Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України

> Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису

КЛАВДІЄНКО ВОЛОДИМИР РУСЛАНОВИЧ

УДК: 539.165

ДИСЕРТАЦІЯ ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД ЯДРА ¹⁰⁶Cd

Спеціальність 104 – Фізика та астрономія Галузь знань 10 – Природничі науки

Подається на здобуття наукового ступеня доктора філософії

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

____Клавдієнко В. Р.

Науковий керівник: ДАНЕВИЧ Федір Анатолійович, доктор фізикоматематичних наук, професор.

АНОТАЦІЯ

Клавдієнко В. Р. Подвійний бета-розпад ядра ¹⁶⁰Cd. - Кваліфікаційна наукова праця на правах рукопису.

Дисертація на здобуття наукового ступеня доктора філософії за спеціальністю 104 – фізика та астрономія - Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, 2023.

Дисертаційна робота присвячена пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd, розробці експериментальних методів дослідження даного розпаду та дослідженню схеми розпаду ядра ⁵⁰V.

У роботі коротко описано основні аспекти подвійного бета-розпаду: теорія, моделі опису процесу в рамках Стандартної моделі елементарних частинок і взаємодій та за її межами, експериментальні методи дослідження та вимоги до експериментів. Подано результати найбільш чутливих експериментів з пошуку подвійного бета-розпаду атомних ядер, та оцінки чутливості проектів, що знаходяться на етапі розробки або спорудження.

Описано експериментальну установку з пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd з використанням кристалу вольфрамату кадмію ¹⁰⁶CdWO₄, збагаченого досліджуваним ізотопом до 66%. Дані набирались у збігах (антизбігах) з двома детекторами CdWO₄ великого об'єму у близькій геометрії із збагаченим кристалом. Експериментальна установка була вдосконалена, що дозволило покращити її спектрометричні та часові характеристики.

Визначено стабільність роботи детекторів, шляхом аналізу положення краю β-спектру нукліду ^{113m}Cd, який є у кристалі ¹⁰⁶CdWO₄. Енергетична та часова роздільна здатність визначена для всіх детекторів до та після модифікації установки, яка полягала у заміні фотоелектронних помножувачів та світловодів. Для детектора ¹⁰⁶CdWO₄ енергетична роздільна здатність була визначена як ПШПВ = $6.85 \times \sqrt{E_{\gamma}}$, де ПШПВ - повна ширина на половині висоти і E_{γ} енергія гамма-кванту у кеВ. Після модифікації установки енергетична здатність покращилась приблизно в 1.5 рази і становить ПШПВ = $4.56 \times \sqrt{E_{\gamma}}$. Для додаткових детекторів енергетична роздільна здатність також покращилась зі значення ПШПВ $\approx 3.1 \times \sqrt{E_{\gamma}}$ до ПШПВ $\approx 2.8 \times \sqrt{E_{\gamma}}$. Часова роздільна здатність була оцінена на рівні ~ 15 нс.

Проведено порівняння експериментальних даних, отриманих під час калібрувальних вимірювань з джерелами гамма-випромінювання, та Монте-Карло моделями. Результати порівняння показали гарний збіг і дозволили визначити енергетичні пороги детекторної системи. Реалізовано метод оптимального фільтра, що дозволило відокремити події від $\beta(\gamma)$ - та α -частинок за формою сцинтиляційного сигналу. Це дало можливість понизити фон у ~1.6 рази в області 800–1300 кеВ, де очікуються α -події ²³²Th і ²³⁸U та їх дочірніх нуклідів.

Забрудненість сцинтиляційних кристалів радіонуклідом ²²⁸Th була визначена за допомогою часово-амплітудного аналізу як 0.0174(14) мБк/кг для ¹⁰⁶CdWO₄ та 0.012(2) мБк/кг для CdWO₄. Оцінено забрудненість кристалів CdWO₄ *α*-активними дочірніми елементами ²³²Th (²³²Th \rightarrow ²²⁸Ra i ²²⁸Th \rightarrow ... \rightarrow ²⁰⁸Pb) i ²³⁸U (²³⁸U \rightarrow ²³⁴Th; ²³⁴U \rightarrow ²³⁰Th; ²³⁰Th \rightarrow ²²⁶Ra; ²²⁶Ra \rightarrow ... \rightarrow ²¹⁰Pb; ²¹⁰Pb \rightarrow ... \rightarrow ²⁰⁶Pb) за допомогою аналізу сумарного *α*-спектру, набраного даними детекторами. Побудовано модель фону на основі комбінованої апроксимації $\beta(\gamma)$ -спектрів, набраних різними детекторами у різних умовах відбору. Визначено радіоактивну забрудненість основних компонентів детекторної установки.

Встановлено нові обмеження на періоди напіврозпаду для різних каналів і мод подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd на рівні $T_{1/2} \sim 10^{20} - 10^{22}$ років. Покращено обмеження періоду напіврозпаду відносно 2vEC β^+ -розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd як $T_{1/2}^{2\nu EC\beta^+} > 2.1 \times 10^{21}$ років. Було встановлено нове обмеження для резонансного безнейтринного подвійного електронного поглинання на збуджений рівень 2718 кеВ ¹⁰⁶Pd, як $T_{1/2}^{0\nu 2K} > 2.9 \times 10^{21}$ років. Експериментальна чутливість для даного розпаду знаходиться в межах теоретичних прогнозів, які знаходяться в діапазоні $T_{1/2} \sim 10^{22}$ років. Після

вдосконалення установки була оцінена експериментальна чутливість до 0v2EC-, 2vEC β^+ -, 0v2 β^+ - та 0vEC β^+ -розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd в різних умовах відбору: $T_{1/2}^{0v2EC} > 8.9 \times 10^{20}$ років, $T_{1/2}^{2vEC} > 1.5 \times 10^{21}$ років, $T_{1/2}^{0v2} > 8.4 \times 10^{21}$ років та $T_{1/2}^{0vEC} > 1.1 \times 10^{22}$ років.

Також у роботі було досліджено схему розпаду ядра ⁵⁰V. Даний нуклід може розпадатись по каналах електронного поглинання на збуджений рівень 1553.8 кеВ ядра ⁵⁰Ті та β^{-} -розпаду на збуджений рівень 783.3 кеВ ядра ⁵⁰Сг. Обидва розпади є чотирьохкратно забороненими неунікальними β-розпадами, аналіз яких може дозволити визначити ефективне значення аксіально-векторної константи слабкої взаємодії g_A. Дана константа відіграє важливу роль у оцінці ймовірності подвійних β-розпадів. Гамма-спектрометрія зразка ванадію масою 955 г з природним вмістом ванадію виконувалась за допомогою двох напівпровідникових германієвих детекторів з надчистого германію (HPGe). Було проаналізовано спектр, набраний детекторами, визначено найбільш інтенсивні гамма-піки, встановлено радіоактивну забрудненість зразка ванадію. Період напіврозпаду ядра 50 V відносно процесу ЕС на 2⁺ рівень 1553.8 кеВ 50 Ti визначений як $T_{1/2}^{\text{EC}} = [2.774^{+0.20}_{-0.19}] \times 10^{17}$ років. Через присутність у спектрі інтенсивного піку 788.7 кеВ, наявність якого викликана забрудненістю зразка ¹³⁸La, не вдалося ідентифікувати пік 783.3 кеВ від β^- -розпаду ⁵⁰V на 2⁺ збуджений рівень ядра ⁵⁰Cr. Було встановлено обмеження $T_{1/2}^{\beta-} \ge 8.9 \times 10^{18}$ років з 90% довірчою ймовірністю. Також сформульовано рекомендації для майбутніх експериментів, які могли б виявити β^{-} -розпад ⁵⁰V.

Ключові слова: ¹⁰⁶Cd, подвійний бета-розпад, 2EC, EC β^+ , 2 β^+ , низькофоновий експеримент, сцинтиляційний детектор, ⁵⁰V, g_A, бета-розпад, HPGe детектор.

ABSTRACT

Klavdiienko V. R. Double-beta decay of ¹⁰⁶Cd. - Qualifying scientific work on the rights of manuscript.

The thesis for obtaining the scientific degree of Doctor of Philosophy by specialization 104 - physics and astronomy - Institute for Nuclear Research, The National Academy of Science of Ukraine, Kyiv, 2023.

The dissertation is devoted to the search for the double beta decay of 106 Cd nucleus, the development of experimental methods for studying this decay, and the study of the decay scheme of 50 V nucleus.

The work provides a brief overview of the main aspects of double beta decay, including the theory, models for describing the process within the Standard Model of particle physics and its extensions, experimental research methods, and requirements for experiments. The results of the most sensitive experiments on the search for double beta decay of atomic nuclei are presented, along with assessments of the sensitivity of projects under development or construction.

The experimental setup for the search for double beta decay of ¹⁰⁶Cd nucleus using a cadmium tungstate crystal enriched in nuclide to 66% is described. Data were collected in coincidences (anti-coincidences) with two large-volume CdWO₄ detectors in close geometry to the enriched crystal. The experimental setup was improved to enhance its spectroscopic and time characteristics.

The stability of detector performance was determined by analyzing the edge position of the β -spectrum of the ^{113m}Cd nuclide present in the ¹⁰⁶CdWO₄ crystal. Energy and time resolutions were determined for all detectors before and after the modification of the setup, which involved the replacement of photomultiplier tubes and light guides. For the ¹⁰⁶CdWO₄ detector, the energy resolution was determined as FWHM = $6.85 \times \sqrt{E_{\gamma}}$, where FWHM is the full width at half maximum, and E_{γ} is the gamma-ray energy in keV. After the modification of the setup, the energy resolution improved by approximately 1.5 times, resulting in FWHM = $4.56 \times \sqrt{E_{\gamma}}$. The energy

resolution for additional detectors also improved from FWHM $\approx 3.1 \times \sqrt{E_{\gamma}}$ to FWHM $\approx 2.8 \times \sqrt{E_{\gamma}}$. The time resolution was estimated as approximately 15 ns.

Experimental data obtained during calibration measurements with gamma radiation sources and Monte Carlo models were compared. The results of the comparison showed a good agreement and allowed to determine the energy thresholds of the detector system. The pulce shape discrimination method was implemented, which made it possible to separate events from $\beta(\gamma)$ - and α -particles based on the shape of the scintillation signal. This reduced the background by approximately 1.6 times in the 800-1300 keV range, where α -events of 232 Th, 238 U, and their daughter nuclides are expected.

The contamination of scintillation crystals with the radionuclide ²²⁸Th was determined using time-amplitude analysis to be 0.0174(14) mBq/kg for ¹⁰⁶CdWO₄ and 0.012(2) mBq/kg for CdWO₄. The contamination of CdWO₄ crystals with α -active daughter elements of ²³²Th (²³²Th \rightarrow ²²⁸Ra and ²²⁸Th \rightarrow ... \rightarrow ²⁰⁸Pb) and ²³⁸U (²³⁸U \rightarrow ²³⁴Th; ²³⁴U \rightarrow ²³⁰Th; ²³⁰Th \rightarrow ²²⁶Ra; ²²⁶Ra \rightarrow ... \rightarrow ²¹⁰Pb; ²¹⁰Pb \rightarrow ... \rightarrow ²⁰⁶Pb) was estimated through the analysis of the total α -spectrum collected by the detectors. A background model was constructed based on the combined approximation of $\beta(\gamma)$ spectra collected by different detectors under various selection conditions. The radioactive contamination of the main components of the detector system was determined.

New improved half-life limits were set on the different channels and modes of the ¹⁰⁶Cd double beta decay at level of $T_{1/2} \sim 10^{20} - 10^{22}$ yr. The half-life limit $2\nu EC\beta^+$ decay of ¹⁰⁶Cd to the ground state of ¹⁰⁶Pd was improved as $T_{1/2}^{2\nu EC\beta^+} > 2.1 \times$ 10^{21} yr. New half-life limit to the resonant neutrinoless double-electron capture to the 2718 keV excited state of ¹⁰⁶Pd was set as $T_{1/2}^{0\nu 2K} > 2.9 \times 10^{21}$ yr. The experimental sensitivity for this decay is within the theoretical predictions, which are in the range of $T_{1/2} \sim 10^{22}$ years. After improvement of the setup, the experimental sensitivity in different selection conditions to $0\nu 2EC$ -, $2\nu EC\beta^+$, $0\nu 2\beta^+$ and $0\nu EC\beta^+$ decays of ¹⁰⁶Cd to the ground state of ¹⁰⁶Pd was evaluated: $T_{1/2}^{0\nu 2EC} > 8.9 \times 10^{20}$ yr, $T_{1/2}^{2\nu EC\beta+} > 1.5 \times 10^{21}$ yr, $T_{1/2}^{0\nu 2\beta+} > 8.4 \times 10^{21}$ yr and $T_{1/2}^{0\nu EC\beta+} > 1.1 \times 10^{22}$ yr.

Additionally, the decay scheme of ⁵⁰V was investigated in the work. The transitions of this nuclide can undergo through electron capture (EC) decay channel to the 1553.8 keB excited levels of ⁵⁰Ti and β^- decay to the 783.3 keV excited levels of ⁵⁰Cr. Both the decay channels are fourfold forbidden nonunique, the analysis of which can allow determining the effective value of the axial-vector coupling constant g_A . This constant plays a prominent role in estimation of double β -decays probability. Gamma spectrometry of a 955 g natural isotopic abundance vanadium sample was performed with the help of two ultralow-background high purity germanium detectors (HPGe). The spectrum collected by the detectors was analyzed, the most intense gamma peaks were determined, and the radioactive contamination of the vanadium sample was established. The half-life of ⁵⁰V relative to the EC to the 2+ 1553.8 keV exited level of ⁵⁰Ti is measured as $T_{1/2}^{\text{EC}} = [2.774_{-0.19}^{+0.20}] \times 10^{17}$ yr. Due to the presence of an intense 788.7 keV peak in the spectrum, caused by sample contamination of the ¹³⁸La, it was not possible to identify the 783.3 keV peak from the β^- decay of ⁵⁰V to the 2+ excited level of the ⁵⁰Cr. A lower limit was established as $T_{1/2}^{\beta-} \ge 8.9 \times 10^{18}$ yr with 90% confidence level. Recommendations for future experiments that could detect the β^- decay of 50V were also formulated.

Keywords: ¹⁰⁶Cd, double beta decay, 2EC, $EC\beta^+$, $2\beta^+$, low background experiment, scintillation detector, ⁵⁰V, g_A, beta decay, HPGe detector.

СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА

Статті, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

F.A.Danevich, M.Hult, D.V.Kasperovych, V.R.Klavdiienko, G.Lutter, G.Marissens, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak. "Decay scheme of ⁵⁰V". Phys. Rev. C 102(2020)024319, p. 8. <u>https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.024319</u> (Scimago: Q1).

2. P.Belli, R.Bernabei, V.B.Brudanin, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, A.Incicchitti, D.V.Kasperovych, **V.R.Klavdiienko**, V.V.Kobychev, V.Merlo, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak, M.M.Zarytskyy. "Search for double beta decay of ¹⁰⁶Cd with an enriched ¹⁰⁶CdWO₄ crystal scintillator in coincidence with CdWO₄ scintillation counters". Universe 6(2020)182, p. 15. https://doi.org/10.3390/universe6100182 (Scimago: Q2).

3. P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, F. A. Danevich, A. Inchicchitti, D. V. Kasperovych, **V. R. Klavdiienko**, V. V. Kobychev, A. Leoncini, V. Merlo, O. G. Polischuk, V. I. Tretyak. "Low-background experiment to search for double beta decay of ¹⁰⁶Cd using ¹⁰⁶CdWO₄ scintillator". Nucl. Phys. At. Energy 24 (2023) p. 193. <u>https://doi.org/10.15407/jnpae2023.03.193</u> (Scimago: Q4).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

1. **V.R.Klavdiienko**, P.Belli, R.Bernabei, V.Caracciolo, R.Cerulli, V.Merlo, V.B.Brudanin, F.Cappella, A.Incicchitti, F.A.Danevich, D.V.Kasperovych, V.V.Kobychev, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak, M.M.Zarytskyy. "Search for double-beta decay of ¹⁰⁶Cd". Int. J. Mod. Phys. E 30 (2021) 2141003, 12 p.

2. **В.Р.Клавдієнко**, Ф.А.Даневич, В.В.Кобичев, В.І.Третяк, Д.В.Касперович, Г.Люттер, О.Г.Поліщук. "Дослідження схеми розпаду ядра ⁵⁰V у підземній лабораторії HADES (Бельгія)". Тези 26-ї щорічної наук. конф. ІЯД НАНУ, 8-12.04.2019, Київ – ІЯД (2019), с. 55.

3. **В.Р.Клавдієнко**, Ф.А.Даневич, В.В.Кобичев, В.І.Третяк, Д.В.Касперович, Г.Люттер, О.Г.Поліщук, М.Хюльт. "Дослідження схеми розпаду ядра ванадію-50 методами гамма-спектрометрії зі зразком радіоактивно чистого ванадію".

Abstracts of 5th Int. Conf. "High Purity Materials: Production, Application, Properties", 10-13.09.2019, Kharkiv, Ukraine – Kharkiv (2019), p. 75.

4. **В.Р.Клавдієнко**, П.Беллі, Р.Бернабей, В.Б.Бруданін, Ф.А.Даневич, А.Інчікітті, М.М.Зарицький, Ф.Капелла, В.Карачіоло, Д.В.Касперович, В.В.Кобичев, О.Г.Поліщук, В.І.Третяк, Р.Черуллі. "Пошук подвійного бетарозпаду ¹⁰⁶Cd за допомогою збагаченого сцинтилятора ¹⁰⁶CdWO₄". Тези 27-ї щорічної наук. конф. ІЯД НАНУ, 21-25.09.2020, Київ – ІЯД (2020), с. 78.

5. **В.Р.Клавдієнко**, П.Беллі, Р.Бернабей, В.Б.Бруданін, Ф.А.Даневич, А.Інчіккітті, М.М.Зарицький, Ф.Каппелла, В.Карачіоло, Д.В.Касперович, В.В.Кобичев, О.Г.Поліщук, В.І.Третяк, Р.Черуллі. "Пошук подвійного бетарозпаду ядра ¹⁰⁶Cd із використанням збагаченого сцинтилятора ¹⁰⁶CdWO₄". Тези міжн. школи-семінару для мол. вчених "Функціональні матеріали для технічних та біомедичних застосувань", Коропово, Україна, 7-10.09.2020, с. 36-37.

 В.Р.Клавдієнко, П.Беллі, Р.Бернабей, Ф.А.Даневич, А.Інчікітті, Ф.Капелла, В.Карачіоло, Д.В.Касперович, В.В.Кобичев, А.Леончіні, В.Мерло, О.Г.Поліщук, В.І.Третяк, Р.Черуллі. "Дослідження подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd з використанням кристалу ¹⁰⁶CdWO₄". Тези міжн. конф. мол. учених та аспірантів IEФ'2021, Ужгород, 26-28.05.2021 – Ужгород (2021) с. 168-169.

 В.Р.Клавдієнко, П.Беллі, Р.Бернабей, Ф.А.Даневич, А.Інчікітті, Ф.Капелла, В.Карачіоло, Д.В.Касперович, В.В.Кобичев, А.Леончіні, В.Мерло, О.Г.Поліщук, В.І.Третяк, Р.Черуллі. "Нові результати експерименту з пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd із сцинтилятором ¹⁰⁶CdWO₄". Тези 28-ї щорічної наук. конф. ІЯД НАНУ, 27.09-1.10.2021, Київ – ІЯД (2021), с. 70.

8. **В. Р. Клавдієнко**, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, А. Інчікітті, Ф. Каппелла, В. Караччіоло, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, А. Леончіні, В. Мерло, О. Г. Поліщук, В. І. Третяк, Р. Черуллі. "Низькофоновий експеримент з пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd із використанням сцинтилятора ¹⁰⁶CdWO₄". Тези 29-ї щорічної наук. конф. ІЯД НАНУ, 26.09-30.09.2022, Київ – ІЯД (2022), с. 59.

9. **V.R.Klavdiienko**, F.A.Danevich, M.Hult, D.V.Kasperovych, G.Lutter, G.Marissens, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak. "Investigation of the decay scheme of ⁵⁰V". Proc. of student poster session of 8th Int. Pontecorvo Neutrino Phys. School, 1-10.09.2019, Sinaia, Romania – JINR, Dubna (2020) p. 94-98.

10. **V.R.Klavdiienko**, P.Belli, R.Bernabei, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, A.Incicchitti, D.V.Kasperovych, V.V Kobychev, A.Leoncini, V.Merlo, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak. "New results of the experiment to search for double beta decay of ¹⁰⁶Cd with the help of enriched ¹⁰⁶CdWO₄ scintillator". Abstracts of Workshop for Young Scientists "Functional Materials for Technical and Biomedical Applications" (ISMA'2021), 6-10.09.2021, Kharkiv, Ukraine – Kharkiv (2021) p. 42.

3MICT

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ14	4
ВСТУП 10	6
РОЗДІЛ 1. ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД2′	7
1.1. ВСТУП2	7
1.2. ТЕОРІЯ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ 30	0
1.2.1. Теоретичні моделі для опису подвійного бета-розпаду 30	0
1.2.2. Оцінки періоду напіврозпаду подвійного бета-розпаду	2
1.3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОДВІЙНОГО	
БЕТА-РОЗПАДУ	4
1.3.1. Вимоги до експерименту 34	4
1.3.2. Експерименти з пошуку 2β-розпаду 30	б
1.4. ВИСНОВКИ	4
РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОДВІЙНОГО)
БЕТА-РОЗПАДУ ЯДРА ¹⁰⁶ Cd З ВИКОРИСТАННЯМ ЗБАГАЧЕНОГО)
КРИСТАЛУ ¹⁰⁶ CdWO ₄	5
2.1. ВСТУП	5
2.2. ЕКСПЕРИМЕНТ З ПОШУКУ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ЯДРА	
106 Cd З ВИКОРИСТАННЯМ ЗБАГАЧЕНОГО КРИСТАЛУ 106 CdWO $_4$ У	
ЗБІГАХ (АНТИЗБІГАХ) З ДВОМА СЦИНТИЛЯТОРАМИ ВОЛЬФРАМАТУ	
КАДМІЮ ВЕЛИКОГО ОБ'ЄМУ 40	б
2.2.1. Експериментальна установка	6
2.2.2. Вдосконалення експериментальної установки 49	9
2.3. МЕТОДИ ОБРОБКИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ 5	1
2.3.1. Система збору даних 5	1

2.3.2. Калібрування та енергетична роздільна здатність	52
2.3.3. Стабільність детекторної системи.	54
2.3.4. Часова роздільна здатність	57
2.3.5. Порівняння Монте-Карло моделей та експериментальних даних,	
отриманих з ү-джерелами	59
2.3.6. Аналіз форми імпульсу	62
2.3.7. Часово-амплітудний аналіз дочірніх елементів ²²⁸ Th	64
2.3.8. Аналіз α-спектрів, виміряних детекторами CdWO ₄	66
2.3.9. Побудова моделі фону.	67
2.3.9. Зниження фону і модель радіоактивної забрудненості деталей	
установки	70
2.4. ВИСНОВКИ	71
РОЗДІЛ З. ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД ЯДРА ¹⁰⁶ Сd	73
3.1. ВСТУП	73
3.2. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ З ВИКОРИСТАННЯМ	
ЗБАГАЧЕНОГО КРИСТАЛУ 106 CdWO ₄ У ЗБІГАХ (АНТИЗБІГАХ) З	
ДВОМА СЦИНТИЛЯТОРАМИ ВОЛЬФРАМАТУ КАДМІЮ ВЕЛИКОГО	
ОБ'ЄМУ	75
3.3. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ 2β-РОЗПАДУ ¹⁰⁶ Сd ПІСЛЯ	0.1
ВДОСКОНАЛЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГ УСТАНОВКИ	81
3.3.1. Зниження фону і модель забрудненості деталей установки	81
3.3.2. Чутливість експерименту до 2ЕС-, ЕС β^+ - і 2 β^+ -процесів у ¹⁰⁶ Cd	86
3.4. ВИСНОВКИ	90
РОЗДІЛ 4. СХЕМА РОЗПАДУ ЯДРА ⁵⁰ V	91
4.1. ВСТУП	91
4.2. ЕКСПЕРИМЕНТ	92

4.3. РЕЗУЛЬТАТИ
4.3.1. Радіоактивна забрудненість зразка ванадію
4.3.2. Електронне поглинання ядра 50 V на 2^+ збуджений рівень 1553.8 кеВ
ядра ⁵⁰ Ті
4.3.3. Обмеження на β^- -розпад ядра 50 V на 2^+ збуджений рівень 783.3 кеВ
ядра ⁵⁰ Cr104
4.4. МОЖЛИВОСТІ ПІДВИЩЕННЯ ЧУТЛИВОСТІ ЕКСПЕРИМЕНТУ 107
4.5. ВИСНОВКИ 109
ВИСНОВКИ 111
ПОДЯКИ
СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ 114
ДОДАТКИ
ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ
ДИСЕРТАЦІЇ
ДОДАТОК Б. ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ

β-розпад – тип ядерного розпаду при якому ядро атома випромінює β-частинку (позитрон чи електрон) та нейтрино (антинейтрино), а також змінює свій заряд на одиницю.

2β-розпад – тип ядерного розпаду, під час якого заряд ядра змінюється на дві одиниці, та випромінюються дві β-частинки.

2v2β-розпад - узагальнене позначення двонейтринної моди подвійного бетарозпаду (з випромінюванням двох нейтрино або двох антинейтрино)

0v2β-розпад - узагальнене позначення безнейтринної моди подвійного бетарозпаду, під час якого випромінювання нейтрино (антинейтрино) не відбувається.

2 β **-розпад** – тип ядерного розпаду, під час якого заряд ядра збільшується на 2 одиниці з випромінюванням двох електронів. В залежності від випромінювання антинейтрино існує $2\nu 2\beta^-$ (двонейтринна) та $0\nu 2\beta^-$ (безнейтринна) мода розпаду.

 $2\beta^+$ -розпад – тип ядерного розпаду, під час якого заряд ядра зменшується на 2 одиниці з випромінюванням двох позитронів. В залежності від випромінювання нейтрино існує $2\nu 2\beta^+$ (двонейтринна) та $0\nu 2\beta^+$ (безнейтринна) мода розпаду.

2EC-розпад – тип ядерного розпаду, під час якого заряд ядра зменшується на 2 одиниці з поглинанням двох електронів. В залежності від випромінювання нейтрино існує 2v2EC (двонейтринна) та 0v2EC (безнейтринна) мода розпаду.

ЕС β^+ -розпад – тип ядерного розпаду, під час якого заряд ядра зменшується на 2 одиниці з одночасним поглинанням електрона та вильотом позитрона. В залежності від випромінювання нейтрино існує $2\nu EC\beta^+$ (двонейтринна) та $0\nu EC\beta^+$ (безнейтринна) мода розпаду.

2К-розпад – подвійне поглинання двох електронів з К-оболонки ядра.

КL₁-розпад – подвійне електронне поглинання з К- і L₁-оболонок ядра.

КL₃-розпад – подвійне електронне поглинання з К- і L₃-оболонок ядра.

Res. – резонансний перехід.

g.s. – основний стан дочірнього ядра.

 η_{sel} – ефективність відбору.

 η_{det} – ефективність реєстрації.

 $Q_{2\beta}$ – енергія, що виділяється під час 2 β -розпаду.

СМ – Стандартна модель елементарних частинок і взаємодій.

 $T_{1/2}$ – період напіврозпаду.

ПШПВ (повна ширина на половині висоти) – повна ширина між двома точками які знаходяться на половині висоти розподілу. Одиниця оцінки енергетичної роздільної здатності детектора. У випадку розподілу Гауса, ПШПВ = $2\sqrt{2ln(2)} \cdot \sigma$, де σ - стандартне відхилення.

е – електрон.

 e^+ – позитрон

 ν_e – електронне нейтрино.

 $\bar{\nu}_e$ – електронне антинейтрино.

Z – заряд ядра.

А – атомне число ядра.

(A, Z) – умовне позначення ядра з атомним номером A і зарядом Z.

CdWO₄ – вольфрамат кадмію.

¹⁰⁶ $CdWO_4$ – вольфрамат кадмію, збагачений ізотопом ¹⁰⁶Cd.

НРGe – напівпровідниковий детектор з германію високої частоти.

ЯМЕ – ядерний матричний елемент.

SI (shape indicator) – індикатор форми сцинтиляційного сигналу.

ФЕП – фотоелектронний помножувач (пристрій для перетворення сцинтиляційного спалаху у електричний сигнал)

*g*_A – аксіально-векторна константа слабкої взаємодії.

у.о. – умовна одиниця.

к.с.в. - кількість ступенів вільності.

ВСТУП

Обґрунтування вибору теми дослідження. Визначення властивостей нейтрино є однією із ключових проблем сучасних досліджень фізики елементарних частинок, яке може пролити світло на відкриті питання у Стандартній моделі елементарних частинок і взаємодій (СМ). У рамках СМ відомо про три аромати нейтрино: електронне, мюонне та тау-лептонне. Наявність ненульової маси даної частинки доведена завдяки відкриттю явища осциляцій нейтрино - перетворення нейтрино одного аромату на нейтрино інших ароматів [1]. Даний ефект був відкритий колаборацією Super-Kamiokande [2] і неоднократно підтверджений іншими експериментами [3, 4, 5, 6, 7, 8, 9]. Однак всі сімейства нейтрино в СМ є безмасовими, що свідчить про недосконалість теорії. Також результати експериментів з пошуку нейтринних осциляцій, не дають відповіді на питання, які ж величини мас та ієрархія масових станів даної елементарної частинки? Вимірюючи осциляції потоків нейтрино від різних джерел, визначають лише значення різниці квадратів масових станів. Також явище осциляцій піднімає питання механізму утворення маси нейтрино та природи даної частинки.

Існує два можливих варіанти. Перший - нейтрино може бути частинкою Дірака подібно до заряджених лептонів та кварків. Другий варіант запропонував у 1937 році Етторе Майорана, який знайшов рівняння еволюції для нейтрального ферміона із спіном ½ [10]. Його робота грунтувалась на експериментальному спостереженні Джеймсом Чадвіком у 1932 році вільного нейтрона. Однак Майорана також висунув припущення, що його рівняння може бути застосоване до гіпотетичної нейтральної частинки, яку ввів Вольфганг Паулі, для пояснення безперервного спектру електронів при бета-розпаді (βрозпаді) ядер. Саме Фермі потім назвав цю частинку «нейтрино».

Майоранівська природа нейтрино означала б, що дана частинка є своєю власною античастинкою (нейтральний сінглет). Першим на можливість описати масивні нейтрино теорією Майорани вказав Джуліо Рака [11]. Це призводить до фізичних передбачень, що суттєво відрізняються від тих, що виходять з теорії Дірака, а отже можуть відкрити шлях до нової фізики. Якщо виявиться, що нейтрино є частинкою Майорани, це буде мати величезний вплив на наше розуміння природи. Зокрема, частинки Майорани можуть порушувати закон збереження лептонного числа, що допоможе зрозуміти наявну у Всесвіті асиметрію матерії і антиматерії.

У 1935 році Марією Гепперт-Маєр було розглянуто новий ядерний процес - подвійний бета-розпад (2β-розпад) [12]. Згодом В. Х. Фьоррі показав, що якщо нейтрино має майоранівську природу, то цей процес може відбуватися без випромінювання нейтрино, так званий безнейтринний подвійний бетарозпад (0v2β-розпад) [13]. Отже, дослідження 2β-розпаду атомних ядер є потужним інструментом який може відповісти на питання природи нейтрино, виміряти значення має та визначити схему масових станів нейтрино. Дозволена в СМ двонейтринна мода даного процесу (2v2β) достовірно зареєстрована лише у 12 нуклідів з періодом напіврозпаду $T_{1/2} \sim 10^{18} \cdot 10^{24}$ років. Тому 2v2β-розпад є найбільш рідкісним спостереженим ядерним процесом. Вимірювання 2v2βрозпаду дають змогу уточнювати теоретичні розрахунки ядерних матричних елементів, що є актуальною задачею фізики атомного ядра. Варто зауважити, що майже всі відкриті 2v2β-розпади були з вильотом електронів (2v2β[°]) і тільки для нукліду ¹²⁴Хе було спостережена мода подвійного електронного поглинання (2v2ЕС).

¹⁰⁶Сd є одним з найбільш перспективних нуклідів для пошуку "подвійних бетаплюс розпадів": подвійного електронного поглинання (2EC), електронного поглинання з вильотом позитрону (EC^{β+}) та подвійного позитронного розпаду ($2\beta^+$). Також наявні сприятливі теоретичні передбачення для періоду напіврозпаду резонансного 0v2EC-розпаду на збуджений рівень 2718 кеВ ¹⁰⁶Рd роблять даний нуклід цікавим для дослідження. Крім цього, цей ізотоп має відносно високу розповсюдженість (1.245(22) %) та енергію 2βрозпаду $Q_{2\beta}(^{106}\text{Cd}) = 2775.39(10)$ кеВ. Ця енергія перевищує енергію інтенсивних у-квантів 2614.5 кеВ від розпаду ²⁰⁸ Tl, які прийнято вважати краєм природної гамма-радіоактивності, що дозволяє досягати суттєво більшої

експериментальної чутливості для пошуку 2 β -розпадів, ніж для нуклідів з $Q_{2\beta}$ < 2615 кеВ. Можливість збагачення ізотопів кадмію в газових центрифугах та наявність технологій глибокого очищення для побудови детекторів що містять кадмій (зокрема, вольфрамату кадмію), є іще одним аргументом на користь даного дослідження. Разом з тим, можливі розпади ¹⁰⁶Cd на збуджені рівні дочірнього ядра ¹⁰⁶Pd, а також наявність *у*-квантів 511 кеВ (які утворюються при анігіляції позитрона) дозволяють робити відбір подій, які можна пов'язати зі спостереженням шуканого ефекту.

Важливою задачею теорії є розрахунки вірогідності подвійного бетарозпаду. Лептонні та адронні струми, що виникають при β-розпаді, можна виразити як суміші векторних та аксіально-векторних внесків, яким відповідають константи зв'язку g_V та g_A відповідно [14, 15, 16, 17]. Однак всередині ядерної речовини на значення g_A впливає багато нуклонних кореляцій, що призводить до ефективного значення g_A у розрахунках ядерної моделі $g_A^{free} = q \cdot g_A^{free}$, де q - коефіцієнт перенормування, $g_A^{free} = 1.2723(23)$ значення аксіально-векторної контанти вільного нуклона, виміряне в бетарозпаді нейтрона [18].

Ядерна структура відіграє важливу роль і може значно впливати на швидкість розпаду. Для узагальнення ядерних ефектів було створено модель ядерних матричних елементів (ЯМЕ), що містять інформацію про початковий і кінцевий стани ядра та дію на них оператора переходу. Теоретичні розрахунки $0v2\beta$ - та $2v2\beta$ -розпадів показують, що на значення ЯМЕ впливає невизначеність значення аксіально-векторної константи слабкої взаємодії g_A . При прогнозуванні періодів напіврозпаду $0v2\beta$ -розпадів ефективне значення g_A має вирішальне значення, оскільки періоди напіврозпаду пропорційні g_A у четвертій степені [19, 20].

Ефективне значення g_A може бути отримано з різних експериментальних і теоретичних аналізів, одним з яких є дослідження періоду напіврозпаду багатократно заборонених неунікальних β-розпадів [21]. Існуючих експериментальних даних стосовно даного переходу недостатньо для точної

оцінки g_A, тому необхідні додаткові вимірювання. Саме тому важливою частиною даної роботи є дослідження чотирикратно заборонених неунікальних розпадів ($\Delta J^{\Delta \pi} = 4^+$) ядра ⁵⁰V, а саме електронного поглинання на збуджений рівень 1553.8 кеВ ядра ⁵⁰Ti та β-розпаду з вильотом електрона на збуджений рівень 783.3 кеВ ядра ⁵⁰Cr.

Мета і завдання дослідження відповідно до предмета та об'єкта дослідження. Метою даного дослідження є пошук різних мод і каналів 2 β -розпаду ядра ¹⁰⁶Cd, β -розпаду з вильотом електрона ядра ⁵⁰V та прецизійне вимірювання значення періоду напіврозпаду ⁵⁰V по каналу електронного поглинання.

Для досягнення мети дослідження були поставлені наступні завдання:

1. Розробити методи обробки даних отриманих за допомогою низькофонової установки, що складається з сцинтиляційного детектора ¹⁰⁶CdWO₄, збагаченого до 66% ізотопом ¹⁰⁶Cd, та двох детекторів CdWO₄ великого об'єму, що знаходяться у близькій геометрії до збагаченого детектора. спектроскопічні Визначити часові та характеристики низькофонової детекторної установки. Порівняти експериментальні спектри з Монте-Карло моделями. Провести аналіз форми сцинтиляційних сигналів та стабільність роботи детекторної установки. Побудувати моделі фону та визначити радіоактивну забрудненість компонент низькофонової установки. Провести вдосконалення експериментальної низькофонової установки.

2. Встановити нові обмеження на період напіврозпаду для різних каналів і мод 2β-розпаду ¹⁰⁶Cd. Оцінити експериментальну чутливість після покращення низькофонової установки.

3. Дослідити схему розпаду чотирикратно забороненого неунікального β- 50 V за допомогою спектрів, розпаду ядра набраних за допомогою низькофонової детекторної установки, що складається 3 двох напівпровідникових детекторів з германію високої частоти.

Об'єкт дослідження – атомні ядра 106 Cd та 50 V.

Предмет дослідження – подвійний бета-розпад ядра ¹⁰⁶Cd та схема розпаду ядра ⁵⁰V.

Методи дослідження. У роботі використовувався метод низькофонової гамма- та бета-спектрометрії з використанням сцинтиляційних детекторів вольфрамату кадмію у експерименті з пошуку 2 β -розпаду ¹⁰⁶Cd та низькофонова гамма-спектрометрія за допомогою напівпровідникових германієвих детекторів у експерименті з пошуку β -розпаду ⁵⁰V. Використання цих методів дозволило побудувати енергетичні спектри подій від іонізуючого випромінювання, яке було зареєстровано в процесі калібрувальних вимірювань та набору експериментальних даних.

Застосовувався метод сцинтиляційної спектрометрії у експерименті з пошуку 2β -розпаду ¹⁰⁶Cd з використанням сцинтиляційного детектора ¹⁰⁶CdWO₄, збагаченого до 66% ізотопом ¹⁰⁶Cd. Детектор був оточений двома кристалами CdWO₄, що дозволило відбирати події у ¹⁰⁶CdWO₄ у (анти)збігах з подіями у допоміжних лічильниках. Даний метод дозволив знизити фон від радіоактивної забрудненості детекторної системи, а також побудувати експериментальні спектри для подальшого їх аналізу.

Калібрувальні вимірювання за допомогою джерел γ -випромінювання ²²Na, ⁶⁰Co, ¹³³Ba, ¹³⁷Cs та ²²⁸Th з добре відомими енергіями γ -квантів дозволили визначити енергетичну шкалу детекторів у експерименті з пошуку 2 β -розпаду ¹⁰⁶Cd, їх роздільну здатність, а також стабільність детекторної системи впродовж набору даних. У експерименті з пошуку β -розпаду ⁵⁰V калібрування виконувалось методом апроксимації найбільш інтенсивних γ -піків у спектрі фону функцією Гауса та поліномом для опису неперервного розподілу.

Визначення зсуву енергетичної шкали детектора ¹⁰⁶CdWO₄ виконувалось, використовуючи аналіз краю бета-спектру від розпаду ^{113m}Cd, що присутній у даному детекторі. Даний метод дозволив побудувати так звану функцію деградації підсилення фотоелектронного помножувача, яка використовувалась для компенсації зсуву енергетичної шкали.

Аналіз даних у експерименті з пошуку 2 β -розпаду ¹⁰⁶Cd, набраних за допомогою калібрувального джерела γ -випромінювання ²²Na у збігах з γ -квантом 511 кеB, що утворюються під час анігіляції позитрона, який випромінюється у β -розпаді ²²Na, дозволив встановити часову роздільну здатність детекторної установки.

Метод оптимального фільтра був застосований для аналізу форми імпульсів у калібрувальних і фонових даних. Для кожної події було пораховано її числову характеристику – індикатор форми, а також її залежність від енергії. Застосування даного методу дозволило відділити β(γ)- та α-події у експериментальних спектрах, оскільки форма сцинтиляційного імпульсу від βчастинок (γ-квантів) відрізняється від форми сигналу від α-частинок.

Реалізовано часово-амплітудний аналіз подій від дочірніх елементів ²²⁸Th, присутніх у кристалах вольфрамату кадмію. Даний метод дозволив досить точно визначити забрудненість детектора ¹⁰⁶CdWO₄ та допоміжних лічильників CdWO₄ радіонуклідом ²²⁸Th.

Апроксимація альфа-спектру, набраного детекторами CdWO₄, функціями Гауса та залишковим $\beta(\gamma)$ -розподілом дозволило визначити забрудненість даних детекторів дочірніми альфа-активними нуклідами ²³⁸U (²³⁸U \rightarrow ²³⁴Th; ²³⁴U \rightarrow ²³⁰Th; ²³⁰Th \rightarrow ²²⁶Ra; ²²⁶Ra \rightarrow ²¹⁰Pb; ²¹⁰Pb \rightarrow ²⁰⁶Pb) та ²³²Th (²³²Th \rightarrow ²²⁸Ra i ²²⁸Th \rightarrow ²⁰⁸Pb), рівновага яких порушена через фізичні або хімічні процеси при виробництві кристалів.

Побудовані методом Монте-Карло моделі відгуків детекторної системи від розпадів дочірніх елементів ²³⁸U, ²³²Th та інших радіонуклідів в матеріалах експериментальної установки та моделі різних каналів і мод 2 β -розпаду ¹⁰⁶Cd дали змогу визначити ефективність реєстрації ефекту. Отримані моделі використовувались у комбінованій апроксимації енергетичних спектрів, набраних різними детекторами при різних умовах відбору. Це дозволило побудувати модель фону та описати радіоактивну забрудненість компонентів детекторної системи у експерименті з пошуку 2 β -розпаду ¹⁰⁶Cd, а також визначити кількість зареєстрованих подій шуканого ефекту. Також метод

Монте-Карло моделювання було застосовано для визначення ефективності реєстрації HPGe-детекторами γ-квантів різної енергії. Побудова Монте-Карло моделей джерел γ-випромінювання та їх порівняння з калібрувальними даними дозволили уточнити енергетичні пороги детекторної системи та перевірити коректність роботи режиму збігів.

аналізу Метод даних 3 низькою статистикою, запропонований Фельдманом і Коузінсом, дозволив встановити експериментальну чутливість та дати обмеження на період напіврозпаду ядра ¹⁰⁶Cd по рідним модам і каналам 2 β -розпаду, а також границю періоду напіврозпаду β -розпаду ядра ⁵⁰V на 2⁺ збуджений рівень 783.3 кеВ ядра ⁵⁰Сг. Також використання даного методу дало можливість визначити верхні межі забрудненості матеріалів експериментальних установок.

Аналіз даних виконувався за допомогою пакету ROOT (розробленого у ЦЕРНі) та програмного забезпечення для набору і попередньої обробки розробленого лабораторії Гран-Сассо експериментальних даних, y Національного інституту ядерної фізики (INFN, Італія), що були неодноразово перевірені у ході багатьох експериментів. У аналізі спектрів та розрахунках періодів напіврозпаду використовувались загальноприйняті статистичні методи. Метод найменших квадратів застосований у апроксимації спектрів моделями фону, визначенні калібрувальних прямих, енергетичних та часових роздільних здатностей, а також залежності індикатора форми імпульсу від енергії для $\beta(\gamma)$ - та α -події. Монте-Карло моделі були отримані за допомогою програмного пакету EGSnrc, що широко використовується у фундаментальних та прикладних дослідженнях у ядерній фізиці і фізиці елементарних частинок.

Наукова новизна отриманих результатів.

1. Встановлено нові обмеження на період напіврозпаду 2 β -розпаду ядра ¹⁰⁶Cd по різним каналам і модам розпаду на рівні $T_{1/2} > 10^{20} - 10^{22}$ років, зокрема встановлено нове обмеження на період напіврозпаду ¹⁰⁶Cd відносно $2\nu EC\beta^+$ -розпаду $T_{1/2} > 2.1 \times 10^{21}$ років, що наближається до теоретичних оцінок вірогідності процесу. Отримано нове обмеження на період напіврозпаду

¹⁰⁶Cd відносно резонансного 0v2EC-розпаду на збуджений рівень 2718 кеВ ядра 106 Pd: $T_{1/2} > 2.9 \times 10^{21}$ років.

2. Вдосконалено низькофонову експериментальну установку для пошуку 2β-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd з використанням сцинтилятора ¹⁰⁶CdWO₄, збагаченого ¹⁰⁶Cd до 66%, та двох кристалів великого об'єму CdWO₄, ізотопом розташованих у близькій геометрії до збагаченого кристалу. Розроблені методи аналізу низькофонових вимірювань даних та визначено ключові характеристики детекторної установки, отримано експериментальні енергетичні спектри, набрані різними детекторами у різних умовах відбору, та побудовано моделі цих спектрів на основі розрахунків методом Монте-Карло, оцінено радіоактивну забрудненість деталей експериментальної установки.

3. Визначено період напіврозпаду ⁵⁰V відносно каналу електронного поглинання на 2⁺ збуджений рівень 1553.8 кеВ ⁵⁰Ti $T_{1/2} = 2.77^{+0.20}_{-0.19} \times 10^{17}$ років та встановлено обмеження на період напіврозпаду ⁵⁰V відносно каналу β⁻ розпаду на 2⁺ збуджений рівень 783.3 кеВ ⁵⁰Cr як $T_{1/2} > 8.9 \times 10^{18}$ років.

Особистий внесок здобувача. Дисертант брав безпосередню участь у вдосконаленні. збиранні, налаштуванні та підготовці ДО вимірювань низькофонової сцинтиляційної установки з пошуку 2β-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd, що знаходиться у підземної лабораторії Гран-Сассо (Італія). Автором було проведено калібрування енергетичних шкал детекторів, визначення часової та енергетичної роздільних здатностей та вимірювання спектрів фону набраних стабільності детекторною установкою, визначення роботи детекторів, порівняння експериментальних даних з Монте-Карло моделями. Також виконав аналіз експериментальних даних, а саме: часово-амплітудний аналіз, залежність форми сцинтиляційних сигналів від енергії для γ(β)- та α-частинок, побудова моделі фону та визначення забрудненості матеріалів експериментальної установки. Розділено події від γ(β)- та α-частинок у кристалах вольфрамату кадмію, оцінено радіоактивну забрудненість кристалів ізотопом ²²⁸Th та загальну внутрішню активність α-радіоактивних ізотопів у кристалах. Вперше у кристалі ¹⁰⁶CdWO₄ виявлено забрудненість лютецієм (нуклід ¹⁷⁶Lu). Отримав

обмеження на різні моди та канали подвійних бета-процесів у ядрі ¹⁰⁶Cd та виконав оцінки експериментальної чутливості до різних каналів і мод 2 β -розпаду ¹⁰⁶Cd вдосконаленої установки. Брав участь у підготовці статей про подвійний бета-розпад ¹⁰⁶Cd, практично самостійно підготував статтю про розробку експериментальних методів пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd.

Автор дисертації виконав обробку експериментальних даних, отриманих за допомогою двох напівпровідникових германієвих детекторів в експерименті з метою дослідження схеми розпаду ядра ⁵⁰V. Визначив найбільш інтенсивні γ піки, оцінив радіоактивну забрудненість зразка ванадію, визначив періоди напіврозпаду ядра ⁵⁰V по каналу електронного поглинання та оцінив границю періоду напіврозпаду по каналу β -розпаду на 2⁺ збуджений рівень 783.3 кеВ ⁵⁰Cr. Автор прийняв участь у написанні тексту статті про схему розпаду ядра ⁵⁰V.

Практичне отриманих результатів. Вдосконалена значення низькофонова сцинтиляційна установка, яка використовувалась в експерименті з пошуку 2β-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd, має чутливість до радіоактивної забрудненості сцинтиляторів (радіонуклідами рядів ²³²Th, ²³⁵U, ²³⁸U та їх дочірніх), яка перевищує чутливість низькофонових напівпровідникових детекторів із надчистого германію аналогічного об'єму. Дана чутливість була досягнута завдяки високої ефективності реєстрації, застосування аналізу форми сцинтиляційних сигналів та часово-амплітудного аналізу подій. Після завершення експерименту з пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd, дана установка може бути використана для проведення експериментів з пошуку різних рідкісних ядерних розпадів.

Отримані обмеження на значення періоду напіврозпаду ядра ¹⁰⁶Cd можуть бути використані для розрахунків ядерних матричних елементів для двонейтринного подвійного бета-розпаду.

Подані рекомендації щодо експериментальної чутливості до β⁻-розпаду ⁵⁰V можуть бути використані у майбутніх експериментах з пошуку даного розпаду.

Апробація матеріалів дисертації. Результати, представлені у дисертації, доповідалися автором на наступних наукових конференціях та школахсемінарах:

1. 26-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 8-12.04.2019, Київ, Україна.

2. 8th International Pontecorvo Neutrino Physics School, 1-10.09.2019, Sinaia, Romania.

3. 5th International Conference "High Purity Materials: Production, Application, Properties", 10-13.09.2019, Kharkiv, Ukraine.

4. Міжнародна школа-семінар для молодих вчених "Функціональні матеріали для технічних та біомедичних застосувань", 7-10.09.2020, Коропово, Україна.

5. 27-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 21-25.09.2020, Київ, Україна.

9th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2020), 4.09 2.10.2020, Crete, Greece (Extended internet-only session).

 Міжнародна конференція молодих учених та аспірантів ІЕФ 2021, 26-28.05.2021, Ужгород, Україна.

8. Workshop for Young Scientists "Functional Materials for Technical and Biomedical Applications", 6-10.09.2021, Kharkiv, Ukraine.

 28-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 27.09-1.10.2021, Київ, Україна.

 29-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 26.09-30.09.2022, Київ, Україна.

 30-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 25.09-29.09.2023, Київ, Україна.

Структура та обсяг дисертації. Дисертаційне дослідження складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел із 197 найменувань. 40 рисунків, 14 таблиць. Загальний обсяг дисертації становить 134 сторінок, з яких основного тексту 97 сторінок)

Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами, грантами. Дисертаційне дослідження виконувалося в рамках кількох держбюджетних тем, науково-дослідних робіт за додатковими цільовими темами та робіт по міжнародним угодам, співвиконавцем яких був автор:

1. Науково-технічна робота «Дослідження властивостей елементарних частинок і пошуки ефектів за межами Стандартної моделі елементарних частинок методами низькофонової ядерної спектрометрії» (Державний реєстраційний номер 0122U002390). Місце виконання: Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України.

2. Науково-технічна робота «Подвійний бета-розпад атомних ядер» (Державний реєстраційний номер: 0120U104845). Місце виконання: Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України.

3. Науково-технічна робота «Дослідження подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd» (Державний реєстраційний номер 0120U002152). Місце виконання: Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України.

4. Науково-технічна робота «Дослідження подвійного бета-розпаду ядер ¹⁰⁶Cd і ¹¹⁶Cd за допомогою сцинтиляторів із збагачених ізотопів» (Державний реєстраційний номер 0123U103151). Місце виконання: Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України.

РОЗДІЛ 1. ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД

1.1. ВСТУП

Спостереження осциляцій нейтрино (перетворення нейтрино одного аромату на нейтрино інших ароматів) вказує на ненульову масу даної елементарної частинки [2, 22]. Цей факт вимагає розширення Стандартної моделі частинок і взаємодії (СМ), у якій нейтрино є безмасовим. Однак із результатів осциляційних експериментів неможливо визначити ні абсолютну масу нейтрино, ні ієрархію масових станів. Одним з перспективних методів для визначення абсолютної маси нейтрино та ієрархії мас, природу нейтрино (частинка Дірака чи Майорана), а також для перевірки закону збереження лептонного числа є дослідження безнейтринної моди (0v) подвійного бетарозпаду (2 β) атомних ядер – процесу одночасного випромінювання двох електронів (β^-) чи позитронів (β^+) зі зміною заряду ядра на дві одиниці [23, 24, 25]:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z \pm 2), \tag{1.1}$$

де А - атомне число, Z - заряд ядра.

 2β -розпад був теоретично передбачений видатною фізикинею М. Гепперт-Маєр у 1935 р. [12]. Вона звернула увагу на існування нестабільних ядер, для яких енергетично неможливо розпастись по каналу β-розпаду на сусідній важчий ізотоп, заряд якого відрізняється на одиницю. Однак розпад на легше ядро, заряд якого відрізняється на дві одиниці, є енергетично дозволеним. У природі існує 69 радіонуклідів у яких можливий даний процес. Якщо β-розпад відбувається з вильотом пари електрон-антинейтрино або позитрон-нейтрино (або з елетронним поглинанням та вильотом нейтрино), то під час 2β-розпаду відбувається одночасне випромінювання двох таких пар. Також М. Гепперт-Маєр було теоретично оцінені періоди напіврозпаду даного процесу $T_{1/2}>10^{17}$ років. Варто зауважити, що 2β-розпад можливий і для ядер, у яких β-розпад є енергетично дозволеним. Але оскільки 2β-розпад є процесом другого порядку малості по константі слабкої взаємодії, експериментально

можливе спостереження цього процесу тільки тоді, коли β-розпад кінематично заборонений або дуже сильно подавлений.

Вже майже дев'яносто років після теоретичного обґрунтування М. Гепперт-Маєр експериментатори продовжують досліджувати 2β-розпад, різні методики: використовуючи геохімічну, радіохімічну та прямі вимірювання за допомогою детекторів. Вперше шляхом експерименту з безпосереднього вимірювання 2β-розпад був відкритий лише у 1987 році для ядра ⁸²Se з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 1.1^{+0.8}_{-0.3} \times 10^{20}$ років [26]. На сьогоднішній день даний процес екпериментально зареєстрований для дванадцяти нуклідів з періодом напіврозпаду у інтервалі $T_{1/2} = 10^{18} - 10^{24}$ років, що робить його найрідкіснішим радіоактивним розпадом у природі. Всі зареєстровані розпади були з випромінюванням двох нейтрино (антинейтрино), так звана двонейтринна мода (2ν2β). Дана мода дозволена у СМ та підпорядковується закону збереження лептонного числа. У СМ нейтрино має діраковську природу.

Однак ще у 1937 Е. Майорана створив відмінну від діраковської теорію еволюції нейтрального ферміона з напівцілим спіном, яку можна застосувати для опису нейтрино. Майоранівська природа нейтрино говорить про те, що частинка і античастинка є тотожними. Ця модель не суперечить висновкам теорії β -розпаду та існуючим експериментальним результатам, однак відкриває можливість існування нової моди 2 β -розпаду, так званого *безнейтринного* подвійного бета-розпаду (0v2 β). 0v2 β -розпад порушує закон збереження лептонного числа і, будучи процесом за межами СМ, є гарним методом її перевірки [27, 28, 29]. На відміну від двонейтринної моди розпаду, яка не конкретизує природу нейтрино (діраковська чи майоранівська), 0v2 β -розпад можливий лише якщо нейтрино є частинкою Майорани, а отже відкриває шлях до дослідження нового типу матерії (майоранівських ферміонів). Більш того, дана мода розпаду дає можливість визначити абсолютну шкалу мас нейтрино, ієрархію масових станів, внесків правих струмів у слабку взаємодію та може пролити світло на проблему баріонної асиметрії всесвіту [30, 31]. Однак

численні експерименти з пошуку безнейтринної моди 2 β -розпаду не змогли зареєструвати ефект і дають лише обмеження на період напіврозпаду на рівні $T_{1/2} > 10^{24} - 10^{26}$ років. Найбільш жорстке обмеження для 0v2 β -розпаду $T_{1/2} > 2.3 \times 10^{26}$ років було встановлено для ядра ¹³⁶Хе. Діаграми Фейнмана для 0v2 β - та 2v2 β -розпаду зображені на Рис. 1.1.



Рис. 1.1. Діаграми Фейнмана для двонейтринної моди (а) та безнейтринної моди (б) подвійного бета-розпаду.

Як у без нейтринній, так і у двонейтринній моді 2β-розпад може проходити по чотирьом різним каналам розпаду (нижче вони показани для 2νмоди, але можуть бути розглянуті і для 0ν-моди):

• 2β⁻-розпад – з випромінюванням двох електронів

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^{-} + 2\bar{\nu}_{e} + Q_{2\beta};$$
 (1.2)

2β⁺-розпад – з випромінюванням двох позитронів

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2e^{+} + 2\nu_{e} + Q_{2\beta};$$
 (1.2)

• ECβ⁺-розпад – з випромінюванням позитрона та поглинанням електрона

$$(A, Z) + e^{-} \rightarrow (A, Z - 2) + e^{+} + 2\nu_e + Q_{2\beta};$$
 (1.3)

• 2ЕС-розпад – з поглинанням двох електронів

$$(\mathbf{A}, \mathbf{Z}) + 2\mathbf{e}^{-} \rightarrow (\mathbf{A}, \mathbf{Z} - 2) + 2\nu_{\boldsymbol{e}} + Q_{2\beta}.$$
(1.4)

Перший канал умовно називають "подвійний бета-мінус"-розпад, він проходить з випромінюванням двох антинейтрино ($\bar{\nu}_e$), тоді як три останні – "подвійні

бета-плюс"-розпади – відбуваються з випромінюванням двох нейтрино (ν_e). $Q_{2\beta}$ – це енергія що виділяється під час 2 β -розпаду. Всі "подвійні бета-плюсрозпади" та 2 β -розпад є процесами другого порядку по константі зв'язку слабкої взаємодії в СМ.

1.2. ТЕОРІЯ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ

1.2.1. Теоретичні моделі для опису подвійного бета-розпаду

Приклад енергетичного спектру двох електронів в залежності від моди 2β -розпаду зображений на Рис. 1.2. При двонейтринній моді частину енергії розпаду забирають нейтрино, які не взаємодіють з детектором, що призводить до неперервного спектру електронів від 0 до $Q_{2\beta}$. При безнейтринній моді сумарна енергія електронів буде рівна енергії розпаду, що призводить до піку з енергією $Q_{2\beta}$ на спектрі. Теоретичні обчислення енергетичних та кутових розподілів електронів, які випромінюються під час 2β -розпаду подані у роботі [32].



Рис. 1.2. Сумарний енергетичний розподіл двох електронів, що випромінюються під час 2ν2β-розпаду (чорна лінія) та при 0ν2β-розпаду (синя лінія) (рисунок з роботи [33]).

Однак під час 2β-розпаду на фазовий простір електронів можуть впливати інші частинки за межами СМ або будь-яка нова фізика. Тоді енергетичний спектр електронів буде відрізнятись від того, що зображений на Рис. 1.2.

Наприклад, теоретично під час 2β-розпаду можливе випромінювання одного або двох гіпотетичних безмасових бозонів Голдстоуна (J), пов'язаних зі спонтанним порушенням *L*- або *B*–*L*-збереження, так званих "майоронів":

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^{-} + 2J + Q_{2\beta};$$
 (1.5)

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^{-} + J + Q_{2\beta}.$$
 (1.6)

Аналогічно до двонейтринного розпаду, майорони забирають частину енергії 2β -розпаду та не взаємодіють з детектором, тому сумарний спектр електронів буде розподілений від 0 до $Q_{2\beta}$, однак він буде мати іншу форму. На Рис. 1.3 зображено порівняння сумарного спектру електронів під час $2\nu 2\beta$ -розпаду з різними теоретичними моделями розпаду з вильотом майорона(нів).



Рис. 1.3. Сумарний енергетичний розподіл двох електронів, що випромінюються під час $2v2\beta$ -розпаду (чорна лінія) та при 2β -розпаду з випромінюванням різних моделей майорона (J). n - спектральний індекс, ϕ - майороноподібна частинка, що може бути викликана наявністю правих (ϵ_{RR}) і лівих (ϵ_{RL}) адронних струмів (рисунок з роботи [33]).

Іншою є модель з випромінюванням екзотичних масивних ферміонів f, якими можуть бути стерильні нейтрино або Z_2 -непарні ферміони:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z+2) + 2e^{-} + \bar{\nu}_{e} + f + Q_{2\beta};$$
 (1.7)

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^{-} + 2f + Q_{2\beta}.$$
 (1.8)

Зауважимо, що дані процеси можливі лише якщо $Q_{2\beta}$ більша за масу ферміона $m_{\rm f}$ у (1.7) і більша за $2m_{\rm f}$ у (1.8). У такому випадку, сумарна максимальна можлива енергія електронів буде визначатись як $Q_{2\beta} - m_{\rm f}$ для (1.7) та $Q_{2\beta} - 2m_{\rm f}$ для (1.8). На Рис. 1.4 порівнюється сумарний енергетичний спектр двох електронів під час $2\nu 2\beta$ -розпаду зі спектром 2β -розпаду з випромінюванням екзотичних ферміонів.

Також на спектр 2β-розпаду можуть впливати порушення фундаментальних симетрій в СМ (таких як Лоренц-інваріантність та принцип заборони Паулі) а також праві лептонні струми та інші взаємодії за межами СМ [33].



енергетичний Рис. 1.4. Сумарний розподіл двох електронів, ЩО випромінюються під час 2v2β-розпаду (чорна лінія), при 2β-розпаду з випромінюванням стерильного нейтрино з масою 600 кеВ (штрихована лінія) та випромінюванні **Z**₂-непарних ферміонів масою 300 кеВ при двох (штрихпунктирна лінія). $Q_{2\beta} \approx 2$ MeB. (Рисунок з роботи [33]).

1.2.2. Оцінки періоду напіврозпаду подвійного бета-розпаду

Для розрахунків періоду напіврозпаду дозволеного в СМ 2v2β-розпаду використовують наступну формулу [34]:

$$T_{1/2}^{2\nu 2\beta} = (G_{2\nu} \cdot |M^{2\nu}|^2)^{-1}, \qquad (1.9)$$

де $G_{2\nu}$ - інтеграл по фазовому простору, $M^{2\nu}$ – ядерні матричні елементи (ЯМЕ) переходу ядра (A, Z) у дочірнє ядро (A, Z ± 2), які визначають вірогідність $2\nu 2\beta$ -переходу та розраховуються на основі різних теоретичних ядерних моделей [35, 19, 36].

Для забороненого в CM 0v2β-розпаду період напіврозпаду можна записати як [34]:

$$T_{1/2}^{0\nu 2\beta} = (G_{0\nu} \cdot |M^{0\nu}|^2 \cdot |f(m_i, U_{ei})|^2)^{-1}, \qquad (1.10)$$

де $G_{0\nu}$ та $M^{0\nu}$ інтеграл по фазовому простору та ЯМЕ для безнейтринного переходу, множник $f(m_i, U_{ei})$ включає в себе фізику за межами СМ через масові стани (m_i) та матриці змішування Понтекорво-Макі-Накагави-Сакати (U_{ei}) нейтрино.

Поправки до СМ можна оцінити за допомогою різних механізмів: розпад за рахунок випромінювання бозонів Голдстоуна, поправки за рахунок існування правих струмів у слабкій взаємодії та багато інших. Однак найбільш популярною є масовий механізм розпаду з обміном легким нейтрино, згідно якого період напіврозпаду виражається як:

$$T_{1/2}^{0\nu2\beta} = \left(G_{0\nu} \cdot |M^{0\nu}|^2 \cdot g_A^{-4} (\frac{\langle m_\nu \rangle}{m_e})^2\right)^{-1},$$
(1.11)

де g_A – аксіально-векторна константа зв'язку слабкої взаємодії, m_e - маса електрона, $\langle m_v \rangle$ - ефективна маса майоранівського нейтрино, яку можна визначити як суперпозицію масових станів нейтрино (m_i):

$$\langle m_{\nu} \rangle = \left| \sum_{i} m_{i} \cdot U_{ei}^{2} \right|. \tag{1.12}$$

Ключовими факторами для оцінки періодів напіврозпаду є труднощі у розрахунках ядерних матричних елементів, внаслідок недосконалості теорії ядра, та визначення ефективного значення константи g_A .

Значення аксіально-векторної константи вільного нуклона становить $g_A^{free} = 1.2723(23)$ [18]. Однак всередині ядерної речовини на значення g_A впливає багатонуклонні кореляції. Це призводить до перенормування і зміни

(зазвичай збільшення) значення g_A. Вводиться так зване ефективне значення g_A у розрахунках ядерної моделі:

$$\mathbf{g}_A^{eff} = q \cdot \mathbf{g}_A^{free}, \tag{1.13}$$

де q - коефіцієнт перенормування.

Існує багато різних експериментальних та теоретичних методів оцінки ефективного значення константи g_A : наближення нуклонного імпульсу (теорія β -розпадів Гамова-Теллера), аналіз експериментів та теоретичні оцінки для заборонених унікальних β -розпадів, аналіз форми β -спектру та періодів напіврозпаду заборонених неунікальних β -розпадів тощо [21].

1.3. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ

1.3.1. Вимоги до експерименту

Сучасні експерименти з пошуку $0v2\beta$ -розпаду ставлять за мету досягти чутливості до ефективної маси нейтрино на рівні $\langle m_v \rangle = 0.015 - 0.05$ еВ для перевірки інвертованої схеми масових станів нейтрино. Така маса нейтрино дає значення періода напіврозпаду $0v2\beta$ -розпаду найбільш багатообіцяючих ядер на рівні $T_{1/2} = 10^{26} - 10^{28}$ років. Чутливість експерименту з пошуку $0v2\beta$ -розпаду можна оцінити за допомогою формули, запропонованої Ю.Г. Здесенком [37]:

$$T_{1/2} \sim \varepsilon \cdot \delta \cdot \sqrt{\frac{m \cdot t}{R \cdot B}},$$
 (1.14)

де ε - ефективність реєстрації 0v2 β -розпаду, δ – концентрація в детекторі досліджуваного ізотопу, m – маса досліджуваного матеріалу, t – час вимірювань, R – енергетична роздільна здатність (кеВ), B – рівень фону детектора в околі піку повного поглинання енергії двох електронів від 0v2 β розпаду (1/(кеВ·кг·рік)). Якщо фон нульовий, то кількість подій досліджуваного ефекту, яка може бути виключена з певною довірчою ймовірністю, визначається як lim S. Враховуючи цей факт, формула (1.14)

набуває вигляду, коли чутливість експерименту лінійно зростає з часом впродовж набору даних:

$$T_{1/2} \sim \varepsilon \cdot \delta \cdot \frac{m \cdot t}{\lim s}.$$
 (1.15)

Отже, для побудови експерименту потрібно використовувати масивний детектор, з якомога високою концентрацію досліджуваного ізотопу і високою ефективністю реєстрації, а також досягнути якомога меншого рівня радіоактивного фону. Концентрацію ізотопу можна збільшити шляхом ізотопного збагачення. Ефективність реєстрації залежить від розміру, форми, матеріалу детектора та його взаємного розміщення з досліджуваним зразком, а також від розподілу досліджуваного ізотопу в джерелі, природи частинок, що реєструються, та їх енергії. Для визначення ефективності реєстрації використовують Монте-Карло моделювання.

Енергетична роздільна здатність є одною з найбільш важливих характеристик експерименту, коли йде мова про спостереження 0v2β-розпаду. У випадку, коли встановлюється лише обмеження на ймовірність ефекту, здатність низька енергетична роздільна £ прийнятною величиною. Сцинтиляційні детектори мають на порядки гіршу роздільну здатність в порівнянні з HPGe, для яких можна досягнути ширини піку повного поглинання декілька кеВ. Проте напівпровідникові детектори з надчистого набагато нижчу ефективність германію мають реєстрації, оскільки використовуються тільки у експериментах з зовнішнім зразком (за винятком 2β-розпаду ізотопів Ge). Також НРGe детектори мають дослідження нечутливий до іонізуючого випромінювання мертвий шар, який не дає змоги реєструвати в-частинки. Високої роздільної здатності та ефективності реєстрації можна досягти використовуючи низькотемпературні сцинтиляційні болометри. Крім того, болометричні та сцинтиляційні детектори, на відміну від НРGe, дають можливість розділяти події від електронів (гамма-квантів) та αчастинок за формою їх сигналів.

Одним із найважливіших параметрів, що визначають чутливість експерименту, є рівень радіоактивного фону. Найнижчий рівень фону було

досягнуто в експерименті KamLAND-Zen [38] (~7 × 10^{-5} кеB⁻¹·кг⁻¹·рік⁻¹). Мінімізація радіоактивного фону в експериментах є комплексною процедурою яка включає в себе: використання радіоактивно-чистих матеріалів для побудови компонентів установки, очищення досліджуваного матеріалу, використання пасивного та активного захисту, побудову експериментальних лабораторій під землею для захисту від космічного випромінювання, використання світловодів для зменшення фону від радіоактивно-забруднених компонент установки (найчастіше від фотоелектронних помножувачів), а також застосування методів обробки даних (часово-амплітудного аналізу, аналізу форми сигналів, тощо). Також важливим фактором можливості мінімізації фону є вибір для дослідження 2 β -розпаду нуклідів, енергія розпаду яких перевищує 2615 кеВ (так званий поріг природної гамма-радіоактивність, енергія інтенсивного гамма-кванту, що випромінюється під час розпаду ²⁰⁸TI).

Варто зауважити, що формули (1.14) та (1.15) можна використовувати не тільки для оцінки 0v2β-розпаду, а також і для оцінки інших рідкісних ядерних процесів, таких як сильно подавлені α- та β-розпади.

1.3.2. Експерименти з пошуку 2β-розпаду

Дослідження 2β-розпаду атомних ядер продовжується вже понад 70 років. Експериментально вдалось чітко зареєструвати $2v2\beta^-$ -розпад у 11 нуклідів (⁴⁸Ca, ⁷⁶Ge, ⁸²Se, ⁹⁶Zr, ¹⁰⁰Mo, ¹¹⁶Cd, ¹²⁸Te, ¹³⁰Te, ¹³⁶Xe, ²³⁸U та ¹⁵⁰Nd) з 35 можливих кандидатів. Що стосується "подвійних бета-плюс"-процесів, достовірно ідентифіковано розпад лише у одного (¹²⁴Xe) із 34 ядер-кандидатів. На сьогоднішній день експериментальна чутливості до періоду напіврозпаду досягла рівня ~ 10^{24} років для $2v2\beta$ -розпаду та ~ 10^{26} років для $0v2\beta$ -розпаду. У Табл. 1.1 наведені періоди напіврозпаду для зареєстрованих двонейтринних 2β розпадів.

Досліджувати подвійний бета-розпад можна за допомогою непрямих вимірювань (геохімічних та радіохімічних методів) а також за допомогою
безпосередніх вимірювань з використанням детекторів іонізуючого випромінювання.

Таблиця 1.1. Експериментальні значення періодів напіврозпаду 2v2β-розпаду для різних радіонуклідів. $Q_{2\beta}$ - енергія 2β-розпаду, g.s. - основний рівень дочірнього ядра, 0_1^+ - перший 0^+ збуджений рівень дочірнього ядра, П. в. - прямі вимірювання, Г.-х. - геохімічний, Р.-х. - радіохімічний. * - визначено за допомогою $T_{1/2}$ ядра ¹³⁰Те та співвідношення періодів напіврозпаду $T_{1/2}(^{130}\text{Te})/T_{1/2}(^{128}\text{Te}) = (3.52 \pm 0.11) \times 10^{-4}$ [42].

Нуклід	<i>Q</i> _{2β} , кеВ [43]	Канал	Метод	<i>T</i> _{1/2} , років	Посилання
⁴⁸ Ca	4268.08(7)	$2\beta^{-}(g.s.)$	П. в.	$[4.2-6.4] \times 10^{19}$	[45, 46]
⁷⁸ Ge	2039.061(8)	$2\beta^{-}(g.s.)$	П. в.	$[0.8 - 1.9] \times 10^{21}$	[47 – 54]
⁷⁸ Kr	2847.7(3)	2EC (g.s.)	П. в.	$(1.9^{+1.3}_{-0.8} \pm 0.3) \times 10^{22}$	[55]
⁸² Se	2995.1(2.0)	$2\beta^{-}$	Гх.	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{20}$	[56]
06		2β (g.s.)	11. B.	$[0.8 - 1.3] \times 10^{-3}$	[5/-60]
⁹⁶ Zr	3350.4(2.9)	2β ⁻	Гх.	$[9.4 - 39] \times 10^{18}$	[61, 62]
			П. в.	$[2.1-2.4] \times 10^{19}$	[63, 64]
¹⁰⁰ Mo	3034(6)	$2\beta^{-}$	Гх.	$(2.1\pm0.3) imes10^{18}$	[65]
		$2\beta^{-}(g.s.)$	П. в.	$[6.8 - 11.6] \times 10^{18}$	[66 – 73]
		$2\beta^{-}(0_{1}^{+})$	П. в.	$[5.5-9.3] imes 10^{20}$	[74–78]
¹¹⁶ Cd	2813.49(13)	$2\beta^{-}(g.s.)$	П. в.	$[2.6 - 2.9] \times 10^{19}$	[79 - 82]
¹²⁴ Xe	2856.74(13)	2EC (g.s.)	П. в.	$(1.1 \pm 0.2 \pm 0.1) \times 10^{22}$	[83]
¹²⁸ Te	867.2(1.5)	2β ⁻	Гх.	$[1.8 - 7.7] \times 10^{24}$	[84 - 87]
		$2\beta^{-}(g.s.)$	П. в.*	$[1.7 - 2.3] \times 10^{24}$	
¹³⁰ Te	2528.9(2.1)	$2\beta^{-}$	Гх.	$[7.5-27] \times 10^{20}$	[86 – 88]
		$2\beta^{-}(g.s.)$	П. в.	$[6.1 - 8.2] \times 10^{20}$	[89–92]
¹³⁰ Ba	2611(7)	2EC	Гх.	$[6.0 - 22] \times 10^{20}$	[93-95]
¹³⁶ Xe	2457.91(24)	$2\beta^{-}(g.s.)$	П. в.	$[2.17 - 2.21] \times 10^{21}$	[96, 97]
¹⁵⁰ Nd	3371.38(20)	$2\beta^{-}(g.s.)$	П. в.	$[6.8 - 18.8] \times 10^{18}$	[69, 98, 99]
		$2\beta^{-}(0_{1}^{+})$	П. в.	$[1.07 - 1.33] \times 10^{20}$	[100, 101]
²³⁸ U	1145.0(1.3)	2β ⁻	Px.	$(2.0 \pm 0.6) \times 10^{21}$	[102]

Геохімічний метод полягає у дослідженні ізотопного вмісту природних мінералів, вік яких сягає мільярди років. За цей час у досліджуваному матеріалі

має накопичитись значна кількість дочірнього ізотопу, яку можна виявити методами масс-спектрометрії. Однак даний метод працює лише в припущенні, що єдиним джерелом зміни ізотопного складу дочірнього елементу в зразку є 2β-розпад. Впродовж експозиції на зразок впливає багато побічних чинників, деякі з яких неможливо визначити і врахувати, що призводить до обмеженої точності даного методу. Також геохімічний метод не дає можливості розрізнити різні моди 2β-розпаду, оскільки ідентифікує лише кінцевий продукт реакції. Однак результати даних досліджень були впродовж довгого часу єдиними свідченнями можливості існування 2β-процесів у атомних ядрах. Зокрема у 1950 році за допомогою геохімічного методу було вперше ідентифіковано 2βрозпад (для ядра ¹³⁰Te) [39].

Радіохімічний метод є комбінацією геохімічного та методу безпосередніх вимірювань з використанням детекторів іонізуючого випромінювання. Даний метод дозволяє досліджувати 2β-розпад ядер, для яких дочірні елементи є радіоактивними. Після ретельного очищення зразка протягом кількох років накопичуються продукти 2β-розпаду, розпад яких реєструється детекторами. Цей метод уникає невизначеностей, пов'язаних із віком досліджуваного матеріалу, початковою концентрацією дочірніх елементів та можливими ефектами розсіювання газів протягом тривалого геологічного періоду. Використання цього методу дало можливість визначити період напіврозпаду по каналу 2β-розпаду ядра ²³⁸U, $T_{1/2} = (2.0 \pm 0.6) \times 10^{21}$ років.

Найбільш чітким методом, який може ідентифікувати кількість зареєстрованих подій, побачити енергетичний спектр та розрізнити різні моди і канали 2β-розпаду атомних ядер, є безпосередні (прямі) вимірювання розпадів за допомогою детекторів іонізуючого випромінювання. Висока чутливість вимірювань реалізується шляхом ізотопного збагачення досліджуваного нукліду, великим часом вимірювань (декілька років) та збільшенням ефективності реєстрації детекторів, щоб збільшити кількість корисних відліків. Важливими факторами таких експериментів є відокремлення корисних подій від фонових, дослідження радіоактивного фону установки, а також зменшення

фону шляхом глибокої хімічної очистки деталей експериментальних установок, використання низькофонових детекторів, пасивного та активного захисту, проведення експериментів у підземних лабораторіях. Оскільки вимірювання відбуваються протягом тривалого часу, важливим аспектом є дослідження стабільності роботи детекторної установки.

Найбільш ефективним методом досягнення високого значення ефективності реєстрації є використання детекторів, що містять в собі досліджуваний нуклід ("детектор = джерело"), так званий "активний" метод. Для реалізації цього підходу найчастіше досліджуваний матеріал розчиняють у рідкому сцинтиляторі або виготовляють сцинтиляційні / болометричні / напівпровідникові кристали, у склад яких входить досліджуваний радіонуклід. ⁷⁶Ge 3 пошуком 2β-розпаду Так, випадку використовувався V напівпровідниковий германієвий детектор (HPGe) з великою концентрацією даного ізотопу. Однак даний метод дає обмежену інформацію про розпад, оскільки вимірює лише сумарну енергію бета-частинок.

"Пасивний" метод ("детектор ≠ джерело"), коли досліджуваний зразок оточується детекторами, дає значно більше інформації про розпад. Цей метод дозволяє визначати треки та кутові розподіли частинок, що випромінюються при розпаді, дає можливість використовувати схему збігів (антизбігів) подій у різних детекторах, для зменшення радіоактивного фону тощо. Проте "пасивний" метод має на порядки меншу ефективність реєстрації в порівнянні з "активним", оскільки значна кількість частинок від корисних подій просто не випромінюється зі зразка. Іншим фактором зменшення ефективності реєстрації є обмежений геометрією установки тілесний кут, під яким проглядається зразок.

Сучасні великі експерименти зосереджені на пошуку безнейтринної моди 2β-розпаду ядер, для яких чітко ідентифікована двонейтринна мода даного процесу. У Табл. 1.2 показано експериментальні обмеження, отримані за останні п'ять років для 0v2β-розпаду найбільш перспективних радіонуклідів. Також наведено основні характеристики сучасних експериментів. Експозиція

m·*t* (добуток маси досліджуваного нукліду *m* на час вимірювань *t*) лежить у широкому діапазоні від 0.12 кг·років (CANDLES-III [40]) до 970 кг·років (KamLAND-Zen [38]). Рівень фону в області піку повного поглинання енергії двох електронів (*B*), помножений на енергетичну роздільну здатність (*R*), має найкраще значення у експерименті GERDA [41] (*B*·*R*~ 1,8 × 10⁻³ (кг·років)⁻¹). Нижчі обмеження на період напіврозпаду (з 90% довірчою ймовірністю), отримані в експериментах, лежать в межах lim $T_{1/2} \sim [0.02 - 2] \times 10^{26}$ років. Варто зауважити, що все ще активними експериментами є KamLAND-Zen (¹³⁶Xe), CUORE (¹³⁰Te, ¹²⁸Te), тому можна очікувати нові обмеження для зазначених в дужках нуклідів через декілька років.

Табл. 1.2. Результати найбільш чутливих експериментів з пошуку 0v2 β -розпаду атомних ядер. Експозиція визначається як $m \cdot t$ - маса досліджуваного нукліду помножена час вимірювання, $B \cdot R$ - кількість фонових відліків в області піку повного поглинання енергії двох електронів помножений на енергетичну роздільну здатність в ПШПВ (повна ширина на половині висоти). lim $T_{1/2}$ нижня границя періоду напіврозпаду, lim $\langle m_{\nu} \rangle$ - верхня границя ефективної маси майоранівського нейтрино.

Нуклід	Експеримент	<i>т.t</i> , кг.	$B \cdot R$,	$\lim T_{1/2},$	$\lim \langle m_{\nu} \rangle$, eB
		років	(кг•років)-1	років	
⁴⁸ Ca	CANDLES-III [40]	0.12	0.24	5.6×10^{22}	2.9 - 16
⁷⁶ Ge	GERDA [41] Majorana [103]	110.7 64.5	0.0018 0.0166	$\frac{1.8 \times 10^{26}}{8.3 \times 10^{25}}$	$\begin{array}{c} 0.079 - 0.18 \\ 0.113 - 0.269 \end{array}$
⁸² Se	CUPID-0 [104] NEMO-3 [60]	5.29 4.90	0.07 ~1	$\begin{array}{c} 4.6 \times 10^{24} \\ 2.5 \times 10^{23} \end{array}$	0.263 - 0.545 1.2 - 3
¹⁰⁰ Mo	CUPID-Mo [105]	1.47	0.035	1.8×10^{24}	0.28 - 0.49
¹¹⁶ Cd	AURORA [82]	1.22	25	2.2×10^{23}	1 - 1.7
¹²⁸ Te	CUORE [106]	78.56	6.0	3.6×10^{24}	-
¹³⁰ Te	CUORE [107]	288.8	0.12	2.2×10^{25}	0.09 - 0.305
¹³⁶ Xe	KamLAND-Zen [38] EXO-200 [108]	970 234.1	0.017 0.12	$\begin{array}{c} 2.3 \times 10^{26} \\ 3.5 \times 10^{25} \end{array}$	0.036–0.156 0.093–0.286

Використовуючи модель розпаду з обміном легким нейтрино, експериментаторами було оцінено ефективну масу майоранівського нейтрино. Чутливість експериментів майже досягає рівня інвертованої схеми мас нейтрино. Отримані значення подані у Табл. 1.2. Як видно, у всіх випадках ми маємо справу з досить широким діапазоном значень, що пов'язано з невизначеністю в розрахунках ЯМЕ та ефективного значення аксіальновекторної константи g_A .

Метою майбутніх експериментів є перевірка івертованої схеми мас нейтрино, тобто досягнення чутливості < m_{ν} > ~ (0.015 – 0.05) еВ. У Табл. 1.3 наведено характеристики найбільш перспективних майбутніх експериментів та їх чутливість до $T_{1/2}$ досліджуваних ізотопів та $\langle m_{\nu} \rangle$. Найкраща чутливість заявлена в експериментах CUPID [109], LEGEND [110] та nEXO [111], які можуть у найближчі десятиліття побачити безнейтринний 2β-розпад, за умови якщо в природі реалізується івертована схема мас нейтрино. Всі експерименти знаходяться на етапі розробки і почнуть вимірювання найближчими роками. Варто зазначити, що при чутливості $\langle m_{\nu} \rangle < 0.03$ еВ зареєстрований 0v2βрозпад може проходити і при прямій схемі мас, однак в діапазоні $< m_{\nu} > \sim$ (0.015 – 0.03) еВ неможливо буде відрізнити один тип впорядкованості нейтрино від іншого. На Рис. 1.5 зображено області ефективного значення маси майоранівського нейтрино $\langle m_{\nu} \rangle$ в залежності від маси найлегшого масового нейтрино для різних схем масових станів. Всі експерименти, представлені в Табл. 1.3, будуть паралельно досліджувати також і двонейринну моду розпаду, що дозволить більш точно визначити періоди напіврозпаду, форму спектру та пошук розпадів на збуджені рівні дочірніх ядер зазначених ізотопів. Слід підкреслити, що всі найбільш перспективні експерименти зосереджені на пошуку безнейтринної моди "подвійного бета-мінус"-розпаду.



Рис. 1.5. Ефективна маса майоранівського нейтрино $\langle m_{\nu} \rangle$ в залежності від маси найлегшого масового нейтрино m_0 для різних схем масових станів. У інвертованій схемі $\langle m_{\nu} \rangle \sim (0.015 - 0.05)$ еВ, у нормальній $\langle m_{\nu} \rangle \sim (0.001 - 0.004)$ еВ при $m_0 < 0.001$ еВ. Показано також область значень маси нейтрино m_0 , виключену космологічними і астрофізичними даними (рисунок з роботи [25]).

Табл. 1.3. Характеристики майбутніх найбільш перспективних експериментів з пошуку $0v2\beta$ -розпадів атомних ядер. Значення чутливостей періоду напіврозпаду $T_{1/2}$ та майоранівської маси нейтрино $\langle m_v \rangle$ подано авторами експериментів з 90% довірчою ймовірністю.

Експеримент	Нуклід	Чутливість $T_{1/2}$, роки	Чутливість $< m_{\nu}>$, eB	
LEGEND [110]	⁷⁶ Ge	1.7×10^{28}	0.009 - 0.019	
CUPID [109]	¹⁰⁰ Mo	9.2×10^{27}	0.004 - 0.007	
AMoRE [112]	¹⁰⁰ Mo	7.0×10^{26}	0.013 - 0.028	
SNO+ [113]	¹³⁰ Te	1.0×10^{27}	0.020 - 0.040	
nEXO [111]	¹³⁶ Xe	1.4×10^{28}	0.005 - 0.020	
KamLAND2-Zen [114]	¹³⁶ Xe	2.0×10^{27}	0.012 - 0.052	
NEXT [115]	¹³⁶ Xe	2.7×10^{27}		

Ймовірність "подвійних бета-плюс"-процесів є набагато меншою у порівнянні з розпадом з вильотом електронів, оскільки дані процести мають значно менший фазовий об'єм. Це призводить до зменшення чутливісті експериментів з пошуку 2β -розпаду зі зменшенням заряду ядра на дві одиниці. Однак фізичні механізми порушення лептонного числа під час безнейтринних 2EC-, $2\beta^+$ – та ЕС β^+ –процесів вважаються по суті такими ж, як і при розпаді з випромінюванням електронів [116]. Більш того, є дуже цікава можливість пошуку резонансного 0v2EC-процесу, коли виродження енергій основного рівня материнського і збудженого рівня дочірнього ядра призводить до збільшення вірогідності переходу до 10⁶ разів. [116, 117, 118, 119, 120]. Також дослідження 0vEC β^+ - та 0v2 β^+ -процесів може допомогти з'ясувати можливий внесок правих струмів у ймовірність проходження 0v2 β^- -розпаду [121].

Що стосується дозволеного двонейтринного подвійного бета-плюсрозпаду, то є спостереження даного процесу для ¹²⁴Хе та позитивні вказівки на 2v2EC-розпад двох нуклідів: ¹³⁰Ва та ⁷⁸Кг. Ознаки двонейтринного подвійного електронного поглинання ядра ¹³⁰Ва були виявлені у двох геохімічних експериментах, де спостерігалась аномалія ізотопної концентрації дочірнього ксенону-130 в старих мінералах бариту (BaSO₄), що було інтерпретовано як шуканий ефект із періодом напіврозпаду $T_{1/2} = (2.16 \pm 0.52) \times 10^{21}$ років [94] та $T_{1/2} = (6.0 \pm 1.1) \times 10^{20}$ років [95]. У роботі [122] дану неузгодженість результатів пояснили можливим космогенним внеском з висновком, що результат [94] є більш надійним. Однак для точної ідентифікації 2v2EC-розпаду ¹³⁰Ва експерименти мають бути підтверджені шляхом прямих вимірювань з використанням детекторів.

Спостереження 2v2EC-розпаду ⁷⁸Kr з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 9.2^{+5.7}_{-2.9} \times 10^{21}$ років було здійснено за допомогою пропорційного лічильника об'ємом 49 л, який був наповнений газом, збагаченим до 99.81% ізотопом ⁷⁸Kr [123]. Значення періоду напіврозпаду було оновлено як $T_{1/2} = 1.9^{+1.3}_{-0.8} \times 10^{22}$ років у роботі [55]. Однак даний результат має низьку достовірність (всього 15 корисних відліків), аби стверджувати про чітку реєстрацію 2v2EC-розпаду ⁷⁸Kr. Тому даний процес має бути підтверджений в інших експериментах з більшою статистикою.

Нещодавно було повідомлено про відкриття 2v2EC-розпаду ¹²⁴Xe з $T_{1/2} = (1.1 \pm 0.2 \text{ (стат.}) \pm 0.1 \text{ (сист.})) \times 10^{22}$ років [83]. Цей результат вважають єдиним достовірним свідченням 2v2EC-розпаду атомного ядра. Інші дозволені в СМ двонейтринні моди "подвійного бета-плюс"-розпаду атомного ядра (2vECβ⁺ та 2v2β⁺) досі експериментально не спостерігались.

Що стосується пошуку подвійного бета-розпаду 106 Cd, то на сьогоднішній день функціонують три експерименти: COBRA, TGV-2 та експеримент з використанням сцинтилятора вольфрамату кадмію, збагаченого ізотопом 106 Cd (106 CdWO₄, що описано у даному дисертаційному дослідженні). Їх детальний опис буде в наступному розділі.

1.4. ВИСНОВКИ

У даному розділі коротко описано історію, теоретичні та експериментальні відомості про подвійний бета-розпад атомних ядер. Розглянуто різні моди розпаду, енергетичні спектри, моделі для опису процесів за межами СМ, вимоги до експериментів та методи дослідження 2β-розпаду.

Експериментально, прямими вимірюваннями, геохімічним та радіохімічним методами, на сьогоднішній день було чітко підтверджено 2βпроцес у 12 радіонуклідах: 2v2β-розпад з збільшенням заряду ядра у 11 нуклідах (⁴⁸Ca, ⁷⁶Ge, ⁸²Se, ⁹⁶Zr, ¹⁰⁰Mo, ¹¹⁶Cd, ¹²⁸Te, ¹³⁰Te, ¹³⁶Xe, ²³⁸U та ¹⁵⁰Nd) та двонейтринне електронне поглинання в ядрі ¹³⁶Xe. Крім цього, є свідчення про спостереження 2EC-розпаду для ядер ⁷⁸Kr та ¹³⁰Ba. Чутливість експериментів з пошуку дозволеного в CM 2v2β-розпаду досягла рівня $T_{1/2} \sim 10^{24}$ років. Для забороненого в CM 0v2β-розпаду найбільш чутливі есперименти дають нижні обмеження $T_{1/2} > 10^{26}$ р.

Мета майбутніх експериментів полягає у досягненні чутливості для спостереження $0v2\beta$ -розпаду на рівні $T_{1/2} \sim 10^{27} - 10^{28}$ років. Дане відкриття дозволило б визначити схему масових станів нейтрино, природу нейтрино (частинка Дірака чи Майорани), виміряти майоранівську масу нейтрино, внесок правих струмів у слабку взаємодію, а також пролити світло на існування інших процесів за межами СМ.

РОЗДІЛ 2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ЯДРА ¹⁰⁶Cd 3 ВИКОРИСТАННЯМ ЗБАГАЧЕНОГО КРИСТАЛУ ¹⁰⁶CdWO₄

2.1. ВСТУП

Інтерес до дослідження 2 β -розпаду ¹⁰⁶Cd обумовлений тим, що даний нуклід має одну з найбільших енергій розпаду $Q_{2\beta} = 2775.39(10)$ кеВ [124], відносно велику ізотопну розповсюдженість $\delta = 1.245(22)$ %, можливість збагачення у газових центрифугах, існування методів очищення кадмію, а також технологій з виготовлення сцинтиляторів вольфрамату кадмію з високою роздільною здатністю для калориметричних експериментів. Огляд попередніх досліджень читач може знайти в роботі [125]. На сьогоднішній день функціонують три експерименти з пошуку 2 β -процесів у ¹⁰⁶Cd.

Колаборація СОВRА використовує CdZnTe напівпровідниковий детектор у підземній лабораторії Гран-Сассо (LNGS, Італія). Експеримент розпочався з одного детектора Cd_{0.9}Zn_{0.1}Te масою \approx 3 кг та одного CdTe детектора масою \approx 6 кг [126]. Детектор CdZnTe використовується на поточному етапі експерименту [127, 128]. Результати вимірювань дають обмеження на період напіврозпаду по декільком модам розпаду ¹⁰⁶Cd на рівні \sim 10¹⁸ років.

Головною метою експерименту TGV-2 є пошук 2v2EC розпаду ¹⁰⁶Cd, оскільки передбачається, що дана мода розпаду є найшвидшою серед дозволених. Експерименальна установка розташована у підземній лабораторії Модан і складається з 32 планарних НРGе детекторів з сумарним чутливим об'ємом ≈ 400 см³. На першому етапі експерименту була використана фольга з кадмію, збагачена ¹⁰⁶Cd до (60–75)% [129, 130, 131]. Зараз дослідження проходять зі зразком кадмію масою 23.2 г, збагаченим ¹⁰⁶Cd до 99.57%. [132]. Даний експеримент дає найбільш жорстке обмеження на 2v2EC-процес: $T_{1/2} > 4.7 \times 10^{20}$ років. Чутливість до інших каналів і мод розпаду ¹⁰⁶Cd знаходяться на рівні 10²⁰ років [133].

Для дослідження, що описано в цій дисертації, у 2010 був виготовлений кристал вольфрамату кадмію циліндричної форми (приблизні розміри Ø27 мм ×

50 мм) масою 215.4 г, збагачений ¹⁰⁶Сd до 66% (¹⁰⁶CdWO₄) [134]. Експерименти з даним детектором проводяться у підземній лабораторії Гран-Сассо (LNGS, Італія) в установках DAMA/CRYS, DAMA/R&D та в ультранизькофоновому НРGе гамма-спектрометрі GeMulti лабораторії STELLA (SubTErranean Low Level Assay) [137]. Підземна лабораторія Гран-Сассо знаходиться під однойменним гірським масивом на глибині 3.6 км водного еквіваленту, що дає змогу суттєво знизити фон від космічних мюонів. Перший етап експерименту з використанням детектора 106 CdWO₄ дав обмеження на період напіврозпаду для 2 β -процесів у ¹⁰⁶Cd на рівні ~10²⁰ років [125]. На другому етапі сцинтилятор ¹⁰⁶CdWO₄ був встановлений між чотирма HPGe детекторами (кожен об'ємом $\simeq 225$ см³) гамма-спектрометра GeMulti для виявлення у-квантів, очікуваних у більшості каналів розпаду ¹⁰⁶Сd, включаючи анігіляційний у-квант, що з'являється після розпаду з випромінюванням позитронів (спрощена схема розпаду ¹⁰⁶Cd представлена на Рис. 3.1). Експеримент покращив значення нижніх обмежень на період напіврозпаду 106 Cd до рівня $T_{1/2} \ge (10^{20} - 10^{21})$ р [138]. На третьому і четвертому етапах експерименту, описаних у даній роботі, детектор ¹⁰⁶CdWO₄ досліджувався у збігах (антизбігах) з двома кристалічними сцинтиляторами CdWO₄ великого об'єму, розташованих безпосередньо поряд зі сцинтилятором ¹⁰⁶CdWO₄, щоб підвищити ефективність реєстрації γ-квантів, які випромінюються з кристала 106 CdWO₄ внаслідок 2β-процесів у 106 Cd. Попередні результати даного етапу експерименту були описані в роботі [139].

2.2. ЕКСПЕРИМЕНТ З ПОШУКУ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ ЯДРА ¹⁰⁶Cd З ВИКОРИСТАННЯМ ЗБАГАЧЕНОГО КРИСТАЛУ ¹⁰⁶CdWO₄ У ЗБІГАХ (АНТИЗБІГАХ) З ДВОМА СЦИНТИЛЯТОРАМИ ВОЛЬФРАМАТУ КАДМІЮ ВЕЛИКОГО ОБ'ЄМУ

2.2.1. Експериментальна установка

Третій та четвертий етапи експерименту з використанням кристалу ¹⁰⁶CdWO₄ проводились в установках DAMA/CRYS та DAMA/R&D відповідно.

На Рис. 2.1 зображено фотографію детекторної установки на третьому етапі експерименту.



Рис 2.1. Фото зліва: кристалічний сцинтилятор ¹⁰⁶CdWO₄ (1), тефлонова підкладка кристала ¹⁰⁶CdWO₄ (2), кристалічні сцинтилятори CdWO₄ (3), кварцовий світловод (4), "внутрішня мідь"(5). Фото справа: детекторна система, встановлена в пасивному екрані: ФЕП детектора ¹⁰⁶CdWO₄ (1), світловоди лічильників CdWO₄, обгорнуті світловідбивною фольгою (2), ФЕПи детекторів CdWO₄ (3), «внутрішня мідь» (4), «зовнішня мідь» (5), свинцеві блоки (6), поліетиленовий екран (7).

У новому експерименті детектор ¹⁰⁶CdWO₄ проглядався за допомогою **(ΦΕΠ)** низькофонового фотоелектронного помножувача Hamamatsu R6233MOD. Для зменшення внеску радіації від ФЕПу у спектрі набраному за допомогою 106 CdWO₄, між детектором і фотопомножувачем було встановлено світловід з вольфрамату свинцю (PbWO₄) розміром Ø40 мм × 83 мм. Кристалічний світловід PbWO₄ був виготовлений з надчистого [140] археологічного свинцю [141]. Два кристалічні сцинтилятори з природнім вмістом кадмію CdWO₄ розміром $\emptyset70$ мм × 38 мм мають циліндричну виїмку, для того щоб оточити ¹⁰⁶CdWO₄ з обох сторін. Обидва детектори проглядалися за допомогою низькофонових ФЕПів EMI9265B53/FL через дві пари кварцових світловодів розміром Ø66 мм × 100 мм, які знаходились беспосередньо перед детекторами CdWO₄, та дві пари циліндричних свіловодів з полістиролу

оптичної якості (Ø66 мм × 100 мм), розташованих між кварцовими світловодами та ФЕПами. На Рис. 2.2 зображено блок-схему третього етапу експерименту в установці DAMA-CRYS.



Рис. 2.2. зображення Схематичне третього етапу експерименту 3 106 CdWO₄. Кристалічний кристалічного сцинтилятора використанням ¹⁰⁶CdWO₄ (1) проглядається через світловод сцинтилятор $PbWO_4$ (2)фотопомножувачем (3). Два кристалічних сцинтилятора $CdWO_4$ (4)проглядаються через світловоди, склеєні з кварцу (5) і полістиролу (6), фотопомножувачами (7). Детекторна система була оточена пасивним екраном з міді, свинцю, поліетилену та кадмію (не показано). Показано лише частину мідних деталей (8, «внутрішня мідь»), які використовуються для зменшення прямого попадання у-квантів від ФЕП на детектори.

Три детектори були оточені чотирма мідними блоками високої чистоти (надалі ми будемо називати їх "внутрішня мідь") товщиною 1-7 см. Для зменшення впливу зовнішньої радіації вся детекторна установка була оточена шарами надчистої міді (11 см, далі іменується як "зовнішня мідь"), низькофонового свинцю (10 см), кадмію (2 мм) та полістирену (10 см). Внутрішній об'єм установки з детекторною системою безперервно продувався високочистим азотом (N₂) для видалення радону. Ступінь чистоти газу N₂

становить щонайменше 5.5, що стосується присутності в ньому інших можливих газів. Однак, можливу залишкову присутність газу радону в атмосфері азоту всередині мідної коробки, в якій розміщено детектор, було перевірено іншою установкою шляхом пошуку подвійних збігів γ -квантів (609 і 1120 кеВ) від дочірнього нукліду радону ²¹⁴Ві. Отримана верхня межа можливої концентрації радону в атмосфері азоту високої чистоти становить <5,8 × 10⁻² Бк/м³ (з 90% довірчою ймовірністю) [142].

2.2.2. Вдосконалення експериментальної установки.

Слід зазначити, що використання вольфрамату свинцю для ¹⁰⁶CdWO₄ та складної системи світловодів для допоміжних детекторів CdWO₄ погіршувало роздільну здатність детекторної установки. Ці фактори погіршували чутливість експерименту, тому було прийнято рішення про вдосконалення експериментальної установки.

Низькофоновий ФЕП Hamamatsu R6233MOD, який був встановлений на сцинтилятор ¹⁰⁶CdWO₄, замінений на ультранизькофоновий ФЕП Hamamatsu R11065-20MOD. Цей фотопомножувач має меншу забрудненість ²³⁸U (в ~15 разів), ²³²Th (в ~5 разів) і ⁴⁰К (в ~60 разів) на відміну від попереднього [143]. Використання данного ФЕПу дозволило замінити вольфрамат свинцю (PbWO₄) на пару кварцовий світловод (Ø66 мм × 100 мм) і пластиковий сцинтилятор з полістиролу, через які проглядався кристал ¹⁰⁶CdWO₄. Обидва кристали CdWO₄ проглядалися за допомогою ФЕПів Hamamatsu R6233MOD через довгі світловоди, виготовлені з радіоактивно чистого кварцу (Ø70 мм × 200 мм), що замінили світловоди, склеєні з кварцу і полістиролу. Усі оптичні контакти між деталями детектора забезпечені силіконовою змазкою оптичного класу EJ-550 від Eljen Technology. Детектори були обгорнуті тефлоновою стрічкою та алюмінізованою пластиковою плівкою для покращення світлозбору. Для щільного прилягання детектора ¹⁰⁶CdWO₄ до пластикового сцинтилятора були використані спеціальні тефлонові підставки. Як і раніше, три кристали вольфрамату кадмію були оточені чотирма мідними блоками високої чистоти ("внутрішня мідь"), шарами надчистої міді ("зовнішня мідь"), свинцю більшої

товщини (15 см), кадмію для зменшення зовнішнього фону від нейтронів (1,5 мм), а також поліетиленовими і парафіновими пластинами (10 см) для поглинання теплових нейтронів. Фотографії оновленої експериментальної установки показано на Рис. 2.3. Для видалення радону внутрішній об'єм установки продувається високочистим азотом. На Рис. 2.4 показано схематичне зображення детекторної установки на четвертому етапі експерименту в установці DAMA-R&D.



Рис 2.3. Фотографії детекторної установки після модифікації. 1 - кристал ¹⁰⁶CdWO₄, 2- торцева частина кристала CdWO₄, 3 - "внутрішня мідь", 4 - кварцові світловоди, 5 - ФЕП Нататаtsu R11065–20MOD, 6 - ФЕПи Нататаtsu R6233MOD, 7 - "зовнішня мідь", 8 - зовнішній свинцевий захист, 9 - парафінові пластини.



Рис. 2.4. Схематичне зображення четвертого етапу експерименту з використанням кристалічного сцинтилятора ¹⁰⁶CdWO₄. Кристалічний сцинтилятор ¹⁰⁶CdWO₄ (1) проглядається через пластиковий сцинтилятор (2) і кварцовий світловод (6) фотопомножувачем (3). Два кристалічні сцинтилятори CdWO₄ (4) проглядаються через кварцові світловоди (5) фотопомножувачами (7). Мідні блоки високої чистоти ("внутрішня мідь") (8). Для щільного прилягання всіх елементів установки використовувались тефлонові деталі (9).

2.3. МЕТОДИ ОБРОБКИ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИХ ДАНИХ

2.3.1. Система збору даних

Система збору даних "подія за подією", яка базується на 14-розрядному цифровому перетворювачі частотою 100 млн вибірок/с (DT5724 від CAEN), записувала амплітуду, час надходження та форму імпульсу кожної події у часовому вікні 100 мкс. Після оновлення установки DT5724 був замінений на 8бітний цифровий перетворювач з частотою дискретизації 1 млрд вибірок/с (DC270 від Agilent Technology). Кристалічний сцинтилятор ¹⁰⁶CdWO₄ містить βактивні нукліди ^{113m}Cd та ¹¹³Cd з енергіями розпаду $Q_{\beta} = 587.37(27)$ кеВ [124, 144] та $Q_{\beta} = 323.83(27)$ кеВ [124], відповідно. Їх розпади забезпечують основну кількість подій при низьких енергіях. Щоб зменшити потік данних від βрозпадів нуклідів ¹¹³Cd та ^{113m}Cd присутніх у ¹⁰⁶CdWO₄, енергетичний поріг електронної системи, яка виробляє тригер, був встановлений на рівні ≈0.5 MeB для подій у антизбігах. Для подій у збігах з допоміжними детекторами CdWO₄ енергетичний поріг для 106 CdWO₄ був встановлений на рівні ≈ 0.05 MeB. Енергетичні пороги для CdWO₄ сцинтиляторів були встановлені на рівні ≈ 0.03 MeB. Таким чином, система збору даних записувала події при досягенні однієї з двох умов:

- індивідуальна подія у 106 CdWO₄ з енергією більше ≈0.5 MeB;
- подія з енергією більше ≈0.05 MeB у ¹⁰⁶CdWO₄ у збігу з подією з енергією більше ≈0.03 MeB хоча б у одному з кристалів CdWO₄.

2.3.2. Калібрування та енергетична роздільна здатність

Калібрування детекторів та визначення енергетичної роздільної здатності детекторів проводили за допомогою γ -джерел ²²Na, ⁶⁰Co, ¹³³Ba, ¹³⁷Cs та ²²⁸Th на початку, в середині та наприкінці експерименту, що дозволило відслідковувати роздільну здатність детекторів та їх стабільність у часі.

На третьому етапі експерименту в установці DAMA-CRYS (Рис. 2.2), енергетична роздільна здатність детектора ¹⁰⁶CdWO₄ для всього діапазону енергій може бути описана функцією ПШПВ = $6.85 \times \sqrt{E_{\gamma}}$, де ПШПВ - повна ширина на половині висоти і E_{γ} - енергія гамма кванту у кеВ. Низьку роздільну здатність збагаченого детектора (незважаючи на відмінні оптичні властивості матеріалу [134]) можна пояснити витягнутою формою сцинтилятора, що призводить до досить низького та неоднорідного збору світла, а також використанням не достатньо прозорого кристалічного світловоду PbWO₄. Характеристики лічильників CdWO₄ значно кращі. Енергетичні спектри, набрані одним із допоміжних детекторів з γ-джерелами ²²Na, ⁶⁰Co та ²²⁸Th, представлені на Рис. 2.5. Енергетична роздільна здатність лічильників була оцінена за результатами трьох енергетичних калібрувань як ПШПВ = $\alpha \times \sqrt{E_{\gamma}}$, з коефіцієнтом α рівним 2.97 і 3.13 для двох детекторів. Формули роздільної здатності також враховують зсув шкали енергії під час набору даних в експерименті.



Рис 2.5. Енергетичні спектри джерел *γ*-випромінювання ²²Na (a), ⁶⁰Co (б) і ²²⁸Th (в), виміряні одним із детекторів CdWO₄. Апроксимації інтенсивних *γ*-піків (суцільні червоні лінії) виконані функціями Гауса. Енергії *γ*-квантів виражені в кеВ.

Після заміни PbWO₄ на пару пластиковий сцинтилятор і кварцовий світловод енергетична роздільна здатність детектора ¹⁰⁶CdWO₄ покращилась -ПШПВ = $4.56 \times \sqrt{E_{\gamma}}$, що у ~1.5 рази краще, ніж на попередньому етапі експерименту. Для двох лічильників CdWO₄ енергетичну роздільну здатність також вдалось покращити, замінивши пари світловодів склеєні з кварцу і полістиролу, на довгі кварцові світловоди. В оновленому експерименті для детекторів CdWO₄ ПШПВ = $\alpha \times \sqrt{E_{\gamma}}$, з коефіцієнтами α , що дорівнюють 2.95 та 2.72. На Рис 2.6 зображено спектри калібрувальних джерел ²²Na, ¹³⁷Cs та ²²⁸Th, набрані детекторами ¹⁰⁶CdWO₄ та одним із CdWO₄ після покращення експериментальної установки.



Рис. 2.6. Енергетичні спектри γ -квантів ²²Na (згори), ¹³⁷Cs (по центру) і ²²⁸Th (внизу), виміряні одним із детекторів CdWO₄ (зліва) і ¹⁰⁶CdWO₄ (справа) після покращення експериментальної установки. Енергії γ -квантів виражені в кеВ.

Використання низькофонового ФЕПу Hamamatsu R6233MOD дозволило зменшити зовнішній фон, проте енергетична шкала детектора 106 CdWO₄ змінювалась під час експерименту, чого не спостерігалось на попередньому етапі. Це може бути пов'язано з деградацією підсилення ФЕПу цього детектора. Ефект було враховано в оцінках енергетичної роздільної здатності детектора та енергетичних порогів у всіх даних.

2.3.3. Стабільність детекторної системи.

Зсув у часі енергетичної шкали детектора ¹⁰⁶CdWO₄ було оцінено з використанням краю β-спектру ^{113m}Cd та результатів калібрувальних вимірювань. Для апроксимації краю β-спектру використовували наступну формулу:

$$f(E) = A \int_0^{Q'\beta} \rho(E') R(E, E') dE',$$
 (2.1)

де A — амплітуда, Q'_{β} — параметр апроксимації, що являє собою край β спектру, $\rho(E)$ — енергетичний розподіл електрона, що випромінюється, R(E, E') функція відгуку детектора на моноенергетичне збудження, яка описується функцією Гауса:

$$R(E, E') = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma(E')} exp\left(\frac{-(E-E')^2}{2\sigma^2(E')}\right).$$
(2.2)

Розподіл енергії електрона, що випромінюється при β -розпаді, можна описати формулою $\rho(E) = wpF(E,Z)(Q'_{\beta} - E)^2 C(w)$, де $w = 1 + E / m_e c^2$, m_e — маса електрона, p — імпульс електрона, F(E,Z) — функція Фермі, Z — заряд дочірнього ядра, C(w) — поправочний коефіцієнт. Для однократно забороненого неунікального розпаду, яким є β -розпад ^{113m}Cd, гарним наближенням є C(w)=1 [135]. Використовуючи апроксимацію Прімакова — Розена $F(E,Z)\sim w / p$ [136], ми отримуємо спрощену формулу, яка використовувалась в даному аналізі:

$$\rho(E) = (w(Q'_{\beta} - E))^2.$$
(2.3)

Приклад апроксимації β -спектру ^{113m}Cd, виміряного детектором ¹⁰⁶CdWO₄, показано на Рис. 2.7. Можна побачити, що є зсув краю β -спектру, який пов'язаний із зменшенням підсилення ФЕПу. Відмінності у формі спектру пов'язані з тим, що на початку експерименту дані збирали впродовж кількох днів з низькоенергетичним порогом (Рис. 2.7(а)). Тому максимум у спектрі при ~450 у.о. на Рис. 2.7(б) пов'язано з дією високоенергетичного порогу для детектора ¹⁰⁶CdWO₄.

Динаміка зсуву β-спектру ^{113m}Cd показана на Рис. 2.8 (стрибок краю βспектру через 380 днів пов'язаний з підвищенням високої напруги, що подається на ФЕП). Подібне погіршення підсилення ФЕП спостерігається в багатьох експериментах [145, 146, 147] і може бути описано сумою кількох експонент. Деградація підсилення також була оцінена за допомогою результатів калібрування. Щоб компенсувати зсув енергії, значення енергії кожної події, зареєстрованої детектором ¹⁰⁶CdWO₄, було поділено на функцію деградації D(t). Загалом, зсув енергетичної шкали впродовж часу збору даних t у днях було визначено як $D_1(t) = 0.82 \cdot exp(-t/2221) + 0.18 \cdot exp(-t/41)$ і $D_1(t) =$ exp(-t/3002) для даних до та після підвищення високої напруги відповідно.



Рис. 2.7. Енергетичні спектри, набрані детектором ¹⁰⁶CdWO₄ у перші дні експерименту (а) та через ~240 днів (б). Червона лінія представляє апроксимацію краю β -спектру ^{113m}Cd за допомогою функції (2.1) плюс лінійної функції для опису фону. Максимум у спектрі (б) при ~450 у.о. – це пороговий ефект, пов'язаний з роботою електроніки для створення апаратного тригера.



Рис. 2.8. Залежність розташування краю β -спектру ^{113m}Cd від часу (*t*) внаслідок деградації підсилення ФЕП детектора ¹⁰⁶CdWO₄. Стрибок положення краю β -спектру через 380 днів викликаний підвищенням високої напруги на ФЕП.

2.3.4. Часова роздільна здатність

Спектри, набрані детектором ¹⁰⁶CdWO₄ з джерелом ²²Na без збігів і у збігах з енергією 511 кеВ принаймні в одному з лічильників CdWO₄, зображені на Рис. 2.9. На вставці Рис. 2.9 показано розподіл різниці початків імпульсу у детекторі ¹⁰⁶CdWO₄ і сигналу з енергією 511 \pm 1 σ кеВ в CdWO₄, де σ – енергетична роздільна здатність лічильників CdWO₄ для гамма-квантів 511 кеВ. Часова роздільна здатність детекторної системи досить висока (стандартне відхилення розподілу становить 16 нс) завдяки швидкому зростанню сцинтиляційних імпульсів CdWO₄.



Рис 2.9. Енергетичний спектр гамма-квантів джерела ²²Na, виміряний за допомогою детектора ¹⁰⁶CdWO₄. Голубі кола - без збігів, червоні хрестики - у збігах з енергією 511 \pm 1 т кеВ принаймні у одному детекторі CdWO₄. Дані, змодельовані за допомогою Монте-Карло коду EGSnrc показані пунктирними лініями (усі розрахунки методом Монте-Карло у даній роботі виконані Ф. Капеллою, Національний інститут ядерної фізики, відділення у Римі «Ла Сапієнца», Рим, Італія). Вставка - розподіл початкових положень імпульсів детектора ¹⁰⁶CdWO₄ відносно сигналів CdWO₄ з енергією 511 кеВ ± 1 т.

Після вдосконалення експериментальної установки, часову роздільну здатність детекторної системи також було визначено за допомогою калібрування з у-джерелом ²²Na. На Рис. 2.10 зображено спектри, набрані детектором 106 CdWO₄ з джерелом 22 Na без збігів і у збігах з енергією 511 кеВ \pm 1 о принаймні в одному з лічильників CdWO₄. На вставці Рис. 2.10 показана гістограма різниці початків імпульсу у детекторі ¹⁰⁶CdWO₄ і сигналу в CdWO₄ з енергією 511 кеВ ± 1 . Часова роздільна здатність детекторної системи також покращилась у порівнянні з попереднім етапом експерименту (стандартне відхилення розподілу становить 13 нс).



Рис. 2.10. Енергетичний спектр гамма-квантів джерела ²²Na виміряний за допомогою детектора ¹⁰⁶CdWO₄ після покращення експериментальної установки. Синя лінія - спектр без збігів, червона - у збігах з енергією 511 кеВ \pm 1 σ принаймні у одному детекторі CdWO₄. Вставка - розподіл початкових положень імпульсів детектора ¹⁰⁶CdWO₄ відносно сигналів CdWO₄ з енергією 511 кеВ \pm 1 σ . Енергії γ -квантів виражені в кеВ.

2.3.5. Порівняння Монте-Карло моделей та експериментальних даних, отриманих з γ-джерелами

Ми порівняли експериментальні дані з джерелами γ-випромінювання, отримані під час калібрування, та розподіли, змодельовані Монте-Карло пакету EGSnrc [148]. Змодельовані спектри ²²Na також подані на Рис. 2.9 для порівняння з реальними даними. Порівняння дозволило також уточнити енергетичні пороги та перевірити коректність роботи режиму збігів детекторної системи.

На Рис. 2.11 показано порівняння між спектрами, набраними трьома детекторами за допомогою джерела ²²⁸Th (після віднімання фону), та змодельованими розподілами. Було змодельовано приблизно 30 мільйонів подій. Джерело ²²⁸Th має широкий енергетичний діапазон гамма-квантів, а також досить високу активність (6,1 ± 0,3 кБк) на час вимірювання. Порівнюючи експериментальні спектри із моделями, було визначено високоенергетичний поріг 467 ± 40 кеВ для індивідуальних подій у ¹⁰⁶CdWO₄, коли енерговиділення в лічильниках CdWO₄ було нижчим за їхні енергетичні пороги (Рис. 2.11(а), блакитна гістограма), і низькоенергетичний поріг 52 ± 12 кеВ для подій у детекторі ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах із хоча б одним детектором CdWO₄ (Рис. 2.11(а), синя гістограма). При цьому енергетичні пороги лічильників CdWO₄ були визначені як 46 ± 2 кеВ та 32 ± 2 кеВ. Апроксимація спектра за допомогою моделі дає значення активності джерела 5,70 ± 0,01 кБк, що прийнятно узгоджується із зазначеним вище значенням.



Рис. 2.11. Енергетичні спектри джерела гамма-випромінювання ²²⁸Th, виміряні детекторами ¹⁰⁶CdWO₄ (a) і CdWO₄ (б, в) (чорні гістограми), без застосування умов відбору. Монте-Карло моделі показані червоними точками. Блакитна Монте-Карло модель – індивідуальні події в ¹⁰⁶CdWO₄, а синя – події в детекторі ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах з детекторами CdWO₄. Різниці між розподілами, визначені як (експеримент – модель)/невизначеності, показані під кожним спектром.



Рис. 2.12. Енергетичні спектри джерела гамма-випромінювання ²²⁸Th, виміряні детектором ¹⁰⁶CdWO₄ (чорні гістограми) в режимі антизбігів (а), у збігу з подією(ями) у детекторах CdWO₄ (б), у збігу з енергією 511 кеВ у принаймні одному з детекторів CdWO₄ (в) і у збігах з енергією 511 кеВ одночасно в обох детекторах CdWO₄ (г). Монте-Карло моделі показані червоними точками. Відмінності, визначені як (експеримент – модель)/невизначеності, показані під кожним спектром.

Порівняння даних і Монте-Карло моделей також дозволило перевірити роботу системи збору даних у різних режимах збігу (антизбігу). На Рис. 2.12

показано порівняння між даними, виміряними детектором ¹⁰⁶CdWO₄, і змодельованою моделлю в режимі антизбігів (а), у збігу з подією(ями) у детекторах CdWO₄ (б), у збігу з подією(ями) принаймні у одному із детекторів CdWO₄ з енерговиділенням $E = 511 \pm 2\sigma$ кеВ (в) та у збігу одночасно в обох детекторах CdWO₄ з енергією $E = 511 \pm 2\sigma$ кеV (г), де σ – енергетична роздільна здатність детекторів CdWO₄ для гамма-квантів 511 кеВ. Моделі прийнятно узгоджуються з даними вище 0,45 МеВ у спектрі антизбігів і вище 0,05 МеВ у спектрах збігів, які відповідають апаратним енергетичним порогам детектора ¹⁰⁶CdWO₄.

Деяку невідповідність між експериментальними та змодельованими спектрами можна пояснити невизначеністю положення та активності джерела, спрощенням геометрії установки, яка використовується для моделювання методом Монте-Карло, невизначеністю енергетичної роздільної здатності детекторів і деякою нестабільністю детекторної системи під час калібрувальних вимірювань. Крім того, під час моделювання не враховувався фон від деталей установки.

2.3.6. Аналіз форми імпульсу

Різниця у формі сцинтиляційного імпульсу у вольфраматі кадмію для подій від β -частинок (γ -квантів) і α -частинок може бути використана для зниження фону, спричиненого α -радіоактивним забрудненням детектора через присутність у ньому ²³²Th і ²³⁸U та їх дочірніх нуклідів. Для цього був використаний метод оптимального фільтра [149]. Для кожного імпульсу розраховували його числову характеристику – індикатор форми (*SI*) [150]:

$$SI = \sum_{k} f(t_k) \cdot P(t_k) / \sum_{k} f(t_k), \qquad (2.4)$$

де $f(t_k)$ - значення амплітуди імпульсу в момент часу t_k (k – номер каналу), $P(t_k) = (\overline{f_{\alpha}}(t) - \overline{f_{\gamma}}(t))/(\overline{f_{\alpha}}(t) + \overline{f_{\gamma}}(t))$ – вагова функція, $\overline{f_{\alpha}}(t)$ та $\overline{f_{\gamma}}(t)$ - базисні форми імпульсу для подій від α -частинок і γ -квантів (β -частинок). Розподіл SI для γ -квантів (β -частинок) і α -частинок добре описується функціями Гауса. Енергетичну залежність параметра SI та його стандартне відхилення визначено для подій від α -частинок від розпаду α -активних ядер у сцинтиляторах, а для $\gamma(\beta)$ -подій – від калібрувальних вимірювань з γ -джерелами ²²⁸Th, ²²Na та ⁶⁰Co.

Був проведений спеціальний набір даних впродовж 588 год для вимірювання енергетичних спектрів α -подій у детекторах CdWO₄. Під час даного збору даних записувались події від детекторів CdWO₄ незалежно від наявності події у центральному детекторі ¹⁰⁶CdWO₄. На Рис. 2.13 показано отриману залежність *SI* від енергії для одного з детекторів CdWO₄ та розділені спектри $\gamma(\beta)$ - та α -подій після аналізу форми імпульсу.



Рис. 2.13. Залежність індикатора форми (*SI*) від енергії, отримана для одного з CdWO₄ (а) та для ¹⁰⁶CdWO₄ (в). На рисунку показано енергетичні розподіли подій від $\beta(\gamma)$ і α -частинок. Спектри, виміряні одним із детекторів CdWO₄ (б) і ¹⁰⁶CdWO₄ (г) (синій), їх $\gamma(\beta)$ -компоненти (зелений) і α -компоненти (червоний) вибрані за допомогою методу оптимального фільтра.

Використання методу оптимального фільтра підходить для статистичного відокремлення α -частинок від γ -променів (β -частинок), відкидання подій від розпадів ²¹²Ві - ²¹²Ро (через малий період напіврозпаду ²¹²Ро \approx 0,3 мкс ці розпади записуються системою збору даних як одна подія) радіоактивного ряду

²³²Th, шумів ФЕПу. Крім того, завдяки методу було відокремлено від корисних даних накладені сигнали, події у ¹⁰⁶CdWO₄ одночасно з сигналом у пластиковому сцинтиляторі чи PbWO₄ тощо. На Рис. 2.13 показано результати застосування даного методу до фонових даних, зібраних детектором ¹⁰⁶CdWO₄ впродовж 648 днів. Найкраще розділення між α - та $\gamma(\beta)$ -подіями спостерігається в діапазоні енергій (0.8-1.5) MeB (в γ -шкалі), де очікуються α -події від розпадів ²³²Th і ²³⁸U та їхніх дочірніх елементів. Детальніше метод розрізнення сигналів за формою імпульсу описаний у попередніх роботах [125, 138].

2.3.7. Часово-амплітудний аналіз дочірніх елементів ²²⁸Th.

Для визначення активності 228 Th у кристалах CdWO₄ та 106 CdWO₄ використано часово-амплітудний аналіз. Було відібрано події від α-розпадів, що відповідають швидкому ланцюжку радіоактивного ряду ²³²Th: ²²⁴Ra ($Q_{\alpha} = 5.79$ MeB, $T_{1/2} = 3.66 \text{ д}) \rightarrow {}^{220}$ Rn ($Q_{\alpha} = 6.41 \text{ MeB}, T_{1/2} = 55.6 \text{ c}) \rightarrow {}^{216}$ Po ($Q_{\alpha} = 6.91 \text{ MeB},$ $T_{1/2} = 0.145$ с) $\rightarrow {}^{212}$ Pb. Вони знаходяться в рівновазі з 228 Th в сцинтиляторах. Слід зазначити, що події відбиралися з урахуванням погашення енергії ачастинок в γ-шкалі детекторів, яке описується так званим α/γ-співвідношенням [151]. Спочатку ми відібрали всі пари подій в енергетичному інтервалі 0.7-1.5 MeB і у часовому інтервалі 0.026–1.000 с для аналізу ланцюжка розпаду²²⁰Rn \rightarrow ²¹⁶Po \rightarrow ²¹²Pb. Ефективність відбору подій α -розпаду ²¹⁶Po на цьому часовому інтервалі становила 87.5 %, ефективність відбору за формою імпульсу – 94.3 %. Розрахована активність ²²⁸Th у кристалі 106 CdWO₄ становить 0.0174(14) мБк/кг. Події, спричинені розпадом материнського α-активного ²²⁴Ra в тому ж енергетичному інтервалі, шукали в часовому інтервалі 0-222 с (93.7% від всіх 224 Ra \rightarrow^{220} Rn) перед подіями 220 Rn \rightarrow 216 Po, вибраними на розпадів попередньому кроці. Отримані енергетичні спектри а-подій в детекторі 106 CdWO₄ з ланцюжка 224 Ra \rightarrow 220 Rn \rightarrow 216 Po \rightarrow 212 Pb і розподіли в часі для розпадів ²²⁰Rn \rightarrow ²¹⁶Po і ²¹⁶Po \rightarrow ²¹²Pb показані на Рис. 2.14.

Аналогічний аналіз для детекторів CdWO₄ з ефективністю відбору індикатора форми 99.7%, у часовому інтервалі 0.026-1.4 с (88.2% розпадів ²¹⁶Po) дає середню активність ²²⁸Th у кристалі 0.012(2) мБк/кг.



Рис. 2.14. Енергетичні спектри α-подій від розпадів ²²⁴Ra, ²²⁰Rn i ²¹⁶Po, відібрані за допомогою часово-амплітудного аналізу даних, накопичених за 15573 год детектором ¹⁰⁶CdWO₄. Отримані періоди напіврозпаду (показані на вставках) ²¹⁶Po (161±16 мс) i ²²⁰Rn (51±8 с) узгоджуються з табличними значеннями $T_{1/2} =$ 0.145 с i $T_{1/2} = 55.6$ с відповідно [152].

Середні значення трьох α -піків, відібраних часово-амплітудним аналізом у γ -шкалі детектора ¹⁰⁶CdWO₄, були використані для отримання залежності α/γ співвідношення від енергії α -частинок (E_{α}) в діапазоні 5.7– 6.9 MeB: $\alpha/\gamma =$ $0.12(2) + 0.011(2) \times E_{\alpha}$ (де E_{α} у MeB). Залежність узгоджується з даними, отриманими для сцинтиляційного детектора ¹⁰⁶CdWO₄ в попередньому досліджені [125]. На жаль, через низьку статистику не вдалося визначити точне положення трьох α -піків для детекторів CdWO₄. Проте α/γ співвідношення для даних детекторів було отримано шляхом аналізу сумарного α -спектру, який гарно відділяється для CdWO₄ (див. Рис. 2.13).

2.3.8. Аналіз а-спектрів, виміряних детекторами CdWO4

Для визначення α-активності дочірніх ядер ²³²Th і ²³⁸U в кристалічних сцинтиляторах CdWO₄ проаналізовано спектр подій від α -частинок, відділених від γ -подій за допомогою методу оптимального фільтра. Співвідношення α/γ залежить від напрямку α -частинок відносно осей кристала CdWO₄, тому енергетична роздільна здатність для α -частинок гірша, ніж для γ -квантів [153]. Як наслідок, ми не можемо спостерігати окремі піки від α -розпадів дочірніх елементів ²³²Th і ²³⁸U у спектрі.



Рис. 2.15. Енергетичний спектр α -подій у γ -шкалі, відібраних за допомогою аналізу форми імпульсу у даних, набраних детекторами CdWO₄ впродовж 588 годин у окремому вимірюванні (синя гістограма). Внесок дочірніх рядів U/Th, функція апроксимації та залишковий $\beta(\gamma)$ -розподіл показані різними кольорами (див. вставку).

Для визначення активності α -активних нуклідів була використана спрощена модель, побудована з суми функцій Гаусса, щоб апроксимувати спектр в енергетичному інтервалі 0.45-1.5 MeB. Модель складалася з п'яти незалежних дочірніх рядів ²³⁸U (²³⁸U \rightarrow ²³⁴Th; ²³⁴U \rightarrow ²³⁰Th; ²³⁰Th \rightarrow ²²⁶Ra; ²²⁶Ra $\rightarrow \dots \rightarrow$ ²¹⁰Pb; ²¹⁰Pb $\rightarrow \dots \rightarrow$ ²⁰⁶Pb) і двох рядів ²³²Th (²³²Th \rightarrow ²²⁸Ra i ²²⁸Th $\rightarrow \dots \rightarrow$ ²⁰⁸Pb). Активність кожного ряду була параметром апроксимації. На Рис. 2.15 показано результат акроксимації α-спектру, виміряного детекторами CdWO₄. Активність дочірніх елементів ²³²Th і ²³⁸U, визначена на основі даного аналізу, представлена в Таб. 3.3. Залежність відношення α/γ від енергії α-частинок (E_{α}) в інтервалі енергій 0.47 - 1.50 MeB була оцінена за результатами апроксимації як $\alpha/\gamma = 0.08(1) + 0.015(2) \times E_{\alpha}$.

2.3.9. Побудова моделі фону.

Більша частина фону з енергією менше ~0.8 MeB значною мірою ¹¹³Cd. ^{113m}Cd та β-розпадами викликана Модель фону для опису експериментальних даних після β-спектру ^{113m}Cd була побудована на основі розподілу «внутрішніх» (радіоактивне забруднення кристала ¹⁰⁶CdWO₄) і «зовнішніх» (радіоактивне забруднення інших елементів установки) джерел. Вважається, що рівновага ланцюгів ²³⁸U і ²³²Th у всіх матеріалах порушена. Під рівновагою розуміється однакова активність дочірніх та батьківських радіонуклідів, яка зазвичай порушується в усіх матеріалах через фізичні або хімічні процеси при їх виробництві (див., наприклад, [154, 155, 156]). Проте рівновага зберігається у дочірніх рядах 232 Th: 228 Ra \rightarrow 228 Th, 228 Th \rightarrow 208 Pb; та 238 U: $^{238}\text{U} \rightarrow ^{234}\text{U}, \,^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{210}\text{Pb}, \,^{210}\text{Pb} \rightarrow ^{206}\text{Pb}.$

У кристалічному сцинтиляторі ¹⁰⁶CdWO₄ були змодельовані такі «внутрішні» джерела забрудненості:

- ⁴⁰K, ²²⁸Ra \rightarrow ²²⁸Th, ²²⁸Th \rightarrow ²⁰⁸Pb, ²³⁸U \rightarrow ²³⁴U, ²²⁶Ra \rightarrow ²¹⁰Pb ta ²¹⁰Pb \rightarrow ²⁰⁶Pb 3 активністю, оціненою на попереднх етапах експерименту [157, 158]; Крім того, в даних, зібраних детектором ¹⁰⁶CdWO₄, спостерігалися піки з енергією 202 кеВ і 307 кеВ, що можна пояснити присутністю ¹⁷⁶Lu в кристалі. Тому до моделі фону було додано розподіл для цього радіонукліда;
- Залишковий розподіл подій від α -розпадів ²³²Th і ²³⁸U з їхніми дочірніми;
- Двонейтринний 2 β -розпад ¹¹⁶Cd з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 2.63 \times 10^{19}$ років [82].

У інших деталях установки були змодельовані такі «зовнішні» джерела:

- ⁴⁰K, ²²⁸Ra \rightarrow ²²⁸Th, ²²⁸Th \rightarrow ²⁰⁸Pb, ²³⁸U \rightarrow ²³⁴U, ²²⁶Ra \rightarrow ²¹⁰Pb ta ²¹⁰Pb \rightarrow ²⁰⁶Pb y кристалічних сцинтиляторах CdWO₄, кварцових світловодах, кристалічному світловоді PbWO₄, пластиковому сцинтиляторі, оптичному контакті, тефлонових деталях;
- ⁴⁰K, ²²⁸Ra→²²⁸Th, ²²⁸Th→²⁰⁸Pb, ²³⁸U→²³⁴U, та ²²⁶Ra→²¹⁰Pb у "зовнішній міді" та ФЕПах;
- ⁴⁰K, ²²⁸Ra→²²⁸Th, ²²⁸Th→²⁰⁸Pb, ²³⁸U→²³⁴U, ²²⁶Ra→²¹⁰Pb, ²¹⁰Pb→²⁰⁶Pb, ⁵⁶Co та
 ⁶⁰Co у "внутрішній міді".

Компоненти фону були змодельовані за допомогою Монте-Карло пакету EGSnrc з початковою кінематикою, заданою генератором подій DECAY0 [159]. Залишковий розподіл подій від α -розпадів ²³²Th і ²³⁸U та їх дочірніх побудовано за експериментальними даними за допомогою відбору за формою імпульсу, описаного у розділі 2.3.6.

Отримані моделі використовувалися для комбінованої апроксимації експериментальних спектрів у двох умовах відбору: $\gamma(\beta)$ -події в антизбігу з детекторами CdWO₄ в енергетичному інтервалі (940–4000) кеВ та в збігах з подією(ями) принаймні в одному з детекторів CdWO₄ з енергією $E = 511 \pm 2\sigma$ кеВ у діапазоні енергій (240–3940) кеВ. Активності відповідних моделей для кожного спектру були зв'язані між собою. Результат апроксимації дає прийнятний критерій узгодженості Пірсона ($\chi^2 = 457$ для 235 ступенів свободи). На Рис. 2.16 показано результати комбінованої апроксимації та основні компоненти фону.



Puc 2.16. Енергетичні спектри $\gamma(\beta)$ -подій, набрані впродовж 1085 днів детектором ¹⁰⁶CdWO₄ у антизбігу з детекторами CdWO₄ (a) та у збігу з анігіляційними γ -квантами 511 кеВ принаймні в одному з детекторів CdWO₄ (б) (точки) разом із моделлю фону (червона лінія). Показано основні компоненти фону: розподіли внутрішніх забруднень («int ⁴⁰K», «int ²³²Th», «int ²³⁸U») та зовнішніх γ -квантів («ext γ »), залишковий розподіл α -частинок у кристалі ¹⁰⁶CdWO₄ (α), космогенні ⁵⁶Co та ⁶⁰Co в внутрішній міді та 2v2 β -розпад ¹¹⁶Cd. Розподіл 0v2EC-розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd з $T_{1/2} = 6.8 \times 10^{20}$ років (наявність площі якого можна виключений з апроксимації з довірчою імовірністю 90%) показано суцільною червоною лінією.

2.3.9. Зниження фону і модель радіоактивної забрудненості деталей установки.

Використовуючи метод оптимального фільтра, α-події були статистично відокремлені від γ(β)-подій. На Рис. 2.17 показані результати застосування методу оптимального фільтра до фонових даних, зібраних низкофоновою установкою DAMA/CRYS впродовж 1085 днів.



Рис. 2.17. Енергетичні спектри, набрані детектором ¹⁰⁶CdWO₄ впродовж 1085 днів в низькофоновій установці DAMA-CRYS без відбору (чорні точки), після відбору $\beta(\gamma)$ -подій за формою сигналу методом оптимального фільтра (суцільна червона лінія), $\beta(\gamma)$ -події в антизбігах з детекторами CdWO₄ (пунктирна чорна лінія), $\beta(\gamma)$ -події у збігах з подією(ями) принаймні в одному з детекторів CdWO₄ з енергією $E = 511 \pm 2\sigma$ кеВ (зелений хрестики), $\beta(\gamma)$ -події, що збігаються з подіями одночасно в обох лічильниках CdWO₄ з енергією $E = 511 \pm 2\sigma$ кеВ (сині кружечки).

Найкраще зниження фону спостерігається в області енергій (800–1300) кеВ (у ~1,6 рази), де очікуються α -події від розпадів ²³²Th і ²³⁸U та їх дочірніх нуклідів. Подальше зниження фону (у ~1,3 рази в інтервалі енергій (1000–3000) кеВ) було досягнуто шляхом використання умови антизбігів з детекторами CdWO₄. Фон був суттєво зменшений (приблизно у 17 разів у тому самому

енергетичному діапазоні) відбором подій в детекторі ¹⁰⁶CdWO₄ за збігом з подією(ями) принаймні в одному з детекторів CdWO₄ з енерговиділенням $E = 511 \pm 2\sigma$ кеВ, де σ - енергетична роздільна здатність детекторів CdWO₄ для γ квантів 511 кеВ. Відбір подій, що збігаються з подіями в обох детекторах CdWO₄ з енергією $E = 511 \pm 2\sigma$ кеВ знизив фон ще додатково у ~42 рази. На Рис. 2.17 представлено фонові спектри при різних умовах відбору.

Апроксимація (зображена на Рис. 2.16) дозволила оцінити межі радіоактивного забруднення матеріалів низькофонової установки. У Табл. 2.1 представлені отримані результати.

Таблиця 2.1. Радіоактивне забруднення (мБк/кг) матеріалів низькофонової установки, оцінене за допомогою комбінованої апроксимації енергетичних спектрів, представлених на Рис. 2.16. Верхні межі наведені з 68% довірчою ймовірністю.

Елемент установки	⁴⁰ K	⁵⁶ Co	⁶⁰ Co	⁸⁸ Y	²¹⁰ Pb	²²⁶ Ra	²²⁸ Ac	²²⁸ Th
PbWO ₄	≤0.09	_	_	_	$\leq 12 \times 10^3$	≤ 0.07	≤0.28	≤0.23
CdWO ₄	_	_	_	_	_	≤0.27		≤0.014
Кварцові світловоди	≤18	_	_	_		≤3.3	≤0.6	≤0.6
Внутрішня мідь	≤0.8	≤0.26	≤0.5	≤0.005		≤3.0	≤1.3	≤0.019
Зовнішня мідь	≤1.4	_	_	_		≤1.5	≤3.2	≤0.026
ФЕПи	≤1060	_	_	_	_	≤140	≤1030	≤250

2.4. ВИСНОВКИ

Експеримент із пошуку 2β -розпаду ¹⁰⁶Cd за допомогою збагаченого кристалічного сцинтилятора ¹⁰⁶CdWO₄ у близькій геометрії з двома сцинтиляторами CdWO₄ великого об'єму проводиться у підземній лабораторії Гран-Сассо INFN (Італія). Описано компоненти експериментальної установки

до та після модифікації, а також систему збору даних. Для врахування динаміки зсуву енергетичної шкали детектора ¹⁰⁶CdWO₄ в часі, внаслідок нестабільності ФЕПа, розроблено методику корекції на основі аналізу положення краю βспектру ^{113m}Cd та за результатами калібрувальних вимірювань. Визначено основні часові та спектроскопічні характеристики детекторної системи. Порівняння експериментальних даних, отриманих під час калібрувальних вимірювань з джерелами гамма-випромінювання, та Монте-Карло моделей показало гарний збіг і дозволило точно визначити енергетичні пороги детекторної системи. Проведено аналіз форми сцинтиляційних сигналів, що дозволило відокремити події від β(γ)- та α-частинок. Описано часовоамплітудний аналіз, на основі якого було визначено забрудненість радіонуклідом ²²⁸Th детекторів ¹⁰⁶CdWO₄ та CdWO₄. Проаналізовано α -спектр, набраний детекторами CdWO₄, оцінено забрудненість даних кристалів дочірніми елементами ²³²Th i ²³⁸U. Модель фону була побудована з урахуванням практично всіх компонентів детекторної системи. На основі проведеної комбінованої акпоксимації експериментальних спектрів моделлю фону було визначено забрудненості основних компонентів детекторної установки до її модифікації.

Результати досліджень, описаних у розділі, були опубліковані в роботах [160, 161, 162].
РОЗДІЛ З. ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД ЯДРА ¹⁰⁶Cd

3.1. ВСТУП

Нуклід ¹⁰⁶Сd є одним із найбільш привабливих кандидатів для пошуку 2EC-, ECβ⁺- і 2β⁺-розпадів та має довгу історію досліджень. Спрощена схема розпаду ¹⁰⁶Cd представлена на Рис 3.1. Процеси зі зменшенням заряду ядра мають суттєво нижчу ймовірність у порівнянні з $2\beta^{-}$ -розпадом, що є причиною нижчої експериментальної чутливості. Однак ймовірність 0v2EC-розпаду може бути збільшена на шість порядків завдяки резонансу (Res. 0v2EC), причиною якого є виродження початкового і кінцевого стану переходу. Використовуючи техніку пасток Пеннінга, енергії розпадів в роботі [163] було визначено з точністю до 10⁻² еВ, що дозволило визначити значення параметрів виродження для близько-резонансних розпадів і уточнити теоретичні оцінки періодів напіврозпаду даних розпадів. Також на теоретичні оцінки 0v2EC-розпаду впливають розрахунки ядерних матричних елементів та аналіз ефектів електронних оболонок. Для ¹⁰⁶Cd можливі три близько-резонансні 0v2ECпереходи на збуджені рівні ¹⁰⁶Pd з енергіями 2718 кеВ, 2741 кеВ та 2748 кеВ. Теоретичні значення періодів напіврозпаду Res. 0v2EC-розпаду ¹⁰⁶Cd подані у Табл. 3.1. Найбільш оптимістичні розрахунки дають значення в районі T_{1/2} ~ 10²² років, що мотивує пошук безнейтринної моди 2ЕС-розпаду даного ядра. Теоретичні оцінки для 2v2EC- та $2vEC\beta^+$ -розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd знаходяться на рівні $T_{1/2} \sim 10^{20}$ - 10^{23} років. Для 0vEC β^+ -розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd теоретичні розрахунки не є дуже оптимістичними ($T_{1/2}$ ~ 10²⁶ років).

Збуджений рівень ¹⁰⁶ Pd, кеВ	<i>T</i> _{1/2} , років	Посилання
	$(3.2 - 9.7) \times 10^{22}$	[164]
2718	$> 8.4 \times 10^{24} - 2.1 \times 10^{24}$	[165]
	$(5-8) \times 10^{29}$	[116]
2741	$> 5.2 \times 10^{24}$	[166]
2748	$2 \times 10^{29} - 2 \times 10^{34}$	[116]

Таблиця 3.1. Теоретичні оцінки періоду напіврозпаду ядра ¹⁰⁶Cd по каналу близько-резонансного 0v2EC-розпаду на збуджені стани ¹⁰⁶Pd.



Рис 3.1. Спрощена схема розпаду ядра ¹⁰⁶Cd [167] (енергетичні рівні в інтервалі 2283–2714 кеВ опущені). Енергії збуджених рівнів виражені в кеВ. Відносні інтенсивності γ-квантів подані в дужках.

3.2. РЕЗУЛЬТАТИ ЕКСПЕРИМЕНТУ З ВИКОРИСТАННЯМ ЗБАГАЧЕНОГО КРИСТАЛУ ¹⁰⁶CdWO₄ У ЗБІГАХ (АНТИЗБІГАХ) З ДВОМА СЦИНТИЛЯТОРАМИ ВОЛЬФРАМАТУ КАДМІЮ ВЕЛИКОГО ОБ'ЄМУ

В експериментальних даних немає особливостей, які можна було б віднести до 2 β -процесів у ¹⁰⁶Cd. Нижні межі періоду напіврозпаду ¹⁰⁶Cd відносно різних каналів і мод розпаду 2 β можна оцінити за формулою:

 $\lim T_{1/2} = N \cdot \ln 2 \cdot \eta_{sel} \cdot \eta_{det} \cdot t / \lim S$, (3.1) де N - кількість ядер ¹⁰⁶Cd у кристалі ¹⁰⁶CdWO₄ (2.42 × 10²³), η_{det} – ефективність реєстрації шуканого процесу (розраховується як відношення кількості подій у змодельованому розподілі до кількості згенерованих подій), η_{sel} – ефективність відбору (відбір за формою сигналу, часовим збігом, енергетичним інтервалом), t – час вимірювання, а lim S – кількість подій шуканого ефекту, які можна виключити із заданою довірчою ймовірністю. Відгуки детекторної системи на різні моди та канали подвійного бета-розпаду ¹⁰⁶Cd моделювали за допомогою пакета EGSnrc із початковою кінематикою, заданою генератором подій DECAY0. Для кожного каналу розпаду було згенеровано приблизно 5 × 10⁶ подій.

Щоб оцінити обмеження на 2β-процеси у ¹⁰⁶Cd, було проаналізовано дані при різних умовах відбору. Апроксимація спектру антизбігів за допомогою вищеописаної моделі плюс змодельований розподіл 0v2EC-розпаду ¹⁰⁶Cd до основного стану ¹⁰⁶Pd повертає площу розподілу шуканого ефекту (205 ± 99), що не є доказом його існування. Відповідно до підходу Фельдмана – Коузінса [168], ми прийняли lim S = 367 подій при 90% довірчій ймовірності. Варто зазначити, що у даній роботі всі обмеження на площу ефекту та на період напіврозпаду наведені з 90% довірчою ймовірністю, а також те, що для оцінки обмежень були враховані лише статистичні невизначеності. Ефективність реєстрації для даного процесу була змодельована як $\eta_{det} = 0.522$. Беручи до уваги ефективність відбору $\beta(\gamma)$ -подій методом оптимального фільтра $\eta_{sel} =$ 0.955, ми отримали нижню границю на період напіврозпаду ¹⁰⁶Cd для 0v2EC-

розпаду на основний рівень ¹⁰⁶Pd $T_{1/2} \ge 6.8 \times 10^{20}$ років (розподіл 0v2ECрозпаду, наявність площі якого можна виключений з апроксимації, показано на Рис 2.16). Обмеження є дещо гіршим за те, що було отримано на попередньому етапі експерименту ($T_{1/2} \ge 1.0 \times 10^{21}$ років [125]. Порівняння отриманих результатів з попередніми наведено у Таб. 3.2).



Рис 3.2. Енергетичний спектр $\beta(\gamma)$ -подій, виміряних впродовж 1085 днів детектором ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах з подіями принаймні в одному з детекторів CdWO₄ з енергією $E = 511 \pm 2\sigma$ кеВ (хрестики). Суцільна червона лінія показує результат апроксимації даних моделлю фону (див. розділ 2.3.9). Показано розподіли 0vEC β^+ - і 0v2 β^+ -розпадів ¹⁰⁶Cd на основний рівень (g.s.) ¹⁰⁶Pd (наявність площі яких можна виключений з апроксимації з довірчою імовірністю 90%) з періодами напіврозпаду $T_{1/2} = 1.4 \times 10^{22}$ років та $T_{1/2} = 5.9 \times 10^{21}$ років відповідно.

Апроксимація даних, набраних детектором ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах із сигналом(ами) у детекторах CdWO₄ за допомогою описаної вище моделі фону була більш чутливою до більшості шуканих мод і каналів розпаду. Приклад такого аналізу для 0ν EC β^+ - і 0ν 2 β^+ -розпадів ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd з використанням даних, які були виміряні за допомогою детектора ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах з подіями 511 кеВ принаймні в одному з детекторів CdWO₄ показано на Рис. 3.2. Ефективність відбору, наприклад, для 0ν EC β^+ -процесу $\eta_{sel} = 0.909$ була

розрахована як добуток ефективностей методу оптимального фільтра відбору $\beta(\gamma)$ -подій у інтервалі $\pm 2\sigma$ навколо значення середнього часу (0.9546), відбору за часовою роздільною здатністю в інтервалі $\pm 3\sigma$ (0.9973) та відбору в енергетичному інтервалі $\pm 2\sigma$ подій у CdWO₄ з енергією 511 кеВ (0.9545). У Таб. 3.2 наведено дані про ефективності, значення lim *S* та отримані обмеження на періоди напіврозпаду по різним каналам і модам розпаду ¹⁰⁶Cd.

Іншим прикладом є пошук 0v2EC-переходу ¹⁰⁶Cd на збуджений рівень 2718 кеВ ¹⁰⁶Pd (вважається одним із найбільш перспективних каналів розпаду з точки зору можливого резонансного процесу [128]). Пошук здійснювався шляхом аналізу даних набраних детектором ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах із подіями принаймні в одному з детекторів CdWO₄ в енергетичному інтервалі (1046 – 1.5σ) – (1160 + 1.7σ) кеВ. Інтервал повинен містити два інтенсивні γ -кванти з енергіями 1046 кеВ і 1160 кеВ, які очікуються в шуканому розпаді (див. схему розпаду на Рис. 3.1). На Рис. 3.3 представлено спектр і його апроксимація, що складається з фонової моделі та виключеного розподілу шуканого резонансного процесу.



Рис 3.3. Енергетичний спектр $\gamma(\beta)$ -подій, виміряних детектором ¹⁰⁶CdWO₄ впродовж 1085 днів у збігах з подією(ями) принаймні в одному з детекторів CdWO₄ в енергетичному інтервалі (1046 – 1.5 σ) – (1160 + 1.7 σ) кеВ (кружечки) та його апроксимація моделлю фону (червона лінія). Показано виключений розподіл можливого резонансного розпаду 0v2EC ¹⁰⁶Cd до збудженого рівня 2718 кеВ ¹⁰⁶Pd з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 2.9 \times 10^{21}$ р.

Найвища чутливість до кількох каналів розпаду з випромінюванням позитронів була досягнута за допомогою даних, які були зібрані детектором 106 CdWO₄ у збігу з анігіляційними γ -квантами 511 кеВ одночасно в обох детекторах CdWO₄ завдяки досить високій ефективності детектування CdWO₄ та дуже низькому рівню фону (див. Рис 2.17). Однак відповідність спектру фоновим компонентам недостатньо надійна через дуже низьку статистику даних. Таким чином, для аналізу застосовано метод порівняння виміряного фону з очікуваним.



Рис. 3.4. Енергетичний спектр $\gamma(\beta)$ -подій, виміряних детектором ¹⁰⁶CdWO₄ впродовж 1085 днів у збігах з анігіляційними γ -квантами 511 кеВ одночасно в обох детекторах CdWO₄ (кружечки). Очікуваний фон, який був побудований на основі апроксимації, представленої на Рис 2.7, показаний суцільною червоною лінією. Показано виключений розподіл 2vEC β^+ -розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень (g.s.) ¹⁰⁶Pd з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 2.1 \times 10^{21}$ років.

Очікуваний фон був оцінений за результатами комбінованої апроксимації, яка показана на Рис 2.16. У всьому спектрі є 54 відліки, тоді як передбачуваний фон (зображений на Рис 3.4) становить 55.3 відліку, що узгоджується з моделювання фону. В енергетичному інтервалі (250–1000) кеВ виміряний фон становить 33 відліки, тоді як розрахований – 37.4, що призводить до lim S = 6.7 згідно з рекомендаціями Фельдмана – Коузінса [168]. Беручи до уваги

ефективності реєстрації (0.040) та відбору (0.703) для 2vEC β^+ -розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd, можна отримати межу періоду напіврозпаду $T_{1/2} = 2.1 \times 10^{21}$ років, що приблизно в два рази перевищує межу ($T_{1/2} = 1.1 \times 10^{21}$ років), отриману на попередньому етапі експерименту [136].

Обмеження на інші 2β-процеси в ¹⁰⁶Cd були отримані подібним шляхом. Вони представлені в Таб. 3.2, де для порівняння наведені результати найбільш чутливих попередніх експериментів.

Таблиця 3.2. Обмеження на період напіврозпаду 2 β -процесів у ¹⁰⁶Cd. AC антизбіг, CC - збіг, при заданій енергії (енергіях) у детекторах CdWO₄, CC 511&511 - збіг з енергіями 511 кеВ одночасно в обох детекторах CdWO₄. η_{det} ефективність реєстрації, η_{sel} - ефективність відбору. Для порівняння наведені результати найбільш чутливих попередніх експериментів.

Мода розпаду та збуджений	Умова та енергія	η_{det}	η_{sel}	limS	lim <i>T</i> _{1/2} довірчон	(років) із 90% о ймовірністю
рівень ¹⁰⁰ Рd (кеВ)	відбору (кеВ)				Дана робота	Попередня робота
2v2EC 2 ⁺ 1128	CC 616	0.13513	0.9087	92	6.6×10 ²⁰	5.5×10 ²⁰ [138]
2v2EC 0 ⁺ 1134	CC 622	0.18810	0.9087	86	9.9×10 ²⁰	1.0×10 ²¹ [138]
2v2EC 2 ⁺ 1562	CC 1050	0.13768	0.9087	80	7.8×10^{20}	7.4×10 ²⁰ [138]
$2v2EC 0^+ 1706$	CC 1194	0.13446	0.9087	90	6.8×10^{20}	7.1×10 ²⁰ [138]
2v2EC 0 ⁺ 2001	CC 873	0.15329	0.9087	46	1.5×10^{21}	9.7×10 ²⁰ [138]
$2v2EC 0^+ 2278$	CC 1766	0.09087	0.9087	131	3.1×10 ²⁰	1.0×10 ²¹ [138]
0v2EC g.s	AC	0.52243	0.9546	367	6.8×10^{20}	1.0×10 ²¹ [125]
0v2EC 2 ⁺ 512	AC	0.31930	0.9546	443	3.4×10^{20}	5.1×10 ²⁰ [125]
0v2EC 2 ⁺ 1128	CC 616	0.11830	0.9087	110	4.9×10 ²⁰	5.1×10 ²⁰ [138]
0v2EC 0 ⁺ 1134	CC 622	0.15539	0.9087	109	6.5×10 ²⁰	1.1×10 ²¹ [138]
0v2EC 2 ⁺ 1562	CC 1050	0.13622	0.9087	45	1.4×10^{21}	7.3×10 ²⁰ [138]

Продовження Таб. 3.2.

Мода розпаду та збуджений	Умова та енергія	η_{det}	η_{sel}	limS	lim T _{1/2} (роки) із 90% довірчою ймовірністн	
рівень ^{гос} Ра (кеВ)	відбору (кеВ)				Дана робота	Попередня робота
0v2EC 0 ⁺ 1706	CC 1194	0.11984	0.9087	27	2.0×10 ²¹	1.0×10 ²¹ [138]
0v2EC 0+ 2001	CC 873	0.13524	0.9087	177	3.5×10^{20}	1.2×10 ²¹ [138]
0v2EC 0+ 2278	CC 1766	0.07896	0.9087	29	1.2×10^{21}	8.6×10 ²⁰ [138]
Res. 0v2K 2718	CC 1046+1160	0.21491	0.9088	33	2.9×10 ²¹	1.1×10 ²¹ [138]
Res. 0vKL ₁ 4 ⁺ 2741	AC	0.45360	0.9520	663	3.2×10 ²⁰	9.5×10 ²⁰ [125]
Res. 0vKL ₃ 2.3 ⁻ 2748	AC	0.31767	0.9546	432	3.5×10 ²⁰	1.4×10 ²¹ [138]
$2\nu EC\beta^+ g.s$	CC 511&511	0.03962	0.7032	6.7	2.1×10 ²¹	1.1×10 ²¹ [138]
$2\nu EC\beta^+ 2^+ 512$	CC 511&511	0.04733	0.4594	4.0	2.7×10 ²¹	1.3×10 ²¹ [138]
$2\nu EC\beta^{+} 2^{+} 1128$	CC 511&511	0.02904	0.5090	5.6	1.3×10 ²¹	1.0×10 ²¹ [138]
$2\nu EC\beta^{+} 2^{+} 1134$	CC 511&511	0.03102	0.6026	11	8.5×10 ²⁰	1.1×10 ²¹ [138]
$0\nu EC\beta^+$ g.s.	CC 511	0.37638	0.9087	12	1.4×10^{22}	2.2×10 ²¹ [125]
$0\nu EC\beta^+ 2^+ 512$	CC 511	0.38421	0.9087	18	9.7×10 ²¹	1.9×10 ²¹ [138]
$0\nu EC\beta^{+} 2^{+} 1128$	CC 511	0.31419	0.9087	14	1.0×10^{22}	1.3×10 ²¹ [138]
$0\nu EC\beta^{+} 0^{+} 1134$	CC 511&511	0.03021	0.3854	5.0	1.2×10^{21}	1.9×10 ²¹ [138]
$2\nu 2\beta^+$ g.s	CC 511&511	0.05229	0.3845	5.8	1.7×10 ²¹	2.3×10 ²¹ [138]
$2\nu 2\beta^{+} 2^{+} 512$	CC 511&511	0.04779	0.3233	3.4	2.3×10 ²¹	2.5×10 ²¹ [138]
$0\nu 2\beta^+$ g.s.	CC 511	0.39098	0.9087	30	5.9×10 ²¹	3.0×10 ²¹ [138]
$0\nu 2\beta^{+} 2^{+} \overline{512}$	CC 511	0.36954	0.9087	39	4.3×10^{21}	2.5×10 ²¹ [138]

Обмеження на ефективний ядерний матричний елемент для $2\nu EC\beta^+$ -розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd можна оцінити за допомогою

розрахунків факторів фазового простору для даного розпаду [50,51] за формулою:

$$1/T_{1/2} = G^{2\nu EC\beta^+} \times |M^{eff}|^2, \tag{3.2}$$

де *M^{eff}* - ефективний ядерний матричний елемент, який виражається за формулою:

$$M^{eff} = g_A^2 \times M^{2\nu EC\beta^+},\tag{3.3}$$

де g_A - аксіально-векторна константа слабкої взаємодії, $M^{2\nu EC\beta^+}$ - ядерний матричний елемент. Верхню межу значення ефективного ядерного матричного елемента для $2\nu EC\beta^+$ процесу можна оцінити як $M^{eff} \leq (0.80-0.82)$.

Отримана нижня межа періоду напіврозпаду $2\nu EC\beta^+$ розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd, $T_{1/2} \ge 2.1 \times 10^{21}$ років, наближається до області теоретичних прогнозів, які знаходяться в діапазоні 10^{21} – 10^{22} років [129, 169, 170, 171, 172]. Чутливість до процесів подвійного бета-розпаду ¹⁰⁶Cd буде покращено на наступному (четвертому) етапі експерименту зі зниженим фоном завдяки використанню ультрарадіоактивно чистих ФЕПів, довших кварцових світловодів для лічильників CdWO₄, більш потужного пасивного захисту детекторної системи. Про це буде написано в наступному розділі дисертаційної роботи.

3.3. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ 2β-РОЗПАДУ ¹⁰⁶Cd ПІСЛЯ ВДОСКОНАЛЕННЯ ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ

3.3.1. Зниження фону і модель забрудненості деталей установки.

Як і раніше, використання методу оптимального фільтра дозволило знизити фон, набраний установкою DAMA-R&D, що викликаний α радіоактивним забрудненням детектора ¹⁰⁶CdWO₄ через присутність у ньому радіонуклідів ²³⁸U і ²³²Th рядів. На Рис. 3.5 показано фонові спектри, набрані детектором ¹⁰⁶CdWO₄ за 649 днів у різних умовах відбору.



Рис. 3.5 Енергетичні спектри, набрані детектором ¹⁰⁶CdWO₄ впродовж 649 днів в низькофоновій установці DAMA-R&D. Зокрема, показано наступні спектри: енергетичний спектр без зрізів (чорний), спектр $\gamma(\beta)$ -подій, відібраних методом оптимального фільтра (див. розділ 2.3.6., червоний), спектр $\gamma(\beta)$ -подій у антизбігах з CdWO₄ детекторами (зелений), спектр $\gamma(\beta)$ -подій у збігах з детекторами CdWO₄ (блакитний), спектр $\gamma(\beta)$ -подій у збігах з подією(ями) принаймні в одному з детекторів CdWO₄ в діапазоні енергій 511 ± 2 σ кеВ (фіолетовий), спектр $\gamma(\beta)$ -подій у збігах з подіями в обох детекторах CdWO₄ в діапазоні енергій 511 ± 2 σ кеВ (жовтий).

Аналогічно до аналізу, проведеного над даними, набраними установкою DAMA-CRYS, згенеровані Монте-Карло моделі (див. розділ 2.3.9.) використовувалися для комбінованої апроксимації експериментальних спектрів. Проте нова апроксимація була більш складною. Були одночасно апроксимовані п'ять спектрів:

- γ(β)-спектр, набраний детектором ¹⁰⁶CdWO₄ у антизбігах з допоміжними детекторами CdWO₄, в енергетичному інтервалі (850-3000) кеВ;
- γ(β)-спектр, набраний детектором ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах з подією(ями) в допоміжних детекторах CdWO₄ з енергією більше 80 кеВ, в енергетичному інтервалі (600-3000) кеВ;

- $\gamma(\beta)$ -спектр, набраний детектором ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах з подією(ями) принаймні в одному з детекторів CdWO₄ з енергією $E = 511 \pm 2\sigma$ кеВ, у діапазоні енергій (600–3000) кеВ.
- γ(β)-спектр, набраний детекторами CdWO₄ у збігах з подіями у ¹⁰⁶CdWO₄
 з енерговиділенням вище порогового, у енергетичному діапазоні (600-3000) кеВ;
- γ(β)-спектр, набраний детекторами CdWO₄ у збігах з подіями у ¹⁰⁶CdWO₄
 з енерговиділенням вище 500 кеВ, у енергетичному інтервалі (150-3000)
 кеВ (для ідентифікації піків ¹⁷⁶Lu).

Для кожної умови відбору було визначено її ефективність, яка пов'язана з аналізом форми імпульсу та часової роздільної здатності детекторів ¹⁰⁶CdWO₄ і CdWO₄. Отриману ефективність було використано для модифікації моделей Монте-Карло з метою узгодження їх із експериментальними даними. Відповідні моделі були зв'язані між собою у кожному з п'яти спектрів. Комбінована апроксимація дає прийнятний результат ($\chi^2 = 647$ для 391 ступенів свободи). Результат апроксимації даних моделлю фону зображено на Рис. 3.6. На Рис. 3.6(д) чітко видно два піки з енергіями 202 кеВ і 307 кеВ. Піки можна пояснити забрудненням кристалічного сцинтилятора ¹⁰⁶CdWO₄ природним радіонуклідом ¹⁷⁶Lu. Вищезгадані два гамма кванти випромінюються внаслідок β-розпаду ¹⁷⁶Lu на збуджений 6⁺ рівень ¹⁷⁶Hf з енергією 597 кеВ.

Забруднення кристалів CdWO₄ радіонуклідами ²³⁸U, ²¹⁰Pb і ²²⁸Th визначали за допомогою аналізу спектру α-подій, які добре відділяються від $\gamma(\beta)$ -подій методом оптимального фільтра (див. розділ 2.3.8). Активність ²²⁸Th у кристалі ¹⁰⁶CdWO₄ була визначена за допомогою часово-амплітудного аналізу (див. розділ 2.3.7).

Загалом, комбінована апроксимація дозволила оцінити межі радіоактивних забрудненостей матеріалів низькофонової установки. У Таблиці 3.3 представлені отримані результати.



Результат комбінованої апроксимації γ(β)-спектрів, Рис. 3.6. набраних детекторами: (a) - 106 CdWO₄ у антизбігах з допоміжними детекторами CdWO₄, (б) - ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах з подією(ями) в допоміжних детекторах CdWO₄ з енергією більше 80 кеВ; (в) - ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах з подією(ями) принаймні в одному з детекторів CdWO₄ з енергією $E = 511 \pm 2\sigma$ кеB, (г) - CdWO₄ у збігах з подіями у ¹⁰⁶CdWO₄, (д) - CdWO₄ у збігах з подіями у ¹⁰⁶CdWO₄ з енергевиділенням більше 500 кеВ. Червона лінія - модель фону. Показано окремо внески від забрудненостей різних компонентів установки: ¹⁰⁶CdWO₄ (суцільна синя лінія), кристали CdWO₄ (суцільна голуба), пластиковий сцинтилятор (суцільна чорна), оптичний контакт (суцільна рожева), тефлонова світловоди (суцільна зелена), кварцові (переривчаста голуба), стрічка "внутрішня" (переривчаста синя) та "зовнішня" (переривчаста рожева) мідь, ФЕПи детекторів CdWO₄ (переривчаста зелена). Залишковий розподіл ачастинок показано переривчастою жирною чорною лінією, 2β-розпад ¹¹⁶Cd з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 2.63 \times 10^{19}$ років - червона тонка переривчаста лінія.

Таблиця 3.3. Радіоактивне забруднення (мБк/кг) компонентів низькофонової установки, оцінене за допомогою апроксимації енергетичних спектрів, представлених на Рис. 3.6. Верхні межі наведені з 90% довірчою ймовірністю. Значення подано з 68% статистичною невизначеністю. Показано лише статистичні невизначеності. Активність, позначена (*), була визначена за допомогою часово-амплітудного аналізу. Значення, позначені (†), були визначені аналізом α-спектру.

Компонент установки	²³⁸ U	²³⁴ U	²³⁰ Th	²²⁶ Ra	²¹⁰ Pb	²³² Th	²²⁸ Ra	228 Th	$^{40}\mathrm{K}$	¹⁷⁶ Lu	⁵⁶ Co	60C0
¹⁰⁶ CdWO ₄	0.60(2)	I		0.015(6)	<0.3	Ι	<0.01	0.0174(14)*	<0.19	1.71(5)	I	I
CdWO ₄	$0.29(7)^{\dagger}$	<0.2 [†]	$1.40(7)^{\dagger}$	<0.002 [†]	$0.89(4)^{\dagger}$	<0.01 [†]	<0.07	0.012(2)*	1.2(3)	I	I	I
Пластиковий сцинтилятор	<4.8	I	I	<3.2	<4.9		\Diamond	<0.9	<3.9		I	
Оптичний контакт	<23	I		<32	<14		Ş	~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~~	<98			
Тефлонова стрічка	<2.6	I	I	<1.6	<12	I	<4.5	\sim	<6.6	I	I	I
Тефлонові деталі	<1.3			e.0>	<8.2		<3.2	<3.3	<4.3			
Кварцові світловоди для CdWO ₄	<0.6	I		<1.4	<1.4	I	<0.4	<0.3	<1.4			I
Кварцові світловоди для ¹⁰⁶ CdWO ₄	<4.2	I		<7.3	<13		<7.3	<11	<16		I	I
Внутрішня мідь	<22	I	I	<0.4	<18	I	<1.4	<0.03	<0.9		<0.14	<0.1
Зовнішня мідь	<15	I	I	<0.4	I	I	<3.1	<0.05	<0.4		I	I
$\Phi E \Pi$ и для CdWO ₄	006>		I	006>	I	I	<300	<110	<1200			I
ФЕП для ¹⁰⁶ CdWO ₄	<44	I		<9.7	I		<23	<27	<41			

3.3.2. Чутливість експерименту до 2ЕС-, ЕС β^+ - і 2 β^+ -процесів у ¹⁰⁶Cd

Для оцінки чутливості експерименту до деяких 2β-процесів у ¹⁰⁶Cd дані аналізували за різних умов відбору. На Рис. 3.7 показано даний аналіз для $0\nu EC\beta^+$ - і $0\nu 2\beta^+$ -розпадів ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd, використовуючи 106 CdWO₄ набраний енергетичний детектором v збігах спектр, 3 енерговиділенням 511 $\pm 2\sigma$ кеВ принаймні в одному з детекторів CdWO₄. Щоб отримати обмеження на дані ефекти, кількість виміряних подій порівнювали з очікуваним фоном. Очікуваний фон, оцінений за апроксимації на Рис. 3.6, в енергетичному інтервалі 1300-2400 кеВ становить 45 відліків. У виміряному спектрі є 18 подій, що згідно з процедурою Фельдмана – Коузінса [168] дає значення lim S = 1.5 з довірчою ймовірністю 90 %. Використовуючи більш консервативний підхід, який враховує лише кількість зареєстрованих подій (експериментальна чутливість [168]), ми отримуємо значення lim S = 8.7 відліків з довірчою ймовірністю 90%.

Для 0vEC β^+ -розпаду ¹⁰⁶Cd на основний стан ¹⁰⁶Pd ефективність реєстрації становить $\eta_{det} = 0.3780$. Ефективність відбору $\eta_{sel} = 0.8116$ розраховувалась як добуток ефективностей відбору методу оптимального фільтра для ¹⁰⁶CdWO₄ (0.9493) та для CdWO₄ (0.9973), відбору за часовою роздільною здатністю в інтервалі від –20 до +40 нс (0.9580) між подіями в детекторах, відбору подій в CdWO₄ з енергією 511 ± 2 σ кеВ (0.9545) та в енергетичному інтервалі 1300-2400 кеВ (0.9375) у ¹⁰⁶CdWO₄. Використовуючи формулу (3.1) та значення lim S, яке ми отримали з підходу "експериментальної чутливості", обчислюємо значення межі періоду напіврозпаду як *lim* $T_{1/2}^{0vEC\beta+} = 1.1 \times 10^{22}$ р.

Для $0v2\beta^+$ -розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd, $\eta_{det} = 0.3939$, $\eta_{sel} = 0.6191$. Аналогічний аналіз за допомогою підходу «експериментальної чутливості» дає значення lim $T_{1/2}^{0v2\beta+} = 8.4 \times 10^{21}$ p.



Рис. 3.7. Енергетичний спектр, виміряний детектором ¹⁰⁶CdWO₄ у збігах з подіями з енергією 511 ± 2 т кеВ принаймні в одному з детекторів CdWO₄. Червона тонка лінія являє собою модель фону. Показано дві моделі розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd: $0v2\beta^+$ (синя жирна лінія) та $0vEC\beta^+$ (червона жирна лінія) з $T_{1/2}^{0v2\beta+} = 8.4 \times 10^{21}$ років та $T_{1/2}^{0vEC\beta+} = 1.1 \times 10^{22}$ років.

Найвищої експериментальної чутливості до каналу розпаду $2\nu EC\beta^+$ можна досягти, використовуючи дані, набрані детектором ¹⁰⁶CdWO₄ у збігу з анігіляційними γ -квантами одночасно в обох детекторах CdWO₄. Завдяки дуже низькому фону було відібрано лише 3 події (див. Рис. 3.8). Аналогічно, для аналізу спектра в збігах з принаймні одним 511 кеВ анігіляційним γ -квантом було виконано порівняння кількості виміряних подій з очікуваним фоном, який розрахований за результатами комбінованої апроксимації. В енергетичному інтервалі 100-1400 кеВ розрахована модель фону дає 6.2 відліків, що узгоджується з кількістю виміряних подій. Згідно з рекомендаціями [168] lim S = 5.6 з 90% довірчою ймовірністю. Враховуючи ефективність реєстрації (0.0405) і відбору (0.6991) для $2\nu EC\beta^+$ -розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd, ми отримуємо lim $T_{1/2}^{2\nu EC\beta+} = 1.5 \times 10^{21}$ років.



Рис. 3.8. Енергетичний спектр, виміряний детектором ¹⁰⁶CdWO₄ у збігу з анігіляційними γ -квантами одночасно в обох детекторах CdWO₄. Червона тонка лінія відображає модель фону. Показано модель 2vEC β^+ -розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd (червона жирна лінія) з $T_{1/2}^{2vEC\beta^+} = 1.5 \times 10^{21}$ років.

Більш точний метод оцінки обмеження на період напіврозпаду полягає в апроксимації енергетичних спектрів за допомогою моделі фону та шуканого ефекту. Для кожної умови відбору подій були побудовані Монте-Карло моделі з урахуванням ефективностей реєстрації та відбору. Кожна модель домножується на параметр *A*, значення якого отримувалось за результатом комбінованої апроксимації, який являє собою кількість розпадів шуканого ефекту:

$$A = S/\eta_{sel} \cdot \eta_{det} \cdot t \tag{3.4}$$

Відповідно формулу (3.1) можна модифікувати наступним чином:

$$\lim T_{1/2} = N \cdot \ln 2 \cdot t / \lim A, \qquad (3.5)$$

де lim *A* – кількість розпадів, які можна виключити за допомогою процедури апроксимації при певній довірчій ймовірності. На Рис. 3.9 показано результат комбінованої апроксимації експериментальних даних моделлю фону та моделлю 0*v*2EC-розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd. Отримане з

апроксимації значення параметра A = 186 ± 92 не свідчить про спостереження ефекту в даних. Відповідно до рекомендацій [38] ми приймаємо lim A = 337 подій при 90% довірчій ймовірністі. Використовуючи формулу (3.5), отримуємо нижне обмеження на період напіврозпаду 0v2EC-розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd, lim $T_{1/2}^{0v2EC} = 8.9 \times 10^{20}$ р, що майже в 1.5 рази перевищує результат, отриманий на попередньому етапі експерименту та узгоджується з найбільш чутливим результатом (див. Таб. 3.3).



Рис. 3.9. Результат комбінованої апроксимації $\gamma(\beta)$ -спектрів моделлю фону (червона лінія) разом з моделлю 0v2EC-розпаду ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd з $T_{1/2}^{0v2EC} = 8.9 \times 10^{20}$ років (червона жирна лінія). Показано $\gamma(\beta)$ -спектри, набрані ¹⁰⁶CdWO₄: (a) - у антизбігах з детекторами CdWO₄, (б) - у збігах з подіями в детекторах CdWO₄ з енергією понад 80 кеВ, (в) - у збігах з подіями принаймні в одному з детекторів CdWO₄ з енергією 511 ± 2 σ кеВ. Також показано спектри набрані детекторами CdWO₄: (г) - у збігах з подіями в ¹⁰⁶CdWO₄, (д) - у збігах з подіях з подіями в ¹⁰⁶CdWO₄ з енерговиділенням вище 500 кеВ.

3.4. ВИСНОВКИ

Було проведено комбіновану акпоксимацію експериментальних спектрів моделлю фону та визначено забрудненості основних компоненів детекторної установки після модифікації. Описано методи встановлення обмеження на період напіврозпаду та визначення чутливості експерименту для різних каналів і мод 2β-розпаду ¹⁰⁶Cd.

Нові обмеження на періоди напіврозпаду встановлені для різних каналів подвійного бета-розпаду ¹⁰⁶Cd на рівні $10^{20} - 10^{22}$ років. Покращено обмеження періоду напіврозпаду ¹⁰⁶Cd відносно 2vEC β^+ -розпаду: $T_{1/2}^{2vEC\beta^+} > 2.1 \times 10^{21}$ років. Чутливість експерименту наближається до теоретичних передбачень для ймовірності $2vEC\beta^+$ -розпаду, які знаходяться в діапазоні $T_{1/2} \sim 10^{22}$ років. Було встановлено нове обмеження $T_{1/2}^{0v2K} > 2.9 \times 10^{21}$ років для резонансного безнейтринного подвійного електронного поглинання на збуджений рівень 2718 кеВ ¹⁰⁶Pd.

Після вдосконалення експериментальної установки була оцінена експериментальна чутливість до кількох процесів 2β-розпаду в ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd в різних умовах збігів (антизбігів): $T_{1/2}^{0v2EC} > 8.9 \times$ 10^{20} років, $T_{1/2}^{2vEC\beta+} > 1.5 \times 10^{21}$ років, $T_{1/2}^{0v2\beta+} > 8.4 \times 10^{21}$ років та $T_{1/2}^{0vEC\beta+} >$ 1.1×10^{22} років.

Даний експеримент є одним з найбільш чутливих у галузі досліджень подвійних бета-процесів із зменшенням заряду ядра.

Результати досліджень, описаних у розділі, були опубліковані в роботах [160, 161, 162].

РОЗДІЛ 4. СХЕМА РОЗПАДУ ЯДРА ⁵⁰V

4.1. ВСТУП

Інтерес до дослідження схеми розпаду ядра ⁵⁰V викликаний тим, що ядерні матричні елементи із відповідними коефіцієнтами фазового простору, що описують переходи, домножуються на аксіально-векторну константу змішування g_A. [173]. Ця константа відіграє важливу роль у розрахунках ймовірності безнейтринного подвійного бета-розпаду, оскільки входить в рівняння періоду напіврозпаду у четвертому ступені [21, 174, 175, 176, 177]. Ізотопна розповсюдженість в природі ⁵⁰V є досить малою, 0.250(10)% [178], що ускладнює дослідження цього ядра. Енергетично можливі два канали розпаду даного ядра: електронне поглинання (EC) на збуджений рівень 1553.8 кеВ ядра ⁵⁰Ti ($Q_{\rm EC} = 2207.6 \pm 0.4$ кеВ) та бета-розпад (β^-) на збуджений рівень 783.3 кеВ ядра ⁵⁰Cr ($Q_{\beta} = 1038.06 \pm 0.30$ кеВ) [124]. Схема розпаду ядра ⁵⁰V зображена на Рис.4.1. Розпади на основні рівні ⁵⁰Ті та ⁵⁰Сг суттєво подавлені через велику різницю спінів ядер $\Delta J = 6$ для обох переходів. Водночас, вищезгадані переходи на збуджені рівні $J = 2^+ \epsilon$ більш ймовірними. Такі переходи ϵ чотирикратно забороненими неунікальними бета-розпадами ($\Delta J^{\Delta \pi} = 4^+$)[179]. Оскільки обидва переходи відбуваються на збуджений рівень, існує можливість реєстрації гамма-квантів, що випромінююються при переході ядра на основний рівень, методами гамма-спектрометрії зразка ванадію. Таким чином розпад ⁵⁰V на збуджений рівень 1553.8 кеВ ⁵⁰Ті був спостережений у ряді експериментів. Однак бета-розпад на збуджений рівень 783.3 кеВ ядра ⁵⁰Сг все ще не спостережений (незважаючи на дві заяви про виявлення, які були спростовані у подальших більш чутливих експериментах). Загалом історія дослідження схеми розпаду ядра ⁵⁰V зображена у Табл. 4.1. Сучасні результати розрахунків періодів напіврозпаду, із використанням ядерної оболонкової моделі, для обох каналів розпаду дають відповідні значення: $T_{1/2}^{EC} = (5.13 \pm 0.07)[(3.63 \pm 0.05)]$ ×10¹⁷ років і $T_{1/2}\beta^- = (2.34 \pm 0.02)[(2.00 \pm 0.02)] \times 10^{19}$ років при значенні константи $g_A = 1.00[1.25].$



Рис. 4.1. Схема розпаду ядра 50 V.

4.2. ЕКСПЕРИМЕНТ

Зразок металевого ванадію масою 955.21 ± 0.02 г, що має форму циліндра діаметром 100.1 мм та висотою 19.9 мм, був наданий TOB Goodfellow Cambridge для досліджень. Для мінімізації ефекту космогенної активації ванадієвий диск зберігався під землею, як тільки був доставлений до Спільного дослідницького центру Європейської комісії (JRC), Гель, Бельгія, у 2008 році. Зразок був досліджений за допомогою наднизькофонових напівпровідникових НРGе детекторів, що знаходяться у лабораторії HADES. Детекторна система (під назвою Pacman), складається з двох НРGе детекторів, що встановлені один над одним [180] і які оточують ванадієвий диск з обох боків. Внутрішній об'єм свинцевого/мідного детектори, був заповнений екрану, ЩО оточує плексигласом. На жаль, на початковому етапі експерименту кількість плексигласу була не достатня для повного заповнення внутрішнього об'єму, але через обмеження у часі було прийнято рішення розпочати вимірювання. На другому етапі необхідну кількість пасивного захисту було встановлено. Схематичне зображення детекторної установки i3 зразком ванадію

представлено на Рис. 4.2. Основні характеристики детекторної системи наведені у Табл. 4.2, більш детальний опис можна знайти у джерелах [180, 181].

Таблиця 4.1. Значення (обмеження) періоду напіврозпаду ядра 50 V по каналам ЕС та β^- -розпаду, що були встановлені у різних експериментах [182]. *- результат отриманий у даному дослідженні.

Публікація (рік)	Експериментальний метод	$T_{1/2}EC(\mathbf{p}.)$	$T_{1/2}\beta^{-}(\mathbf{p}.)$	
[183] (1955)	Лічильник Гейгера			
[183] (1955)	Пропорційний лічильник	$>3.0 \times 10^{15}$	$>3.0 \times 10^{14}$	
[184] (1957)	Пропорційний лічильник			
	NaI(Tl) сцинтилятор	$(4.0 \pm 1.1) \times 10^{14}$	$>2.4 \times 10^{14}$	
[185] (1958)	Пропорційний лічильник	$(4.8 \pm 1.2) \times 10^{14}$		
	NaI(Tl) сцинтилятор	$(4.8 \pm 1.2) \times 10$		
[186] (1961)	NaI(Tl) сцинтилятор	$> 8.0 \times 10^{15}$	$>1.2 \times 10^{16}$	
[187] (1962)	Nal(Tl) сцинтилятор	$(8.9 \pm 1.6) \times 10^{15}$	$(1.8 \pm 0.6) \times 10^{16}$	
[188] (1966)	NaI(Tl) сцинтилятор	>9.0 × 10 ¹⁶	>6.9 × 10 ¹⁶	
[189] (1977)	Ge(Li) у-спектрометр	$> 8.8 \times 10^{17}$	$>7.0 \times 10^{17}$	
[190] (1984)	НРGе <i>ү</i> -спектрометр	$(1.5^{+0.3}_{-0.7}) \times 10^{17}$	$>4.3 \times 10^{17}$	
[191] (1985)	НРGе <i>ү</i> -спектрометр	$(1.2^{+0.8}_{-0.4}) \times 10^{17}$	$>1.2 \times 10^{17}$	
[192] (1989)	НРGе <i>ү</i> -спектрометр	$(2.05 \pm 0.49) \times 10^{17}$	$(8.2^{+13.1}_{-3.1}) \times 10^{17}$	
[193] (2011)	НРGе <i>ү</i> -спектрометр	$(2.29 \pm 0.25) \times 10^{17}$	$>1.5 \times 10^{18}$	
[194] (2019)	НРGе <i>ү</i> -спектрометр	$(2.67^{+0.16}_{-0.18}) \times 10^{17}$	>1.9 × 10 ¹⁸	
(2020)*	НРGе <i>ү</i> -спектрометр	$(2.77^{+0.20}_{-0.19}) \times 10^{17}$	$> 8.9 \times 10^{18}$	

На першому етапі експерименту ванадієвий диск було виміряно в установці впродовж 34.74 днів. Потім було проведено вимірювання фону від

детекторної системи без зразка ванадію впродовж 38.16 днів. Відстань між двома HPGe детекторами Ge11 і Ge10 була встановлена 21 мм на першому етапі експерименту. Енергетичні спектри набрані окремо кожним детектором на першому етапі експерименту із зразком ванадію та без нього зображені на Рис. 4.3.

Експериментальні вимірювання були повторенні на другому етапі експерименту із покращеним пасивним захистом. Набір даних із зразком ванадію виконувався впродовж 110.55 днів, фонових подій без диску - 21.70 днів. На другому етапі експерименту відстань між напівпровідниковими детекторами складала 23 мм. Доданий шар органічного скла зменшував кількість повітря всередині детекторної системи, що в свою чергу зменшувало кількість фонових подій, викликаних наявністю в повітрі ²²²Rn та його дочірніх радіонуклідів. Як приклад, частота подій у гамма-піках ²¹⁴Bi з енергією 609.3 кеВ та 1764.5 кеВ після додавання пасивного захисту із органічного скла була зменшена у 3-5 разів. Енергетичний спектр, набранний окремо кожним детектором на другому етапі експерименту, зображений на Рис. 4.4.

Таблиця 4.2. Основні характеристики HPGe детекторів використаних у експериментальній установці Растап.

Характеристика	Ge10	Ge11
Енергетична роздільна здатність (ПШПВ) для піку 1332 кеВ	1.7 кеВ	1.9 кеВ
Відносна ефективність	62%	85%
Маса кристалу	1040 г	1880 г
Матеріал торцевої кришки	Високочистий алюміній	Низькофонова мідь
Матеріал вікна	Високочистий алюміній	Низькофонова мідь
Інша характеристика	Субмікронний зовнішній захист	Перевернутий торцевий ковпачок (тобто вікном донизу)



Рис. 4.2. Схематичне зображення двох низькофонових етапів експерименту із ванадієвим зразком. Зовнішній свинцевий захист не зображено. *Н* - позначає відстань між HPGe детекторами Ge10 і Ge11, яку можна регулювати з урахуванням висоти зразка.

Енергетичні спектри, набрані на обох етапах експерименту зі зразком та без нього, є досить подібними. Основна частина піків на енергетичному спектрі пов'язані з розпадом ⁴⁰К та дочірніх нуклідів радіоактивних рядів ²³²Th, ²³⁵U i ²³⁸U. Однак у спектрі зі зразком наявні піки від розпаду радіонуклідів рідкоземельних елементів ¹³⁸La та ¹⁷⁶Lu, що пов'язано із забрудненістю ванадієвого диску лантаном та лютецієм. Жодного неідентифікованого піку в енергетичному спектрі не було виявлено.



Рис. 4.3. Енергетичні спектри, набрані на першому етапі експерименту з ванадієвим диском впродовж 34.74 діб детекторами Gell (зверху) та Gel0 (знизу) - суцільна лінія. Точками зображено спектри фону, набрані детекторами Gell (зверху) та Gel0 (знизу) впродовж 38.16 діб. Спектри фону віднормовані на час вимірювання зі зразком. Енергії найбільш інтенсивних гамма-піків зображені на рисунку у кеВ.



Рис. 4.4. Енергетичні спектри, набрані на другому етапі експерименту з ванадієвим диском впродовж 110.55 діб детекторами Ge11 (зверху) та Ge10 (знизу) - суцільна лінія. Точками зображено спектри фону, набрані детекторами Ge11 (зверху) та Ge10 (знизу) впродовж 21.70 діб. Спектри фону віднормовані на час вимірювання зі зразком. Енергії найбільш інтенсивних гамма-піків зображені на рисунку у кеВ.

Залежність енергетичної роздільної здатності від енергії у сумарному спектрі, набраному детекторами Ge10 і Ge11 на обох етапах експерименту, була визначена за допомогою найбільш інтенсивних гамма-піків: 201.8 кеВ та 306.8

кеВ (¹⁷⁶Lu), 583.2 кеВ (²⁰⁸Tl), 609.3 кеВ та 1120.3 кеВ (²¹⁴Bi), 788.7 кеВ (¹³⁸La) і 911.2 кеВ (²²⁸Ac). Отримана залежність має вигляд:

$$\Pi \blacksquare \Pi B(\kappa eB) = 0.72(9) + \sqrt{0.0019(8) \times E_{\gamma}} - 0.0003(2) \times E_{\gamma}, \qquad (4.1)$$

де ПШПВ - повна ширина на половині висоти, E_{γ} - енергія гамма-кванту у кеВ.

4.3. РЕЗУЛЬТАТИ

4.3.1. Радіоактивна забрудненість зразка ванадію.

Питомі активності ⁴⁰K, ¹³⁸La, ¹⁷⁶Lu та дочірніх ядер радіоактивних рядів 232 Th, ²³⁵U і ²³⁸U у зразку були розраховані за допомогою формули:

$$A = (S_{\text{зразка}} / t_{\text{зразка}} - S_{\phi \text{ону}} / t_{\phi \text{ону}}) / (\eta \varepsilon m), \qquad (4.2)$$

де $S_{3разка}(S_{\phi o Hy})$ - площа під піком повного поглинання у спектрі зі зразком (фону), $t_{3разка}(t_{\phi o Hy})$ - час вимірювання спектру зі зразком (фону), η - квантовий вихід гамма-кванту, ε - ефективність реєстрації, m - маса зразка ванадію. Ефективність реєстрації детекторною системою гамма-квантів, випромінюваних із ванадієвого диску, була визначена за допомогою Монте-Карло моделювання з використанням програмного пакету EGSnrc (усі розрахунки у дослідженнях схеми розпаду ⁵⁰V були виконані Г. Люттером, Об'єднаний дослідницький центр Європейської Комісії, Гель, Бельгія) [148, 195]. Розрахунки були перевірені з використанням рідкого розчину, що містить ³³Ва, ¹³⁴Cs, ¹³⁷Cs, ⁶⁰Co та ¹⁵²Eu. Розбіжність між експериментальними даними та Монте-Карло моделюванням становлять 2.5% для гамма-піків у енергетичному діапазоні 53 кеВ – 1408 кеВ для Ge10 та 4% у енергетичному діапазоні 80 кеВ – 1408 кеВ для Ge11. Отримані значення радіоактивної забрудненості ванадієвого диску представлені у Табл. 4.3.

Радіоактивний ряд	Нуклід	Питома активність (мБк / кг)
²³² Th	²²⁸ Ra	16.1 ± 0.6
	²²⁸ Th	12.7 ± 1.0
²³⁵ U	²³⁵ U	≤ 4.9
	²³¹ Pa	≤ 7.3
	²²⁷ Ac	11.4 ± 0.5
²³⁸ U	^{234m} Pa	41 ± 9
	²²⁶ Ra	≤ 0.5
	⁴⁰ K	3.7 ± 1.2
	¹³⁸ La	18.7 ± 0.2
	¹⁷⁶ Lu	22.9 ± 0.2
	⁵⁹ V	2.34 ± 0.10

Таблиця 4.3. Радіоактивна забрудненість зразка ванадію виміряна методом НРGе-спектрометрії. Верхні границі подані з довірчою ймовірністю 90%.

4.3.2. Електронне поглинання ядра 50 V на 2 $^+$ збуджений рівень 1553.8 кеВ ядра 50 Ti

У кожному спектрів зі зразком (див. Рис. 4.3, 4.4) достовірно видно пік на енергії 1553.8 кеВ, який відповідає переходу ядра ⁵⁰V по каналу електронного поглинання на 2⁺ збуджений рівень 1553.8 кеВ ядра ⁵⁰Ti. Даний пік відсутній у спектрах фону. Для визначення періоду напіврозпаду ядра ⁵⁰V по каналу електронного поглинання був проаналізований сумарний спектр всіх наборів даних. На Рис. 4.5 зображено частину вищезгаданого спектру в енергетичному діапазоні навколо шуканого ефекту. Експозиція ядра ⁵⁰V за час вимірювання дорівнює (2.25 ± 0.09) × 10^{22} ядер ⁵⁰V × рік.



Рис. 4.5. Сумарний енергетичний спектр всіх наборів даних, набраних зі зразком ванадію у регіоні 1553.8 кеВ - суцільна ламана лінія. Апроксимація даних сумою функції Гауса і поліному першого порядку - суцільна гладенька лінія. Спектр фону, нормований на час вимірювання спектру зі зразком, зображений точками. Всі значення енергій гамма-квантів у кеВ.

Енергетичний спектр був апроксимований сумою функції Гауса і поліному першого порядку в енергетичному діапазоні (1520–1585) кеВ. Поліном описує неперервний спектр фону навколо досліджуваного піку. Критерій χ^2 дає гарну оцінку апроксимації: χ^2/κ .с.в. = 100.2/126 = 0.795, де к.с.в. - кількість ступенів вільності. Отримане значення математичного очікування дорівнює 1553.90(12) кеВ, що відповідає табличному значенню 1553.768(8) кеВ [196]. Ширина отриманого піку ПШПВ = 2.02(8) кеВ узгоджується з емпіричною формулою (4.1) енергетичної роздільної здатності детекторної системи (ПШПВ_{емп}=1.95 кеВ). Отримана площа піку дорівнює 654(27) відліків.

Період напіврозпаду ядра ⁵⁰V по каналу електронного поглинання на 2⁺ збуджений рівень 1553.8 кеВ ядра ⁵⁰Ті був розрахований за наступною формулою:

$$T_{1/2}^{EC} = N \cdot \ln 2 \cdot \sum_{i} (\eta_i \cdot t_i) / S, \qquad (4.3)$$

де *N* - кількість ядер ⁵⁰V у зразку ($N = 2.823(113) \times 10^{22}$), η_i та t_i - ефективність реєстрації та час набору даних кожним з детекторів у відповідній конфігурації експерименту, *S* - площа піку, отримана за допомогою апроксимації сумарного, спектру зображеного на Рис. 1.5 ($S = 654 \pm 27$ відліків).

Ефективність реєстрації гамма-кванту 1553.8 кеВ для кожного з детекторів на обох етапах експерименту була промодельована за допомогою програмного пакету EGSnrc [148, 195]. У Табл. 4.4 наведені результати розрахунків.

Таблиця 4.4. Промодельовані значення ефективності реєстрації гамма-кванту 1553.8 кеВ для кожного з детекторів на обох етапах експерименту, час набору даних, площа піку 1553.8 кеВ, розраховане значення періоду напіврозпаду $(T_{1/2}^{EC})$ для кожного з детекторів на обох етапах експерименту.

Етап	Детектор	Ефективність реєстрації	Час вимірювання (с)	Площа піку 1553.8 кеВ	$T_{1/2}^{EC}$
Ι	Ge11	0.011324(25)	3000651	79(9)	$2.67^{+0.34}_{-0.27}$
Ι	Ge10	0.012508(25)	3002755	83(10)	$2.81^{+0.38}_{-0.30}$
Π	Ge11	0.010607(22)	9551494	220(16)	$2.86^{+0.22}_{-0.19}$
Π	Ge10	0.012536(25)	9551342	270(17)	$2.75^{+0.18}_{-0.16}$

Використовуючи формулу (4.3) і відповідні значення ефективності реєстрації у Табл. 4.4, маємо значення для періоду напіврозпаду ядра ⁵⁰V по каналу електронного поглинання: $T_{1/2}^{EC} = [2.774^{+0.119}_{-0.110} (стат.)] \times 10^{17}$ років. На Рис. 4.6 зображено значення $T_{1/2}^{EC}$, розраховане з використанням даних,

набраних окремо кожним детектором на першому і другому етапах експерименту. Різниця між значеннями періоду напіврозпаду знаходиться в межах статистичних похибок, що демонструє стабільність результату періоду напіврозпаду та його незалежність ні від детектора, ні від експериментальної установки.



Рис. 4.6. Період напіврозпаду ядра ⁵⁰V відносно електронного поглинання на 2⁺ збуджений рівень 1553.8 кеВ ядра ⁵⁰Ti, розрахований з використанням даних, набраних окремо детектором Ge10 та Ge11 на першому (I) та другому (II) етапах експерименту (значення взяті з Табл. 4.4). Зліва у прямокутнику подане фінальне значення, отримане у сумарному спектрі. Вертикальні лінії статистична похибка кожного значення. Висота прямокутника - корінь із суми квадратів статистичної і систематичної невизначеності фінального значення.

На додаток до 0.2% статистичної невизначеності Монте-Карло моделювання ефективності реєстрації гамма-кванту 1553.8 кеВ, було також встановлено систематичну невизначеність даної величини на рівні 4%. Варіація меж апроксимації у діапазонах 1520–1540 кеВ для лівого і 1570–1585 кеВ для правого краю змінює значення періоду напіврозпаду на 1.1%. Ще одним джерелом систематики є приблизно 4.0% невизначеності кількості ядер ⁵⁰V, що

пов'язана з точністю визначення рекомендованого значення ізотопної розповсюдженості даного ізотопу [178]. Усі проаналізовані джерела систематичної невизначеності подані у Табл. 4.5.

Таблиця 4.5. Встановлені джерела систематичної невизначеності для періоду напіврозпаду ядра ⁵⁰V по каналу електронного поглинання (%).

Кількість ядер ⁵⁰ V	4.0
Монте-Карло статистика	0.2
Монте-Карло систематика	4.0
Межі апроксимації	1.1
Сумарна середньоквадратична невизначеність	5.8

Враховуючи середньоквадратичну невизначеність, остаточно маємо результат:

 $T_{1/2}^{EC} = [2.774^{+0.119}_{-0.110} \text{ (стат.}) \pm 0.16 \text{ (сист.})] \times 10^{17} \text{ років.}$

Якщо додати у квадратурах систематичну і статистичну похибки, отримуємо значення періоду напіврозпаду ядра ⁵⁰V на 2⁺ збуджений рівень 1553.8 кеВ ядра ⁵⁰Ti по каналу електронного захоплення:

$$T_{1/2}^{EC} = [2.774^{+0.20}_{-0.19}] \times 10^{17}$$
 років.

Значення періоду напіврозпаду ядра ⁵⁰V по каналу електронного поглинання, отримані у різних експериментах, зображені на Рис. 4.7. Цікаво зауважити, що ранні експерименти давали набагато меньше значення $T_{1/2}^{EC}$. Це може бути пояснено, насамперед, використанням сцинтиляційних детекторів NaI(Tl) та пропорційних лічильників, що мають набагато гіршу роздільну роздільну здатність, ніж HPGe детектори (див. Табл. 4.1). Інші можливі причини даної розбіжності можуть бути пов'язані з використанням зразків ванадію з порівняно високим радіоактивним забрудненням, високим радіоактивним фоном від гамма-джерел різного походження (включаючи

космогенну активацію, оскільки більшість попередніх експериментів проводилися в лабораторіях на поверхні Землі), електронікою нижчої якості, проблемами зі стабільністю тривалих вимірювань.



Рис. 4.7. Історичні значення періоду напіврозпаду ядра ⁵⁰V по каналу електронного поглинання в залежності від року публікації (номер статті, що відповідає певному року, можна знайти у Табл. 4.1). Значення $T_{1/2}^{EC}$ зображено точками, обмеження - стрілками.

4.3.3. Обмеження на β^- -розпад ядра ⁵⁰V на 2⁺ збуджений рівень 783.3 кеВ ядра ⁵⁰Cr

У сумарному спектрі набраному детекторами на обох етапах експерименту не виявлено піку з енергією ≈ 783 кеВ, що міг би відповідати β^- розпаду ядра ⁵⁰V на 2⁺ збуджений рівень 783.3 кеВ ядра ⁵⁰Cr. Тому для встановлення нижньої границі на період напіврозпаду по даному каналу було використано наступну формулу:

$$\lim T_{1/2} = N \cdot \ln 2 \cdot \sum_{i} (\eta_i \cdot t_i) / \lim S, \qquad (4.4)$$

де N - кількість ядер ⁵⁰V у зразку, η_i - ефективність реєстрації гамма-кванту з енергією 783.3 кеВ, t_i - час вимірювання обома детекторами на обох етапах експерименту, S - кількість подій шуканого ефекту, які можна виключити із певною довірчою ймовірністю. Як і раніше, ефективність реєстрації була визначена за допомогою Монте Карло моделювання у програмному пакеті EGSnrc. Значення ефективності реєстрації кожним детектором на кожному етапі експерименту подані у Табл. 4.6.

Таблиця 4.6. Значення ефективності реєстрації гамма-кванту 783.3 кеВ для детекторів Ge10 та Ge11 на першому і другому етапі експерименту.

Етап	Детектор	Ефективність реєстрації
Ι	Ge11	0.014986
Ι	Ge10	0.018497
П	Ge11	0.014140
П	Ge10	0.018481

Для визначення lim *S*, сумарний енергетичний спектр з експозицією (2.25 ± 0.09) × 10²² ядер ⁵⁰V × рік був апроксимований моделлю фону, яка включає шуканий ефект (гамма-пік з енергією 783.3 кеВ з ПШПВ = 1.69 кеВ) а також функції Гауса, яким відповідають найбільш інтенсивні гамма-піки визначених радіонуклідів. Цими радіонуклідами є ¹³⁸La (778.7 кеВ), дочірній елемент ²²⁸Th - ²¹²Bi (785.4 кеВ та 768.4 кеВ), дочірні елементи ²²⁶Ra - ²¹⁴Bi (768.4 кеВ та 786.3 кеВ) і ²¹⁴Pb (786.0 кеВ), дочірній елемент ²²⁸Ra - ²²⁸Ac (755.3 кеВ, 772.3 кеВ, 782.1 кеВ та 795.0 кеВ), дочірній елемент ²³⁸U - ^{234m1}Pa (766.4 кеВ та 786.3 кеВ), а також поліном першої степені для опису неперервного фону. Площа та положення найбільш інтенсивних гамма-піків (766.4 кеВ, 768.4 кеВ, 785.4 кеВ, 788.7 кеВ та 795.0 кеВ) були вільними параметрами, тоді як площа і положення менш інтенсивних піків (772.3 кеВ, 782.1 кеВ, 786.0 кеВ, 786.4 кеВ), що накладаються на інтенсивні, були зафіксовані з урахуванням їх відносної

інтенсивності в підланцюжках. Ширина всіх гамма-піків була фіксованою, з урахуванням залежності енергетичної роздільної здатності від енергії (4.1). Результат підгонки даних зображена на Рис. 4.8.



Рис. 4.8. Частина сумарного енергетичного спектру, набраного зі зразком ванадію в області очікуваного γ піку 783,3 кеВ від β^- розпаду. Апроксимація даних кількома гамма-піками та прямою для опису безперервного фону показана суцільною лінією. Виключений пік, очікуваний у β^- розпаді ⁵⁰V, представлений пунктирною лінією. Крапками показаний енергетичний спектр фону, набраний без зразка, нормований на час вимірювань із зразком. Енергія гамма-піків подана в кеВ.

Результат апроксимації в енергетичному інтервалі 761 – 818 кеВ, з $\chi^2/$ к.с.в. = 0.815, дає результат площі піку 783.3 кеВ шуканого ефекту – $S = 3.3 \pm 15.5$ відліків, що є сумісним з відсутністю шуканого ефекту. Використовуючи стандартний підхід до статистичного аналізу малих сигналів, запропонований Фельдманом і Кузінсом [168], отримаємо lim S = 28.7 відліків. Результат апроксимації подано на Рис. 4.8. Варто зазначити, що для оцінки значення lim S була взята лише статистична невизначеність, і будь-які систематичні внески не враховувалися. З огляду на ефективність реєстрації гамма-кванту 783.3 кеВ

(Таб. 4.6) отримаємо значення нижньої границі періоду напіврозпаду ядра 50 V на 2⁺ збуджений рівень 783.3 кеВ ядра 50 Cr з довірчою ймовірністю 90%:

$$T_{1/2}^{\beta-} \ge 8.9 imes 10^{18}$$
 років

Отримане обмеження приблизно в два рази більш слабке, ніж $T_{1/2}^{\beta} \ge 1.9 \times 10^{19}$ років, яке подане в статті [194]. Чутливість даного експерименту нижча в основному через досить високе радіоактивне забруднення зразка ванадію, яке створює фон в області інтересу.

4.4. МОЖЛИВОСТІ ПІДВИЩЕННЯ ЧУТЛИВОСТІ ЕКСПЕРИМЕНТУ

Перш за все, у майбутньому експерименті слід використовувати радіоактивно чистий зразок ванадію. У роботі [194] показано можливість глибокого очищення ванадію від радіоактивних домішок. Таким чином, з метою оцінки вимог до майбутніх експериментів, здатних виявити розпад, візьмемо за основу рівень фону, досягнутий на другому етапі експерименту в установці без зразка (див. Рис. 4.4). Розглянемо два зразки: металевий ванадій природного ізотопного складу з такими ж розмірами і геометрією, як і в даному експерименті, і другий у вигляді оксиду ванадію (V₂O₅), збагаченого ізотопом ⁵⁰V до 50%. Приймемо об'ємну густину зразка збагаченого оксиду ванадію рівною 0.5 від щільності твердого V₂O₅ (3.36 г/см³). Для отримання такої ж кількості ядер ⁵⁰V (2.82×10²²) розмір збагаченого зразка був обраний Ø50×2.57 мм, з відстанню між детекторами H = 3 мм. Очікувані фонові швидкості лічби та змодельована методом Монте-Карло ефективність реєстрації установки Растиані з зразками наведена в Таблиці 4.7.

В умовах експерименту домінує фон від детекторів, на порядок менший внесок процесу ЕС у ⁵⁰V. Хоча у нашому припущенні збагачене джерело містить таку саму кількість ядер ⁵⁰V, що й металеве з природним ізотопним складом, ефективність реєстрації зі збагаченим джерелом приблизно в три рази вища. В результаті експеримент із збагаченим джерелом має вищу чутливість [див. Рис. 4.9(а)]. Крім того, використання зразка збагаченого ⁵⁰V, дозволило б чітко спостерігати β^- розпад ⁵⁰V (припускаючи, що теоретично передбачений

період напіврозпаду $T_{1/2} = 2 \times 10^{19}$ років [173]) з точністю З σ приблизно впродовж 200 днів збору даних, у той час як експерименту з використанням ванадієвого зразка природного ізотопного складу знадобилося б більше трьох років, щоб виявити процес з такою ж точністю [див. Рис. 4.9(b)].

Таблиця 4.7. Характеристики експериментальних установок для оцінки чутливості до β^- розпаду ⁵⁰V. *H* позначає відстань між детекторами Ge10 і Ge11 (див. Рис. 4.2). Bg^{det} - фонова швидкість лічби детекторів (досягнута на другому етапі експерименту без зразка). Bg^{EC} - швидкість лічби внаслідок процесу EC у ⁵⁰V, змодельована методом Монте-Карло. η_{783} - ефективність реєстрації гамма-кванту 783.3 кеВ.

Зарзок; геометрія експерименту	Bg ^{det} (відлік/день/кеВ)		Bg ^{EC} (відлік/день/ке В)		η_{783}	
	Ge10	Ge11	Ge10	Ge11	Ge10	Ge11
Металевий ванадій	0.1291(8)	0.1176(8)	0.0074	0.0065	0.01850	0.01499
природного						
ізотопного складу;						
Ø100×20 мм, <i>H</i> =						
21 мм						
	0.1001(0)	0.117((0)	0.01.42	0.0106	0.05406	0.02716
V_2O_5 , зоагачении	0.1291(8)	0.11/6(8)	0.0145	0.0106	0.05496	0.03/16
⁵⁰ V до 50%;						
$Ø50 \times 2.57$ мм, $H = 3$						
ММ						
	1					


Рис. 4.9. Чутливість можливих експериментів з виявлення β^- -розпаду ⁵⁰V залежно від часу вимірювання в двох експериментальних умовах: (1) - у геометрії даного експерименту (зі зразком ванадію Ø100 × 20 мм і відстанню між детекторами Ge10 і Ge11 H = 21 мм); (2) - із зразком V₂O₅, збагаченим ізотопом ⁵⁰V до 50% розміром Ø50 × 2,57 мм і H = 3 мм. (а) - нижня межа періоду напіврозпаду при 90% довірчій ймовірності. (b) - кількість σ для точності виявлення площі піку 783.3 кеВ, припускаючи, що період напіврозпаду $T_{1/2}^{\beta-} = 2 \times 10^{19}$ років. Припускається, що фон обумовлений фоном від детекторів без зразка та фоном від ЕС-процесу у ⁵⁰V.

4.5. ВИСНОВКИ

У даній частині дисертаційної роботи описані результати дослідження зразка ванадію масою 955 г з природним вмістом ванадію методами гаммаспектрометрії за допомогою низькофонових напівпровідникових детекторів з надчистого германію (HPGe). Було обчислено період напіврозпаду по каналу електронного поглинання та встановлено обмеження на період напіврозпаду по каналу бета-розпаду.

Період напіврозпаду 50 V відносно процесу ЕС на 2⁺ рівень 1553.8 кеВ 50 Ті визначений як $T_{1/2}^{EC} = [2.774^{+0.20}_{-0.19}] \times 10^{17}$ років. Значення узгоджується з результатом нещодавнього експерименту [194] і теоретичними розрахунками [173]. Для β^- -розпаду ⁵⁰V на 2⁺ рівень 783.3 кеВ ⁵⁰Cr встановлено нижнє обмеження $T_{1/2}^{\beta-} \ge 8.9 \times 10^{18}$ років з 90% довірчою ймовірністю. Обмеження приблизно в 2 рази нижче за встановлене в роботі [194]. Подальшого підвищення чутливості експерименту можна досягти шляхом використання високоочищених зразків ванадію. Крім того, використання зразка оксиду ванадію, збагаченого ⁵⁰V, дозволило б виявити β^- -розпад швидше і з вищою точністю. Також за допомогою збагаченого джерела можна покращити точність $T_{1/2}^{EC}$ рахунок покращення визначення за статистики та зменшення невизначеності ізотопного вмісту 50 V.

Результати досліджень, описаних у розділі, були опубліковані в роботі [197]

ВИСНОВКИ

У дисертації описано результати експерименту з пошуку подвійного бетарозпаду ядра ¹⁰⁶Сd. Досліджено забрудненість експериментальної установки, встановлено обмеження на різні канали і моди 2β -розпаду ядра ¹⁰⁶Cd, оцінено чутливість до 2ЕС-, ЕС β^+ - та 2 β^+ -процесів у ¹⁰⁶Сd після вдосконалення установки. Також проведено дослідження схеми експериментальної чотирикратно забороненого неунікального β-розпаду ядра ⁵⁰V. Даний розпад дає можливість оцінити ефективне значення аксіально-векторної константи слабкої взаємодії g_A, що відіграє важливу роль у оцінці періодів напіврозпаду $0v2\beta$ -розпадів атомних ядер та визначення майоранівської маси нейтрино $< m_v >$. 1. Розроблено нові методи обробки даних у експерименті з пошуку 2βрозпаду ядра ¹⁰⁶Cd з використанням збагаченого кристалу ¹⁰⁶CdWO₄ та детекторів великого об'єму CdWO₄, що знаходяться у близькій геометрії. Визначено основні часові та спектроскопічні характеристики детекторної ¹⁰⁶CdWO₄, розроблено системи. Проаналізовано стабільність детектора методику корекції енергетичної шкали на основі аналізу положення краю βспектру ^{113m}Cd та за результатами калібрувальних вимірювань. Проведено порівняння експериментальних даних, отриманих під час калібрувальних вимірювань з джерелами гамма-випромінювання, із Монте-Карло моделями. Визначено енергетичні пороги детекторної системи. Проаналізовано форми сцинтиляційних сигналів, відокремлено події від $\beta(\gamma)$ - та α -частинок. Реалізовано часово-амплітудний аналіз, на основі якого було визначено забрудненість ²²⁸Th детектора ¹⁰⁶CdWO₄ та додаткових детекторів CdWO₄. Проаналізовано α-спектр, набраний детекторами CdWO₄, оцінено забрудненість даних кристалів дочірніми елементами ²³²Th і ²³⁸U. Побудовано модель фону з урахуванням практично всіх компонентів детекторної системи. Визначено радіоактивну забрудненість детекторної установки в двох її модифікаціях.

2. Встановлено нові обмеження на період напіврозпаду для різних каналів і мод 2 β -розпаду ¹⁰⁶Cd на рівні $T_{1/2} \sim 10^{20} - 10^{22}$ років. Покращено обмеження

періоду напіврозпаду ¹⁰⁶Cd відносно 2vECβ⁺-розпаду: $T_{1/2}^{2\nu EC\beta^+} > 2.1 \times 10^{21}$ років. Чутливість експерименту знаходиться в межах теоретичних передбачень ($T_{1/2} \sim 10^{21} - 10^{22}$ років). Було встановлено нове обмеження $T_{1/2}^{0\nu 2K} > 2.9 \times 10^{21}$ років для резонансного безнейтринного подвійного електронного поглинання на збуджений рівень 2718 кеВ ¹⁰⁶Pd. Оцінена експериментальна чутливість до кількох процесів 2β-розпаду в ¹⁰⁶Cd на основний рівень ¹⁰⁶Pd після покращення експериментальної установки: $T_{1/2}^{0\nu 2EC} > 8.9 \times 10^{20}$ років, $T_{1/2}^{2\nu EC\beta^+} = 1.5 \times 10^{21}$ років, $T_{1/2}^{0\nu 2\beta^+} = 8.4 \times 10^{21}$ років та $T_{1/2}^{0\nu 2C\beta^+} = 1.1 \times 10^{22}$ років.

3. Досліджено схему розпаду чотирикратно забороненого неунікального β розпаду ядра ⁵⁰V. Виміряно одне з найбільш точних значення періоду напіврозпаду ⁵⁰V відносно процесу ЕС на 2⁺ збуджений рівень 1553.8 кеВ ⁵⁰Ti як $T_{1/2}^{EC} = [2.774_{-0.19}^{+0.20}] \times 10^{17}$ років. Встановлено одне з найбільш жорстких обмежень $T_{1/2}^{\beta-} \ge 8.9 \times 10^{18}$ років з 90% довірчою ймовірністю для β^- -розпаду ⁵⁰V на 2⁺ збуджений рівень 783.3 кеВ ⁵⁰Cr. Бета-розпад ⁵⁰V на збуджений 2⁺ рівень ⁵⁰Ti з енергією 1553.8 кеВ може бути спостережений за умови використання зразка з вищим рівнем радіоактивної чистоти або ванадію, збагаченого досліджуваним ізотопом.

подяки

По-перше хочу висловити величезну вдячність моїм батькам, які ще в дитинстві помітили мою любов до вивчення точних наук і завжди підтримували мене на шляху пізнання фізики. По-друге, дякую всім викладачам та колегам з Інституту ядерних досліджень НАН України та Київського національного університету імені Тараса Шевченка. Неможливо описати декількома словами отриманий досвід та знання за роки навчання, які допомогли мені трохи більше пізнати природу нашого Всесвіту! Особливо подяка Даневичу Федору Анатолійовичу, який зміг побачити в мені науковий потенціал та надав цікаву роботу, результатом якої є дана дисертація.

Проте ця наукова робота та, взагалі, моє життя були б неможливі без героїчної боротьби Збройних сил України. Велика вдячність кожному захиснику і захисниці, які боронять нашу державу від збройної агресії тимчасового непорозуміння під назвою російська федерація. Слава Україні!

СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- M.Agostini et al., "Comprehensive measurement of pp-chain solar neutrinos." *Nature* 562 .7728 (2018): 505.
- 2. Fukuda, Yoshiyuki, et al. "Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos." *Physical review letters* 81.8 (1998): 1562.
- Forero, D. V., M. Tortola, and J. W. F. Valle. "Global status of neutrino oscillation parameters after Neutrino-2012." *Physical Review D* 86.7 (2012): 073012.
- 4. Forero, D. V., M. Tortola, and J. W. F. Valle. "Neutrino oscillations refitted." *Physical Review D* 90.9 (2014): 093006.
- Duan, Huaiyu, George M. Fuller, and Yong-Zhong Qian. "Collective neutrino oscillations." *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 60 (2010): 569-594.
- Gonzalez-Garcia, Maria Concepción, Michele Maltoni, and Thomas Schwetz.
 "Global analyses of neutrino oscillation experiments." *Nuclear Physics B* 908 (2016): 199-217.
- 7. Petcov, S. T. "The nature of massive neutrinos." *Advances in High Energy Physics* 2013 (2013).
- Palladino, Andrea, and Francesco Vissani. "The natural parameterization of cosmic neutrino oscillations." *The European Physical Journal C* 75 (2015): 1-9.
- Bilenky, Samoil. Introduction to the physics of massive and mixed neutrinos. Vol. 947. Springer, 2018.
- Majorana, Ettore. "Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone." *Il Nuovo Cimento* (1924-1942) 14.4 (1937): 171-184.
- 11. Racah, Giulio. "Symmetry between particles and anti-particles." *Nuovo cimento* 14 (1937): 322-328.
- Goeppert-Mayer, Maria. "Double beta-disintegration." *Physical Review* 48.6 (1935): 512.

- Furry, Wendell H. "On transition probabilities in double beta-disintegration." *Physical Review* 56.12 (1939): 1184.
- 14. Feynman, Richard P., and Murray Gell-Mann. "Theory of the Fermi interaction." *Physical Review* 109.1 (1958): 193.
- Gell-Mann, Murray. "Test of the nature of the vector interaction in β decay." *Physical Review* 111.1 (1958): 362.
- Theis, W. R. "Eine Rangordnung der einzelnen Terme in den schwachen Wechselwirkungen." *Zeitschrift für Physik* 150.5 (1958): 590-592.
- 17. Zuber, K. "Neutrino Physics." London: Institute of Physics Publishing Ltd. (2004)
- 18. Patrignani, Claudia, et al. "Review of particle physics." (2016).
- Suhonen, Jouni, and Osvaldo Civitarese. "Weak-interaction and nuclearstructure aspects of nuclear double beta decay." *Physics Reports* 300.3-4 (1998): 123-214.
- 20. Bhattacharya, Bhubanjyoti, Richard J. Hill, and Gil Paz. "Model-independent determination of the axial mass parameter in quasielastic neutrino-nucleon scattering." *Physical Review D* 84.7 (2011): 073006.
- 21. Suhonen, Jouni T. "Value of the axial-vector coupling strength in β and $\beta\beta$ decays: A review." *Frontiers in Physics* 5 (2017): 55.
- Ahmad, Q. Retal, et al. "Direct evidence for neutrino flavor transformation from neutral-current interactions in the Sudbury Neutrino Observatory." *Physical review letters* 89.1 (2002): 011301.
- 23. Giuliani, Andrea, and Alfredo Poves. "Neutrinoless double-beta decay." *Advances in High Energy Physics* 2012 (2012): 857016.
- 24. Cremonesi, Oliviero, and Maura Pavan. "Challenges in double beta decay." *Advances in High Energy Physics* 2014 (2014): 951432.
- 25. Vergados, Joannis D., Hiroyasu Ejiri, and Fedor Šimkovic. "Neutrinoless double beta decay and neutrino mass." *International Journal of Modern Physics E* 25.11 (2016): 1630007.

- Elliott, S. R., A. A. Hahn, and M. K. Moe. "Direct evidence for two-neutrino double-beta decay in Se 82." *Physical Review Letters* 59.18 (1987): 2020.
- Bilenky, S. M., and C. Giunti. "Neutrinoless double-beta decay: a probe of physics beyond the standard model." *International Journal of Modern Physics* A 30.04n05 (2015): 1530001.
- Dell'Oro, Stefano, et al. "Neutrinoless double beta decay: 2015 review." Advances in High Energy Physics 2016 (2016): 2162659.
- 29. Dolinski, Michelle J., Alan WP Poon, and Werner Rodejohann. "Neutrinoless double-beta decay: status and prospects." *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 69 (2019): 219-251.
- 30. Asaka, Takehiko, and Mikhail Shaposhnikov. "The vMSM, dark matter and baryon asymmetry of the universe." *Physics Letters B* 620.1-2 (2005): 17-26.
- 31. Deppisch, Frank F., et al. "Neutrinoless double beta decay and the baryon asymmetry of the universe." *Physical Review D* 98.5 (2018): 055029.
- 32. Kotani, Tsuneyuki, and Eiichi Takasugi. "Double beta decay and Majorana neutrino." *Progress of Theoretical Physics Supplement* 83 (1985): 1-175.
- 33. Bossio, E., and M. Agostini. "Probing beyond the standard model physics with double-beta decays." *arXiv preprint arXiv:2304.07198* (2023).
- Kotila, J., and F. Iachello. "Phase-space factors for double-β decay." *Physical Review C* 85.3 (2012): 034316.
- 35. Faessler, Amand, and Fedor Simkovic. "Double beta decay." *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 24.12 (1998): 2139.
- 36. Barea, J., and F. Iachello. "Neutrinoless double-β decay in the microscopic interacting boson model." *Physical Review C* 79.4 (2009): 044301.
- Zdesenko, Yuri. "Colloquium: The future of double β decay research." *Reviews* of modern physics 74.3 (2002): 663.
- Abe, S., et al. "Search for the Majorana nature of neutrinos in the inverted mass ordering region with KamLAND-Zen." *Physical review letters* 130.5 (2023): 051801.

- Inghram, Mark G., and John H. Reynolds. "Double beta-decay of Te 130." *Physical Review* 78.6 (1950): 822.
- 40. CANDLES collaboration. "Low background measurement in CANDLES-III for studying the neutrinoless double beta decay of Ca 48." *Physical Review D* 103.9 (2021): 092008.
- 41. Agostini, Matteo, et al. "Final results of GERDA on the search for neutrinoless double-β decay." *Physical review letters* 125.25 (2020): 252502.
- 42. Bernatowicz, T., et al. "Precise determination of relative and absolute $\beta\beta$ -decay rates of Te 128 and Te 130." *Physical Review C* 47.2 (1993): 806.
- 43. National Nuclear Data Center (NNDC). *Brookhaven National Laboratory*. URL: https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/ (дата звернення: 25.09.2023).
- 44. Balysh, A., et al. "Double beta decay of 48 Ca." *Physical review letters* 77.26 (1996): 5186.
- 45. Brudanin, V. B., et al. "Search for double beta decay of 48Ca in the TGV experiment." *Physics Letters B* 495.1-2 (2000): 63-68.
- 46. Arnold, R., et al. "Measurement of the double-beta decay half-life and search for the neutrinoless double-beta decay of Ca 48 with the NEMO-3 detector." *Physical Review D* 93.11 (2016): 112008.
- Vasenko, A. A., et al. "New results in the ITEP/YePI double beta-decay experiment with enriched germanium detectors." *Modern Physics Letters* A 5.17 (1990): 1299-1306.
- 48. Miley, H. S., et al. "Suggestive evidence for the two-neutrino double- β decay of Ge 76." *Physical review letters* 65.25 (1990): 3092.
- 49. Avignone III, F. T., et al. "Confirmation of the observation of 2v ββ decay of 76Ge." *Physics Letters B* 256.3-4 (1991): 559-561.
- 50. Avignone III, F. T. "The Majorana 76Ge double-beta decay project." *Progress in Particle and Nuclear Physics* 64.2 (2010): 258-260.
- 51. Gunther, M., et al. "Heidelberg-Moscow beta beta experiment with Ge-76: Full setup with five detectors." *Physical Review D* 55.1 (1997): 54-67.

- 52. Klapdor-Kleingrothaus, Hans Volker, et al. "Latest results from the Heidelberg-Moscow double beta decay experiment." *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei* 12 (2001): 147-154.
- 53. Dörr, Ch, and H. V. Klapdor-Kleingrothaus. "New Monte-Carlo simulation of the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 513.3 (2003): 596-621.
- 54. Agostini, M., et al. "LArGe: active background suppression using argon scintillation for the Gerda [Formula omitted]-experiment." *The European Physical Journal C-Particles and Fields* 75.10 (2015): 416.
- 55. Ratkevich, S. S., et al. "Comparative study of the double-K-shell-vacancy production in single-and double-electron-capture decay." *Physical Review C* 96.6 (2017): 065502.
- 56. Lin, Wuu-Jyh, et al. "Geochemically measured half-lives of 82Se and 130Te." *Nuclear Physics A* 481.3 (1988): 477-483.
- 57. Arnold, R., et al. "First results of the search for neutrinoless double-beta decay with the NEMO 3 detector." *Physical review letters* 95.18 (2005): 182302.
- 58. Elliott, S. R., et al. "Double beta decay of Se 82." *Physical Review C* 46.4 (1992): 1535.
- Arnold, R., et al. "Double-β decay of 82Se." *Nuclear Physics A* 636.2 (1998): 209-223.
- 60. Arnold, R., et al. "Final results on 82Se double beta decay to the ground state 82Kr from the NEMO-3 experiment." *The European Physical Journal C* 78.10 (2018): 1-15..
- 61. Kawashima, Atsumichi, Kazuya Takahashi, and Akimasa Masuda.
 "Geochemical estimation of the half-life for the double beta decay of Zr 96." *Physical Review C* 47.6 (1993): 2452.
- 62. Wieser, Michael E., and John R. De Laeter. "Evidence of the double β decay of zirconium-96 measured in 1.8× 10 9 year-old zircons." *Physical Review C* 64.2 (2001): 024308.

- 63. Arnold, R., et al. "Double beta decay of 96Zr." *Nuclear Physics A* 658.4 (1999): 299-312.
- 64. Argyriades, J., et al. "Measurement of the two neutrino double beta decay half-life of Zr-96 with the NEMO-3 detector." *Nuclear Physics A* 847.3-4 (2010): 168-179.
- 65. Hidaka, Hiroshi, Chi V. Ly, and Katsuhiko Suzuki. "Geochemical evidence of the double β decay of Mo 100." *Physical Review C* 70.2 (2004): 025501.
- 66. Elliott, S. R., et al. "The double beta decay spectrum of 100Mo as measured with a TPC." *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 17.S (1991): S145.
- 67. Dassie, D., et al. "Two-neutrino double-β decay measurement of Mo 100." *Physical Review D* 51.5 (1995): 2090.
- 68. Alston-Garnjost, M., et al. "Experimental search for double-β decay of 100 Mo." *Physical Review C* 55.1 (1997): 474.
- 69. De Silva, A., et al. "Double β decays of 100 Mo and 150 Nd." *Physical Review* C 56.5 (1997): 2451.
- 70. Ashitkov, V. D., et al. "Double beta decay of 100 Mo." Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters 74 (2001): 529-531.
- 71. Cardani, Laura, et al. "First bolometric measurement of the two neutrino double beta decay of 100Mo with a ZnMoO4 crystals array." *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 41.7 (2014): 075204.
- 72. Armengaud, E., et al. "Development of 100Mo-containing scintillating bolometers for a high-sensitivity neutrinoless double-beta decay search." *The European Physical Journal C* 77 (2017): 785.
- 73. Arnold, R., et al. "Detailed studies of 100Mo two-neutrino double beta decay in NEMO-3." *The European Physical Journal C* 79.5 (2019): 440.
- 74. De Braeckeleer, L., et al. "Measurement of the β β-Decay Rate of 100 Mo to the First Excited 0+ State of 100 Ru." *Physical Review Letters* 86.16 (2001): 3510.

- 75. Kidd, M. F., et al. "New results for double-beta decay of 100Mo to excited final states of 100Ru using the TUNL-ITEP apparatus." *Nuclear Physics* A 821.1-4 (2009): 251-261.
- Arnold, R., et al. "Measurement of double beta decay of 100Mo to excited states in the NEMO 3 experiment." *Nuclear Physics A* 781.1-2 (2007): 209-226.
- 77. Belli, P., et al. "New observation of 2β2ν decay of 100Mo to the 01+ level of 100Ru in the ARMONIA experiment." *Nuclear Physics A* 846.1-4 (2010): 143-156.
- 78. Arnold, R., et al. "Investigation of double beta decay of 100Mo to excited states of 100Ru." *Nuclear Physics A* 925 (2014): 25-36.
- 79. Ejiri, Hiroyasu, et al. "Double beta decays of 116Cd." *Journal of the Physical Society of Japan* 64.2 (1995): 339-343.
- Danevich, Fedor A., et al. "Search for 2 β decay of cadmium and tungsten isotopes: Final results of the Solotvina experiment." *Physical Review C* 68.3 (2003): 035501.
- 81. Arnold, R., et al. "Measurement of the 2 v β β decay half-life and search for the 0 v β β decay of Cd 116 with the NEMO-3 detector." *Physical Review D* 95.1 (2017): 012007.
- Barabash, A. S., et al. "Final results of the Aurora experiment to study 2 β decay of Cd 116 with enriched Cd 116 WO 4 crystal scintillators." *Physical Review D* 98.9 (2018): 092007.
- 83. Aprile, E., et al. "Double-weak decays of Xe 124 and Xe 136 in the XENON1T and XENONnT experiments." *Physical Review C* 106.2 (2022): 024328.
- Meshik, A. P., et al. "130Te and 128Te double beta decay half-lives." *Nuclear Physics A* 809.3-4 (2008): 275-289.
- 85. Thomas, H. V., et al. "Geochemical constraints on the half-life of Te 130." *Physical Review C* 78.5 (2008): 054606.
- Lin, Wuu-Jyh, et al. "Double beta-decay of tellurium-128 and tellurium-130." *Nuclear Physics A* 481.3 (1988): 484-493.

- 87. Bernatowicz, T., et al. "Neutrino mass limits from a precise determination of ββ-decay rates of Te 128 and Te 130." *Physical review letters* 69.16 (1992): 2341.
- Takaoka, Nobuo, Yoshinobu Motomura, and Keisuke Nagao. "Half-life of Te 130 double-β decay measured with geologically qualified samples." *Physical Review C* 53.4 (1996): 1557.
- Arnaboldi, C., et al. "A calorimetric search on double beta decay of 130Te." *Physics Letters B* 557.3-4 (2003): 167-175.
- 90. Arnold, Roger, et al. "Measurement of the β β decay half-life of te 130 with the nemo-3 detector." *Physical review letters* 107.6 (2011): 062504.
- 91. Alduino, C., et al. "Measurement of the two-neutrino double-beta decay halflife of^ 130 130 Te with the CUORE-0 experiment." *The European Physical Journal C* 77 (2017): 13.
- 92. Caminata, Alessio, et al. "Results from the CUORE experiment." *Universe* 5.1 (2019): 10.
- 93. Barabash, A. S., and R. R. Saakyan. "Experimental limits on 2 {beta}+, K {beta}+, and 2K processes for 130Ba and on 2K capture for 132Ba." *Physics of Atomic Nuclei* 59 (1996).
- 94. Meshik, A. P., et al. "Weak decay of 130 Ba and 132 Ba: Geochemical measurements." *Physical Review C* 64.3 (2001): 035205.
- Pujol, M., B. Marty, P. Burnard, and P. Philippot. *Geoch. Cosm. Act* 73 (2009):
 6834.
- 96. Albert, J. B., et al. "Improved measurement of the 2vββ half-life of 136Xe with the EXO-200 detector." *Physical Review C* 89.1 (2014): 015502.
- Gando, Azusa, et al. "Search for Majorana neutrinos near the inverted mass hierarchy region with KamLAND-Zen." *Physical review letters* 117.8 (2016): 082503.
- 98. Artemiev, V., et al. "Half-life measurement of 150Nd 2β2ν decay in the time projection chamber experiment." *Physics Letters B* 345.4 (1995): 564-568.

- 99. Arnold, R., et al. "Measurement of the $2\nu\beta\beta$ decay half-life of 150Nd and a search for $0\nu\beta\beta$ decay processes with the full exposure from the NEMO-3 detector." *Physical Review D* 94.7 (2016): 072003.
- 100. Barabash, A. S., et al. "Investigation of β β decay in 150Nd and 148Nd to the excited states of daughter nuclei." *Physical Review C* 79.4 (2009): 045501.
- 101. Kidd, Mary F., et al. "Two-neutrino double-β decay of 150Nd to excited final states in 150Sm." *Physical Review C* 90.5 (2014): 055501.
- 102. Turkevich, Anthony L., Thanasis E. Economou, and George A. Cowan."Double-beta decay of 238U." *Physical Review Letters* 67.23 (1991): 3211.
- 103. Arnquist, I. J., et al. "Final Result of the Majorana Demonstrator's Search for Neutrinoless Double-β Decay in Ge 76." *Physical Review Letters* 130.6 (2023): 062501.
- 104. Azzolini, O., et al. "Final Result on the Neutrinoless Double Beta Decay of 82Se with CUPID-0." *Physical Review Letters* 129.11 (2022): 111801.
- 105. Augier, C., et al. "Final results on the 0vββ decay half-life limit of 100Mo from the CUPID-Mo experiment." *The European Physical Journal C* 82.11 (2022): 1033.
- 106. Adams, D. Q., et al. "New Direct Limit on Neutrinoless Double Beta Decay Half-Life of 128Te with CUORE." *Physical review letters* 129.22 (2022): 222501.
- 107. Adams, D. Q., et al. "Search for Majorana neutrinos exploiting millikelvin cryogenics with CUORE." *Nature*, 2022, 604.7904: 53-58.
- Anton, Gisela, et al. "Search for neutrinoless double-β decay with the complete EXO-200 dataset." *Physical review letters* 123.16 (2019): 161802.
- 109. Armatol, A., et al. "Toward cupid-1t." *arXiv preprint arXiv:2203.08386* (2022).
- 110. Abgrall, N., et al. "LEGEND-1000 preconceptual design report." *arXiv* preprint arXiv:2107.11462 (2021).

- 111. Adhikari, Govinda, et al. "nEXO: neutrinoless double beta decay search beyond 1028 year half-life sensitivity." *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 49.1 (2021): 015104.
- 112. Oh, Yoomin, and AMoRE Collaboration. "Status of AMoRE." *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 2156. No. 1. IOP Publishing, 2021..
- 113. Inacio, Ana, Sofia. "Status and prospects of the SNO+ experiment." *Proceedings of Science*. PANIC2021 (2022): 274.
- 114. Shimizu, Itaru. "Search for Majorana neutrinos." *arXiv preprint arXiv:2303.05127* (2023).
- 115. Adams, C., et al. "Sensitivity of a tonne-scale NEXT detector for neutrinoless double-beta decay searches." *Journal of High Energy Physics* 2021.8 (2021): 1-24.
- 116. Blaum, K., et al. "Neutrinoless double-electron capture." *Reviews of Modern Physics* 92.4 (2020): 045007.
- 117. Winter, Rolf G. "Double K capture and single K capture with positron emission." *Physical Review* 100.1 (1955): 142.
- 118. Voloshin, M. B., G. V. Mitsel'Makher, and R. A. Eramzhyan. "Conversion of an atomic electron into a positron and double β+ decay." *JETP Letters* 35.12 (1982): 656-659.
- 119. Bernabeu, J., Alvaro De Rujula, and Cecilia Jarlskog. "Neutrinoless double electron capture as a tool to measure the electron neutrino mass." *Nuclear Physics B* 223.1 (1983): 15-28.
- 120. Krivoruchenko, M. I., et al. "Resonance enhancement of neutrinoless double electron capture." *Nuclear Physics A* 859.1 (2011): 140-171.
- 121. Hirsch, M., et al. "Nuclear structure calculation of β+β+, β+/EC and EC/EC decay matrix elements." *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei* 347.3 (1994): 151-160.
- 122. Meshik, Alex, and Olga Pravdivtseva. "Weak decay of tellurium and barium isotopes in geological samples: Current status." *Proceedings of the 14th International Symposium on Nuclei in the Cosmos (NIC2016)* (2017): 020702.

- 123. Gavrilyuk, Yu M., et al. "Indications of 2v2K capture in 78 Kr." *Physical Review C* 87.3 (2013): 035501.
- 124. Wang, Meng, et al. "The AME2016 atomic mass evaluation." *Chin. Phys.* C 41.030003 (2017): 1674-1137.
- 125. Belli, P., et al. "Search for double-β decay processes in 106 Cd with the help of a 106 CdWO 4 crystal scintillator." *Physical Review C* 85.4 (2012): 044610.
- 126. Kiel, H., D. Münstermann, and K. Zuber. "A search for various double beta decay modes of Cd, Te, and Zn isotopes." *Nuclear Physics A* 723.3-4 (2003): 499-514.
- 127. Ebert, J., et al. "Current status and future perspectives of the COBRA experiment." *Advances in High Energy Physics* 2013 (2013): 703572.
- 128. Ebert, Joachim, et al. "Results of a search for neutrinoless double-β decay using the COBRA demonstrator." *Physical Review C* 94.2 (2016): 024603.
- 129. Rukhadze, N. I., et al. "Search for double beta decay of 106 Cd." *Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics* 75 (2011): 879-882.
- Rukhadze, N. I., et al. "New limits on double beta decay of 106Cd." *Nuclear Physics A* 852.1 (2011): 197-206.
- 131. Rukhadze, N. I., et al. "Search for double electron capture of 106 Cd." *Physics* of Atomic Nuclei 69 (2006): 2117-2123.
- 132. Rukhadze, N. I., et al. "Search for double beta decay of 106 Cd in the TGV-2 experiment." *Bulletin of the russian Academy of Sciences: Physics* 74 (2010): 821-824.
- 133. Rukhadze, N., and TGV collaboration. "Search for double beta decay of 106Cd with the TGV-2 spectrometer." *PoS* 281 (2016): 245.
- 134. Belli, P., et al. "Development of enriched 106CdWO4 crystal scintillators to search for double β decay processes in 106Cd." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 615.3 (2010): 301-306.
- 135. Mougeot, Xavier. "Reliability of usual assumptions in the calculation of β and v spectra." *Physical Review C* 91.5 (2015): 055504.

- 136. Primakoff, Henry, and Simon P. Rosen. "Double beta decay." *Reports on Progress in Physics* 22.1 (1959): 121.
- 137. Laubenstein, Matthias, et al. "Underground measurements of radioactivity." *Applied Radiation and Isotopes* 61.2-3 (2004): 167-172.
- 138. Belli, P., et al. "Search for 2 β decay of Cd 106 with an enriched Cd 106 WO 4 crystal scintillator in coincidence with four HPGe detectors." *Physical Review* C 93.4 (2016): 045502.
- Polischuk, O. G., et al. "New limit on two neutrino electron capture with positron emission in 106Cd." *AIP Conference Proceedings*. Vol. 2165. No. 1. AIP Publishing, 2019: 020020.
- 140. Boiko, R. S., et al. "Ultrapurification of archaeological lead." *Inorganic Materials* 47 (2011): 645-648.
- 141. Danevich, F. A., et al. "Ancient Greek lead findings in Ukraine." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 603.3 (2009): 328-332.
- 142. Bernabei, R., et al. "First results from DAMA/LIBRA and the combined results with DAMA/NaI." *The European Physical Journal C* 56 (2008): 333-355.
- 143. Bernabei, R., and A. Incicchitti. "Low background techniques in NaI (Tl) setups." *International Journal of Modern Physics A* 32.30 (2017): 1743007.
- 144. Blachot, Jean. "Nuclear data sheets for A = 113." *Nucl. Data Sheets 111* (2010) 1471–1618.
- 145. Cadamuro, L., et al. "Characterization of the Hamamatsu R11265-103-M64 multi-anode photomultiplier tube." *Journal of Instrumentation* 9.06 (2014): 06021.
- 146. Calvi, Marta, et al. "Characterization of the Hamamatsu H12700A-03 and R12699-03 multi-anode photomultiplier tubes." *Journal of Instrumentation* 10.09 (2015): 09021.
- 147. Tsankov, Ludmil Todorov, and Mityo Georgiev Mitev. "Response of a NaI (Tl) scintillation detector in a wide temperature interval." *Proceedings of the*

15 International Scientific and Applied Science Conference "Electronics ET. 2006.

- 148. Kawrakow, I. et al., "The EGSnrc Code System: Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport, Technical Report No. PIRS-701" Canada: National Research Council. (2017).
- 149. Gatti, E., and F. De Martini. "A new linear method of discrimination between elementary particles in scintillation counters." *Nuclear Electronics II. Proceedings of the Conference on Nuclear Electronics. V. II.* (1962).
- Fazzini, T., et al. "Pulse-shape discrimination with CdWO4 crystal scintillators." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 410.2 (1998): 213-219.
- 151. Tretyak, V. I. "Semi-empirical calculation of quenching factors for ions in scintillators." *Astroparticle physics* 33.1 (2010): 40-53.
- 152. Firestone R. B. et al., "Table of Isotopes 8th ed." (John Wiley, New York,) CD update. (1998)
- 153. Danevich, Fedor A., et al. "α activity of natural tungsten isotopes." *Physical Review C* 67.1 (2003): 014310.
- 154. Jagam, P., and J. J. Simpson. "Measurements of Th, U and K concentrations in a variety of materials." Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 324.1-2 (1993): 389-398.
- 155. Righi, S., et al. "Monitoring of natural radioactivity in working places." *Microchemical Journal* 67.1-3 (2000): 119-126.
- Danevich, F. A., and V. I. Tretyak. "Radioactive contamination of scintillators." *International Journal of Modern Physics A* 33.09 (2018): 1843007.
- 157. Danevich, F. A., et al. "Development of radiopure cadmium tungstate crystal scintillators from enriched 106 Cd and 116 Cd to search for double beta

decay." *AIP Conference Proceedings*. Vol. 1549. No. 1. American Institute of Physics, (2013).

- 158. Poda, D. V., et al. "CdWO4 crystal scintillators from enriched isotopes for double beta decay experiments." *Radiation measurements* 56 (2013): 66-69.
- 159. Ponkratenko, O. A., V. I. Tretyak, and Yu G. Zdesenko. "Event generator DECAY4 for simulating double-beta processes and decays of radioactive nuclei." *Physics of Atomic Nuclei* 63 (2000): 1282-1287.
- 160. Belli, Pierluigi, et al. "Search for double beta decay of ¹⁰⁶Cd with an enriched ¹⁰⁶CdWO₄ crystal scintillator in coincidence with CdWO₄ scintillation counters." *Universe* 6.10 (2020): 182.
- Belli, P., et al. "LOW-BACKGROUND EXPERIMENT TO SEARCH FOR DOUBLE BETA DECAY OF ¹⁰⁶Cd USING ¹⁰⁶CdWO₄
 SCINTILLATOR." Nuclear Physics & Atomic Energy 24.3 (2023).
- 162. Klavdiienko, V. R., et al. "Search for double-beta decay of 1 0 6 Cd." *International Journal of Modern Physics E* 30.11 (2021): 2141003.
- 163. Dilling, Jens, et al. "Penning-trap mass measurements in atomic and nuclear physics." *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 68 (2018): 45-74.
- Suhonen, Jouni. "Physics of Nuclear Processes Triggered by the Interplay of Strong and Weak Interactions." *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. 338. No. 1. IOP Publishing, 2012.
- 165. Suhonen, Jouni. "Particle-, nuclear-and atomic-physics aspects of rare weak decays of nuclei." *Physica Scripta* 2012.T150 (2012): 014039.
- 166. Belli, P., et al. "First Results of the Experiment to search for 2β Decay of 106
 Cd with the help of 106 CdWO 4 Crystal Scintillators." *AIP Conference Proceedings*. Vol. 1304. No. 1. American Institute of Physics, 2010.
- 167. De Frenne, D. Negret, A. "Nuclear data sheets for A = 106." Nucl. Data Sheets 109 (2008): 943–1102.
- 168. Feldman, Gary J., and Robert D. Cousins. "Unified approach to the classical statistical analysis of small signals." *Physical review D* 57.7 (1998): 3873.

- 169. Barabash, A. S., et al. "Theoretical and experimental investigation of the double beta processes in 106Cd." *Nuclear Physics A* 604.2 (1996): 115-128.
- 170. Toivanen, J., and J. Suhonen. "Study of several double-beta-decaying nuclei using the renormalized proton-neutron quasiparticle random-phase approximation." *Physical Review C* 55.5 (1997): 2314.
- 171. Rumyantsev, O. A., and M. H. Urin. "The strength of the analog and Gamow-Teller giant resonances and hindrance of the $2\nu\beta\beta$ -decay rate." *Physics Letters B* 443.1-4 (1998): 51-57.
- 172. Ejiri, H. "Fermi surface quasi particle model nuclear matrix elements for two neutrino double beta decays." *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* 44.11 (2017): 115201.
- 173. Haaranen, Mikko, et al. "β-decay half-life of V 50 calculated by the shell model." *Physical Review C* 90.4 (2014): 044314.
- 174. Barea, J., J. Kotila, and F. Iachello. "Nuclear matrix elements for double-β decay." *Physical Review C* 87.1 (2013): 014315.
- 175. Dell'Oro, Stefano, Simone Marcocci, and Francesco Vissani. "New expectations and uncertainties on neutrinoless double beta decay." *Physical Review D* 90.3 (2014): 033005.
- 176. Suhonen, Jouni. "Impact of the quenching of g A on the sensitivity of $0 \vee \beta \beta$ experiments." *Physical Review C* 96.5 (2017): 055501.
- Ejiri, H., Jouni Suhonen, and K. Zuber. "Neutrino-nuclear responses for astroneutrinos, single beta decays and double beta decays." *Physics Reports* 797 (2019): 1-102.
- Meija, Juris, et al. "Isotopic compositions of the elements 2013 (IUPAC Technical Report)." *Pure and Applied Chemistry* 88.3 (2016): 293-306.
- 179. Singh, Balraj, et al. "Review of logftvalues in β decay." Nuclear Data Sheets 84.3 (1998): 487-563.
- 180. Lutter, Guillaume, et al. "A new versatile underground gamma-ray spectrometry system." *Applied Radiation and Isotopes* 81 (2013): 81-86.

- 181. Hult, Mikael, et al. "Comparison of background in underground HPGedetectors in different lead shield configurations." *Applied Radiation and Isotopes* 81 (2013): 103-108.
- Belli, P., et al. "Experimental searches for rare alpha and beta decays." *The European Physical Journal A* 55.8 (2019): 140.
- 183. Heintze, Joachim. "Zur Frage der natürlichen Radioaktivität des V50, In113 und Te123." Zeitschrift für Naturforschung A 10.1 (1955): 77-77.
- 184. Glover, R. N., and D. E. Watt. "A search for natural radioactivity in vanadium." *Philosophical Magazine* 2.17 (1957): 697-699.
- 185. Bauminger, E. R., and S. G. Cohen. "Natural Radioactivity of V50 and Ta180." *Physical Review* 110.4 (1958): 953.
- 186. McNair, A. "The half-life of vanadium-50." *Philosophical Magazine* 6.64 (1961): 559-561.
- Watt, D. E., and R. L. G. Keith. "The half-life of V50." Nuclear Physics 29 (1962): 648-656.
- 188. Sonntag, Ch, and K. O. Münnich. "A search for the decay of Vanadium-50 with a low-level gamma-spectrometer." *Zeitschrift für Physik* 197.3 (1966): 300-308.
- 189. Pape, A., S. M. Refaei, and J. C. Sens. "V 50 half-life limit." *Physical Review* C 15.5 (1977): 1937.
- 190. Alburger, D. E., E. K. Warburton, and J. B. Cumming. "Decay of V 50." *Physical Review C* 29.6 (1984): 2294.
- 191. Simpson, J. J., P. Jagam, and A. A. Pilt. "Electron capture decay rate of V 50." *Physical Review C* 31.2 (1985): 575.
- 192. Simpson, J. J., P. Moorhouse, and P. Jagam. "Decay of V 50." *Physical Review* C 39.6 (1989): 2367.
- 193. Dombrowski, H., S. Neumaier, and K. Zuber. "Precision half-life measurement of the 4-fold forbidden β decay of V 50." *Physical Review C* 83.5 (2011): 054322.

- 194. Laubenstein, M., et al. "New investigation of half-lives for the decay modes of V 50." *Physical Review C* 99.4 (2019): 045501.
- 195. Lutter, Guillaume, et al. "A gamma-ray spectrometry analysis software environment." *Applied Radiation and Isotopes* 134 (2018): 200-204.
- 196. Chen, J. Singh, B. "Nuclear data sheets for A=50", Nucl. Data Sheets 157 (2019).
- 197. Danevich, F. A., et al. "Decay scheme of ⁵⁰V." *Physical Review C* 102.2 (2020): 024319.

ДОДАТКИ

ДОДАТОК А. СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

Статті, в яких опубліковані основні наукові результати дисертації:

4. F.A.Danevich, M.Hult, D.V.Kasperovych, V.R.Klavdiienko, G.Lutter, G.Marissens, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak. "Decay scheme of ⁵⁰V". Phys. Rev. C 102(2020)024319, p. 8. <u>https://doi.org/10.1103/PhysRevC.102.024319</u> (Scimago: Q1).

5. P.Belli, R.Bernabei, V.B.Brudanin, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, A.Incicchitti, D.V.Kasperovych, **V.R.Klavdiienko**, V.V.Kobychev, V.Merlo, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak, M.M.Zarytskyy. "Search for double beta decay of ¹⁰⁶Cd with an enriched ¹⁰⁶CdWO₄ crystal scintillator in coincidence with CdWO₄ scintillation counters". Universe 6(2020)182, p. 15. https://doi.org/10.3390/universe6100182 (Scimago: Q2).

6. P. Belli, R. Bernabei, F. Cappella, V. Caracciolo, R. Cerulli, F. A. Danevich, A. Inchicchitti, D. V. Kasperovych, **V. R. Klavdiienko**, V. V. Kobychev, A. Leoncini, V. Merlo, O. G. Polischuk, V. I. Tretyak. "Low-background experiment to search for double beta decay of ¹⁰⁶Cd using ¹⁰⁶CdWO₄ scintillator". Nucl. Phys. At. Energy 24 (2023) p. 193. https://doi.org/10.15407/jnpae2023.03.193 (Scimago: Q4).

Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:

11. **V.R.Klavdiienko**, P.Belli, R.Bernabei, V.Caracciolo, R.Cerulli, V.Merlo, V.B.Brudanin, F.Cappella, A.Incicchitti, F.A.Danevich, D.V.Kasperovych, V.V.Kobychev, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak, M.M.Zarytskyy. "Search for double-beta decay of ¹⁰⁶Cd". Int. J. Mod. Phys. E 30 (2021) 2141003, 12 p.

12. **В.Р.Клавдієнко**, Ф.А.Даневич, В.В.Кобичев, В.І.Третяк, Д.В.Касперович, Г.Люттер, О.Г.Поліщук. "Дослідження схеми розпаду ядра ⁵⁰V у підземній лабораторії HADES (Бельгія)". Тези 26-ї щорічної наук. конф. ІЯД НАНУ, 8-12.04.2019, Київ – ІЯД (2019), с. 55.

 В.Р.Клавдієнко, Ф.А.Даневич, В.В.Кобичев, В.І.Третяк, Д.В.Касперович, Г.Люттер, О.Г.Поліщук, М.Хюльт. "Дослідження схеми розпаду ядра ванадію-50 методами гамма-спектрометрії зі зразком радіоактивно чистого ванадію". Abstracts of 5th Int. Conf. "High Purity Materials: Production, Application, Properties", 10-13.09.2019, Kharkiv, Ukraine – Kharkiv (2019), p. 75.

14. В.Р.Клавдієнко, П.Беллі, Р.Бернабей, В.Б.Бруданін, Ф.А.Даневич, А.Інчікітті, М.М.Зарицький, Ф.Капелла, В.Карачіоло, Д.В.Касперович, В.В.Кобичев, О.Г.Поліщук, В.І.Третяк, Р.Черуллі. "Пошук подвійного бетарозпаду ¹⁰⁶Cd за допомогою збагаченого сцинтилятора ¹⁰⁶CdWO₄". Тези 27-ї щорічної наук. конф. ІЯД НАНУ, 21-25.09.2020, Київ – ІЯД (2020), с. 78.

15. **В.Р.Клавдієнко**, П.Беллі, Р.Бернабей, В.Б.Бруданін, Ф.А.Даневич, А.Інчіккітті, М.М.Зарицький, Ф.Каппелла, В.Карачіоло, Д.В.Касперович, В.В.Кобичев, О.Г.Поліщук, В.І.Третяк, Р.Черуллі. "Пошук подвійного бетарозпаду ядра ¹⁰⁶Cd із використанням збагаченого сцинтилятора ¹⁰⁶CdWO₄". Тези міжн. школи-семінару для мол. вчених "Функціональні матеріали для технічних та біомедичних застосувань", Коропово, Україна, 7-10.09.2020, с. 36-37.

16. В.Р.Клавдієнко, П.Беллі, Р.Бернабей, Ф.А.Даневич, А.Інчікітті, Ф.Капелла, В.Карачіоло, Д.В.Касперович, В.В.Кобичев, А.Леончіні, В.Мерло, О.Г.Поліщук, В.І.Третяк, Р.Черуллі. "Дослідження подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd з використанням кристалу ¹⁰⁶CdWO₄". Тези міжн. конф. мол. учених та аспірантів ІЕФ'2021, Ужгород, 26-28.05.2021 – Ужгород (2021) с. 168-169.

17. **В.Р.Клавдієнко**, П.Беллі, Р.Бернабей, Ф.А.Даневич, А.Інчікітті, Ф.Капелла, В.Карачіоло, Д.В.Касперович, В.В.Кобичев, А.Леончіні, В.Мерло, О.Г.Поліщук, В.І.Третяк, Р.Черуллі. "Нові результати експерименту з пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd із сцинтилятором ¹⁰⁶CdWO₄". Тези 28-ї щорічної наук. конф. ІЯД НАНУ, 27.09-1.10.2021, Київ – ІЯД (2021), с. 70.

18. В. Р. Клавдієнко, П. Беллі, Р. Бернабей, Ф. А. Даневич, А. Інчікітті, Ф. Каппелла, В. Караччіоло, Д. В. Касперович, В. В. Кобичев, А. Леончіні, В. Мерло, О. Г. Поліщук, В. І. Третяк, Р. Черуллі. "Низькофоновий експеримент з пошуку подвійного бета-розпаду ядра ¹⁰⁶Cd із використанням сцинтилятора

¹⁰⁶CdWO₄". Тези 29-ї щорічної наук. конф. ІЯД НАНУ, 26.09-30.09.2022, Київ – ІЯД (2022), с. 59.

19. **V.R.Klavdiienko**, F.A.Danevich, M.Hult, D.V.Kasperovych, G.Lutter, G.Marissens, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak. "Investigation of the decay scheme of ⁵⁰V". Proc. of student poster session of 8th Int. Pontecorvo Neutrino Phys. School, 1-10.09.2019, Sinaia, Romania – JINR, Dubna (2020) p. 94-98.

20. **V.R.Klavdiienko**, P.Belli, R.Bernabei, F.Cappella, V.Caracciolo, R.Cerulli, F.A.Danevich, A.Incicchitti, D.V.Kasperovych, V.V Kobychev, A.Leoncini, V.Merlo, O.G.Polischuk, V.I.Tretyak. "New results of the experiment to search for double beta decay of ¹⁰⁶Cd with the help of enriched ¹⁰⁶CdWO₄ scintillator". Abstracts of Workshop for Young Scientists "Functional Materials for Technical and Biomedical Applications" (ISMA'2021), 6-10.09.2021, Kharkiv, Ukraine – Kharkiv (2021) p. 42.

ДОДАТОК Б. ВІДОМОСТІ ПРО АПРОБАЦІЮ РЕЗУЛЬТАТІВ ДИСЕРТАЦІЇ

Результати, представлені у дисертації, доповідалися автором на наступних наукових конференціях та школах-семінарах:

1. 26-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 8-12.04.2019, Київ, Україна, усна доповідь.

2. 8th International Pontecorvo Neutrino Physics School, 1-10.09.2019, Sinaia, Romania, poster report.

3. 5th International Conference "High Purity Materials: Production, Application, Properties", 10-13.09.2019, Kharkiv, Ukraine, oral report.

4. Міжнародна школа-семінар для молодих вчених "Функціональні матеріали для технічних та біомедичних застосувань", 7-10.09.2020, Коропово, Україна, усна доповідь.

5. 27-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 21-25.09.2020, Київ, Україна, усна доповідь.

9th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2020), 4.09 2.10.2020, Crete, Greece (Extended internet-only session), oral report.

 Міжнародна конференція молодих учених та аспірантів ІЕФ 2021, 26-28.05.2021, Ужгород, Україна, усна доповідь.

8. Workshop for Young Scientists "Functional Materials for Technical and Biomedical Applications", 6-10.09.2021, Kharkiv, Ukraine, oral report.

 28-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 27.09-1.10.2021, Київ, Україна, усна доповідь.

 29-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 26.09-30.09.2022, Київ, Україна, усна доповідь.

 30-а щорічна наукова конференція ІЯД НАНУ, 25.09-29.09.2023, Київ, Україна, усна доповідь.