

Інститут ядерних досліджень  
Національної академії наук України

Кваліфікаційна наукова  
праця на правах рукопису

---

Зарицький Микола Миколайович

Гриф

Прим. № \_\_\_\_\_

УДК \_\_\_\_\_

## ДИСЕРТАЦІЯ

МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛЮВАННЯ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТІВ З  
ПОШУКУ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ

---

104 Фізика та астрономія

---

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

---

Науковий керівник  
проф., д.ф.-м.н. Даневич Федір Анатолійович

Київ - 2023

## АНОТАЦІЯ

*Зарицький М.М.* Монте-Карло моделювання для експериментів з пошуку подвійного бета-розпаду. – 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 моделюванням методом Монте-Карло та їх застосуванню в експериментах проєктів CUPID-Mo, CROSS та BINGO, що використовують низькотемпературні сцинтиляційні болометри для дослідження перспективних з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядер  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{130}\text{Te}$ .

Для проєкту CUPID-Mo було проведено моделювання методом Монте-Карло з метою визначення оптимальної кількості калібрувальних джерел  $^{56}\text{Co}$ , їх активності та місця розташування навколо екрану "300 K" всередині кріостату з 20 детекторами на основі кристалів молібдату літію  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ . Конфігурація обиралась з урахуванням вимоги щодо найвищої частоти реєстрації для високоенергетичних гамма-квантів  $^{56}\text{Co}$  в околі піку 3253 кеВ (для області шуканого ефекту з енергією розпаду  $Q_{2\beta} = 3034$  кеВ), забезпечення якнайбільше рівномірної швидкості лічби в усіх детекторів, не перевищуючи значення в окремому детекторі  $\sim 0.17$  Гц. За результатами моделювань було показано, що найбільш оптимальною є конфігурація розташування двох джерел  $^{56}\text{Co}$ , де джерела розміщені за мідними деталями установки. У середньому швидкість лічби в детекторах у цій конфігурації складає  $2.6 \times 10^{-3}$  подій на розпад зі стандартним відхиленням  $0.4 \times 10^{-3}$  подій на розпад. За умов обмеження на загальну швидкість лічби, при активності кожного джерела в 51 Бк очікувалась би реєстрація 19 подій на тиждень в області піку з енергією 3253 кеВ для детектора з найнижчою швидкістю лічби.

Після проведення енергетичного калібрування впродовж 19 днів з двома джерелами  $^{56}\text{Co}$ , було змодельовано конфігурацію з уточненим розташуванням джерел з відповідністю до експериментальних вимірювань. Було показано, що моделювання методом Монте-Карло джерел  $^{56}\text{Co}$  показують хорошу узгодженість в апроксимації експериментальних даних в діапазоні енергій від 200 до 4000 кеВ.

Було проведено детальне моделювання геометрії певних елементів установки CUPID-Мо, що розташовуються близько до детекторів та є джерелами радіоактивного фону в області шуканого ефекту. Активності радіоактивних забруднень стабілізаційних пружин та латунних гвинтів в мідних ґратках, отримані з результатів апроксимації експериментального спектра детекторів моделями фону, добре узгоджуються з вимірними значеннями, та відповідають значенням активності для радіонукліда  $^{228}\text{Th}$ :  $20 \pm 5$  мБк / кг (вимірне значення  $21 \pm 5$  мБк / кг) для стабілізаційних пружин та  $3.5 \pm 0.9$  мБк / кг (вимірне значення  $< 18$  мБк / кг) для латунних гвинтів.

Проведено моделювання методом Монте-Карло кріостату установки CROSS з масивом зі 144 детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  розміром  $45 \times 45 \times 45$  мм<sup>3</sup>. З метою оптимізації калібрування показано, що конфігурація з чотирма калібрувальними джерелами  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{228}\text{Ac}$ ,  $^{212}\text{Bi}$  та  $^{212}\text{Pb}$  довжиною по 70 см, дає найбільш рівномірну швидкість лічби в детекторах. Також для цієї конфігурації детекторів було проведено моделювання впливу радіоактивного забруднення елементів установки радіонуклідами  $^{214}\text{Bi}$  та  $^{208}\text{Tl}$  на фон в області шуканого ефекту. Вплив радіоактивного забруднення радіонуклідом  $^{208}\text{Tl}$  на фон в детекторах  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та оксиду телуру  $\text{TeO}_2$  відповідно має наступні значення:  $< 4.5 \times 10^{-5}$  та  $< 1.7 \times 10^{-4}$  відліків / (кеВ · кг · рік) для тримачів з міді марки NOSV з активністю  $< 4.3$  мБк / кг,  $8(3) \times 10^{-5}$  та  $1.51(6) \times 10^{-3}$  відліків / (кеВ · кг · рік) для частини мідного екрана з активністю  $0.3(1)$  мБк / кг,  $< 1.2 \times 10^{-8}$  та  $1(2) \times 10^{-6}$  відліків / (кеВ · кг · рік) для низькотемпературних кабелів з активністю  $5(6)$  мБк / кг, а також  $< 3 \times 10^{-6}$  та  $2.2(1) \times 10^{-4}$  відліків / (кеВ · кг · рік) для колон

зі склопластику з активністю 1.41(5) Бк / кг. За результатами моделювань показано, що рівень фону в області шуканого ефекту є задовільним для поставлених цілей експерименту CROSS.

Було реалізовано геометрію установки CROSS з додатковим зовнішнім свинцевим захистом. Порівняно ступінь зниження рівня фону від додаткового зовнішнього захисту в області піку природної радіоактивності при енергії 2615 кеВ для експериментальних та змодельованих даних: в 5.5 та 29(8) разів для детектора  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ , в 4.6(1) та 48(6) разів для детектора  $\text{TeO}_2$ , а також у 7.8 та 13.9(7) разів для детектора на основі кристала вольфрамату кадмію  $\text{CdWO}_4$ . Розбіжність ступеня зниження рівня фону для експериментальних та змодельованих даних вказує на наявність радіоактивних забруднень елементів установки всередині свинцевого захисту. Також було змодельовано геометрію установки CROSS з кристалами молібдату літію  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  зі збагаченим, збідненим на ізотоп молібдену-100 ( $\text{Li}_2^{100\text{depl}}\text{MoO}_4$ ) та природним складом молібдену  $^{100}\text{Mo}$  і кристали  $\text{CdWO}_4$  з кадмію з природним складом ізотопів та збагаченого ізотопом  $^{116}\text{Cd}$ . Було змодельовано фон в детекторах від радіоактивного радону між екранами та свинцевим захистом, свинцевого захисту, мідних тримачів детекторів, мідного екрана та зовнішнього фону в установці CROSS.

Було проведено моделювання з метою дослідження впливу радіоактивного фону від елементів, що виконують роль тримачів детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$  в установці з мінімізованою кількістю матеріалів. Показано, що для досягнення рівня фону  $\sim 10^{-5}$  відліків / (кеВ · кг · рік) радіоактивна забрудненість цих елементів має бути нижчою за обмеження, отримані у вимірюваннях з низькофоновими германієвими детекторами ( $< 25$  мБк / кг для  $^{208}\text{Tl}$ , та  $< 21$  мБ / кг для  $^{214}\text{Pb}$ ): в  $\sim 10$  разів для  $^{208}\text{Tl}$ , та в  $\sim 30$  і  $\sim 300$  разів для  $^{214}\text{Bi}$  в області шуканого ефекту для ядер  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{130}\text{Te}$  відповідно. Також, було проведено моделювання спрощеної установки з наступними сцинтиляційними матеріалами активного захисту, що оточує масив детекторів  $\text{TeO}_2$ :  $\text{NaI(Tl)}$ ,  $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{CsI}$ ,

CaWO<sub>4</sub>, LYSO, BGO, ZnWO<sub>4</sub> та PbWO<sub>4</sub>. Показано, що найбільшу ефективність в зниженні рівня фону (з енергетичним порогом в 50 кеВ) в області шуканого ефекту для ядер <sup>130</sup>Te в області ±100 кеВ навколо енергії подвійного бета-розпаду 2527 кеВ показали матеріали активного захисту з найбільшою густиною: ZnWO<sub>4</sub> (7.87 г / см<sup>3</sup>) – 10.4(6) разів, BGO (7.13 г / см<sup>3</sup>) – 9.3(5) разів, та PbWO<sub>4</sub> (8.28 г / см<sup>3</sup>) – 12.2(7) разів.

Ключові слова: моделювання методом Монте-Карло, подвійний бета-розпад, низькофоновий експеримент, спектрометрія ядерних випромінювань, сцинтиляційний детектор, криогенний болометричний детектор.

## ABSTRACT

*Zarytskyy M.M.* Monte Carlo simulations for the double beta decay experiments. – Qualifying scientific work on the rights of a 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 results of the Monte Carlo simulations for the CUPID-Mo, CROSS, and BINGO experiments, which use low-temperature scintillation bolometers to study promising <sup>100</sup>Mo and <sup>130</sup>Te nuclei to search for neutrinoless double beta decay.

Monte Carlo simulations were performed for the CUPID-Mo experiment to find an optimal number of <sup>56</sup>Co calibration sources, activity, and position around the «300 K» screen in the cryostat with 20 Li<sub>2</sub><sup>100</sup>MoO<sub>4</sub> detectors. The configuration was chosen considering the requirement for the highest rate of high-energy gamma-quanta of <sup>56</sup>Co (particularly of 3253 keV) and provide as much as possible uniform counting rate across all detectors, ensuring the counting rate below ~0.17 Hz. The results of the simulations show that the most optimal configuration is achieved with two <sup>56</sup>Co sources, where the sources are shifted behind the copper bars structure of the setup. On average, the counting rate in the detectors in this configuration is  $2.6 \times 10^{-3}$  events per decay with a standard deviation of  $0.4 \times 10^{-3}$  events per decay. Under the limitation of

the total counting rate, with the activity of each source of 51 Bq, one would expect 19 events per week detected in the region of the  $\gamma$ -line of 3253 keV for the detector with the lowest count rate.

After the 19 days energy calibration with two  $^{56}\text{Co}$  sources, a configuration with precise actual source locations was simulated to match the experimental data. The Monte Carlo simulations of  $^{56}\text{Co}$  sources show a good agreement with the experimental data in the energy range from 200 to 4000 keV.

A precise geometry of the stabilizing springs, used as detector holders in the CUPID-Mo set-up, was implemented for the Monte Carlo simulations. The geometry of the brass screws in the copper bars around the detector tower holder structure was also implemented. The radioactive contamination of the stabilizing springs and the brass screws activities in the copper bars obtained from the background model fit are in a good agreement with the measured values. The comparison of the  $^{228}\text{Th}$  activity obtained from the model fit of the experimental data and measured values gives the following results:  $20 \pm 5$  mBq / kg ( $21 \pm 5$  mBq / kg measured) for stabilization springs, and  $3.5 \pm 0.9$  mBq / kg ( $< 18$  mBq / kg measured) for brass screws.

The Monte Carlo simulation of the CROSS set-up was performed with an array of 144  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  detectors with the size of  $4.5 \times 4.5 \times 4.5$  cm<sup>3</sup>. The results of the simulations show that the configuration with four 70 cm long calibration thorium containing sources with radionuclides  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{228}\text{Ac}$ ,  $^{212}\text{Bi}$  and  $^{212}\text{Pb}$ , gives the most uniform counting rate in the detectors. Also, for this detectors set-up with  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  and  $\text{TeO}_2$  detectors, the background index in the region of interest from the radioactive contamination of  $^{214}\text{B}$  and  $^{208}\text{Tl}$  in the elements of the set-up was simulated. The background index in  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  and  $\text{TeO}_2$  detectors from  $^{208}\text{Tl}$  in the elements of the set-up is estimated to be:  $< 4.5 \times 10^{-5}$  and  $< 1.7 \times 10^{-4}$  counts / (keV · kg · year) from the NOSV copper holders with the activity of  $< 4.3$   $\mu\text{Bq}$  / kg,  $8(3) \times 10^{-5}$  and  $1.51(6) \times 10^{-3}$  counts / (keV · kg · year) from the copper screen part with the activity of  $0.3(1)$  mBq / kg,  $< 1.2 \times 10^{-8}$  and  $1(2) \times 10^{-6}$  counts / (keV · kg · year) for the plank cables

with the activity of 5(6) mBq / kg,  $< 3 \times 10^{-6}$  and  $2.2(1) \times 10^{-4}$  counts / (keV · kg · year) for the fiberglass columns with the activity of 1.41(5) Bq / kg.

The geometry of the CROSS set-up with additional external lead shielding was implemented in simulations. The background reduction factor from additional lead shielding in the region of the natural radioactivity peak at 2615 keV for experimental and simulated data is compared: 5.5 and 29(8) for the  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  detector, 4.6(1) and 48(6) for the  $\text{TeO}_2$  detector, 7.8 and 13.9(7) for the  $\text{CdWO}_4$  detector. The discrepancy between the experimental and simulated data of the background reduction factor was explained by presence of inner radioactive contamination of the set-up elements inside the lead shielding. The geometry of the CROSS set-up was simulated with  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  crystals with an enriched, depleted and natural composition of  $^{100}\text{Mo}$  and  $\text{CdWO}_4$  crystals with natural and enriched composition of  $^{116}\text{Cd}$ . The background from the elements of the CROSS set-up was simulated for this detector configuration.

The Monte Carlo simulation of the radioactive contamination in nylon wires was performed for the set-up with a reduced number of materials. To reach the background index of  $10^{-5}$  counts / (keV · kg · year) the nylon wires radioactive contaminants should be reduced: in ~10 times for  $^{208}\text{Tl}$ , and in ~30 and ~300 times for  $^{214}\text{Bi}$  in the region of interest of  $^{100}\text{Mo}$  and  $^{130}\text{Te}$ . A simplified geometry of  $\text{TeO}_2$  detectors was simulated for the set-up with the following active veto materials:  $\text{NaI}(\text{Tl})$ ,  $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{CsI}$ ,  $\text{CaWO}_4$ ,  $\text{LYSO}$ ,  $\text{BGO}$ ,  $\text{ZnWO}_4$  and  $\text{PbWO}_4$ . From the results of the simulations, the highest background reduction (with an energy threshold in a scintillator of 50 keV) in the region of interest of  $^{130}\text{Te}$  ( $\pm 100$  keV around 2527 keV) was achieved for the materials with the highest density:  $\text{ZnWO}_4$  ( $7.87 \text{ g / cm}^3$ ) – 10.4(6) times,  $\text{BGO}$  ( $7.13 \text{ g/cm}^3$ ) – 9.3(5) times, and  $\text{PbWO}_4$  ( $8.28 \text{ g/cm}^3$ ) – 12.2(7) times.

Keywords: Monte Carlo simulation, double beta decay, low background experiment, nuclear spectrometry, scintillation detector, cryogenic bolometric detector.

### **Список публікацій здобувача за темою дисертації**

*Статті в яких опубліковано основні наукові результати дисертації:*

1. E. Armengaud, ... M. Zarytsky et al., «New Limit for Neutrinoless Double-Beta Decay of  $^{100}\text{Mo}$  from the CUPID-Mo Experiment», *Physical Review Letters*, vol 126, 181802, 2021, **Q1**, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.181802> (моделювання радіоактивного фону від елементів установки навколо детекторів).
2. C. Augier, ... M. Zarytsky et al., «Final results on the  $0\nu\beta\beta$  decay half-life limit of  $^{100}\text{Mo}$  from the CUPID-Mo experiment», *European Physical Journal C*, vol. 82, 1033, 2022, **Q1**, DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10942-5> (використовуються розроблені моделі фону від елементів установки навколо детекторів).
3. C. Augier, ... M. Zarytsky et al., «The background model of the CUPID-Mo  $0\nu\beta\beta$  experiment», *European Physical Journal C*, vol. 83, 675, 2023, **Q1**, DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11830-2> (розробка моделей методом Монте-Карло елементів установки навколо детекторів, моделювання калібрувального джерела  $^{56}\text{Co}$ ).
4. C. Augier, ... M. Zarytsky et al., «New measurement of double beta decays of  $^{100}\text{Mo}$  to excited states of  $^{100}\text{Ru}$  with the CUPID-Mo experiment», *Physical Review C*, vol 107, 025503, 2023, **Q1**, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.107.025503> (використовуються розроблені моделі фону від елементів установки навколо детекторів).
5. C. Augier, ... M. Zarytsky et al., «Measurement of the  $2\nu\beta\beta$  decay rate and spectral shape of  $^{100}\text{Mo}$  from the CUPID-Mo experiment», *Physical Review Letters*, vol 131, 162501, 2023, **Q1**, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.162501> (використовуються розроблені моделі фону від елементів установки навколо детекторів).
6. I.C. Bandac, ... M.M. Zarytsky et al., « $\text{Li}_2^{100\text{depl}}\text{MoO}_4$  Scintillating Bolometers for Rare-Event Search Experiments», *Sensors* 23, no. 12, 5465, 2023, **Q1**, DOI: <https://doi.org/10.3390/s23125465> (використовуються моделювання фону в установці CROSS із детекторами  $\text{Li}_2^{100\text{depl}}\text{MoO}_4$ ).



7. A. Ahmine, ... M.M. Zarytsky et al., «Test of  $^{116}\text{CdWO}_4$  and  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  scintillating bolometers in the CROSS underground facility with upgraded detector suspension», *Journal of Instrumentation*, vol. 18, p. P12004, 2023, **Q2**, DOI: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/18/12/P12004> (використовуються моделювання фону в установці CROSS із детекторами  $^{116}\text{CdWO}_4$  and  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ ).

*Наукові праці, які засвідчують апробацію матеріалів дисертації:*

8. М. М. Зарицький, «Монте-Карло моделювання болOMETРИЧНИХ експериментів CROSS та CUPID-Mo з пошуку подвійного бета-розпаду ядер  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{130}\text{Te}$ » XXVII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2020, с. 75.
9. M.M. Zarytsky on behalf of the CUPID-Mo Collaboration, “Calibration of  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  bolometers with  $^{56}\text{Co}$  sources for searches of  $0\nu 2\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$ ”, *Int. Conf. Neutrino*, 2020.
10. М. М. Зарицький, «Моделювання методом Монте-Карло калібрувального джерела  $^{56}\text{Co}$  для експерименту CUPID-Mo» XXVIII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2021, с. 68.
11. M.M. Zarytsky on behalf of the CUPID-Mo Collaboration, “Studies of the CUPID-Mo detector performance using a dedicated  $^{56}\text{Co}$  calibration”, *Int. Conf. Neutrino*, 2022.
12. М. М. Зарицький, «Моделювання радіоактивної забрудненості нейлонових дротів для експерименту BINGO», XXIX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2022, с. 57.
13. М. М. Зарицький, «Моделювання методом Монте-Карло активного захисту для експерименту BINGO», XXX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2023, с. 55.

# ЗМІСТ

Перелік умовних скорочень .....	13
Вступ.....	15
Розділ 1. Подвійний бета-розпад .....	25
1.1 Вступ .....	25
1.2 Двонейтринний подвійний бета-розпад.....	27
1.3 Безнейтринний подвійний бета-розпад .....	27
1.4 Теоретичний опис механізмів безнейтринного подвійного бета-розпаду 29	
1.4.1 Моделі з випромінюванням бозонів.....	29
1.4.2 Моделі з випромінюванням ферміонів .....	31
1.5 Теоретичні оцінки періоду напіврозпаду.....	31
1.6 Експериментальні дослідження подвійного бета-розпаду.....	35
1.6.1 Методи дослідження.....	35
1.6.2 Вимоги до чутливості експериментів .....	36
1.6.3 Вибір досліджуваних ядер .....	37
1.6.4 Експерименти з дослідження подвійного бета-розпаду .....	39
1.7 Висновки до розділу 1 .....	45
Розділ 2. Моделювання калібрувального джерела $^{56}\text{Co}$ для експерименту CUPID-Mo .....	46
2.1 Експеримент CUPID-Mo.....	46
2.2 Обґрунтування вибору калібрувального джерела $^{56}\text{Co}$ .....	47
2.3 Визначення оптимального розташування та активності джерел $^{56}\text{Co}$ ....	50
2.4 Експериментальні вимірювання з джерелами $^{56}\text{Co}$ .....	57
2.5 Порівняння результатів моделювань з експериментальними даними....	58

2.6	Висновки до розділу 2.....	60
Розділ 3. Моделювання фону від елементів установки CUPID-Mo.....		61
3.1	Опис експериментальної установки CUPID-Mo .....	61
3.2	Джерела фону в установці CUPID-Mo .....	64
3.2.1	Інші внески в радіоактивний фон .....	67
3.3	Моделювання методом Монте-Карло .....	68
3.3.1	Моделювання геометрії установки .....	69
3.3.2	Моделювання стабілізаційних пружин.....	70
3.3.3	Моделювання мідних ґраток та латунних гвинтів.....	75
3.4	Результати використання моделювань.....	76
3.4.1	Активність джерел з результатів апроксимації.....	76
3.4.2	Оцінка рівня фону в області шуканого ефекту .....	78
3.4.3	Обмеження на період напіврозпаду безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра $^{100}\text{Mo}$ .....	79
3.4.4	Вимірювання подвійного бета-розпаду $^{100}\text{Mo}$ на збуджені стани $^{100}\text{Ru}$ 80	
3.4.5	Вимірювання періоду напіврозпаду подвійного бета-розпаду та форми спектра ядра $^{100}\text{Mo}$ .....	81
3.5	Висновки до розділу 3.....	81
Розділ 4. Моделювання для проєкту CROSS.....		83
4.1	Вступ .....	83
4.2	Опис проєкту CROSS .....	83
4.2.1	Основна концепція проєкту .....	83
4.2.2	Вибір досліджуваних ядер .....	84

4.2.3	Технологія зниження фону від поверхневого радіоактивного забруднення .....	86
4.3	Опис експериментальної установки CROSS .....	87
4.4	Моделювання методом Монте-Карло .....	88
4.4.1	Моделювання геометрії криостату.....	89
4.4.2	Визначення оптимального розташування калібрувальних джерел	90
4.4.3	Моделювання фону від забрудненості елементів установки .....	93
4.4.4	Моделювання додаткового зовнішнього захисту .....	96
4.4.5	Моделювання установки CROSS в конфігурації з шістьма детекторами .....	98
4.5	Моделювання для проєкту BINGO .....	100
4.5.1	Опис проєкту BINGO.....	100
4.5.2	Моделювання фону від нейлонових дротів.....	101
4.5.3	Моделювання матеріалу активного захисту .....	105
4.6	Висновки до розділу 4.....	108
	Висновки .....	111
	Подяки .....	113
	Список використаних джерел .....	114

## ПЕРЕЛІК УМОВНИХ СКОРОЧЕНЬ

$2\beta$  — процеси подвійного бета-розпаду атомних ядер, в яких заряд дочірнього ядра зростає або зменшується на дві одиниці по відношенню до заряду материнського ядра;

$2\beta^-$  — процеси подвійного бета-розпаду атомних ядер з випромінюванням двох електронів. Дво- та безнейтринну моди  $2\beta^-$ -розпаду позначають відповідно так:  $2\nu 2\beta^-$  і  $0\nu 2\beta^-$ ;

$2\beta^+$  — процеси подвійного бета-розпаду атомних ядер з випромінюванням двох позитронів. Дво- та безнейтринну моди  $2\beta^+$ -розпаду позначають відповідно так:  $2\nu 2\beta^+$  і  $0\nu 2\beta^+$ ;

$2\nu 2\beta$  — двонейтринна мода процесу подвійного бета-розпаду. В такому процесі обов'язково мають випромінюватися і два нейтрино;

$0\nu 2\beta$  — безнейтринна мода подвійного бета-розпаду, в якому випромінювання двох нейтрино не відбувається;

$2\varepsilon$  — процеси подвійного бета-розпаду атомних ядер, в яких відбувається подвійне електронне поглинання.  $2\nu 2\varepsilon$  і  $0\nu 2\varepsilon$  — відповідають двонейтринній та безнейтринній модам  $2\varepsilon$ -поглинання. Для  $2\beta$ -процесів з поглинанням електрона, в яких окремо розглядають поглинання електрона з K- та L- оболонки материнського атома, вводять відповідні позначення таких процесів, наприклад:  $2K-$ ,  $KL-$  й  $2L-$ поглинання,  $K\beta^+$ -розпад;

$\varepsilon\beta^+$  - процеси подвійного бета-розпаду атомних ядер, в яких відбувається поглинання електрона з випромінюванням позитрона. Дво- та безнейтринну моди  $\varepsilon\beta^+$ -розпаду позначають відповідно так:  $2\nu\varepsilon\beta^+$  і  $0\nu\varepsilon\beta^+$ ;

$Q_{2\beta}$  — енерговиділення в процесі  $2\beta$ -розпаду;

СМ — Стандартна модель елементарних частинок;

$T_{1/2}$  — період напіврозпаду. Для  $2\nu$ - та  $0\nu$ -мод певного  $2\beta$ -процесу прийнято такі відповідні позначення періодів напіврозпадів:  $T_{1/2}^{2\nu 2\beta}$  і  $T_{1/2}^{0\nu 2\beta}$ ;

ПШПВ (повна ширина на половині висоти) – повна ширина піку на половині висоти; прийнята одиницею оцінки енергетичної роздільної здатності детектора;

Geant4 (GEometry ANd Tracking) – система бібліотек програм, призначена для симуляції проходження елементарних частинок крізь речовину за допомогою методу Монте-Карло;

LMO — сцинтиляційний кристал  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ ;

TO — сцинтиляційний кристал  $\text{TeO}_2$ ;

ROI (Region Of Interest) — енергетичний проміжок, що відповідає області шуканого ефекту. Для  $0\nu 2\beta$ -розпаду цією областю енергій є проміжок навколо енергії розпаду  $Q_{2\beta}$  досліджуваного ядра.

# ВСТУП

## Актуальність теми дисертації

Дослідження природи нейтрино є однією з найважливіших проблем сучасної фізики елементарних частинок. Дослідження їх властивостей, маси, спіну, природи (частинка Дірака чи Майорани?) та інших характеристик має вирішальне значення для розуміння фундаментальних принципів Всесвіту, зокрема майоранівська природа нейтрино здатна пояснити природу асиметрії поширення матерії та антиматерії. Згідно зі Стандартною моделлю елементарних частинок, нейтрино має нульову масу, проте результати сучасних експериментів по осциляціям нейтрино вказують на її наявність, та вимірюють різницю квадратів їх масових станів. Тому відкриття абсолютної маси нейтрино має велике значення для фізики частинок, оскільки підтверджує існування нових фізичних процесів поза межами Стандартної моделі елементарних частинок і взаємодій та вказує на необхідність розширення цієї теорії.

Ряд провідних теоретичних моделей передбачають вирішення проблеми походження маси нейтрино механізмом Майорани, в рамках якого нейтрино та антинейтрино є своїми власними античастинками. З цього випливає наявність процесу безнейтринного подвійного бета-розпаду за схемою  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e$ , де відбувається порушення закону збереження лептонного числа, що виходить за рамки Стандартної моделі елементарних частинок. Найбільш чутливі експерименти дають лише обмеження на період напіврозпаду ядер відносно цього процесу на рівні  $\lim T_{1/2} \sim 10^{24} - 10^{26}$  років. Проте майбутні експерименти з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду, розробка яких активно триває, очікують досягнення необхідного рівня чутливості для дослідження шуканого ефекту у випадку оберненої схеми масових станів нейтрино. Досягнення чутливості до маси нейтрино на рівні інвертованої схеми масових станів (з метою перевірки цієї схеми) є актуальною задачею для сучасних та майбутніх експериментів. Це можливо шляхом досягнення високої ефективності реєстрації, збільшення концентрацій ізотопів та маси

досліджуваних зразків, великого часу вимірювання, високої енергетичної здатності та зменшення рівня радіоактивного фону в області шуканого ефекту на енергії розпаду  $Q_{2\beta}$  досліджуваного ядра.

Використання моделювань методом Монте-Карло відіграє суттєву роль в експериментах з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду. Моделювання дозволяють дослідити різні конфігурації експериментальних установок та визначати найбільш оптимальне розташування калібрувальних джерел в експериментальних установках. Оскільки в подібних експериментах критичну роль відіграє рівень радіоактивного фону в області шуканого ефекту, моделювання допомагають визначити рівень фону від радіоактивної забрудненості елементів установки, що дозволяє підбирати найбільш відповідні умови та конфігурації експериментальних установок. Також змодельовані енергетичні спектри в детекторах від радіоактивного фону елементів установки використовуються в побудові загальної моделі фону для опису експериментальних даних.

### **Мета і завдання дослідження.**

Мета дослідження полягала в розробці та застосуванні моделювань методом Монте-Карло в експериментах CUPID-Mo та CROSS, в яких використовуються болометричні детектори на основі кристалів молібдату літію  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та оксиду телуру  $\text{TeO}_2$  для пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду ядер  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{130}\text{Te}$ .

Завдання дослідження полягали у:

- визначенні оптимальної конфігурації розташування та активності калібрувальних джерел  $^{56}\text{Co}$  в установці CUPID-Mo;
- побудові методом Монте-Карло моделі енергетичного спектра детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  установки CUPID-Mo від калібрувальних джерел  $^{56}\text{Co}$  для порівняння з експериментальними даними;



- розробці моделей елементів в установці CUPID-Mo, що розташовані близько до детекторів, енергетичні спектри від радіоактивної забрудненості яких використовуються для побудови моделі фону;
- визначенні оптимальної конфігурації розташування калібрувальних джерел та рівня фону в детекторах  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  від радіоактивної забрудненості елементів установки CROSS;
- розробці моделі конфігурації установки CROSS з додатковим шаром захисту зі свинцю та порівнянні зниження рівня фону з експериментальними даними;
- моделюванні впливу радіоактивного забруднення елементів установки CROSS на фон в області шуканого ефекту в різних конфігураціях детекторів з кристалами оксиду телуру  $\text{TeO}_2$ , молібдату літію  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  зі збагаченим, збідненим ( $\text{Li}_2^{100\text{depl}}\text{MoO}_4$ ) та природним складом молібдену  $^{100}\text{Mo}$  і з кристалами вольфрамату кадмію  $\text{CdWO}_4$  з природним та збагаченим складом кадмію  $^{116}\text{Cd}$ .

**Об’єкт дослідження** — калібрувальні джерела в експериментах з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду; геометрія елементів низькофонових установок для дослідження подвійного бета-розпаду; фон в детекторах від радіоактивної забрудненості елементів низькофонових установок.

**Предмет дослідження** – моделювання методом Монте-Карло джерел  $^{56}\text{Co}$  для енергетичного калібрування детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  установки CUPID-Mo та перевірки точності моделей фону, розробка моделей радіоактивного фону від елементів установки CUPID-Mo, моделювання методом Монте-Карло для проєктів CROSS та BINGO з метою розробки технологій зниження рівня радіоактивного фону в детекторах  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$  в області дослідження безнейтринного подвійного бета-розпаду ядер  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{130}\text{Te}$  відповідно.

**Методи дослідження та достовірність результату.** Достовірність результатів забезпечується використанням програмних пакетів Geant4 для

моделювань методом Монте-Карло та ROOT для обробки даних результатів досліджень. Ці програмні пакети широко використовуються в експериментах в сучасній фізиці елементарних частинок, ядерній, прискорювальній та медичній фізиці. Точність моделювань в програмному пакеті Geant4 забезпечується використанням даних взаємодії елементарних частинок, зібраних з актуальних джерел, була підтверджена в чисельних експериментах та відповідає теоретичним викладкам у даній області. Також точність моделювань забезпечувалась детальним відтворенням геометрії експериментальних установок з врахуванням можливих спрощень, що несуттєво впливали на отримані результати. Розрахунки виконувалися з врахуванням похибок усіх величин, що використовувалися для обчислень.

### **Наукова новизна отриманих результатів**

1. Було досліджено конфігурації розташування калібрувальних джерел  $^{56}\text{Co}$  та їх активності, визначено оптимальну конфігурацію та величину активності для використання в проєкті CUPID-Mo. Розроблено модель енергетичного спектра детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  установки CUPID-Mo з калібрувальними джерелами  $^{56}\text{Co}$ , що узгоджується з експериментальними даними та використовується для підтвердження точності моделей фону в експерименті CUPID-Mo.

2. Було проведено моделювання геометрії елементів в установці CUPID-Mo, що розташовані в безпосередній близькості до детекторів. Показано узгодженість з вимірними значеннями активності радіоактивних забруднених цих елементів, отриманих з результатів апроксимації експериментального спектра детекторів моделями фону.

3. Проведено моделювання методом Монте-Карло установки CROSS з масивом детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  розмірами  $4.5 \times 4.5 \times 4.5 \text{ см}^3$ . Досліджено й визначено оптимальну конфігурацію калібрувальних джерел для цієї установки.

4. Для установки CROSS з різними конфігураціями детекторів з кристалами  $\text{TeO}_2$ ,  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  зі збагаченим, збідненим ( $\text{Li}_2^{100\text{depl}}\text{MoO}_4$ ) та

природним складом молібдену  $^{100}\text{Mo}$  і з кристалами  $\text{CdWO}_4$  з природним і збагаченим складом кадмію  $^{116}\text{Cd}$ , було проведено моделювання впливу радіоактивного забруднення елементів установки на фон в області шуканого ефекту. Було реалізовано геометрію установки CROSS з додатковим зовнішнім свинцевим захистом та проаналізовано ступінь зниження рівня фону для експериментальних та змодельованих даних.

### **Особистий внесок здобувача**

Дисертантом було розроблено модель калібрувальних джерел  $^{56}\text{Co}$  в установці CUPID-Mo використовуючи програмний код змодельованої установки CUPID-Mo з детекторами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  на основі моделі експерименту EDELWEISS. Використовуючи ці розробки, автором дисертації було отримано енергетичні спектри відгуку детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  для різних конфігурацій розташування калібрувальних джерел  $^{56}\text{Co}$  та вказано найбільш ефективну з точки зору рівномірності лічби зареєстрованих подій в детекторах та максимальної кількості зареєстрованих гамма-квантів високих енергій в околі піку 3253 кеВ (для області шуканого ефекту  $Q_{2\beta} = 3034$  кеВ) за умов дотримання обмеження на сумарну швидкість лічби на рівні  $\sim 0.17$  Гц. Також після проведення енергетичного калібрування з джерелами  $^{56}\text{Co}$ , дисертантом було проведено моделювання методом Монте-Карло уточненого розташування калібрувальних джерел  $^{56}\text{Co}$  у відповідності до експериментального розташування.

Автором дисертації було розроблено детальну геометрію елементів установки CUPID-Mo, використовуючи програмний код змодельованої установки CUPID-Mo з детекторами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  на основі моделі експерименту EDELWEISS. До цих елементів відносяться стабілізаційні пружини з нержавіючої сталі, що слугують тримачами детекторів та допомагають позбутися зайвих вібрацій. Також для покращення продуктивності виконання програми по моделюванню методом Монте-Карло радіоактивних розпадів всередині стабілізаційних пружин, було оптимізовано алгоритм рівномірного

генерування випадкових точок для радіоактивних розпадів всередині пружин. Також дисертантом було уточнено геометрію структури мідних ґраток та реалізовано геометрію латунних гвинтів, що розташовуються всередині них.

Автором дисертації було розроблено модель геометрії експериментальної установки CROSS, до якої входять чотири екрани, внутрішній та зовнішній захист зі свинцю. Також було реалізовано геометрію конфігурації зі 144 детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  розмірами  $4.5 \times 4.5 \times 4.5 \text{ см}^3$ , германієвими детекторами та мідними тримачами в цій установці. Для вищевказаної геометрії установки CROSS дисертантом було проведено моделювання з метою визначення оптимальної конфігурації розташування та геометрії калібрувальних джерел з нуклідами  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{228}\text{Ac}$ ,  $^{212}\text{Bi}$  та  $^{212}\text{Pb}$  з метою отримання найбільш рівномірної швидкості лічби в усіх детекторах. Також дисертант визначив методом Монте-Карло рівень радіоактивного фону в області шуканого ефекту для детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$  від мідних тримачів детекторів, мідного екрана, елементів зі скловолокна та дротів над кріостатом установки CROSS. Автором дисертації було виконано моделювання геометрії експериментальної установки CROSS в конфігурації з трьома детекторами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ ,  $\text{TeO}_2$  та  $\text{CdWO}_4$  та додатковим шаром зовнішнього захисту зі свинцю у верхній частині кріостату. Для цієї конфігурації установки CROSS, дисертантом було проаналізовано ступінь зниження рівня фону для експериментальних та змодельованих даних. Використовуючи моделювання методом Монте-Карло, автором дисертації було побудовано моделі радіоактивного фону від компонентів установки для експериментальної установки CROSS в конфігурації з шістьма детекторами: два кристали  $\text{CdWO}_4$  з природним складом ізотопів кадмію та збагачений ізотопом  $^{116}\text{Cd}$ , два кристали  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  збіднені на ізотоп  $^{100}\text{Mo}$  та два зі збагаченого ізотопу  $^{100}\text{Mo}$ .

На основі розробок моделювання геометрії установки CROSS автором дисертації було реалізовано модель установки BINGO з масивом детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$ , германієвих детекторів та мідних тримачів, до яких

детектори кріпляться нейлоновими дротами. Дисертантом було досліджено вплив радіоактивного фону від нейлонових дротів в детекторах установки BINGO. Також для спрощеної установки BINGO, автором було проведено моделювання з різними матеріалами активного захисту, для яких було проаналізовано ефективність зниження рівня фону в області енергії безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра  $^{130}\text{Te}$ .

У наукових працях, виконаних у співавторстві, дисертанту належить проведення моделювань методом Монте-Карло та аналіз результатів, підготовка графічних матеріалів, участь у написанні тексту статей.

**Апробація матеріалів дисертації.** Результати, викладені у дисертації, доповідалися на наступних конференціях:

1. 27-а Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, 21-25.09.2020, Київ, Україна.
2. Міжнародна конференція Neutrino 2020, 22.06-02.07.2020, онлайн (постерна доповідь).
3. 28-а Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, 27.09-01.10.2021, Київ, Україна.
4. Міжнародна конференція Neutrino 2022, 30.05-04.06.2022, Сеул, Республіка Корея (онлайн) (постерна доповідь).
5. 29-а Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, 26.09-30.09.2022, Київ, Україна.
6. 30-а Щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України, 25.09-29.09.2023, Київ, Україна.
7. Наради міжнародних колаборацій CUPID, CUPID-Mo, CROSS та BINGO.

**Структура та обсяг дисертації.** Дисертація складається зі вступу, чотирьох розділів, висновків, списку використаних джерел з 225 найменувань (на 30 сторінок), 35 рисунків, 22 таблиці. Загальний обсяг дисертації становить 146 сторінок (з них основного тексту — 98 сторінок).

## **Зв'язок роботи з науковими програмами, планами, темами**

Дослідження, представлені в дисертаційній роботі, виконувалися в рамках кількох держбюджетних тем, науково-дослідних робіт за додатковими цільовими темами, співвиконавцем яких був автор:

1. Науково-технічна робота «Розробка болометричних експериментів для пошуку подвійного бета-розпаду» (Державний реєстраційний номер 0121U111684). Місце виконання: Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України.
2. 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.
3. Науково-технічна робота «Подвійний бета-розпад атомних ядер» (Державний реєстраційний номер 0120U104845). Місце виконання: Інститут ядерних досліджень Національної академії наук України.

## **Наукове та практичне значення отриманих результатів**

Калібрування детектора є критичним завданням для експериментів з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду. Оскільки значення енергії розпаду  $Q_{2\beta}$  для ядра  $^{100}\text{Mo}$ , 3034 кеВ є вищим за енергію характерної гамма-лінії 2615 кеВ ядра  $^{208}\text{Tl}$ , виникає проблема для калібрування детектора, оскільки більшість гамма-ліній зі стандартних джерел калібрування, таких як  $^{232}\text{Th}$  або  $^{238}\text{U}$ , є нижчими за  $Q_{2\beta}$ . Джерело  $^{56}\text{Co}$  є перспективним калібрувальним джерелом з декількома інтенсивними піками  $\gamma$ -квантів вище ніж 3 МеВ, яке можна створити відносно просто та використовувати в подібних експериментах. На основі результатів моделювань методом Монте-Карло калібрувальних джерел  $^{56}\text{Co}$  в установці CUPID-Mo було визначено активність джерел  $^{56}\text{Co}$  для виробництва та розташування калібрувальних джерел в експериментальній

установці. Також модель енергетичного спектра детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  установки CUPID-Mo з калібрувальними джерелами  $^{56}\text{Co}$  було використано для підтвердження точності моделей фону в експерименті CUPID-Mo. Використання калібрувального джерела  $^{56}\text{Co}$  з  $\gamma$ -квантами з високими енергіями є перспективним у використанні в майбутніх великомасштабних експериментах з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду.

Результати моделювань геометрії стабілізаційних пружин та латунних гвинтів в установці CUPID-Mo було використано для побудови моделі фону в детекторах  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ . Апроксимацію експериментального фону моделями було використано для оцінки рівня фону шуканого ефекту  $0\nu 2\beta$ -розпаду в області  $\pm 15$  кеВ навколо  $Q_{2\beta}$  3034 кеВ. За результатами розрахунків було отримано рівень фону  $b = 2.7_{-0.6}^{+0.7}(\text{стат})_{-0.5}^{+1.1}(\text{сист}) \times 10^{-3}$  відліків / (кеВ · кг · рік). Це значення рівня фону на цей момент є найнижчим досягнутим в болометричному експерименті з пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду. Також за цими результатами було отримано нове найточніше обмеження на  $0\nu 2\beta$ -розпад ядра  $^{100}\text{Mo}$  на рівні  $T_{1/2} > 1.8 \times 10^{24}$  років та обмеження на ефективну масу нейтрино Майорани  $\langle m_{\beta\beta} \rangle < (0.28-0.49)$  еВ.

Розробка технологій зниження рівня радіоактивного фону в області шуканого ефекту в проєктах CROSS та BINGO відіграє одну з найважливіших ролей у підготовці експериментів наступного покоління з метою дослідження області нормальної схеми масових станів нейтрино. Використання детекторів з молібдату літію становить великий інтерес для досліджень подвійного бета-розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$ , пошуку сонячних аксіонів з  $^7\text{Li}$  та взаємодії спіні-залежних частинок темної матерії на ядрах  $^7\text{Li}$ , нейтронної спектроскопії на основі  $^6\text{Li}$  та контролю фону від  $\gamma(\beta)$ -частинок в експериментах при низьких температурах і низькому рівні фону. В рамках проєктів CROSS та BINGO досліджено технології зниження рівня радіоактивного фону з метою покращення чутливості в області дослідження безнейтринного подвійного бета-розпаду. Результати моделювання методом Монте-Карло для проєктів CROSS та BINGO активно

використовуються на різних етапах розробки експериментів та дозволяють перевіряти та оцінювати вплив радіоактивної забрудненості елементів установки на фон в детекторах.



# РОЗДІЛ 1. ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД

## 1.1 ВСТУП

У 1934 році Енріко Фермі запропонував кількісну теорію бета-розпаду [1] в рамках якої вдалося описати процеси  $\beta^-$  та  $\beta^+$  розпади як перетворення:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) + e^- + \bar{\nu}_e \quad (\beta^- \text{-розпад}), \quad (1.1)$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1) + e^+ + \nu_e \quad (\beta^+ \text{-розпад}), \quad (1.2)$$

де  $(A, Z)$  – ядро з атомною масою  $A$  та зарядом  $Z$ ,  $e^-$  – електрон,  $e^+$  – позитрон,  $\nu_e$  — нейтрино та  $\bar{\nu}_e$  — антинейтрино. В результаті розпаду виникає три частинки: дочірнє ядро та пара лептонів, між якими розподіляється енергія розпаду. В силу великої маси дочірнього ядра у порівнянні з лептонами, енергією, яка йому передається, можна знехтувати. Тому енергія, що вивільняється при бета-розпаді, розподіляється між парою лептонів. Енергетичний спектр електронів (позитронів), які випромінюються, є неперервним від 0 до  $Q_\beta$  (енергія розпаду).

Вперше на можливість подвійного бета-розпаду вказала Марія Гепперт-Майер у 1935 році. З теорії бета-розпаду Фермі їй вдалося кількісно порахувати ймовірність одночасного випромінення двох електронів та двох нейтрино. Оскільки також можливий процес з двома послідовними  $\beta$ -розпадами  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1) \rightarrow (A, Z + 2)$ , що може проходити паралельно  $2\beta$ -розпаду  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2)$ , розглядався випадок, коли  $\beta$ -розпад є неможливим через більшу масу ядра  $(A, Z + 1)$ , але є можливим перетворення в ядро  $(A, Z + 2)$  з меншою масою [2] (див. Рис. 1.1). В результаті, Марія Гепперт-Майер оцінила період напіврозпаду такого процесу на рівні  $10^{17}$  років і вище [2]. Подвійний  $\beta$ -розпад є процесом другого порядку малості по безрозмірній константі зв'язку слабкої взаємодії, тоді як  $\beta$ -розпад є процесом першого порядку. Теоретично,  $2\beta$ -розпад можливий і в ядрах, для яких не заборонені два послідовні  $\beta$ -розпади, але експериментально спостерігати його можливо тільки у випадку, коли  $\beta$ -розпад сильно подавлений або заборонений.

Ще у 1930 році В. Паулі висунув гіпотезу про існування нейтрино, яка пояснювала неперервний спектр електронів та забезпечувала виконання закону збереження енергії у  $\beta$ -розпаді. В Стандартній моделі елементарних частинок нейтрино є діраківською частинкою [3] для якої нейтрино та антинейтрино відрізняються спіральністю та мають різні лептонні числа: 1 та -1, відповідно. З цих міркувань безнейтринний подвійний бета-розпад є неможливим, оскільки він порушує лептонне число.

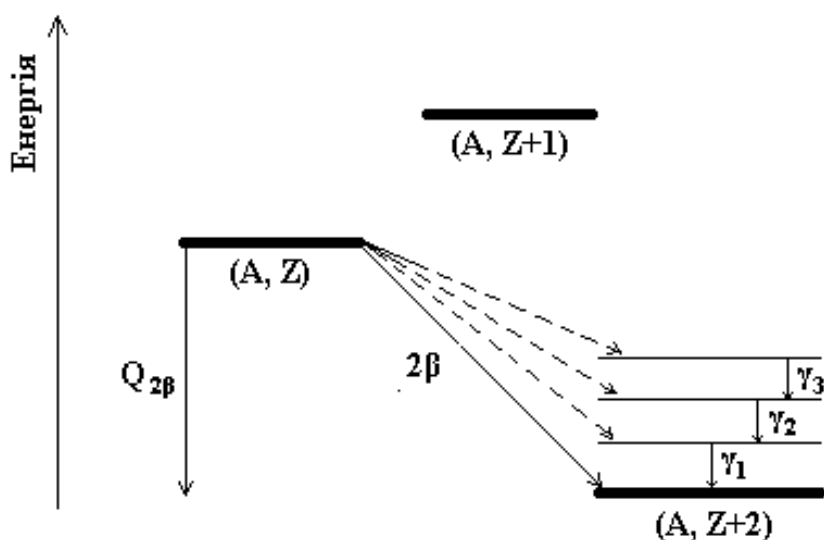


Рис. 1.1. Схематична діаграма, що показує енергетичні вимоги для  $2\beta$ -розпаду. Материнське ядро  $(A, Z)$  розпадається в дочірнє  $(A, Z + 2)$  шляхом  $2\beta$ -розпаду. Звичайний бета-розпад  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 1)$  енергетично заборонений.  $Q_{2\beta}$  — енергія подвійного бета-розпаду.  $\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  —  $\gamma$ -кванти, що випромінюються при переході із збуджених станів в основний.

У 1937 році Еttore Майорана запропонував теорію, в якій нейтрино та антинейтрино є тотожними, та показав, що при цьому висновки теорії бета-розпаду не зміняться [4] (таке нейтрино називають майоранівським). Окрім цього, у 1939 В. Г. Фаррі вперше запропонував можливість безнейтринного подвійного бета-розпаду ( $0\nu 2\beta$ ), тобто розпаду ядра, що супроводжується обміном віртуальним майоранівським нейтрино та вильотом двох електронів або позитронів [5].

## 1.2 ДВОНЕЙТРИННИЙ ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД

Двонейтринний подвійний  $\beta$ -розпад не порушує жодного з законів збереження і дозволений в рамках СМ елементарних частинок. Цей процес полягає у перетворенні ядра з подальшим випроміненням двох електронів (позитронів) та двох антинейтрино (нейтрино) [3]:

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^{-} + 2\bar{\nu}_e, \quad (1.3)$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2e^{+} + 2\nu_e, \quad (1.4)$$

де  $A$  – масове число нукліду,  $Z$  – атомний номер,  $e^{-}$  – електрон,  $e^{+}$  – позитрон,  $\bar{\nu}_e$  – електронне антинейтрино,  $\nu_e$  – електронне нейтрино.

Також можливі розпади з вильотом двох позитронів ( $2\nu_2\beta^{+}$ ), процеси поглинання електрону з вильотом позитрона ( $2\nu_e\beta^{+}$ ) та подвійного електронного поглинання ( $2\nu_2\varepsilon$ ) [3]:

$$e^{-} + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + e^{+} + 2\nu_e, \quad (1.5)$$

$$2e^{-} + (A, Z) \rightarrow (A, Z - 2) + 2\nu_e. \quad (1.6)$$

Процес двонейтринного  $2\beta^{-}$ -розпаду було спостережено та досліджено для 11 нуклідів з періодом напіврозпаду  $T_{1/2}$ , що приймає значення в межах  $10^{18} - 10^{24}$  років [6]. Процес  $2\nu_2\varepsilon$ -розпаду спостерігався для ядра  $^{124}\text{Xe}$  з періодом напіврозпаду  $1.8 \times 10^{22}$  років [7]. Також є вказівки на  $2\nu_2\varepsilon$ -розпади ядер  $^{78}\text{Kr}$  [8] і  $^{130}\text{Ba}$  [9], які потребують перевірки.

## 1.3 БЕЗНЕЙТРИННИЙ ПОДВІЙНИЙ БЕТА-РОЗПАД

Найбільшу цікавість для сучасної фізики представляє безнейтринний подвійний бета-розпад [10], як процес розпаду ядра з подальшим вильотом лише двох електронів (позитронів):

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z \pm 2) + 2e^{\mp}, \quad (1.7)$$

де  $A$  – масове число нукліда,  $Z$  – атомний номер,  $e^{-}$  – електрон,  $e^{+}$  – позитрон.

Цей процес порушує закон збереження лептонного заряду, тому є забороненим у СМ, але передбачений у численних теоретичних розширеннях СМ. Окрім цього,  $0\nu 2\beta$ -розпад передбачає наявність маси у нейтрино. Експериментальне спостереження такого розпаду може суттєво допомогти у дослідженні природи нейтрино (частинка Дірака чи Майорани), їх мас та схеми масових станів (нормальна, вироджена чи інвертована схема) [11], перевірити факт існування нової частинки – майорона [4], внесків правих струмів у слабку взаємодію [12,13] та інших процесів за межами СМ. Тому пошук  $0\nu 2\beta$ -розпаду є актуальним для сучасної фізики елементарних частинок.

Діаграми Фейнмана для  $2\nu 2\beta^-$  та  $0\nu 2\beta^-$ -розпадів наведені на Рис. 1.2. Безнейтринну моду розпаду можна схематично розглядати як два послідовних процеси бета-розпаду. Припускаючи, що нейтрино є майоранівською частинкою ( $\nu \equiv \bar{\nu}$ ), нейтрино, яке утворилося внаслідок першого бета-розпаду, взаємодіє з нейтрино, яке утворилося у другому бета-розпаді. Ці стадії проходять одночасно і в результаті спостерігаються лише два електрони (позитрони).

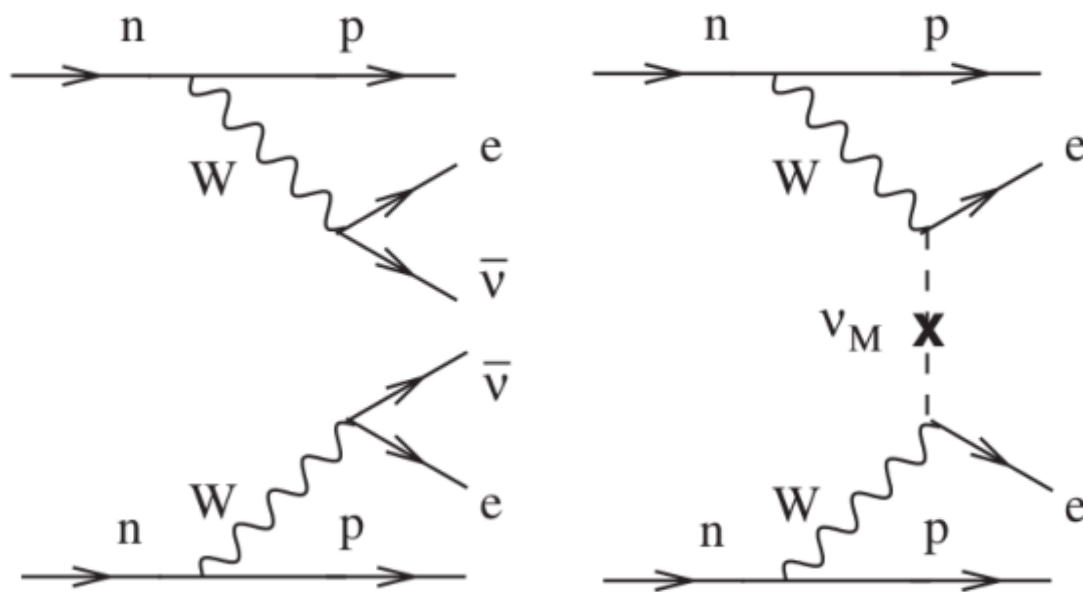


Рис. 1.2. Діаграми Фейнмана для  $2\nu 2\beta^-$  (ліворуч) та  $0\nu 2\beta^-$  (праворуч) розпадів.

Енергія, що вивільнюється у процесі  $0\nu2\beta$ -розпаду ( $Q_{2\beta}$ ), йде лише на кінетичну енергію електронів, тому їх енергетичний розподіл є дискретним (див. Рис. 1.3).

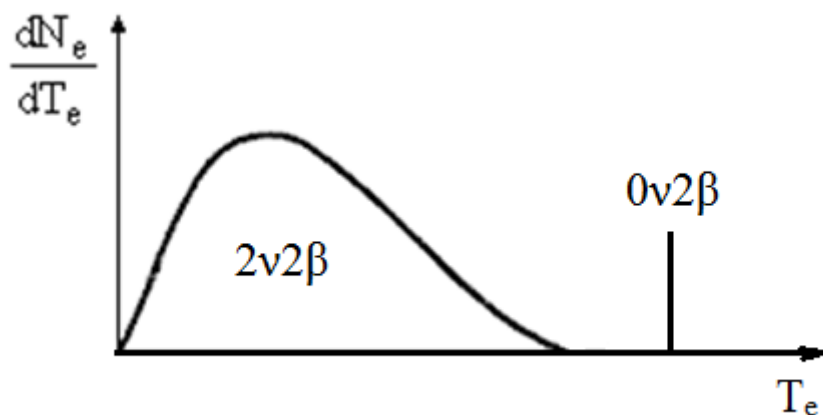


Рис. 1.3. Схематичний розподіл енергії електронів для  $2\nu2\beta$ - та  $0\nu2\beta$ -розпадів ( $dN_e/dT_e$  — ймовірність розподілу,  $T_e$  — кінетична енергія електронів).

## 1.4 ТЕОРЕТИЧНИЙ ОПИС МЕХАНІЗМІВ БЕЗНЕЙТРИННОГО ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ

Можна розділити моделі, що описують механізм безнейтринного  $2\beta$ -розпаду, на три групи [14]. Перша передбачає існування нових частинок — бозонів, або ферміонів, які випромінюються під час розпаду, замінюючи одне або обидва нейтрино у  $2\nu2\beta$ -розпаді. Друга включає теорії, в яких порушуються фундаментальні симетрії, такі як Лоренц-інваріантність або принцип Паулі. Остання група охоплює нестандартні взаємодії, такі як праві лептонні струми та інші моделі.

### 1.4.1 Моделі з випромінюванням бозонів

Існує підхід до розв'язання проблеми маси нейтрино, згідно з яким нейтрино є майоранівськими частинками з малими масами, що виникають внаслідок спонтанного порушення глобальної  $B-L$  симетрії. Ці моделі передбачають існування безмасового бозона Голдстоуна, який називають «майорон» [14].

Моделі такого типу можна описати двома схемами, що відповідають випромінюванню одного або двох майоронів  $J$ :

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + J, \quad (1.8)$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2J. \quad (1.9)$$

Вищенаведені моделі полягають у випромінюванні одного або двох майоронів, що походять від проміжного нейтрино, обмін яким здійснюється в процесі. Розподіл сумарної енергії електронів в таких моделях показано на Рис. 1.4.

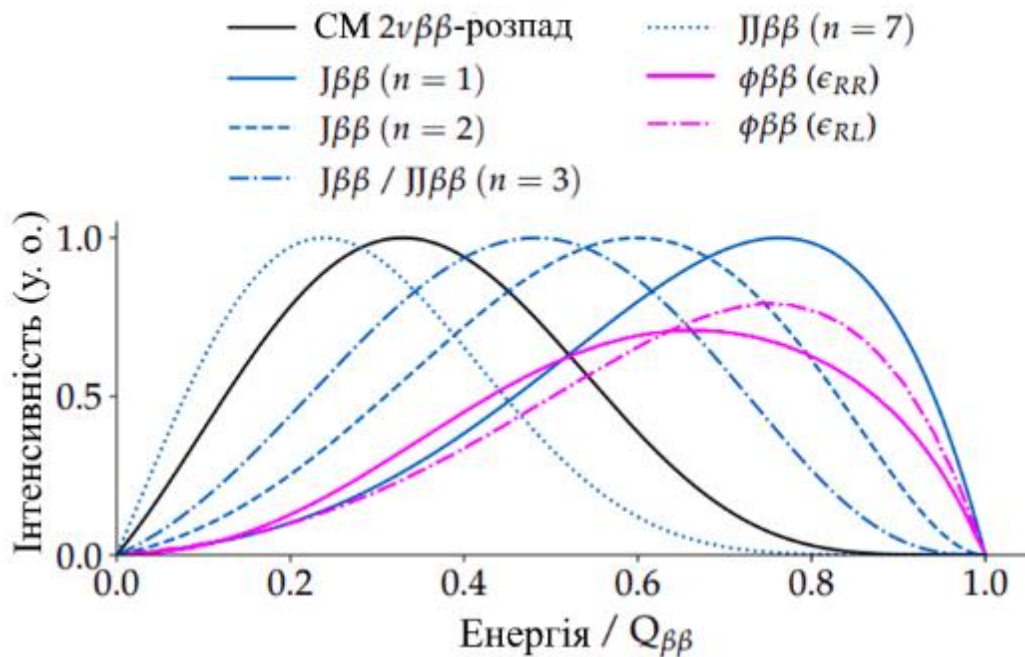


Рис. 1.4. Сумарний енергетичний спектр двох електронів, що випромінюються під час  $2\nu 2\beta$ -розпаду (чорна лінія) згідно СМ та при  $2\beta$ -розпаді з випромінювання майорона (J) згідно з різними моделями.  $n$  — спектральний індекс,  $\phi$  — майороноподібна частинка, що може виникнути за наявності правих ( $\epsilon_{RR}$ ) і лівих ( $\epsilon_{RL}$ ) адронних струмів. Рисунок взято з роботи [14].

У вищезгаданих моделях майорон є безмасовою частинкою, проте багато наявних моделей допускають, що він є легкою масивною частинкою [15,16,17]. Це припущення є виправданим, оскільки легкі майорони можуть бути кандидатами на частинку темної матерії [18,9].

## 1.4.2 Моделі з випромінюванням ферміонів

У багатьох розширеннях Стандартної моделі вводяться нові частинки, пов'язані з проблемами генерації маси нейтрино або темної матерії. Наразі найбільш поширеною частинкою є екзотичний ферміон — стерильне нейтрино ( $N$ ). Стерильні нейтрино — це нейтральні та праві синглетні ферміони Стандартної моделі, які взаємодіють зі звичайною матерією лише шляхом змішування з активними нейтрино [19].

Загалом, моделі, що передбачають існування легких екзотичних ферміонів, які взаємодіють з нейтрино Стандартної моделі, можуть описати наступні схеми подвійного  $\beta$ -розпаду, що відповідають випромінюванню одного або двох екзотичних ферміонів ( $f$ ):

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + \bar{\nu} + f, \quad (1.10)$$

$$(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2f. \quad (1.11)$$

Розподіл енергії  $2\beta$ -розпаду з випромінюванням одного стерильного нейтрино з масою 600 кеВ для випадку ізотопу  $^{76}\text{Ge}$  показано на Рис. 1.5.

## 1.5 ТЕОРЕТИЧНІ ОЦІНКИ ПЕРІОДУ НАПІВРОЗПАДУ

Спостереження осциляцій нейтрино показало, що нейтрино мають масу. Головними результатами експериментів з дослідження маси нейтрино є визначення різниці квадратів мас нейтрино, що вказує на те, що всі маси нейтрино різні, та на те, що змішування лептонів є достатньо великим [20].

Оскільки, згідно СМ, нейтрино не мають маси, спостереження осциляцій нейтрино вказують на існування нових фізичних процесів поза межами СМ. Згідно з моделлю Майорани, що включає три типи нейтрино, всі процеси з нейтрино генеруються матрицею мас нейтрино:

$$m_\nu = U \text{diag}(m_1, m_2, m_3) U^T, \quad (1.12)$$

де  $m_i$  — дійсна та додатна маса нейтрино, а  $U$  — це матриця Понтекорво – Маї – Накагави – Сакати (PMNS), що містить три кути змішування та три фази CP-

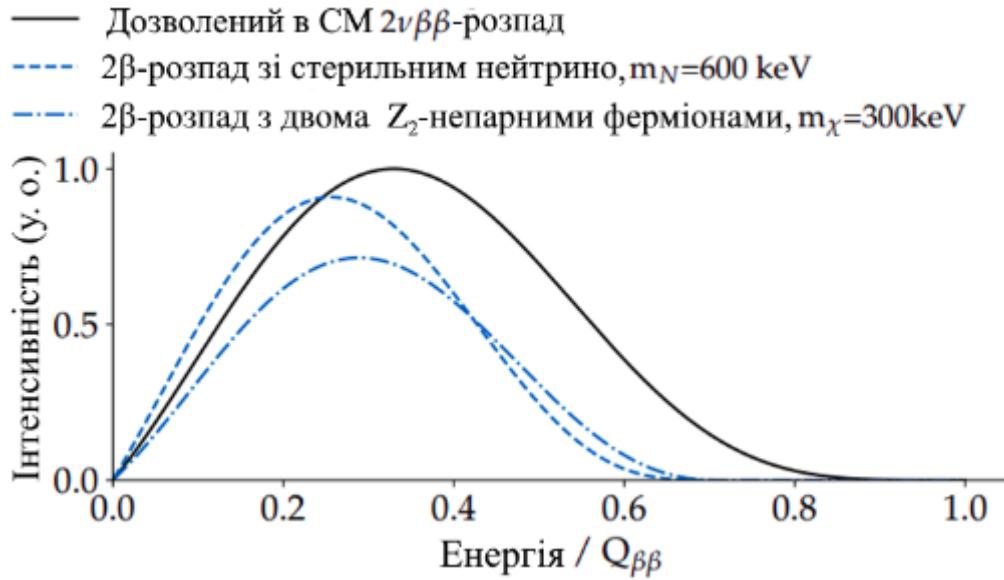


Рис. 1.5. Сумарний енергетичний спектр двох електронів, що випромінюються під час  $2\nu 2\beta$ -розпаду (чорна лінія) згідно СМ, під час  $2\beta$ -розпаду з випромінюванням стерильного нейтрино з масою 600 кеВ (штрихована лінія) та при випромінюванні двох  $Z_2$ -непарних ферміонів масою 300 кеВ (штрихпунктирна лінія)  $Q_{2\beta} \approx 2$  МеВ [27]. Рисунок взято з роботи [14].

порушення (одну фазу Дірака та дві фази Майорани) [20]. Найменша маса нейтрино на даний момент невідома, та існує два можливих варіанти ієрархії мас нейтрино:  $m_3 > m_2 > m_1$  (нормальна ієрархія) та  $m_2 > m_1 > m_3$  (обернена ієрархія).

Загалом,  $m_\nu$  складається з дев'яти фізичних параметрів, сім з яких входять до ефективної маси:

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle = |U_{ei}^2 m_i|. \quad (1.13)$$

Усі сім, за винятком двох майоранівських фаз  $\alpha$  і  $\beta$ , можуть бути визначені абсолютними значеннями  $U$  з осциляцій нейтрино та порядком мас нейтрино з прямих пошуків або космологічних експериментів [20].

Для процесу  $2\nu 2\beta$ -розпаду період напіврозпаду визначається наступним виразом [21]:

$$T_{1/2}^{2\nu} = (G^{2\nu}(Q_{2\beta}, Z) |M^{2\nu}|^2)^{-1}, \quad (1.14)$$



де  $G^{2\nu}(Q_{2\beta}, Z)$  — фазовий об'єм розпаду (інтеграл по фазовому простору), пропорційний  $Q_{2\beta}^{11}$  та атомному номеру  $Z$  [22],  $M^{2\nu}$  — ядерні матричні елементи переходу для  $2\nu 2\beta$ -розпаду з початкового стану  $0^+$  ядра  $(A, Z)$ , які визначають ймовірність процесу та розраховуються теоретично на основі різних моделей атомного ядра [23,24].

У найбільш поширеній моделі обміну легкими нейтрино період напіврозпаду  $0\nu 2\beta$  визначається за допомогою виразу:

$$T_{1/2}^{0\nu} = (G^{0\nu}(Q_{2\beta}, Z) |M^{0\nu}|^2 \langle m_{\beta\beta} \rangle^2)^{-1}. \quad (1.15)$$

У цій інтерпретації  $0\nu\beta\beta$ -розпаду діє припущення, що жоден інший механізм не сприяє порушенню лептонного числа і що нейтрино є майоранівськими частинками. У рівнянні (1.15) фазовий об'єм розпаду  $G^{0\nu}$  пропорційний  $Q_{2\beta}^5$  та має величину порядку  $10^{-25}/(\text{років} \times \text{eV}^2)$  [25,26]. З цих оцінок, де використовується наближення  $|M^{0\nu}|^2 \sim 10$  для ядерного матричного елемента  $M^{0\nu}$  [27], видно, що значення періоду напіврозпаду є на рівні  $T_{1/2}^{0\nu} \sim 10^{28}$  років, якщо ефективна маса нейтрино  $\langle m_{\beta\beta} \rangle \sim 0.01$  еВ. Варто зазначити, що для слабкої взаємодії  $V - A$  в СМ, будь-яка спостережувана величина, яка пов'язана з майоранівською природою нейтрино, подавлюється квадратом маси нейтрино, поділений на енергію процесу [28]. Це пояснює те, що  $T_{1/2}^{0\nu}$  на порядки більший за  $T_{1/2}^{2\nu}$ .

Масу нейтрино також можна дослідити за допомогою прямих вимірювань форми бета-спектрів та космологічних досліджень [29], де вимірюються наступні величини:

$$m_{\beta} = \sqrt{|U_{ei}|^2 m_i^2}, \quad (1.16)$$

$$\Sigma = m_1 + m_2 + m_3. \quad (1.17)$$

Найменша маса нейтрино та майоранівські фази невідомі, але варіюючи їх як параметри, можна побудувати графік залежності трьох доступних для вимірів величин, що добре ілюструє взаємодоповнюваність різних ієрархій маси нейтрино (див. Рис. 1.6). У випадку нормальної ієрархії мас нейтрино,  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  має значення порядку одиниць меВ. У випадку оберненої ієрархії мас нейтрино, мінімальне значення  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  становить близько 0.013 еВ [30]. Досягнення чутливості цього рівня є метою для поточних та майбутніх експериментів з дослідження  $0\nu 2\beta$ -розпаду.

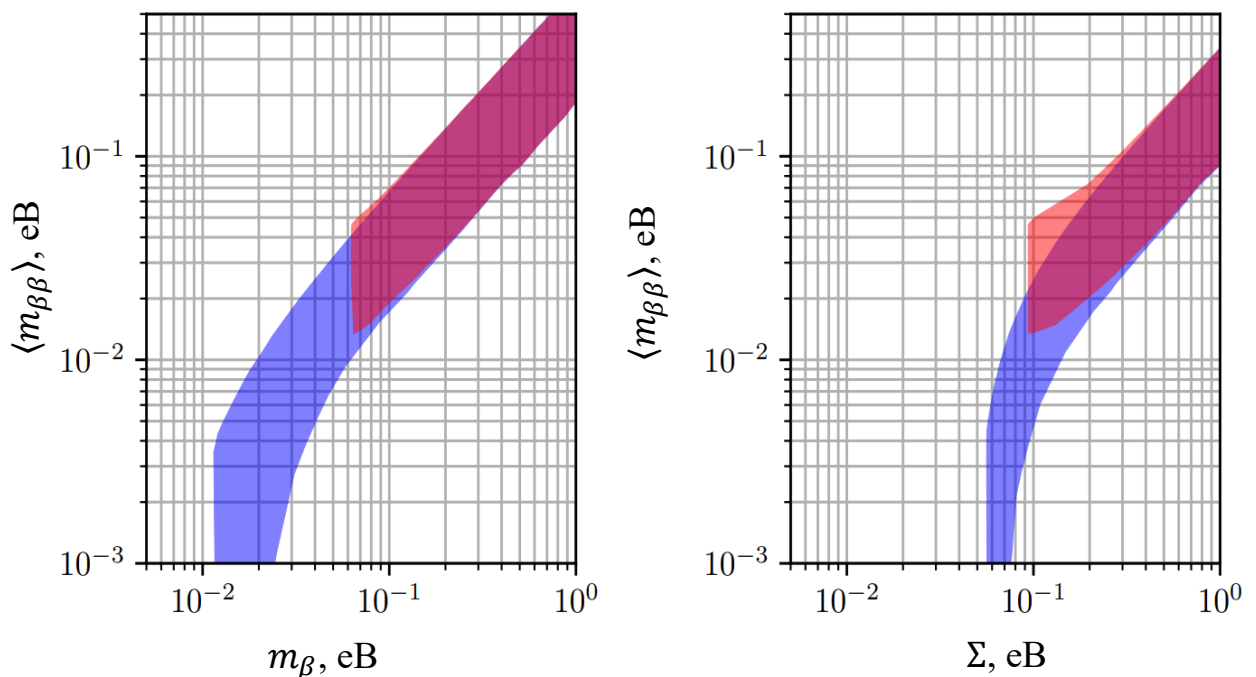


Рис. 1.6. Залежність ефективної маси  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  від кінематичної маси нейтрино  $m_\beta$  і космологічної спостережуваної  $\Sigma$ . Параметри осциляцій нейтрино змінюються в межах  $3\sigma$ . Синя область відповідає нормальній ієрархії мас нейтрино, а червона – оберненій. Рисунок взято з роботи [20].

## 1.6 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОДВІЙНОГО БЕТА-РОЗПАДУ

### 1.6.1 Методи дослідження

Експериментальні дослідження подвійного бета-розпаду можна розділити на три методи:

**Геохімічний метод.** Суть цього методу полягає в дослідженні кількості дочірніх атомів, які утворюються в результаті  $2\beta$ -розпаду у деяких мінералах, вік яких сягає мільярдів років. Вимірювання виконуються шляхом порівняння вмісту досліджуваних ізотопів у зразках. Даний метод визначається чутливістю до  $2\beta$ -розпаду завдяки великому часу експозиції. Але цей метод не дозволяє визначити джерело утворення дочірніх ядер, а також ідентифікувати різні моди  $2\beta$ -розпаду, оскільки реєструється тільки кінцевий продукт реакції. Крім того, методи визначення віку зразків мають обмежену точність, оскільки складно врахувати можливі фонові умови впродовж усього часу експозиції зразків, що негативно впливає на точність вимірювань [3]. За допомогою геохімічного методу у 1950 році вперше було спостережено  $2\beta$ -розпад ядра  $^{130}\text{Te}$  [31].

**Радіохімічний метод.** В цьому методі продукти розпаду виділяються хімічним шляхом або вимірюються детекторами радіоактивного випромінювання. Цей метод дозволяє реєструвати подвійний бета-розпад, але має значно менший, у порівнянні з геохімічним методом, час експозиції. За допомогою цього методу було виміряно  $2\beta$ -радіоактивність ядра  $^{238}\text{U}$  ( $T_{1/2} = (2.0 \pm 0.6) \times 10^{21}$  років) [32].

**Прямі експерименти.** Метод з використанням прямого детектування  $2\beta$ -розпаду, який, своєю чергою, можна розділити на два типи: експерименти, в яких використовують «пасивне» джерело, тобто джерело випромінювання, яке розташовується поряд з детектором, та експерименти з «активним» джерелом, де сам детектор вміщує в собі досліджуваний кандидат на  $2\beta$ -розпад, тобто є і джерелом, і детектором одночасно [3]. Метод з активним джерелом переважає

тим, що має найбільшу ефективність реєстрації гамма-випромінювання. В той самий час, внесок радіоактивної забрудненості зразка буде більшим.

Експериментальні дослідження в основному сфокусовані на процесах  $2\beta^-$  розпаду з випроміненням двох електронів. Інші процеси як подвійний позитронний розпад ( $2\beta^+$ ), електронне захоплення з випроміненням позитрона ( $\epsilon\beta^+$ ) та подвійне електронне захоплення з атомних оболонок ( $2\epsilon$ ), є складнішими для дослідження. Це зумовлено тим, що вищенаведені процеси мають меншу енергію розпаду у порівнянні з  $2\beta^-$ -розпадом, та низькою поширеністю  $2\beta^+$ -радіоактивних ізотопів у природному складі елементів [3].

### 1.6.2 Вимоги до чутливості експериментів

Чутливість експерименту можна виразити в термінах нижньої межі періоду напіврозпаду [21,33,34,35]:

$$T_{1/2} \sim \epsilon \cdot \delta \sqrt{\frac{m \cdot t}{R \cdot B}}, \quad (1.18)$$

де  $\epsilon$  — ефективність реєстрації;  $\delta$  — ізотопна концентрація нукліду в детекторі;  $t$  — час вимірювання;  $m$  та  $R$  — загальна маса та енергетична роздільна здатність (ПШПВ) детектора відповідно;  $B$  — рівень фону в енергетичній області піку  $0\nu 2\beta^-$ -розпаду (зазвичай виражається у відліках / (кеВ · кг · рік)).

Ефективність  $\epsilon$  та ізотопна концентрація  $\delta$  є найважливішими характеристиками для експериментів, тому що інші параметри знаходяться під квадратним коренем. Збагачення ізотопної концентрації досліджуваних ядер до рівня  $\sim 100\%$  та наявність великої маси зразків є одними з найважливіших умов експерименту. Також необхідно, щоб ефективність реєстрації була близькою до  $100\%$ , що можливо, фактично, лише за умов прямого вимірювання з «активним» джерелом, адже для експериментів з «пасивним» джерелом чутливість обмежена невідповідністю між активністю джерела та ефективністю реєстрації. В експериментах з «пасивним» джерелом кількість досліджуваних ядер можна підвищити шляхом збільшення розмірів джерела, проте такий підхід призводить

до меншої ефективності детектування, спричиненої поглинанням електронів у джерелі та деформацією вимірних спектрів  $2\beta$ -розпаду (уширення піку і його зсув до низьких енергій тощо). Крім того, дуже важливою характеристикою є енергетична роздільна здатність детектора, бо у випадку її високого значення події з високоенергетичного краю розподілу  $2\nu 2\beta$ -розпаду можуть потрапити в енергетичну область піку розпаду  $0\nu 2\beta$ , що створює фон. Враховуючи достатньо низьке значення  $Q_{2\beta}$  (близько 2–3 МеВ), завдання зі зменшення радіоактивного фону відіграє вирішальне значення для експериментів з пошуку  $2\beta$ -розпаду, що вимагає досить значної тривалості часу експерименту та багатоетапного розвитку технологій зі зниження фону [35].

### 1.6.3 Вибір досліджуваних ядер

Існує 35 нуклідів, здатних до  $2\beta$ -розпаду [34], проте не всі вони підходять на роль досліджуваного ядра для прямих пошуків  $0\nu 2\beta$ -розпадів. У Табл. 1.1 наведено характеристики деяких ізотопів, які використовувалися в подібних експериментах.

Табл. 1.1. Природне поширення ізотопів, які широко використовуються для дослідження  $2\beta$ -розпаду.

Ізотоп	Поширення в природі [36], %	$Q_{2\beta}$ , МеВ
$^{48}\text{Ca}$	0.187	4.263
$^{76}\text{Ge}$	7.8	2.039
$^{82}\text{Se}$	8.7	2.998
$^{96}\text{Zr}$	2.8	3.348
$^{100}\text{Mo}$	9.8	3.035
$^{116}\text{Cd}$	7.5	2.813
$^{130}\text{Te}$	34.08	2.527
$^{136}\text{Xe}$	8.9	2.459
$^{150}\text{Nd}$	5.6	3.371

Враховуючи рівняння (1.18), обраний ізотоп повинен мати достатньо високий відсоток поширення в природній суміші та можливість побудови детектора з великою кількістю досліджуваного ізотопу та високою роздільною здатністю в умовах низького фону.

Як було вказано раніше, події з високоенергетичного краю розподілу  $2\nu 2\beta$ -розпаду можуть потрапити в енергетичну область піку розпаду  $0\nu 2\beta$  і створити фон. Один зі способів знизити вплив такого фону – це використовувати ізотоп з більшим періодом напіврозпаду по  $2\nu 2\beta$ -каналі розпаду. Відношення сигналу ( $0\nu 2\beta$ -розпаду) до фону  $2\nu 2\beta$ -розпаду пропорційне [37]

$$\frac{S}{B} \sim \left( \frac{Q_{\beta\beta}}{\Delta E} \right)^6 \frac{T_{1/2}^{2\nu}}{T_{1/2}^{0\nu}}, \quad (1.18)$$

що вказує на важливість високої енергетичної роздільної здатності детектора для дослідження ізотопів, які мають коротший період напіврозпаду  $2\nu 2\beta$ .

Природні радіоізотопи з ланцюгів розпаду урану та торію (U та Th) більшою чи меншою мірою присутні в матеріалах конструкції детектора. Одним з найбільш проблемних джерел фону з ряду  $^{232}\text{Th}$  є розпад ядра  $^{208}\text{Tl}$ . Одна з інтенсивних  $\gamma$ -ліній  $^{208}\text{Tl}$  з енергією 2615 кеВ лежить вище  $Q_{\beta\beta}$  для низки нуклідів, які використовуються для дослідження  $2\beta$ -розпаду, та може створювати фон поза межами області шуканого ефекту. Іншим джерелом фону є  $^{222}\text{Rn}$ , дочірнім продуктом якого є ядро  $^{214}\text{Bi}$ , розпад якого випромінює електрон з енергією до 3270 кеВ. Тому для дослідження  $0\nu 2\beta$ -розпаду є бажаним вибір ядра з достатньо високим значенням  $Q_{\beta\beta}$ .

З метою зменшення вартості експерименту, обраний матеріал має бути достатньо поширеним в природі, а відповідний ізотоп для дослідження  $2\beta$ -розпаду повинен мати високу природну ізотопну поширеність. Якщо природна поширеність є достатньо високою, збагачення ізотопами [38] може бути непотрібним, як було продемонстровано у випадку дослідження  $^{130}\text{Te}$  [39].

#### 1.6.4 Експерименти з дослідження подвійного бета-розпаду

У Табл. 1.2 і Табл. 1.3 підсумовано експериментально отримані значення періодів напіврозпаду  $2\nu 2\beta$ -розпаду для різних радіонуклідів, а в Табл. 1.4 відповідно наведено поточні обмеження на  $T_{1/2}^{0\nu}$  і  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$ . Варто зазначити, що, оскільки існує багато можливих механізмів  $0\nu 2\beta$ -розпаду, наведені в таблиці обмеження на  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  відповідають саме моделі нейтрино з малою масою.

Експеримент GERDA (Germanium Detector Detector Array) [40] розташований у підземній лабораторії Гран-Сассо (LNGS) у Л'Аквілі, Італія. В експерименті використовувались надчисті германієві детектори HPGe, збагачені досліджуваним ізотопом  $^{76}\text{Ge}$  на 86% та занурені в кріостат з рідким аргоном, з метою мінімізації кількості елементів установки. Використання активного захисту в поєднанні з ефективними алгоритмами розрізнення форми сигналу [41,42] для відхилення фонових подій дозволило GERDA-II досягти низького рівня радіоактивного фону  $(1.0_{-0.4}^{+1.6}) \times 10^{-3}$  відліків / (кеВ · кг · рік) [43]. Об'єднавши результати обох фаз експериментів, в рамках проєкту GERDA було досягнуто обмеження на  $T_{1/2}^{0\nu} > 8.0 \times 10^{25}$  років (довірчий інтервал 90%).

В експерименті Majorana Demonstrator [44,45,46,47,48], що проводився в підземному науково-дослідному центрі Санфорд [49] у Ліді (США), використовувалось 29.7 кг германію, збагаченого досліджуваним ізотопом  $^{76}\text{Ge}$  на 88%. На відміну від GERDA, в експерименті Majorana Demonstrator детектори розташовуються у двох мідних вакуумних кріостатах, що складаються з шарів міді, свинцю, активного мюонного вето, поліетилену та борованого поліетилену. Вся установка розташована в спеціальній конструкції з метою позбутися радону, що є джерелом фону. За результатами експерименту вдалося встановити обмеження на  $T_{1/2}^{0\nu}$  на рівні  $2.7 \times 10^{25}$  років (довірчий інтервал 90%) [50]. Отримана енергетична роздільна здатність становить  $(2.53 \pm 0.08)$  кеВ (ПШПВ), а рівень фону  $(4.7 \pm 0.8) \times 10^{-3}$  відліків / (кеВ · кг · рік).

Табл. 1.2. Експериментальні значення періодів напіврозпаду  $2\nu 2\beta^-$ -розпаду для різних радіонуклідів.

Нуклід	$T_{1/2}$ , років	Посилання
$^{48}\text{Ca}$	$(4.2 - 6.4) \times 10^{19}$	[51,52]
$^{78}\text{Ge}$	$(0.8 - 1.9) \times 10^{21}$	[53,54,55,56,57,58,59,60]
$^{82}\text{Se}$	$(0.8 - 1.3) \times 10^{20}$	[61,62,63,64,65]
$^{96}\text{Zr}$	$(9.4 - 39) \times 10^{18}$	[66,67,68,69]
$^{100}\text{Mo}$	$(2.1 - 11.6) \times 10^{18}$	[70,71,72,73,74,75,76,77,78,79]
$^{116}\text{Cd}$	$(2.6 - 2.9) \times 10^{19}$	[80,81,82,83]
$^{128}\text{Te}$	$(1.7 - 7.7) \times 10^{24}$	[84,85,86,87]
$^{130}\text{Te}$	$(6.1 - 27) \times 10^{20}$	[86,87,88,89,90,91,92]
$^{136}\text{Xe}$	$(2.17 - 2.21) \times 10^{21}$	[93,94]
$^{150}\text{Nd}$	$(6.8 - 18.8) \times 10^{18}$	[74,95,96,97,98]
$^{238}\text{U}$	$(2.0 \pm 0.6) \times 10^{21}$	[99]

Табл. 1.3 Експериментальні значення періодів напіврозпаду подвійного електронного поглинання ( $2\nu 2\varepsilon$ ) для різних радіонуклідів.

Нуклід	$T_{1/2}$ , років	Посилання
$^{78}\text{Kr}$	$(1.9_{-0.8}^{+1.3} \pm 0.3) \times 10^{22}$	[100]
$^{124}\text{Xe}$	$(1.1 \pm 0.2 \pm 0.1) \times 10^{22}$	[101]
$^{130}\text{Ba}$	$(6.0 - 22) \times 10^{20}$	[102,103,104]



Табл. 1.4 Обмеження на  $T_{1/2}^{0\nu}$  і  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  (довірчий інтервал 90%) для різних радіонуклідів, отримані з сучасних експериментів.

Ізотоп	$T_{1/2}^{0\nu}, \times 10^{25}$ років)	$\langle m_{\beta\beta} \rangle, \text{eV}$	Експеримент
$^{48}\text{Ca}$	$> 5.8 \times 10^{-3}$	$< 3.5 - 22$	ELEGANT-IV [105]
$^{76}\text{Ge}$	$> 8.0$	$< 0.12 - 0.26$	GERDA [43]
	$> 1.9$	$< 0.24 - 0.52$	Majorana Demonstrator [106]
$^{82}\text{Se}$	$> 3.6 \times 10^{-2}$	$< 0.89 - 2.43$	NEMO-3 [107]
$^{96}\text{Zr}$	$> 9.2 \times 10^{-4}$	$< 7.2 - 19.5$	NEMO-3 [69]
$^{100}\text{Mo}$	$> 1.8 \times 10^{-1}$	$< 0.28 - 0.49$	CUPID-Mo [108]
$^{116}\text{Cd}$	$> 1.0 \times 10^{-2}$	$< 1.4 - 2.5$	NEMO-3 [82]
$^{128}\text{Te}$	$> 3.6 \times 10^{-2}$	—	CUORE [109]
$^{130}\text{Te}$	$> 1.5$	$< 0.11 - 0.52$	CUORE [39]
$^{136}\text{Xe}$	$> 10.7$	$< 0.061 - 0.165$	KamLAND-Zen [94]
	$> 1.8$	$< 0.15 - 0.40$	EXO-200 [110]
$^{150}\text{Nd}$	$> 2.0 \times 10^{-3}$	$< 1.6 - 5.3$	NEMO-3 [52]

Метою колаборації LEGEND (Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless double-beta Decay) є проведення великомасштабного експерименту на основі використання детекторів, збагачених  $^{76}\text{Ge}$  [111,112,113]. Проект націлений на об'єднання переваг різних експериментів: екранування і сцинтиляційний активний захист з метою зниження фону від експерименту GERDA, а також надчисті матеріали та елементи установки від проекту Majorana Demonstrator. На першому етапі LEGEND-200 експериментальна установка GERDA в LNGS буде модифікована для розміщення детекторів, збагачених  $^{76}\text{Ge}$ , масою  $\sim 200$  кг. Очікується, що чутливість дослідження  $T_{1/2}^{0\nu}$  для LEGEND-200 становитиме  $\sim 10^{27}$  років з рівнем фону 0.6 відліків / (ПШПВ  $\times$  т  $\times$  рік), що в  $\sim 5$  менше, ніж у GERDA.

Експеримент CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) проводився в LNGS. В ньому використовується масив з 988 кристалів оксиду телуру  $\text{TeO}_2$  розміром  $5 \times 5 \times 5 \text{ см}^3$  та масою 750 г кожен, які розташовано у 19 вежах і охолодженій до температури 7 мК. Подібно до попередніх експериментів MiDBD та Cuoricino [114], а також CUORE0 [115,116], в експерименті CUORE застосовуються кристали з незбагаченим телуром  $^{130}\text{Te}$  з природним ізотопним складом [117]. Перші результати експерименту CUORE з дослідження  $0\nu 2\beta$ -розпаду встановили обмеження на  $T_{1/2}^{0\nu} > 1.3 \times 10^{25}$  років (довірчий інтервал 90%). Експеримент досягнув енергетичної роздільної здатності  $(7.7 \pm 0.5) \text{ кеВ}$  (ПШПВ) та рівню фону  $(0.014 \pm 0.002) \text{ відліків / (кеВ} \cdot \text{кг} \cdot \text{рік)}$ . Прогнозована чутливість експерименту CUORE після п'яти років роботи становить  $9 \times 10^{25}$  років [91].

Колаборація CUPID (CUORE Upgrade with Particle IDentification) займається розробкою болометричної технології для зниження рівня фону за допомогою активного відбору частинок [118], зокрема, завдяки відкиданню поверхневих  $\alpha$ -частинок, які є суттєвим внеском в радіоактивний фон в експерименті CUORE [119]. Однією з технологій в розробці є детектування сигналу від черенковського світла в сцинтиляторах з оксиду телуру  $\text{TeO}_2$  [120]. Інший підхід полягає у розробці сцинтиляційних болометрів, таких як кристали  $\text{Zn}^{82}\text{Se}$  в CUPID-0 [121] або кристали  $\text{Zn}^{100}\text{MoO}_4$  і  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  в експерименті LUMINEU [122,123]. В рамках проєкту CUPID-Mo, створеного на основі LUMINEU, було використано 20 кристалів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  вагою 0.2 кг, збагачених молібденом  $^{100}\text{Mo}$ , що розташовуються в криогенній установці експерименту EDELWEISS в підземній лабораторії Модан (Франція). Результати цих досліджень і розробок дозволять визначити найбільш відповідну технологію для великомасштабного експерименту CUPID, метою якого є зниження рівня радіоактивного фону до  $\sim 0.1 \text{ відліків / (ROI} \times \text{т} \times \text{рік)}$  та досягнення чутливості рівня  $T_{1/2}^{0\nu} > 10^{27}$  років [124].

Експеримент АМоRE розташовано в підземній лабораторії Яньян у Південній Кореї. В ньому використовуються сцинтиляційні кристали молібдату кальцію, які збагачені до  $\sim 0.002\%$  на ізоотоп  $^{48}\text{Ca}$  та збагачені до  $\sim 95\%$  ізоотопом  $^{100}\text{Mo}$  [125,126,127,128]. Експеримент АМоRE-Pilot [129], що є пілотною фазою проекту, працює з 2015 року, а експерименти АМоRE-I [130] та АМоRE-II є наступними фазами, в яких використовуватимуться  $\sim 5$  кг кристалів  $^{48\text{depl}}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  та  $\sim 200$  кг кристалів на основі  $^{100}\text{Mo}$ . В наступних фазах експерименту очікується досягнення рівня чутливості до  $T_{1/2}^{0\nu} \sim 10^{25}$  років та  $\sim 5 \times 10^{26}$  років відповідно [131].

Експеримент ЕХО-200 [132], що є прототипом проекту ЕХО (Enriched Xenon Observatory), розташовується поблизу Карлсбада, Нью-Мексико, США. В експерименті використовується циліндрична однофазна рідкоксенонова часово-проекційна камера, що заповнюється ксеноном, масою 110 кг, збагаченого ізоотопом  $^{136}\text{Xe}$  до 80.6% та охолодженого до температури 167 К [132]. Збір даних ЕХО-200 проходив у два етапи. Фаза I розпочалася в 2011 році, за результатами якої було повідомлено про перше спостереження розпаду  $2\nu 2\beta$  в  $^{136}\text{Xe}$  [133]. ЕХО-200 здійснив точне вимірювання періоду напіврозпаду  $2\nu 2\beta$ , продемонструвавши ефективність використання часово-проекційної камери з рідким ксеноном [93]. Експеримент було модернізовано для Фази II, що тривала з 2016 по 2018 рр. Перші результати Фази II досягнули обмеження  $T_{1/2}^{0\nu} > 1.8 \times 10^{25}$  років (довірчий інтервал 90%) [110]. Поточні характеристики детектора ЕХО-200 демонструють енергетичну роздільну здатність в 2.90% (ПШПВ) в області  $Q_{2\beta}$  та рівень фону  $(1.6 \pm 0.2) \times 10^{-3}$  відліків / (кеВ  $\times$  кг  $\times$  рік) в інтервалі  $Q_{2\beta} \pm 2\sigma$ .

nЕХО — це майбутній великомасштабний експеримент, в якому, базуючись на результатах ЕХО-200 [134], буде використовуватись часово-проекційна камера з рідким ксеноном. Камера буде містити 5000 кг ксенону, збагаченого ізоотопом  $^{136}\text{Xe}$  до 90%. Очікувана енергетична роздільна здатність становитиме 2.4% (ПШПВ) при енергії  $Q_{\beta\beta}$ . Експеримент nЕХО буде розміщено

в лабораторії SNOLAB [135]. Прогнозована чутливість до  $T_{1/2}^{0\nu}$  для експерименту становитиме приблизно  $10^{28}$  років [136].

NEXT — це експеримент, в якому використовуватиметься газофазна часово-проєкційна камера з ксеноном під високим тиском. В експерименті використовуватиметься підсилення сигналу за допомогою електролюмінесценції для досягнення енергетичної роздільної здатності  $<1\%$  (ПШПВ) при енергії  $Q_{2\beta}$  [137]. Експеримент NEXT-100 буде розташовано в Laboratorio Subterraneo de Canfranc (LSC) в Іспанії, де буде використовуватиметься 100 кг збагаченого ксенону під тиском 15 бар. Початкові оцінки рівня фону відповідають  $4 \times 10^{-4}$  відліків / (кеВ · кг · рік). Очікується, що детектор NEXT-100 після трьох років експлуатації досягне чутливості до  $T_{1/2}^{0\nu}$  на рівні  $2.8 \times 10^{25}$  років (довірчий інтервал 90%).

Експеримент KamLAND-Zen («Zero neutrino») досліджує  $0\nu 2\beta$ -розпад ядра  $^{136}\text{Xe}$ , використовуючи установку KamLAND (Kamioka Liquid scintillator AntiNeutrino Detector) в обсерваторії Kamioka в Гіфу (Японія). Рідка сцинтиляторна композиція з 82% декану та 18% псевдокумолу завантажується різною кількістю  $^{136}\text{Xe}$ , збагаченого до 90%. З 380 кг збагаченого ксенону та загальною експозицією у  $504 \text{ кг} \times \text{рік}$  у Фазі II експеримент KamLAND-Zen 400 було отримано обмеження рівня  $T_{1/2}^{0\nu} > 1.07 \times 10^{26}$  років (довірчий інтервал 90%) [94]. Нові результати експерименту KamLAND-Zen з експозицією в  $970 \text{ кг} \times \text{рік}$ , дозволили встановити обмеження рівня  $T_{1/2}^{0\nu} > 2.3 \times 10^{26}$  років [138]. В перспективі KamLAND2-Zen після п'яти років роботи може досягти чутливості до  $T_{1/2}^{0\nu}$  на рівні  $2 \times 10^{27}$  років.

SuperNEMO [139,140] (Neutrino Ettore Majorana Observatory) — це проєкт наступного покоління, заснований на технології, продемонстрованій проєктом NEMO-3, в якій досліджувались численні ізотопи  $0\nu 2\beta$ -розпаду, включаючи  $^{100}\text{Mo}$ . Програма NEMO унікальна тим, що дозволяє досліджувати декілька ізотопів за допомогою однієї конфігурації детектора. Експеримент з

демонстраційним модулем для SuperNEMO проводиться в підземній лабораторії в Модан (Франція). Цей модуль містить 6.3 кг  $^{82}\text{Se}$  в 34 фольгах, оточених детектором, що складається з дрейфових комірок, що працюють у режимі лічильника Гейгера. Запланована енергетична роздільна здатність детектора становить 4% (ПШПВ) при  $Q_{2\beta}$  розпаду ядра  $^{82}\text{Se}$  (3 MeV). Демонстраційний модуль після 2.5 років роботи досягне чутливості рівня  $T_{1/2}^{0\nu} > 5.85 \times 10^{24}$  років (довірчий інтервал 90%). Для повного детектора SuperNEMO, що складається з 20 модулів, прогнозується, що чутливість до періоду напіврозпаду  $^{82}\text{Se}$  становитиме  $10^{26}$  років.

## 1.7 ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 1

В цьому розділі було розглянуто основні положення та теоретичний опис механізмів подвійного бета-розпаду. Було розглянуто основні вимоги щодо чутливості експериментів з пошуку рідкісних розпадів, а також зроблено огляд найбільш чутливих сучасних експериментів з пошуку подвійного бета-розпаду та перспектив підвищення чутливості експериментів з пошуку подвійного бета-розпаду у майбутньому.

Процес двонейтринного  $2\nu 2\beta^-$ -розпаду було спостережено та досліджено для 11 ізотопів з періодом напіврозпаду  $T_{1/2}$ , що приймає значення в межах  $10^{18}$ – $10^{24}$  років. Процес  $2\nu 2\varepsilon$ -розпаду спостерігався для ядра  $^{124}\text{Xe}$  з періодом напіврозпаду  $1.8 \times 10^{22}$  років. Також є вказівки на  $2\nu 2\varepsilon$ -розпади ядер  $^{78}\text{Kr}$  та  $^{130}\text{Ba}$ , які потребують перевірки. Наразі найчутливіші експерименти можуть лише надати обмеження на період напіврозпаду ядер у процесі  $0\nu 2\beta$ -розпаду на рівні приблизно від  $10^{24}$  до  $10^{26}$  років. Виявлення  $0\nu 2\beta$ -розпаду надасть можливість дізнатися більше про природу нейтрино (чи є вони частинками Майорани, чи Дірака), їхню масу, тип масових станів (нормальний чи обернений) та перевірити закон збереження лептонного числа.

## РОЗДІЛ 2. МОДЕЛЮВАННЯ КАЛІБРУВАЛЬНОГО ДЖЕРЕЛА $^{56}\text{Co}$ ДЛЯ ЕКСПЕРИМЕНТУ CUPID-Mo

### 2.1 ЕКСПЕРИМЕНТ CUPID-Mo

Як було зазначено в попередньому розділі, однією з найважливіших задач в експериментах з пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду є зменшення інтенсивності фонових подій в області шуканого ефекту. Такі фонові події не можна відрізнити від рідкісного сигналу  $0\nu 2\beta$ -розпаду, і це, своєю чергою, зменшує чутливість експерименту.

Технологія використання детекторів з сцинтиляційних болометрів на основі молібдату літію ( $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ ) є дуже перспективною для експериментів наступного покоління з метою дослідження  $0\nu 2\beta$ -розпаду [77,141]. Такі сцинтиляційні болометри було розроблено з метою зменшення фону, що спостерігався в експерименті CUORE [142]. В ньому в області шуканого ефекту суттєвим джерелом фону є  $\alpha$ -частинки, що випромінюються з поверхні структури мідних тримачів детекторів [91]. В рамках цього експерименту, що розташовується в Laboratori Nazionali del Gran Sasso (Італія), використовувався масив з 988 болометрами з оксиду телуру  $\text{TeO}_2$ , де було зафіксовано фон в області ефекту  $0\nu 2\beta$ -розпаду ядра  $^{130}\text{Te}$  ( $Q_{2\beta} = 2527$  кеВ) на рівні  $(1.49 \pm 0.04) \times 10^{-2}$  відліків / (кеВ · кг · рік) [142,143,91].

В експерименті наступного покоління CUPID (Cuore Upgrade with Particle IDentification) зменшення фону має бути досягнуто завдяки одночасному зчитуванню теплових та світлових сигналів під час детектування частинок. Можливість відрізнити  $\beta(\gamma)$ - від  $\alpha$ -частинок за допомогою сцинтиляційних болометрів ґрунтується на тому факті, що світло, випромінюване  $\alpha$ -частинками у сцинтиляторах  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ , приблизно в 5 разів менше у порівнянні зі світлом, випромінюваним в кристалі  $\beta(\gamma)$ -частинками з такою ж енергією [77,144]. Також в експерименті CUPID зменшення фону має бути досягнуто за рахунок радіоактивної чистоти сцинтиляційних кристалів та мінімізацією кількості

елементів установки, що є потенційними джерелами фону [145]. Окрім цього, важливим елементом експерименту є те, що ведеться дослідження ядра  $^{100}\text{Mo}$ , що характеризується достатньо високою енергією розпаду  $Q_{2\beta}$  (3034 кеВ [146]), тому сигнали  $0\nu 2\beta$ -розпаду на енергетичному спектрі будуть вище інтенсивного піку  $\gamma$ -квантів природної радіоактивності з енергією 2615 кеВ.

Експеримент CUPID-Mo [141] розташовується в підземній лабораторії в Модан (Франція) на рівні 4800 м водного еквівалента та слугує демонстратором для майбутнього великомасштабного експерименту CUPID. В ньому використовується 20 сцинтиляційних болометрів молібдату літію  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  (LMO) і 20 германієвих світлових детекторів Ge (LD) для одночасного зчитування теплового та світлового сигналу. Однією з цілей CUPID-Mo було перевірити оцінки зі зниження рівня фону для CUPID, зокрема радіаційну чистоту кристалів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та фон від поверхневих  $\alpha$ -частинок.

За результатами експерименту CUPID-Mo було встановлено найточніші обмеження на період напіврозпаду  $0\nu 2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  як до основного, так і до збуджених станів [108,141,147]. Детальне вивчення експериментального фону в CUPID-Mo дозволяє з високою точністю досліджувати  $2\nu 2\beta$ -розпад та відокремити механізми домінування одного стану проміжного ядра (Single State Dominance) від домінування високоенергетичних станів (High State Dominance) [148,149] в  $2\nu 2\beta$ -розпаді ядра  $^{100}\text{Mo}$ . Це дає можливість вивчати нові фізичні процеси за рамками СМ, які можуть впливати на зміну форми спектра  $2\nu 2\beta$ -розпаду, наприклад,  $0\nu 2\beta$ -розпад з випромінюванням майорона( $i\nu$ ),  $2\nu 2\beta$ -розпад з випромінюванням бозонних нейтрино, порушення інваріантності Лоренца або існування стерильних нейтрино [150,151,152,153,15,154,155,156,157,158].

## 2.2 ОБҐРУНТУВАННЯ ВИБОРУ КАЛІБРУВАЛЬНОГО ДЖЕРЕЛА $^{56}\text{Co}$

Калібрування детекторів є критичним завданням для експериментів з пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду, оскільки моноенергетичний пік при енергії  $Q_{2\beta}$  в спектрі

сумарної енергії електронів, що випромінюються під час розпаду, уширюється відповідно до енергетичної роздільної здатності детектора.

Пріоритет у виборі досліджуваного ядра з високим значенням  $Q_{2\beta}$ , вище піку з енергією 2615 кеВ природної радіоактивності  $^{208}\text{Tl}$ , створює проблему для калібрування детекторів, оскільки більшість  $\gamma$ -квантів зі стандартних джерел калібрування, таких як  $^{232}\text{Th}$  або  $^{238}\text{U}$  [159,160,161], є нижчими за  $Q_{2\beta}$ . Як наслідок, це створює екстраполяційну невизначеність у прогнозуванні відгуку детектора при енергії  $Q_{2\beta}$ . Зокрема, енергетична роздільна здатність криогенних детекторів зростає зі збільшенням енергії та наразі є недостатньо дослідженою [142,108]. Форма кривої роздільної здатності на високих енергіях вносить систематичну невизначеність у екстрапольовану роздільну здатність при енергії  $Q_{2\beta}$ . Використання калібрувального джерела з  $\gamma$ -квантами високих енергій дасть можливість уточнити форму кривої роздільної здатності.

Зазвичай, детектори калібруються з використанням піків повного поглинання (ППП)  $\gamma$ -частинок, проте сигнал  $2\beta$ -розпаду складається з двох електронів. Різниця в калібруванні між  $\beta$ -частинками і  $\gamma$ -квантами може створити зсув при енергії піку розпаду  $Q_{2\beta}$ . Це може бути спричинено різницею в топології подій, оскільки для піків повного поглинання  $\gamma$ -частинок, які використовуються для калібрування детектора, ймовірно, відбуватимуться події, коли енергія частинки поглинається в кількох місцях всередині детектора. Наприклад, через послідовність комптонівських розсіювань фотона на електронах в детекторі, після яких відбувається фотоелектричне поглинання. Одним зі способів обмежити цей вплив є дослідження подій подвійного вильоту внаслідок утворення пари частинки-античастинки. Зокрема, пік подвійного вильоту, спричинений подією перетворення  $\gamma$ -квантами на електрон-позитронну пару  $e^+ / e^-$ , після чого в середовищі позитрон  $e^+$  анігілює, випромінюючи два  $\gamma$ -кванти з енергіями 511 кеВ, які вилітають за межі детектора. Таким чином, сумарна енергія, яка передається  $\beta$ -частинками в детекторах топологічно, дуже схожа на подію  $0\nu 2\beta$ -розпаду. Джерело з  $\gamma$ -квантами високих енергій є вигідним



з точки зору збільшення ймовірності подій вильоту, отримання піків вильоту з енергією, ближчою до  $Q_{2\beta}$ , і отримання кількох піків вильоту з різними енергіями.

Джерело  $^{56}\text{Co}$  є одним з можливих кандидатів для калібрування детекторів з декількома  $\gamma$ -квантами понад 3 МеВ [162] (див Табл. 2.1). Також перевагою джерела  $^{56}\text{Co}$  є те, що його можна виробляти відносно просто, шляхом опромінення залізного зразка протонами з подальшим виникненням реакції  $^{56}\text{Fe}(p, n)^{56}\text{Co}$ . Загалом, використання калібрувального джерела  $^{56}\text{Co}$  з  $\gamma$ -квантами високих енергій є перспективним у використанні в майбутніх великомасштабних експериментах з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду.

Табл. 2.1. Список найбільш інтенсивних піків  $\gamma$ -квантів розпаду  $^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$  внаслідок електронного захоплення [163,164,165]. Інтенсивність наведена на 100 розпадів, помножена на 0.999399(23).

Енергія, кеВ	Інтенсивність [165]
846.770(2)	100
977.372(5)	1.422(6)
1175.101(4)	2.253(6)
1238.288(3)	66.50(12)
1360.212(4)	4.286(12)
1771.357(4)	15.42(6)
2015.215(5)	3.018(12)
2034.791(5)	7.774(28)
2598.500(4)	16.98(4)
3202.029(8)	3.211(12)
3253.503(4)	7.928(21)
3273.079(4)	1.877(2)

## 2.3 ВИЗНАЧЕННЯ ОПТИМАЛЬНОГО РОЗТАШУВАННЯ ТА АКТИВНОСТІ ДЖЕРЕЛ $^{56}\text{Co}$

Мета моделювань методом Монте-Карло полягала у визначенні оптимальної кількості джерел  $^{56}\text{Co}$  та їх місця розташування навколо екрана «300 К». Конфігурація обиралась з урахуванням вимоги щодо найвищої частоти реєстрації для високоенергетичних гамма-квантів  $^{56}\text{Co}$  (зокрема  $\gamma$ -лінія 3253 кеВ) за якими буде проведено калібрування, забезпечення рівномірної швидкості лічби в усіх детекторів, а також забезпечуючи загальну швидкість лічби в детекторах не вище за  $\sim 0.17$  Гц. Остання вимога пов'язана з необхідністю мінімізувати накладання сигналів у повільних болометричних детекторах.

Моделювання методом Монте-Карло було виконано з використанням програмного пакета GEANT4 [166] версії 10.04, використовуючи клас G4RadioactiveDecayPhysics для моделювання фізики радіоактивного розпаду ядра  $^{56}\text{Co}$ . За основу для розробки було взято програму, що використовувалася для отримання моделей фону з наявною геометрією установки CUPID-Mo [167].

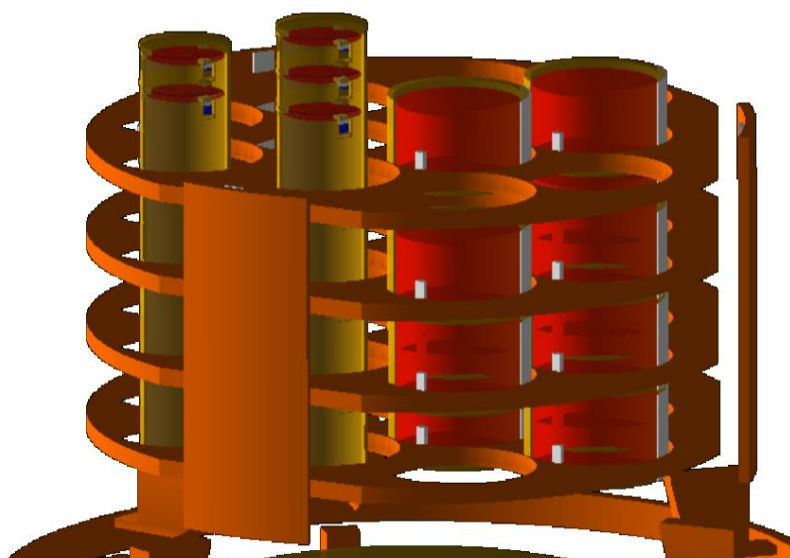


Рис. 2.1. Візуалізація результату моделювання в Geant4 джерела  $^{56}\text{Co}$  (зліва) поряд із масивом детекторів  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  із германієвими світловими детекторами, що знаходяться в мідній структурі. Візуалізацію мідних екранів прибрано для наглядності.

Ця програма базується на коді, початково розробленому колаборацією EDELWEISS [168].

Для моделювання використовувалась геометрія джерела у формі залізного дроту довжиною 10 см, діаметром 1 мм та масою 0.62 г. Дріт було розташовано всередині установки між шаром свинцевого захисту та мідного екрана «300 К», а також відцентровано симетрично по вертикалі відносно масиву детекторів (див. Рис. 2.1).

Було змодельовано наступні три конфігурації джерел  $^{56}\text{Co}$  (див. Рис. 2.2):

А) Одне джерело, розташоване рівновіддалено до масиву детекторів (було змодельовано  $2.8 \times 10^7$  розпадів).

В) Два джерела, розташовані на однаковій відстані від обох боків веж з детекторами (було змодельовано  $2.8 \times 10^7$  розпадів у кожному з двох джерел).

С) Два джерела, у конфігурації, подібній до (В), але зміщені в сторону, де структура мідних ґраток з двох сторін установки буде розташована між детекторами та власне джерелом (було змодельовано  $5.6 \times 10^7$  розпадів у кожному з двох джерел).

У конфігурації з одним джерелом (А) швидкість лічби в детекторах достатньо вирізняється: при середньому значенні по всіх детекторах рівному  $2.4 \times 10^{-3}$  подій на змодельований розпад  $^{56}\text{Co}$ , стандартне відхилення рівне  $1.0 \times 10^{-3}$  подій на розпад (дані швидкості лічби в кожному детекторі наведені в Табл. 2.2). Детектори, вежі яких розташовані ближче до джерела, мають приблизно в три рази більшу швидкість лічби по всім енергіям порівняно з детекторами, що розташовані у вежах далі від джерела. Активність джерела  $^{56}\text{Co}$  в конфігурації (А) повинна бути не більше ніж 42 Бк, щоб дотримуватися обмеження на загальну швидкість лічби в 0.17 Гц. Для детектора з найнижчою швидкістю лічби, що розташований далі від джерела, така активність джерела  $^{56}\text{Co}$  призвела б до реєстрації 10 подій на тиждень від  $\gamma$ -квантів з енергіями 3253 кеВ (дані швидкості лічби в кожному детекторі наведено в Табл. 2.3).

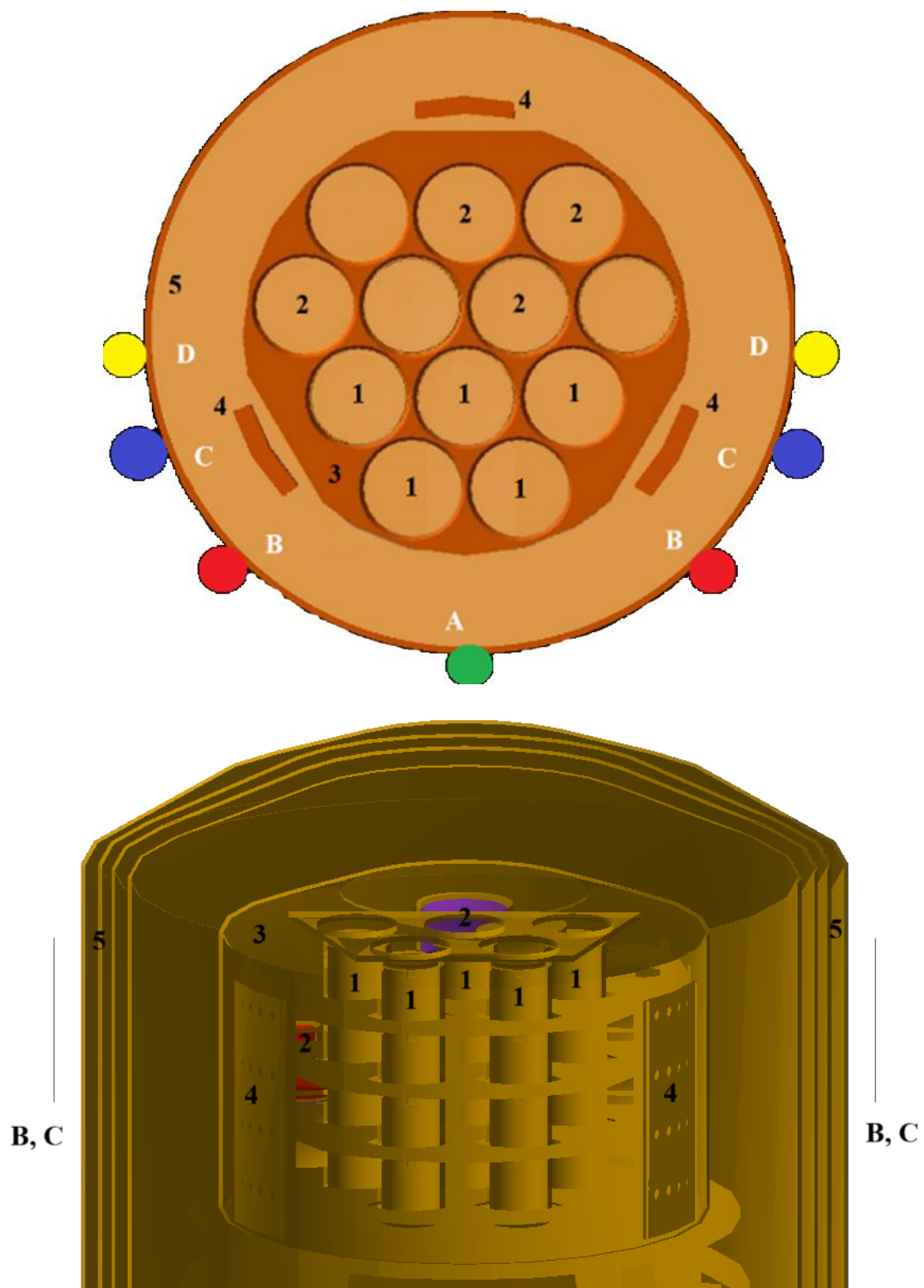


Рис. 2.2. Схематичний вид зверху (зверху) та візуалізований в Geant4 вид збоку (знизу) на: детектори  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  (1), германієві детектори з установки EDELWEISS (2), мідну структуру тримачів (3), структуру мідних ґраток (4), мідний екран 300К (5). А, В, С і D показують змодельоване положення джерел  $^{56}\text{Co}$ .

Табл. 2.2. Сумарна швидкість лічби по всьому спектру в кожному детекторі кожної вежі для конфігурації (А) з одним джерелом  $^{56}\text{Co}$ .

Вежа / Детектор $10^{-3}$ відліків / розпад	Вежа 10	Вежа 11	Вежа 12	Вежа 3	Вежа 4
Детектор 1	1.598(8)	3.94(1)	3.91(1)	2.085(9)	1.585(8)
Детектор 2	1.571(7)	3.98(1)	3.94(1)	2.086(9)	1.535(7)
Детектор 3	1.448(7)	3.63(1)	3.62(1)	1.869(8)	1.43(7)
Детектор 4	1.288(7)	2.94(1)	2.92(1)	1.636(8)	1.27(7)

Табл. 2.3. Швидкість лічби в околі піку 3253 кеВ в кожному детекторі кожної вежі для конфігурації (А) з одним джерелом  $^{56}\text{Co}$ .

Вежа / Детектор $10^{-6}$ відліків / розпад	Вежа 10	Вежа 11	Вежа 12	Вежа 3	Вежа 4
Детектор 1	0.6(1)	1.7(2)	1.2(2)	0.9(2)	0.4(1)
Детектор 2	0.5(1)	1.9(3)	1.8(3)	0.6(2)	0.5(1)
Детектор 3	0.6(1)	1.2(2)	1.4(2)	0.5(1)	0.5(1)
Детектор 4	0.5(1)	0.9(2)	1.2(2)	0.6(1)	0.4(1)

У конфігурації (В) з двома джерелами швидкість лічби в детекторах є більш рівномірною. Результати моделювання показують, що швидкість лічби по всьому спектру в детекторах в середньому складає  $3.8 \times 10^{-3}$  подій на розпад в джерелах  $^{56}\text{Co}$  зі стандартним відхиленням у  $0.8 \times 10^{-3}$  подій на розпад (дані швидкості лічби в кожному детекторі наведені в Табл. 2.4). Так само як і для конфігурації (А), беручи до уваги обмеження на загальну швидкість лічби в 0.17 Гц, при активності джерел  $^{56}\text{Co}$  не більше 32 Бк, було б зареєстровано 13 подій за тиждень від  $\gamma$ -квантів з енергіями 3253 кеВ для детектора з найнижчою швидкістю лічби (дані швидкості лічби в кожному детекторі наведено в Табл. 2.5).

Найбільш оптимальною за вищенаведеними критеріями є конфігурація (С). В цій конфігурації розташування двох джерел  $^{56}\text{Co}$  подібне до конфігурації В, за однією відмінністю, де джерела зміщені за структуру мідних ґраток установки. В цьому випадку структура мідних ґраток буде розташована між масивом детекторів та власне джерелом  $^{56}\text{Co}$ . Ця структура мідних ґраток відіграватиме роль поглинача для низькоенергетичних  $\gamma$ -частинок і таким чином знижуватиме загальну швидкість лічби в детекторах. При цьому швидкість лічби в області  $\gamma$ -квантів з високими енергіями (зокрема, 3253 кеВ) збережеться майже на тому ж самому рівні, що і в конфігурації В, оскільки структура мідних ґраток не так сильно поглинатиме  $\gamma$ -частинки вищих енергій. Це дозволяє збільшити активність джерела, що, своєю чергою, збільшує швидкість лічби  $\gamma$ -квантів з енергіями 3253 кеВ, при цьому підтримуючи сумарну швидкість лічби в допустимих межах. У середньому швидкість лічби в детекторах в конфігурації (С) рівна  $2.6 \times 10^{-3}$  подій на розпад зі стандартним відхиленням  $0.4 \times 10^{-3}$  подій на розпад (дані швидкості лічби в кожному детекторі наведені в Табл. 2.6). За умов обмеження на загальну швидкість лічби, при активності кожного джерела в 51 Бк було б зареєстровано 19 подій на тиждень від  $\gamma$ -квантів з енергіями 3253 кеВ для детектора з найнижчою швидкістю лічби (дані швидкості лічби в кожному детекторі наведено в Табл. 2.7).

Табл. 2.4. Сумарна швидкість лічби по всьому спектру в кожному детекторі кожної вежі для конфігурації (В) з двома джерелами  $^{56}\text{Co}$ .

Вежа / Детектор $10^{-3}$ відліків / розпад	Вежа 10	Вежа 11	Вежа 12	Вежа 3	Вежа 4
Детектор 1	3.56(1)	5.17(1)	5.18(1)	3.40(1)	3.54(1)
Детектор 2	3.60(1)	5.17(1)	5.15(1)	3.42(1)	3.54(1)
Детектор 3	3.23(1)	4.69(1)	4.68(1)	3.06(1)	3.18(1)
Детектор 4	2.75(1)	3.94(1)	3.94(1)	2.71(1)	2.73(1)

Табл. 2.5. Швидкість лічби в околі піку 3253 кеВ в кожному детекторі кожної вежі для конфігурації (В) з двома джерелами  $^{56}\text{Co}$ .

Вежа / Детектор $10^{-6}$ відліків / розпад	Вежа 10	Вежа 11	Вежа 12	Вежа 3	Вежа 4
Детектор 1	1.6(2)	1.9(3)	2.0(3)	1.1(2)	1.3(2)
Детектор 2	1.5(2)	2.0(3)	2.3(3)	1.3(2)	1.4(2)
Детектор 3	0.7(2)	1.5(2)	1.8(3)	1.3(2)	0.9(2)
Детектор 4	0.9(2)	1.1(2)	1.3(2)	1.2(2)	1.1(2)

Табл. 2.6. Сумарна швидкість лічби по всьому спектру в кожному детекторі кожної вежі для конфігурації (С) з двома джерелами  $^{56}\text{Co}$  за мідними ґратками.

Вежа / Детектор $10^{-3}$ відліків / розпад	Вежа 10	Вежа 11	Вежа 12	Вежа 3	Вежа 4
Детектор 1	2.881(7)	2.393(7)	2.385(7)	2.007(6)	2.820(7)
Детектор 2	3.245(8)	2.631(7)	2.624(7)	2.162(6)	3.171(8)
Детектор 3	3.194(8)	2.590(7)	2.575(7)	2.137(6)	3.129(7)
Детектор 4	2.880(7)	2.379(7)	2.368(7)	2.030(6)	2.836(7)

Табл. 2.7. Швидкість лічби в околі піку 3253 кеВ в кожному детекторі кожної вежі для конфігурації (С) з двома джерелами  $^{56}\text{Co}$  за мідними ґратками.

Вежа / Детектор $10^{-6}$ відліків / розпад	Вежа 10	Вежа 11	Вежа 12	Вежа 3	Вежа 4
Детектор 1	0.8(1)	0.7(1)	0.8(1)	0.9(1)	1.1(1)
Детектор 2	1.3(2)	0.9(1)	1.2(1)	0.6(1)	1.3(1)
Детектор 3	1.0(1)	0.8(1)	0.7(1)	0.6(1)	0.8(1)
Детектор 4	0.9(1)	0.7(1)	0.7(1)	0.6(1)	0.8(1)



## 2.4 ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ВИМІРЮВАННЯ З ДЖЕРЕЛАМИ $^{56}\text{Co}$

Джерело  $^{56}\text{Co}$  було виготовлено шляхом опромінення чистого залізного дроту довжиною 1 м і діаметром 0.25 мм пучком протонів з енергіями  $\sim 20$  MeV в 88-дюймовому циклотроні в Національній лабораторії Лоуренса в Берклі, США. Потрібне ядро  $^{56}\text{Co}$  утворюється в результаті реакції  $^{56}\text{Fe}(p, n)^{56}\text{Co}$ . В результаті було отримано загальну активність залізного дроту, що дорівнює 273 Бк на момент опромінення. Опромінення всього дроту довжиною 1 м дає можливість, розрізавши дріт на необхідну довжину, точно отримати необхідні активності джерел. Метою було досягти номінальної активності джерела у 102 Бк у двох джерелах по 51 Бк на момент проведення калібрування.

Активність обох джерел  $^{56}\text{Co}$  була виміряна за допомогою коаксіального надчистого германієвого детектора (HPGe) об'ємом  $210 \text{ cm}^3$  в підземній лабораторії Модан (Франція). Під час вимірювання швидкість лічби фонових подій в області енергій від 40 до 2700 кеВ була рівною 170 відліків / добу, що є незначною в порівнянні з активністю джерел  $^{56}\text{Co}$ . Вимірювання проводилося



Рис. 2.3. Розташування одного з джерел  $^{56}\text{Co}$  на зовнішньому екрані 300К кріостата EDELWEISS (на фото джерело знаходиться в прозорому пластику).

безпосередньо перед калібруванням, щоб зменшити невизначеність виміру активності через відносно короткий період напіврозпаду ядра  $^{56}\text{Co}$ , що рівний  $T_{1/2} = 77$  днів. Активність кожного з двох джерел  $^{56}\text{Co}$  рівна  $50 \pm 5$  Бк.

Обидва джерела було розміщено на зовнішньому екрані «300 К» кріостата (положення одного з джерел  $^{56}\text{Co}$  показано на Рис. 2.3). Фактичне положення двох джерел  $^{56}\text{Co}$  в експериментальних вимірюваннях було зміщено симетрично відносно конфігурації (C). Моделювання методом Монте-Карло нової конфігурації (D) було виконано зі статистикою  $2 \times 10^8$  згенерованих розпадів ядер  $^{56}\text{Co}$  в джерелах. Набір даних з двома калібрувальними джерелами  $^{56}\text{Co}$  тривав 19 днів.

## **2.5 ПОРІВНЯННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ МОДЕЛЮВАНЬ З ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНИМИ ДАНИМИ**

Використовуючи результати моделювань методом Монте-Карло, було виконано апроксимацію експериментально отриманого енергетичного спектра детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  з калібрувальними джерелами  $^{56}\text{Co}$ . Дані апроксимувались власне змодельованими спектрами детекторів з джерелами  $^{56}\text{Co}$ , сумою моделей фону експерименту та спектром збігів між подіями (про це описано детальніше в Розділ 3). Таким чином, апроксимація має три параметри: коефіцієнт нормалізації фону, коефіцієнт змодельованого спектра з джерелами  $^{56}\text{Co}$  та коефіцієнт від подій у збігах. Коефіцієнт нормалізації фону відомий з апроксимації фону моделями, тому, порівнюючи його з коефіцієнтом нормалізації фону з калібрувальними даними, можна отримати активність джерел з результатів апроксимації. Отримана активність одного джерела  $^{56}\text{Co}$  дорівнює  $50 \pm 1$  Бк, що добре узгоджується з активністю, виміряною експериментально.

Монте-Карло моделі джерела  $^{56}\text{Co}$  показують хорошу узгодженість в апроксимації з експериментальними даними в усьому діапазоні енергій від 200 до 4000 кеВ, як показано на Рис. 2.4.

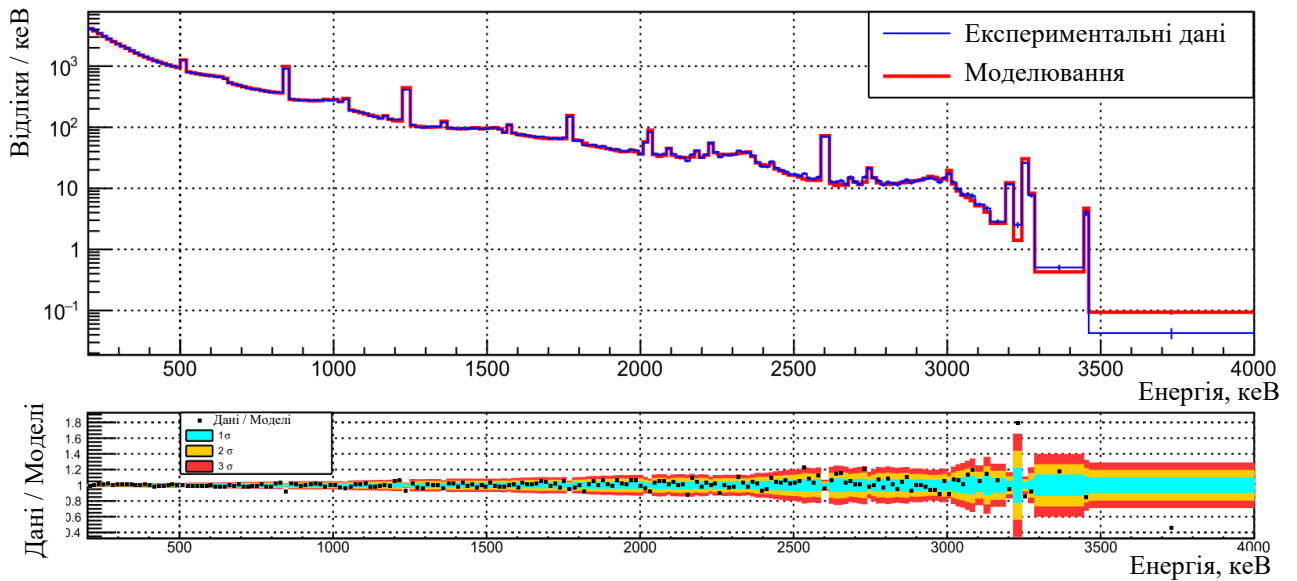


Рис. 2.4. (Верхній графік) Порівняння експериментальних даних з калібрувальними джерелами  $^{56}\text{Co}$  та моделюваннями методом Монте-Карло зі змінною шириною комірки гистограми у діапазоні енергій в проміжку 200–4000 кеВ. (Нижній графік) Відношення даних до моделювань. Більшість значень знаходяться в межах  $3\sigma$ , з розбіжностями не більше ніж 20%. Рисунок взято з роботи [167].

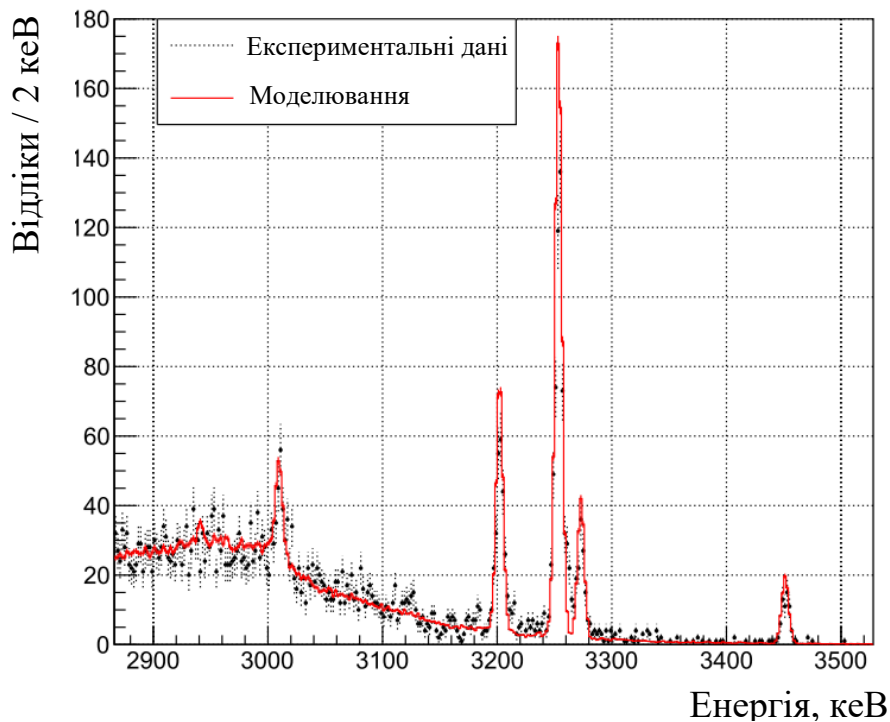


Рис. 2.5. Порівняння між даними калібрування  $^{56}\text{Co}$  та моделюваннями методом Монте-Карло, в області шуканого ефекту. Рисунок взято з [167].

На Рис. 2.5 наведено енергетичну область спектра понад 2800 кеВ з розміром ширини комірки гістограми в 2 кеВ, де порівняння експериментальних даних та моделювань методом Монте-Карло є більш наочним. Результати апроксимації показують, що моделювання методом Монте-Карло для експерименту CUPID-Мо є точними та здатними добре описати експериментальні дані.

## 2.6 ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 2

Було проведено моделювання методом Монте-Карло з метою визначення оптимальної кількості джерел  $^{56}\text{Co}$  та їх місця розташування навколо екрана «300 К» в демонстраторі CUPID-Мо. Конфігурація обиралась з урахуванням вимоги щодо найвищої частоти реєстрації для високоенергетичних гамма-квантів  $^{56}\text{Co}$  за якими буде проведено калібрування, забезпечення рівномірної швидкості лічби в усіх детекторів, а також забезпечуючи загальної швидкості лічби в детекторах не вище ніж  $\sim 0.17$  Гц. За результатами моделювань було показано, що найбільш оптимальною є конфігурація розташування двох джерел  $^{56}\text{Co}$ , де джерела з активністю 51 Бк кожен зміщені за структуру мідних ґраток установки.

Після проведення енергетичного калібрування з двома джерелами  $^{56}\text{Co}$ , було проведено додаткове моделювання з уточненим розташуванням джерел з відповідністю до експериментальних вимірювань. Було показано, що моделювання методом Монте-Карло джерела  $^{56}\text{Co}$  показують хорошу узгодженість в апроксимації з експериментальними даними набраними впродовж 19 днів, в усьому діапазоні енергій від 200 до 4000 кеВ.

Результати досліджень, описаних у розділі, були опубліковані в роботі [167].

## РОЗДІЛ 3. МОДЕЛЮВАННЯ ФОНУ ВІД ЕЛЕМЕНТІВ УСТАНОВКИ CUPID-Mo

### 3.1 ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ CUPID-Mo

Демонстратор CUPID-Mo розташовано в криогенній установці EDELWEISS [169] в підземній лабораторії Модан (Франція). Експеримент тривав з березня 2019 року по червень 2020 року, в якому використовувались кристали  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  збагачені ізотопом  $^{100}\text{Mo}$  до 97% для дослідження  $0\nu 2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  [167]. Кристали з'єднані з тепловими датчиками, які складаються з германієвого термістора (NTD-Ge). З верхньої та нижньої сторони кристали проглядаються германієвими світловими детекторами, що також обладнані NTD для зчитування сцинтиляційного світлового сигналу. Кристали розміщені в циліндричних мідних тримачах і кріпляться до них деталями з тефлоновими затискачами, як показано на Рис. 3.1. З метою збільшення збору світла в детекторах, всередині мідних тримачів, кристали було оточено

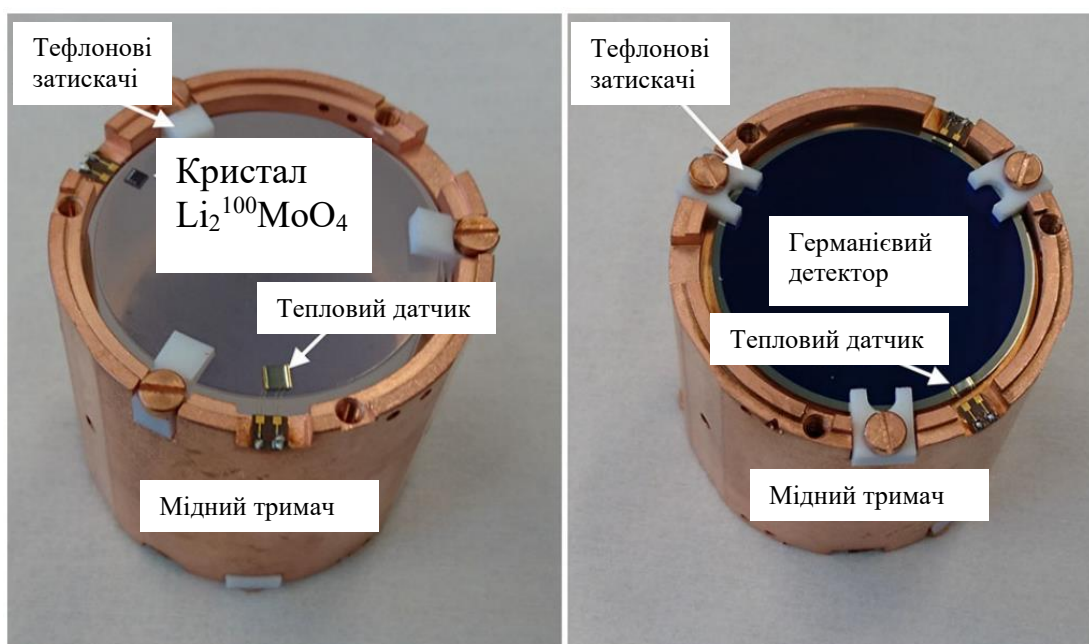


Рис. 3.1. (Ліворуч) Болومتر установи CUPID-Mo, що складається з прозорого кристалу  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ , мідного тримача, теплових датчиків NTD-Ge і тефлових затискачів. (Праворуч) Вид на протилежну сторону детектора, що показує світловий детектор, виготовлений із германієвих пластин [108].

світловідбивальною фольгою. Середня вага кристалу в CUPID-Мо становить 210 г, а загальна маса дорівнює 4.158 кг, що відповідає 2.264 кг досліджуваного матеріалу з ядер  $^{100}\text{Mo}$ .

Масив з 20 болометрів розміщений у п'яти вежах з чотирма модулями в кожній, як показано на Рис. 3.2. Кожна вежа підвішена стабілізаційними пружинами з нержавіючої сталі з метою придушення вібраційного шуму установки. В кріостаті також знаходяться детектори EDELWEISS, які розташовано за п'ятьма вежами детекторів CUPID-Мо. Структура, в якій розташовано вежі з детекторами, складається з чотирьох мідних пластин, виготовлених з очищеної міді фірми NOSV і може вмістити загалом до 12 веж з детекторами.

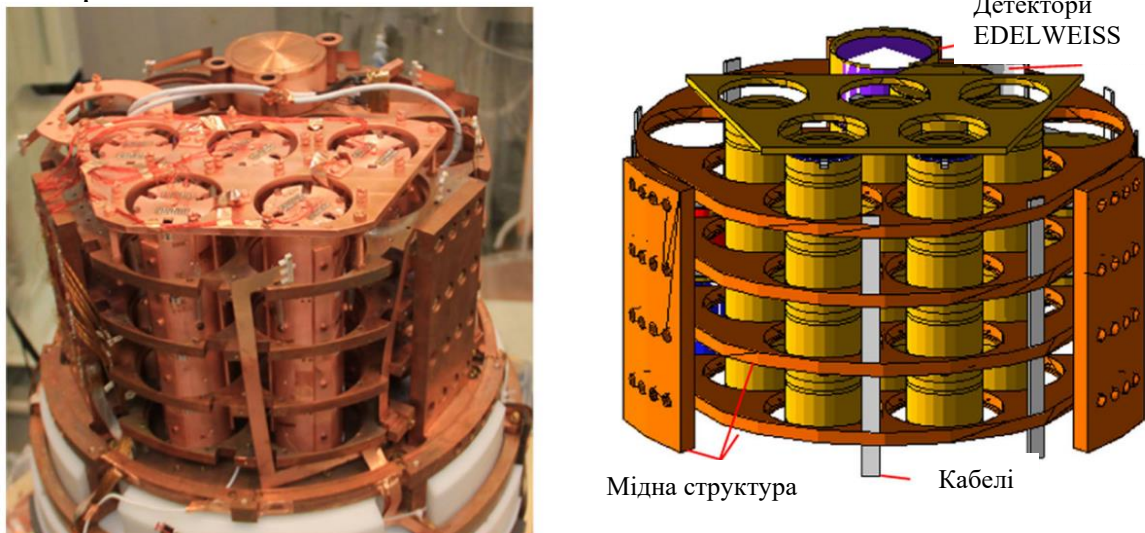


Рис. 3.2. (Ліворуч) Демонстратор CUPID-Мо в кріостаті EDELWEISS. П'ять веж спереду містять детектори CUPID-Мо. Детектори EDELWEISS розташовано за п'ятьма вежами детекторів CUPID-Мо. (Праворуч) Візуалізація в Geant4 геометрії установки для моделювань методом Монте-Карло.

Кріостат вміщує в собі п'ять мідних екранів, які зазвичай називають за ступенями охолодження областей установки: 10 мК, 1 К, 50 К, 100 К і 300 К відповідно. Екрани кріостата виготовлені з очищеної міді NOSV і  $\text{CuC}_2$ . Між детекторами та внутрішнім свинцевим захистом встановлено додатковий поліетиленовий екран для захисту від нейтронів, що утворюються в елементах установки внаслідок реакції  $(\alpha, n)$  або через вплив мюонів [168]. Внутрішній

захист з римського свинцю [170] товщиною в 14 см встановлено всередині кріостата, між камерою детектора та блоком, призначеним для відкриття установки (див. Рис. 3.3). Основна задача внутрішнього захисту полягає в зменшенні радіоактивного фону в детекторах від електроніки з області кріостату, що охолоджено до температури 1К.

Зовнішній захист установки є шаром свинцю товщиною у 20 см, при цьому найближчий до кріостата шар товщиною у 2 см складається з римського свинцю. Порожній простір між свинцевим захистом та зовнішнім екраном кріостата продувається з очисної установки повітрям зі зменшеним вмістом радону. Середня активність радону в повітрі, що подається установкою, становить  $20 \text{ мБк/м}^3$  [171]. Зовнішній захист зі свинцю оточено поліетиленовим захистом товщиною 50 см з метою поглинання потоку радіогенних та космогенних нейтронів. Система з активним мюонним вето на основі пластикового сцинтилятора оточує всю експериментальну установку [172] (див. Рис. 3.3).

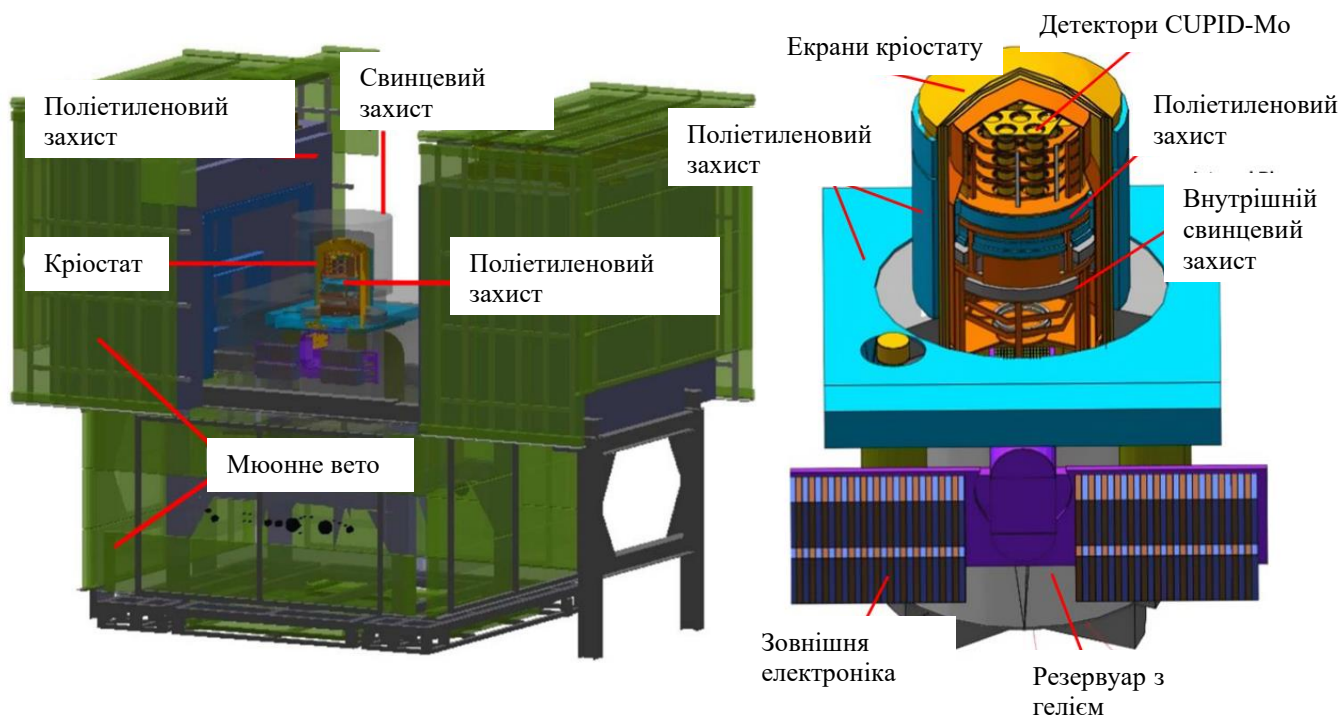


Рис. 3.3. Візуалізація в Geant4 кріостата EDELWEISS із зовнішнім захистом, реалізованого для моделювань методом Монте-Карло. Показано кріостат, оточений свинцевим захистом, зовнішнім поліетиленовим захистом і мюонним вето (мюонний захист зсунуто для покращення проглядності установки).

### 3.2 ДЖЕРЕЛА ФОНУ В УСТАНОВЦІ CUPID-Mo

Джерелами фону в демонстраторі CUPID-Mo є елементи установки та власне детектори, через їх природну радіоактивну забрудненість. Вважається, що фон від мюонів, нейтронів та гамма-випромінювання з навколишнього середовища є незначним. З метою мінімізації фону усі матеріали конструкційних елементів було відібрано за критерієм радіоактивної чистоти. Для цих елементів було виміряно активність дочірніх продуктів рядів розпаду  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$ , активність  $^{40}\text{K}$ , а також радіонуклідів, що утворилися внаслідок космогенної активації. Матеріали для елементів установки демонстратора CUPID-Mo важливо було вибрати з мінімальним складом радіоактивної забрудненості від  $^{226}\text{Ra}$  та  $^{228}\text{Th}$ . Це зумовлено тим, що для пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$ , найбільш критичним є радіоактивний фон в області  $Q_{2\beta} = 3034$  кеВ. Радіоактивний фон в цій області енергій виникає внаслідок розпадів ядер  $^{214}\text{Bi}$  і  $^{208}\text{Tl}$ . В результаті низки вимірювань в рамках проєктів CUPID-Mo та CUORE [91], було отримано дані про радіоактивну забрудненість в елементах детекторів CUPID-Mo, які наведено в Табл. 3.1. Окрім цього, матеріали для кріостата EDELWEISS було вибрано з мінімальною активністю радіоактивних забруднень, що продукують фон в області нижчих енергій приблизно у 100 кеВ, яка є характерною для пошуку темної матерії. В Табл. 3.2 наведено радіоактивну забрудненість в елементах кріостата EDELWEISS. Очищена мідь марки NOSV використовується як матеріал для тримачів детекторів CUPID-Mo, усіх мідних елементів структури, в якій знаходяться вежі з детекторами, та екранів кріостата (окрім екрана 1 К).

Загалом, джерела фону в установці CUPID-Mo можна розділити на чотири групи:

- близькі джерела: власне радіоактивна забрудненість кристалів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та джерела, які розташовані безпосередньо навпроти кристалів: світловідбиваюча фольга, германієві світлові детектори, тефлонові затискачі та теплові датчики;



- джерела «10 мК»: радіоактивні джерела, які розташовані в області кріостату, що охолоджено до температури 10 мК, але при цьому не розташовані безпосередньо біля кристалів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ . До цих елементів можна віднести: пружини, кабелі, з'єднувачі та мідні пластини, що утримають болометри;
- інфраструктурні джерела: мідні екрани кріостата та внутрішні екрани;
- зовнішні джерела: радіоактивні джерела, що розташовані зовні мідного екрана 300 К.

Табл. 3.1. Радіоактивна забрудненість близьких джерел біля детекторів CUPID-Мо. Усі вимірювання були зроблені, використовуючи спектрометр з індуктивно-зв'язаною плазмою, за винятком радіоактивності в пружинах, яка була виміряна  $\gamma$ -спектроскопією, і поверхневого забруднення світловідбивальної фольги, рівень якого було виміряно детектором ВіРо-3 [173].

Елемент	Сумарна маса, г	Активність, мБк / кг		
		$^{238}\text{U}$	$^{232}\text{Th}$	Інші
Германієві світлові детектори [174]	27.4	$< 1.9 \times 10^{-2}$	$< 6 \times 10^{-3}$	
Теплові датчики [91]	2	$< 12$	$< 4.1$	
Тефлонові затискачі [91]	216	$< 2.2 \times 10^{-2}$	$< 6.1 \times 10^{-3}$	
Світловідбиваючі фольги	10.08	$(1.7 \pm 0.5) \times 10^{-1}$	$(4.9 \pm 1.2) \times 10^{-2}$	$^{214}\text{Bi} : (1.0 \pm 0.4)$ нБк/см <sup>2</sup>
Пружини	8.1	$^{226}\text{Ra} : 11 \pm 3$	$^{228}\text{Th} : 21 \pm 5$	$^{228}\text{Ra} : 26 \pm 9$ ; $^{40}\text{K} : (3.6 \pm 0.4) \times 10^3$

Табл. 3.2. Радіоактивна забрудненість елементів установки EDELWEISS. Усі вимірювання були зроблені за допомогою надчистого германієвого детектора. Конектори марки MillMax також були виміряні, використовуючи спектрометр з індуктивно-зв'язаною плазмою.

Елемент	Сумарна маса, г	Активність, мБк / кг		
		<sup>226</sup> Ra	<sup>228</sup> Th	Інші
Конектори Каптон	33.12	14 ± 7	67 ± 31	
Мідні кабелі Каптон	510	8 ± 6	15 ± 10	
Кабелі NOMEX	4	21	19	
Конектори MillMax	0.5	(1.0 ± 0.6) × 10 <sup>2</sup>	(1.0 ± 0.2) × 10 <sup>3</sup>	<sup>238</sup> U: (1.2 ± 0.2) × 10 <sup>4</sup>
Латунні гвинти	2000	-	3.5 ± 0.9	<sup>210</sup> Pb: (6 ± 3) × 10 <sup>2</sup> ; <sup>137</sup> Cs: 2.6 ± 1.5
Мідь NOSV	2.89 × 10 <sup>5</sup>	< 0.040	(2.4 ± 1.2) × 10 <sup>-2</sup>	
Мідь CuC2	6.5 × 10 <sup>5</sup>	(2.5 ± 1.5) × 10 <sup>-2</sup>	(3.3 ± 1.6) × 10 <sup>-2</sup>	
Джерела в області за 10 мК	1.51 × 10 <sup>5</sup>	0.65 ± 0.08	0.30 ± 0.07	
Конектори в області установки від 1К до 100К	430	(2.6 ± 0.4) × 10 <sup>3</sup>	450 ± 44	

### 3.2.1 Інші внески в радіоактивний фон

Як правило, події, спричинені передачею енергії в детекторі мюонами, реєструються в кількох детекторах, тому такі події можна відкинути у випадку, коли детектор працює в режимі анти-збігів з активним мюонним вето. Тому радіоактивний фон від мюонів не включається в модель фону. Потік мюонів в підземній лабораторії Модан (Франція) становить 5 мюонів/(м<sup>2</sup> · добу) [172].

Нейтрони можуть створювати фон в області шуканого ефекту  $0\nu 2\beta$ -розпаду, коли вони захоплюються атомами в елементах установки і випромінюють  $\gamma$ -кванти високих енергій. Потік теплових нейтронів в підземній лабораторії було виміряно як  $(3.6 \pm 0.05 \text{ (стат.)} \pm 0.27 \text{ (систем.)}) \times 10^{-6}$  нейтронів/(с · см<sup>2</sup>) [175], а потік навколишніх нейтронів (швидкі та теплові) було оцінено на рівні  $\sim 10^{-5}$  нейтронів/(с · см<sup>2</sup>) [175,176]. За результатами в статті [177] показано, що зовнішній захист з поліетилену товщиною 48 см зменшує потік нейтронів у  $2 \times 10^6$  разів. Для установки CUPID-Mo очікуваний потік нейтронів становить менш як 1 нейтрон/рік. Тому радіоактивний фон від навколишніх нейтронів не враховується в побудові моделей фону експерименту.

Потік зовнішнього  $\gamma$ -випромінювання в підземній лабораторії Модан був виміряний портативним германієвим детектором у кількох місцях лабораторії. У місці, де розташована установка EDELWEISS потік фотонів з енергією 2.6 MeV становить  $5.1 \pm 0.2 \text{ (стат.)} \times 10^{-2}$  відліків/(с · см<sup>2</sup>). Зовнішній свинцевий захист товщиною 20 см зменшує потік зовнішнього  $\gamma$ -випромінювання приблизно в  $10^4$  разів, внеском такого порядку можна знехтувати. Очікувана кількість таких фотонів з енергією 2.6 MeV на поверхні детекторів під час збору всіх даних дорівнює 6 відлікам. Такий вплив було враховано, моделюючи розпади в області зовнішнього мідного екрана, а не поза зовнішнім захистом установки. Такий вибір зумовлений оптимізацією моделювань і тим, що форма спектра, виміряного в детекторі від джерела, створеного поза зовнішнім захистом і в області зовнішнього мідного екрана, відрізняється лише в області енергій нижче 500 keV.

### 3.3 МОДЕЛЮВАННЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Моделювання методом Монте-Карло було розроблено в програмному пакеті Geant4 версії 10.04 [166]. Моделювання в Geant4 було розроблено на основі програми, створеної колаборацією EDELWEISS [168], та адаптовано шляхом реалізації геометрії детекторів та інших елементів установки CUPID-Mo, а також додавання функцій генерацій кінематики частинок та їх початкових положень в цих елементах.

Кінематика продуктів радіоактивних розпадів в елементах установки експерименту генерувалася за допомогою програми Decaу0 [178] і вбудованих функцій Geant4. Для ланцюгів розпаду  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  в близьких джерелах було використано клас G4RadioactiveDecaу з GEANT4. Це дало змогу генерувати розпади дочірніх ядер цих ланцюгів, наприклад, розпади від  $^{226}\text{Ra}$  до  $^{210}\text{Pb}$ . Кінцева позиція утворених ядер віддачі зберігалася та використовувалася як початкове положення для наступного розпаду з урахуванням різниці в часі. Такий підхід дозволяє врахувати накладання зареєстрованих подій в детекторах від розпадів вищевказаних ланцюгів та збережених інших подій. З результатів моделювання отримується енергія, яку передали згенеровані заряджені частинки в детекторах  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та германієвих світлових детекторів. Для ланцюга розпаду  $^{232}\text{Th}$  окремо генерувалися розпади його дочірніх продуктів  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{228}\text{Ra}$  в  $^{228}\text{Th}$  і  $^{228}\text{Th}$  в  $^{208}\text{Pb}$ , оскільки  $^{228}\text{Ra}$  та  $^{228}\text{Th}$  мають тривалий період напіврозпаду і тому зазвичай не є в рівновазі одне з одним. Так само, для ланцюга  $^{238}\text{U}$  ми окремо генерували розпади  $^{238}\text{U}$  в  $^{234}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$ ,  $^{230}\text{Th}$ ,  $^{226}\text{Ra}$  в  $^{210}\text{Pb}$  і  $^{210}\text{Pb}$  в  $^{206}\text{Pb}$ .

Програму Decaу0 було використано для генерування кінематики більшості зовнішніх джерел, які розташовані не в безпосередній близькості біля детекторів, а також у випадках, коли накладання подій у тому самому кристалі від інших розпадів є малоімовірним. З дочірніх ядер ланцюга розпаду  $^{238}\text{U}$  генерувалися розпади  $\beta$ -радіоактивних ядер  $^{214}\text{Pb}$  та  $^{214}\text{Bi}$ , оскільки ці ядра перебувають у віковій рівновазі, їхні спектри об'єднуються з метою зменшити кількість компонентів в апроксимації моделями фону. В деяких елементах установки

також генерувався розпад  $^{210}\text{Bi}$ , який не є рівноважним. З дочірніх ядер ланцюга розпаду  $^{232}\text{Th}$  генерувалися  $^{212}\text{Pb}$ ,  $^{212}\text{Bi}$  та  $^{208}\text{Tl}$  з ряду  $^{228}\text{Th}$  та об'єднувалися в один спектр. Також генерувався розпад  $^{228}\text{Ac}$ , який не є рівноважним.

Окрім ланцюгів розпаду  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  також моделювався фон від забруднення елементів  $^{40}\text{K}$  в пружинах та зовнішньому мідному екрані. Також розглядався розпад  $^{60}\text{Co}$ , який утворюється внаслідок космогенної активації в міді, а також  $^{87}\text{Rb}$  та  $^{90}\text{Sr}+^{90}\text{Y}$  в кристалах. Внесок розпаду  $^{99}\text{Mo}$  в кристалах внаслідок активації нейтронами також було змодельовано для даних у перші дні експерименту.

Розпади генерувалися в елементах установки, а також на поверхнях елементів для близьких джерел, де поверхневі забруднення могли створювати характерний радіоактивний фон. Поверхневі забруднення моделюються за експоненціальним законом  $e^{-x/\lambda}$ , де  $\lambda$  є змінним параметром глибини для матеріалу.

В програмі Geant4 для моделювання проходження частинок в середовищі елементів експериментальної установки було використано пакет фізики LIVERMORE для низьких енергій [179].

### 3.3.1 Моделювання геометрії установки

В моделюваннях методом Монте-Карло в Geant4 було реалізовано детальну геометрію веж з детекторами установки CUPID-Mo. Зокрема, було відтворено розмір кожного кристала  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  з урахуванням унікальних особливостей, щоб врахувати відмінності між кристалами. Було детально відтворено геометрію германієвих світлових детекторів, тефлонових затискачів, світловідбивних плівок, що оточує кристали, а також мідних тримачів. На Рис. 2.2 показано реалізацію геометрії установки CUPID-Mo в Geant4 візуалізованою всередині мідного екрана 10 мК з п'ятьма вежами попереду. Враховано також геометрію кабелів зчитування, пружин та германієвих детекторів EDELWEISS та їхні роз'єми. Мідна структура, що підтримує кристали, складається з чотирьох мідних пластин і трьох мідних колон, виготовлених з очищеної міді марки

NOSV, що також включена в змодельовану геометрію. Також було змодельовано чотири мідні ґратки з латунними гвинтами з достатньо великою масою (див. Табл. 3.2).

На Рис. 3.3 показано результати моделювання геометрії в Geant4 кріостата та електроніки в установці CUPID-Mo. Мідні екрани 10 мК, 1 К, 50 К, 100 К та 300 К, поліетиленовий та свинцевий зовнішній захист також змодельовано окремо. Слід зазначити, що розробка моделей геометрії в Geant4 триває і надалі з метою включати також і менш радіаційно чисті компоненти, які розташовані поза екраном 1К, наприклад, блок розведення, зовнішня електроніка в області «300 К», насоси та резервуар з гелієм, який, як очікується, є важливим для моделювання нейтронів.

### 3.3.2 Моделювання стабілізаційних пружин

Через відносно високу внутрішню забрудненість радіонуклідами  $^{228}\text{Th}$  та  $^{40}\text{K}$  (див. Табл. 3.1), та близьке розташування до детекторів CUPID-Mo, стабілізуючі пружини розглядалися як потенційне джерело фону. У цій частині розділу наведено основні аспекти реалізації геометрії стабілізаційні пружини в програмі Geant4.

Табл. 3.3. Радіоактивні забруднення в стабілізаційних пружинах.

Ряд	Радіонуклід	Активність, мБк / кг
	$^{40}\text{K}$	$3.6(4) \cdot 10^3$
	$^{137}\text{Cs}$	< 4.3
	$^{60}\text{Co}$	15(5)
	$^{235}\text{U}$	< 11
$^{232}\text{Th}$	$^{228}\text{Th}$	21(5)
	$^{228}\text{Ra}$	26(9)
$^{238}\text{U}$	$^{226}\text{Ra}$	11(3)
	$^{234}\text{Th}$	< $0.23 \cdot 10^3$
	$^{234\text{m}}\text{Pa}$	< $1.3 \cdot 10^3$

Задачею стабілізаційних пружин в установці CUPID-Mo є утримувати вежу з детекторами та запобігання її коливанням. Кожна вежа тримається завдяки трьом стабілізаційним пружинам (див. Рис. 3.4). Стабілізаційні пружини виготовлені з нержавіючої сталі, і кожна з них має масу у 0.54 г. Розміри стабілізаційної пружини показані на схемі на Рис. 3.6.

В моделі Geant4, форма стабілізаційної пружини була реалізована як ланцюжок об'єднаних під кутом половинок тороїду. Кожна половина тороїду з'єднана з попередньою з певним зсувом і кутом обертанням. Кількість половинок тору в ланцюжку однієї пружини було розраховано, беручи до уваги масу та довжину пружини. За таким принципом було реалізовано геометрію пружин.

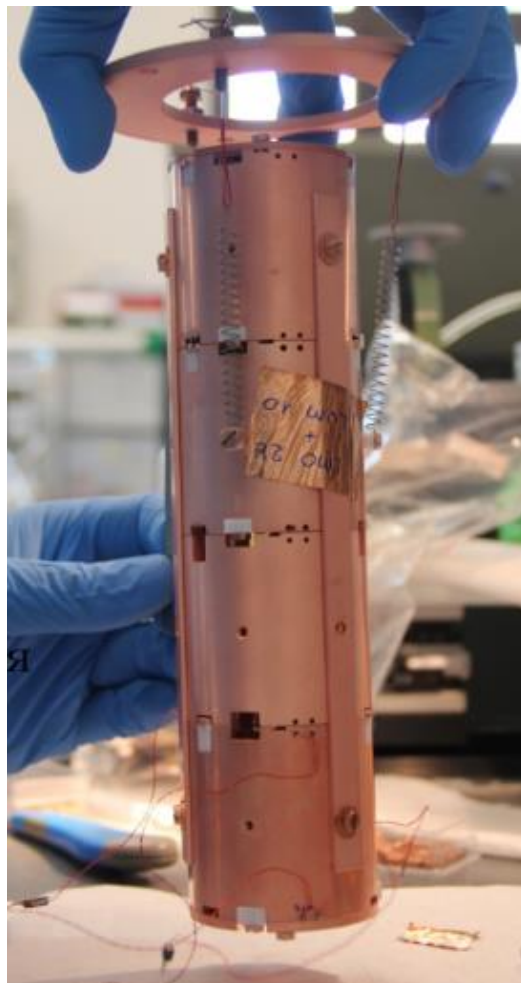


Рис. 3.4. Фото вежі з чотирма детекторами, що тримається за рахунок трьох стабілізуючих пружин.

Використання класу G4UnionSolid для об'єднання вищевказаного ланцюжка половинок тороїдів, з якого складається реалізована пружина, як одного фізичного об'єкта, показало негативний вплив на швидкодію розрахунку програми моделювання в Geant4. Тому ланцюжок половинок тороїдів було об'єднано разом з використанням класу G4AssemblyVolume. В результаті одну пружину можна було розглядати як окремий складний елемент, а також моделювати в ньому радіоактивні розпади.

Як видно на Рис. 3.4, пружини знаходяться під певним кутом відносно вертикальної осі і розташовуються на певній відстані від вежі. Навколо кожної вежі з проміжком у  $120^\circ$  розташовано три стабілізаційних пружини (див. Рис. 3.5). Точка, що відповідає середині пружини, лежить в одній площині з точкою посередині між двома верхніми детекторами вежі. Швидкість лічби в кожному з детекторів від радіоактивного випромінювання з пружин буде різна, та, відповідно, найбільшою в двох верхніх детекторах.

В моделюваннях методом Монте-Карло випадковим чином розігруються точки, де відбувається розпад заданих ядер та генеруються частинки з певною кінематикою, що також розігрується випадковим чином. Частинки, що є

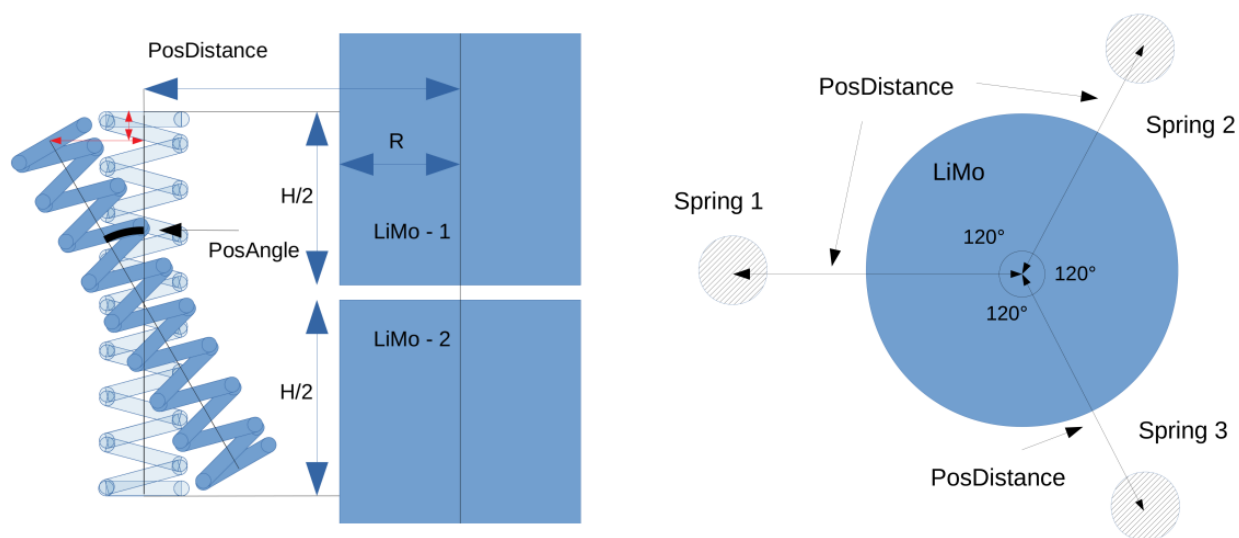


Рис. 3.5. Схема розташування пружин по відношенню до вежі з детекторами. Вид збоку (ліворуч) та вид зверху (праворуч) (Тут PosAngle =  $7^\circ$ , PosDistance = 3.2 см).



продуктами розпаду, рухаються в довільних напрямках, та, потрапляючи в детектори  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ , передають певну кількість енергії або поглинаються повністю. Це значення переданої енергії записується та зберігається.

В програмі Geant4 немає вбудованих функцій для рівноймовірної випадкової генерації точок в конкретному заданому об'ємі, що може мати довільну форму, та початкові позиції для генерації частинок встановлюються заданням координат. Для простих об'єктів, таких як циліндр чи сфера, розігрування рівноймовірно випадкових точок всередині об'єму можна виконати аналітично, розрахувавши координати та використовуючи генератор випадкових чисел. Проте для складних об'єктів, як пружина, аналітичний розрахунок координат є дуже складним.

Алгоритм генерування випадкових точок в конкретному елементі установки CUPID-Mo полягає в тому, що випадковим чином генерується точка в межах усієї установки і перевіряється, чи належить вона потрібному елементу установки. Якщо вона не належить потрібному елементу установки, розігрується наступна, доки умова не буде задовільнена. Для цього алгоритму ймовірність генерації точки всередині певного об'єму або матеріалу можна обчислити як:

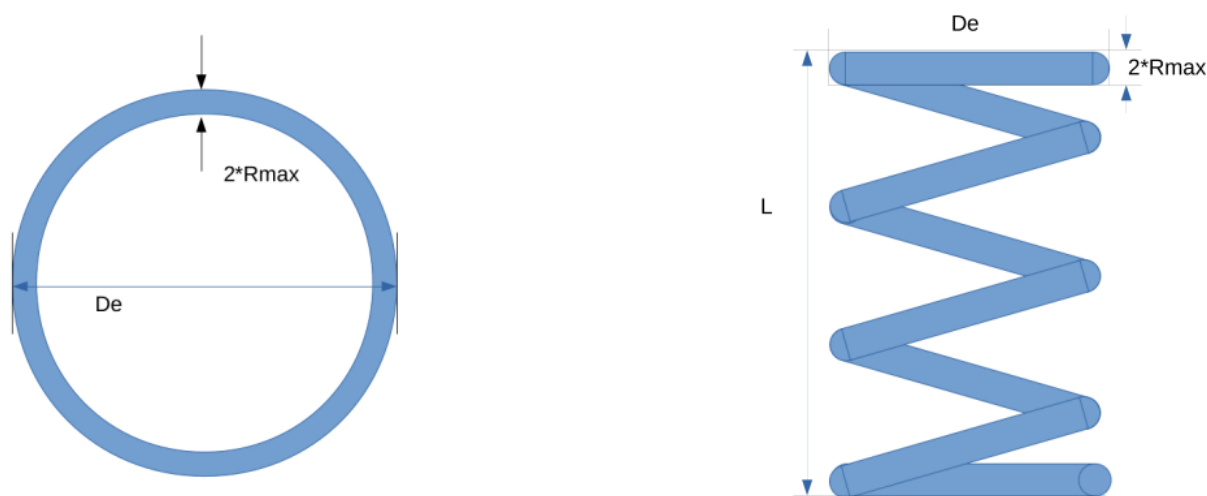


Рис. 3.6. Схема з розмірами пружини. Вид зверху (ліворуч) та вид збоку (праворуч) (Тут  $D_e = 5.5$  мм,  $R_{max} = 0.25$  мм та  $L = 5.1$  см).

$$p_i = V_i/V_0, \quad (3.1)$$

де  $V_i$  – це об’єм елемента, в якому треба згенерувати точку, а  $V_0$  – об’єм загальної області, де рівномірно розігруються випадковим чином координати точки. У випадку рівномірної генерації випадкової точки в об’ємі пружини, алгоритм матиме дуже низьку ефективність, якщо генерувати випадкові координати з усього об’єму установки CUPID-Мо. Тому для генерування випадкових точок в пружинах було зменшено  $V_0$  до найменшого об’єму циліндру, в який можна помістити об’єкт пружини. Слід зазначити, що в Geant4 для менш складних об’єктів можна використовувати вбудований метод класу G4VSolid з назвою BoundingLimits, який дозволяє отримати дві діагональні точки описаного навколо заданого об’єкта куба.

Результати моделювання геометрії стабілізаційних пружин навколо веж з детекторами CUPID-Мо наведено на Рис. 3.7.

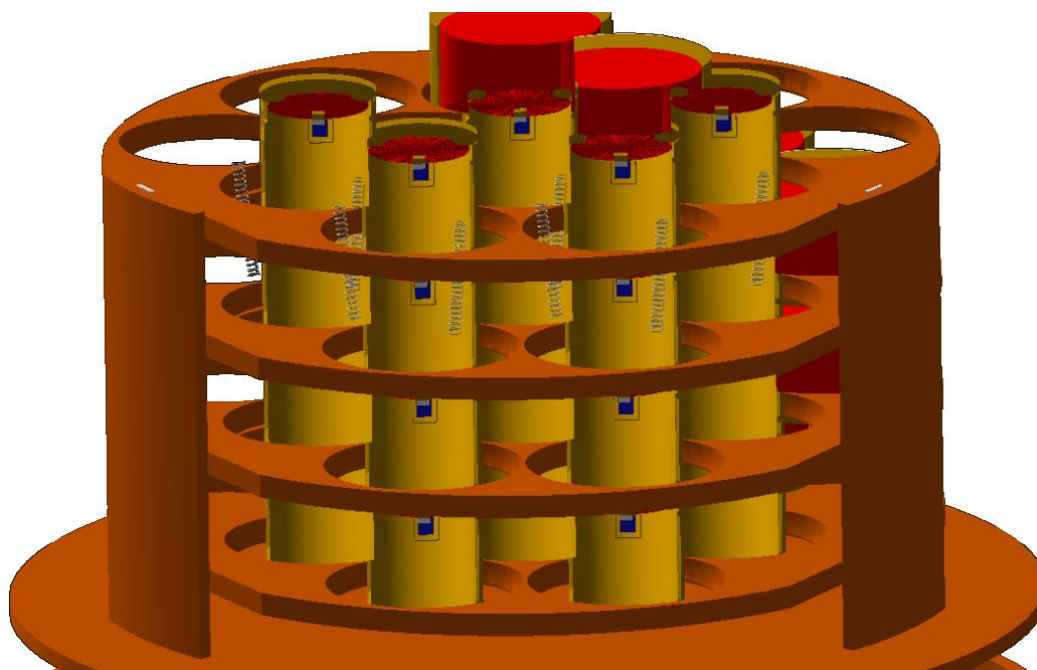


Рис. 3.7. Результати реалізації геометрії стабілізаційних пружин. Вид збоку на відкритий кріостат без мідних екранів із 5 вежами з детекторами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ .

### 3.3.3 Моделювання мідних ґраток та латунних гвинтів

Як було показано в Табл. 3.2, латунні гвинти, що знаходяться в мідних ґратках, мають достатньо велику масу та радіоактивну забрудненість, тому є одним із суттєвих джерел радіоактивного фону.

Мідними ґратками є три пластини, товщиною 14 мм, що прикріплені латунними гвинтами до структури, що складається з тримачів веж із детекторами та чотирьох мідних пластин (див Рис. 3.2). Одна пластина мідної ґратки має 16 отворів по 4 рядки, в яких закручені латунні гвинти. Розміри латунного гвинта мають наступні параметри: довжина ніжки — 19 мм, діаметр ніжки — 6 мм, висота шапочки 3.6 мм та діаметр шапочки — 12 мм.

Геометрію окремого гвинта було спрощено реалізовано циліндром з такою ж самою масою, що відповідає оригінальній (див Рис. 3.8).

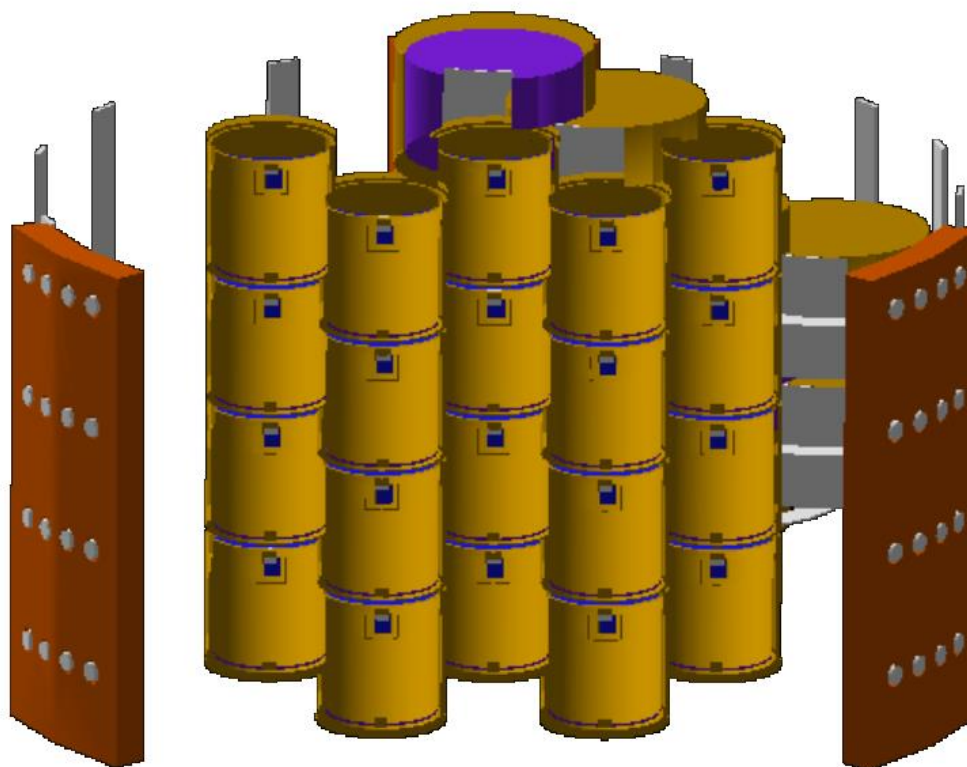


Рис. 3.8. Візуалізація в Geant4 мідних ґраток із латунними гвинтами разом із масивом детекторів. Вид збоку на відкритий криостат без мідних екранів та мідної структури тримачів із 5 вежами з детекторами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ .

### 3.4 РЕЗУЛЬТАТИ ВИКОРИСТАННЯ МОДЕЛЮВАНЬ

#### 3.4.1 Активність джерел з результатів апроксимації

В Табл. 3.4 наведено активності радіоактивних забруднностей певних елементів установки, що було отримано з результатів апроксимації експериментального спектра детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  моделями фону.

Отримана в результаті апроксимації експериментального спектра моделями фону сумарна активність радіоактивних забруднностей елементів, які безпосередньо розташовані біля кристалів, перевищує виміряне значення. Цю розбіжність можна пояснити додатковим радіоактивним забрудненням світловідбивальної фольги під час процесу збирання детектора.

Щодо поверхневої активності на світловідбивальних фольгах, то було виконано додаткові вимірювання з детектором  $\text{ViPo-3}$  [173], згідно з якими

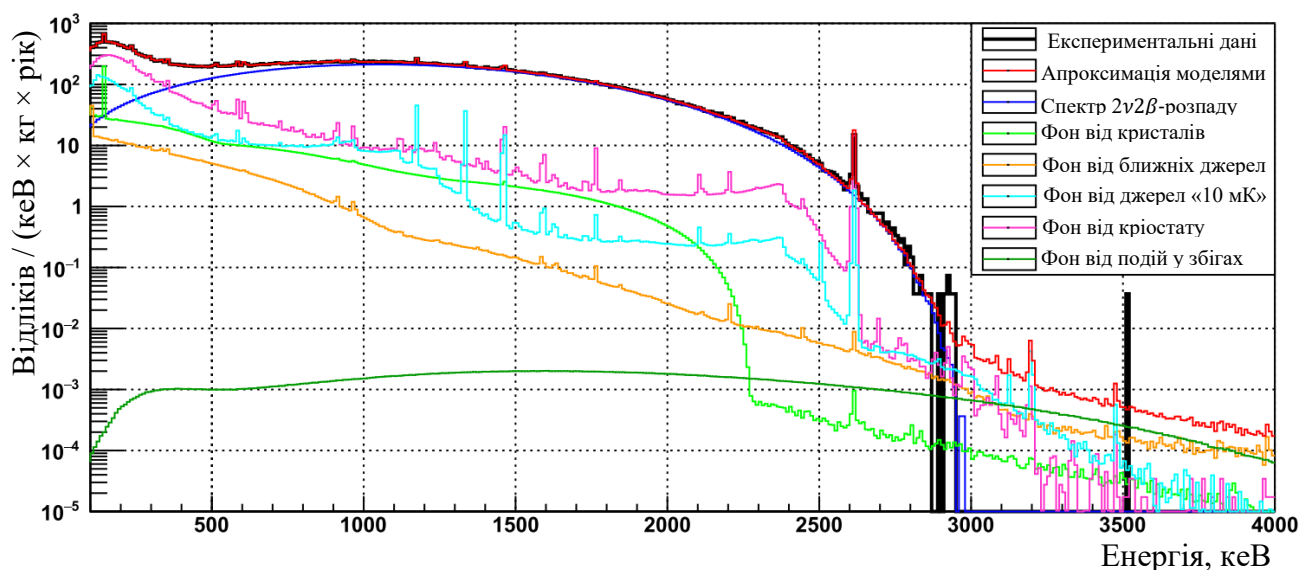


Рис. 3.9. Апроксимація моделями фону експериментального  $\beta(\gamma)$  спектру детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  в режимі анти-збігів, згрупованими за розташуванням джерел. Синя крива, що відповідає  $2\nu 2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  є домінуючим внеском в області енергій [350–3000] кеВ. Найбільший внесок в фон нижче 3 МеВ, є криостат та екрани, що показано пурпуровою кривою. Рисунок взято з роботи [167].

сумарна поверхнева активність, отримана за допомогою апроксимації, добре узгоджується в межах невизначеності з обома вимірюваннями.

Табл. 3.4. Радіоактивні забруднення компонентів установки, отримані з результатів апроксимації експериментального спектра моделями фону.

Компонент	Радіонуклід	Отримана активність, мБк / кг	Виміряна активність, мБк / кг
Елементи поряд з кристалами	$^{238}\text{U}$ в $^{210}\text{Pb}$	$9.2 \pm 1.0$	Рефлектори: $0.17 \pm 0.05$
	$^{210}\text{Pb}$	$< 17$	
	$^{232}\text{Th}$ в $^{208}\text{Pb}$	$< 2.3$	Рефлектори: $0.05 \pm 0.01$
Пружини	$^{228}\text{Ac}$	$< 217$	
	$^{228}\text{Th}$ в $^{208}\text{Pb}$	$20 \pm 5$	$21 \pm 5$
	$^{226}\text{Ra}$ в $^{210}\text{Pb}$	$10 \pm 3$	$11 \pm 3$
	$^{40}\text{K}$	$3440^{+450}_{-340}$	$3600 \pm 400$
Кабелі Картон	$^{228}\text{Ac}$	$< 139$	
	$^{228}\text{Th}$ в $^{208}\text{Pb}$	$< 28$	$15 \pm 10$
	$^{226}\text{Ra}$ в $^{210}\text{Pb}$	$< 13$	$8 \pm 6$
Латунні гвинти	$^{228}\text{Ac}$	$< 24$	
	$^{228}\text{Th}$ в $^{208}\text{Pb}$	$< 18$	$3.5 \pm 0.9$
Мідні екрани	$^{228}\text{Ac}$	$< 0.38$	
	$^{228}\text{Th}$ в $^{208}\text{Pb}$	$< 0.40$	$0.024 \pm 0.012$
	$^{226}\text{Ra}$ в $^{210}\text{Pb}$	$< 0.15$	$< 0.04$

Отримані активності радіоактивних забруднень в кабелях Картон, конекторах, латунних гвинтах та мідних тримачах добре узгоджуються з вимірними значеннями. Отримана з результатів апроксимації активність в мідних екранах вища за вимірні значення для такого типу очищеної міді. Це вказує на додаткове забруднення, яке може виникнути під час виготовлення екранів, наприклад, через зварювання. Окрім цього, з експериментальних даних

було спостережено, що детектори, які розташовані ближче до зварювальних швів на екранах кріостатів, мають вищу активність піку 2615 кеВ від  $^{208}\text{Tl}$ .

Отриманий з апроксимації рівень забруднення  $^{226}\text{Ra}$ , що присутній в щілині між останнім екраном кріостата та зовнішнім свинцевим захистом, зведений до одиниць концентрації радону, має значення  $22 \pm 3$  мБк/м<sup>3</sup>, що добре узгоджується з отриманим для системи очищення радону в підземній лабораторії Модан значенням, рівним 20 мБк/м<sup>3</sup> [171].

На Рис. 3.9 видно, що на енергетичному проміжку 0.8 – 3 МеВ домінантним внеском в фон є  $2\nu\beta\beta$ -розпад  $^{100}\text{Mo}$ , а також фон від радіоактивної забрудненості в матеріалах кріостату та екранів.

### 3.4.2 Оцінка рівня фону в області шуканого ефекту

Використовуючи результати апроксимації експериментального спектра моделями фону, було оцінено рівень фону для шуканого ефекту  $0\nu2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  в області  $\pm 15$  кеВ навколо 3034 кеВ:

$$b = 2.7_{-0.6}^{+0.7}(\text{стат.})_{-0.5}^{+1.1}(\text{сист.}) \times 10^{-3} \text{ відліків / (кеВ} \cdot \text{кг} \cdot \text{рік)} \quad (3.2)$$

В одиницях молей ізотопу  $^{100}\text{Mo}$  та енергетичної роздільної здатності  $\Delta E_{FWHM}$  (ПШПВ):

$$b = 3.7_{-0.8}^{+0.9}(\text{стат.})_{-0.7}^{+1.5}(\text{сист.}) \times 10^{-3} \text{ відліків / } (\Delta E_{FWHM} \times \text{моль} \times \text{рік)} \quad (3.3)$$

Цей рівень фону на даний момент є найнижчим значенням, досягнутим в болометричному експерименті з пошуку  $0\nu2\beta$ -розпаду.

Джерела радіоактивного фону в детекторах можна поділити на п'ять категорій: фон від кристалів, події у випадкових збігах, фон від ближніх до кристалів джерел, фон від елементів установки за областю «10 мК» та фон від кріостату та екранів. Слід зазначити, що лише перші три категорії належать до елементів, що були розроблені в рамках експерименту CUPID-Mo. Як згадувалось раніше, до ближніх джерел відносяться всі елементи, розташовані безпосередньо біля кристалів, тобто тефлонові з'єднувачі, дроти, нагрівачі.

Останні дві категорії охоплюють елементи кріостату EDELWEISS, який було розроблено в першу чергу для пошуку темної матерії, а не  $0\nu 2\beta$ -розпаду. Також було визначено, що радіоактивний фон від кристалів дає найменший внесок в загальний рівень фону і рівний:

$$b_{LMO} = 8.1_{-2.5}^{+3.5} \times 10^{-5} \text{ відліків / (кеВ} \cdot \text{кг} \cdot \text{рік)} \quad (3.4)$$

Верхня межа для оцінки рівня фону від подій у випадкових збігах відповідає обмеженню  $< 1.4 \times 10^{-3}$  відліків/(кеВ · кг · рік) (з довірчим інтервалом 90%). Це потенційно є основний внесок в загальний рівень фону, зокрема через низьку часову роздільну здатність детекторів CUPID-Mo. На Рис. 3.10 наведено внесок кожної з п'яти категорій джерел фону в експерименті CUPID-Mo.

### 3.4.3 Обмеження на період напіврозпаду безнейтринного подвійного бета-розпаду ядра $^{100}\text{Mo}$

Для отримання обмеження на період напіврозпаду  $T_{1/2}^{0\nu}$  безнейтринного  $2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  використовувався баєсівський статистичний аналіз [141], де рівень фону в області шуканого ефекту фігурував як параметр мінімізації.

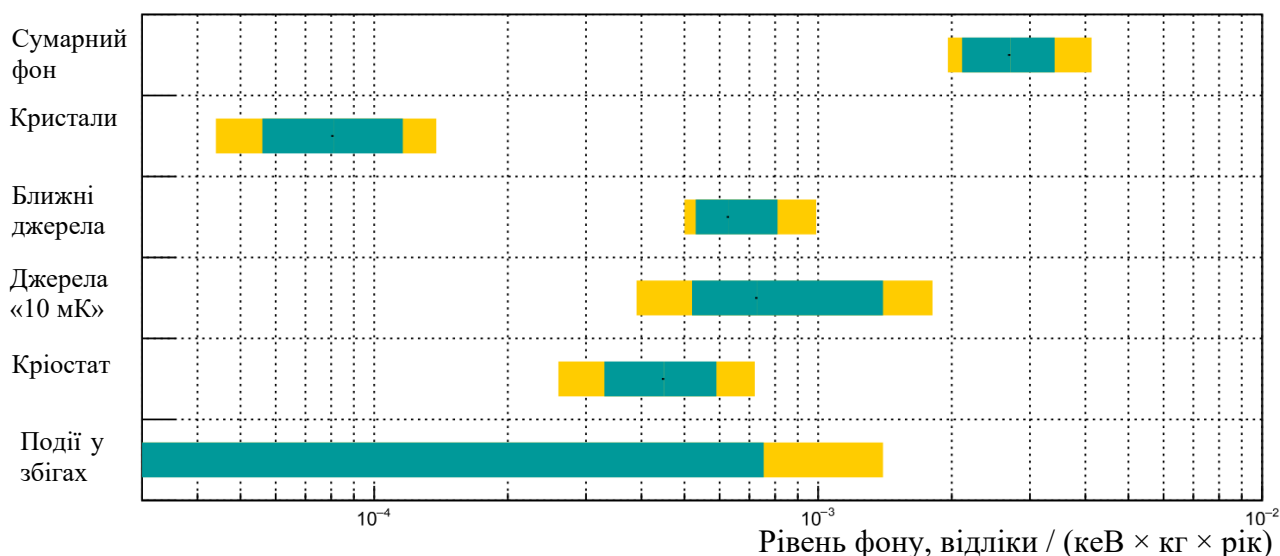


Рис. 3.10. Внесок радіоактивного фону в сумарний фон експерименту CUPID-Mo наступних джерел: фон від кристалів, події у випадкових збігах, фон від ближніх до кристалів джерел, фон від елементів установки за областю 10 мК та фон від кріостату та екранів. Рисунок взято з роботи [167].

Оскільки в експерименті CUPID-Mo експозиція є відносно низькою (1.47 кг × рік для  $^{100}\text{Mo}$ ) для визначення рівня фону в області шуканого ефекту, тому для цього використовувались моделювання методом Монте-Карло. Це значення рівня фону було встановлено як початкове значення для параметра мінімізації [108].

За результатами експерименту CUPID-Mo подій в області шуканого ефекту спостережено не було, тому було встановлено обмеження на період напіврозпаду  $T_{1/2}^{0\nu}$  безнейтринного  $2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  [108]:

$$T_{1/2}^{0\nu} > 1.8 \times 10^{24} \text{ років (довірчий інтервал 90\%)} \quad (3.5)$$

Це обмеження є більш точним за перше отримане в експерименті CUPID-Mo значення  $T_{1/2}^{0\nu} > 1.5 \times 10^{24}$  років [141], та, на даний момент, є найбільш жорстким обмеженням на період напіврозпаду безнейтринного  $2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$ . Також, в рамках моделі обміну легкими майоранівськими нейтрино, було встановлено обмеження на ефективну масу майоранівського нейтрино:

$$\langle m_{\beta\beta} \rangle < (0.28 - 0.49) \text{ eV} \quad (3.6)$$

#### 3.4.4 Вимірювання подвійного бета-розпаду $^{100}\text{Mo}$ на збуджені стани $^{100}\text{Ru}$

Моделювання методом Монте-Карло фону в експерименті CUPID-Mo було використано в баєсівському статистичному аналізі експериментальних даних, що дало можливість дослідити період напіврозпаду  $0\nu 2\beta$ - та  $2\nu 2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  на перші два збуджені стани ( $2_1^+$  та  $0_1^+$ )  $^{100}\text{Ru}$ . Було виміряно період напіврозпаду  $T_{1/2}^{2\nu \rightarrow 0_1^+}$  ядра  $^{100}\text{Mo}$  [147]:

$$T_{1/2}^{2\nu \rightarrow 0_1^+} = [7.5 \pm 0.8 \text{ (стат.)}_{-0.3}^{+0.4} \text{ (сист.)}] \times 10^{20} \text{ років} \quad (3.7)$$

Це нове значення, в межах невизначеностей, узгоджується з попереднім експериментальним вимірюванням [180].

Для інших трьох мод розпаду було встановлено обмеження [147]:

$$T_{1/2}^{2\nu \rightarrow 2_1^+} > 4.4 \times 10^{21} \text{ років (довірчий інтервал 90\%)} \quad (3.8)$$



$$T_{1/2}^{0\nu\rightarrow 0_1^+} = 1.2 \times 10^{23} \text{ років (довірчий інтервал 90\%),} \quad (3.9)$$

$$T_{1/2}^{0\nu\rightarrow 2_1^+} = 2.1 \times 10^{23} \text{ років (довірчий інтервал 90\%).} \quad (3.10)$$

Це нові найжорсткіші обмеження на період напіврозпаду для цих процесів, що у 1.3 рази точніші за попередні експериментальні вимірювання в експерименті NEMO-3 [181]. Чутливість в експерименті CUPID-Mo обмежена малим розміром масиву детекторів. В майбутніх великомасштабних експериментах, таких як CUPID [145] та CROSS [182] буде використовуватись більший масив детекторів та більша експозиція, що дозволить суттєво збільшити чутливість.

### 3.4.5 Вимірювання періоду напіврозпаду подвійного бета-розпаду та форми спектра ядра $^{100}\text{Mo}$

З результатів апроксимації експериментальних даних CUPID-Mo моделями фону та моделлю спектру  $2\nu 2\beta$ -розпаду, було отримано значення періоду напіврозпаду  $2\nu 2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$  на основний стан  $^{100}\text{Ru}$  [183]:

$$T_{1/2}^{2\nu} = [7.07 \pm 0.02 \text{ (стат.)} \pm 0.11 \text{ (сист.)}] \times 10^{18} \text{ років.} \quad (3.11)$$

На даний момент, це значення періоду напіврозпаду є найточнішим для  $2\nu 2\beta$ -розпаду  $^{100}\text{Mo}$ . Значення періоду напіврозпаду узгоджується з попереднім результатом експерименту CUPID-Mo, отриманим зі значно меншою експозицією [184], та отриманим в експерименті NEMO-3 [78]. Також, було виміряно нове значення фактора форми спектру  $2\nu 2\beta$ -розпаду ядра  $^{100}\text{Mo}$   $\xi_{3,1} = 0.45 \pm 0.03 \text{ (стат.)} \pm 0.05 \text{ (сист.)}$  [183].

## 3.5 ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 3

Було проведено детальне моделювання геометрії певних елементів установки CUPID-Mo, що розташовуються близько до детекторів та є джерелами радіоактивного фону в області шуканого ефекту. Враховуючи специфіку геометрії пружин, було реалізовано алгоритм генерування радіоактивних розпадів в пружинах, що покращує продуктивності виконання програми

моделювань. Також було змодельовано геометрію латунних гвинтів, що знаходяться в мідних ґратках навколо структури тримачів веж з детекторами.

Активності радіоактивних забруднень стабілізаційних пружин та латунних гвинтів в мідних ґратках, отримані з результатів апроксимації експериментального спектра детекторів моделями фону, добре узгоджуються з вимірними значеннями та відповідають значенням активності для радіонукліду  $^{228}\text{Th}$ :  $(20 \pm 5)$  мБк / кг (виміряне значення  $(21 \pm 5)$  мБк / кг) для стабілізаційних пружин, та  $(3.5 \pm 0.9)$  мБк / кг (виміряне значення  $< 18$  мБк / кг) для латунних гвинтів.

Результати досліджень, описаних у розділі, були опубліковані в роботах [108,167,147,141,183].

## РОЗДІЛ 4. МОДЕЛЮВАННЯ ДЛЯ ПРОЄКТУ CROSS

### 4.1 ВСТУП

Завдання зі зменшення радіоактивного фону в області шуканого ефекту відіграє вирішальне значення для експериментів з пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду (див. Розділ 1.6.2), тому важливою є розробка технологій, які могли б дозволити збільшити чутливість майбутніх експериментів до шуканого ефекту. В демонстраторі CROSS (Cryogenic Rare-event Observatory with Surface Sensitivity) випробовується нова болометрична технологія. В проєкті використовуються кристали молібдату літію ( $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ ) та оксиду телуру ( $\text{TeO}_2$ ), які працюють як болометричні детектори. На поверхні цих кристалів додане покриття з алюмінієвої плівки, що спричиняє зміну форми сигналів від подій радіоактивних розпадів, що відбуваються на поверхні детектора [182]. Це дозволяє знизити рівень радіоактивного фону в болометричних експериментах від поверхневих радіоактивних забруднень, що наразі є домінантним джерелом фону [91].

### 4.2 ОПИС ПРОЄКТУ CROSS

#### 4.2.1 Основна концепція проєкту

Експериментальне спостереження  $0\nu 2\beta$ -розпаду полягає в реєстрації події в детекторі, де два випромінювані електрони мають спільну загальну енергію, яка дорівнює енергії розпаду  $Q_{2\beta}$  шуканого ядра [185,10,186,187,188]. Характерною ознакою такої події є пік при енергії  $Q_{2\beta}$  в спектрі сумарної енергії двох електронів. В проєкті CROSS використовуються болометричні детектори, оскільки ця технологія є однією з найбільш ефективних для проведення чутливих пошуків  $0\nu 2\beta$ -розпаду [189]. Технологія болометричних детекторів забезпечує можливість використання великої кількості маси досліджуваного елемента, шляхом великого масиву детекторів, високу ефективність реєстрації, високу енергетичну роздільну здатність, а також низький рівень фону, завдяки дотриманню низької радіоактивної забрудненості матеріалів детекторів та методам відкидання фонових подій [190]. Для пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду використання ядра з високим значенням  $Q_{2\beta}$  дозволяє досліджувати

енергетичний спектр вище інтенсивного піку  $\gamma$ -квантів з енергією 2615 кеВ природної радіоактивності  $^{208}\text{Tl}$ . Цю умову задовольняє низка ядер з високим значенням  $Q_{2\beta}$ , які можна досліджувати за допомогою болометричної техніки:  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{76}\text{Ge}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{100}\text{Mo}$ ,  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{130}\text{Te}$  [182].

Болометрична техніка полягає у використанні кристала, що відіграє роль активної частини детектора та з'єданого з ним фононного датчика. Сигнал в детекторі, отриманий при дуже низьких температурах рівня 20 мК для великих болометрів з масою в діапазоні 0.1–1 кг, являє собою фононний імпульс, що реєструється датчиком [182]. В проєкті CROSS використовується два типи фононних датчиків [182]: нейтронно-трансмутаційно легований (NTD) германієвий термістор [191] (за схемою, прийнятою в експериментах Cuoricino та CUORE [39]), який є чутливим до теплових фононів та з певним наближенням може розглядатись як термометр, і тонка плівка NbSi [192,193], яка є швидшою та виявляє значну чутливість до аtermальних фононів.

#### 4.2.2 Вибір досліджуваних ядер

Вибір досліджуваних ядер та матеріалів для детекторів в проєкті CROSS базується на досвіді використання болометричних технік для пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду наступних проєктів: MIBETA [89], Cuoricino [194], CUORE [39], LUCIFER/CUPID-0 [121] та LUMINEU/CUPID-Mo [77,160]. На даний момент результати використання понад 10 різних сполук показують [182], що найкращим вибором є кристали оксиду телуру  $\text{TeO}_2$  [39,195] та молібдату літію  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  [77,160,123], що містять досліджувані ядра  $^{130}\text{Te}$  та  $^{100}\text{Mo}$  відповідно.

Кристали оксиду телуру  $\text{TeO}_2$  було детально вивчено, оскільки він використовувався в експерименті CUORE, про що згадувалося раніше. Детектори на основі  $\text{TeO}_2$  показують хорошу енергетичну роздільну здатність на рівні  $\sim 5$  кеВ ПШПВ в області навколо  $Q_{2\beta} = 2527$  кеВ ядра  $^{130}\text{Te}$  і достатньо низьку внутрішню радіоактивну забрудненість  $< 1$  мкБк/кг для  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  та їхніх дочірніх радіонуклідів [195]. Попередні результати використання кристалів  $\text{TeO}_2$ , вирощених зі збагаченим складом ізотопу телуру  $^{130}\text{Te}$  на рівні 92%,

показують хорошу продуктивність [118]. Недоліком використання ядра  $^{130}\text{Te}$  для пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду є те, що значення його  $Q_{2\beta}$  є нижчим інтенсивного піку  $\gamma$ -квантів з енергією 2615 кеВ природної радіоактивності  $^{208}\text{Tl}$ . Тому дотримання низького рівня радіоактивної забрудненості  $^{232}\text{Th}$  є критичною задачею подібних експериментів, на що також вказують результати моделювання фону в експерименті CUORE. Ще одна перешкода, пов'язана з використанням кристалів з досліджуваним ядром  $^{130}\text{Te}$ , полягає в тому, що сполука  $\text{TeO}_2$ , має низький сцинтиляційний вихід [196,197]. Тому щоб виключити вплив зареєстрованих подій від  $\alpha$ -частинок, у майбутніх модернізаціях, болометричний детектор з  $\text{TeO}_2$  повинен реєструвати достатньо слабе черенковське випромінювання, що випускається  $\beta$ -частинками [198]. Цей підхід вимагає додаткових досліджень та технологій, розробки яких тривають і досі [190].

Головною перевагою у використанні кристалів  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  є те, що досліджуване ядро  $^{100}\text{Mo}$  має високу енергію розпаду  $Q_{2\beta} = 3034$  кеВ, що лежить на енергетичному спектрі вище інтенсивного піку  $\gamma$ -квантів з енергією 2615 кеВ природної радіоактивності ядра  $^{208}\text{Tl}$ . Ефективність використання кристалів такого типу підтверджена [199] та широко протестована в проєктах зі сцинтиляційними болометрами LUMINEU та CUPID-Mo. В рамках цих експериментів було отримано кристали великого об'єму, що містять молібден, збагачений досліджуваним ізотопом  $^{100}\text{Mo}$  до рівня 97–99% [77,160,123]. В кристалах була досягнута хороша енергетична роздільна здатність на рівні  $\sim 5$  кеВ ПШПВ в області шуканого ефекту  $Q_{2\beta}$  і низька радіоактивна забрудненість  $< 3$  мкБк/кг для  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$  та їхніх дочірніх радіонуклідів. Процес створення кристалів з  $^{100}\text{Mo}$  має достатньо низьку вартість та високу швидкість виробництва [200,201]. Недоліком використання ядра  $^{100}\text{Mo}$  для пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду є відносно малий період напіврозпаду  $2\nu 2\beta$ -розпаду ( $T_{1/2} \approx 7 \times 10^{18}$  років [202]), що створює фон в області шуканого ефекту через випадкові збіги подій з  $2\nu 2\beta$ -розпаду [203] (див. також Розділ 1.6.3).

Виробництво збагачених кристалів з  $^{130}\text{Te}$  та  $^{100}\text{Mo}$  у великій кількості загалом є доступним [187]. Слід також зазначити, що природна ізотопна поширеність ізотопу  $^{130}\text{Te}$  є дуже високою, близько 34%, що приблизно в 3 рази вище, ніж для ядра  $^{100}\text{Mo}$  [204] (див Табл. 1.1).

Метою проєкту CROSS є дослідження використання обох кристалів з  $^{130}\text{Te}$  та  $^{100}\text{Mo}$  [182]. Це дає можливість вибору елементів для дослідження в майбутніх великомасштабних болометричних експериментах, а також забезпечує доступні технології для експерименту, де будуть використовуватись обидва варіанти кристалів [205]. Використання технології, яка не передбачає детектування світла, для зниження фону від поверхневого радіоактивного забруднення, є виправданим варіантом для реалізації у випадку кристалів  $\text{TeO}_2$ . Це зумовлено тим, що технологія, яка полягає у реєстрації черенковського світла, є достатньо складною для цього типу кристалів. Внаслідок цього, в такому підході радіоактивний фон буде мати суттєвий внесок в установці, де використовуються кристали  $\text{TeO}_2$ . Проте винятково висока природна ізотопна поширеність  $^{130}\text{Te}$  та можливість того, що майбутні великомасштабні експерименти можна буде проводити в надзвичайно радіоактивно чистому середовищі, виправдовують дослідження використання кристалів  $\text{TeO}_2$  в рамках проєкту CROSS [182]. Також подібні технології можуть допомогти знизити вплив фону від  $2\nu 2\beta$ -розпаду у випадку використання досліджуваних ядер  $^{100}\text{Mo}$ , використовуючи тонкі плівки  $\text{NbSi}$  як датчики температури, які характеризуються швидким часом наростання імпульсу — близько мілісекунди навіть у великих кристалах. Проте, загалом, існують перспективні технології для відкидання цієї фонові складової на бажаному рівні шляхом аналізу сигналів від германієвих термісторів NTD [206].

#### **4.2.3 Технологія зниження фону від поверхневого радіоактивного забруднення**

Метою проєкту CROSS є розробка технології, здатної ідентифікувати та відкидати фонові події в детекторах від  $\alpha$ -частинок, утворення яких спричинене поверхневим радіоактивним забрудненням кристалів, з ефективністю понад

99.9% без суттєвого впливу на реєстрацію сигналів від  $0\nu 2\beta$ -розпаду. Такого результату вже було досягнуто в прототипах малої маси як для кристалів  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ , так і для  $\text{TeO}_2$ . Подібна технологія може дозволити відкидати фонові сигнали від  $\beta$ -частинок на поверхні кристалу глибиною приблизно 1 мм, що також дозволяє знизити радіоактивний фон [182].

Технологія зниження фону від поверхневих подій реалізовується шляхом розташування тонких алюмінієвих плівок товщиною декілька мікрон на поверхні кристалів  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  і  $\text{TeO}_2$ . Плівка виготовлена на основі надпровідного алюмінію, який має критичну температуру у  $\sim 1.2$  К [207]. Ця технологія була протестована в лабораторії CSNSM в Орсе (Франція) з використанням швидкого теплового датчика, що має час відгуку у  $\sim 1$  мс, який було з'єднано з кристалом  $\text{TeO}_2$  [208].

### 4.3 ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ CROSS

В установці проєкту CROSS, окрім сцинтиляційних болометрів  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  з природним [209,210] та збагаченим складом  $^{100}\text{Mo}$  [182] [211], також використовувались кристали  $\text{Li}_2^{100\text{depl}}\text{MoO}_4$  зі збідненим складом ізотопу  $^{100}\text{Mo}$  [212], зниженим до  $\sim 0.01\%$ , що майже в 1000 разів менше за природний склад цього ізотопу [212]. Кристали мають кубічну форму, розмір  $45 \times 45 \times 45$  мм<sup>3</sup> та масу 0.28 кг. Кріогенна установка CROSS [211,213] розташована в підземній лабораторії Канфранк (Іспанія), де потік космічних мюонів є дуже низьким [214]. Масив детекторів було встановлено всередині кріостата, як показано на Рис. 4.1. Як і в установці CUPID-Mo, вежі з детекторами було підвішено пружинами з нержавіючої сталі з метою стабілізації та зменшення вібрацій установки. Над масивом детекторів всередині кріостата встановлено внутрішній свинцевий захист у вигляді диска товщиною 13 см. Зовні вакуумна камера захищена шаром свинцю товщиною 25 см з низькою радіоактивною забрудненістю. Протягом усього експерименту в кріостаті циркулювало повітря, очищене від радіоактивного радону  $^{226}\text{Ra}$  до рівня  $\sim 1$  мБк/м<sup>3</sup> [215].

Для цих детекторів було проведено вимірювання з використанням калібрувального джерела  $^{232}\text{Th}$ , яке було виготовлено з торованого вольфрамового дроту [212].

#### 4.4 МОДЕЛЮВАННЯ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

Моделювання методом Монте-Карло було розроблено в програмному пакеті Geant4 версії 10.04 [166]. В моделюваннях була реалізована геометрія детекторів та інших елементів установки CROSS. Було реалізовано функції генерації кінематики частинок та їх початкових положень в елементах установки. Кінематика продуктів радіоактивних розпадів в елементах установки експерименту генерувалася за допомогою програми Decay0 [178]. З результатів

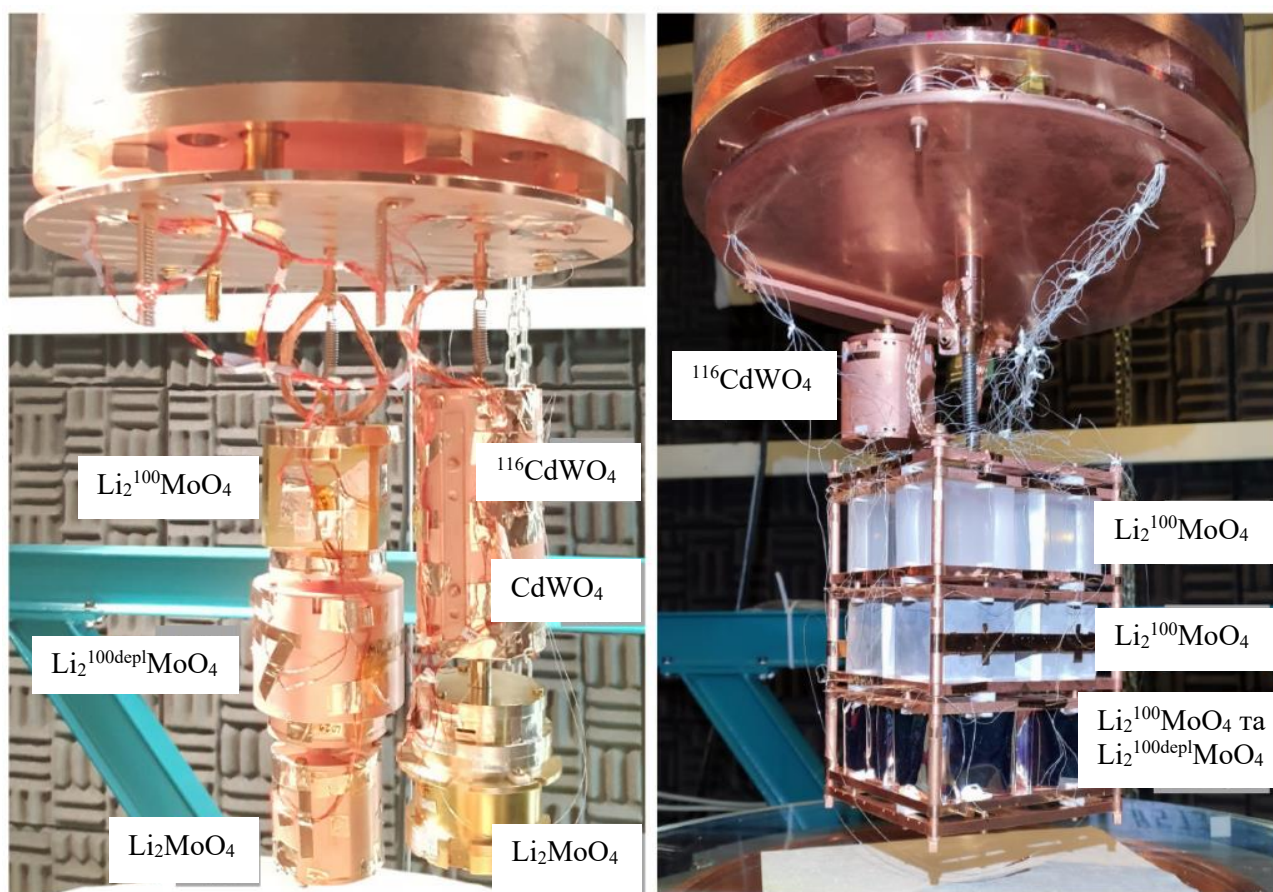


Рис. 4.1. Конфігурації детекторів установки CROSS із скінтіляційними болометрами  $\text{Li}_2^{100\text{depl}}\text{MoO}_4$ . Також використовувалися скінтіляційні болометри  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  з природним і збагаченим вмістом ( $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ ) ізоотопу молібдену  $^{100}\text{Mo}$ , і кристали  $\text{CdWO}_4$  з природним і збагаченим ( $^{116}\text{CdWO}_4$ ) складом  $^{116}\text{Cd}$  [224,225]. Рисунок взято з роботи [212].



моделювань отримувалась та зберігалась енергія, яку залишають згенеровані частинки в детекторах. В розробленій моделі на основі пакету Geant4 для проходження частинок в середовищі елементів експериментальної установки було використано електромагнітні моделі фізики LIVERMORE для низьких енергій [179].

#### 4.4.1 Моделювання геометрії кріостату

Спрощена схема кріостату, яку було реалізовано в моделюваннях, наведено на Рис. 4.2. Кріостат в експерименті CROSS складається з циліндричного простору розміром  $\varnothing 300 \times 650$  мм, в якому розміщуються вежі з детекторами. Як буде показано в наступних розділах, в моделюваннях використовувались різні конфігурації детекторів. Простір з детекторами оточується чотирма тонкими екранами, що відповідають різним областям кріостату, охолодженим до температур 10 мК, 1 К, 50 К та 100 К. Матеріалом найближчих трьох екранів є мідь, а для останнього, зовнішнього екрану в якості

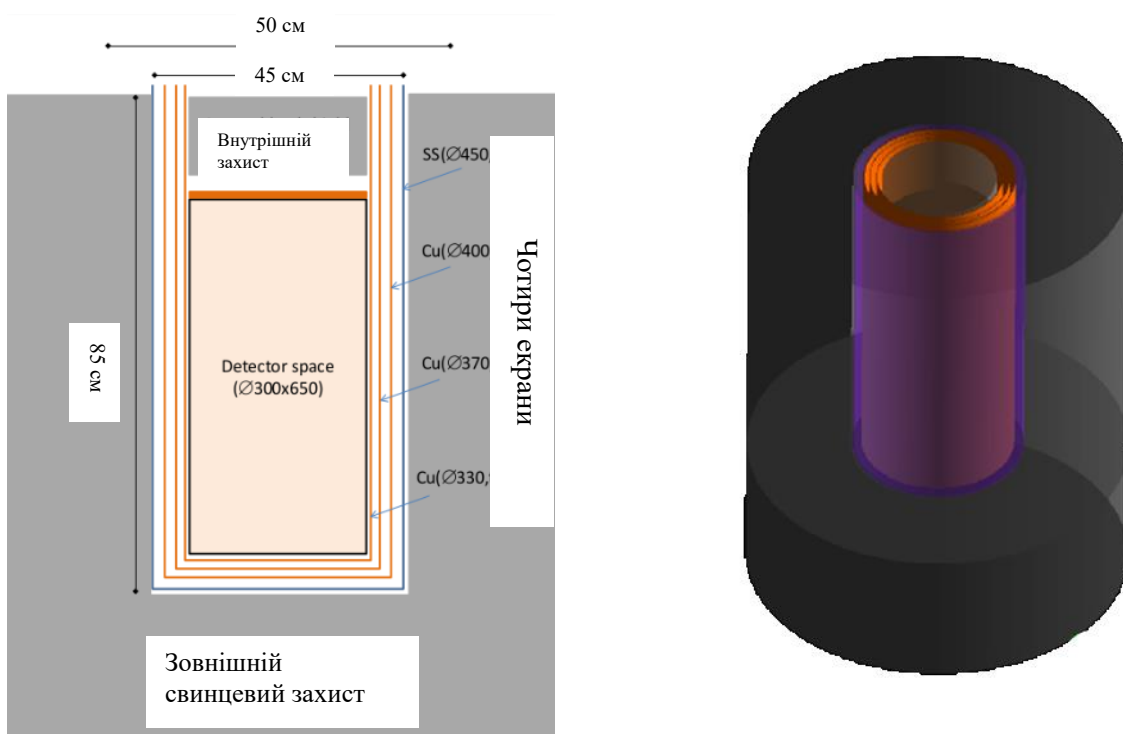


Рис. 4.2. (Ліворуч) Спрощена схема установки CROSS. (Праворуч) Реалізація в Geant4 кріостату CROSS, який складається з чотирьох екранів та зовнішнього і внутрішнього свинцевого захисту.

матеріалу була взята нержавіюча сталь. Над об'ємом, де розташовується масив детекторів, встановлено внутрішній захист з міді товщиною 13 см. Зовні кріостат оточено зовнішнім свинцевим захистом товщиною 25 см.

В моделюваннях методом Монте-Карло було відтворено детальну геометрію веж з детекторами демонстратора CROSS. Зокрема, було відтворено розмір кожного з кристалів розмірами  $45 \times 45 \times 45$  мм<sup>3</sup> разом з германієвими світловими детекторами, що розташовані над ними. Мідна структура, що підтримує кристали, складається з низки тонких циліндричних колонок, також включена в змодельовану геометрію. На Рис. 4.2. Рис. 4.3. показано реалізацію в Geant4 геометрії кріостату CROSS і масиву детекторів.

#### 4.4.2 Визначення оптимального розташування калібрувальних джерел

Метою моделювань методом Монте-Карло було визначення такої конфігурації калібрувальних джерел, яка буде давати найбільш рівномірну швидкість лічби в кожному з детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ . На ранньому етапі розробки установки CROSS для цих моделювань було обрано конфігурацію з максимальною кількістю детекторів, яка може поміститися в моделі кріостату.

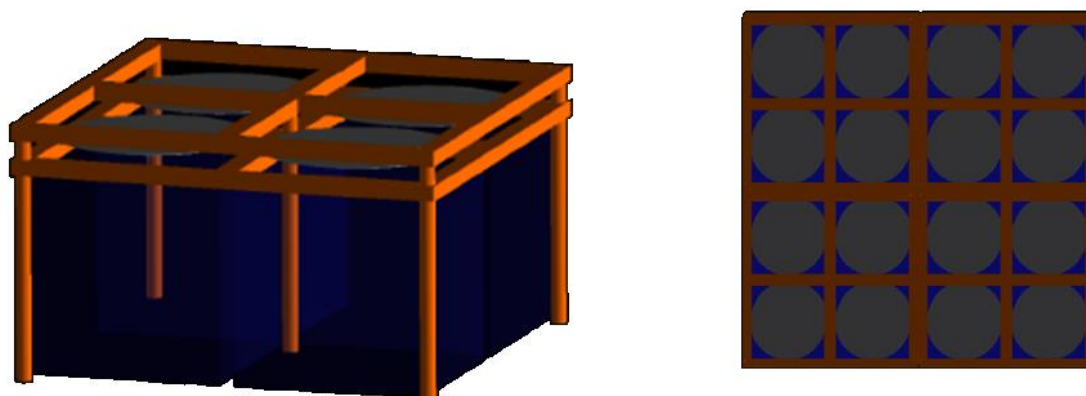


Рис. 4.3. (Ліворуч) Візуалізація в Geant4 мідного тримача, який складається з чотирьох детекторів розміром  $45 \times 45 \times 45$  мм, чотирьох світлових детекторів з германію діаметром 45 мм над ними та, мідної каркасної структури тримачів. (Праворуч) Вид зверху на чотири вежі, які складаються із чотирьох детекторів.

За розрахунками, в моделях установки вміщалося чотири вежі детекторів розмірами  $4.5 \times 4.5 \times 4.5 \text{ см}^3$  з загальною кількістю у 144 детектори.

Для моделювання використовувалась геометрія джерела у формі вольфрамового дроту діаметром 1 мм та довжиною 50 см та 70 см (масою 7.6 г та 10.6 г відповідно). Дроти було розташовано всередині установки між шаром свинцевого захисту та зовнішнього екрана, а також відцентровано симетрично по вертикалі відносно масиву детекторів. Розпади наступних калібрувальних джерел було змодельовано в дротах:  $^{208}\text{Tl}$ ,  $^{228}\text{Ac}$ ,  $^{212}\text{Bi}$  та  $^{212}\text{Pb}$ .

Було змодельовано наступні конфігурації калібрувальних джерел (див Рис. 4.4):

1. Чотири дроти, довжиною 50 см;
2. Чотири дроти, довжиною 70 см;
3. Вісім дротів, довжиною 70 см.

У випадку конфігурації з чотирьох джерел, дроти розташовувались симетрично до середини граней масиву детекторів з усіх сторін. В конфігурації з вісьмома джерелами, чотири дроти розташовувались так само як в попередній

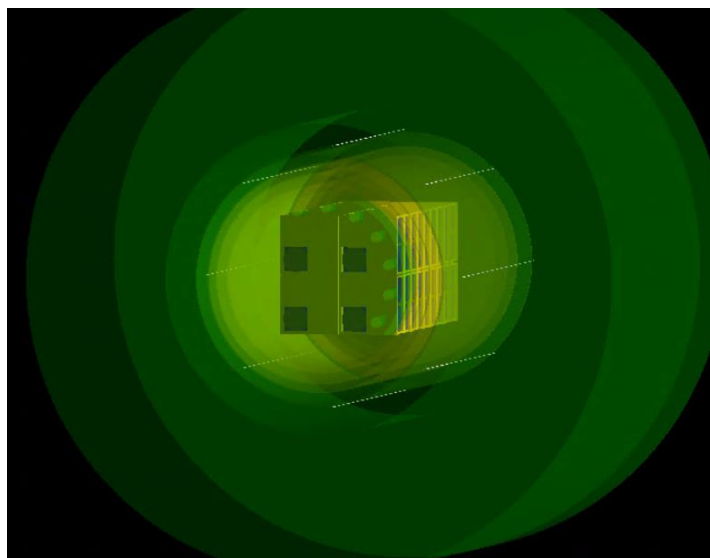


Рис. 4.4. Візуалізація в Geant4 масиву зі 144 детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  в установці CROSS із вісьмома калібрувальними джерелами.

конфігурації, а додаткові чотири джерела розташовувались в одній площини по діагоналі до масиву детекторів.

Рівномірність швидкості лічби визначалась за відношенням максимальної швидкості лічби до мінімальної з усього масиву детекторів в певній області енергій, характерній для калібрувального джерела. Як і очікувалося, у внутрішніх детекторах у нижній та верхній частині масиву спостерігається найнижча швидкість лічби, а найвищий показник був у детекторів зовні та всередині масиву детекторів.

Результати наведено в Табл. 4.1. Конфігурація з чотирма калібрувальними джерелами довжиною по 70 см дає найбільш рівномірну швидкість лічби в детекторах.

Табл. 4.1. Результати моделювання різних конфігурацій з калібрувальними джерелами в установці CROSS з 144 детекторами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ .

		Відношення максимальної до мінімальної швидкості лічби в детекторах		
		4 джерела		8 джерел
Ядро	Область, кеВ	50 см	70 см	70 см
$^{208}\text{Tl}$	2615 +/- 1	4.4(3)	2.7(2)	3.8(2)
	600 - 900	2.55(7)	1.87(6)	2.22(6)
$^{228}\text{Ac}$	100 - 1500	3.4(1)	2.54(8)	2.74(3)
$^{212}\text{Bi}$	100 - 1500	3.7(3)	2.5(2)	2.98(9)
$^{212}\text{Pb}$	100 - 300	10.5(3)	5.6(2)	8.9(3)

#### 4.4.3 Моделювання фону від забрудненості елементів установки

Для конфігурації демонстратора CROSS з великим масивом детекторів (див. розділ 4.2.2) було проведено моделювання методом Монте-Карло фону від елементів установки, беручи до уваги їх радіоактивну забрудненість. Для цих елементів було виміряно активність дочірніх продуктів рядів розпаду  $^{238}\text{U}$  та  $^{232}\text{Th}$ . Матеріали для елементів установки демонстратора CROSS важливо було вибрати з мінімальним складом радіоактивної забрудненості від  $^{226}\text{Ra}$  та  $^{228}\text{Th}$  та дослідити її вплив на рівень фону в області шуканого ефекту. Для пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду ядер  $^{130}\text{Te}$  та  $^{100}\text{Mo}$  критичним є радіоактивний фон в області  $Q_{2\beta}$  при енергіях 2527 кеВ та 3034 кеВ відповідно, тому моделювання було проведено для розпадів ядер  $^{214}\text{Bi}$  та  $^{208}\text{Tl}$ , які випромінюють  $\gamma$ -кванти з енергіями в цих областях. В Табл. 4.2 наведено радіоактивну забрудненість елементів кріостата CROSS.

Табл. 4.2. Радіоактивна забрудненість елементів установки CROSS

Елемент установки	Радіонуклід	Активність, мБк/кг
Тримачі з міді марки NOSV [216]	$^{228}\text{Th}$	< 0.012
	$^{226}\text{Ra}$	< 0.016
Частина екрана 10 мК з міді марки CuC2	$^{228}\text{Th}$	0.8(3)
Низькотемпературні кабелі	$^{208}\text{Tl}$	5(6)
	$^{214}\text{Bi}$	15(7)
Колони зі склопластику <sup>1</sup>	$^{208}\text{Tl}$	$1.41(5) \times 10^3$
	$^{226}\text{Ra}$	$3.4(4) \times 10^3$

<sup>1</sup> I.C. Bandac, private communication

Моделювання методом Монте-Карло радіоактивного фону в області шуканого ефекту було проведено окремо з масивом детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$  для наступних джерел:

- мідні тримачі. Тонка мідна структура розташована навколо детекторів (див. Рис. 4.3). Матеріалом тримачів було вибрано очищену мідь марки NOSV, проте в моделюваннях також перевірено мідь марки CuC2;
- частина мідного екрана «10 мК». Верхня частина найближчого до масиву детекторів мідного екрана в області установки 10 мК. Ця частина екрана геометрично розташована між масивом детекторів та внутрішнім свинцевим захистом. Як матеріал було використано мідь марки CuC2. Ця частина є найбільш радіоактивно забрудненою в порівнянні з іншими екранами та розташована в безпосередній близькості до детекторів;



Рис. 4.5. Фотографія верхньої частини установки CROSS над внутрішнім свинцевим захистом, де зображено низькотемпературні кабелі та колони зі склопластику.

Табл. 4.3. Результати моделювань методом Монте-Карло радіоактивного фону від елементів установки в області шуканого ефекту для детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$ , що працюють в режимі анти-збігів з порогом 50 кеВ. Енергетичний діапазон, в якому показано рівень фону, рівний  $\pm 100$  кеВ з центром в 3034 кеВ та 2527 кеВ для детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$  відповідно.

Елемент установки	Радіонуклід	Активність, мБк/кг	Рівень фону в області шуканого ефекту, відліки / (кеВ · кг · рік)	
			$\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$	$\text{TeO}_2$
Мідні тримачі NOSV	$^{208}\text{Tl}$	< 0.0043	< $4.5 \times 10^{-5}$	< $1.7 \times 10^{-4}$
Мідні тримачі CuC2	$^{208}\text{Tl}$	0.3(1)	$3(1) \times 10^{-3}$	$1.1(4) \times 10^{-2}$
Частина екрана 10 МК	$^{208}\text{Tl}$	0.3(1)	$8(3) \times 10^{-5}$	$1.51(6) \times 10^{-3}$
Низькотемпературні кабелі	$^{208}\text{Tl}$	5(6)	< $1.2 \times 10^{-8}$	$1(2) \times 10^{-6}$
	$^{214}\text{Bi}$	15(7)	< $3.6 \times 10^{-7}$	$2(2) \times 10^{-7}$
Колони зі склопластику	$^{208}\text{Tl}$	$1.41(5) \times 10^3$	< $3 \times 10^{-6}$	$2.2(1) \times 10^{-4}$
	$^{214}\text{Bi}$	$3.4(4) \times 10^3$	< $2 \times 10^{-5}$	$3(1) \times 10^{-5}$

- елементи установки, що розташовані над внутрішнім свинцевим захистом. До цих елементів відносяться низькотемпературні кабелі та дроти (див. Рис. 4.5). В моделюваннях було апроксимовано тонким циліндром;
- колони зі склопластику. Елементи з 10 колон, що розташовуються над внутрішнім свинцевим захистом аж до пластини з області установки «300 К» (див. Рис. 4.5).

Результати моделювань наведено в Табл. 4.3. За результатами моделювань видно, що рівень фону в області шуканого ефекту для детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$  не перевищує  $\sim 10^{-3}$  відліків / (кеВ · кг · рік) (беручи до уваги тримачі з міді марки NOSV), що є задовільним для поставлених цілей експерименту CROSS.

#### 4.4.4 Моделювання додаткового зовнішнього захисту

Було реалізовано в Geant4 геометрію установки CROSS з зовнішнім свинцевим захистом. Додатковий захист було встановлено у вигляді трьох шарів цеглин зі свинцю, що розташовувалися над внутрішнім свинцевим захистом кріостату (див. Рис. 4.6). Встановлення додаткового захисту від зовнішнього

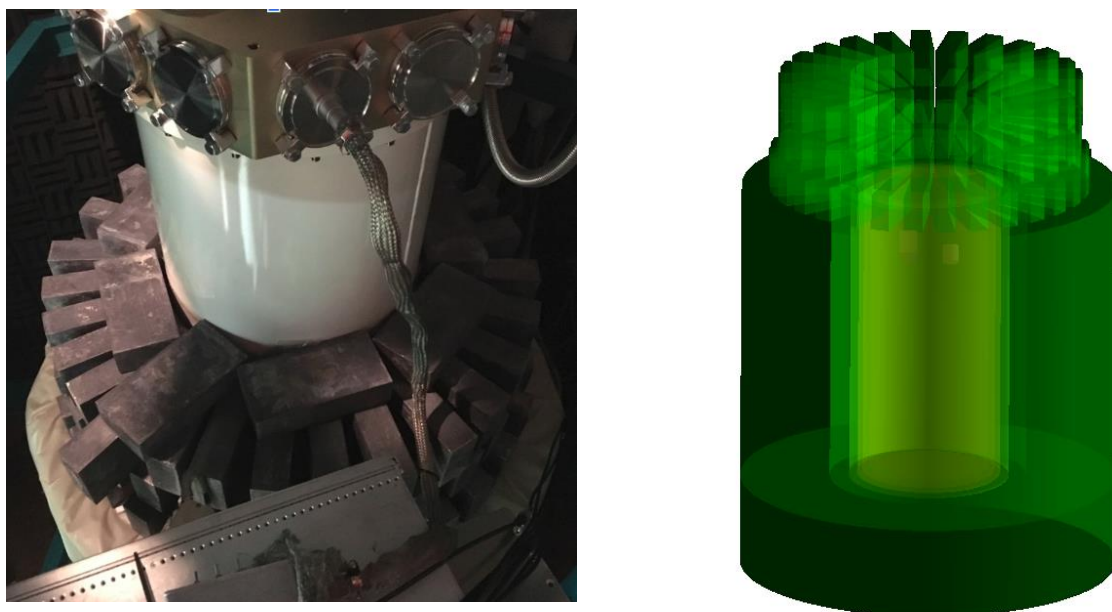


Рис. 4.6. Фото (ліворуч) та візуалізація в Geant4 (праворуч) додаткового зовнішнього свинцевого захисту в установці CROSS.



радіоактивного гамма-випромінювання в демонстраторі CROSS було зумовлено тим, що внутрішній свинцевий захист зверху над простором для детекторів мав меншу товщину, ніж захист з обох боків, а також, тим, що багато елементів установки, які є потенційними джерелами фону від радіоактивного забруднення, розташовувались над установкою. В моделюваннях було враховано особливості геометрії внутрішнього свинцевого захисту, що могли вплинути на ефективність подавлення зовнішнього радіоактивного фону.

Результати моделювань було порівняно з експериментальними даними, набраними для трьох детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ ,  $\text{TeO}_2$  та  $\text{CdWO}_4$ . Детектори розташовувались близько до частини мідного екрана 10 мК та внутрішнього мідного захисту (див. Рис. 4.7). Експериментальні дані було набрано для конфігурацій установки CROSS як без додаткового свинцевого захисту, так і з ним.

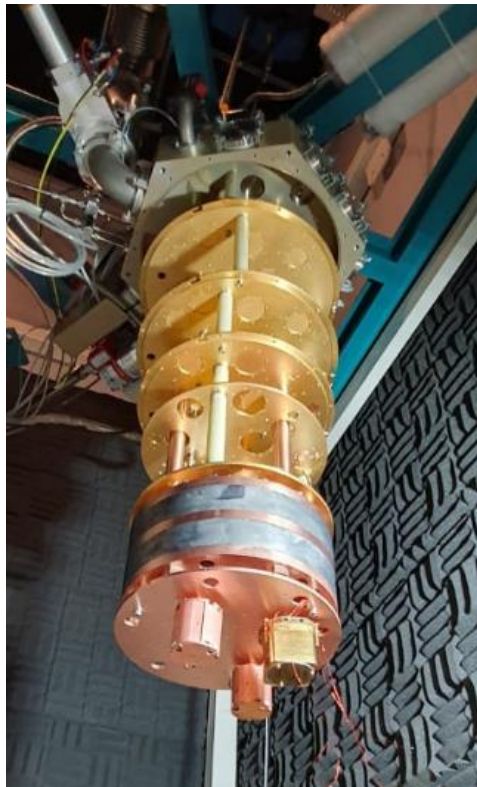


Рис. 4.7. Фотографія відкритого демонстратора CROSS з трьома детекторами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ ,  $\text{TeO}_2$  та  $\text{CdWO}_4$ .

Результати порівняння ступеня зниження рівня фону від додаткового зовнішнього захисту в області піку природної радіоактивності з енергією 2.615 MeV від розпаду ядра  $^{208}\text{Tl}$  для експериментальних та змодельованих даних наведено в Табл. 4.4. В моделюваннях методом Монте-Карло розпад ядра  $^{208}\text{Tl}$  відбувався навколо установки за межами свинцевого захисту, як зовнішній радіоактивний фон. Розбіжність в ступені зниження рівня фону між експериментальними даними та моделюваннями пояснюється наявністю радіоактивних забруднень в елементах всередині свинцевого захисту установки.

Табл. 4.4. Ступінь зниження рівня фону від додаткового зовнішнього захисту в області 2.615 MeV для експериментальних та змодельованих даних.

Детектор	Коефіцієнт зниження рівня фону при енергії 2.615 MeV	
	Експериментальне значення	Змодельоване значення
$\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$	5.5	29(8)
$\text{TeO}_2$	4.6(1)	48(6)
$\text{CdWO}_4$	7.8	13.9(7)

#### 4.4.5 Моделювання установки CROSS в конфігурації з шістьма детекторами

Було детально змодельовано в Geant4 геометрію установки CROSS з кристалами молібдату літію  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  зі збагаченим ( $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ ), збідненим ( $\text{Li}_2^{100\text{depl}}\text{MoO}_4$ ) та природним складом ( $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ ) молібдену  $^{100}\text{Mo}$  і кристалами вольфрамату кадмію з природним ( $\text{CdWO}_4$ ) і збагаченим складом ( $^{116}\text{CdWO}_4$ ) кадмію  $^{116}\text{Cd}$  (див. Рис. 4.1 та Рис. 4.8).

Було змодельовано фон в детекторах від наступних джерел в установці CROSS: зовнішній фон від  $^{208}\text{Tl}$  та  $^{214}\text{Bi}$ , фон від  $^{214}\text{Bi}$  та  $^{214}\text{Pb}$  в радіоактивному радоні між екранами та свинцевим захистом, фон від  $^{210}\text{Bi}$  в свинцевому захисті, фон від мідних тримачів детекторів та частини мідного екрана 10 мК. Також було змодельовано фон від внутрішнього забруднення  $^{40}\text{K}$  в кристалі  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  [217], та внесок від розпаду  $^{113}\text{Cd}$  та  $^{113\text{m}}\text{Cd}$  в кристалі  $\text{CdWO}_4$ . Обробка та порівняння експериментальних даних з моделюваннями триває й надалі.

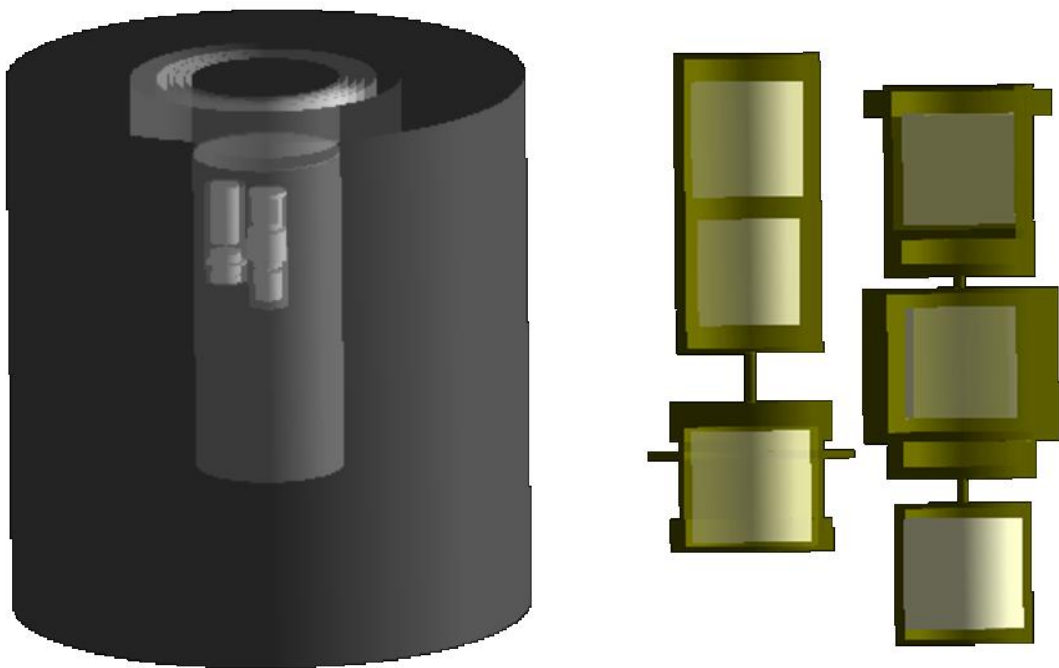


Рис. 4.8. Візуалізація в Geant4 установки CROSS із кристалами молібдату літію  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  зі збагаченим ( $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$ ), збідненим ( $\text{Li}_2^{100\text{depl}}\text{MoO}_4$ ) та природним складом ( $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ ) молібдену  $^{100}\text{Mo}$  і кристалами вольфрамату кадмію з природним ( $\text{CdWO}_4$ ) і збагаченим складом ( $^{116}\text{CdWO}_4$ ) кадмію  $^{116}\text{Cd}$  в мідних тримачах, мідних екранів та внутрішнього захисту зі свинцю.

## 4.5 МОДЕЛЮВАННЯ ДЛЯ ПРОЄКТУ BINGO

### 4.5.1 Опис проєкту BINGO

В проєкті BINGO, як і в CROSS, планується використання двох найбільш перспективних кандидатів для пошуку  $0\nu2\beta$ -розпаду:  $^{100}\text{Mo}$  в кристалах молібдату літію  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  та  $^{130}\text{Te}$  в кристалах оксиду телуру  $\text{TeO}_2$ . Перевага використання  $^{130}\text{Te}$  для дослідження полягає в тому, що його природна поширеність достатньо висока, тому додаткове ізотопне збагачення телуру є необов'язковим. Крім того, поєднання використання кристалів з  $^{130}\text{Te}$  в сукупності з кристалами із  $^{100}\text{Mo}$  дозволяє досягати більшої маси досліджуваних елементів. Як було зазначено раніше, дослідження ядра  $^{130}\text{Te}$  передбачає проблеми, пов'язані з тим, що його енергія розпаду  $Q_{2\beta}$  є нижчою за енергії природної  $\gamma$ -лінії 2615 кеВ ядра  $^{208}\text{Tl}$ . Отже, необхідною є реалізація способів відкидання цих фонових подій. Крім того, щоб використовувати кристали  $\text{TeO}_2$  як сцинтиляційні болометри, необхідно мати детектори світла з достатньо високою чутливістю, щоб виявити черенковське світло [218,219]. Необхідної чутливості планується досягнути шляхом застосування ефекту Неганова – Трофімова – Люка [220,221].

В проєкті BINGO вперше буде використано криогенний активний захист з сцинтиляторів навколо детекторів. Шляхом відкидання подій у збігах, ця конфігурація установки дозволить зменшити фон від  $\gamma$ -частинок, що є критичним фактором для ефективного використання кристалів  $\text{TeO}_2$ . Розглядається два кандидати на матеріал для активного вето: кристал вольфрамату цинку  $\text{ZnWO}_4$  та кристал германату вісмуту  $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$  (BGO) [218].

В проєкті BINGO також буде реалізовано новий підхід до складання болометрів в експериментальній установці, що полягає в мінімізації кількості складових елементів [222,218]. Один детекторний модуль складатиметься з двох кристалів, що прикріплені тонкими нейлоновими дротами до мідного тримача з обох сторін. Окрім цього, детектори світла буде розміщено у вертикальному положенні між кристалом та тримачем, з метою додаткового захисту детектора

від фону, спричиненого поверхневою радіоактивною забрудненістю мідних тримачів. В такій конфігурації детекторів кількість пасивного навколишнього матеріалу елементів установки зменшено на 2 порядки порівняно з конфігурацією CUORE [218].

Вищенаведений підхід, що буде застосований в проєкті BINGO, має дозволити суттєво зменшити кількість фонових подій в області шуканого ефекту до рівня близько  $\sim 10^{-5}$  відліків / (кеВ · кг · рік) [218].

#### 4.5.2 Моделювання фону від нейлонових дротів

Було проведено моделювання методом Монте-Карло з метою дослідження впливу радіоактивного фону від нейлонових дротів в детекторах установки BINGO. Конфігурація детекторів в моделюваннях мала вигляд шести модулів, які складаються з мідних тримачів, пар кристалів розміром  $4.5 \times 4.5 \times 4.5$  см<sup>3</sup> та германієвих світлових детекторів. Кристали кріпляться до тримачів за допомогою нейлонових дротів (див. Рис. 4.9). Реалізацію в Geant4 такої вежі з детекторами наведено на Рис. 4.10, де сумарна маса нейлонових дротів рівна  $\sim 0.2$  г.

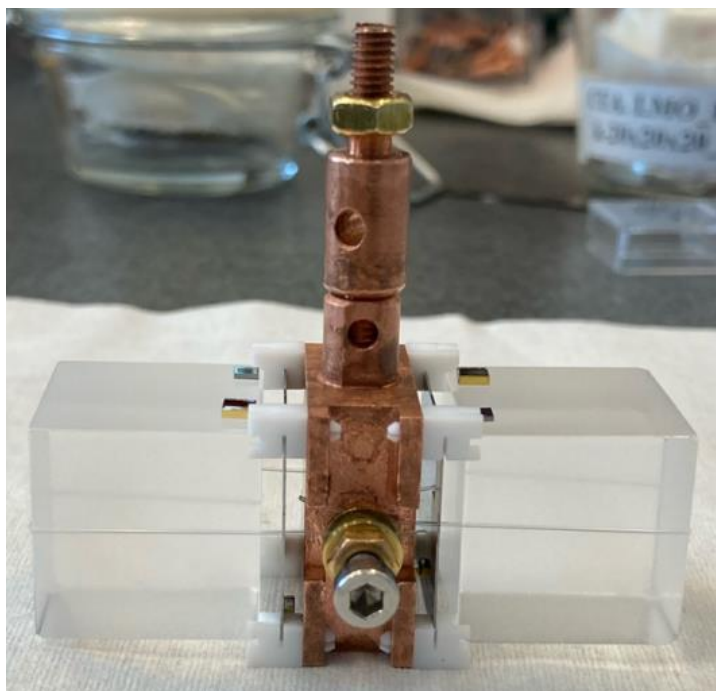


Рис. 4.9. Фото детекторного модуля, установки BINGO, який складається з двох кристалів, що кріпляться до мідного тримача нейлоновими дротами.

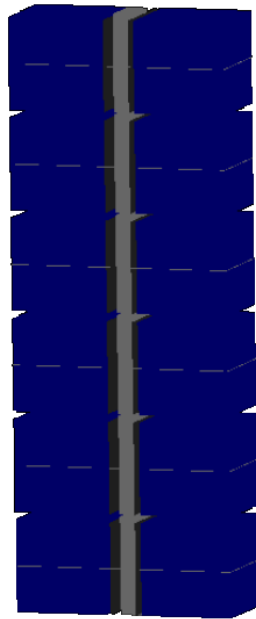


Рис. 4.10. Візуалізація в Geant4 масиву детекторів для установки BINGO, що складається з мідного тримача та двох кристалів навколо нього, закріплених нейлоновим дротом.

Оцінки радіоактивної забрудненості нейлонових дротів наведено в Табл. 4.5. Для пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду ядер  $^{130}\text{Te}$  та  $^{100}\text{Mo}$  критичним є радіоактивний фон в області  $Q_{2\beta}$  при енергії 2527 та 3034 кеВ відповідно, тому моделювання було в першу чергу проведено для природних радіонуклідів  $^{214}\text{Bi}$  та  $^{208}\text{Tl}$ , які мають інтенсивні піки  $\gamma$ -квантів в цих енергетичних областях. Окрім цього було додатково змодельовано розпади  $^{40}\text{K}$ ,  $^{214}\text{Pb}$ ,  $^{212}\text{Bi}$  та  $^{212}\text{Po}$  та  $^{212}\text{Pb}$ .

Табл. 4.5. Оцінки радіоактивної забрудненості нейлонових дротів марки Decathlon, виміряні з низькофоновими германієвими детекторами.

Радіонуклід	Активність, мБк / кг
$^{208}\text{Tl}$	< 25
$^{214}\text{Pb}$	< 21
$^{40}\text{K}$	< 251

В моделюваннях методом Монте-Карло в Geant4, масив детекторів установки BINGO було розташовано в кріостат проєкту CROSS, що складається з чотири мідні екрани, внутрішнього та зовнішнього свинцевого захисту. Вежу з детекторами було оточено активним сцинтиляційним захистом BGO товщиною 5 см.

Результати моделювань радіоактивного фону від нейлонових дротів для масиву детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$  наведено на Рис. 4.11. Для 12 детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  в області  $(3034 \pm 10)$  кеВ фон від  $^{214}\text{Bi}$  та  $^{208}\text{Tl}$  дорівнює  $3.3(4) \times 10^{-4}$  та  $1.0(2) \times 10^{-4}$  відліків / (кеВ · кг · рік) відповідно. Для детекторів  $\text{TeO}_2$  в області  $(2527 \pm 10)$  кеВ фон від  $^{214}\text{Bi}$  та  $^{208}\text{Tl}$  дорівнює  $2.83(8) \times 10^{-3}$  та  $1.0(2) \times 10^{-4}$  відліків / (кеВ · кг · рік) відповідно. За цих значень можна оцінити, яка має бути радіоактивна забрудненість нейлонових дротів, щоб рівень фону від них був не більше  $10^{-5}$  відліків / (кеВ · кг · рік). Для досягнення цього зниження рівня фону радіоактивна забрудненість нейлонових дротів має бути нижчою за отримані у вимірюваннях з низькофоновими германієвими детекторами обмеженнями: в  $\sim 10$  разів для  $^{208}\text{Tl}$  та в  $\sim 30$  і  $\sim 300$  разів для  $^{214}\text{Bi}$  в області шуканого ефекту для ядер  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{130}\text{Te}$  відповідно (див. Табл. 4.6).

Табл. 4.6. Обмеження на радіоактивну забрудненість нейлонових дротів з метою досягти зниження рівня фону до  $10^{-5}$  відліків / (кеВ · кг · рік).

	Активність, мБк / кг		
Радіонуклід	Вимірне значення	Для $^{100}\text{Mo}$	Для $^{130}\text{Te}$
$^{214}\text{Bi}$	< 21	< 0.6	< 0.07
$^{208}\text{Tl}$	< 25	< 2.9	< 2.6

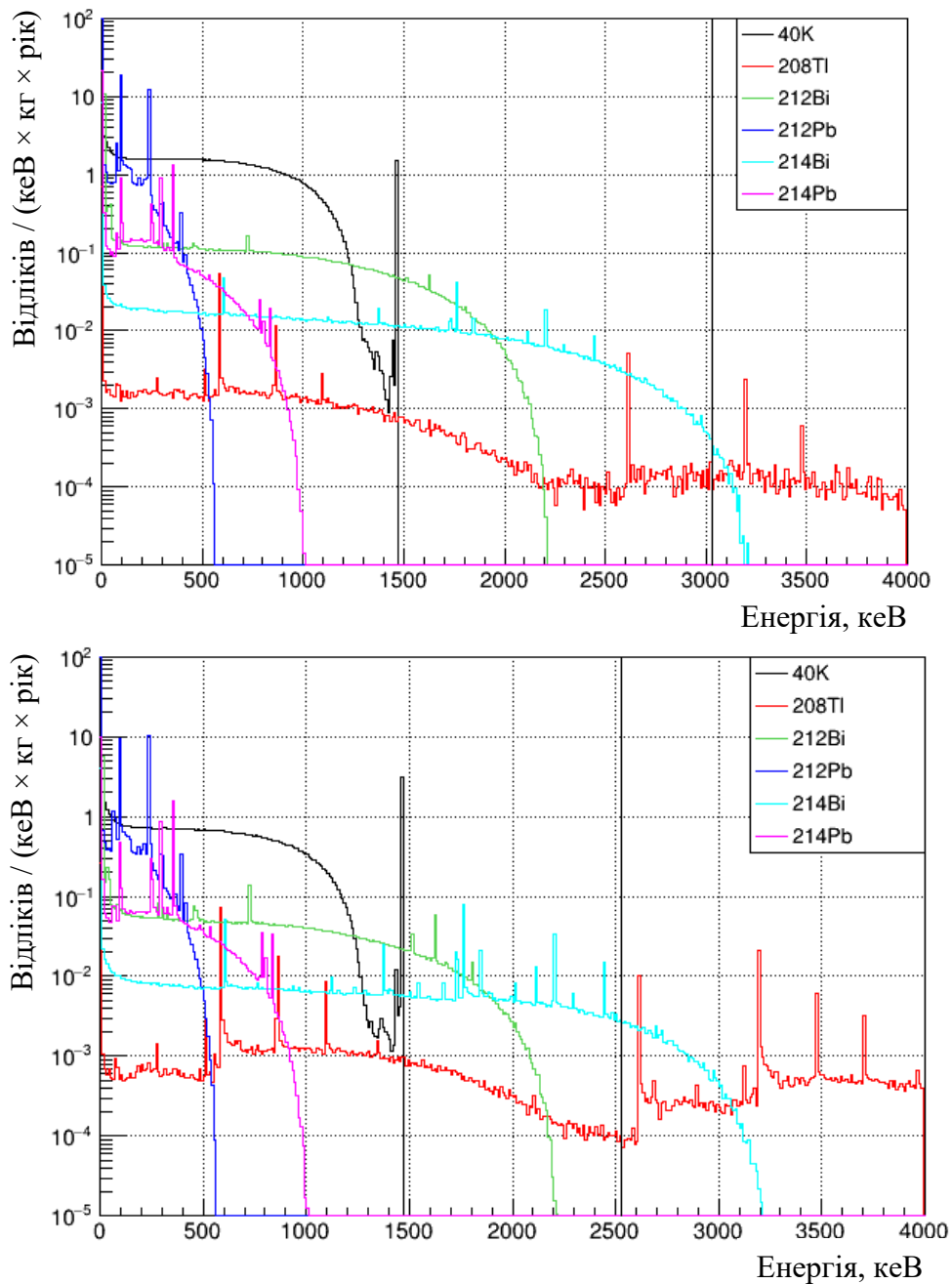


Рис. 4.11. Змодельовані сумарні енергетичні  $\beta(\gamma)$  спектри в детекторах  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  (зверху) та  $\text{TeO}_2$  (знизу) від випромінювання в нейлонових дротах. Спектри набрано в режимі анти-збігів з активним сцинтиляційним захистом BGO з порогом в 30 кеВ.



### 4.5.3 Моделювання матеріалу активного захисту

Було проведено моделювання методом Монте-Карло спрощеної установки BINGO з різними матеріалами активного захисту. Конфігурація детекторів в моделюваннях мала вигляд кубічного масиву з 216 кристалів  $\text{TeO}_2$  з розміром кожного з них  $4.5 \times 4.5 \times 4.5 \text{ см}^3$ . Масив детекторів  $\text{TeO}_2$  оточено активним сцинтиляційним захистом у вигляді циліндру з товщиною стінки 4.5 см. Було промодельовано наступні матеріали активного захисту:  $\text{NaI}(\text{Tl})$ ,  $\text{CaMoO}_4$ ,  $\text{CsI}$ ,  $\text{CaWO}_4$ ,  $\text{LYSO}$ ,  $\text{ZnWO}_4$ ,  $\text{BGO}$ ,  $\text{PbWO}_4$ . Джерелом радіоактивного фону слугував мідний екран товщиною 2 мм, що розташовувався навколо активного захисту. Реалізацію в Geant4 такої конфігурації з детекторами та активним захистом наведено на Рис. 4.12.

Для перевірки ефективності активного захисту зі зниження фону було змодельовано розпади радіоактивної забрудненості  $^{208}\text{Tl}$  в мідному екрані, що розташовується навколо активного захисту. Питому активність  $^{208}\text{Tl}$  в мідному

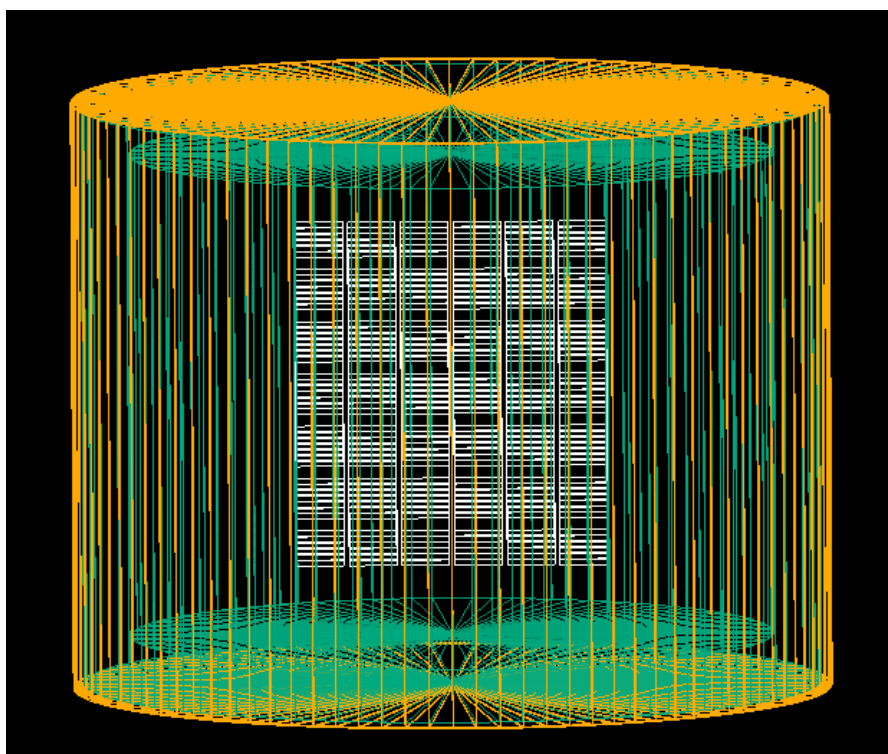


Рис. 4.12. Візуалізація в Geant4 спрощеної установки BINGO з кубічним масивом з 216 кристалів  $\text{TeO}_2$ , активним сцинтиляційним захистом та мідним екраном навколо нього, що є джерелом фону.

екрані було взято рівною 0.25 мБк / кг з подібних моделювань для установки CROSS (див. Табл. 4.2). Для пошуку  $0\nu 2\beta$ -розпаду ядер  $^{130}\text{Te}$  досліджується радіоактивний фон в області шуканого ефекту при енергії  $Q_{2\beta} = 2527$  кеВ.

Ступінь зниження рівня фону, за рахунок використання активного захисту з матеріалу  $i$ , визначається за співвідношенням:

$$\epsilon_i^{\text{a.з.}} = n_0 / n_i^{\text{a.з.}}, \quad (4.1)$$

де  $n_0$  — рівень фону в області шуканого ефекту за відсутності активного захисту як власне елементу установки, а  $n_i^{\text{a.з.}}$  — рівень фону в області шуканого ефекту за наявності активного захисту матеріалу  $i$ . Використання в співвідношенні рівня фону за відсутності активного захисту як власне елементу установки, дозволяє врахувати зниження фону від активного захисту як пасивного елементу захисту з відповідним матеріалом.

Також важливою характеристикою активного захисту є його енергетичний поріг реєстрації. Він визначається значенням поглинутої в активному захисті енергії, нижче якого події в основних детекторах не відкидатимуться в режимі анти-збігів з активним захистом. Чим менше це значення енергії, тим більше зареєстрованих подій в активному захисті у збігах з подіями в детекторах буде враховано для відкидання як елемент фону. Вплив значення енергетичного порогу активного захисту буде показано далі. В результатах порівняння ефективності зниження рівня фону для різних матеріалів буде використано значення енергетичного порогу 50 кеВ.

Результати моделювання зниження радіоактивного фону з використанням активного захисту з  $\text{ZnWO}_4$  для масиву детекторів  $\text{TeO}_2$  наведено на Рис. 4.13. Коефіцієнт ефективності активного захисту з матеріалу  $\text{ZnWO}_4$  зі зниження рівня фону в області  $(2527 \pm 100)$  кеВ становить  $\sim 10$ . Рівень зниження фону для інших матеріалів наведено в Табл. 4.7. За цими результатами видно, що найбільшу ефективність в зниженні рівня фону в області шуканого ефекту для ядер  $^{130}\text{Te}$

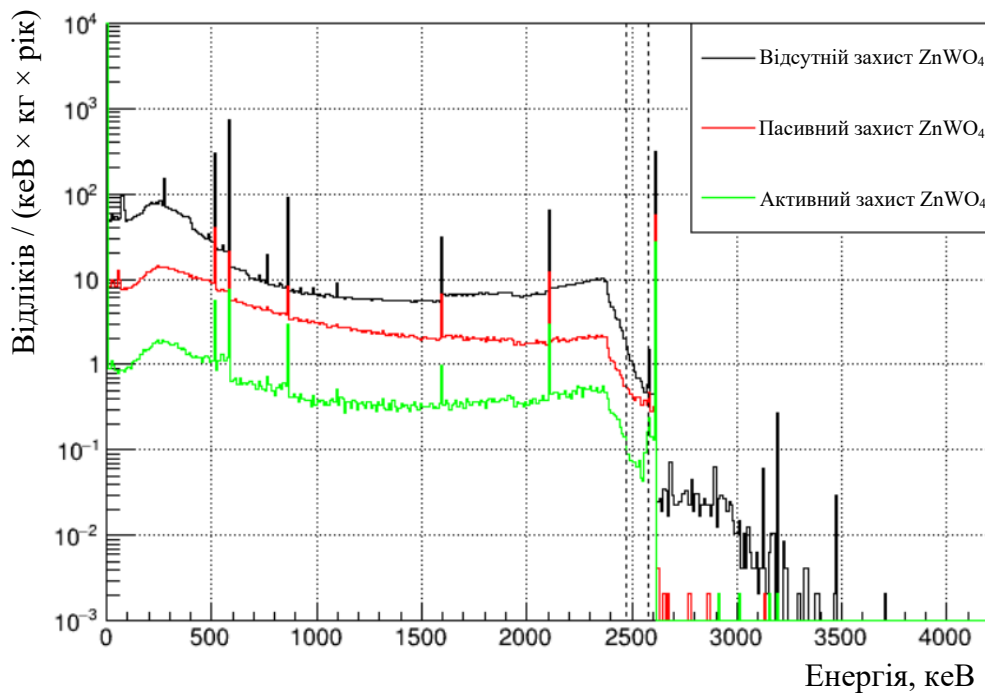


Рис. 4.13. Змодельований сумарний енергетичний спектр детекторів  $\text{TeO}_2$  від радіоактивної забрудненості мідного екрану. Чорна крива відповідає конфігурації без активного захисту як елемента установки. Червона та зелена криві відповідають конфігурації з активним захистом  $\text{ZnWO}_4$ , що працює як пасивний елемент захисту та власне в режимі анти-збігів з детекторами з порогом 50 кеВ.

показали матеріали активного захисту з найвищою густиною:  $\text{ZnWO}_4$ ,  $\text{BGO}$  та  $\text{PbWO}_4$ .

Залежність рівня радіоактивного фону в області шуканого ефекту в детекторах  $\text{TeO}_2$  від значення енергетичного порогу активного захисту  $\text{ZnWO}_4$  наведено на Рис. 4.14. Видно, що зі збільшенням значення енергетичного порогу рівень фону буде прямувати до значення, яке відповідає активному захисту, що працює як пасивний елемент. Вплив вибору енергетичного порогу на рівень погашення фону для активного захисту є суттєвим в області від 50 до 200 кеВ.

Робота над моделюваннями триває і надалі. Зокрема, над моделюваннями вищенаведених матеріалів для детекторів  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  для дослідження області шуканого ефекту для ядер  $^{100}\text{Mo}$  в області 3034 кеВ.

Табл. 4.7. Рівень зниження фону від мідного екрана в детекторах  $\text{TeO}_2$  в околі 2527 кеВ для різних матеріалів активного захисту, що відсортовані в міру зростання густини.

Тип матеріалу	Густина, $\text{г/см}^3$	Рівень зниження фону (поріг 200 кеВ)	Рівень зниження фону (поріг 50 кеВ)
NaI(Tl)	3.67	2.49(7)	4.9(2)
CaMoO <sub>4</sub>	4.27	2.41(7)	5.0(2)
CsI	4.51	2.66(8)	5.2(2)
CaWO <sub>4</sub>	6.1	3.6(1)	8.1(4)
LYSO	7.1	4.2(2)	9.7(5)
BGO	7.13	4.1(1)	9.3(5)
ZnWO <sub>4</sub>	7.87	4.1(1)	10.4(6)
PbWO <sub>4</sub>	8.28	5.2(2)	12.2(7)

#### 4.6 ВИСНОВКИ ДО РОЗДІЛУ 4

Проведено моделювання методом Монте-Карло кріостату установки CROSS з масивом детекторів розміром  $45 \times 45 \times 45 \text{ мм}^3$ . З метою оптимізації калібрування показано, що конфігурація з чотирма калібрувальними джерелами довжиною по 70 см дає найбільш рівномірний розподіл швидкості лічби між детекторами. Також для цієї конфігурації з детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$  було проведено моделювання впливу радіоактивного забруднення елементів установки на фон радіонуклідами  $^{214}\text{Bi}$  та  $^{208}\text{Tl}$  в області шуканого ефекту. За

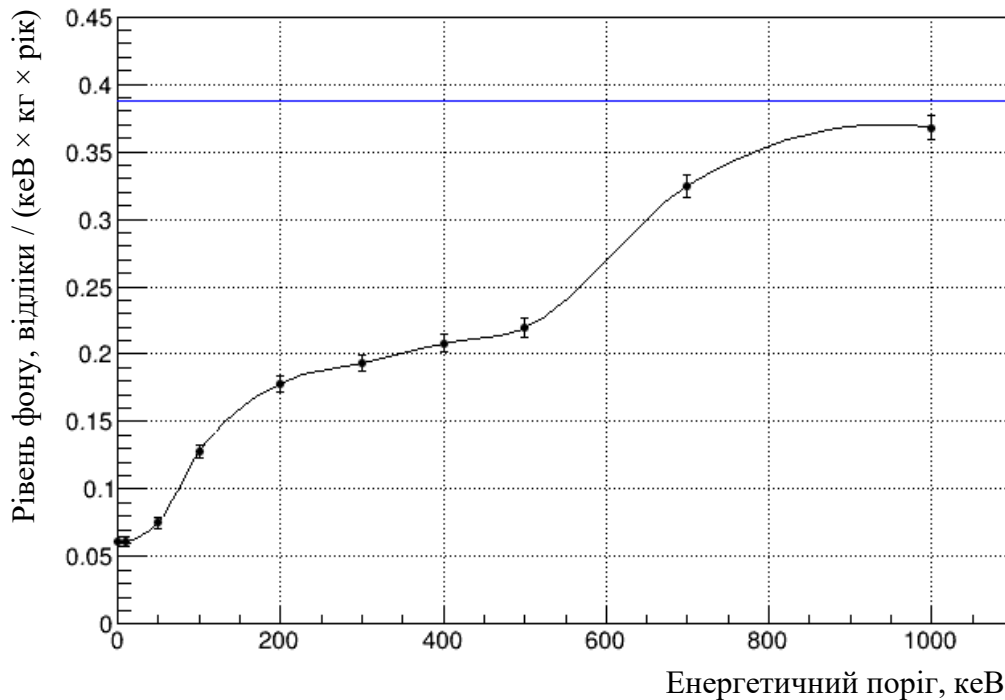


Рис. 4.14. Вплив енергетичного порогу активного захисту  $ZnWO_4$  на знижений рівень фону в детекторах  $TeO_2$  в околі 2527 кеВ. Синьою горизонтальною прямою на рівні  $\sim 0.39$  відліків / (кеВ  $\times$  кг  $\times$  рік) показано рівень фону для активного захисту, що працює як пасивний елемент.

результатами моделювань було показано, що рівень фону в області шуканого ефекту для детекторів  $Li_2^{100}MoO_4$  та  $TeO_2$  не перевищує  $\sim 10^{-3}$  відліків / (кеВ  $\cdot$  кг  $\cdot$  рік), що є задовільним для поставлених цілей експерименту CROSS.

Було реалізовано в Geant4 геометрію установки CROSS з додатковим зовнішнім свинцевим захистом. Розбіжність ступеня зниження фону шляхом додаткового зовнішнього захисту в області піку при енергії 2.615 MeV від природної радіоактивності  $^{208}Tl$  для експериментальних та змодельованих даних вказують на наявність радіоактивних забруднень елементів установки всередині свинцевого захисту. Також було детально змодельовано в Geant4 геометрію установки CROSS з кристалами молібдату літію  $Li_2^{100}MoO_4$  зі збагаченим по  $^{100}Mo$ , збідненим ( $Li_2^{100depl}MoO_4$ ) та природним складом молібдену і кристали вольфрамату кадмію  $CdWO_4$  з природним та збагаченим по  $^{116}Cd$  складом кадмію. Було змодельовано фон в детекторах від джерел в установці

CROSS. Обробка та порівняння експериментальних даних з моделюваннями триває й надалі.

Було проведено моделювання установки з мінімізованою кількістю матеріалів з детекторами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$  з метою дослідження впливу радіоактивного фону від елементів, що виконують роль тримачів та показано, що для досягнення рівня фону  $\sim 10^{-5}$  відліків / (кеВ · кг · рік) радіоактивна забрудненість цих елементів має бути нижчою за отримані у вимірюваннях з низькофоновими германієвими детекторами обмеженнями: в  $\sim 10$  разів для  $^{208}\text{Tl}$  та в  $\sim 30$  і  $\sim 300$  разів для  $^{214}\text{Bi}$  в області шуканого ефекту для ядер  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{130}\text{Te}$  відповідно. Було також проведено моделювання спрощеної установки з різними матеріалами активного захисту, що оточує масив детекторів  $\text{TeO}_2$ . За цими результатами найбільшу ефективність в зниженні рівня фону в області шуканого інтересу для ядер  $^{130}\text{Te}$  показали матеріали активного захисту із найбільшою густиною:  $\text{ZnWO}_4$ ,  $\text{BGO}$  та  $\text{PbWO}_4$ .

Результати досліджень, описаних у розділі, були опубліковані в роботах [212,223].

## ВИСНОВКИ

У дисертації наведено результати моделювань методом Монте-Карло та їх використання в експериментах проєктів CUPID-Mo, CROSS та BINGO з пошуку безнейтринного подвійного бета-розпаду.

1. Було визначено найбільш оптимальну конфігурацію розташування калібрувальних джерел  $^{56}\text{Co}$  в установці CUPID-Mo, в якій два джерела з активністю 51 Бк кожне встановлено за мідними деталями установки. За результатами моделювань, в цій конфігурації очікується найвища частота реєстрації  $\gamma$ -квантів у піку 3253 кеВ, забезпечується більша рівномірність швидкості лічби в усіх детекторах не вище ніж  $\sim 0.17$  Гц. Було проведено додаткове моделювання з уточненим розташуванням джерел з відповідністю до експериментальних вимірювань. Моделювання методом Монте-Карло джерел  $^{56}\text{Co}$  показують хорошу узгодженість з експериментальними даними.

2. Було проведено детальне моделювання геометрії певних елементів установки CUPID-Mo, що розташовуються близько до детекторів та є джерелами радіоактивного фону в області шуканого ефекту. Активності радіоактивних забруднень стабілізаційних пружин та латунних гвинтів в мідних ґратках, отримані з результатів апроксимації експериментального спектра детекторів моделями фону, добре узгоджуються з виміряними значеннями.

3. Проведено моделювання методом Монте-Карло кріостату установки CROSS з масивом кубічних детекторів розмірами  $4.5 \times 4.5 \times 4.5$  см<sup>3</sup>. Показано, що конфігурація з чотирма калібрувальними джерелами довжиною по 70 см дає найбільш рівномірну швидкість лічби в детекторах. Для цієї конфігурації з детекторами  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$  було проведено моделювання впливу радіоактивного забруднення елементів установки радіонуклідами  $^{214}\text{Bi}$  та  $^{208}\text{Tl}$  на фон в області шуканого ефекту (піку безнейтринного подвійного бета-розпаду  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{130}\text{Te}$ , відповідно). За результатами моделювань було показано, що рівень фону в області шуканого ефекту для детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$  не

перевищує  $\sim 10^{-3}$  відліків / (кеВ · кг · рік), що є задовільним для поставлених цілей експерименту CROSS.

Було реалізовано геометрію установки CROSS з додатковим зовнішнім свинцевим захистом та проаналізовано ступінь зниження рівня фону для експериментальних та змодельованих даних. Також було змодельовано фон від елементів установки CROSS з кристалами молібдату літію  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  зі збагаченим по  $^{100}\text{Mo}$ , збідненим та природним складом молібдену і кристали вольфрамату кадмію  $\text{CdWO}_4$  з природним та збагаченим по  $^{116}\text{Cd}$  складом кадмію.

4. Показано, що для досягнення рівня фону  $\sim 10^{-5}$  відліків / (кеВ · кг · рік) радіоактивна забрудненість елементів, що виконують роль тримачів детекторів  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  та  $\text{TeO}_2$  в установці з мінімізованою кількістю матеріалів, має бути нижчою за отримані у вимірюваннях з низькофоновими германієвими детекторами обмеженнями: в  $\sim 10$  разів для  $^{208}\text{Tl}$  та в  $\sim 30$  і  $\sim 300$  разів для  $^{214}\text{Bi}$  в області шуканого ефекту для ядер  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{130}\text{Te}$  відповідно. Також було проведено моделювання спрощеної установки з різними матеріалами активного захисту, що оточує масив детекторів  $\text{TeO}_2$ , для яких було проаналізовано ефективність по зниженню фону в області шуканого інтересу для ядер  $^{130}\text{Te}$ .



## ПОДЯКИ

У першу чергу хочу висловити подяку моєму науковому керівнику, д. ф.-м. н., проф., в.о. головного наукового співробітника відділу фізики лептонів ІЯД НАНУ Даневичу Федору Анатолійовичу за підтримку та уважне керівництво на всіх етапах написання дисертаційної роботи.

Також я дуже вдячний усім співробітникам відділу фізики лептонів ІЯД НАНУ за допомогу в окремих питаннях, особливо Владиславу Валерійовичу Кобичеву, Володимирі Іллічу Третьяку, Оксані Григорівні Поліщук та Дмитру Васильовичу Касперовичу, а також співробітниці університету Париж-Сакле (Франція) Пії Лоайзі (Pia Loaiza) за підтримку у ході моєї участі в роботі колаборації CUPID-Mo.

## СПИСОК ВИКОРИСТАНИХ ДЖЕРЕЛ

- [1] E. Fermi, "An attempt of a theory of beta radiation," *Z. Phys.*, vol. 88, pp. 161–177, 1934.
- [2] M. Goeppert Mayer, "Double beta disintegration," *Phys. Rev.*, vol. 48, pp. 512–516, 1935.
- [3] I.B. Vavilova et al., *Dark matter: Observational manifestation and experimental searches*, V.Shulga, Ed. Kyiv: Akadempriodyka, 2015, vol. 3.
- [4] E. Majorana, "Majorana E. Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone," *Nuovo Cim.*, vol. 14, pp. 171–184, 1937.
- [5] W. H. Furry, "On Transition Probabilities in Double Beta-Disintegration," *Phys. Rev.*, vol. 56, pp. 1184 -1193, December 1939.
- [6] A. S. Barabash, "Precise Half-Life Values for Two-Neutrino Double- $\beta$  Decay: 2020 Review," *Universe 2020*, vol. 6(10), p. 159, 2020. [Online]. <https://doi.org/10.3390/universe6100159>
- [7] E. Aprile et al., "Observation of two-neutrino double electron capture in  $^{124}\text{Xe}$  with XENON1T," *Nature*, vol. 568, pp. 532–535, 2019. [Online]. <https://doi.org/10.1038/s41586-019-1124-4>
- [8] Yu Gavriluk et al., "Indications of  $2\nu 2K$  capture in  $^{78}\text{Kr}$ ," *Physical Review C*, vol. 87, p. 035501, March 2013.
- [9] Tim Brune and Heinrich Päs, "Massive Majorons and constraints on the Majoron-neutrino coupling," *Physical Review D*, vol. 99, May 2019.
- [10] Srubabati Goswami, Stefano Dell’Oro, Simone Marcocci, Matteo Viel, and Francesco Vissani, "Neutrinoless Double Beta Decay: 2015 Review," *Advances*

- in High Energy Physics*, vol. 2016, p. 2162659, 2016. [Online].  
<https://doi.org/10.1155/2016/2162659>
- [11] R. N. Mohapatra, Abdel Pérez-Lorenzana, and C. A. de S. Pires, "Neutrino mass, bulk majoron and neutrinoless double beta decay," *Physics Letters B*, vol. 491, pp. 143-147, 2000. [Online].  
<https://api.semanticscholar.org/CorpusID:119527305>
- [12] M. Hirsch, K. Muto, T. Oda, and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, "Nuclear structure calculation of  $\beta+\beta$ ,  $\beta+EC$  and  $EC/EC$  decay matrix elements," *Zeitschrift für Physik A Hadrons and Nuclei*, vol. 347, pp. 151–160, 1994. [Online]. <https://doi.org/10.1007/BF01292371>
- [13] Frank F. Deppisch, Martin Hirsch, and Heinrich Päs, "Neutrinoless double-beta decay and physics beyond the standard model," *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 39, p. 124007, November 2012. [Online].  
<https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/39/12/124007>
- [14] Elisabetta Bossio and Matteo Agostini, Probing Beyond the Standard Model Physics with Double-beta Decays, April 2023.
- [15] P. Bamert, C. P. Burgess, and R. N. Mohapatra, "Multi-majoron modes for neutrinoless double-beta decay," *Nuclear Physics B*, vol. 449, pp. 25-48, 1995. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/055032139500273U>
- [16] Ricardo Cepedello, Frank F. Deppisch, Lorena González, Chandan Hati, and Martin Hirsch, "Neutrinoless Double-beta Decay with Nonstandard Majoron Emission," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 122, no. 18, p. 181801, May 2019. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.122.181801>
- [17] Kfir Blum, Yosef Nir, and Michal Shavit, "Neutrinoless double-beta decay with massive scalar emission," *Physics Letters B*, vol. 785, pp. 354-361, 2018.

[Online].

<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269318306282>

- [18] V. Berezhinsky and J. W. F. Valle, "The keV majoron as a dark matter particle," *Physics Letters B*, vol. 318, pp. 360-366, 1993. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939390140D>
- [19] Basudeb Dasgupta and Joachim Kopp, "Sterile neutrinos," *Physics Reports*, vol. 928, pp. 1-63, 2021, Sterile neutrinos. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157321002696>
- [20] Michelle J. Dolinski, Alan W. P. Poon, and Werner Rodejohann, "Neutrinoless Double-Beta Decay: Status and Prospects," *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 69, pp. 219-251, 2019. [Online].  
<https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101918-023407>
- [21] M. Moe and P. Vogel, "Double Beta Decay," *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 44, pp. 247-283, 1994. [Online].  
<https://doi.org/10.1146/annurev.ns.44.120194.001335>
- [22] Kai Zuber, *Neutrino Physics.*, May 2020.
- [23] Amand Faessler and Fedor Simkovic, "Double beta decay," *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 24, p. 2139, December 1998. [Online].  
<https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/24/12/001>
- [24] Jouni Suhonen and Osvaldo Civitarese, "Weak-interaction and nuclear-structure aspects of nuclear double beta decay," *Physics Reports*, vol. 300, pp. 123-214, 1998. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370157397000872>

- [25] J. Kotila and F. Iachello, "Phase-space factors for double-beta decay," *Phys. Rev. C*, vol. 85, no. 3, p. 034316, March 2012. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.85.034316>
- [26] Sabin Stoica and Mihail Mirea, "New calculations for phase space factors involved in double-beta decay," *Phys. Rev. C*, vol. 88, no. 3, p. 037303, September 2013. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.88.037303>
- [27] Matteo Agostini, Elisabetta Bossio, Alejandro Ibarra, and Xabier Marcano, "Search for light exotic fermions in double-beta decays," *Physics Letters B*, vol. 815, p. 136127, 2021. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269321000678>
- [28] A. Baha Balantekin and Boris Kayser, "On the Properties of Neutrinos," *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 68, pp. 313-338, 2018. [Online]. <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-101916-123044>
- [29] Martina Gerbino and Massimiliano Lattanzi, "Status of Neutrino Properties and Future Prospects—Cosmological and Astrophysical Constraints," *Frontiers in Physics*, vol. 5, 2018. [Online]. <https://www.frontiersin.org/articles/10.3389/fphy.2017.00070>
- [30] S. Pascoli and S. T. Petcov, "The SNO solar neutrino data, neutrinoless double beta-decay and neutrino mass spectrum," *Physics Letters B*, vol. 544, pp. 239-250, 2002. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269302025108>
- [31] Mark G. Inghram and John H. Reynolds, "Double Beta-Decay of  $^{130}\text{Te}$ ," *Phys. Rev.*, vol. 78, no. 6, pp. 822–823, June 1950. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.78.822.2>

- [32] Anthony L. Turkevich, Thanasis E. Economou, and George A. Cowan, "Double-beta decay of  $^{238}\text{U}$ ," *Physical review letters*, vol. 67 23, pp. 3211-3214, 1991. [Online]. <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:5428666>
- [33] V. I. Tretyak and Yu. G. Zdesenko, "Tables of double beta decay data," *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 61, pp. 43-90, 1995. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X9590011X>
- [34] Vladimir. I. Tretyak and Yuri. G. Zdesenko, "TABLES OF DOUBLE BETA DECAY DATA—AN UPDATE," *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, vol. 80, pp. 83-116, 2002. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0092640X01908733>
- [35] Yuri Zdesenko, "Colloquium : The future of double beta decay research," *Rev. Mod. Phys.*, vol. 74, no. 3, pp. 663–684, June 2002. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.74.663>
- [36] Michael Berglund and Michael E. Wieser, "Isotopic compositions of the elements 2009 (IUPAC Technical Report)," *Pure and Applied Chemistry*, vol. 83, pp. 397–410, 2011. [Online]. <https://doi.org/10.1351/PAC-REP-10-06-02>
- [37] Steven R. Elliott and Petr Vogel, "DOUBLE BETA DECAY," *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 52, pp. 115-151, 2002. [Online]. <https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.52.050102.090641>
- [38] Ruben Saakyan, "Two-Neutrino Double-Beta Decay," *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 63, pp. 503-529, 2013. [Online]. <https://doi.org/10.1146/annurev-nucl-102711-094904>
- [39] C. Alduino et al., "First Results from CUORE: A Search for Lepton Number Violation via  $0\nu 2\beta$  Decay of  $^{130}\text{Te}$ ," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, no. 13, p. 132501, March 2018. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.132501>

- [40] K.-H. Ackermann et al., "The Gerda experiment for the search of  $0\nu\beta\beta$  decay in  $^{76}\text{Ge}$ ," *The European Physical Journal C*, vol. 73, p. 2330, 2013. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2330-0>
- [41] M. Agostini et al., "Pulse shape discrimination for Gerda Phase I data," *The European Physical Journal C*, vol. 73, p. 2583, 2013. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-013-2583-7>
- [42] Dušan Budjáš, Marik Barnabé Heider, Oleg Chkvorets, Nikita Khanbekov, and Stefan Schönert, "Pulse shape discrimination studies with a Broad-Energy Germanium detector for signal identification and background suppression in the GERDA double beta decay experiment," *Journal of Instrumentation*, vol. 4, p. P10007, October 2009. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/4/10/P10007>
- [43] M. Agostini et al., "Improved Limit on Neutrinoless Double-beta Decay of  $^{76}\text{Ge}$  from GERDA Phase II," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, no. 13, p. 132503, March 2018. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.132503>
- [44] Vincenzo Flaminio et al., "The MAJORANA DEMONSTRATOR Neutrinoless Double-Beta Decay Experiment," *Advances in High Energy Physics*, vol. 2014, p. 365432, 2014. [Online]. <https://doi.org/10.1155/2014/365432>
- [45] C. E. Aalseth et al., "The majorana  $^{76}\text{Ge}$  double-beta decay project," *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, vol. 124, pp. 247-252, 2003, Proceedings of the 5th International UCLA Symposium on Sources and Detection of Dark Matter and Dark Energy in the Universe. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563203021169>
- [46] S. Vasilyev et al., "Status of the MAJORANA DEMONSTRATOR," *Physics of Particles and Nuclei*, vol. 48, pp. 27–33, 2017. [Online]. <https://doi.org/10.1134/S1063779616060253>

- [47] S. R. Elliott et al., "Initial Results from the Majorana Demonstrator," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 888, p. 012035, September 2017. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/888/1/012035>
- [48] N. Abgrall et al., "New Limits on Bosonic Dark Matter, Solar Axions, Pauli Exclusion Principle Violation, and Electron Decay from the Majorana Demonstrator," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, no. 16, p. 161801, April 2017. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.118.161801>
- [49] K. T. Lesko, "The Sanford Underground Research Facility at Homestake (SURF)," *Physics Procedia*, vol. 61, pp. 542-551, 2015, 13th International Conference on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP 2013. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389214006142>
- [50] S. I. Alvis et al., "Search for neutrinoless double-beta decay in  $^{76}\text{Ge}$  with 26 kg yr of exposure from the Majorana Demonstrator," *Phys. Rev. C*, vol. 100, no. 2, p. 025501, August 2019. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.100.025501>
- [51] V. B. Brudanin et al., "Search for double beta decay of  $^{48}\text{Ca}$  in the TGV experiment," *Physics Letters B*, vol. 495, pp. 63-68, 2000. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269300012442>
- [52] R. Arnold et al., "Measurement of the double-beta decay half-life and search for the neutrinoless double-beta decay of  $^{48}\text{Ca}$  with the NEMO-3 detector," *Phys. Rev. D*, vol. 93, no. 11, p. 112008, June 2016. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.93.112008>
- [53] A. A. Vasenko et al., "New Results in the Itep / Yepi Double Beta Decay Experiment With Enriched Germanium Detector," *Mod. Phys. Lett. A*, vol. 5, pp. 1299–1306, 1990.



- [54] H. S. Miley, F. T. Avignone, R. L. Brodzinski, J. I. Collar, and J. H. Reeves, "Suggestive evidence for the two-neutrino double-beta decay of  $^{76}\text{Ge}$ ," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 65, no. 25, pp. 3092–3095, December 1990. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.65.3092>
- [55] F. T. Avignone et al., "Confirmation of the observation of  $2\nu\beta\beta$  decay of  $^{76}\text{Ge}$ ," *Physics Letters B*, vol. 256, pp. 559-561, 1991. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269391918101>
- [56] F. T. Avignone, "The Majorana  $^{76}\text{Ge}$  double-beta decay project," *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 64, pp. 258-260, 2010, Neutrinos in Cosmology, in *Astro, Particle and Nuclear Physics*. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641009001008>
- [57] M. Gunther and others, "Heidelberg - Moscow beta-beta experiment with  $^{76}\text{Ge}$ : Full setup with five detectors," *Phys. Rev. D*, vol. 55, pp. 54–67, 1997.
- [58] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al., "Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment," *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei*, vol. 12, pp. 147–154, 2001. [Online]. <https://doi.org/10.1007/s100500170022>
- [59] C. Dörr 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*, vol. 513, pp. 596-621, 2003. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203022988>
- [60] M. Agostini et al., "LArGe: active background suppression using argon scintillation for the Gerda  $0\nu\beta\beta$  -experiment," *The European Physical Journal*

- C, vol. 75, p. 506, 2015. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3681-5>
- [61] W. J. Lin, O. K. Manuel, G. L. Cumming, D. Krstic, and R. I. Thorpe, "Geochemically measured half-lives of  $^{82}\text{Se}$  and  $^{130}\text{Te}$ ," *Nuclear Physics A*, vol. 481, pp. 477-483, 1988. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947488903405>
- [62] R. Arnold et al., "First Results of the Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the NEMO 3 Detector," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 95, no. 18, p. 182302, October 2005. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.95.182302>
- [63] S. R. Elliott, A. A. Hahn, M. K. Moe, M. A. Nelson, and M. A. Vient, "Double beta decay of  $\text{Se-82}$ ," *Phys. Rev. C*, vol. 46, pp. 1535–1537, 1992.
- [64] R. Arnold et al., "Double- $\beta$  decay of  $^{82}\text{Se}$ ," *Nuclear Physics A*, vol. 636, pp. 209-223, 1998. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947498002085>
- [65] R. Arnold et al., "Final results on double beta decay to the ground state of Kr from the NEMO-3 experiment," *The European Physical Journal C*, vol. 78, p. 821, 2018. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-6295-x>
- [66] Atsumichi Kawashima, Kazuya Takahashi, and Akimasa Masuda, "Geochemical estimation of the half-life for the double beta decay of  $^{96}\text{Zr}$ ," *Phys. Rev. C*, vol. 47, no. 6, pp. R2452–R2456, June 1993. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.47.R2452>
- [67] Michael Wieser and John Laeter, "Evidence of the double beta decay of zirconium-96 measured in  $1.8 \times 10^9$  year-old zircons," *Physical Review C - PHYS REV C*, vol. 64, July 2001.

- [68] R. Arnold et al., "Double beta decay of  $^{96}\text{Zr}$ ," *Nuclear Physics A*, vol. 658, pp. 299-312, 1999. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947499003747>
- [69] J. Argyriades et al., "Measurement of the two neutrino double beta decay half-life of  $\text{Zr-96}$  with the NEMO-3 detector," *Nuclear Physics A*, vol. 847, pp. 168-179, 2010. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947410006238>
- [70] Hiroshi Hidaka, Chi Ly, and Katsuhiko Suzuki, "Geochemical evidence of the double  $\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$ ," *Phys. Rev. C*, vol. 70, August 2004.
- [71] S. R. Elliott, M. K. Moe, M. A. Nelson, and M. A. Vient, "The double beta decay spectrum of  $^{100}\text{Mo}$  as measured with a TPC," *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 17, p. S145, December 1991. [Online].  
<https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/17/S/015>
- [72] D. Dassie and others, "Two neutrino double beta decay measurement of  $\text{Mo-100}$ ," *Phys. Rev. D*, vol. 51, pp. 2090–2100, 1995.
- [73] M. Alston-Garnjost et al., "Experimental search for double-beta decay of  $^{100}\text{Mo}$ ," *Phys. Rev. C*, vol. 55, no. 1, pp. 474–493, January 1997. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.55.474>
- [74] A. De Silva, M. K. Moe, M. A. Nelson, and M. A. Vient, "Doublebeta decays of  $^{100}\text{Mo}$  and  $^{150}\text{Nd}$ ," *Phys. Rev. C*, vol. 56, no. 5, pp. 2451–2467, November 1997. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.56.2451>
- [75] V. D. Ashitkov et al., "Double beta decay of  $^{100}\text{Mo}$ ," *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, vol. 74, pp. 529–531, 2001. [Online].  
<https://doi.org/10.1134/1.1450283>
- [76] L. Cardani et al., "First bolometric measurement of the two neutrino double beta decay of  $^{100}\text{Mo}$  with a  $\text{ZnMoO}_4$  crystals array," *Journal of Physics G: Nuclear*

- and Particle Physics*, vol. 41, p. 075204, May 2014. [Online].  
<https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/41/7/075204>
- [77] E. Armengaud et al., "Development of  $^{100}\text{Mo}$ -containing scintillating bolometers for a high-sensitivity neutrinoless double-beta decay search," *The European Physical Journal C*, vol. 77, p. 785, 2017. [Online].  
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5343-2>
- [78] R. Arnold et al., "Detailed studies of  $^{100}\text{Mo}$  two-neutrino double beta decay in NEMO-3," *The European Physical Journal C*, vol. 79, p. 440, 2019. [Online].  
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-6948-4>
- [79] L. De Braekeleer, M. Hornish, A. S. Barabash, and V. I. Umatov, "Measurement of the beta-beta decay rate of Mo-100 to the first excited  $0^+$  state in Ru-100," *Phys. Atom. Nucl.*, vol. 63, pp. 1214–1217, 2000.
- [80] Hiroyasu Ejiri et al., "Double Beta Decays of  $^{116}\text{Cd}$ ," *Journal of the Physical Society of Japan*, vol. 64, pp. 339-343, 1995. [Online].  
<https://doi.org/10.1143/JPSJ.64.339>
- [81] F. A. Danevich et al., "Search for  $2\beta$  decay of cadmium and tungsten isotopes: Final results of the Solotvina experiment," *Phys. Rev. C*, vol. 68, no. 3, p. 035501, September 2003. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.68.035501>
- [82] R. Arnold et al., "Measurement of the  $2\nu\beta\beta$  decay half-life and search for the  $0\nu\beta\beta$  decay of Cd 116 with the NEMO-3 detector," *Physical Review D*, vol. 95, January 2017.
- [83] A. Barabash et al., "Final results of the Aurora experiment to study  $2\beta$  decay of Cd 116 with enriched Cd 116 WO 4 crystal scintillators," *Physical Review D*, vol. 98, November 2018.

- [84] A. P. Meshik, C. M. Hohenberg, O. V. Pravdivtseva, T. J. Bernatowicz, and Y. S. Kapusta, "<sup>130</sup>Te and <sup>128</sup>Te double beta decay half-lives," *Nuclear Physics A*, vol. 809, pp. 275-289, 2008. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947408006027>
- [85] H. V. Thomas, R. A. D. Patrick, S. A. Crowther, D. J. Blagburn, and J. D. Gilmour, "Geochemical constraints on the half-life of <sup>130</sup>Te," *Phys. Rev. C*, vol. 78, no. 5, p. 054606, November 2008. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.78.054606>
- [86] W. J. Lin, O. K. Manuel, S. Muangnoicharoen, and R. I. Thorpe, "Double beta-decay of tellurium-128 and tellurium-130," *Nuclear Physics A*, vol. 481, pp. 484-493, 1988. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0375947488903417>
- [87] T. Bernatowicz et al., "Neutrino mass limits from a precise determination of 2beta-decay rates of <sup>128</sup>Te and <sup>130</sup>Te," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 69, no. 16, pp. 2341–2344, October 1992. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.69.2341>
- [88] Nobuo Takaoka, Yoshinobu Motomura, and Keisuke Nagao, "Half-life of <sup>130</sup>Te double-beta decay measured with geologically qualified samples," *Phys. Rev. C*, vol. 53, no. 4, pp. 1557–1561, April 1996. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.53.1557>
- [89] C. Arnaboldi et al., "A calorimetric search on double beta decay of <sup>130</sup>Te," *Physics Letters B*, vol. 557, pp. 167-175, 2003. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269303002120>
- [90] R. Arnold et al., "Measurement of the  $\beta\beta$  decay half-life of <sup>130</sup>Te with the NEMO-3 detector.," *Physical review letters*, vol. 107, p. 062504, August 2011.

- [91] C. Alduino et al., "CUORE sensitivity to  $0\nu\beta\beta$  decay," *The European Physical Journal C*, vol. 77, p. 532, 2017. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-017-5098-9>
- [92] Alessio Caminata et al., "Results from the Cuore Experiment †," *Universe*, vol. 5, 2019. [Online]. <https://www.mdpi.com/2218-1997/5/1/10>
- [93] J. B. Albert et al., "Improved measurement of the  $2\nu 2\beta$  half-life of  $^{136}\text{Xe}$  with the EXO-200 detector," *Phys. Rev. C*, vol. 89, no. 1, p. 015502, January 2014. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.89.015502>
- [94] A. Gando et al., "Search for Majorana Neutrinos Near the Inverted Mass Hierarchy Region with KamLAND-Zen," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 117, no. 8, p. 082503, August 2016. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.117.082503>
- [95] V. Artemiev et al., "Half-life measurement of  $^{150}\text{Nd}$   $2\beta 2\nu$  decay in the time projection chamber experiment," *Physics Letters B*, vol. 345, pp. 564-568, 1995. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939401609G>
- [96] R. Arnold et al., "Measurement of the  $2\nu\beta\beta$  decay half-life of  $^{150}\text{Nd}$  and a search for  $0\nu\beta\beta$  decay processes with the full exposure from the NEMO-3 detector," *Physical Review D*, vol. 94, October 2016.
- [97] A. S. Barabash, Ph. Hubert, A. Nachab, and V. I. Umatov, "Investigation of  $2\beta$  decay in  $^{150}\text{Nd}$  and  $^{148}\text{Nd}$  to the excited states of daughter nuclei," *Phys. Rev. C*, vol. 79, no. 4, p. 045501, April 2009. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.79.045501>
- [98] M. F. Kidd, J. H. Esterline, S. W. Finch, and W. Tornow, "Two-neutrino double-beta decay of  $^{150}\text{Nd}$  to excited final states in  $^{150}\text{Sm}$ ," *Phys. Rev. C*, vol. 90, no.

- 5, p. 055501, November 2014. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.90.055501>
- [99] A. L. Turkevich, T. E. Economou, and G. A. Cowan, "Double beta decay of U-238," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 67, pp. 3211–3214, 1991.
- [100] S. S. Ratkevich et al., "Comparative study of the double-K-shell-vacancy production in single- and double-electron-capture decay," *Phys. Rev. C*, vol. 96, no. 6, p. 065502, December 2017. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.96.065502>
- [101] E. Aprile et al., "Double-weak decays of Xe124 and 136Xe in the XENON1T and XENONnT experiments," *Phys. Rev. C*, vol. 106, no. 2, p. 024328, August 2022. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.106.024328>
- [102] A. S. Barabash and R. R. Saakyan, "Experimental limits on  $2\beta^+$ ,  $K\beta^+$ , and  $2K$  processes for  $^{130}\text{Ba}$  and on  $2K$  capture for  $^{132}\text{Ba}$ ," *Physics of Atomic Nuclei*, vol. 59, pp. 179-184, 1996. [Online].  
[http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig\\_q=RN:35057221](http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:35057221)
- [103] A. P. Meshik, C. M. Hohenberg, O. V. Pravdivtseva, and Ya. S. Kapusta, "Weak decay of Ba-130 and Ba-132: Geochemical measurements," *Phys. Rev. C*, vol. 64, p. 035205, 2001.
- [104] Magali Pujol, Bernard Marty, Pete Burnard, and Pascal Philippot, "Xenon in Archean barite: Weak decay of  $^{130}\text{Ba}$ , mass-dependent isotopic fractionation and implication for barite formation," *Geochimica et Cosmochimica Acta*, vol. 73, pp. 6834–6846, 2009. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0016703709005055>
- [105] S. Umehara et al., "Neutrino-less double-beta decay of  $^{48}\text{Ca}$  studied by  $\text{CaF}_2(\text{Eu})$  scintillators," *Phys. Rev. C*, vol. 78, no. 5, p. 058501, November 2008. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.78.058501>

- [106] C. E. Aalseth et al., "Search for Neutrinoless Double-beta Decay in  $^{76}\text{Ge}$  with the Majorana Demonstrator," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, no. 13, p. 132502, March 2018. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.132502>
- [107] A. S. Barabash, V. B. Brudanin, and N. E. M. O. Collaboration, "Investigation of double-beta decay with the NEMO-3 detector," *Physics of Atomic Nuclei*, vol. 74, pp. 312–317, 2011. [Online]. <https://doi.org/10.1134/S1063778811020062>
- [108] C. Augier, ... M. Zarytskyy et al., "Final results on the  $0\nu\beta\beta$  decay half-life limit of  $^{100}\text{Mo}$  from the CUPID-Mo experiment," *The European Physical Journal C*, vol. 82, p. 1033, 2022. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10942-5>
- [109] D. Q. Adams et al., "New Direct Limit on Neutrinoless Double Beta Decay Half-Life of  $^{128}\text{Te}$  with CUORE," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 129, no. 22, p. 222501, November 2022. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.129.222501>
- [110] J. B. Albert et al., "Search for Neutrinoless Double-Beta Decay with the Upgraded EXO-200 Detector," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, no. 7, p. 072701, February 2018. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.072701>
- [111] N. Abgrall et al., "The large enriched germanium experiment for neutrinoless double beta decay (LEGEND)," in *AIP Conference Proceedings*, 2017. [Online]. <https://doi.org/10.1063%2F1.5007652>
- [112] Venkatesh Singh and Abhishek Kumar, "Status of the Large Enriched Germanium Experiment for Neutrinoless  $\beta\beta$  Decay - LEGEND," *DAE Symp. Nucl. Phys.*, vol. 62, pp. 982–983, 2017.



- [113] M. Agostini and others, "GERDA results and the future perspectives for the neutrinoless double beta decay search using  $^{76}\text{Ge}$ ," *Int. J. Mod. Phys. A*, vol. 33, p. 1843004, 2018.
- [114] C. Arnaboldi et al., "First results on neutrinoless double beta decay of  $^{130}\text{Te}$  with the calorimetric CUORICINO experiment," *Physics Letters B*, vol. 584, pp. 260-268, 2004. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037026930400173X>
- [115] C. Alduino et al., "CUORE-0 detector: design, construction and operation," *Journal of Instrumentation*, vol. 11, p. P07009, July 2016. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/11/07/P07009>
- [116] K. Alfonso et al., "Search for Neutrinoless Double-Beta Decay of  $^{130}\text{Te}$  with CUORE-0," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 115, no. 10, p. 102502, September 2015. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.115.102502>
- [117] C. Arnaboldi et al., "CUORE: a cryogenic underground observatory for rare events," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 518, pp. 775-798, 2004. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203023374>
- [118] D. R. Artusa et al., "Enriched  $\text{TeO}_2$  bolometers with active particle discrimination: Towards the CUPID experiment," *Physics Letters B*, vol. 767, pp. 321-329, 2017. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269317301016>
- [119] G. Wang and others, "CUPID: CUORE (Cryogenic Underground Observatory for Rare Events) Upgrade with Particle Identification," April 2015.
- [120] E. S. Battistelli et al., "CALDER: neutrinoless double-beta decay identification in  $\text{TeO}_2$  bolometers with kinetic inductance detectors," *The European Physical*

- Journal C*, vol. 75, p. 353, 2015. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3575-6>
- [121] O. Azzolini et al., "First Result on the Neutrinoless Double-beta Decay of  $^{82}\text{Se}$  with CUPID-0," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 120, no. 23, p. 232502, June 2018. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.120.232502>
- [122] A. S. Barabash et al., "Enriched  $\text{Zn}^{100}\text{MoO}_4$  scintillating bolometers to search for  $0\nu 2\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$  with the LUMINEU experiment," *The European Physical Journal C*, vol. 74, p. 3133, 2014. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-3133-7>
- [123] D. V. Poda, " $^{100}\text{Mo}$ -enriched  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  scintillating bolometers for  $0\nu 2\beta$  decay search: From LUMINEU to CUPID-0 Mo projects," in *AIP Conference Proceedings*, 2017. [Online]. <https://doi.org/10.1063/1.5007642>
- [124] D. Q. Adams et al., "Update on the recent progress of the CUORE experiment," 2018.
- [125] J. Y. Lee et al., "A Study of  $^{48}\text{Ca}^{100}\text{MoO}_4$  Scintillation Crystals for the AMoRE-I Experiment," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 65, pp. 2041-2045, 2018.
- [126] Hiro Ejiri et al., "A  $\text{CaMoO}_4$  Crystal Low Temperature Detector for the AMoRE Neutrinoless Double Beta Decay Search," *Advances in High Energy Physics*, vol. 2015, p. 817530, 2015. [Online]. <https://doi.org/10.1155/2015/817530>
- [127] HyangKyu Park, "The AMoRE: Search for Neutrinoless Double Beta Decay in  $^{100}\text{Mo}$ ," *Nuclear and Particle Physics Proceedings*, vol. 273-275, pp. 2630-2632, 2016, 37th International Conference on High Energy Physics (ICHEP). [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S2405601415009712>

- [128] G. B. Kim et al., "Heat and Light Measurement of a  $^{40}\text{Ca}$   $^{100}\text{MoO}_4$  Crystal for the AMoRE Double Beta Decay Experiment," *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 63, pp. 539-542, 2016.
- [129] C. S. Kang et al., "MMC-based low-temperature detector system of the AMoRE-Pilot experiment," *Superconductor Science and Technology*, vol. 30, p. 084011, July 2017. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6668/aa757a>
- [130] A. Luqman et al., "Simulations of background sources in AMoRE-I experiment," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 855, pp. 140-147, 2017. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217301602>
- [131] H. S. Jo et al., "Status of the AMoRE Experiment Searching for Neutrinoless Double Beta Decay Using Low-Temperature Detectors," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 193, pp. 1182–1189, 2018. [Online]. <https://doi.org/10.1007/s10909-018-1925-0>
- [132] M. Auger et al., "The EXO-200 detector, part I: detector design and construction," *Journal of Instrumentation*, vol. 7, p. P05010, May 2012. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/7/05/P05010>
- [133] N. Ackerman et al., "Observation of Two-Neutrino Double-Beta Decay in  $^{136}\text{Xe}$  with the EXO-200 Detector," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 107, no. 21, p. 212501, November 2011. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.107.212501>
- [134] nEXO Collaboration et al., nEXO Pre-Conceptual Design Report, 2018.
- [135] F. Duncan, A. J. Noble, and D. Sinclair, "The Construction and Anticipated Science of SNOLAB," *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, vol. 60,

- pp. 163-180, 2010. [Online].  
<https://doi.org/10.1146/annurev.nucl.012809.104513>
- [136] J. B. Albert et al., "Sensitivity and discovery potential of the proposed nEXO experiment to neutrinoless double-beta decay," *Phys. Rev. C*, vol. 97, no. 6, p. 065503, June 2018. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.97.065503>
- [137] J. Martín-Albo et al., "Sensitivity of NEXT-100 to neutrinoless double beta decay," *Journal of High Energy Physics*, vol. 2016, p. 159, 2016. [Online].  
[https://doi.org/10.1007/JHEP05\(2016\)159](https://doi.org/10.1007/JHEP05(2016)159)
- [138] S. Abe et al., "Search for the Majorana Nature of Neutrinos in the Inverted Mass Ordering Region with KamLAND-Zen," *PRL*, vol. 130, p. 051801, January 2023. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.130.051801>
- [139] A. S. Barabash et al., "Calorimeter development for the SuperNEMO double beta decay experiment," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 868, pp. 98-108, 2017. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900217306976>
- [140] Christine Marquet, "The SuperNEMO calorimeter," *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 888, p. 012227, September 2017.
- [141] E. Armengaud, ... M. Zarytskyy et al., "New Limit for Neutrinoless Double-Beta Decay of  $^{100}\text{Mo}$  from the CUPID-Mo Experiment," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 126, no. 18, p. 181802, May 2021. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.181802>
- [142] D. Q. Adams et al., "CUORE opens the door to tonne-scale cryogenics experiments," *Progress in Particle and Nuclear Physics*, vol. 122, p. 103902,

2022. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0146641021000612>

- [143] D. Q. Adams et al., "Measurement of the  $2\nu 2\beta$  Decay Half-Life of  $^{130}\text{Te}$  with CUORE," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 126, no. 17, p. 171801, April 2021. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.126.171801>
- [144] Denys Poda, "Scintillation in Low-Temperature Particle Detectors," *Physics*, vol. 3, pp. 473–535, 2021. [Online]. <https://www.mdpi.com/2624-8174/3/3/32>
- [145] The C.U.P.I.D. Interest Group, "CUPID pre-CDR," 2019. [Online]. <https://doi.org/10.48550/arXiv.1907.09376>
- [146] S. Rahaman et al., "Q values of the  $^{76}\text{Ge}$  and  $^{100}\text{Mo}$  double-beta decays," *Physics Letters B*, vol. 662, pp. 111-116, 2008. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269308002554>
- [147] C. Augier, ... M. Zarytskyy et al., "New measurement of double-beta decays of  $^{100}\text{Mo}$  to excited states of  $^{100}\text{Ru}$  with the CUPID-Mo experiment," *Phys. Rev. C*, vol. 107, no. 2, p. 025503, February 2023. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.107.025503>
- [148] F. Simkovic, P. Domin, and S. V. Semenov, "The single state dominance hypothesis and the two-neutrino double beta decay of  $^{100}\text{Mo}$ ," *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 27, p. 2233, September 2001. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/27/11/304>
- [149] P. Domin, S. Kovalenko, F. Šimkovic, and S. V. Semenov, "Neutrino accompanied  $\beta\pm\beta\pm$ ,  $\beta^+/\text{EC}$  and  $\text{EC}/\text{EC}$  processes within single state dominance hypothesis," *Nuclear Physics A*, vol. 753, pp. 337-363, 2005. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947405003519>
- [150] Z. G. Berezhiani, A. Yu. Smirnov, and J. W. F. Valle, "Observable majoron emission in neutrinoless double beta decay," *Physics Letters B*, vol. 291, pp. 99-

- 105, 1992. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269392901260>
- [151] R. N. Mohapatra and E. Takasugi, "Neutrinoless double beta decay with double majoron emission," *Physics Letters B*, vol. 211, pp. 192-196, 1988. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269388908325>
- [152] C. P. Burgess and J. M. Cline, "Majorons without majorana masses and neutrinoless double beta decay," *Physics Letters B*, vol. 298, pp. 141-148, 1993. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269393917208>
- [153] C. P. Burgess and J. M. Cline, "New class of Majoron-emitting double-beta decays," *Phys. Rev. D*, vol. 49, no. 11, pp. 5925–5944, June 1994. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.49.5925>
- [154] Christopher D. Carone, "Double beta decay with vector majorons," *Physics Letters B*, vol. 308, pp. 85-88, 1993. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/037026939390605H>
- [155] R. N. Mohapatra, A. Pérez-Lorenzana, and C. A. de S. Pires, "Neutrino mass, bulk majoron and neutrinoless double beta decay," *Physics Letters B*, vol. 491, pp. 143-147, 2000. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269300010315>
- [156] A. S. Barabash, A. D. Dolgov, R. Dvornický, F. Šimkovic, and A. Yu. Smirnov, "Statistics of neutrinos and the double beta decay," *Nuclear Physics B*, vol. 783, pp. 90-111, 2007. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321307004117>
- [157] S. A. Ghinescu, O. Nițescu, and S. Stoica, "Investigation of the Lorentz invariance violation in two-neutrino double-beta decay," *Phys. Rev. D*, vol. 105,

- no. 5, p. 055032, March 2022. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.105.055032>
- [158] Asmaa Abada, Álvaro Hernández-Cabezudo, and Xabier Marcano, "Beta and neutrinoless double beta decays with KeV sterile fermions," *Journal of High Energy Physics*, vol. 2019, p. 41, 2019. [Online].  
[https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2019\)041](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2019)041)
- [159] M. Agostini et al., "Calibration of the Gerda experiment," *The European Physical Journal C*, vol. 81, p. 682, 2021. [Online].  
<https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09403-2>
- [160] E. Armengaud et al., "The CUPID-Mo experiment for neutrinoless double-beta decay: performance and prospects," *The European Physical Journal C*, vol. 80, p. 44, 2020. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7578-6>
- [161] D. Q. Adams et al., "Search for Majorana neutrinos exploiting millikelvin cryogenics with CUORE," *Nature*, vol. 604, pp. 53–58, 2022. [Online].  
<https://doi.org/10.1038/s41586-022-04497-4>
- [162] H. L. Scott and D. M. Van Patter, "Intensities of Gamma Rays from the Calibration Source  $^{56}\text{Co}$ ," *Phys. Rev.*, vol. 184, no. 4, pp. 1111–1116, August 1969. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.184.1111>
- [163] R.A. Meyer, *Fizika(Zagreb)*, vol. 22, 153, 1990.
- [164] Gongqing Wang, E. K. Warburton, and D. E. Alburger, "Precision energy determinations of gamma transitions from  $^{56}\text{Co}$  decay," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 272, pp. 791-799, 1988. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0168900288907619>
- [165] P. Dryak and P. Kovar, "Determination of emission probabilities of gamma photons in the decay of  $^{56}\text{Co}$ ," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 66, pp. 711-

- 714, 2008, Proceedings of the 16th International Conference on Radionuclide Metrology and its Applications. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804308000432>
- [166] J. Allison et al., "Recent developments in Geant4," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 835, pp. 186-225, 2016. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900216306957>
- [167] C. Augier, ... M. Zarytskyy et al., "The background model of the CUPID-Mo  $0\nu\beta\beta$  experiment," *The European Physical Journal C*, vol. 83, p. 675, 2023. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11830-2>
- [168] E. Armengaud et al., "Background studies for the EDELWEISS dark matter experiment," *Astroparticle Physics*, vol. 47, pp. 1-9, 2013. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650513000790>
- [169] E. Armengaud et al., "Performance of the EDELWEISS-III experiment for direct dark matter searches," *Journal of Instrumentation*, vol. 12, p. P08010, August 2017. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/08/P08010>
- [170] Michel L'Hour, "Un site sous-marin sur la côte de l'Armorique. L'épave antique de Ploumanac'h," *Revue Archéologique de l'Ouest*, vol. 4, pp. 113-131, 1987.
- [171] R. Hodák et al., "Characterization and long-term performance of the Radon Trapping Facility operating at the Modane Underground Laboratory," *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, vol. 46, p. 115105, September 2019. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/1361-6471/ab368e>
- [172] B. Schmidt et al., "Muon-induced background in the EDELWEISS dark matter search," *Astroparticle Physics*, vol. 44, pp. 28-39, 2013. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650513000248>



- [173] A. S. Barabash et al., "The BiPo-3 detector for the measurement of ultra low natural radioactivities of thin materials," *Journal of Instrumentation*, vol. 12, p. P06002, June 2017. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/12/06/P06002>
- [174] O. Azzolini et al., "Background model of the CUPID-0 experiment," *The European Physical Journal C*, vol. 79, p. 583, 2019. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7078-8>
- [175] S. Rozov et al., "Monitoring of the thermal neutron flux in the LSM underground laboratory, 2010.
- [176] S. Fiorucci et al., "Identification of backgrounds in the EDELWEISS-I dark matter search experiment," *Astroparticle Physics*, vol. 28, pp. 143-153, 2007. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650507000722>
- [177] R. Lemrani et al., "Low-energy neutron propagation in MCNPX and GEANT4," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 560, pp. 454-459, 2006. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890020502677X>
- [178] O. A. Ponkratenko, V. I. Tretyak, and Yu. G. Zdesenko, "Event generator DECAY4 for simulating double-beta processes and decays of radioactive nuclei," *Physics of Atomic Nuclei*, vol. 63, pp. 1282–1287, 2000. [Online]. <https://doi.org/10.1134/1.855784>
- [179] Geant4 Physics Reference Manual.
- [180] R. Arnold et al., "Investigation of double beta decay of  $^{100}\text{Mo}$  to excited states of  $^{100}\text{Ru}$ ," *Nuclear Physics A*, vol. 925, pp. 25–36, 2014. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947414000232>

- [181] R. Arnold et al., "Measurement of double beta decay of  $^{100}\text{Mo}$  to excited states in the NEMO 3 experiment," *Nuclear Physics A*, vol. 781, pp. 209–226, 2007. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0375947406006567>
- [182] I. C. Bandac et al., "The  $0\nu 2\beta$ -decay CROSS experiment: preliminary results and prospects," *Journal of High Energy Physics*, vol. 2020, p. 18, 2020. [Online]. [https://doi.org/10.1007/JHEP01\(2020\)018](https://doi.org/10.1007/JHEP01(2020)018)
- [183] C. Augier, ... M. Zarytskyy et al., "Measurement of the  $2\nu 2\beta$  Decay Rate and Spectral Shape of  $^{100}\text{Mo}$  from the CUPID-Mo Experiment," *PRL*, vol. 131, p. 162501, October 2023. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.131.162501>
- [184] E. Armengaud et al., "Precise measurement of  $2\nu \beta\beta$  decay of  $^{100}\text{Mo}$  with the CUPID-Mo detection technology," *The European Physical Journal C*, vol. 80, p. 674, 2020. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-8203-4>
- [185] Heinrich Päs and Werner Rodejohann, "Neutrinoless double beta decay," *New Journal of Physics*, vol. 17, p. 115010, November 2015. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/1367-2630/17/11/115010>
- [186] J. D. Vergados, H. Ejiri, and F. Šimkovic, "Neutrinoless double beta decay and neutrino mass," *Int. J. Mod. Phys. E*, vol. 25, p. 1630007, November 2016. [Online]. <https://doi.org/10.1142/S0218301316300071>
- [187] Arthur B. McDonald, Andrea Giuliani, and Alfredo Poves, "Neutrinoless Double-Beta Decay," *Advances in High Energy Physics*, vol. 2012, p. 857016, 2012. [Online]. <https://doi.org/10.1155/2012/857016>
- [188] Vincenzo Flaminio, Oliviero Cremonesi, and Maura Pavan, "Challenges in Double Beta Decay," *Advances in High Energy Physics*, vol. 2014, p. 951432, 2014. [Online]. <https://doi.org/10.1155/2014/951432>

- [189] E. Fiorini and T. O. Niinikoski, "Low-temperature calorimetry for rare decays," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, vol. 224, pp. 83–88, 1984. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0167508784904496>
- [190] Denys Poda and Andrea Giuliani, "Low background techniques in bolometers for double-beta decay search," *Int. J. Mod. Phys. A*, vol. 32, p. 1743012, October 2017. [Online]. <https://doi.org/10.1142/S0217751X17430126>
- [191] E. E. Haller, N. P. Palaio, M. Rodder, W. L. Hansen, and E. Kreysa, "NTD Germanium: A Novel Material for Low Temperature Bolometers," in *Neutron Transmutation Doping of Semiconductor Materials*, Robert D. Larrabee, Ed. Boston, MA: Springer US, 1984, pp. 21–36. [Online]. [https://doi.org/10.1007/978-1-4613-2695-3\\_2](https://doi.org/10.1007/978-1-4613-2695-3_2)
- [192] L. Dumoulin, L. Bergé, J. Lesueur, H. Bernas, and M. Chapellier, "Nb-Si thin films as thermometers for low temperature bolometers," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 93, pp. 301–306, 1993. [Online]. <https://doi.org/10.1007/BF00693437>
- [193] Olivier Crauste et al., "Tunable Superconducting Properties of a-NbSi Thin Films and Application to Detection in Astrophysics," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 163, pp. 60–66, 2011. [Online]. <https://doi.org/10.1007/s10909-010-0284-2>
- [194] C. Arnaboldi et al., "Results from a search for the 2beta-decay of  $^{130}\text{Te}$ ," *PRC*, vol. 78, p. 035502, September 2008. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.78.035502>
- [195] F. Alessandria et al., "CUORE crystal validation runs: Results on radioactive contamination and extrapolation to CUORE background," *Astroparticle*

- Physics*, vol. 35, pp. 839-849, 2012. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650512000473>
- [196] Noël Coron et al., "Scintillating and particle discrimination properties of selected crystals for low-temperature bolometers: from LiF to BGO," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 520, pp. 159-162, 2004, Proceedings of the 10th International Workshop on Low Temperature Detectors. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900203031905>
- [197] L. Bergé et al., "Complete event-by-event alpha gamma(beta) separation in a full-size TeO<sub>2</sub> CUORE bolometer by Neganov-Luke-magnified light detection," *PRC*, vol. 97, p. 032501, March 2018. [Online].  
<https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevC.97.032501>
- [198] T. Tabarelli de Fatis, "Cerenkov emission as a positive tag of double beta decays in bolometric experiments," *The European Physical Journal C*, vol. 65, pp. 359–361, 2010. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-009-1207-8>
- [199] T. B. Bekker et al., "Aboveground test of an advanced Li<sub>2</sub>MoO<sub>4</sub> scintillating bolometer to search for neutrinoless double beta decay of <sup>100</sup>Mo," *Astroparticle Physics*, vol. 72, pp. 38-45, 2016. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0927650515000973>
- [200] L. Bergé et al., "Purification of molybdenum, growth and characterization of medium volume ZnMoO<sub>4</sub> crystals for the LUMINEU program," *Journal of Instrumentation*, vol. 9, p. P06004, June 2014. [Online].  
<https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/9/06/P06004>
- [201] V. D. Grigorieva et al., "Li<sub>2</sub>MoO<sub>4</sub> crystals grown by low thermal gradient Czochralski technique," *J. Mat. Sci. Eng. B*, vol. 7, p. 63, 2017.

- [202] A. S. Barabash, "Average and recommended half-life values for two-neutrino double beta decay," *Nuclear Physics A*, vol. 935, pp. 52-64, 2015. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S037594741500010X>
- [203] D. M. Chernyak et al., "Random coincidence of  $2\nu 2\beta$  decay events as a background source in bolometric  $0\nu 2\beta$  decay experiments," *The European Physical Journal C*, vol. 72, p. 1989, 2012. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-012-1989-y>
- [204] Juris Meija et al., "Isotopic compositions of the elements 2013 (IUPAC Technical Report)," *Pure and Applied Chemistry*, vol. 88, pp. 293–306, 2016. [Online]. <https://doi.org/10.1515/pac-2015-0503>
- [205] A. Giuliani, F. A. Danevich, and V. I. Tretyak, "A multi-isotope  $0\nu 2\beta$  bolometric experiment," *The European Physical Journal C*, vol. 78, p. 272, 2018. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-018-5750-z>
- [206] D. M. Chernyak et al., "Rejection of randomly coinciding events in ZnMoO<sub>4</sub> scintillating bolometers," *The European Physical Journal C*, vol. 74, p. 2913, 2014. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-2913-4>
- [207] John F. Cochran and D. E. Mapother, "Superconducting Transition in Aluminum," *Phys. Rev.*, vol. 111, no. 1, pp. 132–142, July 1958. [Online]. <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.111.132>
- [208] C. Nones, L. Bergé, L. Dumoulin, S. Marnieros, and E. Olivieri, "Superconducting Aluminum Layers as Pulse Shape Modifiers: An Innovative Solution to Fight Against Surface Background in Neutrinoless Double Beta Decay Experiments," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 167, pp. 1029–1034, 2012. [Online]. <https://doi.org/10.1007/s10909-012-0558-y>
- [209] Matias Velázquez et al., "Exploratory growth in the Li<sub>2</sub>MoO<sub>4</sub>-MoO<sub>3</sub> system for the next crystal generation of heat-scintillation cryogenic bolometers," *Solid*

- State Sciences*, vol. 65, pp. 41-51, 2017. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1293255816304800>
- [210] C. Stelian et al., "Experimental and numerical investigations of the Czochralski growth of  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  crystals for heat-scintillation cryogenic bolometers," *Journal of Crystal Growth*, vol. 531, p. 125385, 2020. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0022024819306001>
- [211] A. ArmatoI et al., "A CUPID  $\text{Li}_2^{100}\text{MoO}_4$  scintillating bolometer tested in the CROSS underground facility," *Journal of Instrumentation*, vol. 16, p. P02037, February 2021. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/16/02/P02037>
- [212] Iulian C. Bandac, ... Mykola M. Zarytsky et al., "Li<sup>2100</sup>deplMoO<sub>4</sub> Scintillating Bolometers for Rare-Event Search Experiments," *Sensors*, vol. 23, no. 12, 2023. [Online]. <https://www.mdpi.com/1424-8220/23/12/5465>
- [213] CROSS collaboration, "The new CROSS Cryogenic Underground (C2U) facility: an overview," in *XXIX International (online) Conference on Neutrino Physics and Astrophysics (Neutrino 2020)*, June 22–July 02, 2020.
- [214] Wladyslaw Henryk Trzaska et al., "Cosmic-ray muon flux at Canfranc Underground Laboratory," *The European Physical Journal C*, vol. 79, p. 721, 2019. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-019-7239-9>
- [215] Javier Pérez-Pérez et al., Radon Mitigation Applications at the Laboratorio Subterráneo de Canfranc (LSC), 2022.
- [216] M. Laubenstein et al., "Underground measurements of radioactivity," *Applied Radiation and Isotopes*, vol. 61, pp. 167-172, 2004, Low Level Radionuclide Measurement Techniques - ICRM. [Online].  
<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0969804304001009>
- [217] G. Buşe et al., "First scintillating bolometer tests of a CLYMENE R&D on  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  scintillators towards a large-scale double-beta decay experiment,"

*Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 891, pp. 87-91, 2018. [Online].

<https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900218302894>

[218] A. Armatol, New results about the revolutionary bolometer assembly of BINGO, 2023.

[219] F. Bellini et al., "Measurements of the Čerenkov light emitted by a TeO<sub>2</sub> crystal," *Journal of Instrumentation*, vol. 7, p. P11014, November 2012. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/7/11/P11014>

[220] V. Novati et al., "Charge-to-heat transducers exploiting the Neganov-Trofimov-Luke effect for light detection in rare-event searches," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 940, pp. 320-327, 2019. [Online]. <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900219308897>

[221] D. M. Chernyak et al., "Rejection of randomly coinciding events in Li<sub>2</sub>100MoO<sub>4</sub> scintillating bolometers using light detectors based on the Neganov-Luke effect," *The European Physical Journal C*, vol. 77, p. 3, 2016. [Online]. <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4565-z>

[222] A. Armatol et al., First cryogenic tests on BINGO innovations, 2022.

[223] A. Ahmine, ... Mykola Zarytsky et al., "Test of <sup>116</sup>CdWO<sub>4</sub> and Li<sub>2</sub>MoO<sub>4</sub> scintillating bolometers in the CROSS underground facility with upgraded detector suspension," *Journal of Instrumentation*, vol. 18, p. P12004, 2023. [Online]. <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/18/12/P12004>

[224] Anastasiia Zolotarova and on behalf of the CROSS Collaboration, "The CROSS experiment: search for  $0\nu 2\beta$  decay with surface sensitive bolometers," *Journal*

*of Physics: Conference Series*, vol. 1468, p. 012147, February 2020. [Online].  
<https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/1468/1/012147>

[225] D. L. Helis et al., "Neutrinoless Double-Beta Decay Searches with Enriched  $^{116}\text{CdWO}_4$  Scintillating Bolometers," *Journal of Low Temperature Physics*, vol. 199, pp. 467–474, 2020. [Online]. <https://doi.org/10.1007/s10909-019-02315-2>



## Додаток А

### СПИСОК ПУБЛІКАЦІЙ ЗДОБУВАЧА ЗА ТЕМОЮ ДИСЕРТАЦІЇ

1. E. Armengaud, ... M. Zarytsky et al., «New Limit for Neutrinoless Double-Beta Decay of  $^{100}\text{Mo}$  from the CUPID-Mo Experiment», *Physical Review Letters*, vol. 126, 181802, 2021, **Q1**, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.126.181802> (моделювання радіоактивного фону від елементів установки навколо детекторів).
2. C. Augier, ... M. Zarytsky et al., «Final results on the  $0\nu\beta\beta$  decay half-life limit of  $^{100}\text{Mo}$  from the CUPID-Mo experiment», *European Physical Journal C*, vol. 82, 1033, 2022, **Q1**, DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-022-10942-5> (використовуються розроблені моделі фону від елементів установки навколо детекторів).
3. C. Augier, ... M. Zarytsky et al., «The background model of the CUPID-Mo  $0\nu\beta\beta$  experiment», *European Physical Journal C*, vol. 83, 675, 2023, **Q1**, DOI: <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-023-11830-2> (розробка моделей методом Монте-Карло елементів установки навколо детекторів, моделювання калібрувального джерела  $^{56}\text{Co}$ ).
4. C. Augier, ... M. Zarytsky et al., «New measurement of double beta decays of  $^{100}\text{Mo}$  to excited states of  $^{100}\text{Ru}$  with the CUPID-Mo experiment», *Physical Review C*, vol. 107, 025503, 2023, **Q1**, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.107.025503> (використовуються розроблені моделі фону від елементів установки навколо детекторів).
5. C. Augier, ... M. Zarytsky et al., «Measurement of the  $2\nu\beta\beta$  decay rate and spectral shape of  $^{100}\text{Mo}$  from the CUPID-Mo experiment», *Physical Review Letters*, vol. 131, 162501, 2023, **Q1**, DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.131.162501> (використовуються розроблені моделі фону від елементів установки навколо детекторів).
6. I.C. Bandac, ... M.M. Zarytsky et al., « $\text{Li}_2^{100\text{depl}}\text{MoO}_4$  Scintillating Bolometers for Rare-Event Search Experiments», *Sensors* 23, no. 12: 5465, 2023, **Q1**, DOI:

- <https://doi.org/10.3390/s23125465> (використовуються моделювання фону в установці CROSS із детекторами  $\text{Li}_2^{100\text{depl}}\text{MoO}_4$ ).
7. A. Ahmine, ... M.M. Zarytskyu et al., «Test of  $^{116}\text{CdWO}_4$  and  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$  scintillating bolometers in the CROSS underground facility with upgraded detector suspension», *Journal of Instrumentation*, vol. 18, p. P12004, 2023, **Q2**, DOI: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/18/12/P12004> (використовуються моделювання фону в установці CROSS із детекторами  $^{116}\text{CdWO}_4$  and  $\text{Li}_2\text{MoO}_4$ ).
  8. М. М. Зарицький, «Монте-Карло моделювання болOMETричних експериментів CROSS та CUPID-Мо з пошуку подвійного бета-розпаду ядер  $^{100}\text{Mo}$  та  $^{130}\text{Te}$ » XXVII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2020, с. 75.
  9. М. М. Зарицький, «Моделювання методом Монте-Карло калібрувального джерела  $^{56}\text{Co}$  для експерименту CUPID-Мо» XXVIII щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2021, с. 68.
  10. М. М. Зарицький, «Моделювання радіоактивної забрудненості нейлонових дротів для експерименту BINGO», XXIX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2022, с. 57.
  11. М. М. Зарицький, «Моделювання методом Монте-Карло активного захисту для експерименту BINGO», XXX щорічна наукова конференція Інституту ядерних досліджень НАН України. Тези доповідей. – Київ, 2023, с. 55.