

β^+ -Ортопозитроний в «условиях резонанса» трансформирует двухкомпонентное нейтрино в истинно нейтральное нейтрино.

Феноменология

Б.М. Левин

ИХФ им. Н.Н. Семёнова РАН, Москва (1964-1987)

Договор о творческом сотрудничестве с ЛИЯФ им. Б.П. Константинова РАН, Гатчина (1984-1987)

ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург (2005-2007)

E-mail: bormikhlev@yandex.ru

Электрослабая природа истинно нейтрального β^+ -ортопозитрония в присутствии Атома Дальнего действия («условия резонанса») трансформирует двухкомпонентное (дираковское) нейтрино в истинно нейтральное майорановское нейтрино. Этот процесс расширяет Стандартную Модель и, в отличие от безнейтринного двойного β -распада, не нарушает закон сохранения электронного лептонного числа. Предложен решающий эксперимент.

Ключевые слова: β^+ -распад, топологический квантовый переход, β^+ -ортопозитроний, «условия резонанса», атом дальнего действия, дираковское нейтрино, майорановское нейтрино, закон сохранения электронного лептонного числа.

Открытие массы у нейтрино (Нобелевская премия - 2015) означает необходимость расширения Стандартной Модели/СМ, поскольку в СМ нейтрино – безмассовая частица со спином $1/2$. Это потребует внимательного анализа известных концепций нейтрино в их связи с экспериментом.

В СМ принята концепция двухкомпонентного нейтрино, имеющего античастицу (решения релятивистского, квантового уравнения П. Дирака). В связи с установлением массы нейтрино всё большее внимание привлекает также концепция Э. Майорана (1937), в рамках которой нейтрино, как фермион, является истинно нейтральной частицей. Это означало бы расширение СМ.

Поэтому для экспериментаторов неускорительной физики особый интерес приобрели поиски безнейтринных двойных β -распадов ядер $(0\nu)2\beta$. Это означает, что в конечном состоянии таких распадов

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

заряженные лептоны $e^{\mp}$ уносят также энергию вырожденного, истинно нейтрального нейтрино:

$$\bar{\nu}_e \equiv \nu_e.$$

Известно более трёх десятков чётно-четных изотопов ядер, для которых возможен двойной β^- -распад (с испусканием двух электронов и двух антинейтрино), и столько же чётно-чётных изотопов, для которых возможен двойной β^+ -распад (с испусканием двух позитронов и двух нейтрино). Существование в природе более десятка «дираковских» двойных β^- -распадов – от $^{48}\text{Ca} \rightarrow ^{48}\text{Ti}$ до $^{150}\text{Nd} \rightarrow ^{150}\text{Sm}$ – уже подтверждено экспериментом.

Общепринятых результатов по «майорановским», безнейтринным двойным β -распадам нет.

Поиск безнейтринных двойных β -распадов, в принципе, использует ту же изотопную базу.

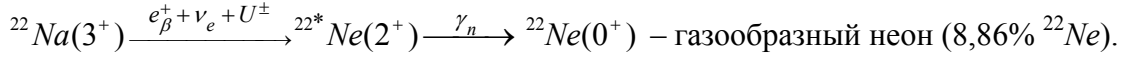
Поскольку в безнейтринных распадах энергия нейтрино должна передаваться заряженным лептонам, в поисковых экспериментах из этого массива выбираются изотопы с наибольшей энергией двойного β -распада. В этих поисках главной является проблема фона, поэтому из поисковой базы исключены двойные β^+ -распады.

В настоящее время действуют, сооружаются и проектируются ряд установок, предназначенных для наблюдения безнейтринного двойного β^- -распада.

На глубине 1,5 км под землёй в течение десятилетия построена и введена в эксплуатацию «сверхчистая» лаборатория (шт. Южная Дакота, США – Проект Majorana Demonstrator/MJD) [1].

Строительство закончено, и последние результаты *MJD* демонстрируют пока только успехи в изучении «фона» [2].

В этой связи вновь обратимся к гипотезе о «вертикальных» осцилляциях нейтрино ν_e [3-5] (без изменения аромата), в отличие от установленных нобелеатами-2015 «горизонтальных» осцилляций с изменением ароматов нейтрино $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu, \nu_\tau$. Эта гипотеза сформулирована [4] после наблюдения парадоксальной реализации эффекта Мёссбауэра в «условиях резонанса»



Трактовка «вертикальных» осцилляций ν_e на основе представления о метаморфозах дираковского нейтрино в майорановское нейтрино возникла после ознакомления с письмом в Progress in Physics [6]. Это возможно, когда полностью вырожденный β^+ -орто-парасуперпозитроний [7], как истинно нейтральная *суперсимметричная* квантовая система, предметно формализующая при формировании атома дальнего действия/АДД (число узлов/ячеек $N^{(3)} \cong 1.3 \cdot 10^{19}$) с ядром АДД ($\bar{n} \cong 5.3 \cdot 10^4$) статус физического наблюдателя, открывает для нейтрино ограниченную макроскопическую, двузначную/ ± 4 -область пространства-времени «снаружи» светового конуса.

Ирония истории с аномалиями β^+ -ортопозитрония состоит в том, что мичиганская группа экспериментаторов опубликовала пятнадцать лет назад статью [8], в которой дезавуировала результаты своих предшествующих прецизионных измерений (1982-1990), вступивших в конфликт с теорией (КЭД), и тем «закрыла» для научного сообщества проблему.

Альтернатива этому неоднозначному решению представлена в препринте [9].

Близость значений энергии ядерного (реперного) γ_n -кванта

$$E_{\gamma_n} = 1.274577 \text{ МэВ (Nuclear Data Sheets, 2005, v.106, №1, p.12),}$$

отмечающего момент β^+ -распада (испускания позитрона e_β^+ и нейтрино ν_e) во временном методе изучения аннигиляции β^+ -распадных позитронов, и разницы масс нейтрона и протона

$$\Delta m_{np} c^2 = m_n c^2 - m_p c^2 = 1.2933317 \pm 0.0000005 \text{ МэВ (W.-M.Yao et al., J. Phys. G 2006, v.33, p.1),}$$

в СМ кажется случайной. С включением АДД в конечном состоянии топологического квантового перехода этот факт допускает постановку вопроса о физической природе «условий резонанса».

Сам факт сравнения E_{γ_n} с $\Delta m_{np} c^2$ в «условиях резонанса» предполагает сдвоенный резонанс.

Всё же между энергией E_{γ_n} и $\Delta m_{np} c^2$ имеется существенная разница $\Delta m_{np} c^2 - E_{\gamma_n} = 18.7547 \text{ кэВ}$. Возникает вопрос о ширине сдвоенного резонанса. Присутствие протонов (квазичастицы $\bar{p}$) в каждом из узлов пространственной решётки ядра АДД и связывание ими ядер ^{22}Ne атомов из газовой среды [5²⁰¹⁸] является откликом единого поля на β^+ -переход $\Delta J^\pi = 1^\pi$ по типу тока смещения в электродинамике [9]. Отличие всё же принципиально, и состоит в пространственно-подобной структуре этого отклика.

При связывании за счёт обменного протон-протонного взаимодействия на $\bar{n}$ узлах пространственной решётки ядра АДД ядер ^{22}Ne атомов неона из газа при комнатной температуре на время жизни β^+ -*o-Pos* «замораживается» энергия

$$\bar{n} \cdot \frac{3}{2} kT \cong 2 \text{ кэВ (температура газа } T \cong 300 \text{ К)} \quad (1).$$

Возникает перспектива связать разницу $\Delta m_{np} c^2 - E_{\gamma_n}$ с резонансом энергии отклика, поскольку нейтрино в конечном состоянии перехода



как и e_β^+ в $\beta^+ - o - Ps$ (посредством уединённого виртуального фотона), в течение времени жизни $\beta^+ - o - Ps$ также участвует в осцилляциях «наружу» светового конуса $\nu_e \Leftrightarrow \nu_e'$ [10, 11]. Такие осцилляции ν_e отличаются от осцилляций между ароматами нейтрино (для солнечных и атмосферных нейтрино). В осцилляциях ν_e сохраняется его аромат (позитронное нейтрино), но ν_e обретает эффективную (топологическую) массу $m_{\nu_e}^{eff}$, как это присуще превращениям «левые-правые частицы» в топологических квантовых переходах [12]. Тогда превышение разницы масс можно представить в виде

$$\Delta m_{np} c^2 - E_{\gamma_n} = \bar{n} \cdot \frac{3}{2} kT + m_{\nu_e}^{eff} \cong 18.7547 \text{ кэВ.} \quad (2)$$

Из (1) и (2) находим $m_{\nu_e}^{eff} \cong 16.75 \text{ кэВ}$.

Интересно, что эффективная масса $m_{\nu_e}^{eff}$ близка к значению массы тяжёлого 17 кэВ-ного нейтрино (краткий обзор проблемы в [13]). Экспериментальное изучение этого вопроса, вначале весьма обнадёживавшее (1985-1991), было прервано после ряда работ с альтернативными методиками и отрицательными результатами (1991-1993). Драматическая история экспериментального изучения 17 кэВ-ного нейтрино похожа на историю проблемы β^+ -ортопозитрония [8, 13].

Близость величин E_{γ_n} и $\Delta m_{np} c^2$ привела к новому предложению эксперимента, который призван подтвердить (или опровергнуть) предполагаемую физическую природу “условий резонанса”, как сдвоенного резонанса. Дело в том, что в энергии отклика (2) есть слагаемое, зависящее от температуры газа. Следовательно, неопределённость температуры измерительной камеры порядка $\Delta T \cong 10^\circ$, вполне возможная в лабораторных условиях, может свидетельствовать о разной степени близости в работах [14-18] температуры газообразного неона вокруг источника позитронов в радиусе

$$r_{\bar{n}} = \Delta \cdot \sqrt[3]{\frac{3\bar{n}}{4\pi}} \cong 1,3 \text{ см}$$

к температурному пику сдвоенного резонанса. Это может быть причиной неопределённости визуализации плеча (его “размытия” [19]) и чрезвычайно большого разброса его количественной характеристики $t_s \cdot p$ нс·атм. Таким образом, предполагаемая ширина сдвоенного резонанса $\delta_T \cong 10^{-3} \text{ эВ}$.

Постановка решающего эксперимента очевидна. Необходимо сравнить временные спектры аннигиляции позитронов от ^{22}Na в газообразном неоне высокой чистоты в достаточно широком интервале температур при термостатировании измерительной камеры с точностью $\sim 3^\circ$.

Предполагается наблюдать в диапазоне $\pm 10^\circ$ методом $\gamma_n - \gamma_a$ задержанных совпадений высокую интенсивность ортопозитрониевой компоненты временного спектра (I_2) и (после ее вычитания) все более четкую визуализацию плеча при удалении от “пиковой” температуры, на “хвостах” температурного диапазона, т.е. нормализацию по этому критерию положения неона в ряду инертных газов (см. [14]). По мере приближения к пику температурного резонанса предполагается снижение I_2 (до 2 раз, см. [3¹⁹⁸⁷]) и, соответственно, размытие плеча, как это имеет место по данным работ [14-18], в которых комнатная температура измерительной камеры не фиксировалась.

Особенно показательными должны быть эти проявления параметров временных спектров в измерениях на положительной ветви температурного резонанса, поскольку при снижении температуры возрастает концентрация ван-дер-ваальсовых молекул $\text{Ne} \cdots \text{Ne}$ и меняется механизм формирования плеча вследствие нарастания роли неупругого рассеяния e_β^+ .

Ожидаемый результат означал бы существование дополнительной моды аннигиляции ортопозитрония, образованного β^+ -распадными позитронами

$$\beta^+ - {}^T\text{Ps} \rightarrow \gamma^0 / 2\gamma' \cdot U^\pm,$$

где АДД ($U^\pm$) мог бы претендовать на роль девятого безмассового псевдоголдстоуновского бозона со всеми вытекающими из этого следствиями восстановления киральности в ограниченном 4-объеме пространства-времени конечного состояния β^+ -распада типа ($\Delta J^\pi = 1^\pi$):

«Физически несохранение киральности в квантовой хромодинамике проявляется в отсутствии в природе девятого лёгкого псевдоскалярного бозона, аналогичного восьмёрке $\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K^0, \bar{K}^0, \eta$. <...> Если бы группой симметрии была группа $SU(3)_L \times SU(3)_R \times U(1)_L \times U(1)_R$, то должен был бы существовать девятый псевдоголдстоуновский бозон. Его отсутствие – прямое экспериментальное доказательство несохранения киральности (отсутствия инвариантности относительно $U(1)_{L-R}$) в квантовой хромодинамике» [20].

Проект новой «дополнительной» $G\hbar/c k$ -физики «снаружи» светового конуса путём включения в теорию АДД с ядром АДД, как безмассовой и пространственно-подобной квазичастицы, означает расширение СМ.

Как давно заметил Р. Фейнман («...следуя предложению Гелл-Манна»), «... теория Янга-Миллса явно не занимается безмассовым полем, которое должно было бы уходить из ядра и быть заметным. Поэтому теоретики не исследовали внимательно безмассовый случай» [21].

Разумеется, такое расширение КХД не нарушает конфайнмент «цвета», однако сохраняет фундаментальный статус сильного (ядерного) взаимодействия, когда его носителем является квазичастица-протон ($\bar{p}$) в узлах $U^\pm$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Elliott S.R. et al. The MAJORANA Project. arXiv:0807.1741v1 [nucl-ex] 10 Jul 2008
2. Gilliss T. et al. Recent Results from MAJORANA Demonstrator. arXiv:1804.01582v1 [physics.ins-det] 4 Apr 2018
3. Левин Б.М., Коченда Л.М., Марков А.А., Шантарович В.П. Временные спектры аннигиляции позитронов (^{22}Na) в газообразном неоне различного изотопного состава. ЯФ, т.46(6), с.1806, 1987.
4. Левин Б.М., Соколов В.И. О физической природе «условий резонанса» временных спектров аннигиляции позитронов (ортопозитрония) от β^+ -распада ^{22}Na в газообразном неоне. Препринт 1795 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 2008. Levin B.M. About extension of the Standard Model of Physics. <http://science.snauka.ru/2013/01/3279> APPENDIX. Levin B.M., Sokolov V.I. ABOUT PHYSICAL NATURE “RESONANCE CONDITIONS” IN THE LIFETIME ANNIHILATION SPECTRA OF THE POSITRONS (ORTHOPOSITRONIUM) FROM β^+ -DECAY ^{22}Na IN GASEOUS NEON.
5. Levin B.M. Atom of Long-Range Action Instead of Counter-Productive Tachyon Phenomenology. Decisive Experiment of the New (Additional) Phenomenology Outside of the Light Cone. Progress in Physics, v.13 (1), p.11, 2017; Levin B.M. Half-Century History of the Project of New (Additional) $G\hbar/c k$ -Physics. Progress in Physics, v.13 (1), p.18, 2017. Levin B.M. On the Supersymmetry Realization of Involving β^+ -Orthopositronium. Phenomenology. Progress in Physics, v.14 (4), p.230, 2018.
6. Smarandache F. and Rabounski D. Discovered “Angel Particle”, which is Both Matter and Antimatter, as a New Experimental Proof of Unmatter. LETTERS TO PROGRESS IN PHYSICS. Progress in Physics, v.13 (4), p.209, 2017.
7. Di Vecchia P. and Schuchhardt V. $N = 1$ and $N = 2$ supersymmetric positronium. Phys. Lett. v.155B (5, 6), p.427, 1985.
8. Vallery R.S., Zitzewitz P.W., and Gidley D.W. Resolution of the Orthopositronium-Lifetime Puzzle. Phys. Rev. Lett., v.90, p.203402.
9. Котов Б.А., Левин Б.М., Соколов В.И. Ортопозитроний: “О возможной связи между тяготением и электричеством”. Препринт 1784 ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, 2005; Kotov B.A., Levin B.M., Sokolov V.I. Orthopositronium: “On the possible relation of gravity to electricity”. arXiv:quant-ph/0604171.

10. Левин Б.М. К вопросу о кинематике однофотонной аннигиляции ортопозитрония. ЯФ, т.56(2), с.380, 1995.
11. B.M. Levin, Sokolov V.I. On an additional realization of supersymmetry in orthopositronium lifetime anomalies. arXiv:quant-ph/0702063
12. Зельдович Я.Б. Тяготение, заряды, космология и когерентность. УФН, т.123(3), с.502-503, 1977.
13. Г.В. Клапдор-Клайнгротхаус, А. Штаудт. Неускорительная физика элементарных частиц. М., «Наука», 1977.
14. Osmon P.E. Positron lifetime spectra in noble gases. Phys. Rev., v.B138, p.216, 1965.
15. Goldanskii & Levin, Institute of Chemical Physics, Moscow (1967): in Atomic Energy Review. Table of positron annihilation data, ed. by B.G. Hogg and C.M. Laidlaw and V.I. Goldanskii and V.P. Shantarovich, v.6, p.p.154, 171, 183, IAEA, Vienna, 1968.
16. Canter K.F., Roellig L.O. Positron annihilation in low-temperature rare gases. II. Argon and neon. Phys. Rev., v.A12(2), p.386, 1975.
17. Coleman P.G., Griffith T.C., Heyland G.R., Killen T.L. Positron lifetime spectra in noble gases. J. Phys., v.B8, p.1734, 1975.
18. Mao A.C., Paul D.A.L. Positron scattering and annihilation in neon gas. Canad. J. Phys., v.53, p.2406, 1975
19. Levin B.M. Orthopositronium: Annihilation of positrons in gaseous neon. arXiv:quant-ph/0303166.
20. В.А. Рубаков. Классические калибровочные поля. Теории с фермионами. М., Изд. второе, URSS, 2005, с.с.89-90.
21. Feynman R. Quantum theory of gravitation. Acta Phys. Pol., v.24(2), p.697, 1963.