

Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Міністерство освіти і науки України
Інститут ядерних досліджень
Національна академія наук України

Кваліфікаційна наукова
праця на правах рукопису

Солодовник Катерина Миколаївна

УДК:539.17

ДИСЕРТАЦІЯ
ФОТОННІ СИЛОВІ ФУНКЦІЇ
ТА ЇХ ЗАСТОСУВАННЯ ДЛЯ УСЕРЕДНЕНОГО ОПИСУ
ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ПЕРЕХОДІВ В АТОМНИХ ЯДРАХ

01.04.16 Фізика ядра, елементарних частинок і високих енергій

Подається на здобуття наукового ступеня
кандидата фізико-математичних наук

Дисертація містить результати власних досліджень. Використання ідей,
результатів і текстів інших авторів мають посилання на відповідне джерело

_____ Солодовник К.М.

Науковий керівник:

доктор фізико-математичних наук, професор,
професор кафедри ядерної фізики Київського
національного університету імені Тараса Шевченка
Плюйко Володимир Андрійович

Київ - 2020

АНОТАЦІЯ

Солодовник К.М. Фотонні силові функції та їх застосування для усередненого опису електромагнітних переходів в атомних ядрах. – Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня кандидата фізико-математичних наук (доктора філософії) за спеціальністю 01.04.16 “Фізика ядра, елементарних частинок і високих енергій” – Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України, Київ, 2020.

Дисертаційна робота присвячена дослідженню застосування фотонних силових функцій (ФСФ) для опису експериментальних даних фотопоглинання та гамма-розпаду. В роботі розглянуто опис перерізів фотопоглинання в холодних ядрах та даних гамма-розпаду за допомогою аналітичних виразів з формою кривої Лоренца для опису ФСФ для електричного дипольного гамма-випромінювання [1-4]. Підготовлено базу експериментальних ФСФ із систематичною похибкою менше 10 % на основі перерізів фотопоглинання із бази даних EXFOR [5]. Отримано уточнені значення характеристик ізовекторного гігантського дипольного резонансу (ГДР). Проведено порівняння опису експериментальних даних на основі різних моделей ФСФ. Проведено експериментальні вимірювання гамма-спектрів фотоподілу ^{235}U та ^{238}U та визначено ізомерні відношення виходів і середні кутові моменти уламків поділу для ізотопів ^{95}Nb , ^{97}Nb , ^{133}Xe , ^{135}Xe .

В роботі розглянуто аналітичні вирази для ФСФ, що базуються на відгуку ГДР для опису експериментальних даних з електричних дипольних (E1) та магнітних дипольних (M1) гамма-переходів, що враховують температурну залежність ширини ГДР та низькоенергетичне підсилення ФСФ для нагрітих ядер [6]. Проведено аналіз усіх наявних експериментальних даних з бази EXFOR [5] по повних перерізах

фотопоглинання та парціальних перерізах фотопоглинання, які можливо використовувати в якості наближення до повного перерізу. Використовуючи усі наявні у базі даних EXFOR значення перерізів фотопоглинання, створено базу експериментальних значень ФСФ із систематичною похибкою 10%.

Характеристики гігантських дипольних резонансів є важливими для надійного моделювання E1 гамма-переходів у високозбуджених станах атомних ядер. В даній роботі методом найменших квадратів отримані оновлені значення характеристик ГДР (енергії, ширини та сили резонансів та їх відповідні похибки) для 144 ізотопів від ${}^6\text{Li}$ до ${}^{239}\text{Pu}$ [6]. Нова база даних розширює та уточнює всі раніше опубліковані дані.

Запропоновано новий аналітичний вираз для E1 ФСФ у вигляді розширення моделі спрощеного модифікованого Лоренціану SMLO на опис перерізів в області енергій гамма-квантів вище 30 MeV. В розширеній моделі SMLOe використовується модифікований вираз ширини для забезпечення виконання енергетично зваженого правила сум (ЕЗПС).

Для тестування аналітичних виразів ФСФ фотопоглинання відібрано експериментальні дані, які можуть бути використані в якості наближення для повного перерізу фотопоглинання $\sigma(\gamma, abs)$ для 88 парно-парних ядер. Для тестування аналітичних виразів ФСФ гамма-розпаду використано експериментальні дані, отримані групою Осло [7]. Проведено порівняння експериментальних даних із теоретичними розрахунками із використанням критеріїв мінімуму суми квадратів відхилень (χ^2) та мінімуму середньоквадратичного відхилення логарифмічних значень перерізів у припущенні сталої похибки (f - критерій). При порівнянні розглянуто такі теоретичні моделі ФСФ для E1 гамма-випромінювання: стандартний Лоренціан (SLO), спрощена модель модифікованого Лоренціану (SMLO), узагальнений Лоренціан (GLO), модель потрійного Лоренціану (TLO) та розширена модель модифікованого Лоренціану з шириною не залежною від енергії гамма-кванта вище енергії ГДР (SMLOe). Для опису даних гамма-

розпаду використовувалась сума E1 та M1 ФСФ. На основі середніх значень критеріїв мінімуму суми квадратів відхилень χ^2 та мінімуму середньоквадратичного відхилення f зроблено висновок, що модель SMLOe є найкращою та може бути рекомендована для застосування в теоретичних кодах.

Проведено експериментальні вимірювання та розрахунки ізомерних відношень виходів для ядер ^{95}Nb , ^{97}Nb , ^{133}Xe , ^{135}Xe . Експериментальне вимірювання ізомерних відношень проведено із використанням активаційної методики при опроміненні зразків із ^{235}U та ^{238}U гамма-квантами гальмівного спектру електронів із граничними енергіями $\varepsilon_{\gamma,\text{max}} = 10.5, 12, 12.5, 18$ MeV. Опромінення зразків проводилося на мікротроні М-30 (в ІЕФ НАНУ, Ужгород, Україна). Проведено вимірювання гамма-спектрів фотоподілу за допомогою спектрометра з HPGe детектором за методикою, що розроблена у Інституті ядерних досліджень НАНУ [8]. Роздільна здатність спектрометра становила 2.0 кеВ по γ - переходу з $\varepsilon_{\gamma} = 1332.5$ кеВ у ядрі ^{60}Co . Із застосуванням програмного коду Winspectrum [9] проведено надійну обробку гамма-спектрів та визначено площі під піками повного поглинання, що відповідають переходам із метастабільного та основного стану досліджуваних ядер. Також обраховано внесок, який створює ізобарне ядро-попередник. На основі отриманих даних із використанням програмного пакету IZOMER [10] проведено числовий розрахунок ізомерних відношень виходів високоспінового стану до низькоспінового $R_Y = Y_{\text{high}} / Y_{\text{low}}$.

Із застосуванням програмних кодів EMPIRE 3.2 [11] та TALYS 1.6 [12] розраховані значення середніх кутових моментів уламків поділу з врахуванням внесків у заселення станів досліджуваних ядер від ізотопів з надлишком до двох нейтронів із первинного уламку фотоподілу. Значення середніх кутових моментів первинних фрагментів фотоподілу з урахуванням та без урахування вильоту нейтронів збігаються у межах похибки.

Проаналізовано залежність результатів розрахунків середніх кутових моментів від виду фотонних силових функцій та густини ядерних рівнів. В програмному коді EMPIRE використано моделі ФСФ SLO, MLO, EGLO та GFL. Вирази для густини ядерних рівнів бралися в моделях EGSM, GC та HFB [3]. Вказано, що значення середніх кутових моментів уламків фотоподілу не суттєво залежать від використання різних моделей ФСФ та густини ядерних рівнів. Отримані значення представлені в Таблиці 1.

Таблиця 1. Експериментальні результати розрахунку ізомерних відношень виходів у реакціях фотоподілу ^{235}U та ^{238}U та середніх кутових моментів уламків поділу

Досліджувані ізотоп	Ядро-мішень	Гранична енергія γ - квантів (MeV)	Ізомерне відношення		Середній кутовий момент первинного уламку поділу
			$R_\gamma = Y_{high} / Y_{low}$	Значення	
^{95}Nb	^{238}U	12.5	$Y_g / Y_m = Y_{9/2} / Y_{1/2}$	0.66 ± 0.04	0.5 ± 0.5
^{97}Nb	^{235}U	10.5	$Y_g / Y_m = Y_{9/2} / Y_{1/2}$	0.75 ± 0.09	1.5 ± 0.5
		18.0		3.90 ± 0.8	5.2 ± 0.8
	^{238}U	12.0		0.75 ± 0.09	1.5 ± 0.5
		18.0		3.80 ± 0.6	5.1 ± 0.7
^{133}Xe	^{238}U	12.5	$Y_m / Y_g = Y_{11/2} / Y_{9/2}$	0.34 ± 0.06	3.0 ± 1.0
^{135}Xe	^{238}U	12.0	$Y_m / Y_g = Y_{11/2} / Y_{9/2}$	0.07 ± 0.02	1.5 ± 0.5

Ключові слова: фотонні силові функції, дипольні гамма-переходи, фотопоглинання, гамма-розпад, гігантський дипольний резонанс, ізомерні відношення.

ABSTRACT

Solodovnyk K.M. Photon strength functions and their usage for averaged description of electromagnetic transitions in atomic nuclei. – Manuscript.

Thesis for candidate (Doctor of Philosophy) degree (Physics and Mathematics) by specialty 01.04.16 – Nuclear, Particle and High Energy Physics. Institute for Nuclear Research, National Academy of Science of Ukraine, Kyiv, 2020.

The thesis is dedicated to the investigation of the use of photon strength functions (PSF) for the description of experimental data on photoabsorption and gamma-decay. The description of the photoabsorption cross section for the cold nuclei and the gamma-emission data is performed with the use of Lorentz-like shape functions for the E1 PSF [1-4]. Based on the photoabsorption cross section data from the EXFOR database [5], the experimental database on the PSF were prepared with systematic error less than 10 %. The updated values of giant dipole resonance (GDR) characteristics were obtained. The comparison of description of experimental data for different PSF models was performed. The experimental gamma-ray spectra of photofission of ^{235}U and ^{238}U were measured and the isomeric ratios as well as mean angular momenta for the fission fragments, namely ^{95}Nb , ^{97}Nb , ^{133}Xe , ^{135}Xe , were performed.

The analytical expressions for the PSF based on the response of GDR with allowance for temperature-dependence of GDR width and the low-energy enhancement of the PSF for the heated nuclei were tested for the description of the experimental data on electric dipole (E1) and magnetic dipole (M1) gamma-transitions [6]. All the experimental data from the EXFOR database were analyzed [5] searching for total photoabsorption cross sections and partial photoabsorption cross sections, that may be used as an approximation of total cross section. With

the use of all experimental data from EXFOR, the database for the PSF was obtained with systematical error less than 10 %.

The GDR characteristics are very important for the reliable modelling of E1 gamma-transitions for the highly excited nuclear states. In this work with the least-square method the updated values of the GDR characteristics (energy, width and strength and their uncertainties) parameters were obtained for 144 isotopes from ${}^6\text{Li}$ to ${}^{239}\text{Pu}$ [6]. New database extends and updates all previously published data.

New analytical expression for E1 PSF that extends the modified Lorentzian model SMLO for the description of the cross sections in the gamma-ray energy region higher than 30 MeV is suggested. The modified expression for the width is applied in the extended model SMLOe that provides the agreement with energy-weighted sum rule (EWSR).

The experimental data for 88 even-even nuclei on photoabsorption cross section that can be used as a good approximation of the total photoabsorption cross section $\sigma(\gamma,abs)$ were selected for the testing of the analytical expressions for PSF. The experimental data from Oslo group [7] were taken for testing of analytical expressions on gamma-decay PSF. The experimental data were compared with theoretical calculations with the use of mathematical criteria of minimum of least-squares (χ^2) and minimum of figure of merit (f - criteria). The following theoretical models on E1 PSF were compared: standard Lorentzian (SLO), simplified version of modified Lorentzian (SMLO), generalized Lorentzian (GLO), triple Lorentzian (TLO) and the extended version of modified Lorentzian with the width independent on gamma-ray energy higher than the GDR energy (SMLOe). The sum of E1+M1 PSF were used for the description of gamma-decay data. It was shown that SMLOe model was the best and may be recommended for the use in theoretical codes based on the criteria of minimum of least-square factor χ^2 and minimum of figure of merit f .

The isomeric ratio for the nuclei ^{95}Nb , ^{97}Nb , ^{133}Xe , ^{135}Xe were measured experimentally. The activation technique were used, the ^{235}U та ^{238}U samples were irradiated with the bremsstrahlung with end-point energies of $\varepsilon_{\gamma,\text{max}} = 10.5, 12, 12.5, 18$ MeB. The irradiation were performed on the microtrone M-30 (in the IEP NAS of Ukraine, Uzghorod, Ukraine). The gamma-ray spectra were measured with the use of HPGe detector following the thechnique devised in KINR NAS of Ukraine [8]. The spectrometer resolution was 2.0 keV for γ - transition of $\varepsilon_{\gamma} = 1332.5$ keV for ^{60}Co nuclei. The Winspectrum [9] code was used for gamma-ray spectrum decomposition and the peaks area that corresponds to the transitions from metastable state and ground state of the investigated nuclei were obtained. The contribution of isobaric parent nuclei were considered. Based on the obtained data the numerical calculations of isomeric yield rarios of high-spin state population to low-spin state population $R_Y = Y_{\text{high}} / Y_{\text{low}}$ were obtained with the use of IZOMER [10] programm.

With the use of EMPIRE 3.2 [11] and TALYS 1.6 [12] codes the mean angular momentum of fission fragments were calculated with allowance for states population of investigated nuclei form the decay of primary fission fragment with additional neutrons (up to 2 neutrons). The mean angular momentum of primary fission fragments obtained with allowance for additional neutron emission from 0 to 2 neutrons are coincide within the uncertainty. The dependence of mean angular momentum of PSF and nuclear level dencities (NLD) model were investigated. The following PSF models were used within the EMPIRE code for calculations: SLO, MLO, EGLO. The EGSM, GC and HFB [3] NLD models were used. It was shown that the values of mean angular momentum obtained within different PSF and NLD models are coinside within uncertainties. Obtained results are presented in Table 1.

Table 1. Experimental results for isomeric yield ratios and mean angular momenta obtained for ^{235}U and ^{238}U photofission.

Investigated isotope	Target nuclei	End-point energy (MeV)	Isomeric ratio		Mean angular momentum of primary fission fragment
			$R_Y = Y_{high} / Y_{low}$	Value	
^{95}Nb	^{238}U	12.5	$Y_g / Y_m = Y_{9/2} / Y_{1/2}$	0.66 ± 0.04	0.5 ± 0.5
^{97}Nb	^{235}U	10.5	$Y_g / Y_m = Y_{9/2} / Y_{1/2}$	0.75 ± 0.09	1.5 ± 0.5
		18.0		3.90 ± 0.8	5.2 ± 0.8
	^{238}U	12.0		0.75 ± 0.09	1.5 ± 0.5
		18.0		3.80 ± 0.6	5.1 ± 0.7
^{133}Xe	^{238}U	12.5	$Y_m / Y_g = Y_{11/2} / Y_{9/2}$	0.34 ± 0.06	3.0 ± 1.0
^{135}Xe	^{238}U	12.0	$Y_m / Y_g = Y_{11/2} / Y_{9/2}$	0.07 ± 0.02	1.5 ± 0.5

Keywords: photon strength functions, dipole gamma-transitions, photoabsorption, gamma-decay, giant dipole resonance, isomeric ratio.

Список публікацій здобувача

Статті у наукових фахових виданнях, які входять до міжнародної наукометричної бази SCOPUS:

1. Kadenko I.M. Prompt gamma-rays from fast neutron capture in ^{nat}Ni / I.M.Kadenko, V.A.Plujko, B.M.Bondar, O.M.Gorbachenko, B.Yu.Leshchenko, K.M.Solodovnyk // Ядерна фізика та енергетика – 2016. – Т. 17, №2. – С. 122-129.
2. Kadenko I.M. Gamma-rays from ^{nat}Sn and ^{nat}C induced by fast neutrons / I.M.Kadenko, V.A.Plujko, B.M.Bondar, O.M.Gorbachenko, B.Yu.Leshchenko, K.M.Solodovnyk // Ядерна фізика та енергетика – 2016. – Т. 17, №4. – С.349-353.
3. 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.).
4. Желтоножський В.О. Ізомерні відношення та середні кутові моменти первинних фрагментів ^{97}Nb при фотоподілі ^{235}U та ^{238}U / В.О. Желтоножський, А.М. Саврасов, К.М. Солодовник, В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, О.І. Давидовська // Український фізичний журнал – 2017. – Т. 62, №4. – С.285-293.
5. Вишневський І.М. Середні кутові моменти фрагментів фотоподілу ^{238}U гальмівним випромінюванням / І.М. Вишневський, В.О. Желтоножський, А.М. Саврасов, В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, К.М. Солодовник // Ядерна фізика та енергетика – 2018. – Т. 19, №1. – С.5-13.
6. Желтоножський В.О. Фотоподіл ^{238}U гальмівним випромінюванням у широкому інтервалі значень граничної енергії / В.О. Желтоножський,

А.М. Саврасов, В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, К.М. Солодовник // Ядерна фізика та енергетика. – 2019. – Т. 20, №2 – С.126-130.

7. 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.
8. Plujko V. Description of nuclear photoexcitation by Lorentzian expressions for electric dipole photon strength function / V.Plujko, O. Gorbachenko, K. Solodovnyk // Eur. Phys. J. A – 2019, – Vol.55– 210 (12 pp.).

Статті в наукових фахових виданнях України:

9. Gorbachenko O.M. Impact of gamma-decay description on nuclear reaction characteristics / O.M.Gorbachenko, B.M. Bondar, K.M. Solodovnyk, O.I. Tkach, I.M. Kadenko, B.Y. Leshchenko, V.A. Plujko, V.A. Zheltonozhskiy // Науковий вісник Ужгородського університету, Серія Фізика – 2016. – Т.40 – С.113-121.

Електронні публікації:

1. Kadenko I. Effect of gamma-strength on nuclear reaction calculations [Electronic resource] / I. Kadenko, V. Plujko, B. Bondar, O. Gorbachenko, B. Leshchenko, K. Solodovnyk, O. Tkach, V. Zheltonozhskiy // Cornell University Library arxiv.org. – 2016. – (4 pp.) – Mode of access: <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1611/1611.04108.pdf>
2. Kadenko I.M. Gamma-rays from ^{nat}Sn and ^{nat}C induced by neutrons [Electronic resource] / I.M.Kadenko, V.A.Plujko, B.M.Bondar, O.M.Gorbachenko, B.Yu.Leshchenko, K.M.Solodovnyk // Cornell University Library arxiv.org.– 2016. – (8 pp.) – Mode of access: <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1611/1611.02893.pdf>.
3. Plujko V. Improvements and Testing Practical Expressions for Photon Strength Functions of E1 Gamma-Transitions [Electronic resource] / V.Plujko, O.Gorbachenko, K.Solodovnyk // Talks on 1st Research Coordination Meeting of the CRP on Updating the Photonuclear Data Library and generating a Reference Database for Photon Strength Functions: Research Coordination

- Meeting, 4-8 April 2016. – IAEA Nuclear Data Services, Vienna, Austria, 2016. – (16 pp.) – Mode of access: https://www-nds.iaea.org/CRP-photonuclear/docs/Plujko_1RCM.pdf .
4. Plujko V. Improvements and Testing Practical Expressions for Photon Strength Functions of E1 Gamma-Transitions [Electronic resource]/ V.Plujko, O.Gorbachenko, I.Kadenko, K.Solodovnyk // Cornell University Library arxiv.org.–2016. – (4pp.) – Mode of access: <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1611/1611.00914.pdf>.
 5. Plujko V. To the Simplest Expression for E1 PSF and renewed databases for GDR parameters [Electronic resource] / V.A.Plujko, O.M.Gorbachenko, K.M.Solodovnyk // Talks on 2nd Research Coordination Meeting of the CRP on Updating the Photonuclear Data Library and generating a Reference Database for Photon Strength Functions: Research Coordination Meeting, 16-20 October 2017: –IAEA Nuclear Data Services, Vienna, Austria, 2017. – (28pp). – Mode of access: <https://www-nds.iaea.org/CRP-photonuclear/docs2/Plujko2017b.pdf>.
 6. Plujko V. Updating Photonuclear Data Library and Phenomenological Photon Strength Functions [Electronic resource] / V.A.Plujko, O.M.Gorbachenko, K.M.Solodovnyk // Talks on 3rd Research Coordination Meeting of the CRP on Updating the Photonuclear Data Library and generating a Reference Database for Photon Strength Functions: Research Coordination Meeting, 17-21 December 2018. – IAEA Nuclear Data Services, Vienna, Austria, 2018. – (28pp).– Mode of access: <https://www-nds.iaea.org/CRP-photonuclear/docs3/Plujko2018-2.pdf>.
 7. Plujko V.A. Renewed database of GDR parameters of ground-state photoabsorption [Electronic resource] / V.A.Plujko, O.M.Gorbachenko, R.Capote, Dimitriou P., K.M.Solodovnyk // Talks on 2-nd International Conference on Nuclear Photonics 24-29 June 2018. – Brasov, 2018. – (6 pp.) – Mode of access: <http://nuclearphotonics2018.elinp.ro/talks/07.4%20O.%20Gorbachenko.pdf>.

8. Plujko V. Description of nuclear photoexcitation by Lorentzian expressions for electric dipole photon strength function [Electronic resource]/ V.Plujko, O. Gorbachenko, K. Solodovnyk // Cornell University Library arxiv.org.–2019. – (28 pp.) – Mode of access: <https://arxiv.org/pdf/1911.12134.pdf>.
9. Gorbachenko O. Comparison of Practical Expressions for E1 Photon Strength Functions [Electronic resource] / O. Gorbachenko, I.kadenko, V. Plujko, K. Solodovnyk // Cornell University Library arxiv.org.–2019. – (4 pp.) – Mode of access: <https://arxiv.org/pdf/1911.12107.pdf>.

Тези наукових доповідей:

1. Горбаченко О.М. Обчислення середніх кутових моментів та їхніх систематик у первинних фрагментах поділу з використанням ізомерних відношень / О.М. Горбаченко, О.М. Ткач, В.А. Плюйко, О.І. Давидовська, К.М. Солодовник, Б.М. Бондар // XXIII Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України: Київ, 01-05 лютого 2016 р.: тези доповідей – Київ, 2016. – С.21.
2. Желтоножский В.А. Исследование изомерных отношений $^{97m,g}\text{Nb}$ при фотоделении ^{235}U и ^{238}U / В.А. Желтоножский, А.Н.Саврасов, Е.Н. Солодовник, В.А. Плюйко, А.Н.Горбаченко, О.И. Давыдовская // XXIII Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України: Київ, 01-05 лютого 2016 р.: тези доповідей. – 2016. – С. 51-52.
3. Plujko V. Improvements and testing practical expressions for photon strength functions of E1 gamma-transitions (#R390) / V. Plujko, O. Gorbachenko, I. Kadenko, K.Solodovnyk, S. Zaitseva // ND2016 International Conference of Nuclear Data for Science and Technology, Bruges, Belgium 11-16 September 2016.: Programme & Abstract Book – Bruges, Belgium, 2016. – P.261.
4. Желтоножский В.А. Исследование изомерных отношений $^{95m,g}\text{Nb}$ и $^{133m,g}\text{Xe}$ при фотоделении ^{238}U / В.А. Желтоножский, И.Н. Винеvский, О.И. Давидовская, А.Н. Саврасов, Е.Н. Солодовник, В.А. Плюйко, А.Н. Горбаченко // XXIV Щорічна наукова конференція Інституту

- ядерних досліджень НАН України (Київ, 10 - 13 квітня 2017 року): тези доповідей. – 2017. – С. 66.
5. Каденко І.М. Гамма-кванти при взаємодії швидких нейтронів з ядрами ^{nat}Sn та ^{nat}C / І.М.Каденко, В.А.Плюйко, Б.М.Бондар, О.М.Горбаченко, Б.Ю.Лещенко, К.М.Солодовник // XXIV Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 10 - 13 квітня 2017 року): тези доповідей. – 2017. – С. 68-69.
 6. Плюйко В.А. Опис фотонної силової функції аналітичними виразами / В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, К.М. Солодовник // XXIV Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 10 - 13 квітня 2017 року): тези доповідей. – 2017. – С. 44.
 7. Plujko V. Test of Recent Expressions for Photon Strength Functions / V. Plujko, O. Gorbachenko, E. Solodovnyk // 6th Workshop on Nuclear Level Density and Gamma Strength 8-12 May 2017.: Book of Abstracts. – Oslo, 2017. – P. 35.
 8. Плюйко В.А. Характеристики гігантських дипольних резонансів в атомних ядрах / В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, К.М. Солодовник, Р. Капоте, П.Дімітріу // XXV Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України 16-20 квітня 2018 р.: тези доповідей. – Київ, 2018. – С. 47-48.
 9. Плюйко В.А. Аналітичні вирази для опису E1 фотонних силових функцій в атомних ядрах В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, К.М. Солодовник // XXV Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України 16-20 квітня 2018 р.: тези доповідей. – Київ, 2018. – С. 48-49.
 10. Plujko V.A. Comparison of Practical Expressions for E1 Photon Strength Functions / V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, K.M.Solodovnyk // 2-nd International Conference on Nuclear Photonics 24-29 June 2018.: Abstract Book – Brasov, 2018. – P. 179.
 11. Plujko V.A. Renewed database of GDR parameters of ground-state photoabsorption / V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, R.Capote, P.Dimitriou,

K.M.Solodovnyk // 2-nd International Conference on Nuclear Photonics 24-29 June 2018.: Abstract Book – Brasov, 2018. – P. 62.

12. Плюйко В.А. Тестування та модифікація фотонних силових функцій з використанням даних фотопоглинання та гамма-розпаду / В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, К.М. Солодовник // XXVI Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України 8 -12 квітня 2019 р.: тези доповідей – Київ, 2019. – С.32-33.
13. Bondar V.M. Study of gamma-spectrum discrepancy in $^{nat}\text{Cd}(n,\gamma)$ reaction V.M.Bondar, O.M.Gorbachenko, V.Yu.Leshchenko, I.M.Kadenko, V.A.Plujko, K.M.Solodovnik // XXVI Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України 8 -12 квітня 2019 р.: тези доповідей – 2019. – С.41.
14. Gorbachenko O. Systematic Uncertainties of E1 Photon Strength Functions Extracted from Photodata #R013 / O. Gorbachenko, S. Goriely, V.Plujko, K.Solodovnyk // ND2019 Intern.Conf. Nucl. Data for Science and Technology 19-24 May 2019: Programme & Abstract Book – Beijing, China,2019. – P. 8.
15. Gorbachenko O. Comparison of Practical Expressions for E1 Photon Strength Functions #R024 / O.Gorbachenko, I.Kadenko, V.Plujko, K.Solodovnyk // ND2019 Intern.Conf. Nucl. Data for Science and Technology 19-24 May 2019: Programme & Abstract Book – Beijing, China, 2019. – P.15.
16. Solodovnyk K. Test of Practical Expressions for E1 Photon Strength Functions on Photoabsorption and Photodecay Data / K.Solodovnyk, V. Plujko, S. Goriely, O. Gorbachenko // 7th Workshop on Nuclear Level Density and Gamma Strength 27 – 31 May 2019: Book of Abstracts – Oslo, 2019. – P. 39-40.
17. Gorbachenko O.M. Comparison of E1 photon strength function expressions / O.M. Gorbachenko, V.A. Plujko, K.M. Solodovnyk // International Conference Astronomy and Space Physics in Kyiv University 28 - 31 May 2019: Book of Abstracts– Kiev, 2019. – P.30-31.

ЗМІСТ

ВСТУП	18
РОЗДІЛ 1. УСЕРЕДНЕНИЙ ОПИС ГАММА-ПЕРЕХОДІВ ВИКОРИСТАННЯМ ФОТОННИХ СИЛОВИХ ФУНКЦІЙ	13 29
1.1. Гамма-переходи між станами та їх опис за допомогою фотонних силових функцій	29
1.2. Аналітичні феноменологічні моделі для E1 ФСФ	36
1.3. Вхідні параметри моделей ФСФ	48
1.4. Висновки до Розділу 1	59
РОЗДІЛ 2. ЗАСТОСУВАННЯ ФОТОННИХ СИЛОВИХ ФУНКЦІЙ ДЛЯ ОПISУ ПЕРЕРІЗІВ ФОТОПОГЛИНАННЯ ТА ГАММА-РОЗПАДУ	60 60
2.1. Аналіз та побудова бази експериментальних даних	60
2.2. Визначення нових значень характеристик ГДР	66
2.3. Розширена модель модифікованого Лоренціану (SMLOe)	71
2.4. Порівняння опису перерізів фотопоглинання із застосуванням різних моделей ФСФ	74
2.5. Опис даних гамма-розпаду	82
2.6. Висновки до Розділу 2	84
РОЗДІЛ 3. ІЗОМЕРНІ ВІДНОШЕННЯ ТА СЕРЕДНІ КУТОВІ МОМЕНТИ УЛАМКІВ ФОТОПОДІЛУ	86 86
3.1. Метод ізомерних відношень. Рівняння активації при фотоподілі	86
3.2. Загальна схема експерименту. Методика вимірювання ізомерних відношень. Аналіз та використання кодів обробки гамма-спектрів	93
3.3. Результати вимірювань ізомерних відношень та порівняння з існуючими даними	105
3.4. Визначення середніх кутових моментів первинних уламків поділу за допомогою ізомерних відношень	110
3.5. Результати обчислень середніх кутових моментів уламків поділу	126
3.6. Висновки до Розділу 3	130
ВИСНОВКИ	131
ПОДЯКИ	132
СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	133

ДОДАТОК 1. Таблиця посилань на експериментальні дані перерізів фотопоглинання з бази EXFOR	156
ДОДАТОК 2. Інтервали енергій $\Delta\varepsilon$, вищих за енергію відділення нейтрону S_n , при яких систематична похибка визначення повного перерізу фотопоглинання з даних фоточастинкового перерізу не перевищує 10 %	163
ДОДАТОК 3. Значення характеристик математичних критеріїв якості опису експериментальних даних фотопоглинання із використанням різних теоретичних моделей Е1 ФСФ	167
ДОДАТОК 4. Графіки перерізів фотопоглинання та їх теоретичний опис із використанням різних моделей ФСФ	170

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження

Фотонні силові функції (ФСФ) є важливою складовою теоретичних розрахунків в рамках моделі складеного ядра для широкого набору характеристик ядер. ФСФ визначають перерізи поглинання гамма-квантів, середні ймовірності гамма-переходів, спектри гамма-випромінювання ядер, заселення різних ізомерних станів, а також характеристики структури ядер, зокрема деформацію ядра, внесок сил, що залежать від швидкості тощо [1-4].

Однією із важливих областей застосування ФСФ є розрахунки перерізів фотопоглинання в області ізовекторного гігантського дипольного резонансу (ГДР) [13-15]. ГДР експериментально відомі вже більше 50 років, але в останні роки суттєво зросла потреба у фотоядерних даних, що пов'язано із інтенсивним розширенням області їх практичних застосувань. Зокрема, у наукових лабораторіях, в промисловості і медицині широкого практичного застосування набули лінійні прискорювачі електронів, що створюють гальмівне гамма-випромінювання. Фотоядерні дані є необхідними для активаційного аналізу [16], розрахунку транспорту частинок для радіаційного захисту [17], розрахунку поглинутої пацієнтом дози при радіотерапії онкозахворювань [18], при напрацюванні ізотопів для радіоізотопної діагностики і терапії [19-20] тощо.

Бази експериментальних ФСФ та прості аналітичні вирази, що базуються на сучасних теоретичних уявленнях, обов'язково застосовуються у програмних кодах для моделювання ядерних реакцій, які набули широкого розвитку [11-12]. Більшість мікроскопічних та напівмікроскопічних підходів використовують наближення сферичної симетрії ядра, а тому для опису ФСФ у деформованих ядрах необхідні феноменологічні корекції. Крім того, мікроскопічний підхід до розрахунку ФСФ в кодах для практичних застосувань не використовується, оскільки вимагає багато часу та

застосування суперкомп'ютерів. Натомість феноменологічні моделі ФСФ можуть використовуватися для опису деформованих ядер без довготривалих розрахунків.

В ядерній астрофізиці існує потреба в силових функціях для розрахунків процесу радіаційного поглинання нейтронів. Ці дані застосовуються для оцінки перерізів реакцій для великої кількості екзотичних ядер, а також для енергій гамма-випромінювання, які не можуть бути наразі отримані в дослідних лабораторіях [21].

Тому необхідним є розширення та уточнення баз даних ФСФ у зв'язку із появою нових експериментальних даних. Важливою задачею є також аналіз достовірності опису фотопоглинання та гамма-розпаду із використанням різних аналітичних моделей ФСФ та визначення моделі, яка найкраще описує наявні експериментальні дані.

В даній дисертації проведено аналіз усіх наявних експериментальних даних перерізів фотопоглинання з бази даних EXFOR [5] та створено базу даних електричних дипольних (E1) ФСФ із систематичною похибкою менше 10%. Отримано уточнені значення характеристик ГДР із використанням методу найменших квадратів на основі наявних експериментальних даних.

Запропоновано та протестовано розширення моделі спрощеного модифікованого Лоренціану, яке узгоджується із енергетично зваженим правилом сум та дає змогу оцінити переріз фотопоглинання в області енергій гамма-квантів вище 30 MeV для E1 гамма-переходів. Проведено порівняння експериментальних даних ФСФ фотопоглинання [5] та гамма-розпаду [7] із теоретичними розрахунками для парно-парних ядер із використанням критеріїв мінімуму найменших квадратів (χ^2) та середньоквадратичних логарифмів відхилень (f).

Процеси ядерного поділу вивчаються тривалий час, проте до сьогодні існують невирішені питання стосовно його динаміки. Для дослідження зміни властивостей ядер при переході від сідлової точки до точки розриву

важливим є визначення кутових моментів фрагментів поділу. Наприклад, в рамках краплинкової моделі ядра виникнення великих кутових моментів пояснюється збудженням мод, пов'язаних із обертанням фрагментів поділу. Збільшення кутових моментів у порівнянні із материнським компаунд-ядром може свідчити про наявність механізмів розкручування фрагментів поділу за рахунок дії кулонівських та ядерних сил після розриву ядра, що ділиться [22-25].

Одним із методів визначення середніх кутових моментів первинних фрагментів поділу, а отже і методу експериментального дослідження конфігурації ядра в момент розриву, є метод ізомерних відношень. Експериментально отримані значення ізомерних відношень $R_{Y,\text{exp}} = Y_m / Y_g$ використовуються для розрахунку розподілу кутових моментів $P(J)$ та значення середнього кутового моменту \bar{J} первинних уламків фотоподілу.

В даній роботі проведено експериментальне вимірювання спектрів фотоподілу ^{235}U та ^{238}U та розраховано ізомерні відношення виходів ядер ^{95}Nb , ^{97}Nb , ^{133}Xe , ^{135}Xe . Проведено теоретичний розрахунок середніх кутових моментів первинних фрагментів поділу. При обчисленні заселеностей станів використовувалися числові коди EMPIRE 3.2 та TALYS 1.6, також додатково враховано заселеність станів досліджуваного ядра від ізотопів попередників із надлишком до двох нейтронів. В роботі також перевірявся можливий вплив використання різних моделей ФСФ на точність визначення кутових моментів з ізомерних відношень.

Об'єкт дослідження

Гамма-переходи у атомних ядрах та їх усереднені ймовірності.

Предмет дослідження

Електричні дипольні (E1) переходи в процесах фотопоглинання та гамма-розпаду, ізомерні відношення виходів ядер при фотоподілі.

Мета і завдання дослідження відповідно до предмета та об'єкта дослідження

Мета: знаходження мікроскопічно обґрунтованого спрощеного виразу для електричних дипольних фотонних силових функцій для усередненого опису E1 гамма-переходів в процесах фотопоглинання та гамма-розпаду.

задачі:

- 1) провести аналіз і тестування аналітичних моделей E1 ФСФ та визначити найкращу модель опису експериментальних даних з фотопоглинання і гамма-розпаду на основі математичних критеріїв;
- 2) визначити найбільш надійні експериментальні дані для перерізів фотопоглинання з використанням бази EXFOR;
- 3) знайти уточнені характеристики ГДР та їх невизначеності;
- 4) протестувати та, у разі необхідності, розширити моделі ФСФ для опису даних фотопоглинання на область вище 30 MeV;
- 5) розрахувати ізомерні відношення виходів та середні кутові моменти уламків фотоподілу ^{238}U та ^{235}U , перевірити чутливість їх значень до ФСФ та густин ядерних рівнів.

Методи дослідження

Для опису фотоядерних даних різними моделями ФСФ використовувалися комп'ютерні обчислення та метод найменших квадратів.

Для проведення вимірювань ізомерних відношень використовувалась активаційна методика. Обробка гамма-спектрів проводилась із використанням програмного коду Winspectrum [9], обрахунок ізомерних відношень проводився із використанням коду IZOMER [10]. Теоретичні розрахунки середніх кутових моментів первинних фрагментів фотоподілу виконано із застосуванням програмних кодів EMPIRE 3.2 та TALYS 1.6.

Наукова новизна отриманих результатів полягає у знаходженні мікроскопічно обґрунтованого спрощеного виразу для E1 фотонних силових функцій для усередненого опису E1 електромагнітних переходів в процесах фотопоглинання та гамма-розпаду.

Вперше:

- підготовлено базу експериментальних Е1 ФСФ фотопоглинання із систематичною похибкою менше 10 %;
- запропоновано простий метод наближеного узгодження моделей ФСФ з енергетично залежними ширинами з енергетично зваженим правилом сум;
- побудовані нові систематики характеристик ГДР з використанням уточнених значень та похибок характеристик ГДР (енергії, ширини, сили) для 144 ізотопів від ${}^6\text{Li}$ до ${}^{239}\text{Pu}$, що були визначені з експериментальних даних;
- запропоновано розширену модель модифікованого Лоренціану (SMLOe) для розширення опису перерізів фотопоглинання на область енергій гамма-квантів вище 30 MeV та показано, що така модель SMLOe може використовуватися без перевизначення параметрів ГДР;
- проведено порівняння якості опису даних фотопоглинання та гамма-розпаду із використанням різних аналітичних моделей ФСФ та показано, що моделі на основі методу модифікованого Лоренціану MLO (спрощена модель модифікованого Лоренціану SMLO та розширена модель модифікованого Лоренціану SMLOe) є найточнішими для опису експериментальних даних як фотопоглинання, так і гамма-розпаду за допомогою точних математичних критеріїв (методи найменших квадратів та мінімуму фактору логарифмічного відхилення);
- отримані ізомерні відношення виходів фрагментів ${}^{95}\text{Nb}$ (при граничній енергії 12.5 MeV), ${}^{97}\text{Nb}$ (при граничних енергіях 12.0 та 18.0 MeV), ${}^{133}\text{Xe}$ (при граничній енергії 12.5 MeV) і ${}^{135}\text{Xe}$ (при граничній енергії 12.0 MeV) після обробки експериментальних даних в реакціях фотоподілу ядер ${}^{235}\text{U}$ та ${}^{238}\text{U}$ гальмівними гамма-квантами;

- користуючись отриманими значеннями ізомерних відношень, обчислені розподіли станів первинних ядер-фрагментів за кутовими моментами та визначені середні кутові моменти уламків фотоподілу ^{235}U та ^{238}U , а також перевірена чутливість їх значень до ФСФ та густин ядерних рівнів.

Особистий внесок здобувача

Постановка задачі в теоретичній частині (окрім підрозділів 3.1 – 3.3 Розділу 3) належить науковому керівнику професору, доктору фізико-математичних наук Плюйку Володимиру Андрійовичу.

Постановка задачі в експериментальній частині, що відповідає підрозділам 3.1-3.3 у Розділі 3, належить доктору фізико-математичних наук Желтоножському Віктору Олександровичу.

Основні положення та результати дисертаційної роботи автором було отримано самостійно. Робота містить теоретичні та методичні положення і висновки, сформульовані особисто дисертантом. Використані в дисертації ідеї, положення чи гіпотези інших авторів мають відповідні посилання.

Здобувач безпосередньо проводила збір та аналіз існуючих даних по перерізах фотопоглинання; підготувала базу даних E1 ФСФ фотопоглинання із систематичною похибкою менше 10%; проводила тестування та перевірку програмних кодів для розрахунку систематичної похибки при обчисленні фотонних силових функцій на основі перерізів фотопоглинання із застосуванням коду TALYS. Здобувачем написано програмний код на мові FORTRAN для отримання експериментальних даних перерізів фотопоглинання з бази даних EXFOR MAГATE та їх порівняння з описом різноманітними теоретичними виразами з використанням математичних критеріїв якості опису (мінімум суми квадратів відхилень χ^2 та мінімум середньоквадратичного відхилення логарифмічних значень f).

Здобувач брала участь у розробці розширеної моделі модифікованого Лоренціану (SMLOe) для опису електричних дипольних ФСФ. Автор

дисертації проводила аналіз та підготувала файли даних з отриманими значеннями характеристик гігантських дипольних резонансів та їх похибок, які були передані до секції ядерних даних МАГАТЕ.

За участі автора дисертації проводилися експериментальні вимірювання основних апаратурних гамма-спектрів для розрахунку ізомерних відношень. Здобувач проводила обробку гамма-спектрів і розраховувала значення ізомерних відношень виходів фрагментів ^{95}Nb та ^{97}Nb і ^{133}Xe і ^{135}Xe фотоподілу ^{235}U , ^{238}U , проводила аналіз середніх кутових моментів уламків поділу.

Здобувач працювала над підготовкою та оформленням усіх отриманих результатів та брала участь у підготовці рукописів наукових статей.

В статтях [26-28] досліджено вплив фотонних силових функцій та густини ядерних рівнів на спостережувані характеристики ядерних реакцій.

В статті [29] здійснено порівняння моделей опису фотонних силових функцій на основі моделі стандартного Лоренціану з врахуванням внеску пігмі дипольного резонансу.

В статтях [30-32] отримано значення ізомерних відношень виходів та проведено аналіз середніх кутових моментів фрагментів фотоподілу.

В статтях [33-34] здобувачем було проведено аналіз і тестування аналітичних моделей E1 фотонних силових функцій, запропоновано модель (SMLOe) для розширення опису перерізів фотопоглинання на область енергій гамма-квантів вище 30 MeV, написано програмний код для опису експериментальних даних різними моделями ФСФ, здійснено порівняння моделей опису фотонних силових функцій та показано, що моделі на основі методу MLO (SMLO, SMLOe) є найточнішими для опису експериментальних даних як фотопоглинання, так і гамма-розпаду.

Апробація матеріалів дисертації

Результати даної дисертаційної роботи були представлені автором або співавторами на 13 конференціях:

- чотири щорічні наукові конференції Інституту ядерних досліджень НАН України: XXIII (01-05 лютого 2016 р.), XXIV (10 - 13 квітня 2017 р.), XXV (16-20 квітня 2018 р.), XXVI (8 -12 квітня 2019 р.) м. Київ, Україна;
- міжнародна конференція “2-nd International Conference on Nuclear Photonics” (24-29 червня 2018, м. Брашов, Румунія);
- дві міжнародні конференції “International Conference of Nuclear Data for Science and Technology”: ND2016 (11-16 September 2016 м. Брюгге, Бельгія), ND2019 (19-24 Травня 2019, м. Пекін, Китай);
- дві міжнародні наради “Workshop on Nuclear Level Density and Gamma Strength”: 6th (8-12 May 2017), 7th (27 – 31 May 2019), м. Осло, Норвегія;
- міжнародна конференція “International Conference Astronomy and Space Physics in Kyiv University” (28 - 31 May 2019, м. Київ, Україна);
- три міжнародні науково-координаційні зустрічі МАГАТЕ “Research Coordination Meeting of the CRP on Updating the Photonuclear Data Library and generating a Reference Database for Photon Strength Functions” 1st (4-8 April 2016), 2nd (16-20 October 2017), 3rd (17-21 December 2018) м. Відень, Австрія.

Публікації

Всього за темою дисертації опубліковано 35 робіт, з них: 8 – статті у реферованих наукових журналах, що індексуються наукометричною базою Scopus [26, 27, 29-34], 1 – стаття у науковому фаховому виданні України [28], 9 – електронні публікації [35-43], 17 – тези доповідей на конференціях [44-60]. Всі публікації виконані у співавторстві, особистий внесок здобувача вказаний вище.

Структура та обсяг дисертації

Дисертація складається зі вступу, трьох розділів, висновків, списку використаних джерел із 169 найменувань (на 23 стор.), чотирьох додатків, 27 рисунків, 13 таблиць. Загальний обсяг дисертації становить 214 стор. (з них основного тексту – 116 стор.).

Основний зміст роботи

У вступі дисертаційної роботи висвітлено актуальність тематики дослідження, мету, задачі, наукову новизну та практичне значення отриманих результатів, зв'язок роботи з науковими програмами та зазначено особистий внесок здобувача.

У першому розділі дано визначення ФСФ, зроблено огляд існуючих реалістичних феноменологічних моделей для електричних та магнітних дипольних ФСФ із використанням форми лінії Лоренца, приведено опис температурної залежності ФСФ. В даному розділі висвітлюються вхідні параметри моделей ФСФ, а також наведено систематики характеристик ГДР.

У другому розділі викладено застосування ФСФ до опису перерізів фотопоглинання та ФСФ гамма-розпаду. Наведено опис підготовки бази даних перерізів фотопоглинання в області ГДР, створення бази даних E1 ФСФ фотопоглинання на їх основі із систематичною похибкою менше 10 %. Початкові експериментальні дані з перерізів фотопоглинання брались із міжнародної бази даних EXFOR [5]. Отримано уточнені значення характеристик ГДР (енергії, ширини, сили) та їх похибок. Запропоновано модель SML0e для розширення опису перерізів фотопоглинання на область енергій гамма-випромінювання вище 30 МеВ. Проведено порівняння аналітичних моделей E1 ФСФ для опису перерізів фотопоглинання в області енергій гамма-випромінювання 5-30 МеВ для парно-парних ядер. Розрахунки виконано для 88 парно-парних ядер. Протестовано застосування аналітичних моделей E1 ФСФ до опису даних ФСФ гамма-розпаду, отриманих групою Осло [7]. Розрахунки виконано для 22 парно-парних ядер.

У третьому розділі викладено основні кроки проведених експериментальних вимірювань фотоподілу ядер ^{238}U та ^{235}U . Описано методику визначення ізомерних відношень на основі вимірних гамма-спектрів продуктів фотоподілу. Приводиться розв'язок системи рівнянь, що відображають заселеність станів ядер-продуктів поділу із урахуванням

внеску від ізобарного ядра-попередника. Наводяться отримані гамма-спектри та опис їх обробки для визначення ізомерних відношень. Надано опис теоретичного підходу до розрахунку середніх кутових моментів уламків фотоподілу на основі експериментально виміряних значень ізомерних відношень. Приводяться отримані значення ізомерних відношень та кутових моментів для уламків ^{95}Nb , ^{97}Nb , ^{133}Xe , ^{135}Xe фотоподілу ядер ^{238}U та ^{235}U . Проводиться аналіз та порівняння отриманих результатів із даними інших авторів. При розрахунках кутових моментів показано, що значення кутових моментів не суттєво залежать від моделей опису ФСФ та густини ядерних рівнів [28].

У висновках викладені найбільш вагомні наукові результати дисертаційної роботи.

У Додатку 1 наведено Таблицю посилань на експериментальні дані перерізів фотопоглинання з бази EXFOR. У Додатку 2 наведено обчислені інтервали енергій $\Delta\varepsilon$, вищих за енергію відділення нейтрону S_n , при яких систематична похибка визначення повного перерізу фотопоглинання з даних фоточастинкового перерізу не перевищує 10 %. У Додатку 3 представлено отримані значення характеристик математичних критеріїв якості опису експериментальних даних фотопоглинання із використанням різних теоретичних моделей Е1 ФСФ. У Додатку 4 представлено порівняння перерізів фотопоглинання та їх теоретичного опису із використанням різних моделей ФСФ для 88 парно-парних ядер.

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами

Дослідження дисертаційної роботи виконувалися в рамках кількох держбюджетних тем, що виконувалися на кафедрі ядерної фізики Київського національного університету імені Тараса Шевченка та міжнародних науково-дослідницьких проектів з МАГАТЕ (м.Відень, Австрія):

- бюджетна тема №19БФ051-09 “Дослідження фундаментальних проблем фізики нейтрино, космофізики та фізики ядра”, номер державної реєстрації 0119U100311 (2019-2021 pp.);
- бюджетна тема №16БФ051-05 “Дослідження фундаментальних проблем фізики ядра, елементарних частинок та космофізики”, номер державної реєстрації 0116U002562 (2016-2018 pp.);
- бюджетна тема №11БФ051-01 “Фундаментальні дослідження в галузі фізики конденсованого стану і елементарних частинок, астрономії і матеріалознавства для створення основ новітніх технологій” підрозділ 5: “Модернізація експериментальної установки для генерування та формування спектрів нейтронів та комплексні дослідження властивостей частинок, атомних ядер для фундаментальних і прикладних застосувань” (2011-2015 pp.);
- науково-дослідницький проект МАГАТЕ (Відень, Австрія) “Updating the Photonuclear Data Library and generating a Reference Database for Photon Strength Functions ” (IAEA CRP No.F41032, 2016-2019 pp.).

Практичне значення отриманих результатів

Результати даної роботи можуть бути використані для усередненого опису процесів γ -розпаду та фотопоглинання атомних ядер в області енергії ГДР та для області вище за 30 MeV. Отримані значення характеристик ГДР та їх похибки можна використовувати для аналізу надійності теоретичних моделей опису гігантських резонансів. Нарахована база ФСФ фотопоглинання та визначена найкраща аналітична модель ФСФ, яка може бути рекомендована до використання у сучасних розрахункових кодах для розрахунку спостережуваних характеристик ядерних реакцій (наприклад, EMPIRE, TALYS). Виміряні нові експериментальні дані ізомерних відношень виходів продуктів фотоподілу дозволяють отримати більш точну інформацію про механізми та динаміку процесу поділу ядер, а також механізми фотоядерних реакцій.

РОЗДІЛ 1. УСЕРЕДНЕНИЙ ОПИС ГАММА-ПЕРЕХОДІВ ІЗ ВИКОРИСТАННЯМ ФОТОННИХ СИЛОВИХ ФУНКЦІЙ

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

Електромагнітні переходи у ядрі із початкового стану i зі спіном J_i до кінцевого стану f зі спіном J_f характеризуються ймовірністю переходу $\varpi_{if}^{X\lambda}$, де індекси позначення початкового стану i та кінцевого стану f визначають набір квантових чисел, якими характеризується стан, а саме спіні, магнітне квантове число, парність та енергія: $i(f) \equiv J_{i(f)}, M_{i(f)}, \pi_{i(f)}, \varepsilon_{i(f)}$. При переході випромінюється гамма-квант із мультипольністю $X\lambda$: $X = E$ для фотонів електричного та $X = M$ магнітного типу зі спіном фотона λ . Ймовірність такого гамма-переходу визначається матричним елементом переходу $\left| \langle f | \hat{\Omega}_{\lambda\mu}^X | i \rangle \right|^2$, де $\hat{\Omega}_{\lambda\mu}^X$ позначає електричний або магнітний мультипольний оператор [13, 14, 61, 62]:

$$\varpi_{if}^{X\lambda} = \frac{8\pi}{\hbar} \frac{(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{\hbar c} \right)^{2\lambda+1} \left| \langle f | \hat{\Omega}_{\lambda\mu}^X | i \rangle \right|^2. \quad (1.1.1)$$

Зазвичай не враховується орієнтація ядра у просторі у початковому i та кінцевому f станах, тому проводиться підсумовування по магнітних квантових числах кінцевого стану M_f та усереднення по магнітному квантовому числу початкового стану M_i . Для цього вводиться зведена ймовірність переходу

$$B_{if}^{X\lambda} \equiv B_{if}^{X\lambda}(J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i+1} \sum_{M_i, M_f, \mu} \left| \langle J_f M_f | \hat{\Omega}_{\lambda\mu} | J_i M_i \rangle \right|^2. \quad (1.1.2)$$

У підсумку, ймовірність $\varpi_{if}^{X\lambda}$ γ -переходу зі стану i до стану f записується таким чином:

$$\varpi_{if}^{X\lambda} = \frac{8\pi}{\hbar} \frac{(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \left(\frac{\varepsilon_\gamma}{\hbar c}\right)^{2\lambda+1} B_{if}^{X\lambda}. \quad (1.1.3)$$

Значення ймовірностей переходів визначають парціальні радіаційні ширини $\Gamma_{if}^{X\lambda}$ гамма-розпаду з вильотом фотонів типу $X\lambda$ за формулою:

$$\Gamma_{if}^{X\lambda} = \varpi_{if}^{X\lambda} \hbar. \quad (1.1.4)$$

Для усередненого опису гамма-розпадів ядер використовується поняття середньої радіаційної ширини $\langle \Gamma_{if}^{X\lambda} \rangle$ та середньої зведеної ймовірності переходів $\langle B_{if}^{X\lambda} \rangle$. При фотопоглинанні в області великих енергій збудження, що відповідають ГДР, знаходиться велика кількість станів складеного ядра, що сильно перекриваються, і основні характеристики розпаду цього стану можуть бути пояснені в рамках статистичної теорії.

Для усередненого опису процесів емісії фотонів із високозбуджених станів ядра в області неперервного спектру та процесів фотопоглинання вводиться поняття фотонної силової функції (ФСФ). ФСФ є важливою компонентою в розрахунках у моделі складеного ядра, розрахунку спектрів гамма-випромінювання, заселення ізомерних станів та в розрахунках конкуренції вильоту гамма-квантів і частинок під час реакцій. Процеси випромінювання гамма-квантів описуються із застосуванням ФСФ гамма-розпаду \vec{f} , а поглинання гамма-квантів описуються ФСФ фотопоглинання \vec{f} [63, 3 та посилання в ньому]. Для опису даних гамма-розпаду необхідним є розрахунок силових функцій для нагрітих до певної температури T_i ядер. Опис ФСФ для нагрітих ядер було виконано у роботі [64]. Обидві ФСФ визначаються спектральною функцією $\Phi(\varepsilon_\gamma, T)$.

У складеному ядрі енергія збудження, внесена фотоном, розподіляється серед великої кількості нуклонів, і проходить тривалий проміжок часу, поки один із нуклонів не отримає достатню енергію, щоб вилетіти з ядра. Тому випромінювання нуклонів з ядра нагадує випаровування молекул рідини, і

такий процес можна описати методами статистичної фізики та термодинаміки з використанням поняття ядерної температури (для незбудженого ядра температура рівна нулю). Температура стану розраховується методами статистичної теорії, зокрема в моделі Фермі газу $T = \sqrt{U/a}$, тут U - ефективна енергія збудження ядра, a - параметр густини рівнів.

Якщо здійснюється гамма-розпад із групи високозбуджених рівнів в околі енергії U_i зі спіном J_i шляхом випромінювання гамма-кванта із енергією ε_γ та мультипольністю $X\lambda$ до групи нижчележачих рівнів ядра в околі енергії $U_f = U_i - \varepsilon_\gamma$ зі спіном J_f та температурою T_f , то ФСФ гамма-розпаду визначається таким чином:

$$\bar{f}_{X\lambda}(\varepsilon_\gamma) = \frac{\langle \Gamma_{if}^{X\lambda}(\varepsilon_\gamma) \rangle}{\varepsilon_\gamma^{2\lambda+1}} \frac{\rho_i(U_i, Z, N)}{\rho_f(U_i - \varepsilon_\gamma, Z, N)} \equiv \Phi(\varepsilon_\gamma, T_f). \quad (1.1.5)$$

Тут $\langle \Gamma_{if}^{X\lambda}(\varepsilon_\gamma) \rangle$ - парціальна ширина гамма-переходів із мультипольністю λ , усереднена по великій кількості початкових рівнів i , $\rho_i(U_i, Z, N)$ - густина початкових станів, $\rho_f(U_i - \varepsilon_\gamma, Z, N)$ - густина кінцевих станів. ФСФ гамма-розпаду є функцією температури кінцевих станів ядра T_f , яка в свою чергу залежить від енергії гамма-випромінювання.

Якщо здійснюється перехід із основного стану ядра i до групи збуджених станів в околі енергії U_f шляхом поглинання гамма-кванта мультипольністю $X\lambda$ із енергією ε_γ , то ФСФ фотопоглинання, за твердженням, даним в роботі [65], визначає середній переріз фотопоглинання $\langle \sigma_{X\lambda}^{J_f}(\varepsilon_\gamma) \rangle$ при переході ядра із основного стану J_i до кінцевого збудженого стану J_f . У випадку якщо фотопоглинання відбувається для ядра у збудженому стані i , нагрітого до температури T_i , то ФСФ визначається:

$$\vec{f}_{X\lambda}(\varepsilon_\gamma) = \frac{\langle \sigma_{X\lambda}^{J_f}(\varepsilon_\gamma, T_i) \rangle}{g_J (\pi \hbar c)^2 \varepsilon_\gamma^{2\lambda-1}} \equiv \Phi(\varepsilon_\gamma, T_i). \quad (1.1.6)$$

Тут $g_J = \frac{2J_f + 1}{2J_i + 1}$ - статистичний фактор. Можливі спіни кінцевого стану визначаються законом збереження і у випадку дипольного випромінювання $|J_i - 1| \leq J_f \leq J_i + 1$.

При поглинанні Е1 квантів переріз фотопоглинання, просумований по усім можливим J_f , дорівнює: $\sigma_{E1} = \sum_{J_f} \langle \sigma_{E1}^{J_f} \rangle = \frac{3}{g_J} \langle \sigma_{E1}^{J_f} \rangle$ [63]. Тоді ФСФ фотопоглинання Е1 квантів визначає повний переріз фотопоглинання таким чином [63]:

$$\vec{f}_{E1}(\varepsilon_\gamma) = \frac{\sigma_{E1}(\varepsilon_\gamma)}{3(\pi \hbar c)^2 \varepsilon_\gamma} \equiv \Phi(\varepsilon_\gamma, T_i). \quad (1.1.7)$$

Тут $\sigma_{E1}(\varepsilon_\gamma)$ - переріз повного поглинання Е1 квантів. ФСФ гамма-розпаду та фотопоглинання описуються за допомогою спектральної функції $\Phi(\varepsilon_\gamma, T)$ одного вигляду. Але, на відміну від ФСФ гамма-розпаду, ФСФ фотопоглинання залежить від температури початкових станів, що є функцією енергії збудження ядра E_i .

Спектральна функція $\Phi(\varepsilon_\gamma, T)$ пропорційна до уявної частини функції відгуку ядра $\chi(\varepsilon_\gamma)$ на електромагнітне поле $X\lambda$ [64, 66]:

$$\Phi(\varepsilon_\gamma, T) = \frac{1}{3(\pi \hbar c)^2} \cdot \left(-\frac{1}{\pi} \cdot \text{Im} \chi(\varepsilon_\gamma, T) \right) L(\varepsilon_\gamma, T), \quad \text{MeV}^{-3}, \quad (1.1.8)$$

де $L(\varepsilon_\gamma, T)$ - є фактором, що визначає низькоенергетичне підсилення ФСФ у нагрітому до температури T ядрі у порівнянні з холодним ядром. Цей фактор може розглядатися як середня кількість одночастинково-однодіркових $(1p-1h)$ станів, збуджених у нагрітій системі під дією зовнішнього електричного поля із частотою $\omega \equiv \varepsilon_\gamma / \hbar$ [64]:

$$L(\varepsilon_\gamma, T) = \frac{1}{1 - \exp(-\varepsilon_\gamma / T)}, \quad (1.1.9)$$

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

Тут $n(\varepsilon) = 1/[1 - \exp((\varepsilon - \mu)/T)]$ - є функцією розподілу Фермі для заселеностей одночастинкових станів із хімічним потенціалом μ , що дорівнює енергії Фермі ε_F при $T \ll \varepsilon_F$. Для фотопоглинання у холодних ядрах $T = 0$ і $L \equiv 1$.

Гамма-переходи в атомних ядрах в області енергій від енергії відділення нуклона до порогу народження піонів обумовлені збудженням ГДР. При поглинанні ядром гамма-випромінювання мультипольності $E1$ основними станами, що збуджуються, є такі: ГДР, пігмі дипольний резонанс (ПДР) та розвал квазідейтронів. Гігантські резонанси – це квазістаціонарні збуджені стани ядер, які відповідають колективним когерентним коливанням великої кількості нуклонів. У експерименті гігантські резонанси проявляються як широкі максимуми у залежності перерізів реакцій від енергії. Гігантські резонанси розрізняють за типом колективного руху нуклонів та за мультипольністю гамма-випромінювання, яке призводить до їх збудження. На Рис.1.1. показано декілька колективних мод коливань. При поглинанні фотона мультипольністю $\lambda = 1$ виникають коливання великої кількості нейтронів відносно протонів. При поглинанні фотонів із кутовим моментом $\lambda = 2$ виникають коливання форми ядра від сферичної форми до витягнутої та сплюснутої. Зміна ізоспіну ядра T , що спостерігається при збудженні гігантських резонансів, відповідає різним типам коливань нуклонів у ядрі: ізоскалярний резонанс із $\Delta T = 0$ відповідає коливанням нейтронів і протонів у фазі, а ізовекторний резонанс із $\Delta T = 1$ пов'язаний із коливанням протонів і нейтронів у протифазі.

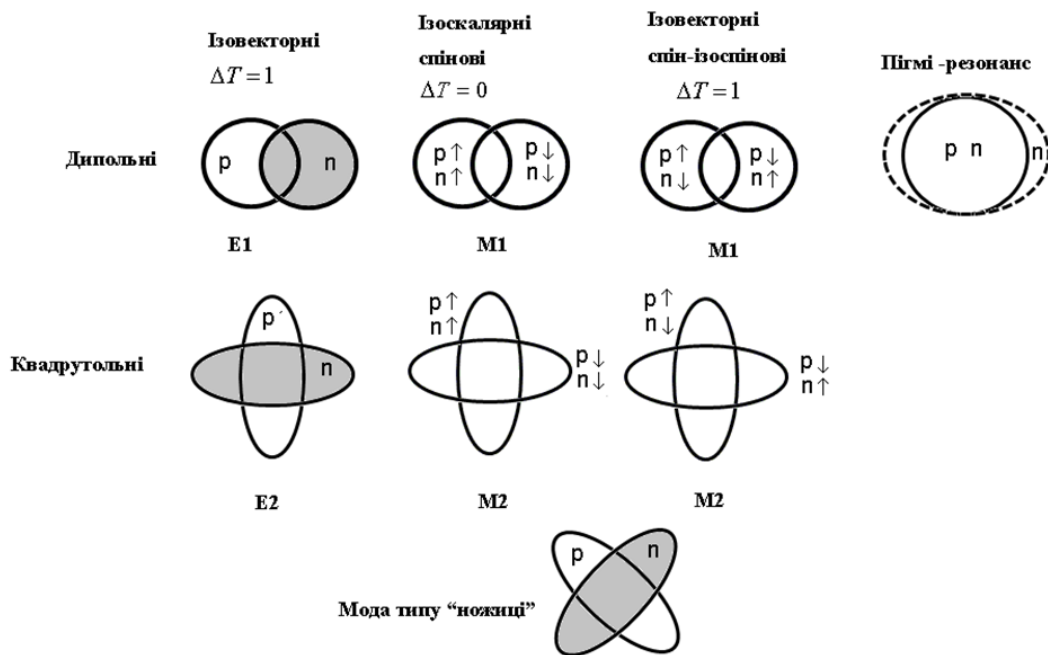


Рис.1.1. Типи гігантських резонансів найменшої мультипольності

Збудження стану ГДР було пояснено в різноманітних підходах: 1) у мікроскопічних підходах, де дипольний резонанс розглядається, як збудження когерентної суміші $1p1h$ станів із збудженням колективних мод [13, 14, 67], а у макроскопічних колективних теоріях в квазікласичному підході як коливання в протифазі усіх протонів відносно усіх нейтронів. Першими моделями опису збудження ГДР є модель Гольдхабера-Теллера [68] та модель Штейнведеля-Йенсена [69]. Подальший розвиток таких представлень відображено у роботах [70-72].

Ізовекторний ГДР є домінуючим у структурі відгуку ядра на електромагнітне поле. У багатьох ядрах у перерізах фотопоглинання спостерігається додатковий пік на низькоенергетичному хвості ГДР. Цей пік складає $\sim 1\%$ від енергетично зваженого правила сум [73]. У сферичних ядрах ПДР виявляється в околі енергії відділення нейтронів.

Вивчення явища ПДР розпочалося із систематичного дослідження гамма-розпадів в реакціях поглинання теплових нейтронів [74], в яких спостерігалось підсилення ФСФ в області 5-7 МеВ. Теоретичний опис явища

ПДР було дано в роботі [75] в рамках трьохкомпонентної гідродинамічної моделі. В якості трьох рідин було розглянуто (1) протони, (2) нейтрони, розташовані з протонами на одних орбітах, і (3) надлишкові нейтрони. Це призводить до появи двох можливих мод коливань: коливання всіх протонів відносно всіх нейтронів (що відповідає ГДР) та моди коливань надлишкових нейтронів відносно протон-нейтронного остова - ПДР. ПДР найбільш яскраво виражений у сферичних ядрах із суттєвим надлишком нейтронів. Надлишкові нейтрони формують зовнішній прошарок (або “шкіру”) у ядрі, і коливання зовнішнього нейтронного шару відносно остову ядра призводить до появи структури пігмі дипольного резонансу.

Незважаючи на те, що сила ПДР є малою у порівнянні із ГДР, його розташування в області низьких енергій в околі енергій відділення нуклонів робить це явище цікавим для вивчення з точки зору структури ядра, оскільки дозволяє досліджувати деталі сучасних мікроскопічних моделей, які описують відгук ядра на опромінення $E1$ квантами. Крім того, значний інтерес становить дослідження ПДР через можливий його зв'язок із нейтронною “шкірою” атомного ядра та властивостями ядерної матерії, а також його вплив на перерізи реакцій в процесах синтезу важких елементів.

Одним із важливих наслідків наявності ПДР є його суттєвий вплив на перерізи радіаційного поглинання нейтронів в процесах нуклеосинтезу із нейтронно-надлишковими ядрами під час астрофізичного r -процесу [76]. Відомо, що більше половини ядер із масовим числом $A \geq 60$ сформувалися в природі в процесі нуклеосинтезу за рахунок процесу швидкого поглинання нейтронів, так званого r -процесу, який відбувається у зірках. Умови перебігу r -процесу характеризуються високими густинами нейтронів ($N_n > 10^{20} \text{ см}^{-3}$), так що відбувається послідовне поглинання великої кількості нейтронів і формуються екзотичні ядра в області далеко від β -стабільності. Швидкість поглинання нейтронів зазвичай оцінюється в рамках теорії Хаузера-Фешбаха, в якій робиться припущення, що процес поглинання

нейтронів проходить через стадію формування компаунд-ядра у стані термодинамічної рівноваги. Швидкість реакції (n, γ) суттєво залежить від ФСФ в області низькоенергетичного хвоста ГДР. В роботі [77] показано, що швидкість поглинання нейтронів суттєво змінюється із врахуванням ПДР, внаслідок чого теоретичний опис значення відносної розповсюженості елементів відтворює його значення у Сонячній системі.

Магнітні дипольні збудження в атомних ядрах представлені у вигляді M1 моди типу "ножиці" ("scissors mode") та M1 моди зі зміною орієнтації спіну ("spin-flip"). Мода типу "ножиці" експериментально виявлена у стабільних ядрах із достатньо великою деформацією [78], зокрема у рідкоземельних елементах [79] та в області актинідів [80]. Мода типу "ножиці" інтерпретується як обертання в протифазі протонного еліпсоїду відносно нейтронного еліпсоїду, центр мас при цьому залишається на місці. Середнє значення резонансної енергії для моди типу ножиці $E_{sc} \approx 66\delta A^{-1/3}$, δ - параметр деформації ядра, що для рідкоземельних елементів відповідає $E_{sc} \approx 3$ MeV. Середнє значення резонансної енергії для моди з коливаннями спіну $E_{sf} \approx 41A^{-1/3}$, що відповідає значенню $E_{sf} \approx 7-10$ MeV.

1.2. Аналітичні феноменологічні моделі для E1 ФСФ

Більшість із наявних експериментальних даних по ядерному фотозбудженню були отримані із використанням гальмівного випромінювання. В спектрі гальмівного випромінювання домінує електричне дипольне випромінювання (E1). Його внесок є домінуючим в процесах фотопоглинання та гамма-розпаду, якщо вони виникають одночасно із переходами іншої мультипольності. Зазвичай повний переріз фотопоглинання та його компоненти приймаються такими, що відповідають перерізу фотопоглинання електричних дипольних квантів. Для ядер середньої та великої ваги найбільш значним внеском до ймовірності таких переходів в області енергій гамма-випромінювання $8 < \varepsilon_\gamma < 30$ MeV є відгук

ГДР. Загалом, основний внесок у вираз для повного перерізу фотопоглинання $\sigma_{abs}(\varepsilon_\gamma)$ гамма-випромінювання із енергією ε_γ обумовлений сумою двох компонентів: компонента, що відповідає збудженню стану ГДР $\sigma_{E1,GDR}(\varepsilon_\gamma)$, та компонента, що відповідає перерізу фотопоглинання парою нейтрон-протон (фоторозщеплення квазідейтрону) $\sigma_{E1,qd}(\varepsilon_\gamma)$ [4,81]:

$$\sigma_{abs}(\varepsilon_\gamma) = \sigma_{E1,GDR}(\varepsilon_\gamma) + \sigma_{E1,qd}(\varepsilon_\gamma) . \quad (1.2.1)$$

Компонента перерізу фотопоглинання, що пов'язана зі збудженням ГДР, $\sigma_{E1,GDR}$, розраховується із використанням різних аналітичних моделей E1 ФСФ фотозбудження $\vec{f}_{E1}^\alpha(\varepsilon_\gamma)$, де індексом α позначено модель ФСФ [1-3, 63]:

$$\sigma_{E1}^\alpha(\varepsilon_\gamma) = \sigma_{E1,GDR}^\alpha(\varepsilon_\gamma) = 3(\pi\hbar c)^2 \varepsilon_\gamma \vec{f}_{E1}^\alpha(\varepsilon_\gamma) . \quad (1.2.2)$$

ФСФ визначається через спектральну функцію $\Phi(\varepsilon_\gamma, T)$, загальний вираз якої для E1 переходів можна представити у вигляді [82]:

$$\begin{aligned} \vec{f}_{E1}^\alpha(\varepsilon_\gamma) &= \Phi^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) = \frac{1}{3 \cdot (\pi\hbar c)^2} \sum_{j=1}^{j_m} \sigma_{TRK} s_j^\alpha \frac{\bar{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T)}{\varepsilon_\gamma} = \\ &= 8.674 \cdot 10^{-8} \sum_{j=1}^{j_m} \sigma_{TRK} [mb \cdot MeV] s_j^\alpha \frac{\bar{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) [MeV^{-1}]}{\varepsilon_\gamma [MeV]} (MeV^{-3}) = \\ &= \frac{1}{3 \cdot (\pi\hbar c)^2} \frac{\pi}{2} \sum_{j=1}^{j_m} \sigma_{r,j}^\alpha \Gamma_{r,j}^\alpha \frac{\bar{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T)}{\varepsilon_\gamma} . \end{aligned} \quad (1.2.3)$$

Тут індексом j позначено кількість нормальних мод коливань тривісного ротатора і дорівнює $j_m = 1$ для сферичного ядра, $j_m = 2$ для аксіально-симетричного та $j_m = 3$ для ядра з формою тривісного еліпсоїда. Якщо ядро характеризується статичною квадрупольною деформацією, то одна мода коливань відповідатиме коливанням вздовж осі симетрії, а інша вздовж осі, перпендикулярної до осі симетрії. Фактор s_j^α є ваговим множником

(внеском) j -ої моди коливання; σ_{TRK} є значенням правила сум Томаса-Райха-Куна (ТРК):

$$\sigma_{TRK} = 60 \frac{NZ}{A} = 15A(1 - I^2) (\text{mb} \cdot \text{MeV}). \quad (1.2.4)$$

Вираз для $I = (N - Z) / A$ визначає фактор нейтрон-протонної асиметрії. Вага j -тої моди визначає переріз $\sigma_{r,j}^\alpha \cdot \Gamma_{r,j}^\alpha = (2 / \pi) \sigma_{TRK} \cdot s_j^\alpha$ моди j при резонансній енергії $E_{r,j}^\alpha$.

У більшості моделей опису ФСФ фотопоглинання, для функції $\bar{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T)$ використовують форму ліній Лоренца [2-4,6,63]:

$$\bar{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) = L^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) \cdot \frac{2}{\pi} \frac{\varepsilon_\gamma^2 \Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T)}{(\varepsilon_\gamma^2 - (E_{r,j}^\alpha)^2)^2 + (\Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) \cdot \varepsilon_\gamma)^2}. \quad (1.2.5)$$

Використання функції форми Лоренца для опису перерізу фотопоглинання в області біля піку ГДР має суттєві переваги у порівнянні із функціями Брейта-Вігнера, Гауса тощо [6]. Для холодних ядер

$$\bar{F}_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T = 0) = F_j^\alpha(\varepsilon_\gamma). \quad (1.2.6)$$

Для збудженого ("нагрітого") ядра з температурою T вираз для ширини кривої залежить від температури $\Gamma(\varepsilon_\gamma, T)$, що пов'язано із механізмом затухання колективних станів [3, 83]. У спрощеному вигляді температурну залежність ширини можна представити у формі додаткового температурного компонента $\Delta\Gamma_j^\alpha(T)$ [3]:

$$\Gamma_j^\alpha = \Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) = \Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T = 0) + \Delta\Gamma_j^\alpha(T). \quad (1.2.7)$$

В квазідейтронній моделі припускається, що при взаємодії із високоенергетичним $E1$ гамма-квантом має місце фотопоглинання корельованою нейтрон-протонною парою замість того, щоб гамма-квант поглинався всім ядром як цілим, що обумовлено відносно малою довжиною хвилі високоенергетичних фотонів. Взаємодія фотона із двочастинковим кластером є більш ймовірною, ніж взаємодія із великою групою нуклонів, а

наявність дипольного моменту у дейтрона (на відміну від протон-протонної та нейтрон-нейтронної пари) робить поглинання E1 квантів більш ймовірним.

У роботах [4,81] було показано, що переріз поглинання квантів квазідейтроном $\sigma_{qd}(\varepsilon_\gamma)$, що знаходиться в ядрі, може бути виражений через переріз фоторозпаду (фоторозщеплення) $\gamma + d \rightarrow n + p$ вільного дейтрона $\sigma_{qd}(\varepsilon_\gamma)$:

$$\sigma_{qd}(\varepsilon_\gamma) = \frac{L}{A} NZ \sigma_d(\varepsilon_\gamma) \phi(\varepsilon_\gamma) = 6.5 \cdot \frac{NZ}{A} \frac{61.2 \cdot (\varepsilon_\gamma - 2.224)^{3/2}}{\varepsilon_\gamma^3} \phi(\varepsilon_\gamma), \quad (1.2.8)$$

де $\phi(\varepsilon_\gamma)$ - функція, що враховує принцип Паулі, згідно з яким можливі збудження системи нейтрон-протонної пари лежать вище рівня Фермі, добуток NZ визначає повну кількість пар нейтрон-протон в ядрі, цей добуток множиться на зменшуючий фактор L/A , котрий враховує той факт, що лише корельовані нейтрони і протони можуть утворити пару, L - параметр Левінжера. Параметр L в підході [81] до розрахунків функції $\phi(\varepsilon_\gamma)$ не є вільним підгоночним параметром, а має фіксоване значення $L = 6.5$. Вираз для перерізу фоторозщеплення дейтрона підтверджується експериментальними даними в області енергій до 100 MeV.

Функція заборони Паулі $\phi(\varepsilon_\gamma)$, за виразом Левінжера, має експоненційний вигляд, для якого були отримані такі апроксимації із використанням поліномів:

$$\begin{aligned} \phi(\varepsilon_\gamma < 20 \text{ MeV}) &= \exp(-73.3 / \varepsilon_\gamma) \\ \phi(20 \text{ MeV} < \varepsilon_\gamma < 140 \text{ MeV}) &= \\ &= 8.3714 \cdot 10^{-2} - 9.8343 \cdot 10^{-3} \varepsilon_\gamma + 4.1222 \cdot 10^{-4} \varepsilon_\gamma^2 - \\ &\quad - 3.4672 \cdot 10^{-6} \varepsilon_\gamma^3 + 9.3537 \cdot 10^{-9} \varepsilon_\gamma^4 \\ \phi(\varepsilon_\gamma > 140 \text{ MeV}) &= \exp(-24.2 / \varepsilon_\gamma). \end{aligned} \quad (1.2.9)$$

1.2.1. Модель стандартного Лоренціану (SLO)

В моделі SLO [3,4] ФСФ фотопоглинання та гамма-розпаду збігаються $\bar{f}^{\alpha=SLO}(\varepsilon_\gamma) = \bar{f}^{\alpha=SLO}(\varepsilon_\gamma)$. В цій моделі вважається, що енергія $E_{r,j}^{SLO}$ є рівною енергії ГДР $E_{r,j}^{SLO} = E_{r,j}$, ширина розпаду ГДР Γ_j^{SLO} є сталою, не залежною від енергії гамма-випромінювання ε_γ та від температури, і рівною ширині j -тої моди стану ГДР:

$$\Gamma_j^{SLO} = \Gamma_{r,j}^{SLO} = const \neq \varphi(\varepsilon_\gamma, T). \quad (1.2.10)$$

Незалежність ширини Γ_j^{SLO} від енергії відповідає фрагментаційній компоненті колективної ширини релаксації, яка визначає перерозподіл γ -сили в самоузгодженому середньому полі, коли міжнуклонні зіткнення в середині ядра не враховуються. В напівкласичному наближенні фрагментаційна компонента ширини релаксації пояснюється зіткненням нуклонів з рухомою поверхнею ядра (однчастинкова дисипація) [3].

Модель SLO є найбільш широко вживаною для опису даних фотопоглинання у ядрах середньої ваги та у важких ядрах. У моделі SLO, величини $E_{r,j}^{SLO}$, $\Gamma_{r,j}^{SLO}$ та $s_{r,j}^{SLO}$ використовуються як змінні в процедурі підгонки даних. Відомо, що модель SLO з енергетично-незалежною шириною суттєво переоцінює спектр гамма-розпаду у області низьких енергій $\varepsilon_\gamma \leq 1-2$ MeV [6].

1.2.2. Модель Кадменського-Маркушева-Фурмана (КМФ)

В моделі КМФ з роботи [84] вперше було отримано коректний опис Е1 ФСФ для граничного випадку енергій гамма-випромінювання $\varepsilon_\gamma \rightarrow 0$ в області енергій $\varepsilon_\gamma < S_n$ із використанням теорії Фермі рідини для скінченних систем. В цій роботі було отримано вираз для Е1 ФСФ гамма-розпаду із переходом ядра із початкового стану i (із енергією збудження $U_i = \varepsilon_n + S_n$)

до кінцевого стану f (стан f має енергію збудження $U_f = U_i - \varepsilon_\gamma$, тому температура кінцевого стану $T_f \rightarrow U_f = U_i - \varepsilon_\gamma (\rightarrow 0) = U_i$; $T_f \approx T_i$):

$$\bar{f}^\alpha(\varepsilon_\gamma \rightarrow 0) = \frac{1}{3 \cdot (\pi \hbar c)^2} \cdot \sigma_r \cdot \Gamma_r^{KMF} \cdot K \cdot \frac{\Gamma^\alpha(\varepsilon_\gamma = 0, T_f \approx T_i)}{(E_r^{KMF})^3}, (MeV^{-3}). \quad (1.2.11)$$

Величина K визначена параметрами F'_0 та F'_1 , які є константами, що описують взаємодії між квазічастинками у моделі Фермі рідини: $K = (1 + F'_1/3)^{1/2} / (1 + F'_0/3)^{1/2} = \sqrt{E_r / E_{av}}$. Тут E_{av} - це середня енергія одночастинково-однодіркових станів, які формують ГДР. Величина $K = 0.7$ розрахована в моделі КМФ.

Температурна залежність ширини гамма-розпаду в моделі КМФ [84] $\Gamma_j^{\alpha=KMF}(\varepsilon_\gamma, T)$ береться у вигляді двох доданків, що відповідає виразу, отриманому в рамках теорії Фермі рідини:

$$\begin{aligned} \Gamma^{\alpha=KMF} &= \Gamma^\alpha(\varepsilon_\gamma, T) = \Gamma^\alpha(\varepsilon_\gamma, T_f = 0) + \Delta\Gamma^\alpha(T_f), \\ \Delta\Gamma^\alpha(T) &= g^\alpha \cdot 4\pi^2 T_f^2, \\ \Gamma^{KMF}(\varepsilon_\gamma, T_f = 0) &= g^\alpha \varepsilon_\gamma^2. \end{aligned} \quad (1.2.12)$$

Перший доданок визначається розпадом частинково-діркових станів на більш складні конфігурації (2p-2h стани), а другий пов'язаний із наявністю температури у кінцевого стану ядра T_f та обумовлений зіткненням між квазічастинками. Температура T_f стану f визначається енергією збудження ядра після випромінення гамма-кванта.

Значення константи g^α знаходиться з умови нормування ширини для холодного ядра $\Gamma^\alpha(\varepsilon_\gamma = E_{r(GDR)}^\alpha, T_f = 0) = \Gamma_r^\alpha$:

$$g^\alpha = \frac{\Gamma_r^\alpha}{(E_r^\alpha)^2}. \quad (1.2.13)$$

1.2.3. Наближення узагальненого Лоренціану (GLO) та підсиленого узагальненого Лоренціану (EGLO)

В моделях GLO та EGLO [3, 4, 85] для опису ФСФ фотопоглинання використовується функція форми лінії $F_j^\alpha(\varepsilon_\gamma)$ із енергетично-залежною шириною. Для опису енергетичної залежності ширини в моделях GLO та EGLO застосовується квадратична залежність від енергії гамма-випромінювання [1-3] із емпіричним параметром ширини в резонансі таким, як і в моделі SLO:

$$\Gamma_j^{GLO}(\varepsilon_\gamma) = \frac{\Gamma_{r,j}^{GLO}}{(E_{r,j}^{GLO})^2} \cdot \varepsilon_\gamma^2 = \frac{\Gamma_{r,j}^{SLO}}{(E_{r,j}^{SLO})^2} \cdot \varepsilon_\gamma^2. \quad (1.2.14)$$

В моделях GLO та EGLO для опису ФСФ гамма-розпаду функція \bar{F}^α включає 2 компонента: 1) Лоренціан (1.2.5) із температурно- та енергетично- залежною шириною (1.2.14) та 2) доданок, який відповідає ліміту $\varepsilon_\gamma \rightarrow 0$ з моделі КМФ (1.2.11) [86-87]:

$$\bar{F}^{\alpha=GLO,EGLO}(\varepsilon_\gamma) = \frac{2}{\pi} \left(\frac{\varepsilon_\gamma^2 \Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T_f)}{(\varepsilon_\gamma^2 - (E_{r,j}^\alpha)^2)^2 + (\Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T_f) \cdot \varepsilon_\gamma)^2} + \frac{0.7 \varepsilon_\gamma \Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma = 0, T_f \approx T_i)}{(E_{r,j}^\alpha)^3} \right). \quad (1.2.15)$$

Використання даного виразу призводить до наявності ненульової величини Е1 сили у випадку температурно-залежного ліміту при енергії гамма-випромінювання $\varepsilon_\gamma \rightarrow 0$.

Для опису температурної залежності ширини в моделі GLO застосовується вираз, аналогічний до виразу в моделі КМФ:

$$\begin{aligned} \Gamma_j^{\alpha=GLO} &= \Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T_f) = \Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T = 0) + \Delta \Gamma_j^\alpha(T_f) = g^{GLO}(\varepsilon_\gamma^2 + 4\pi^2 T_f^2) = \\ &= \frac{\Gamma_{r,j}^\alpha}{(E_{r,j}^\alpha)^2} \cdot \varepsilon_\gamma^2 + \frac{\Gamma_{r,j}^\alpha}{(E_{r,j}^\alpha)^2} \cdot 4\pi^2 T_f^2 = \frac{\Gamma_{r,j}^\alpha}{(E_{r,j}^\alpha)^2} (\varepsilon_\gamma^2 + 4\pi^2 T_f^2) \end{aligned} \quad (1.2.16)$$

Даний вираз відтворює фотоядерні дані для холодних ядер $\Gamma_j^{GLO}(\varepsilon_\gamma = E_{r,j}, T_f = 0) = \Gamma_j^{GLO}(\varepsilon_\gamma)$.

В узагальненій моделі EGLO запропонована така залежність ширини [87 та посилання в ній]:

$$\Gamma_j^{\alpha=EGLO}(\varepsilon_\gamma, T_f) = g^\alpha \cdot \chi(\varepsilon_\gamma) \cdot (\varepsilon_\gamma^2 + 4\pi T_f^2) = \frac{\Gamma_{r,j}^\alpha}{\varepsilon_\gamma^2} \cdot \chi(\varepsilon_\gamma) \cdot (\varepsilon_\gamma^2 + 4\pi T_f^2). \quad (1.2.17)$$

Енергетично-залежна функція $\chi(\varepsilon_\gamma)$ має такий вигляд:

$$\chi(\varepsilon_\gamma) = k + (1-k)(\varepsilon_\gamma - \varepsilon_0) / (E_r - \varepsilon_0),$$

$$k = \begin{cases} 1 & A < 148 \\ 1 + 0.09(A - 148)^2 \exp(-0.18(A - 148)) & A \geq 148. \end{cases} \quad (1.2.18)$$

Параметри підгонки k та ε_0 обираються емпірично із підгонки експериментальних даних з усередненого резонансного поглинання (ARC). Значення $k > 1$ відтворює уширення $\Gamma_j^{EGLO}(\varepsilon_\gamma, T_f)$ при $\varepsilon_\gamma = \varepsilon_0$, а при $k = 1$ вирази (1.2.16) та (1.2.17) збігаються. Тут температура кінцевого стану визначена як $T_f = \sqrt{(U_i - \varepsilon_\gamma) / a}$.

1.2.4. Модель спрощеного модифікованого Лоренціану (SMLO)

Для холодних ядер для опису ФСФ фотопоглинання в моделі SMLO використовується вираз для ширини із лінійною залежністю від енергії гамма-випромінювання [1-3, 6, 64, 88, 89]:

$$\Gamma_j^{SMLO}(\varepsilon_\gamma) = \frac{\Gamma_{r,j}^{SMLO}}{E_{r,j}^{SMLO}} \cdot \varepsilon_\gamma. \quad (1.2.19)$$

В нагрітих ядрах функція форми лінії має вигляд ф. (1.2.5) із масштабуючим фактором низькоенергетичного підсилення $L(\varepsilon_\gamma, T)$:

$$L(\varepsilon_\gamma, T_f) \equiv \frac{1}{1 - \exp(-\varepsilon_\gamma / T_f)} \xrightarrow{\varepsilon_\gamma \ll U_i} \frac{T_i}{\varepsilon_\gamma}. \quad (1.2.20)$$

Температурна залежність ширини відповідає виразу ф. (1.2.7):

$$\begin{aligned} \Gamma_j^{\alpha=SMLO} &= \Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T_f) = \Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma, T = 0) + \Delta\Gamma_j^\alpha(T_f) = \\ &= g^\alpha(\varepsilon_\gamma \cdot E_{r,j}^\alpha + 4\pi^2 T_f^2) = \frac{\Gamma_{r,j}^\alpha}{E_{r,j}^\alpha} \cdot \varepsilon_\gamma + \frac{\Gamma_{r,j}^\alpha}{(E_{r,j}^\alpha)^2} \cdot 4\pi^2 T_f^2. \end{aligned} \quad (1.2.21)$$

1.2.5. Модель потрійного Лоренціану (TLO)

В моделі потрійного Лоренціану TLO ядро розглядається як тривісний еліпсоїд обертання, що призводить до розщеплення ГДР на 3 компоненти, і Е1 ФСФ описується формулами (1.2.3, 1.2.5) із $j_m = 3$. Вперше ця модель була запропонована авторами в [90-92], а пізніше розвинута в роботах [93-95].

Вхідні параметри в моделі TLO взято із різних теоретичних моделей. Резонансні енергії нормальних мод коливань обираються у відповідності до гідродинамічної моделі рідкої краплини [62, 70, 93, 94]:

$$E_{r,j}^{TLO} = E_r^{LDH} \frac{R_0}{R_j}, \quad (1.2.22)$$

де E_r^{LDH} - енергія ГДР еквівалентного за об'ємом сферичного ядра із радіусом R_0 . Дана величина розраховується відповідно до виразу (4.12) з [70]:

$$E_r^{LDH} = \frac{\hbar c}{R_0} \sqrt{\frac{8J}{m^* c^2} \frac{A^2}{4NZ}} \left[1 + u - \varepsilon \frac{1 + \varepsilon + 3u}{1 + \varepsilon + u}\right]^{-1/2} \text{ MeV}. \quad (1.2.23)$$

Тут $\varepsilon = 0.0768$; $u = (1 - \varepsilon)A^{-1/3} 3J / Q$; $R_0 = 1.16A^{1/3}$ фм; константа енергії симетрії ядра $J = 32.7$ МеВ; константа поверхневої жорсткості $Q = 29.2$ МеВ; значення ефективної маси $m^* c^2 = 874$ МеВ обрано у [70] з умови збігу енергій ГДР з експериментальними даними.

Резонансні ширини ГДР в моделі TLO $\Gamma_{r,j}^{TLO}$ є незалежними від енергії гамма-випромінювання і визначаються ступеневим законом залежності від резонансної енергії еквівалентного за об'ємом сферичного ядра E_r^{LDH} [92,93, 95] таким чином:

$$\Gamma_{r,j}^{TLO} = \Gamma_0 \left(\frac{E_{r,j}^{TLO}}{E_r^{LDH}} \right)^\delta = 1.99 \text{ MeV} \left(\frac{E_{r,j}^{TLO}}{10 \text{ MeV}} \right)^{1.6} = 0.045 (E_{r,j}^{TLO})^{1.6}. \quad (1.2.24)$$

Показник степеню $\delta = 1.6$ і параметри $\Gamma_0 = 1.99$ МеВ, $E_0 = 10$ МеВ обрано у відповідності до [93, 95].

Для ядра із квадрупольною деформацією вираз для радіусу ядра можна записати у вигляді [96] $R = R_0(1 + \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\theta, \varphi))$, де R_0 - це радіус сферичного ядра із тим же об'ємом, а $Y_{2\mu}(\theta, \varphi)$ - сферичні гармоніки другого порядку. П'ять коефіцієнтів розкладу $\alpha_{2\mu}$ можуть бути представлені у вигляді: $\alpha_{21} = \alpha_{2-1} = 0$, $\alpha_0 = \beta \cos \gamma$ та $\alpha_{22} = \alpha_{2-2} = (1/\sqrt{2}) \beta \sin \gamma$. Тоді форма ядра може бути визначена через параметри (β, γ) , де параметр β визначає ступінь квадрупольної деформації (описує відхилення форми ядра від сфери), а параметр γ визначає ступінь неаксіальності. Зв'язок між цими параметрами деформації та радіусами вздовж головних осей тривісного еліпсоїда може бути представлений у вигляді: $\delta R_k = R_k - R_0 = \sqrt{5/4\pi} R_0 \beta \cos(\gamma - \frac{2k\pi}{3})$ із $k = 1, 2, 3$. З цього виразу видно, що достатньо використовувати параметри деформації $\beta \geq 0$ та $0^\circ \leq \gamma \leq 60^\circ$ для того, щоб описати форму ядра, оскільки для будь-яких значень за межами вказаного діапазону можна знайти параметри в його межах, які б відповідали такій же формі ядра, але із іншою орієнтацією ядра у просторі. Параметри деформації при описі можливих форм ядра будуть такими: сферичне ядро $\beta = 0$, витягнуте ядро $\beta > 0$, $\gamma = 0^\circ$, сплюснуте ядро $\beta > 0$, $\gamma = 60^\circ$ тривісне ядро $\beta > 0$, $0^\circ < \gamma < 60^\circ$.

Для розрахунку довжин півосей R_j у (1.2.22) використовуються параметри деформації, визначені у параметризації Бора-Моттельсона [61, 97] та в параметризації Хілла-Віллера [92, 93, 97] таким чином:

$$R_j = R_j^B = R_0(1 + \sqrt{5/4\pi} \cdot \beta \cos(\gamma - \frac{2}{3}\pi j)), \quad (1.2.25)$$

$$R_j = R_j^H = R_0 \cdot \exp(\sqrt{5/4\pi} \cdot \beta \cdot \cos(\gamma - \frac{2}{3}\pi j)). \quad (1.2.26)$$

В першому наближенні по параметру деформації β дані вирази є однаковими.

1.2.6. Феноменологічні моделі М1 ФСФ

Надійність опису ФСФ суттєво покращується при застосуванні мікроскопічних та напівмікроскопічних моделей. Зокрема, в рамках квазічастинкового наближення випадкових фаз QRPA було розраховано повний набір Е1 та М1 ФСФ [89 та посилання там]. Проте при порівнянні із експериментальними даними виявляється, що розрахунки QRPA потребують додаткових феноменологічних корекцій, наприклад, потребують врахування несферичності ядер тощо. Окрім того, багато сучасних комп'ютерних кодів потребують простих аналітичних виразів, які із гарною точністю відтворювали спостережувані перерізи. Такі вирази було запропоновано в [3], і вони передбачають використання виразів з формою лінії Лоренца. Опис М1 резонансів повинен включати вираз для моди з поворотом спіну ("spin-flip"), моди коливань типу "ножиці" ("scissors") [98], а також вираз, що описує низькоенергетичне підсилення. Тому повна М1 ФСФ \bar{f}_{M1} береться у такому вигляді:

$$\bar{f}_{M1} = \frac{1}{3(\pi\hbar c)^2} \cdot \left\{ \sigma_{sc} \cdot \frac{\varepsilon_\gamma^2 \Gamma_{sc}}{(\varepsilon_\gamma^2 - (E_{sc}^2)^2)^2 + (\Gamma_{sc} \cdot \varepsilon_\gamma)^2} + \right. \\ \left. + \sigma_{sf} \cdot \frac{\varepsilon_\gamma^2 \Gamma_{sf}}{(\varepsilon_\gamma^2 - (E_{sf}^2)^2)^2 + (\Gamma_{sf} \cdot \varepsilon_\gamma)^2} \right\} + C \exp(-\eta \varepsilon_\gamma), \quad (1.2.27)$$

де $i = sc, sf$ - позначає моду типу "ножиці" та моду із коливанням спіну відповідно, σ_i - переріз в піку для моди коливань типу i , E_i - енергія в піку, Γ_i - ширина на половині висоти відповідного піку. Параметри М1 резонансів були визначені на основі експериментальних даних по усередненому резонансному поглинанню ARC та ядерній резонансній флюоресценції NRF і у відповідності до [89] становлять: параметри резонансу із коливаннями спіну - $\sigma_{sf} = 0.03A^{5/6}$ мб, $E_{sf} = 18A^{1/6}$ МеВ, $\Gamma_{sf} = 4$ МеВ; параметри резонансу моди типу "ножиці" - $\sigma_{sc} = 10^{-2} |\beta_2| A^{9/10}$ мб,

$E_{sc} = 5A^{-1/10}$ MeV, $\Gamma_{sf} = 1.5$ MeV; параметри низькоенергетичного підсилення - $\eta = 0.8$, $C = 3.5 \cdot 10^{-8} \exp(-6\beta_2)$ MeV⁻³.

1.2.7. Модель двох зв'язаних осциляторів (ТМЕ)

E1 гамма-переходи є домінуючими в області максимуму перерізу фотопоглинання, а в області близько до енергії відділення нейтрона приблизно 1-2% від енергетично зваженого правила сум становить ПДР [99], який наразі вивчений в значно меншому об'ємі, ніж ГДР. Вивчення характеристик ПДР є актуальною науковою задачею. Зокрема, як показано у [77], врахування пігмі дипольного резонансу в теоретичних розрахунках швидкості поглинання нейтронів у r-процесі для еволюції зірок та розповсюдженості елементів у Всесвіті суттєво покращує відповідність теоретичних розрахунків до експериментально спостережуваних величин розповсюдженості елементів.

Для E1 ФСФ традиційно використовувався вираз із двома незалежними Лоренціанами, які пов'язані із відгуком двох незалежних мод коливань ПДР та ГДР на зовнішнє E1 поле. Проте різні мікроскопічні та макроскопічні підходи вказують на можливість існування зв'язку між цими модами та впливу однієї моди коливань на іншу [100]. Для дослідження зв'язку між модами коливань при описі E1 ФСФ можливим є застосування моделі Two Modes Excitation (ТМЕ) [29] зі збудженням двох мод (двох станів) коливань – низькоенергетичного (ПДР) та високоенергетичного ГДР на основі розгляду коливань двох зв'язаних осциляторів із затуханням [101-103].

В даній моделі розглядається система двох осциляторів та записується система рівнянь руху осциляторів під дією вимушуючої сили, що створюється зовнішнім електричним полем із напруженістю $E \sim \exp(i\omega_\gamma t)$, що відповідає частоті коливань гамма-випромінювання $\omega_\gamma = \varepsilon_\gamma / \hbar$. Розв'язок

цієї системи призводить до аналітичного вигляду функції відгуку ядра $\chi(E_\gamma)$ на зовнішнє поле із частотою $\omega = \varepsilon_\gamma / \hbar$ у вигляді суми двох компонентів:

$$\chi(\varepsilon_\gamma) = P(\varepsilon_\gamma; GDR, PDR) + P(\varepsilon_\gamma; PDR, GDR). \quad (1.2.30)$$

Компоненти функції відгуку мають вигляд:

$$P(\varepsilon_\gamma; p, g) = \frac{z_p^2 + \frac{z_p z_g i \varepsilon_\gamma \gamma}{E_g^2 - \varepsilon_\gamma^2 + i \varepsilon_\gamma (\Gamma_g + \gamma)}}{E_p^2 - \varepsilon_\gamma^2 + i \varepsilon_\gamma (\Gamma_p + \gamma) + \frac{\gamma^2 \varepsilon_\gamma^2}{E_g^2 - \varepsilon_\gamma^2 + i \varepsilon_\gamma (\Gamma_g + \gamma)}}. \quad (1.2.31)$$

Тут E_m , Γ_m та z_m ($m = p, g$) є відповідно енергією, шириною та внеском станів ПДР та ГДР, γ - це параметр зв'язку між двома модами збудження. У випадку незалежних мод ($\gamma = 0$) цей вираз відповідає підходу з двома незалежними Лоренціанами.

В роботі [29] розрахунки в моделі ТМЕ порівнювалися із мікроскопічними розрахунками та наявними експериментальними даними із фотопоглинання у сферичних ядрах. Було показано, що в моделі ТМЕ врахування зв'язку між модами коливань ПДР та ГДР призводить до кращого опису експериментальних даних та мікроскопічних моделей у порівнянні із використанням незалежних функцій Лоренца. Зважаючи на це, можна сказати, що врахування зв'язку між модами коливань може давати точніше визначення характеристик ПДР та ГДР.

1.3. Вхідні параметри моделей ФСФ

Отримання експериментальних значень характеристик ГДР в моделях SLO та SMLO описано в Розділі 2.2. [6, 51]. При цьому використовувалась підгонка теоретично розрахованих перерізів фотопоглинання до експериментальних даних. В роботі [33] було отримано загальну систематику для характеристик ГДР (ваги, енергій та ширин) [1-3] на основі процедури мінімізації за методом найменших квадратів експериментальних даних із

похибками. Мінімізація виконувалася за допомогою програмного коду MINUIT [104].

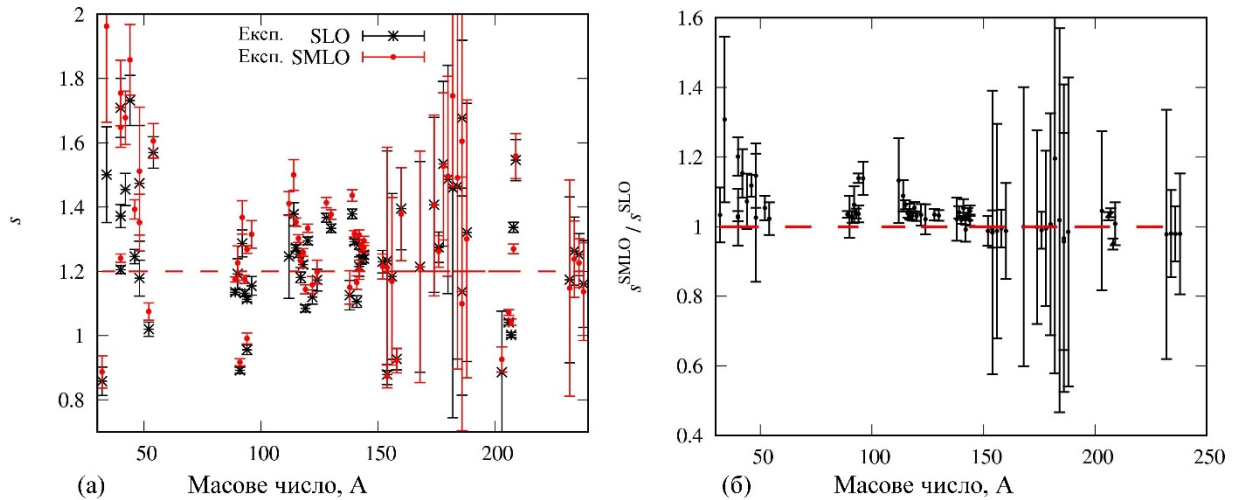


Рис.1.2. (а) Експериментальні значення сумарної ваги компонентів ГДР $s^\alpha = s_a^\alpha + s_b^\alpha$, отриманих в рамках SMLO та SLO моделей [6]. (б) Відношення значень сумарної ваги в моделях SMLO та SLO s^{SMLO} / s^{SLO}

На Рис.1.2 показано порівняння експериментальних значень суми ваги s^α , отриманих в моделі SLO та SMLO для сферичних ядер та для аксіально-деформованих ядер з масовими числами $150 < A < 190$ та $220 < A < 253$. Видно, що систематичне значення $s^\alpha = 1.2$ може бути використане як систематичне значення в моделях SLO та SMLO. При розрахунках в моделі GLO використовувалася величина $s_j^{GLO} = s_j^{SLO}$.

Систематика для резонансних енергій $E_{r,sys}^\alpha$ була отримана з підгонки за методом найменших квадратів величин рекомендованих характеристик ГДР [6] для сферичних і деформованих ядер у областях масових чисел $150 < A < 190$ та $220 < A < 253$, де дані ядра можна розглядати як аксіально-деформовані. Таким чином, проводилася одночасна підгонка резонансної енергії у сферичних ядрах та середньої резонансної енергії E_r^α у аксіально-деформованих ядрах [105-106]:

$$\begin{cases} E_r^\alpha = (s_a^\alpha \cdot E_{r,a}^\alpha + s_b^\alpha \cdot E_{r,b}^\alpha) / s^\alpha \\ s^\alpha = s_a^\alpha + s_b^\alpha \end{cases}, \quad (1.3.1)$$

де $E_{r,a}^\alpha$ ($E_{r,b}^\alpha$) - це резонансні енергії коливань вздовж (перпендикулярно) до осі симетрії, а s_a^α (s_b^α) - відповідна вага коливань.

При розрахунках систематики ваги коливань використовувалось наближення рівної ймовірності збудження нормальних мод колективних коливань [4, 62, 63, 70, 105-109], що відповідає двократному виродженню гігантських колективних коливань, перпендикулярних до осі симетрії:

$$\begin{cases} s_1^\alpha = s^\alpha / 3; & s_2^\alpha = 2s^\alpha / 3, \beta > 0 \\ s_1^\alpha = 2s^\alpha / 3; & s_2^\alpha = s^\alpha / 3, \beta < 0 \end{cases}. \quad (1.3.2)$$

Тут параметр β - це параметр статичної квадрупольної деформації, що визначає форму еліпсоїда обертання: $\beta > 0$ для витягнутого еліпсоїда, $\beta < 0$ для сплюсненого еліпсоїда.

Систематичні значення резонансних енергій $E_{r,j}^\alpha$, пов'язані із енергіями коливань вздовж півосей симетрії $E_{r,a}^\alpha$ ($E_{r,b}^\alpha$), розраховуються за такими формулами:

$$\begin{cases} E_{r,a}^\alpha = E_{r,1}^\alpha; & E_{r,b}^\alpha = E_{r,2}^\alpha; & \beta > 0, a > b, E_{r,a}^\alpha < E_{r,b}^\alpha \\ E_{r,a}^\alpha = E_{r,2}^\alpha; & E_{r,b}^\alpha = E_{r,1}^\alpha; & \beta < 0, a < b, E_{r,a}^\alpha > E_{r,b}^\alpha \end{cases}. \quad (1.3.3)$$

Систематика резонансних енергій $E_{r,a}$, $E_{r,b}$ була розрахована із використанням співвідношень [89]:

$$\begin{cases} E_{r,a} = 3E_r / (1 + 2D) \\ E_{r,b} = 3E_r D / (1 + 2D) \end{cases}. \quad (1.3.4)$$

Співвідношення між енергіями резонансних коливань $E_{r,b} / E_{r,a}$ та довжинами півосей ядра для аксіально-симетричних ядер взято відповідно до гідродинамічної моделі [109]:

$$\frac{E_{r,b}}{E_{r,a}} = 0.911 \frac{R_a}{R_b} + 0.089 = D. \quad (1.3.5)$$

Тут $R_a(R_b)$ позначено довжини півосей еліпсоїда вздовж (перпендикулярно) до осі симетрії. Співвідношення між довжинами півосей визначається параметром деформації α_2 , $R_a / R_b = (1 + \alpha_2) / (1 - \alpha_2 / 2)$. Параметри квадрупольної деформації α_2 та β_2 пов'язані таким співвідношенням $\alpha_2 = \beta_2 \sqrt{5 / 4\pi}$.

При застосуванні лінійного наближення по деформації та наближення для параметру $D \approx R_a / R_b$ загальний вираз для резонансних енергій збігається із виразом для енергій у гідродинамічній моделі ядра [62]:

$$E_a = E_r \cdot \frac{R_0}{R_a}, \quad E_b = E_r \cdot \frac{R_0}{R_b}, \quad (1.3.6)$$

де R_0 - це радіус сфери еквівалентного об'єму $R_0^3 = R_a R_b^2$.

В напівкласичній гідродинамічній моделі Штейнведеля-Йенсена [69] протони і нейтрони розглядаються як дві рідини, що коливаються відносно одне одного всередині ядра, а на поверхні займають фіксоване положення (поверхня ядра залишається незмінною), тобто розглядається зміна густини нуклонів всередині ядра. Нейтронна і протонна рідини коливаються з єдиною частотою при дії на ядро електричного дипольного випромінювання. Рух нуклонів описується гідродинамічними рівняннями неперервності та рівняннями Ейлера. Повертаюча сила є пропорційна градієнту густини рідин, що призводить до залежності резонансної енергії від масового числа у вигляді: $E_r \sim A^{-1/3}$.

В напівкласичній гідродинамічній моделі Гольдхабера-Теллера [68] розглядають коливання протонів і нейтронів як коливання двох твердих нестисливих сфер, які зміщуються одна відносно одної на деяку відстань, і жорсткість коливань визначається взаємодією між нуклонами у зміщених частинах. Повертаюча сила пропорційна до площі поверхні ядра, що призводить до залежності: $E_r \sim A^{-1/6}$. Якщо коливання нуклонів формуються

як об'ємними, так і поверхневими коливаннями та спрощений вираз для систематики енергій ГДР можна представити у вигляді [105]:

$$E_{r,sys} = e_1 A^{-1/3} + e_2 A^{-1/6}. \quad (1.3.7)$$

В нашому дослідженні систематика енергій ГДР була визначена відповідно до більш сучасного і реалістичного виразу, що визначає резонансну енергію у сферичних ядрах та середню енергію у деформованих ядрах [89]:

$$E_{r,sys}^\alpha = \frac{e_1^\alpha (1 - I^2)^{1/2} A^{-1/3}}{(1 + e_2^\alpha A^{-1/3})^{1/2}}, \quad (1.3.8)$$

де $I = (N - Z)/(N + Z)$ - фактор нейтрон-протонної асиметрії. При підгонці рекомендованих характеристик ГДР, отриманих в рамках моделей SLO та SMLO виразом (1.3.8), було отримано такі значення параметрів (в МеВ) [33]:

$$\begin{aligned} e_1^{SMLO} &= 128.39 \pm 0.88 \approx 128.0 \pm 0.9, \\ e_2^{SMLO} &= 8.45 \pm 0.18 \approx 8.5 \pm 0.2, \\ e_1^{SLO} &= 130.28 \pm 0.91 \approx 130.0 \pm 0.9, \\ e_2^{SLO} &= 8.97 \pm 0.19 \approx 9.0 \pm 0.2. \end{aligned} \quad (1.3.9)$$

Вираз для систематики ширини брався у вигляді ступеневої залежності:

$$\Gamma_{r,j}^\alpha = \Gamma_{r,j,sys}^\alpha = c^\alpha (E_{r,j})^{d(\alpha)} \text{ (MeV)}. \quad (1.3.10)$$

При апроксимації експериментальних даних ширин виразом (1.3.10) були отримані такі значення параметрів в моделях SMLO та SLO:

$$\begin{aligned} c^{SMLO} &= 0.42 \pm 0.05, \quad d^{SMLO} = 0.90 \pm 0.04; \\ c^{SLO} &= 0.32 \pm 0.03, \quad d^{SLO} = 0.98 \pm 0.03; \\ c^{GLO} &= c^{SLO}; \quad d^{GLO} = d^{SLO}. \end{aligned} \quad (1.3.11)$$

Загальний вираз (1.3.8) є подібним до виразу, отриманого як спрощена апроксимація власних значень енергій у динамічних рівняннях коливань в рамках моделі рідкої краплини (формула (5.1) з [70]), що використовується в

моделі TLO (спрощена версія формули (1.2.23) для резонансної енергії еквівалентного за об'ємом сферичного ядра в моделі TLO), а також відповідає виразу для енергії ГДР [107, 108] у підході з використанням правила сум. Параметри у цих виразах відрізняються.

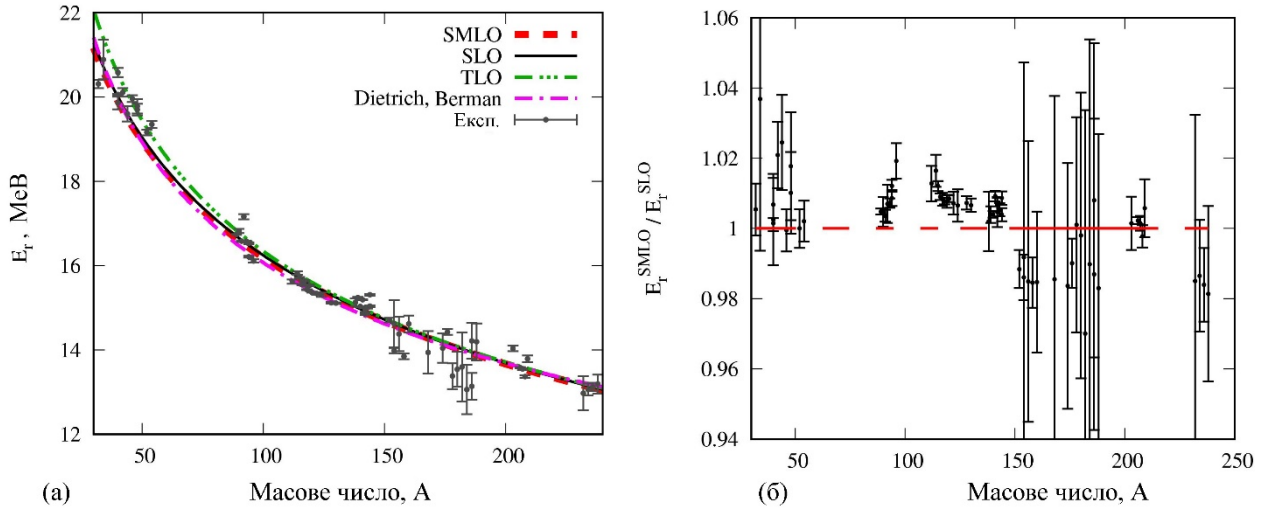


Рис.1.3. (а) Порівняння середньої енергії ГДР (E_r^α), отриманої з експериментальних значень [6], а також теоретичних значень із розрахунків на основі систематики (формула 1.3.8) в моделях SLO та SMLO ($E_{r,sys}^{SLO(SMLO)}$), в гідродинамічній моделі рідкої краплини (E_r^{LDH}) (вираз (1.2.23)) та з систематикою з [131]. (б) Експериментальні значення середніх енергій, розрахованих в моделі SMLO по відношенню до моделі SLO

Для порівняння параметрів середньої енергії, що розраховується в рамках моделей SLO, SMLO та на основі гідродинамічної моделі рідкої краплини, що застосовується в моделі TLO, на Рис.1.3 зображено експериментальні значення резонансної енергії у сферичних ядрах та середньої резонансної енергії у аксіально-деформованих ядрах ($150 < A < 190$, $220 < A < 253$) E_r^α із невизначеностями, отриманими у моделях SLO та SMLO в залежності від масового числа. Ці дані порівнюються із кривими, що

розраховані за виразами систематики $E_{r,sys}^{SLO}$ та $E_{r,sys}^{SMLO}$ (вирази (1.3.8) та (1.3.9)), а також із теоретичною кривою, розрахованою в межах гідродинамічної моделі рідкої краплини E_r^{LDH} (1.2.23). На Рис.1.3 експериментальні значення приведені для реальних сферичних та аксіально-деформованих ядер, взятих із [6], а теоретичні криві приводяться в залежності від масового числа для ядер, для яких фактор нейтронно-протонної асиметрії відповідає апроксимації Гріна [110] для лінії бета-стабільності:

$$I = (N - Z) / A = 0.4A / (A + 200). \quad (1.3.12)$$

Із Рис.1.3 видно, що середні енергії ГДР E_r^α , визначені із використанням моделей SLO, SMLO, близькі, а відносні відхилення теоретичних значень $E_{r,sys}^{SLO(SMLO)}$ від експериментальних даних не перевищують ~6%. Відносне відхилення систематичних значень в моделях SLO та SMLO від середніх експериментальних значень ГДР енергій не перевищує 1%. Криві систематик на Рис.1.3 представляють найкращий опис існуючих експериментальних даних, оскільки значення параметрів систематики отримані методом найменших квадратів на основі великої кількості експериментальних даних. Криві систематик, розраховані в моделях SLO та SMLO, описують експериментальні дані для усіх ядер краще, ніж вираз з гідродинамічної моделі для E_r^{LDH} (1.2.23). З Рис.1.3 видно, що для ядер із $A < 80$, енергії E_r^{LDH} ближче розташовані до експериментальних даних, порівняно із розташуванням систематики в моделі SLO.

На Рис.1.4 представлені експериментальні значення ширин ГДР Γ_r^{SLO} для сферичних ядер, розраховані в моделі SLO із невизначеностями [6]. Експериментальні дані порівнюються із теоретичними розрахунками в систематиці в моделях SLO та SMLO $\Gamma_{r,sys}^{SLO(SMLO)}$ (1.3.10) та із розрахунками в моделі TLO Γ_r^{TLO} , вираз (1.2.24). Теоретичні криві розраховано за виразом (1.3.10) для ядер із нейтронно-протонним надлишком за формулою Гріна

(1.3.12). Із Рис.1.4 видно, що значення ширин ГДР, визначені із систематики параметрів в моделях SLO та SMLO, добре узгоджуються із експериментальними значеннями в межах їх похибок і описують експериментальні значення краще, ніж модель TLO. Проте експериментальні значення Γ_r^{SLO} та Γ_r^{SMLO} можуть відрізнятись до 40%.

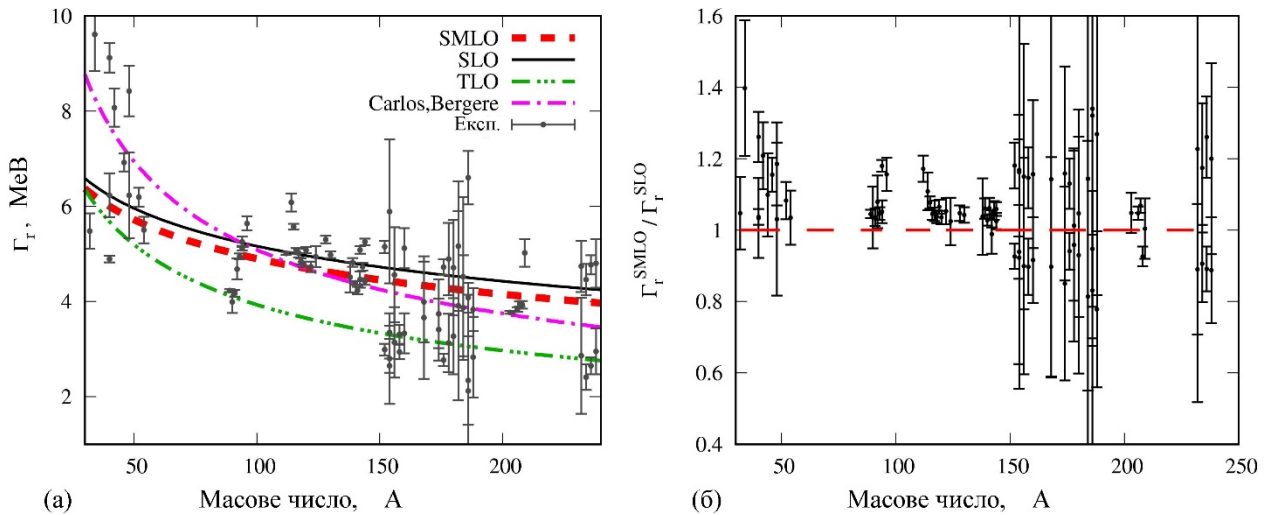


Рис.1.4. (а) Порівняння експериментальних значень ширини ГДР для сферичних ядер (Γ_r^{SLO}) [6] із розрахунками за систематикою згідно із виразом (1.3.10) для моделей SLO і SMLO ($\Gamma_{r,sys}^{SLO(SMLO)}$), із розрахунками відповідно до моделі TLO (Γ_r^{TLO}), а також із систематикою [121]. (б) Відношення експериментальних значень ширини ГДР для сферичних ядер, обчислених у моделі SMLO по відношенню до значень, отриманих у моделі SLO

Порівняння енергій та ширин, що застосовуються в моделях SLO та SMLO із експериментальними даними виконано на основі χ^2 -критерію для двох наборів даних: 1) порівняння між експериментальними значеннями $E_r^{SLO}(\Gamma_r^{SLO})$, отриманими в моделі SLO, та теоретичними розрахунками $E_{r,sys}^{SLO(SMLO)}(\Gamma_{r,sys}^{SLO(SMLO)})$ та $E_r^{LDH}(\Gamma_r^{TLO})$ для ядер із відповідними масовими

числами, але із нейтронним надлишком, розрахованим по формулі Гріна (1.3.12); 2) порівняння експериментальних значень $E_r^{SLO}(\Gamma_r^{SLO})$ із теоретичними величинами, розрахованими для ядер із масовим числом та нейтронним надлишком, що відповідає експериментальним ядрам. Отримані значення приведено в Таблиці 1.1, з якої видно, що моделі SLO та SMLO краще описують середні енергії для ядер в широкому діапазоні порівняно із моделлю LDH (TLO), проте окремо для легких ядер $A < 80$ гідродинамічна модель дає кращі значення, ніж розраховані в моделі SLO.

Таблиця 1.1. Значення критерію χ_α^2 при порівнянні теоретичних значень резонансних енергій для еквівалентного сферичного ядра та ширин у сферичних ядрах із експериментальними даними, отриманими в моделі SLO

χ_α^2	Нейтронний надлишок			
	Відповідно до формули Гріна		Відповідно до експериментальних ядер	
	A<238	A<80	A<238	A<80
	Енергії			
SLO	51.36	22.66	43.77	22.23
SMLO	64.07	17.18	54.05	16.92
LDH	65.82	22.60	78.08	22.81
	Ширини			
SLO	46.40		27.38	
SMLO	60.42		20.16	
TLO	256.76		199.16	

Вирази для систематик енергій та ширин ГДР отримуються в рамках різних теоретичних підходів, які описують явище ГДР [70, 107, 111]. Систематики характеристик ГДР дозволяють розрахувати об'ємний J та поверхневий Q коефіцієнти енергії симетрії E_{sym} :

$$E_{sym} = J \frac{(N - Z)^2}{A} \left/ \left(1 + \frac{9}{4} \frac{J}{Q} A^{-1/3} \right) \right. \quad (1.3.13).$$

В даній дисертаційній роботі для систематики середньої енергії ГДР було використано вираз ф. (1.3.8) із коефіцієнтами e_1 та e_2 , отриманими в результаті підгонки даного теоретичного виразу до експериментальних даних. У даній роботі для знаходження коефіцієнтів енергії симетрії були використані вирази для резонансних енергій із робіт [70, 107, 111].

Вираз для середньої резонансної енергії з роботи [108] отримано на основі гідродинамічної моделі з врахуванням ефектів обміну та поверхневих ефектів:

$$\bar{E}_r = \sqrt{(1 + K_D) \cdot \frac{6\hbar^2 J}{m \langle r^2 \rangle} \cdot \frac{1}{1 + \frac{15}{4}(J/Q)A^{-1/3}}}, \quad (1.3.14)$$

де J - коефіцієнт енергії симетрії, Q - коефіцієнт жорсткості нейтронної шкіри, $\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5}r_0^2 A^{2/3}$, а K_D - фактор підсилення, який виникає за рахунок обмінних сил та компонент, що залежать від швидкості у описі нуклон-нуклонної взаємодії [108]. Порівнюючи вирази (1.3.8) та (1.3.14), можна отримати зв'язок між підгоночними коефіцієнтами середньої енергії та теоретичним виразом, а саме:

$$e_1(1 - I^2)^{1/2} = \sqrt{\frac{6(1 + K_D) \cdot \hbar^2 J}{m \cdot 3/5 \cdot r_0^2}}, \quad e_2 = \frac{15}{4} J / Q. \quad (1.3.15)$$

У моделі з роботи [70] використано модель рідкої краплини для опису ГДР та отримано такий вираз для середньої енергії ГДР ($m^* = 0.7m$):

$$\bar{E}_r = \sqrt{(1 + K_D) \frac{24\hbar^2 J}{5m^* \langle r^2 \rangle} \cdot \frac{1}{1 + 3(J/Q)A^{-1/3}}}. \quad (1.3.16)$$

Тоді зв'язок між параметрами систематики енергії ГДР та теоретичним виразом з роботи [70] такий:

$$e_1(1-I^2)^{1/2} = \sqrt{\frac{24(1+K_D)\hbar^2 J}{5m^* \cdot 3/5 \cdot r_0^2}}, e_2 = 3J/Q. \quad (1.3.17)$$

У роботі [111] розглядалися збудження дипольних коливань у кінетичному підході із використанням ефективної ядерної поверхні як колективної змінної та запропоновано такий вираз для енергії ГДР:

$$\bar{E}_r = \sqrt{(1+K_D) \frac{6\hbar^2 J}{m \langle r^2 \rangle} \cdot \frac{1}{1 + \frac{15}{2}(J/Q)A^{-1/3}}}. \quad (1.3.18)$$

Тоді зв'язок між параметрами систематики енергії ГДР та теоретичним виразом [111] такий:

$$e_1(1-I^2)^{1/2} = \sqrt{\frac{6(1+K_D)\hbar^2 J}{m \cdot 3/5 r_0^2}}, e_2 = \frac{15}{2} J/Q. \quad (1.3.19)$$

Таблиця 1.2. Порівняння значень об'ємного (J) та поверхневого (Q) коефіцієнтів енергії симетрії

	Myers et al. [70]		Lipparini et al. [107]		Abrosimov et al. [111]	
	J	J/Q	J	J/Q	J	J/Q
Попередні дані	36.8	2.18	32.5	1.00	32.5	0.9
Сферичні та аксіально-деформовані ядра, систематика з моделі SMLO	41.8 ± 0.7	2.8 \pm 0.1	47.8 ± 0.7	2.3 \pm 0.1	47.8 \pm 0.7	1.1 \pm 0.03

Таким чином, величини параметрів систематик e_1 та e_2 енергій ГДР з формули (1.3.8) можуть бути використані для оцінки значень параметрів J та J/Q відповідно. В даній дисертаційній роботі були використані значення параметрів систематик, отриманих із використанням моделі SMLO для оцінки величин параметрів J та J/Q , які відповідають підходам, що описані

вище. Було проведено розрахунки коефіцієнтів J та J/Q зі співставлень коефіцієнтів згідно з формулами (1.3.15, 1.3.17, 1.3.19). Результати розрахунків та порівняння із опублікованими в роботах [70, 107, 111] значеннями, представлені у Таблиці 1.2. Використовувалися такі значення констант: $r_0 = 1.2$ фм, $\hbar^2 / m = 41.47$ МеВ·фм², оцінка величини $(1 + K_D) \approx 1.2$.

1.4. Висновки до Розділу 1

Розглянуто опис гамма-переходів за допомогою ФСФ. Дано визначення ФСФ гамма-розпаду \bar{f} та ФСФ фотопоглинання \bar{f} через парціальні ширини гамма-розпадів та повний переріз фотопоглинання E1 квантів. Повний переріз фотопоглинання визначається сумою компонента, що відповідає збудженню стану ГДР (з функцією форми Лоренца з температурно-залежною шириною і фактором низькоенергетичного підсилення) та фоторозщеплення квазідейтрону.

Описані та проаналізовані моделі SLO, GLO, EGLO та підхід (S)MLO. Представлено вираз для моделі TLO, що розглядає ядро як тривісний еліпсоїд обертання із застосуванням параметризацій Бора-Моттельсона та Хілла-Віллера. Вказано моделі опису M1 резонансів та їх параметри.

Базуючись на недавніх загальних формулах для характеристик ГДР, отримані нові уточнені систематики характеристик ГДР та представлено їх порівняння в різних моделях. На основі критерію χ^2 показано, що систематика параметрів в моделі SMLO краще описує експериментальні дані.

Із систематики для енергії ГДР обчислені об'ємний (J) та поверхневий (Q) коефіцієнти енергії симетрії, які для результатів SMLO близькі до значень з роботи Myers et al. (1977) [70].

РОЗДІЛ 2. ЗАСТОСУВАННЯ ФОТОННИХ СИЛОВИХ ФУНКЦІЙ ДЛЯ ОПИСУ ПЕРЕРІЗІВ ФОТОПОГЛИНАННЯ ТА ГАММА-РОЗПАДУ

2.1. Аналіз та побудова бази експериментальних даних

В даному розділі описано методику підготовки експериментальних даних з перерізів фотопоглинання для аналізу якості опису цих даних різними моделями ФСФ та для визначення характеристик ГДР. Експериментальні набори даних перерізів фотопоглинання відбиралися із бази даних EXFOR [5]. Додатково до аналізу, проведеного в роботі [112], було переглянуто усі експериментальні дані з бази EXFOR на наявність нових або відкоректованих даних з повних перерізів фотопоглинання $\sigma(\gamma, abs)$. Станом на квітень 2018 року в базі EXFOR було знайдено дані з перерізів фотопоглинання для 144 ізотопів від 6Li до ${}^{238}Pu$ та дані для 19 елементів природного складу, що загалом становило 475 наборів даних. Перелік експериментальних даних наведено у Додатку 1. Номери експериментальних даних з бази EXFOR відповідають даним в роботі [6].

В загальному вигляді повний переріз фотопоглинання може бути записаним у такому вигляді:

$$\begin{aligned}\sigma(\gamma, abs) &= \sigma_t(\gamma, \gamma) + \bar{\sigma}(\gamma, abs), \\ \bar{\sigma}(\gamma, abs) &= \sigma(\gamma, sn) + \sigma(\gamma, cp) + \sigma(\gamma, F), \\ \sigma(\gamma, sn) &\equiv \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots, \\ \sigma(\gamma, cp) &\equiv \sigma(\gamma, p) + \sigma(\gamma, 2p) + \dots + \sigma(\gamma, d) + \dots + \sigma(\gamma, dp) + \dots + \sigma(\gamma, \alpha) + \dots, \\ \sigma(\gamma, F) &= \sigma(\gamma, f) + \sigma(\gamma, nf) + \sigma(\gamma, 2nf) + \dots.\end{aligned}\tag{2.1.1}$$

Тут переріз $\sigma_t(\gamma, \gamma) = \sigma(\gamma, \gamma) + \sigma(\gamma, \gamma')$ є повним перерізом фотонного поглинання із емісією лише гамма-квантів у вихідному каналі. Цей переріз включає в себе збудження всіх можливих ядерних станів і відповідає

перерізу утворення ядра-мішені у збудженому стані. Такий повний переріз фотопоглинання є сумою перерізів пружного розсіяння, що відбувається через різні можливі проміжні стани (проте не включає "shape-elastic" переріз через компаунд-ядро) та переріз непружного розсіяння із вильотом лише гамма-квантів у вихідному каналі. Переріз $\bar{\sigma}(\gamma,abs)$ є повним перерізом фотопоглинання із емісією частинок у вихідному каналі. Переріз $\sigma(\gamma,sn)$ є повним фотонейтронним перерізом; $\sigma(\gamma,cp)$ є перерізом фотоядерних реакцій із вильотом заряджених частинок. Переріз $\sigma(\gamma,F)$ є перерізом фотоподілу, який включає в себе можливість поділу першого $\sigma(\gamma,f)$, другого $\sigma(\gamma,nf)+\dots$ і кожного наступного шансу, тобто коли фотоподілу передуює виліт нейтрону.

Спочатку проводився відбір даних, що відповідають повному перерізу фотопоглинання $\sigma(\gamma,abs)$ або перерізу $\bar{\sigma}(\gamma,abs)$ із емісією частинок у вихідному каналі, які в області ГДР є близькими. Якщо такі перерізи були відсутні у базі даних, то для аналізу використовувалися повні фотонейтронні перерізи $\sigma(\gamma,abs) \cong \sigma(\gamma,sn)$, що є достатньо точним наближенням, якщо внесок фотоядерних реакцій із зарядженими частинками невеликий. За відсутності для певного ядра вказаних перерізів в базі EXFOR для аналізу використовувалися дані інклюзивного перерізу $\sigma(\gamma,xn)$, який включає множинність вильоту нейтронів в кожній реакції та середню множинність вильоту нейтронів в реакції фотоподілу $\bar{\nu}$:

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1nx) + 2\sigma(\gamma, 2nx) + 3\sigma(\gamma, 3nx) + \dots + \bar{\nu}\sigma(\gamma, F). \quad (2.1.2)$$

Такий переріз розглядався в якості нульового наближення до повного перерізу або за наявності у базі даних парціальних перерізів з вильотом різної кількості нейтронів такі перерізи використовувалися для побудови комбінації перерізів і обрахунку із них перерізу $\bar{\sigma}(\gamma,abs)$ для виключення багаторазового внеску реакцій з вильотом декількох нейтронів. Процедура комбінування перерізів була виконана та описана в [112], також варіанти

комбінації парціальних перерізів для отримання повного перерізу вказані у Додатку 1.

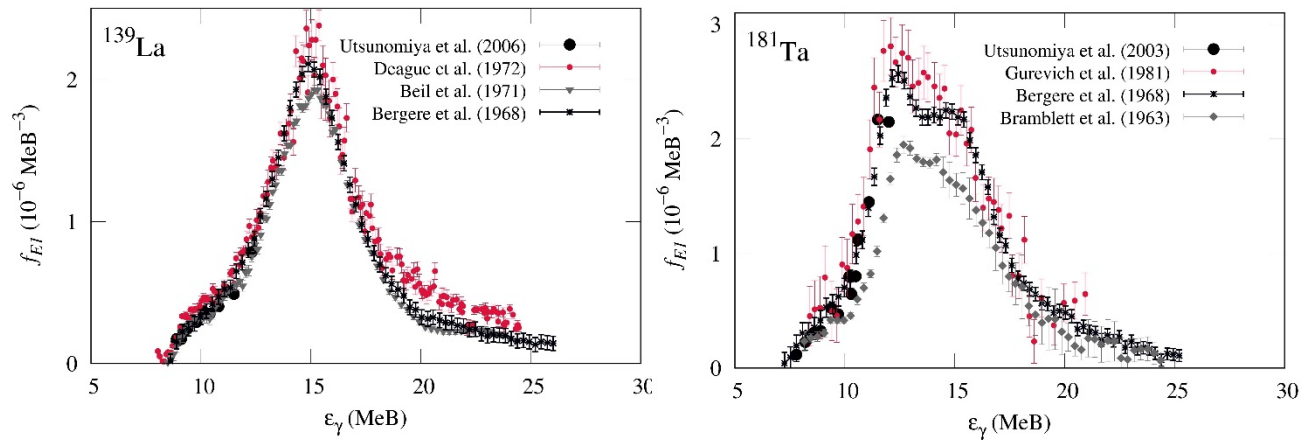


Рис.2.1. ФСФ фотопоглинання, розраховані для ізотопів ^{139}La та ^{181}Ta . Дані взято з бази EXFOR [113-119]

На Рис.2.1 наведено приклади E1 ФСФ, розрахованих на основі експериментальних даних перерізів фотопоглинання з бази EXFOR, отриманих різними авторами. В цілому, значення ФСФ, що отримуються з різних наборів даних перерізів, відрізняються між собою, але дані, отримані останніми роками, узгоджуються в межах експериментальних похибок. Відносні відхилення значень ФСФ в області енергій, що відповідає ГДР, не перевищують 10-20 %.

E1 ФСФ визначає повний переріз фотопоглинання $\sigma(\gamma,abs)$ згідно з формулою (1.1.7). Як правило, дані перерізів фотопоглинання з EXFOR в області енергій, вищих за енергію відділення нейтрону S_n , є перерізами $\bar{\sigma}(\gamma,abs)$, які не включають внеску від (γ,γ) каналу $\sigma_i(\gamma,\gamma)$. Проте внесок цієї реакції може бути значним при енергіях в околі енергії відділення нейтрону S_n .

Опис даних перерізів фотопоглинання $\bar{\sigma}(\gamma,abs)$ із використанням ФСФ є коректним лише в області енергій, що віддалена від S_n . Для

визначення початкової енергії для обрахунку ФСФ використовується критерій, що внесок перерізу (γ, γ) каналу вдсятеро нижчий за внесок перерізу із випроміненням частинок. Для застосування такого критерію було проведено теоретичний розрахунок внесків парціальних перерізів до повного перерізу фотопоглинання із використанням коду TALYS [12]. Розрахунки проведено для усіх ізотопів із Додатку 1.

За даними теоретично обрахованих перерізів, для кожного ізотопу оцінено величини енергетичного інтервалу $\Delta\varepsilon$, такого, що починаючи з енергії гамма-випромінювання $\varepsilon_{\gamma, \min} = S_n + \Delta\varepsilon$ внесок (γ, γ) каналу менше 10%. Енергетичний інтервал $\Delta\varepsilon$ відповідає деякому значенню енергії, нижче від порогу $(\gamma, 2n)$ реакції, або в окремих випадках нижче порогу інших каналів реакцій із великими значеннями перерізів з вильотом частинок. В середньому $\Delta\varepsilon \leq 1.5$ МеВ. Розрахунок ФСФ в області енергій від S_n до $S_n + \Delta\varepsilon$ веде до некоректно малих значень ФСФ. Значення енергій відділення нейтронів було взято з "rct2-16.txt" [126]. Для елементів із природним ізотопним складом величини S_n бралися такими, що відповідають ізотопу із максимальною розповсюдженістю.

Для визначення можливості використання даних $\bar{\sigma}(\gamma, abs)$ для обрахунку ФСФ фотопоглинання, відповідно, застосовувався такий критерій: величина систематичної похибки наближення повного перерізу фотопоглинання $\sigma(\gamma, abs)$ перерізом фотопоглинання із вильотом частинок не повинна перевищувати 10 %:

$$\delta\sigma = \frac{\sigma(\gamma, abs) - \bar{\sigma}(\gamma, abs)}{\sigma(\gamma, abs)} = \frac{\sigma_t(\gamma, \gamma)}{\bar{\sigma}(\gamma, abs) + \sigma_t(\gamma, \gamma)}, \quad (2.1.3)$$

$$\delta\sigma(\varepsilon_{\gamma, \min} = S_n + \Delta\varepsilon) = 0.1$$

Критерій $\delta\sigma$ визначає відносний внесок (γ, γ) пружного та непружного каналів до повного перерізу фотопоглинання.

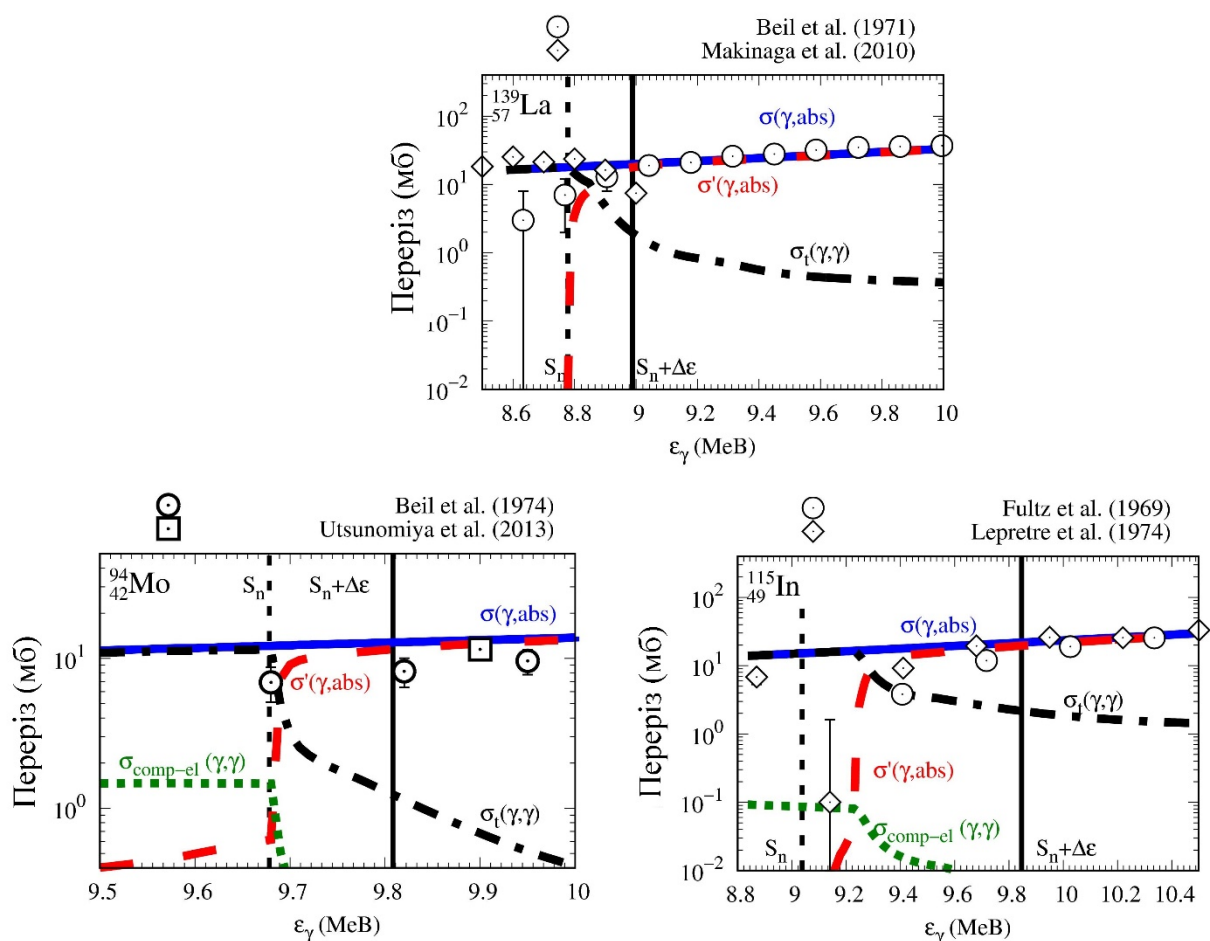


Рис.2.2. Порівняння теоретичних розрахунків парціальних перерізів $\sigma_t(\gamma,\gamma)$, $\sigma_{comp-el}(\gamma,\gamma)$, $\sigma'(\gamma,abs)$ та повного перерізу фотопоглинання $\sigma(\gamma,abs)$ із експериментальними даними [120-125]. Вертикальними лініями позначено енергію відділення нейтронів S_n та значення енергії $S_n + \Delta\epsilon$, для якого $\delta\sigma = 0.1$. Приведені величини розраховано із застосуванням моделі SMLO для ФСФ у кодї TALYS.

Розрахунки парціальних перерізів було проведено із застосуванням коду TALYS 1.6. Були використані такі параметри: SLO та SMLO моделі ФСФ, модель Гільберта-Камерона для густини ядерних рівнів та інші параметри за замовчуванням. Із порівняння значень парціальних перерізів за критерієм $\delta\sigma(\epsilon_{\gamma,min} = S_n + \Delta\epsilon) = 0.1$ було визначено величини енергетичних інтервалів $\Delta\epsilon$. Слід зазначити, що переріз $\sigma(\gamma,abs)$ при розрахунках в кодї

TALYS відповідає перерізу реакцій під дією налітаючого фотона $\sigma_{react}(\gamma)$, а переріз $\sigma_t(\gamma, \gamma) = \sigma(\gamma, \gamma) + \sigma(\gamma, \gamma')$ є сумою перерізів утворення ядра-мішені у збудженому стані $\sigma_{prod}(Z_t, A_t)$ та перерізу пружного розсіяння $\sigma_{comp-el}(\gamma, \gamma)$. Обраховані значення величин інтервалів $\Delta\varepsilon$ приводяться у Додатку 2.

На Рис. 2.2 приводиться порівняння теоретично розрахованих парціальних та повних перерізів $\sigma(\gamma, abs)$, $\bar{\sigma}(\gamma, abs) \equiv \sigma'(\gamma, abs)$, $\sigma(\gamma, \gamma) \equiv \sigma_{comp-el}(\gamma, \gamma)$ та $\sigma_t(\gamma, \gamma)$ на прикладі декількох ядер (^{115}In , ^{139}La , ^{94}Mo). Значення енергії відділення нейтрона S_n , а також розраховану межу $\varepsilon_{\gamma, min} = S_n + \Delta\varepsilon$ позначено вертикальними лініями. Видно, що внесок реакції $\sigma_t(\gamma, \gamma)$ при енергії гамма-квантів нижче від граничної енергії $\varepsilon_{\gamma, min}$ є суттєвим.

На Рис. 2.3 (а) приведено залежність величини систематичної похибки $\delta\sigma$ відповідно до формули (2.1.3) від енергії гамма-випромінювання для ядер ^{115}In , ^{139}La , ^{94}Mo (перерізи розраховані із застосуванням моделі SMLO). Видно, що для низьких енергій ця похибка досягає 100%, що вказує на необхідність відбору даних згідно із запропонованим критерієм для отримання надійних величин ФСФ. На Рис.2.3 (б) приведені значення енергетичного інтервалу $\Delta\varepsilon$ в залежності від масового числа A .

На основі експериментальних даних перерізів фотопоглинання та фотонейтронних перерізів з бази EXFOR для усіх ядер, наведених у Додатку 1, було розраховано експериментальні величини E1 ФСФ із систематичною похибкою менше 10%. Розраховані ФСФ зібрано у базу даних експериментальних силових функцій “fe1_abs_exp_PSF” [127]. В цій базі даних інтервал енергій гамма-випромінювання починається з енергії $\varepsilon_{min} = S_n + \Delta\varepsilon$, а закінчується на максимальному значенні енергії з файлу експериментальних значень перерізів із $\varepsilon_{max} \leq 30$ MeV. В цьому інтервалі вище за енергію відділення нейтрону внесок (γ, γ) каналу до перерізу фотопоглинання не перевищує 10%. Похибки значень ФСФ розраховувалися

аналогічно до величини ФСФ згідно з формулою (1.1.7) на основі експериментальних похибок вимірювання перерізів. Серед експериментальних даних від’ємні значення перерізів не використовувалися для розрахунків ФСФ. Отримана база ФСФ була розрахована в рамках дослідницького проекту “Coordinated Research Project on Updating the Photonuclear Data Library and generating a Reference Database for Photon Strength Functions (F41032)” [128-130] та передана до МАГАТЕ.

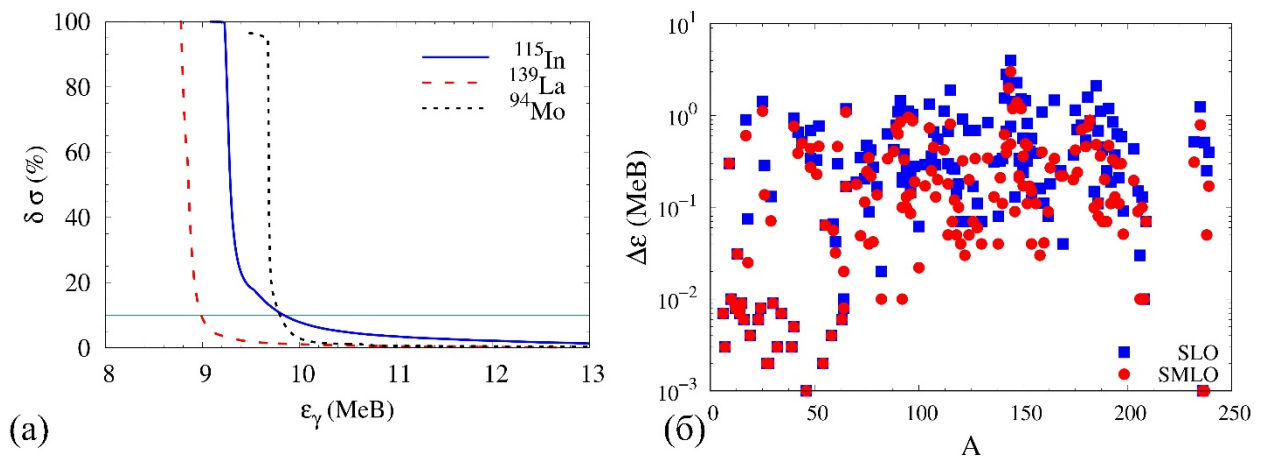


Рис.2.3. (а) Значення систематичної похибки визначення повного перерізу фотопоглинання $\delta\sigma$ в залежності від енергії гамма-випромінювання, розраховане з використанням коду TALYS для ядер ^{115}In , ^{139}La та ^{94}Mo . (б) Значення енергетичних інтервалів $\Delta\epsilon$ в залежності від масового числа A , що були розраховані із використанням коду TALYS.

2.2. Визначення нових значень характеристик ГДР

На основі усіх експериментальних даних із перерізів фотопоглинання [6, 51] було визначено характеристики ГДР шляхом підгонки теоретично розрахованих перерізів фотопоглинання із використанням ФСФ в рамках моделей SLO (формули (1.2.1 - 1.2.5, 1.2.10) та SMLO (формули (1.2.1-1.2.5, 1.2.19-1.2.21)) до експериментальних даних. Таблиці нових значень характеристик ГДР були передані до МАГАТЕ. Для розрахунку

характеристик ГДР було застосовано метод найменших квадратів, в якому кожній точці з набору даних експериментально вимірних перерізів відповідає вага, обернено пропорційна до невизначеності величини перерізу $\Delta\sigma(\varepsilon_i)$. Тобто значення характеристик відповідали мінімуму середньоквадратичного відхилення χ_{model}^2 :

$$\chi_{\text{model}}^2 = \frac{1}{N_f} \sum_{i=1}^N \frac{(\sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i) - \sigma_{\text{abs}}^{\text{model}}(\varepsilon_i))^2}{(\Delta\sigma(\varepsilon_i))^2}. \quad (2.2.1)$$

Тут $\sigma_{\text{abs}}^{\text{model}}$ є величиною теоретичного перерізу (формула (1.2.1)) в моделях SLO та SMLO при енергії гамма-випромінювання ε_i , $\sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i)$ - експериментальне значення для повного перерізу фотопоглинання (або наближена величина) із невизначеністю $\Delta\sigma(\varepsilon_i)$, $N_f = N - N_{\text{par}}$ - кількість ступенів свободи для набору даних, який підганяється, рівний кількості точок даних N в межах інтервалу підгонки мінус кількість N_{par} параметрів підгонки (3 параметри для кожної кривої типу Лоренца).

Теоретичні вирази для перерізів фотопоглинання бралися у вигляді суми перерізу, що відповідає збудженню ГДР, та перерізу, що відповідає поглинанню гамма-квантів парою нейтрон-протон (формула (1.2.1)). Для деформованих ядер використовувалося наближення аксіально-деформованих ядер, що означає наявність двох резонансних енергій та ширин. Однак використовуючи підхід з [131], деякі деформовані ядра розглядалися як сферичні у ситуаціях, коли підгонка за методом найменших квадратів із ФСФ з одним Лоренціаном давала кращий результат (менше значення критерію χ_{α}^2) у порівнянні із підгонкою ФСФ із двома Лоренціанами.

У разі відсутності експериментальних похибок у файлах даних EXFOR вони бралися у відповідності до роботи [112]. А саме, похибки оцінювалися у двох підходах: 10% похибка для усіх експериментальних точок та

енергетично-залежна похибка. Залежна від енергії похибка використовується у вигляді, аналогічному до поведінки статистичної похибки, що є обернено пропорційною до кореня з кількості відліків при реєстрації частинок. У зв'язку з цим енергетично-залежна похибка має найменші значення в області піку ГДР та лінійно зростає до максимального значення на хвостах ГДР. Мінімальне та максимальне значення невизначеності було обране в 10% та 50% відповідно. В середньому такі значення загалом відповідають поведінці експериментальних похибок даних, вказаних у базі EXFOR. Для сферичних ядер енергетично-залежна похибка має вигляд "трикутника", а для деформованих ядер - "трапеції" [6, 112].

Для вищезазначених ядер експериментальні дані описувалися теоретичними моделями у областях енергій, розрахованих відповідно до заданих у роботах [112, 131]. Середнє положення було обране біля піку перерізу фотопоглинання, а енергетичний інтервал визначення параметрів відповідав області між енергією відділення одного та трьох нейтронів, в цій області сила ГДР очікувалася домінуючою. Зміни до інтервалів підгонки вносилися для випадків, коли у вказаний інтервал потрапляло недостатньо експериментальних точок для забезпечення надійного визначення параметрів кривих Лоренца.

Мінімізація функціоналу найменших квадратів виконувалась із використанням обчислювального коду CERN MINUIT [104]. Похибки визначення параметрів визначались за допомогою процедури MINOS в цьому коді. Режим розрахунків фіксувався такою послідовністю команд: SEEK 1000, MIGRAD 10000 0.000001, IMPROVE 100, HESSE 1, MINOS 1.

Отримані дані характеристик ГДР в цих моделях представлені в Таблицях 1,2 роботи [6], а також у матеріалах конференцій [51]. Величини енергій $E_{r,j}$, ширин $\Gamma_{r,j}$ та факторів ваги s_j , вказані у цих таблицях, є параметрами кривих типу Лоренца, що представляють найкраще визначені характеристики ГДР при описі експериментальних даних фотопоглинання у

інтервалах, що містять енергії піків ГДР в рамках моделей SLO та SMLO. Параметри кривих Лоренца можна розглядати як характеристики ГДР або як середні значення характеристик ГДР, якщо для їх визначення використовувався повний переріз фотопоглинання і збудження ГДР стану є домінуючим механізмом фотопоглинання.

Точність опису характеристик ГДР параметрами кривої Лоренца з опису даних перерізу фотопоглинання залежить від багатьох факторів. Це проблема відбору та верифікації експериментальних даних, оцінки внеску перерізів фотопоглинання із випромінюванням різних частинок у вихідних каналах, а також неоднозначності у теоретичному описі ГДР компоненти для перерізу E1 фотопоглинання. Нерозв'язаною є, зокрема, проблема можливості наближення перерізу σ_{GDR} кривими із одним або двома Лоренц-компонентами для відносно легких ядер із $A \lesssim 40$, а також деформованих ядер аксіальних для покращення опису ГДР.

Фактично, додаткові фізичні ефекти також повинні враховуватися для коректного опису фотопоглинання у ядрі. Відгук ядра для низькоенергетичних станів (двофононні стани, ПДР) на E1 поле має вплив на переріз фотопоглинання на низькоенергетичному хвості ГДР. Ізоспінове розщеплення, надлишок нейтронів та тривісна деформація ядра може мати вплив на форму перерізу фотопоглинання та приводити до розщеплення ГДР. Для ядер середньої та важкої ваги ці ефекти можуть бути ефективно описані через додаткове уширення форми лінії.

Із Таблиць 1,2 з роботи [6] видно, що невизначеності для енергій ГДР E_r не перевищують 10%. Величини ширини та ваги Γ_r , s_r є більш чутливими до теоретичних підходів та їх систематичні невизначеності є відносно великими. Різниця у величині параметрів, отриманих із процедури підгонки в рамках моделей SLO та SMLO, може розглядатися як систематична невизначеність теоретичних моделей, що пов'язані зі складним механізмом релаксації стану ГДР. Однак загальна узгодженість між різними наборами

параметрів для одного ядра в кожній таблиці є достатньо хорошою, в той час як відмінності між значеннями цих параметрів для одного ядра можуть бути віднесені до систематичних невизначеностей як експериментального вимірювання, так і теоретичного підходу.

Таблиця 2.1. Відношення середніх арифметичних значень відхилень найменших квадратів для моделей *SMLO* та *SLO* $\langle \chi_{SMLO}^2 \rangle / \langle \chi_{SLO}^2 \rangle$ [6]

Інтервали	Ядра		
	Сферичні	Сферичні+аксіально-деформовані	Всі
$\Delta\varepsilon_f$	0.96	1.11	1.09
$\Delta\varepsilon_l$	0.71	0.73	0.76
$\Delta\varepsilon_m$	0.70	0.69	0.74

Порівняння якості опису експериментальних фотоядерних перерізів між моделями *SLO* та *SMLO* проведено на основі середнього значення критерію найменших квадратів χ^2 відповідно до формули (2.2.1), результати представлено у Таблиці 2.1 у вигляді відношення $\langle \chi_{smlo}^2 \rangle / \langle \chi_{slo}^2 \rangle$ для різних енергетичних інтервалів $\Delta\varepsilon_i$. Тут нижній індекс i вказує на інтервал підгонки. Якщо $i = f$, то $\Delta\varepsilon_f = \varepsilon_{\min} \leq \varepsilon_\gamma \leq \varepsilon_{\max}$, де значення ε_{\min} та ε_{\max} вказано у Таблицях 1,2 з роботи [6]; при $i = l$ інтервал підгонки був $\Delta\varepsilon_l = \varepsilon_0 \leq \varepsilon_\gamma \leq E_{r,1}$, а при $i = m$ інтервал відповідав повному інтервалу енергій експериментальних даних $\Delta\varepsilon_m = \varepsilon_0 \leq \varepsilon_\gamma \leq 30\text{MeV}$, де енергія ε_0 - значення енергії для першої експериментальної точки з набору даних. У Таблиці 2.1 подано відношення арифметичних середніх значень величин $\langle \chi_{smlo}^2 \rangle / \langle \chi_{slo}^2 \rangle$ у вказаних інтервалах енергій ГДР. Аксіально-деформованим ядрам відповідають ізотопи із масовими числами $150 \leq A \leq 190$ та $120 \leq A \leq 253$. Значення параметру деформації β_2 ефективної квадрупольної деформації ядерної поверхні взято із файлу “deflib.dat” з

електронної бази [2] (розділ GAMMA, пакет “gamma-strength-analythic.tgz”). Ядра із $\beta < 0.1$ розглядались як сферичні.

У роботі [6] показано, що значення перерізів фотопоглинання в області низьких енергій в моделі SLO, як правило, є завищеними у порівнянні із моделлю SMLO та і у порівнянні із експериментальними даними. Це означає, що опис низькоенергетичних станів, як ПДР, не можна описати, додавши пік до моделі SLO, без перевизначення характеристик ГДР, що були отримані в даному підході.

2.3. Розширена модель модифікованого Лоренціану (SMLOe)

Інтенсивні дослідження процесів фотопоглинання в області ядер від середньої до важкої ваги продемонстрували, що переріз фотопоглинання на низькоенергетичному хвості ГДР краще описується із врахуванням зростання ширини від енергії гамма-випромінювання $\Gamma_j = \Gamma_j(\varepsilon_\gamma)$ [1-3, 6]. Однак якщо ширина неперервно зростає з енергією, то інтегрування функції форми лінії F_j^α (формули (1.2.5,1.2.6)) по енергії від нуля до нескінченності не може дорівнювати одиниці, що вимагається енергетично зваженим правилом сум (ЕЗПС, EWSR) для електричних дипольних гамма-переходів.

Енергетично зважене правило сум (S_{EWSR}) обмежує значення інтегралу від повного перерізу фотопоглинання $\sigma_{E1}(\varepsilon_\gamma)$ по енергії гамма-випромінювання:

$$\sigma_{\text{int}} = \int_0^\infty \sigma_{E1}(\varepsilon_\gamma) d\varepsilon_\gamma = \frac{8\pi\alpha}{3} S_{EWSR}, \quad (2.3.1)$$

де $\alpha = e^2 / \hbar c$ - стала тонкої структури. Тоді проінтегрований по енергії переріз може бути подано у вигляді:

$$\sigma_{\text{int}} = \sigma_{TRK} \cdot s, \quad (2.3.2)$$

де фактор s визначає відхилення перерізу σ_{int} від правила сум Томаса-Райха-Куна за формулою (1.2.4). У нерелятивістському підході за умови відсутності

сил, що залежать від швидкостей та обміну, $s = 1$, але $s \sim 1.2$ за наявності цих сил. Із формул (1.2.1, 1.2.6) маємо:

$$\sigma_{\text{int}} = \int_0^{\infty} \sigma_{E1}(\varepsilon_{\gamma}) d\varepsilon_{\gamma} = \sum_{j=1}^{j_m} \sigma_{TRK} s_j^{\alpha} I_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma} \rightarrow \infty), \quad I_j^{\alpha}(\varepsilon_{\text{max}}) = \int_0^{\varepsilon_{\text{max}}} F_j^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma}) d\varepsilon_{\gamma}. \quad (2.3.3)$$

Тобто, енергетично зважене правило сум виконується для теоретичних моделей α із формою кривої Лоренца, якщо інтеграл $I_j^{\alpha}(\varepsilon_{\text{max}}) \rightarrow 1$ при $\varepsilon_{\text{max}} \rightarrow \infty$.

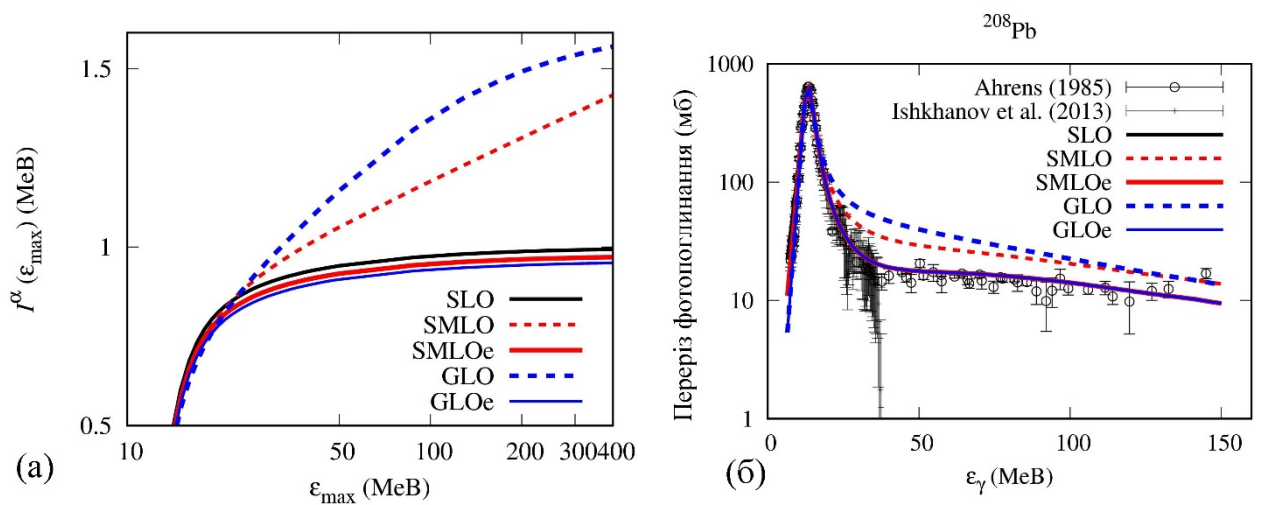


Рис.2.4. (а) Значення інтегралу I^{α} (формула (2.3.3)), розрахованого для таких моделей ФСФ: SLO, SMLO, GLO, SMLOe, GLOe. (б) Переріз фотопоглинання для ядра ^{208}Pb в залежності від енергії гамма-квантів. Приведено результати теоретичних обрахунків в моделях SLO, SMLO, GLO, SMLOe, GLOe. Експериментальні дані взято із робіт [132, 133].

На Рис.2.4 представлені значення інтегралу $I_j^{\alpha}(\varepsilon_{\text{max}})$ як функції від максимальної енергії ε_{max} та переріз фотопоглинання для ядра ^{208}Pb ($j_m = 1$) в широкому діапазоні енергій гамма-квантів. Переріз фотопоглинання було розраховано для різних моделей ФСФ з урахуванням внеску розвалу квазідейтрону. Значення характеристик ГДР було взято із [6]. В моделях SMLOe та GLOe були використані загальні вирази моделей SMLO та GLO,

але із модифікаціями параметру ширини вище від енергії ГДР відповідно до формули (1.3.17).

Як видно з Рис.2.4, при постійному зростанні ширини кривої $\Gamma(\varepsilon_\gamma)$, величини інтегралу $I^\alpha(\varepsilon_{\max})$ з енергетично залежними ширинами є близькими до значення інтегралу від функції для моделі SLO в області енергій до ~ 30 MeB, а для енергій $\gtrsim 30$ MeB значення інтегралів суттєво перевищують одиницю, тому означає порушення енергетично зваженого правила сум.

Слід зазначити, що вираз для енергетично-залежної ширини, яка зростає з енергією, базується на низькоенергетичному наближенні для перерізу нуклон-нуклонних зіткнень в ядерному середовищі та має бути скореговане для високих енергій. Поведінку ширини затухання при високих енергіях слід аналізувати, враховуючи припущення, що ширина відповідає затуханню одночастинково-однодіркових станів 1p-1h до двочастинково-дводіркових 2p-2h [134-137]. Ця ширина є пропорційною до квадрату матричного елемента (M^2) переходу 1p1h \rightarrow 2p2h та густини 2p-2h станів, яка пропорційна до ε_γ^2 . Середній квадрат матричного елемента вивчався на основі екситонної моделі [138-139], де і було показано, що величина M^2 за низьких енергій є сталою в залежності від енергії, а при збільшенні енергії залежить обернено пропорційно від кубу енергії. Тобто ширина затухання спочатку зростає зі зростанням енергії, а згодом починає спадати обернено пропорційно до енергії в області високих енергій. Відтворити таку поведінку ширини $\Gamma_j(\varepsilon_\gamma)$ та узгодити її з ЕЗПС для моделей SMLO та GLO можна, взявши ширину константою при енергіях, вищих за резонансну енергію ГДР $\varepsilon_\gamma > E_{r,j}$ (відповідні назви запропонованих моделей SMLOe та GLOe):

$$\Gamma_j^{\bar{\alpha}}(\varepsilon_\gamma) = \begin{cases} \Gamma_j^\alpha(\varepsilon_\gamma), & \varepsilon_\gamma \leq E_{r,j}^\alpha \\ \Gamma_j^\alpha(E_{r,j}^\alpha) = \Gamma_{r,j}^\alpha, & \varepsilon_\gamma > E_{r,j}^\alpha \end{cases} \quad (2.3.4)$$

2.4. Порівняння опису перерізів фотопоглинання із застосуванням різних моделей ФСФ

Порівняння моделей SLO та SMLO для опису експериментальних даних із фотопоглинання було виконано для 162 ядер в роботі [6]. Відмітимо, що в роботі [89] було проведено порівняння теоретичних розрахунків E1 ФСФ в рамках мікроскопічних моделей квазічастинкового наближення випадкових фаз (QRPA) та оболонкової моделі (SM) із моделлю SMLO та встановлено, що між ними спостерігається гарне узгодження.

В наших дослідженнях для визначення найкращої моделі для опису даних з бази EXFOR [5] було проведено порівняння моделей SLO та SMLO із іншими аналітичними виразами з формою лінії Лоренца [43, 33-34,55,58,59] такими, як GLO та TLO. Здобувачем для вирішення задачі про порівняння моделей опису ФСФ було розглянуто усі наявні дані для парно-парних ядер (88 ізотопів), а саме: $^{24,26}_{12}\text{Mg}$, $^{28,30}_{14}\text{Si}$, $^{32,34}_{16}\text{S}$, $^{40}_{18}\text{Ar}$, $^{40,42,44,48}_{20}\text{Ca}$, $^{46,48}_{22}\text{Ti}$, $^{52}_{24}\text{Cr}$, $^{54}_{26}\text{Fe}$, $^{58,60}_{28}\text{Ni}$, $^{64}_{30}\text{Zn}$, $^{70,72,74,76}_{32}\text{Ge}$, $^{76,78,80,82}_{34}\text{Se}$, $^{88}_{38}\text{Sr}$, $^{90,92,94}_{40}\text{Zr}$, $^{92,94,96,98,100}_{42}\text{Mo}$, $^{106,108}_{46}\text{Pd}$, $^{114}_{48}\text{Cd}$, $^{112,114,116,118,120,122,124}_{50}\text{Sn}$, $^{124,126,128,130}_{52}\text{Te}$, $^{138}_{56}\text{Ba}$, $^{140,142}_{58}\text{Ce}$, $^{142,144,146,148,150}_{60}\text{Nd}$, $^{144,148,150,152,154}_{62}\text{Sm}$, $^{152,154,156,158,160}_{64}\text{Gd}$, $^{168}_{68}\text{Er}$, $^{174}_{70}\text{Yb}$, $^{176,178,180}_{72}\text{Hf}$, $^{182,184,186}_{74}\text{W}$, $^{186,188,190,192}_{76}\text{Os}$, $^{194,196,198}_{78}\text{Pt}$, $^{206,208}_{82}\text{Pb}$, $^{232}_{90}\text{Th}$, $^{234,236,238}_{92}\text{U}$. Парно-парні ядра були обрані для можливості порівняння із моделлю TLO, для розрахунків за якою необхідними даними є параметри деформації, теоретичний розрахунок яких було виконано в роботі [140] для парно-парних ядер.

Для вищевказаного переліку ізотопів було розраховано перерізи фотопоглинання згідно з формулами (1.2.1,1.2.3) із використанням моделей ФСФ $\alpha = \text{SLO, SMLO, SMLOe, GLO, TLO(1), TLO(2), TLO(3)}$. Аналітичні вирази для цих моделей та їх вхідні параметри описані у Розділі 1.

В якості вхідних параметрів для моделей SLO та SMLO використовувалися рекомендовані величини (енергія, ширина та вага) із бази рекомендованих характеристик ГДР [6, 141]. Вхідні параметри для моделі

GLO взято у відповідності до моделі SLO, а вхідні параметри моделі SMLOe взято із моделі SMLO.

Три набори параметрів деформації використовуються для моделі TLO, а відповідні розрахунки позначено як TLO(1), TLO(2), TLO(3). Для моделей TLO(1) та TLO(2) довжини півосей ядра розраховано в параметризації Бора [97] відповідно до формули (1.2.25): $R_j^B = R_0(1 + \sqrt{5/4\pi} \cdot \beta^B \cos(\gamma^B - \frac{2}{3}\pi j))$.

Параметри деформації (β^B, γ^B) було розраховано для парно-парних ядер в [140] в рамках теорії Хартрі-Фока-Боголюбова (HFB, TLO(1) - $(\beta^B = \beta_H^B, \gamma^B = \gamma_H^B)$) та обмеженого методу Хартрі-Фока-Боголюбова із п'ятивимірним колективним Гамільтоніаном (CHFB+5DCH, TLO(2) - $(\beta^B = \beta_C^B, \gamma^B = \gamma_C^B)$) (CHFB+5DCH).

Для моделі TLO(3) довжини півосей ядра розраховано в параметризації Хілла-Віллера [92, 93, 97] відповідно до формули (1.2.26):

$$R_j^H = R_0 \exp(\sqrt{5/4\pi} \cdot \beta^H \cos(\gamma^H - \frac{2}{3}\pi j)).$$

Дана параметризація

використовувалась у роботах [93, 95] зі значеннями параметрів деформації (β^H, γ^H) , отриманих із підгонки до експериментальних даних. Розрахунки в рамках моделі TLO(3) виконано для 10 ізотопів, вказаних у Таблиці 2.2. В цій таблиці також наведені значення параметрів деформації для цих ядер, що використовувалися в якості вхідних параметрів при розрахунках в моделях TLO(1), TLO(2) та TLO(3), а також вказано посилання на статті, в яких ці параметри було взято.

Для порівняння якості опису експериментальних фотоядерних даних із обчисленнями в різних моделях E1 ФСФ було використано два критерія: 1) мінімум значення відхилення за методом найменших квадратів χ_α^2 та 2) мінімум середньоквадратичного фактору відхилення f_α [145]:

Таблиця 2.2. Величини параметрів деформації, що використовуються для розрахунків в моделі TLO для окремих ядер

Ядро	SLO, SMLO, GLO: β_2 [2-3]	TLO(1): $\beta = \beta_H^B, \gamma = \gamma_H^B$; [140] HFV		TLO(2): $\beta = \beta_C^B, \gamma = \gamma_C^B$; [140] CHFV+5DCH		TLO(3): $\beta = \beta^H, \gamma = \gamma^H$ Параметри підгоночні взято із вказаних посилань.		
	β_2	β	γ	β	γ	β	γ	Ref.
$^{94}_{42}\text{Mo}$	0.053	0.0	0°	0.16	28°	- 0.08	20°	[93]
$^{98}_{42}\text{Mo}$	0.184	0.0	0°	0.208	26°	0.18	23°	[93]
$^{146}_{60}\text{Nd}$	0.173	0.165	0°	0.167	25°	0.17	26°	[142]
$^{148}_{62}\text{Sm}$	0.171	0.167	0°	0.169	25°	0.13	25°	[143]
$^{156}_{64}\text{Gd}$	0.295	0.343	0°	0.347	10°	0.22	11°	[143]
$^{168}_{68}\text{Er}$	0.292	0.346	0°	0.361	9°	0.28	12°	[144]
$^{190}_{76}\text{Os}$	0.153	0.175	33°	0.188	25°	0.16	21°	[144]
$^{196}_{78}\text{Pt}$	-0.135	0.13	54°	0.135	32°	0.13	29°	[93]
$^{206}_{82}\text{Pb}$	-0.008	0.0	0°	0.058	25°	0.02	40°	[143]
$^{238}_{92}\text{U}$	0.236	0.272	0°	0.292	8°	0.29	17°	[142]

$$\chi^2_\alpha = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \frac{(\sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i) - \sigma_{\text{the}}^\alpha(\varepsilon_i))^2}{(\Delta\sigma(\varepsilon_i))^2}, \quad (2.4.1)$$

$$f_\alpha = \exp\{\chi_{\ln,\alpha}\}, \quad (\chi_{\ln,\alpha})^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \{\ln \sigma_{\text{the}}^\alpha(\varepsilon_i) - \ln \sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i)\}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \ln^2 \left(\frac{\sigma_{\text{the}}^\alpha(\varepsilon_i)}{\sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i)} \right), \quad (2.4.2)$$

де $\sigma_{\text{the}}^\alpha(\varepsilon_i) = \sigma_{\text{GDR}}^\alpha(\varepsilon_i) + \sigma_{\text{qd}}(\varepsilon_i)$ - теоретичні перерізи відповідно до виразів (1.2.1) - (1.2.3) при енергії гамма-випромінювання ε_i ; $\sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i)$ - експериментальне значення перерізу фотопоглинання з бази даних EXFOR; $\Delta\sigma(\varepsilon_i)$ - похибка експериментального визначення перерізу; n - кількість експериментальних точок. Середньоквадратичний фактор відхилення f_α

відповідає мінімуму при даній енергії гамма-квантів зваженої суми квадратів відхилень теоретичних перерізів від їх експериментальних значень в логарифмічній шкалі. Через різний підхід до визначення похибок для різних наборів експериментальних даних, а також через відсутність надійних оцінок систематичних похибок, вага кожної точки береться із емпіричною ймовірністю у вигляді $1/n$. Логарифмічна шкала використовується відповідно до широкого діапазону значень відмінностей у перерізах фотопоглинання.

Величини χ^2_α та f_α було розраховано у двох інтервалах по енергії гамма-випромінювання: 1) інтервал від $S_n + \Delta\varepsilon$ до 30 MeV (або до значення максимальної енергії гамма-випромінювання ε_{\max} для останнього значення із набору експериментальних даних) для оцінки якості опису експериментальних даних у широкому енергетичному діапазоні позначається “broad range”; 2) короткий діапазон в околі енергії ГДР, позначений як “near GDR”, відповідає інтервалу підгонки для визначення характеристик ГДР з Таблиці 1 з роботи [6].

Для розрахунку величин χ^2_α похибки визначення перерізу $\Delta\sigma(\varepsilon_i)$ бралися у двох варіантах: 1) для усіх наборів даних використовувалося наближення енергетично-залежної похибки, яка умовно названа тут “у формі трапеції” і позначена як “trap” $\delta\sigma_{\text{trap}}(\varepsilon_i)$ (див. Розділ 2.2 та формули (2.4.3,2.4.4.); 2) використовувалися експериментальні похибки $\Delta\sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i)$, вказані у файлах даних EXFOR, а для тих наборів даних, для яких такі похибки $\Delta\sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i)$ були відсутні, використовувалась відносна похибка у формі трапеції і позначена як “exp+trap”. Енергетично-залежна відносна похибка “у формі трапеції” була взята у відповідності до [6, 112]. Даний вид енергетично-залежної похибки було обрано для моделювання оберненої пропорційності статистичної похибки до кореня із кількості зареєстрованих частинок, що є максимальним біля ГДР. Тому для енергетично-залежної

відносної похибки використовувалося припущення, що вона має мінімальне значення (10%) в області біля ГДР та максимальне значення (до 50%) на «хвостах» ГДР. Дане припущення базується на типових значеннях похибок експериментальних даних, що приведено у базі EXFOR. Для деформованих ядер похибка у формі трапеції бралася у вигляді:

$$\delta\sigma_{\text{trap}}(\varepsilon_i) = \Delta\sigma_{\text{trap}}(\varepsilon_i) / \sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i) = \begin{cases} \delta_{\min} + b|E_{r,1} - \varepsilon_i|, & \varepsilon_i < E_{r,1} \\ \delta_{\min}, & E_{r,1} \leq \varepsilon_i \leq E_{r,2} \\ \delta_{\min} + b|\varepsilon_i - E_{r,2}|, & \varepsilon_i > E_{r,2} \end{cases}, \quad (2.4.3)$$

де $b = (\delta_{\max} - \delta_{\min}) / (E_{r,1} - \varepsilon_{i=1})$, величини $\delta_{\min} = 0.1$ та $\delta_{\max} = 0.5$ - це мінімальне та максимальне значення похибки відповідно. Для сферичних ядер похибка береться у «трикутному» вигляді:

$$\delta\sigma(\varepsilon_i) = \delta_{\min} + b|E_r - \varepsilon_i|. \quad (2.4.4)$$

На Рис.2.5 приводяться розраховані теоретичні перерізи фотопоглинання $\sigma_{\text{the}}^{\alpha}(\varepsilon_{\gamma})$ та відповідні експериментальні дані $\sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i)$ для ядра ^{238}U . Тут також вказані значення критеріїв якості опису χ_{α}^2 та f_{α} , які подано у відносному вигляді по відношенню до моделі SLO: $\chi_{\alpha}^2 / \chi_{\text{SLO}}^2$ та $f_{\alpha} / f_{\text{SLO}}$. Для усіх інших ізотопів відповідні розрахунки приводяться у Додатках 3 та 4. Середні арифметичні значення оцінювалися в двох інтервалах масових чисел ядер: 1) усі ядра із $24 \leq A \leq 238$ та 2) ядра із масовими числами $80 \leq A \leq 238$. Отримані величини представлено у Додатку 3 по відношенню до значень критеріїв, розрахованих в моделі SLO, у вигляді таких відношень: $\langle \chi_{\alpha}^2 / \chi_{\text{SLO}}^2 \rangle$, $\langle \chi_{\alpha}^2 \rangle / \langle \chi_{\text{SLO}}^2 \rangle$ та $\langle f_{\alpha} / f_{\text{SLO}} \rangle = \langle f_{\alpha} \rangle / \langle f_{\text{SLO}} \rangle$.

^{238}U

Біля ГДР

Широкий діапазон

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_α/f_{SLO}	1.01	1.00	1.04	1.03	1.02	1.02	0.92	1.03	0.91	1.15	1.14	1.13
$\chi^2_\alpha/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.02	1.08	1.90	3.06	3.35	2.17	0.81	1.07	0.97	1.83	1.90	1.55

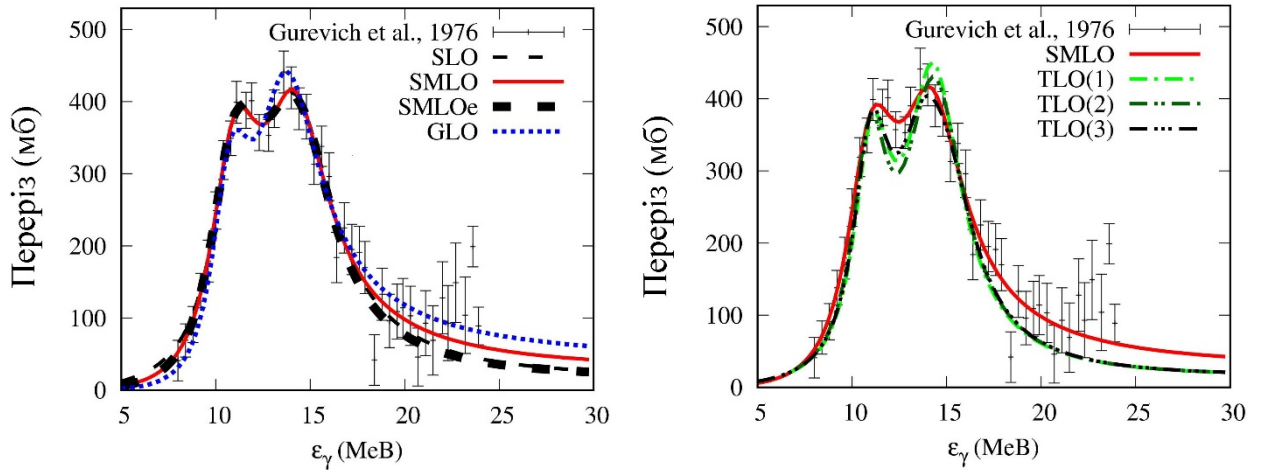
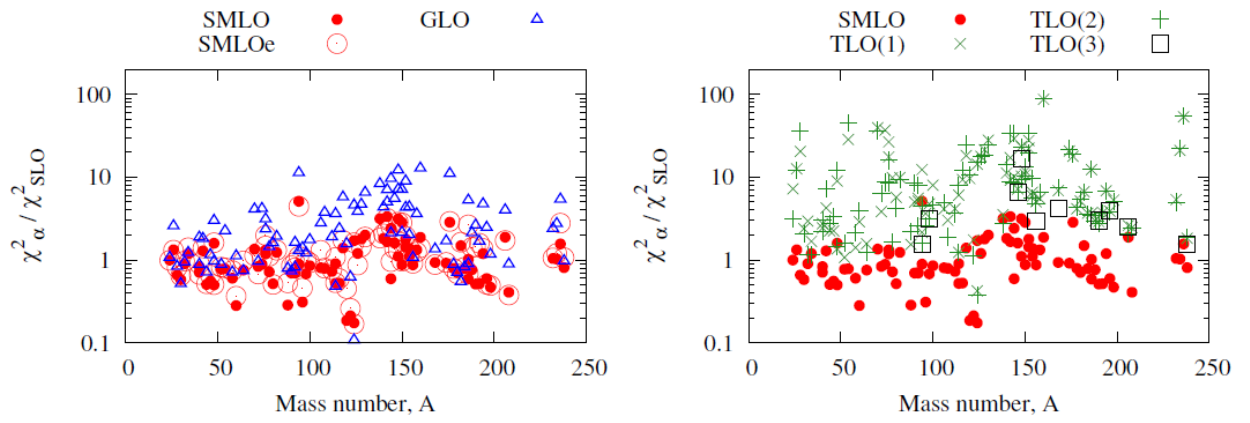


Рис.2.5. Експериментальні дані перерізів фотопоглинання [118] для ядра ^{238}U у порівнянні із розрахунками, виконаними із використанням різних теоретичних моделей для ФСФ. Вказано значення критеріїв χ^2_α та f_α по відношенню до моделі SLO. Значення критеріїв розраховано у двох інтервалах по енергії гамма-випромінювання та у двох варіантах визначення похибки експериментальних даних.

Як видно із результатів, представлених у Додатках 3 та 4, теоретичні розрахунки в рамках усіх моделей ФСФ, окрім моделей TLO(1) та TLO(2), добре описують експериментальні дані в межах похибок.

На Рис.2.6, 2.7 представлено середні арифметичні значення критеріїв χ^2_α та f_α , розрахованих із використанням експериментальних похибок даних "exp+trap" для діапазону енергій гамма-випромінювання "Broad range". Слід зазначити, що середні значення для моделі TLO(3) розраховано на основі даних десяти ядер, зазначених в Таблиці 2.1.

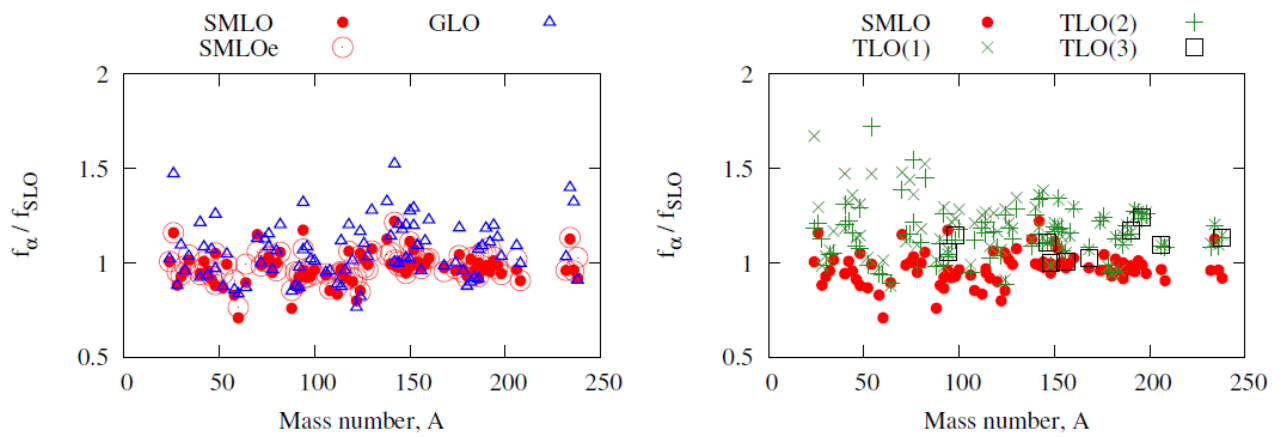


	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$24 \leq A \leq 238$						
$\langle \chi^2_\alpha \rangle / \langle \chi^2_{SLO} \rangle$	0.92	1.12	2.51	9.64	9.61	3.51
$\langle \chi^2_\alpha / \chi^2_{SLO} \rangle$	1.13	1.23	3.05	10.70	10.71	4.58
$80 \leq A \leq 238$						
$\langle \chi^2_\alpha \rangle / \langle \chi^2_{SLO} \rangle$	0.93	1.15	2.82	10.62	10.88	3.51
$\langle \chi^2_\alpha / \chi^2_{SLO} \rangle$	1.22	1.33	3.58	10.94	11.33	4.58

Рис.2.6. Відносні значення найменших квадратів $\chi^2_\alpha / \chi^2_{SLO}$ (на графіках) та їх середні арифметичні значення (у нижній частині малюнка) для парно-парних ядер, розраховані з використанням різних моделей ФСФ. Результати представлено для широкого інтервалу по енергіях гамма-випромінювання та із врахуванням експериментальних похибок.

Відповідно до критеріїв мінімуму значення відхилення за методом найменших квадратів χ^2_α та мінімуму середньоквадратичного фактору відхилення f_α (Рис. 2.6, 2.7 та Додаток 3), дані для усіх ядер краще описуються в рамках моделей SMLO та SMLOe.

Серед варіантів моделі TLO експериментальні дані краще описуються в межах моделі TLO(3) із параметрами деформації, що отримані на основі підгонки експериментальних даних. Опис експериментальних даних із застосуванням моделі TLO із теоретично розрахованими параметрами деформації є гіршим, ніж в моделі SLO, а також гіршим, ніж в інших моделях із енергетично-залежною шириною, що використовують наближення аксіально-деформованих ядер.



	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$24 \leq A \leq 238$						
$\langle f_\alpha \rangle / \langle f_{SLO} \rangle = \langle f_\alpha / f_{SLO} \rangle$	0.97	0.98	1.05	1.18	1.14	1.08
$80 \leq A \leq 238$						
$\langle f_\alpha \rangle / \langle f_{SLO} \rangle = \langle f_\alpha / f_{SLO} \rangle$	0.97	0.98	1.06	1.16	1.14	1.12

Рис.2.7. Відносні значення середньоквадратичного фактору відхилення f_α / f_{SLO} (на графіках) та їх середні арифметичні значення (у нижній частині малюнка) для парно-парних ядер, розраховані з використанням різних моделей ФСФ. Результати представлено для широкого інтервалу по енергіях гамма-випромінювання.

В рамках моделі GLO середні значення критеріїв дещо перевищують їх значення для моделі SLO, таким чином якість застосування цієї моделі для опису експериментальних даних є практично такою ж, як і в моделі SLO. Якість опису експериментальних даних із використанням моделі TLO може бути покращена шляхом зміни вхідних параметрів, наприклад для ядра ^{168}Er (див. Додаток 4) збільшенням на $\sim 25\%$ ваги s . Модель TLO може використовуватися також і для опису аксіально-деформованих ядер. У цьому випадку форма кривої в моделі TLO буде схожа на модель SLO, але із іншими вхідними параметрами, які загалом відрізняються від характеристик ГДР, отриманих експериментально. Слід відмітити, що застосування інших

моделей, які порівнюються у цій роботі, також можуть бути розширені для опису тривісних ядер.

2.5. Опис даних гамма-розпаду

В якості експериментальної бази для порівняння моделей ФСФ для гамма-розпаду використовуються дані, отримані групою Осло при дослідженні реакцій із легкими зарядженими частинками ($^3\text{He}, ^3\text{He}$), ($^3\text{He}, ^4\text{He}$), ($^4\text{He}, ^4\text{He}$) та вильотом гамма-квантів після випромінення легкої частинки. Виліт гамма-квантів із збуджених станів дає інформацію про густину ядерних рівнів при тій енергії збудження, яка відповідає стану ядра після розпаду (після випромінення відповідного гамма-кванта).

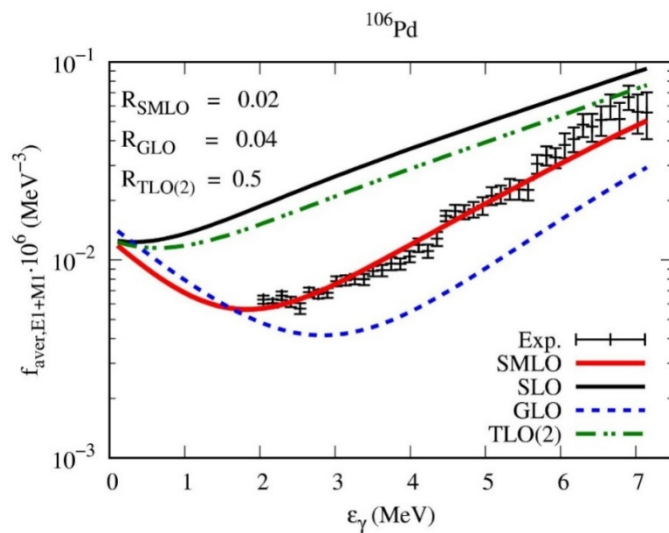


Рис.2.8. Експериментальні значення ФСФ гамма-розпаду типу E1+M1 для ядра ^{106}Pd [7] у порівнянні із теоретично розрахованими ФСФ в рамках різних моделей

Експериментально проводиться вимірювання збігів “вилітаюча частинка і гамма-квант”. Густина рівнів при великих енергіях збудження настільки велика, що гамма-переходи між окремими рівнями не можуть бути розділені експериментально. Гамма-випромінювання характеризується широким енергетичним розподілом без окремих гамма-ліній. Із

експериментальних даних, використовуючи процедуру, названу в літературі як “Осло метод”, були отримані ФСФ гамма-розпаду та густини ядерних рівнів [146 та посилання в статті].

В дисертаційній роботі проводилося порівняння експериментальних даних гамма-розпаду групи ОСЛО [7] із теоретичними ФСФ гамма-розпаду, що враховують внесок від M1 та E1 компоненти:

$$\bar{f}_{E1+M1}^{\alpha} = \bar{f}_{E1}^{\alpha} + \bar{f}_{EM1}^{\alpha} . \quad (2.5.1)$$

E1 ФСФ розраховані у відповідності до формул (1.2.3-1.2.6) з температурою кінцевих станів, а M1 ФСФ - згідно із виразом (1.2.27). Характеристики ГДР (енергії, внески компонентів та ширини) в рамках моделей SLO та SMLO було взято із рекомендованих даних у [6]. Характеристики ГДР в рамках моделі SLO було використано в якості параметрів моделі GLO. Резонансні енергії та ширини в моделі TLO відповідно до опису з підрозділу 1.2.5.

Таблиця 2.3. Відносні значення величин критеріїв $\chi^2_{\alpha} / \chi^2_{SLO}$ та f_{α} / f_{SLO} для парно-парних ядер, розраховані в рамках різних моделей ФСФ

Критерій	SMLO	GLO	TLO
$\langle \chi^2_{\alpha} \rangle / \langle \chi^2_{SLO} \rangle$	0.1	0.04	0.40
$\langle \chi^2_{\alpha} / \chi^2_{SLO} \rangle$	0.21	0.29	0.71
$\langle f_{\alpha} \rangle / \langle f_{SLO} \rangle$	0.54	0.58	0.78
$\langle f_{\alpha} / f_{SLO} \rangle$	0.63	0.81	0.84

Були використані експериментальні дані для 22 парно-парних ядер, а саме: $^{44,46}\text{Ti}$, ^{56}Fe , $^{92,94,96,98}\text{Mo}$, $^{106,108}\text{Pd}$, $^{106,112}\text{Cd}$, $^{116,122}\text{Sn}$, ^{148}Sm , $^{162,164}\text{Dy}$, ^{166}Er , $^{206,208}\text{Pb}$, ^{232}Th , ^{238}U .

Порівняння проводиться із використанням двох критеріїв: 1) мінімуму значення критерію найменших квадратів χ^2_α та 2) мінімуму значення середньоквадратичного фактору відхилення f_α , формули, для яких використовуються критерії аналогічні формулам (2.4.1) і (2.4.2) із заміною перерізів на ФСФ гамма-розпаду E1+M1:

$$\chi^2_\alpha = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \frac{(\bar{f}_{\text{exp}}(\varepsilon_i) - \bar{f}_{E1+M1}^\alpha(\varepsilon_i))^2}{(\Delta \bar{f}_{\text{exp}}(\varepsilon_i))^2},$$

$$f_\alpha = \exp\{\chi_{\ln,\alpha}\}, \quad \chi_{\ln,\alpha}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \{\ln \bar{f}_{E1+M1}^\alpha(\varepsilon_i) - \ln \bar{f}_{\text{exp}}(\varepsilon_i)\}^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \ln^2 \left(\frac{\bar{f}_{E1+M1}^\alpha(\varepsilon_i)}{\bar{f}_{\text{exp}}(\varepsilon_i)} \right).$$

Результати обчислень ФСФ гамма-розпаду та їх порівняння із експериментальними даними для ядра ^{106}Pd приведено на Рис.2.8.

Температура була розрахована в моделі Фермі газу з врахуванням оболонкових ефектів згідно з кодом EMPIRE [11]. З Рис.2.8 видно, що модель SMLO для опису E1 ФСФ краще описує експериментальні дані із гамма-розпаду в межах експериментальних похибок. Значення критеріїв χ^2_α та f_α , розраховані для різних моделей ФСФ, подано в Таблиці 2.3. На основі отриманих даних можна зробити висновок, що ФСФ \bar{f}_{E1+M1} із застосуванням моделі SMLO для E1 ФСФ краще описує експериментальні дані для гамма-розпаду [59].

2.6. Висновки до Розділу 2

Підготовлено базу даних з перерізів фотопоглинання із систематичною похибкою менше 10% та створено базу даних E1 ФСФ фотопоглинання.

Отримано уточнені значення та похибки характеристик ГДР (енергії, ширини, сили) та отримані їх систематики.

Запропоновано простий метод наближеного узгодження моделей ФСФ з енергетично-залежними ширинами з енергетично зваженим правилом сум.

Запропонована модель (SMLOe) для розширення опису перерізів фотопоглинання на область енергій гамма-квантів вище 30 MeV. Показано, що модель SMLOe може використовуватися без перевизначення параметрів.

Проаналізована застосовність аналітичних моделей E1 ФСФ для опису даних з ФСФ гамма-розпаду та перерізів фотопоглинання.

За допомогою методів найменших квадратів та мінімуму фактора логарифмічного відхилення χ показано, що моделі на основі методу MLO (SMLO, SMLOe) є найточнішими для опису експериментальних даних, а також для передбачення ФСФ в інших ядрах.

РОЗДІЛ 3. ІЗОМЕРНІ ВІДНОШЕННЯ ТА СЕРЕДНІ КУТОВІ МОМЕНТИ УЛАМКІВ ФОТОПОДІЛУ

3.1. Метод ізомерних відношень. Рівняння активації при фотоподілі

Процеси ядерного поділу вивчаються тривалий час, проте до сьогодні існують невирішені питання стосовно його динаміки. Для дослідження зміни властивостей ядер при переході від сідлової точки до точки розриву важливим є визначення кутових моментів фрагментів поділу. В рамках краплинкової моделі ядра виникнення великих кутових моментів пояснюється збудженням мод, пов'язаних із обертанням фрагментів поділу. Зокрема, збільшення кутових моментів у порівнянні із материнським компаунд-ядром може свідчити про наявність механізмів розкручування фрагментів за рахунок дії кулонівських та ядерних сил після розриву ядра, що ділиться [22-25]. Походження великих кутових моментів також пояснюється збудженням поперечних коливань в ядрі, що ділиться при його русі від сідлової точки до точки розриву [147, 148]. Проте кутові моменти і їх зв'язок з іншими характеристиками низькоенергетичного ділення ядер знаходяться в стадії вивчення.

Одним із методів визначення кутових моментів фрагментів поділу є метод ізомерних відношень. Ізомерні відношення активно вивчаються з того часу, як Хьюзенга та Ванденбош пов'язали ізомерні відношення із залежністю густини рівнів від кутового моменту [149, 150]. За допомогою моделі Хьюзенги-Ванденбоша на основі статистичної моделі розпаду було зроблено опис процесу дезбудження компаунд-ядра, який призводить до заселення основного та метастабільного станів. Згідно із положеннями, висловленими Хьюзенгом та Ванденбошем, відносна ймовірність заселення станів з ізомерної пари залежить від різниці спінів стану, з якого відбувається розпад на ізомерні стани, та спінів станів з ізомерної пари. У випадку гамма-

розпаду найбільш ймовірним є розпад з найменшою мультипольністю. Оскільки більша ймовірність для розпадів низької мультипольності існує і для гамма-каскаду, який відбувається до переходу із заселенням ізомерних станів, то величини ізомерних відношень вказують як на спіни станів, які беруть участь у гамма-каскаді, а також на спін початкового стану, з якого почався розпад ядра. Багатокроковий каскад гамма-квантів розширює розподіл спінів станів, що беруть участь у розпаді, проте зв'язок між ізомерним відношенням та початковим станом залишається.

Ізомерні відношення надають інформацію про спінову залежність густини ядерних рівнів, а також дозволяють тестувати статистичну теорію формування та розпаду компаунд-ядра. Порівняння експериментальних та теоретичних розрахунків також дозволяє встановити внесок механізму прямих реакцій.

Проведене в даній дисертаційній роботі дослідження ізомерних відношень є продовженням циклу досліджень ізомерних відношень та середніх кутових моментів фрагментів фотоподілу ядер-актинідів [8, 30, 151-155]. Серед опублікованих в літературі значень ізомерних відношень недостатньо експериментальної інформації для легких уламків поділу ^{95}Nb і ^{97}Nb , та для важкого $^{133}_{54}\text{Xe}$, а для ізотопу $^{135}_{54}\text{Xe}$ спостерігаються флуктуації значення ізомерного відношення. Тому в даній роботі обчислювалися ізомерні відношення виходів таких ізотопів: $^{95}_{41}\text{Nb}$, $^{97}_{41}\text{Nb}$, $^{133}_{54}\text{Xe}$, $^{135}_{54}\text{Xe}$. Метою роботи було дослідження ізомерних відношень та середніх кутових моментів при фотоподілі ядер $^{235}_{92}\text{U}$ та $^{238}_{92}\text{U}$ для вказаних ізотопів та виявлення закономірностей поведінки ізомерних відношень залежно від енергії гальмівного випромінювання шляхом порівняння з раніше отриманими даними.

Якщо в результаті ядерної реакції може утворюватися ядро в метастабільному і в нестабільному основному стані, то відношення заселеностей цих двох станів є ізомерним відношенням. Величина ізомерних

відношень залежить від ε - енергії налітаючої частинки, що викликає реакцію.

Визначають ізомерні відношення перерізів реакцій та ізомерні відношення виходів [156]. Ізомерні відношення перерізів реакцій R_σ є відношенням перерізів реакції із заселенням метастабільного $\sigma_m(\varepsilon)$ та основного $\sigma_g(\varepsilon)$ стану в залежності від співвідношення спінів цих станів, а саме:

$$\begin{aligned} R_\sigma &= \sigma_m(\varepsilon) / \sigma_g(\varepsilon) \quad J_g < J_m \\ R_\sigma &= \sigma_g(\varepsilon) / \sigma_m(\varepsilon) \quad J_m < J_g \end{aligned} \quad (3.1.1)$$

Зазвичай, експерименти щодо дослідження фотоядерних реакцій проводять із використанням гамма-випромінювання гальмівного спектру електронів. Вихід реакції під дією гамма-випромінювання гальмівного спектру в діапазоні енергій гамма-випромінювання від порогу реакції, що призводить до утворення основного g та метастабільного m стану від $\varepsilon_{\text{порогу},i}$, $i = m, g$ до граничної енергії гальмівного випромінювання, що відповідає енергії електронів $\varepsilon_{\gamma, \text{max}} = E_e$, визначається в інтегральній формі:

$$Y_i(E_e) = N_t \int_{\varepsilon_{\text{порогу},i}}^{E_e} \sigma_i(\varepsilon_\gamma) W(\varepsilon_\gamma, E_e) d\varepsilon_\gamma, \text{ тут } N_t - \text{кількість ядер мішені, } W(\varepsilon_\gamma, E_e)$$

- спектр гальмівного випромінювання, тобто число гамма-квантів із енергією ε_γ , які утворюються при взаємодії електронів із енергією E_e , σ_i - переріз реакції із заселенням метастабільного та основного станів.

Тоді на експерименті вимірюються ізомерні відношення виходів реакцій, а саме:

$$\begin{aligned} R_Y &= Y_m(E_e) / Y_g(E_e), \quad J_g < J_m \\ R_Y &= Y_g(E_e) / Y_m(E_e), \quad J_m < J_g \end{aligned} \quad (3.1.2)$$

Згідно з [157-158] для фотоядерних реакцій із енергією $E_e < 20$ MeV ізомерні відношення, визначені як R_σ та R_Y , практично збігаються.

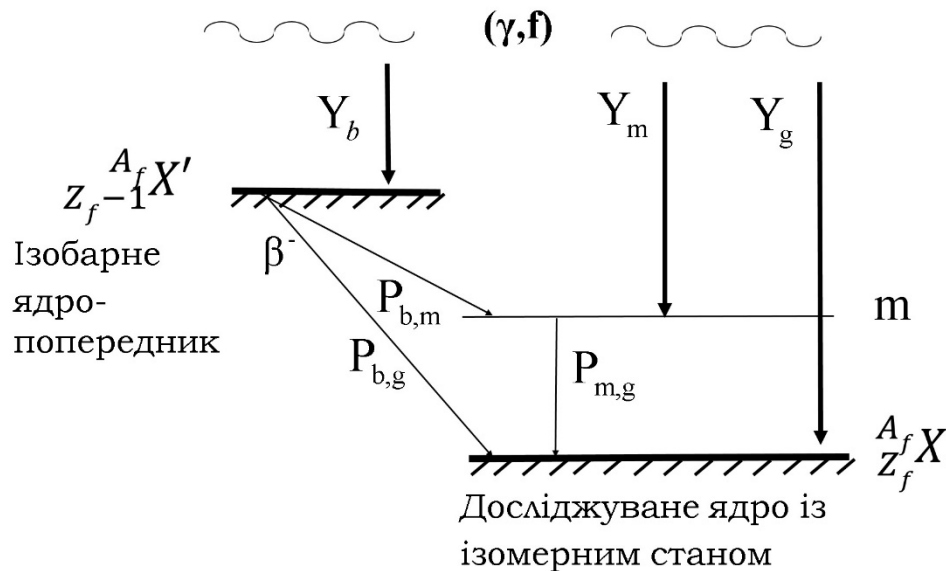


Рис.3.1. Принципова схема формування заселеності основного та ізомерного станів ядра ${}_{Z_f}^{A_f}X$ при поділі материнського ядра з врахуванням внеску до заселеностей станів g, m від ізобарного ядра-попередника ${}_{Z_f-1}^{A_f}X'$.

Для вимірювання виходів реакцій із утворенням досліджуваних ядер у ізомерному та основному станах при різних граничних енергіях гальмівного випромінювання використовувалась активаційна методика. В цій методиці проводиться опромінення досліджуваного зразка урану протягом часу t_{ir} із застосуванням гамма-випромінювання гальмівного спектру електронів. Протягом цього часу у зразку протікає реакція фотоподілу, в результаті чого формуються уламки поділу, зокрема і досліджуване ядро в основному та ізомерному станах. Потім зразок транспортується до спектрометра за час t_{col} , після чого проводилося накопичення гамма-спектрів випромінювання продуктів реакції фотоподілу протягом часу вимірювання t_{mes} . Дана методика дозволяє отримати значення початкових напрацьованих протягом часу t_{ir} активностей досліджуваних ізоотопів. В реакціях фотоподілу, окрім прямого заселення ядра із ізомерним станом, також утворюються ізотопи із материнського ізобарного ланцюжка. Такі ядра-ізобари в результаті β^-

розпаду можуть давати значний внесок у заселення досліджуваного ядра додатково до прямого заселення при поділі (пряме заселення може бути меншим в рази). Принципова схема досліджуваного ланцюжка розпадів наведена на Рис. 3.1. Загалом можуть існувати і інші схеми розпаду із заселенням основного та метастабільного станів.

Система кінетичних рівнянь, яка визначає зміну з часом кількості ядер, що утворилися в основному та метастабільному станах, вперше була записана та розв'язана в роботі [159]. Але для врахування внеску до заселеності рівнів від ізобарного ядра-попередника в системі кінетичних рівнянь необхідно відобразити процеси прямого напрацювання елемента під час ядерної реакції поділу, його утворення за рахунок розпаду ядра-попередника, а також зменшення кількості ядер в результаті радіоактивних розпадів. Тоді для схеми напрацювання та розпадів ядер, що відповідає зображеній на Рис.3.1., зміна з часом кількості ядер, що утворилися в основному N_g , метастабільному N_m станах, а також кількість ізобарних ядер-попередників N_b описується такою системою кінетичних рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{dN_b(t)}{dt} = Y_b \Theta(t_{ir} - t) - \lambda_b N_b(t), \\ \frac{dN_m(t)}{dt} = Y_m \Theta(t_{ir} - t) + P_{b,m} \lambda_b N_b(t) - \lambda_m N_m(t), \\ \frac{dN_g(t)}{dt} = Y_g \Theta(t_{ir} - t) + P_{m,g} \lambda_m N_m(t) + P_{b,g} \lambda_b N_b(t) - \lambda_g N_g(t). \end{cases} \quad (3.1.3)$$

Або у матричному вигляді:

$$\frac{d\vec{N}}{dt} = \vec{Y} + \hat{W}\vec{N}, \quad \vec{Y} = \begin{pmatrix} Y_b \cdot \Theta(t_{ir} - t) \\ Y_m \cdot \Theta(t_{ir} - t) \\ Y_g \cdot \Theta(t_{ir} - t) \end{pmatrix}, \quad \hat{W} = \begin{pmatrix} -\lambda_b & 0 & 0 \\ -\lambda_m & P_{b,m} \lambda_b & 0 \\ -\lambda_g & P_{b,g} \lambda_b & P_{m,g} \lambda_m \end{pmatrix}, \quad \vec{N} = \begin{pmatrix} N_b \\ N_m \\ N_g \end{pmatrix}$$

В системі (3.1.3) індексами $i = m, g, b$ позначено метастабільний стан (m), основний стани досліджуваного ядра (g) та основний стан ізобарного ядра-попередника (b); N_i - кількість ядер у відповідному стані; λ_i - сталі розпаду ядер; Y_i - виходи реакцій із утворенням ядер у станах i ; $P_{b,m}$ - доля ізобарних ядер, які заселяють метастабільний стан, $P_{b,g}$ - доля ізобарних ядер, які при розпаді заселяють основний стан, $P_{m,g}$ - доля ядер, що розпадаються із метастабільного на основний стан.

Чисельний розв'язок даної системи рівнянь було запрограмовано в кодї IZOMER [10]. Загалом розв'язок системи рівнянь (3.1.3) і у числовому, і у аналітичному виді проводиться в декілька етапів. Спочатку отримується розв'язок неоднорідного диференційного рівняння $d\vec{N} / dt = \vec{Y} + \hat{W}\vec{N}$ на інтервалі часу $t \leq t_{ir}$ із початковими умовами $\vec{N}(t=0) = 0$ у вигляді значень $\vec{N}(t = t_{ir}) = \vec{N}(t_{ir}, Y_i)$. Другим етапом розв'язується система рівнянь $d\vec{N} / dt = \hat{W}\vec{N}$ на інтервалі $t > t_{ir}$ із початковими умовами, що задаються отриманим на першому етапі розв'язком $\vec{N}(t = t_{ir})$. В результаті отримується вираз для кількості ядер \vec{N} в залежності від часів та виходів $\vec{N} = \vec{N}(t, t_{ir}, Y_i)$. Третім етапом проводиться інтегрування отриманих виразів для кількості ядер \vec{N} :

$$N_{\Sigma i} = \int_{t_{ir} + t_{col}}^{t_{ir} + t_{col} + t_{mes}} \lambda_i \cdot N_i(t) dt . \quad (3.1.4)$$

Тут значення $\vec{N}_{\Sigma i}$ є кількістю ядер, що розпалися у інтервалі часу, що відповідає межах інтегрування, що залежить від виходів реакцій та часу $\vec{N}_{\Sigma i} = \vec{N}_{\Sigma i}(Y_i, t)$. Алгебраїчні перетворення виразів для $\vec{N}_{\Sigma i}$ дозволяють отримати співвідношення виходів реакцій із заселенням метастабільного та основного стану по відношенню до виходу реакції із заселенням стану ядра - попередника: $Y_m / Y_b = \varphi(N_{\Sigma m}, N_{\Sigma b}, t_{ir}, t_{col}, t_{mes})$ та $Y_g / Y_b = \varphi(N_{\Sigma g}, N_{\Sigma b}, t_{ir}, t_{col}, t_{mes})$. Відношення цих величин дає вираз для R_Y .

В даній роботі також було отримано аналітичний розв'язок системи рівнянь (3.1.3) у такому вигляді:

$$\begin{aligned}
\frac{Y_m}{Y_B} &= \left[\frac{N_{\Sigma m}}{N_{\Sigma b}} - P_{b,m} \frac{\lambda_m}{\lambda_m - \lambda_b} \right] \cdot \frac{T_b}{T_m} \cdot \frac{\lambda_m}{\lambda_b} + P_{b,m} \frac{\lambda_b}{\lambda_m - \lambda_b} = \frac{N_{\Sigma m}}{N_{\Sigma b}} \cdot \frac{\lambda_m}{\lambda_b} \cdot \frac{T_b}{T_m} - P_{b,m} \frac{1 - \left(\frac{\lambda_m}{\lambda_b}\right)^2 \cdot \frac{T_b}{T_m}}{1 - \frac{\lambda_m}{\lambda_b}} \\
\frac{Y_g}{Y_b} &= \frac{N_{\Sigma g}}{N_{\Sigma b}} \cdot \frac{T_b}{T_g} \cdot \frac{\lambda_g}{\lambda_b} - \frac{Y_m}{Y_b} \cdot P_{m,g} \cdot \frac{1 - \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_m}\right)^2 \cdot \frac{T_m}{T_g}}{1 - \frac{\lambda_g}{\lambda_m}} + \\
&+ P_{m,g} \cdot P_{b,m} \left\{ 1 - \frac{1 - \frac{\lambda_g}{\lambda_b} \cdot \frac{T_b}{T_g}}{\left(1 - \frac{\lambda_b}{\lambda_m}\right) \cdot \left(1 - \frac{\lambda_b}{\lambda_g}\right)} - \frac{1 - \frac{\lambda_g}{\lambda_m} \cdot \frac{T_m}{T_g}}{\left(1 - \frac{\lambda_m}{\lambda_b}\right) \cdot \left(1 - \frac{\lambda_m}{\lambda_g}\right)} \right\} + P_{b,g} \cdot \frac{1 - \left(\frac{\lambda_g}{\lambda_b}\right)^2 \cdot \frac{T_b}{T_g}}{1 - \frac{\lambda_g}{\lambda_b}} = \\
&= \frac{T_b}{T_g} \frac{\lambda_g}{\lambda_b} \left\{ \frac{N_{\Sigma g}}{N_{\Sigma b}} - P_{m,g} \cdot \frac{T_m}{T_b} \frac{\lambda_b}{\lambda_m} \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_m} \left(\frac{Y_m}{Y_b} - P_{b,m} \frac{\lambda_b}{\lambda_m - \lambda_b} \right) - \frac{\lambda_g}{\lambda_g - \lambda_b} \left(P_{b,g} + P_{m,g} P_{b,m} \frac{\lambda_m}{\lambda_m - \lambda_b} \right) \right\} + \\
&+ \frac{Y_m}{Y_b} P_{m,g} \frac{\lambda_m}{\lambda_g - \lambda_m} - P_{m,g} P_{b,m} \frac{\lambda_m \lambda_g}{(\lambda_g - \lambda_m) \cdot (\lambda_g - \lambda_b)} \\
T_i &= (1 - e^{-\lambda_i t_{ir}}) \cdot e^{-\lambda_i (t_{ir} + t_{col})} \cdot (1 - e^{-\lambda_i t_{mes}}).
\end{aligned}
\tag{3.1.5}$$

Із аналітичних виразів (3.1.5) видно, що для розрахунку ізомерних відношень необхідно мати часи опромінення, охолодження та вимірювання t_{ir}, t_{col}, t_{mes} , а також розрахувати кількість ядер, що розпалися за час вимірювання $\vec{N}_{\Sigma i}$. Спектрометричні вимірювання дозволяють визначити кількість ядер $\vec{N}_{\Sigma i}$ за характерними піками в апаратурному гамма-спектрі від випромінювання при радіоактивному розпаді продуктів реакції для певного моменту часу. Значення енергій гамма-випромінювання у спектрі (що відповідають гамма-переходам між рівнями досліджуваного ядра) та залежність їх інтенсивностей від часу (визначається періодом напіврозпаду нукліда) дозволяє провести ідентифікацію ізоотопів. Для розрахунку ізомерних відношень виходів досліджуваних в даній роботі ізоотопів визначаються площі під піками повного поглинання, що відповідають γ -

переходу ядра із ізомерного на основний стан та γ -переходу при розпаді основного стану ядра на рівень дочірнього ядра. Додатково необхідно визначити площу під піком повного поглинання від розпаду ядра-попередника.

У експерименті вимірюються спектри гамма-випромінювання ядер-продуктів поділу та визначаються кількості відліків під фотопіками $S_i(t_{mes})$, отримані протягом часу вимірювання t_{mes} . Кількість ядер у стані i , що розпалися за час вимірювання $N_{\Sigma i}$, пов'язана із кількістю відліків під фотопіком $S_i(t_{mes})$ у спектрі таким співвідношенням:

$$N_{\Sigma i} = S_i / (v_i \cdot \tilde{\epsilon}_i), \quad (3.1.6)$$

тут v_i - ймовірність випромінювання даного гамма-кванту; $\tilde{\epsilon}_i$ - ефективність реєстрації спектрометром гамма-випромінювання з даною енергією.

Для розрахунку ізомерних відношень було використано програмний пакет IZOMER, оскільки надійність його використання продемонстровано у багатьох роботах із визначення ізомерних відношень. Окрім того, аналітичний розв'язок не враховує величину статистичних похибок розрахунків кількості відліків під піками повного поглинання, в той час як в програмному пакеті IZOMER в процедурі пошуку мінімуму функцій ці дані враховуються.

3.2. Загальна схема експерименту. Методика вимірювання ізомерних відношень. Аналіз та використання кодів обробки гамма-спектрів

Опромінення зразків урану проводилося на мікротроні М-30 (в ІЕФ НАНУ, м. Ужгород) γ -квантами гальмівного спектру електронів. У якості гальмівної мішені використовувалась тонка танталова мішень товщиною 2 мм, спектр гальмівного випромінювання мав вигляд спектру Шиффа [160].

Гранична енергія гальмівних гамма-квантів $E_{\gamma, \max} \equiv E_e$ становила 10.5; 12.0; 12.5 та 18.0 MeV.

У якості мішеней використовувалися два зразки:

1) зразок ^{235}U у вигляді закритого джерела, упакованого в контейнер із нержавіючої сталі, масою 514 мг, ізотопний склад зразка ^{235}U - 90%, ^{238}U - 10%;

2) зразок ^{238}U у вигляді смужок із напиленням ^{238}U із загальною масою ізотопу 2 г, між смужками розташовані алюмінієві фольги.

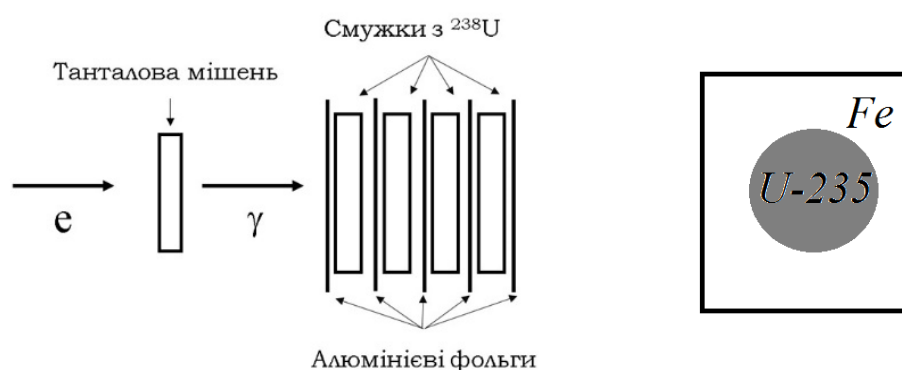


Рис.3.2. Схематичне зображення геометрії опромінюваних мішеней з ^{238}U (зліва) та з ^{235}U (справа)

На Рис.3.2. представлено схематичне зображення геометрії опромінюваних зразків ^{235}U та ^{238}U . При опроміненні зразку, що складається зі смужок з ^{238}U та фольг, на поверхні алюмінієвих фольг осаджуються радіоактивні уламки, що вилітають під час поділу урану. Після опромінення зразку з ^{238}U активовані алюмінієві фольги переносилися до гамма-спектрометра та проводилося вимірювання апаратурних γ -спектрів фрагментів поділу.

Дані про граничні енергії опромінення зразків урану, часи опромінення t_{ir} , сумарний час охолодження і транспортування t_{col} і максимальний повний час вимірювань t_m наведено у Таблиці 3.1. Для уламка поділу ^{97}Nb було

проведено чотири експерименти з різними мішенями та часами опромінення, транспортування і вимірювання.

Вимірювання гамма-спектрів активованих мішеней проводилося за допомогою спектрометра на базі HPGe детектору. Роздільна здатність спектрометра становила 2.0 кеВ по γ -переходу з $\varepsilon_\gamma = 1332.5$ кеВ у ядрі ^{60}Co . Спектри записувалися через кожні 60 секунд протягом усього часу вимірювання t_{mes} .

Таблиця 3.1. Дані про граничні енергії опромінення зразків урану, часи опромінення, охолодження та загальний час вимірювання спектрів

Досліджуваний уламок поділу	^{97}Nb				^{95}Nb	^{133}Xe	^{135}Xe
	^{235}U		^{238}U		^{238}U	^{238}U	^{238}U
Ядро-мішень	Експ.1	Експ.2	Експ.3	Експ.4			
Гранична енергія γ -квантів (МеВ)	10.5	18.0	12.0	18.0	12.5	12.5	12.0
Час опромінення t_{ir} (хв.)	10	5	20	10	120	120	20
Сумарний час охолодження і транспортування t_{col} (с.)	28	166	49	37	72 год.	72 год.	49
Повний час вимірювання t_{mes} (хв.)	858	46	309	1083	240 год.	240 год.	300

Внаслідок складної геометрії мішені з ^{235}U (об'ємний зразок), що унеможливило проведення зовнішньої калібровки за ефективністю, та з метою застосування єдиного підходу до обробки спектрів усіх зразків було виконано відносну калібровку за ефективністю для усіх чотирьох експериментів, використовуючи виміряні гамма-спектри продуктів поділу. Калібровка спектрометра за ефективністю реєстрації проводилась із використанням в середньому 35 гамма-переходів від таких фрагментів поділу: ^{146}Ce , ^{131}Te , ^{149}Nd , ^{101}Mo , ^{134}I , ^{135}I , ^{141}Ba , а також рентгенівських ліній від урану та свинцю. Побудова кривої ефективності проводилася за методом, описаним у роботі [161]. Отримані криві відносної ефективності представлено на Рис.3.3.

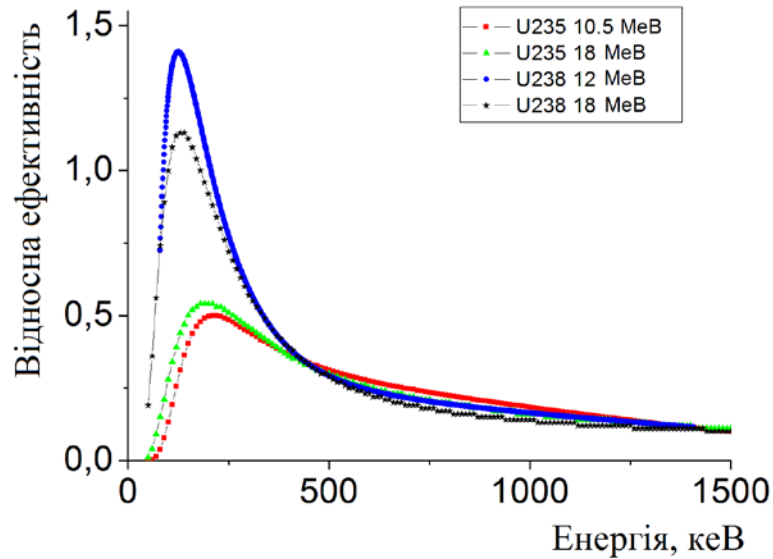


Рис.3.3. Відносна ефективність реєстрації гамма-випромінювання в діапазоні 1-1500 кеВ для фрагментів фотоподілу ^{235}U та ^{238}U під дією гальмівного випромінювання з різними граничними енергіями

Обробка апаратурних гамма-спектрів проводилась із застосуванням програмного пакету Winspectrum [9]. Складність розрахунків визначалася:

1) необхідністю використовувати різні часи набору спектрів із наступним перерахунком розрахованих за цими спектрами кількості ядер $N_{\Sigma i}$ до певного єдиного часу вимірювання t_{mes} та 2) значним перекриттям піків повного поглинання. Внаслідок значної різниці періодів напіврозпаду досліджуваних ізотопів розрахунок внесків усіх γ -гамма-переходів за одним спектром, що відповідає певному обраному часу вимірювання t_{mes} , характеризувався б низькою статистичною точністю, тому для коректного розрахунку кількості напрацьованих ядер аналізувалися площі під піками у спектрах у ті часи, для яких внесок від досліджуваного ізотопу був максимальним, після чого проводився перерахунок площ під піками до єдиного часу t_{mes} у відповідності до закону радіоактивного розпаду.

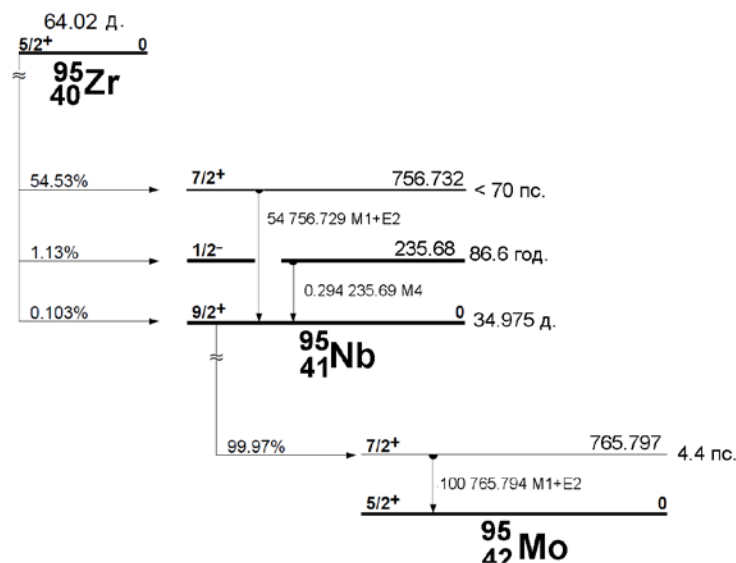


Рис.3.4. Фрагмент схеми розпаду ланцюжка $^{95}\text{Zr} \rightarrow ^{95}\text{Nb} \rightarrow ^{95}\text{Mo}$.
 Переходи з $\varepsilon_\gamma=756.729$ кеВ, $\varepsilon_\gamma=235.69$ кеВ та $\varepsilon_\gamma=765.794$ кеВ були використані для визначення заселеностей рівнів.

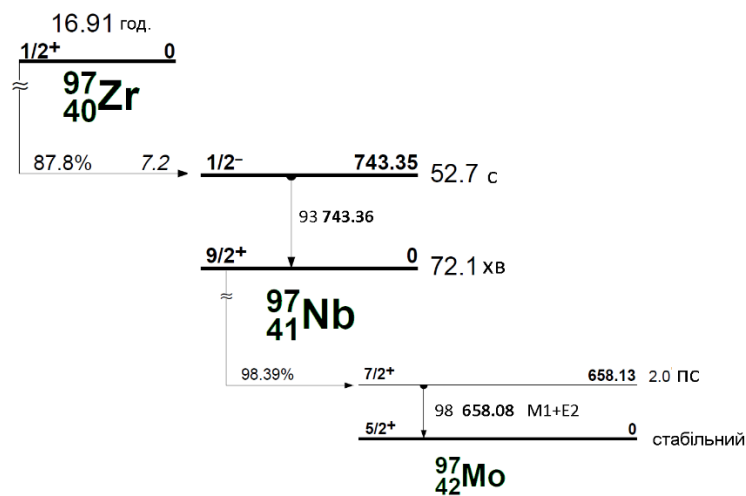


Рис.3.5. Фрагмент схеми розпаду ланцюжка $^{97}\text{Zr} \rightarrow ^{97}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$.
 Переходи з $\varepsilon_\gamma=743.36$ кеВ та $\varepsilon_\gamma=658.13$ кеВ були використані для визначення заселеностей рівнів.

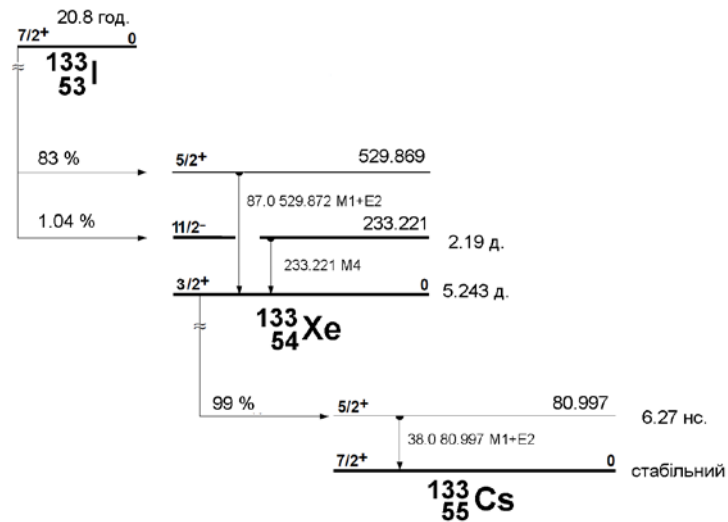


Рис.3.6. Фрагмент схеми розпаду ланцюжка $^{133}\text{I} \rightarrow ^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$.
 Переходи з $\varepsilon_\gamma=529.869$ кеВ, $\varepsilon_\gamma=233.221$ кеВ та $\varepsilon_\gamma=80.997$ кеВ були використані для визначення заселеностей рівнів.

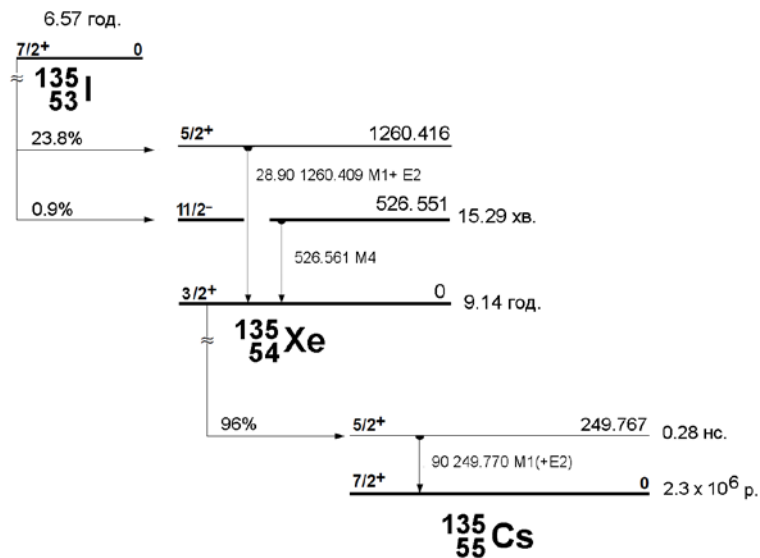


Рис.3.7. Фрагмент схеми розпаду ланцюжка $^{135}\text{I} \rightarrow ^{135}\text{Xe} \rightarrow ^{135}\text{Cs}$.
 Переходи з $\varepsilon_\gamma=1260.41$ кеВ, $\varepsilon_\gamma=526.561$ кеВ та $\varepsilon_\gamma=249.77$ кеВ були використані для визначення заселеностей рівнів.

Додатково там, де це було можливо, для розглянутих гамма-переходів визначалися площі S_i у апаратурних спектрах, час вимірювання яких становив $t_{mes} = 1T_{1/2}, 2T_{1/2} \dots$ і так далі, для проведення перевірки зміни з часом площі під піком у відповідності до закону радіоактивного розпаду для перевірки правильності визначення внеску досліджуваного ізотопу.

При визначенні площ S_i обробка гамма-спектрів проводилася із урахуванням внесків від інших продуктів фотоподілу, гамма-переходи яких мають близькі до розглянутих значення енергій та не розділяються спектрометром, створюючи перекриття. Визначення таких внесків проводилося з врахуванням співвідношення інтенсивностей гамма-переходів додаткових ізотопів. Для додаткових ізотопів також проводилась перевірка відповідності зміни з часом площ під піками повного поглинання до закону радіоактивного розпаду. Розрахунок площ для елементів з великим часом життя проводився за різницею спектрів, що охоплює один період напіврозпаду довгоживучого елементу після розпаду короткоживучих елементів та спектру, який відповідає десяти періодам напіврозпаду усіх короткоживучих елементів.

В даній роботі обчислювалися ізомерні відношення виходів таких ізотопів: ${}_{41}^{95}\text{Nb}$, ${}_{41}^{97}\text{Nb}$, ${}_{54}^{133}\text{Xe}$ та ${}_{54}^{135}\text{Xe}$. Фрагменти схем розпаду досліджуваних ізотопів із основними гамма-переходами, що використовуються при розрахунках ізомерних відношень, приведено на Рис. 3.4-3.7. Характеристики станів та переходів на цих рисунках наведено у відповідності з даними [162].

Ізомерні відношення для ${}^{97}\text{Nb}$ розраховувалися із урахуванням внеску від ядра-ізобара ${}^{97}\text{Zr}$. При обчисленні заселеностей основного та метастабільного станів ядра ${}^{97}\text{Nb}$ використовувалися найбільш інтенсивні гамма-переходи у ланцюжку розпадів ${}^{97}\text{Zr} \rightarrow {}^{97}\text{Nb} \rightarrow {}^{97}\text{Mo}$, а саме: 1) заселеність N_b основного стану ізобарного ядра-попередника ${}^{97}\text{Zr}$ визначалась за площею під піком від гамма-переходу з $\varepsilon_\gamma = 743.36$ кеВ від

розпаду $^{97}\text{Zr} \rightarrow ^{97\text{m}}\text{Nb}$ із $T_{1/2}=16.9$ год; 2) заселеність N_m метастабільного стану $^{97\text{m}}\text{Nb}$ визначалась за площею під піком від гамма-переходу з $\varepsilon_\gamma = 743.36$ кеВ від розпаду $^{97\text{m}}\text{Nb} \rightarrow ^{97\text{g}}\text{Nb}$ із $T_{1/2}=52.7$ с; 3) заселеність N_g основного стану $^{97\text{g}}\text{Nb}$ визначалась за площею під піком від гамма-переходу на другий збуджений стан з $\varepsilon_\gamma = 658.13$ кеВ від розпаду $^{97\text{g}}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$ із $T_{1/2}=72.1$ хв.

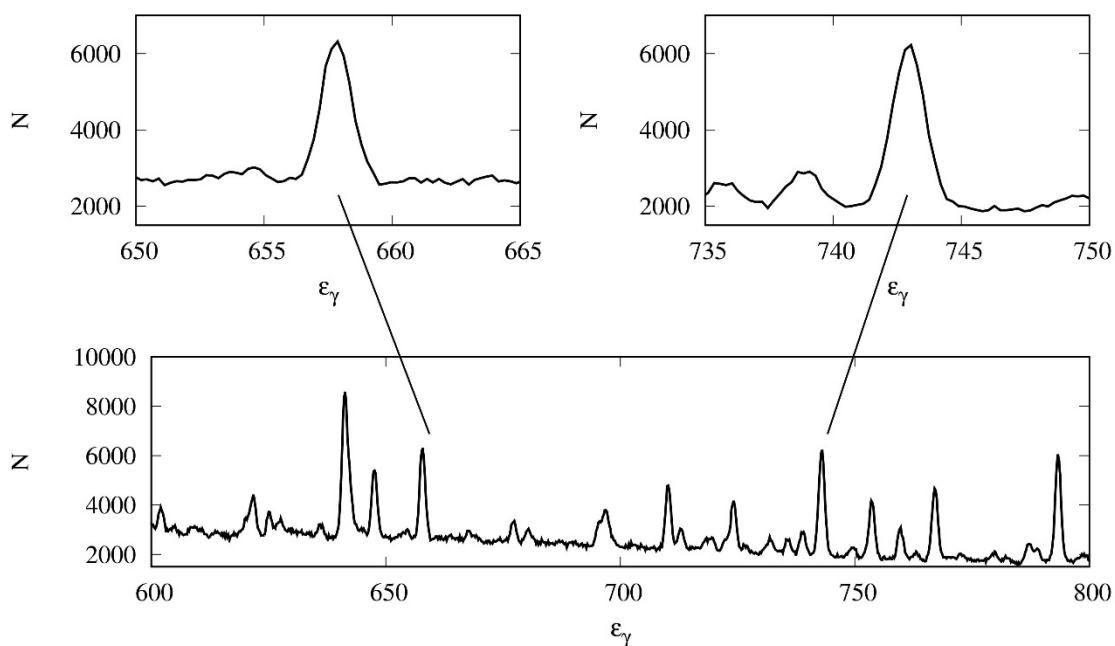


Рис.3.8. Фрагменти характерного спектру фотоподілу ядра ^{235}U , що використовувався для розрахунку ізомерних відношень ^{97}Nb . Гранична енергія опромінення $E_e = 18$ МеВ, час вимірювання приведенного спектру $t_{mes} = 46$ хв.; ε_γ – енергія, що реєструється гамма-детектором (в кеВ), N – сумарна кількість відліків, накопичених спектрометром за час t_{mes} .

Ізомерні відношення для ядра ^{97}Nb визначалися на основі даних у чотирьох різних експериментах по опроміненню зразків ^{235}U , ^{238}U , що зазначено у Таблиці 3.1. Фрагменти характерних спектрів фотоподілу, що

використовувалися для обрахунку ізомерних відношень ^{97}Nb у цих експериментах показано на Рис.3.8. Показано області спектру, що відповідають досліджуваним гамма-переходам з енергіями $\varepsilon_\gamma = 743.6$ та $\varepsilon_\gamma = 658.13$ кеВ.

Таблиця 3.2. Ланцюжки розпаду ядер, їх періоди напіврозпаду та лінії, які використовувалися при обробці спектру для коректного визначення площ під піками повного поглинання для ядра ^{97}Nb

Ланцюжки розпадів	^{134}Te \rightarrow ^{134}I	^{130}Sn \rightarrow ^{130}Sb	$^{128\text{m}}\text{Sb}$ \rightarrow ^{128}Te	$^{128\text{g}}\text{Sb}$ \rightarrow ^{128}Te	^{128}Sn \rightarrow $^{128\text{m}}\text{Sb}$ \rightarrow ^{128}Te	^{89}Rb \rightarrow ^{89}Sr
Період напіврозпаду (хв)	41.8	3.7	10.4	540.6	59.1	15.2
Енергія переходу, що створює перекриття	742.6	743.1	743.2	743.2	743.2	657.8
Енергія переходу, за яким проводився розрахунок внеску	566.0	779.8	753.9	753.9	753.9	1248.1

Час вимірювання t_{mes} для кожного з чотирьох експериментів обирався максимально близьким до одного періоду напіврозпаду $^{97\text{g}}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$. Визначення площ в ланцюжку розпадів $^{97}\text{Zr} \rightarrow ^{97}\text{Nb} \rightarrow ^{97}\text{Mo}$ проводилося таким чином:

1) розрахунок площі під піком із 743.36 кеВ для ядра ^{97}Zr з 16.9 год. проводився за різницею спектрів, час вимірювання яких відповідає одному періоду напіврозпаду ядра ^{97}Zr та десяти періодам напіврозпаду короткоживучого метастабільного стану ізотопу ^{97}Nb (тобто за різницею спектрів набраних за 1010 хвилин - 10 хвилин). Для тих експериментів, де час вимірювання був меншим за 17 годин, використовувалися умови, максимально наближені до зазначених вище;

2) через необхідність врахування втрат відліків за рахунок мертвого часу для короткоживучого $^{97\text{m}}\text{Nb}$ окремо визначалась площа під піком із $\varepsilon_\gamma =$

743.36 keV за спектрами першої та другої хвилин із наступним відніманням розрахованого внеску S_b , після чого вносилась поправка на мертвий час;

3) площа під піком S_g визначалась безпосередньо зі спектру, що відповідає часу вимірювання t_{mes} .

Таблиця 3.3. Значення площ під піками повного поглинання S_i , за якими проводиться розрахунок кількості ядер $N_{\Sigma i}$, що утворилися в реакціях фотоподілу та були використані для розрахунку ізомерних відношень для ядра ^{97}Nb

Площі від піками		Час опромінення, охолодження та вимірювання (секунди)		Площі від піками		Час опромінення, охолодження та вимірювання (секунди)	
$^{235}U \quad E_e = 10.5 \text{ MeV}$				$^{235}U \quad E_e = 18 \text{ MeV}$			
S_b	3500	t_{ir}	600	S_b	7022	t_{ir}	300
S_m	3666	t_{col}	28	S_m	7212	t_{col}	166
S_g	2953	t_{mes}	4320	S_g	14077	t_{mes}	2760
$^{238}U \quad E_e = 12.0 \text{ MeV}$				$^{238}U \quad E_e = 18.0 \text{ MeV}$			
S_b	2685	t_{ir}	1200	S_b	1024	t_{ir}	600
S_m	2730	t_{col}	49	S_m	1129	t_{col}	37
S_g	2249	t_{mes}	4320	S_g	1594	t_{mes}	1380

При визначенні площ S_i обробка спектрів проводилася із урахуванням внесків від супутніх елементів. Ланцюжки розпадів супутніх елементів, їх періоди напіврозпаду та енергії γ -переходів, за якими проводилося визначення їх внесків, вказано у Таблиці 3.2. Значення площ під піками повного поглинання, що відповідають гамма-переходам з ланцюжку розпадів $^{97}Zr \rightarrow ^{97}Nb \rightarrow ^{97}Mo$, необхідні для розрахунку ізомерних відношень виходів, вказано у Таблиці 3.3.

При обчисленні ізомерних відношень для ядра ^{95}Nb використовувалися такі гамма-переходи у ланцюжку розпадів $^{95}\text{Zr} \rightarrow ^{95}\text{Nb} \rightarrow ^{95}\text{Mo}$: 1) заселеність N_b основного стану ізобарного ядра-попередника ^{95}Zr визначалась за площею під піком від гамма-переходу з $\varepsilon_\gamma = 756.729$ кеВ від розпаду $^{95}\text{Zr} \rightarrow ^{95}\text{Nb}$ із $T_{1/2} = 64.02$ дні; 2) заселеність N_m метастабільного стану ^{95m}Nb визначалась за площею під піком від гамма-переходу з $\varepsilon_\gamma = 235.69$ кеВ від розпаду $^{95m}\text{Nb} \rightarrow ^{95g}\text{Nb}$ ($T_{1/2} = 86.6$ год); 3) заселеність N_g основного стану ^{95g}Nb визначалась за площею під піком від гамма-переходу на збуджений стан з $\varepsilon_\gamma = 765.794$ кеВ від розпаду $^{95g}\text{Nb} \rightarrow ^{95}\text{Mo}$ ($T_{1/2} = 34.975$ дні). Час вимірювання $t_{\text{mes}} = 10$ днів було обрано максимально близьким до одного періоду напіврозпаду $^{95g}\text{Nb} \rightarrow ^{95}\text{Mo}$.

Ізомерні відношення для ядра ^{133}Xe визначалися із урахуванням внеску від ядра-ізобара ^{133}I . При обчисленні заселеностей основного та метастабільного станів ядра ^{133}Xe використовувалися найбільш інтенсивні гамма-переходи у ланцюжку розпадів $^{133}\text{I} \rightarrow ^{133}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$, а саме: 1) заселеність N_b основного стану ізобарного ядра-попередника ^{133}I визначалась за площею під піком від гамма-переходу з $\varepsilon_\gamma = 529.872$ кеВ від розпаду $^{133}\text{I} \rightarrow ^{133}\text{Xe}$ із $T_{1/2} = 20.8$ годин; 2) заселеність N_m метастабільного стану ^{133m}Xe визначалась за площею під піком від гамма-переходу з $\varepsilon_\gamma = 233.221$ кеВ від розпаду $^{133m}\text{Xe} \rightarrow ^{133g}\text{Xe}$ ($T_{1/2} = 2.19$ днів); 3) заселеність N_g основного стану ^{133g}Xe визначалась за площею під піком від гамма-переходу на збуджений стан з $\varepsilon_\gamma = 80.997$ кеВ від розпаду $^{133g}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$ ($T_{1/2} = 5.243$ дні). Час вимірювання $t_{\text{mes}} = 10$ днів було обрано максимально близьким до періоду напіврозпаду $^{133g}\text{Xe} \rightarrow ^{133}\text{Cs}$.

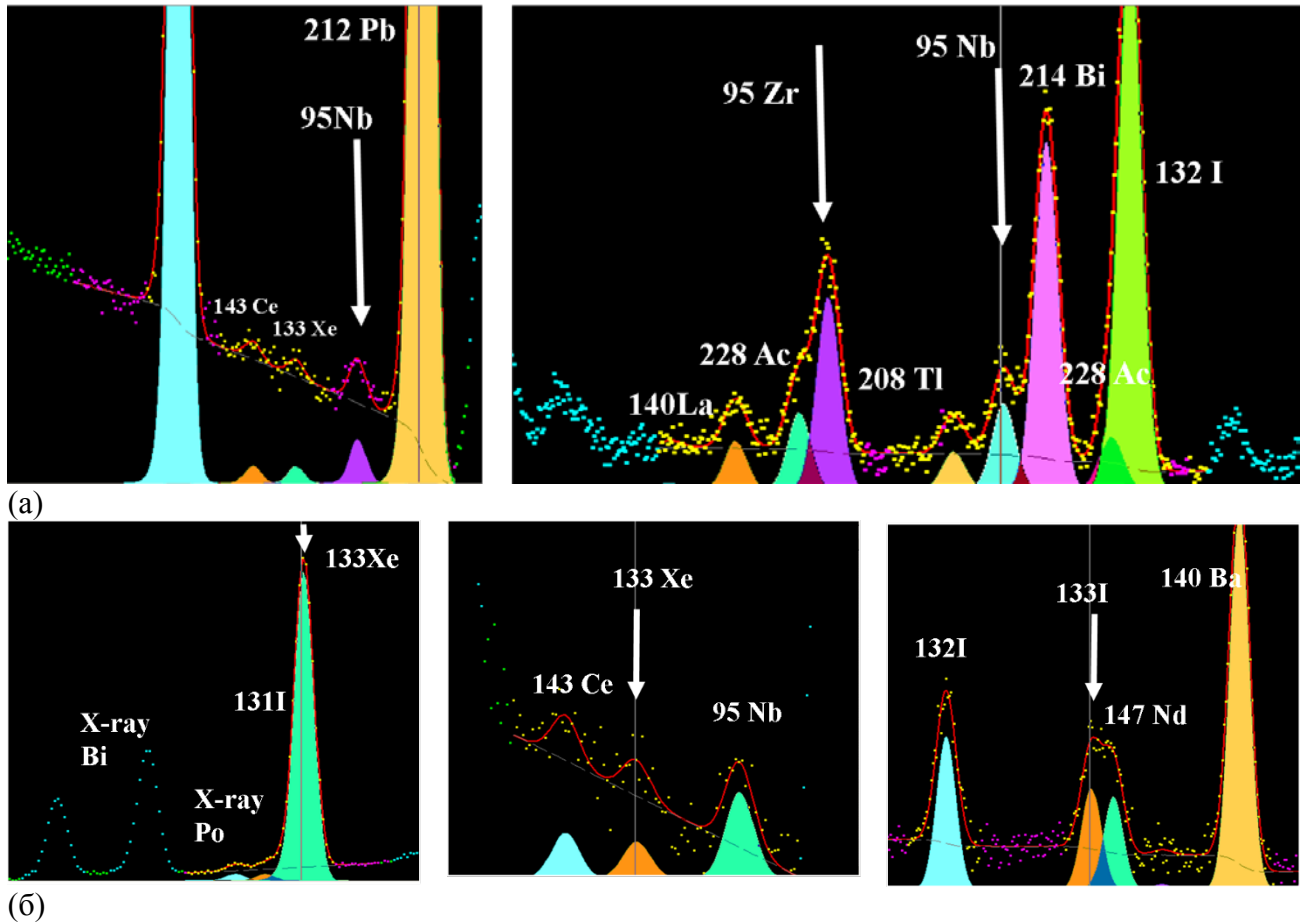


Рис.3.9. Фрагмент обробки гамма-спектру, який було використано для розрахунку ізомерних відношень ядер ^{95}Nb (а), ^{133}Xe (б). Показано області спектру, що відповідають досліджуванім гамма-переходам.

Ізомерні відношення для ядра ^{135}Xe визначалися із урахуванням внеску від ядра-ізобара ^{135}I . При обчисленні заселеностей основного та метастабільного станів ядра ^{135}Xe використовувалися найбільш інтенсивні гамма-переходи у ланцюжку розпадів $^{135}\text{I} \rightarrow ^{135}\text{Xe} \rightarrow ^{135}\text{Cs}$, а саме: 1) заселеність N_b основного стану ізобарного ядра-попередника ^{135}I визначалась за площею під піком від гамма-переходу з $\varepsilon_\gamma = 1260.409$ кеВ від розпаду $^{135}\text{I} \rightarrow ^{135}\text{Xe}$ із $T_{1/2} = 6.58$ годин; 2) заселеність N_m метастабільного стану ^{135m}Xe визначалась за площею під піком від гамма-переходу з $\varepsilon_\gamma = 526.561$ кеВ від розпаду $^{135m}\text{Xe} \rightarrow ^{135g}\text{Xe}$ ($T_{1/2} = 15.29$ хвилин); 3) заселеність N_g основного стану ^{135g}Xe визначалась за площею під піком від

гамма-переходу на збуджений стан з $\varepsilon_\gamma = 249.767$ кеВ від розпаду $^{135g}\text{Xe} \rightarrow ^{135}\text{Cs}$ ($T_{1/2} = 9.14$ годин). Час вимірювання $t_{mes} = 30$ хвилин було обрано максимально близьким до періоду напіврозпаду $^{135m}\text{Xe} \rightarrow ^{135g}\text{Xe}$.

Таблиця 3.4. Значення площ під піками повного поглинання S_i та часів опромінення, охолодження та вимірювання, за якими проводиться розрахунок кількості ядер $N_{\Sigma i}$, що утворилися в реакціях фотоподілу та були використані для розрахунку ізомерних відношень для ядер ^{95}Nb , ^{133}Xe , ^{135}Xe .

Площі під піками		Час		Площі під піками		Час		Площі під піками		Час	
$^{95}\text{Nb}, ^{238}\text{U}, E_e = 12.5\text{MeV}$				$^{133}\text{Xe}, ^{238}\text{U}, E_e = 12.5\text{MeV}$				$^{135}\text{Xe}, ^{238}\text{U}, E_e = 12.0\text{MeV}$			
S_b	15304	t_{ir}	2 год	S_b	7624	t_{ir}	120 хв	S_b	486	t_{ir}	20 хв
S_m	9652	t_{col}	2 дні	S_m	2600	t_{col}	72 год	S_m	538	t_{col}	49 с
S_g	7063	t_{mes}	10 днів	S_g	406914	t_{mes}	237 год	S_g	1507	t_{mes}	30 хв

Фрагменти характерних спектрів фотоподілу, що використовувалися для обрахунку ізомерних відношень досліджуваних ядер у цих експериментах приведено на Рис.3.9. При обробці гамма-спектрів було враховано внески від супутніх елементів. Отримані значення площ під піками повного поглинання S_i , часи опромінення, охолодження та вимірювання, за якими проводився розрахунок кількості ядер $N_{\Sigma i}$, що утворилися в реакціях фотоподілу та були використані для розрахунку ізомерних відношень для ядер ^{95}Nb , ^{133}Xe , ^{135}Xe , вказано у Таблиці 3.4.

3.3. Результати вимірювань ізомерних відношень та порівняння з існуючими даними

Після проведення обробки гамма-спектрів продуктів фотоподілу, опис якої надано у підрозділі 3.2, було проведено числовий розв'язок рівнянь

(3.1.3) за допомогою програми IZOMER [10] та обчислено ізомерні відношення як відношення виходів реакцій з утворенням ядер у стані з більшим значенням спіну до виходу реакцій з утворенням ядер у стані з меншим значенням спіну $R_Y = Y_h / Y_l$. Отримані дані ізомерних відношень досліджуваних ізотопів наведено у Таблиці 3.5 та опубліковано в роботах [30, 31].

Таблиця 3.5 Експериментальні результати розрахунку ізомерних відношень виходів у реакціях фотоподілу ^{235}U та ^{238}U , отримані в даній роботі

Досліджуваний ізотоп	Ядро-мішень	Гранична енергія γ -квантів (MeV)	Ізомерне відношення	
			$R_Y = Y_{high} / Y_{low}$	Значення
^{95}Nb	^{238}U	12.5	$Y_g / Y_m = Y_{9/2} / Y_{1/2}$	0.66 ± 0.04
^{97}Nb	^{235}U	10.5	$Y_g / Y_m = Y_{9/2} / Y_{1/2}$	0.75 ± 0.09
		18.0		3.90 ± 0.8
	^{238}U	12.0		0.75 ± 0.09
		18.0		3.80 ± 0.6
^{133}Xe	^{238}U	12.5	$Y_m / Y_g = Y_{11/2} / Y_{9/2}$	0.34 ± 0.06
^{135}Xe	^{238}U	12.0	$Y_m / Y_g = Y_{11/2} / Y_{9/2}$	0.07 ± 0.02

Похибки виміряних ізомерних відношень оцінювалися як статистичні похибки кількості відліків під піками повного поглинання в апаратурному гамма-спектрі від гамма-переходів, що відповідають заселенню основного (ΔS_g), метастабільного (ΔS_m) станів та розпаду ізобарного ядра-попередника (ΔS_b) [154]:

$$\frac{\Delta R_Y}{R_Y} = \sqrt{\left(\frac{\Delta S_b}{S_b}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S_m}{S_m}\right)^2 + \left(\frac{\Delta S_g}{S_g}\right)^2} \quad (3.3.1)$$

Таблиця 3.6. Порівняння експериментальних даних ізомерних відношень

Ізотоп	Реакція	Гранична енергія	Посилання	Значення R_γ
^{95}Nb	$^{238}\text{U}(\gamma,xf)$	$E_e = 12.5$ MeV	Ця робота	0.66 ± 0.04
	$^{238}\text{U}(\gamma,xf)$	$E_e = 18$ MeV	[153-154]	0.67 ± 0.07
^{97}Nb	$^{238}\text{U}(\gamma,xf)$	$E_e = 12$ MeV	Ця робота	0.73 ± 0.10
	$^{238}\text{U}(\gamma,xf)$	$E_e = 18$ MeV	Ця робота	3.8 ± 0.6
^{133}Xe	$^{238}\text{U}(\gamma,f)$	$E_e = 6.5$ MeV	[32]	0.08 ± 0.02
	$^{238}\text{U}(\gamma,xf)$	$E_e = 12.5$ MeV	Ця робота	0.34 ± 0.06
	$^{238}\text{U}(\gamma,xf)$	$E_e = 14.5$ MeV	[32]	0.16 ± 0.03
	$^{238}\text{U}(\gamma,xf)$	$E_e = 18$ MeV	[32]	0.46 ± 0.16
^{135}Xe	$^{238}\text{U}(\gamma,xf)$	$E_e = 6.5$ MeV	[32]	0.032 ± 0.005
		$E_e = 12$ MeV	Ця робота	0.07 ± 0.02
		$E_e = 12.5$ MeV	[32]	0.064 ± 0.008
		$E_e = 14.5$ MeV	[32]	0.073 ± 0.008
		$E_e = 16$ MeV	[166]	0.22 ± 0.03
		$E_e = 18$ MeV	[8]	0.069 ± 0.007
	$^{235}\text{U}(\gamma,xf)$	$E_e = 9.8$ MeV	[155]	0.142 ± 0.014
		$E_e = 17$ MeV	[153-154]	0.15 ± 0.03
		$E_e = 18$ MeV	[155]	0.056 ± 0.007

Порівняння експериментальних даних ізомерних відношень для досліджуваних ядер приведено у Таблиці 3.6 та на Рис.3.10. Слід відмітити, що основна інформація про величини $R_o(R_\gamma)$ для досліджуваних ядер отримана в реакціях поділу під дією нейтронів (n,f) [163]. Експериментальні дослідження ізомерних відношень у реакціях фотоподілу ядер-актинідів проводилися в роботах [30, 31, 151-155].

Експериментальних даних щодо ізомерних відношень для легких уламків фотоподілу отримано відносно мало. Для ^{95}Nb значення ізомерних відношень вимірювалось в реакції фотоподілу ^{238}U під дією гальмівних γ -квантів з енергією $E_e = 18$ MeV [153, 154], а також в реакціях $^{232}\text{Th}(n, f)$ та $^{232}\text{Th}(d, f)$ у роботі [8].

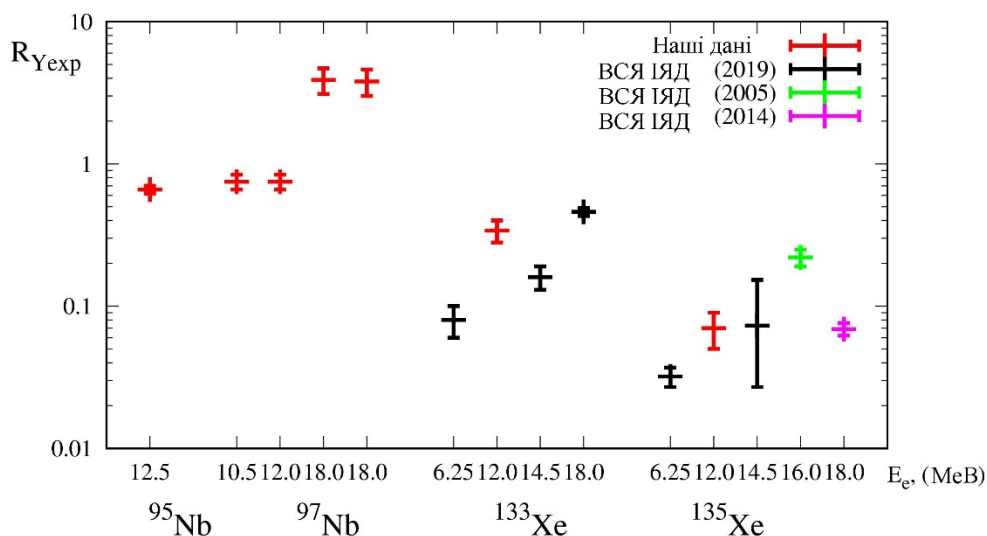


Рис.3.10. Порівняння експериментальних даних ізомерних відношень виходів досліджуваних ядер

Для ^{97}Nb ізомерні відношення виходів були виміряні раніше у роботі [164], у якій ніобій утворювався в реакціях на мішені із натуральним молібденом із протіканням реакцій $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$ та $^{100}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{97}\text{Nb}$ з гальмівним випроміненням з граничними енергіями від 16.0 МеВ. Отримане значення $R_Y = 1.740 \pm 0.141$. Ізомерні відношення для ^{97}Nb в реакціях фотоподілу не вимірювалися.

Для ізомерних відношень виходів ізоотопів ^{133}Xe та ^{135}Xe наявна велика кількість експериментальних даних. Для ізоотопу ^{133}Xe при переході від енергії $E_e = 12.5$ МеВ до граничних енергій $E_e = 14.5$ та $E_e = 18$ МеВ спочатку відбувається зниження величини R_Y , що може бути проявом відкриття каналу (γ, nf) реакції з пороговою енергією $E \approx 12.3$ МеВ, і домінування впливу фотоподілу після вильоту нейтрона, після чого значення R_Y зростає майже в 3 рази. Відкриття каналу $(\gamma, 2nf)$ починається з порогової енергії $E \approx 16.7$ МеВ.

Для ізотопу ^{135}Xe спостерігається зростання величини R_γ при переході від граничної енергії 14.5 MeV до 16 MeV і подальше зменшення ІВ при енергії $E_e = 18$ MeV. Зменшення величини ІВ для ^{135}Xe може бути пов'язане із тим, що при $E_e \approx 16.7$ MeV відкривається $(\gamma, 2nf)$ канал поділу (енергії порогів вказані приблизно на основі експериментальних даних перерізів реакцій з бази EXFOR [5]).

З порівняння значень R_γ у парі ізотопів $^{79}_{54}\text{Xe}^{133}$ та $^{81}_{54}\text{Xe}^{135}$ можна відзначити, що ця величина систематично нижча для другого нукліда. Аналогічне зниження ізомерних відношень для ізотопів ксенону спостерігалось в експерименті «Godiva-IV» у реакціях $^{235}\text{U}(n, xf)$ поділу під дією нейтронів [165]. Значення ізомерних відношень виходів, отриманих в роботі [165], становили: $R_\gamma(^{133}\text{Xe}, E_n = 14) = 3.92 \pm 0.92$, а $R_\gamma(^{135}\text{Xe}, E_n = 14) = 1.48 \pm 0.34$. Така поведінка може свідчити про вплив оболонкових ефектів на значення заселеностей станів. Кількість нейтронів у ізотопу ^{135}Xe наближається до магічного числа 82, що відповідає заповненню оболонки. Чим далі від заповненої оболонки (як у ізотопу $^{79}_{54}\text{Xe}^{133}$), тим більш деформованим є ядро і тим більшими будуть середні кутові моменти та ізомерні відношення. Такої суттєвої зміни ізомерного відношення не спостерігається у парі ізотопів $^{54}_{41}\text{Nb}^{95}$ та $^{56}_{41}\text{Nb}^{97}$, оскільки значення кількості нуклонів далеке від значення для заповнених оболонок.

Загалом для усіх ізотопів спостерігається підвищення значень ізомерних відношень зі збільшенням енергії гамма-випромінювання. Відкриття нових каналів розпаду ядра призводить до різкого падіння ізомерного відношення [32].

3.4. Визначення середніх кутових моментів первинних уламків поділу за допомогою ізомерних відношень

На основі отриманих величин ізомерних відношень $R_\sigma(R_\gamma)$ проводиться розрахунок величин середніх кутових моментів уламків поділу $\bar{J}(\hbar)$. Теоретичні розрахунки ізомерних відношень проводяться в рамках узагальнення статистичної моделі Хьюзенга-Ванденбоша [22, 149, 150, 154, 155, 165] каскадно-випаровувальної моделі та теорії Фермі газу.

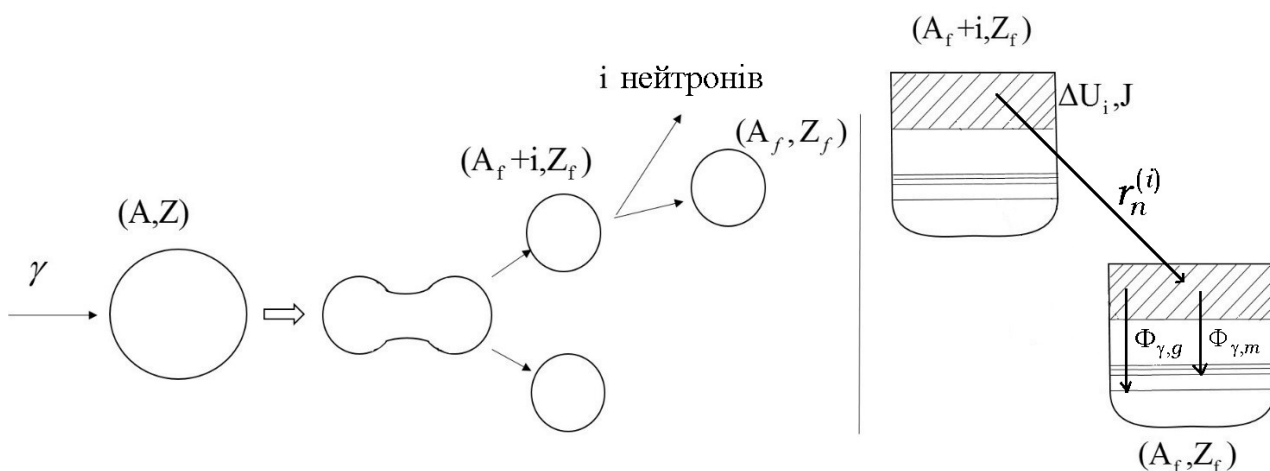


Рис.3.11. Схематичне представлення процесу поділу ядра на два первинні збуджені фрагменти з вильотом i нейтронів з первинного фрагменту та заселення метастабільного m та основного g станів за рахунок випаровування нейтронів та випромінювання гамма-квантів, починаючи із станів з енергією збудження U_i та спіном J .

На Рис.3.11 схематично представлено процес поділу ядра (A,Z) та утворення первинних фрагментів (A_f+i, Z_f) , де (A_f, Z_f) - ядро, ізомерне відношення якого вимірюється, i -кількість нейтронів, які можуть вилетіти з ядер-фрагментів з даним зарядом Z_f . Використовуються такі уявлення про перебіг реакції фотоподілу із заселенням ізомерного стану. Спершу ядро (A,Z) зі спіном i парністю (J_c, π_c) поглинає $E1$ гамма-квант, при цьому формується складене ядро зі спіном i парністю $(J_c \pm 1, -\pi_c)$. Відбувається

поділ компаунд-ядра на ядра-уламки $(A_f + i, Z_f)$, які утворюються у збудженому стані із надлишком нейтронів. Ці уламки із надлишком нейтронів розпадаються за рахунок випаровування (випромінювання) нейтронів із енергією ε_n в основному із малими орбітальними моментами (практично із орбітальними моментами $l=0$). В залежності від енергії збудження може вилетіти від нуля до $i_m = 2$ нейтронів. Після вильоту миттєвих нейтронів з різними енергіями та різною множинністю формується ядро-уламок із розподілом за енергією, який задається функцією розподілу $\varphi_i(U)$. Одразу після вильоту нейтрона, коли енергія збудження ядра-уламка менша за енергію відділення нейтрону $U < S_n$, це збудження уламка знімається каскадом гамма-квантів, в результаті якого заселяється і ізомерний, і основний стани ядра. Середня кількість кроків у гамма-каскаді 3-4. При гамма-переходах випромінюються переважно дипольні гамма-кванти. Вважається, що парністю переходів можна знехтувати, тобто в однаковій кількості присутні переходи обох парностей, а також, що перехід на кінцевий стан відбувається через достатньо велику кількість гамма-каскадів, з однаковою кількістю парних і непарних станів.

Для обчислення ізомерних відношень використовувався такий вираз:

$$R_{th}(x) = \frac{\sum_{i=0}^2 w(A_f + i, Z_f) \int_{U_{\min}^{(i)}}^{U_{\max}^{(i)}} \sum_J g_g^{(i)}(U, J) \cdot \varphi_i(U) \cdot P^{(i)}(J, x) dU}{\sum_{i=0}^2 w(A_f + i, Z_f) \int_{U_{\min}^{(i)}}^{U_{\max}^{(i)}} \sum_J g_m^{(i)}(U, J) \cdot \varphi_i(U) \cdot P^{(i)}(J, x) dU} \quad (3.4.1)$$

Функція $w(A_f + i, Z_f)$ визначає розподіл первинних ізотопів за масовим числом $(A_f + i, Z_f)$ після поділу. В даній роботі вважається, що первинні після поділу розподіли $w(A_f + i, Z_f)$ не сильно відрізняються один від одного через невеликий інтервал масових чисел $A_f + i$. Ймовірності заселення основного (ізомерного) рівня досліджуваного ядра-фрагменту (A_f, Z_f) із

стану ізотопу (A_f+i, Z_f) з енергією збудження U та спіном J позначено як $g_g^{(i)}(U, J)$ ($g_m^{(i)}(U, J)$). Величини ймовірностей розраховувались в кодах EMPIRE 3.2 та TALYS 1.6. Функція розподілу за енергією збудження $\varphi_i(U)$ взята у вигляді сходинок в енергетичному інтервалі від мінімальної до максимальної енергії збудження:

$$\varphi_i(U) = \begin{cases} 1, & U_{\min}^{(i)} \leq U \leq U_{\max}^{(i)} \\ 0, & U < U_{\min}^{(i)}, U > U_{\max}^{(i)} \end{cases} \quad (3.4.2)$$

Мінімальна енергія збудження $U_{\min}^{(i)} = S_i$, де S_i - енергія відділення i нейтронів з ядра (A_f+i, Z_f) , що дорівнює $S_i = \sum_{j=0}^{i-1} S_n^{(j)}$, де $S_n^{(j)}$ - енергія відділення одного нейтрона від ядра (A_f+j, Z_f) , $S_{i=0} = 0$. Максимальна енергія збудження $U_{\max}^{(i)} = S_i + \Delta U$, $\Delta U = 2\bar{S}_n = 16$ MeV - інтервал енергій збудження, однаковий для всіх ізотопів, що відповідає подвійній середній енергії відділення нейтронів ($\bar{S}_n = 8$ MeV). Функція $P^{(i)}(J)$ є функцією розподілу за спінами початкових станів у первинному фрагменті (A_f+i, Z_f) . Оскільки масові числа A_f+i знаходяться в малому інтервалі, то функція $P^{(i)}(J)$ вважалась однаковою у різних ізотопів. Розподіл за кутовими моментами первинних фрагментів відповідає спіновому розподілу густини ядерних рівнів. Були використані такі вирази для розподілу станів первинних ядер-фрагментів за кутовими моментами:

$$P^{(i)}(J) = \frac{\rho(J)}{\rho(0)} = (2J+1) \exp\left\{-\frac{J(J+1)}{2B^2} - \lambda J\right\},$$

$$P^{(i)}(J) = \frac{\rho(J)}{\rho(0)} = (2J+1) \exp\left\{-\frac{J(J+1)}{2(B+\mu)^2}\right\}. \quad (3.4.3)$$

Величина параметру B в спіновій залежності є параметром “обрізання” по спіну, який можна розрахувати в моделі Фермі газу для сферичних ядер: $B^2 = 0.0889 \sqrt{aU} \cdot A^{2/3}$, тут a - параметр густини рівнів, A – масове число, U

-енергія збудження. Вираз для параметру обмеження за спіном отримується в рамках моделі Фермі газу для сферичних ядер $B^2 = F \cdot T$ (в одиницях \hbar) зі значенням температури ядра $T = \sqrt{\bar{U} / a}$, що визначається середнім значенням енергії збудження $\bar{U} = (U_{min} + U_{max}) / 2$ та параметром густини рівнів $a = A / 10$ (MeB^{-1}). Момент інерції ядра $F = 0.0194A^{5/3}$ ($\hbar^2 MeB^{-1}$).

Експериментально отримані значення ізомерних відношень $R_{Y,exp} = Y_m / Y_g$ було використано для розрахунку розподілу кутових моментів $P^{i=0}(J)$, а саме було визначено параметри λ, μ шляхом мінімізації критерію χ^2 при підгонці теоретичних значень ізомерних відношень згідно із виразом (3.4.1) до експериментально вимірених даних значень ізомерних відношень R_Y (Таблиця 3.5.).

Після визначення параметрів в функціях спінового розподілу середній кутовий момент первинного фрагменту (A_f, Z_f) обчислювався в одиницях \hbar за формулою:

$$\bar{J} = \frac{\sum_J JP^{(0)}(J, x)}{\sum_J P^{(0)}(J, x)}. \quad (3.4.4)$$

Сумування по спіну J виконується за цілим значенням $J \geq 0$ для ядер фрагментів поділу з цілими спінами основних станів і напівцілим значенням $J \geq 1/2$ для ядер-фрагментів, де спіни основних станів напівцілий (закон збереження кутового моменту).

Ймовірності заселення $g_g^{(i)}(U, J)$, $g_m^{(i)}(U, J)$ розраховувались за допомогою коду EMPIRE 3.2 [11]. Цей код містить та використовує існуючу базу даних бібліотеки RIPL-3 [3] за енергіями низьколежачих станів та ймовірностей гамма-переходів, що дозволяє відмовитися від концепції так званого вирішального гамма-переходу методу Хьюзенга-Ванденбоша [149-150].

При розрахунках заселеностей використовувалися такі вирази для ФСФ та густини ядерних рівнів [3, 112, 168], а саме: для ФСФ - моделі SLO, EGLO, MLO; а для густини ядерних рівнів (ГЯР) - метод Хартрі-Фока-Боголюбова (HFБ), модель Гілберта-Камерона (GC), та Узагальнена модель надплинної рідини (EGSM) [3, 112, 168]. Опис моделей густин рівнів приведено нижче.

Розпад компаунд-ядра при енергіях збудження в області ГДР завжди відбувається з неперервного спектру. Тому для теоретичного опису процесу фотоподілу необхідно мати інформацію про ГЯР. В теоретичних розрахунках в даній роботі досліджувався вплив існуючих теоретичних моделей опису ГЯР на розрахунок середніх кутових моментів уламків фотоподілу.

При розгляді високозбуджених станів ядер в області квазінеперервного спектру вводять поняття густини рівнів ρ та середнього значення густини ядерних рівнів $\langle \rho \rangle$. Густина ядерних рівнів ρ визначає кількість рівнів ΔN , що розташовані в деякому інтервалі енергій від U_1 до U_2 : $\int_{U_1}^{U_2} \rho(U) dU = N(U_2) - N(U_1) = \Delta N$, тут $N(U)$ - кількість збуджених рівнів із енергією, меншою від U . Середнє значення густини рівнів з енергією U представляє собою відношення кількості рівнів $\Delta N(U)$, що розташовані в малому інтервалі енергій ΔU : $\langle \rho(U) \rangle = \frac{\Delta N(U)}{\Delta U}$. Інтервал енергій ΔU повинен суттєво перевищувати середню відстань між рівнями D і бути значно менше енергії збудження.

Модель Фермі газу була запропонована Бете [169]. Дана модель базується на припущенні, що одночастинкові стани, які формують спектр збуджених станів ядра, є рівновіддаленими і що колективні рівні відсутні. Такий підхід дозволяє отримати просте співвідношення для густини рівнів.

Густина рівнів для однокомпонентної Фермі-системи:

$$\rho_{FGM}(U, A) = \frac{\exp(2\sqrt{aU})}{\sqrt{48U}}. \quad (3.4.5)$$

Повна густина рівнів для двокомпонентної Фермі-системи:

$$\rho_{FGM}^{tot} \equiv \rho(U, A, Z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp\{2\sqrt{aU}\}}{a^{1/4}U^{5/4}}. \quad (3.4.6)$$

Тут a - параметр густини рівнів є енергетично-залежним і визначається із підгонки до експериментальних даних. Параметр густини рівнів пов'язаний із густиною одночастинкових станів протонів та нейтронів $g_p(g_n)$, $a = \pi^2(g_p + g_n)/6$. В моделі Фермі газу можна врахувати парно-непарні ефекти в ядрах за рахунок введення “ефективної” енергії збудження $U' \rightarrow U = U' - \Delta$, тут Δ - є емпіричним параметром, що пов'язаний із енергією спарювання нуклонів у пари з нульовим спіном, що визначає необхідність передавати частину енергії на розрив цих пар для того, щоб з'явилась можливість збудження одночастинкових рівнів із цими частинками.

Густина рівнів двокомпонентного Фермі газу з A нуклонами та спіном J в наближенні невеликих кутових моментів та в припущенні, що проекції повного кутового моменту випадково складаються, рівна:

$$\rho(U, J^\pi, A, Z) = \frac{1}{2} \frac{(2J+1)}{2\sqrt{2}\sigma^3} \cdot \exp\{-(J+1/2)^2 / 2\sigma^2\} \cdot \rho(U, A, Z) \quad (3.4.7)$$

Тут J^π - це спін та парність ядра, фактор $1/2$ виникає за рахунок припущення про рівні розподіли станів із додатними та від'ємними парностями. Параметр σ^2 є параметром обрізання по спіну і характеризує ширину розподілу Гауса z - проекції кутового моменту J . Підсумовування виразу (3.4.7) за усіма спінами та парностями приводить до отримання виразу для повної густини рівнів в моделі Фермі газу (3.4.6).

В моделі Фермі газу вираз для густини рівнів залежить від параметрів a, σ, Δ . Залежність енергії збудження U , ентропії S та інших термодинамічних функцій від температури має такий вигляд: $U = aT^2$, $S = 2aT$, $\sigma^2 = \frac{6}{\pi^2} \langle m^2 \rangle aT$. Тут $\langle m^2 \rangle$ - середнє значення квадрату проекції

кутового моменту одночастинкових станів, визначається моментом інерції \mathfrak{I} нагрітого сферичного твердого тіла з тим же розподілом густини, що і в розглядуваному ядрі: $\langle m^2 \rangle = \mathfrak{I} / \hbar^2 g_0$. Значення в околі енергії Фермі рівне: $\langle m_F^2 \rangle = (3\pi^2)^{1/3} A^{2/3} / 10$. Параметр густини станів в моделі Фермі газу оцінюється із використанням напівкласичного наближення:

$$g(\varepsilon_F) = \frac{4m_0 r_0^2}{\hbar^2 (3\pi^2)^{1/3}} A(1 + \beta_s A^{-1/3}), \quad (3.4.8)$$

де m_0 - маса нуклона, r_0 - параметр радіуса ядра, A - масове число, β_s визначає поверхневий компонент одночастинкової густини рівнів. Тоді відповідний параметр густини рівнів a в одиницях MeV^{-1} можна записати як $a = \pi^2 g(\varepsilon_F) / 6$. Якщо знехтувати поверхневим внеском β_s , то наближено вираз для параметру густини рівнів $a \approx A / 13.5$. Різні напівкласичні визначення для параметру спінової залежності пов'язані із різними оцінками величини β_s .

Модель Фермі газу не враховує колективні ефекти. В інших моделях в густині ядерних рівнів враховують корекції, пов'язані із парними кореляціями та колективними оберतालними та коливальними станами. Для врахування таких ефектів використовують модель Фермі газу зі зворотним зміщенням Back-Shifted Fermi Gas model (BSFGM), узагальнену модель Гільберта-Камерона Combined Gilbert-Cameron (CGCM).

Модель Фермі газу зі зворотним зміщенням Back-shifted Fermi Gas model (BSFGM) була розроблена для одночасного опису нейтронних резонансних ширин та низьколежачих станів. Для опису обох наборів даних величини a , Δ розглядаються як підгоночні параметри для кожного ядра.

Вираз для повної густини рівнів в моделі BSFGM:

$$\rho_{BSFGM}(U) = \left[\frac{1}{\rho_{FGM}(U)} + \frac{1}{\rho_0(T)} \right]^{-1}, \quad (3.4.9)$$

де $\rho_0(T) = e \frac{a}{12\sigma} \exp(a^2 T^2)$, температура $T = \sqrt{U/a}$. Параметрами цієї моделі виступають:

1) енергетичний зсув Δ зі значенням $n = -1, 0, 1$ для відповідно непарно-непарних, непарних A та парно-парних ядер, а δ - виступає підгоночним параметром:

$$\Delta = n \frac{12}{\sqrt{A}} + \delta, \quad (3.4.10)$$

2) енергетично-залежний параметр густини рівнів a . У мікроскопічних моделях показано: при збільшенні енергії збудження роль оболонкових ефектів зменшується. Даний факт враховано в такому виразі для параметру густини рівнів:

$$a \equiv a(U, Z, A) = \tilde{a} \left[1 + \frac{\delta W(Z, A)}{U} (1 - \exp(-\frac{\gamma_0}{A^{1/3}} U)) \right], \quad (3.4.11)$$

де $\delta W(Z, A)$ - оболонкова поправка до енергії, $\tilde{a} = (\alpha A + \beta A^{2/3})$ - асимптотичний параметр густини рівнів (отримується, коли усі оболонкові ефекти відсутні), α, β - підгоночні параметри, що визначають об'ємний та поверхневий внески. Підгоночний параметр γ_0 визначає швидкість, із якою параметр $a(U, Z, A)$ наближається до $\tilde{a}(A)$. Абсолютне значення величини δW визначає відмінність величини a від \tilde{a} при низьких енергіях збудження. Оболонкові поправки визначають як різницю маси ядра, отриману експериментально та розраховану в рамках моделі рідкої краплини: $\delta W(Z, A) = M_{\text{exp}}(Z, A) - M_{LDH}(Z, A, \beta)$;

3) параметр обмеження по спіну σ^2 визначає залежність густини ядерних рівнів від кутового моменту. Вираз для параметру базується на тому, що ядро має обертальну енергію, яка не може бути перетворена на збудження окремих нуклонів. Тому цей параметр пов'язаний із моментом інерції \mathfrak{I}_0 ядра зі спіном I_0 та термодинамічною температурою T . Із мікроскопічного розгляду ГЯР показано, що значення величини σ^2 / T не є сталим, а на його

величину можуть впливати оболонкові ефекти, вплив яких є схожим із впливом на параметр ГЯР a :

$$\sigma_{BSFGM}^2(U) = \mathfrak{I}_0 \frac{a}{\tilde{a}} \sqrt{\frac{U}{a}} = 0.01389 \frac{A^{5/3}}{\tilde{a}} \sqrt{aU} . \quad (3.4.12)$$

Отримані в [3] значення параметрів моделі BSFGM такі: $\alpha = 0.0722396 \text{ MeV}^{-1}$, $\beta = 0.195267 \text{ MeV}^{-1}$, $\gamma_0 = 0.410289 \text{ MeV}^{-1}$, $\delta = 0.173015 \text{ MeV}$.

У композитній моделі Гільберта-Камерона (**Composite Gilbert Cameron Model**) **CGCM** поєднується опис густини рівнів у низькоенергетичній області та у високоенергетичній. У низькоенергетичній області для опису кількості низькоенергетичних рівнів $N(U)$ використовується експоненційна залежність $N(U) = \exp\{(U - U_0)/T\}$ із параметрами U_0, T , що визначаються із підгонки експериментальних даних. Вираз для густини рівнів у низькоенергетичній області :

$$\rho_T(U) = \frac{dN}{dU} = \frac{1}{T} \exp\left(\frac{U - U_0}{T}\right), \quad (3.4.13)$$

де T – це ядерна температура, яка для розглядуваної низькоенергетичної області приймається постійною, тому такий підхід до розрахунку густини рівнів називається моделлю зі сталою температурою.

В моделі CGCM для густини рівнів у високоенергетичній області використовується вираз з моделі Фермі газу із врахуванням енергії спарювання в ефективній енергії збудження $U = U' - \Delta$, із $\Delta = n \cdot 12 / \sqrt{A}$ та $n = 0, 1, 2$ для непарно-непарних ядер, ядер із непарним A та парно-парних ядер відповідно. На відміну від моделі BSFGM (ф. (3.4.10)) тут не використовується підгоночний параметр δ та по-іншому визначений параметр n .

Поєднують вирази для низькоенергетичної та високоенергетичної області шляхом використання умови неперервності функції густини рівнів та її першої похідної в деякій точці співставлення по енергії U_M :

$$U_0 = U_M - T \ln[T \rho_{FGM}(U_M)], \quad \frac{1}{T} = \left[\frac{d \ln \rho_F(U)}{dU} \right]_{U=U_M}. \quad (3.4.14)$$

Дана система (3.4.14) вирішується аналітично для будь-якої функції, що описує густину рівнів в моделі Фермі газу ρ_{FGM} або може бути вирішена чисельно. Для вирішення питання про поєднання опису густини рівнів у двох областях використовують ще одну умову, яка вимагає, щоб залежність зі сталою температурою відтворювала експериментальні значення дискретних рівнів, починаючи від деякого нижнього рівня N_L із енергією збудження U_L до певного верхнього рівня N_U із енергією збудження U_U :

$$N_U = N_L + \int_{U_L}^{U_U} \rho_T(E) dE, \text{ що після підстановки виразу для густини (3.4.13), дає}$$

вираз, з якого можна отримати значення енергії U_M :

$$\begin{aligned} N_U &= N_L + [\exp(\frac{U_U - U_0}{T}) - \exp(\frac{U_L - U_0}{T})] = \\ &= N_L + T \rho_{FGM}(U_M) [\exp(\frac{U_U - U_0}{T}) - \exp(\frac{U_L - U_0}{T})] \end{aligned}$$

Систематики параметрів, отримані для даної моделі, такі: $\alpha = 0.0692559$, $\beta = 0.282769$, $\gamma_0 = 0.433090$.

У композитній моделі Гільберта-Камерона для ядер із невеликою кількістю дискретних рівнів використовується такий емпіричний вираз для температури (в МеВ): $T = -0.22 + 9.4 / \sqrt{A(1 + \gamma \delta W)}$, в якому взято до уваги оболонкові ефекти δW . Емпіричний вираз для енергії співставлення: $U_M = 2.33 + 253 / A + \Delta$.

Узагальнена модель надплинної рідини - Generalized Superfluid Model (GSM). Модель Фермі газу та модель із постійною температурою дають прості вирази для розрахунків густин, проте в цих моделях не дано пояснення зсувів по енергії збудження, а також в моделі не входять оболонкові залежності параметрів густини рівнів. Інтерпретація таких ефектів повинна отримуватися в більш строгому підході, в якому прийнято

до уваги оболонкові ефекти у структурі одночастинкового спектру, а також враховано колективні ефекти, що виникають за рахунок залишкової взаємодії між нуклонами. Розрахунки в строгому мікроскопічному підході є надзвичайно складними, тому використовують послідовний феноменологічний підхід, в якому враховано основні мікроскопічні ідеї щодо структури високозбуджених рівнів. Беручи до уваги колективні ефекти, вираз для густини ядерних рівнів може бути представлений у вигляді:

$$\rho(U, J) = \rho_{qp}(U, J) K_{vib}(U) K_{rot}(U), \quad (3.4.15)$$

де $\rho_{qp}(U, J)$ - є густина, що створюється збудженнями квазічастинкових станів, $K_{vibr}(U)$, $K_{rot}(U)$ - це коефіцієнти підсилення, що відповідають вібраційним та ротаційним збудженням ядра. Для врахування парних кореляцій та коефіцієнтів, що відповідають за колективне підсилення, в моделі GSM вводиться додатковий зсув по енергії збудження δ_{shift} . Тоді ефективна енергія збудження U пов'язується із енергією збудження U' , як $U = U' + n\Delta_0 + \delta_{shift}$. Значення $\Delta_0 = 12 / \sqrt{A}$, а $n = 0, 1, 2$ для відповідно парно-парних, непарних-А та непарно-непарних ядер.

Квазічастинкові збудження описуються в рамках теорії надпровідності. В моделі GSM розглядається фазовий перехід від низьких енергій, коли для густини рівнів використовується підхід надплинної рідини, до високоенергетичної області, коли парні кореляції сильно впливають на густину рівнів, а область великих енергій збудження описується в рамках моделі Фермі газу. Таким чином, модель GSM нагадує модель CGCM, але в моделі GSM поєднання низькоенергетичної та високоенергетичної області не базується на виборі конкретного енергетичного рівня, на якому проводиться співставлення виразів густини рівнів. Натомість, у моделі GSM використовується температурна залежність при низьких енергіях. Густину рівнів, що створюється квазічастинковими збудженнями, записують як:

$$\rho_{qp}(U, J) = \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma_{eff}^3\sqrt{D}} \exp\left(\frac{S - (J + \frac{1}{2})^2}{2\sigma_{eff}^2}\right). \quad (3.4.16)$$

Тут ефективний параметр обрізання по спіну $\sigma_{eff}^2 = \mathfrak{I}_{eff} T$ визначається температурою T та ефективним моментом інерції ядра:

$$\mathfrak{I}_{eff} = \begin{cases} \mathfrak{I}_{\parallel} & \text{у сферичних ядрах} \\ (\mathfrak{I}_{\parallel})^{1/3} (\mathfrak{I}_{\perp})^{2/3} & \text{у деформованих ядрах} \end{cases}. \quad \text{Тут використані вирази для}$$

паралельної та перпендикулярної компоненти моменту інерції:

$$\mathfrak{I}_{\parallel} = \langle m^2 \rangle \frac{6}{\pi^2} aT \left(1 - \frac{2}{3}\beta\right), \quad \mathfrak{I}_{\perp} = \langle m^2 \rangle \frac{6}{\pi^2} aT \left(1 + \frac{1}{3}\beta\right), \quad \beta \quad - \quad \text{параметр}$$

квадрупольної деформації ядра, $\langle m^2 \rangle = 0.24A^{2/3}$ - середня величина квадрату

проекції кутового моменту для одночастинкових станів на поверхні Фермі, a

- параметр густини рівнів. Термодинамічні функції S, D залежать від області

енергії збудження U , вище чи нижче від критичної енергії U_c .

Вплив оболонкових ефектів на одночастинкові стани проявляється у формі залежності параметру густини рівнів від енергії збудження $a(U)$, а саме – залежність параметру a від енергії збудження проявляється сильніше для низьких енергій (оболонкові ефекти сильніше проявляються для низьких енергій), а для високих енергій збудження використовується параметр густини рівнів, схожий до моделі Фермі газу:

$$a(U) = \begin{cases} \tilde{a}(A) \left[1 + \frac{\delta W(Z, A)}{U} (1 - \exp(-\frac{\gamma_0}{A^{1/3}} U)) \right] & U \geq U_c \\ a_c(U_c) & U < U_c \end{cases}. \quad (3.4.17)$$

Тут $\delta W(Z, A)$ - це оболонкова поправка до енергії; величина \tilde{a} - є

асимптотичним параметром густини рівнів, отриманим, коли усі оболонкові

ефекти відсутні, параметр затухання γ_0 є підгоночним параметром, a_c -

параметр густини рівнів, визначений при критичній енергії U_c . Вище за

критичну енергію густина рівнів описується формулою в моделі Фермі газу

для ρ_{qp} .

Вплив надпровідних парних кореляцій на властивості ядра може бути охарактеризованим в термінах кореляційної функції Δ_0 , яка визначає різницю енергій зв'язку для парно-непарних ядер та енергетичний зазор в $2\Delta_0$ у спектрі квазічастинкових збуджень для парно-парних ядер. Критична температура T_c фазового переходу від надпровідної до нормальної рідини пов'язана із кореляційною функцією як $T_c = 0.567\Delta_0$. Енергія збудження, що відповідає критичній температурі U_c , може бути виражена як $U_c = a_c T_c^2 + E_{cond}$, де E_{cond} - це енергія конденсації для непарно-непарних ядер, яка визначає зменшення енергії основного стану ядра відповідно до парних кореляцій:

$$E_{cond} = \frac{3}{2\pi^2} a_c \Delta_0^2. \quad (3.4.18)$$

Для енергій, нижчих від критичної U_c , густина рівнів описується із використанням термодинамічної функції із параметром спінової залежності

$$a_c = \tilde{a}(A) \left[1 + \delta W \frac{1 - \exp\left(-\frac{\gamma_0}{A^{1/3}} a_c T_c^2\right)}{a_c T_c^2} \right], \text{ що враховує оболонкові ефекти.}$$

Густина рівнів $\rho_{qp}(U_c, J)$ при критичній енергії U_c обраховується із такими значеннями термодинамічних функцій ентропії і критичного детермінанту $S_c = 2a_c T_c$, $D_c = \frac{144}{\pi} a_c^3 T_c^5$. Усі інші величини розраховуються при $a = a_c$.

Густина рівнів нижче від критичної енергії розраховується із використанням рівняння стану надплинної рідини.

Вище за критичну енергію U_c , густина рівнів та інші ядерні термодинамічні функції описуються із використанням моделі Фермі газу із енергетичним зміщенням, що відповідає енергії конденсації $U_{eff} = U - E_{cond}$.

В результаті, два підгоночні параметри використовуються в моделі GSM для ядра: \tilde{a} , δ_{shift} .

В адіабатичному наближенні підсилення за рахунок ротаційної енергії залежить від форми ядра і записується як:

$$K_{rot}(U) = \begin{cases} 1 & \text{сферичні ядра} \\ \mathfrak{S}_{\perp} T & \text{деформовані ядра} \end{cases} \quad (3.4.19)$$

Фактор вібраційного підсилення визначається в мікроскопічному підході співвідношенням, що виражається через енергії вібраційних збуджень ω_i , енергію, що відповідає квазічастинковим збудженням ω_i^0 , та фактор g_i , що відображає виродження таких збуджень:

$$K_{vibr}(U) = \prod_i \left[\frac{1 - \exp(-\omega_i^0 / t)}{1 - \exp(-\omega_i / t)} \right]^{g_i} \quad (3.4.20)$$

Наявність квазічастинкових енергій у цій формулі враховує неадіабатичні ефекти у збуджених ядрах. У мікроскопічному підході вібраційні та ротаційні збудження є зв'язаними, внаслідок чого результуюче колективне підсилення є меншим за адіабатичну оцінку підсилення.

На основі мікроскопічних моделей встановлено наявність затухання фактору підсилення густини рівнів зі зростанням енергії збудження. Емпіричним чином отримано таку функцію затухання фактору оберտального підсилення: $Q_{rot}^{damp}(U) = 1 / (1 + \exp[(U - U_r) / d_r])$ із параметрами $U_r = 40$ MeV, $d_r = 10$ MeV.

Загальна параметризація для моделі GSM, отримана на основі підгонки експериментальних даних у [3] така: $\alpha = 0.093 \pm 0.004$, $\beta = 0.105 \pm 0.014$, $\gamma_0 = 0.375 \pm 0.015$, $\delta_{shift} = 0.617 - 0.00164A$ MeV.

У Підсиленій узагальненій моделі надплинної рідини (EGSM) [3] подано більш детальний розгляд великих кутових моментів. Дана модель призначена для моделювання реакцій із важкими налітаючими частинками, а також для реакцій із низькоенергетичними нейтронами для ядер, близьких до лінії бета-стабільності.

Підсилення відносно моделі GCM полягає у описі спінового розподілу в моделі Фермі газу. Ротаційна енергія в EGSM отримується із внутрішньої енергії збудження, що відрізняється від попередніх моделей, у яких спінова залежність розглядається як окремий фактор, що характеризується параметром спінової залежності. Колективне підсилення густини рівнів за рахунок обертання ядра розглядається у неадіабатичному наближенні, а вібраційне колективне підсилення – у адіабатичному підході. Енергії вібраційних рівнів оцінюються в моделі рідкої краплини як коливання поверхні краплини.

В моделі EGSM застосовується підхід GCM з моделлю надплинної рідини для області, нижче від критичної енергії збудження U_c , а модель Фермі газу у області, вище від U_c . Енергія збудження U в моделі EGSM пов'язана із енергією збудження U' таким чином: $U = U' + n\Delta_0$ із $\Delta_0 = 12 / \sqrt{A}$ та $n = 0, 1, 2$ для парно-парних, непарних-А та непарно-непарних ядер відповідно. Відмінність в моделі EGSM полягає у явному виразі для деформації, що спричинена обертанням ядра та є залежною від спіну. Деформація входить до формул для густини рівнів у вигляді моменту інерції та параметру густини рівнів a , який зростає зі зростанням поверхні ядра. Однак дане підсилення у параметрі густини рівнів є незначним у порівнянні із впливом деформації основного стану ядра і ним можна знехтувати.

Беручи до уваги, що витягнуте ядро може обертатися навколо вісі, перпендикулярної до осі симетрії, вираз для густини рівнів може бути записано у вигляді:

$$\rho(U, J, \pi) = \frac{1}{16\sqrt{6\pi}} \left(\frac{\hbar^2}{\mathfrak{I}_{\parallel}}\right)^{-1/2} a^{-1/4} Q_{rot}^{damp}(U) \times \sum_{K=-J}^J \left(U - \frac{\hbar^2 K^2}{2\mathfrak{I}_{eff}}\right)^{-5/4} \exp\left\{2\sqrt{a\left(U - \frac{\hbar^2 K^2}{2\mathfrak{I}_{eff}}\right)}\right\} \quad (3.4.21)$$

де a - параметр густини рівнів, J - спін ядра, K - проекція спіну ядра на вісь симетрії.

Для сплюснутих ядер розглядається також обертання відносно осі симетрії, що не дозволено у квантовій механіці, але використовується в моделі Фермі газу для розрахунку моменту інерції для енергії обертання. Вираз для густини рівнів для сплюсненого ядра:

$$\rho(U, J, \pi) = \frac{1}{16\sqrt{6\pi}} \left(\frac{\hbar^2}{\mathfrak{I}_{\parallel}}\right)^{-1/2} a^{-1/4} Q_{rot}^{damp}(U) \times \\ \times \sum_{K=-J}^J \left(U - \frac{\hbar^2[J(J+1) - K^2]}{2|\mathfrak{I}_{eff}|}\right)^{-5/4} \exp\left\{2\sqrt{a\left(U - \frac{\hbar^2[J(J+1) - K^2]}{2|\mathfrak{I}_{eff}|}\right)}\right\} \quad (3.4.22)$$

В області, вище критичної енергії U_c , густина рівнів визначається виразами (3.4.21) і (3.4.22) зі значенням зсуву по енергії, що відповідає енергії конденсації: $U = U' - E_{cond}$, де енергія конденсації E_{cond} береться у вигляді (3.4.18). Ефективний момент інерції визначається $\frac{1}{\mathfrak{I}_{eff}} = \frac{1}{\mathfrak{I}_{\parallel}} + \frac{1}{\mathfrak{I}_{\perp}}$.

Вирази для густини рівнів містять підсумовування за проекцією кутового моменту K , тому враховують підсилення за рахунок обертання. Підсилення в моделі EGSM включає параметр затухання $Q_{rot}^{damp}(U)$.

В моделі EGSM також враховано підсилення за рахунок коливання. В даній моделі енергія коливань поверхні ядра визначається виразом:

$$\omega_{\lambda}^2 = \frac{\hbar^2 c^2 \alpha}{\rho_0 R_0^3} \lambda(\lambda-1)(\lambda+2), \text{ де } \lambda - \text{ мультипольність поверхневих коливань,}$$

$$\rho_0 = m_0 / \left(\frac{4\pi r_0^3}{3}\right) - \text{ густина ядерної матерії, } m_0 = 939 \text{ МеВ є масою нуклона,}$$

$$R_0 = r_0 A^{1/3} \text{ є радіус ядра із } r_0 = 1.26 \text{ фм. Коефіцієнт напруженості поверхні}$$

$$\text{отримується феноменологічно } \alpha = \frac{17}{4\pi r_0^2} \text{ МеВ.}$$

Підсилення густини рівнів за рахунок коливань може бути приблизно

$$\text{описано таким чином: } K_{vib}^{LDM}(U) = \exp\left\{1.694 \cdot \left(\frac{\rho_0 R_0^3}{\hbar^2 c^2 \alpha}\right)^{2/3} T^{1/3}\right\} Q_{vibr}(T).$$

Температура T - це термодинамічна температура, що отримується із

рівняння стану, $Q_{vibr}(T)$ визначає затухання коливального підсилення зі збільшенням температури. Вібраційне затухання параметризується у такому вигляді: $Q_{vibr}(T) = 1 / \{1 + \exp[(T - T_{vibr}) / d_{vibr}]\}$ із $T_{vibr} = 1$ MeB, а $d_{vibr} = 0.1$ MeB. Систематичні параметри для моделі EGSM такі: $\alpha = 0.0741$, $\beta = 0.0003$, $\gamma_0 = 0.5725$.

3.5. Результати обчислень середніх кутових моментів уламків поділу

На Рис.3.10 наведені розраховані ймовірності (у відносних одиницях) заселення основного (ізомерного) стану ядра ^{97}Nb із станів (U, J) збуджених ізотопів ніобію з масовими числами $A_i = \{97, 99\}$, які були обчислені з використанням коду EMPIRE 3.2.

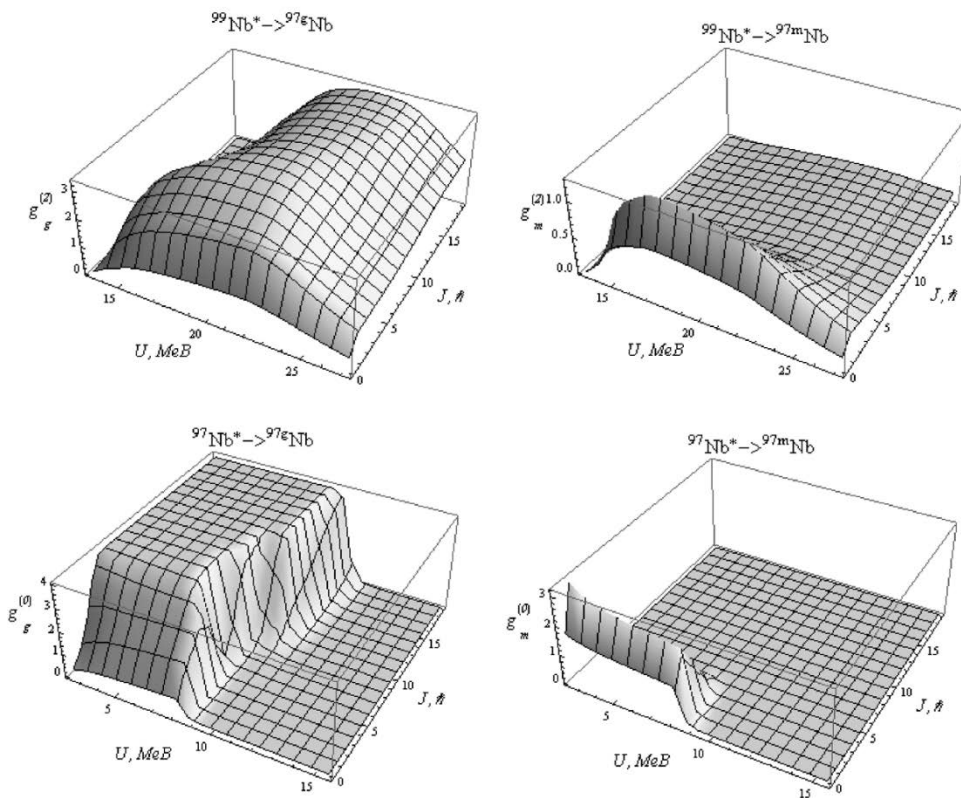


Рис.3.10. Ймовірності заселення основного та ізомерного станів ($g(U, J)$ та $g_m(U, J)$ відповідно) ядра ^{97}Nb із збуджених станів ізотопів

$^{99}\text{Nb}^*$, $^{97}\text{Nb}^*$ в залежності від енергії збудження U (в MeB) та спіну J (в одиницях \hbar), розраховані за допомогою коду EMPIRE 3.2.

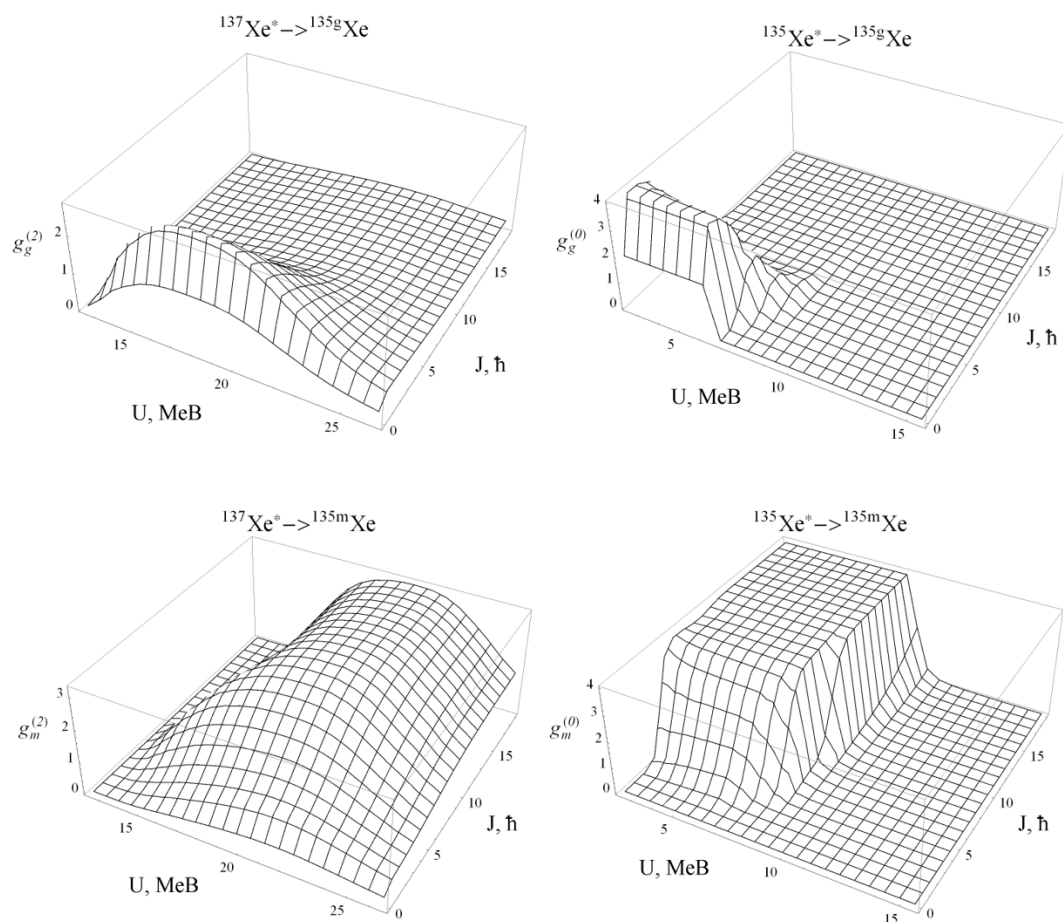


Рис.3.11. Ймовірності заселення основного та ізомерного станів ($g_g(U, J)$ та $g_m(U, J)$ відповідно) ядра ^{135}Xe із збуджених станів ізотопів $^{137}\text{Xe}^*$, $^{135}\text{Xe}^*$ в залежності від енергії збудження U (в MeB) та спіну J (в одиницях \hbar), розраховані за допомогою коду EMPIRE 3.2.

Значення цих ймовірностей, розрахованих за допомогою коду TALYS 1.6, подібні. На Рис.3.11 наведено аналогічні розподіли для ізотопу ^{135}Xe . У розрахунках значень заселеностей були використані різні вирази для ФСФ та ГЯР, отримані розподіли є подібними до представлених на Рис.3.10 та 3.11 і несуттєво залежать від цих виразів.

Розрахунки середнього кутового моменту \bar{J} для первинного ядра-фрагменту ^{97}Nb було виконано за допомогою кодів EMPIRE та TALYS з урахуванням вильоту нейтронів ($i_{\max}=0$, $i_{\max}=2$). Отримані значення \bar{J} наведені в Таблиці 3.4 та, для наочності, на Рис. 3.12. Видно, що виліт різної кількості нейтронів призводить до деякого усереднення по заселеннях рівнів, але це не суттєво впливає на розрахунки середнього кутового моменту, що підтверджують аналітичні розрахунки з роботи [155]. Розрахунки середнього кутового моменту \bar{J} для первинних ядер-фрагментів ^{95}Nb , ^{133}Xe та ^{135}Xe наведені в Таблиці 3.5.

Розрахунки із визначення середнього кутового моменту показали несуттєву залежність від виразів для густини ядерних рівнів та фотонних силових функцій, що продемонстровано на Рис. 3.13. Тому можна використовувати тільки рекомендовані до використання параметри для густин ядерних рівнів та фотонних силових функції за кодами EMPIRE 3.2 та TALYS 1.4

Таблиця 3.4. Результати теоретичних розрахунків середніх кутових моментів для ядра ^{97}Nb .

Ядро-мішень, (E_e , MeV)	TALYS				EMPIRE			
	$i_{\max}=0$		$i_{\max}=2$		$i_{\max}=0$		$i_{\max}=2$	
	Eq.(1)	Eq.(2)	Eq.(1)	Eq.(2)	Eq.(1)	Eq.(2)	Eq.(1)	Eq.(2)
^{235}U (10.5)	1.5± 0.5	1.5± 0.5	0.9± 0.6	0.9± 0.6	1.4± 0.6	1.5± 0.6	-	-
^{238}U (12.0)	1.5± 0.5	1.5± 0.5	0.9± 0.6	0.9± 0.6	1.4± 0.6	1.5± 0.5	-	-
^{235}U (18.0)	5.2± 0.8	4.8± 0.8	5.2± 0.9	4.9± 0.9	5.1± 0.8	4.8± 0.8	4.9± 1.0	4.6± 0.9
^{238}U (18.0)	5.1± 0.7	4.7± 0.7	5.1± 0.8	4.8± 0.7	5.0± 0.7	4.7± 0.7	4.8± 0.8	4.5± 0.7

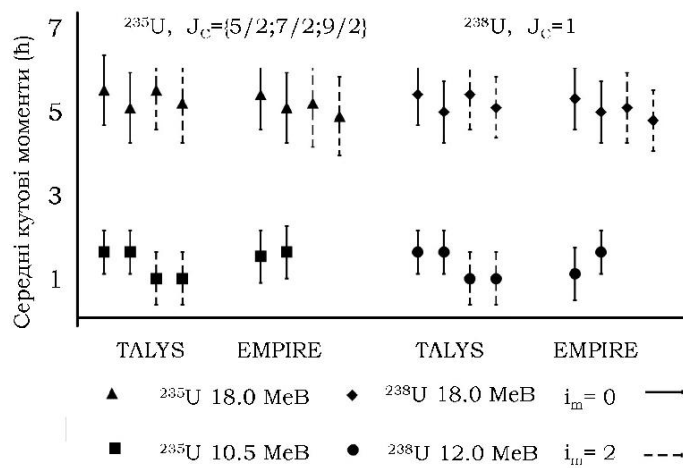


Рис.3.12. Результати теоретичних розрахунків середніх кутових моментів для ^{97}Nb , виконані за допомогою кодів EMPIRE та TALYS з урахуванням вильоту нейтронів ($i_{\text{max}}=0$, $i_{\text{max}}=2$). У фігурних дужках вказані значення спінів збуджених станів компаунд-ядра, що ділиться.

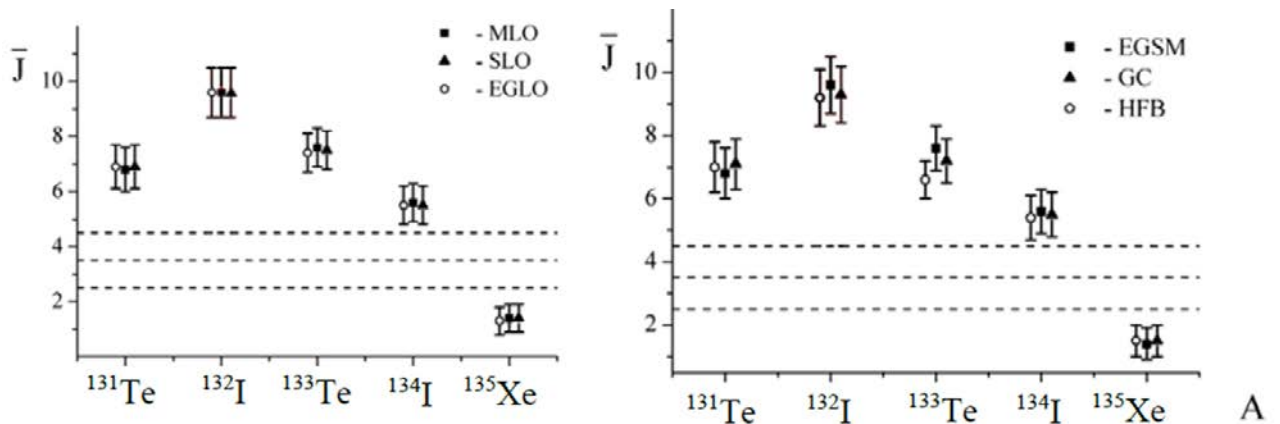


Рис.3.13. Результати теоретичних розрахунків середніх кутових моментів, виконані за допомогою кодів EMPIRE та TALYS з урахуванням різних моделей до опису ФСФ та ГЯД. Видно, що результати розрахунків збігаються.

Отримані теоретичні значення середніх кутових моментів співпадають із характерними для легких ядер. Збільшення ізомерних відношень з граничною енергією E_e призводить до збільшення середніх кутових моментів первинних фрагментів поділу. При великих енергіях збудження середні

кутові моменти у фрагментах поділу відрізняються від значень у материнському ядрі, що вказує на існування додаткового механізму появи кутового моменту. Невизначеність кутових моментів може бути пов'язана із невизначеністю внеску передрівноважних процесів при поділі ядра [28].

Таблиця 3.5. Результати теоретичних розрахунків середніх кутових моментів для ядер ^{95}Nb , ^{133}Xe та ^{135}Xe .

Досліджуваний ізотоп	Ядро-мішень	Гранична енергія γ -квантів (MeV)	Середній кутовий момент \bar{J}
^{95}Nb	^{238}U	12.5	0.5 ± 0.5
^{133}Xe	^{238}U	12.5	3.0 ± 1.0
^{135}Xe	^{238}U	12.0	1.5 ± 0.5

3.6. Висновки до Розділу 3

1. Представлено методику вимірювання ізомерних відношень виходів уламків поділу та середніх кутових моментів.

2. Вперше для енергій ($E_e = 10.5, 12.0, 18$ MeV) обраховано ізомерні відношення виходів для ядер ^{95}Nb , ^{97}Nb , ^{133}Xe , ^{135}Xe в реакції поділу ^{235}U та ^{238}U . За допомогою цієї інформації були обчислені функції розподілу за спінами збуджених станів в уламках фотоподілу та визначені їх середні кутові моменти.

3. Показано відмінність значень середніх кутових моментів від значень у материнському ядрі, що свідчить про наявність додаткового механізму формування кутових моментів.

4. Встановлено, що середні кутові моменти при використанні різних підходів до обрахунку ФСФ та ГЯР та при розрахунках із врахуванням вильоту різної кількості нейтронів збігаються в межах похибки.

ВИСНОВКИ

1. Продемонстровано, що моделі на основі підходу MLO (SMLO, SMLOe) є найточнішими для опису експериментальних даних як фотопоглинання, так і гамма-розпаду (користуючись методами найменших квадратів та мінімуму фактору логарифмічного відхилення), а також є найточнішими для передбачення ФСФ в інших ядрах.

2. Підготовлено базу експериментальних E1 ФСФ із систематичною похибкою менше 10 %.

3. Отримано уточнені значення та похибки характеристик ГДР (енергії, ширини, сили) та їх систематики.

4. Запропоновано простий метод наближеного узгодження моделей ФСФ з енергетично-залежними ширинами з енергетично зваженим правилом сум при високих енергіях, а саме модель SMLOe, що розширює застосовність моделі SMLO на область енергій гамма-квантів вище 30 MeV. Показано, що модель SMLOe може використовуватися без перевизначення значень характеристик ГДР.

5. Отримано ізомерні відношення виходів та середні кутові моменти ядер ^{95}Nb , ^{97}Nb , ^{133}Xe , ^{135}Xe в реакціях фотоподілу ядер ^{235}U та ^{238}U під дією гальмівного випромінювання з граничними енергіями відповідно $E_e = 12.5$ (для ^{95}Nb), 10.5, 12.0 та 18.0 (для ^{97}Nb); 12.5 (для ^{133}Xe); 12.0 MeV (для ^{135}Xe). Показано, що їх значення не суттєво залежать від внеску розпаду ізотопів із надлишком нейтронів, виразів для фотонних силових функцій та густини ядерних рівнів.

ПОДЯКИ

Автор висловлює **щирі подяки**

Плюйку Володимиру Андрійовичу, своєму науковому керівнику доктору фізико-математичних наук, професору, за постановку задачі, за неоціненну допомогу у виконанні усіх завдань дисертаційної роботи, за правду та чесність, за невтомні роз'яснення та уважне керівництво;

Горбаченку Олександрю Миколайовичу за вагому допомогу в теоретичних розрахунках та дружню співпрацю;

Каденку Ігорю Миколайовичу за поради та сприяння в організаційних питаннях;

Голінка-Безшийко Ларисі Олександрівні за важливі зауваження до тексту дисертаційної роботи та доброзичливе ставлення;

Желтоножському Віктору Олександровичу, доктору фізико-математичних наук, керівнику виконання експериментальної частини дисертаційної роботи, за настанови, людяність та доброту;

Денисову Віталію Юрійовичу за поради та сприяння в організаційних питаннях;

Саврасову Андрію Миколайовичу за підтримку та гарне ставлення;

Хоменкову Володимиру Петровичу за допомогу та сприяння в організаційних питаннях;

Усім викладачам та співробітникам кафедри ядерної фізики та усім співробітникам відділу структури ядра за допомогу та навчання;

Моєму чоловікові Тищенко Костянтину Анатолійовичу за мужність, підтримку, терпіння та розуміння;

Моїм батькам Солодовнику Миколі Леонідовичу та Солодовник Ніні Григорівні моя довічна вдячність за любов, підтримку та виховання;

Поліщук Оксані Григорівні та Чигрин Олені Олегівні за студентську дружбу;

Захарченко Вірі Григорівні підтримку, тепло та повагу;

Моїм рідним, близьким та приятелям за натхнення.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- 1 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 .
- 2 Belgia T. Handbook for calculations of nuclear reaction data, Reference Input Parameter Library-2 / T.Belgia, 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/> .
- 3 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.Belgia, 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/>.
- 4 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
- 5 Experimental Nuclear Reaction Data Library EXFOR. URL: <https://www->

nds.iaea.org/exfor/.

- 6 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.
- 7 Oslo database, Level Densities and Gamma-Ray Strength Functions. [Electronic resource]. URL: <https://www.mn.uio.no/fysikk/english/research/about/infrastructure/ocl/nuclear-physics-research/compilation/> .
- 8 Вишневский И.Н. Средние угловые моменты фрагментов деления ^{232}Th / И.Н.Вишневский, В.Ю.Денисов, В.А.Желтоножский, С.В.Решитько, Л.В.Садовников, Н.В.Стрильчук // *Ядерная Физика* – 1988.–Том 61.–С.1562.
- 9 Strilchuk M.V. User manual for Winspectrum. Institute for Nuclear Research National Academy of Science of Ukraine (unpublished), 1987.
- 10 Zheltonozhskiy V.A., Strilchuk N.V. The IZOMER manual. Institute for Nuclear Research National Academy of Science of Ukraine (unpublished), 2000.
- 11 Herman M. EMPIRE: Nuclear reaction model code system for data evaluation / M. Herman, R. Capote, B.V. Carlson [et al.] // *Nucl. Data Sheets* – 2007. –Vol.108–P. 2655–2715.
- 12 Koning A.J. TALYS-1.0 / A.J.Koning, S.Hilaire, M.C.Duijvestijn // *International Conference on Nuclear Data C115for Science and Technology 2007: 22–27 May 2007: Proceedings. EDP of Science – Nice, France, 2008.–P.211-214.* URL: <https://nd2007.edpsciences.org/articles/ndata/pdf/2007/01/ndata07767.pdf> .
- 13 Денисов В. Ю. Проблемы физики атомного ядра и ядерных реакций /

- В.Ю. Денисов, В.А. Плюйко . – Київ: ВПЦ “Київський університет”, 2013. – 412 с.
- 14 Каденко І.М. Фізика атомного ядра та частинок: підручник для вузів / І. М. Каденко, В.А. Плюйко . – Київ : ВПЦ "Київський університет", 2008 . – 414 с.
 - 15 Магнер А.Г. Прямой гамма-распад гигантских резонансов в газовой-капельной модели / А.Г.Магнер, В.А. Плюйко // Изв. АН СССР Сер. Физ., 1990. – Т.54. – С. 877-882.
 - 16 Segebade C. Principles, methodologies, and applications of photon activation analysis: a review / C.Segebade, V.Starovoitova, T.Borgwardt // J. Radioanal. Nucl. Chem.–2017.–Vol.312.–P.443-459.
 - 17 Chadwick M.B. Photonuclear Physics in Radiation Transport – I: Cross Sections and Spectra / M.B.Chadwick, P.G.Young, R.E.MacFarlane [et al.] // Nucl. Science and Engineering – 2003. – Vol. 144, issue 2. – P. 157–173.
 - 18 Gudowska I. Calculation of absorbed dose and biological effectiveness from photonuclear reactions in a bremsstrahlung beam of end point 50 MeV / I. Gudowska, A. Brahme, P. Andreo [et al.] // Phys. Med. Biol.–1999.–Vol. 44.– P.2099–2125.
 - 19 Capote R. IAEA coordinated research project on nuclear data for charged-particle monitor reactions and medical isotope production / R. Capote, A.L. Nichols, F.M. Nortier [et al.] // EPJ Web of Conf.– 2017.–Vol.146. – P.08007.
 - 20 Habs D. Production of medical radioisotopes with high specific activity in photonuclear reactions with γ -beams of high intensity and large brilliance / D. Habs, U. Koster //Applied Physics B –2011. –Vol. 103, Issue 2. –P.501-519.
 - 21 Arnould M. The r-process of stellar nucleosynthesis: Astrophysics and

- nuclear physics achievements and mysteries / M.Arnoold, S.Goriely, K.Takahashi // *Physics Reports* – 2007. –Vol. 450, Issues 4–6. – P. 97–213.
- 22 Vandenbosch R. Nuclear Fission / R.Vandenbosch, J.R.Huizenga.–New York: Academic Press, 1973.–422 p.
- 23 Aumann D.C. Independent isomeric yield ratio of ^{148}Pm in fission of the moderately excited ^{236}U compound nucleus as a measure of fragment angular momentum / D.C. Aumann, W. Guckel, E. Nirschl, H. Zeising. // *Phys. Rev.*–1977. –Vol.16 – P.254–265.
- 24 Denisov V.Yu. Mean angular momentum of nuclear–fission fragments / V.Yu. Denisov, S.V. Reshitko // *Phys. At. Nucl.*– 1999. –Vol.62. –P.1806.
- 25 Mikhailov I.N. Angular momentum of fission fragments / I.N.Mikhailov, P.Quentin, Ch.Briancon. // *Phys. At. Nucl.*–2001.–Vol.64, Issue 6.–P.1110-1115.
- 26 Kadenko I.M. Prompt gamma-rays from fast neutron capture in ^{nat}Ni / I.M.Kadenko, V.A.Plujko, B.M.Bondar, O.M.Gorbachenko, B.Yu.Leshchenko, K.M.Solodovnyk // *Ядерна фізика та енергетика* – 2016. – Т. 17, №2. – С. 122-127.
- 27 Kadenko I.M. Gamma-rays from ^{nat}Sn and ^{nat}C induced by neutrons / I.M.Kadenko, V.A.Plujko, B.M.Bondar, O.M.Gorbachenko, B.Yu.Leshchenko, K.M.Solodovnyk // *Ядерна фізика та енергетика* – 2016. – Т. 17, №4. – С.349-353.
- 28 Gorbachenko O.M. Impact of gamma-decay description on nuclear reaction characteristics / O.M.Gorbachenko, B.M. Bondar, K.M. Solodovnyk, O.I. Tkach, I.M. Kadenko, B.Y. Leshchenko, V.A. Plujko, V.A. Zheltonozhskiy // *Науковий вісник Ужгородського університету, Серія Фізика* – 2016. –Т.40, №2. – С.113-121.
- 29 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.– P.113-121.
- 30 Желтоножський В.О. Ізмерні відношення та середні кутові моменти первинних фрагментів ^{97}Nb при фотоподілі ^{235}U та ^{238}U / В.О. Желтоножський, А.М. Саврасов, К.М. Солодовник, В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, О.І. Давидовська // Український фізичний журнал – 2017. – Т. 62, №4. – С.285-293.
- 31 Вишневський І.М. Середні кутові моменти фрагментів фотоподілу ^{238}U гальмівним випромінюванням / І.М. Вишневський, В.О. Желтоножський, А.М. Саврасов, В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, К.М. Солодовник // Ядерна фізика та енергетика – 2018. – Т. 19, №1. – С.5-13.
- 32 Желтоножський В.О. Фотоподіл ^{238}U гальмівним випромінюванням в широкому інтервалі значень граничної енергії / В.О. Желтоножський, А.М. Саврасов, В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, К.М. Солодовник // Ядерна фізика та енергетика. – 2019. – Т. 20, №2 – С.126-130.
- 33 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.
- 34 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.
- 35 Kadenko I. Effect of gamma-strength on nuclear reaction calculations [Electronic resource] / I. Kadenko, V. Plujko, B. Bondar, O. Gorbachenko, B. Leshchenko, K. Solodovnyk, O. Tkach, V. Zheltonozhskyi // E-

- publications: Cornell University Library arxiv.org.–2016. URL <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1611/1611.04108.pdf>.
- 36 Kadenko I.M. Gamma-rays from natSn and natC induced by neutrons [Electronic resource] / I.M.Kadenko, V.A.Plujko, B.M.Bondar, O.M.Gorbachenko, B.Yu.Leshchenko, K.M.Solodovnyk // E-publications: Cornell University Library arxiv.org.–2016. URL <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1611/1611.02893.pdf>.
- 37 Plujko V. Improvements and Testing Practical Expressions for Photon Strength Functions of E1 Gamma-Transitions [Electronic resource] / V.Plujko, O.Gorbachenko, K.Solodovnyk // E-publications: Talks on 1st Research Coordination Meeting of the CRP on Updating the Photonuclear Data Library and generating a Reference Database for Photon Strength Functions: Research Coordination Meeting, 4-8 April 2016: E-publication (16 pp). – IAEA Nuclear Data Services, Vienna, Austria, 2016. URL: https://www-nds.iaea.org/CRP-photonuclear/docs/Plujko_1RCM.pdf.
- 38 Plujko V. Improvements and Testing Practical Expressions for Photon Strength Functions of E1 Gamma-Transitions [Electronic resource]/ V. Plujko, O. Gorbachenko, I. Kadenko, K. Solodovnyk // E-publications: Cornell University Library arxiv.org.–2016. URL <https://arxiv.org/ftp/arxiv/papers/1611/1611.00914.pdf>.
- 39 Plujko V. To the Simplest Expression for E1 PSF and renewed databases for GDR parameters [Electronic resource] / V.A.Plujko, O.M.Gorbachenko, K.M.Solodovnyk // 2nd Research Coordination Meeting of the CRP on Updating the Photonuclear Data Library and generating a Reference Database for Photon Strength Functions: Research Coordination Meeting, 16-20 October 2017: Abstracts. –IAEA Nuclear Data Services, Vienna, Austria, 2017. URL: https://www-nds.iaea.org/CRP-photonuclear/index_2RCM.html.

- 40 Plujko V. Updating Photonuclear Data Library and Phenomenological Photon Strength Functions [Electronic resource]/ V.A.Plujko, O.M.Gorbachenko, K.M.Solodovnyk // 3rd Research Coordination Meeting of the CRP on Updating the Photonuclear Data Library and generating a Reference Database for Photon Strength Functions: Research Coordination Meeting, 17-21 December 2018: Abstracts. –IAEA Nuclear Data Services, Vienna, Austria, 2018. URL:https://www-nds.iaea.org/CRP-photonuclear/index_3RCM.html
- 41 Plujko V.A. Renewed database of GDR parameters of ground-state photoabsorption [Electronic resource]/ V.A.Plujko, O.M.Gorbachenko, R.Capote, Dimitriou P., K.M.Solodovnyk // E-publications: Talks on 2-nd International Conference on Nuclear Photonics 24-29 June 2018.: E-publication: – Brasov, 2018. URL: <http://nuclearphotonics2018.elinp.ro/talks/07.4%20O.%20Gorbachenko.pdf>.
- 42 Plujko V. Description of nuclear photoexcitation by Lorentzian expressions for electric dipole photon strength function [Electronic resource] / V. Plujko, O. Gorbachenko, K. Solodovnyk // E-publications: Cornell University Library arxiv.org.–2019. URL: <https://arxiv.org/pdf/1911.12134.pdf>.
- 43 Gorbachenko O. Comparison of Practical Expressions for E1 Photon Strength Functions [Electronic resource] / O. Gorbachenko, I.kadenko, V. Plujko, K. Solodovnyk // E-publications: Cornell University Library arxiv.org.–2019. URL: <https://arxiv.org/pdf/1911.12107.pdf>.
- 44 Горбаченко О.М. Обчислення середніх кутових моментів та їхніх систематик у первинних фрагментах поділу з використанням ізомерних відношень / О.М. Горбаченко, О.М. Ткач, В.А. Плюйко, О.І. Давидовська, К.М. Солодовник, Б.М. Бондар // XXIII Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України: Київ, 01-05 лютого 2016 р.: тези доповідей – Київ, 2016. – С.21.

- 45 Желтоножский В.А. Исследование изомерных отношений $97m,g\text{Nb}$ при фотоделении ^{235}U и ^{238}U / В.А. Желтоножский, А.Н.Саврасов, Е.Н. Солодовник, В.А. Плюйко, А.Н.Горбаченко, О.И. Давыдовская // XXIII Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України: Київ, 01-05 лютого 2016 р.: тези доповідей. – 2016. – С. 51.
- 46 Plujko V. Improvements and testing practical expressions for photon strength functions of E1 gamma-transitions (#R390) / V. Plujko, O. Gorbachenko, I. Kadenko, S. Zaitseva, K.Solodovnyk // ND2016 International Conference of Nuclear Data for Science and Technology, Bruges, Belgium 11-16 September 2016.: Programme & Abstract Book – Bruges, Belgium, 2016. – P.261.
- 47 Желтоножский В.А. Исследование изомерных отношений $95m,g\text{Nb}$ и $133m,g\text{Xe}$ при фотоделении ^{238}U / В.А. Желтоножский, И.Н. Виневский, О.И. Давыдовская, А.Н. Саврасов, Е.Н. Солодовник, В.А. Плюйко, А.Н. Горбаченко // XXIV Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 10 - 13 квітня 2017 року): тези доповідей. – 2017. – С. 66.
- 48 Каденко І.М. Гамма-кванти при взаємодії швидких нейтронів з ядрами $^{119}\text{m}\text{Sn}$ та $^{119}\text{m}\text{C}$ / І.М.Каденко, В.А.Плюйко, Б.М.Бондар, О.М.Горбаченко, Б.Ю.Лещенко, К.М.Солодовник // XXIV Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 10 - 13 квітня 2017 року): тези доповідей. – 2017. – С. 68-69.
- 49 Плюйко В.А. Опис фотонної силової функції аналітичними виразами / В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, К.М. Солодовник // XXIV Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України (Київ, 10 - 13 квітня 2017 року): тези доповідей. – 2017. – С. 44.
- 50 Plujko V. Test of Recent Expressions for Photon Strength Functions / V.

- Plujko, O. Gorbachenko, E. Solodovnyk // 6th Workshop on Nuclear Level Density and Gamma Strength 8-12 May 2017.: Book of Abstracts. – Oslo, 2017. – P. 35.
- 51 Плюйко В.А. Характеристики гігантських дипольних резонансів в атомних ядрах / В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, К.М. Солодовник, Р. Капоте, П.Дімітреу // XXV Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України 16-20 квітня 2018 р.: тези доповідей. –Київ, 2018. – С. 47.
- 52 Плюйко В.А. Аналітичні вирази для опису E1 фотонних силових функцій в атомних ядрах / В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, К.М. Солодовник // XXV Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України 16-20 квітня 2018 р.: тези доповідей. – Київ, 2018. – С. 48.
- 53 Plujko V. Comparison of Practical Expressions for E1 Photon Strength Functions / V. Plujko, O. Gorbachenko, K.Solodovnyk // 2-nd International Conference on Nuclear Photonics 24-29 June 2018.: Abstract Book – Brasov, 2018. – P. 179.
- 54 Plujko V.A. Renewed database of GDR parameters of ground-state photoabsorption / V.A. Plujko, O.M. Gorbachenko, R.Capote, P.Dimitriou, K.M.Solodovnyk // 2-nd International Conference on Nuclear Photonics 24-29 June 2018.: Abstract Book – Brasov, 2018. – P. 62.
- 55 Плюйко В.А. Тестування та модифікація фотонних силових функцій з використанням даних фотопоглинання та гамма-розпаду / В.А. Плюйко, О.М. Горбаченко, К.М. Солодовник // XXVI Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України 8 -12 квітня 2019 р.: тези доповідей – Київ, 2019. – С.32-33.
- 56 Bondar V.M. Study of gamma-spectrum discrepancy in natCd(n, γ) reaction / V.M.Bondar, O.M.Gorbachenko, V.Yu.Leshchenko, I.M.Kadenko,

- V.A.Plujko, K.M.Solodovnik // XXVI Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України 8 -12 квітня 2019 р.: тези доповідей – 2019. – С.41.
- 57 Gorbachenko O. Systematic uncertainties of E1 Photon Strength Functions Extracted from Photodata #R013 / O. Gorbachenko, S. Goriely, V.Plujko, K.Solodovnyk // ND2019 Intern.Conf. Nucl. Data for Science and Technology 19-24 May 2019: Programme & Abstract Book – Beijing, China,2019. – P. 8.
- 58 Gorbachenko O. Comparison of Practical Expressions for E1 Photon Strength Functions #R024 / O.Gorbachenko, I.Kadenko, V.Plujko, K.Solodovnyk // ND2019 Intern.Conf. Nucl. Data for Science and Technology 19-24 May 2019: Programme & Abstract Book – Beijing, China, 2019. – P.15.
- 59 Solodovnyk K. Test of Practical Expressions for E1 Photon Strength Functions on Photoabsorption and Photodecay Data / K.Solodovnyk, V. Plujko, S. Goriely, O. Gorbachenko // 7th Workshop on Nuclear Level Density and Gamma Strength 27 – 31 May 2019: Book of Abstracts – Oslo, 2019. – P. 39-40.
- 60 Gorbachenko O. Comparison of E1 photon strength function expressions / O. Gorbachenko, V. Plujko, K. Solodovnyk // International Conference Astronomy and Space Physics in Kyiv University 28 - 31 May 2019: Book of Abstracts– Kiev, 2019. – P.30-31.
- 61 Бор О. Структура атомного ядра. Том 1. / О.Бор, Б.Моттelson.–М: Мир, 1971.– 456 с.
- 62 Айзенберг И. Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления / И.Айзенберг, В.Грайнер. - Москва : Атомиздат, 1975. - 456 с.
- 63 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.
- 64 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.
- 65 Axel P. Simple nuclear excitations distributed among closely spaced levels / P.Axel // *Proceedings of International Symposium on Nuclear Structure, Dubna* – 1968. – P.299–316.
- 66 Plujko V.A. An investigation of interplay between dissipation mechanisms in heated Fermi systems by means of radiative strength functions / V.A. Plujko // *Nuclear Physics A* –1999. –Vol.649.– P.209–213.
- 67 Ишханов Б.С. Гигантские резонансы в атомных ядрах / Б.С.Ишханов, Н.П.Юдин и Р.А.Эрамжян // *Физика элементарных частиц и атомного ядра* – 2000. –Том 31, Выпуск 2.– С.313-349.
- 68 Goldhaber M. On Nuclear Dipole Vibrations / M.Goldhaber, E.Teller // *Phys. Rev.*, 1948. – Vol. 74 . – P.1046
- 69 Steinwedel H. Hydrodinamok von Kerndipol Schwingungen / H.Steinwedel, J.H.D.Jensen // *Z.Naturforsch.*, 1950. –Vol. A5. – P.413–420
- 70 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.
- 71 Денисов В.Ю. Дипольные резонансы в газовой-капельной модели ядра / В.Ю. Денисов // *Ядерная Физика* - 1986. - Т.43. - С. 46-57.
- 72 Магнер А.Г. Прямой гамма-распад гигантских резонансов в газовой-капельной модели / А.Г.Магнер, В.А. Плюйко // *Изв. АН СССР Сер. Физ.*, 1990. – Т.54. – С. 877-882.

- 73 Savran D. Experimental studies of the pygmy dipole resonance /D.Savran , T.Aumann, A. Zilges //Progress in Particle and Nuclear Physics. – 2013. – V. 70. – P. 210-245.
- 74 Bartholomew G.A. Neutron Capture Gamma Rays / G.A. Bartholomew // Annual Review of Nuclear Science – 1961. – Vol.11, Issue 1. – P. 259–302. DOI: <https://doi.org/10.1146/annurev.ns.11.120161.001355>.
- 75 Mohan R. Three-fluid hydrodynamical model of nuclei / R.Mohan, M.Danos and L.C.Biedenharn // Physical Review C –1971.–Vol 3, Issue 5.–P.1740.
- 76 Goriely S. Microscopic HFB + QRPA predictions of dipole strength for astrophysics applications / S.Goriely, E.Khan, V.Samyn // Nucl. Phys. A – 2004. –Vol.739.–P.331–352.
- 77 Goriely S. Radiative neutron captures by neutron-rich nuclei and the r-process nucleosynthesis / S.Goriely // Physics Letters B – 1998. –Vol. 436.–P.10–18.
- 78 Larsen A.C. Upbend and M1 scissors mode in neutron-rich nuclei - consequences for r-process (n, gamma) reaction rates / A.C.Larsen, S.Goriely, L.A.Bernstein, D.L.Bleuel, A.Bracco, B.A.Brown [et al.] // Acta Physica Polonica B – 2015.–Vol.46, Issue 3. –P.509–512.
- 79 Schiller A. Low-energy M1 excitation mode in ^{172}Yb / A.Schiller, A.Voinov, E.Algin, J.A.Becker, L.A.Bernstein, P.E.Garrett, S.Siem // Physics Letters B. –2006. –Vol.633, Issue 2–3.–P.225–230.
- 80 Guttormsen M. Scissors resonance in the quasicontinuum of Th, Pa, and U isotopes / M.Guttormsen, L.A.Bernstein, A.Gorgen, B.Jurado, S.Siem, M.Aiche, Q.Ducasse, F.Giacoppo, F.Gunsing, T.W.Hagen and A.C.Larsen // Physical Review C –2014.–Vol. 89, Issue 1.–P.014302.
- 81 Chadwick M.B. Pauli-blocking in the quasideuteron model of photoabsorption / M.B.Chadwick, P.Obloinsky, P.E.Hodgson, G.Reffo //

- Phys. Rev. C – 1991. –Vol. 44.–P.814–823.
- 82 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.
- 83 Kolomietz V.M. Interplay between one–body and collisional damping of collective motion in nuclei / V.M. Kolomietz, V.A.Plujko and S.Shlomo // Phys. Rev. C – 1996.–Vol.54.–P.3014-3024.
- 84 Kadmenski S.G. Radiative widths of neutron resonances and giant dipole resonances / S.G.Kadmenskij, V.P.Markushev and V.I.Furman // Sov. J. Nucl. Phys.–1983.–Vol.37.–P.165.
- 85 Kopecky J. Test of gamma-ray strength functions in nuclear reaction model calculations / J. Kopecky, M. Uhl // Phys. Rev. C - 1990. -Vol. 41. - PP.1941-1955.
- 86 Kopecky J. Observation of the M1 giant resonance by resonance averaging in ^{106}Pd / J.Kopecky, R.E.Chrien// Nuclear Physics A - 1987. - Vol.468,Is.2-PP.285-300.
- 87 Kopecky J. Radiative strength in the compound nucleus $\text{Gd } 157$. /J. Kopecky, M. Uhl, R.E. Chrien // Physical Review C - 1993. - V.47, Is.1. -P. 312.
- 88 Plujko V.A. Giant dipole resonance parameters with uncertainties from photonuclear cross sections / V.A.Plujko, R.Capote, O.M.Gorbachenko // At. Data Nucl. Data Tabl.–2011.–Vol.97.–P.567.
- 89 Goriely S. Simple empirical E1 and M1 strength functions for practical applications / S.Goriely, V.Plujko // Phys. Rev. C –2019. –Vol. 99. – P.014303.
- 90 Alhassid Y. Thermal shape fluctuations, Landau theory, and giant dipole resonances in hot rotating nuclei / Y.Alhassid, B. Bush and S. Levit //

- Physical Review Letters – 1988. – Vol.61, Issue 17. – P.1926–1929.
- 91 Alhassid Y. Effects of thermal fluctuations on giant dipole resonances in hot rotating nuclei / Y.Alhassid and B. Bush // Nuclear Physics A – 1990. – Vol. 509. – P.461–498.
- 92 Bush B. On the width of the giant dipole resonance in deformed nuclei / B.Bush and Y.Alhassid // Nuclear Physics A – 1991. –Vol .531, Issue 1.– P.27–38.
- 93 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.
- 94 Grosse E. Impact of Triaxiality on the Emission and Absorption of Neutrons and Gamma Rays in Heavy Nuclei / E.Grosse, A.R.Junghans, R.Massarczyk // Physics Procedia –2013. –Vol. 47–P.96–106.
- 95 Grosse E. Breaking of axial symmetry in excited heavy nuclei as identified in giant dipole resonance data / E.Grosse, A.R.Junghans, R.Massarczyk // Eur. Phys. J. A –2017. –Vol. 53.–P.225.
- 96 Esser L. Correlations of the deformation variables β and γ in even-even Hf, W, Os, Pt, and Hg nuclei/ L. Esser, U. Neuneyer, R. F. Casten, and P. von Brentano //Physical Review C. – 1997. – V. 55. – №. 1. – P 206.
- 97 Hasse R.W. Geometrical relationships of macroscopic nuclear physics / R.W.Hasse, W.D.Myers.– Heidelberg: Springer–Verlag, 1988.– 116 p.
- 98 Mumpower M.R. Estimation of M1 scissors mode strength for deformed nuclei in the medium-to heavy-mass region by statistical Hauser-Feshbach model calculations / M.R.Mumpower, M.Ryan, T.Kawano, J.L.Ullmann, M.Krticka and T.M.Sprouse // Physical Review C–2017.–Vol.96,Issue2.– P.024612.
- 99 Capote R. Pygmy resonances in artificial nuclei: far-infrared absorption by

- electron–hole droplets / R.Capote, A.Delgado, and A.Gonzalez // Mod. Phys. Lett. B –2001. –Vol. 15.No.2– P.81-87.
- 100 Achakovskiy O. et al. Impact of phonon coupling on the photon strength function //Physical Review C. – 2015. – V. 91. – №. 3. – P. 034620.
- 101 Barker A.S.Jr. Coupled-Optical-Phonon-Mode Theory of the Infrared Dispersion in BaTiO₃, SrTiO₃, and KTaO₃ / A.S. Barker Jr., and J.J. Hopfield // Phys. Rev. A – 1964. –Vol. 135 – P. 1732–1737.
- 102 Baran V. Collective Dipole Modes in Nuclear Systems / V.Baran, B.Frecus, M.Colonna, M.Di Toro, R.Zus // Romanian Journal of Physics –2012.–Vol. 57– P. 36–48.
- 103 Baran V. Pygmy dipole resonance: Collective features and symmetry energy effects / V.Baran, B.Frecus, M.Colonna, and M.Di Toro // Phys. Rev. C – 2012. –Vol.85 – P. 051601.
- 104 CERN Program Library, MINUIT (D506), Function Minimization and Error Analysis. URL for programm: <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/cernlib.html>; URL for manual: <http://wwwasdoc.web.cern.ch/wwwasdoc/minuit/minmain.html>.
- 105 Berman B.L. Measurements of the giant dipole resonance with monoenergetic photon / B.L. Berman, S.C. Fultz // Rev. Mod. Phys.– 1975. –Vol.47.– P.713–761.
- 106 Di Toro M. Deformation effects on the experimental widths of giant dipole resonances / M. Di Toro, M. Pisa, G. Russo // Phys. Rev. C –1986.–Vol. 34– P.2334–2337.
- 107 Lipparini E. Surface and temperature effects in isovector giant resonances / E. Lipparini, S. Stringari // Nucl. Phys. A –1988.–Vol.482.–P.205-217.
- 108 Lipparini E. Sum rules and giant resonances in nuclei / E. Lipparini, S. Stringari // Phys. Rep.–1989.–Vol.175, Issues 3-4.–P.103-261.

- 109 Danos M. On the long-range correlation model of the photonuclear effect / M. Danos // Nucl. Phys.– 1958. – Vol.5.–P.23–32.
- 110 Green A.E.S. Mass Surfaces / A.E.S. Green, N.A. Engler // Phys. Rev.– 1953. –Vol.91.–P. 40–45.
- 111 Abrosimov V.I. and Davidovskaya O.I. Semi-classical description of the isovector giant dipole resonance // Zbirnik Naykovuh Prats Inst. Yad. Doslid. – 2001. –Vol. 3(5) – P. 16 – 23.
- 112 Plujko V.A. Giant dipole resonance parameters with uncertainties from photonuclear cross sections / V.A.Plujko, R.Capote, O.M.Gorbachenko // At. Data Nucl. Data Tabl.–2011.–Vol.97.–P.567.
- 113 Utsunomiya H. Photoneutron cross section measurements on the N= 82 nuclei La 139 and Pr 141: Implications for p-process nucleosynthesis / H.Utsunomiya, A.Makinaga, S.Goko, T.Kaihoru, H.Akimune, T.Yamagata, M.Ohta, H.Toyokawa, S.Müller, Y.W.Lui, S.Goriely. //Physical Review C-2006.-V.74,no.2.-P.025806.
- 114 Deague T.K. The photoneutron cross sections of ^{139}La and ^{141}Pr / T.K.Deague, R.J.J.Stewart//Nuclear Physics A - 1972.-V.191,no. 2.-PP.305-320.
- 115 Beil H. Giant dipole resonance in N=82 nuclei / H.Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. Lepretre, A. Veyssiere, A. Parlag // Nuclear Physics A . -1971. - Vol. 172, no. 2. - PP.426-436.
- 116 Bergere R. Photoneutron cross sections of La, Tb, Ho and Ta / R. Bergere, H.Beil, A. Veyssiere // Nuclear Physics A -1968.-V.121,no.2.-PP.463-480.
- 117 Utsunomiya H. Cross section measurements of the $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ reaction near neutron threshold and the p-process nucleosynthesis / H.Utsunomiya, H.Akimune, S.Goko, M.Ohta, H.Ueda, T.Yamagata, K.Yamasaki, H.Ohgaki, H.Toyokawa, YW.Lui, T.Hayakawa // Physical

Review C -2003. -V.67,no.1.-P.015807.

- 118 Gurevich G. M. Total nuclear photoabsorption cross sections in the region $150 < A < 190$ / G.M.Gurevich, L.E.Lazareva, V.M.Mazur, S.Yu.Merkulov, G.V.Solodukhov, V.A. Tyutin // Nucl.Phys. A -1981.-V.351, no.2.-PP.257-268.
- 119 R.L.Bramblett Photoneutron Cross Sections of Ta 181 and Ho 165/ R.L.Bramblett, J.T.Caldwell, G.F.Auchampaugh, S.C. Fultz // Phys. Rev. - 1963. -V.129,no.6.-P.2723.
- 120 Beil H. Giant dipole resonance in $N= 82$ nuclei / H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre, A.Veyssiere, and A.Parlag // Nuclear Physics A – 1971. –Vol.172, №2. –P. 426–436.
- 121 Beil H. A study of the photoneutron contribution to the giant dipole resonance in doubly even Mo isotopes / H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Lepretre, A.de Miniac, A.Veyssiere // Nucl. Phys. A – 1974. –Vol.427. – P. 227–449.
- 122 Makinaga A. Dipole strength in La 139 below the neutron-separation energy / A.Makinaga, R. Schwengner, G.Rusev, F.Dönau, S.Frauendorf, D.Bemmerer, R.Beyer, P.Crespo, M.Erhard, A.R.Junghans, J.Klug // Physical Review C-2010.-Vol.82,no.2.-P.024314.
- 123 Utsunomiya H. Photoneutron cross sections for Mo isotopes: A step toward a unified understanding of (g,n) and (n,g) reactions / H.Utsunomiya, S.Goriely, T.Kondo, C.Iwamoto, H.Akimune, T.Yamagata, H.Toyokawa, H.Harada, F.Kitatani, Y.W.Lui, A.C.Larsen, M.Guttormsen, P.E.Koehler, S.Hilaire, S.Peru, M.Martini, A.J. Koning // Phys. Rev. C –2013.–Vol.88.– P.015805.
- 124 Fultz S.C. Photoneutron Cross Sections for Sn 116, Sn 117, Sn 118, Sn 119, Sn 120, Sn 124, and Indium / S.C.Fultz, B.L.Berman, J.T.Caldwell,

- R.L.Bramblett, M.A.Kelly // Phys. Rev. – 1969. –Vol.186.Issue 4.–P.1255.
- 125 Lepretre A. A study of the giant dipole resonance of vibrational nuclei in the $103 < A < 133$ mass region / A.Lepretre, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.De Miniac, A.Veyssiere, K. Kernbach // Nuclear Physics A -1974.- Vol.219,no.1.PP.39-60.
- 126 Huang W. J. The AME2016 atomic mass evaluation (I). Evaluation of input data; and adjustment procedures / W. J.Huang, G.Audi, M.Wang, F. G.Kondev, S.Naimi, X. Xu // Chinese Physics C. – 2017. – V 41. – №. 3. – P. 030002.
- 127 IAEA Nuclear Data Services Photon Strength Function Database [Electronic resource] : [Веб-сайт]. Електронні дані. – Режим доступу: <https://www-nds.iaea.org/PSFdatabase/> .
- 128 Goriely S. INDC (NDS)–0712 Summary Report First Research Coordination Meeting Updating Photonuclear Data Library and Generating a Reference Database for Photon Strength Functions / S.Goriely and P. Dimitriou. – Vienna : IAEA Nuclear Data Section, 2016. – 56 p. – (International Atomic Energy Agency; INDC (NDS)–0712). URL: <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0712.pdf> .
- 129 Goriely S. INDC (NDS)–0745 Summary Report Second Research Coordination Meeting Updating Photonuclear Data Library and Generating a Reference Database for Photon Strength Functions / S.Goriely, M.Wiedeking and P.Dimitriou. – Vienna : IAEA Nuclear Data Section, 2018. – 62 p. – (International Atomic Energy Agency; INDC (NDS)–0745). URL: <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0745.pdf> .
- 130 Goriely S. INDC (NDS)–0777 Summary Report Third Research Coordination Meeting Updating Photonuclear Data Library and Generating a Reference Database for Photon Strength Functions / S.Goriely, M.Wiedeking and P.Dimitriou. – Vienna : IAEA Nuclear Data Section,

2019. – 82 p. – (International Atomic Energy Agency; INDC (NDS)–0777).
URL: <https://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0777.pdf> .
- 131 Dietrich S.S. Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons / S.S.Dietrich, B.L.Berman // Atomic Data and Nuclear Data Table –1988. –Vol.38– p.199–338.
- 132 Ahrens J. The total absorption of photons by nuclei / J. Ahrens // Nuclear Physics A. –1985. –Vol. 446, Issue 1–2. –P.229–240.
- 133 Varlamov V.V. Cross sections of partial photoneutron reactions for the 115 In nucleus and the neutron multiplicity sorting / V.V.Varlamov, V.N.Orlin, N.N.Peskov and M.E.Stepanov // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics –2013.–Vol.77, Issue 4.– P.388–396.
- 134 Danos M. Damping of the Giant Resonance in Heavy Nuclei / M. Danos, W. Greiner // Phys.Rev. B –1965. –Vol.138–P.876–891.
- 135 Gardner D.G. Chapter III – Methods for calculating neutron capture cross sections and gamma–ray energy spectra / B.J.Allen, I.Bergovist, R.E.Chrien, D.G.Gardner and W. P.Poenitz // Neutron Radiative Capture. – New York: Pergamon Press, Oxford, 1984. – P.62-118.
- 136 Kolomietz V. M. Interplay between one-body and collisional damping of collective motion in nuclei /V. M. Kolomietz, V.A. Plujko, S. Shlomo //Physical Review C. – 1996. – V. 54. – №. 6. – P. 3014.
- 137 Plujko V.A. Two-body relaxation time in heated nuclei /V.A.Plujko, O.M.Gorbachenko, M.O.Kavatsyuk // Acta Physica Slovaca –2001.– Vol.51.–P.231-245.
- 138 Kalbach C. Two–component exciton model: basic formalism away from shell closures / C. Kalbach // Physical Review C –1986.–Vol.33, Issue 3.– P.818.
- 139 Koning A.J. A global pre-equilibrium analysis from 7 to 200 MeV based on

- the optical model potential / A.J. Koning, M.C. Duijvestijn // Nucl. Phys. A –2004.–Vol.744.–P.15-76.
- 140 Delaroche J.–P. Structure of even–even nuclei using a mapped collective Hamiltonian and the D1S Gogny interaction / J.-P.Delaroche, M.Girod, J.Libert [et al.] // Phys. Rev. C – 2010. – Vol.81.–P. 014303.
- 141 <https://www-nds.iaea.org/CRP-photonuclear/>
- 142 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>.
- 143 Grosse E. Photon strength in spherical and deformed heavy nuclei / E. Grosse, A. Junghans, F. Becvar [et al.] // EPJ Web of Conf. – 2010.– Vol.8–P.02006.
- 144 Grosse E. The energy dependence of the electric dipole strength in heavy nuclei / E. Grosse, F. Becvar, A.R. Junghans [et al.]// AIP Conf. Proc.– 2009. –Vol.1090.–P.308–312.
- 145 Gilbert A. A composite nuclear-level density formula with shell corrections / A. Gilbert, A.G.W. Cameron // Canadian Journal of Physics –1965. – Vol.43,issue 8. –P.1446–1496.
- 146 Schiller A. Extraction of level density and γ strength function from primary γ spectra / A.Schiller, L.Bergholt, M.Guttormsen, E.Melby, J.Rekstad, S.Siem // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment –2000.– Vol.447, Issue 3.–P. 498–511.
- 147 Rasmussen J.O. A model for calculating the angular momentum distribution of fission fragments / J.O.Rasmussen, W.Norenberg, H.J.Mang // Nucl.

- Phys. A.–1969.–Vol.136.–P.465.
- 148 Zielinska-Pfabe M. Angular momentum distribution of fission fragments as a result of bending modes at the scission point / M.Zielinska-Pfabe, K.Dietrich // Phys. Letters B –1974.–Vol.49.–P.123.
- 149 Huizenga J.R. Interpretation of Isomeric Cross-Section Ratios for (n, γ) and (γ ,n) Reactions / Huizenga J.R., Vandenbosh R. // Phys. Rev. – 1960. – Vol. 120. – P. 1305 – 1312.
- 150 Vandenbosh R. Isomeric Cross-Section Ratios for Reactions Producing the Isomeric Pair Hg197,197m / R.Vandenbosh, J.R.Huizenga // Phys. Rev. – 1960. – Vol. 120. – P. 1313-1318.
- 151 Vishnevskii I.N. Investigation of ^{235}U and ^{239}Pu photofission / I.N.Vishnevskii, O.I. Davidovskaya, V.A. Zheltonozhskii, A.N. Savrasov // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2010.–Vol.74.–P.500.
- 152 Vishnevskii I.N. Investigating ^{237}Np and ^{241}Am photofission / I.N.Vishnevskii, V.A.Zheltonozhskii, A.N.Savrasov // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.–2012.–Vol.76.–P.901.
- 153 Vyshnevskiy I.M. Isomeric yields ratios of ^{238}U photofission fragments at end-point energy of bremsstrahlung photons about 18 MeV / I.M.Vyshnevskiy, V.O.Zheltonozhskiy, A.M.Savrasov, E.P.Rovenskykh, V.A.Plujko, O.M.Gorbachenko // LXIV international conference on nuclear physics “Nucleus 2014”, 1-4 July 2014 :Abstracts –Minsk, 2014.–P.88.
- 154 Vyshnevskiy I.M. Isomer yield ratios of ^{133}Te , ^{134}I , ^{135}Xe in photofission of ^{235}U with 17 MeV bremsstrahlung / I.M.Vyshnevskiy, V.O.Zheltonozhskiy, A.M.Savrasov, E.P.Rovenskykh, V.A.Plujko, O.I.Davidovskaya, O.M.Gorbachenko // Nucl. Phys. and Atomic Energy – 2014.–Vol.15.–P.111.
- 155 Вишнеvский И.Н. Изомерные отношения и средние угловые моменты

- фрагментов фотоделения ^{235}U , ^{237}Np и ^{239}Pu / И.Н.Вишневский, В.А.Желтоножский, А.Н.Саврасов, В.П.Хоменков, В.А.Плюйко, Е.П.Ровенских // Ядерна фізика та енергетика – 2015.–Том 16.–С.5.
- 156 Kolev D. A convenient method for experimental determination of yields and isomeric ratios in photonuclear reactions measured by the activation technique / D.Kolev, E. Dobрева, N.Nenov, V.Todorov // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment –1995.–Vol.356, Issues 2-3.–P.390-396.
- 157 Давыдов М.Г. Изомерные отношения выходов фотоядерных реакций для гамма-активационного анализа / М.Г.Давыдов, В.Г.Магера, А.В.Трухов, Э.М.Шомуродов // Атомная Энергия –1985. –Том 58, вып.1–С.47–50.
- 158 Давыдов М.Г. Изомерные отношения выходов фотоядерных реакций / М.Г. Давыдов, В.Г. Магера, А.В. Трухов // Атомная Энергия –1987.–Том 62, Вып.4.–С.236–243.
- 159 Vanska R. The experimental isomeric cross-section ratio in the nuclear activation technique / R.Vanska, R.Rieppo // Nuclear Instruments and Methods – 1981.–Vol.179, Issue 3.–P.525–532.
- 160 Schiff L.I. Energy-angle distribution of thin target bremsstrahlung / I.L. Schiff // Phys. Rev. - 1951 . –Vol. 83 (2). – P. 252.
- 161 Хоменков В.П. Исследование атомно-ядерных эффектов в процессе внутренней конверсии гамма-лучей: дисс. канд. физ.-мат. наук: 01.04.16/ Хоменков В. П. – Киев, ИЯИ НАН Украины, 2003.– 138 с.
- 162 Firestone R.B. Table of isotopes CD-ROM [Электронный ресурс] / R.B.Firestone, V.S.Shirley, C.M.Baglin. – 1999. URL: <https://application.wiley-vch.de/books/info/0-471-35633-6/toi99/toi.htm> .

- 163 Naik H. Angular momentum of fission fragments in low energy fission of actinides / H.Naik, S.P.Dange, R.J.Singh // Phys. Rev. C –2005.–Vol.71.–P.014304.
- 164 Naik H. Measurement of isomeric ratios for ^{89}Zr , ^{91}Mo , and ^{97}Nb in the bremsstrahlung end-point energies of 16 and 45–70 MeV / H.Naik, G.N.Kim, R.Schwengner, K.Kim, M.Zaman, S.C.Yang, S.G.Shin, Y.-U.Kye, R.Massarczyk, R.John, A.Junghans, A.Wagner, A.Goswami, M.-H.Cho // The European Physical Journal A – 2016.–Vol.52.–P.47.
- 165 Ford G.P. Independent yields of the isomers of ^{133}Xe and ^{135}Xe for neutron-induced fission of ^{233}U , ^{235}U , ^{238}U , and ^{242}mAm / G.P. Ford, K. Wolfsberg, B.R. Erdal // Phys. Rev. C – 1984. –Vol. 30. –P.195–213.
- 166 Bessheiko O.A. Isomeric ratios and mean angular momenta for ^{238}U and ^{237}Np photofission products / O.A. Bessheiko, I.N.Vishnevsky, V.A.Zheltonozhsky, I.N.Kadenko, V.M.Mazur, V.A.Plyujko, N.V.Strilchuk // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.-2005.-Vol.69.-P.745.
- 167 Warhalek H. Relative cross-sections for formation of the shielded isomeric pair $^{134\text{m}}\text{Cs}$ and ^{134}Cs in medium energy fission / H.Warhalek, R.Vandenbosh // J. Inorg. Nucl. Chem. – 1964–Vol.26.– P.669-676.
- 168 Plujko V.A. Average description of dipole gamma transitions in hot atomic nuclei / V.A.Plujko, O.M.Gorbachenko, E.P.Rovenskykh, V.A.Zheltonozhskii // Nucl. Data Sheets – 2014.–Vol.118.–P.237.
- 169 Bethe H. Nuclear Physics B. Nuclear Dynamics, Theoretical / Bethe H. //Rev. Mod. Phys.-1937.-Vol.9.-PP.69-244.

ДОДАТОК 1. Таблиця посилань на експериментальні дані перерізів фотопоглинання з бази EXFOR

В цьому додатку приводяться посилання на експериментальні дані з бази даних EXFOR, які використовувалися для визначення характеристик ГДР.

Перелік скорочень, використаних у таблиці:

Ядро: символ досліджуваного нукліду; індексом "nat" позначається природний ізотопний склад;

Реакція: тип реакції;

EXFOR: 8-значне цифрове позначення набору даних з бази EXFOR;

Id: позначення типу експериментальних даних із використанням таких символів:

- 0 Переріз $\bar{\sigma}(\gamma, abs)$ із експериментальними похибками;
- 1 Переріз $\bar{\sigma}(\gamma, abs)$ із енергетично-залежними похибками (експериментальні похибки відсутні);
- 2 Оцінені перерізи $\bar{\sigma}(\gamma, abs)$ із експериментальними похибками;
- 3 Оцінені перерізи $\bar{\sigma}(\gamma, abs)$ із енергетично-залежними похибками (експериментальні похибки відсутні);
- 4 Експериментальні дані повного фотонейтронного перерізу $\sigma(\gamma, sn)$. Використовувалися експериментальні похибки або, за їх відсутності, оцінені значення похибок (10% похибка для усіх експериментальних точок та енергетично-залежна похибка);
- 5 Оцінені значення повного фотонейтронного перерізу $\sigma(\gamma, sn)$ із експериментальними похибками;
- 6 Повний фотонейтронний переріз $\sigma(\gamma, sn)$, оцінений як комбінація із експериментальних даних: $\sigma(\gamma, sn) = \frac{1}{2}(\sigma(\gamma, xn) + \sigma(\gamma, 1n))$ із оціненим значенням похибки $\Delta\sigma(\gamma, sn) = \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta\sigma(\gamma, xn))^2 + (\Delta\sigma(\gamma, 1n))^2}$;
- 7 Повний фотонейтронний переріз $\sigma(\gamma, sn)$, оцінений як комбінація із експериментальних даних: $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, xn) - \sigma(\gamma, 2n)$ із оціненим значенням похибки $\Delta\sigma(\gamma, sn) = \sqrt{(\Delta\sigma(\gamma, xn))^2 + (\Delta\sigma(\gamma, 2n))^2}$;
- 8 Повний фотонейтронний переріз $\sigma(\gamma, sn)$, оцінений як комбінація із експериментальних (або оцінених) даних: $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n)$

із оціненим значенням похибки

$$\Delta\sigma(\gamma, sn) = \sqrt{(\Delta\sigma(\gamma, 1n))^2 + (\Delta\sigma(\gamma, 2n))^2};$$

- 9 Повний фотонейтронний переріз $\sigma(\gamma, sn)$, оцінений як комбінація із вибраних експериментальних (або оцінених) даних: $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n)$ із оціненим значенням похибки

$$\Delta\sigma(\gamma, sn) = \sqrt{(\Delta\sigma(\gamma, 1n))^2 + (\Delta\sigma(\gamma, 2n))^2 + (\Delta\sigma(\gamma, 3n))^2};$$

- 10 Повний фотонейтронний переріз $\sigma(\gamma, sn)$, оцінений як комбінація із вибраних експериментальних (або оцінених) даних: $\sigma(\gamma, sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, F)$ із оціненим значенням похибки

$$\Delta\sigma(\gamma, sn) = \sqrt{(\Delta\sigma(\gamma, 1n))^2 + (\Delta\sigma(\gamma, 2n))^2 + (\Delta\sigma(\gamma, F))^2};$$

- 11 Повний фотонейтронний переріз $\sigma(\gamma, sn)$, оцінений як комбінація із вибраних експериментальних даних: $\sigma(\gamma, sn) = \frac{1}{2}(\sigma(\gamma, xn) + \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, F))$ із оціненим значенням похибки

$$\Delta\sigma(\gamma, sn) = \frac{1}{2}\sqrt{(\Delta\sigma(\gamma, sn))^2 + (\Delta\sigma(\gamma, 1n))^2 + (\Delta\sigma(\gamma, F))^2};$$

- 12 Експериментальні дані перерізів $\sigma(\gamma, 1n)$ із експериментальними похибками;

- 13 Експериментальні дані перерізів $\sigma(\gamma, xn)$ із експериментальними похибками

Ядро	Id	Реакція	EXFOR
6Li	2	g,abs	M0140016
	4	g,sn	L0008005
7Li	0	g,abs	M0188012
	2	g,abs	M0140024
	4	g,sn	L0030005
9Be	0	g,abs	M0825004
10B	4	g,sn	M0207002
12C	0	g,abs	L0064002
	1	g,abs	M0372004
	3	g,abs	M0648002
	4	g,abs	M0160002
13C	3	g,abs	M0648003
14C	3	g,abs	M0648004
natC	0	g,abs	M0188014
	0	g,abs	M0825006

Ядро	Id	Реакція	EXFOR
	0	g,abs	L0083005
	1	g,abs	L0122003
14N	0	g,abs	L0064003
	3	g,abs	M0648005
15N	3	g,abs	M0648006
16O	0	g,abs	M0372005
	0	g,abs	L0083004
	0	g,abs	L0064004
	0	g,abs	L0127002
	1	g,abs	L0122004
	3	g,abs	M0648007
17O	3	g,abs	M0648008
18O	3	g,abs	M0648009
natO	0	g,abs	M0188015
	0	g,abs	M0825008

Ядро	Id	Реакція	EXFOR
19F	3	g,abs	M0648010
23Na	0	g,abs	M0043025
	1	g,abs	L0122005
	3	g,abs	M0648011
	4	g,sn	L0022008
24Mg	0	g,abs	M0727003
	3	g,abs	M0656003
	3	g,abs	M0648012
25Mg	3	g,abs	M0648013
	4	g,sn	L0022009
26Mg	3	g,abs	M0656004
	3	g,abs	M0648014
	4	g,sn	L0026006
natMg	1	g,abs	L0122006
27Al	0	g,abs	M0188016
	0	g,abs	M0825010
	0	g,abs	L0083006
	0	g,abs	M0372006
	3	g,abs	M0648015
	4	g,sn	L0010007
28Si	3	g,abs	M0656005
	3	g,abs	M0648016
29Si	3	g,abs	M0648017
30Si	3	g,abs	M0648018
natSi	0	g,abs	M0372007
32S	0	g,abs	M0824002
	3	g,abs	M0648019
34S	0	g,abs	M0510006
	3	g,abs	M0656006
	3	g,abs	M0648020
natS	0	g,abs	L0122009
40Ar	3	g,abs	M0648021
natK	13	g,xn	L0039036
40Ca	0	g,abs	M0727004
	3	g,abs	M0653002
42Ca	3	g,abs	M0653003
44Ca	3	g,abs	M0653004
48Ca	0	g,abs	M0636010
	3	g,abs	M0653005
natCa	0	g,abs	M0372008
	0	g,abs	L0083003
	0	g,abs	M0840003
	1	g,abs	L0122010
	2	g,abs	M0188017
46Ti	3	g,abs	M0648026

Ядро	Id	Реакція	EXFOR
48Ti	3	g,abs	M0648027
51V	4	g,sn	L0001008
	3	g,abs	M0656007
	4	g,sn	M0093005
52Cr	3	g,abs	M0648028
	4	g,sn	M0093006
55Mn	4	g,sn	L0028011
	4	g,sn	M0835002
	4	g,sn	M0726003
54Fe	0	g,abs	M0507004
59Co	4	g,sn	L0028012
	4	g,sn	M0106003
	4	g,sn	M0093007
58Ni	3	g,abs	M0656008
	3	g,abs	M0648029
	4	g,sn	L0034002
	4	g,sn	M0597002
60Ni	3	g,abs	M0656002
	4	g,sn	L0034008
	4	g,sn	M0597003
63Cu	3	g,abs	M0656010
	3	g,abs	M0648031
	4	g,sn	L0006012
	5	g,sn	M0920002
	6	g,sn	L0013002, L0013003
	3	g,abs	M0656011
65Cu	3	g,abs	M0648032
	4	g,sn	L0006013
	5	g,sn	M0920005
natCu	1	g,abs	L0122013
	4	g,sn	L0006011
	4	g,sn	M0537005
	4	g,sn	L0108004
64Zn	8	g,sn	L0043002, L0043003
65Zn	1	g,abs	M0652007
70Ge	0	g,abs	M0496004
	8	g,sn	L0043008, L0043009
72Ge	0	g,abs	M0496010
	8	g,sn	L0043011, L0043012
74Ge	0	g,abs	M0496013
	8	g,sn	L0043014, L0043015

Ядро	Id	Реакція	EXFOR
76Ge	8	g,sn	L0043017, L0043018
	0	g,abs	M0496007
75As	4	g,sn	L0014012
	8	g,sn	L0043020, L0043021
76Se	0	g,abs	M0023002
	8	g,sn	L0043023, L0043024
78Se	8	g,sn	L0043026, L0043027
80Se	5	g,sn	M0920008
	8	g,sn	L0043029, L0043030
82Se	0	g,abs	M0023003
	8	g,sn	L0043032, L0043033
natRb	4	g,sn	L0027017
natSr	4	g,sn	L0027018
89Y	4	g,sn	L0027019
	3	g,abs	M0656012
	4	g,sn	M0706002
	4	g,sn	L0011018
	12	g,ln	L0059002
90Zr	3	g,abs	M0656013
	4	g,sn	M0360003
	4	g,sn	L0011019
	8	g,sn	L0027012, L0027013
91Zr	4	g,sn	L0011020
	5	g,sn	M0914002
92Zr	4	g,sn	L0011021
94Zr	4	g,sn	L0011022
	5	g,sn	M0914005
93Nb	8	g,sn	L0027015, L0027016
92Mo	3	g,abs	M0656014
	4	g,sn	L0032020
	4	g,sn	M0719003
94Mo	4	g,sn	L0032021
96Mo	4	g,sn	L0032022
98Mo	4	g,sn	L0032023
	4	g,sn	M0719006
100Mo	9	g,sn	L0032017, L0032018, L0032019
103Rh	3	g,abs	M0656015

Ядро	Id	Реакція	EXFOR
	4	g,sn	L0035041
	4	g,sn	M0769006
108Pd	0	g,abs	M0839004
natPd	4	g,abs	L0035042
107Ag	4	g,sn	M0524002
	4	g,sn	L0014013
	4	g,sn	M0769011
109Ag	4	g,sn	M0524003
natAg	4	g,sn	L0035043
natCd	4	g,sn	L0035044
115In	4	g,sn	L0035045
	4	g,sn	L0017029
	4	g,sn	M0769003
	5	g,sn	M0863005
112Sn	4	g,sn	M0745005
	5	g,sn	M0768038
114Sn	4	g,sn	M0746008
	5	g,sn	M0768039
116Sn	4	g,sn	L0035046
	4	g,sn	L0017030
	4	g,sn	M0746009
	5	g,sn	M0768040
117Sn	4	g,sn	L0035047
	4	g,sn	L0017031
	4	g,sn	M0746010
	5	g,sn	M0768041
118Sn	4	g,sn	L0035048
	4	g,sn	L0017032
	4	g,sn	M0745006
	5	g,sn	M0768042
119Sn	4	g,sn	L0017033
	4	g,sn	M0746011
	5	g,sn	M0768043
120Sn	4	g,sn	L0035049
	4	g,sn	L0017034
	4	g,sn	M0745007
	5	g,sn	M0768044
122Sn	4	g,sn	M0746012
	5	g,sn	M0768045
124Sn	3	g,abs	M0656016
	4	g,sn	L0035050
	4	g,sn	L0017035
	4	g,sn	M0746013
	5	g,sn	M0768046
natSb	4	g,sn	L0035051

Ядро	Id	Реакція	EXFOR
124Te	6	g,sn	L0042004, L0042002
126Te	6	g,sn	L0042007, L0042005
128Te	6	g,sn	L0042010, L0042008
130Te	6	g,sn	L0042013, L0042011
127I	4	g,sn	M0706004
	4	g,sn	M0511002
	4	g,sn	L0015022
	4	g,sn	L0009009
	5	g,sn	M0693003
	8	g,sn	L0057005, L0057006
133Cs	4	g,sn	L0035053
	4	g,sn	L0014014
	5	g,sn	M0922002
138Ba	5	g,sn	M0922006
	4	g,sn	L0019008
natBa	4	g,sn	L0024015
139La	4	g,sn	M0398004
	4	g,sn	L0024016
	4	g,sn	L0012018
	4	g,sn	M0928003
140Ce	6	g,sn	L0042016, L0042014
142Ce	6	g,sn	L0042019, L0042017
141Pr	4	g,xn	L0057015
	4	g,sn	L0009010
	4	g,sn	M0928005
	12	g,ln	L0059003
	12	g,ln	L0024011
	12	g,ln	L0020002
	13	g,xn	M0398002
142Nd	3	g,abs	M0656017
	4	g,sn	L0025023
143Nd	4	g,sn	L0025024
144Nd	4	g,sn	L0025025
145Nd	4	g,sn	L0025026
146Nd	4	g,sn	L0025027
	4	g,sn	M0817003
148Nd	4	g,sn	L0025028
	4	g,sn	M0816003
150Nd	4	g,sn	L0025029

Ядро	Id	Реакція	EXFOR
144Sm	4	g,sn	L0033017
148Sm	4	g,sn	L0033018
	4	g,sn	M0817005
150Sm	4	g,sn	L0033019
	4	g,sn	M0816007
152Sm	4	g,sn	L0033020
	4	g,sn	M0816009
154Sm	0	g,abs	M0073002
	4	g,sn	L0033021
	4	g,sn	M0816011
151Eu	4	g,sn	M0817015
153Eu	4	g,sn	L0016018
	4	g,sn	M0817017
152Gd	4	g,sn	M0817007
154Gd	4	g,sn	M0817009
156Gd	0	g,abs	M0073003
	4	g,sn	M0817011
158Gd	4	g,sn	M0817013
160Gd	3	g,abs	M0656018
	4	g,sn	L0016019
159Tb	4	g,sn	M0057002
	4	g,sn	L0012019
	4	g,sn	L0005006
	4	g,sn	M0769014
	4	g,sn	L0111002
	5	g,sn	M0831005
165Ho	0	g,abs	M0073004
	0	g,abs	M0056002
	4	g,sn	L0016020
	4	g,sn	L0012020
	4	g,sn	M0844003
	4	g,sn	M0057006
168Er	0	g,abs	M0073005
174Yb	0	g,abs	M0073006
175Lu	4	g,sn	L0015026
176Hf	4	g,sn	M0007002
178Hf	0	g,abs	M0073007
	0	g,abs	M0056003
	4	g,sn	M0007003
	4	g,sn	M0057012
180Hf	0	g,abs	M0073008
	0	g,abs	M0056004
	4	g,sn	M0007004
181Ta	0	g,abs	M0073009
	0	g,abs	M0056005

Ядро	Id	Реакція	EXFOR
	3	g,abs	M0656019
	4	g,sn	M0707003
	4	g,sn	L0012021
	4	g,sn	L0003005
	4	g,sn	M0769009
	4	g,sn	M0737003
	4	g,sn	M0539005
	4	g,sn	L0111003
	5	g,sn	M0850006
182W	0	g,abs	M0073010
	0	g,abs	M0056006
	4	g,sn	M0025002
184W	0	g,abs	M0073011
	4	g,sn	M0025003
	4	g,sn	M0645007
186W	0	g,abs	M0073012
	4	g,sn	M0025004
	4	g,sn	L0016021
	4	g,sn	M0645008
185Re	4	g,sn	M0645009
natRe	4	g,sn	M0845013
186Os	5	g,sn	M0915002
	7	g,sn	L0046004, L0046002
188Os	5	g,sn	M0916005
	9	g,sn	L0046005, L0046006, L0046007
189Os	5	g,sn	M0916009
	9	g,sn	L0046009, L0046010, L0046011
190Os	5	g,sn	M0915007
	9	g,sn	L0046013, L0046014, L0046015
192Os	5	g,sn	M0915011
	9	g,sn	L0046017, L0046018, L0046019
191Ir	4	g,sn	M0008002
	4	g,sn	M0049002
193Ir	4	g,sn	M0008003
natIr	4	g,sn	M0845014
194Pt	4	g,sn	M0008004
	13	g,xn	M0049006

Ядро	Id	Реакція	EXFOR
195Pt	4	g,sn	M0008005
	13	g,xn	M0049008
196Pt	4	g,sn	M0008006
198Pt	4	g,sn	M0008007
197Au	0	g,abs	M0073013
	0	g,abs	M0056007
	4	g,sn	L0021010
	4	g,sn	L0002005
	4	g,sn	M0650003
	4	g,sn	L0111004
	8	g,sn	L0057009, L0057010
	8	g,sn	M0798003
203Tl	4	g,sn	L0109002
205Tl	4	g,sn	L0109003
206Pb	4	g,sn	L0007014
	4	g,sn	L0107002
207Pb	4	g,sn	L0007015
208Pb	3	g,abs	M0656020
	4	g,sn	M0702003
	4	g,sn	L0021011
	4	g,sn	L0007016
	4	g,sn	L0107004
	5	g,sn	M0864028
	12	g,ln	L0059004
natPb	2	g,abs	M0188018
	8	g,sn	L0057012, L0057013
209Bi	0	g,abs	M0056008
	4	g,sn	M0702004
	4	g,sn	L0007017
	4	g,sn	M0650005
	4	g,sn	M0539008
	5	g,sn	M0922010
	12	g,sn	L0059005
232Th	0	g,abs	M0090002
	4	g,sn	L0050030
	4	g,sn	L0031014
	5	g,sn	M0722003
	10	g,sn	L0050002, L0050003, L0050004
233U	4	g,sn	L0058026
	11	g,sn	L0058004, L0058003, L0058002

Ядро	Id	Реакція	EXFOR
234U	4	g,sn	L0058027
	11	g,sn	L0058007, L0058006, L0058005
235U	0	g,abs	M0090003
	4	g,sn	L0050032
236U	4	g,sn	L0050033
	10	g,sn	L0050010, L0050011, L0050012
238U	0	g,abs	M0090004
	4	g,sn	L0050031
	4	g,sn	L0031015
	5	g,sn	M0722008
natU	2	g,abs	M0188019
237Np	4	g,sn	L0058033
	4	g,sn	L0031017
	5	g,sn	M0722013
	10	g,sn	L0058008, L0058009, L0058010
	10	g,sn	L0031007, L0031008, L0031009g
239Pu	0	g,abs	M0090005
	5	g,sn	M0722018
	10	g,sn	L0058012, L0058013, L0058014

ДОДАТОК 2. Інтервали енергій $\Delta\varepsilon$, вищих за енергію відділення нейтрону S_n , при яких систематична похибка визначення повного перерізу фотопоглинання з даних фоточастинкового перерізу не перевищує 10 %

Інтервали енергій $\Delta\varepsilon$ для кожного нукліда було отримано на основі теоретичних розрахунків із використанням коду TALYS 1.6 перерізів реакцій із поглинанням гамма-квантів. Розрахунки було виконано із використанням ФСФ в рамках моделей SLO, GLO та SMLO та інших вхідних параметрів за умовчанням. Розрахунки виконані для ядер із бази даних ФСФ відповідно до переліку, наданого у Додатку 1. Значення величин інтервалів $\Delta\varepsilon$ для природної суміші нуклідів береться рівним значенню для ізотопу із найбільшою розповсюдженістю. Точність розрахунку інтервалу становить 5.0 кеВ. Використані такі позначення: Z, A, El –відповідають заряду, атомному номеру та символу ізотопу.

Z	A	El	$\Delta\varepsilon$ SMLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ SLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ GLO (MeB)
3	6	Li	0.007	0.007	0.007
3	7	Li	0.003	0.003	0.003
4	9	Be	0.301	0.301	0.301
5	10	B	0.010	0.010	0.010
6	12	C	0.008	0.008	0.008
6	13	C	0.031	0.031	0.031
6	14	C	0.007	0.007	0.007
7	14	N	0.008	0.008	0.008
7	15	N	0.009	0.009	0.009
8	16	O	0.006	0.006	0.006
8	17	O	0.605	0.895	0.605

Z	A	El	$\Delta\varepsilon$ SMLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ SLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ GLO (MeB)
8	18	O	0.025	0.075	0.025
9	19	F	0.004	0.004	0.004
11	23	Na	0.006	0.006	0.006
12	24	Mg	0.008	0.008	0.008
12	25	Mg	1.121	1.431	0.821
12	26	Mg	0.137	0.287	0.087
13	27	Al	0.002	0.002	0.002
14	28	Si	0.002	0.002	0.002
14	29	Si	0.071	0.131	0.051
14	30	Si	0.009	0.009	0.009
16	32	S	0.003	0.003	0.003

Z	A	El	$\Delta\varepsilon$ SMLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ SLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ GLO (MeB)
16	34	S	0.007	0.007	0.007
18	40	Ar	0.762	0.942	0.362
19	39	K	0.003	0.003	0.003
20	40	Ca	0.005	0.005	0.005
20	42	Ca	0.389	0.659	0.009
20	44	Ca	0.499	0.519	0.389
20	48	Ca	0.437	0.687	0.287
22	46	Ti	0.001	0.001	0.001
22	48	Ti	0.273	0.343	0.193
23	51	V	0.229	0.329	0.119
24	52	Cr	0.462	0.772	0.282
25	55	Mn	0.064	0.064	0.024
26	54	Fe	0.002	0.002	0.002
27	59	Co	0.056	0.066	0.036
28	58	Ni	0.004	0.004	0.004
28	60	Ni	0.032	0.042	0.012
28	61	Ni	0.460	0.300	0.300
28	64	Ni	0.020	0.010	0.010
29	63	Cu	0.006	0.006	0.006
29	65	Cu	0.169	0.169	0.089
30	64	Zn	0.008	0.008	0.008
30	65	Zn	1.090	1.180	1.050
32	70	Ge	0.178	0.188	0.008
32	72	Ge	0.049	0.349	0.019
32	74	Ge	0.114	0.204	0.084
32	76	Ge	0.040	0.090	0.010
33	75	As	0.245	0.475	0.165
34	76	Se	0.346	0.396	0.156
34	77	Se	0.220	0.420	0.130

Z	A	El	$\Delta\varepsilon$ SMLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ SLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ GLO (MeB)
34	78	Se	0.042	0.272	0.022
34	80	Se	0.137	0.167	0.107
34	82	Se	0.010	0.020	0.010
37	85	Rb	0.338	0.628	0.118
38	88	Sr	0.407	0.427	0.397
39	89	Y	0.728	0.788	0.398
40	90	Zr	0.632	1.102	0.302
40	91	Zr	0.850	1.440	0.540
40	92	Zr	0.100	0.190	0.060
40	94	Zr	0.100	0.190	0.060
40	96	Zr	0.086	0.146	0.046
41	93	Nb	0.330	0.380	0.300
42	92	Mo	0.010	0.210	0.010
42	94	Mo	0.130	0.260	0.050
42	95	Mo	0.960	1.110	0.890
42	96	Mo	0.140	0.210	0.080
42	97	Mo	0.880	1.030	0.810
42	98	Mo	0.190	0.280	0.100
42	100	Mo	0.022	0.062	0.012
45	103	Rh	0.171	0.291	0.071
46	105	Pd	0.730	1.340	0.620
46	106	Pd	0.250	0.360	0.080
46	108	Pd	0.130	0.290	0.110
47	107	Ag	0.450	0.664	0.130
47	109	Ag	0.200	0.550	0.110
48	114	Cd	0.050	0.300	0.030
49	115	In	0.809	1.901	0.299
50	112	Sn	0.422	1.122	0.272
50	114	Sn	0.180	0.670	0.040

Z	A	El	$\Delta\varepsilon$ SMLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ SLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ GLO (MeB)
50	116	Sn	0.070	0.270	0.030
50	117	Sn	0.120	0.260	0.070
50	118	Sn	0.050	0.140	0.030
50	119	Sn	0.100	0.180	0.060
50	120	Sn	0.040	0.070	0.020
50	122	Sn	0.030	0.070	0.020
50	124	Sn	0.050	0.070	0.040
51	121	Sb	0.322	0.918	0.182
52	124	Te	0.200	0.686	0.070
52	126	Te	0.070	0.170	0.040
52	128	Te	0.060	0.110	0.030
52	130	Te	0.040	0.070	0.020
53	127	I	0.340	0.690	0.180
55	133	Cs	0.344	0.834	0.214
56	136	Ba	0.130	0.310	0.050
56	138	Ba	0.040	0.080	0.020
57	139	La	0.210	0.320	0.120
58	140	Ce	0.110	0.340	0.050
58	142	Ce	0.394	0.674	0.244
59	141	Pr	0.623	1.543	0.212
60	142	Nd	0.452	2.822	0.161
60	143	Nd	1.990	2.180	1.600
60	144	Nd	0.490	0.760	0.290
60	145	Nd	1.190	1.410	0.940
60	146	Nd	0.090	0.130	0.080
60	148	Nd	0.221	0.321	0.181
60	150	Nd	0.171	0.241	0.171
62	144	Sm	3.010	4.000	0.300
62	147	Sm	1.390	2.280	1.060

Z	A	El	$\Delta\varepsilon$ SMLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ SLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ GLO (MeB)
62	148	Sm	0.210	0.340	0.200
62	149	Sm	1.191	1.521	0.871
62	150	Sm	0.360	0.570	0.250
62	152	Sm	0.110	0.320	0.020
62	154	Sm	0.040	0.120	0.040
63	151	Eu	0.491	1.451	0.201
63	153	Eu	0.170	0.410	0.100
64	152	Gd	0.470	0.820	0.350
64	154	Gd	0.150	0.560	0.020
64	156	Gd	0.110	0.390	0.010
64	158	Gd	0.030	0.160	0.010
64	160	Gd	0.041	0.111	0.011
65	159	Tb	0.400	1.100	0.170
66	162	Dy	0.090	0.080	0.080
66	163	Dy	0.270	0.180	0.180
67	165	Ho	0.340	1.470	0.220
68	168	Er	0.220	0.250	0.210
69	169	Tm	0.220	0.040	0.040
70	174	Yb	0.200	0.370	0.090
71	175	Lu	0.420	1.150	0.240
72	176	Hf	0.240	0.700	0.140
72	178	Hf	0.700	0.790	0.400
72	180	Hf	0.460	0.540	0.390
73	181	Ta	0.760	1.580	0.340
74	182	W	0.888	0.878	0.418
74	184	W	0.099	0.149	0.019
74	186	W	0.080	0.110	0.020
75	185	Re	0.482	2.122	0.132
75	187	Re	0.362	1.112	0.162

Z	A	El	$\Delta\varepsilon$ SMLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ SLO (MeB)	$\Delta\varepsilon$ GLO (MeB)
76	186	Os	0.111	0.681	0.031
76	188	Os	0.070	0.420	0.020
76	189	Os	0.201	0.451	0.171
76	190	Os	0.070	0.250	0.030
76	192	Os	0.110	0.190	0.090
77	191	Ir	0.471	1.201	0.191
77	193	Ir	0.330	0.850	0.150
78	194	Pt	0.130	0.370	0.020
78	195	Pt	0.300	0.630	0.180
78	196	Pt	0.110	0.210	0.020
78	198	Pt	0.051	0.091	0.011
79	197	Au	0.300	0.590	0.070
81	203	Tl	0.196	0.436	0.156
81	205	Tl	0.090	0.150	0.090
82	206	Pb	0.010	0.030	0.010
82	207	Pb	0.100	0.130	0.070
82	208	Pb	0.010	0.010	0.010
83	209	Bi	0.070	0.070	0.060
90	232	Th	0.310	0.520	0.220
92	233	U	0.000	0.000	0.000
92	234	U	0.000	0.000	0.000
92	235	U	0.791	1.241	0.301
92	236	U	0.001	0.001	0.001
92	238	U	0.050	0.250	0.010
93	237	Np	0.001	0.511	0.001
94	239	Pu	0.170	0.400	0.050

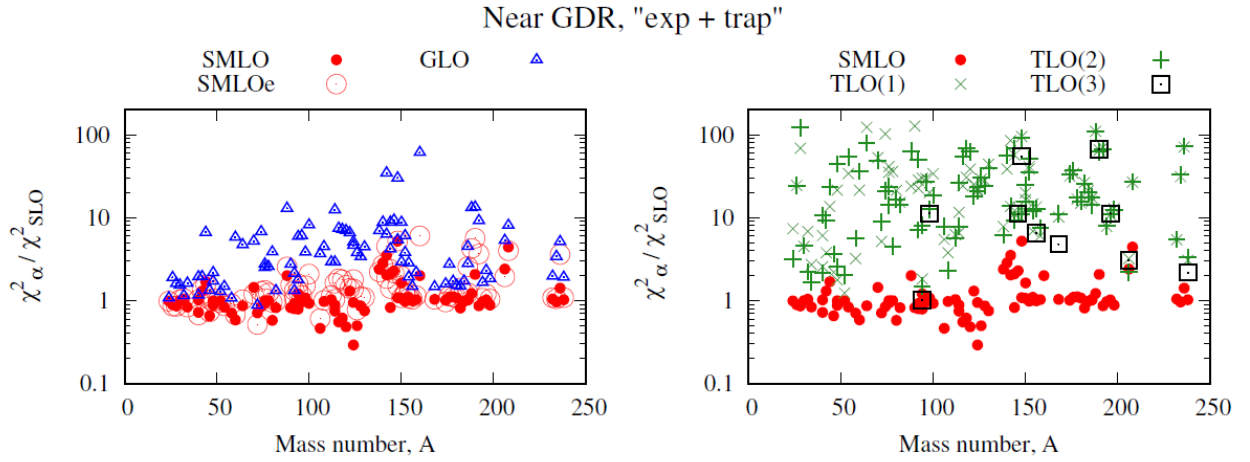
ДОДАТОК 3. Значення характеристик математичних критеріїв якості опису експериментальних даних фотопоглинання із використанням різних теоретичних моделей Е1 ФСФ

В Додатку 3 наведено значення таких критеріїв: 1) відхилення за методом найменших квадратів χ^2_α та 2) середньоквадратичний фактор відхилення f_α [144]. Дані приведено для порівняння якості опису експериментальних фотоядерних даних із використанням рівних моделей Е1 ФСФ. Критерії якості опису розраховувалися в різних енергетичних діапазонах, з різними підходами до оцінки похибки експериментальних даних та для двох діапазонів масових чисел. На рисунках використані такі позначення (відповідно до §2.4):

- Near GDR Приведені значення критеріїв було розраховано в енергетичному діапазоні, що відповідає інтервалу підгонки для визначення характеристик ГДР (Таблиця 1 з роботи [6]).
- Broad range Приведені значення критеріїв було розраховано в енергетичному діапазоні, що відповідає інтервалу від $S_n + \Delta\varepsilon$ до 30 MeV (або значення ε_{\max} макимальної енергії гамма-випромінювання для останнього значення із набору експериментальних даних).
- “exp+trap” Приведені значення критеріїв було розраховано із використанням експериментальних похибок $\Delta\sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i)$, вказаних у файлах даних EXFOR, а для тих наборів даних, для яких такі похибки $\Delta\sigma_{\text{exp}}(\varepsilon_i)$ були відсутні, використовувалась відносна похибка у формі трапеції.

“trap”

Приведені значення критеріїв було розраховано із використанням енергетично-залежної похибки $\delta\sigma_{\text{trap}}(\varepsilon_i)$ (формула 2.4.3) з умовною назвою “у формі трапеції”.

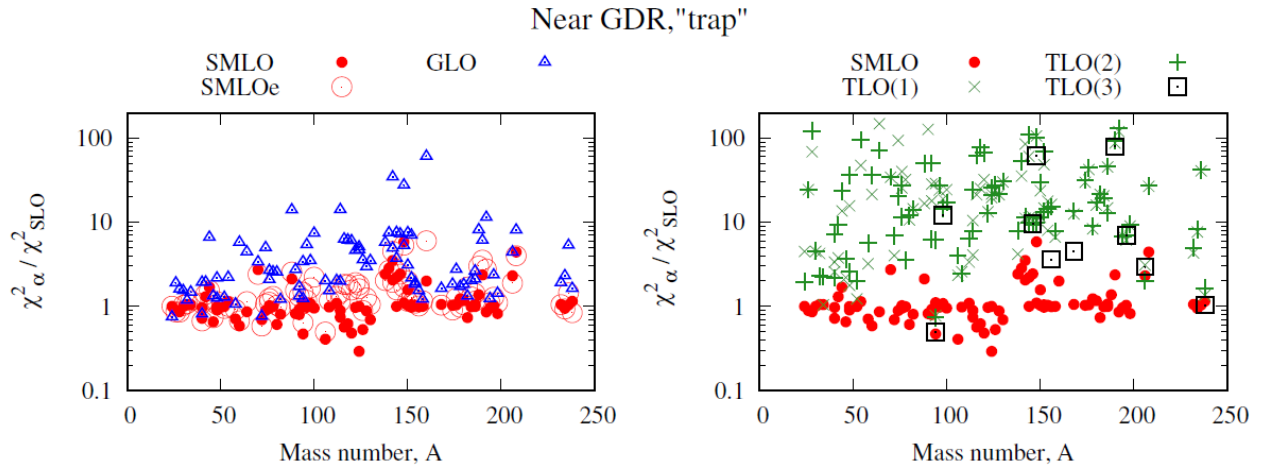


$24 \leq A \leq 238$

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$\langle \chi^2_\alpha \rangle / \langle \chi^2_{\text{SLO}} \rangle$	1.09	1.69	4.17	26.66	28.26	6.13
$\langle \chi^2_\alpha / \chi^2_{\text{SLO}} \rangle$	1.19	1.58	5.43	42.98	47.88	17.28

$80 \leq A \leq 238$

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$\langle \chi^2_\alpha \rangle / \langle \chi^2_{\text{SLO}} \rangle$	1.12	1.83	4.62	28.56	31.17	6.13
$\langle \chi^2_\alpha / \chi^2_{\text{SLO}} \rangle$	1.28	1.80	6.52	49.39	57.20	17.28



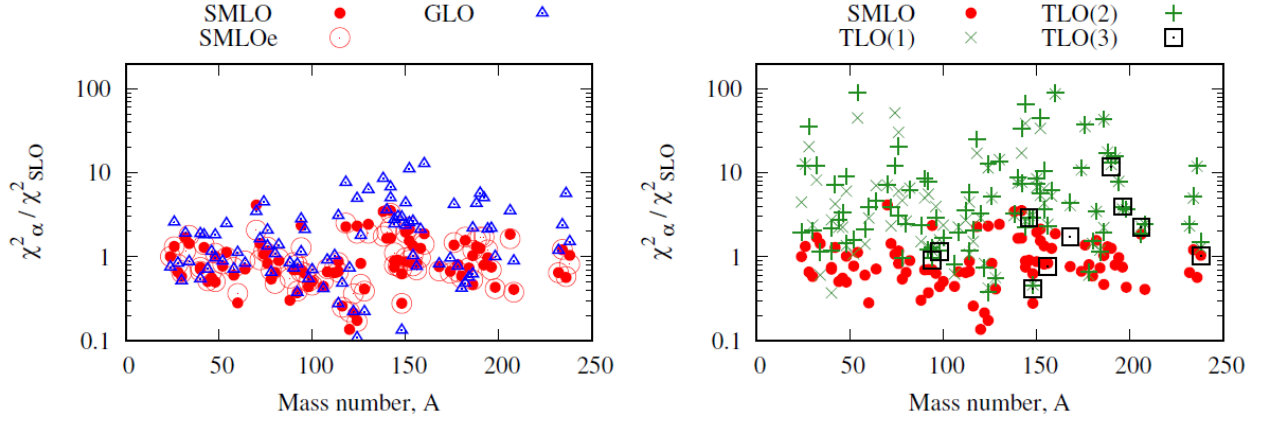
$24 \leq A \leq 238$

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$\langle \chi^2_\alpha \rangle / \langle \chi^2_{\text{SLO}} \rangle$	1.01	1.07	1.62	8.92	9.34	4.01
$\langle \chi^2_\alpha / \chi^2_{\text{SLO}} \rangle$	1.22	1.54	4.86	43.07	50.08	18.17

$80 \leq A \leq 238$

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$\langle \chi^2_\alpha \rangle / \langle \chi^2_{\text{SLO}} \rangle$	1.05	1.16	2.29	13.51	14.63	4.01
$\langle \chi^2_\alpha / \chi^2_{\text{SLO}} \rangle$	1.29	1.71	5.82	49.82	60.15	18.17

Broad range, "trap"



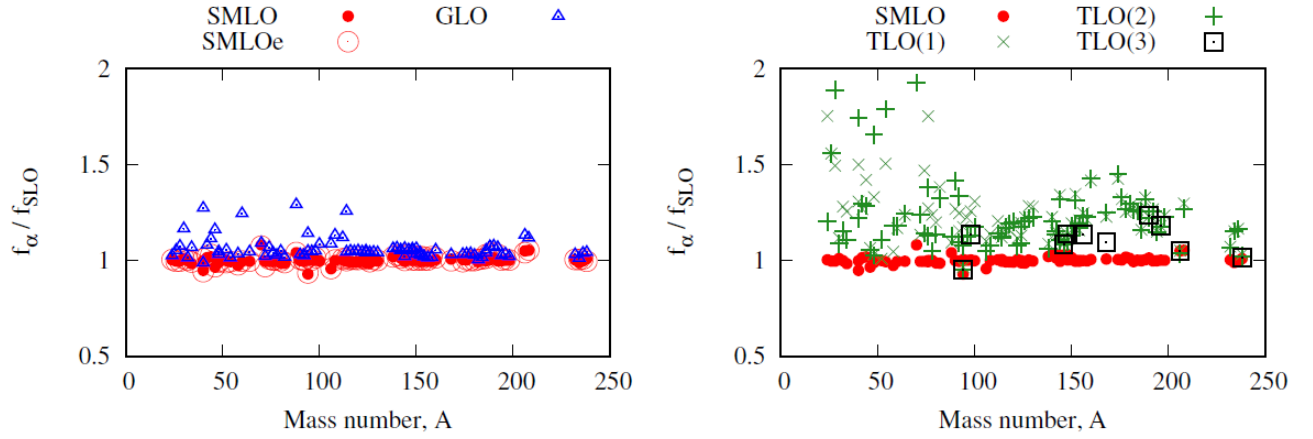
$24 \leq A \leq 238$

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$\langle \chi_\alpha^2 \rangle / \langle \chi_{\text{SLO}}^2 \rangle$	0.96	0.84	0.91	2.42	3.70	0.91
$\langle \chi_\alpha^2 / \chi_{\text{SLO}}^2 \rangle$	1.03	0.99	2.25	8.61	9.73	2.68

$80 \leq A \leq 238$

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$\langle \chi_\alpha^2 \rangle / \langle \chi_{\text{SLO}}^2 \rangle$	0.79	0.67	0.96	2.05	2.14	0.91
$\langle \chi_\alpha^2 / \chi_{\text{SLO}}^2 \rangle$	1.04	1.00	2.54	8.28	9.58	2.68

Near GDR



$24 \leq A \leq 238$

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$\langle f_\alpha / f_{\text{SLO}} \rangle = \langle f_\alpha \rangle / \langle f_{\text{SLO}} \rangle$	1.00	1.01	1.06	1.24	1.22	1.10

$80 \leq A \leq 238$

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$\langle f_\alpha / f_{\text{SLO}} \rangle = \langle f_\alpha \rangle / \langle f_{\text{SLO}} \rangle$	1.00	1.01	1.05	1.20	1.18	1.13

ДОДАТОК 4. Графіки перерізів фотопоглинання та їх теоретичний опис із використанням різних моделей ФСФ

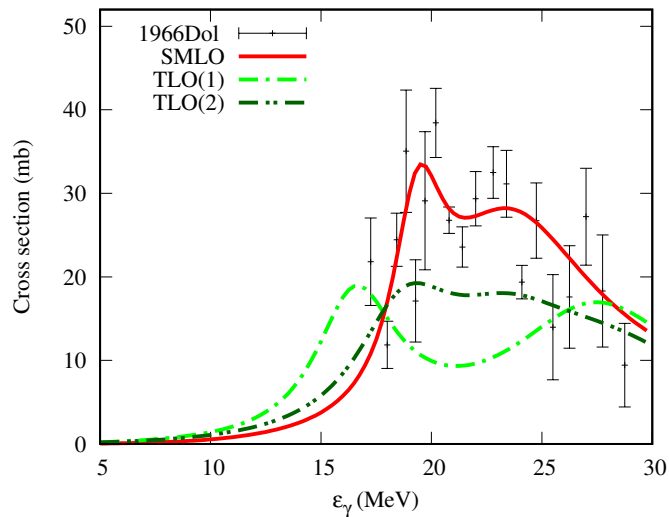
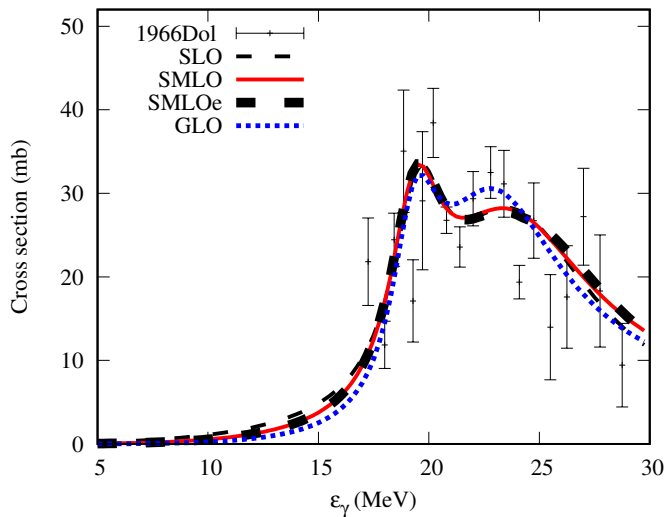
В Додатку 4 наведено теоретично розраховані перерізи фотопоглинання із використанням різних моделей ФСФ у порівнянні із експериментальними даними для 88 парно-парних ізотопів. Значення критеріїв якості опису χ^2 / χ_{SLO}^2 та f_{α} / f_{SLO} приведено перед кожним графіком. Значення критеріїв розраховані у двох енергетичних діапазонах та у двох підходах до обрахунку похибки. Позначення описані у Додатку 3.

24 Mg

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	1.00	1.02	1.75	1.20	NaN	1.01	1.01	1.02	1.67	1.18	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.99	0.98	1.07	7.35	3.17	NaN	1.00	0.99	1.07	7.22	3.13	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.00	1.00	0.75	4.49	1.96	NaN	1.00	1.01	0.75	4.46	1.95	NaN

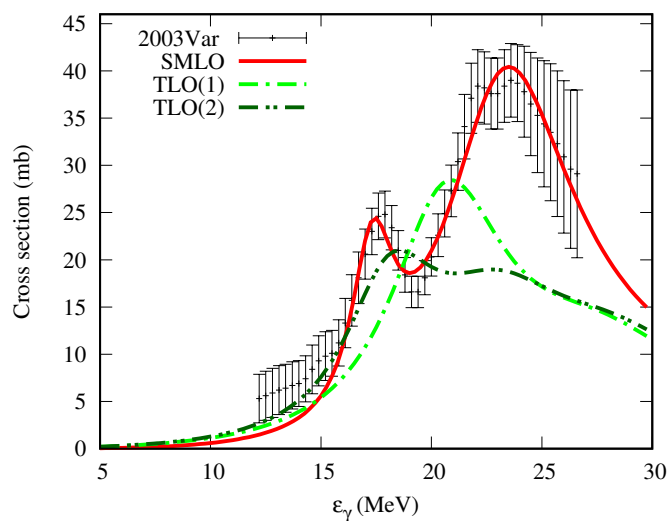
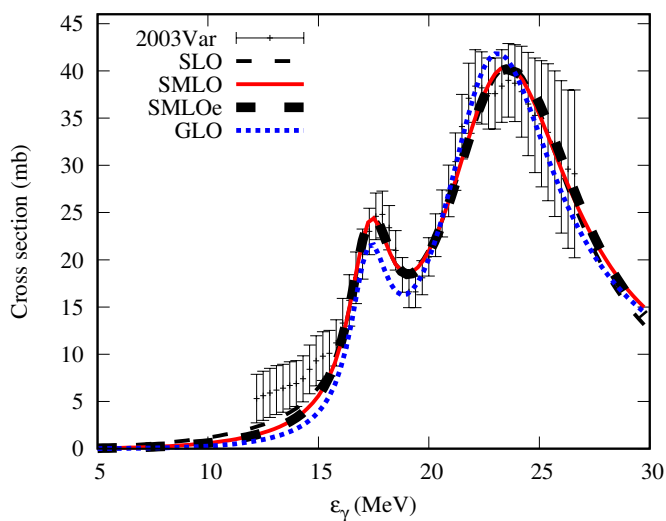


26 Mg

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	0.99	1.05	1.56	1.56	NaN	1.16	1.16	1.47	1.29	1.21	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.89	0.86	1.89	24.41	24.27	NaN	1.33	1.31	2.58	12.58	11.94	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.89	0.86	1.89	24.41	24.27	NaN	1.33	1.31	2.58	12.58	11.94	NaN

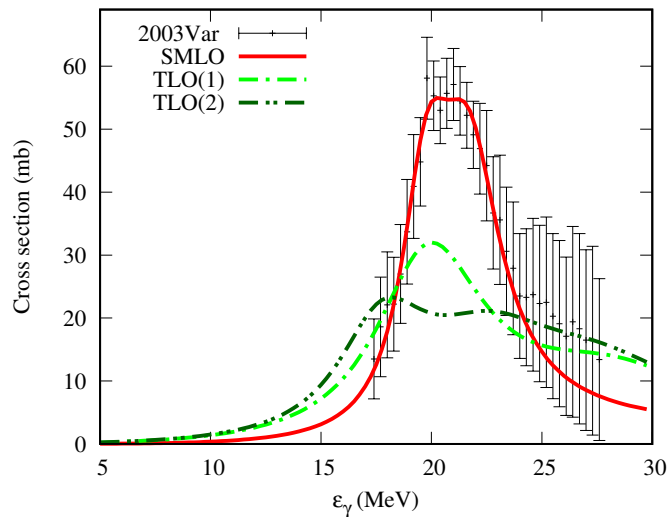
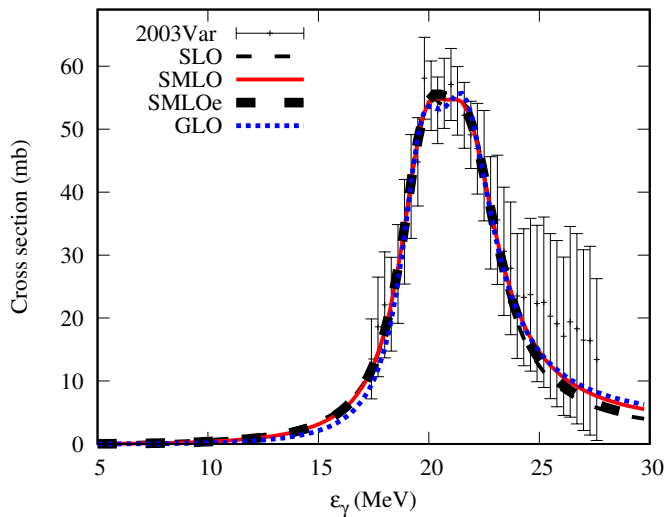


28 Si

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	1.00	1.07	1.49	1.89	NaN	0.88	0.95	0.88	0.98	1.13	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.86	0.85	1.60	68.79	121.69	NaN	0.66	0.81	0.84	20.47	35.48	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.86	0.85	1.60	68.79	121.69	NaN	0.66	0.81	0.84	20.47	35.48	NaN

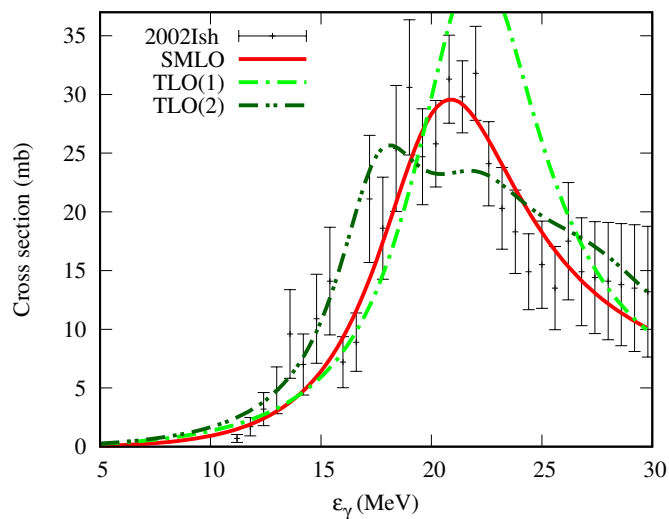
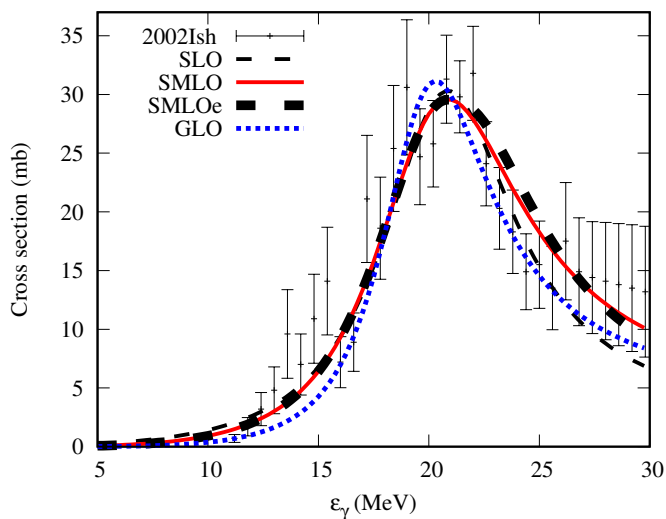


30 Si

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.01	1.01	1.16	1.12	1.09	NaN	0.93	0.94	1.09	1.04	0.99	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.00	1.02	1.53	4.51	4.58	NaN	0.58	0.64	0.52	2.39	2.04	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.00	1.02	1.53	4.51	4.58	NaN	0.58	0.64	0.52	2.39	2.04	NaN

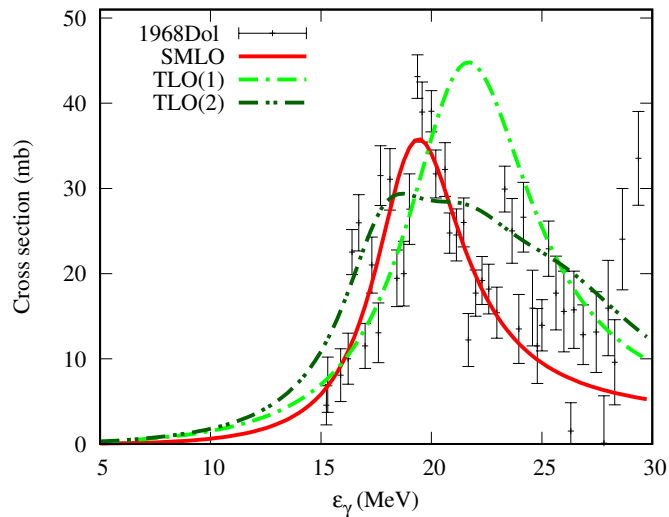
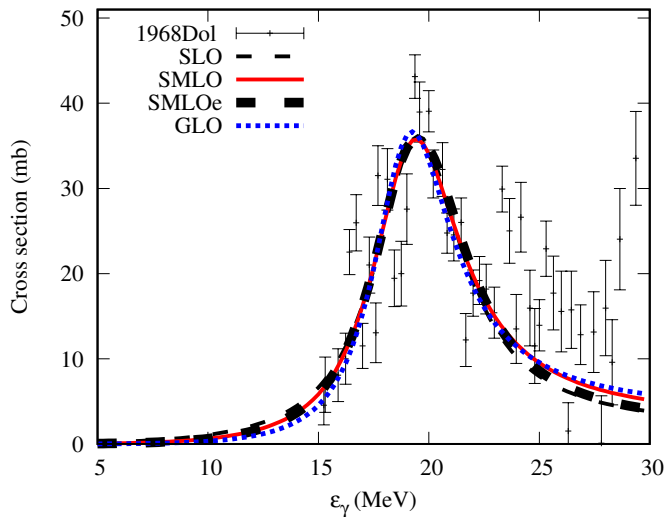


32 S

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.00	1.01	1.28	1.15	NaN	0.96	0.98	0.96	1.07	1.04	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.04	1.06	1.15	6.81	2.23	NaN	0.90	0.97	0.94	2.95	1.15	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.05	1.08	1.18	4.26	2.30	NaN	1.70	1.16	1.91	8.20	12.26	NaN

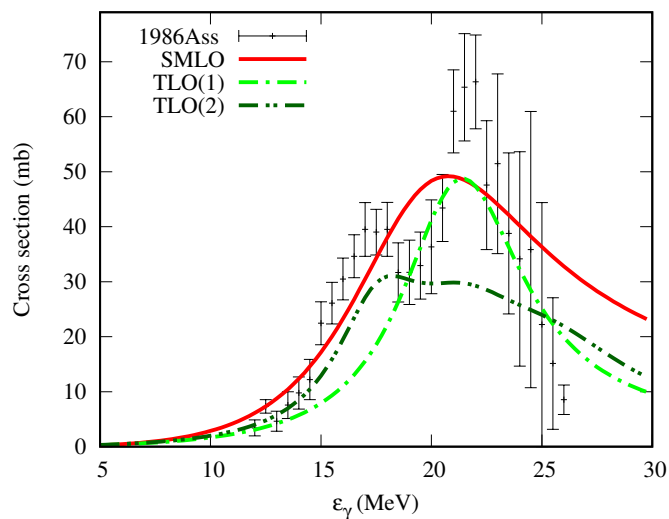
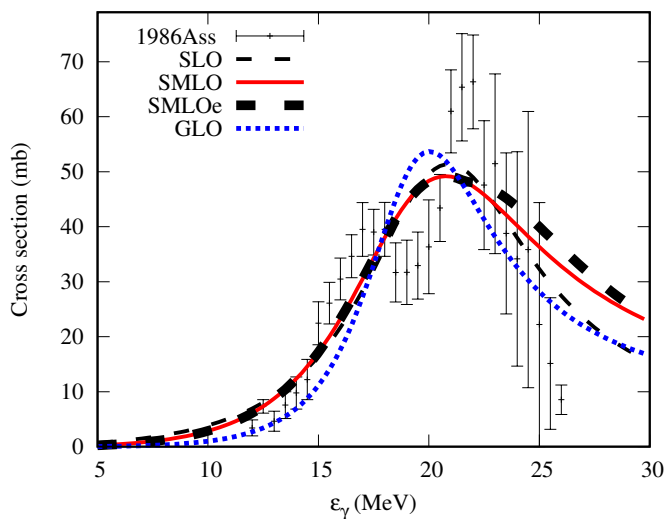


34 S

Near GDR

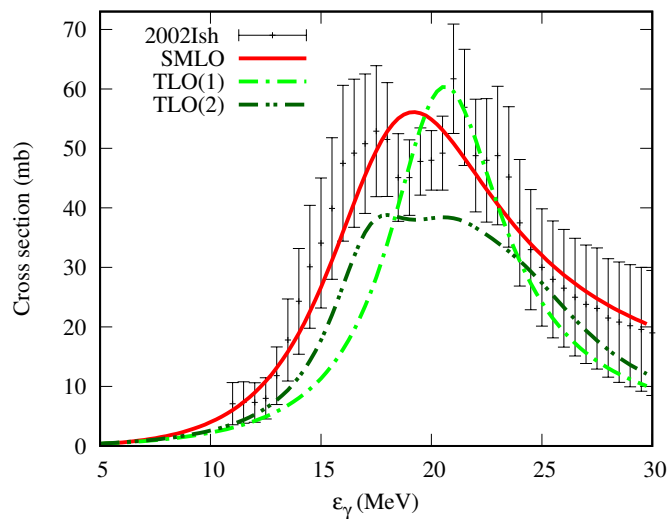
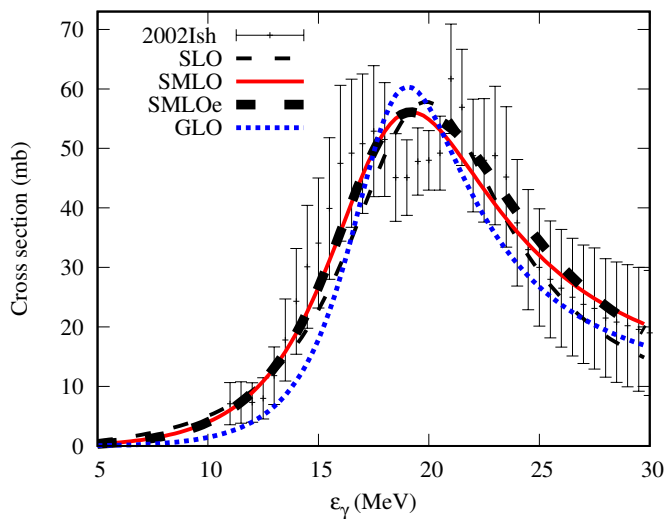
Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.98	0.99	1.07	1.25	1.11	NaN	1.02	1.04	1.03	1.17	1.05	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.84	0.84	1.62	2.71	1.68	NaN	1.19	1.41	1.23	1.68	1.16	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.05	1.16	1.47	1.04	2.25	NaN	1.43	1.80	0.87	0.60	1.14	NaN



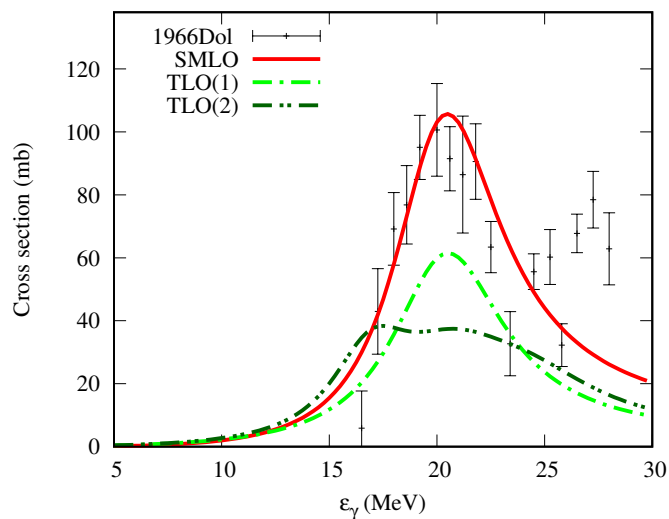
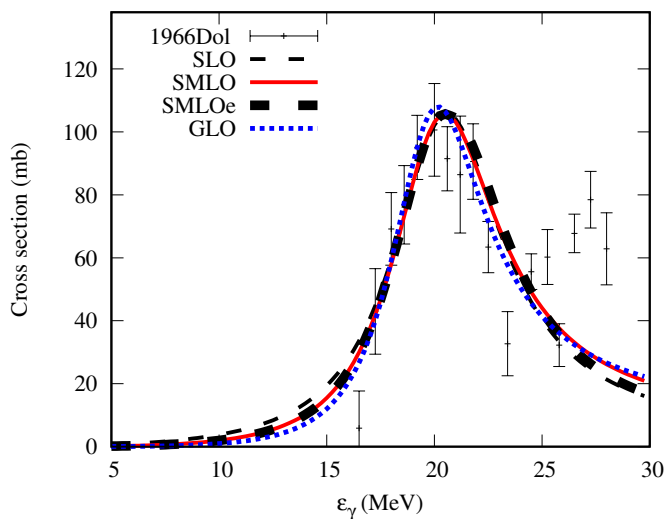
40 Ar

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.95	0.94	1.27	1.50	1.22	NaN	0.94	0.94	1.21	1.47	1.20	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.72	0.67	1.93	2.56	2.16	NaN	0.71	0.67	1.88	2.74	2.19	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.72	0.67	1.93	2.56	2.16	NaN	0.71	0.67	1.88	2.74	2.19	NaN



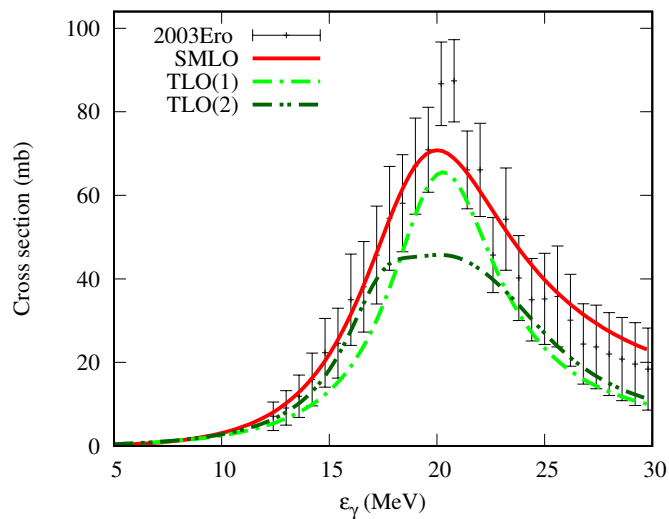
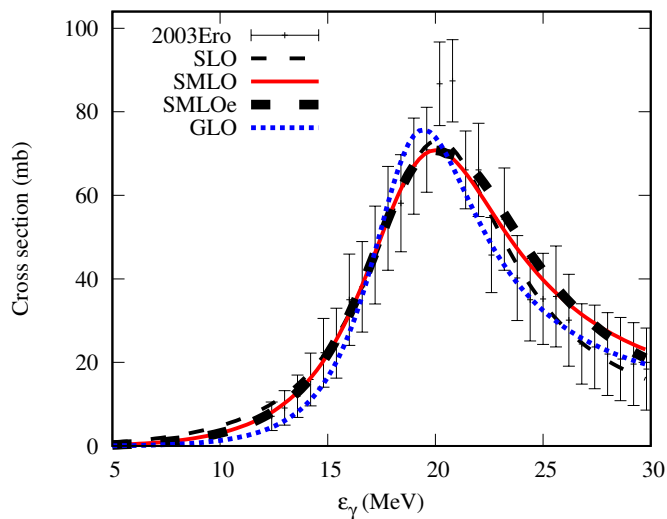
40 Ca

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.01	0.99	1.31	1.74	NaN	0.94	0.96	0.92	1.18	1.31	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.02	1.02	1.16	6.07	10.73	NaN	0.83	0.90	0.88	2.43	3.02	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.97	1.09	0.81	3.37	7.24	NaN	0.75	0.75	0.54	0.37	1.18	NaN



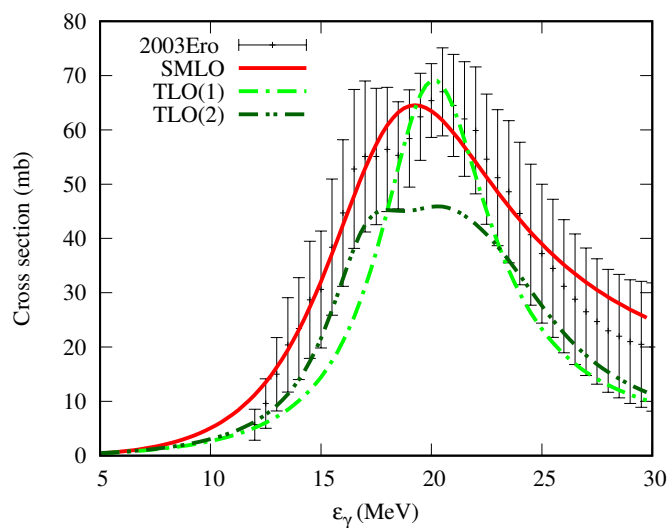
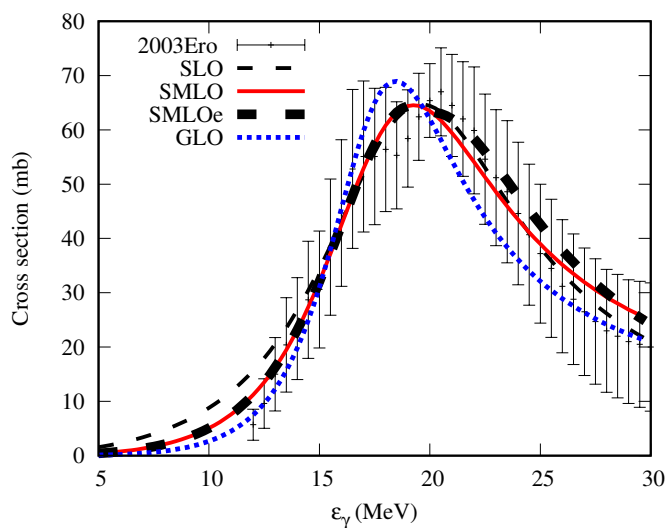
42 Ca

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.01	1.02	1.08	1.27	1.30	NaN	1.01	1.01	1.08	1.32	1.22	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.30	1.38	1.95	3.78	9.33	NaN	1.29	1.40	1.81	4.25	7.21	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.30	1.38	1.95	3.78	9.33	NaN	1.29	1.40	1.81	4.25	7.21	NaN



44 Ca

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.02	1.03	1.11	1.42	1.28	NaN	0.96	0.96	0.94	1.36	1.16	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.69	1.54	6.59	13.59	23.42	NaN	0.51	0.52	0.71	2.24	2.77	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.69	1.54	6.59	13.59	23.42	NaN	0.51	0.52	0.71	2.24	2.77	NaN

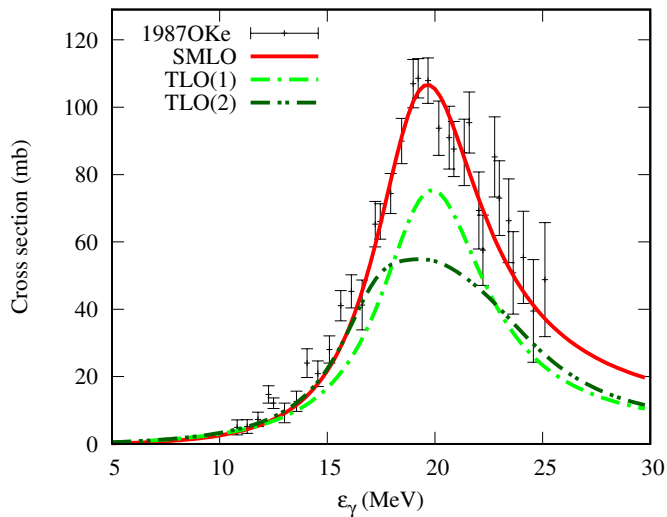
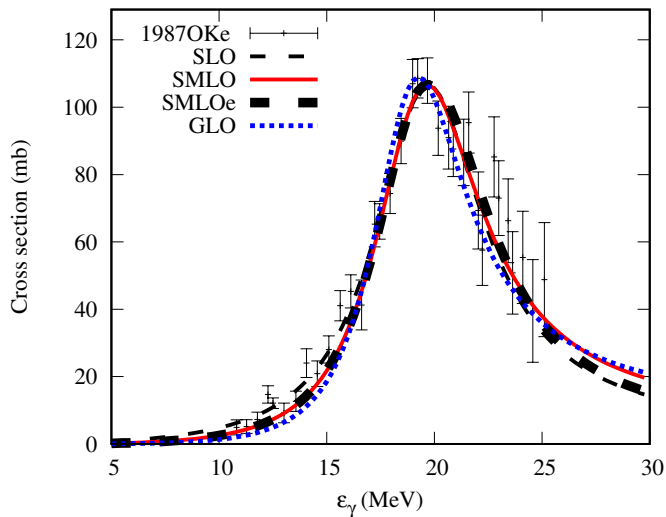


48 Ca

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	1.00	1.03	1.33	1.66	NaN	1.05	1.05	1.26	1.31	1.29	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.88	0.98	1.71	21.42	44.60	NaN	1.59	1.62	3.00	8.96	12.08	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.90	1.14	1.24	15.68	36.29	NaN	1.01	1.10	1.81	6.05	9.08	NaN

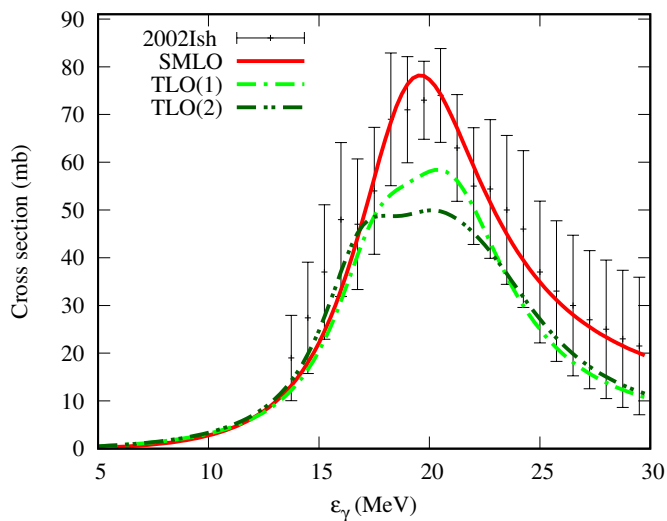
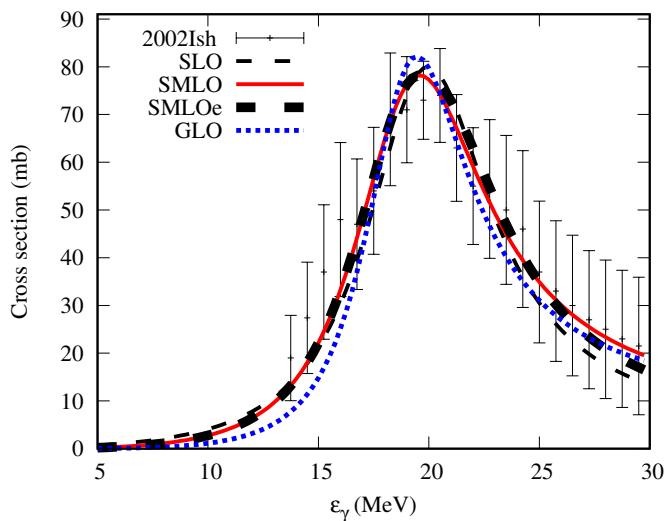


46 Ti

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	0.96	0.97	1.16	1.06	1.05	NaN	0.91	0.93	1.07	1.13	1.09	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.66	0.73	1.33	2.20	3.63	NaN	0.55	0.66	1.15	2.23	3.32	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.66	0.73	1.33	2.20	3.63	NaN	0.55	0.66	1.15	2.23	3.32	NaN

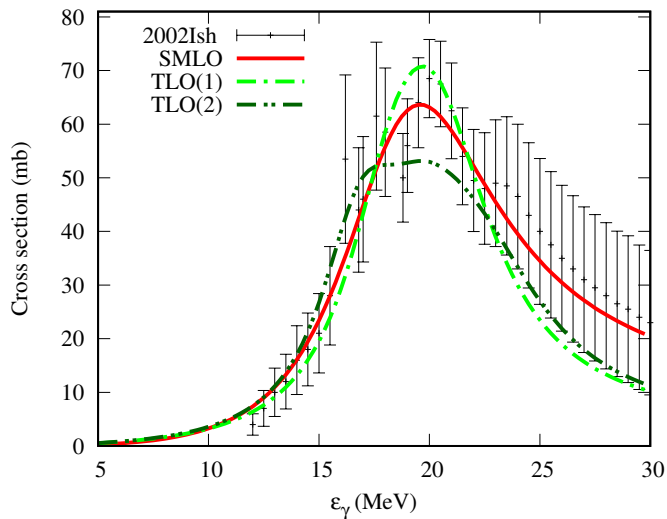
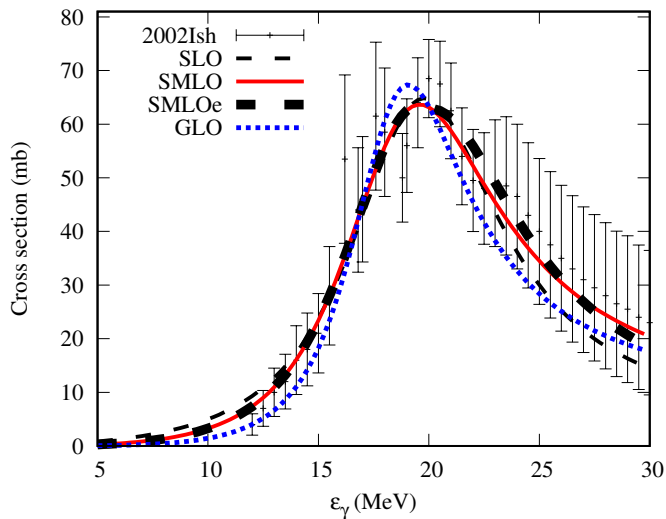


48 Ti

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.99	0.99	1.04	1.03	1.03	NaN	0.88	0.89	0.97	1.14	1.08	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.99	1.06	2.17	1.76	2.57	NaN	0.50	0.50	0.97	1.36	1.44	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.99	1.06	2.17	1.76	2.57	NaN	0.50	0.50	0.97	1.36	1.44	NaN

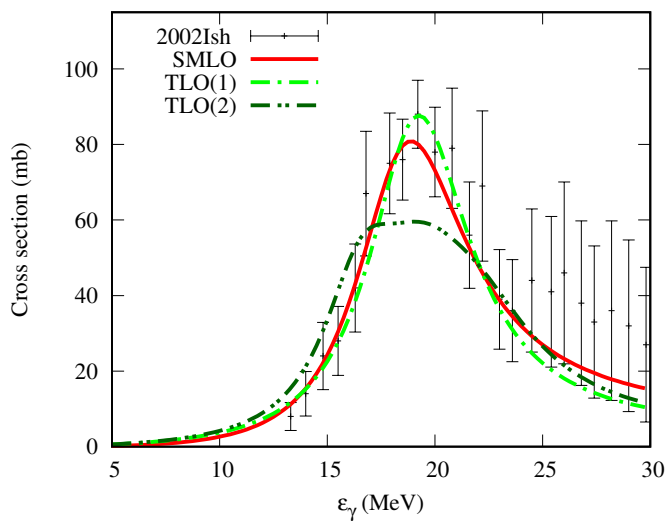
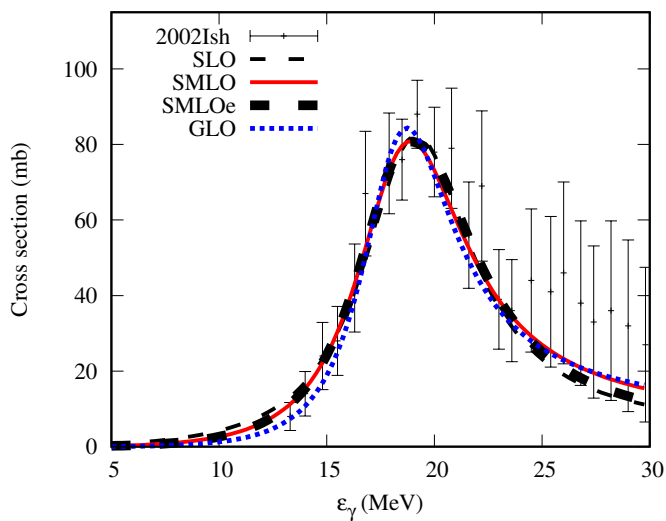


52 Cr

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	0.99	1.05	1.01	1.11	NaN	0.87	0.94	0.87	1.03	0.99	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.99	0.94	1.28	1.23	2.01	NaN	0.77	0.82	0.88	1.08	1.59	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.99	0.94	1.28	1.23	2.01	NaN	0.77	0.82	0.88	1.08	1.59	NaN

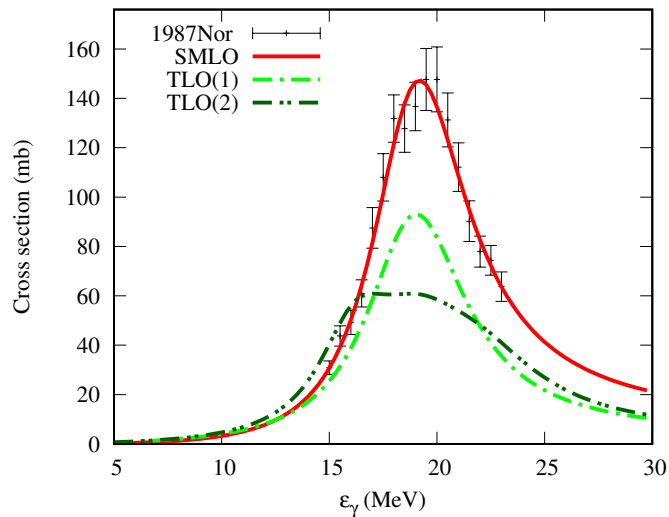
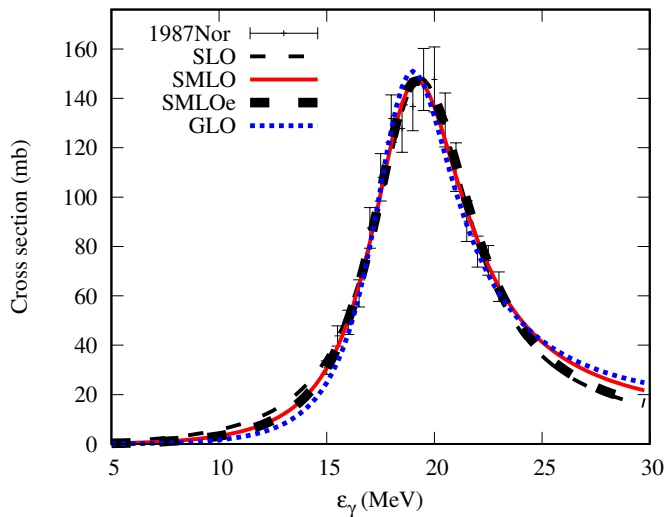


54 Fe

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.99	0.99	1.01	1.50	1.79	NaN	0.99	0.99	1.05	1.47	1.72	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.84	0.86	1.47	34.10	54.13	NaN	0.78	0.80	2.26	28.42	44.47	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.14	1.00	2.21	47.41	95.88	NaN	1.12	0.98	2.47	44.87	90.20	NaN

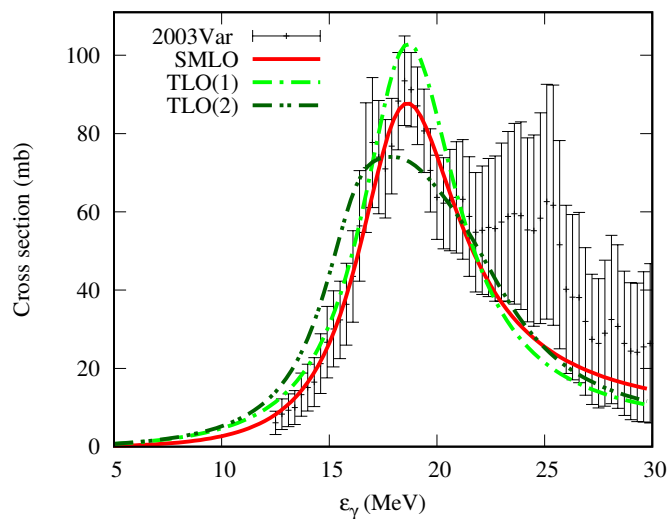
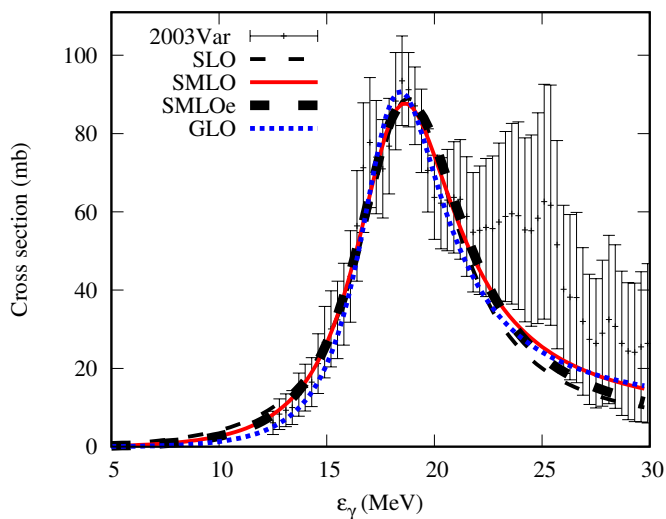


58 Ni

Near GDR

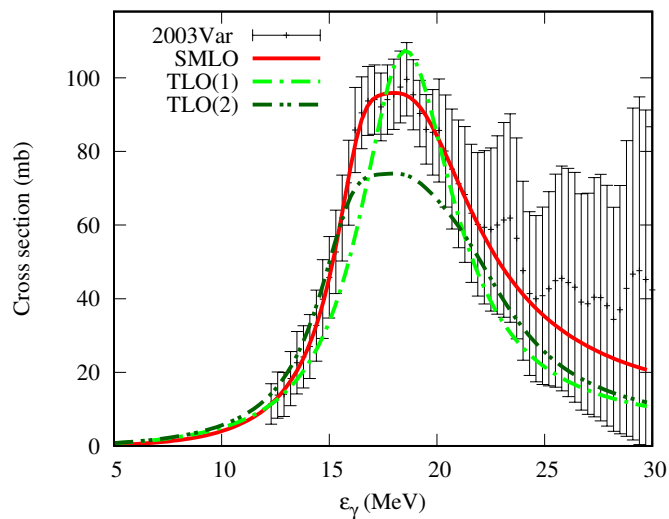
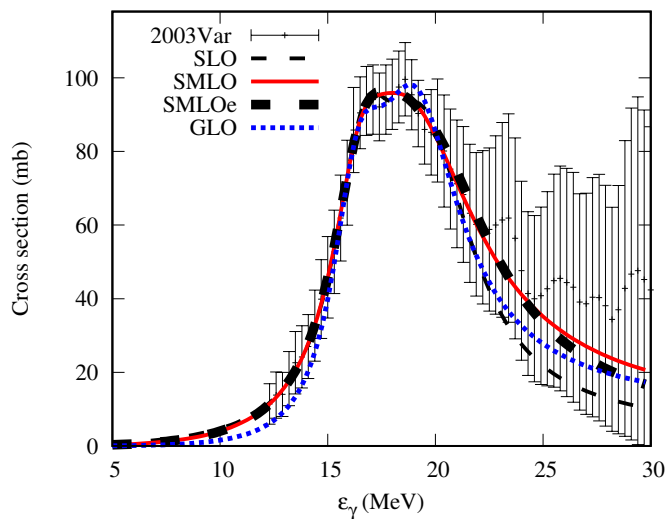
Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.97	0.98	1.03	1.05	1.18	NaN	0.83	0.91	0.86	0.97	0.94	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.71	0.91	1.07	3.20	5.65	NaN	0.60	0.75	0.71	1.41	2.12	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.71	0.91	1.07	3.20	5.65	NaN	0.60	0.75	0.71	1.41	2.12	NaN



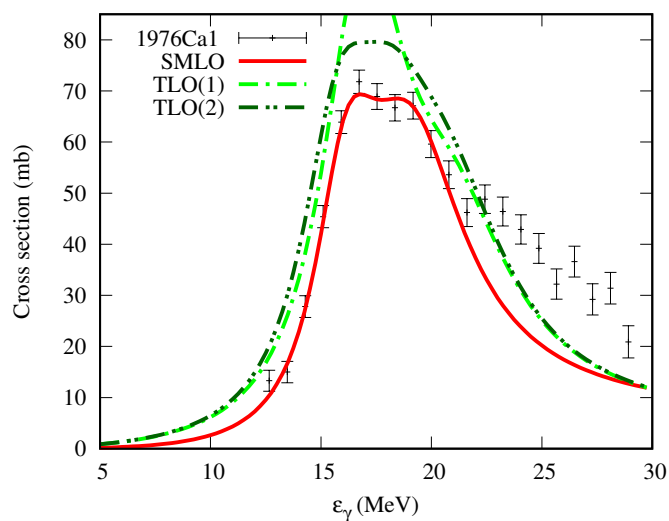
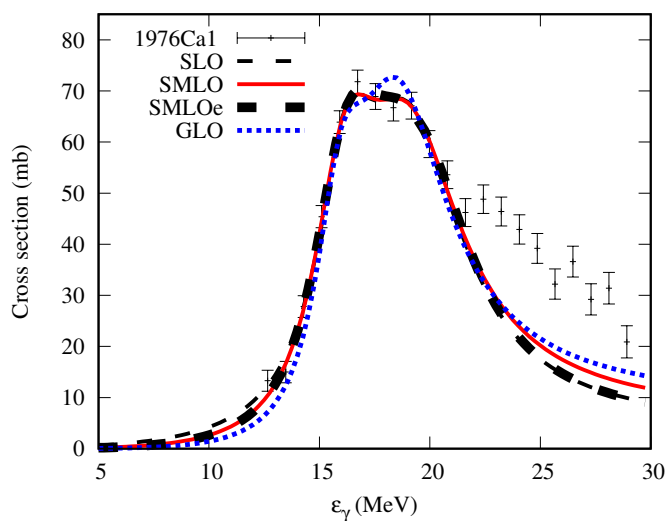
^{60}Ni

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	0.99	1.00	1.24	1.17	1.18	NaN	0.71	0.76	0.84	1.01	0.94	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.59	0.68	5.81	21.58	36.64	NaN	0.28	0.36	1.12	2.89	3.91	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.59	0.68	5.81	21.58	36.64	NaN	0.28	0.36	1.12	2.89	3.91	NaN



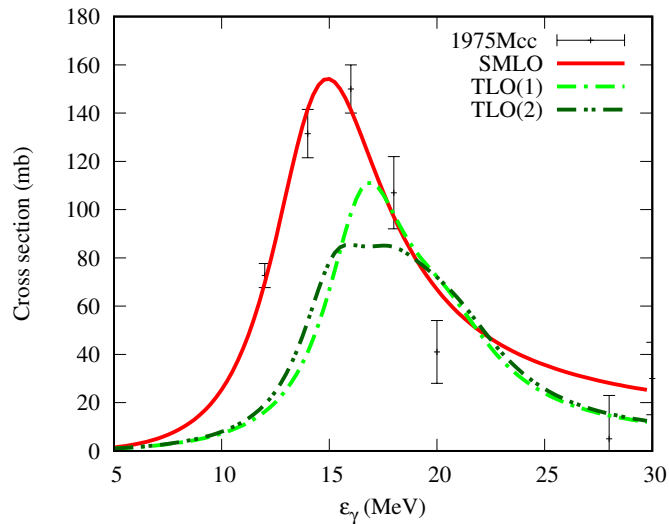
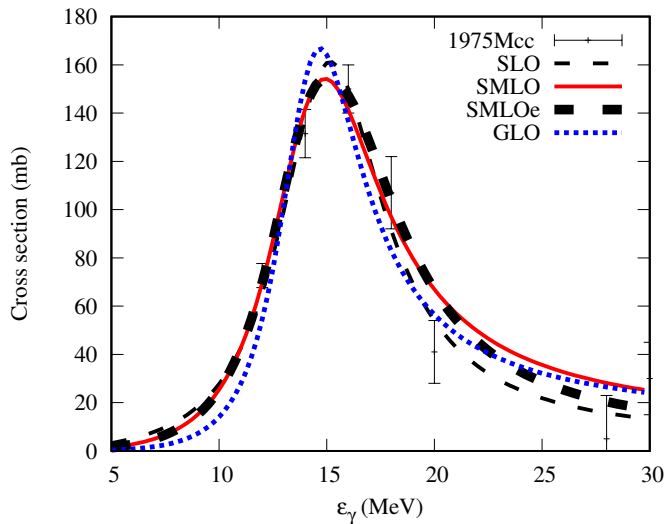
^{64}Zn

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	0.99	1.00	1.04	1.24	1.24	NaN	0.90	0.99	0.87	0.88	0.89	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.86	1.02	4.70	122.78	79.41	NaN	0.76	0.97	0.74	1.57	1.25	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.87	1.14	4.41	147.17	70.43	NaN	0.71	0.89	0.84	7.06	4.61	NaN



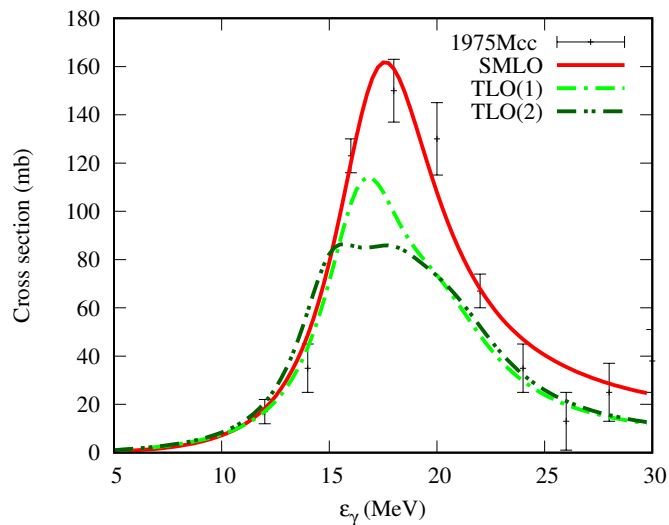
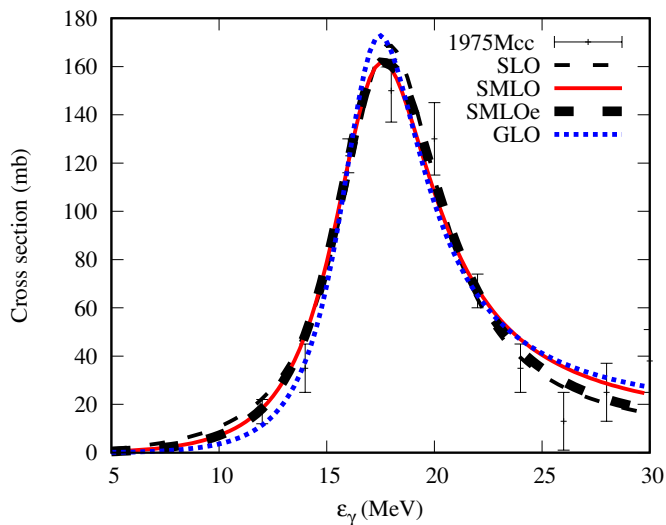
70 Ge

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.08	1.07	1.09	2.13	1.93	NaN	1.15	1.06	1.13	1.48	1.39	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.44	1.20	5.20	52.88	48.98	NaN	1.35	1.12	4.12	39.51	36.62	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	2.72	2.38	3.37	34.14	34.29	NaN	4.14	2.08	3.44	7.15	7.27	NaN



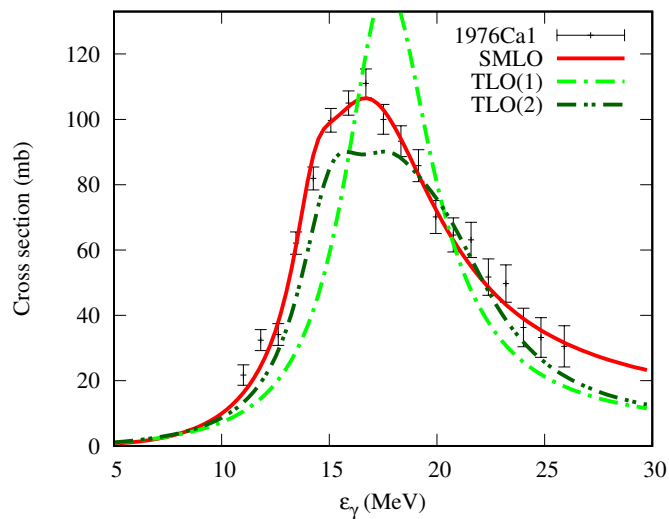
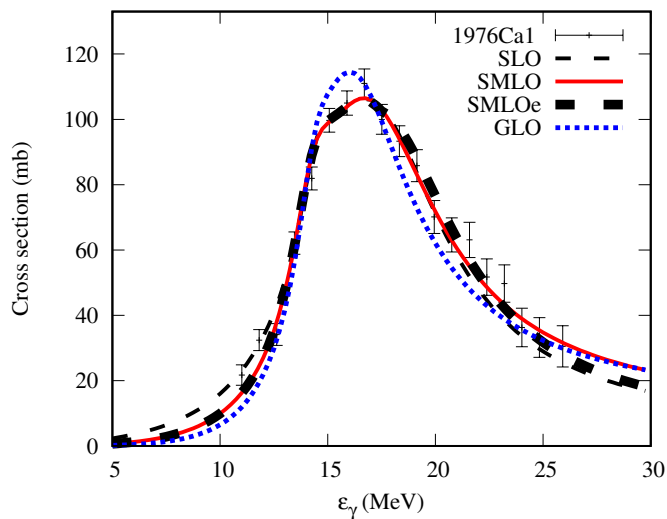
72 Ge

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.99	0.97	1.02	1.13	1.24	NaN	0.99	0.98	1.00	1.11	1.15	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.71	0.51	0.87	5.16	8.82	NaN	0.84	0.68	0.96	3.84	6.29	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.69	0.58	0.76	4.02	6.91	NaN	1.43	0.91	1.63	2.33	3.88	NaN



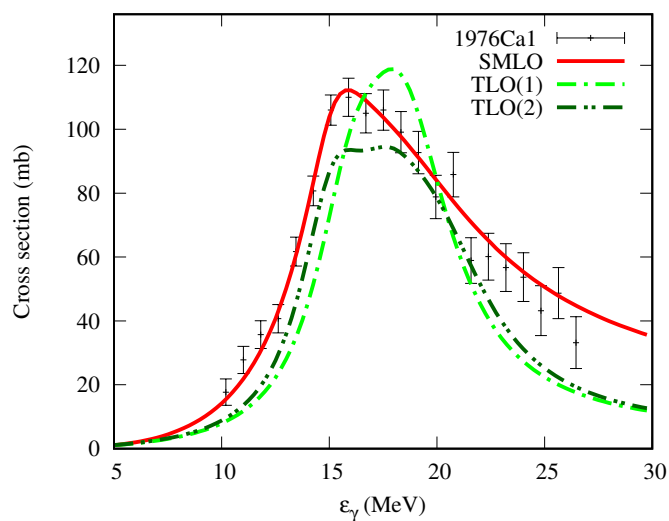
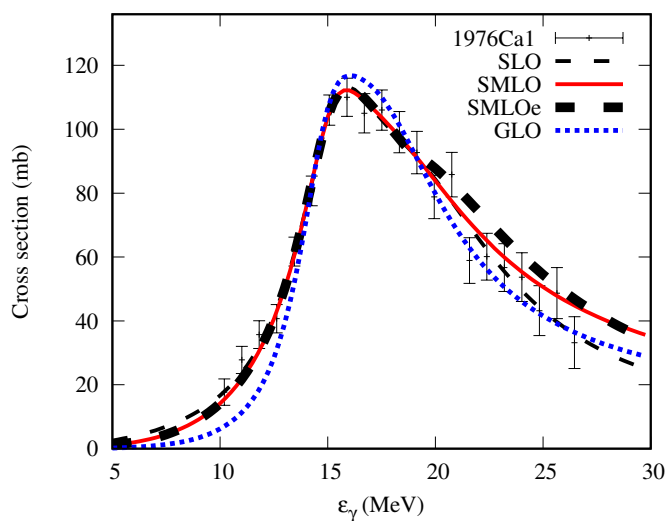
74 Ge

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha} / f_{\text{SLO}}$	0.99	1.01	1.07	1.47	1.14	NaN	1.00	1.01	1.13	1.44	1.15	NaN
$\chi^2_{\alpha} / \chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.84	1.29	6.74	101.80	21.13	NaN	0.89	1.03	4.17	36.92	8.62	NaN
$\chi^2_{\alpha} / \chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.89	1.07	4.99	94.56	20.39	NaN	1.08	1.17	4.50	51.87	12.15	NaN



76 Ge

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha} / f_{\text{SLO}}$	1.00	1.00	1.04	1.27	1.13	NaN	1.01	1.03	1.15	1.36	1.22	NaN
$\chi^2_{\alpha} / \chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.94	1.05	2.76	35.14	14.13	NaN	1.18	1.98	3.12	17.50	8.48	NaN
$\chi^2_{\alpha} / \chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.94	1.11	2.66	25.37	11.50	NaN	0.83	1.09	1.34	6.06	3.10	NaN

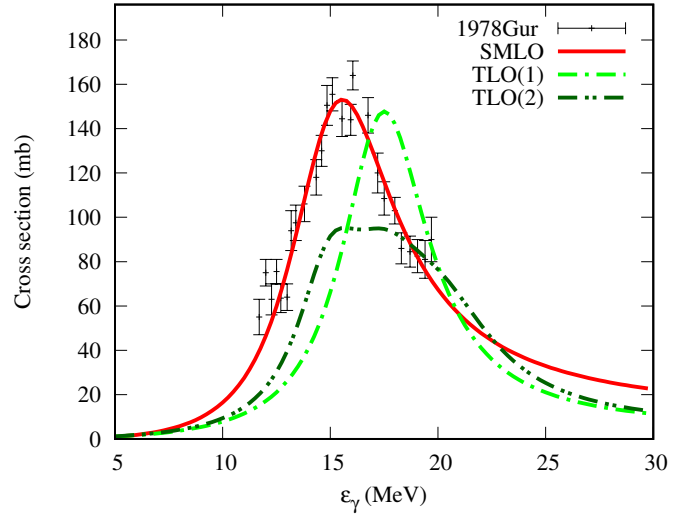
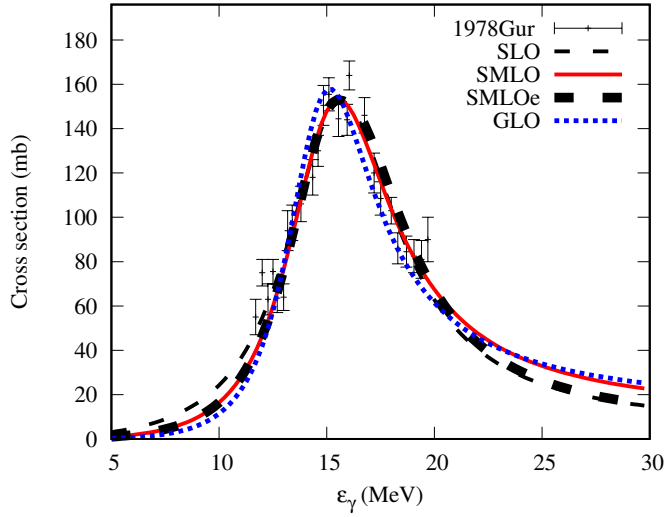


76 Se

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.99	1.00	1.04	1.75	1.38	NaN	1.03	1.04	1.09	2.01	1.55	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.00	1.32	2.49	41.41	23.56	NaN	1.32	1.48	2.35	26.66	15.88	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.02	1.24	2.08	39.87	27.54	NaN	1.16	1.30	2.07	30.26	20.69	NaN

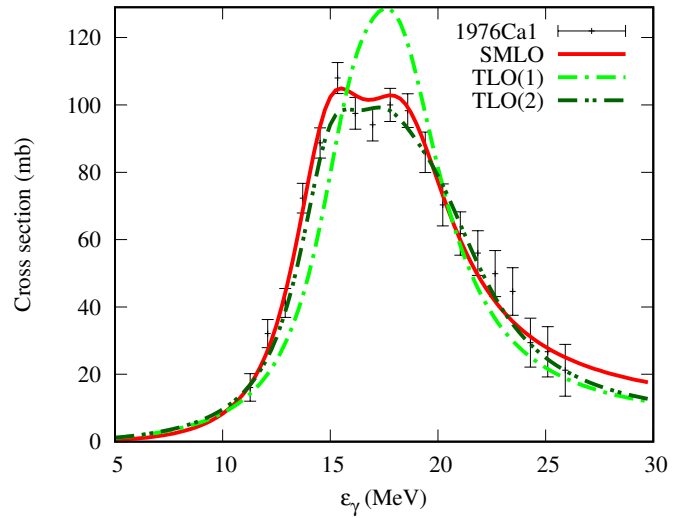
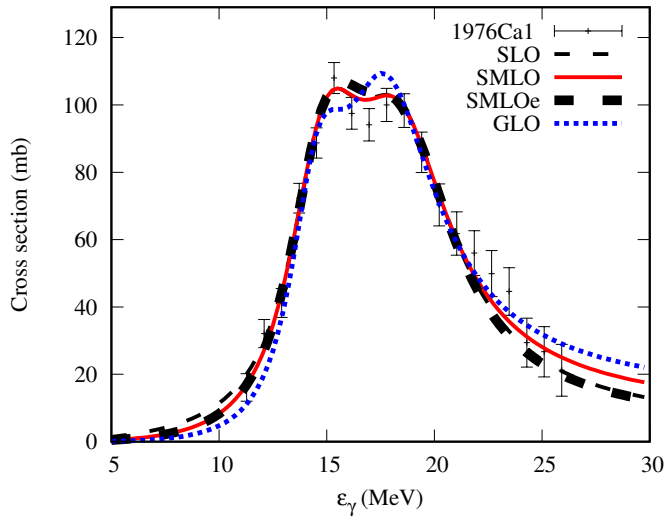


78 Se

Near GDR

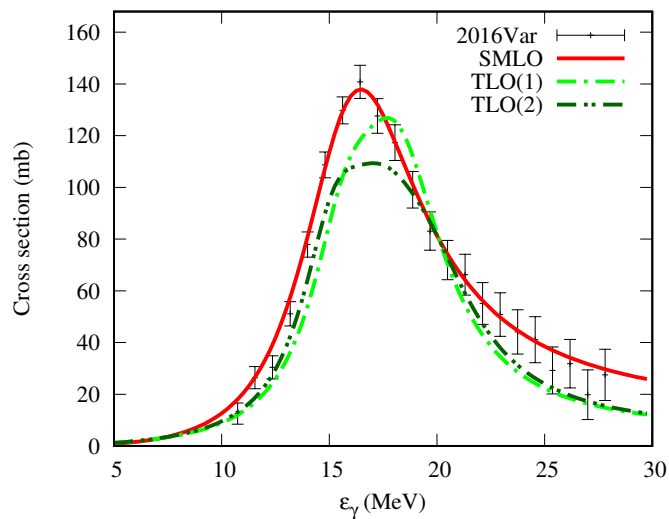
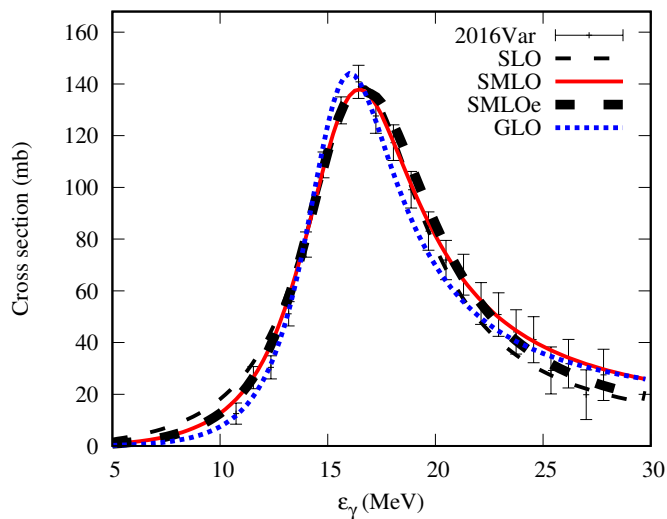
Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.00	1.03	1.24	1.05	NaN	0.95	0.99	0.96	1.09	0.98	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.00	1.23	2.56	36.03	4.51	NaN	0.72	1.11	1.44	9.88	1.66	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.99	1.32	2.58	32.14	3.54	NaN	0.54	0.68	0.65	4.68	0.96	NaN



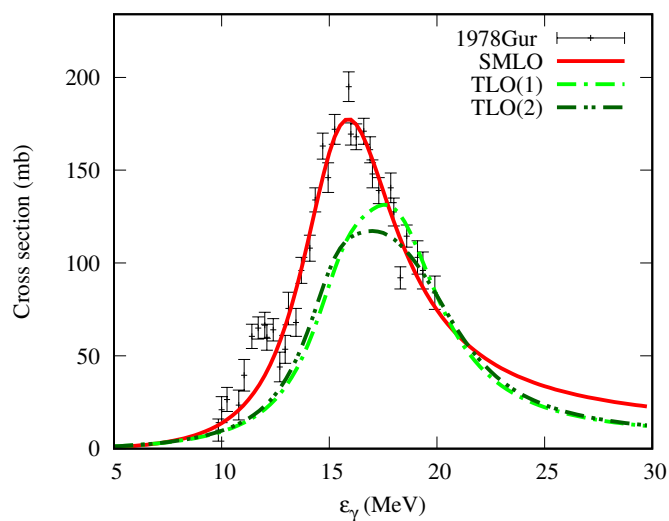
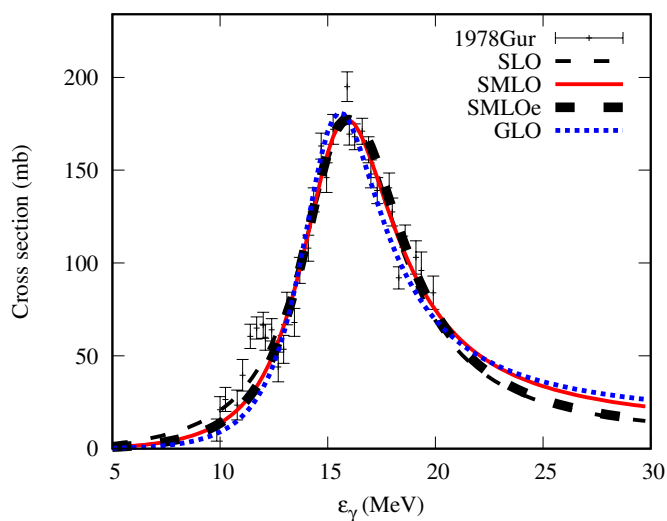
80 Se

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	0.99	1.00	1.05	1.20	1.14	NaN	1.00	0.96	1.06	1.18	1.11	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.58	0.95	3.84	21.33	16.61	NaN	0.52	0.51	1.60	5.71	4.25	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.61	1.03	2.56	10.69	12.06	NaN	0.65	0.48	1.08	2.66	2.44	NaN



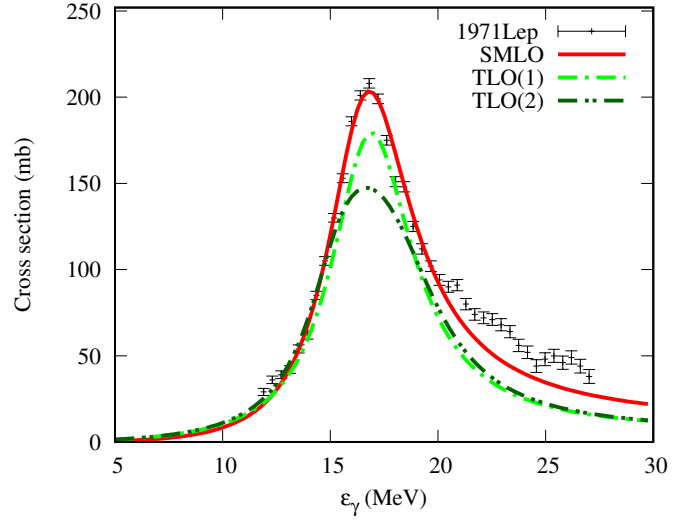
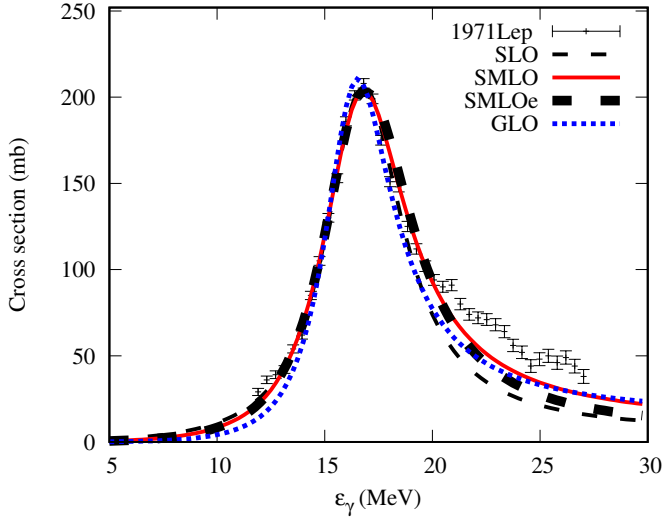
82 Se

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	0.98	0.99	1.02	1.38	1.32	NaN	1.06	1.06	1.20	1.53	1.45	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.82	0.98	1.31	15.24	14.32	NaN	1.24	1.32	1.92	9.88	9.21	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.80	0.97	1.20	14.42	14.07	NaN	0.90	0.95	1.38	6.56	6.25	NaN



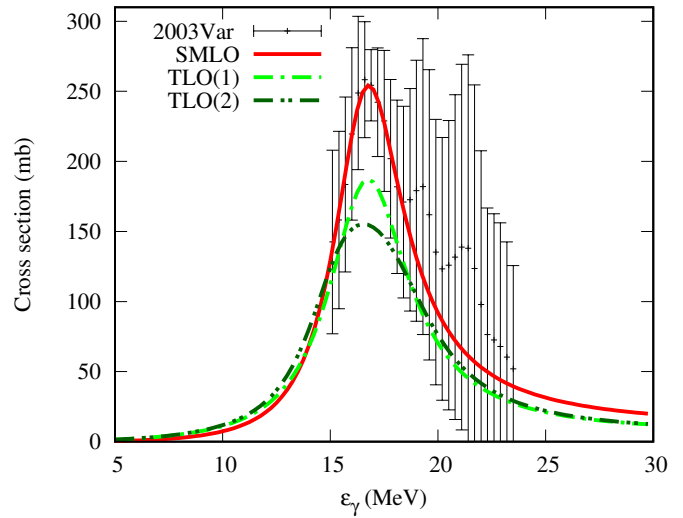
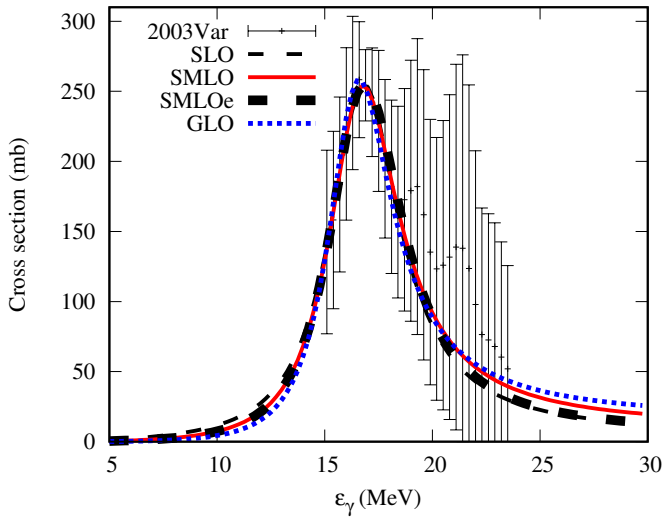
nat Sr

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.04	1.04	1.29	1.09	1.12	NaN	0.76	0.85	0.85	1.01	0.98	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.99	2.54	12.90	23.92	63.68	NaN	0.29	0.53	0.79	1.54	2.23	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	2.09	2.51	13.82	16.46	49.12	NaN	0.30	0.56	0.85	1.52	2.36	NaN



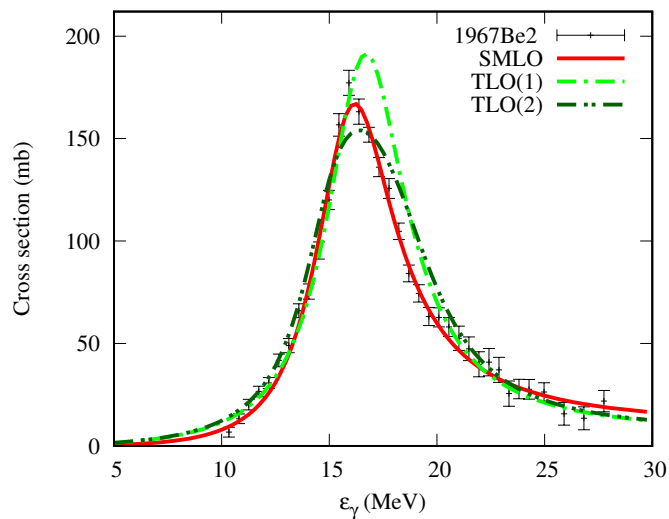
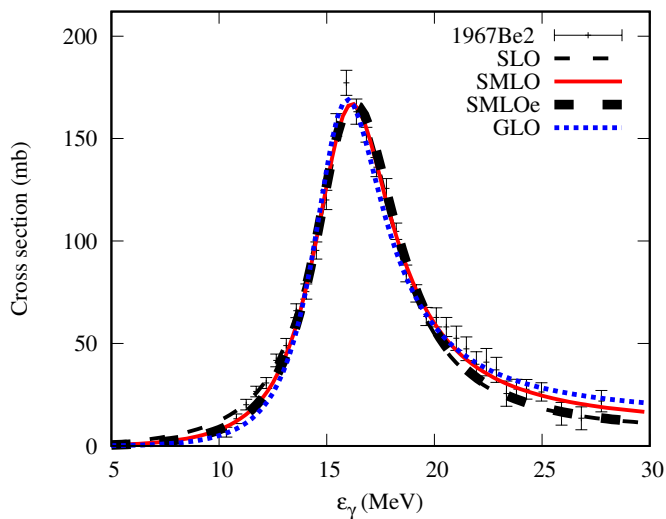
90 Zr

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	1.01	1.03	1.27	1.41	NaN	0.88	0.95	0.88	1.13	1.10	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.81	1.53	2.64	122.74	246.94	NaN	0.70	0.85	0.73	5.01	8.51	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.81	1.53	2.64	122.74	246.94	NaN	0.70	0.85	0.73	5.01	8.51	NaN



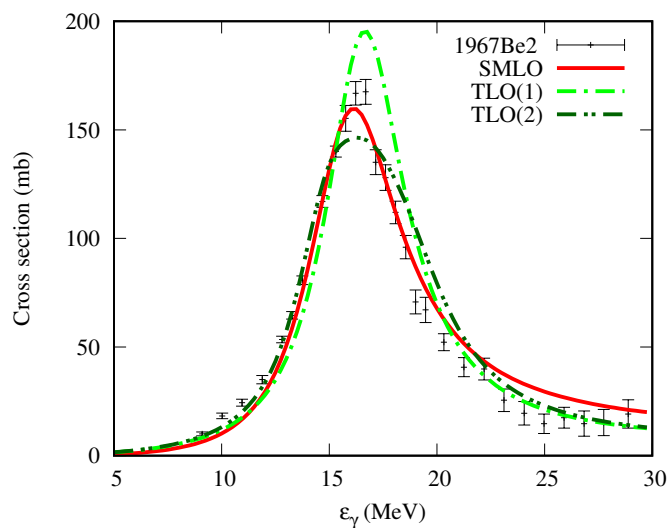
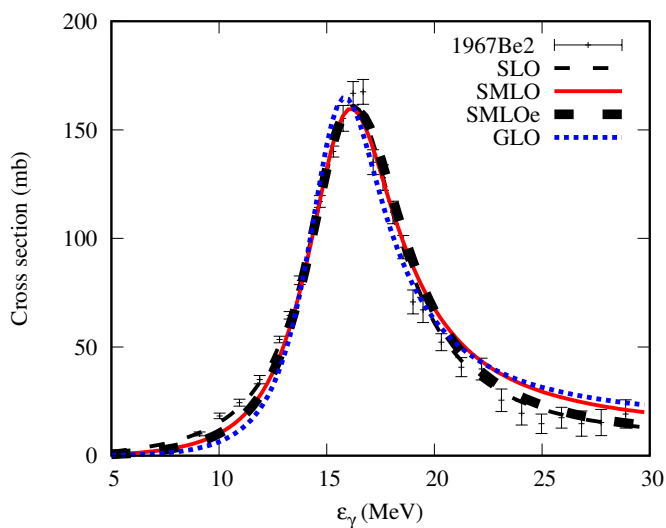
92 Zr

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	1.00	1.02	1.15	1.09	NaN	0.92	0.95	0.98	0.98	0.99	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.80	1.06	2.13	22.57	7.12	NaN	0.70	0.94	1.62	5.13	2.55	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.80	1.03	1.71	18.00	6.29	NaN	0.37	0.39	0.37	1.31	1.21	NaN



94 Zr

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	1.01	1.05	1.17	1.08	NaN	1.17	1.07	1.32	1.05	1.05	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.20	1.58	5.91	29.88	8.08	NaN	5.10	4.45	11.32	12.35	4.44	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.11	1.47	3.40	28.94	6.20	NaN	2.35	1.28	2.80	1.29	1.28	NaN

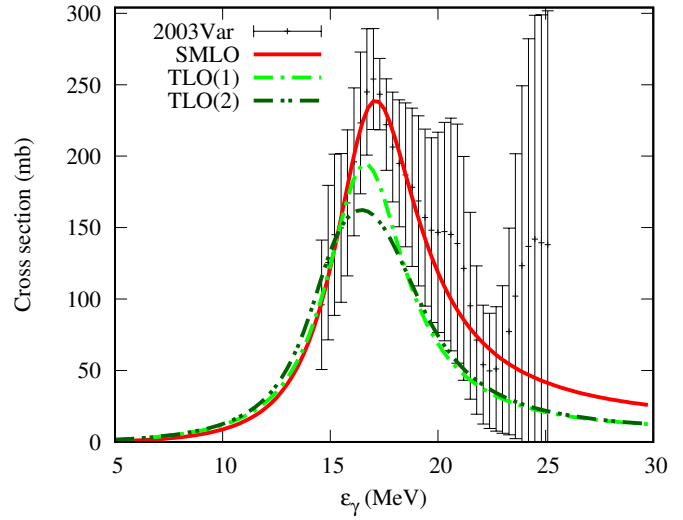
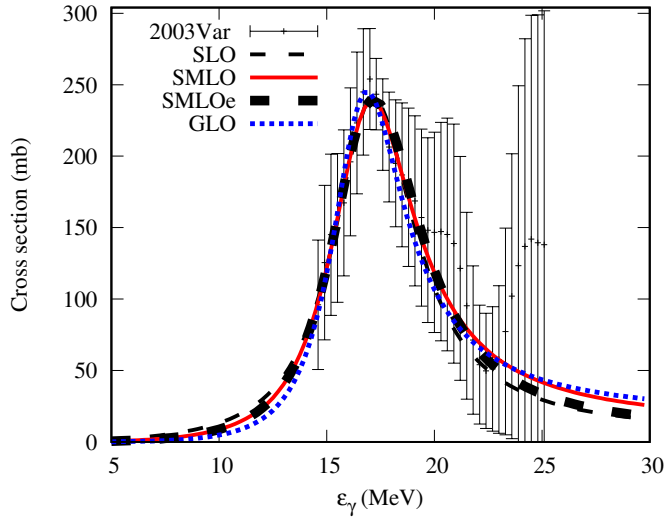


92 Mo

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.00	1.03	1.24	1.33	NaN	0.87	0.93	0.87	1.30	1.26	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.92	1.33	1.33	28.59	50.62	NaN	0.70	0.81	0.82	5.56	7.89	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.92	1.33	1.33	28.59	50.62	NaN	0.70	0.81	0.82	5.56	7.89	NaN

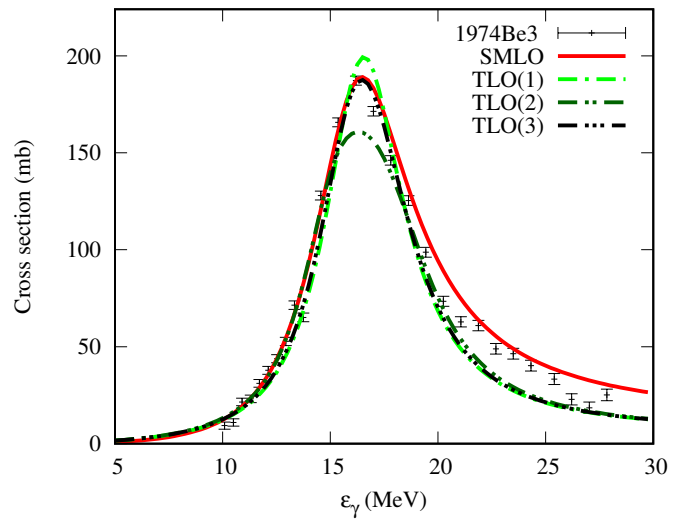
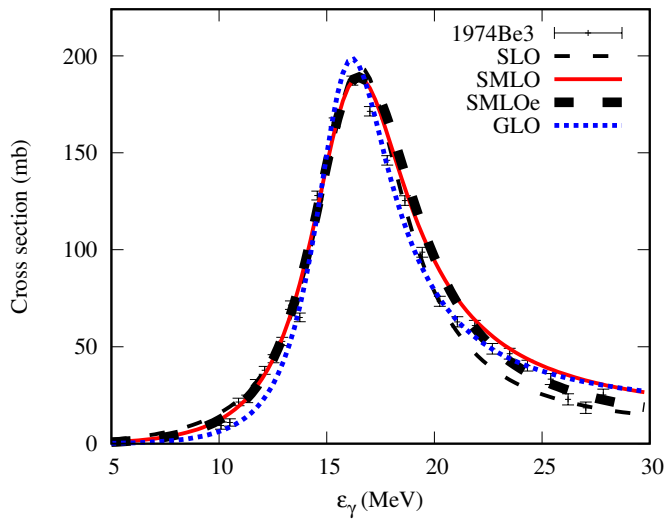


94 Mo

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.93	0.93	1.14	0.97	0.95	0.95	0.96	0.92	1.07	1.07	1.03	1.06
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.79	1.29	1.79	1.82	1.49	1.01	0.89	1.10	1.29	2.15	1.60	1.54
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.47	0.64	1.23	0.77	0.74	0.49	0.70	0.66	1.14	1.18	0.98	0.91

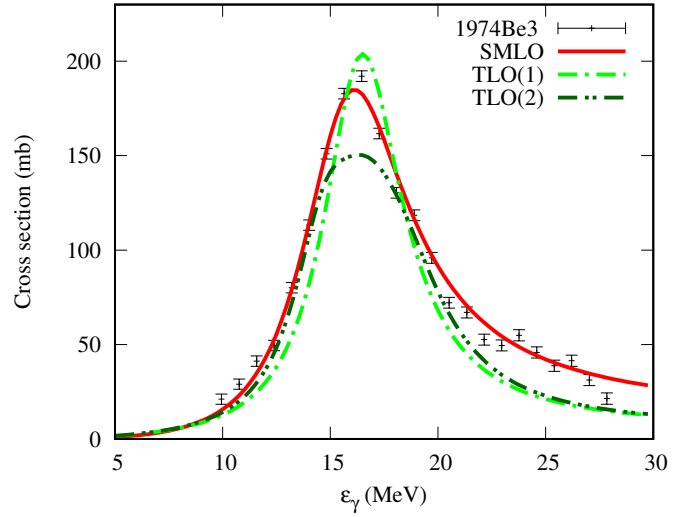
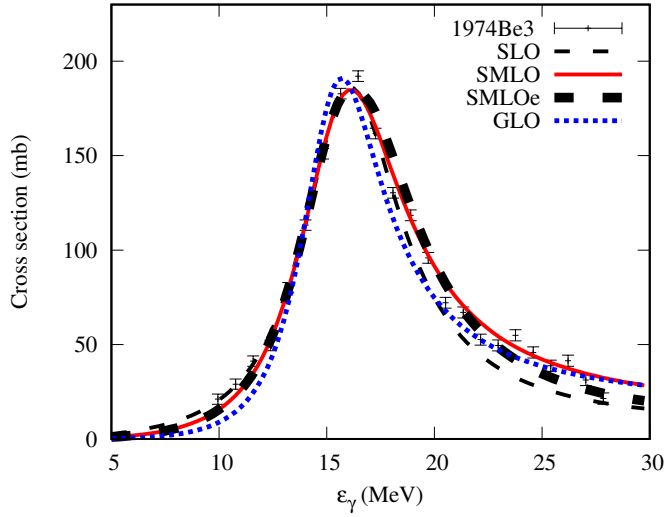


96 Mo

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.00	1.05	1.22	1.13	NaN	0.92	0.93	1.08	1.22	1.12	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.96	1.15	6.04	29.59	26.74	NaN	0.31	0.46	1.40	3.63	2.55	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.98	1.19	5.48	24.45	27.52	NaN	0.63	0.64	2.09	3.96	2.92	NaN

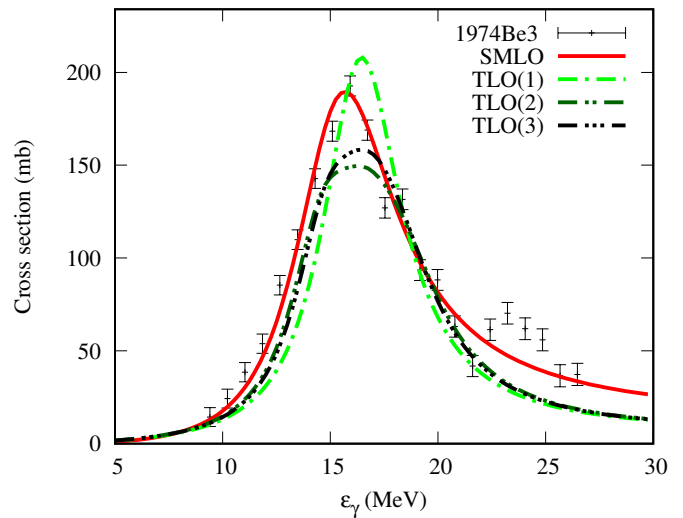
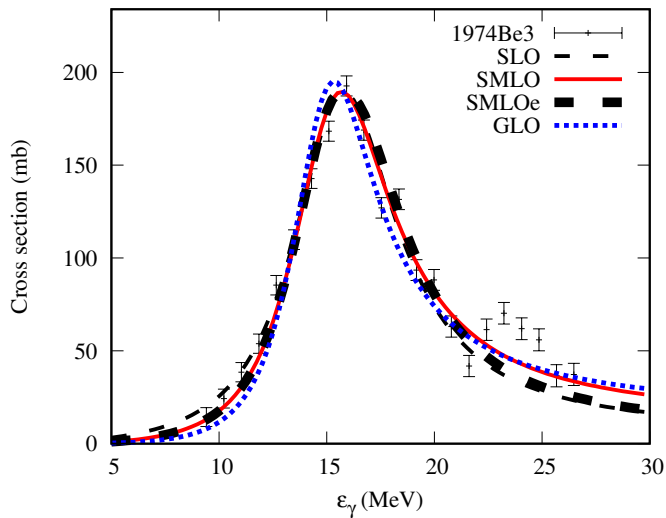


98 Mo

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.01	1.05	1.26	1.13	1.13	0.93	0.98	1.02	1.23	1.12	1.14
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.07	1.51	3.82	20.06	12.61	11.19	0.68	1.00	1.21	4.75	3.12	3.11
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.08	1.65	3.49	18.96	14.60	12.18	0.44	0.51	0.55	1.59	1.18	1.15

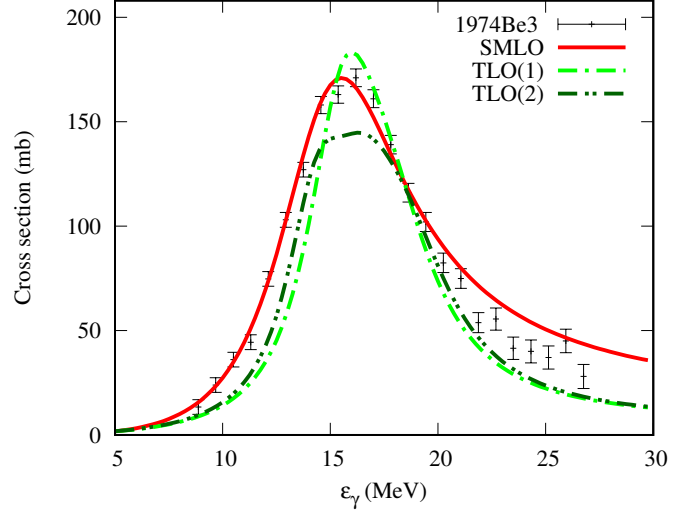
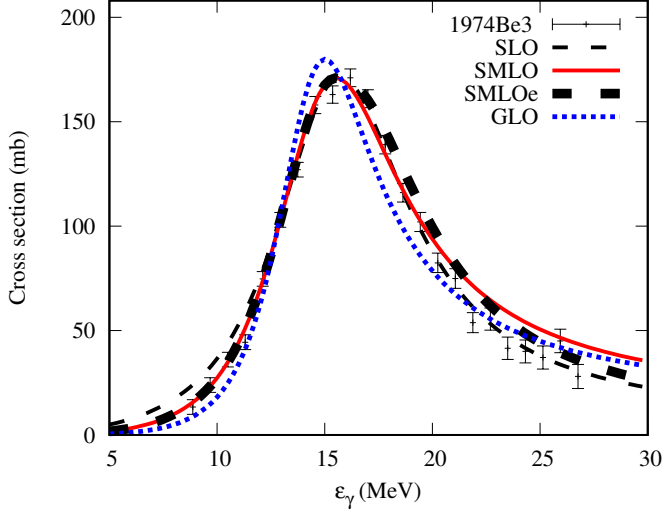


100 Mo

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	1.02	1.08	1.31	1.18	NaN	0.96	0.94	1.01	1.28	1.18	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.92	2.08	8.13	33.81	18.49	NaN	0.85	0.93	1.76	7.98	4.65	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.96	2.23	7.43	24.51	17.22	NaN	0.51	0.46	0.70	2.38	1.68	NaN

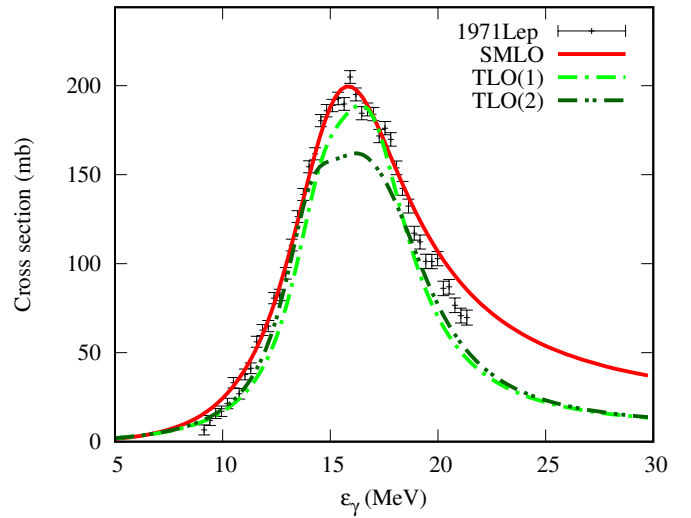
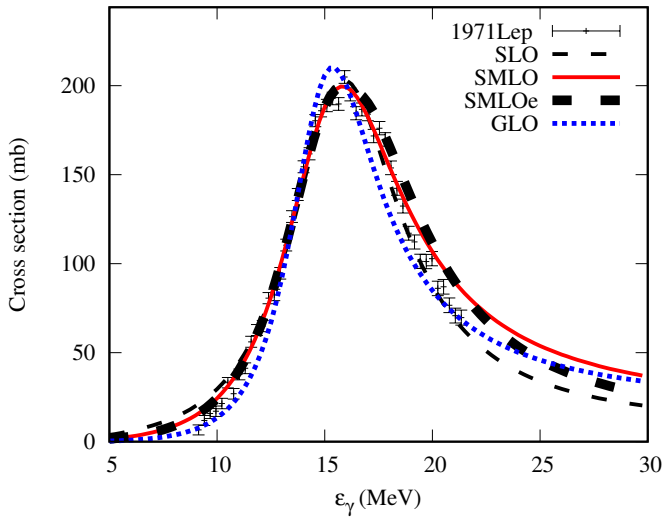


nat Pd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	0.96	0.96	1.09	1.10	1.05	NaN	0.94	0.94	0.95	0.99	0.95	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.46	0.60	3.66	5.47	7.79	NaN	0.80	1.31	2.79	4.12	4.90	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.41	0.50	2.02	2.34	3.99	NaN	0.44	0.52	0.42	0.62	0.82	NaN

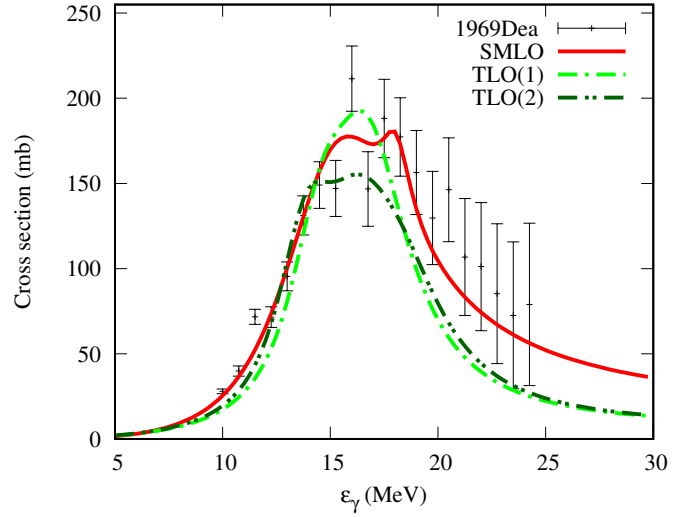
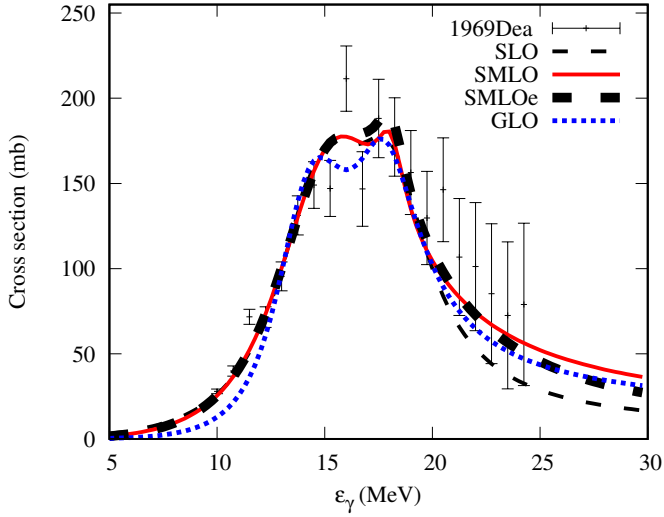


108 Pd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.00	1.13	1.14	1.07	NaN	0.85	0.86	0.96	1.21	1.12	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.98	1.00	4.46	3.77	2.31	NaN	0.79	0.80	3.76	3.02	1.90	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.98	1.18	1.52	2.58	2.45	NaN	0.66	0.72	0.91	2.25	1.96	NaN

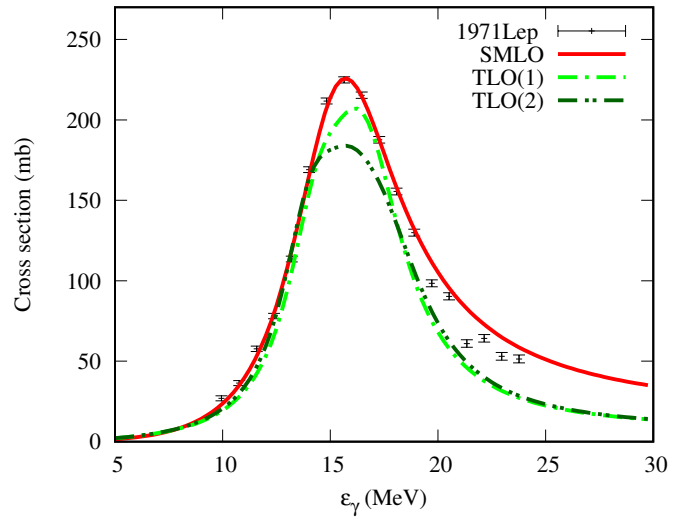
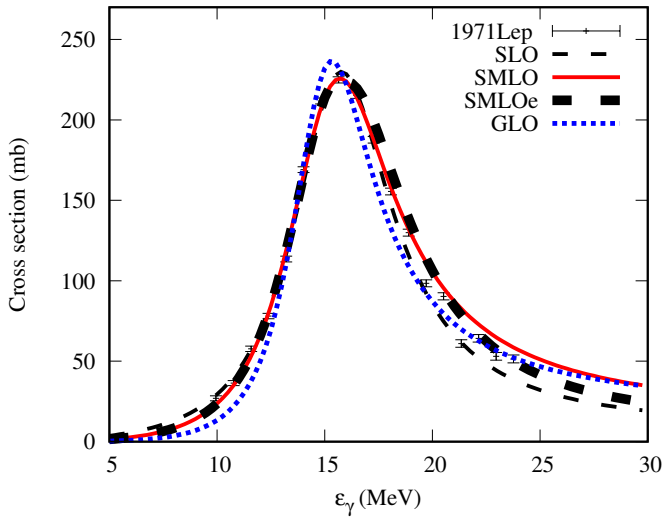


nat Cd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.01	1.26	1.14	1.13	NaN	0.97	0.95	1.12	1.20	1.16	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.74	1.63	12.41	11.59	26.40	NaN	0.90	1.08	3.61	6.03	8.07	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.75	1.47	14.32	10.60	24.36	NaN	0.88	0.85	3.07	4.48	5.76	NaN

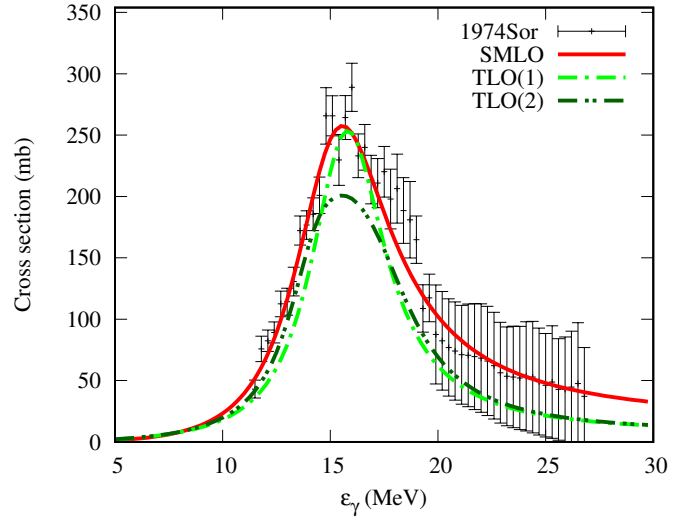
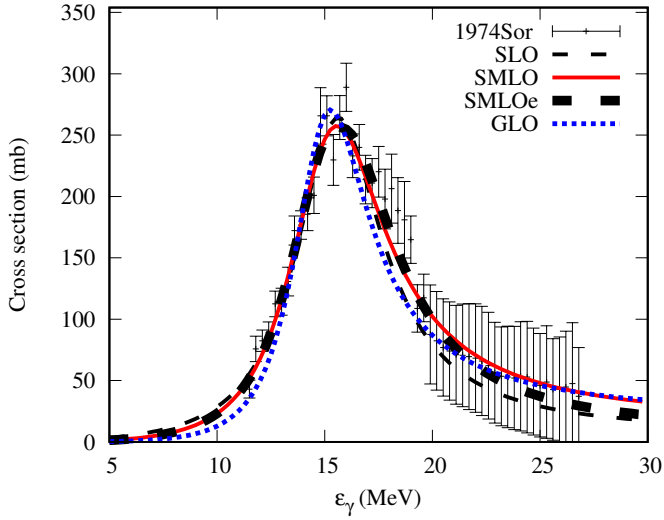


112 Sn

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.01	1.12	1.21	1.14	NaN	0.84	0.88	0.89	1.25	1.19	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.03	1.15	2.92	6.22	5.69	NaN	0.73	0.77	1.91	4.14	3.63	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.09	1.31	2.02	3.36	6.42	NaN	0.65	0.74	1.04	2.72	3.54	NaN

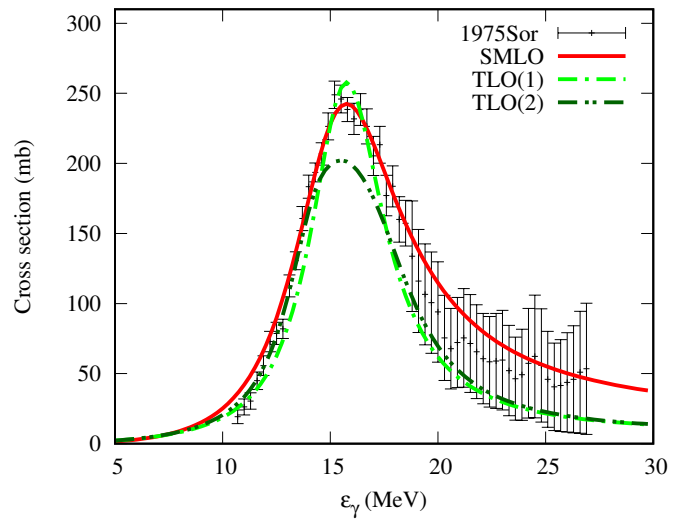
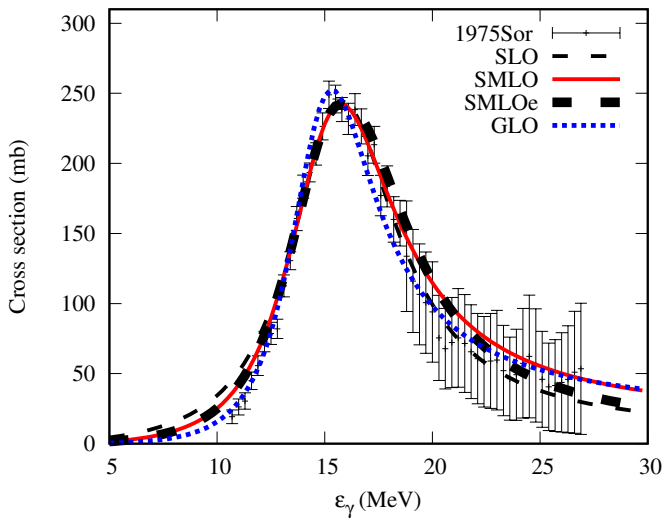


114 Sn

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.99	1.00	1.04	1.12	1.12	NaN	0.95	0.95	0.87	1.27	1.22	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.88	1.03	2.90	6.57	7.85	NaN	0.52	0.53	0.48	1.23	1.24	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.89	1.14	1.98	4.08	7.80	NaN	0.67	0.66	0.28	1.07	1.17	NaN

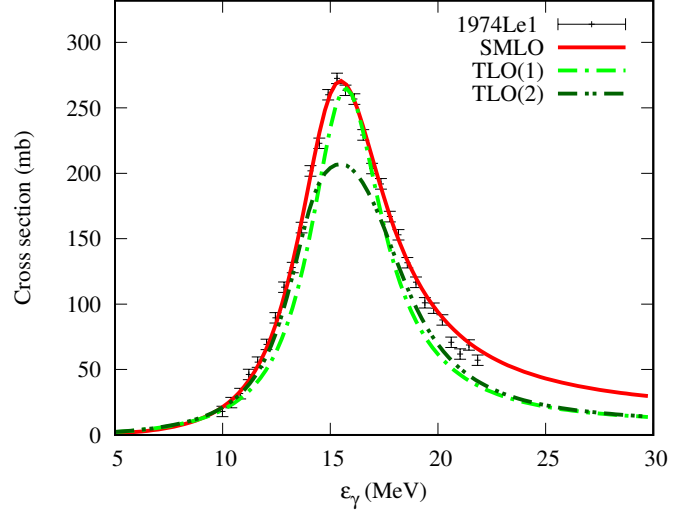
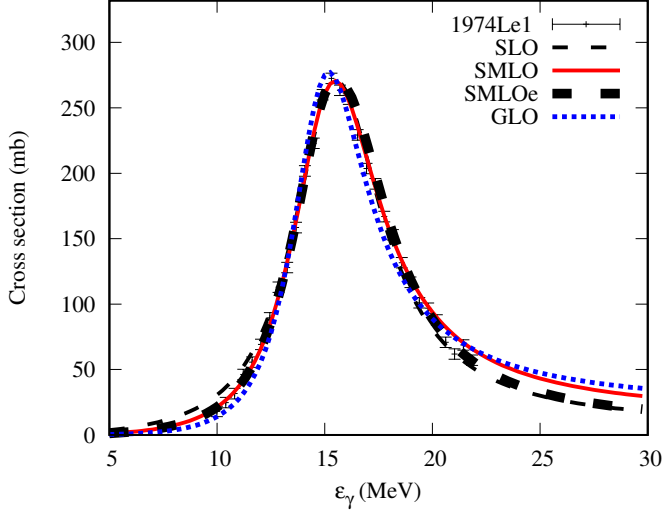


116 Sn

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	0.99	1.01	1.05	1.15	1.17	NaN	0.92	0.91	0.96	1.09	1.02	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.55	1.83	7.44	24.23	54.19	NaN	0.53	0.60	2.39	9.31	11.89	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.56	1.82	6.25	21.09	60.91	NaN	0.26	0.25	0.48	1.51	2.07	NaN

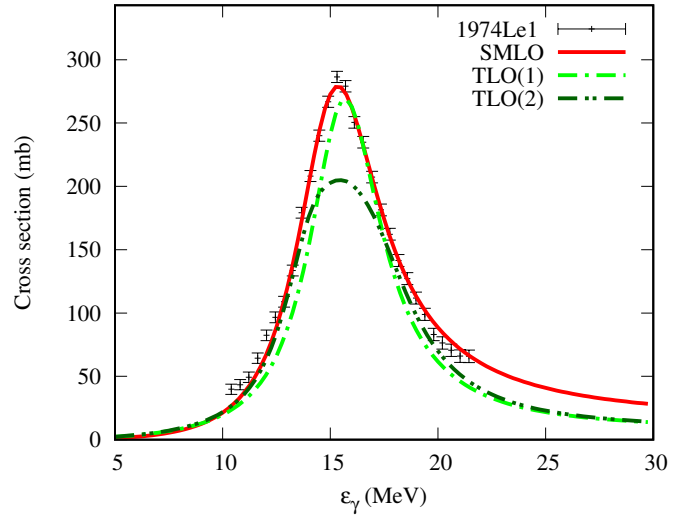
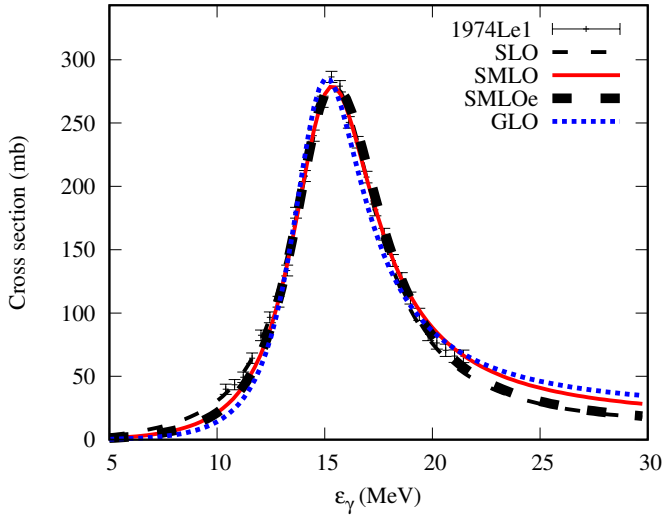


118 Sn

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	0.99	1.01	1.05	1.16	1.19	NaN	1.06	1.06	1.20	1.26	1.16	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.61	1.78	7.17	30.54	68.34	NaN	1.39	1.72	5.73	18.20	24.86	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.63	1.77	6.05	24.75	76.37	NaN	2.28	2.52	7.66	17.01	24.87	NaN

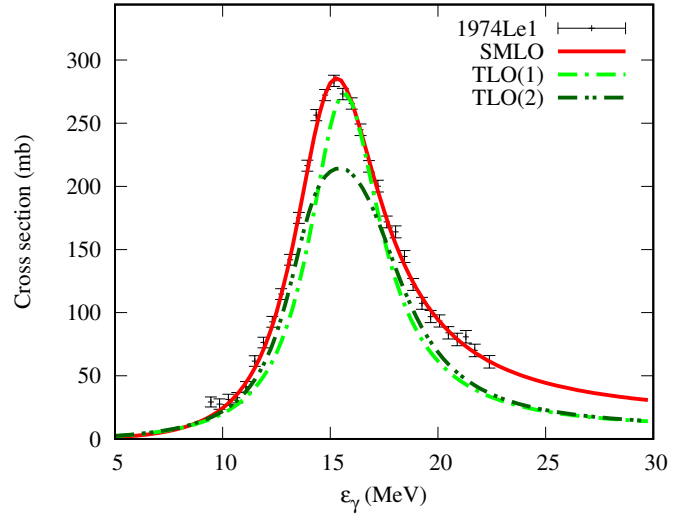
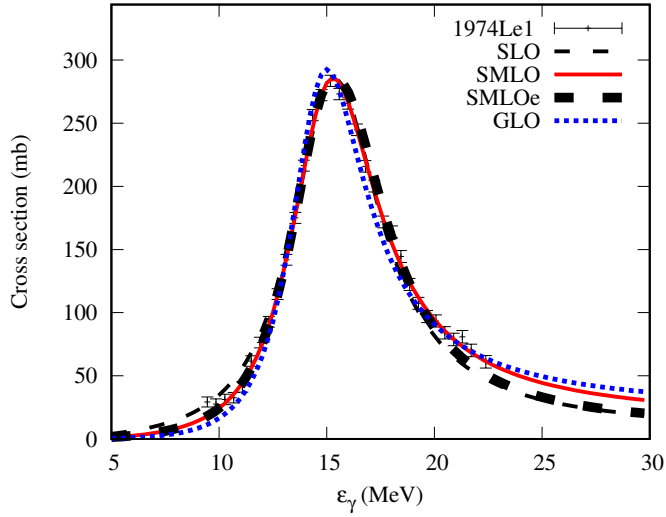


120 Sn

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.99	1.01	1.05	1.19	1.20	NaN	0.90	0.92	1.01	1.17	1.08	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.48	1.52	7.00	38.57	62.52	NaN	0.19	0.45	1.57	9.60	10.61	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.50	1.59	6.12	32.82	67.93	NaN	0.14	0.22	0.73	2.89	3.28	NaN

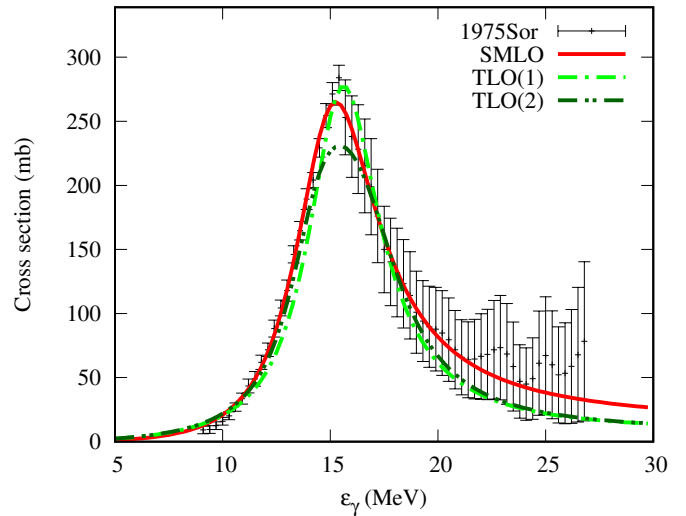
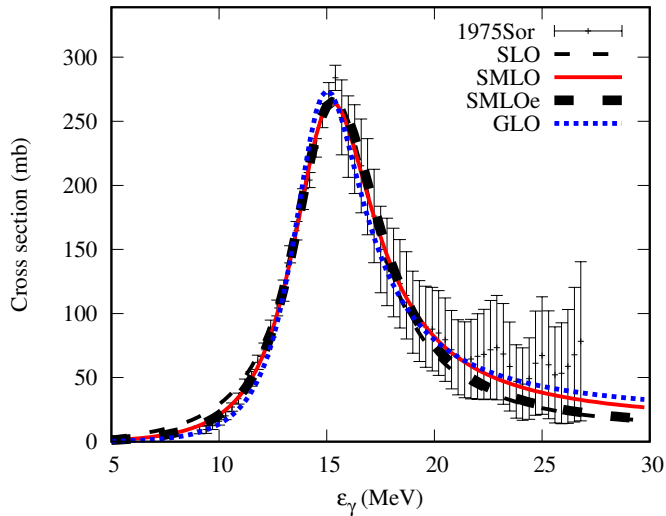


122 Sn

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.02	1.04	1.12	1.08	NaN	0.80	0.92	0.76	1.07	1.04	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.30	1.40	6.55	25.22	17.96	NaN	0.21	0.26	0.62	1.74	1.14	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.98	1.91	4.64	13.37	12.73	NaN	0.21	0.36	0.22	0.83	0.74	NaN

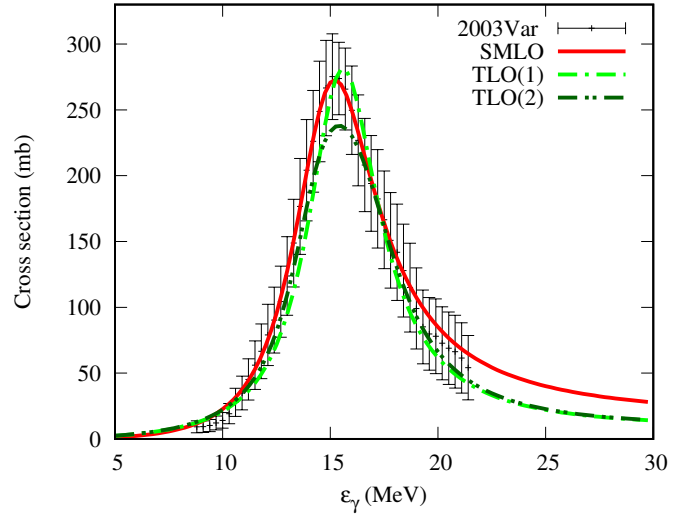
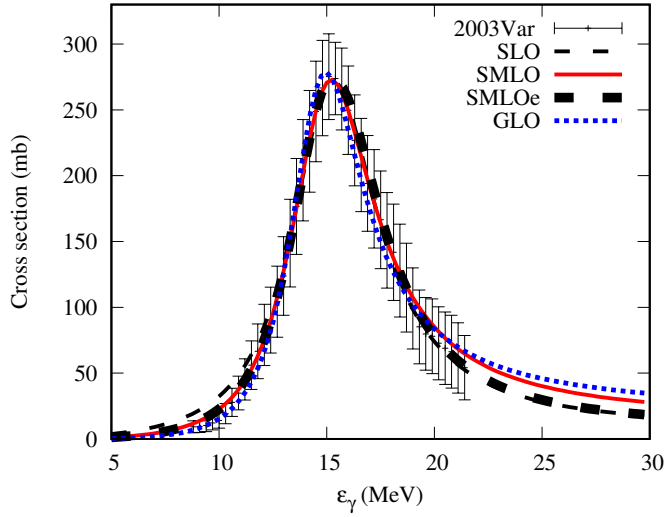


^{124}Sn

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	0.99	1.01	1.04	1.13	1.09	NaN	0.85	0.85	0.82	0.91	0.89	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.30	1.83	5.15	21.98	21.15	NaN	0.17	0.17	0.11	0.42	0.38	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.30	1.83	5.15	21.98	21.15	NaN	0.17	0.17	0.11	0.42	0.38	NaN

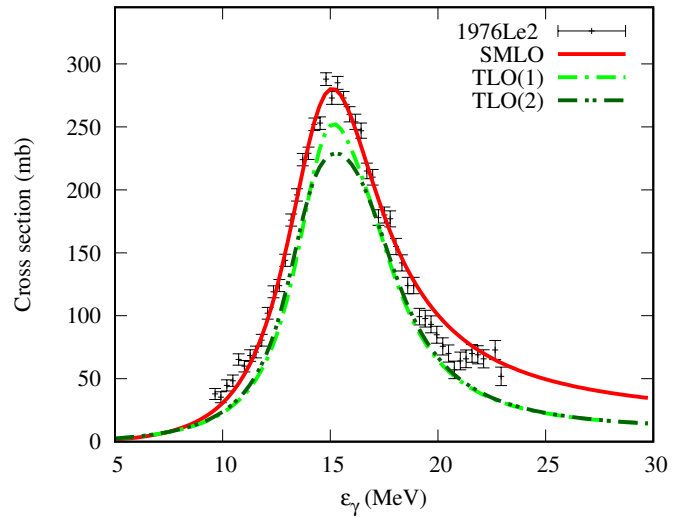
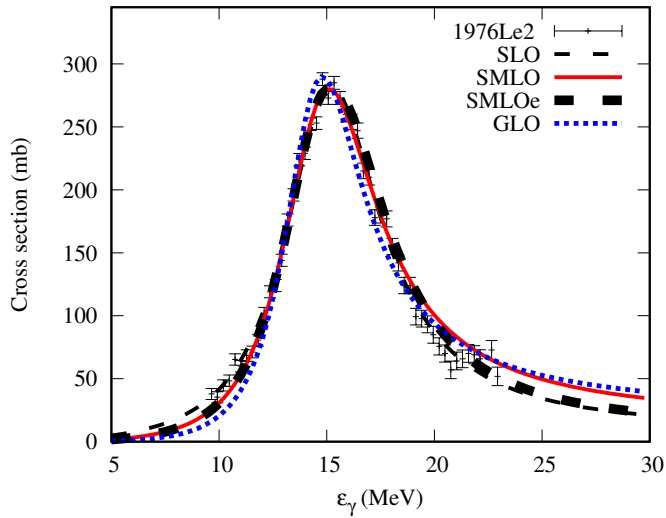


^{124}Te

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	1.01	1.05	1.20	1.17	NaN	1.05	1.04	1.17	1.29	1.25	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.95	1.38	4.64	20.73	23.60	NaN	1.71	1.62	4.59	14.28	15.23	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.00	1.59	4.65	19.42	25.20	NaN	2.32	1.92	4.97	11.47	12.75	NaN

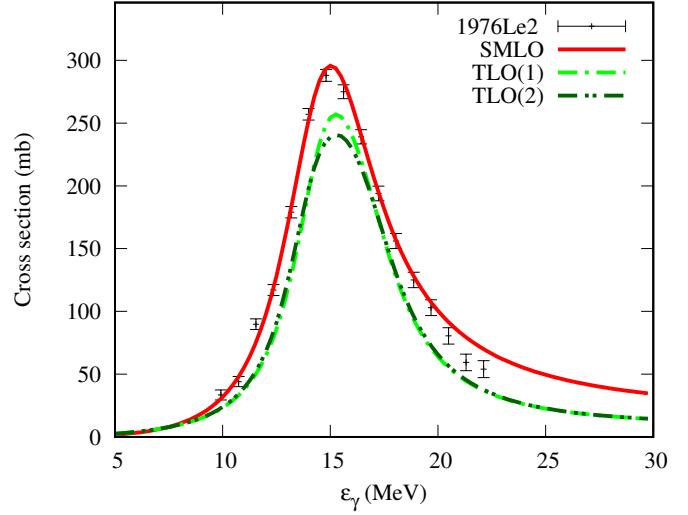
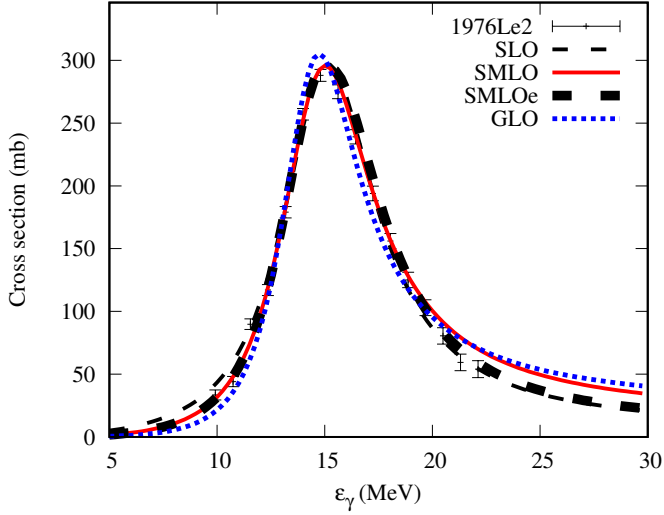


126 Te

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.99	0.99	1.04	1.22	1.21	NaN	1.02	0.97	1.10	1.21	1.18	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.50	0.77	3.78	29.22	30.34	NaN	1.20	0.87	3.84	17.74	17.82	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.52	0.88	3.56	24.28	27.60	NaN	0.84	0.47	1.80	5.06	5.29	NaN

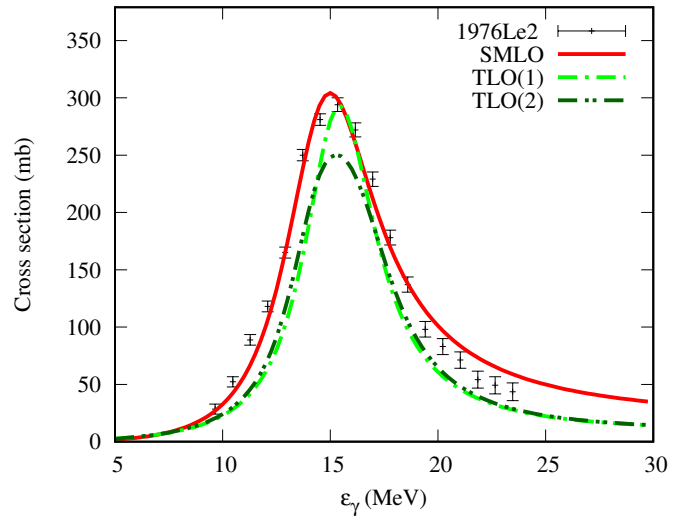
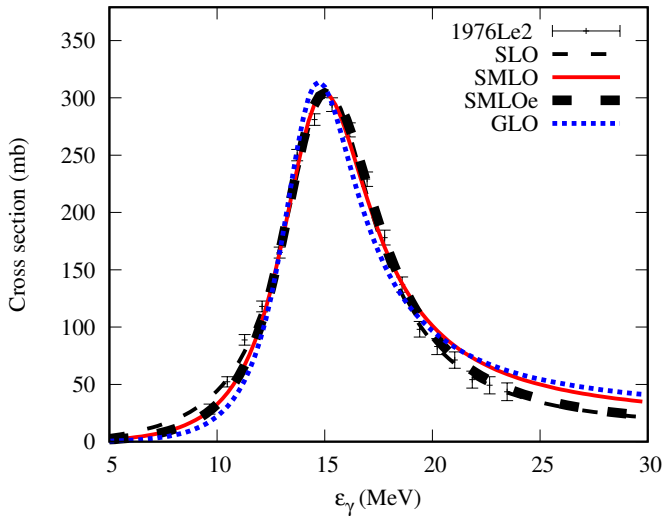


128 Te

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.01	1.04	1.28	1.22	NaN	0.99	0.96	1.03	1.18	1.13	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.86	1.11	3.38	27.95	24.18	NaN	1.79	1.44	4.67	21.32	18.13	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.88	1.24	2.94	21.11	21.79	NaN	0.41	0.39	0.22	0.56	0.56	NaN

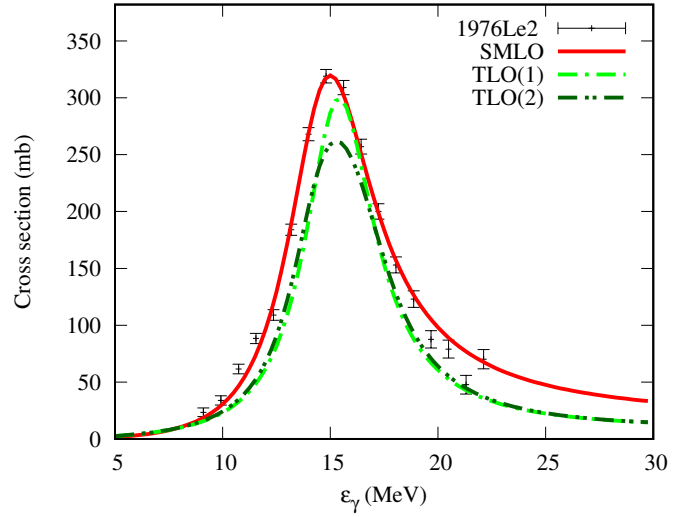
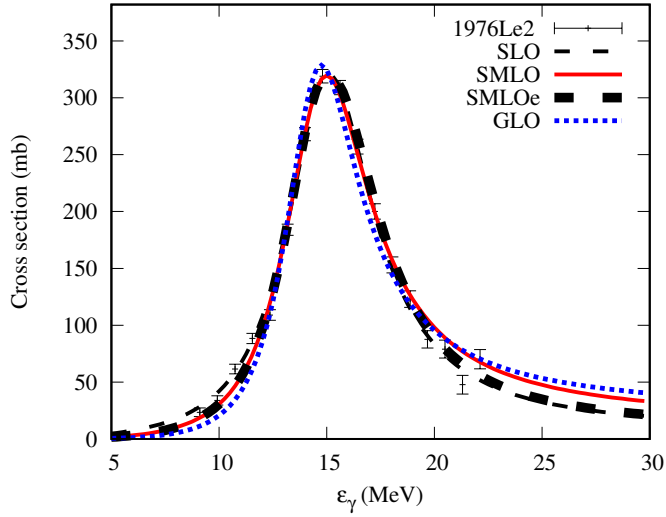


130 Te

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.00	1.04	1.28	1.22	NaN	1.07	1.06	1.28	1.34	1.29	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.75	1.09	4.42	44.06	39.91	NaN	2.00	1.89	6.52	27.95	24.81	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.69	1.05	3.51	30.24	30.92	NaN	2.43	1.90	6.29	14.26	13.45	NaN

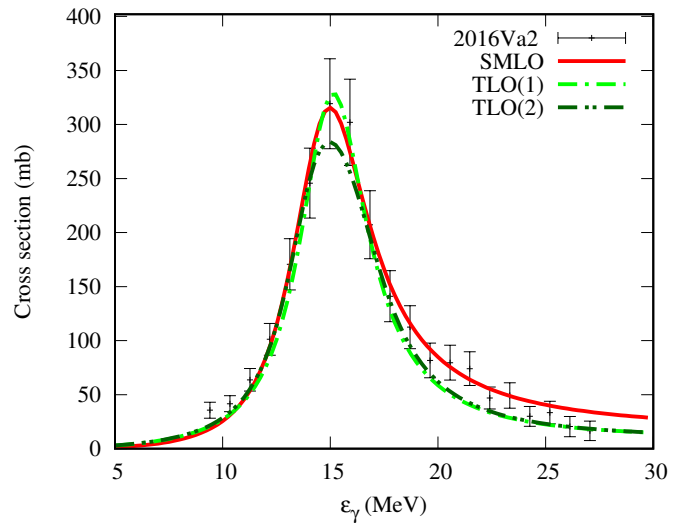
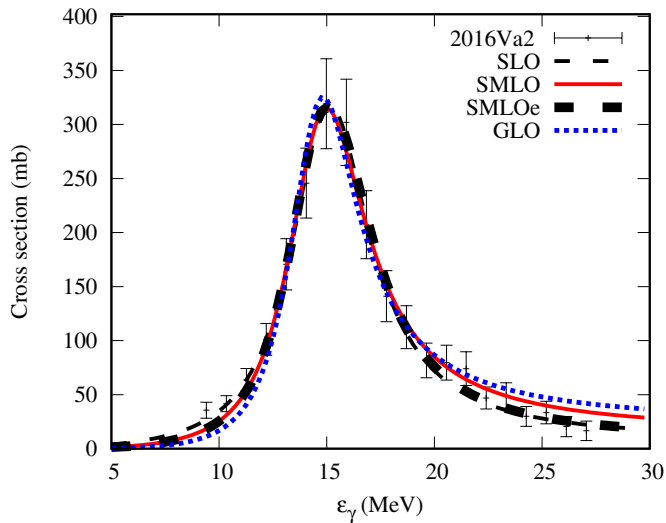


138 Ba

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.02	1.02	1.06	1.09	1.06	NaN	1.13	1.04	1.32	1.12	1.09	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	2.39	2.21	6.92	7.78	6.14	NaN	3.15	1.84	8.32	3.53	2.71	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	2.39	2.00	5.70	4.12	7.80	NaN	3.47	1.77	8.58	3.11	3.25	NaN

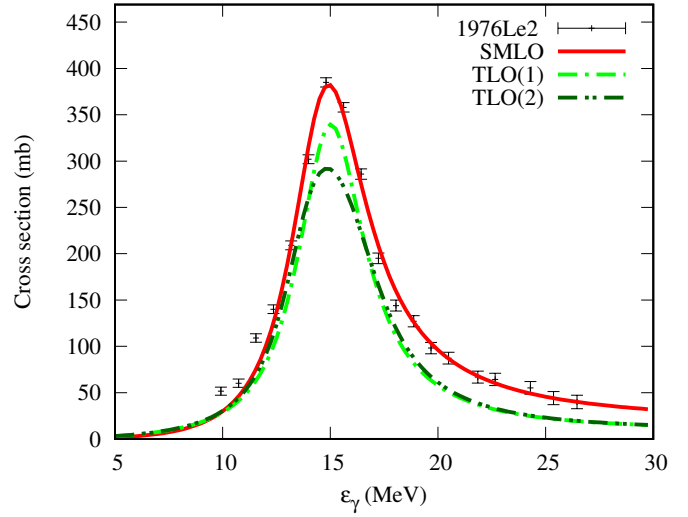
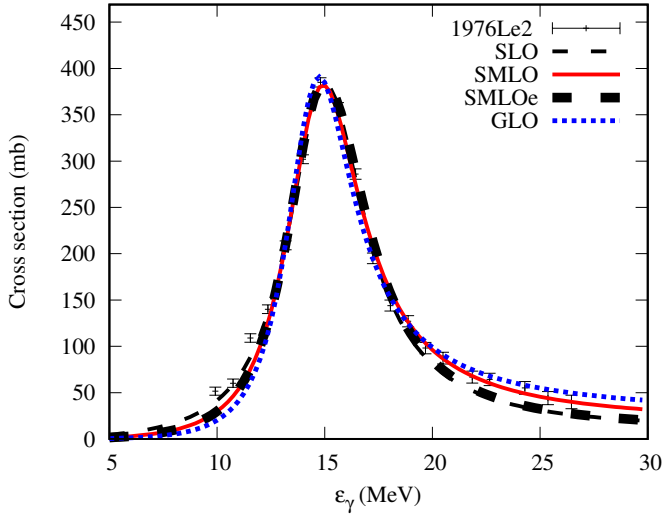


140 Ce

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.03	1.03	1.06	1.23	1.20	NaN	0.99	1.05	1.14	1.29	1.25	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	2.85	2.70	8.81	38.64	56.39	NaN	1.82	2.07	4.33	11.17	14.03	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	2.80	2.64	7.36	34.77	51.73	NaN	1.66	1.96	3.61	7.51	8.76	NaN

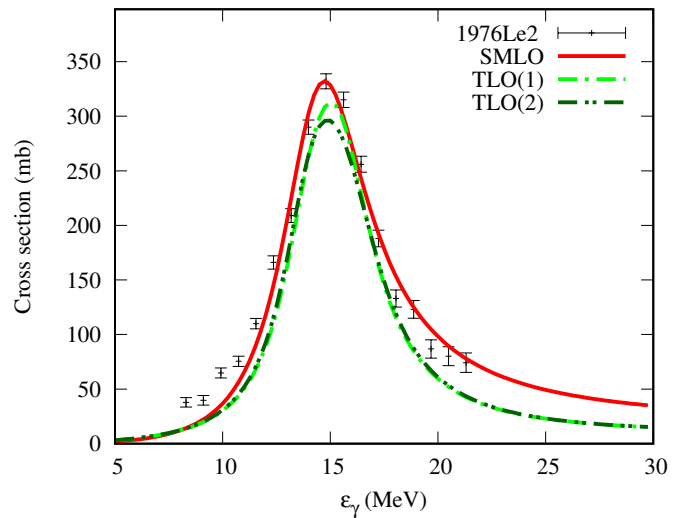
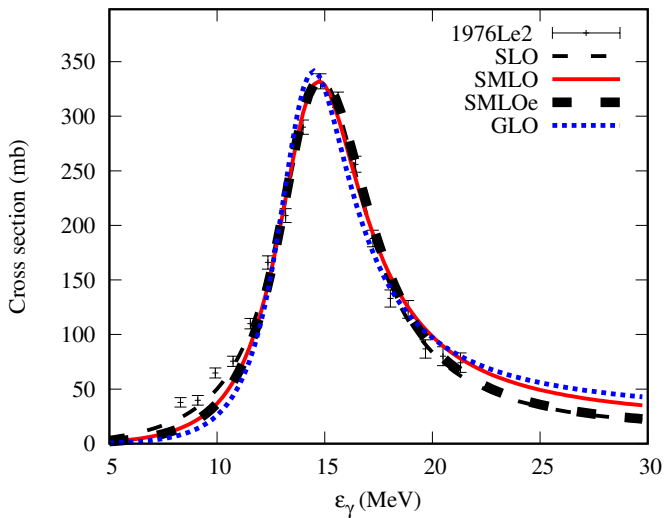


142 Ce

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.03	1.02	1.05	1.15	1.14	NaN	1.22	1.21	1.52	1.36	1.34	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	2.04	1.84	6.29	13.72	13.79	NaN	3.35	3.19	7.06	9.20	8.83	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	2.07	1.92	4.92	11.13	11.55	NaN	3.53	3.28	6.74	7.71	7.47	NaN

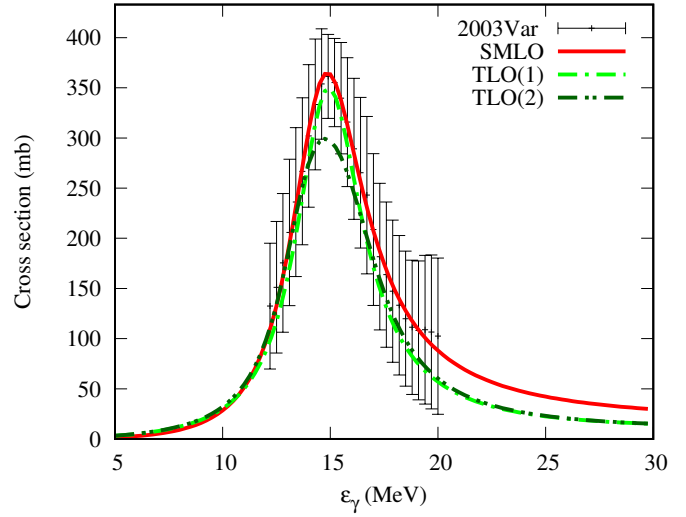
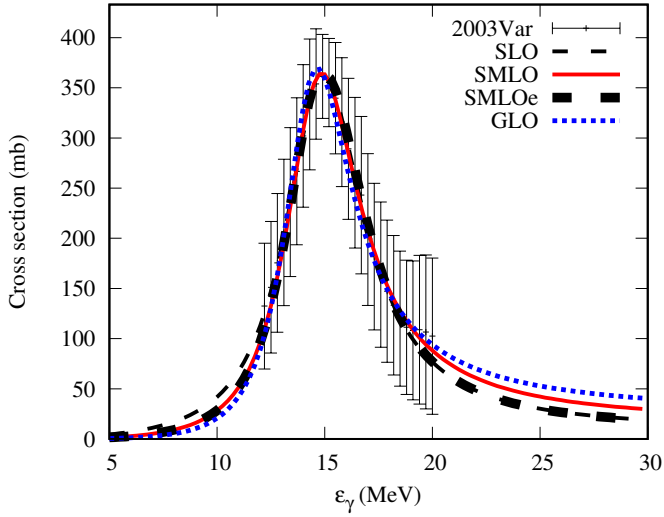


¹⁴²Nd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.01	1.01	1.05	1.14	1.15	NaN	0.99	1.01	1.00	1.19	1.15	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	4.07	4.88	38.62	95.42	316.89	NaN	1.62	2.20	4.89	16.80	32.92	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	4.07	4.88	38.62	95.42	316.89	NaN	1.62	2.20	4.89	16.80	32.92	NaN

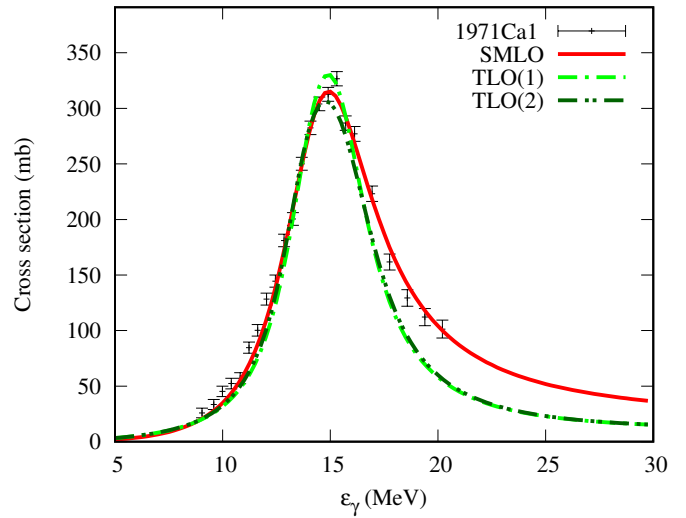
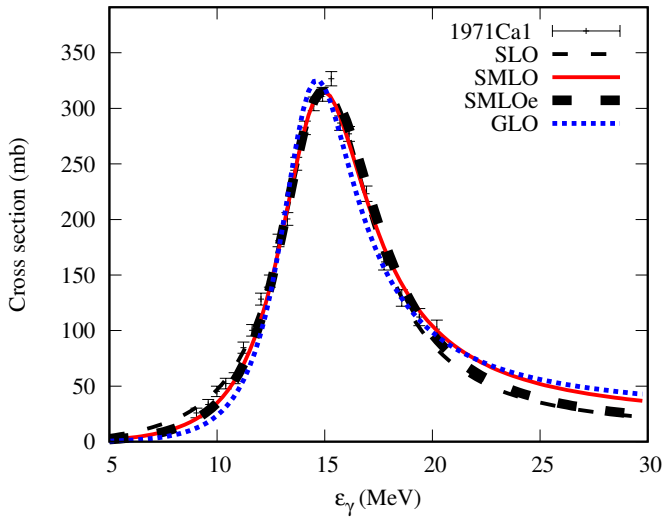


¹⁴⁴Nd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.03	1.03	1.06	1.13	1.10	NaN	1.00	1.01	1.20	1.13	1.11	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	2.09	2.37	8.77	11.01	9.38	NaN	2.41	2.53	9.66	10.17	8.51	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	2.20	2.59	7.46	11.20	9.89	NaN	0.75	0.78	2.79	2.63	2.27	NaN

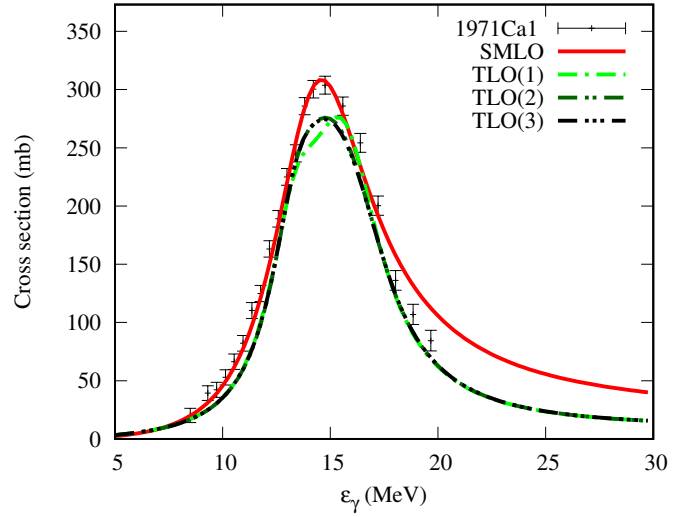
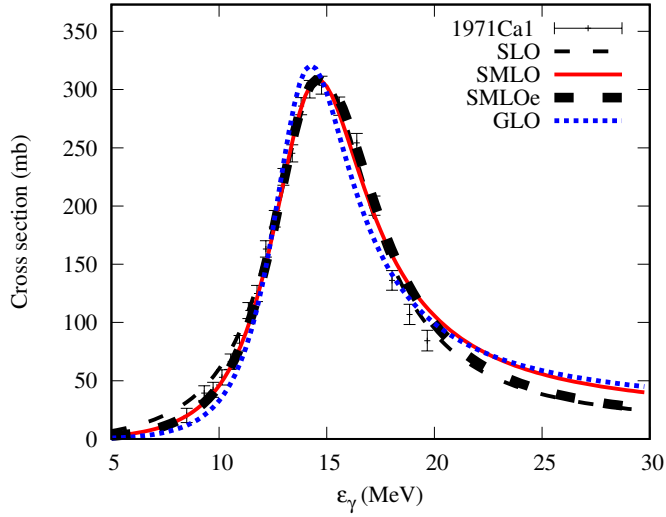


^{146}Nd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.03	1.03	1.05	1.09	1.08	1.08	0.99	0.98	1.18	1.10	1.11	1.11
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	2.29	2.15	9.34	13.34	11.00	11.14	1.60	1.36	5.53	7.19	6.52	6.50
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	2.40	2.38	7.20	11.49	9.39	9.62	0.91	0.77	3.00	3.11	2.92	2.92

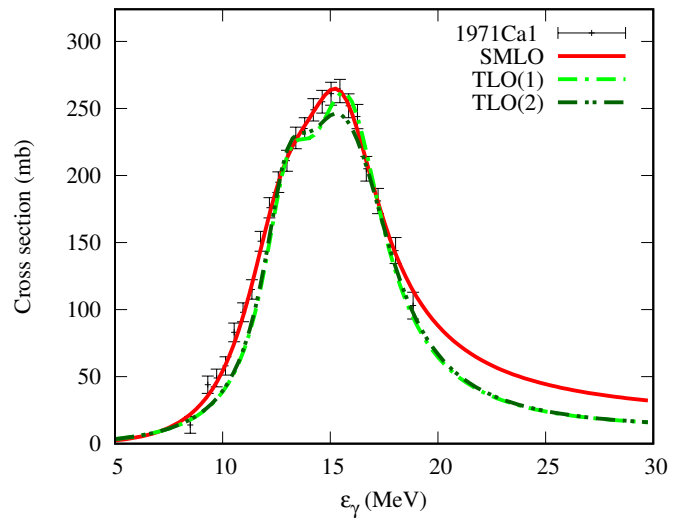
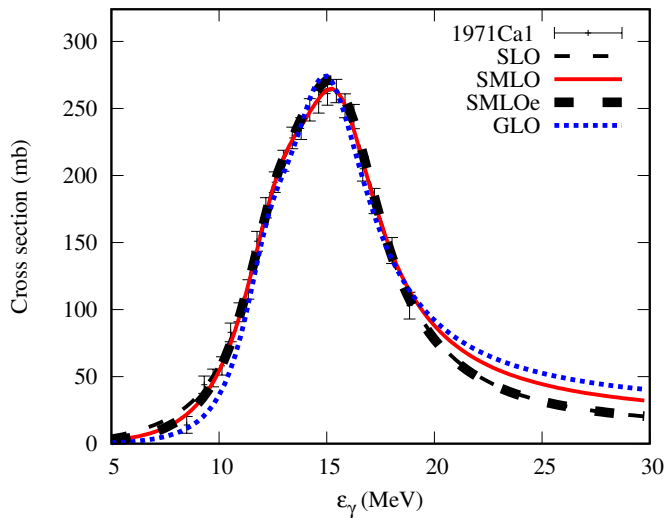


^{148}Nd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	1.00	1.05	1.11	1.10	NaN	1.00	1.00	1.20	1.12	1.11	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.09	1.50	5.39	12.28	11.10	NaN	1.11	1.30	7.16	10.27	9.38	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.10	1.72	5.37	10.70	10.03	NaN	0.63	0.72	2.96	3.14	2.94	NaN

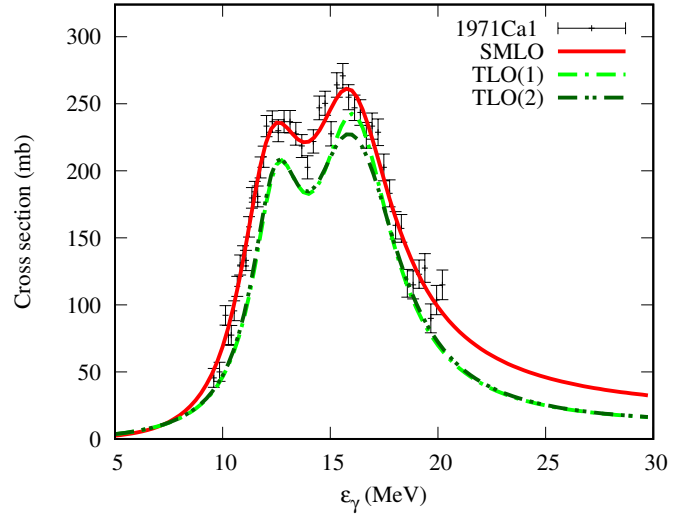
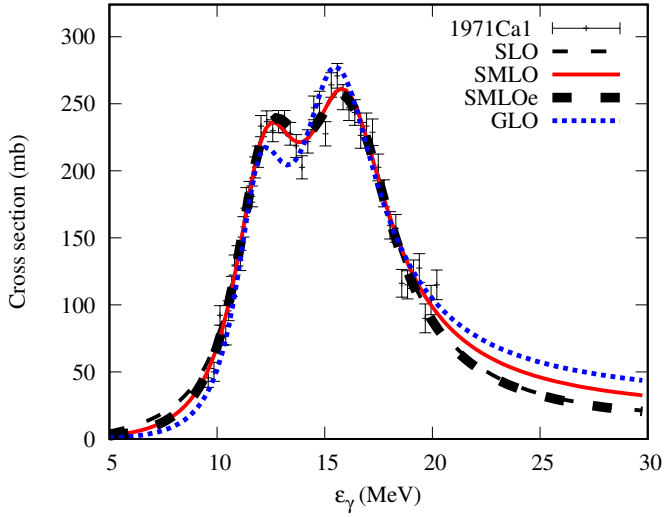


150 Nd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.00	1.03	1.19	1.18	NaN	0.98	0.99	1.02	1.19	1.17	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.06	1.08	2.92	16.37	15.62	NaN	0.88	0.97	2.15	10.78	10.16	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.02	1.14	3.07	11.37	11.53	NaN	0.88	0.97	2.35	8.55	8.55	NaN

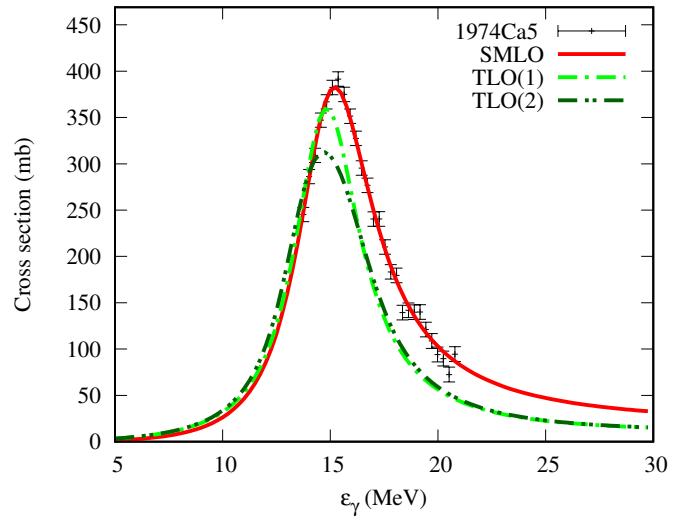
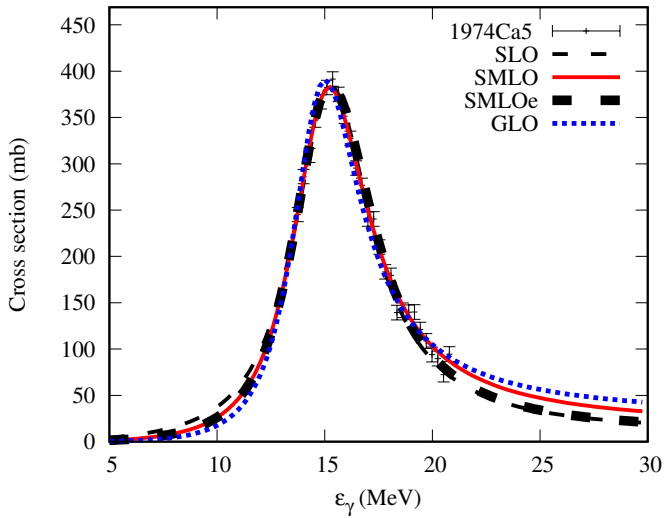


144 Sm

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.99	1.00	1.02	1.34	1.32	NaN	0.98	0.99	1.00	1.38	1.34	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.82	1.40	4.19	56.82	67.80	NaN	0.59	0.96	2.11	29.23	33.34	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.12	1.59	3.93	64.32	115.52	NaN	0.91	1.19	2.57	40.82	69.66	NaN

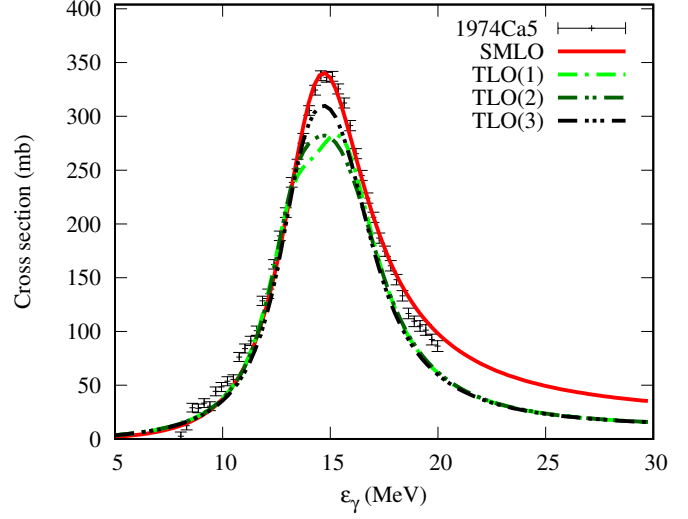
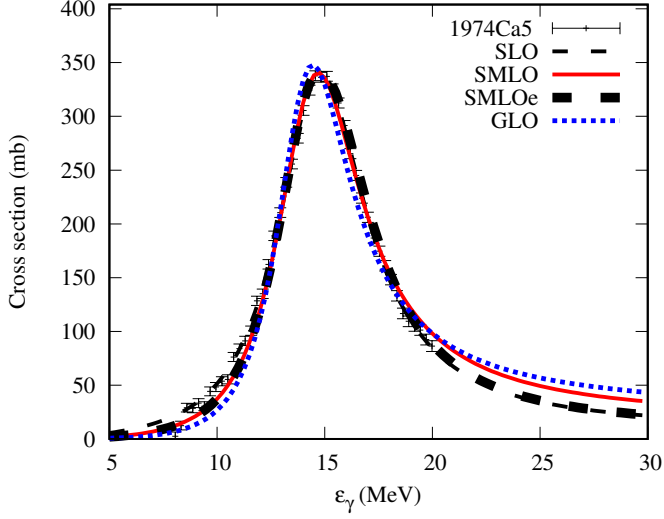


148 Sm

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.03	1.02	1.06	1.14	1.13	1.14	0.95	0.94	1.03	0.99	0.99	1.00
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	5.21	5.23	30.03	94.52	91.05	55.03	3.15	2.87	12.12	23.35	22.69	16.51
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	5.49	4.99	25.88	99.31	95.85	57.21	0.28	0.28	0.13	0.46	0.45	0.42

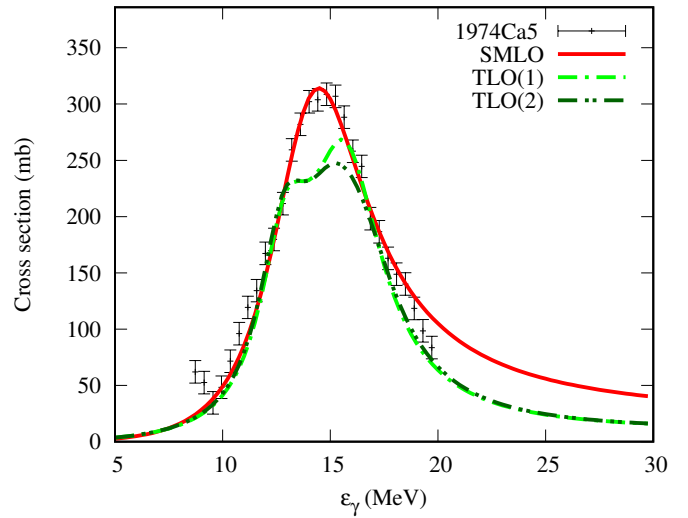
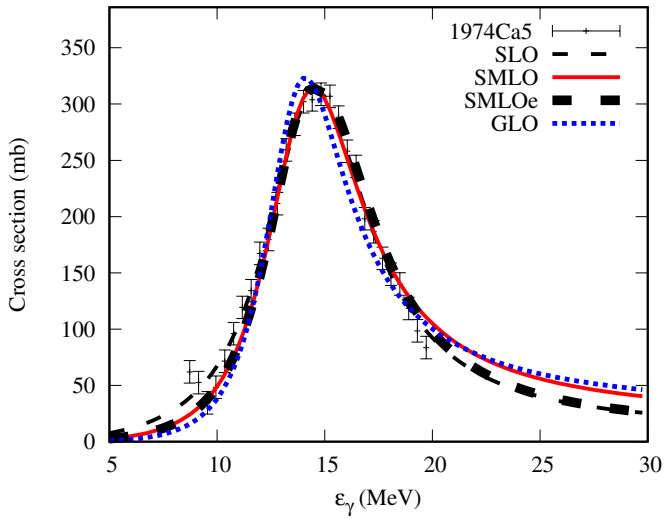


150 Sm

Near GDR

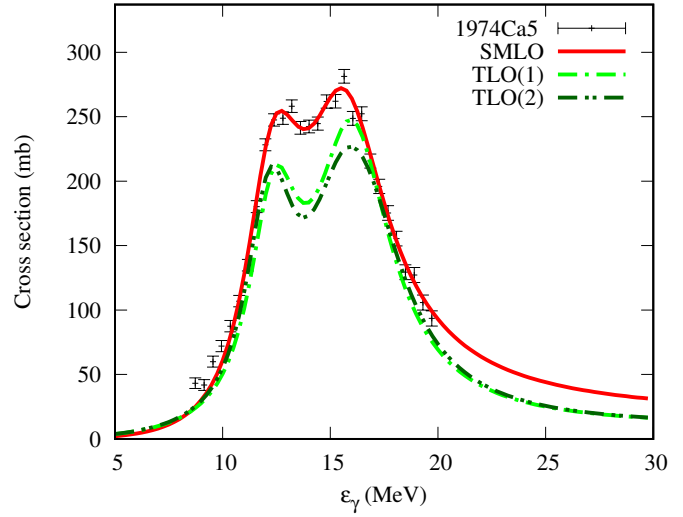
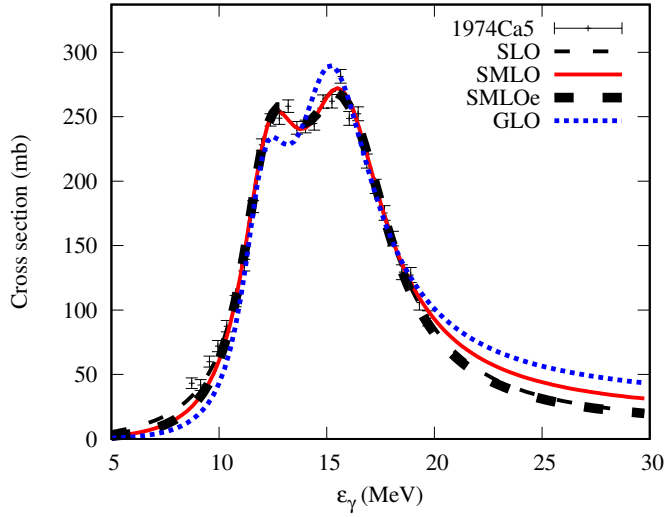
Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.01	1.02	1.06	1.13	1.13	NaN	1.11	1.11	1.27	1.21	1.19	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.63	1.97	8.76	19.97	24.45	NaN	2.84	2.81	7.08	11.87	13.11	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.58	2.00	7.52	23.78	29.50	NaN	1.97	1.93	4.38	6.72	7.31	NaN



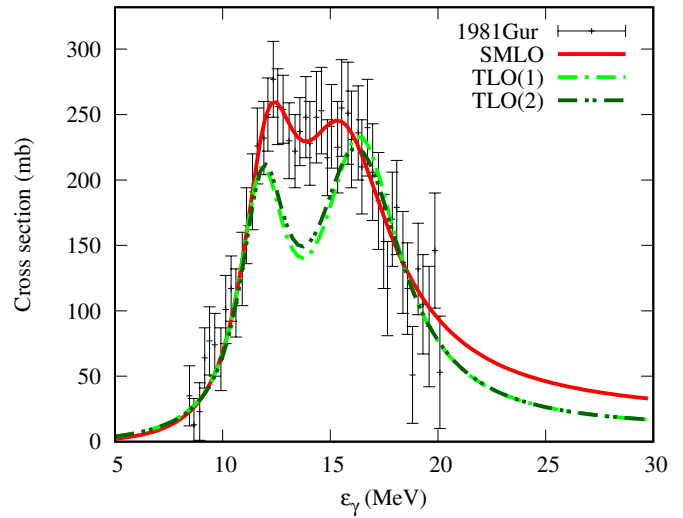
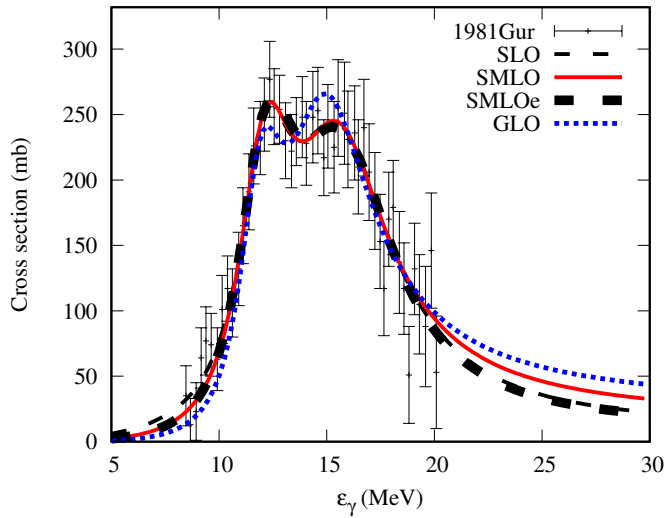
152 Sm

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	1.00	1.04	1.16	1.18	NaN	1.07	1.07	1.29	1.20	1.18	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	0.98	1.19	6.04	38.63	50.78	NaN	1.79	1.93	8.98	27.61	33.83	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	0.99	1.23	7.08	48.68	69.49	NaN	2.12	2.26	11.10	33.55	45.05	NaN



154 Sm

	Near GDR						Broad range					
	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	1.00	1.02	1.21	1.17	NaN	1.00	1.00	1.09	1.08	1.07	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.01	1.07	1.92	14.71	12.07	NaN	1.10	1.11	2.02	6.56	5.55	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.02	1.09	1.92	17.79	14.47	NaN	0.82	0.78	1.03	4.34	3.63	NaN

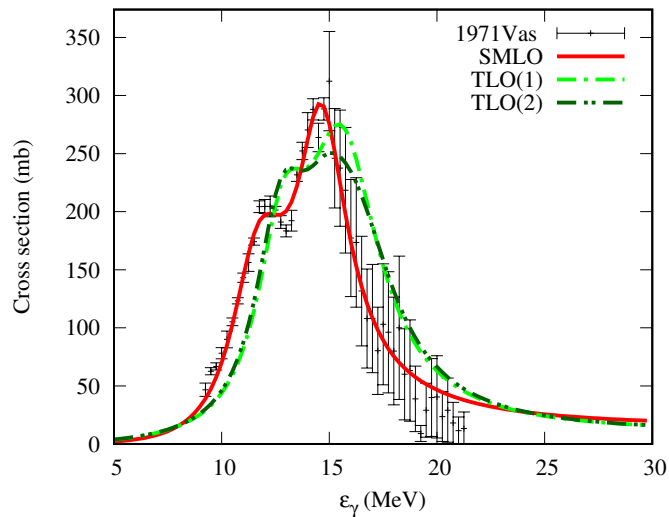
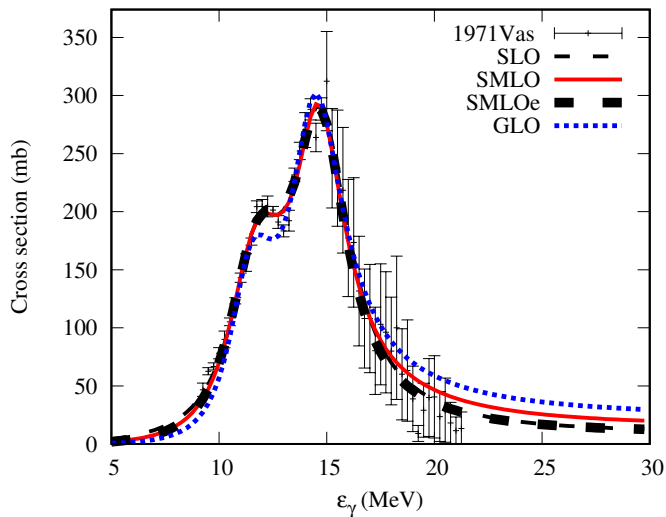


152 Gd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.00	1.02	1.02	1.35	1.31	NaN	1.07	0.99	1.20	1.33	1.34	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.03	1.24	3.79	41.36	35.23	NaN	1.43	1.25	4.30	22.35	19.57	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.04	1.26	2.17	14.74	13.39	NaN	1.55	0.91	2.53	5.39	5.70	NaN

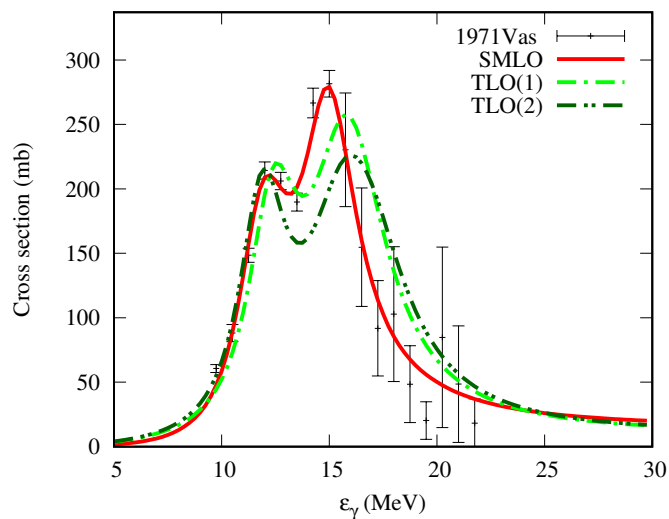
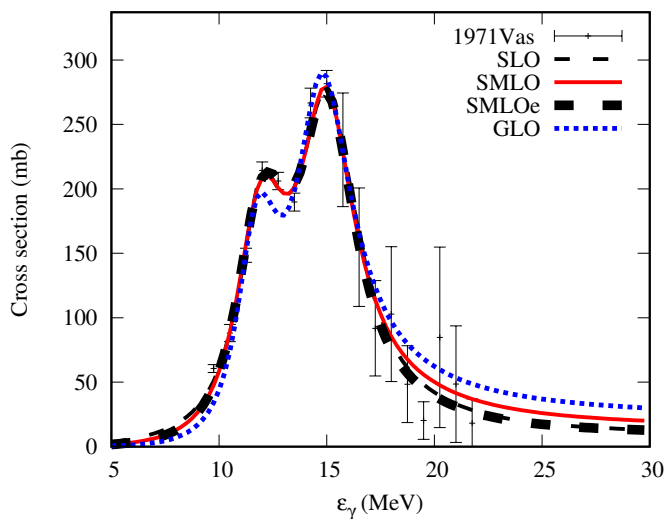


154 Gd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	0.99	1.02	1.02	1.16	1.19	NaN	1.00	1.01	1.09	1.14	1.19	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.10	1.22	2.84	6.86	12.58	NaN	1.38	1.39	4.37	5.91	9.58	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.02	1.21	1.83	8.02	14.33	NaN	1.34	1.05	2.63	6.47	10.56	NaN

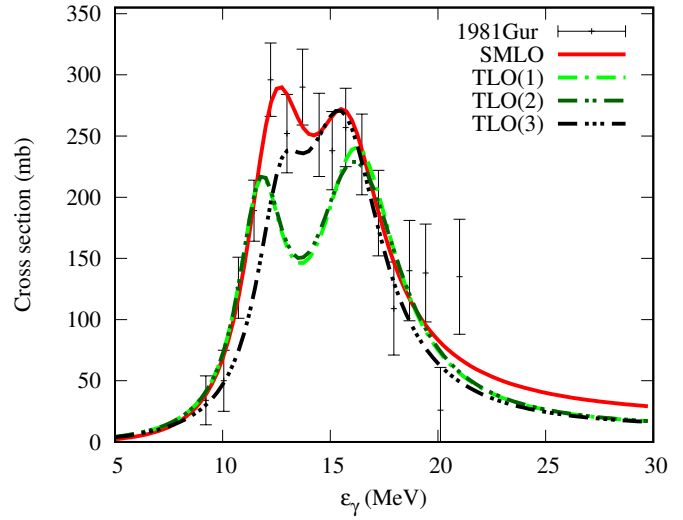
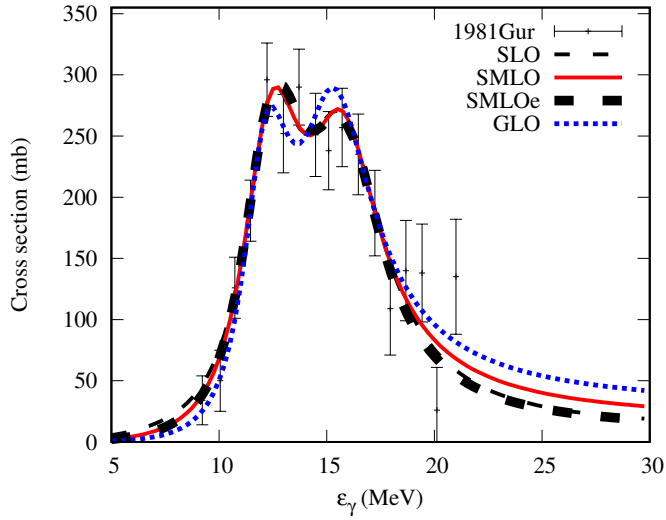


156 Gd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.00	1.01	1.25	1.23	1.13	0.97	0.97	0.96	1.05	1.05	1.00
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.99	1.04	1.47	13.51	12.83	6.55	0.87	0.91	1.07	5.05	4.82	2.98
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.99	1.01	1.54	16.25	15.32	3.60	0.83	0.69	0.76	2.42	2.33	0.76

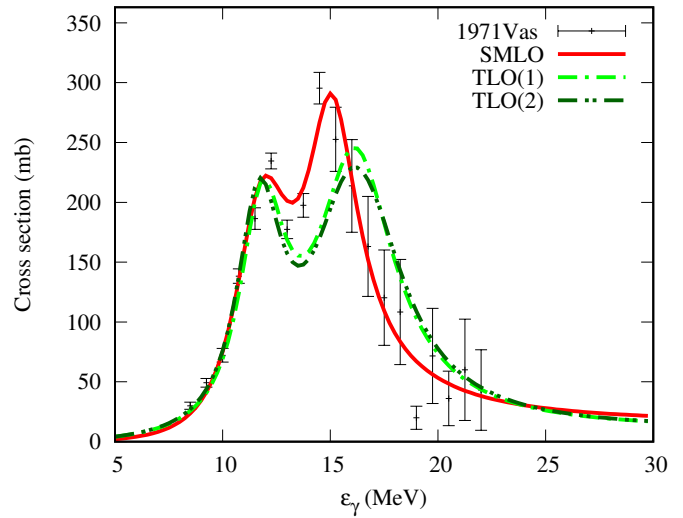
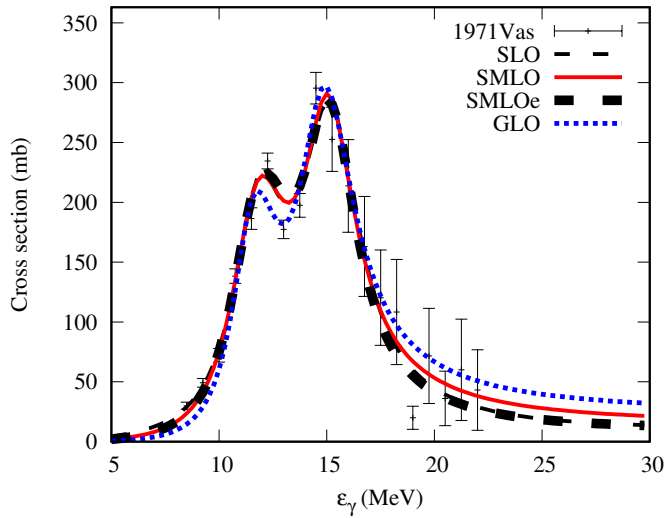


158 Gd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.02	1.01	1.21	1.22	NaN	0.99	1.02	1.12	1.14	1.16	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.03	1.14	2.17	6.04	7.54	NaN	1.33	1.25	3.59	5.47	6.55	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.00	1.17	1.22	6.65	7.83	NaN	1.26	0.98	2.12	5.29	6.15	NaN

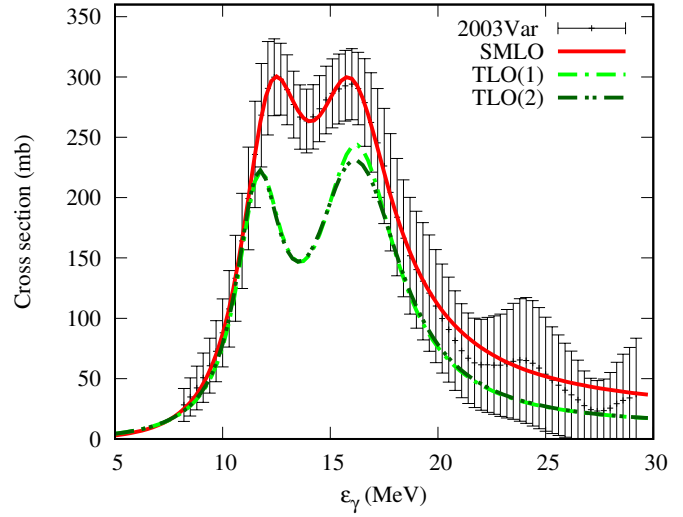
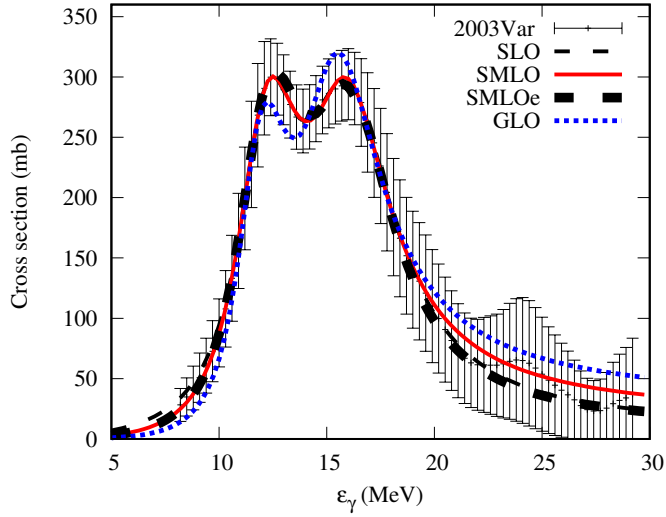


160 Gd

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.01	1.05	1.42	1.42	NaN	1.03	1.02	1.23	1.30	1.29	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.98	6.26	62.91	1464.25	1520.28	NaN	1.85	1.39	12.74	86.49	89.11	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.98	6.26	62.91	1464.25	1520.28	NaN	1.85	1.39	12.74	86.49	89.11	NaN

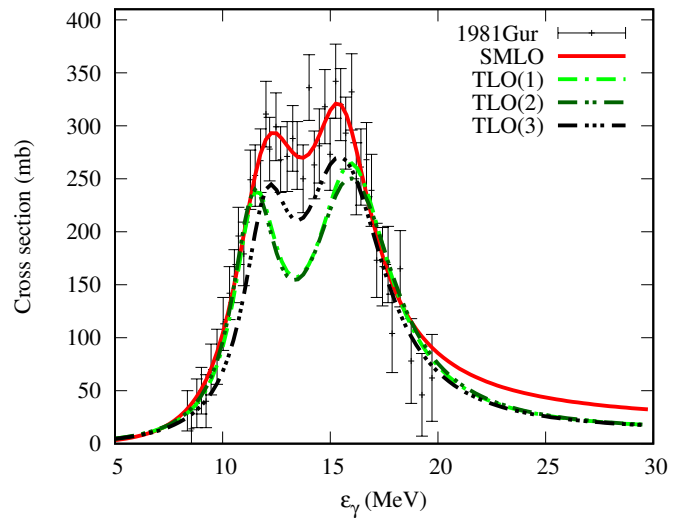
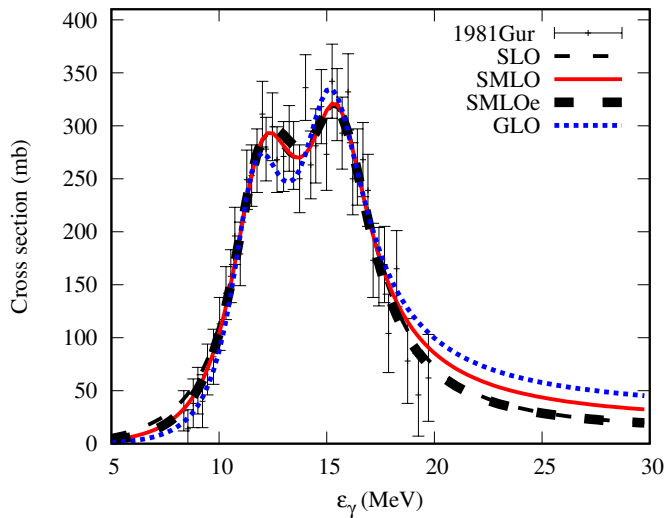


168 Er

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.01	1.00	1.03	1.23	1.25	1.09	0.97	0.95	0.98	1.07	1.08	1.03
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.03	1.04	1.46	10.13	11.08	4.76	0.93	0.88	1.35	6.88	7.44	4.18
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.05	1.03	1.63	12.51	13.62	4.53	0.76	0.68	0.82	4.08	4.44	1.72

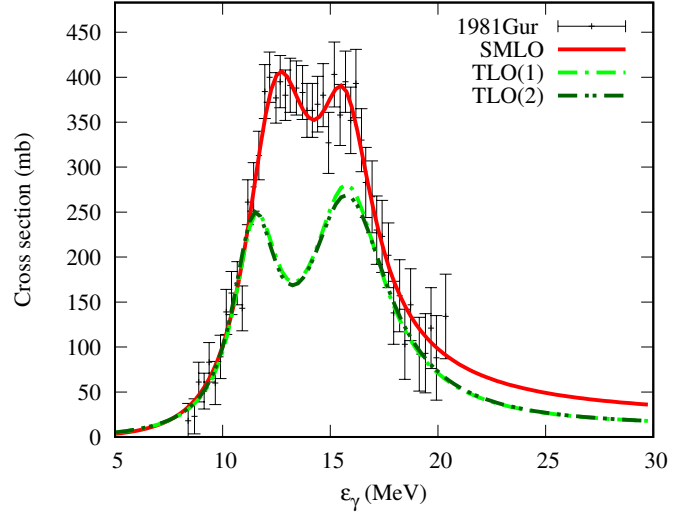
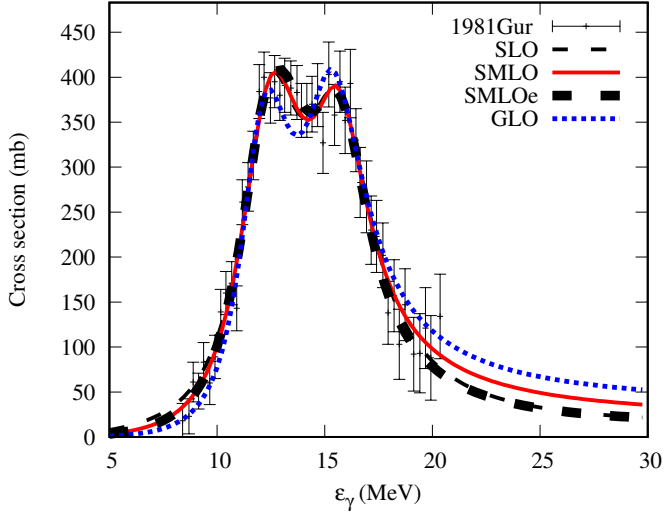


174 Yb

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	0.99	1.03	1.42	1.45	NaN	0.96	0.97	1.00	1.21	1.22	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.01	0.96	1.59	31.58	33.44	NaN	0.91	0.93	1.70	20.69	21.83	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.03	0.90	1.83	29.82	31.67	NaN	0.67	0.63	0.96	10.83	11.48	NaN

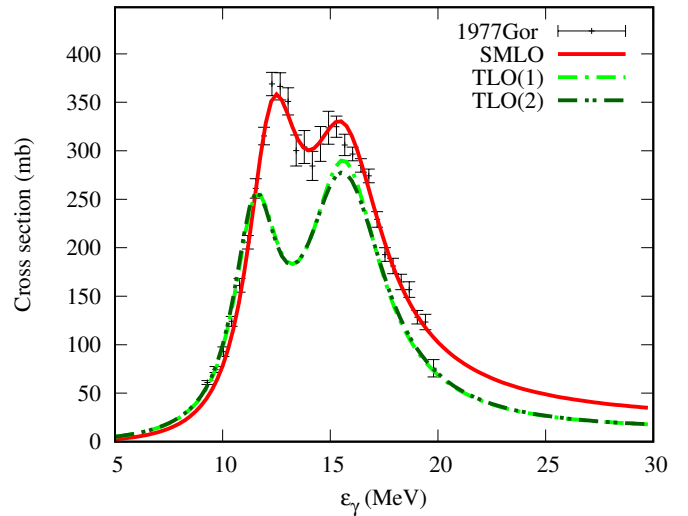
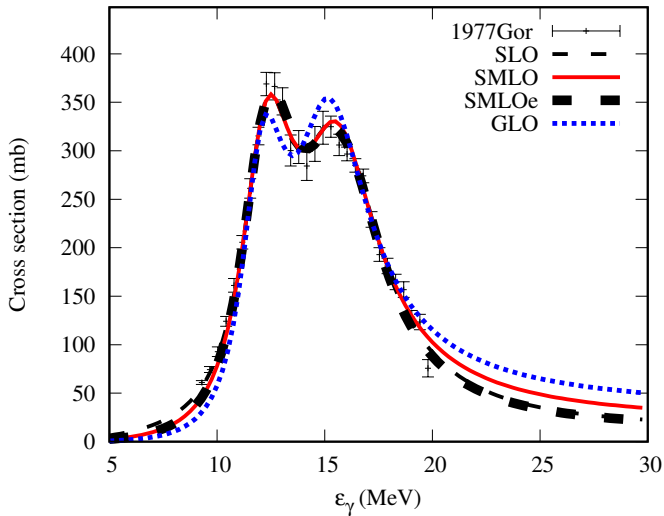


176 Hf

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.00	1.03	1.32	1.33	NaN	1.04	1.04	1.19	1.24	1.24	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.09	1.13	2.72	34.15	36.83	NaN	2.86	2.92	11.05	17.85	18.88	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.04	1.25	2.75	42.27	44.39	NaN	1.37	1.47	4.18	35.31	37.02	NaN

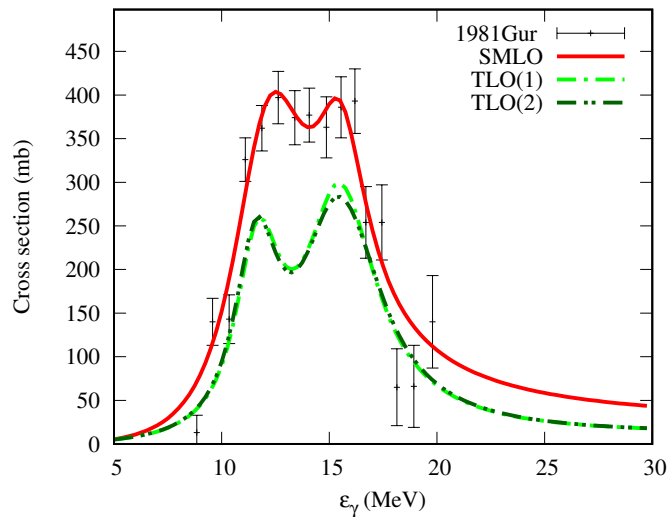
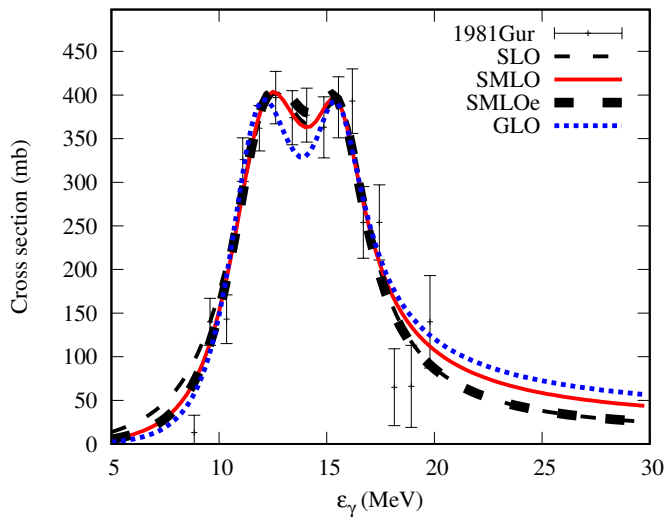


178 Hf

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.02	1.00	1.04	1.25	1.27	NaN	0.96	0.95	0.96	0.98	0.99	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.11	1.10	1.70	16.81	17.61	NaN	0.79	0.79	0.89	4.14	4.30	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.23	0.98	1.71	8.34	8.98	NaN	0.80	0.66	0.77	0.60	0.65	NaN

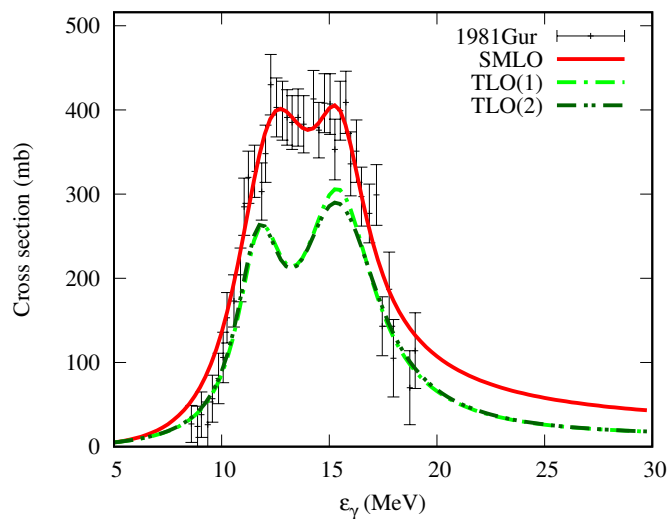
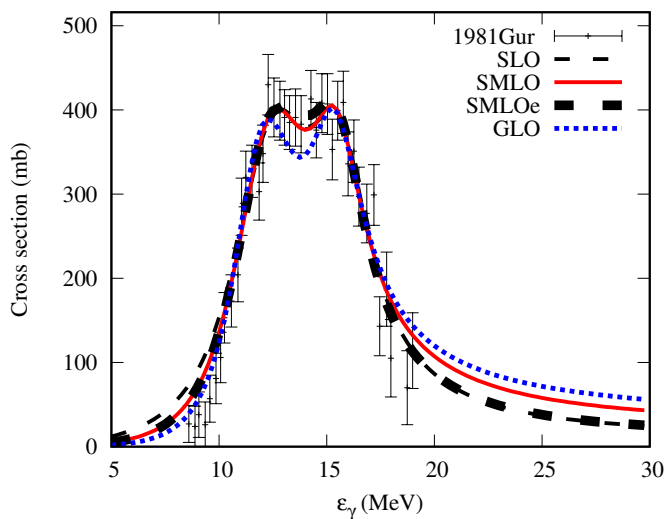


180 Hf

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.01	1.00	1.03	1.28	1.29	NaN	0.93	0.92	0.88	0.94	0.95	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	1.08	1.07	1.52	14.92	15.69	NaN	0.71	0.68	0.71	5.16	5.40	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	1.17	1.04	1.81	15.94	17.11	NaN	0.59	0.56	0.42	1.44	1.54	NaN

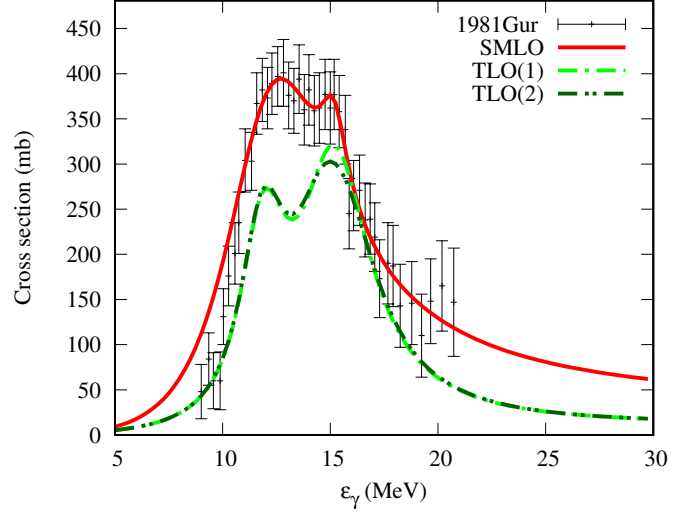
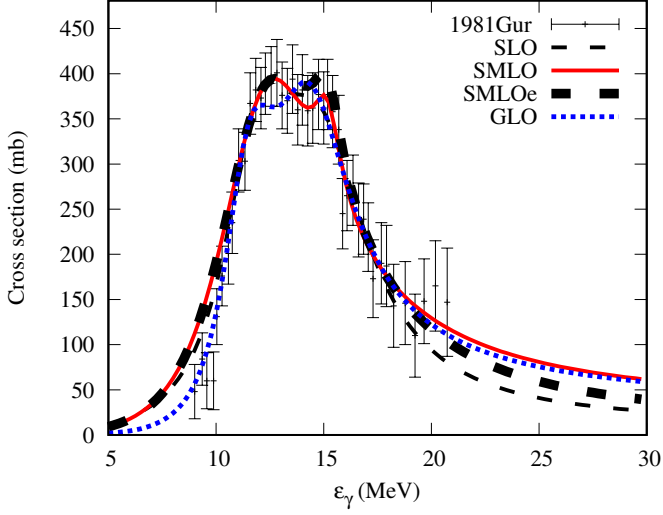


182 W

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.99	1.01	1.00	1.27	1.26	NaN	1.02	1.03	0.90	1.14	1.13	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.81	1.42	1.49	26.44	25.86	NaN	1.49	1.64	0.55	6.68	6.52	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.73	1.69	1.32	21.35	21.33	NaN	1.56	1.71	0.48	3.46	3.45	NaN

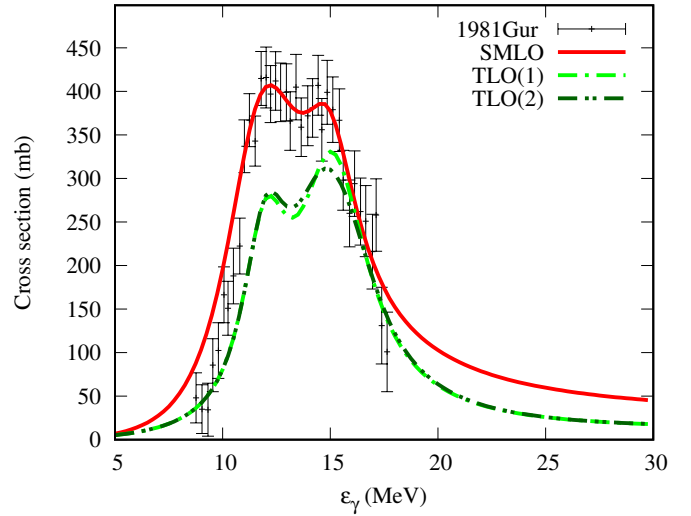
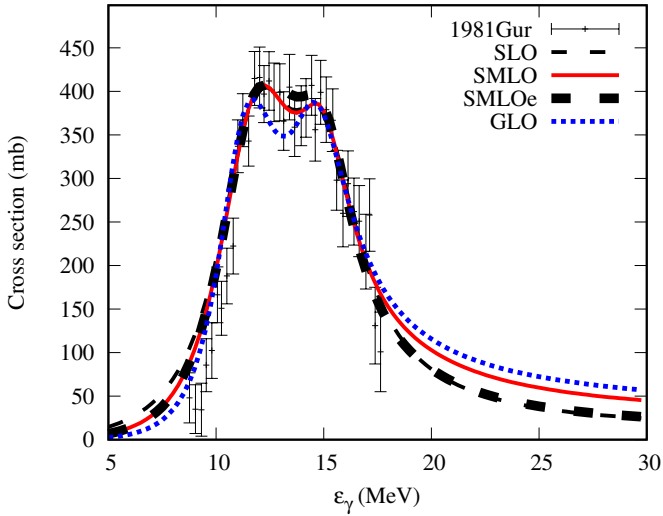


184 W

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.01	1.01	1.26	1.26	NaN	0.96	0.96	0.92	0.96	0.96	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.98	1.24	1.71	21.13	20.34	NaN	0.79	0.81	0.82	3.66	3.54	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.99	1.29	2.02	20.58	19.44	NaN	0.73	0.74	0.57	1.20	1.14	NaN

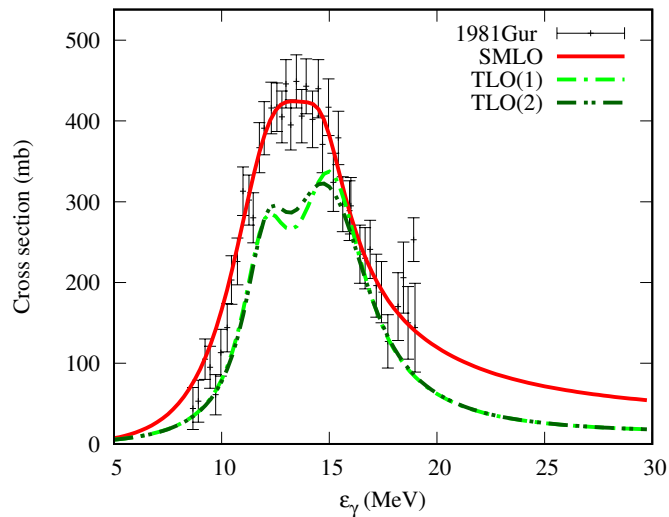
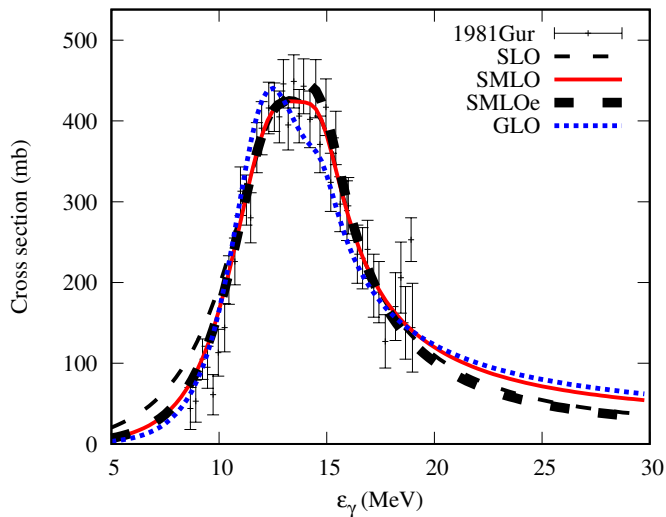


186 W

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.01	1.04	1.27	1.25	NaN	0.92	0.93	0.91	1.10	1.10	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.01	1.24	2.78	15.69	14.16	NaN	0.59	0.68	0.90	3.67	3.41	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.00	1.42	2.63	14.82	12.81	NaN	0.47	0.53	0.62	2.21	1.95	NaN

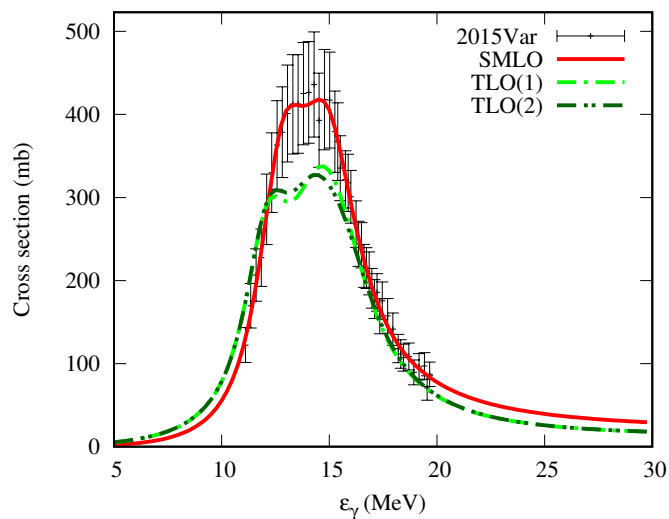
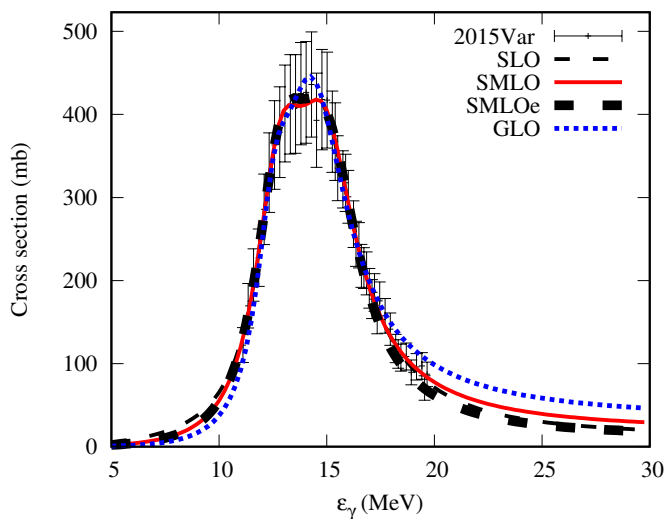


186 Os

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.03	1.05	1.16	1.16	NaN	1.00	1.04	1.07	1.15	1.14	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.03	2.56	4.47	17.29	17.69	NaN	1.01	2.65	5.24	12.29	12.43	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.05	1.15	2.08	45.28	45.84	NaN	1.06	1.21	2.21	43.44	43.96	NaN

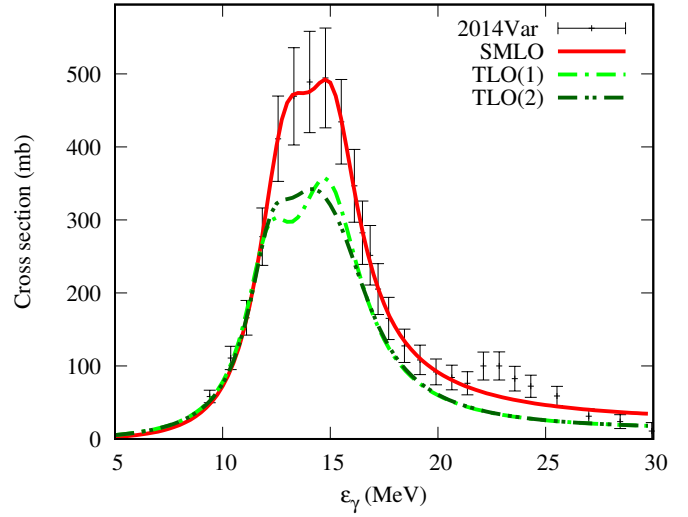
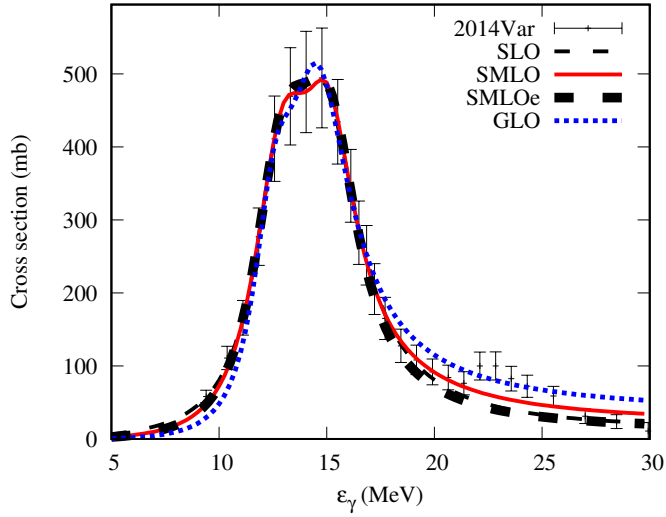


188 Os

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.04	1.07	1.33	1.32	NaN	0.96	1.06	1.09	1.20	1.20	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.22	4.26	13.15	109.58	107.91	NaN	0.76	1.42	2.13	2.98	2.95	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.41	3.11	8.36	229.52	224.30	NaN	1.31	1.57	4.30	17.67	17.30	NaN

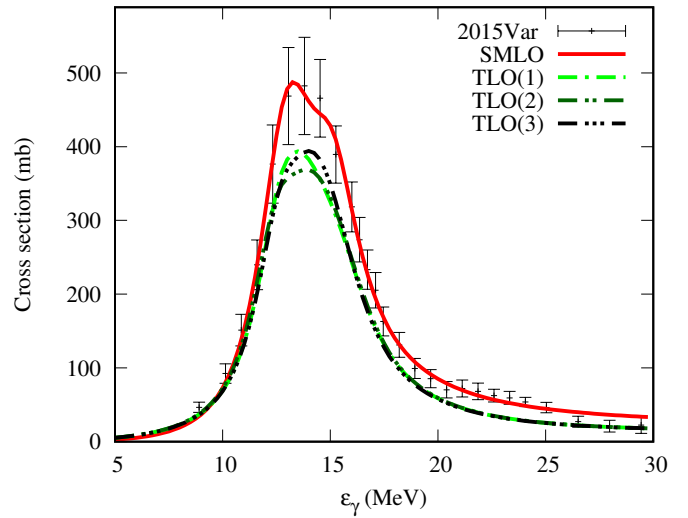
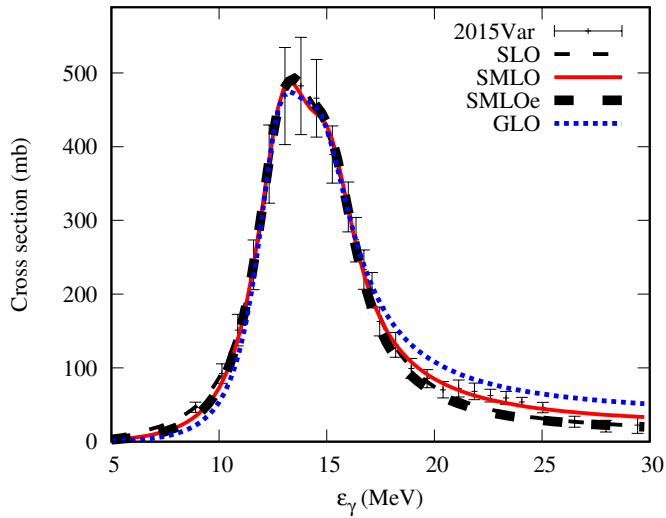


190 Os

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.01	1.04	1.07	1.23	1.22	1.23	0.98	1.05	1.18	1.16	1.15	1.17
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	2.07	5.65	13.38	65.53	62.01	66.65	0.51	1.44	2.63	2.90	2.80	3.00
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	2.39	3.57	6.13	87.69	94.18	79.71	1.27	1.72	5.73	12.61	13.29	11.76

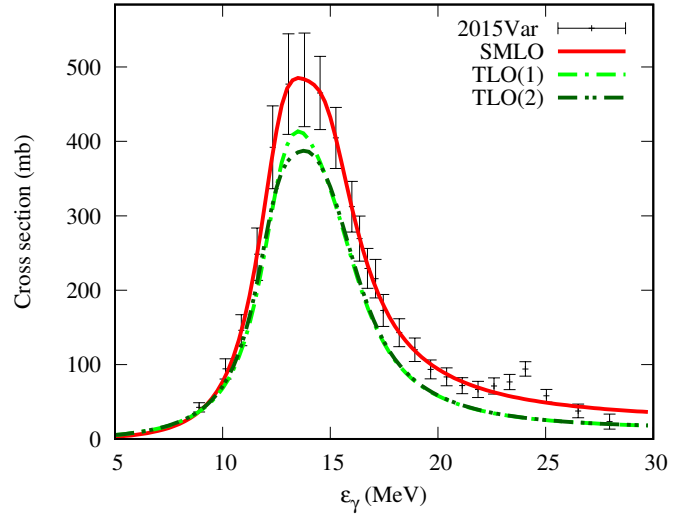
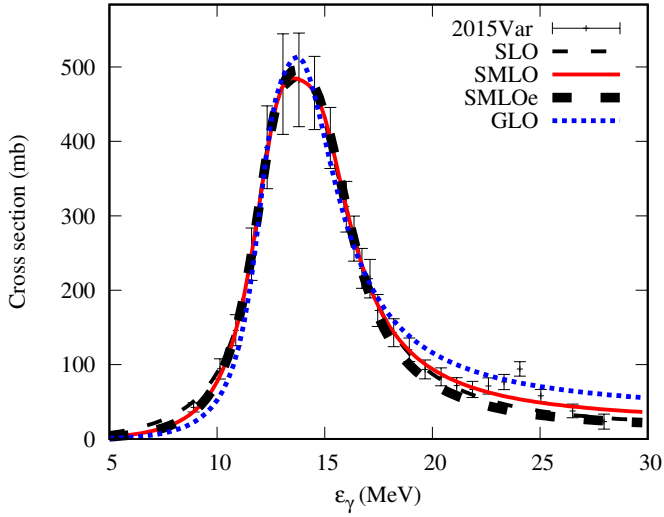


192 Os

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.03	1.07	1.27	1.26	NaN	0.95	1.08	1.11	1.29	1.28	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.86	3.63	9.15	70.25	65.98	NaN	0.52	1.59	1.69	3.75	3.63	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.88	2.82	11.56	121.06	131.40	NaN	0.80	1.72	5.04	15.12	15.96	NaN

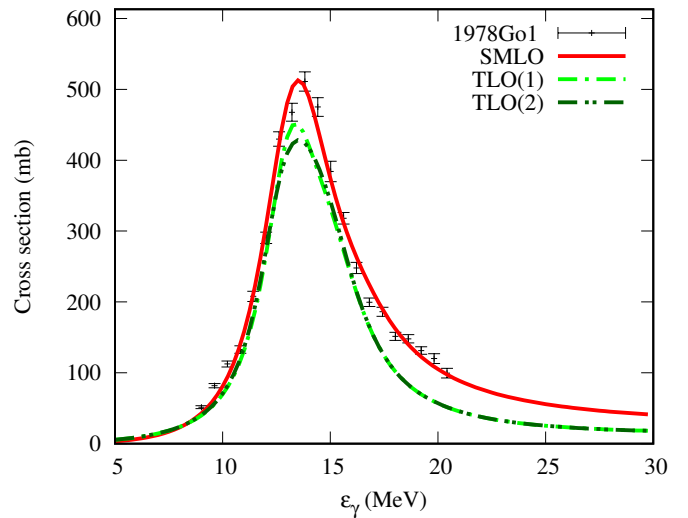
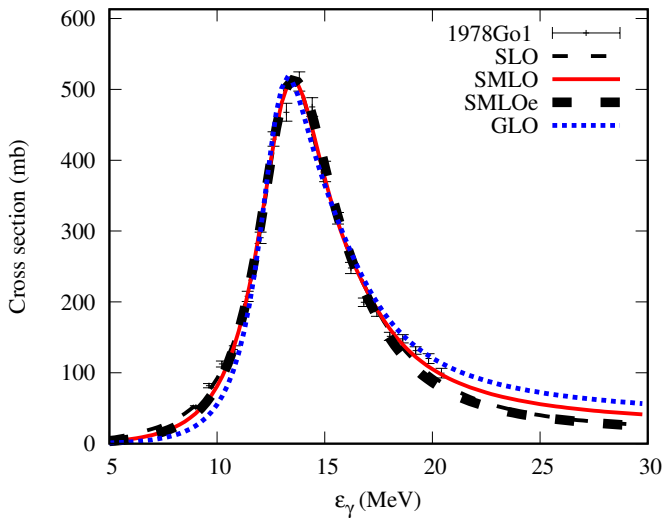


194 Pt

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.00	1.02	1.15	1.15	NaN	1.01	1.03	1.20	1.27	1.27	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.97	1.06	1.65	7.85	7.90	NaN	1.19	1.38	4.75	6.84	6.74	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.96	1.11	1.24	6.96	6.82	NaN	0.98	1.20	2.14	7.85	7.71	NaN

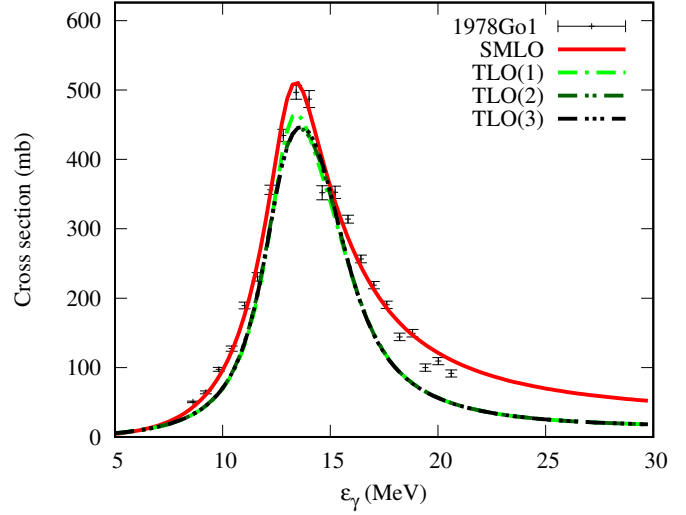
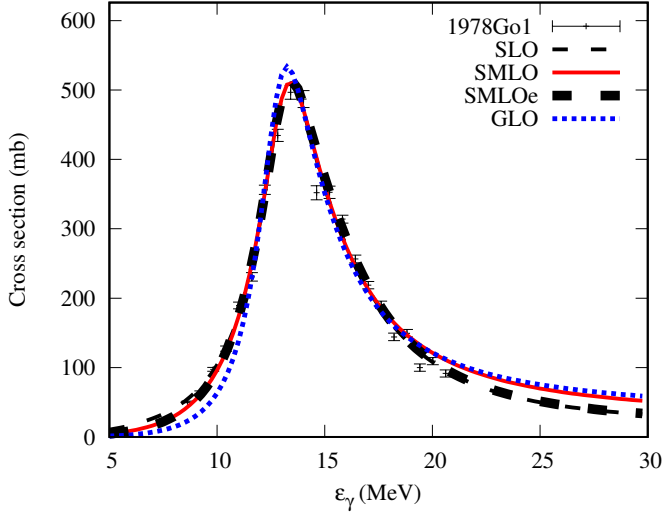


196 Pt

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.01	1.03	1.18	1.17	1.18	0.99	0.97	1.13	1.24	1.23	1.24
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.02	1.20	2.31	10.83	10.85	11.21	0.60	0.51	2.46	3.89	3.83	3.93
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.03	1.29	2.36	6.10	6.88	6.92	0.75	0.70	2.17	3.68	3.90	3.94

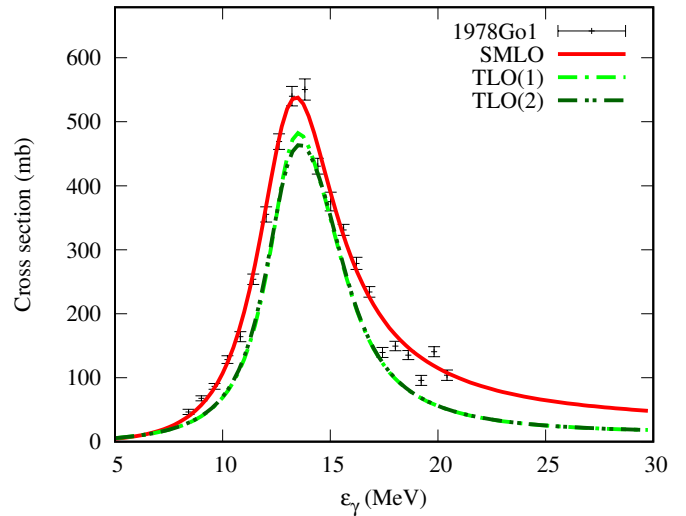
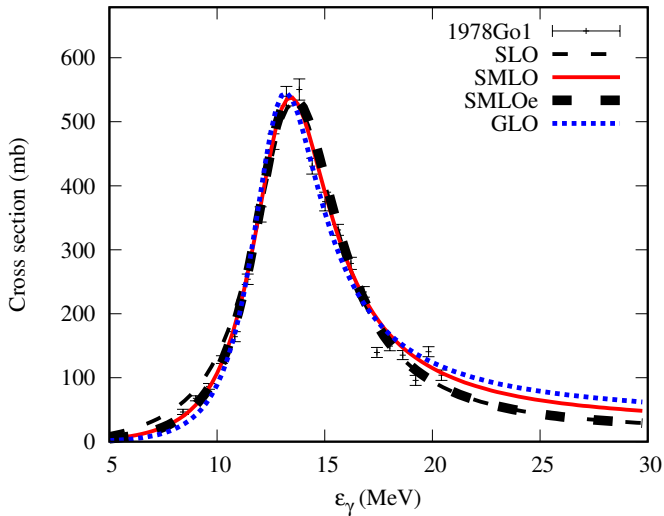


198 Pt

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.00	1.02	1.23	1.22	NaN	0.94	0.94	1.03	1.27	1.26	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.88	1.04	1.83	12.83	12.45	NaN	0.47	0.49	1.17	5.27	5.11	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.82	1.10	1.42	8.96	9.43	NaN	0.43	0.42	1.00	3.62	3.68	NaN

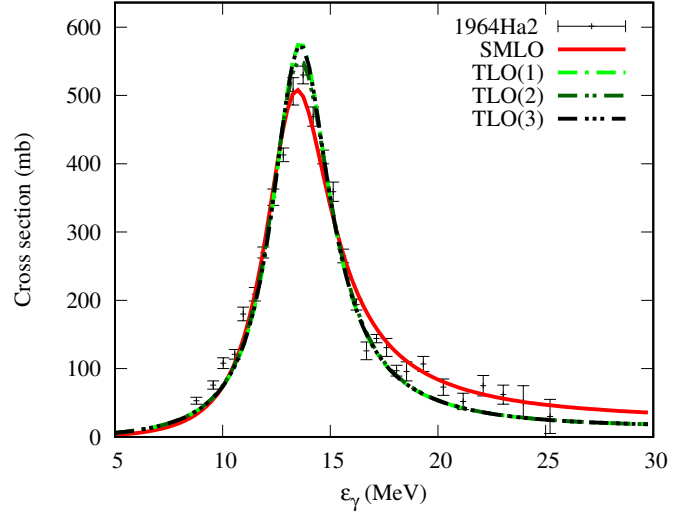
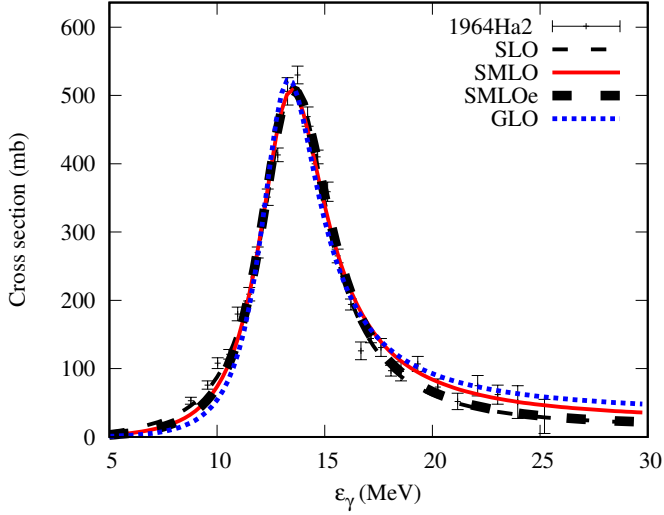


206 Pb

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.05	1.04	1.13	1.05	1.03	1.05	0.96	1.02	1.09	1.09	1.09	1.09
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	2.40	1.93	5.30	3.20	2.19	3.06	1.89	1.72	4.01	2.60	2.08	2.53
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	2.32	1.89	4.45	3.12	2.03	2.96	1.85	1.64	3.53	2.31	1.86	2.24

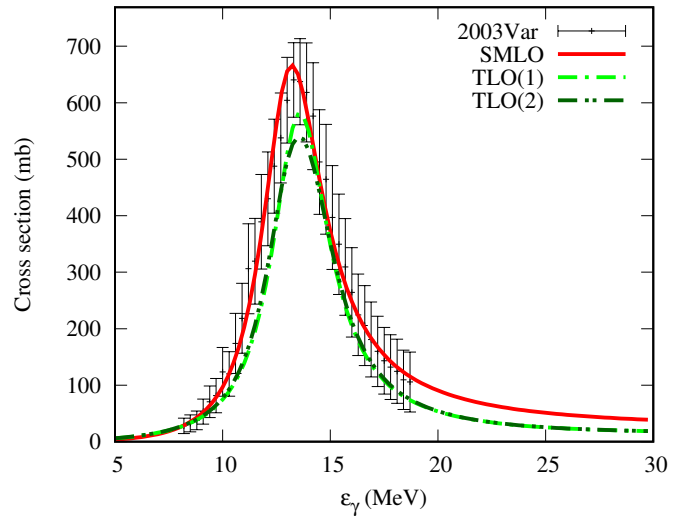
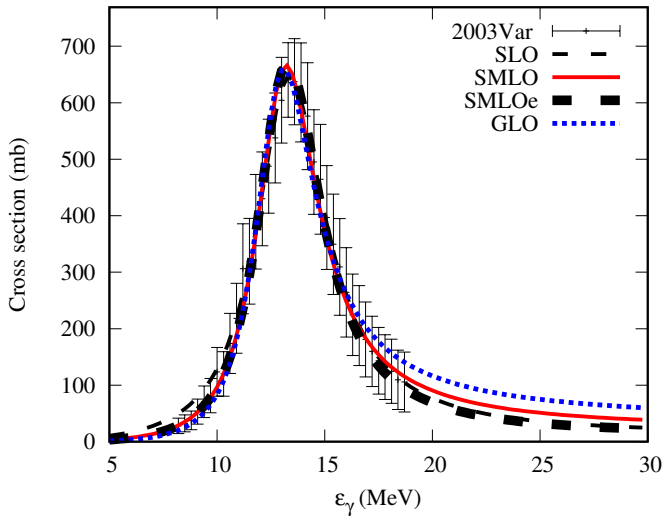


208 Pb

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
$f_{\alpha}/f_{\text{SLO}}$	1.05	1.05	1.12	1.30	1.27	NaN	0.91	0.91	1.00	1.11	1.08	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("exp+trap")	4.36	3.97	8.00	26.45	26.85	NaN	0.41	0.38	0.89	2.45	2.43	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{\text{SLO}}$ ("trap")	4.36	3.97	8.00	26.45	26.85	NaN	0.41	0.38	0.89	2.45	2.43	NaN

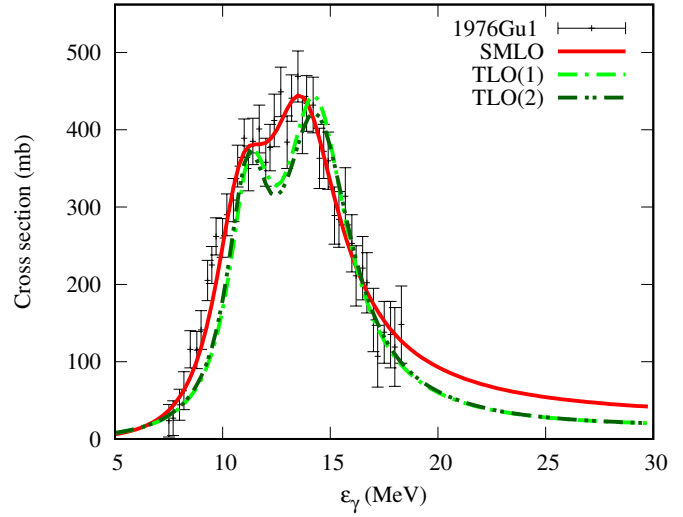
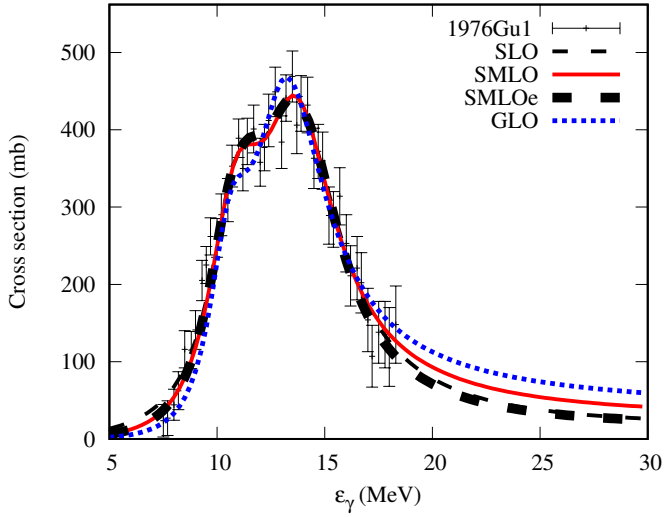


232 Th

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.00	1.03	1.07	1.07	NaN	0.96	0.96	1.03	1.10	1.08	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.05	1.08	1.96	5.42	5.50	NaN	1.04	1.06	2.39	5.35	4.98	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.06	1.05	1.91	4.33	4.97	NaN	0.65	0.65	1.19	2.32	2.42	NaN

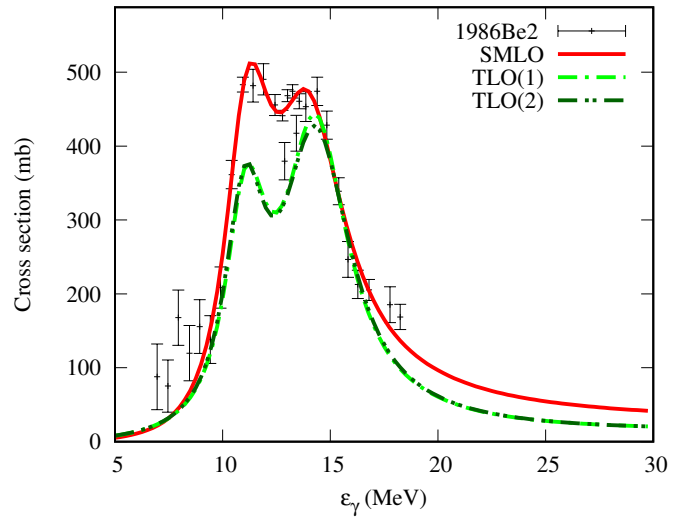
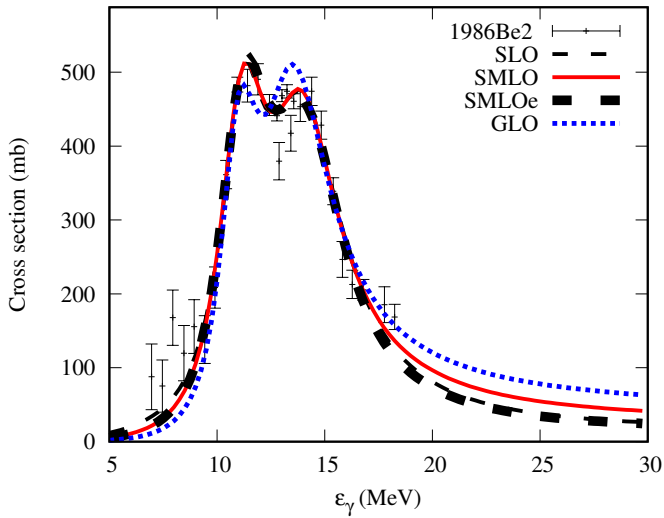


234 U

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	0.99	1.00	1.01	1.15	1.15	NaN	1.13	1.13	1.40	1.20	1.20	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	0.96	1.05	3.39	31.20	32.77	NaN	1.03	1.20	2.75	20.98	21.97	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	0.95	0.93	2.31	7.65	8.20	NaN	1.21	1.22	2.39	4.99	5.27	NaN

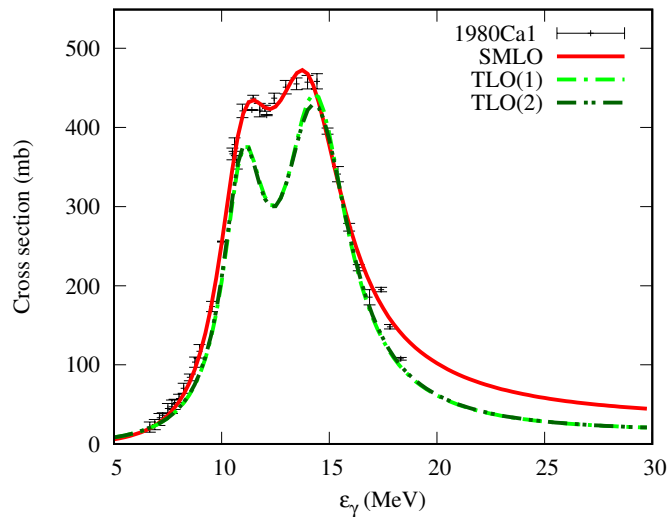
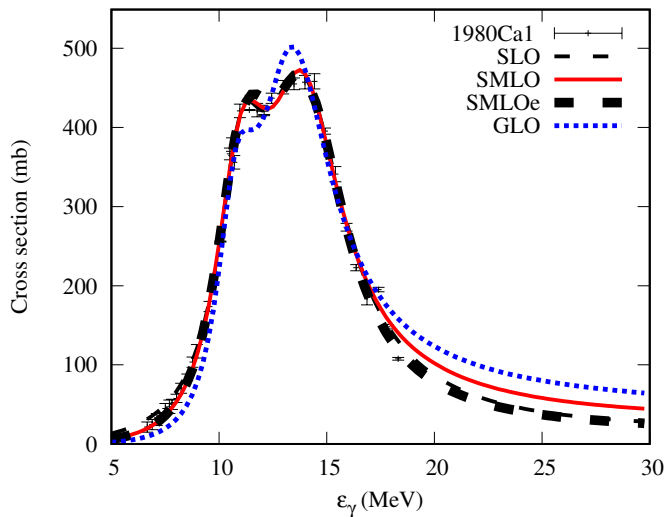


²³⁶U

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.00	1.01	1.04	1.16	1.16	NaN	0.96	0.96	1.32	1.10	1.09	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.41	3.60	5.12	71.02	72.75	NaN	1.57	2.79	5.42	53.53	54.78	NaN
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.04	1.44	5.29	40.76	42.00	NaN	0.56	0.58	5.64	11.85	12.10	NaN



²³⁸U

Near GDR

Broad range

	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)	SMLO	SMLOe	GLO	TLO(1)	TLO(2)	TLO(3)
f_{α}/f_{SLO}	1.01	1.00	1.04	1.03	1.02	1.02	0.92	1.03	0.91	1.15	1.14	1.13
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("exp+trap")	1.02	1.08	1.90	3.06	3.35	2.17	0.81	1.07	0.97	1.83	1.90	1.55
$\chi^2_{\alpha}/\chi^2_{SLO}$ ("trap")	1.15	0.84	1.63	1.35	1.65	1.03	1.04	0.82	1.51	1.28	1.50	1.02

