon_\gamma) = \frac{\Gamma_{r,j}^{SMLO}}{E_{r,j}^{SMLO}} \cdot \varepsilon_\gamma \quad (9)$$

покращує точність опису експериментальних даних. А також буде досліджено модель TSE при відсутності цієї залежності, залежності ширини тільки для ГДР і залежності ширин як для ГДР, так і для ПДР.

Характеристики колективних станів, що враховуються при обчисленні ФСФ

Характеристиками колективних станів є енергія, ширина і сили, зв'язок γ між станами. Дані характеристики визначаються з підгонки теоретичних виразів у вищезазначених моделях до експериментальних даних.

Розділ 2. Опис перерізів фотопоглинання із застосуванням моделі двох зв'язаних станів

Збір та аналіз експериментальних даних перерізів фотопоглинання з пігмі дипольним резонансом.

У роботі використані експериментальні данні поперечних перерізів фотопоглинання для таких насичених надлишковими нейтронами ізотопів із магічною кількістю протонів як олово $^{130}_{50}\text{Sn}$ і $^{132}_{50}\text{Sn}$. У першого на 11 нейтронів більше і на 13 у другого. Тому пігмі дипольний резонанс має бути гарно помітним.

Порівняння опису перерізів фотопоглинання із застосуванням моделі TSE та моделей SLO та SMLO. Визначення характеристик колективних станів з опису експериментальних даних по радіаційним процесам для ядер ^{130}Sn та ^{132}Sn .

^{130}Sn

Для двох станів зі зв'язком між резонансами (TSE)

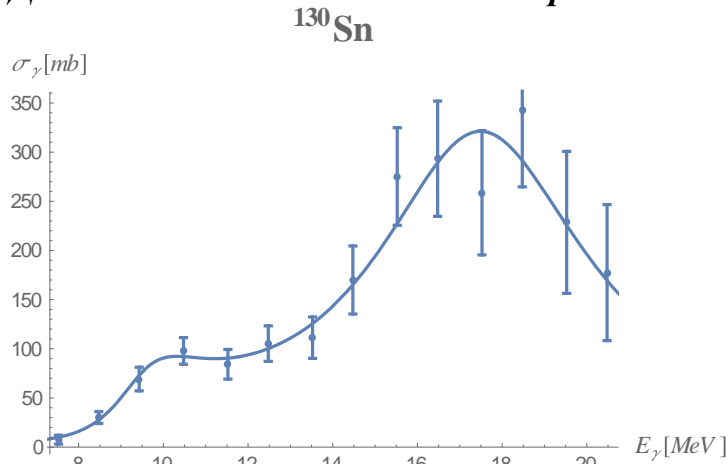


Рис.2.1. Залежність перерізу σ_γ від енергії ε_γ , ^{130}Sn , модель TSE, зв'язок $\gamma \neq 0$, ширини незалежні.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	17.931	0.524
E_p	9.407	0.397
Γ_g	3.552	1.894
Γ_p	6.025×10^{-7}	0.891
γ	2.536	1.300
ζ_g	43.231	3.258
ζ_p	11.770	1.834

Таблиця 2.1. Характеристики для моделі TSE.

$$\chi^2 = 0.548$$

Для двох станів без зв'язку між резонансами (SLO чи TSE без зв'язку)

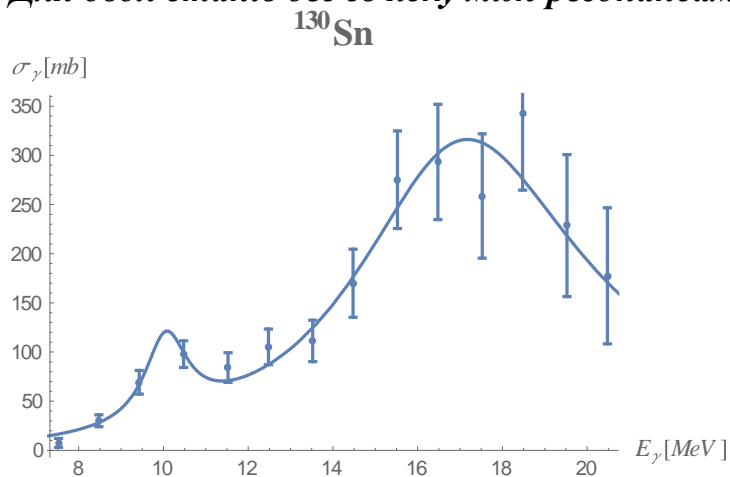


Рис.2.2. Залежність перерізу σ_γ від енергії ϵ_γ , ^{130}Sn , модель TSE, зв'язок $\gamma = 0$, ширини незалежні.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	17.183	0.429
E_p	10.063	0.182
Γ_g	6.563	1.356
Γ_p	1.224	1.087
γ	0	0
ζ_g	45.479	3.648
ζ_p	10.404	1.627

Таблиця 2.2. Характеристики для моделі TSE ($\gamma = 0$).

$$\chi^2 = 1.026$$

Для одного резонансу (SLO)
 ^{130}Sn

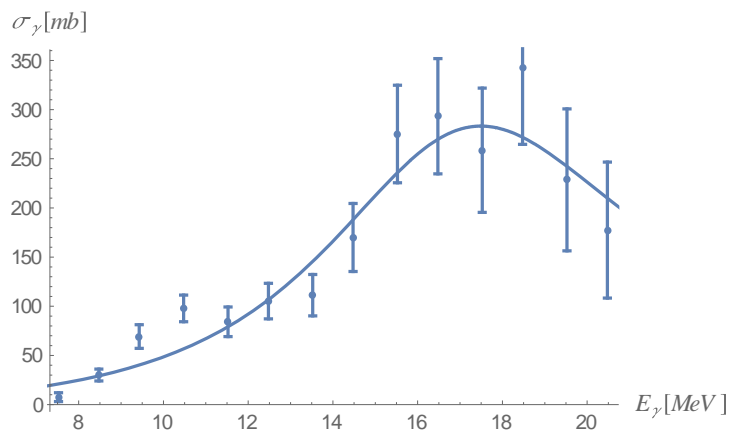


Рис.2.3. Залежність перерізу σ_γ від енергії ϵ_γ , ^{130}Sn , модель SLO, один стан (зв'язків немає), ширина незалежна.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	17.492	0.996

E_p	–	–
Γ_g	9.357	2.045
Γ_p	–	–
γ	–	–
ζ_g	51.482	5.705
ζ_p	–	–

Таблиця 2.3. Характеристики для моделі SLO.

$$\chi^2 = 2.633$$

Для одного резонансу при залежності ширини від енергії (SMLO)

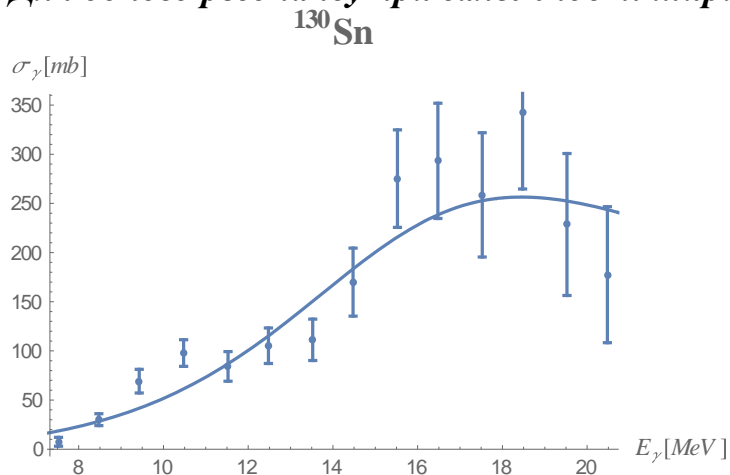


Рис.2.4. Залежність перерізу σ_γ від енергії E_γ , ^{130}Sn , модель SMLO, один стан (зв'язків немає), ширина залежить від енергії.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	20.727	3.845
E_p	–	–
Γ_g	23.199	13.817

Γ_p	–	–
γ	–	–
ζ_g	74.740	23.014
ζ_p	–	–

Таблиця 2.4. Характеристики для моделі SMLO.

$$\chi^2 = 2.469$$

Для двох станів зі зв'язком, коли ширина залежить від енергії в обох лоренціанах (TSE)

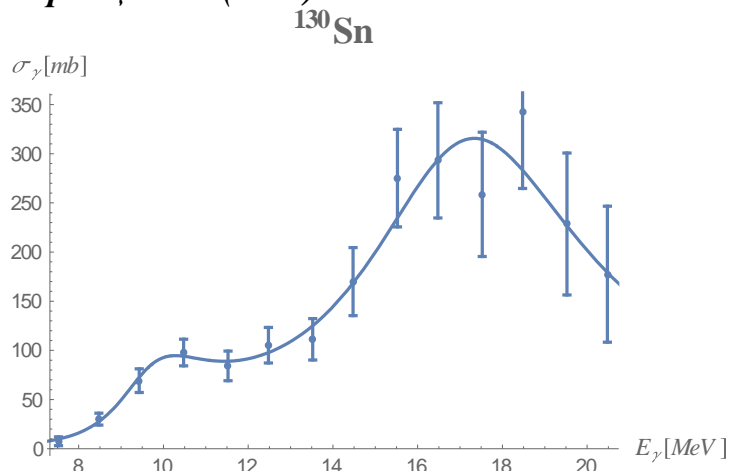


Рис.2.5. Залежність перерізу σ_γ від енергії ϵ_γ , ^{130}Sn , модель TSE, зв'язок $\gamma \neq 0$, ширини обох станів залежать від енергії.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	17.874	0.469
E_p	9.645	0.468
Γ_g	4.812	2.412
Γ_p	0.696	1.197
γ	1.895	1.416

ζ_g	44.640	3.988
ζ_p	13.125	1.411

Таблиця 2.5. Характеристики для моделі TSE.

$$\chi^2 = 0.475$$

Для двох станів без зв'язку, коли ширина залежить від енергії в обох лоренціанах (TSE)

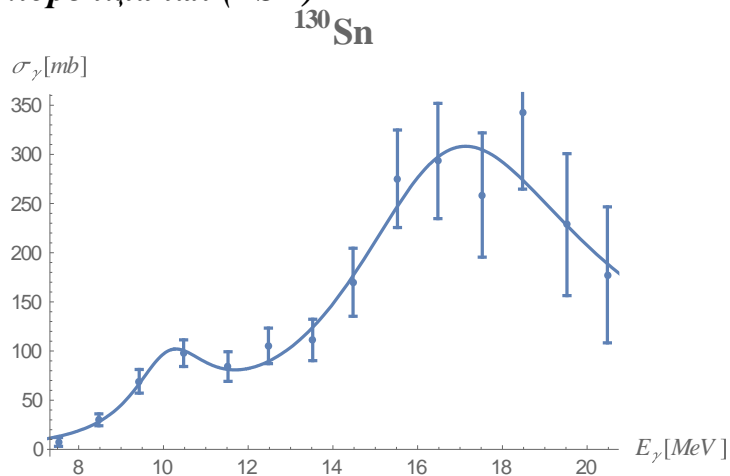


Рис.2.6. Залежність перерізу σ_γ від енергії ε_γ , ^{130}Sn , модель TSE, зв'язок $\gamma = 0$, ширини обох станів залежать від енергії.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	17.530	0.470
E_p	10.259	0.225
Γ_g	7.559	1.645
Γ_p	2.285	0.676
γ	0	0
ζ_g	47.610	4.184
ζ_p	13.297	1.764

Таблиця 2.6. Характеристики для моделі TSE ($\gamma = 0$).

$$\chi^2 = 0.581$$

Для двох станів зі зв'язком, коли ширина залежить від енергії лише для ГДР (а для пізмі ширина залишається незалежною)

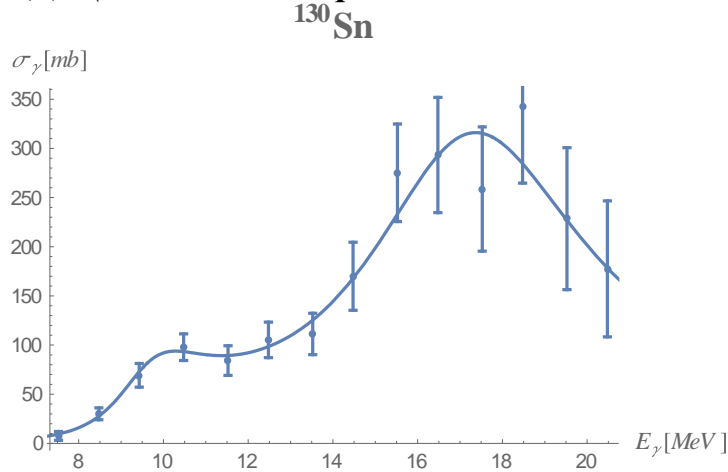


Рис.2.7. Залежність перерізу σ_γ від енергії ε_γ , ^{130}Sn , модель TSE, зв'язок $\gamma \neq 0$, тільки ширина ГДР залежать від енергії.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	17.950	0.465
E_p	9.524	0.391
Γ_g	4.457	2.268
Γ_p	0.392	0.968
γ	2.190	1.286
ζ_g	44.514	3.958
ζ_p	12.830	1.301

Таблиця 2.7. Характеристики для моделі TSE.

$$\chi^2 = 0.481$$

Для двох станів без зв'язку, коли ширина залежить від енергії лише для ГДР

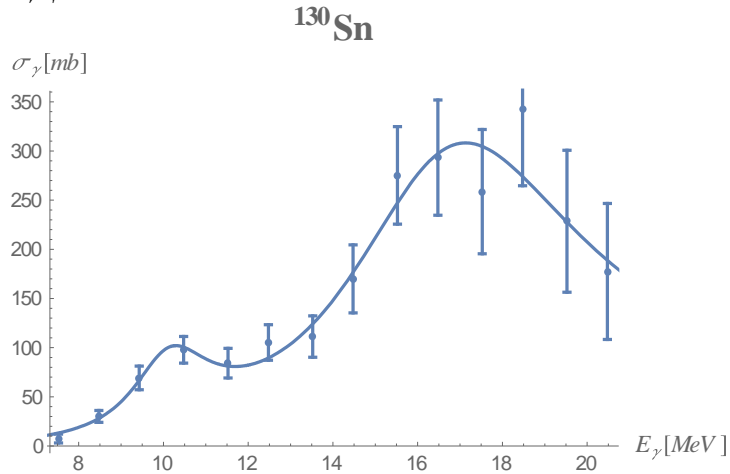


Рис.2.8. Залежність перерізу σ_γ від енергії ε_γ , ¹³⁰Sn, модель TSE, зв'язок $\gamma = 0$, тільки ширина ГДР залежать від енергії.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	17.530	0.470
E_p	10.259	0.225
Γ_g	7.559	1.645
Γ_p	2.285	0.676
γ	0	0
ζ_g	47.610	4.184
ζ_p	13.297	1.764

Таблиця 2.8. Характеристики для моделі TSE ($\gamma = 0$).

$$\chi^2 = 0.581$$

^{132}Sn

Для двох станів зі зв'язком між резонансами (TSE)

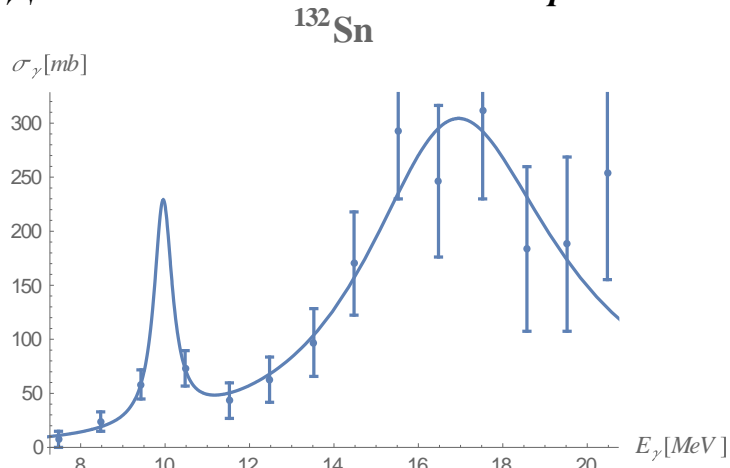


Рис.2.9. Залежність перерізу σ_γ від енергії ε_γ , ^{132}Sn , модель TSE, зв'язок $\gamma \neq 0$, ширини незалежні.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	16.955	0.362
E_p	9.955	0.160
Γ_g	5.515	1.514
Γ_p	0.526	2.231
γ	1.046×10^{-7}	0.627
ζ_g	40.941	3.096
ζ_p	10.397	14.627

Таблиця 2.9. Характеристики для моделі TSE.

$$\chi^2 = 0.617$$

Для двох станів без зв'язку між резонансами (SLO чи TSE без зв'язку)
¹³²Sn

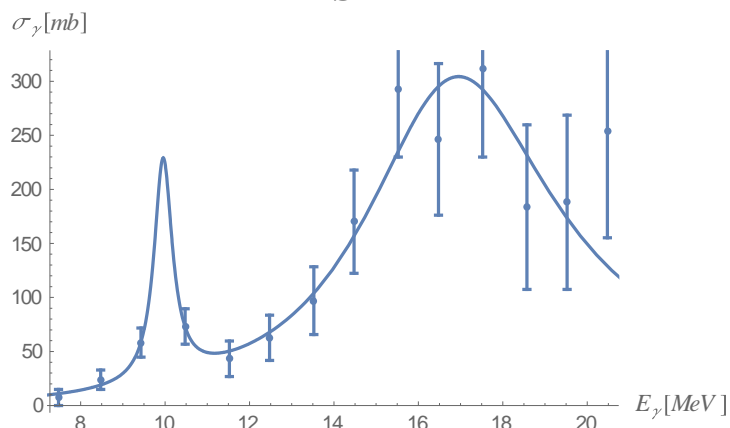


Рис.2.10. Залежність перерізу σ_γ від енергії ϵ_γ , ¹³²Sn, модель TSE, зв'язок $\gamma = 0$, ширини незалежні.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	16.955	0.326
E_p	9.955	0.068
Γ_g	5.515	0.971
Γ_p	0.526	1.967
γ	0	0
ζ_g	40.941	2.639
ζ_p	10.397	11.346

Таблиця 2.10. Характеристики для моделі TSE ($\gamma = 0$).

$$\chi^2 = 0.539$$

Для одного резонансу (SLO)

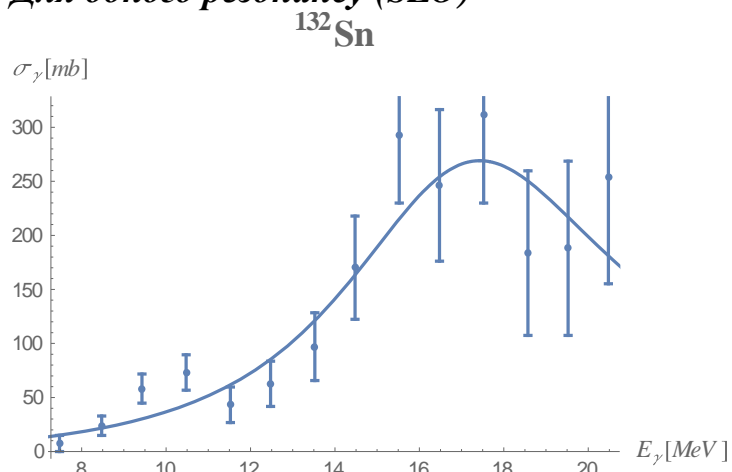


Рис.2.11. Залежність перерізу σ_γ від енергії ε_γ , ^{132}Sn , модель SLO, один стан (зв'язків немає), ширина незалежна.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	17.430	0.843
E_p	—	—
Γ_g	8.088	1.846
Γ_p	—	—
γ	—	—
ζ_g	46.653	4.668
ζ_p	—	—

Таблиця 2.11. Характеристики для моделі SLO.

$$\chi^2 = 1.375$$

Для одного резонансу при залежності ширини від енергії (SMLO)

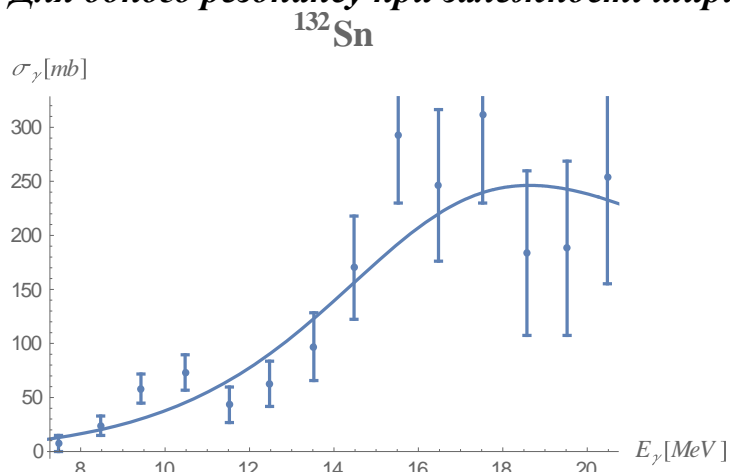


Рис.2.12. Залежність перерізу σ_γ від енергії ϵ_γ , ^{132}Sn , модель SMLO, один стан (зв'язків немає), ширина залежить від енергії.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	20.255	3.664
E_p	—	—
Γ_g	18.410	11.528
Γ_p	—	—
γ	—	—
ζ_g	65.857	21.008
ζ_p	—	—

Таблиця 2.12. Характеристики для моделі SMLO.

$$\chi^2 = 1.547$$

Для двох станів зі зв'язком, коли ширина залежить від енергії в обох лоренціанах (TSE)

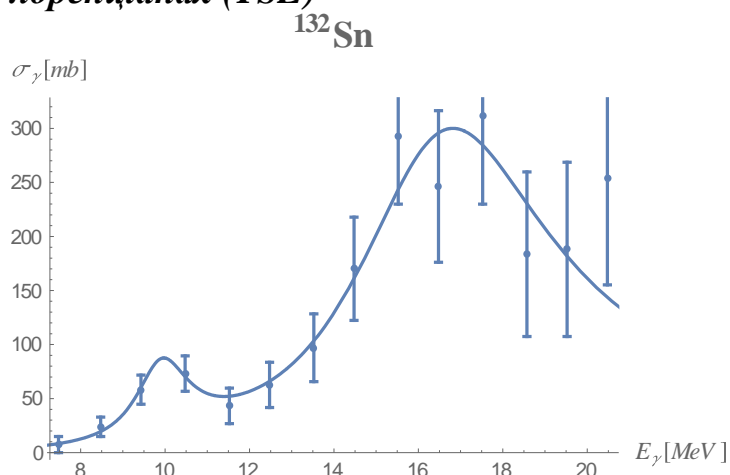


Рис.2.13. Залежність перерізу σ_γ від енергії E_γ , ^{132}Sn , модель TSE, зв'язок $\gamma \neq 0$, ширини обох станів залежать від енергії.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	17.081	0.395
E_p	9.967	0.259
Γ_g	6.067	2.086
Γ_p	1.535	0.980
γ	1.130×10^{-7}	0.878
ζ_g	42.343	3.969
ζ_p	10.445	1.423

Таблиця 2.13. Характеристики для моделі TSE.

$$\chi^2 = 0.508$$

Для двох станів без зв'язку, коли ширина залежить від енергії в обох лоренціанах (TSE)

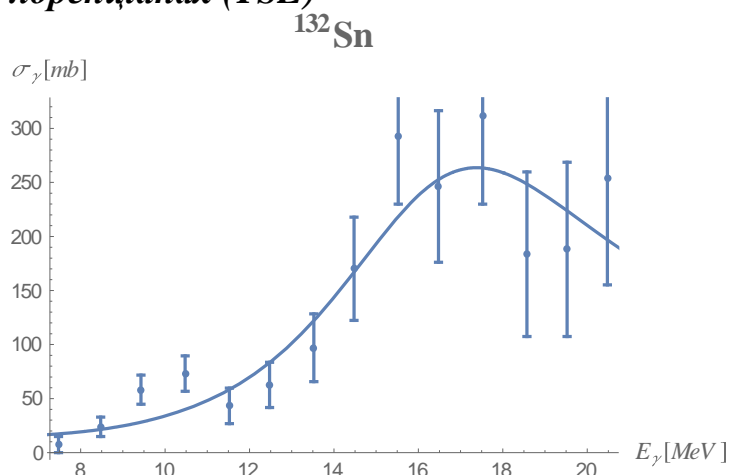


Рис.2.14. Залежність перерізу σ_γ від енергії E_γ , ^{132}Sn , модель TSE, зв'язок $\gamma = 0$, ширини обох станів залежать від енергії.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	18.028	1.981
E_p	0.011	894702.620
Γ_g	10.154	7.648
Γ_p	0.019	3510439.073
γ	0	0
ζ_g	50.881	17.230
ζ_p	12.328	2.986×10^8

Таблиця 2.14. Характеристики для моделі TSE ($\gamma = 0$).

$$\chi^2 = 2.050$$

Для двох станів зі зв'язком, коли ширина залежить від енергії лише для ГДР (а для пігмі ширина залишається незалежною)

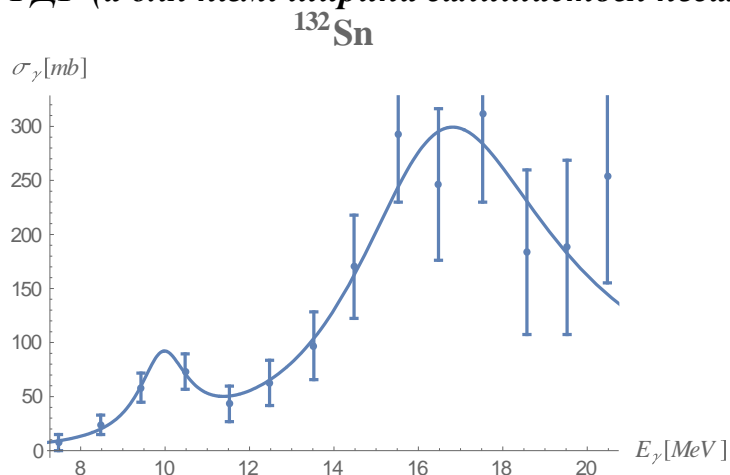


Рис.2.15. Залежність перерізу σ_γ від енергії E_γ , ^{132}Sn , модель TSE, зв'язок $\gamma \neq 0$, тільки ширина ГДР залежать від енергії.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	17.080	0.386
E_p	9.960	0.212
Γ_g	6.151	1.951
Γ_p	1.399	0.817
γ	1.209×10^{-7}	0.734
ζ_g	42.652	3.793
ζ_p	10.256	1.180

Таблиця 2.15. Характеристики для моделі TSE.

$$\chi^2 = 0.479$$

Для двох станів без зв'язку, коли ширина залежить від енергії лише для ГДР

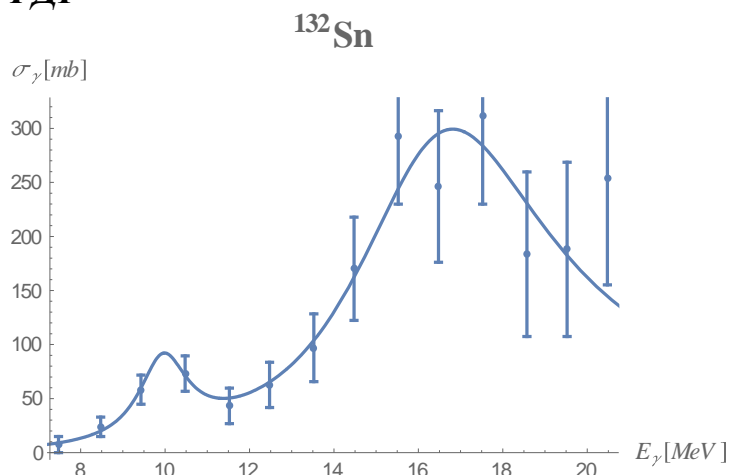


Рис.2.16. Залежність перерізу σ_γ від енергії ϵ_γ , ^{132}Sn , модель TSE, зв'язок $\gamma = 0$, тільки ширина ГДР залежать від енергії.

Характеристика	Оцінка	Похибка
E_g	17.080	0.361
E_p	9.960	0.105
Γ_g	6.151	1.128
Γ_p	1.399	0.687
γ	0	0
ζ_g	42.652	2.939
ζ_p	10.256	1.089

Таблиця 2.16. Характеристики для моделі TSE ($\gamma = 0$).

$$\chi^2 = 0.419$$

Обговорення результатів

$^{130}\text{Sn}, \chi^2$	Для 2 станів	Тільки ГДР	Без залежності ширини
$\gamma \neq 0$	0.475	0.481	0.548
$\gamma = 0$	0.581	0.581	1.026

$$\chi_{SLO}^2 = 2.633 \quad \chi_{SMLO}^2 = 2.469 \quad \chi_{TSE}^2 = 0.475$$

Таблиця 3.1. Порівняння характеристик моделі TSE для ядра ^{130}Sn . Кращі значення χ^2 для кожної моделі.

$^{132}\text{Sn}, \chi^2$	Для 2 станів	Тільки ГДР	Без залежності ширини
$\gamma \neq 0$	0.508	0.479	0.617
$\gamma = 0$	2.050	0.419	0.539

$$\chi_{SLO}^2 = 1.375 \quad \chi_{SMLO}^2 = 1.547 \quad \chi_{TSE}^2 = 0.419$$

Таблиця 3.2. Порівняння характеристик моделі TSE для ядра ^{132}Sn . Кращі значення χ^2 для кожної моделі.

	TSE ($\gamma \neq 0$)	TSE ($\gamma = 0$)	SMLO	SLO
E_g	17.874	17.530	20.727	17.492
E_p	9.645	10.259	–	–
Γ_g	4.812	7.559	23.199	9.357
Γ_p	0.696	2.285	–	–
γ	1.895	0	–	–
ζ_g	44.640	47.610	74.740	51.482
ζ_p	13.125	13.297	–	–
χ^2	0.475	0.581	2.469	2.633

Таблиця 3.3. Порівняння характеристик резонансів для ^{130}Sn .

	TSE ($\gamma \neq 0$)	TSE ($\gamma = 0$)	SMLO	SLO
E_g	17.080	17.080	20.255	17.430
E_p	9.960	9.960	–	–
Γ_g	6.151	6.151	18.410	8.088
Γ_p	1.399	1.399	–	–
γ	1.209×10^{-7}	0	–	–
ζ_g	42.652	42.652	65.857	46.653
ζ_p	10.256	10.256	–	–
χ^2	0.479	0.419	1.547	1.375

Таблиця 3.4. Порівняння характеристик резонансів для ^{132}Sn .

Під час виконання даної роботи було порівняно моделі SLO, SMLO та TSE між собою. Моделі TSE було перевірено за наявності зв'язку γ між модами, та за його відсутності. Також були перевірені моделі TSE за відсутності залежності ширини від енергії для обох станів, для наявності цієї залежності тільки для ГДР та за наявності залежності для обох станів.

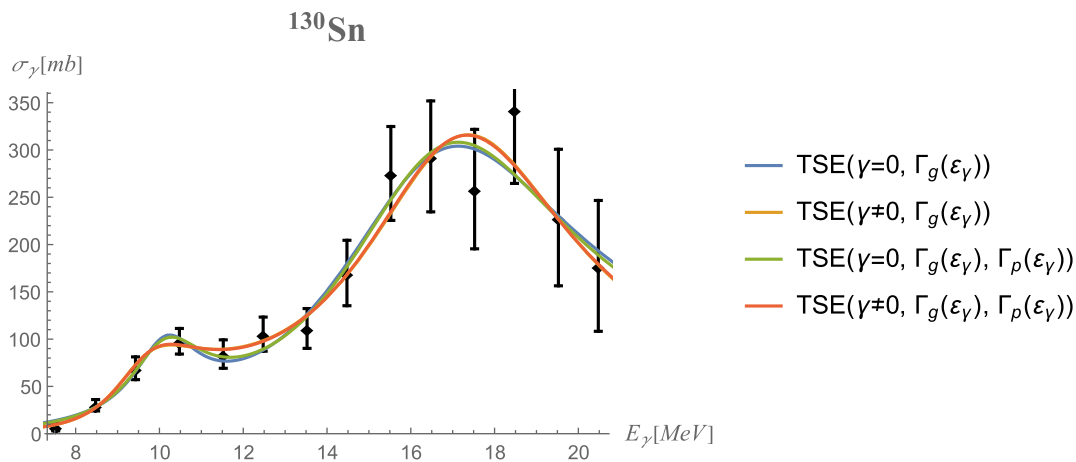


Рис.3.1. Залежність перерізу σ_γ від енергії ε_γ для ^{130}Sn , внесок $\Gamma_p(\varepsilon_\gamma)$.

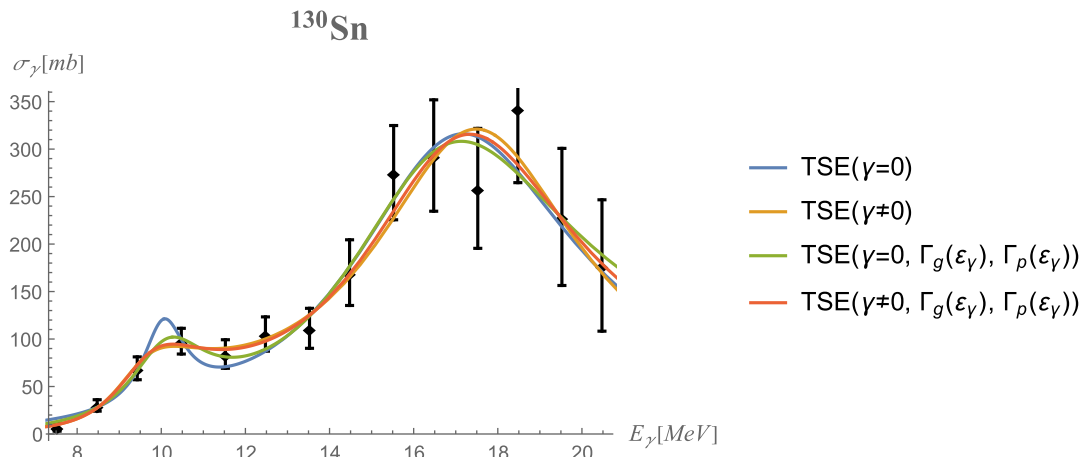


Рис.3.2. Залежність перерізу σ_γ від енергії ε_γ для ^{130}Sn , внесок $\Gamma_g(\varepsilon_\gamma)$ і $\Gamma_\rho(\varepsilon_\gamma)$.

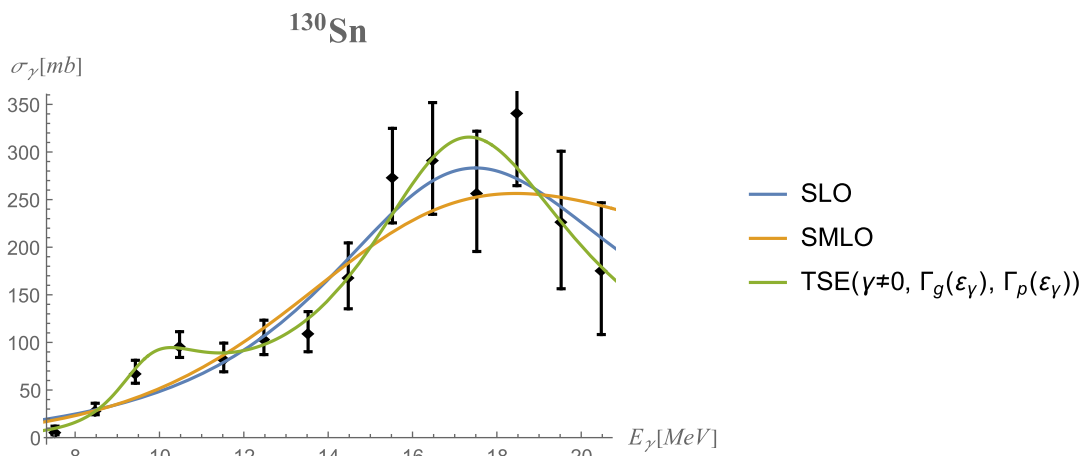


Рис.3.3. Залежність перерізу σ_γ від енергії ε_γ для ^{130}Sn , порівняння моделей.

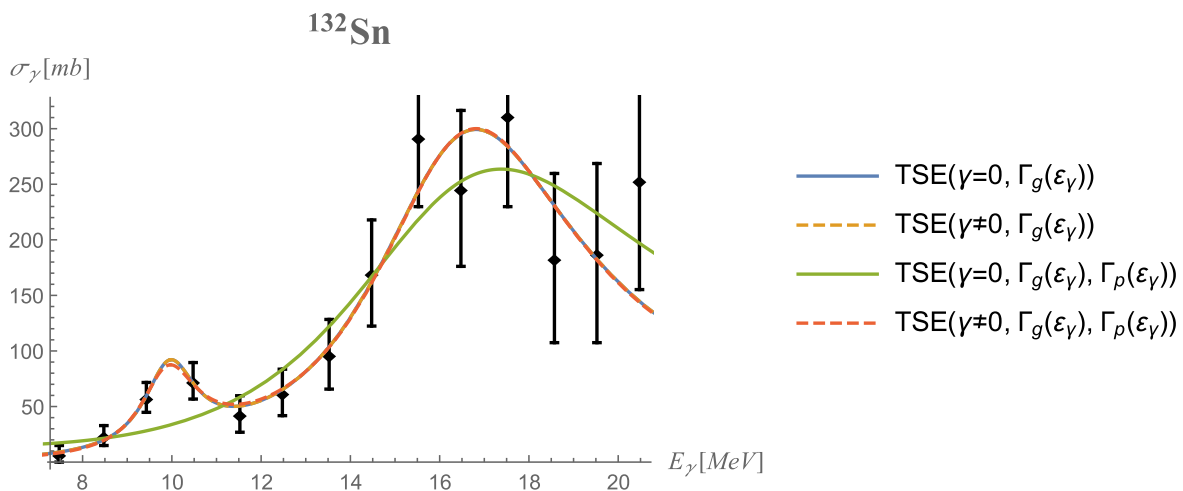


Рис.3.4. Залежність перерізу σ_γ від енергії ε_γ для ^{132}Sn , внесок $\Gamma_p(\varepsilon_\gamma)$. TSE($\gamma = 0$, $\Gamma_g(\varepsilon_\gamma)$, $\Gamma_p(\varepsilon_\gamma)$) не зійшовся.

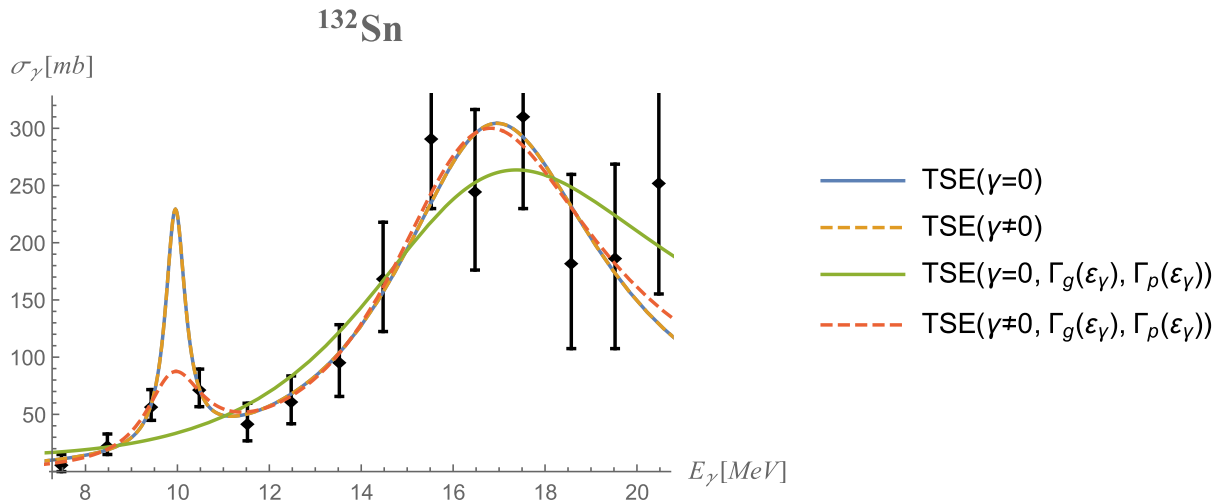


Рис.3.5. Залежність перерізу σ_γ від енергії ε_γ для ^{132}Sn , внесок $\Gamma_g(\varepsilon_\gamma)$ і $\Gamma_p(\varepsilon_\gamma)$.

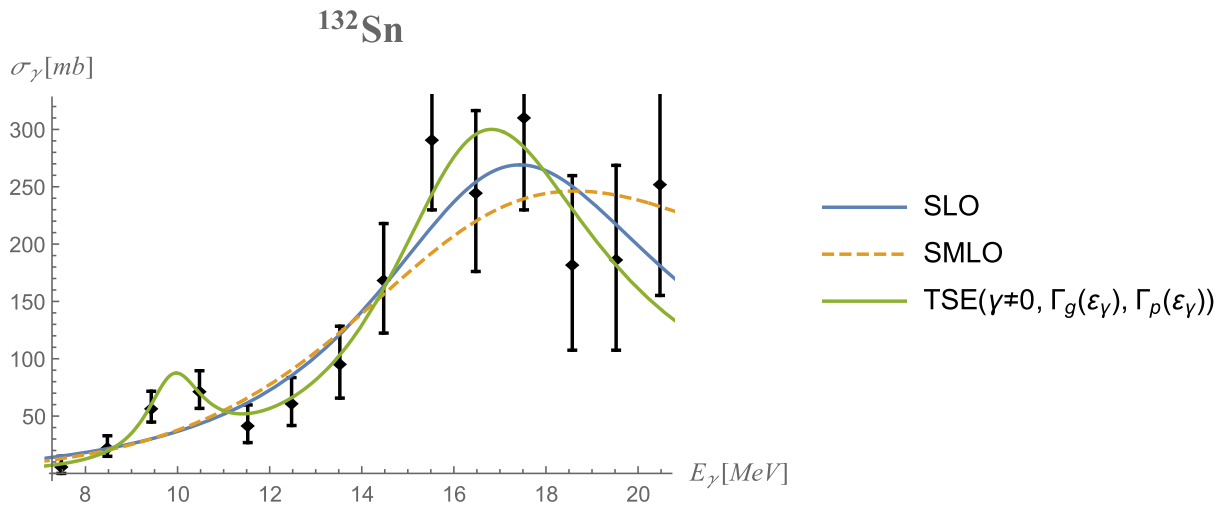


Рис.3.6. Залежність перерізу σ_γ від енергії ε_γ для ^{132}Sn , порівняння моделей.

Із висновків для ядер ^{130}Sn та ^{132}Sn можна сказати, що зв'язок між осциляторами відіграє велику роль, коли ж залежність ширини від енергії майже не має впливу на пігмі резонанс, але покращує фітування ГДР. Через зв'язок осциляторів, ГДР збільшує ширину ПДР.

У підгонках для ^{132}Sn для TSE моделі знадобилися і зв'язок між осциляторами, і залежність ширини від енергії. Без цієї залежності зв'язок занулився і вийшло те саме що і у моделі без зв'язку. А при відсутності зв'язку, навіть за залежності ширини від енергії, фітування не зійшлося за велику кількість (більше 50000) ітерацій.

Також можна зазначити:

- Що для отримання кращого результату потрібно зібрати більше експериментальних даних;
- У досліджуваних нейтронадлишкових ядрах не визначено явну залежність ширини ПДР резонансу від енергії;
- Експериментальні дані отримані для підігрітих ядер, але вважалося що вони холодні і $T=0$;
- Досліджувані ядра вважалися сферичними.

Висновки

1. Отримано нові значення характеристик станів ГДР та ПДР для ядер ^{130}Sn та ^{132}Sn .
2. Показано, що модель TSE може бути використана для опису даних фотопоглинання при збудженні станів ГДР та ПДР.
3. Показано, що врахування зв'язку між станами ПДР та ГДР в моделі TSE для ядра ^{130}Sn веде до кращого опису експериментальних даних в порівнянні із незалежними модами.
4. Показано, що для ^{132}Sn модель TSE з врахуванням та без врахування зв'язку дає однакову якість опису даних.
5. Показано, що використання моделі спрощеного модифікованого Лоренціану SMLO для опису стану ГДР в моделі TSE призводить до кращого опису експериментальних даних.

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] 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.
- [6] Axel P. Simple nuclear excitations distributed among closely spaced levels / P.Axel // *Proceedings of International Symposium on Nuclear Structure, Dubna* – 1968. – P.299–316.

- [7] Каденко І.М. Фізика атомного ядра та частинок: підручник для вузів / І. М. Каденко, В.А. Плюйко . – Київ : ВПЦ "Київський університет", 2008 . – 414 с.
- [8] 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.
- [9] 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.
- [10] Plujko V. Improvements and testing practical expressions for photon strength functions of E1 gamma-transitions / V. Plujko, O. Gorbachenko, I. Kadenko, K. Solodovnyk // *EPJ Web of Conferences ND 2016 International Conference on Nuclear Data for Science and Technology* – 2017. –Vol.146. – 05014 (4 pp.)