02

Поиск невидимых мод тринуклонного распада с $\Delta B = 3$ с детектором Борексино

© А.В. Дербин, И.С. Драчнев, Д.С. Иванов, В.Н. Муратова, М.А. Панкратов, Д.А. Семенов, М.В. Трушин, Е.В. Унжаков

Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова НИЦ „Курчатовский институт“, Гатчина, Ленинградская обл., Россия
E-mail: derbin_av@pnpi.nrcki.ru

Поступило в Редакцию 26 мая 2026 г.
В окончательной редакции 9 июля 2026 г.
Принято к публикации 9 июля 2026 г.

Проанализирован энергетический спектр детектора солнечных нейтрино Борексино (Borexino), измеренный в подземной лаборатории Гран-Сассо в интервале энергий 0.1−18 MeV с экспозицией 1.09 kt · years, с целью поиска тринуклонных распадов в ядре ^{12}C с нарушением барионного числа $\Delta B = 3$. Полученный предел на время жизни ядра ^{12}C относительно распада в „невидимый“ (invisible) канал $nnn \to inv$ составил $\tau(^{12}\mathrm{C} \to {}^{9}\mathrm{C}) \geqslant 1.69 \cdot 10^{30}$ years.

Ключевые слова: барионная асимметрия, невидимый распад, барионное число, тринуклонный распад, Borexino, ^{12}C.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.21.63655.20782

Барионная асимметрия Вселенной и идеи „великого объединения“ взаимодействий и частиц мотивируют экспериментальные поиски распадов нуклонов с нарушением барионного (B) и лептонного (L) чисел. Большинство расширений Стандартной модели включает взаимодействия, нарушающие числа B и L, и предсказывает процессы с $\Delta B = 1, 2$ и $\Delta(B - L) = 2$, приводящие к распаду протонов и нейтронов внутри ядра. Основное направление поисков нацелено на обнаружение распадов нуклонов (N) на сильновзаимодействующие и заряженные частицы. Несмотря на интенсивные экспериментальные поиски, никаких указаний на нестабильность нуклонов к настоящему времени не обнаружено. Экспериментальные ограничения на время жизни установлены более чем для 70 конкретных мод распада протона на лептоны, мезоны и фотоны на уровне $10^{30}-10^{34}$ years [1].

Для каналов распада нуклонов без образования заряженных и сильновзаимодействующих частиц в так называемый „невидимый“ канал существующие ограничения на четыре-пять порядков слабее. Рассматриваются распады $N \to 3\nu$, $NN \to 2\nu$, распады в гипотетические слабовзаимодействующие частицы, такие как аксионы или темные фотоны, просто исчезновение нуклонов N и нуклонных пар NN и другие процессы [1]. В то же время существуют модели, в которых хорошо проверенные распады с $\Delta B = 1, 2$ подавлены, но допускается тройной нуклонный распад с $\Delta B = 3$ [2]. Поиски таких распадов были проведены с NaI-детектором в работе [3], с однофазными жидкоксеноновыми детекторами в работе [4] и коллаборацией EXO-200 [5], а также с полупроводниковыми HPGe-детекторами в экспериментах Majorana [6] и Gerda [7].

В настоящей работе мы проанализировали энергетический спектр детектора солнечных нейтрино Борексино (Borexino), который был измерен в интервале 0.1−18 MeV с экспозицией 1.09 kt · years [8,9]. Сцинтилляционный детектор Borexino расположен в подземной лаборатории Гран-Сассо в Италии на глубине 3800 m водного эквивалента. Органический сцинтиллятор массой 278 g изготовлен на основе псевдокумола (C_9H_{12}) со сцинтиллирующей добавкой PPO ($C_{15}H_{11}NO$) в концентрации 1.5 g/l. Сцинтиллятор находится в нейлоновой сфере радиусом 4.25 m, фотоны регистрируются 2212 фотоумножителями, равномерно установленными на сфере из нержавеющей стали диаметром 13.7 m. Достигнутый рекордный уровень фона в MeV-области позволил впервые зарегистрировать солнечные ^{7}Be-, *pep*-, *pp*- и CNO-нейтрино в реакции рассеяния нейтрино на электроне, а также установить ряд новых ограничений на вероятности редких процессов [10–14].

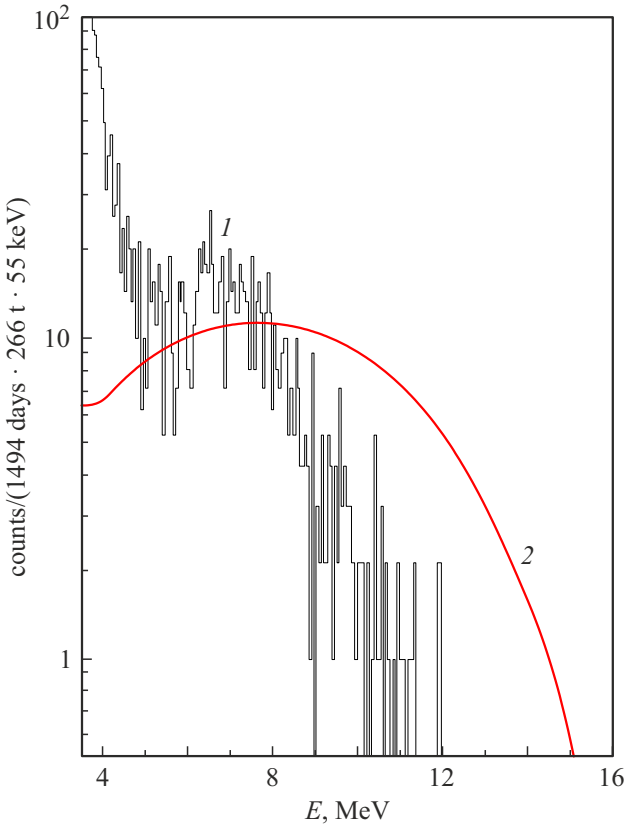
Сцинтиллятор детектора Borexino на основе углеводородов содержит два стабильных изотопа ^{12}C и ^{13}C с атомным содержанием 98.9 и 1.1 % соответственно. Вследствие малой концентрации ^{13}C мы ограничимся рассмотрением распадов в невидимый (invisible, далее *inv*) канал с $\Delta B = 3$ в ядре ^{12}C. Согласно одночастичной модели оболочек, в ядре ^{12}C четыре нуклона (два протона и два нейтрона) занимают уровень $1S_{1/2}$ и восемь нуклонов находятся на уровне $1P_{3/2}$, отстоящем от нижнего уровня на энергию ~ 17 MeV. В ядре ^{13}C оставшийся нейтрон занимает уровень $1P_{1/2}$. Существуют четыре тринуклонные комбинации (*nnn*, *nnp*, *npp* и *ppp*), которые могут претерпеть распад с $\Delta B = 3$. В результате распада остается изотоп, у которого число нуклонов равно $(A - 3)$, где A — массовое число изначального ядра, если только возбужденное дочернее ядро не испустит дополнительно нейтроны, протоны или d-, t-, α-частицы. Поэтому мы ограничимся возможными

распадами нуклонов, находящихся на верхней $1P_{3/2}$-оболочке, при этом мгновенный сигнал не возникает, однако распад дочернего нестабильного ядра может быть зарегистрирован. Данная методика уже применялась для поиска распадов $\Delta B = 1$ и 2 в ядрах ^{12}C и ^{16}O с прототипом детектора Borexino [15] и с жидкоксеноновым детектором DAMA/LXe для случая ^{136}Xe [16].

В таблице показаны каналы распада и основные характеристики дочерних ядер, возникающих при распадах с $\Delta B = 3$ в ядре ^{12}C. Изотоп ^{12}C является хорошим кандидатом для поиска распадов с $\Delta B = 3$, в частности, для наиболее привлекательной моды $nnn \to inv$, когда исчезают три нейтрона (например, распад $nnn \to 3\nu$). В этом случае образуется изотоп ^{9}C, который испытывает β^+-распад с граничной энергией позитронов $Q = 16.5$ MeV и периодом полураспада $T_{1/2} = 127$ ms. Дочернее ядро ^{9}B также нестабильно и последовательно распадается по каналам $^{9}\mathrm{B} \to {}^{8}\mathrm{Be} + p$ ($Q = 185.8$ keV) и $^{8}\mathrm{Be} \to 2\alpha$ ($Q = 91.8$ keV). В результате распада $^{9}\mathrm{B} \to 2\alpha + p$ суммарное энерговыделение составит всего $Q \approx 278$ keV, при этом ожидаемый сцинтилляционный сигнал от тяжелых заряженных частиц существенно подавлен.

Распад с нарушением электрического заряда $ppp \to inv$ приводит к образованию ядра ^{9}Li, которое посредством β^--распада переходит в стабильный изотоп ^{9}Be. Граничная энергия β-спектра при переходе на основное состояние ядра ^{9}Be равна 13.6 MeV. Вероятность такого перехода составляет 49 %, что с учетом меньшей граничной энергии делает более предпочтительным поиск распада $^{12}\mathrm{C}(nnn \to inv)\,{}^{9}\mathrm{C}$.

Спектр детектора Borexino в сравнении с ожидаемым спектром от β^+-распада ядра ^{9}C показан на рисунке. Спектр позитронов, вычисленный программой BetaShape 2.2 [17], дополнительно сдвинут вправо на величину 0.85 MeV, связанную с регистрацией двух аннигиляционных квантов. Нелинейная зависимость световыхода сцинтиллятора от энергии электрона и многократное комптоновское рассеяние аннигиляционных квантов приводят к сдвигу пика 1.022 MeV примерно на 150 keV, для положения которого мы выбрали ближайший канал с консервативным значением энергии. Амплитуды сцинтилляционных сигналов от протона и α-частиц, возникающих при распаде ^{9}B, подавлены по сравнению с электронами той же энергии в 3–10 раз и не учитывались. Спектр детектора Borexino, приведенный в работе [9], выражен в терминах зарегистрированных фотоэлектронов (p.e.) $N_{p.e.}$. Для перехода к энергетической шкале E, в которой вычислялся спектр при β^+-распаде ядра ^{9}C, использовалась энергетическая калибровка, определенная в работе [8], а именно $N_{p.e} = aE + b$ с параметрами $a = 459$ p.e./MeV и $b = 115$ p.e. Спектр позитронов был свернут с энергетическим разрешением детектора.



Спектр детектора Borexino, измеренный с экспозицией 1.09 kt · years в работе [9] (*1*), и ожидаемый спектр от $2 \cdot 10^3$ β^+-распадов ядра ^{9}C, возникающего в результате тринуклонного распада $nnn \to inv$ в ядре ^{12}C (*2*).

Наиболее чувствительной к событиям, связанным с распадами ^{9}C, оказалась область энергий более 12 MeV, в которой отсутствуют события и фон долгоживущих космогенных изотопов существенно подавлен. Фон детектора при энергии выше 12 MeV связан с солнечными ^{8}B-нейтрино, долгоживущими космогенными изотопами (^{8}B, ^{8}Li и др.) и атмосферными нейтрино [9]. При консервативном ожидаемом нулевом фоне верхний предел на число событий составляет $S_{\lim} = 2.44$ для доверительного уровня 90 % [18].

Нижний предел на время жизни ядра ^{12}C был вычислен по формуле

$$\tau\left({}^{12}_{6}\mathrm{C} \to {}^{9}_{6}\mathrm{C}\right) \geqslant \varepsilon \frac{N_{12\mathrm{C}} T}{S_{\lim}}, \qquad (1)$$

где $N_{12\mathrm{C}}$ — число исследуемых ядер ^{12}C; T — время измерений. Доля регистрируемого β^+-спектра ядра ^{9}C,

Тринуклонные распады ядра ^{12}C (начальное ядро N_i, канал распада $NNN \to$ invisible, дочернее ядро N_f, тип распада, период полураспада $T_{1/2}$ и энергия Q, выделяющаяся в распаде)

N_i	Канал распада	N_f	Тип распада	$T_{1/2}$	Q
^{12}C	$nnn \to inv$	^{9}C	β^+	127 ms	16.5 MeV
^{12}C	$nnp \to inv$	^{9}B	$2\alpha + p$	$8 \cdot 10^{-20}$ s	~ 278 keV
^{12}C	$npp \to inv$	^{9}Be	Стаб.	–	–
^{12}C	$ppp \to inv$	^{9}Li	β^-	178 ms	13.6 MeV

которая с учетом аннигиляционных квантов имеет энергию свыше 12 MeV, составляет $\varepsilon = 0.0764$. Полученный предел на время жизни ядра ^{12}C относительно распада $(nnn \to inv)$ составил $\tau(^{12}\mathrm{C} \to {}^{9}\mathrm{C}) \geqslant 1.69 \cdot 10^{30}$ years.

По аналогии с работами по поиску распадов с $\Delta B = 1, 2$ [15,16] для определения времени жизни кластера можно ввести параметр N_{obj}, который представляет собой отношение числа нуклонов на внешней оболочке к числу нуклонов в распадающемся кластере. Ограничение на время жизни *nnn*-кластера будет отличаться множителем $N_{obj} = 4/3$, который представляет собой отношение числа нейтронов на $1P_{3/2}$-уровне к числу нейтронов в кластере: $\tau(nnn \to inv) \geqslant 2.25 \cdot 10^{30}$ years.

Предыдущий наиболее строгий предел для тринейтронного *nnn*-распада получен с NaI-детектором и составляет $\tau(^{127}\mathrm{I} \to {}^{124}\mathrm{I}) \geqslant 1.8 \cdot 10^{23}$ years [3]. Для других мод распада с $\Delta B = 3$ наиболее строгие ограничения получены для трипротонного *ppp*-распада: для ядра ^{136}Xe в эксперименте EXO-200 установлен предел на время жизни $\tau(^{136}\mathrm{Xe} \to {}^{133}\mathrm{Sb}) \geqslant 3.3 \cdot 10^{23}$ years [5], для ядра ^{76}Ge в экспериментах Majorana и Gerda получены пределы $\tau(^{76}\mathrm{Ge} \to {}^{73}\mathrm{Cu}) \geqslant 1.08 \cdot 10^{25}$ years [6] и $\tau(^{76}\mathrm{Ge} \to {}^{73}\mathrm{Cu}) \geqslant 1.20 \cdot 10^{26}$ years [7] соответственно. Для сравнения наиболее строгие результаты SNO+ для распадов в невидимый канал с $\Delta B = 1$ составляют $\tau(n \to inv) \geqslant 9.0 \cdot 10^{29}$ years и $\tau(p \to inv) \geqslant 9.6 \cdot 10^{29}$ years [19].

Таким образом, в работе проанализирован спектр детектора солнечных нейтрино Borexino с целью поиска распадов нуклонов внутри ядра ^{12}C с нарушением барионного числа $\Delta B = 3$. При распаде $^{12}\mathrm{C}(nnn \to inv)\,{}^{9}\mathrm{C}$ дочернее ядро ^{9}C испытывает β^{+}-распад с граничной энергией 16.5 MeV, эти события могут быть зарегистрированы. Установлен новый нижний предел на время жизни ядра ^{12}C относительно тринейтронного распада в невидимый канал $nnn \to inv$, который составил $\tau(^{12}\mathrm{C} \to {}^{9}\mathrm{C}) \geqslant 1.69 \cdot 10^{30}$ years.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 24-12-00046).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] S. Navas, C. Amsler, T. Gutsche, C. Hanhart, J.J. Hernández-Rey, C. Lourenço, A. Masoni, M. Mikhasenko, R.E. Mitchel, C. Patrignani, C. Schwanda, S. Spanier, G. Venanzon, C.Z. Yuan, K. Agashe et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D, **110**, 030001 (2024). DOI: 10.1103/PhysRevD.110.030001

[2] K. Babu, I. Gogoladze, K. Wang, Phys. Lett. B, **570**, 32 (2003). DOI: 10.1016/j.physletb.2003.07.036

[3] R. Hazama, H.Ejiri, K. Fushimi, H. Ohsumi, Phys. Rev. C, **49**, 2407 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevC.49.2407

[4] R. Bernabei, P. Belli, F. Montecchia, F. Nozzoli, F. Cappella, A. Incicchitti, D. Prosperi, R. Cerulli, C. J. Dai, V.Yu. Denisov, V.I. Tretyak, Eur. Phys. J. A, **27** (Suppl. 1), 35 (2006). DOI: 10.1140/epja/i2006-08-004-y

[5] J.B. Albert, G. Anton, I. Badhrees, P.S. Barbeau, R. Bayerlein, D. Beck, V. Belov, M. Breidenbach, T. Brunner, G.F. Cao, W.R. Cen, C. Chambers, B. Cleveland, M. Coon, A. Craycraft et al. (EXO-200 Collaboration), Phys. Rev. D, **97**, 072007 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevD.97.072007

[6] S.I. Alvis, I.J. Arnquist, F.T. Avignone III, A.S. Barabash, C.J. Barton, V. Basu, F.E. Bertrand, B. Bos, V. Brudanin, M. Busch, M. Buuck, T.S. Caldwell, Y-D. Chan, C.D. Christofferson, P.-H. Chu et al. (Majorana Collaboration), Phys. Rev. D, **99**, 072004 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevD.99.072004

[7] M. Agostini, A. Alexander, G. Araujo, A.M. Bakalyarov, M. Balata, I. Barabanov, L. Baudis, C. Bauer, S. Belogurov, A. Bettini, L. Bezrukov, V. Biancacci, E. Bossio, V. Bothe, R. Brugnera et al. (Gerda Collaboration), Eur. Phys. J. C, **83**, 778 (2023). DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-11862-8

[8] G. Bellini, J. Benziger, S. Bonetti, M. Buizza Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro, A. Chavarria, A. Chepurnov, F. Dalnoki-Veress, D. D'Angelo, S. Davini, H. de Kerret, A. Derbin et al. (Borexino Collaboration), Phys. Rev. D, **82**, 033006 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevD.82.033006

[9] M. Agostini, K. Altenmüller, S. Appel, V. Atroshchenko, Z. Bagdasarian, D. Basilico, G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, D. Bravo, B. Caccianiga, F. Calaprice, A. Caminata, P. Cavalcante, A. Chepurnov et al. (Borexino Collaboration), Phys. Rev. D, **101**, 062001 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevD.101.062001

[10] А.В. Дербин, И.С. Драчнев, И.С. Ломская, В.Н. Муратова, Н.В. Ниязова, Д.А. Семенов, Е.В. Унжаков, Письма в ЖТФ, **50** (23), 4 (2024). DOI: 10.61011/PJTF.2024.23.59388.6381k [A.V. Derbin, I.S. Drachnev, I.S. Lomskaya, V.N. Muratova, N.V. Niyazova, D.A. Semenov, E.V. Unzhakov, Tech. Phys. Lett., **50** (12), 2 (2024). DOI: 10.61011/TPL.2024.12.60337.6381k].

[11] А.В. Дербин, И.С. Драчнев, И.С. Ломская, В.Н. Муратова, Н.В. Ниязова, Д.А. Семенов, Е.В. Унжаков, Письма в ЖТФ, **52** (4), 29 (2026). DOI: 10.61011/PJTF.2026.04.62322.20506 [A.V. Derbin, I.S. Drachnev, I.S. Lomskaya, V.N. Muratova, N.V. Niyazova, D.A. Semyonov, E.V. Unzhakov, Tech. Phys. Lett., **52** (2), 73 (2026). DOI: 10.61011/TPL.2026.02.63045.20506].

[12] D. Basilico, G. Bellini, J. Benziger, R. Biondi, B. Caccianiga, F. Calaprice, A. Caminata, A. Chepurnov, D. D'Angelo, A. Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F. Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto et al. (Borexino Collaboration), Eur. Phys. J. C, **83**, 538 (2023). DOI: 10.1140/epjc/s10052-023-11688-4

[13] D. Basilico, G. Bellini, J. Benziger, R. Biondi, B. Caccianiga, F. Calaprice, A. Caminata, A. Chepurnov, D. D'Angelo, A. Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F. Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I. Drachnev et al. (Borexino Collaboration), Eur. Phys. J. C, **85**, 1182 (2025). DOI: 10.1140/epjc/s10052-025-14811-9

[14] D. Basilico, G. Bellini, J. Benziger, R. Biondi, B. Caccianiga, A. Caminata, A. Chepurnov, D. D'Angelo, A. Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F. Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I. Drachnev et al. (Borexino Collaboration), Eur. Phys. J. C, **86**, 736 (2026). DOI: 10.1140/epjc/s10052-026-15912-9
[15] H.O. Back, M. Balata, A. de Bari, T. Beau, A. de Bellefon, G. Bellini, J. Benziger, S. Bonetti, C. Buck, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, G. Cecchet, M. Chen, A. Di Credico et al. (Borexino Collaboration), Phys. Lett. B, **563**, 23 (2003). DOI: 10.1016/S0370-2693(03)00636-1
[16] R. Bernabei, M. Amato, P. Belli, R. Cerulli, C.J. Da, V.Yu. Denisov, H.L. He, A. Incicchitti, H.H. Kuang, J.M. Ma, F. Montecchia, O.A. Ponkratenko, D. Prosperi, V.I. Tretyak, Yu.G. Zdesenko, Phys. Lett. B, **493**, 12 (2000). DOI: 10.1016/S0370-2693(00)01112-6
[17] X. Mougeot, Appl. Radiat. Isot., **154**, 108884 (2019). DOI: 10.1016/j.apradiso.2019.108884
[18] G.J. Feldman, R.D. Cousins, Phys. Rev. D, **57**, 3873 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevD.57.3873
[19] A. Allega, M.R. Anderson, S. Andringa, M. Askins, D.J. Auty, A. Bacon, N. Barros, F. Barão, R. Bayes, E.W. Beier, T.S. Bezerra, A. Bialek, S.D. Biller, E. Blucher, E. Caden et al. (SNO + Collaboration), Phys. Rev. D, **105**, 112012 (2022). DOI: 10.1103/PhysRevD.105.112012