

ВНУТРЕННИЙ ФОН ДЕТЕКТОРА ОТ ДВУХНЕЙТРИННОГО ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА ПРИ ПОИСКЕ БЕЗНЕЙТРИННОГО ДВОЙНОГО БЕТА-РАСПАДА ^{150}Nd

© 2024 г. А. Р. Амирасланова²⁾, З. А. Ахматов²⁾, И. Р. Барабанов^{1),2)}, А. В. Вересникова^{1),2),*},
В. И. Гуренцов^{1),2)}, А. М. Гангапшев^{1),2)}, Д. М. Кабардова²⁾, В. В. Казалов^{1),2)}, З. Х. Калажоков²⁾,
А. А. Каншаов²⁾, Г. Я. Новикова^{1),2)}, Д. А. Текуева^{1),2)}, М. Ш. Тхазаплижев²⁾, Е. А. Янович^{1),2)}

Поступила в редакцию 10.07.2024 г.; после доработки 10.07.2024 г.; принята к публикации 10.07.2024 г.

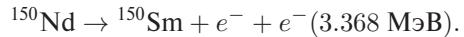
Рассчитан внутренний фон детектора, возникающий при поиске безнейтринного двойного бета-распада изотопа ^{150}Nd , от двухнейтринного бета-распада того же изотопа. Расчет выполнен для детектора на основе жидкого неодимсодержащего органического сцинтиллятора объемом в несколько литров при различных конфигурациях детектора и концентрациях Nd вплоть до 5.5 г/л. Получены ограничения на чувствительность детектора при поиске безнейтринного двойного бета-распада изотопа ^{150}Nd .

DOI: 10.31857/S0044002724060116, **EDN:** HOVEGD

1. ВВЕДЕНИЕ

Поиск безнейтринного двойного бета-распада ($0\nu 2\beta$ -распада) ядер – одна из наиболее актуальных и интересных задач современной физики низких энергий [1]. Открытие и измерение скорости $0\nu 2\beta$ -распада позволит установить природу нейтрино (дираковская или майорановская) [2], а также вычислить абсолютную величину эффективной массы нейтрино. Таким образом, регистрация безнейтринного двойного бета-распада будет означать открытие “новой физики” [3]. Большое количество экспериментов с изотопами различных элементов нацелено на достижение более высокого предела периода полураспада $T_{1/2}(0\nu)$. Среди наиболее перспективных кандидатов по поиску $0\nu 2\beta$ -распада является ядро изотопа неодима – ^{150}Nd – благодаря большой энергии перехода ($Q\beta\beta = 3.368 \text{ МэВ}$) и высокому атомному номеру. Высокая энергия $0\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd повышает вероятность его наблюдения при значительном улучшении фоновых условий эксперимента и повышении энергетического разрешения детектора. При этом, учитывая важность проблемы, особенно в случае положительного результата, желательно его подтверждение в различных типах экспериментов [4, 5].

В настоящей работе мы рассматриваем возможность создания детектора с неодимсодержащим жидким органическим сцинтиллятором (Nd-OC) для регистрации $0\nu 2\beta$ -распада изотопа ^{150}Nd :



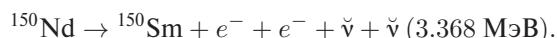
При $0\nu 2\beta$ -распаде изотопа ^{150}Nd образуются два электрона с суммарной энергией 3.368 МэВ.

Органические сцинтилляторы по сравнению с другими типами детекторов (криогенными и ионизационными) имеют, как правило, худшее разрешение. Однако возможность создания крупномасштабных установок с более высокой чистотой по радиоактивным примесям позволяет рассматривать жидкие сцинтилляционные детекторы в качестве перспективных.

Рассматриваемая задача по созданию детектора на основе Nd-OC ранее исследовалась в работах [5–7].

2. МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

В качестве прототипа крупномасштабного детектора создается детектор в рамках проекта “Новые методы исследования безнейтринного двойного бета-распада” с цилиндрической сцинтилляционной ячейкой диаметром 10 см и длиной 30 см из оптического кварца или органического стекла и аналогичной ячейкой с квадратным сечением. Конечное энергетическое разрешение детектора приводит к возникновению принципиально неустранимого фона от двухнейтринного двойного бета-распада ($2\nu 2\beta$ -распада) исследуемого изотопа с той же самой максимальной суммарной энергией:



В предыдущей статье авторов [8] представлены подробные расчеты, выполненные методом Монте-Карло, ожидаемого энергетического разрешения детектора для двух типов неодимсодержащего жидкого

¹⁾ Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

²⁾ Кабардино-Балкарский государственный университет им. Х.М. Бербекова, Нальчик, Россия.

* E-mail: annaveresnikova@gmail.com

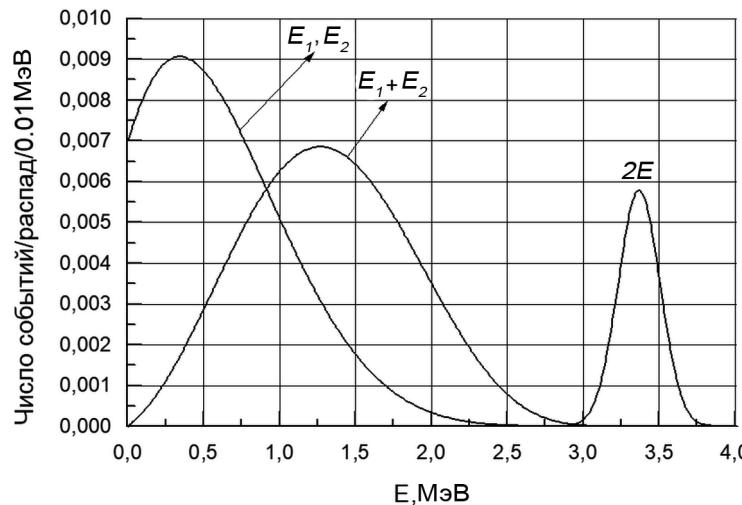


Рис. 1. Спектр одиночных электронов E_1 , E_2 (2), спектр суммарной энергии двух электронов $E_1 + E_2$ (3) без учета влияния кулоновского поля и энергетического разрешения. 2 E – распределение сигнала от 0v2 β -распада с учетом энергетического разрешения.

органического сцинтиллятора на основе LAB (линейного алкилбензола) и PC (псевдокумола). Используя эти результаты и известный период полураспада 2v2 β -распада (9.11×10^{18} , лет [9]), рассчитаны возникающий внутренний фон и ограничения на чувствительность детектора.

При 2v2 β -моде распада ^{150}Nd вероятность перехода на основной уровень дочернего ядра, проинтегрированная по импульсам нейтрино и углу разлета электронов [10, 11], равна:

$$dW(E_1, E_2) = \text{Const} F(E_1, Z) F(E_2, Z) (E_1 + 1)^2 \times (E_2 + 1)^2 (E_0 - E_1 - E_2)^5 dE_1 dE_2, \quad (1)$$

где E_1 , E_2 – кинетические энергии электронов, $E_0 = 3.368$ МэВ – их максимальная энергия в единицах массы электрона,

$$F(E, Z)$$

есть фактор, учитывающий влияние кулоновского поля ядра на отдельный электрон. Спектр одиничных электронов из работы [10] представлен выражением

$$dW(E_1) = \text{Const} F(E_1, Z) (E_1 + 1)^2 (E_0 - E_1)^6 \times [(E_0 - E_1)^2 + 8(E_0 - E_1) + 28] dE_1. \quad (2)$$

В сцинтилляционном детекторе регистрируется суммарная энергия двух электронов. Получить такой спектр можно моделированием случайной последовательности процесса 2v2 β -распада. Бета-распад ядра можно представить как случайный процесс последовательного излучения двух электронов и регистрации их суммарной энергии. Моделирование случайных процессов сводится к моделированию последовательностей случайных событий. Существуют известные процедуры моделирования произвольного

распределения случайной величины при помощи генератора случайных чисел, равномерно распределенных на отрезке (0–1), например, метод обратной функции [12].

Случайная последовательность 2v2 β -распада состоит из трех случайных событий:

- 1) генерации случайного значения энергии первого электрона E_1 , распределенной по формуле (2);
- 2) генерации случайного значения энергии второго электрона E_2 , распределенной по формуле (1) при фиксированном значении энергии первого электрона E_1 ;
- 3) определения случайного значения суммарной энергии электронов $E = E_1 + E_2$.

3. ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

При наборе статистики 109 событий бета-распада ^{150}Nd с максимальной энергией электронов 3.368 МэВ без учета фактора кулоновского поля ядра был получен спектр суммарной энергии двух электронов, который с высокой точностью описывается следующей функцией:

$$\Phi(E) = E(E^4 + 10E^3 + 40E^2 + 60E + 30)(E_0 - E)^5, \quad E = (E_1 + E_2). \quad (3)$$

Аналогичный результат ранее был получен в работе [11]. Эти спектры представлены на рис. 1.

В численных расчетах для учета влияния кулоновского поля на отдельный электрон были использованы таблицы функций $F(E, Z)$ из работы [13].

На рис. 2 представлена зависимость $F(E, Z)$ от энергии одиночного электрона для изотопа ^{150}Nd .

На рис. 3 представлен спектр суммарной энергии двух электронов без учета $\Phi(E)$ и с учетом $\Phi_F(E)$ фактора $F(E, Z)$, который хорошо описывается в области

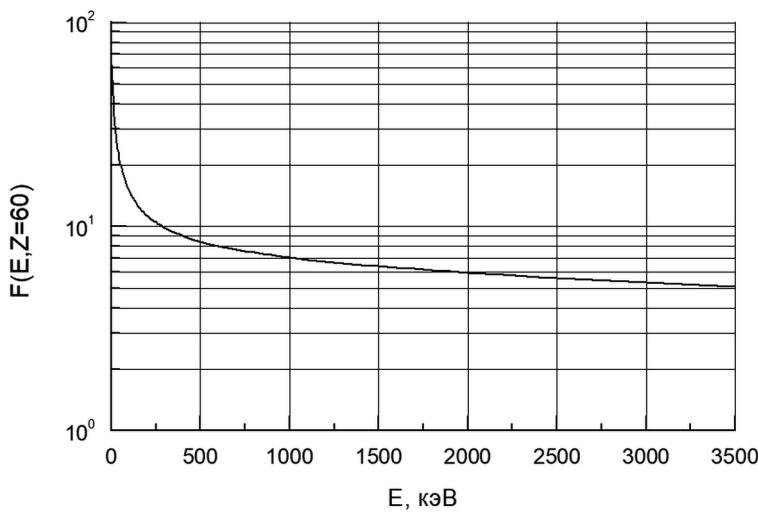


Рис. 2. Зависимость $F(E, Z)$ от энергии одиночного электрона для изотопа ^{150}Nd .

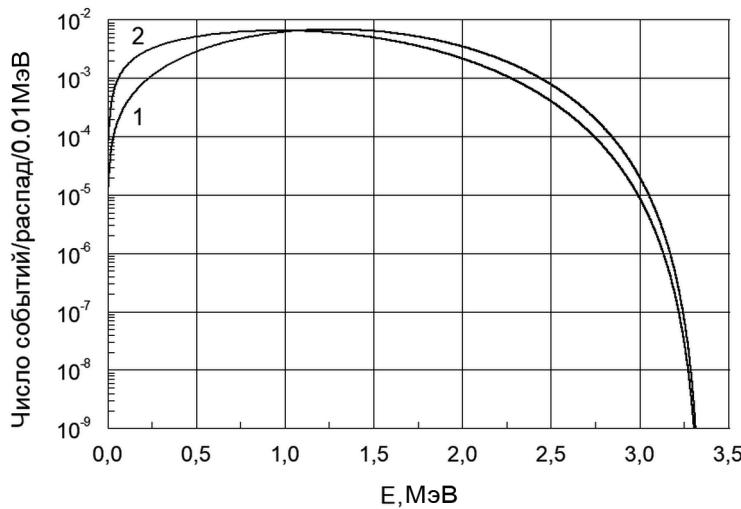


Рис. 3. 1 – $\Phi(E)$ спектр суммарной энергии двух бета-электронов (3), 2 – $\Phi_F(E, Z)$ с учетом влияния кулоновского поля $F(E, Z)$ без учета энергетического разрешения (4).

энергии (1–3.368) МэВ функцией

$$\Phi_F(E) = E(E^4 + 0.492E^3 + 1496E^2 + 0.0059E + 5102) \times (E_0 - E)^5, \quad E = (E_1 + E_2). \quad (4)$$

При расчете внутреннего фона детектора от двухнейтринной моды $2\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd мы использовали энергетическое разрешение, полученное ранее для двух детекторов [8]:

- 1) цилиндрический с диаметром 10 см и длиной 30 см;
- 2) с квадратным сечением 10×10 см 2 и длиной 30 см.

Детекторы заполнены сцинтиллятором, содержащим ^{150}Nd с концентрацией (0.7, 1.8, 3.3, 5.5) г/л. Расчет проведен для двух типов сцинтилляторов: LAB (линейный алкил бензол) и PC (псевдокумол).

На рис. 4 в качестве примера показан вклад событий от двухнейтринной моды $2\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd без

учета и с учетом энергетического разрешения цилиндрического детектора при концентрации ^{150}Nd в LAB-сцинтилляторе 5.5 г/л в область безнейтринного распада.

Как видно из рис. 4, спектр внутреннего фона детектора в области $0\nu 2\beta$ -распада круто падает. Поэтому выбор асимметричной области регистрации событий $0\nu 2\beta$ -распада может обеспечить лучшее отношение эффект/фон и, как следствие, более высокую чувствительность детектора к $0\nu 2\beta$ -распаду.

Результаты расчета для различных конфигураций детектора и составов Nd-ОС представлены в табл. 1, 2.

В первом столбце табл. 1, 2 представлена область регистрации $0\nu 2\beta$ -распада в долях σ в энергетическом распределении $0\nu 2\beta$, во втором столбце число событий от $2\nu 2\beta$ -распада, попадающих в область регистрации на один распад ^{150}Nd , и в третьем столбце до-

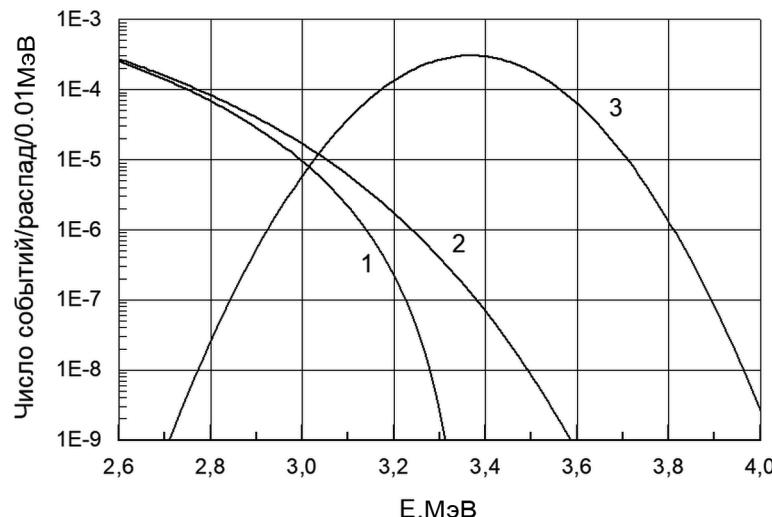


Рис. 4. Вклад спектра 2v2 β -моды распада в область 0v2 β -распада для цилиндрического детектора при концентрации ^{150}Nd 5.5 г/л. 1 – спектр суммарной энергии двух бета-электронов с учетом влияния кулоновского поля $F(E, Z)$ без учета энергетического разрешения. 2 – этот же спектр с учетом энергетического разрешения. 3 – энергетическое распределение двух бета-электронов при безнейтринной моде распада 0v2 β .

Таблица 1. Вклад моды 2v2 β -распада в область регистрации 0v2 β на один распад ^{150}Nd для цилиндрического детектора, сцинтилляторов LAB и PC и оценка достижимого предела периода полураспада 0v2 β

Интервал регистрации события 0v2 β	Вклад моды 2v2 β в область регистрации 0v2 β		Достижимый предел полураспада $0v2\beta T_{1/2} \times 10^{-25}$	
	LAB	PC	LAB	PC
0–2 σ	6.01E–7	3.84E–7	46.8	73.2
–0.5 σ –2 σ	2.04E–6	1.31E–6	19.5	30.3
–1.0 σ –2 σ	6.19E–6	3.94E–5	7.7	12.1
–1.5 σ –2 σ	1.8E–5	1.06E–5	2.9	5
–2.0 σ –2 σ	4.29E–5	3E–5	1.3	1.8

Таблица 2. Вклад моды распада 2v2 β в область регистрации 0v2 β на один распад ^{150}Nd для детектора с квадратным сечением, сцинтилляторов LAB и PC и оценка достижимого предела периода полураспада 0v2 β

Интервал регистрации события 0v2 β	Вклад моды 2v2 β в область регистрации 0v2 β		Достижимый предел полураспада $0v2\beta T_{1/2} \times 10^{-25}$	
	LAB	PC	LAB	PC
0–2 σ	7.62E–7	6.15E–7	41.4	51.3
–0.5 σ –2 σ	2.69E–6	2.01E–6	16.6	22.2
–1.0 σ –2 σ	8.33E–6	6.26E–6	6.4	8.5
–1.5 σ –2 σ	2.3E–5	1.79E–5	2.6	3.3
–2.0 σ –2 σ	5.71E–5	4.61E–5	1.1	1.3

стижимый предел для периода 0v2 β -полураспада при экспозиции один год, в предположении, что вклад 2v2 β -распада известен и является единственным источником фона.

На рис. 5, 6 и в табл. 3 для интервала (–1.0 σ –2 σ) представлена зависимость фона от концентрации неодима для двух детекторов и сцинтилляторов LAB и PC.

Полученные результаты показывают, что даже на сравнительно небольшом детекторе можно достичь

предела для 0v2 β -полураспада на уровне 7×10^{26} лет, что существенно лучше современного достигнутого предела 1.8×10^{22} лет [9].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена возможность создания детектора на основе неодимсодержащего жидкого органического сцинтиллятора для регистрации 0v2 β -распада изотопа ^{150}Nd . Рассчитан фон, возникающий при регистрации

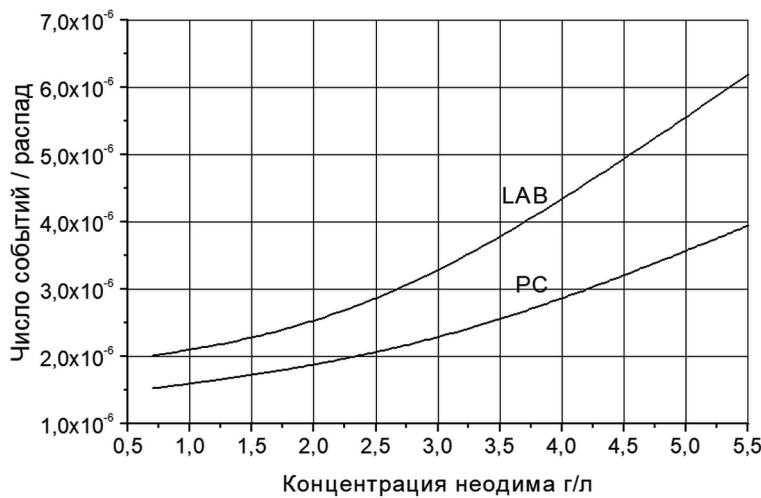


Рис. 5. Вклад моды распада $2\nu 2\beta$ в область регистрации $0\nu 2\beta$ на один распад ^{150}Nd для цилиндрического детектора в зависимости от его концентрации в сцинтилляторах LAB и PC. Область регистрации $0\nu 2\beta$ ($-1.0 \sigma - 2\sigma$).

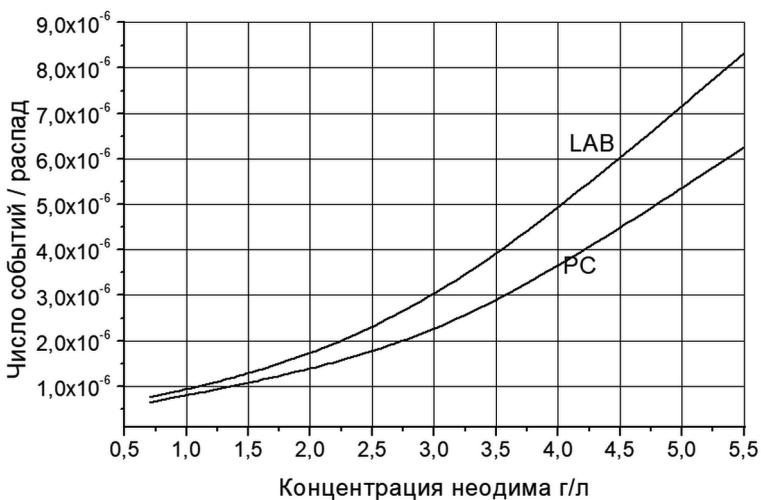


Рис. 6. Вклад моды распада $2\nu 2\beta$ в область регистрации $0\nu 2\beta$ на один распад ^{150}Nd для детектора с квадратным сечением в зависимости от его концентрации в сцинтилляторах LAB и PC. Область регистрации $0\nu 2\beta$ ($-1.0 \sigma - 2\sigma$).

Таблица 3. Вклад моды распада $2\nu 2\beta$ в область регистрации $0\nu 2\beta$ на один распад ^{150}Nd для цилиндра и детектора с квадратным сечением в зависимости от его концентрации в сцинтилляторах LAB и PC; область регистрации $0\nu 2\beta$ ($-1.0 \sigma - 2\sigma$)

Концентрация	Цилиндр LAB	Цилиндр PC	Квадратное	Квадратное
0.7	2.01E-6	1.52E-6	7.54E-7	6.42E-7
1.8	2.33E-6	1.81E-6	1.42E-6	1.22E-6
3.3	3.41E-6	2.44E-6	3.22E-6	2.32E-6
5.5	6.19E-6	3.94E-6	8.33E-6	6.26E-6

безнейтринного двойного бета-распада от двухнейтринного двойного бета-распада изотопа ^{150}Nd . Расчет выполнен для детектора на основе жидкого неодимсодержащего органического сцинтиллятора объемом в несколько литров при различных конфигурациях детектора и концентрациях неодима вплоть до 5.5 г/л.

Показано, что при выбранных параметрах детектора поиск $0\nu 2\beta$ -распада ^{150}Nd возможен вплоть до 7×10^{26} лет.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Исследование выполнено в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ, проект FZZR-2022-0004.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. S. Barabash, Phys. Usp. **57**, 482 (2014).
2. M. J. Dolinski, A. W. P. Poon, and W. Rodejohann, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **69**, 219 (2019).
3. A. Giuliani, J. J. Gomez Cadenas, S. Pascoli, E. Previtali, R. Saakyan, K. Schaeffner, and S. Schoenert, arXiv: 1910.04688.
4. В. Д. Ашитков, А. С. Барабаш, В. Я. Браднова, В. А. Дитлов, В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, С. И. Коновалов, Е. А. Пожарова, Н. Г. Полухина, В. А. Смирнитский, Н. И. Старков, М. М. Чернявский, Т. В. Щедрина, В. И. Юматов, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 10, 22 (2011) [Bull. Lebedev Phys. Inst. **38**, 297 (2011)].
5. В. Д. Ашитков, А. С. Барабаш, В. Я. Браднова, Л. А. Гончарова, О. И. Орурк, Е. А. Пожарова, Н. Г. Полухина, В. А. Смирнитский, Н. И. Старков, Тан Найнг Со, В. И. Юматов, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 12, 49 (2013) [Bull. Lebedev Phys. Inst. **40**, 357 (2013)].
6. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, ПТЭ, № 4, 82 (2017) [Instrum. Exp. Tech. **60**, 533 (2017)].
7. И. Р. Барабанов, Л. Б. Безруков, Г. Я. Новикова, Е. А. Янович, Письма в ЭЧАЯ 15, 502 (2018) [Phys. Part. Nucl. Lett. **15**, 630 (2018)].
8. И. Р. Барабанов, А. В. Вересникова, Ю. М. Гаврилюк, В. И. Гуренцов, А. М. Гангапшев, В. В. Казалов, Г. Я. Новикова, З. Х. Калажоков, Д. А. Текуева, М. Ш. Тхазаплижев, Е. А. Янович, Краткие сообщения по физике ФИАН, № 11, 57 (2023) [Bull. Lebedev Phys. Inst. **50**, 491 (2023)].
9. J. Argyriades et al. (NEMO Collab.), Phys. Rev. C **80**, 032501(R) (2009).
10. М. Г. Щепкин, УФН **143**, 513 (1984).
11. M. Doi, T. Kotani, H. Nishiura, K. Okuda, and E. Takasugi, Prog. Theor. Phys. **66**, 1739 (1981).
12. С. М. Ермаков, Метод Монте-Карло и смежные вопросы, 2-е изд. (Наука, Москва, 1975).
13. Б. С. Джелепов, Л. Н. Зырянова, Ю. П. Суслов, Бета-спектры. Функции для анализа бета спектров и электронного захвата (Наука, Ленинград, 1972).

INTERNAL BACKGROUND FROM TWO NEUTRINO DOUBLE BETA DECAY IN SEARCH FOR NEUTRINOLESS DOUBLE BETA DECAY ^{150}Nd

A. R. Amiraslanova²⁾, Z. A. Akhmatov²⁾, **I. R. Barabanov**^{1),2)}, A. V. Veresnikova^{1),2)}, V. I. Gurentsov^{1),2)},
A. M. Gangapshev^{1),2)}, D. M. Kabardova²⁾, V. V. Kazalov^{1),2)}, G. Ya. Novikova^{1),2)}, Z. K. Kalazhokov²⁾,
A. A. Kanshaov²⁾, D. A. Tekueva^{1),2)}, M. Sh. Tkazapilizhev²⁾, E. A. Yanovich^{1),2)}

¹⁾Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

²⁾Kabardino-Balkarian State University, Nalchik, Russia

The internal background of the detector arising during the search for neutrinoless double beta decay of the isotope ^{150}Nd , from two neutrino beta decay of the same isotope, has been calculated. The calculation was performed for a detector based on liquid neodymium containing organic scintillator with a volume of several liters at various detector configurations and Nd concentrations up to 5.5 g/l. Limits on the sensitivity of the detector in searching for neutrinoless double beta decay of isotope ^{150}Nd have been obtained.