02

Новые ограничения на время жизни ^{12}C по отношению к ядерным переходам с нарушением принципа Паули на основе данных детектора Борексино

© А.В. Дербин, И.С. Драчнев, И.С. Ломская, В.Н. Муратова, Н.В. Ниязова, Д.А. Семенов, Е.В. Унжаков

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

Поступило в Редакцию 24 сентября 2025 г.
В окончательной редакции 13 октября 2025 г.
Принято к публикации 15 октября 2025 г.

Представлены результаты анализа данных эксперимента Borexino с общей экспозицией 583 kton · day, направленного на поиск нарушений принципа Паули в ядерных переходах изотопа ^{12}C. Исследуемые каналы включали радиационный распад ($^{12}\mathrm{C} \to {}^{12}\mathrm{C}^* + \gamma$, 16.4 MeV), β-распад ($^{12}\mathrm{C} \to {}^{12}\mathrm{N}^* + e^- + \nu$, 18.9 MeV) и испускание протона ($^{12}\mathrm{C} \to {}^{11}\mathrm{B}^* + p^+$, 8.6 MeV).

Ключевые слова: принцип Паули, сцинтилляционный детектор.

DOI: 10.61011/PJTF.2026.04.62322.20506

Принцип исключения, краеугольный камень современной физики микромира, был первоначально сформулирован Паули в его знаменитой работе [1]. В первоначальной форме он постулировал, что „в атоме никогда не может быть двух или более эквивалентных электронов“ [1]. В контексте полуклассической модели атома Бора это утверждение означало, что лишь один электрон, обладающий определенной проекцией спина, может занимать каждую из разрешенных стационарных орбит. Впоследствии с развитием квантовой механики это положение было формализовано на строгом математическом языке: для системы двух тождественных фермионов полная волновая функция должна быть антисимметричной относительно операции перестановки частиц. На еще более фундаментальном уровне, в рамках релятивистской квантовой теории поля, принцип Паули (ПП) возникает естественным образом как прямое следствие свойств операторов рождения и уничтожения для фермионов, которые подчиняются соотношениям антикоммутативности.

Несмотря на свое фундаментальное значение и безупречно подтвержденный экспериментальный статус, глубинные физические причины, обусловливающие выполнение ПП, остаются предметом дискуссий и не до конца поняты. Как отмечает Окунь, „нонконформистский подход к ПП можно проследить у Дирака и Ферми“ [2]. Пионерские работы этих выдающихся физиков [3,4] были посвящены анализу возможных наблюдаемых следствий гипотетического (сколь угодно малого) нарушения принципа Паули, в частности его влияния на свойства атомов и характеристики атомных переходов.

Экспериментальные поиски нарушений ПП, как правило, можно классифицировать по двум основным направлениям, которые в свою очередь могут быть разделены на четыре, если рассматривать электроны и нуклоны независимо. Первое направление концентрируется на поиске атомов или ядер, которые тем или иным способом оказались бы в запрещенном, „непаулиевском“ квантовом состоянии. Второе направление нацелено на детектирование специфического мгновенного излучения, которое неизбежно должно сопровождать релаксацию системы — переход электрона или нуклона из разрешенного состояния в гипотетическое непаулиевское состояние.

На данный момент наиболее строгие экспериментальные ограничения на вероятность непаулиевских переходов для нуклонов в ядре ^{12}C, сопровождающихся испусканием γ-квантов, а также протонов, нейтронов, α-частиц и лептонов (β-распад), были установлены в ходе анализа данных, накопленных детектором Борексино (Borexino) за 485 дней непрерывных измерений [5]. Уникальные характеристики этой установки, к которым относятся значительная масса жидкого сцинтиллятора (278 тонн) и достигнутый беспрецедентно низкий уровень радиоактивного фона, стали ключевыми факторами, позволившими существенно улучшить (на несколько порядков величины) верхние пределы для времени жизни ядра ^{12}C относительно рассмотренных запрещенных процессов по сравнению со всеми ранее опубликованными результатами.

В настоящей работе поиск непаулиевских переходов осуществлялся по данным, полученным тем же детектором Borexino — низкофоновым детектором большого объема на основе жидкого органического сцинтиллятора, изначально спроектированным и оптимизированным для высокоточного детектирования низкоэнергетических солнечных нейтрино [6]. Конструкция детектора является четырехслойной и включает в себя несколько

последовательных барьеров для подавления фоновых процессов.

Наружный слой системы представляет собой стальной бак размером 16.5 m в высоту и 15.7 m в диаметре, заполненный высокоочищенной водой. На его внутренней поверхности расположены 208 фотоэлектронных умножителей (ФЭУ), которые регистрируют черенковское излучение от мюонов космических лучей. Таким образом, внешний бак работает как активное мюонное вето. Слой воды также играет роль пассивной защиты от внешних гамма- и нейтронных фонов.

Внутри водного бака размещена сфера из нержавеющей стали диаметром 13.7 m, которая служит несущей конструкцией для внутренних элементов детектора. Центральную, чувствительную область детектора ограничивает тонкая нейлоновая сфера радиусом 4.25 m, содержащая 278 тонн сцинтиллятора на основе псевдокумола. Этот активный объем окружен двумя концентрическими буферными слоями того же сцинтиллятора, но с добавлением специальной гасящей сцинтилляции присадки, суммарная толщина этой буферной зоны достигает 2.6 m.

Регистрация сцинтилляционных вспышек в центральной области осуществляется массивом из 2212 ФЭУ, расположенных на внутренней поверхности стальной сферы. Данная система обеспечивает превосходное энергетическое разрешение на уровне $\sim 5\,\%$ и пространственное разрешение ~ 13 cm для событий с энергией 1 MeV. Критически важной для достижения требуемой чувствительности стала беспрецедентная кампания по очистке сцинтиллятора от природных радиоактивных примесей (в частности, изотопов урана и тория), в результате которой их концентрация была снижена на десять и более порядков относительно уровня естественной радиоактивности.

Анализ данных по поиску непаулиевских переходов проводился на основе статистики, накопленной в период с января 2008 г. по декабрь 2016 г., с общим временем набора, соответствующим 1494 дням живого времени. Аналогичный массив данных был использован и описан в публикации [7].

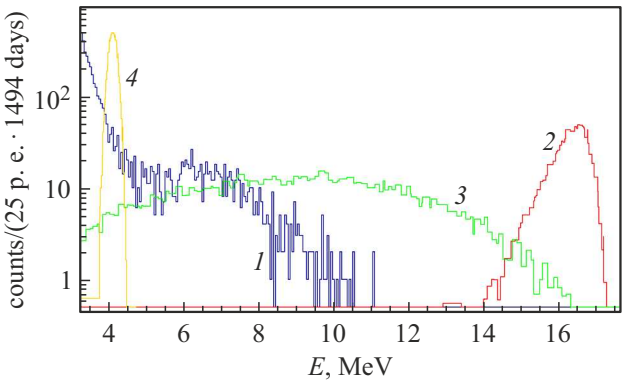

Рис. 1. Измеренный и искомые спектры. *1* — спектр детектора Borexino в интервале 3.7–12 MeV, измеренный за 1494 дня (скачок спектра при энергии в 5.8 MeV связан с изменением чувствительного объема), *2* — спектр реакции $^{12}\mathrm{C} \to {}^{12}\mathrm{C}^* + \gamma$ (16.4 MeV), *3* — спектр реакции $^{12}\mathrm{C} \to {}^{12}\mathrm{N}^* + e^- + \nu$ (18.9 MeV), *4* — спектр реакции $^{12}\mathrm{C} \to {}^{11}\mathrm{B}^* + p^+$ (8.6 MeV).

На рис. 1 представлен спектр событий, прошедших полную цепочку отборов, детально описанную в работе [7]. Число зарегистрированных фотоэлектронов $N_{p.e.}$ с достаточно высокой точностью преобразуется в энергетическую шкалу согласно соотношению $E[\mathrm{MeV}] = N_{p.e.}/500$, где значение $N_{p.e.}$ нормировано на 2000 фотоумножителей. Для более точного учета энергии следует также принимать во внимание, что при высоких энергиях появляется вклад, обусловленный уходом энергии в черенковское излучение, но в силу того, что в рассматриваемом нами спектре отсутствуют события с энергией выше 11 MeV, для которой этот эффект все еще проявляется слабо, этим обстоятельством можно пренебречь. Можно отметить, что энергетическая шкала подразумевает так называемые „видимые“ энергии, т. е. приведенные к амплитуде сигнала от электрона и учитывающие разрешение детектора, связанное как со статистическим разбросом зарегистрированных фотоэлектронов, так и с неоднородностью сбора света. Спектр построен для всего чувствительного объема сцинтиллятора, заключенного внутри нейлоновой сферы. Для подавления фона от событий на поддерживающей конструкции нейлоновой сферы в области энергий ниже ~ 5.9 MeV ($N_{p.e.} < 2950$) применялся дополнительный пространственный отбор: исключались события, расположенные выше центра детектора по вертикали более чем на 2.5 m, что привело к наблюдаемому в спектре скачку эффективности отбора при данном пороге. Полная активная масса детектора, участвовавшая в анализе, составила 266 ± 5.3 тонны. Для низкоэнергетической области эффективная доля объема, определяемая геометрией отборов, была равна $\varepsilon = 0.857 \pm 0.006$.

Ожидаемые спектральные распределения для частиц, возникающих в результате непаулиевских переходов, представлены на рис. 1. Анализ экспериментального спектра демонстрирует, что в области выше $E = 11.3$ MeV (5650 фотоэлектронов) не зарегистрировано ни одного события. Поскольку весь спектр перехода $^{12}\mathrm{C} \to {}^{12}\mathrm{C}^* + \gamma$ с энергией 16.4 MeV локализован именно в этой энергетической области, это позволяет установить верхний предел для скорости его протекания.

В данном случае (при отсутствии наблюдаемых событий в интересующей области) для вычисления предела для количества событий искомого сигнала было использовано значение $S_{\mathrm{lim}} = 2.44$ при уровне достоверности 90 % в соответствии с методикой, изложенной в работе [8].

Таким образом, для установления нижней границы времени жизни ядра $^{12}\mathrm{C}$ относительно непаулиевского перехода $^{12}\mathrm{C} \to {}^{12}\mathrm{C}^* + \gamma$ было использовано следующее

соотношение:

$$\tau \geqslant \epsilon(\Delta E)\frac{N_N N_n}{S_{\text{lim}}}, \quad (1)$$

где $\epsilon(\Delta E)$ — эффективность регистрации сигнала в энергетическом окне ΔE; N_N — количество ядер ^{12}C в чувствительном объеме детектора; N_n — число валентных нуклонов в ядре, способных участвовать в непаулиевском переходе. Отметим, что ядра, находящиеся за пределами чувствительного объема, располагаются в буфере с гасящей добавкой (2,2-диметоксипропан), которая уменьшает световыход приблизительно на порядок, и амплитуда этих событий находится за пределами рассматриваемого амплитудного диапазона. Таким образом, получается следующее ограничение на время жизни ядра ^{12}C относительно данного перехода: $\tau \geqslant 9.7 \cdot 10^{31}$ years (уровень достоверности 90 %).

Форма спектра, соответствующая β-переходу с энергией 18.9 MeV, также приведена на рис. 1. В отличие от предыдущего случая для данного канала в области выше порога в 5650 фотоэлектронов расположена часть спектра, эффективность регистрации которой составляет $\epsilon(\Delta E) = 0.25$. С учетом этого фактора с помощью соотношения (1) при $S_{\text{lim}} = 2.44$ было получено ограничение на время жизни ядра ^{12}C относительно данного непаулиевского перехода: $\tau \geqslant 1.2 \cdot 10^{31}$ years (уровень достоверности 90 %).

Для перехода с энергией 8.6 MeV (с испусканием протона) ситуация кардинально отличается от двух рассмотренных ранее. Во-первых, видимая энергия события существенно ниже. Во-вторых (и это ключевой момент), для протонов в органическом сцинтилляторе проявляется значительный эффект гашения световыхода, обусловленный тем, что тяжелая заряженная частица создает вдоль своей траектории гораздо более высокую плотность ионизации по сравнению с электроном аналогичной энергии.

Данное обстоятельство делает невозможным применение простого счетного анализа в заранее заданном энергетическом окне. Вместо этого требуется проведение более сложной процедуры — подгонки полного спектра с включением искомого сигнала в модель в качестве одной из компонент. Существенное упрощение задачи заключается в том, что форма сигнала от моноэнергетических протонов искомой реакции представляет собой узкий пик, в то время как основные фоновые процессы в данной энергетической области, связанные с электронами отдачи от рассеяния солнечных ^{8}B-нейтрино и с β-распадами ядер, имеют непрерывные спектры. В результате экспериментальный спектр подгонялся выражением

$$N(E) = \exp(P_1 + P_2 E) + \exp(P_3 + P_4 E) + P_5 S(E), \quad (2)$$

где P_{1-5} — свободные параметры модели, а $S(E)$ — ожидаемая форма спектра протонов, образующихся при непаулиевском переходе.

Результат подгонки экспериментального спектра методом максимального правдоподобия с использованием данной модели представлен на рис. 2. Анализ не выявил статистически значимого сигнала: площадь пика, соответствующего искомому переходу, согласуется с нулевой в пределах погрешностей. Из анализа профиля функции правдоподобия было получено верхнее ограничение на количество сигнальных событий $S_{\text{lim}} < 150$ при уровне достоверности 90 %. Подставляя это значение в соотношение (1), можно получить окончательное ограничение на время жизни для данного канала, которое составляет $\tau \geqslant 2.7 \cdot 10^{30}$ years (уровень достоверности 90 %).

В настоящей работе представлены результаты поиска нарушений принципа Паули в ядерных переходах изотопа ^{12}C, выполненные на основе анализа данных эксперимента Borexino с рекордной экспозицией 583 kton · day. Высокая радиационная чистота детектора и значительный объем накопленной статистики позволили установить новые, наиболее строгие на данный момент ограничения на вероятность непаулиевских распадов.

Были изучены три основных канала, для которых был применен единый методологический подход, сочетающий как прямой счетный анализ в отсутствие фона, так и подгонку полного спектра в области наличия фоновых компонент. В результате для каждого из процессов были получены следующие нижние пределы для времени жизни ядра ^{12}C (при уровне достоверности 90 %):

$$^{12}\text{C} \to {}^{12}\text{C}^* + \gamma\ (16.4\ \text{MeV}):\ \tau \geqslant 9.7 \cdot 10^{31}\ \text{years},$$

$$^{12}\text{C} \to {}^{12}\text{N}^* + e^- + \nu\ (18.9\,\text{MeV}):\ \tau \geqslant 1.2 \cdot 10^{31}\ \text{years},$$

$$^{12}\text{C} \to {}^{11}\text{B}^* + p^+\ (8.6\,\text{MeV}):\ \tau \geqslant 2.7 \cdot 10^{30}\ \text{years}.$$

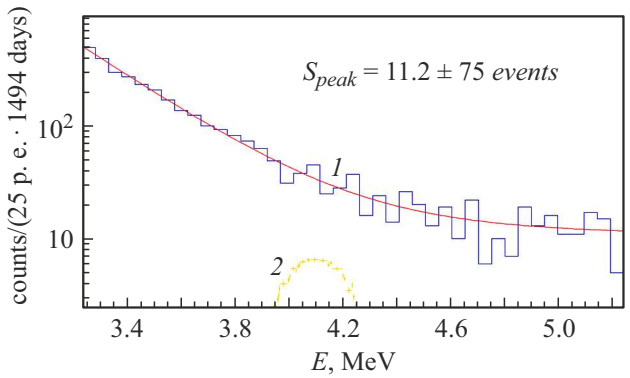

Рис. 2. Подгонка спектра детектора Borexino в диапазоне 3.3–5.2 MeV. *1* — спектр детектора Borexino и его подгонка функцией (2), *2* — спектр протонов реакции $^{12}\text{C} \to {}^{11}\text{B}^* + p^+$ (8.6 MeV) с площадью, соответствующей установленному пределу при уровне достоверности 90 %.

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] W. Pauli, Z. Phys., **31**, 765 (1925). DOI: 10.1007/BF02980631

[2] Л.Б. Окунь, УФН, **158** (6), 293 (1989). DOI: 10.3367/UFNr.0158.198906d.0293 [L.B. Okun', Sov. Phys. Usp., **32** (6), 543 (1989). DOI: 10.1070/PU1989v032n06ABEH002727].

[3] P.A.M. Dirac, *The principles of quantum mechanics* (Clarendon Press, Oxford, 1958), ch. IX.

[4] E. Fermi, Scientia, **55**, 21 (1934).

[5] G. Bellini, S. Bonetti, M. Buizza Avanzini, B. Caccianiga, D. D'Angelo, D. Franco, M. Giammarchi, P. Lombardi, L. Ludhova, E. Meroni, L. Miramonti, L. Perasso, G. Ranucci, A. Re, Y. Suvorov, J. Benziger, L. Cadonati, A. Pocar, F. Calaprice, A. Chavarria, F. Dalnoki-Veress, C. Galbiati, A. Goretti, Andrea Ianni, M. Leung, B. Loer, R. Saldanha, J. Xu, C. Carraro, S. Davini, E. Guardincerri, G. Manuzio, M. Pallavicini, S. Perasso, P. Risso, C. Salvo, G. Testera, S. Zavatarelli, H. de Kerret, D. Kryn, M. Obolensky, D. Vignaud, A. Derbin, V. Muratova, A. Etenko, E. Litvinovich, I. Machulin, A. Sabelnikov, M. Skorokhvatov, S. Sukhotin, K. Fomenko, O. Smirnov, A. Sotnikov, O. Zaimidoroga, S. Gazzana, C. Ghiano, Aldo Ianni, G. Korga, D. Montanari, A. Razeto, R. Tartaglia, M. Goeger-Neff, T. Lewke, Q. Meindl, L. Oberauer, F. von Feilitzsch, Y. Winter, M. Wurm, C. Grieb, S. Hardy, M. Joyce, S. Manecki, L. Papp, R.S. Raghavan, D. Rountree, R.B. Vogelaar, W. Maneschg, S. Schönert, H. Simgen, G. Zuzel, M. Misiaszek, M. Wojcik, F. Ortica, A. Romani (Borexino Collaboration), Phys. Rev. C, **81**, 034317 (2010). DOI: 10.1103/PhysRevC.81.034317

[6] G. Bellini, J. Benziger, D. Bick, G. Bonfini, D. Bravo, M. Buizza Avanzini, B. Caccianiga, L. Cadonati, F. Calaprice, C. Carraro, P. Cavalcante, A. Chavarria, D. D'Angelo, S. Davini, A. Derbin, A. Etenko, K. Fomenko, D. Franco, C. Galbiati, S. Gazzana, C. Ghiano, M. Giammarchi, M. Goeger-Neff, A. Goretti, L. Grandi, E. Guardincerri, S. Hardy, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A. Kayunov, A. Kobychev, D. Korablev, G. Korga, Y. Koshio, D. Kryn, M. Laubenstein, L. Lewke, E. Litvinovich, B. Loer, F. Lombardi, P. Lombardi, L. Ludhova, I. Machulin, S. Manecki, W. Maneschg, G. Manuzio, Q. Meindl, E. Meroni, L. Miramonti, M. Misiaszek, D. Montanari, P. Mosteiro, V. Muratova, L. Oberauer, M. Obolensky, F. Ortica, K. Otis, M. Pallavicini, L. Papp, L. Perasso, S. Perasso, A. Pocar, R.S. Raghavan, G. Ranucci, A. Razeto, A. Re, P.A. Romani, A. Sabelnikov, R. Saldanha, C. Salvo, S. Schönert, H. Simgen, M. Skorokhvatov, O. Smirnov, A. Sotnikov, S. Sukhotin, Y. Suvorov, R. Tartaglia, G. Testera, D. Vignaud, R.B. Vogelaar, F. von Feilitzsch, J. Winter, M. Wojcik, A. Wright, M. Wurm, J. Xu, O. Zaimidoroga, S. Zavatarelli, G. Zuzel (Borexino Collaboration), Phys. Rev. D, **85**, 092003 (2012). DOI: 10.1103/PhysRevD.85.092003

[7] 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, D. D'Angelo, S. Davini, A. Derbin, A. Di Giacinto, V. Di Marcello, X.F. Ding, A. Di Ludovico, L. Di Noto, I. Drachnev, A. Formozov, D. Franco, C. Galbiati, M. Gschwender, C. Ghiano, M. Giammarchi, A. Goretti, M. Gromov, D. Guffanti, C. Hagner, T. Houdy, E. Hungerford, Aldo Ianni, Andrea Ianni, A. Jany, D. Jeschke, V. Kobychev, G. Korga, S. Kumaran, T. Lachenmaier, M. Laubenstein, E. Litvinovich, P. Lombardi, I. Lomskaya, L. Ludhova, G. Lukyanchenko, L. Lukyanchenko, I. Machulin, S. Marcocci, J. Martyn, E. Meroni, M. Meyer, L. Miramonti, M. Misiaszek, V. Muratova, B. Neumair, M. Nieslony, R. Nugmanov, L. Oberauer, V. Orekhov, F. Ortica, M. Pallavicini, L. Papp, Ö. Penek, L. Pietrofaccia, N. Pilipenko, A. Pocar, G. Raikov, M.T. Ranalli, G. Ranucci, A. Razeto, A. Re, M. Redchuk, A. Romani, N. Rossi, S. Rottenanger, S. Schönert, D. Semenov, M. Skorokhvatov, O. Smirnov, A. Sotnikov, Y. Suvorov, R. Tartaglia, G. Testera, J. Thurn, E. Unzhakov, A. Vishneva, R.B. Vogelaar, F. von Feilitzsch, M. Wojcik, M. Wurm, S. Zavatarelli, K. Zuber, G. Zuzel (Borexino Collaboration), Phys. Rev. D, **101**, 062001 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevD.101.062001

[8] G.J. Feldman, R.D. Cousins, Phys. Rev. D, **57**, 3873 (1998). DOI: 10.1103/PhysRevD.57.3873