

СРЈАВУФ

**Експериментальні виходи фотоядерних
реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}, g}\text{In}$
для дослідження γ -процесу нуклеосинтезу
в зірках.**

АНОТАЦІЯ

“ Експериментальні виходи фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}, g}\text{In}$ для дослідження γ - процесу нуклеосинтезу в зірках. ”

Конкурсна робота: 31 с., 11 рис., 3 табл., 25 джерел.

Запропонована конкурсна робота відноситься до галузі науки, яка тепер називається ядерна астрофізика, важливим напрямком досліджень якої серед інших є проблема виникнення хімічних елементів та їх ізотопів у Всесвіті.

Актуальність.

Крім важливого значення в дослідженнях ядерних взаємодій та структури атомного ядра, фотоядерні реакції відіграють вирішальну роль в зірковому синтезі так званих *p*-ядер. Для астрофізичного моделювання їх утворення в зірках потрібні поперечні перерізи великого масиву фотоядерних реакцій. Нуклід олова-112 (^{112}Sn) є одним з *p*-ядер. Поперечні перерізи (γ, n) - та (γ, p) - реакцій на цьому ядрі сприятимуть поглибленню розуміння сценарію γ - процесу в гарячих зірках та служитимуть справі параметризації та подальшому вдосконаленню статистичної теорії ядерних реакцій, яка застосовується в фундаментальних та прикладних ядерно-фізичних дослідженнях.

Мета роботи.

Наукове дослідження спрямовано на отримання нових експериментальних результатів по виходах фотоядерних (γ, n) - та (γ, p) - реакцій на магічному ядрі олово–112 (^{112}Sn), яке в ядерній астрофізиці відноситься до групи так званих *p*-ядер, розуміння розповсюдженості яких в природі викликає великі труднощі. Отримані дані будуть застосовані для

моделювання γ -процесу утворення стабільних ізотопів в зірках та параметризації статистичної теорії ядерних реакцій.

Методи дослідження.

Експериментальні виходи фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m},g}\text{In}$ визначаються методикою наведеної активності, яка передбачає опромінення мішені потоком енергетичних фотонів та подальше вимірювання утворених в цих реакціях радіоактивностей кінцевих ядер. Для вимірювання радіоактивностей, застосовується техніка γ -спектрометрії високого енергетичного розподілу з використанням напівпровідникового детектора з високочистого германію. При визначеннях індивідуальних виходів ізотопів радіоактивного ланцюжку ^{111}Sn (35.3 хв) \rightarrow $^{111\text{m},g}\text{In}$ ($T_{1/2}^m=7.7$ хв; $T_{1/2}^g=2.8$ доби) вживаються традиційне активаційне рівняння та рівняння для утворення генетично пов'язаних радіоактивних ядер.

Додатково:

1. в ході роботи були визначені коефіцієнти розгалуження γ -переходів, що супроводжують розпад радіоактивного ядра ^{111}Sn , які, як виявилось, відрізняються від базових даних. Нові значення коефіцієнтів розгалуження спостерігаємих γ -переходів сприяли отриманню достовірних результатів по виходам вивчаємих нами реакцій та наводять на думку про необхідність ревізії деяких виконаних іншими авторами вимірювань перерізів інших ядерних реакцій, в яких утворюється ядро ^{111}Sn ;
2. отримані експериментальні результати по виходам досліджених реакцій можуть бути застосовані для оптимізації фотоядерного засобу виробництва важливого медичного радіонукліду ^{111}In .

Ключові слова: зірковий нуклеосинтез, p -ядра, фотоядерні реакції, радіоактивний розпад, гальмівне випромінювання, статистична теорія ядерних реакцій.

ЗМІСТ

ВСТУП	4
РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ПОПЕРЕДНІХ ДОСЛІДЖЕНЬ	6
1.1. Ядерні реакції.	6
1.2. Постановка задачі.....	8
1.3. Огляд літературних даних.....	10
РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ВИМІРЮВАННЯ	11
2.1. Опис експерименту.	11
2.2. Моніторна реакція.....	13
2.3. Калібрування HPGe γ – детектора за енергією та ефективністю.	14
2.4. Аналіз та інтерпретація досліджуваних γ -спектрів.	17
РОЗДІЛ 3. ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ.....	19
3.1. Традиційне рівняння активації.	19
3.2. Рівняння активації для генетично пов’язаних радіоактивних нуклідів. ..	21
3.3. Коефіцієнти розгалуження “миттєвих” γ -переходів ядра ^{111}Sn	23
3.5. Експериментальні та теоретичні виходи фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma,n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma,p)^{111\text{m}}\text{In}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma,p)^{111\text{g}}\text{In}$	25
ВИСНОВКИ.....	29
СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	30

ВСТУП

Спостережувані в природі хімічні елементи та їх ізотопи синтезувалися в зірках та в міжзірковому просторі в результаті складних послідовностей ядерних реакцій [1]. Динаміка зіркового нуклеосинтезу є причиною спостережуваної поширеності хімічних елементів і їх ізотопів у Всесвіті (рис. 1а). Ізотопи з масами до заліза-нікеля ($A \approx 56$) утворилися в ядерних реакціях злиття. Переважна більшість стабільних ізотопів більш важких елементів сформувалась як продукти так званих швидкого (*r-rapid*) та повільного (*s-slow*) процесів радіаційного захоплення нейтронів вже існуючими на той час атомними ядрами, тобто в (n, γ) -реакціях [1]. Проте в області мас ядер між селеном (^{74}Se) та меркурієм (^{196}Hg) в Сонячній Системі спостерігаються 35 ізотопів, які не могли утворитися в *r*- або *s*-процесах через співвідношення їх мас та мас сусідніх ядер-ізобар [2]. Вони отримали назву *p*-ядер (*p-nuclei*), бо розташовуються на протоно-збагаченому схилі долини стабільності, а сценарій, в якому вони сформувалися, було названо *p*-процесом [3,4]. *P*-ядра об'єднуються в окрему групу (сині квадратні крапки на рис.1б).

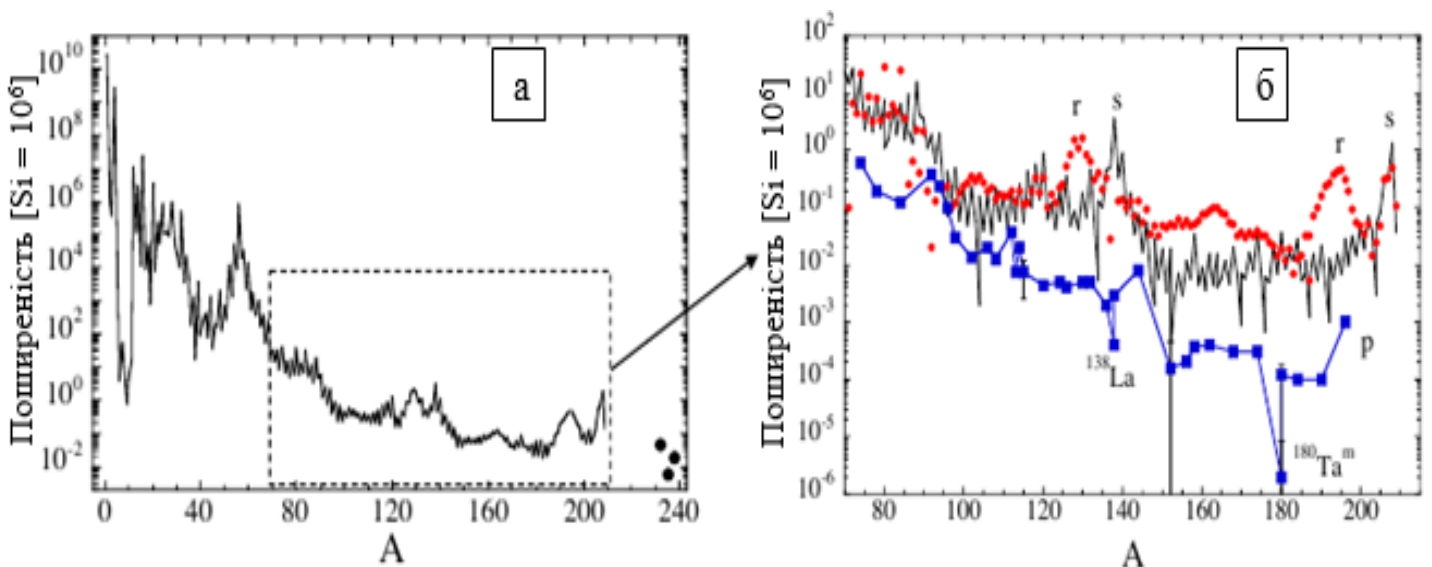


Рис. 1. а). Поширеність відомих в природі ізотопів в залежності від масового числа A .

б). Поширеність в природі *r* (червоні крапки), *s* (темна крива) та *p*-ядер (сині квадратні крапки).

Їх поширеність в природі набагато менша, ніж r - та s -ядер і важко узгоджується з теоретичними передбаченнями. Спочатку логічно вважалось, що p -ядра повинні утворюватися в послідовності (p,γ) -реакцій та радіоактивному розпаді їх продуктів. В подальших дослідженнях [2,3,5] з'ясувалась важлива роль простих фотоядерних реакцій $[(\gamma,n), (\gamma,p)$ та $(\gamma,\alpha)]$, в яких також можуть утворюватися протонно-збагачені ядра при температурах $(2-3)\times 10^9$ Kelvin зіркової плазми. Цей механізм їх утворення стали називати *γ -процесом*.

Для інтерпретації поширеності ізотопів в природі розробляються теорії, що імплементуються в комп'ютерні коди, які потребують таких ядерно-фізичних даних, як маси ядер, їх деформації, періоди напіврозпаду, типи та коефіцієнти розгалуження розпадів радіоактивних ядер. Дуже важливими характеристиками в справі дослідження зіркового нуклеосинтезу є виходи та поперечні перерізи реакцій, в яких певний нуклід утворюється чи руйнується. Метою нашої роботи було експериментальне вимірювання та аналіз інтегральних виходів фотоядерних реакцій (γ,n) та (γ,p) на одному з p -ядер, а саме ^{112}Sn . Такі дані можуть бути використані для моделювання сценарію утворення p -ядра ^{112}Sn та сприятимуть тестуванню та параметризації статистичної теорії ядерних реакцій [6], за допомогою якої можуть бути розраховані перерізи та швидкості реакцій на радіоактивних та збуджених ядрах, експерименти на яких в лабораторних умовах неможливі.

РОЗДІЛ 1. ОГЛЯД ПОПЕРЕДНІХ ДОСЛІДЖЕНЬ

1.1. Ядерні реакції.

Для початку, перед постановкою завдання, нам необхідно розібратися з термінологією.

Складене ядро – теоретична модель ядерної реакції при захопленні ядром налітаючої частки, яка була запропонована Нільсом Бором в 1936 році на підставі досліджень Енріко Фермі штучної радіоактивності і лягла в основу запропонованої Яковом Френкелем краплинної моделі ядра.

Значення енергій зв'язку нуклонів в ядрі ^{112}Sn , тобто пороги фотоядерних реакцій для емісії відповідного нуклона були взяті з баз даних [7] і [8].

$$S_n = 10.786 \text{ кеВ}$$

$$S_p = 7.559 \text{ кеВ}$$

Так як енергії, з якими ми працюємо, близькі до порогу, механізми реакцій є статистичними.

Порогові реакції: у кожного нуклона в ядрі є своя енергія зв'язку – кількість енергії, якої не вистачає нуклону, щоб покинути ядро. Якщо ми надаємо енергію більше, ніж енергія зв'язку, то її надлишок переходить в кінетичну енергію нуклона, і нуклон залишає ядро, набуваючи цю кінетичну енергію. Але не варто забувати, що ядро – складне утворення, а нуклони – не елементарні частинки і складаються з кварків, глюонів і т.п., тому фотон низької енергії, трохи більше енергії зв'язку нуклона в ядрі, потрапляючи в ядро, “розтікається” по його нуклонам, і воно переходить в збуджений стан. І поки ця енергія не зосередиться на одному з нуклонів, цей стан буде існувати. За мірками ядерного часу це досить довго. І цей збуджений стан і є складеним ядром.

Особливість складеного ядра – великий час життя – $(10^{-16} - 10^{-17})$ с., – необхідний, щоб “забути” про шляхи свого формування; тому механізм реакції з утворенням складеного ядра описується статистичною теорією.

Радіоактивне ядро може розпадатися кількома різними способами, тобто воно має кілька каналів розпаду, або гілок розпаду. Відносна ймовірність, з якою відбувається якийсь конкретний розпад, називається коефіцієнтом розгалуження.

Ізомерія – явище існування ядра в метастабільному збудженому стані з великим часом життя. Відмінність ізомерного стану від звичайного збудженого полягає в пригніченій ймовірності його розпаду у відповідності з правилами відбору.

Гальмівне випромінювання – електромагнітне випромінювання, що випускається зарядженою часткою при її розсіянні в електричному полі.

1.2. Постановка задачі.

Предметом цієї роботи є експериментальне вивчення γ -випромінювання, що супроводжує розпад утворених в реакціях $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$ радіоактивних ядер ^{111}Sn , $^{111\text{m}}\text{In}$ та $^{111\text{g}}\text{In}$, що мають періоди напіврозпаду $T_{1/2}=35.3$ хв., $T_{1/2}=7.7$ хв. та $T_{1/2}=2.8$ д. відповідно, з метою уточнення коефіцієнтів розгалуження радіаційних переходів дочірнього ядра ^{111}In і експериментального вимірювання виходів зазначених реакції методом наведеної активності.

На рис.2 представлена спрощена схема розпаду ядра ^{111}Sn , запозичена з публікації [9], яка покладена в основу бази даних NUDAT по розпадам радіоактивних ядер з масою $A = 111$ Національного Центру США по Ядерним Данім [7]. Ядро ^{111}Sn розпадається β^+ -переходом (з коефіцієнтом розгалуження 30,2%) і шляхом захоплення орбітального електрона (EC) з коефіцієнтом розгалуження 69,8% на збуджені і основний стани ядра ^{111}In . Внаслідок радіоактивного розпаду ядра ^{111}Sn “заселяється” велика кількість (аж до енергії 2300 кеВ) збуджених станів дочірнього ядра ^{111}In , які шляхом багатьох прямих або каскадних γ - переходів розряджаються в основний стан.

На рис. 2 праворуч від кожного рівня вказана енергія збудження, виражена в кілоелектронвольтах, зліва – спін та парність відповідного рівня. Біля кожного γ -переходу, зображеного вертикальною стрілкою, вказані його енергія і коефіцієнт розгалуження (у відсотках). Звертає на себе увагу наявність в дочірньому ядрі ^{111}In ізомерного стану з енергією збудження 537 кеВ і періодом напіврозпаду 7,7 хв.

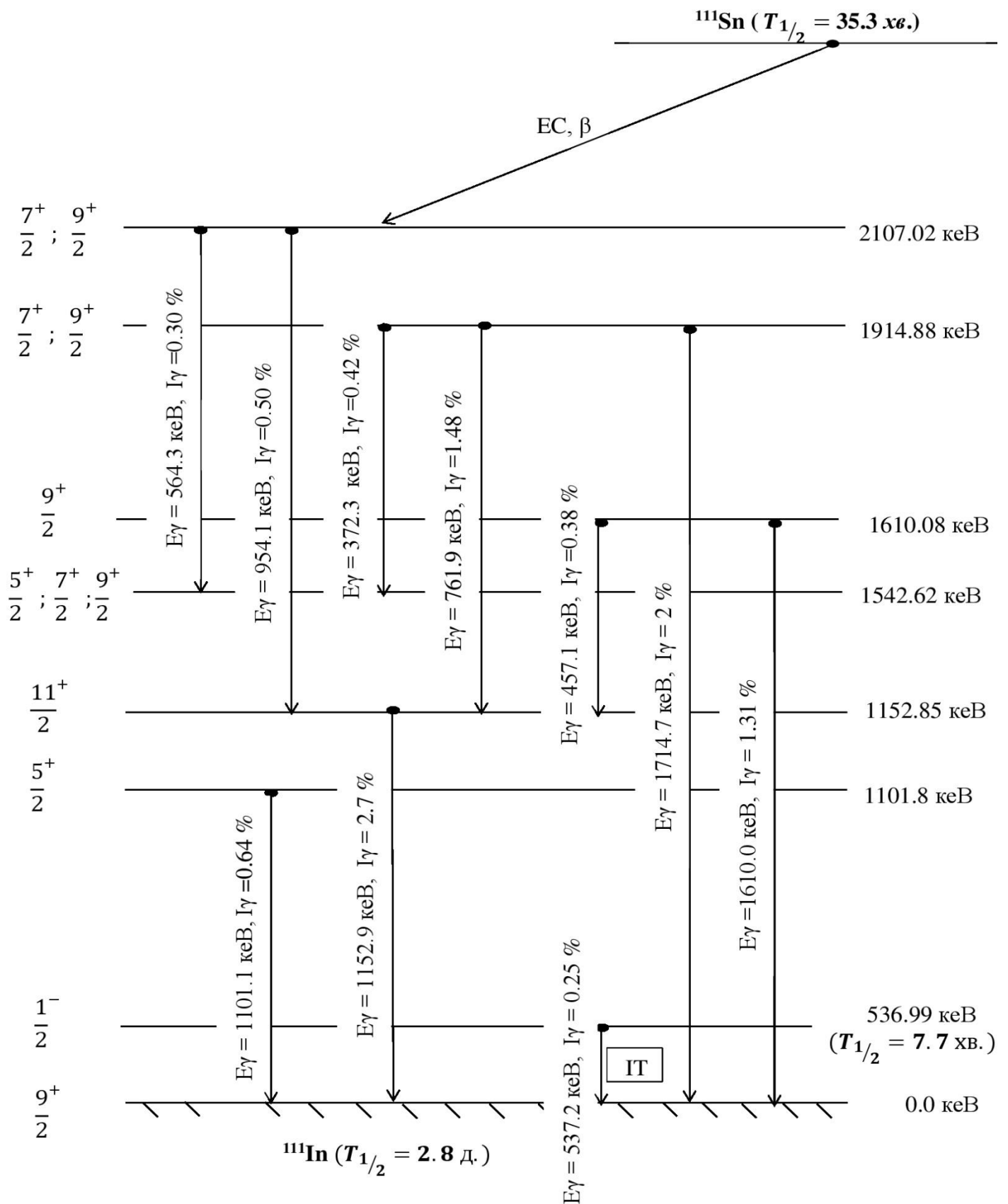


Рис. 2. Енергії та інтенсивності 10 найпотужніших γ -переходів в ядрі ^{111}In , спостерігаємих при розпаді радіоактивного ядра ^{111}Sn .

1.3. Огляд літературних даних.

Робота Блако [9] являє собою компіляційно-оціночну роботу, засновану на експериментальних вимірюваннях, виконаних в роботах [10-13]. В табл. 1 представлені енергії і коефіцієнти розгалуження γ -переходів, які супроводжують розпад ядра ^{111}Sn . В першу колонку таблиці занесені енергії γ -квантів десяти найпотужніших переходів від розпаду ядра ^{111}Sn . У другій колонці знаходяться експериментальні значення коефіцієнтів розгалуження з похибками, які представляє ядерна база даних Lund / LBNL [8]. У третьому стовпчику маємо експериментальні значення коефіцієнтів розгалуження з похибками, які представляються в роботі [9]. В останній колонці таблиці вказані значення енергій початкового і кінцевого рівнів, між якими йде γ -перехід.

Таблиця 1

Енергії і коефіцієнти розгалуження γ -переходів, які супроводжують розпад ядра ^{111}Sn .

E γ , кеВ	I γ , %		Початковий рівень → кінцевий рівень
	Lund/LBNL [8]	Nudat [7]	
372.3	0.42 ± 0.02	0.42 ± 0.08	1914.8 → 1542.6
457.1	0.38 ± 0.02	0.38 ± 0.08	1610.0 → 1152.8
537.2	0.25 ± 0.02	0.25 ± 0.08	536.9 → 0.0
564.3	0.30 ± 0.02	0.30 ± 0.08	2107.0 → 1542.6
761.9	1.48 ± 0.05	1.47 ± 0.01	1914.8 → 1152.8
954.1	0.50 ± 0.02	0.50 ± 0.08	1207.0 → 1152.8
1101.1	0.64 ± 0.05	0.63 ± 0.02	1101.8 → 0.0
1152.9	2.7	2.7	1152.8 → 0.0
1610.0	1.31 ± 0.05	1.31 ± 0.01	1610.0 → 0.0
1914.7	1.99 ± 0.08	1.98 ± 0.03	1914.8 → 0.0

РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ВИМІРЮВАННЯ

2.1. Опис експерименту.

Експериментальні дані для представленої дослідницької роботи були отримані з використанням пучка лінійного прискорювача електронів. Схему опромінення мішеней показано на рис. 3. Гальмівне випромінювання, що утворював тонкий танталовий конвертор, спектр якого підпорядковується розподілу Шифа [14], потрапляло на дослідницьку мішень завтовшки 52 мкм, виготовлену з олова, збагаченого ізотопом ^{112}Sn до 80%. Мішень ^{112}Sn встановлювалась за коліматором в щільній геометрії з моніторною мішенню золота (див. нижче).

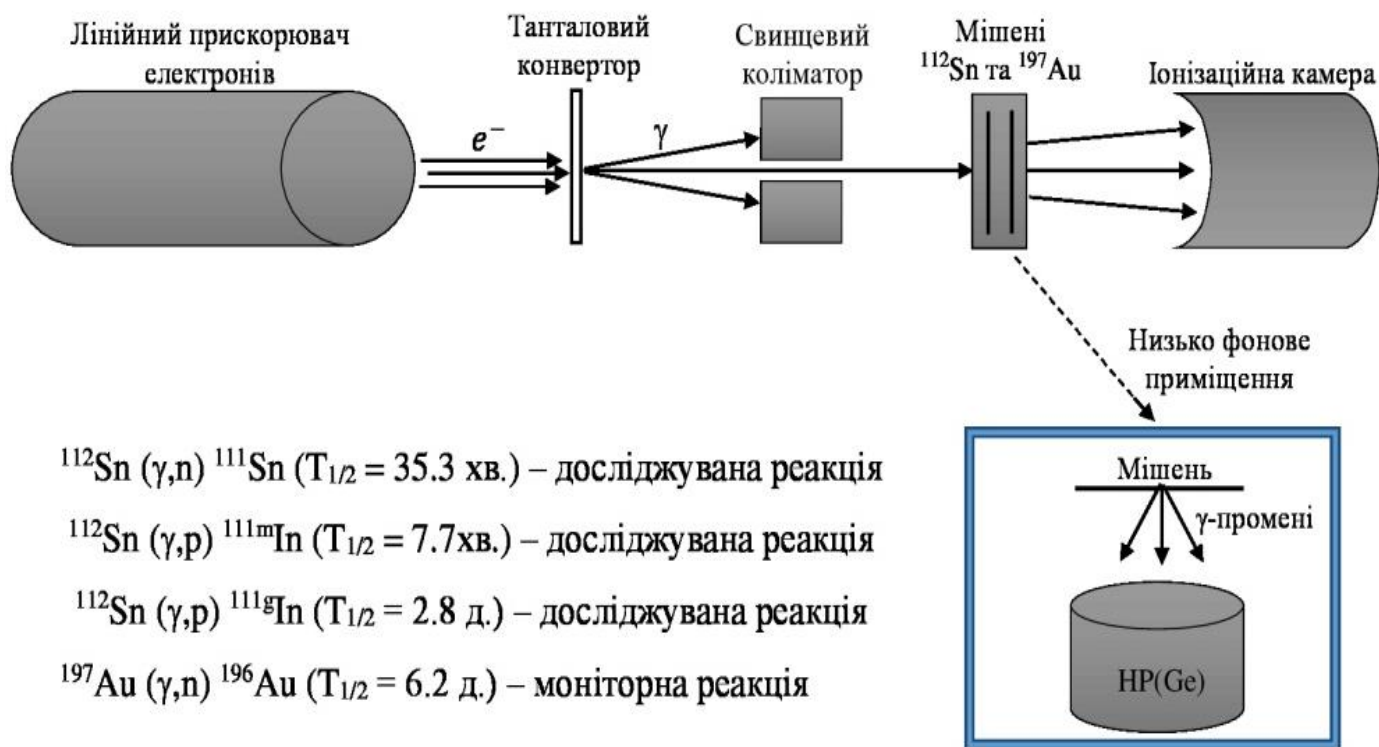


Рис. 3. Схема опромінення мішеней та вимірювання радіоактивностей.

Використана активаційна методика передбачає опромінення мішеней високоенергетичними фотонами гальмівного випромінювання з послідовним вимірюванням та аналізом енергетичних спектрів γ -квантів, що супроводжують розпад утворених в реакціях радіоактивних ядер.

Енергетичну схему досліджуваних реакцій та радіоактивний розпад їх продуктів показано на рис.4. Експерименти виконувались при максимальних енергіях гальмівного випромінювання ($E_{\gamma \text{ макс}}$) 11.5; 12; 12.5; 13; 13.5 та 14 МеВ.

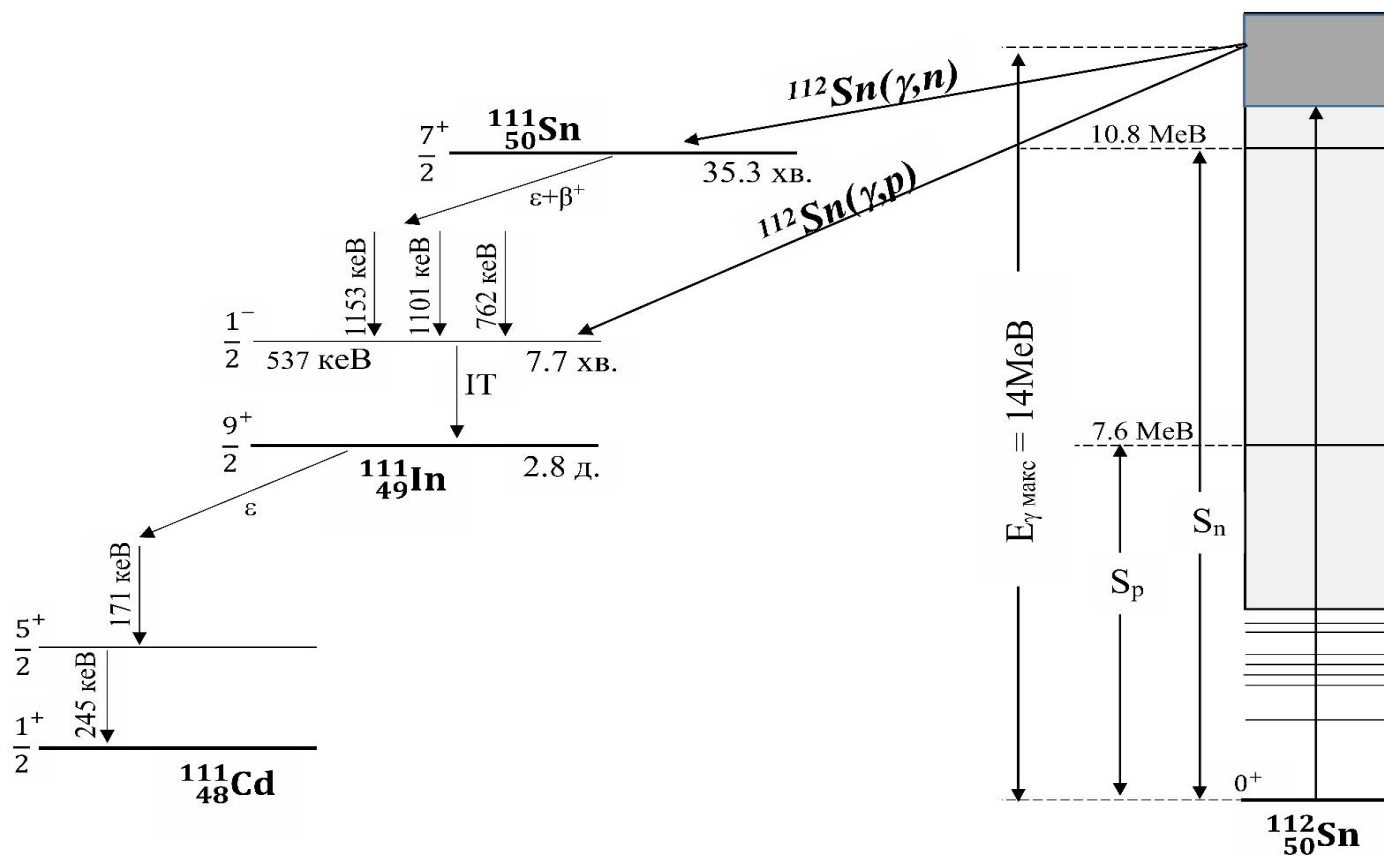


Рис. 4. Енергетична схема досліджуваних реакцій та радіоактивний ланцюжок $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111m}\text{In} \rightarrow ^{111g}\text{In} \rightarrow ^{111}\text{Cd}$. S_n та S_p – енергії зв'язку нейтрона та протона відповідно в ядрі-мішені ^{112}Sn .

Для вимірювання спектрів γ -квантів розпаду ядер ^{111}Sn та ^{111}In був використаний спектрометр високого розподілу на базі детектора з надчистого германію (HPGe) (рис. 5).

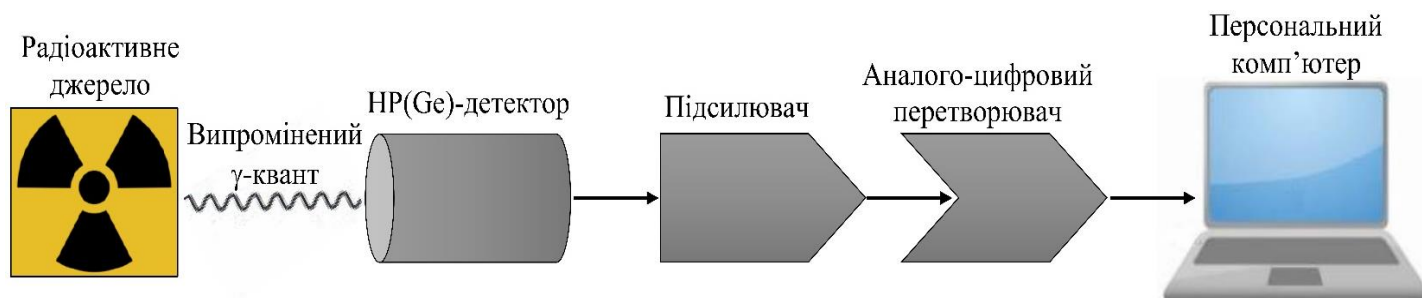


Рис. 5. Блок-схема напівпровідникового гама-спектрометра.

2.2. Моніторна реакція.

Опромінюєма мішень ^{112}Sn , що досліджується встановлювалась на вісі пучка гальмівних фотонів разом з тонкою (16 мкм) фольгою золота. Реакція $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ використовувалась в якості моніторної для визначення потоку налітаючих фотонів. Поріг цієї реакції досить низький (8.097 MeV), поперечні перерізи добре виміряні [15-17] в астрофізичній області енергій, а властивості розпаду ядерного продукту ^{196}Au придатні для вимірювання та відомі з високою точністю [7].

Абсолютний інтегральний вихід $Y_{abs}(^{112}\text{Sn})$ досліджуваної реакції визначається з абсолютного виходу $Y_{abs}(^{197}\text{Au})$ реакції $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196}\text{Au}$ рівнянням:

$$Y_{abs}(^{112}\text{Sn}) = \frac{Y_{exp}(^{112}\text{Sn})}{Y_{exp}(^{197}\text{Au})} \cdot Y_{abs}(^{197}\text{Au}), \quad (1)$$

в якому $\frac{Y_e(^{112}\text{Sn})}{Y_e(^{197}\text{Au})}$ – виміряне в нашому експерименті відношення виходів реакцій на мішенях ^{112}Sn та ^{197}Au .

А абсолютний інтегральний вихід моніторної реакції заздалегідь визначається рівнянням:

$$Y_{abs}(^{197}\text{Au}) = \int_{S_n}^{E_{\gamma max}} \sigma(E_{\gamma}) \cdot \Phi(E_{\gamma}, E_{\gamma max}) dE_{\gamma}, \quad (2)$$

в якому $\sigma(E_{\gamma})$ – переріз реакції в залежності від енергії γ -кванта, $\Phi(E_{\gamma}, E_{\gamma max})$ – енергетичний спектр гальмівного випромінювання з кінцевою енергією $E_{\gamma max}$.

2.3. Калібрування HPGe γ -детектора за енергією та ефективністю.

Перед початком вимірювань детектор було прокалібровано по енергії та ефективності за допомогою стандартних калібрувальних джерел γ -квантів. Ми використовували паспортизовані джерела фотонного випромінювання (^{60}Co , ^{133}Ba , ^{137}Cs та ^{152}Eu) з відомою активністю та точно встановленими схемами розпаду. Енергія зареєстрованого фотона визначалася по висоті амплітуди вихідного імпульсу, який потрапляв в певний канал аналізатора. Ймовірність кожного радіаційного переходу визначалась з кількості зареєстрованих імпульсів відповідного фотопіка (піка повного поглинання) енергетичного спектра γ -квантів.

Таблиця 2.

Дані по періодам напіврозпаду і коефіцієнтам розгалуження γ -переходів, що супроводжують розпад радіоактивних ядер стандартних джерел.

E_{γ} [keV]	^{60}Co $T_{1/2} = 5.2$ р.	^{133}Ba $T_{1/2} = 10.5$ р.	^{137}Cs $T_{1/2} = 30.1$ р.	^{152}Eu $T_{1/2} = 13.5$ р.
	Коефіцієнти розгалуження [%]			
80.9		34.1		
121.8				28.6
302.9		18.3		
344.3				26.5
356.0		62.1		
383.9		8.9		
661.7			85.1	
778.9				12.9
964.1				14.6
1085.9				10.2
1112.1				13.6
1173.2	99.9			
1332.5	99.9			
1408.0				21.0

Дані по періодам напіврозпаду і коефіцієнтам розгалуження γ -переходів експлуатованих нами стандартних джерел наведені в Табл. 2.

Ефективність детектора розраховувалась за формулою:

$$\varepsilon = \frac{N_{\text{pec}}}{A_{\text{дж}} \cdot e^{-\lambda \cdot t_1} \cdot t_2 \cdot B}, \quad (3)$$

де N_{pec} – кількість зареєстрованих γ -квантів відповідної γ -лінії, $A_{\text{дж}}$ – активність джерела випромінювання на дату атестації, λ – константа радіоактивного розпаду, t_1 – час від дати атестації, t_2 – час вимірювання, B – коефіцієнт розгалуження.

На рис. 6 зображено приклад енергетичного спектру γ -квантів стандартного джерела ^{133}Ba . Виміряні γ -спектри оброблялися програмним забезпеченням WinSpectrum [18].

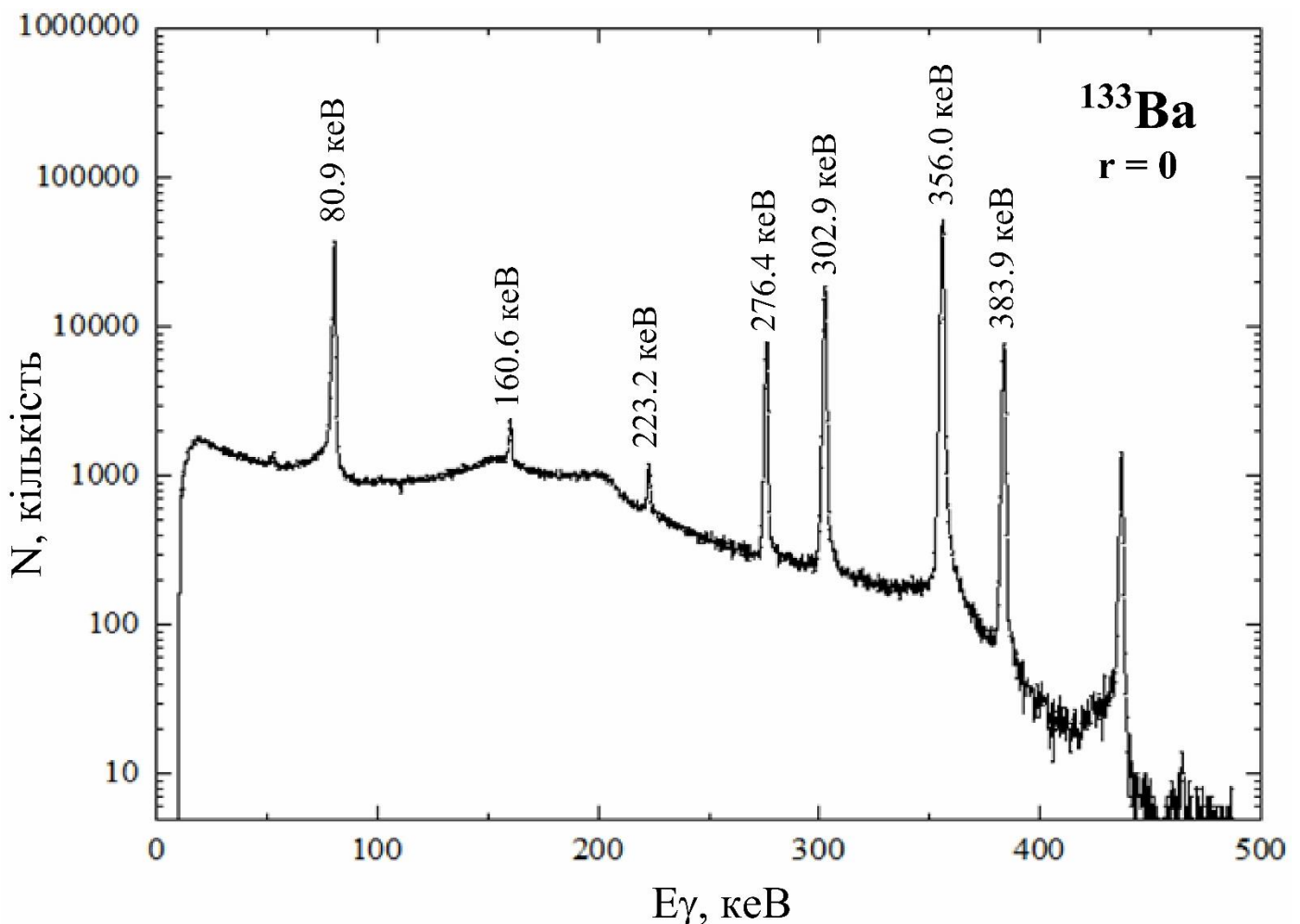


Рис.6. Енергетичний γ -спектр стандартного джерела γ -випромінювання ^{133}Ba .

На рис. 7 наведено графік залежності фото-ефективності детектору від енергії реєстрованих γ -квантів.

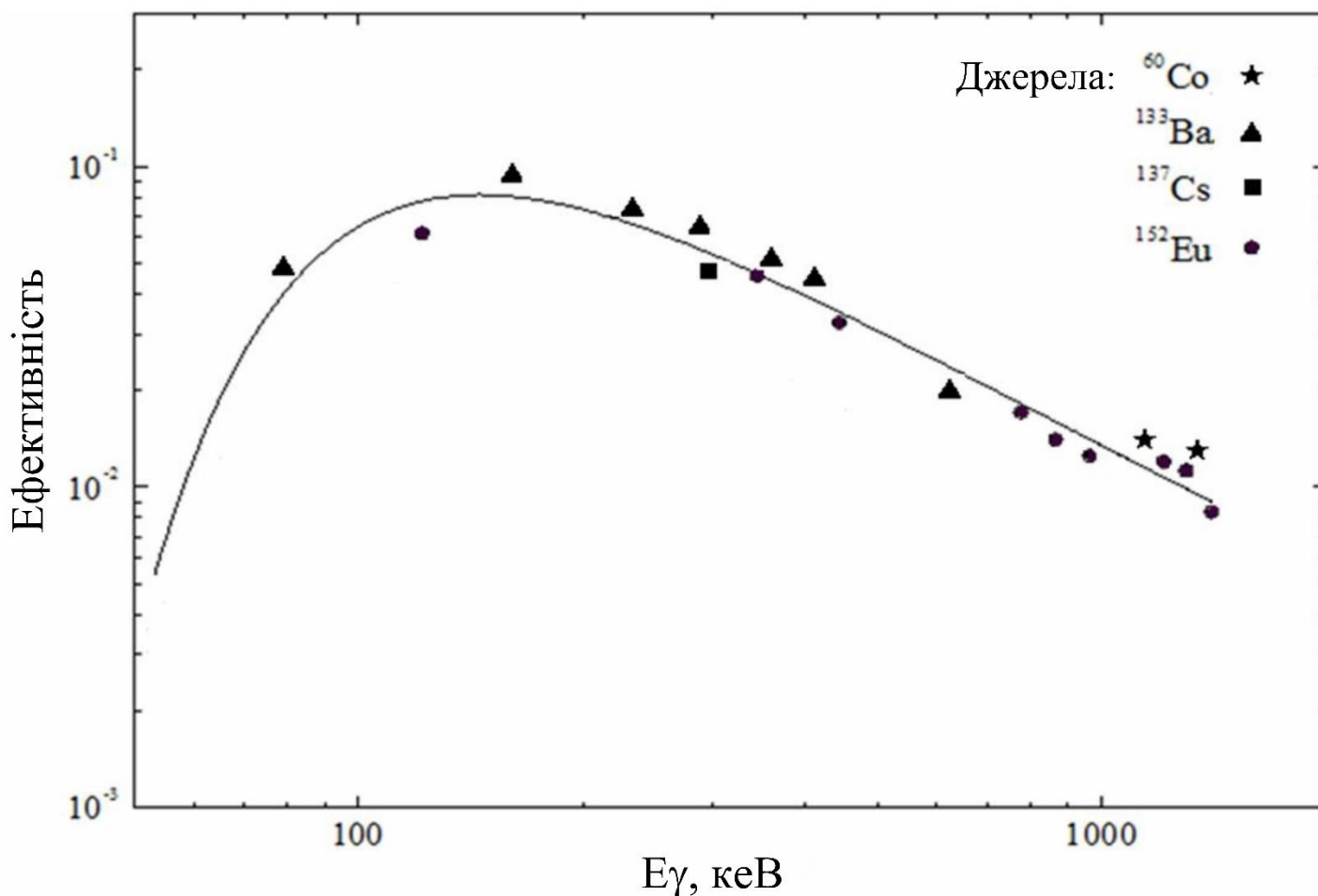


Рис. 7. Абсолютна фото-ефективність детектору в залежності від енергії γ -квантів.

Графіки апроксимовані кривою, котра описується рівнянням:

$$\ln \varepsilon = A_1 \cdot \ln \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right) + A_2 \cdot \left[\ln \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right) \right]^2 + A_3 \cdot \left[\ln \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right) \right]^3 - A_4 \cdot \left(\frac{E_\gamma}{E_0} \right)^{-g}, \quad (4)$$

де E_γ – енергія γ -лінії, $E_0=1$ кеВ, $g=2$, A_1 , A_2 , A_3 та A_4 – коефіцієнти апроксимації.

2.4. Аналіз та інтерпретація досліджуваних γ -спектрів.

Виміряні енергетичні спектри γ -квантів, що супроводжують розпад утворених в реакціях радіоактивних ядер, оброблялися програмним забезпеченням WinSpectrum [18], а після обробки були отримані дані по інтенсивностям γ -ліній при відповідних енергіях. Отримані γ -спектри із зображеними найінтенсивнішими γ -лініями представлені на рис. 8. На верхньому графіку (рис. 8а) показано спектр γ -квантів мішені ^{112}Sn , опроміненої гальмівними фотонами з $E_{\gamma \text{ макс}}=14 \text{ MeV}$, виміряний з невеликим часом “охолодження” (це час від закінчення опромінення мішені до початку вимірювання розпадного γ -спектру) $t=5 \text{ хв.}$ і часом вимірювання $t=30 \text{ хв.}$

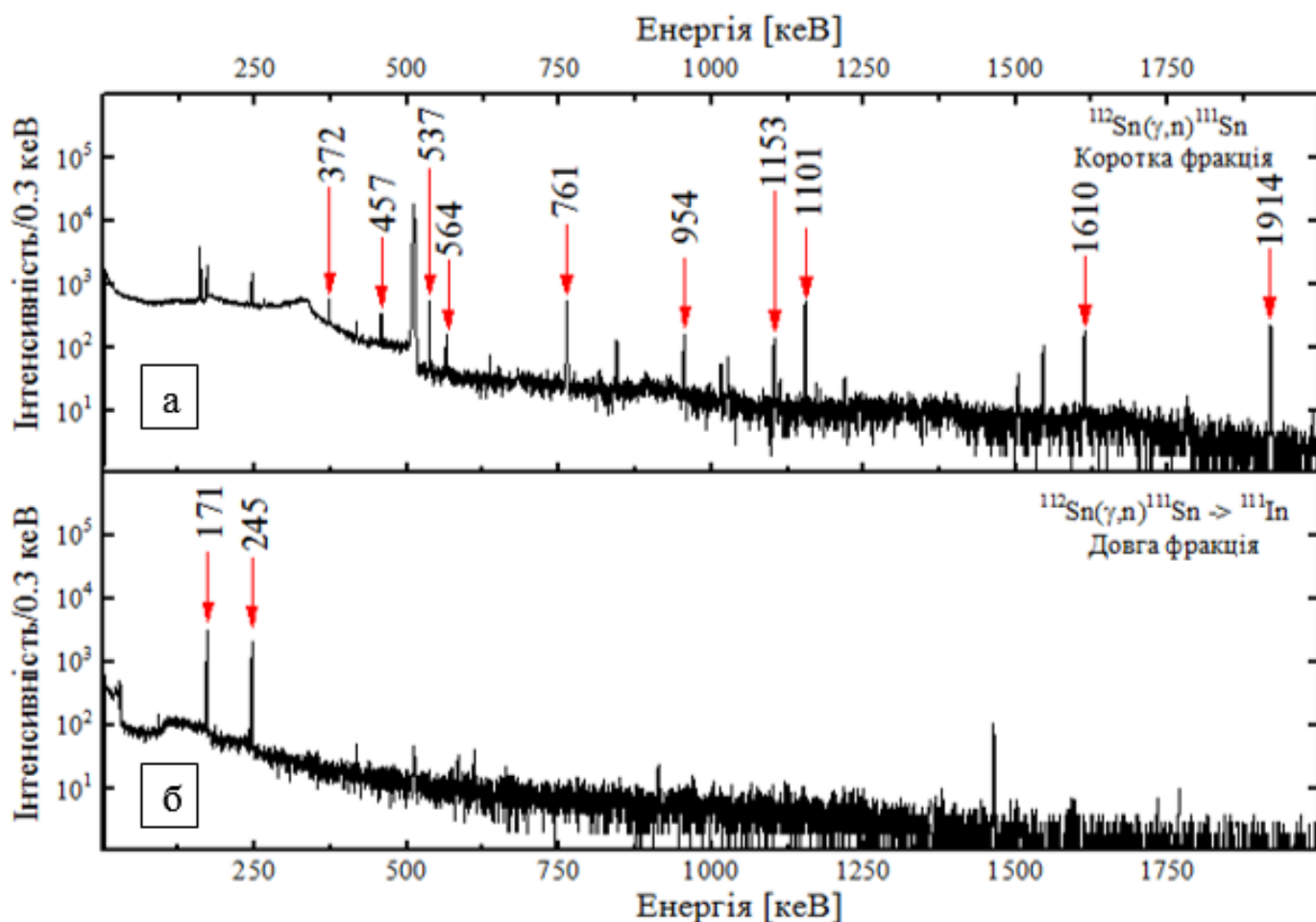


Рис. 8. Коротко- та довго-живуча фракції γ -спектру опроміненої мішені ^{112}Sn .

Червоними стрілками позначено 10 найпотужніших піків енергетичного γ -спектру розпаду продукту реакції ^{111}Sn . Числами вказано енергії γ -переходів, виражені в кілоелектронвольтах. На нижньому графіку (рис. 8б) представлена довго-живуча фракція γ -спектра з часом “охолодження” $t=24$ г. та часом вимірювання $t=6$ г. На спектрі чітко виражені два піки з енергіями 171 кеВ та 245 кеВ, обумовлені розпадом ^{111}In ($T_{1/2}=2.8$ д.) – дочірнього ядра ланцюжку $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$.

РОЗДІЛ 3. ОТРИМАНІ РЕЗУЛЬТАТИ

3.1. Традиційне рівняння активації.

Кількість ядер N , утворених в будь-якій ядерній реакції, визначається рівнянням:

$$N = n \cdot Y \cdot \phi, \quad (5)$$

де n – кількість ядер в мішені, Y – вихід реакції, ϕ – потік налітаючих частинок.

Активаційна методика передбачає вимірювання кількості утворених радіоактивних ядер після закінчення опромінення мішені. Швидкість $\frac{dN}{dt}$ утворення радіоактивних ядер-продуктів за час опромінення визначається двома процесами: утворенням ядер в результаті ядерної реакції та їх (ядер) радіоактивним розпадом.

$$\frac{dN}{dt} = n \cdot Y \cdot \phi - \lambda \cdot N, \quad (6)$$

де λ – константа радіоактивного розпаду, що пов'язана з періодом напіврозпаду $T_{1/2}$ формулою $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$. Інтегруванням цього рівняння ми знайдемо кількість ядер до моменту закінчення опромінення мішені t_1 :

$$N = \frac{n \cdot Y \cdot \phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) \quad (7)$$

Якщо опромінену мішень “охолоджувати” протягом часу t_2 після опромінення, то протягом наступного часу вимірювання t_3 кількість розпадів становитиме:

$$N = \frac{n \cdot Y \cdot \phi}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}) e^{-\lambda t_2} (1 - e^{-\lambda t_3}). \quad (8)$$

Останнє рівняння і є традиційне рівняння активації для порівняних часів опромінення, охолодження та вимірювання.

Виходячи з того, що дійсна кількість розпадів N визначається по інтенсивності будь-якого спостерігаемого γ - переходу, пов'язана з числом зареєстрованих детектором подій N_{count} співвідношенням $N = \frac{N_{count}}{\varepsilon \cdot B}$,

де ε та B – ефективність детектора для відповідної енергії γ - квантів та коефіцієнт розгалуження для цього γ - переходу відповідно, то вихід реакції може бути отриманий з рівняння:

$$Y = \frac{N_{count} \cdot \lambda}{\varepsilon \cdot B \cdot n \cdot \phi \cdot (1 - e^{-\lambda t_1}) \cdot e^{-\lambda t_2} \cdot (1 - e^{-\lambda t_3})}, \quad (9)$$

Для експериментального визначення виходів реакцій необхідні достовірні значення коефіцієнтів розгалуження γ - переходів, що супроводжують радіоактивний розпад ядра.

3.2. Рівняння активації для генетично пов'язаних радіоактивних нуклідів.

Звертаючи увагу на енергетичну схему досліджуваних реакцій (рис.4), слід звернути увагу на існування довгоживучого ізомерного стану в ядрі ^{111}In . Виходячи з існуючого, в цьому розділі ми розглянемо випадок двох послідовних радіоактивних перетворень. Даний розпад необхідно розраховувати за допомогою рівняння подвійного розпаду. У цьому випадку зміна в часі t числа N_1 батьківських ядер і числа N_2 дочірніх ядер визначається системою рівнянь:

$$\begin{cases} \frac{dN_1}{dt} = -\lambda_1 N_1 \\ \frac{dN_2}{dt} = -\lambda_2 N_2 + \lambda_1 N_1 \end{cases}, \quad (10)$$

в яких λ_1 і λ_2 - константи радіоактивного розпаду батьківського і дочірнього ядер відповідно.

Ці рівняння мають простий сенс: кількість ядер N_1 убуває за рахунок їх власного розпаду, а кількість ядер N_2 убуває за рахунок їх власного розпаду, але поповнюється за рахунок розпаду батьківських ядер. У початковий момент часу $t = 0$ нараховується N_{10} батьківських ядер і 0 дочірніх ядер:

$$\begin{cases} N_1(0) = N_{10} \\ N_2(0) = 0 \end{cases}. \quad (11)$$

З такими початковими умовами рішення системи (15) має вигляд:

$$\begin{cases} N_1 = N_{10} e^{-\lambda_1 t} \\ N_2 = \frac{N_{10} \lambda_1}{\lambda_2 - \lambda_1} (e^{-\lambda_1 t} - e^{-\lambda_2 t}) \end{cases}, \quad (12)$$

Згідно з цим повна (тобто яка вимірюється експериментально) активність $N_1 \cdot \lambda_1 + N_2 \cdot \lambda_2$ залежить від часу наступним чином:

$$N_1 \lambda_1 + N_2 \lambda_2 = \lambda_1 N_{10} \left\{ e^{-\lambda_1 t} \left(1 + \frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) - e^{-\lambda_2 t} \left(\frac{\lambda_2}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \right\}. \quad (13)$$

Експериментальні інтенсивності γ -ліній 171 кеВ та 245 кеВ (рис. 8б) розпаду ^{111}In підкоряються рівнянню активації, що враховує генетичний зв'язок радіоактивних ядер ^{111}Sn та ^{111}In :

Розв'язуючи систему рівнянь для нашого випадку ми отримаємо активаційне рівняння, що враховує генетичний зв'язок радіоактивних нуклідів:

$$\frac{N_{\gamma}}{\varepsilon \cdot B \cdot n \cdot \phi} = Y_p \cdot \frac{\lambda_p \cdot \lambda_d}{\lambda_d - \lambda_p} \left[\frac{1 - e^{-\lambda_p \cdot t_1}}{\lambda_p^2} \cdot e^{-\lambda_p \cdot t_2} \cdot (1 - e^{-\lambda_p \cdot t_3}) - \frac{1 - e^{-\lambda_d \cdot t_1}}{\lambda_d^2} \cdot e^{-\lambda_d \cdot t_2} \cdot (1 - e^{-\lambda_d \cdot t_3}) \right] + Y_d \cdot \frac{1 - e^{-\lambda_d \cdot t_1}}{\lambda_d} \cdot e^{-\lambda_d \cdot t_2} \cdot (1 - e^{-\lambda_d \cdot t_3}), \quad (14)$$

в якому λ_p та λ_d – константи розпаду батьківського (**p**arent) та дочірнього (**d**aughter) ядер ланцюжку $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111}\text{In}$, Y_p та Y_d – інтегральні виходи реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{In}$ відповідною.

З системи двох таких рівнянь для γ -ліній 171кеВ та 245кеВ, відповідаючих вимірам з різними часами “охолодження” (t_2), тобто з короткої та довгої фракції, можна отримати виходи обох реакцій.

3.3. Коефіцієнти розгалуження “миттєвих” γ -переходів ядра ^{111}Sn .

Багатократні вимірювання енергетичних спектрів розпадних γ -квантів при різних часах “охолодження” мішені та особливості схеми радіоактивного розпаду ядра ^{111}In , дали нам можливість розрахувати нові значення коефіцієнтів розгалуження для 9 самих потужних γ -переходів (рівняння (9)). Вони наведені в 4-му стовпчику таблиці 3 і відрізняються від прийнятих на сьогодні базових значень на середньозважений коефіцієнт 1.37.

$$B = \frac{N_{\gamma} \cdot \lambda}{\varepsilon \cdot n \cdot \phi \cdot Y \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_1}) \cdot e^{-\lambda \cdot t_2} \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot t_3})}, \quad (15)$$

де N_{γ} – кількість відкликів детектора відповідної γ -лінії, що супроводжує розпад ядра ^{111}Sn . ε – фотоефективність детектора для відповідної γ -лінії. n – кількість ядер в мішені. Y – вихід реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, що було розраховано з використанням системи рівняння (14).

Таблиця 3

Коефіцієнти розгалуження 9 найпотужніших γ -переходів, що супроводжують радіоактивний розпад ядра ^{111}Sn .

Енергія γ -лінії [кеВ]	Коефіцієнти розгалуження [%]		
	NUDAT	LBLN	Наші дані
372.3	0.42 ± 0.08	0.42 ± 0.02	0.31 ± 0.02
457.1	0.38 ± 0.08	0.38 ± 0.02	0.28 ± 0.02
564.3	0.30 ± 0.08	0.30 ± 0.02	0.22 ± 0.02
761.9	1.47 ± 0.01	1.48 ± 0.05	1.07 ± 0.06
954.1	0.50 ± 0.08	0.50 ± 0.02	0.37 ± 0.03
1101.1	0.63 ± 0.02	0.64 ± 0.05	0.46 ± 0.04
1152.9	2.7	2.7	1.97 ± 0.10
1610.0	1.31 ± 0.01	1.31 ± 0.05	0.96 ± 0.07
1914.7	1.98 ± 0.03	1.99 ± 0.08	1.45 ± 0.09

3.4. Коефіцієнт розгалуження для ізомерного γ -переходу з енергією 537 кеВ.

В протилежність виміряним інтенсивностям 9-ти γ - переходів розпаду ядра ^{111}Sn , наведеним в табл. 3, які підкоряються традиційному рівнянню активації (9), інтенсивність ізомерного ($T_{1/2}=7.7$ хв.) може бути описана тільки генетичним рівнянням (14), яке для визначення коефіцієнта розгалуження B_{537} цього γ - переходу перепишемо в вигляді:

$$B_{537} = \frac{N_{537} \cdot \varepsilon_x \cdot B_x}{N_x \cdot \varepsilon_{537} \cdot \left\{ \frac{\lambda_p \cdot \lambda_d}{\lambda_d - \lambda_p} \cdot \left[\frac{1}{\lambda_p} - \frac{\lambda_p}{\lambda_d^2} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda_d \cdot t_1}}{1 - e^{-\lambda_p \cdot t_1}} \cdot \frac{e^{-\lambda_d \cdot t_2}}{e^{-\lambda_p \cdot t_2}} \cdot \frac{1 - e^{-\lambda_d \cdot t_3}}{1 - e^{-\lambda_p \cdot t_3}} \right] \right\}}, \quad (16)$$

де N_{537} – кількість відкликів детектора для γ -лінії з енергією 537 кеВ. N_x , ε_x та B_x – кількість відкликів детектора, фотоефективність та коефіцієнт розгалуження для будь-якої з 9-ти вище аналізованих нами γ -ліній, що супроводжують розпад ядра ^{111}Sn , відповідно. λ_p та λ_d – константи розпаду батьківського (^{111}Sn) та дочірнього (^{111m}In) ядер ланцюжку $^{111}\text{Sn} \rightarrow ^{111m}\text{In}$. t_1, t_2 та t_3 – часи опромінення, “охолодження” та вимірювання мішені відповідно.

Значення отриманого таким чином коефіцієнта розгалуження γ -переходу 537 кеВ розпаду ^{111}Sn також відрізняється від базового [7,8] та дорівнює 0.164%. Це дає нам можливість визначити внесок в інтенсивність γ -піку 537 кеВ в самій короткій фракції вимірювання ($t_2=3.5$ хв.) від реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111m}\text{In}$, яка прямим шляхом збуджує ізомер (див. рис. 4), щоб вдатися до спроби розрахувати експериментальні значення виходу цієї реакції. Це важливо, тому що перерізи (γ, p) - реакції зазвичай багато менші за (γ, n) , і таких даних в літературі дуже мало.

3.5. Експериментальні та теоретичні виходи фотоядерних реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma,n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma,p)^{111\text{m}}\text{In}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma,p)^{111\text{g}}\text{In}$.

На рис. 9 коректно розраховані експериментальні значення виходів реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma,n)^{111}\text{Sn}$ (темні крапки), розраховані по рівнянню (14), зіставляються з даними, оціненими Варламовим[19] (світлі крапки) з попередніх експериментів, виконаних методом реєстрації нейтронів. Світлими трикутниками зображені результати, отримані з застосуванням простого рівняння активації (9) та базових значень коефіцієнтів розгалуження γ - переходів розпаду ^{111}Sn . Експериментальні значення виходів порівнюються з результатами теоретичних розрахунків в рамках статистичної моделі ядерних реакцій, виконаних комп'ютерними кодами TALYS [20] та NON-SMOKER [21].

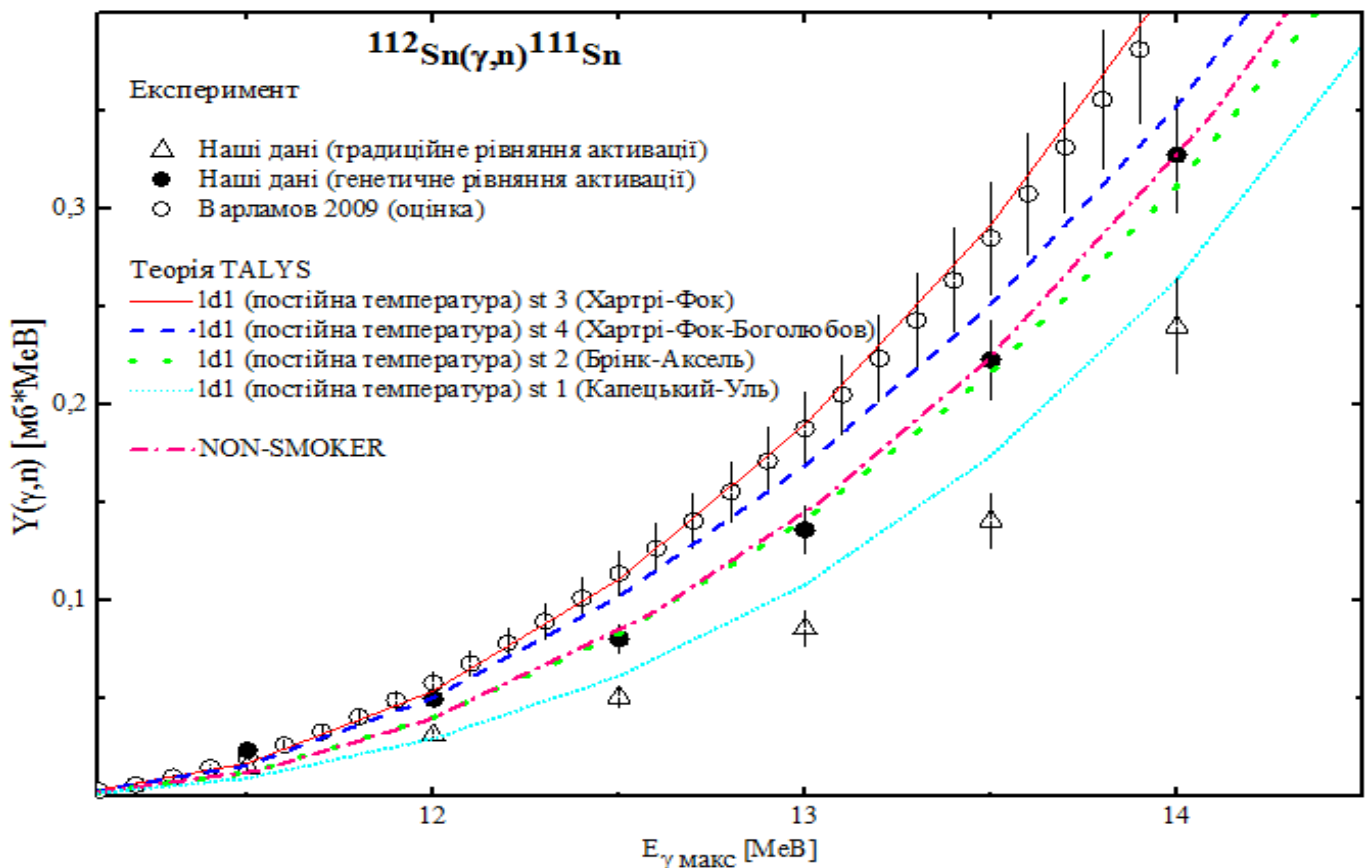


Рис. 9. Експериментальні (крапки) та теоретичні (криві) значення виходів реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma,n)^{111}\text{Sn}$, розраховані з різними наборами моделей щільності рівнів ядра (ld-level density) та радіаційної силової функції (st - radiation strong function).

Розбіжність експериментальних виходів для реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, отриманих двома описаними методами (рівняння (9) для γ -переходів розпаду ^{111}Sn та рівняння (14) для γ -переходів розпаду ^{111}In), і обумовлена помилковими значеннями коефіцієнтів розгалуження, що супроводжують радіоактивний розпад ядра ^{111}Sn , в базах даних [7,8]. Цей висновок підтверджується й значеннями кумулятивних виходів ядра ^{111}In , розрахованими по інтенсивностям γ -ліній 171 та 245 кеВ із застосуванням звичайного рівняння активації (9).

З нашими даними узгоджуються результати теоретичних розрахунків при використанні моделі постійної температури для щільності рівнів ядра [22] (ld1 на рисунку) та моделі Брінка-Акселя [23,24] для радіаційної силової функції (st2 на рисунку). Дані Варламова узгоджуються з теоретичними розрахунками в опції моделі постійної температури для щільності рівнів ядра та моделі Хартрі-Фока-Боголюбова [25] для радіаційної силової функції (ld1-st4 на рисунку).

Розбіжність наших даних та результатів, наведених Варламовим, становить (20-25) % і на наш погляд може бути обумовлена більшими експериментальними похибками при реєстрації нейтронів порівняно з нашим активаційним методом, в якому ядро-продукт реакції фіксується індивідуально згідно з його розпадними характеристиками.

На рис. 10 представлені експериментальні та теоретичні виходи реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$, що утворює ізомерний стан в ядрі ^{111}In .

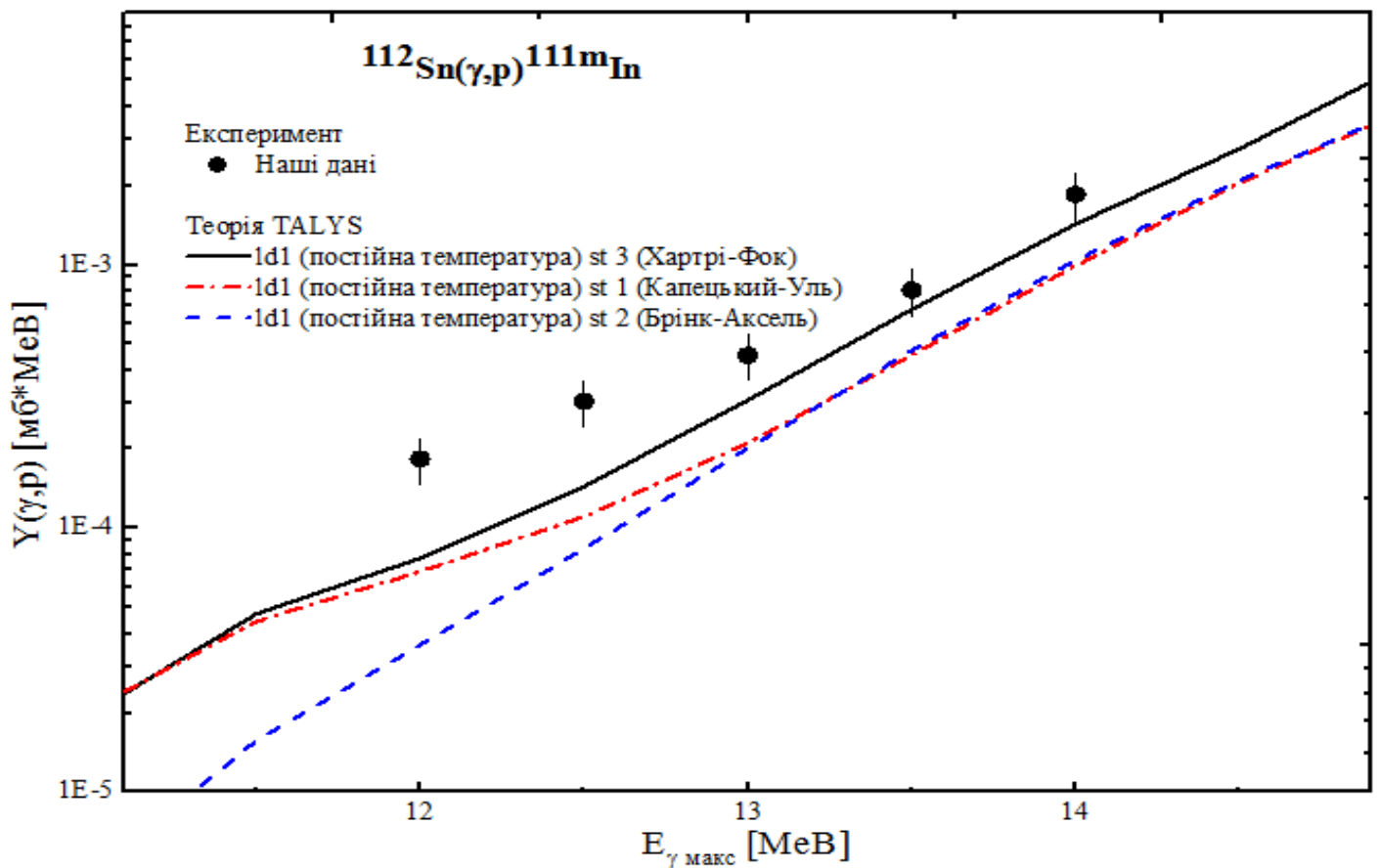


Рис. 10. Експериментальні (крапки) та теоретичні (криві) значення виходів реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma,p)^{111\text{m}}\text{In}$.

Найближчою опцією теоретичних розрахунків є модель постійної температури для щільності рівнів ядра (1d1) та модель Хартрі-Фока (st3) для радіаційної силової функції.

Подальшого узгодження теорії з експериментом можна досягти шляхом вибору відповідної моделі та варіації параметрів оптичного протон-ядерного потенціалу в вихідному каналі. На вирішення цієї проблеми спрямована моя подальша наукова діяльність.

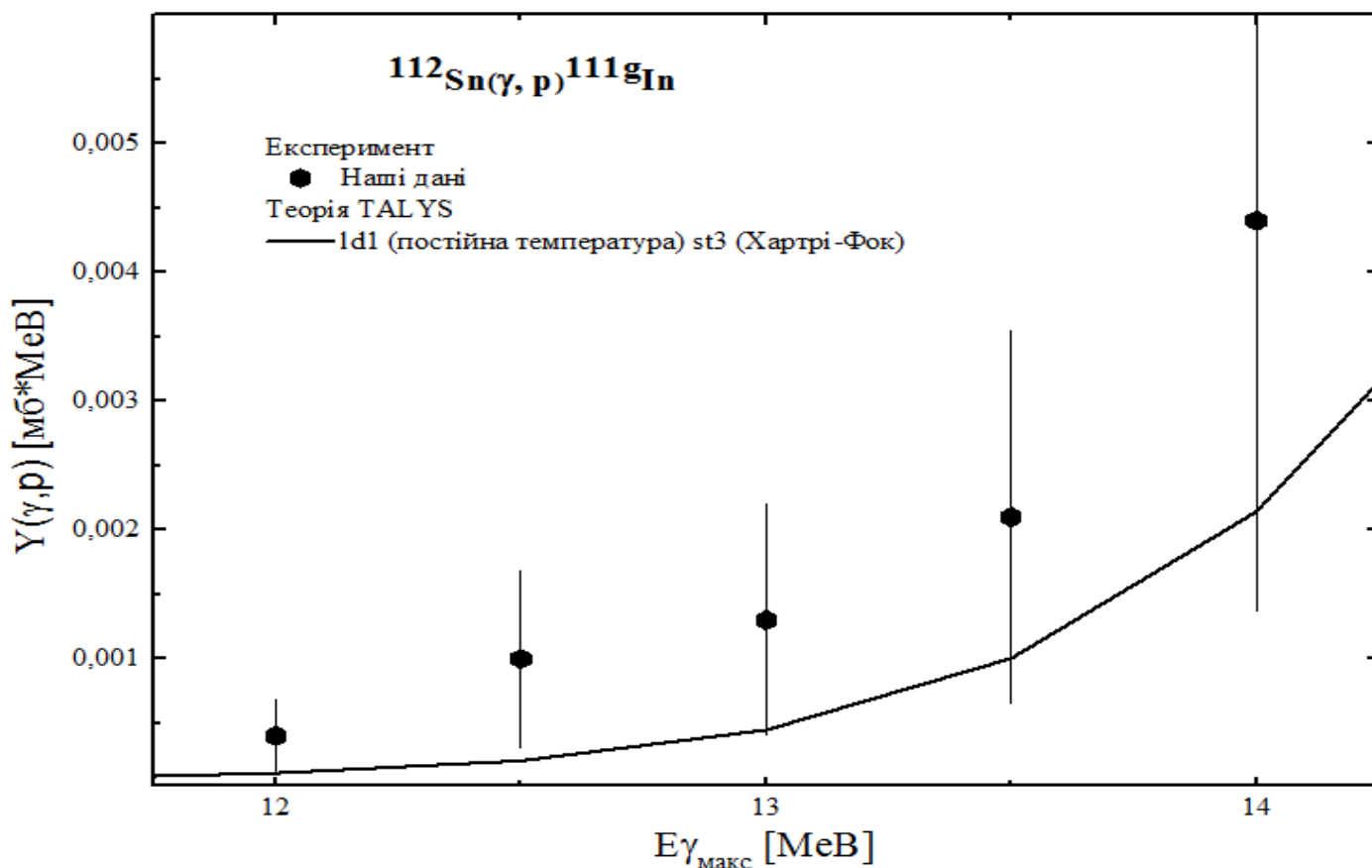


Рис. 11. Експериментальні (крапки) та теоретична (крива) значення виходів реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{gIn}$.

На рисунку 11 наведені експериментальні (темні крапки) та теоретичні (крива) виходи реакції $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{gIn}$. Експериментальні виходи в межах похибок (65%) узгоджуються з розрахунками в комбінації моделей постійної температури для щільності рівнів (ld1) та Хартрі-Фока для радіаційної силової функції (st3). Великі похибки для $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111}\text{gIn}$ реакції обумовлені дуже малими значеннями її виходів.

ВИСНОВКИ

1. В роботі вперше виміряні експериментальні значення інтегральних виходів реакцій $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$, $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{m}}\text{In}$ та $^{112}\text{Sn}(\gamma, p)^{111\text{g}}\text{In}$, активаційною методикою, які будуть використані в якості вхідних даних в комп'ютерних кодах для астрофізичного моделювання γ -сценарію утворення р-ядер в зірках та подальшого вдосконалення та параметризації статистичної теорії ядерних реакцій.

2. Визначено нові значення коефіцієнтів розгалуження γ -переходів, що супроводжують розпад радіоактивного ядра ^{111}Sn , котрі важливі для коректного розрахунку експериментальних перерізів різних реакцій, що приводять до утворення цього ядра, та для ядерно-спектроскопічних теорій.

СПИСОК ВИКОРИСТАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler and F. Hoyle. *Rev. Mod. Phys.* v.29, p. 547-650 (1957).
2. S. E. Woosley, W. M. Howard. *The Astrophysical Journal Supplement*, v. 36, p. 285–304 (1978).
3. M. Arnould, S. Goriely. *Physics Reports* 384, p. 1-84 (2003).
4. T. Rauscher. *Proceedings of Science XI_059*. (2010).
5. P. Mohr, K. Vogt, M. Babilon, J. Enders, T. Hartmann, C. Hutter, T. Rauscher, S. Volz, A. Zilges. *Phys. Lett.*, B488, p. 127-130 (2000).
6. W. Hauser and H. Feshbach. *Phys. Rev.* v. 87, p. 366-373 (1952).
7. Ядерная база данных [Электронный ресурс]. – Режим доступа : [http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/.](http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/), свободный.
8. Ядерная база данных [Электронный ресурс]. – Режим доступа : [http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/.](http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/), свободный.
9. Jean Blachot Nuclear Sheets for A = 111 / Blachot Jean // *Nuclear Data Sheets*/ C. 1334-1365 (2009).
10. V.P. Burminsky Decay 111Sn / V.P. Burminsky, O.D. Kovrigin // *Izv.Akad.Nauk SSSR, Ser. Fiz.* -45.-С. 123-133 (1981).
11. J.Rivier / J.Rivier, R.Moret. // *Comp.Rend.* -268B. –С. 349 (1969).
12. J.Rivier / J.Rivier, R.Moret. // *C.R. Acad.Sci.* – B 272. –С. 1022 (1971).
13. V.R. Burmistrov Investigation of the Excited States of 109In, 111In, 115In, and 117In by the Anticoincidence Method / V.R. Burmistrov, V.A. Shilin. // *Izv.Akad.Nauk SSSR, Ser.Fiz.* – 36. – С. 2499-2508 (1973).
14. L. I. Schiff. *Phys. Rev.* v. 83, p. 252-253 (1951).
15. K. Y. Hara, H. Harada, F. Kitatani, S. Goko, S. Hohara, T. Kaihori, A. Makinaga, H. Utsunomiya, H. Toyokawa, K. Yamada. *Jour. of Nuclear Science and Technology* 44, p. 938-945 (2007).

16. F. Kitatani, H. Harada, S. Goko, H. Utsunomiya, H. Akimune, H. Toyokawa, and K. Yamada. *Jour. of Nuclear Science and Technology*. 48, p.1017-1024. (2011).
17. O. Itoh, H. Utsunomiya. Photoneutron cross sections for Au revisited: measurements with laser Compton scattering gamma-rays and data reduction by a least-squares method // *Jour. of Nuclear Science and Technology*, Vol.48, Issue.5, p.834 – (2011).
18. Вишневский И. Н., Желтоножский В. А., Зелинский А. Г. и др. Збірник наукових праць Інституту ядерних досліджень. Київ, С. 60 (1999).
19. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, В. А. Четверткова. *Известия Российской Академии Наук, Сер. Физ.* 74, с. 875 (2009).
20. A.J. Koning, S. Hilaire and M.C. Duijvestijn, “TALYS-1.0”, p. 211 (2008).
21. T. Rauscher, F. K. Thielmann, *ADNDT* 80, 1 (2004).
22. A. Gilbert and A.G.W. Cameron. A composite nuclear-level density formula with shell corrections. *Canadian Journal of Physics*, 43(8):1446–1496, 1965.
23. D.M. Brink. Ph.D. Thesis, (1955).
24. P. Axel. Electric dipole ground-state transition width strength function and 7-MeV photon interactions. *Physical Review*, 126(2):671, (1962).
25. S. Goriely, S. Hilaire, and A.J. Koning. Improved microscopic nuclear level densities within the Hartree-Fock-Bogoliubov plus combinatorial method. *Physical Review C*, 78, (2008).