

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. Тхазаплизев²⁾, 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.

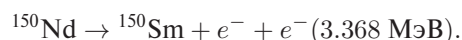
Рассчитан внутренний фон детектора, возникающий при поиске безнейтринного двойного бета-распада изотопа ^{150}Nd , от двухнейтринного бета-распада того же изотопа. Расчет выполнен для детектора на основе жидкого неодимсодержащего органического сцинтиллятора объемом в несколько литров при различных конфигурациях 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 ($0\nu2\beta$ -распада) ядер — одна из наиболее актуальных и интересных задач современной физики низких энергий [1]. Открытие и измерение скорости $0\nu2\beta$ -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 $0\nu2\beta$ -распада является ядро изотопа неодима — ^{150}Nd — благодаря большой энергии перехода ($Q\beta\beta = 3.368$ МэВ) и высокому атомному номеру. Высокая энергия $0\nu2\beta$ -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 $0\nu2\beta$ -распада изотопа ^{150}Nd :



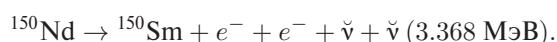
При $0\nu2\beta$ -распаде изотопа ^{150}Nd образуются два электрона с суммарной энергией 3.368 МэВ.

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 неустраняемого фона от двухнейтринного двойного бета-распада ($2\nu2\beta$ -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

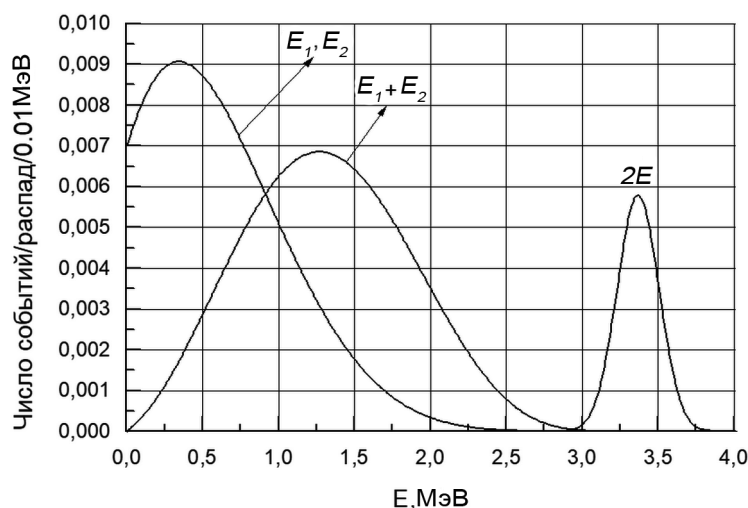


Рис. 1. Спектр одиночных электронов E_1, E_2 (2), спектр суммарной энергии двух электронов $E_1 + E_2$ (3) без учета влияния кулоновского поля и энергетического разрешения. $2E$ — распределение сигнала от $0\nu 2\beta$ -распада с учетом энергетического разрешения.

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

При $2\nu 2\beta$ -моду 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 одиночных 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 $2\nu 2\beta$ -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 $2\nu 2\beta$ -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:

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

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

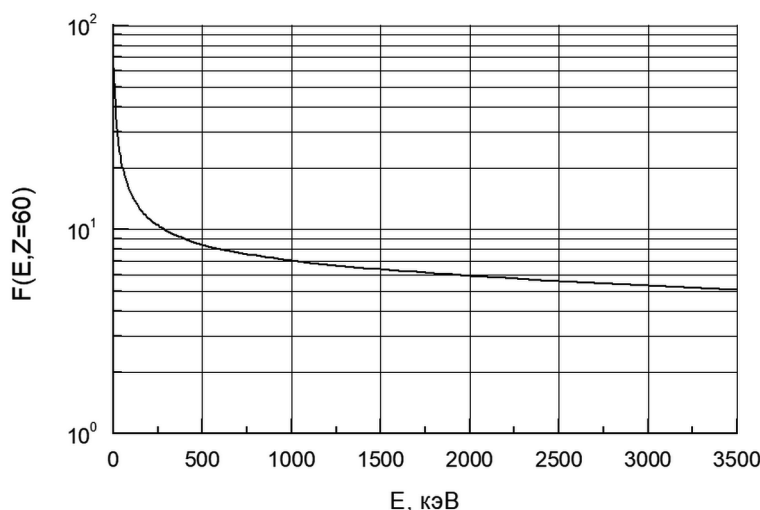


Рис. 2. Зависимость $F(E, Z)$ от энергии одиночного электрона для изотопа ^{150}Nd .

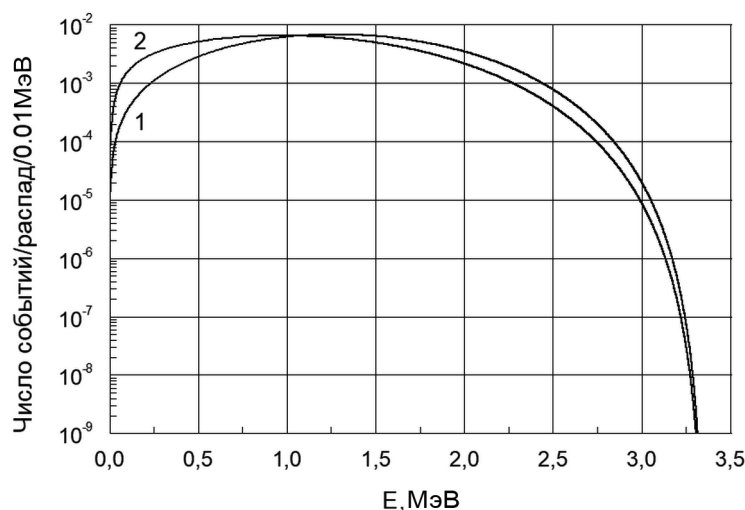


Рис. 3. 1 – $\Phi(E)$ спектр суммарной энергии двух бета-электронов (3), 2 – $\Phi_F(E, Z)$ с учетом влияния кулоновского поля $F(E, Z)$ без учета энергетического разрешения (4).

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 $10 \times 10 \text{ см}^2$ 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-

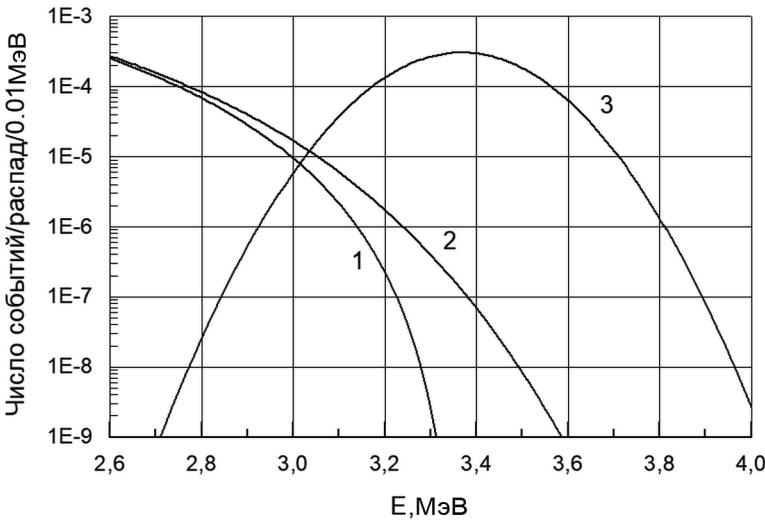


Рис. 4. Вклад спектра 2ν2β-моды распада в область 0ν2β-распада для цилиндрического детектора при концентрации ¹⁵⁰Nd 5.5 г/л. 1 – спектр суммарной энергии двух бета-электронов с учетом влияния кулоновского поля $F(E, Z)$ без учета энергетического разрешения. 2 – этот же спектр с учетом энергетического разрешения. 3 – энергетическое распределение двух бета-электронов при безнейтринной моды распада 0ν2β.

Таблица 1. Вклад моды 2ν2β-распада в область регистрации 0ν2β на один распад ¹⁵⁰Nd для цилиндрического детектора, сцинтилляторов LAB и PC и оценка достижимого предела периода полураспада 0ν2β

Интервал регистрации события 0ν2β	Вклад моды 2ν2β в область регистрации 0ν2β		Достижимый предел полураспада 0ν2β $T_{1/2} \times 10^{-25}$	
	LAB	PC	LAB	PC
0–2σ	6.01E–7	3.84E–7	46.8	73.2
–0.5 σ–2σ	2.04E–6	1.31E–6	19.5	30.3
–1.0 σ–2σ	6.19E–6	3.94E–5	7.7	12.1
–1.5 σ–2σ	1.8E–5	1.06E–5	2.9	5
–2.0 σ–2σ	4.29E–5	3E–5	1.3	1.8

Таблица 2. Вклад моды распада 2ν2β в область регистрации 0ν2β на один распад ¹⁵⁰Nd для детектора с квадратным сечением, сцинтилляторов LAB и PC и оценка достижимого предела периода полураспада 0ν2β

Интервал регистрации события 0ν2β	Вклад моды 2ν2β в область регистрации 0ν2β		Достижимый предел полураспада 0ν2β $T_{1/2} \times 10^{-25}$	
	LAB	PC	LAB	PC
0–2σ	7.62E–7	6.15E–7	41.4	51.3
–0.5 σ–2σ	2.69E–6	2.01E–6	16.6	22.2
–1.0 σ–2σ	8.33E–6	6.26E–6	6.4	8.5
–1.5 σ–2σ	2.3E–5	1.79E–5	2.6	3.3
–2.0 σ–2σ	5.71E–5	4.61E–5	1.1	1.3

стижимый предел для периода 0ν2β-полураспада при экспозиции один год, в предположении, что вклад 2ν2β-распада известен и является единственным источником фона.

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

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

предела для 0ν2β-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 0ν2β-распада изотопа ¹⁵⁰Nd. Рассчитан фон, возникающий при регистрации

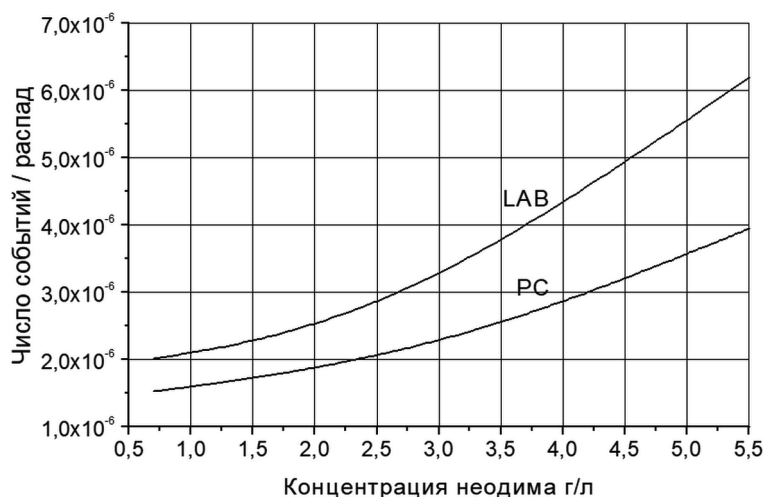


Рис. 5. Вклад моды распада $2\nu 2\beta$ в область регистрации $0\nu 2\beta$ на один распад ^{150}Nd для цилиндрического детектора в зависимости от его концентрации в сцинтилляторах LAB и PC. Область регистрации $0\nu 2\beta$ ($-1.0\sigma-2\sigma$).

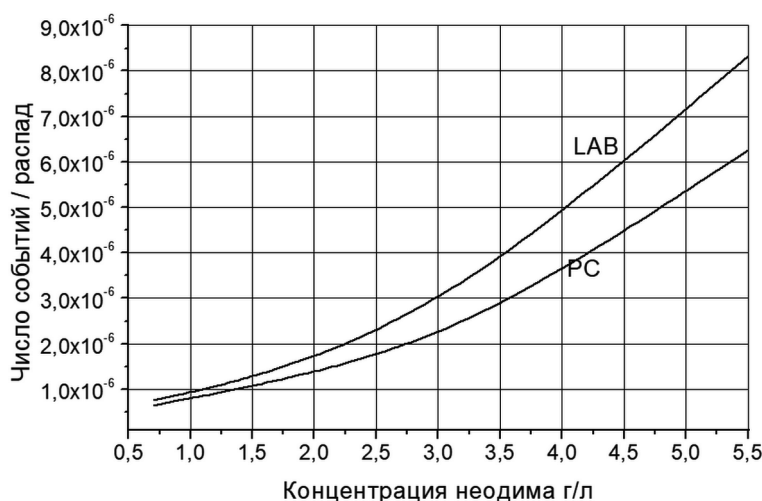


Рис. 6. Вклад моды распада $2\nu 2\beta$ в область регистрации $0\nu 2\beta$ на один распад ^{150}Nd для детектора с квадратным сечением в зависимости от его концентрации в сцинтилляторах LAB и PC. Область регистрации $0\nu 2\beta$ ($-1.0\sigma-2\sigma$).

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. Браднава, 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. Браднава, 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. Казаков, Г. Я. Новикова, З. Х. Калажоков, Д. А. Текуева, М. Ш. Тхазаплизhev, 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. Сулов, 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. Tkhazaplizhev²⁾, 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.