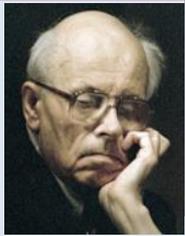
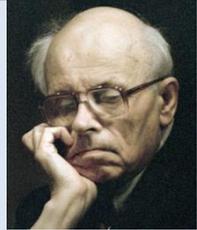




Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова
НИЦ «Курчатовский институт»



Прецизионные исследования распада нейтрона,
необходимость расширения Стандартной Модели
и асимметрия Вселенной



А.П. Серебров

Семинары ОФВЭ НИЦ КИ-ПИЯФ

февраль – март 2025

ЧАСТЬ 1

Прецизионные исследования распада нейтрона и необходимость расширения Стандартной Модели

1. В результате анализа последних наиболее точных экспериментальных данных распада нейтрона обнаружено, что имеется указание на необходимость расширения СМ введением примеси правого векторного бозона W_R с углом смешивания с W_L : $\zeta = -0.039 \pm 0.014$ и с отношением квадратов масс состояний W_1 и W_2 : $\delta = 0.070 \pm 0.010$ т. е. $M_{W_R} = 304_{-20}^{+24}$ ГэВ.
2. Показано, что этот результат не противоречит экспериментам на коллайдерах по поиску гипотетического векторного бозона.
3. Смешивание с разным знаком угла для W^+ и W^- приводит к CP -нарушению в барионах и лептонах. В этом природа CP -нарушения.
4. Показано, что возможно описание эффектов CP -нарушения в распадах нейтральных мезонов, используя параметры расширенной левой-правой модели: ζ и δ .

Рассмотрено формирование барионной и лептонной асимметрии Вселенной в рамках лево-правой модель слабого взаимодействия с CP- нарушением с параметрами ζ и δ .

1. Как показывают расчёты, при температуре космической плазмы выше 100 МэВ процесс осцилляций нейтральных мезонов подавляется **разностью потенциалов** слабого взаимодействия для частиц и античастиц, которая пропорциональна асимметрии $A = -2\zeta\delta$.
2. При этом подавляется процесс взаимной аннигиляции мезонов, и именно на этом этапе **возникает лептонная асимметрия**, т.к. из-за процесса CP-нарушения происходит преимущественный распад антимезонов.
3. На следующем этапе при температуре ниже 50 МэВ происходит **аннигиляция** оставшихся мезонов и антимезонов, увеличивая степень лептонной асимметрии.
4. Аннигиляция нейтральных мезонов сопровождается излучением нейтрино и антинейтрино, **включая стерильные (правые) нейтрино и антинейтрино, которые формируют тёмную материю.**

- 1. Рассмотрено формирование тёмной материи на основе стерильных нейтрино.**
- 2. Осцилляции стерильных нейтрино в космической плазме.**
- 3. Уравнение рождения и уничтожения стерильных нейтрино.**
- 4. Вклад стерильного нейтрино в плотность энергии Вселенной.**
- 5. Тяжелые стерильные нейтрино с очень малыми углами смешивания.**
- 6. Электронные, мюонные и тау стерильные нейтрино – m_4 , m_5 и m_6 .**
- 7. Какая иерархия масс?**
- 8. Ограничение на массу лёгких стерильных нейтрино из структуры Вселенной.**
- 9. Тяжелые стерильные нейтрино с очень малыми углами смешивания можно рассматривать как темную материю и объяснять структуру Вселенной.**
- 10. Ограничение на время жизни тяжёлых стерильных нейтрино.**
- 11. Астрофизические ограничения на массу тяжёлых стерильных нейтрино и лабораторный ограничения на массу тяжёлых и лёгких стерильных нейтрино.**
- 12. Тёмная материя и тёмная энергия.**
- 13. Общая картина состава плотности энергии и массы Вселенной.**

1. Проект установки для измерения всех трёх асимметрии распада нейтрона (a , A и B) на реакторе ПИК.

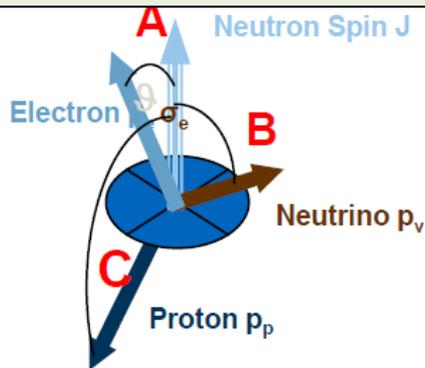
2. Эксперименты по поиску лёгкого стерильного нейтрино на реакторе СМ-3 и на реакторе ПИК.

Прецизионные исследования распада нейтрона и поиск отклонений от Стандартной модели

$$\frac{d^3\Gamma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu} = \frac{1}{2(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 (1+3|\lambda|^2) p_e E_e (E_0 - E_e)^2$$

Jackson, Treiman, Wyld, Nucl. Phys. 4, 1957

$$\times \left[1 + a \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\langle \vec{\sigma}_n \rangle \cdot \vec{\sigma}_n}{\sigma_n} \cdot \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right]$$



$$A = -2 \frac{\lambda^2 + \lambda}{1 + 3\lambda^2} \quad \mathbf{-0.11958(21) \quad 0.17\%}$$

Neutron lifetime

$$\tau^{-1} = G_F^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2) \frac{f^R m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7}$$

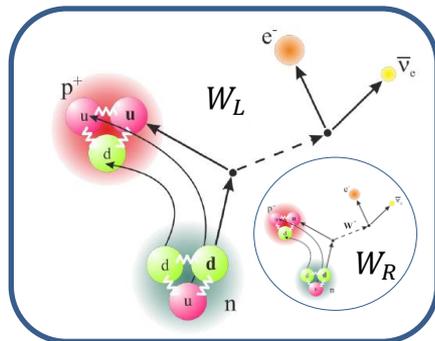
$$\mathbf{877.75 \pm 0.35s \quad 0.04\%}$$

$$B = 2 \frac{\lambda^2 - \lambda}{1 + 3\lambda^2} \quad \mathbf{0.9807(30) \quad 0.3\%}$$

Unitarity CKM

$$\begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix}$$

$$\lambda = g_A/g_V \quad \mathbf{-1.2757(5) \quad 0.04\%}$$



$$a = \frac{(1 - \lambda^2)}{(1 + 3\lambda^2)} \quad \mathbf{-0.1049(13) \quad 1.3\%}$$

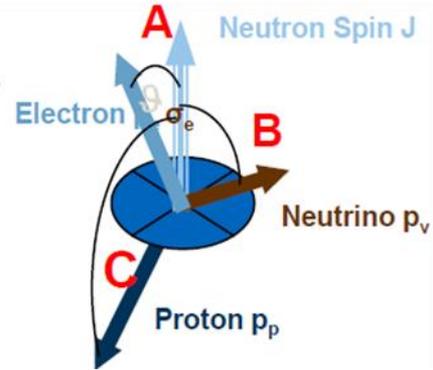
$$V_{ud}^{unit} = \sqrt{1 - V_{us}^2 - V_{ub}^2} = 0.97452(18).6$$

$$D = 2 \cdot \frac{\text{Im}(\lambda)}{1 + 3|\lambda|^2} \quad \mathbf{-1.2 (2.0) \times 10^{-4}}$$

$$\frac{d^3\Gamma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu} = \frac{1}{2(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 (1+3|\lambda|^2) p_e E_e (E_0 - E_e)^2$$

Jackson, Treiman, Wyld,
Nucl. Phys. 4, 1957

$$\times \left[1 + a \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\langle \vec{\sigma}_n \rangle}{\sigma_n} \cdot \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right]$$



$$t \rightarrow -t$$

$$(-)$$

$$(-) \times (-) = (+)$$

$$(-) \times (+) = (-)$$

T – нечётная корреляция, т.к. меняется знак при отражение t

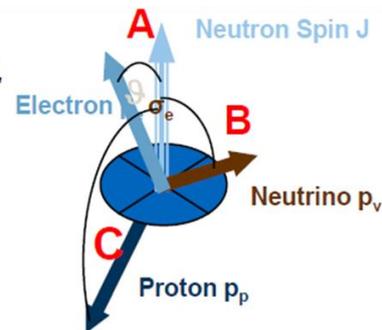
Описание экспериментальных результатов в рамках V-A варианта теории

оказывается неудовлетворительным,

т.к. не может быть представлено одним значением параметра $\lambda = G_A / G_V$

$$\frac{d^3\Gamma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu} = \frac{1}{2(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3|\lambda|^2) p_e E_e (E_0 - E_e)^2 \quad \text{Jackson, Treiman, Wyld, Nucl. Phys. 4, 1957}$$

$$\times \left[1 + a \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\langle \vec{\sigma}_n \rangle}{\vec{\sigma}_n} \cdot \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right]$$

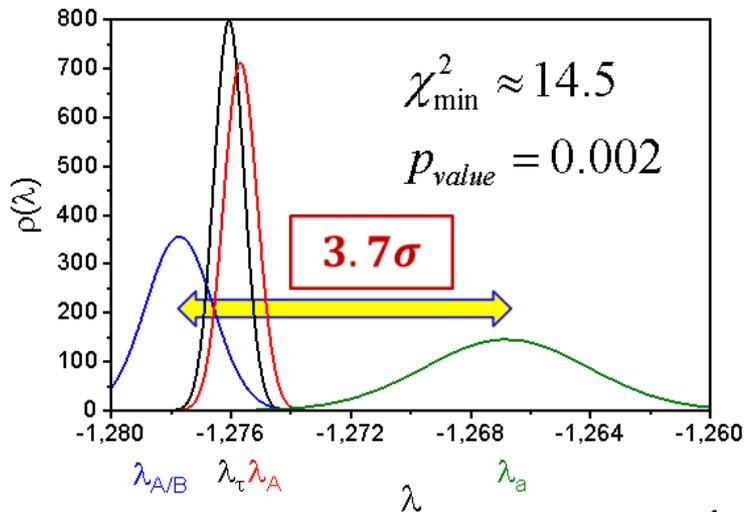


$$\tau_{\text{exp}} = \frac{4905,7}{V_{ud}^2 (1 + 3\lambda^2)}$$

$$a_{\text{exp}} = \frac{(1 - \lambda^2)}{(1 + 3\lambda^2)}$$

$$A_{\text{exp}} = -\frac{2\lambda(\lambda + 1)}{1 + 3\lambda^2}$$

$$B_{\text{exp}} = \frac{2\lambda(\lambda - 1)}{1 + 3\lambda^2}$$

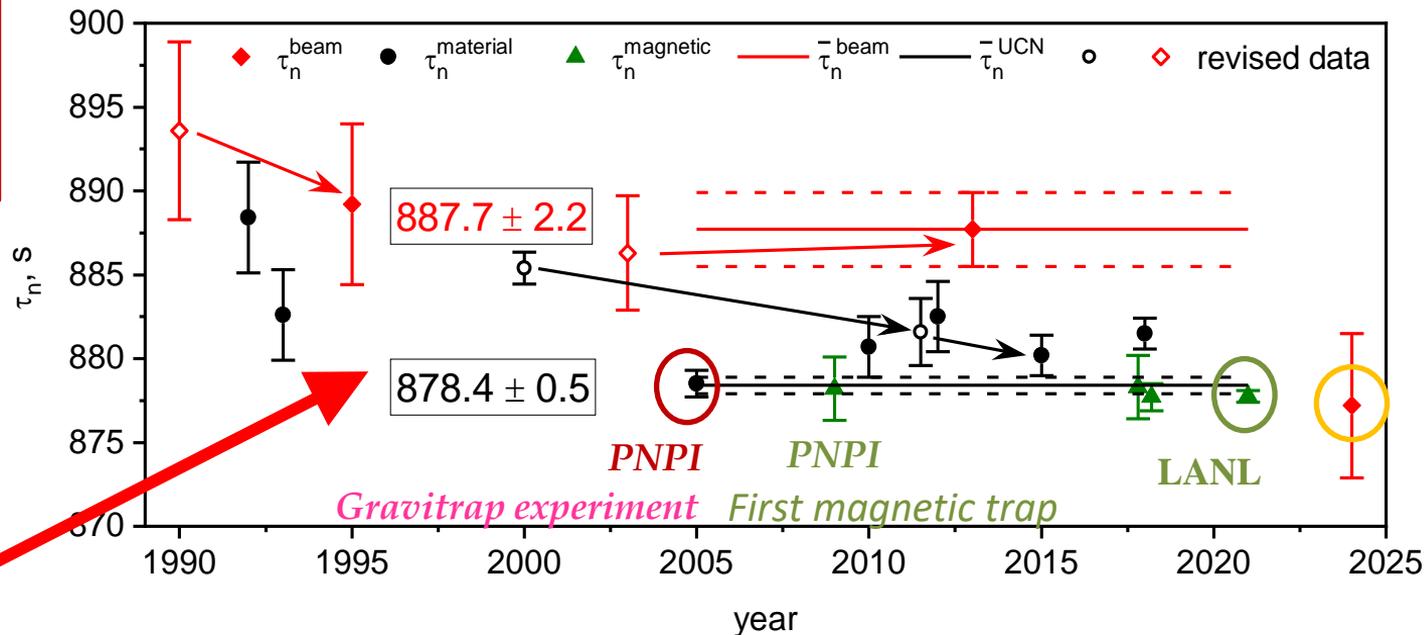


Обнаружено отклонение от Стандартной Модели на 3.7 сигма

Повышение точности измерений и тенденции изменения времени жизни нейтрона

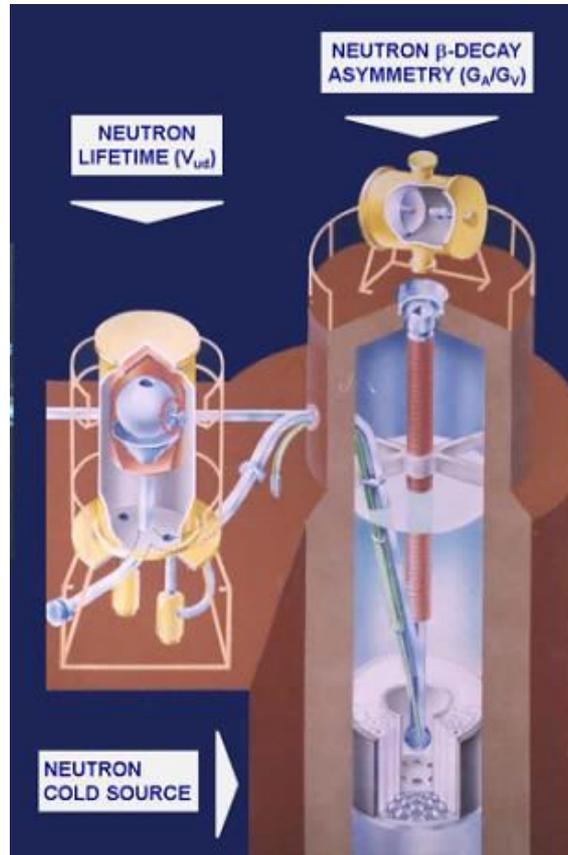
Время жизни нейтрона

Результаты ПИЯФ в 2005 году радикально изменили значение времени жизни нейтрона.



Результат ПИЯФ с гравитационной ловушкой, который был далее подтвержден экспериментами ПИЯФ и LANL с магнитным хранением.

Реактор ВВР-М 1986-1996
ПИАФ-ОИЯИ, Гатчина



Gravitrap experiment

A.Serebrov et al. , Phys Lett B 605,
(2005) 72-78 : **878.5 ± 0.8 s**

2002-2004 (PNPI-JINR-ILL), ILL reactor, Grenoble



First trap of permanent magnets

Technical Physics Letters.
2001. T. 27. C. 1055.

V. F. Ezhov

$$\tau_n = 878.3 \pm 1.9 \text{ s}$$

2001 ПИЯФ РАН

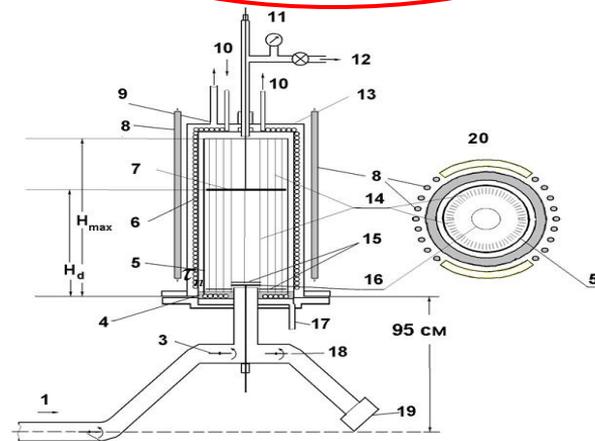
arXiv:1412.7434 [nucl-ex]

2014

JETP 107 (11)

2018

The result of experiment:
 $\tau = (880.2 \pm 1.2) \text{ s}$
Phys. Lett. B. 745 (2015) 79-89
V.I. Morozov 2015



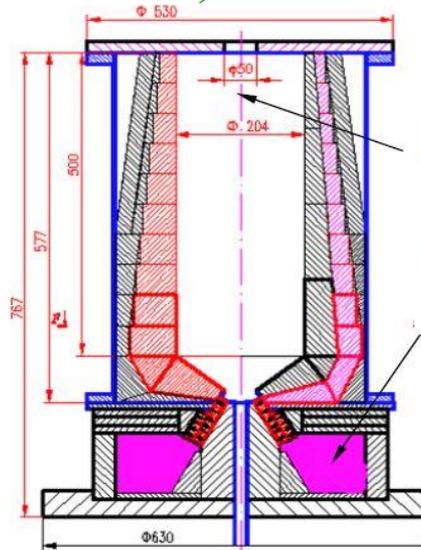
ILL reactor, Grenoble



Первый успешный эксперимент
с магнитным хранением УХН

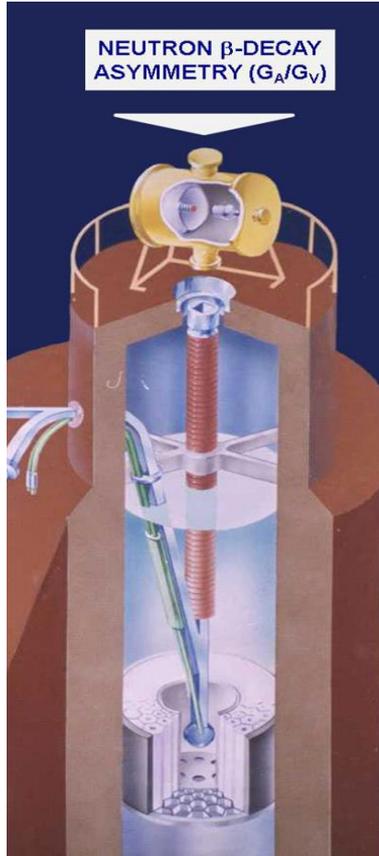


ILL reactor, Grenoble



Установка Борис
Григорьевича
Ерозолимского,
привезённая из
Курчатовского Института

NEUTRON β -DECAY
ASYMMETRY (G_A/G_V)



Measurement of the antineutrino escape asymmetry with respect to the spin of the decaying neutron

A. P. Serebrov, I. A. Kuznetsov,*) I. V. Stepanenko, A. V. Aldushchenkov, and M. S. Lasakov
B. P. Konstantinov St. Petersburg Nuclear Physics Institute, Russian Academy of Sciences, 188350
Gatchina, Russia

$$B = 0.9821 \pm 0.0040$$

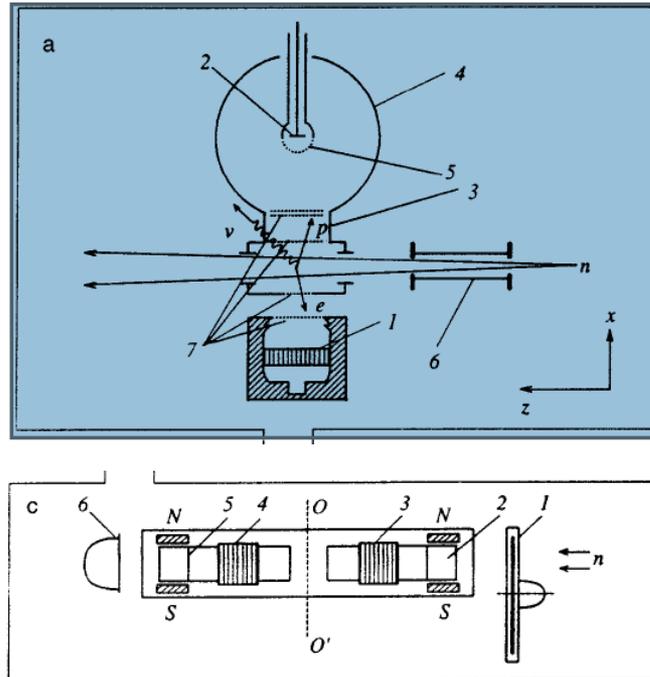
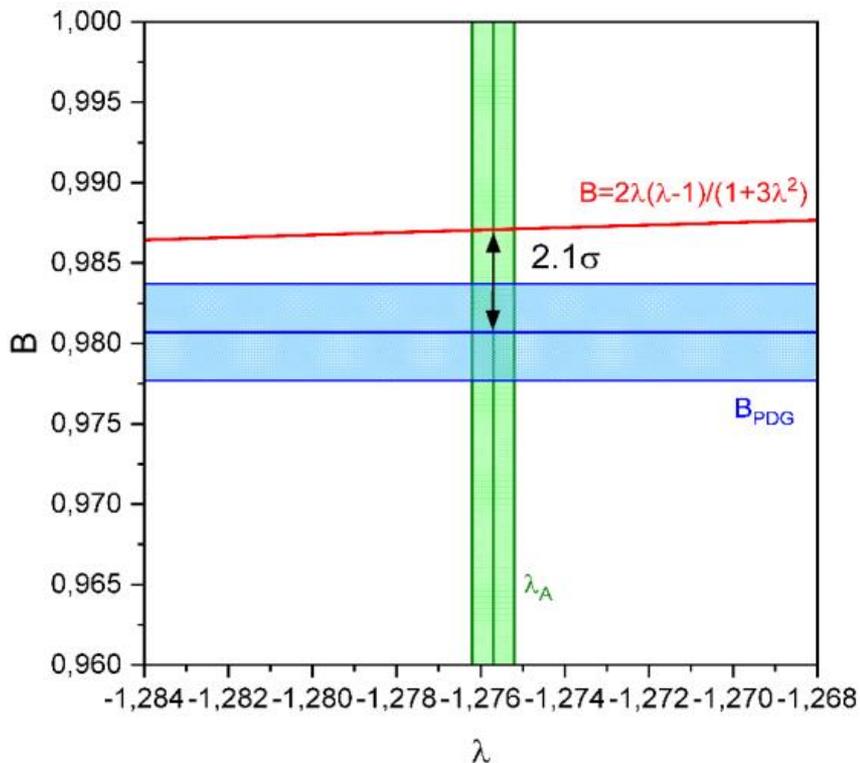


FIG. 1. Overall diagram of the experimental devices and their arrangement in the beam (viewed from above). a) Experimental apparatus for measuring asymmetry: 1 — electron detector, 2 — proton detector, 3 — time-of-flight electrode, 4 — spherical electrode, 5 — spherical grid, σ — exit neutron guide, 7 — shielding grid. b) Setup of the in-beam experimental equipment: 1 — additional neutron guide section, 2 — polarizer, 3 — neutron guide with nonmagnetic coating, 4 — flipper F_1 , 5 — flipper F_1' , σ — experimental apparatus for measuring asymmetry, 7 — apparatus for measuring polarization. c) Apparatus for measuring polarization: 1 — beam shutter, 2 — analyzer A_1 , 3 — flipper F_2 , 4 — flipper F_2' , 5 — analyzer A_2 , σ — neutron detector.



Существует расхождение между экспериментальным значением нейтринной асимметрии и предсказанием СМ.

Разница между этими значениями составляет 2,1 сигма



Сравнение экспериментальной нейтринной асимметрии распада нейтрона и рассчитанной в рамках СМ в зависимости от соотношения аксиальной и векторной констант слабого взаимодействия λ .

$$\frac{\Delta B}{B} = 6.5 * 10^{-3} (2.1 \sigma)$$

$$\frac{\Delta B}{B} = \frac{B_{\text{exp}} - B_{SM}}{B_{SM}}$$

$$B_{SM} = \frac{2\lambda_n(\lambda_n - 1)}{(1 + 3\lambda_n^2)}$$

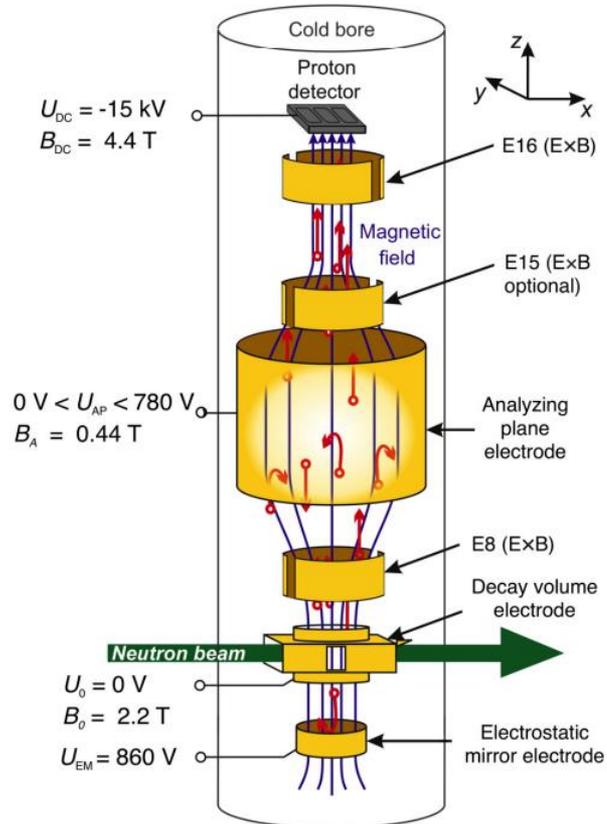


FIG. 2. Schematic of *a*SPECT. Only the most important electrodes are shown. The magnetic field is oriented in vertical direction (blue lines). The whole setup is under ultrahigh vacuum conditions.

Reanalysis of the $\beta - \bar{\nu}_e$ Angular Correlation Measurement from the *a*SPECT Experiment with New Constraints on Fierz Interference

M. Beck,¹ W. Heil^{1,*}, Ch. Schmidt¹, S. Baeßler², F. Glück³, G. Konrad⁴, and U. Schmidt⁵

¹*Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität, 55128 Mainz, Germany*

²*Department of Physics, University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22904, USA and Oak Ridge National Lab, Bethel Valley Road, Oak Ridge, Tennessee 37831, USA*

³*Institut für Astroteilchenphysik (IAP), Karlsruhe Institute of Technology (KIT), 76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany*

⁴*Technische Universität Wien, Atominstitut, 1020 Wien, Austria*

⁵*Physikalisches Institut, Ruprecht-Karls-Universität, 69120 Heidelberg, Germany*



(Received 31 August 2023; revised 17 January 2024; accepted 1 February 2024; published 7 March 2024)

Improved determination of the $\beta - \bar{\nu}_e$ angular correlation coefficient a in free neutron decay with the *a*SPECT spectrometer

M. Beck, F. Ayala Guardia, M. Borg, J. Kahlenberg, R. Muñoz Horta, C. Schmidt¹, A. Wunderle, and W. Heil^{1*}
Institut für Physik, Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 55128 Mainz, Germany

R. Maisonobe, M. Simson, T. Soldner², R. Virost², and O. Zimmer
Institut Laue-Langevin, CS 20156, 38042 Grenoble Cedex 9, France

M. Klopff and G. Konrad³
Technische Universität Wien, Atominstitut, 1020 Wien, Austria

S. Baeßler⁴
Department of Physics, University of Virginia, Charlottesville, Virginia 22904, USA and Oak Ridge National Lab, Bethel Valley Road, Oak Ridge, Tennessee 37831, USA

F. Glück⁵
Institut für Kernphysik (IKP), Karlsruhe Institute of Technology (KIT), 76344 Eggenstein-Leopoldshafen, Germany

U. Schmidt⁶
Physikalisches Institut, Universität Heidelberg, 69120 Heidelberg, Germany



(Received 14 August 2019; revised manuscript received 19 December 2019; accepted 17 March 2020; published 26 May 2020)

We report on a precise measurement of the electron-antineutrino angular correlation (a coefficient) in free neutron beta decay from the *a*SPECT experiment. The a coefficient is inferred from the recoil energy spectrum of the protons which are detected in 4π by the *a*SPECT spectrometer using magnetic adiabatic collimation with an electrostatic filter. Data are presented from a 100-day run at the Institut Laue Langevin in 2013. The sources of systematic errors are considered and included in the final result. We obtain $a = -0.104\ 30(84)$ which is the most precise measurement of the neutron a coefficient to date. From this, the ratio of axial vector to vector coupling constants is derived giving $|\lambda| = 1.2677(28)$.

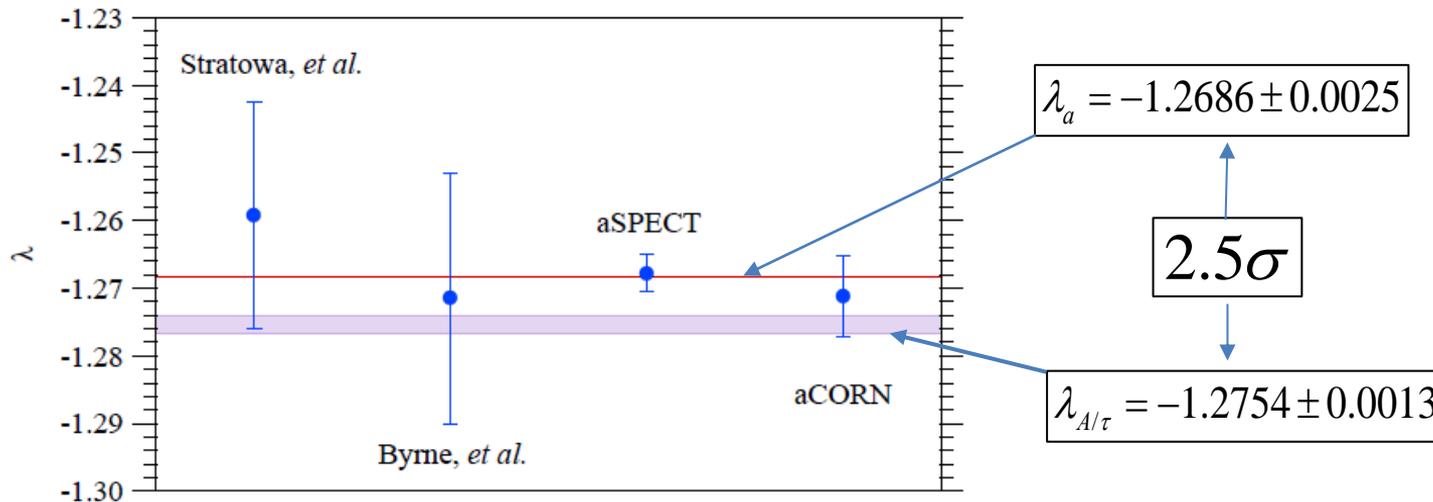


FIG. 10. A summary of the results for $\lambda = G_A / G_V$ from neutron a -coefficient experiments. The horizontal line is the weighted average: $\lambda = -1.2686 \pm 0.0025$. The shaded region shows the 2022 PDG recommended value $\lambda = -1.2754 \pm 0.0013$.

Описание экспериментальных результатов в рамках V-A варианта теории

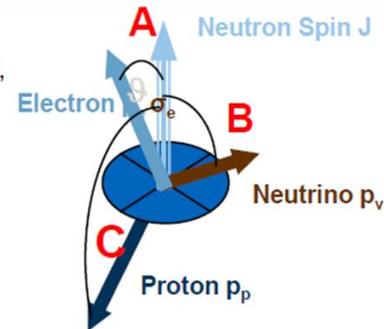
оказывается неудовлетворительным,

т.к. не может быть представлено одним значением параметра $\lambda = G_A / G_V$

$$\frac{d^3\Gamma}{dE_e d\Omega_e d\Omega_\nu} = \frac{1}{2(2\pi)^5} G_F^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3|\lambda|^2) p_e E_e (E_0 - E_e)^2$$

Jackson, Treiman, Wyld, Nucl. Phys. 4, 1957

$$\times \left[1 + a \frac{\vec{p}_e \cdot \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m_e}{E_e} + \frac{\langle \vec{\sigma}_n \rangle}{\vec{\sigma}_n} \cdot \left(A \frac{\vec{p}_e}{E_e} + B \frac{\vec{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\vec{p}_e \times \vec{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right]$$

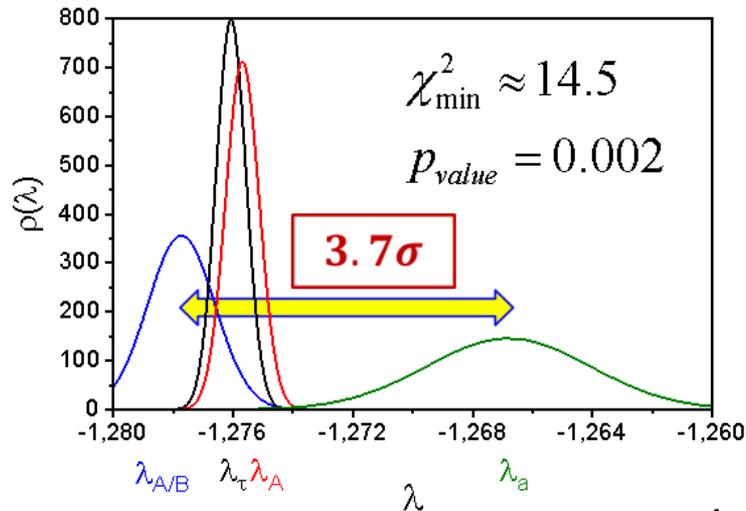


$$\tau_{\text{exp}} = \frac{4905,7}{V_{ud}^2 (1 + 3\lambda^2)}$$

$$a_{\text{exp}} = \frac{(1 - \lambda^2)}{(1 + 3\lambda^2)}$$

$$A_{\text{exp}} = -\frac{2\lambda(\lambda + 1)}{1 + 3\lambda^2}$$

$$B_{\text{exp}} = \frac{2\lambda(\lambda - 1)}{1 + 3\lambda^2}$$



Обнаружено отклонение от Стандартной Модели на 3.7 сигма

Анализ наблюдаемого расхождения можно провести в рамках модели с учетом правых токов. В простейшей лево-правой манифест модели рассматривается смешивание левых и правых векторных бозонов, а для флейворных состояний W_L , W_R и массовых состояний W_1 , W_2 можно записать:

$$\begin{pmatrix} W_L^\pm \\ W_R^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & +\sin \zeta \\ -\sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^\pm \\ W_2^\pm \end{pmatrix}$$

где ζ – угол смешивания токовых состояний W_L и W_R , а δ – отношение квадратов масс состояний W_1 и W_2 . $\delta = (M_1/M_2)^2$

- [3] M. A. B. Beg, R. V. Budny, R.N. Mohapatra, and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. 38, 1252 (1977),
 [4] B. R. Holstein and S. B. Treiman, Phys. Rev. D **16**, 2369 (1977),
 [5] P. Herczeg, Phys. Rev. D **34**, 3449 (1986),
 [6] P. Herczeg, Prog. Part. Nucl. Phys. **46**, 413 (2001)

Разложения по δ и ζ не выше второго порядка может быть представлено следующими выражениями

$$\tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} = \frac{4905.7s}{V_{ud}^2 [1 + (\delta - \zeta)^2 + 3\lambda^2 (1 + (\delta + \zeta)^2)]}$$

$$a_{\text{exp}} \pm \Delta a_{\text{exp}} = \frac{(1 - \lambda^2)[1 + (\delta + \zeta)^2] - 4\delta\zeta}{(1 + 3\lambda^2)[1 + (\delta + \zeta)^2] - 4\delta\zeta}$$

$$A_{\text{exp}} \pm \Delta A_{\text{exp}} = -\frac{2\lambda[\lambda(1 - (\delta + \zeta)^2) + (1 - \delta^2 + \zeta^2)]}{1 + (\delta - \zeta)^2 + 3\lambda^2(1 + (\delta + \zeta)^2)}$$

$$B_{\text{exp}} \pm \Delta B_{\text{exp}} = \frac{2\lambda[\lambda(1 - (\delta + \zeta)^2) - (1 - \delta^2 + \zeta^2)]}{1 + (\delta - \zeta)^2 + 3\lambda^2(1 + (\delta + \zeta)^2)}$$

$$\frac{\tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} - \tau_{V-A}}{\tau_{V-A}} \simeq - \left[\delta^2 + \zeta^2 + 2 \frac{(3\lambda^2 - 1)}{(3\lambda^2 + 1)} \delta\zeta \right]$$

$$\frac{a_{\text{exp}} \pm \Delta a_{\text{exp}} - a_{V-A}}{a_{V-A}} \simeq - \frac{16}{(1 - \lambda^2)(1 + 3\lambda^2)} \delta\zeta$$

$$\frac{A_{\text{exp}} \pm \Delta A_{\text{exp}} - A_{V-A}}{A_{V-A}} \simeq -2\delta^2 - 2\delta\zeta \frac{[6\lambda^3 + 3\lambda^2 - 1]}{(\lambda + 1)(1 + 3\lambda^2)} - 2 \frac{\lambda}{\lambda + 1} \zeta^2$$

$$\frac{B_{\text{exp}} \pm \Delta B_{\text{exp}} - B_{V-A}}{B_{V-A}} \simeq -2\delta^2 - 2\delta\zeta \frac{[6\lambda^3 - 3\lambda^2 + 1]}{(\lambda - 1)(1 + 3\lambda^2)} - 2 \frac{\lambda}{\lambda - 1} \zeta^2$$

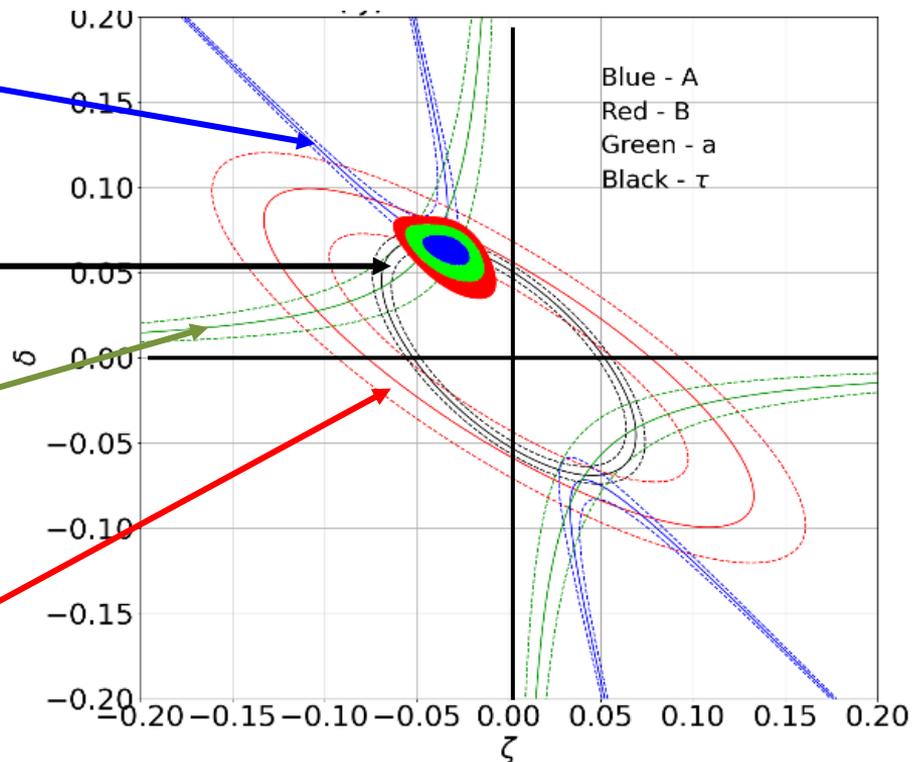
Распад нейтрона в рамках лево-правой модели смешивания левых и правых векторных бозонов **может быть успешно описан**

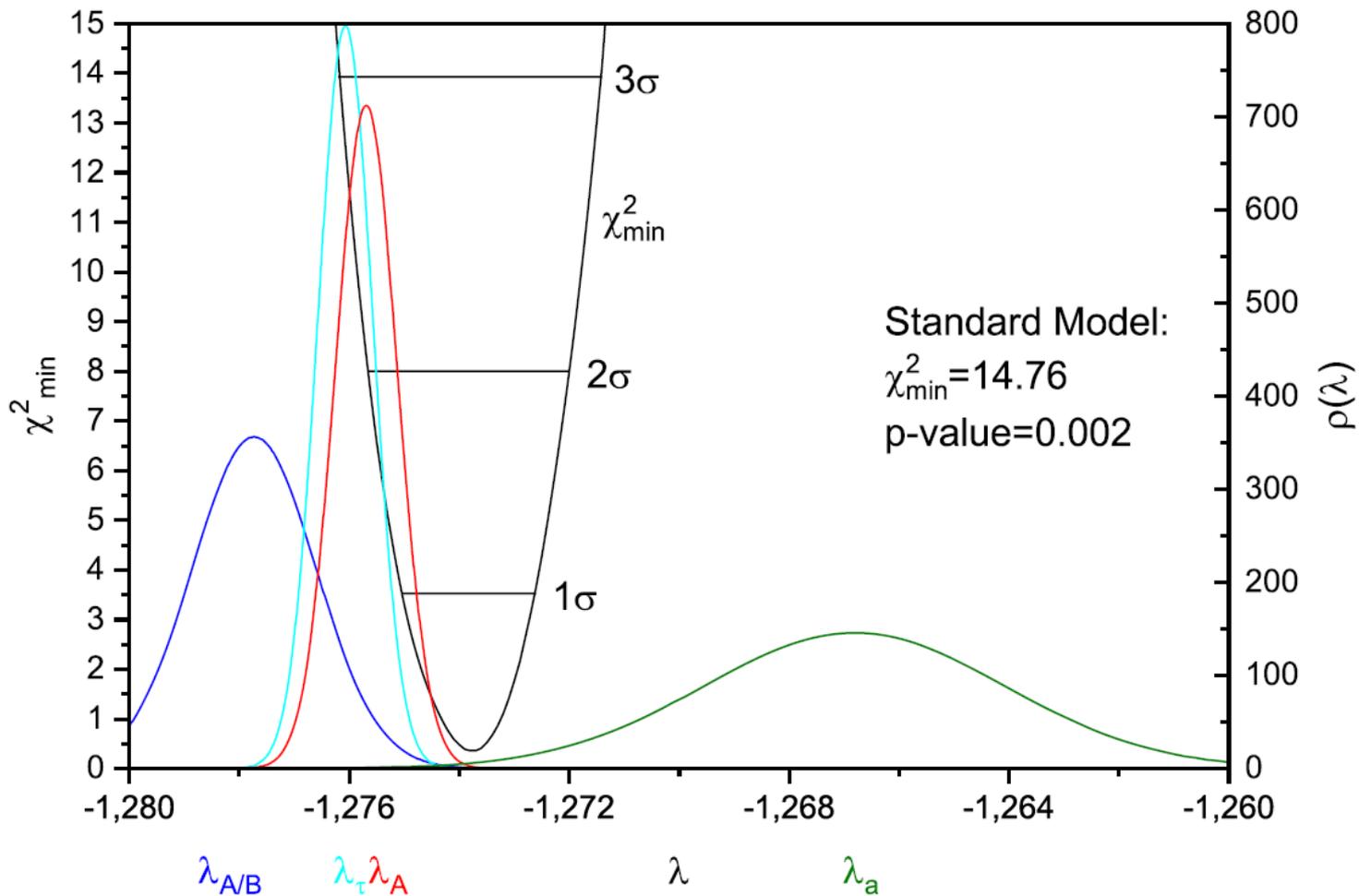
$$\frac{A_{\text{exp}} \pm \Delta A_{\text{exp}} - A_{V-A}}{A_{V-A}} \simeq -2\delta^2 - 2\delta\zeta \frac{[6\lambda^3 + 3\lambda^2 - 1]}{(\lambda+1)(1+3\lambda^2)} - 2\frac{\lambda}{\lambda+1}\zeta^2$$

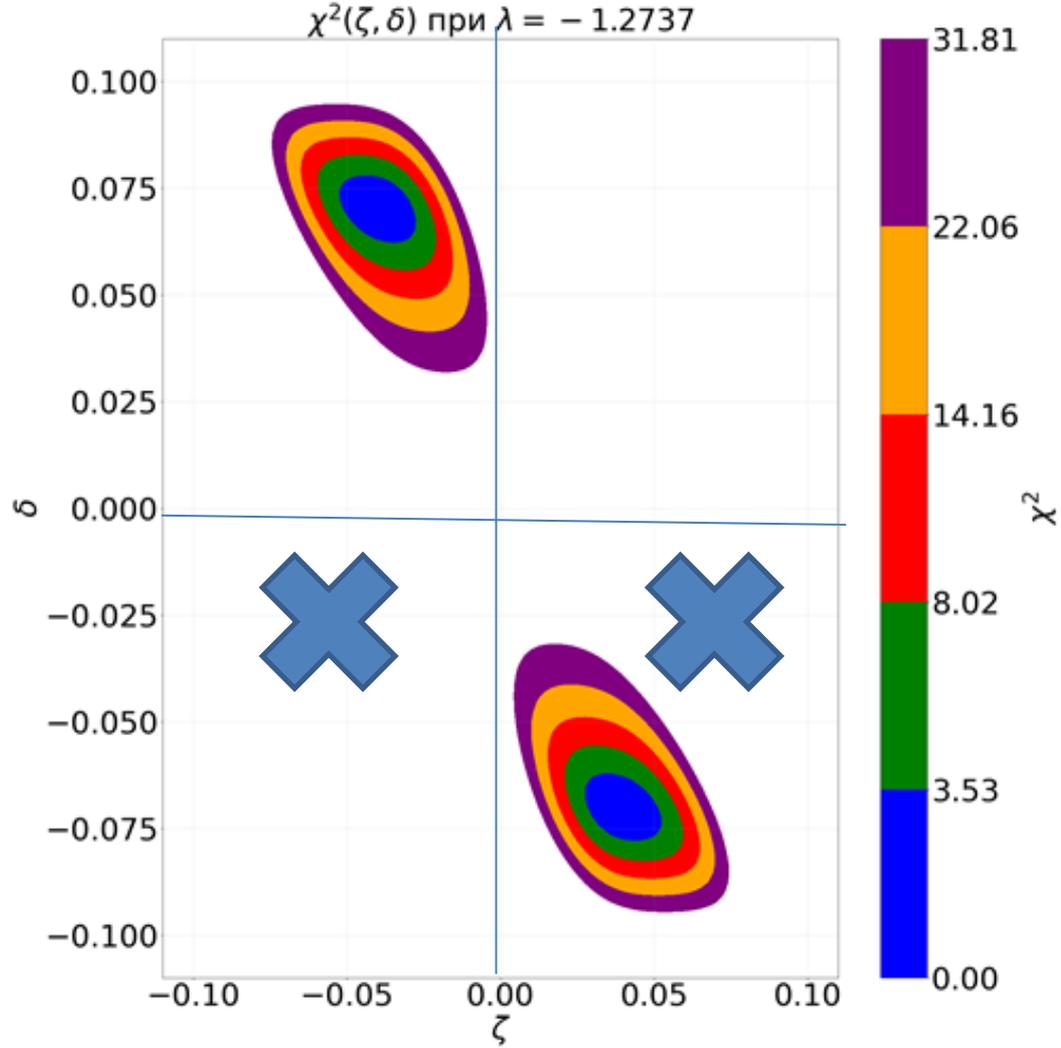
$$\frac{\tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} - \tau_{V-A}}{\tau_{V-A}} \simeq - \left[\delta^2 + \zeta^2 + 2\frac{(3\lambda^2 - 1)}{(3\lambda^2 + 1)}\delta\zeta \right]$$

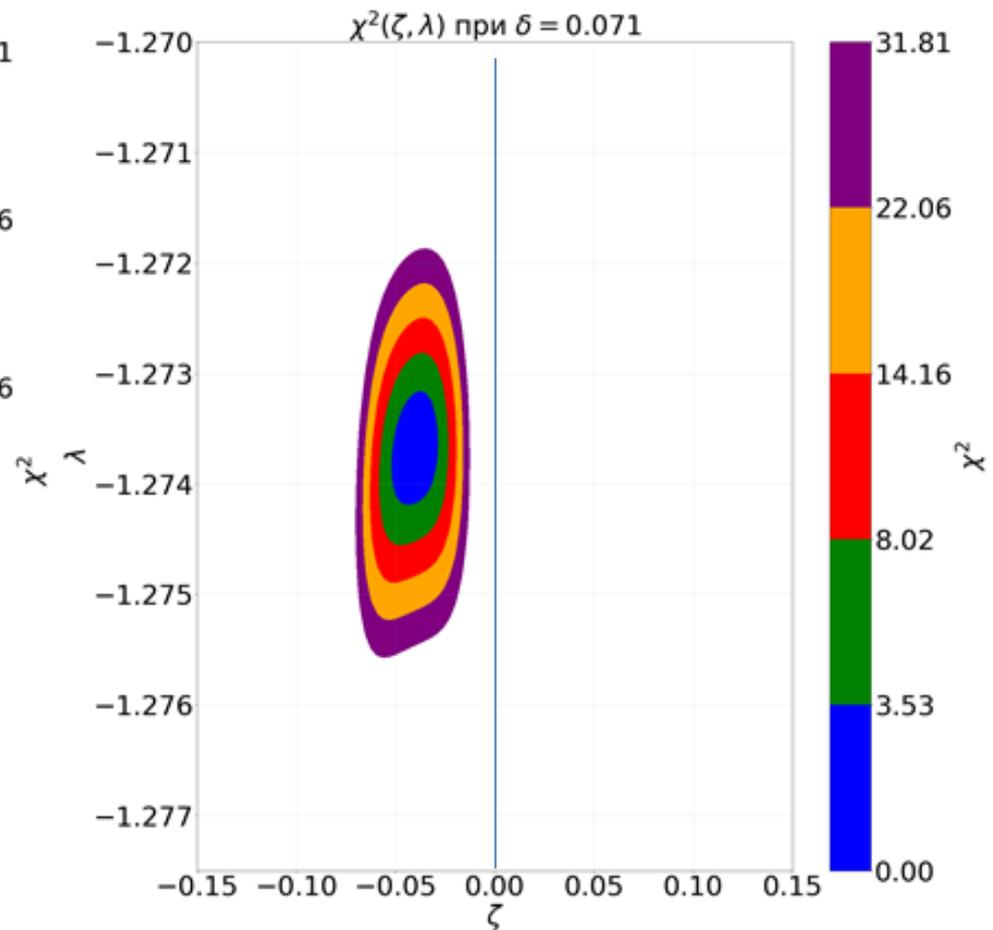
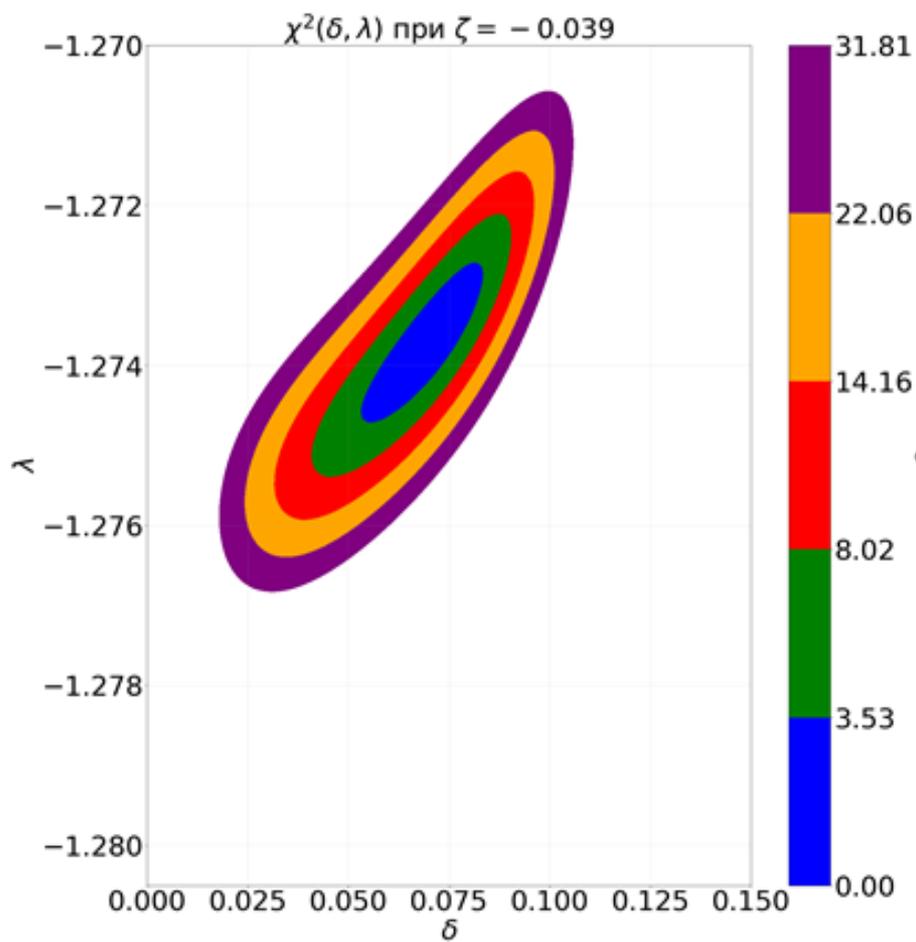
$$\frac{a_{\text{exp}} \pm \Delta a_{\text{exp}} - a_{V-A}}{a_{V-A}} \simeq - \frac{16}{(1-\lambda^2)(1+3\lambda^2)}\delta\zeta$$

$$\frac{B_{\text{exp}} \pm \Delta B_{\text{exp}} - B_{V-A}}{B_{V-A}} \simeq -2\delta^2 - 2\delta\zeta \frac{[6\lambda^3 - 3\lambda^2 + 1]}{(\lambda-1)(1+3\lambda^2)} - 2\frac{\lambda}{\lambda-1}\zeta^2$$









Окончательный результат анализа

В результате анализа было установлено, что имеются указания на существование правого векторного бозона с массой и углом смешивания

Письма в ЭЧАЯ. 2024. Т. 22,
№ 1(258). С. 134–145

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
И АТОМНОГО ЯДРА 2025.
Т. 56, вып. 3. С. 1405–1426

$$M_{W_R} = 304_{-20}^{+24} \text{ GeV}$$

$$\zeta = -0.039 \pm 0.014$$

$$\delta = 0.070 \pm 0.010$$

**АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ
РАСПАДА НЕЙТРОНА НА ВОЗМОЖНОСТЬ
СУЩЕСТВОВАНИЯ ПРАВОГО ВЕКТОРНОГО
БОЗОНА W_R**

*А. П. Серебров¹, О. М. Жеребцов, А. К. Фомин,
Р. М. Самойлов, Н. С. Буданов*

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова
Национального исследовательского центра «Курчатовский институт», Гатчина, Россия

Проведен анализ последних наиболее точных экспериментальных данных распада нейтрона на возможность существования правого векторного бозона W_R . В результате анализа обнаружено, что имеется указание на существование правого векторного бозона W_R с массой $M_{W_R} \approx 319_{-20}^{+26}$ ГэВ и углом смешивания с W_L : $\zeta = -0,034 \pm 0,013$. Этот результат, с одной стороны, следует рассматривать как вызов к экспериментальной физике на коллайдерах, где верхний предел на массу правого векторного бозона W_R значительно выше, а с другой — он указывает на необходимость проведения еще более точных измерений распада нейтрона и его теоретического анализа.

Статья опубликована в Physical Review D 3 декабря 2025.
112, 115012 (2025)

[arXiv:2406.03440](https://arxiv.org/abs/2406.03440) [hep-ph]

Важная публикация в высокорейтинговом журнале

**Analysis of experimental data on neutron decay for the possibility
of the existence of the right vector boson W_R**

A. P. Serebrov *, O. M. Zhrebtsov, A. K. Fomin, R. M. Samoilo, and N. S. Budanov



(Received 15 May 2025; accepted 7 November 2025; published 3 December 2025)

The analysis of the latest most accurate experimental data on neutron decay for the possibility of the existence of the right vector boson W_R is carried out. As a result of the analysis within the framework of the left-right symmetric model, it was found that there is an indication of the existence of the right vector boson W_R with a mass of $M_{W_R} = 304_{-20}^{+24}$ GeV, and a mixing angle with W_L : $\zeta = -0.039 \pm 0.014$. It is shown that this result does not contradict the experiments at colliders to search for a hypothetical vector boson. In addition, it is shown that it is possible to describe the effects of CP violation in decays of neutral K -mesons and D -mesons using the parameters of the extended left-right symmetric model obtained from neutron decay, i.e., squared masses of the left and right bosons ratio and the mixing angle. The formation of baryon-lepton asymmetry of the Universe is considered within the framework of the left-right model of weak interaction with CP violation.

DOI: [10.1103/fl44-1b8b](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.112.115012)

Почему резонанс W_R не обнаружили в коллайдерных экспериментах?

Расчёт сечения в лево-правой модели

$$\sigma(s) = \frac{\pi\alpha_W^2}{6} V_{ud}^2 \times \left[\frac{a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{L^2} + a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{R^2} + a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{L^2} + a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{R^2}}{(s - m_{W_L}^2)^2 + \gamma_{W_L}^2 m_{W_L}^2} + 2a_{ud}^L a_{lv}^L \frac{(s - m_{W_L}^2)(s - M_{W_R}^2) + \gamma_{W_L}^2 \Gamma_{W_R}^2}{((s - m_{W_L}^2)^2 + \gamma_{W_L}^2 m_{W_L}^2)((s - M_{W_R}^2)^2 + \Gamma_{W_R}^2 M_{W_R}^2)} + \frac{a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{L^2} + a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{R^2} + a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{L^2} + a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{R^2}}{(s - M_{W_R}^2)^2 + \Gamma_{W_R}^2 M_{W_R}^2} \right]$$

$$\sigma(s) = \frac{\pi\alpha_W^2}{6} V_{ud}^2 * \left[\frac{1}{(s - m_{W_L}^2)^2 + \gamma_{W_L}^2 m_{W_L}^2} + \frac{2 \frac{\cos^4 \zeta}{\sin^2 \zeta} \delta^2 + (\delta - 1)^2 \cos^2 \zeta (e^{2i\omega} + e^{-2i\omega})}{(s - M_{W_R}^2)^2 + \Gamma_{W_R}^2 M_{W_R}^2} \right]$$

For left resonance

$$\begin{aligned} a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{L^2} &= (\cos^2 \zeta + \delta \sin^2 \zeta)^2 \\ a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{R^2} &= (\sin^2 \zeta + \delta \cos^2 \zeta)^2 \\ a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{L^2} &= (\delta - 1)^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta e^{2i\omega} \\ a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{R^2} &= (\delta - 1)^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta e^{-2i\omega} \end{aligned}$$

For right resonance

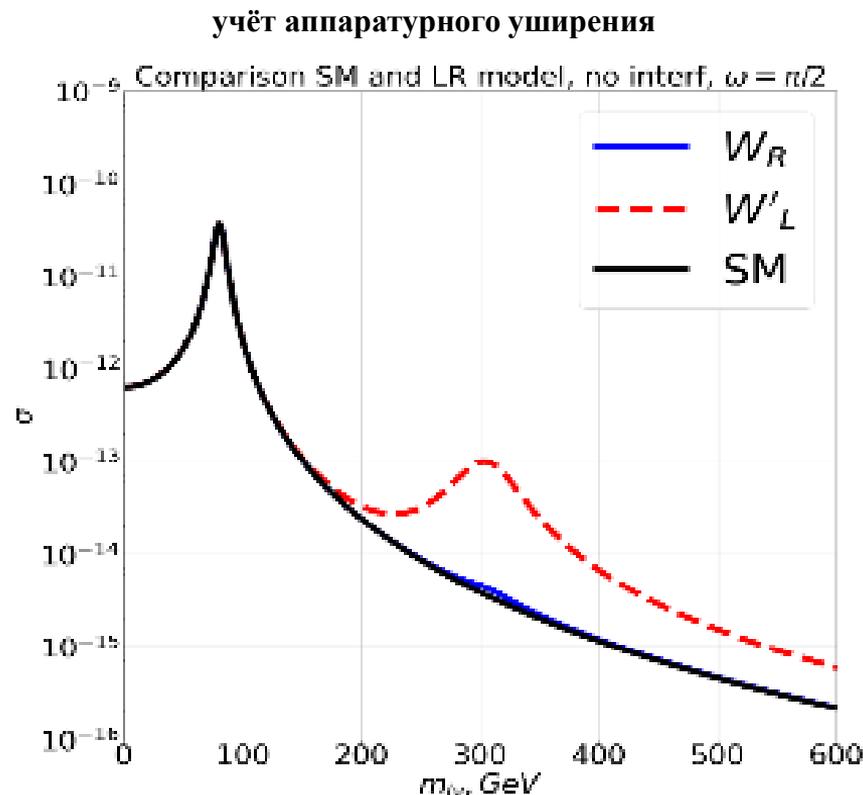
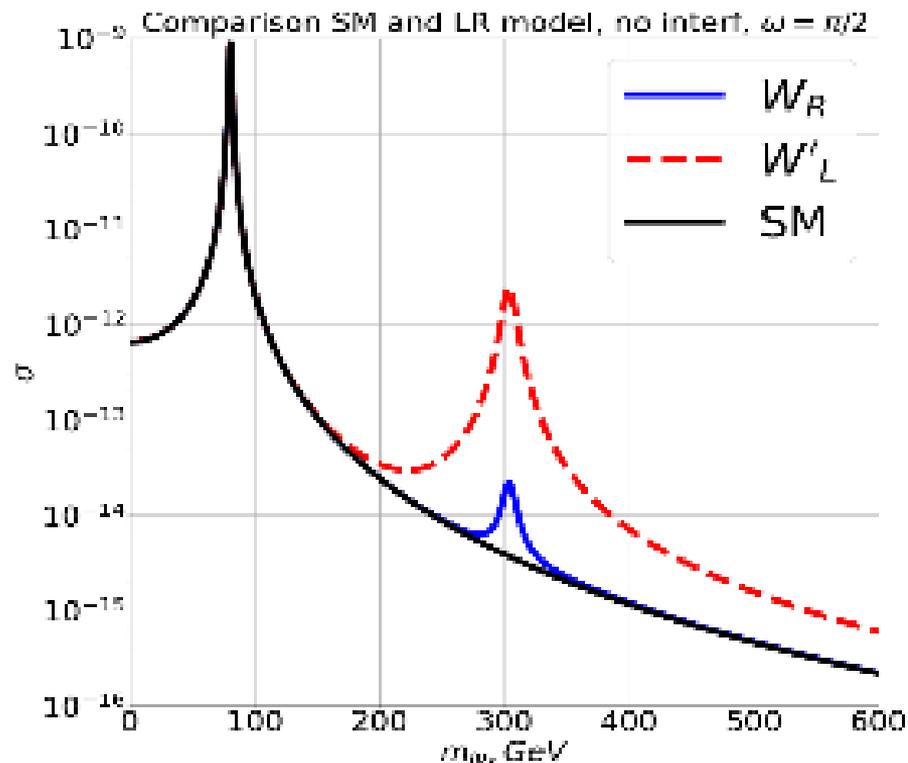
$$\begin{aligned} a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{L^2} &= (\sin^2 \zeta + \delta \cos^2 \zeta)^2 \\ a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{R^2} &= (\delta \cos^2 \zeta + \sin^2 \zeta)^2 \\ a_{ud}^{R^2} a_{lv}^{L^2} &= (\delta - 1)^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta e^{2i\omega} \\ a_{ud}^{L^2} a_{lv}^{R^2} &= (\delta - 1)^2 \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta e^{-2i\omega} \end{aligned}$$

[44] E. Boos, V. Bunichev, L. Dudko, M. Perfilov, Phys. Lett. B **655**, 245 (2007)

[5] P. Herczeg, Phys. Rev. D **34**, 3449 (1986),

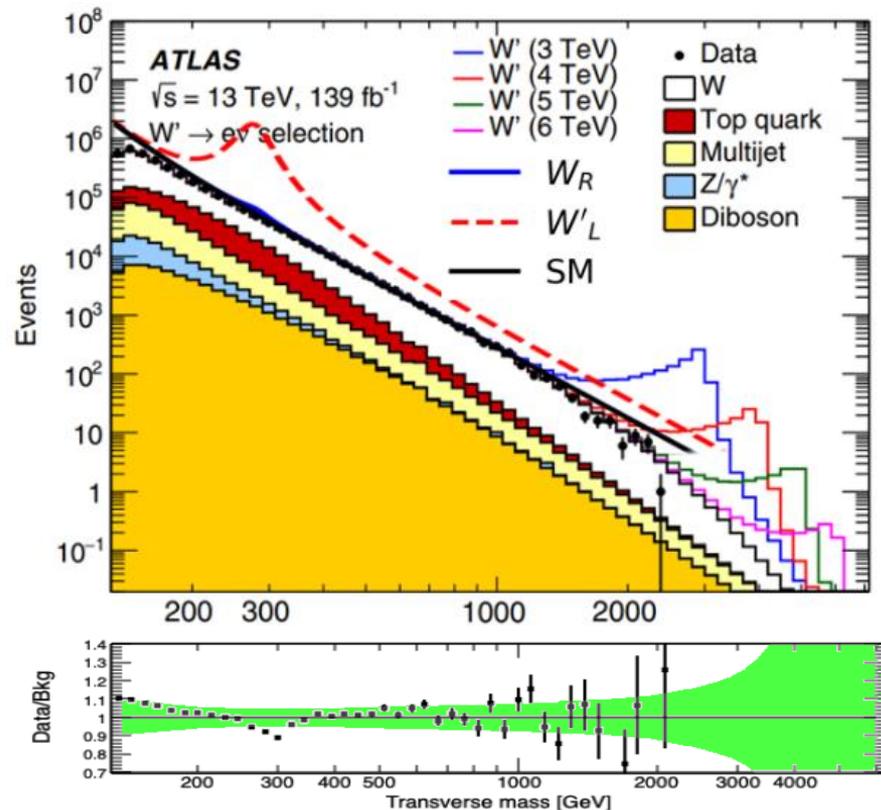
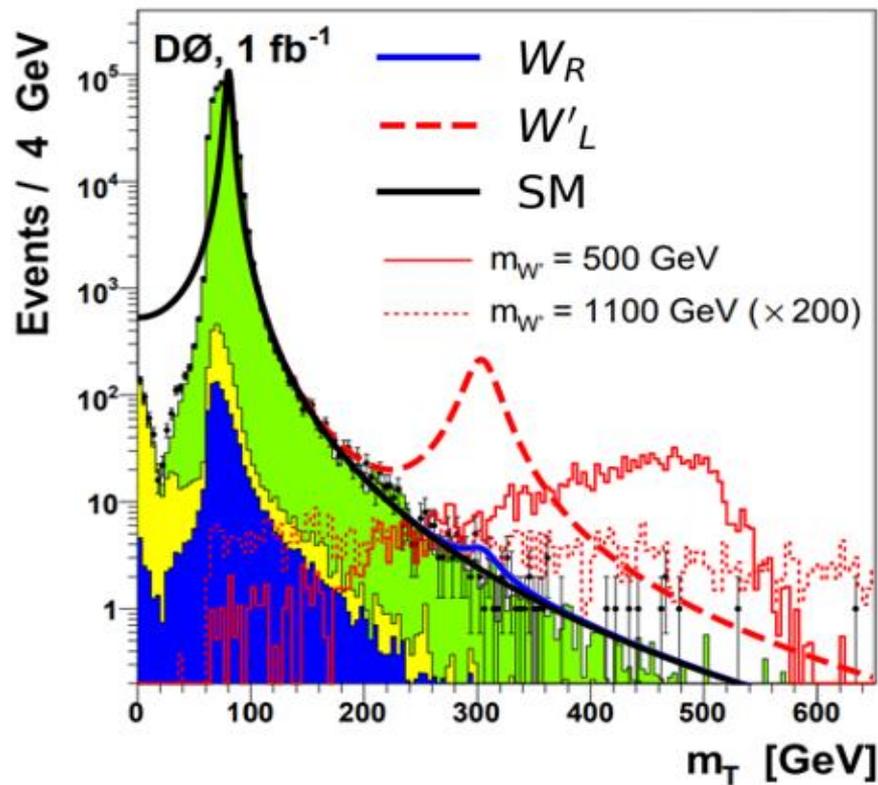
Почему резонанс W_R не обнаружили в коллайдерных экспериментах?

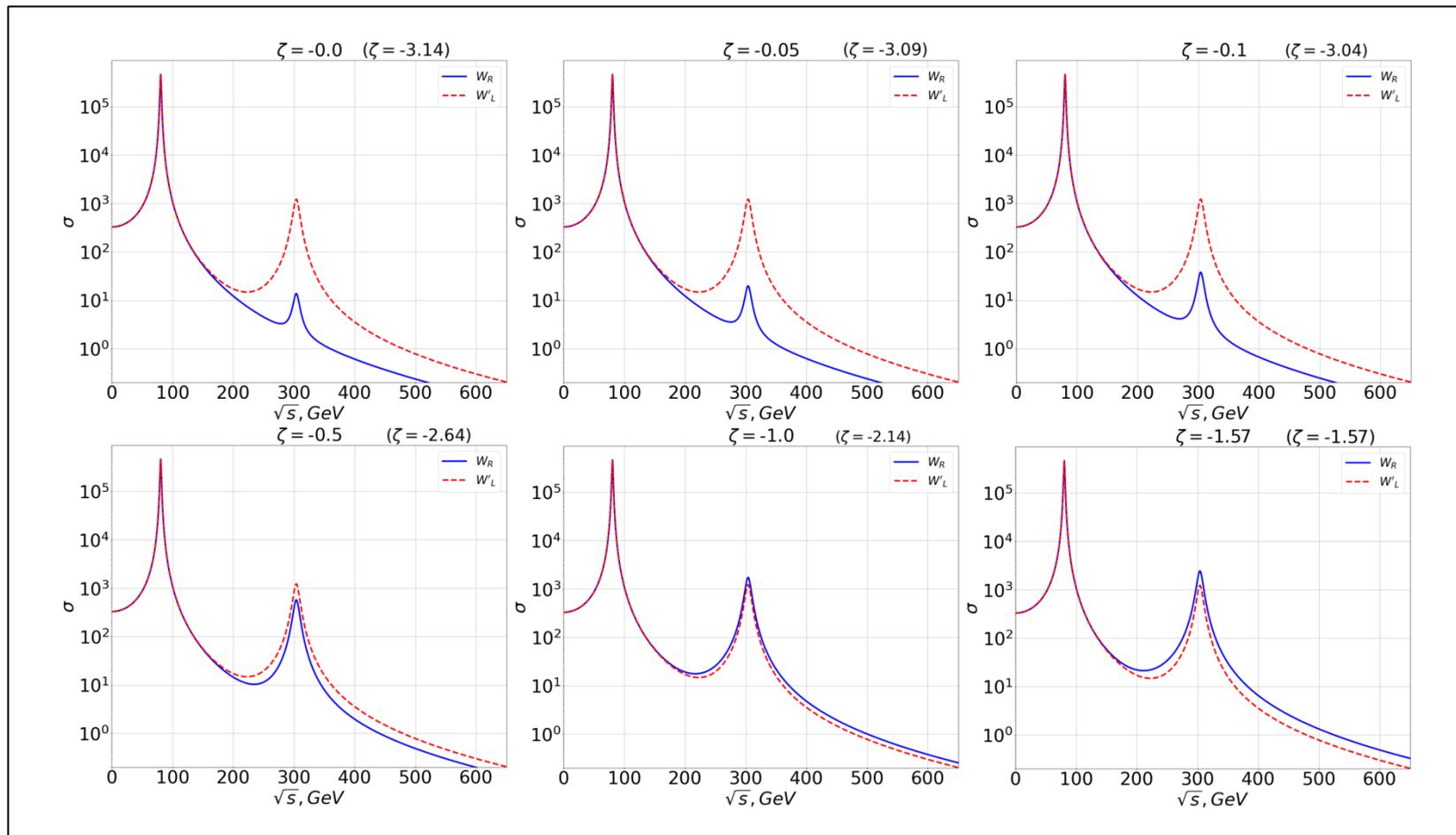
Расчёт сечения в лево-правой модели



Почему резонанс W_R не обнаружили в коллайдерных экспериментах?

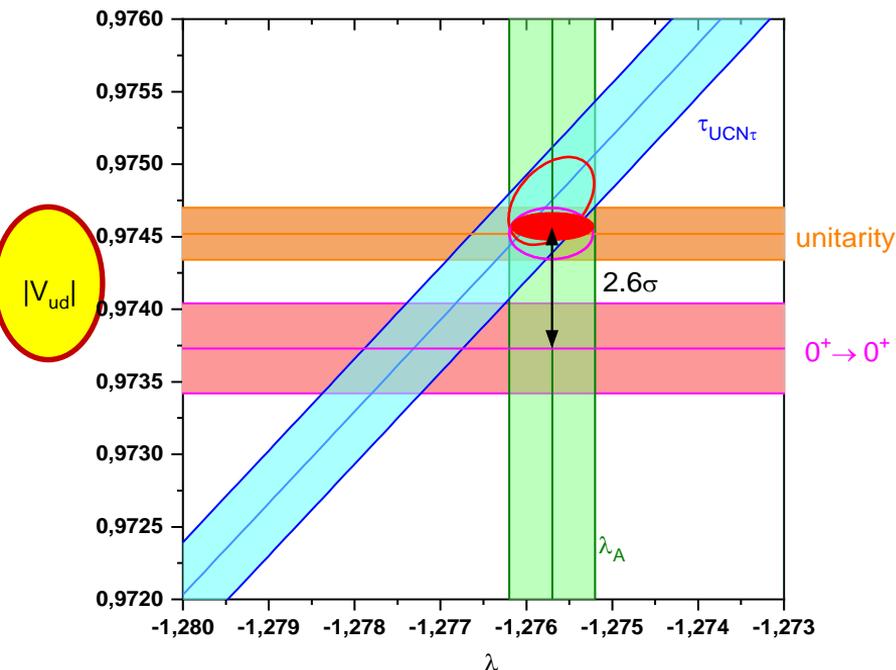
Сравнение результатов расчётов с экспериментальными данными для эксперимента на теватроне в Фермилаб из публикации [45] и для эксперимента ATLAS [46] в ЦЕРН.





Данные экспериментов с ядерными сверхразрешёнными переходами $0^+ - 0^+$ позволяют нам независимо определить элемент V_{ud} матрицы СКМ

Разница V_{ud} между совпадающими значениями из нейтронного распада и унитарности СКМ и значением V_{ud} от переходов $0^+ - 0^+$ составляет **2,6 сигма**



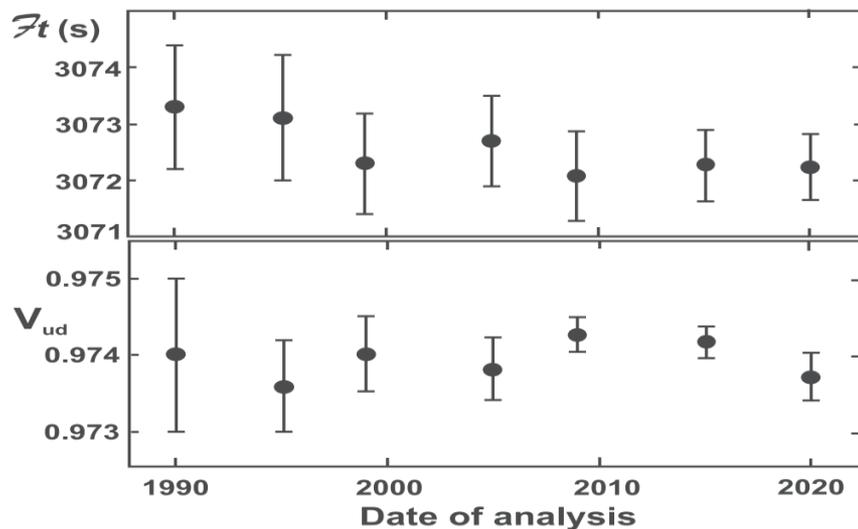
Зависимость элемента матрицы смешивания кварков V_{ud} от λ , рассчитанная с использованием формул СМ из распада нейтрона, из экспериментов с ферми-сверхразрешенными ядерными переходами $0^+ - 0^+$ и из унитарности матрицы СКМ с использованием V_{us} измерений [18].

$$\frac{\Delta V_{ud}}{V_{ud}} = 8.6 * 10^{-4} (2.6 \sigma)$$

Для дальнейшего анализа следует использовать условие унитарности матрицы СКМ [18] и экспериментальные данные с фермиевскими сверхразрешенными ядерными переходами $0^+ - 0^+$ [18].

Все основные данные взяты из J. C. Hardy и I. S. Towner, Phys. Rev. C 102, 045501.

Статья J. C. Hardy 2020 года содержит таблицу с историческими тенденциями в определении F_t и V_{ud} :



Из полученных данных
получено значение

$$|V_{ud}| = 0.97373 \pm 0.00031$$

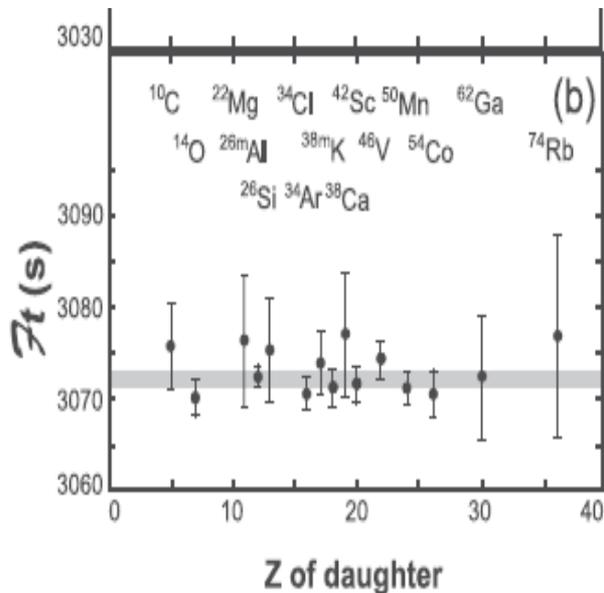
Третий элемент верхней строки, $|V_{ub}|$, очень мал и почти не влияет на тест унитарности. Его значение из оценки Particle Data Group (PDG) равно

$$|V_{ub}| = (3.94 \pm 0.36) \times 10^{-3}$$

Superaligned $0^+ \rightarrow 0^+$ nuclear β decays: 2020 critical survey, with implications for V_{ud} and CKM unitarity

J. C. Hardy * and I. S. Towner

Cyclotron Institute, Texas A&M University, College Station, Texas 77843, USA

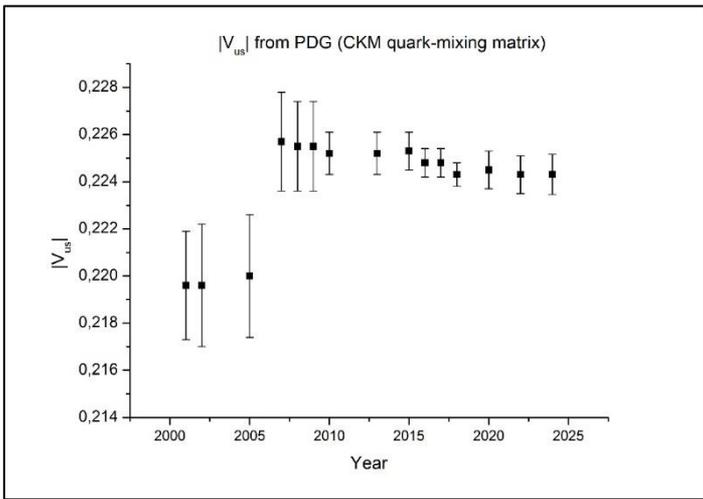


Представлен новый критический обзор всех измерений периода полураспада, энергии распада и отношения ветвления, связанных с 23 сверхразрешенными $0^+ \rightarrow 0^+$. Их среднее значение Ft в сочетании со временем жизни мюона дает элемент смешивания кварков вверх-вниз матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы, **$V_{ud} = 0,97373 \pm 0,00031$** . Это на одно стандартное отклонение ниже нашего результата 2015 года, и его неопределенность увеличилась на 50%. Это не следствие каких-либо сдвигов в экспериментальных данных, а новых расчетов радиационных поправок. **Более низкое значение V_{ud} теперь приводит к более высокому напряжению в тесте унитарности верхней строки в матрице СКМ.**

Этот результат приведен в последней строке Таблицы XVII: где сумма унитарности равна **$|V_{u1}|^2 = 0,9985(6)$** , что указывает на **нарушение унитарности $2,4\sigma$** .

Data $|V_{us}|$ from PDG

$$V_{us} = 0.2243(8)$$



Третий элемент верхней строки, $|V_{ub}|$, очень мал и почти не влияет на тест унитарности. Его значение из оценки Particle Data Group (PDG) равно:

$$|V_{ub}| = (3.94 \pm 0.36) \times 10^{-3}$$

V_{ud}^{unit} из унитарности
матрицы CKM

$$V_{ud}^{unit} = \sqrt{1 - V_{us}^2 - V_{ub}^2} = 0.97452(18).$$

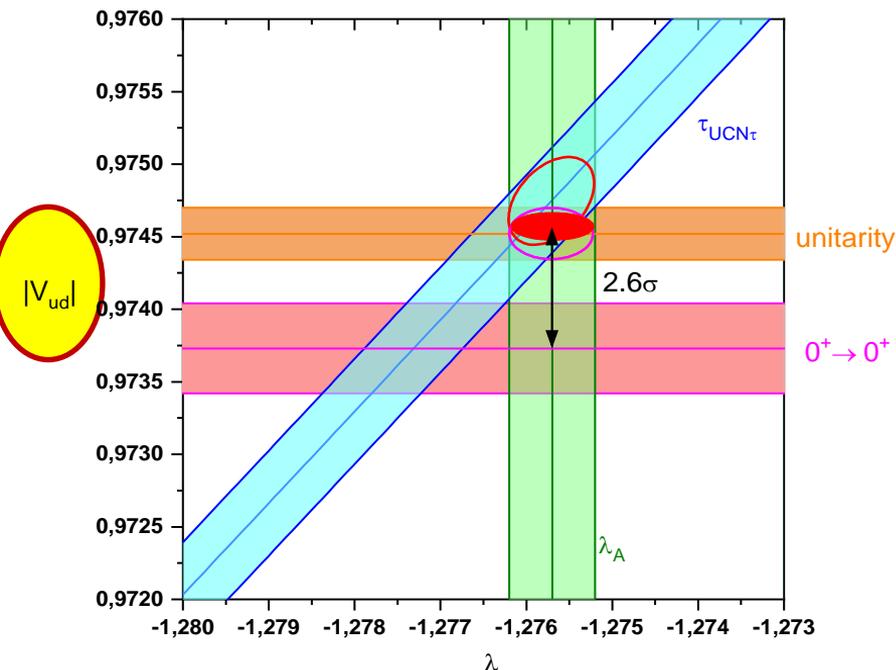
Однако матричный элемент V_{ud}^{00} из $0^+ - 0^+$ бета-распадов отличается

$$V_{ud}^{00} = 0.97367(32)$$

$$\frac{V_{ud}^{unit} - V_{ud}^{00}}{V_{ud}^{00}} = 8.6 * 10^{-4} (2.4 \sigma)$$

Данные экспериментов с ядерными сверхразрешёнными переходами $0^+ - 0^+$ позволяют нам независимо определить элемент V_{ud} матрицы СКМ

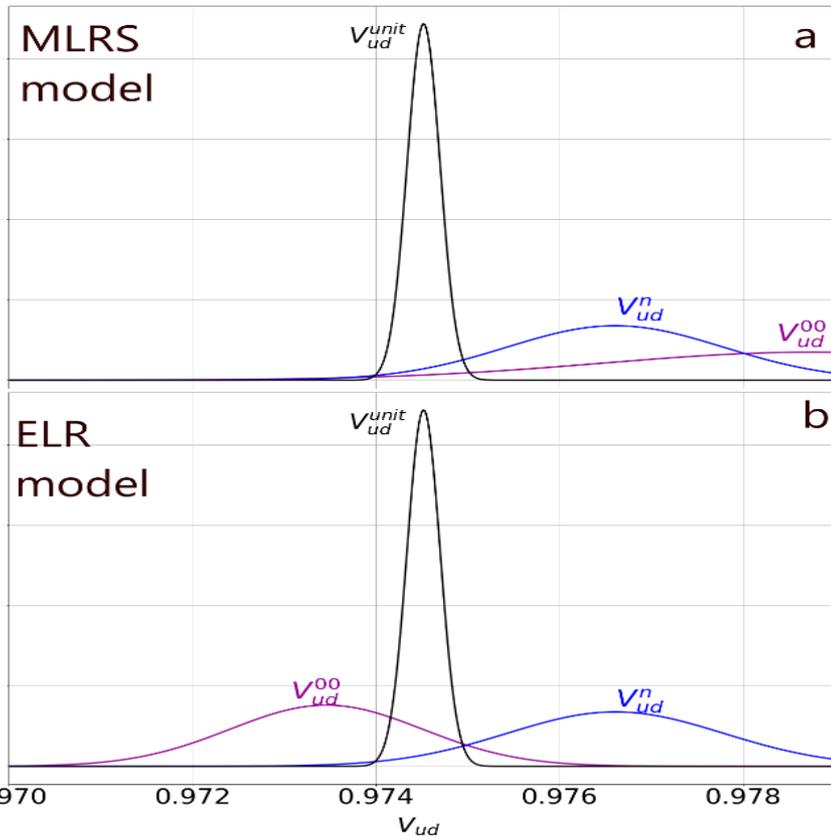
Разница V_{ud} между совпадающими значениями из нейтронного распада и унитарности СКМ и значением V_{ud} от переходов $0^+ - 0^+$ составляет **2,6 сигма**



Зависимость элемента матрицы смешивания кварков V_{ud} от λ , рассчитанная с использованием формул СМ из распада нейтрона, из экспериментов с ферми-сверхразрешенными ядерными переходами $0^+ - 0^+$ и из унитарности матрицы СКМ с использованием V_{us} измерений [18].

$$\frac{\Delta V_{ud}}{V_{ud}} = 8.6 * 10^{-4} (2.6 \sigma)$$

Сравнение значений V_{ud} , полученных из данных по распаду нейтрона, сверхразрешенным ферми-переходам и требованию унитарности матрицы СКМ в рамках двух моделей.



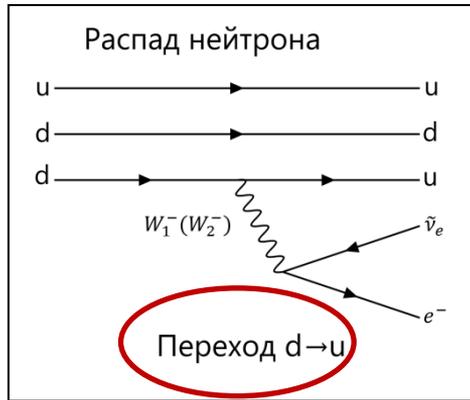
$$\begin{pmatrix} W_L^\pm \\ W_R^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & +\sin \zeta \\ -\sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^\pm \\ W_2^\pm \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} W_L^\pm \\ W_R^\pm \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \zeta & \mp \sin \zeta \\ \pm \sin \zeta & \cos \zeta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_1^\pm \\ W_2^\pm \end{pmatrix}$$

(a) Лево-правая манифест модель

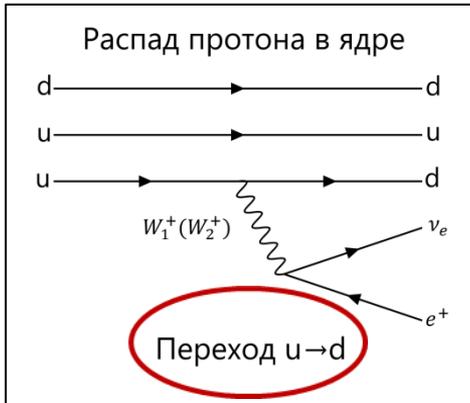
(b) Расширенная лево-правая модель, представленная в данной работе

Нарушения CP-инвариантности в барионах

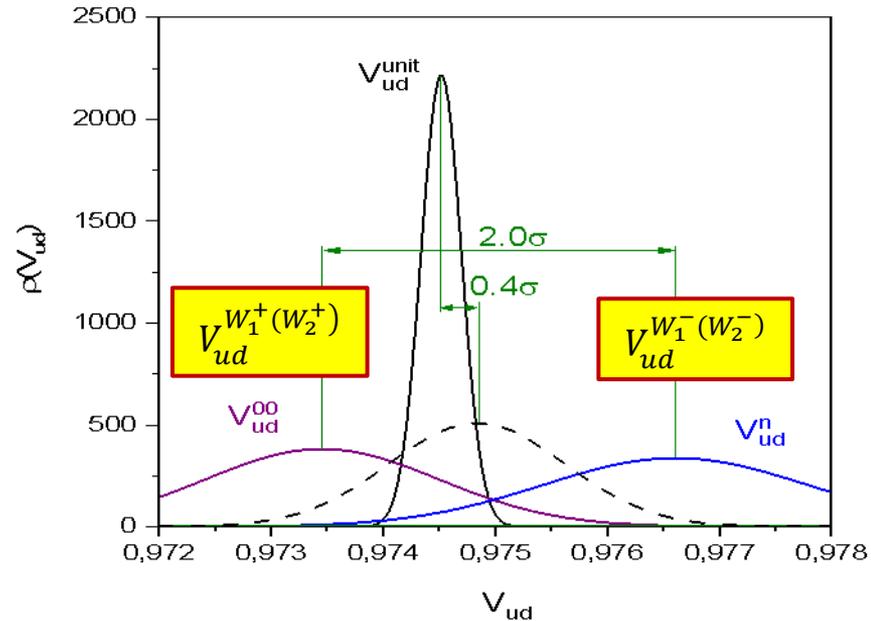


$$A_{p-n} = \frac{(V_{ud}^{00LR})^2 - (V_{ud}^{nLR})^2}{(V_{ud}^{00LR})^2 + (V_{ud}^{nLR})^2} = (-3.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-3} (2.0\sigma)$$

$$V_{ud}^{nLR} \equiv V_{ud}^{W_1^-(W_2^-)}$$



$$V_{ud}^{00LR} \equiv V_{ud}^{W_1^+(W_2^+)}$$



Нарушение CP-инвариантности в барионах пока не обнаружено в лабораторных условиях. Однако оно необходимо для объяснения барионной асимметрии Вселенной, то есть избытка в ней материи.

В 1967 году А. Д. Сахаров показал, что для появления барионной асимметрии во Вселенной должны выполняться три условия:

1. Нарушение C-инвариантности (наличие асимметрии в свойствах частиц и античастиц на микроскопическом уровне) и **нарушение CP-инвариантности** (асимметрия физических законов при одновременной замене «левого» на «правое» и замене всех частиц на античастицы).
2. Несохранение **барионного (кваркового) числа**. Барионное число — это величина, определяемая количеством барионов в системе. В случае его несохранения наблюдался бы либо распад протона, самой лёгкой частицы, имеющей барионное число, либо осцилляции нейтрон — антинейтрон (гипотетические превращения нейтрона в антинейтрон и обратно).
3. Нарушение термодинамического равновесия в ранней Вселенной. Если это условие выполняется, то оно означает, что две вселенные, время в которых течёт в противоположных направлениях, различны.
4. **Механизм нарушения CP-инвариантности до сих пор не установлен.**

Violation of CP invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe

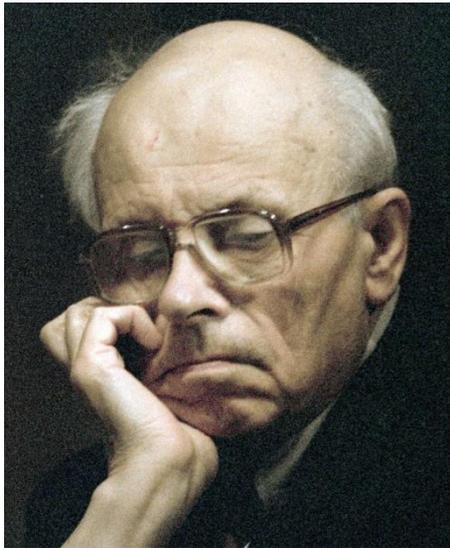
A. D. Sakharov

(Submitted 23 September 1966)

Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **5**, 32–35 (1967) [JETP Lett. **5**, 24–27 (1967)].

Also **S7**, pp. 85–88]

Usp. Fiz. Nauk **161**, 61–64 (May 1991)



Из-за нарушения CP -симметрии
при большой температуре
для Вселенной возникла барионная
асимметрия

*Из-за эффекта CP -нарушения
При большой температуре
Возникла барионная
Асимметрия Вселенной*

Анализ процессов CP-нарушения в распадах K-мезонов в рамках расширенной лево-правой модели, используя параметры δ и ζ

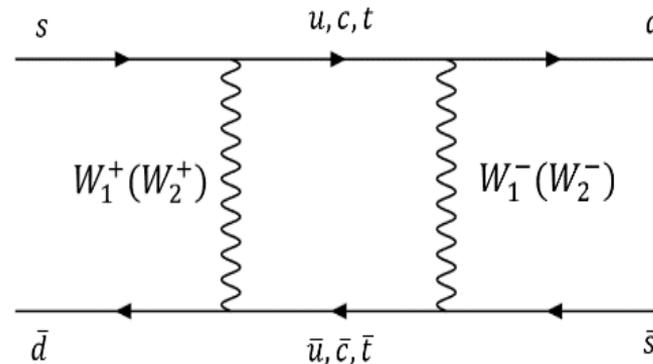
В связи с этим обстоятельством целесообразно провести анализ процессов CP-нарушения в распадах K-мезонов в рамках расширенной лево-правой модели, используя параметры δ и ζ .

В процесс осцилляций системы $K^0 \bar{K}^0$ может произойти распад в состояние

$$e^- \pi^+ \bar{\nu}$$

или в состояние

$$e^+ \pi^- \nu$$



Гамильтониан слабого взаимодействия в случае, когда присутствуют только аксиальные токи, может быть представлен в той же общей форме, как и для $0^+ \leftrightarrow 0^+$ переходов.

Однако, K-мезоны это псевдоскалярные частицы со спином и чётностью 0^- , поэтому переходы $K^0 \tilde{K}^0$ это переходы $0^- \leftrightarrow 0^-$

Поэтому происходит изменение знака перед ζ по сравнению с $0^+ \leftrightarrow 0^+$ переходами.

$$H_V^N = \bar{e} \gamma_\mu (C_A + C'_A \gamma_5) \nu \cdot \bar{\pi} \gamma_\mu K^0$$

где с распадом $W_1^+ (W_2^+)$ связано соотношение

$$|C_A|^2 + |C'_A|^2 = G_F^2 |V_{us}|^2 (1 + (\delta - \zeta)^2)$$

с распадом $W_1^- (W_2^-)$ связано соотношение

$$|C_A|^2 + |C'_A|^2 = G_F^2 |V_{us}|^2 (1 + (\delta + \zeta)^2)$$

Амплитуду можно записать как:

$$M \simeq f_+ \left(\bar{u}(3) \gamma_\mu (C_A + C'_A \gamma_5) \nu(2) \right) \cdot p^\mu$$

где f_+ - формфактор, p - суммарный импульс пиона и каона,

u - позитрон (электрон), ν - нейтрино (антинейтрино)

$$\Gamma^{W^+} \propto |V_{us}|^2 |f_+|^2 \left[1 + (\delta + \zeta)^2 \right] \quad \Gamma^{W^-} \propto |V_{us}|^2 |f_+|^2 \left[1 + (\delta - \zeta)^2 \right]$$

$$M^* M \simeq |f_+|^2 \left[u(3) \bar{u}(3) \gamma_\mu (C_A + C'_A \gamma_5) \times \nu(2) \bar{\nu}(2) \gamma^\sigma (C_A^* + C_A'^* \gamma_5) \right] p^\mu p_\sigma$$

Таким образом, получаем формулу для T-нарушающей асимметрии:

$$A_T = \frac{\Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow e^+ \pi^- \nu) - \Gamma(K^0 \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu})}{\Gamma(\bar{K}^0 \rightarrow e^+ \pi^- \nu) + \Gamma(K^0 \rightarrow e^- \pi^+ \bar{\nu})}$$

$$A_T^{LR} = \frac{1 + (\delta - \zeta)^2 - (1 + (\delta + \zeta)^2)}{2(1 + \delta^2 + \zeta^2)} \approx -2\delta\zeta$$

CP-нарушающая асимметрия в распадах K₀-мезонов

$$A_T^{LR} = \frac{1 + (\delta - \zeta)^2 - (1 + (\delta + \zeta)^2)}{2(1 + \delta^2 + \zeta^2)} \approx -2\delta\zeta$$

$$A = -2\zeta\delta$$

Используя полученные ранее значения $\delta = 0.070(10)$ и $\zeta = -0.039(14)$

получаем для величины A_T значение:

$$A_T^{LR} = (5.5 \pm 2.1) \times 10^{-3} (2.6\sigma)$$

CL 99.1 %

Предсказание
лево-правой модели
с CP-нарушением

$$A_T^{\text{exp}} = (6.6 \pm 1.3 \pm 1.0) \times 10^{-3} (4\sigma)$$

Эксперимент (pdg)

Это значение находится в рамках имеющейся точности в согласии с экспериментально измеренной асимметрией.

Таким образом, в пределах имеющейся точности:

1. наблюдается согласие между **рассчитанной и экспериментально** измеренной в распадах нейтральных К-мезонов CP-нарушающей асимметрии

$$A_T^{LR} = (5.5 \pm 2.1) \times 10^{-3} (2.6\sigma)$$

$$A_T^{\text{exp}} = (6.6 \pm 1.3 \pm 1.0) \times 10^{-3} (4\sigma)$$

2. наблюдается согласие по абсолютной величине между **экспериментально** измеренной в распадах нейтральных К-мезонов CP-нарушающей асимметрией в конечном состоянии и **экспериментально** измеренной из распада нейтрона и $0^+ - 0^+$ переходов.

$$A_L^{\text{exp}} = (3.32 \pm 0.06) \times 10^{-3}$$

$$A_{p-n} = \frac{(V_{ud}^{00LR})^2 - (V_{ud}^{nLR})^2}{(V_{ud}^{00LR})^2 + (V_{ud}^{nLR})^2} = (-3.2 \pm 1.6) \cdot 10^{-3} (2.0\sigma)$$

Лептонная
асимметрии

$$0^- \leftrightarrow 0^-$$

B-L сохраняется

Причина разных знаков

$$0^+ \leftrightarrow 0^+$$

Барионная
асимметрии

БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ

А.Д. Сахаров

(Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР)

(Обзорный доклад на конференции, посвященной 100-летию
А.А. Фридмана. Ленинград, 22 — 26 июня 1988 г.⁽¹⁾)

Область
возникновения
барионно-
лептонной
асимметрии
 10^2 - 10^4 Гэв,
которая
соответствует
массам
 W_L и W_R

$B-L$ сохраняется

**В состоянии максимальной
энтропии B и L имеют разные
знаки.**

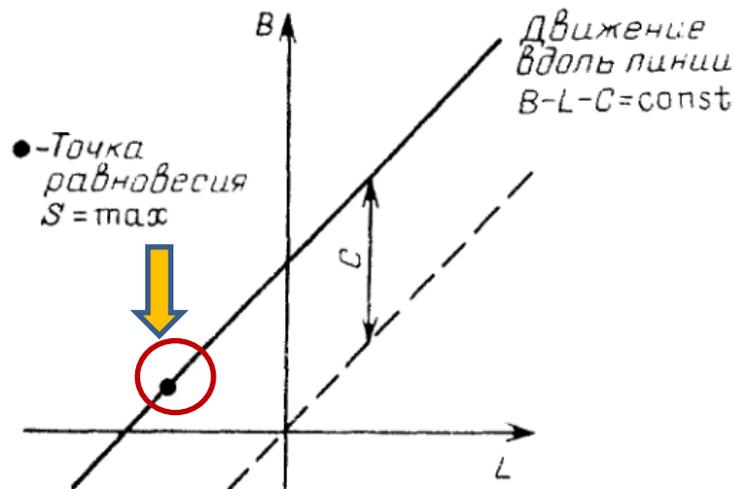
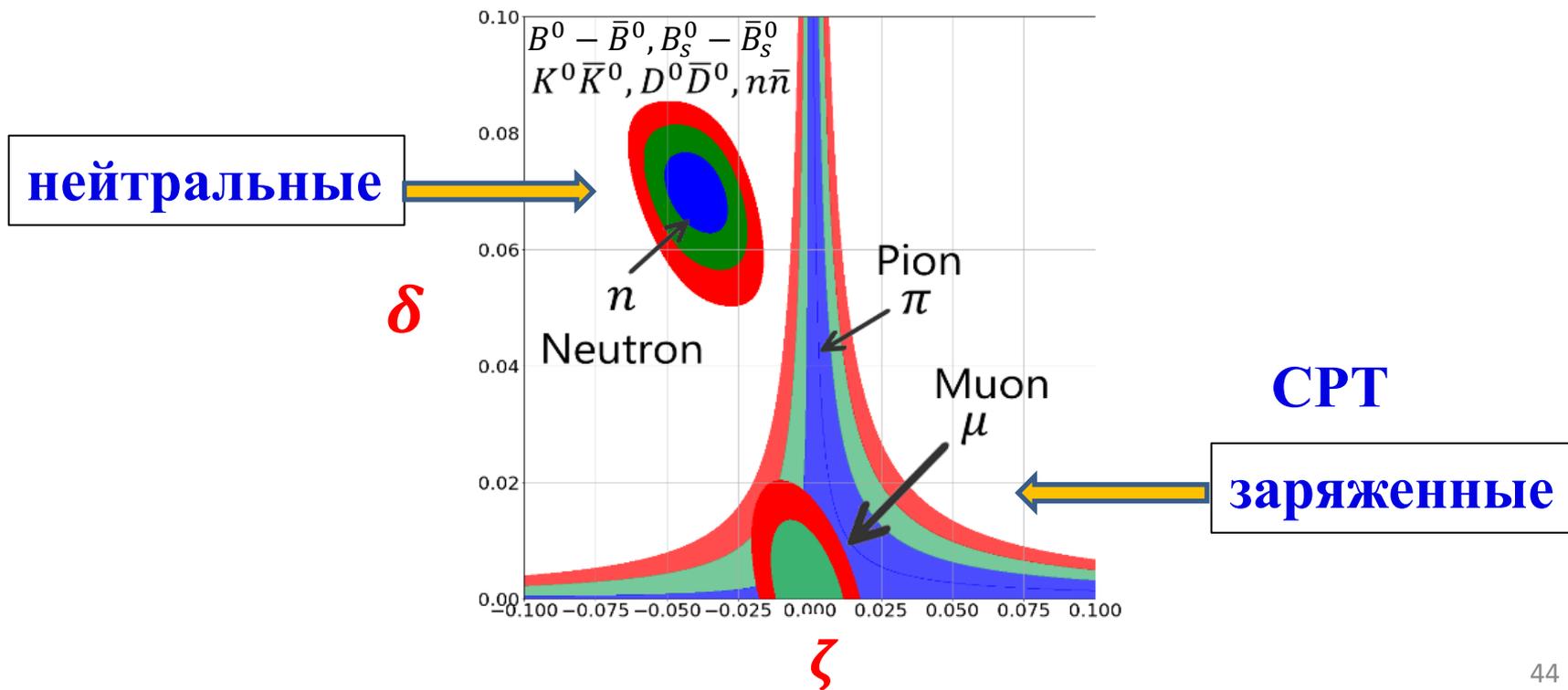


Рис. 12

Описание осцилляции нейтральных мезонов в лево-правой модели с CP-нарушением



Смешивание W_1^L и W_2^R с CP-нарушением

$$\begin{pmatrix} M - i\frac{\Gamma_0 - \delta\Gamma}{2} & 0 \\ 0 & M - i\frac{\Gamma_0 + \delta\Gamma}{2} \end{pmatrix}$$

(CPT)

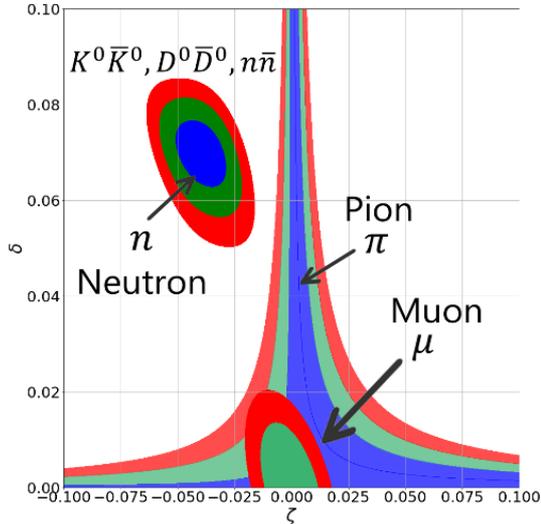
Стандартная модель с CP-нарушением

$$\begin{pmatrix} M - i\frac{\Gamma_0}{2} & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & M - i\frac{\Gamma_0}{2} \end{pmatrix}$$

(CPT)

Левая-правая модель с CP-нарушением

$$\begin{pmatrix} M - i\frac{\Gamma_0 - \delta\Gamma}{2} & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & M - i\frac{\Gamma_0 + \delta\Gamma}{2} \end{pmatrix}$$



В связи с тем, что смешивание правых и левых W-бозонов происходит с разным знаком угла смешивания для W^+ и W^- , а W^+ является античастицей, а W^- является частицей, то следует ожидать, что в данной лево-правой модели с CP-нарушением **будет нарушено CPT, но локально, только в ПРОЦЕССЕ ОСЦИЛЛЯЦИЙ**

ограничения для заряженных и нейтральных частиц **не пересекаются** как показано на рисунке.

Причина
CP-нарушение –
смешивание кварков.
Сильное взаимодействие.

(CPT)

Стандартная модель
с CP-нарушением

$$\begin{pmatrix} M - i\frac{\Gamma_0}{2} & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & M - i\frac{\Gamma_0}{2} \end{pmatrix}$$



Здесь учли флейворные смешивания и CP-нарушение. Получили интерференцию. Трудности разделения процессов.

Причина
CP-нарушение –
смешивание левых и
правых бозонов.
Слабое взаимодействие.

(CPT)

Левая-правая модель
с CP-нарушением

$$\begin{pmatrix} M - i\frac{\Gamma_0 - \delta\Gamma}{2} & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & M - i\frac{\Gamma_0 + \delta\Gamma}{2} \end{pmatrix}$$



Здесь учли только флейворные смешивания

Здесь учли только CP-нарушение

$$\delta\Gamma / \Gamma = -2\delta\zeta = 5.5 \times 10^{-3}$$

CP и CPT-инвариантность в расширенной лево-правой модели

Проявление нарушения CP-инвариантности со смешиванием правых и левых W-бозонов возможно для нейтральных систем, таких как $K^0 - \bar{K}^0$, $D^0 - \bar{D}^0$, $B^0 - \bar{B}^0$, $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ мезонов, а также для $n - \bar{n}$ осцилляций. В связи с тем, что смешивание правых и левых W-бозонов происходит с разным знаком угла смешивания ζ для W^+ и W^- , а W^+ является античастицей, а W^- является частицей, то можно ожидать, что в данной лево-правой модели с CP-нарушением будет нарушено CPT, но локально, т.к. **идут постоянные превращения из частицы в античастицу.**

Таким образом, в расширенной лево-правой модели нарушается CP-инвариантность и сохраняется CPT-инвариантность

Экспериментальные ограничения на нарушение СРТ-инвариантности

прямые ограничения из экспериментов
с π^+ и π^- мезонами

$$\frac{(\tau_{\pi^+} - \tau_{\pi^-})}{\tau_{average}} = (7.1 \pm 5.5) \times 10^{-4}$$

Измерение разности масс
между бозонами W^+ и W^-
дает $m(W^+) - m(W^-) = -29 \pm$
 28 МэВ.

$$\frac{(m_{W^+} - m_{W^-})}{m_W} = (-3.6 \pm 3.5) \times 10^{-4}$$

косвенные из эксперимента с
осцилляциями $K^0 - \bar{K}^0$

$$\frac{(\Gamma_{K^0} - \Gamma_{\bar{K}^0})}{\Gamma_{average}} = (5.4 \pm 5.4) \times 10^{-4}$$

Здесь то, что
осталось на СРТ

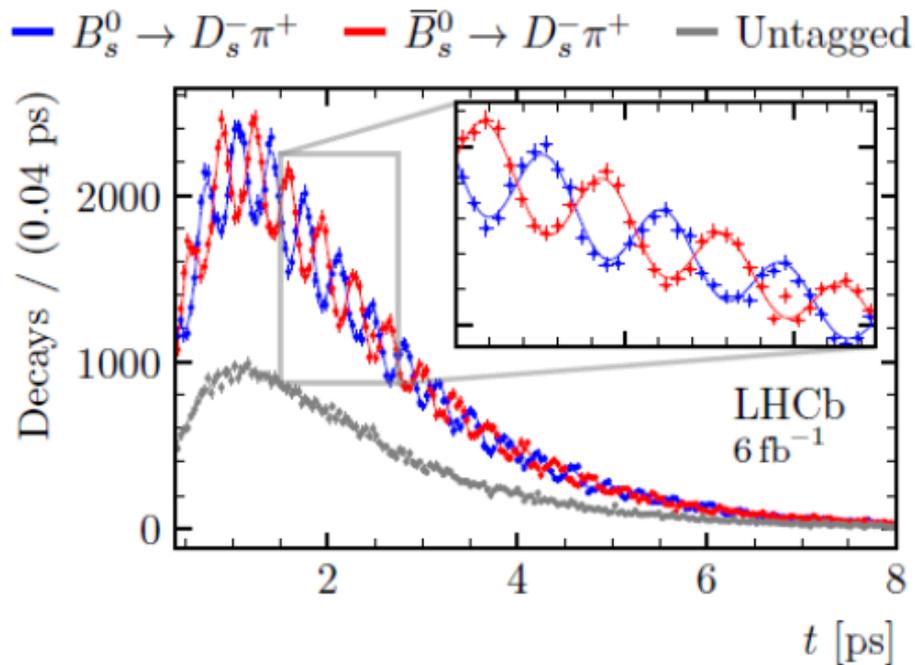
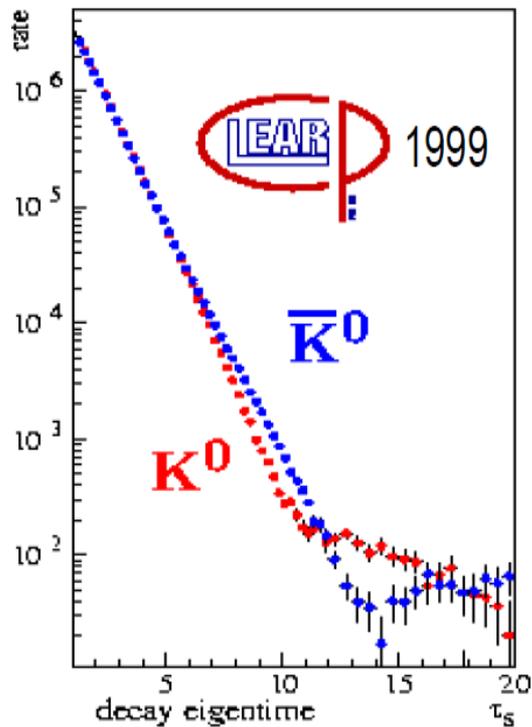


Phys Letters
B 47 (1999)
332-338

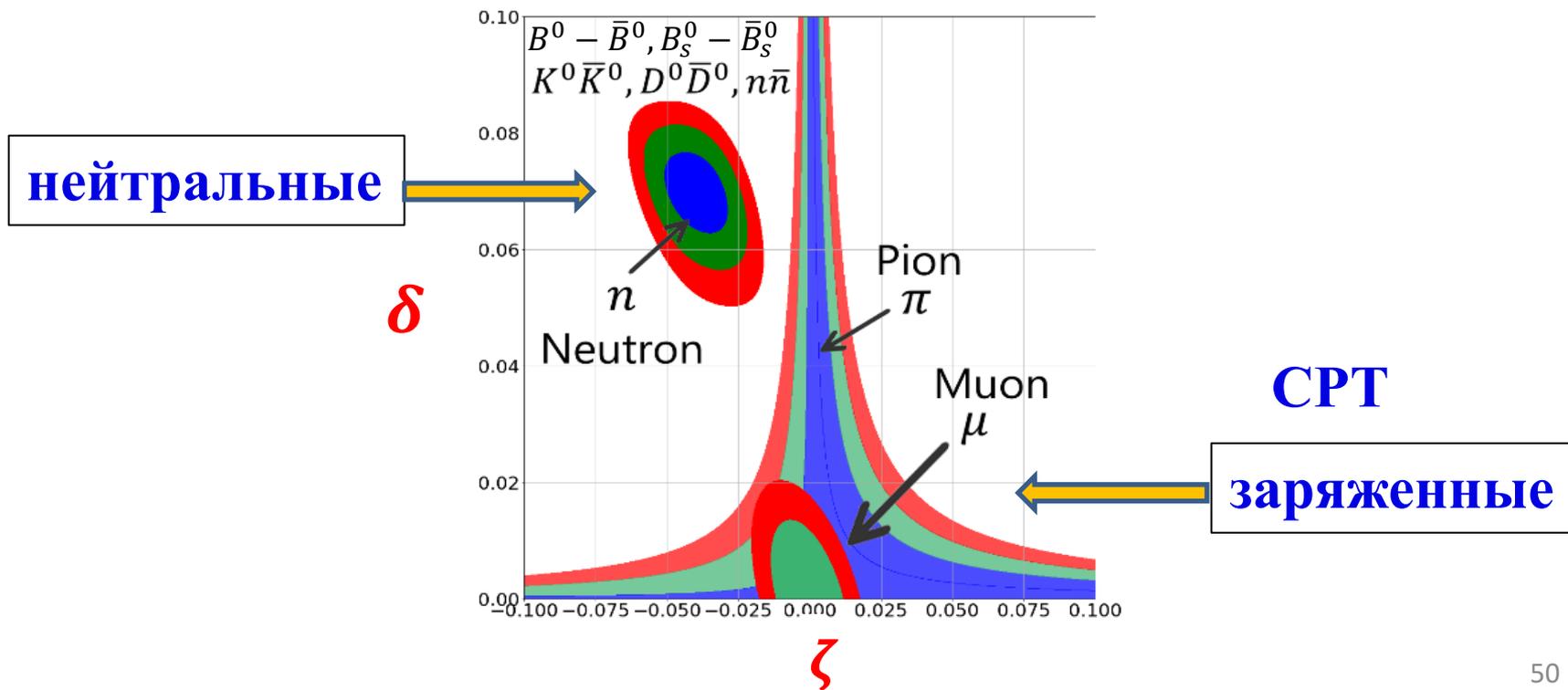
$$\begin{pmatrix} M - i \frac{\Gamma_0 - \delta\Gamma}{2} & \Delta m - i \frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i \frac{\Delta\Gamma}{2} & M - i \frac{\Gamma_0 + \delta\Gamma}{2} \end{pmatrix}$$

Здесь учли СР

Измерить время жизни отдельно для K^0 и отдельно для \bar{K}^0 **не представляется возможным**, они находятся в режиме взаимных превращений, а время жизни каждого из них определить невозможно, как демонстрируют экспериментальные результаты



Описание осцилляции нейтральных мезонов в лево-правой модели с CP-нарушением



Рассмотрение задачи осцилляций

Сначала напомним классическое рассмотрение задачи, но без учёта CP-нарушения.

Эффективный гамильтониан представим как

$$H = \begin{pmatrix} m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} \end{pmatrix} \quad (11.4)$$

Решение уравнения Шредингера для гамильтониана (1.1) $H\Psi(t) = i\hbar \frac{\partial\Psi(t)}{\partial t}$ будем искать в виде двумерного вектора $\Psi(t) = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} e^{-i\omega t}$. Решение уравнения Шредингера сводится к решению задачи на собственные значения ω и собственные вектора $\begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix}$. Уравнение на собственные частоты ω определяется из следующего условия.

$$\begin{pmatrix} m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} = \omega \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (11.5),$$

$$\det \begin{vmatrix} m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} - \omega & \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i\frac{\Delta\Gamma}{2} & m_0 - i\frac{\Gamma_0}{2} - \omega \end{vmatrix} = 0 \quad (11.6),$$

Рассмотрение задачи осцилляций нейтральных мезонов с учётом CP-нарушения

Если в диагональные матричные элементы ввести **различное время жизни для частицы и античастицы**, то можно записать:

$$\delta\Gamma / \Gamma = -2\delta\zeta = 5.5 \times 10^{-3}$$

$$H = \begin{pmatrix} m_0 - i \frac{\Gamma_0 - \delta\Gamma}{2} & \Delta m - i \frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i \frac{\Delta\Gamma}{2} & m_0 - i \frac{\Gamma_0 + \delta\Gamma}{2} \end{pmatrix}$$

Такая модификация гамильтониана приведет к изменению по сравнению с гамильтонианом без поправок $\delta\Gamma$ как собственных значений, так и собственных векторов

$$\omega_+ = m_0 - i \frac{\Gamma_0}{2} + \frac{\Delta\omega}{2}$$

$$\omega_- = m_0 - i \frac{\Gamma_0}{2} - \frac{\Delta\omega}{2}$$

$$\Delta\omega = \sqrt{(2\Delta m)^2 - [(\Delta\Gamma)^2 + (\delta\Gamma)^2]} - 2i(\Delta\Gamma)(2\Delta m)$$

Наличие поправок от $\delta\Gamma$ приводит к тому, что в первом порядке по $\delta\Gamma$ вероятность обнаружить частицу, вычисленная при отсутствии $\delta\Gamma$ в гамильтониане, получает добавку $\varepsilon_{pp}(t)$

$$|\psi(t)|^2 \approx \frac{e^{-\Gamma_0 t}}{4} [e^{\Delta\Gamma t} + e^{-\Delta\Gamma t} + 2\cos(2\Delta m t)] + \varepsilon_{pp}(t)$$

Для античастицы вероятность с учетом $\delta\Gamma$ будет иметь вклад от $\varepsilon_{pp}(t)$ с другим знаком.

$$\bar{\psi}^*(t)\bar{\psi}(t) \approx \frac{1}{4} e^{-\Gamma_0 t} [e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} + 2\cos(2\Delta m t)] - \varepsilon_{pp}(t)$$

Для приближенных расчетов асимметрии в разложении по параметру малости

$x = \delta\Gamma / ((2\Delta m)^2 + (\Delta\Gamma)^2)^{1/2}$ мы используем формулу:

$$\varepsilon_{pp}(t) = \frac{\delta\Gamma}{\sqrt{(2\Delta m)^2 + (\Delta\Gamma)^2}} \times \frac{e^{-\Gamma_0 t} ((\Delta\Gamma)sh(\Delta\Gamma t) + (2\Delta m)sin(2\Delta m t))}{\sqrt{(2\Delta m)^2 + (\Delta\Gamma)^2}}$$

Вычисления интегральной асимметрии

Для вычисления интегральной асимметрии берется отношение интегрального ε_{pp} к интегральному ρ_{pp} .

$$A_{pp \bar{p}\bar{p}} = \frac{|\psi_{up,p}|^2 - |\psi_{up,\bar{p}}|^2}{|\psi_{up,p}|^2 + |\psi_{up,\bar{p}}|^2} \quad \tilde{A}_{pp\bar{p}} = \frac{\varepsilon_{pp}}{\rho_{pp}} \quad \varepsilon_{pp} = \int_0^{\infty} \varepsilon_{pp}(t) dt \quad \rho_{pp} = \int_0^{\infty} |\psi(t)|^2 dt$$

Таблица 5. Коэффициенты при $sh(\Delta\Gamma t)$ и $sin(2\Delta m t)$ (x_{sh} и x_{sin}) в функции $\varepsilon_{pp}(t)$ для различных нейтральных мезонов.

мезон	x_{sh}	x_{sin}	x_{sh}/x_{sin}
K^0	2.8×10^{-3}	2.7×10^{-3}	1.1
D^0	0.57	0.34	1.7
B^0	4×10^{-6}	7×10^{-3}	6×10^{-3}
B_S^0	4×10^{-7}	1.9×10^{-4}	2.2×10^{-3}

Вычисления интегральной асимметрии с параметрами CP-нарушения

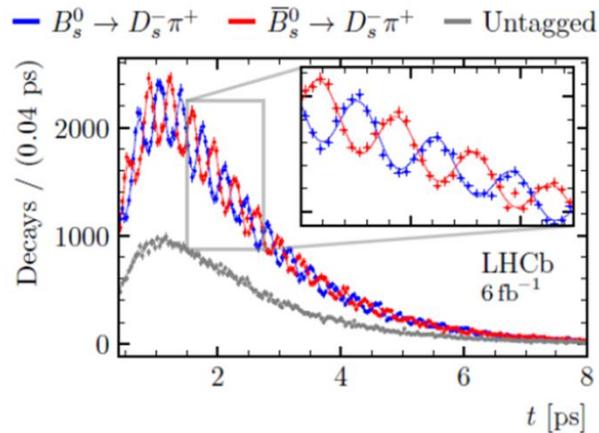
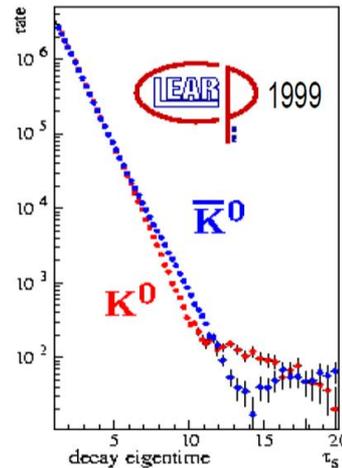
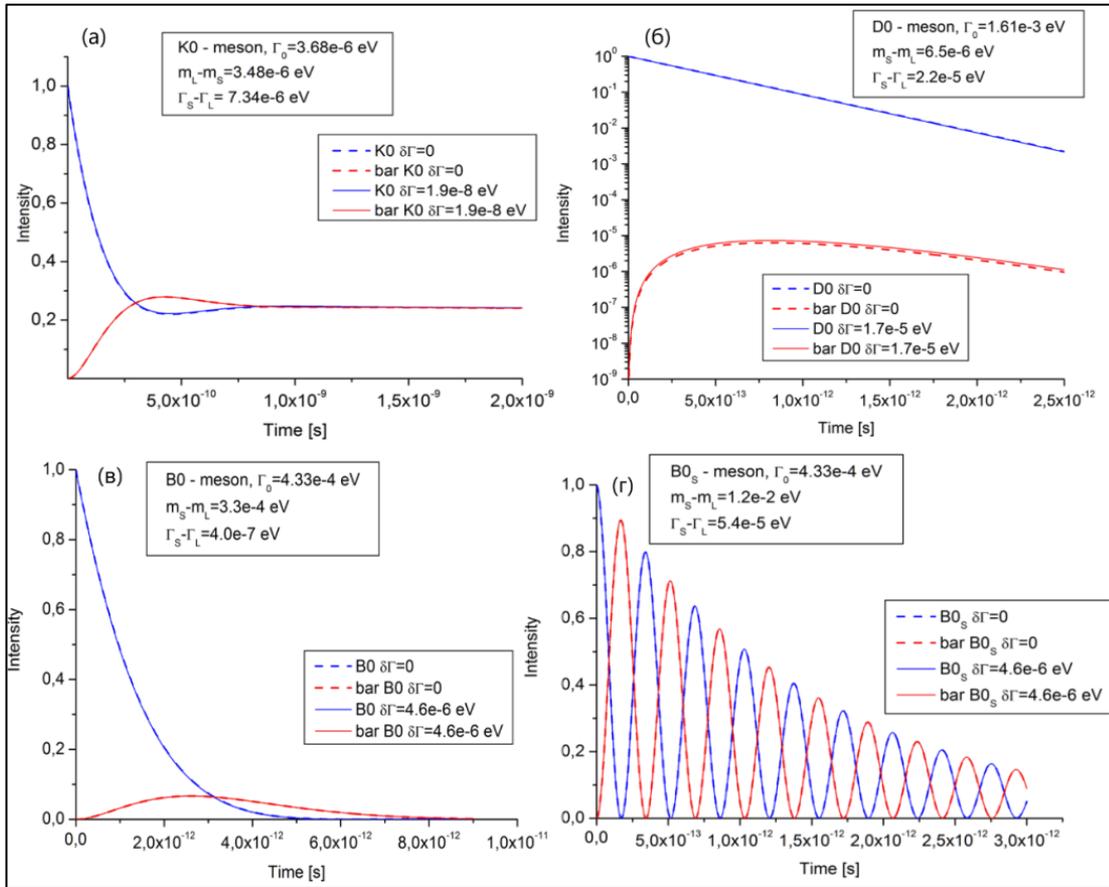
$$\delta\Gamma / \Gamma = -2\delta\zeta = 5.5 \times 10^{-3}$$

Таблица 7 $(2\Delta m = m_S - m_L, \quad \Delta\Gamma = \Gamma_S - \Gamma_L)$

Мезон	$2\Delta m[eV]$	$\Delta\Gamma[eV]$	$\Gamma, \delta\Gamma[eV]$	Exact $\tilde{A}_{p\bar{p}}$	Approx $\tilde{A}_{p\bar{p}}$	x
K^0	3.48×10^{-6}	7.3×10^{-6}	3.68×10^{-6} (1.9×10^{-8})	5.6×10^{-3}	5.6×10^{-3}	4×10^{-3}
B^0	3.3×10^{-4}	4.0×10^{-7}	4.33×10^{-4} (2.3×10^{-6})	4.1×10^{-3}	4.1×10^{-3}	7×10^{-3}
B_S^0	1.2×10^{-2}	5.4×10^{-5}	4.33×10^{-4} (2.3×10^{-6})	1.4×10^{-5}	1.4×10^{-5}	2×10^{-4}
D^0	6.5×10^{-6}	2.2×10^{-5}	1.61×10^{-3} (8.5×10^{-6})	5.3×10^{-3}	5.3×10^{-3}	0.7

**Экспериментальные
данные из PDG**

Сравнение расчёта и эксперимента



Когда в начальном состоянии **частица**, то вероятность обнаружить **частицу** будет (10), а вероятность обнаружить **античастицу** будет равна (11).

$$\psi^*(t)\psi(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_0 t} [e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} + 2\cos(2\Delta m t)] + \varepsilon_{pp}(t) \quad (10),$$

$$\bar{\psi}^*(t)\bar{\psi}(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_0 t} [e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} - 2\cos(2\Delta m t)] \quad (11),$$

→ CP-асимметрия

Когда в начальном состоянии **античастица**, то вероятность обнаружить **античастицу** будет (12), а вероятность обнаружить **частицу** (13).

$$\bar{\psi}^*(t)\bar{\psi}(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_0 t} [e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} + 2\cos(2\Delta m t)] - \varepsilon_{pp}(t) \quad (12),$$

$$\psi^*(t)\psi(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_0 t} [e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} - 2\cos(2\Delta m t)] \quad (13)$$

Видно, что частицы и античастицы ведут себя симметрично: при изменении начальных условий – как бы частица и античастица меняется местами. Это обстоятельство будет использовано нами при оценке величины асимметрии между вероятностями распада частиц и античастиц с учетом смешивания.

Значения использованные в расчетах

	$m[eV]$	$2\Delta m[eV]$
K^0	497.611×10^6	3.48×10^{-6}

	$m[eV]$	$2\Delta m[eV]$
D^0	1864.84×10^6	6.5×10^{-6}

	$m[eV]$	$2\Delta m[eV]$
B^0	5279×10^6	3.3×10^{-4}

	$m[eV]$	$2\Delta m[eV]$
B_S^0	5366×10^6	1.2×10^{-2}

Данные из PDG

K^0 MASS	$m_{K_L^0} - m_{K_S^0} \frac{VALUE (10^{10} \hbar s^{-1})}{0.5293 \pm 0.0009}$
$VALUE (MeV)$ 497.611 ± 0.013	$\Delta m = (3.48 \pm 0.01) \times 10^{-6} eV$

D^0 MASS	$ m_{D_1^0} - m_{D_2^0} \frac{VALUE (10^{10} \hbar s^{-1})}{0.997 \pm 0.116}$
$VALUE (MeV)$ 1864.84 ± 0.05	$\Delta m = (6.5 \pm 0.8) \times 10^{-6} eV$

B^0 MASS	$\Delta m_{B^0} = m_{B_H^0} - m_{B_L^0} \frac{VALUE (10^{12} \hbar s^{-1})}{0.5069 \pm 0.0019}$
$VALUE (MeV)$ 5279.72 ± 0.08	$\Delta m = (3.34 \pm 0.01) \times 10^{-4} eV$

B_S^0 MASS	$\Delta m_{B_S^0} = m_{B_{sH}^0} - m_{B_{sL}^0} \frac{VALUE (10^{12} \hbar s^{-1})}{17.765 \pm 0.006}$
$VALUE (MeV)$ 5366.93 ± 0.10	$\Delta m = (1.17 \pm 0.04) \times 10^{-2} eV$

Значения использованные в расчетах

Данные из PDG

	$\Gamma[eV]$	$\Delta\Gamma[eV]$
K_S^0	7.35×10^{-6}	7.35
K_L^0	1.29×10^{-8}	$\times 10^{-6}$

	$\Gamma[eV]$	$\Delta\Gamma[eV]$
D^0	1.60×10^{-6}	2.2×10^{-5}

	$\Gamma[eV]$	$\Delta\Gamma[eV]$
B^0	4.34×10^{-4}	4.0×10^{-7}

	$\Gamma[eV]$	$\Delta\Gamma[eV]$
B_S^0	4.34×10^{-4}	5.4×10^{-5}

K_L^0 MEAN LIFE $\frac{VALUE (10^{-8} s)}{5.116 \pm 0.021}$	K_S^0 MEAN LIFE $\frac{VALUE (10^{-10} s)}{0.8954 \pm 0.0004}$	$\Gamma_S \gg \Gamma_L \rightarrow \Delta\Gamma \approx \Gamma_S$
$\Gamma = (1.29 \pm 0.03) \times 10^{-8} eV$	$\Gamma = (7.35 \pm 0.01) \times 10^{-6} eV$	$\Gamma = (7.35 \pm 0.01) \times 10^{-6} eV$

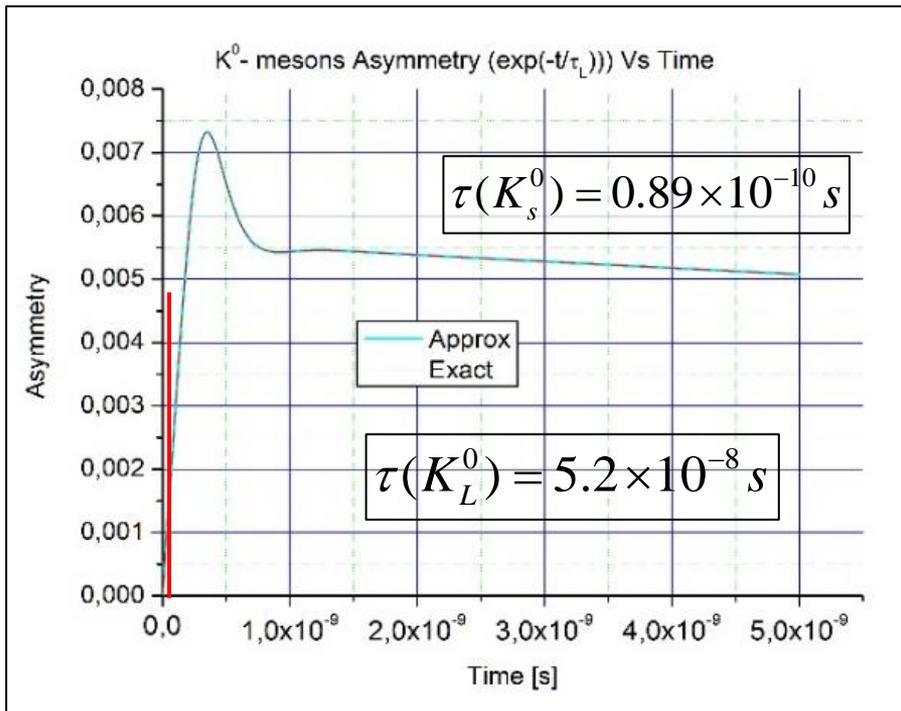
D^0 MEAN LIFE $\frac{VALUE (10^{-15} s)}{410.3 \pm 1.0}$	$(\Gamma_{D_1^0} - \Gamma_{D_2^0})/\Gamma$ $\frac{VALUE (units 10^{-2})}{1.394 \pm 0.056}$
$\Gamma = (1.60 \pm 0.01) \times 10^{-6} eV$	$\Delta\Gamma = (2.2 \pm 0.01) \times 10^{-5} eV$

B^0 MEAN LIFE $\frac{VALUE (10^{-12} s)}{1.517 \pm 0.004}$	$\Delta\Gamma_{B_d^0} / \Gamma_{B_d^0}$ $\frac{VALUE (units 10^{-2})}{0.1 \pm 1.0}$
$\Gamma = (4.34 \pm 0.01) \times 10^{-4} eV$	$\Delta\Gamma = (4 \pm 40) \times 10^{-7} eV$

B_S^0 MEAN LIFE $\frac{VALUE (10^{-12} s)}{1.516 \pm 0.006}$	$\Delta\Gamma_{B_S^0} / \Gamma_{B_S^0}$ $\frac{VALUE}{0.124 \pm 0.007}$
$\Gamma = (4.34 \pm 0.01) \times 10^{-4} eV$	$\Delta\Gamma = (5.4 \pm 0.3) \times 10^{-5} eV$

CP-нарушающие асимметрии для нейтральных мезонов в зависимости от времени распада.

K^0



$K^0 \tilde{K}^0$ является суперпозицией смешивания и распада в конечном состоянии, поэтому имеются экспериментальные результаты:

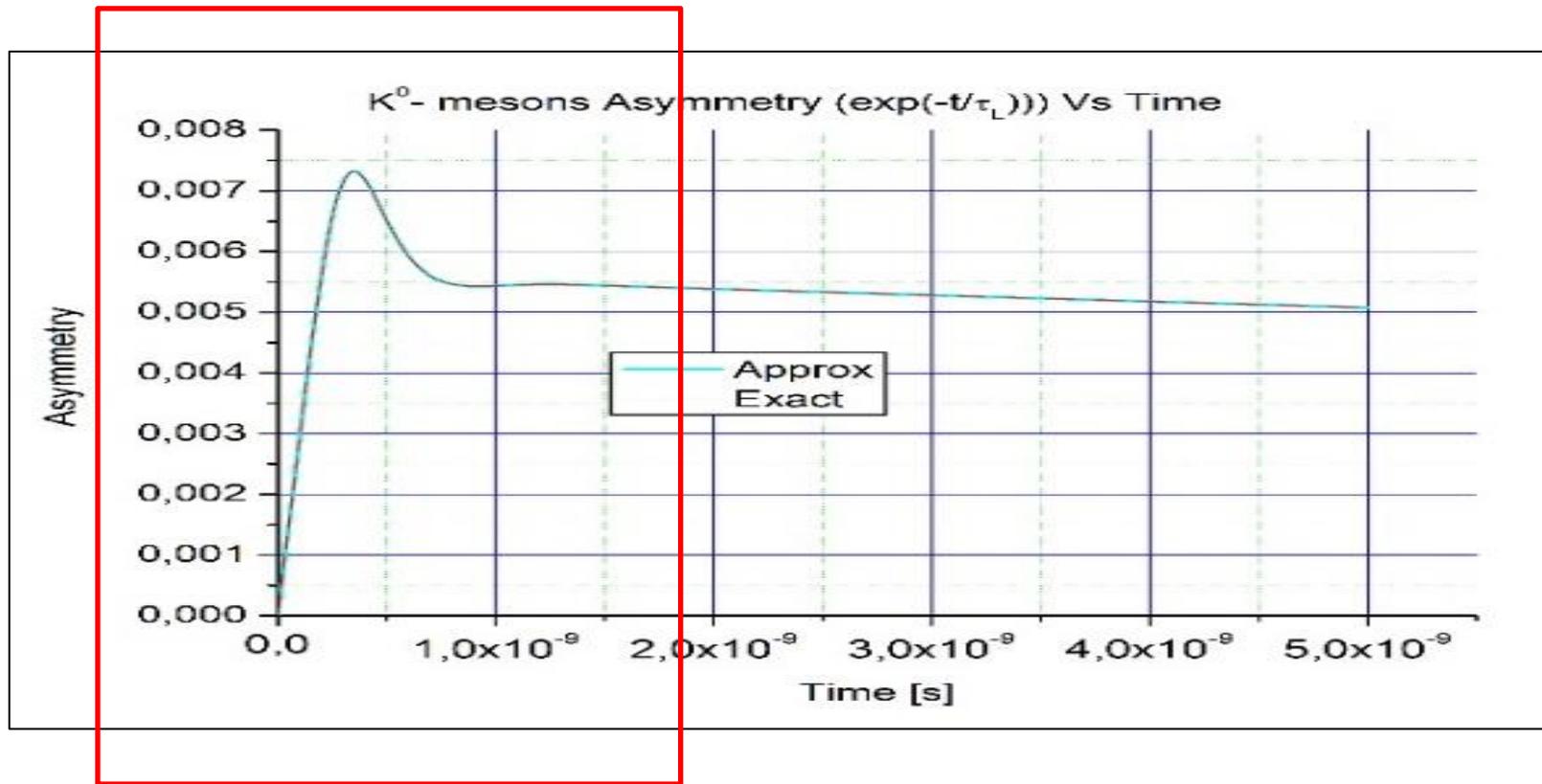
для смешивание

$$A_T^{\text{exp}} = (6.6 \pm 1.3 \pm 1.0) \times 10^{-3} \quad (\text{PDG})$$

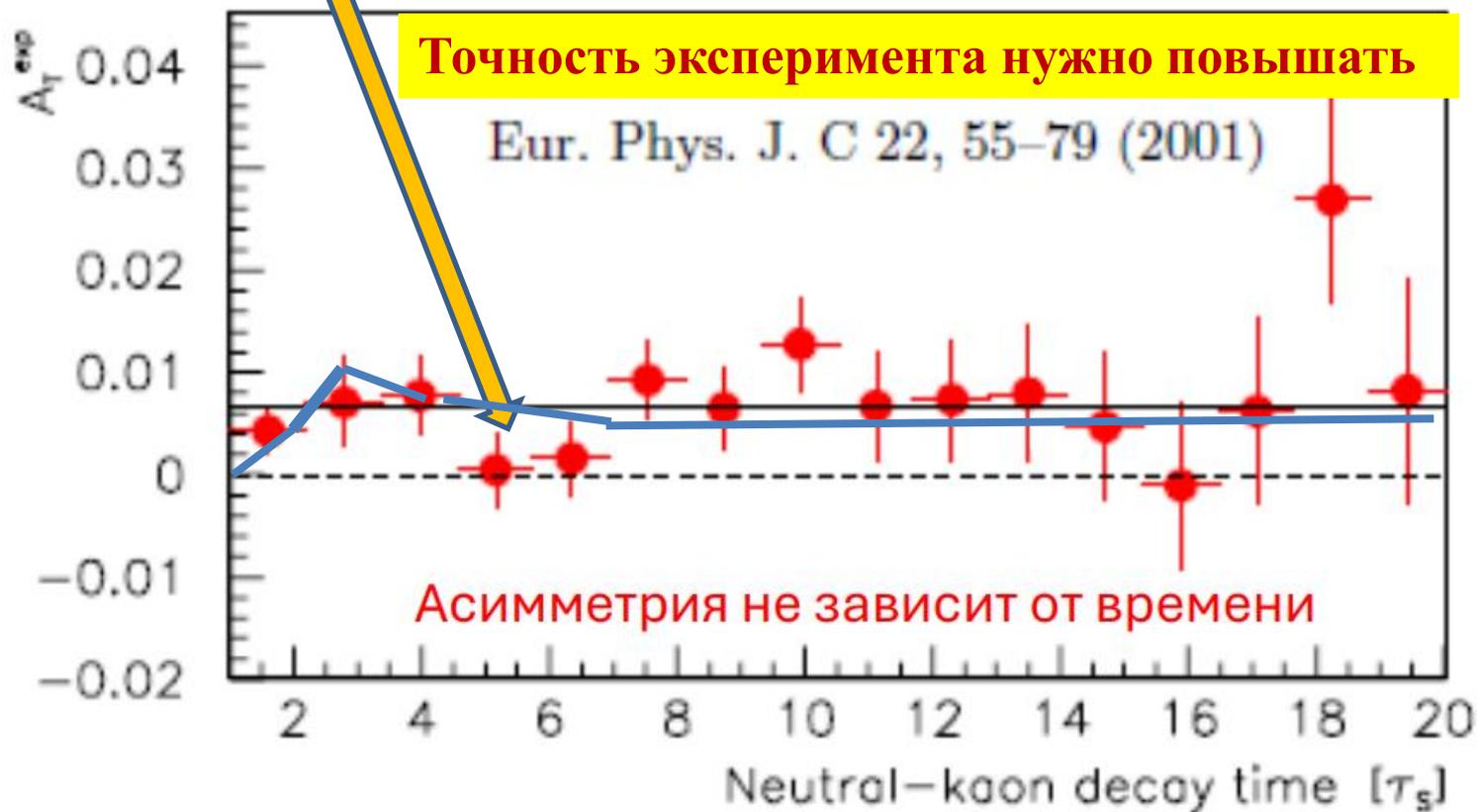
для распада в конечном состоянии

$$A_L^{\text{exp}} = (3.32 \pm 0.06) \times 10^{-3} \quad (\text{PDG})$$

Область измерений



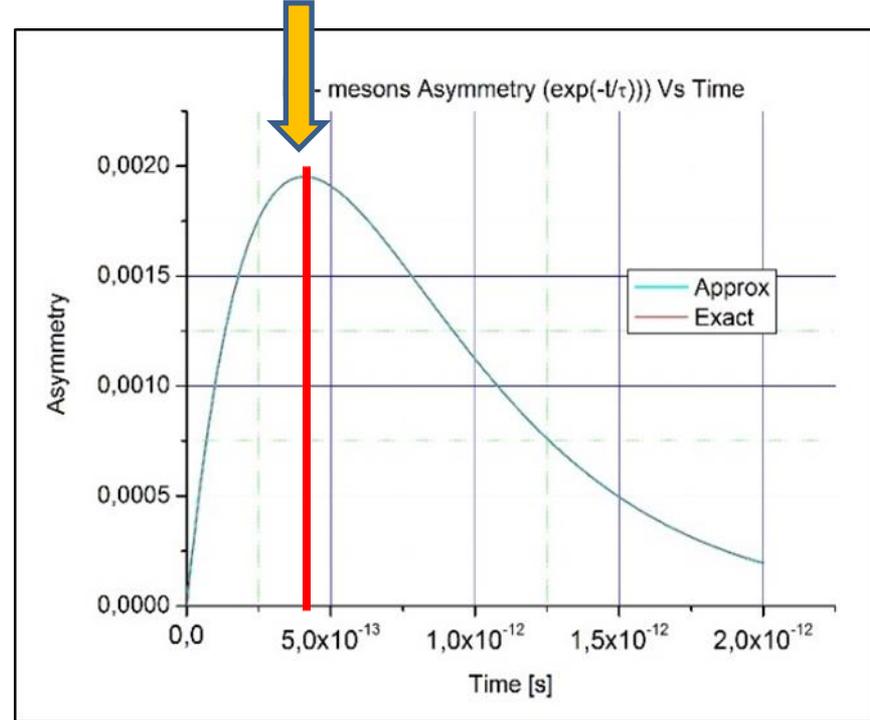
Результат нашего расчёта в расширенной лево-правой модели



Результат нашего расчёта не противоречит эксперименту

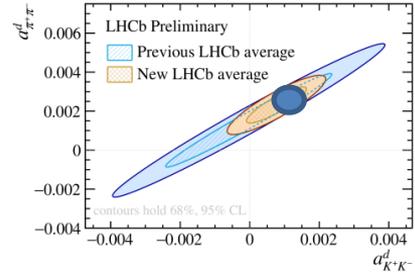
CP-нарушающие асимметрии для нейтральных мезонов в зависимости от времени распада.

D^0 $\tau(D^0) = 4.1 \times 10^{-13} \text{ s}$



На максимуме

$\approx 2 \times 10^{-3}$



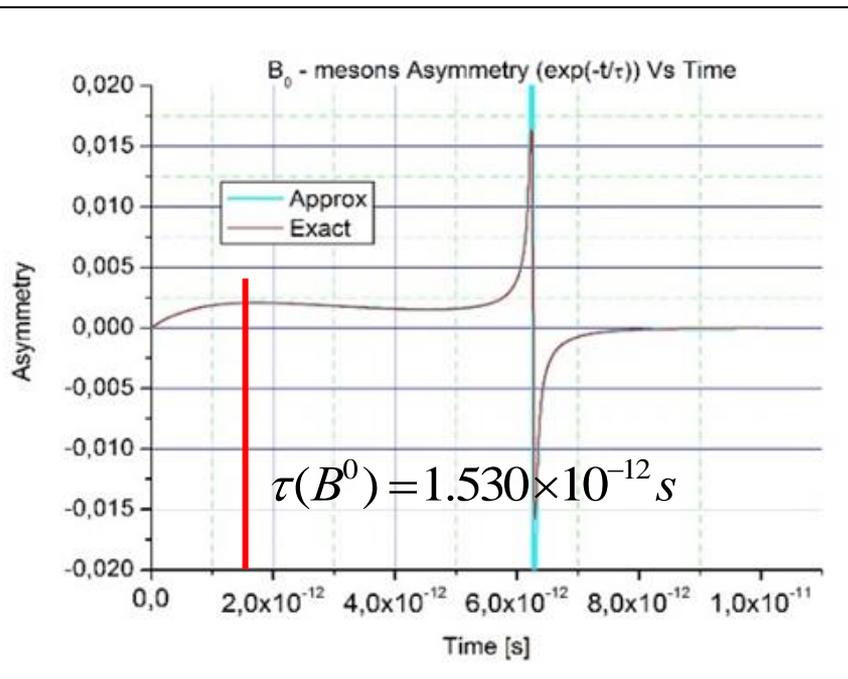
Для D^0 -мезона максимум дифференциальной асимметрии наблюдается при времени равном времени жизни мезона.

$a_{CP}(\pi^- \pi^+) = (23.2 \pm 6.1) \times 10^{-4}$
Phys. Rev. Lett. 131 (2023) 091802

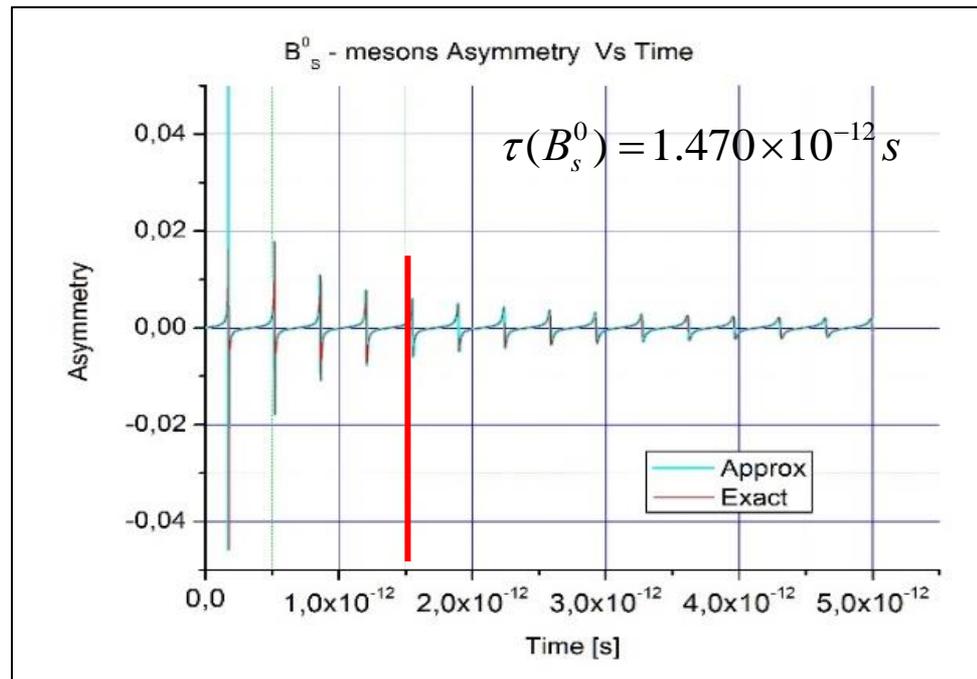
Экспериментальная асимметрия вполне вписывается в наши расчеты, как это следует из описания временной зависимости процесса CP-нарушения в нашей модели

CP-нарушающие асимметрии для нейтральных мезонов в зависимости от времени распада.

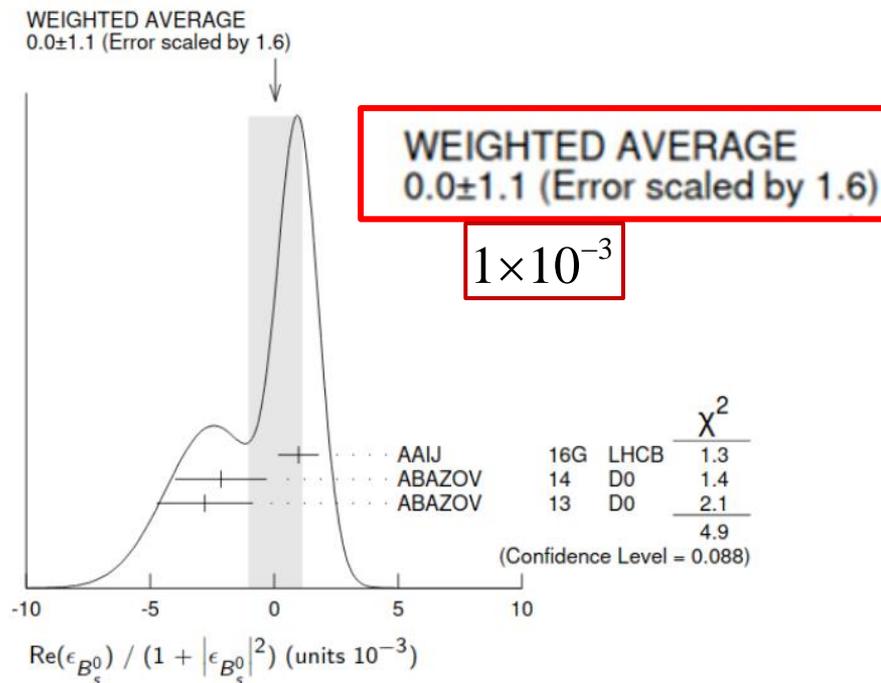
B^0



B_s^0



Обсуждение B_S^0 -мезона



Для B_S^0 -мезона нет эффекта
 CP-нарушения, т.к. расчёт -

$$1.4 \times 10^{-5}$$

В процессе осцилляций

CP-асимметрия усредняется.

Экспериментальные наблюдения с
 большей статистикой в 2021 году
 подтвердили отсутствие асимметрии.

Дело в том, что знак CP-нарушающего
 воздействия изменялся в процессе
 каждого периода осцилляций, **и поэтому
 компенсировался.**

Важно отметить, что расчёт подтверждается экспериментом

— $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ — $\bar{B}_s^0 \rightarrow B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ — Untagged

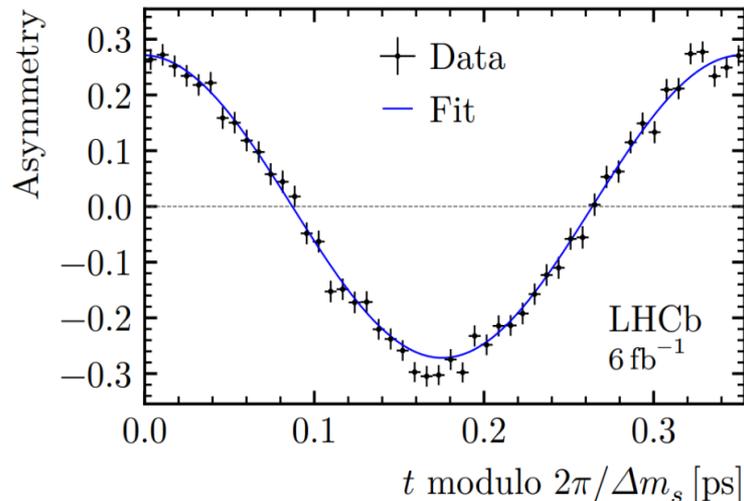
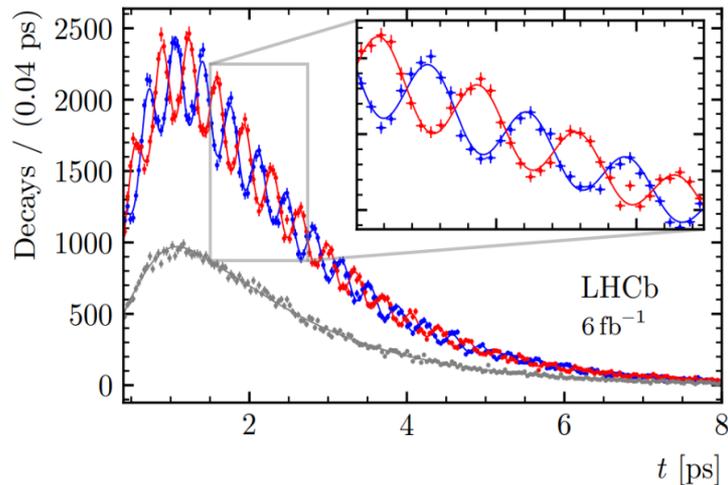


Figure 2: **Decay-time distribution of the signal decays.** Distribution of the (left) decay time of the $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$ signal decays and (right) decay-time asymmetry between mixed and unmixed signal decays. The vertical bars correspond to the statistical uncertainty on the number of observed candidates in each bin. The horizontal bars represent the bin width. In the left plot, the horizontal bin width is indicated on the vertical axis legend. The three components, unmixed, mixed and untagged, are shown in blue, red and gray, respectively. The insert corresponds to a zoom of the region delineated in grey. The fit described in the text is overlaid.

Вероятности процессов

Когда в начальном состоянии **частица**, то вероятность обнаружить **частицу** будет (10), а вероятность обнаружить **античастицу** будет равна (11).

$$\psi^*(t)\psi(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_0 t} [e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} + 2\cos(2\Delta m t)] + \varepsilon_{pp}(t) \quad (10),$$

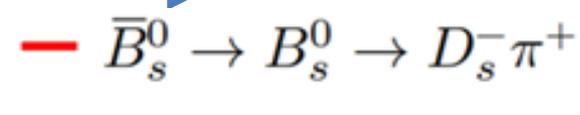
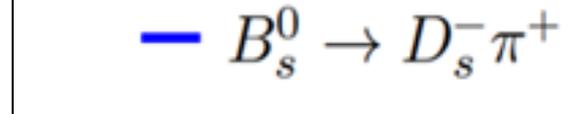
$$\bar{\psi}^*(t)\bar{\psi}(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_0 t} [e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} - 2\cos(2\Delta m t)] \quad (11),$$

CP-асимметрия

Когда в начальном состоянии **античастица**, то вероятность обнаружить **античастицу** будет (12), а вероятность обнаружить **частицу** (13).

$$\bar{\psi}^*(t)\bar{\psi}(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_0 t} [e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} + 2\cos(2\Delta m t)] - \varepsilon_{pp}(t)$$

$$\psi^*(t)\psi(t) = \frac{1}{4}e^{-\Gamma_0 t} [e^{-\Delta\Gamma t} + e^{\Delta\Gamma t} - 2\cos(2\Delta m t)]$$



Видно, что частицы и античастицы ведут себя симметрично: при изменении начальных условий – как бы частица и античастица меняется местами. Это обстоятельство будет использовано нами при оценке величины асимметрии между вероятностями распада частиц и античастиц с учетом смешивания.

**Формирование лептонной асимметрии Вселенной в
рамках лево-правой модель слабого взаимодействия
с CP- нарушением с параметрами ζ и δ**

Эволюция Вселенной в лево-правой модели с CP-нарушением

В этом разделе мы рассмотрим роль потенциала слабого взаимодействия в эволюции Вселенной. Для этого необходимо воспользоваться следующей матрицей:

$$\begin{pmatrix} M - \Delta U - i \frac{\Gamma - \delta\Gamma}{2} & \Delta m - i \frac{\Delta\Gamma}{2} \\ \Delta m - i \frac{\Delta\Gamma}{2} & M + \Delta U - i \frac{\Gamma + \delta\Gamma}{2} \end{pmatrix}$$

В ранней Вселенной не было асимметрии в числе частиц и античастиц и причина возникновения асимметрии не известна. **В лево-правой модели с CP-нарушением возникает асимметрия в потенциале взаимодействия для частиц и античастиц, которая ранее была оценена через параметры модели**

$$A^{LR} = -2\delta\zeta = 5.5 \times 10^{-3}$$

$$A_T^{LR} = (5.5 \pm 2.1) \times 10^{-3} (2.6\sigma)$$

Потенциал слабого взаимодействия в космической плазме

Потенциал слабого взаимодействия подробно рассматривается в работе [69], а также был использован в работе [70] и может быть представлен следующим уравнением:

$$U = \eta \frac{11\zeta(3)}{\pi^2 \sqrt{2}} G_F T^3 - \frac{14}{45} \frac{\pi(3 - \sin^2 \theta_W) \sin^2 \theta_W}{\alpha} G_F^2 T^4 E$$

[69] D. Notzold and G. Raffelt, Nucl.Phys. A B307, 924 (1988)

[70] A. P. Serebrov, R. M. Samoilov, M. E. Tchaikovsky, and O. M. Zhrebtsov, JETP Letters, 116:10 (2022), 669–682

или в численном выражение:

$$U = \eta \times 1.1 \times 10^{-23} \left[\frac{1}{\text{eV}^2} \right] T^3 - 1.1 \times 10^{-44} \left[\frac{1}{\text{eV}^4} \right] T^4 E$$

где G_F - постоянная Ферми, T - температура плазмы, E - энергия частицы

$\eta = \frac{N_f - N_{\bar{f}}}{N_f + N_{\bar{f}}}$ - лептонная асимметрия $\frac{11\zeta(3)}{\pi^2 \sqrt{2}} T^3$ - плотность космической плазмы.

Причина возникновения лептонной асимметрии Вселенной

В ранней Вселенной лептонная асимметрия η была равна нулю. Но нейтральные мезоны, находясь в состоянии частицы и античастицы будут иметь разный потенциал взаимодействия со средой даже в случае, когда в среде нет асимметрии в числе частиц и античастиц, т.е. $\eta = 0$. Тогда разность потенциалов для нейтральных мезонов и антимезонов будет равна:

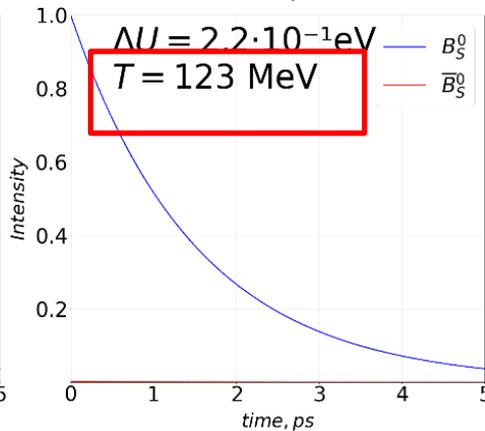
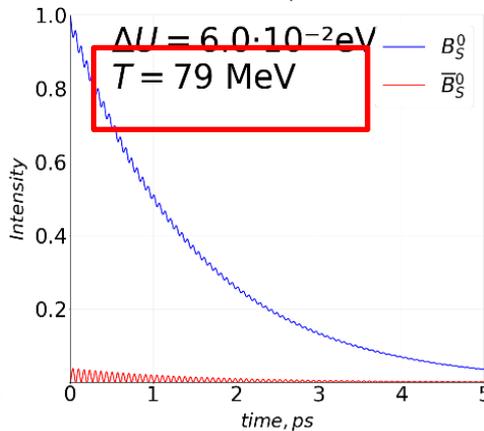
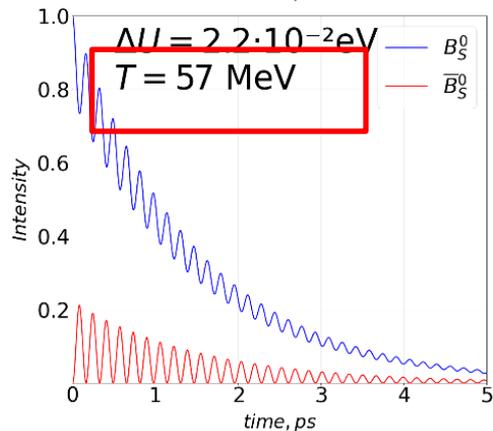
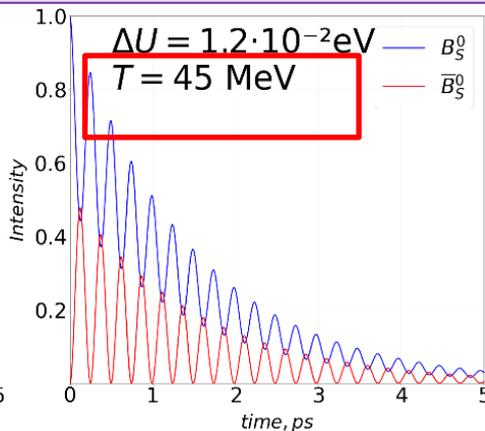
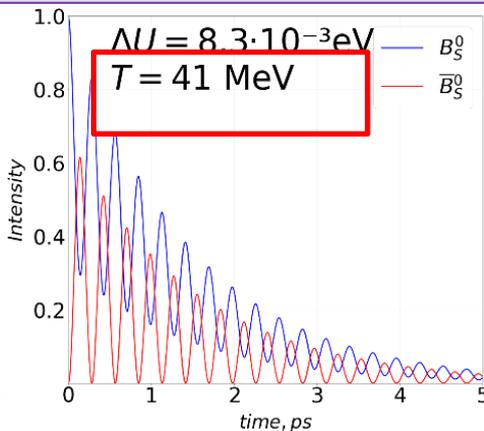
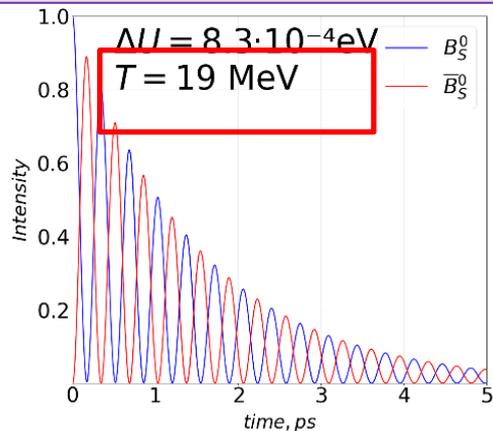
$$\Delta U \approx \pm A^{LR} \frac{11\zeta(3)}{\pi^2\sqrt{2}} G_F T^3$$

$$A^{LR} = -2\delta\zeta = 5.5 \times 10^{-3}$$

или в численном выражении

$$\Delta U \approx \pm 6 \cdot 10^{-23} [\text{eV}^{-2}] \cdot T^3 [\text{eV}^3]$$

Влияние разности потенциалов на процесс подавления осцилляций



**Как можно
видеть, при
увеличение
расстояния
между
уровнями для
частиц и
античастиц
подавляется
процесс
осцилляции.**

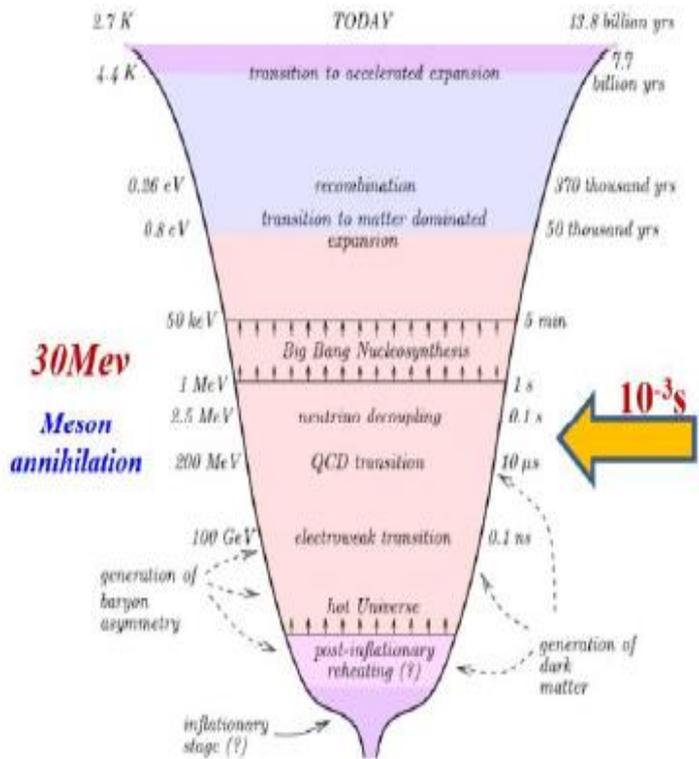
Температура плазмы (плотность космической плазмы - T^3)



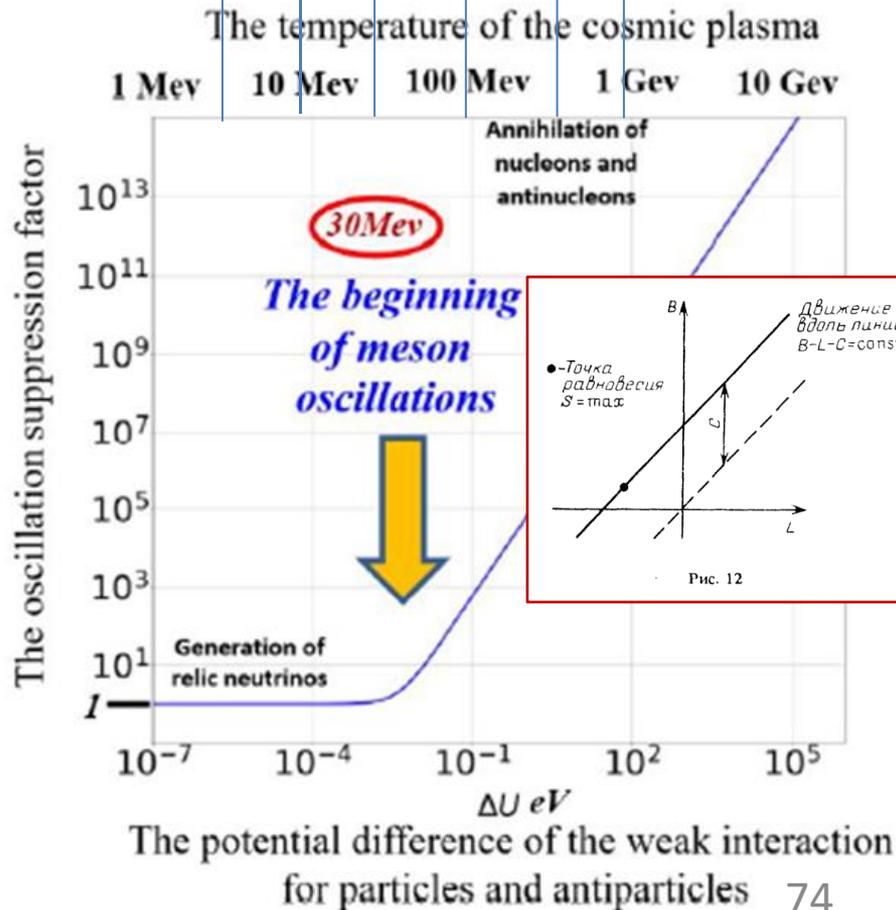
Процесс формирования лептонной асимметрии

1. Как показывают расчёты, при температуре космической плазмы **выше 100 МэВ** процесс осцилляций нейтральных мезонов **подавляется разностью потенциалов слабого взаимодействия**.
2. При этом **подавляется и процесс их взаимной аннигиляции**, именно **на этом этапе** возникает лептонная асимметрия, т.к. из-за процесса CP-нарушения **происходит преимущественный распад антимезонов**.
3. На следующем этапе при температуре ниже 50 МэВ происходит **аннигиляция** оставшихся мезонов и антимезонов, **увеличивая степень лептонной асимметрии**.

Эволюция Вселенной



t 10^{-1} 10^{-2} 10^{-3} 10^{-4} 10^{-5} 10^{-6} s



Процесс формирования барионной асимметрии

Что касается процесса аннигиляции барионов можно предполагать, что этот процесс происходит при **нейтрон-антинейтронных осцилляциях** в процессе адронизации кварков при температуре ниже 170 МэВ.

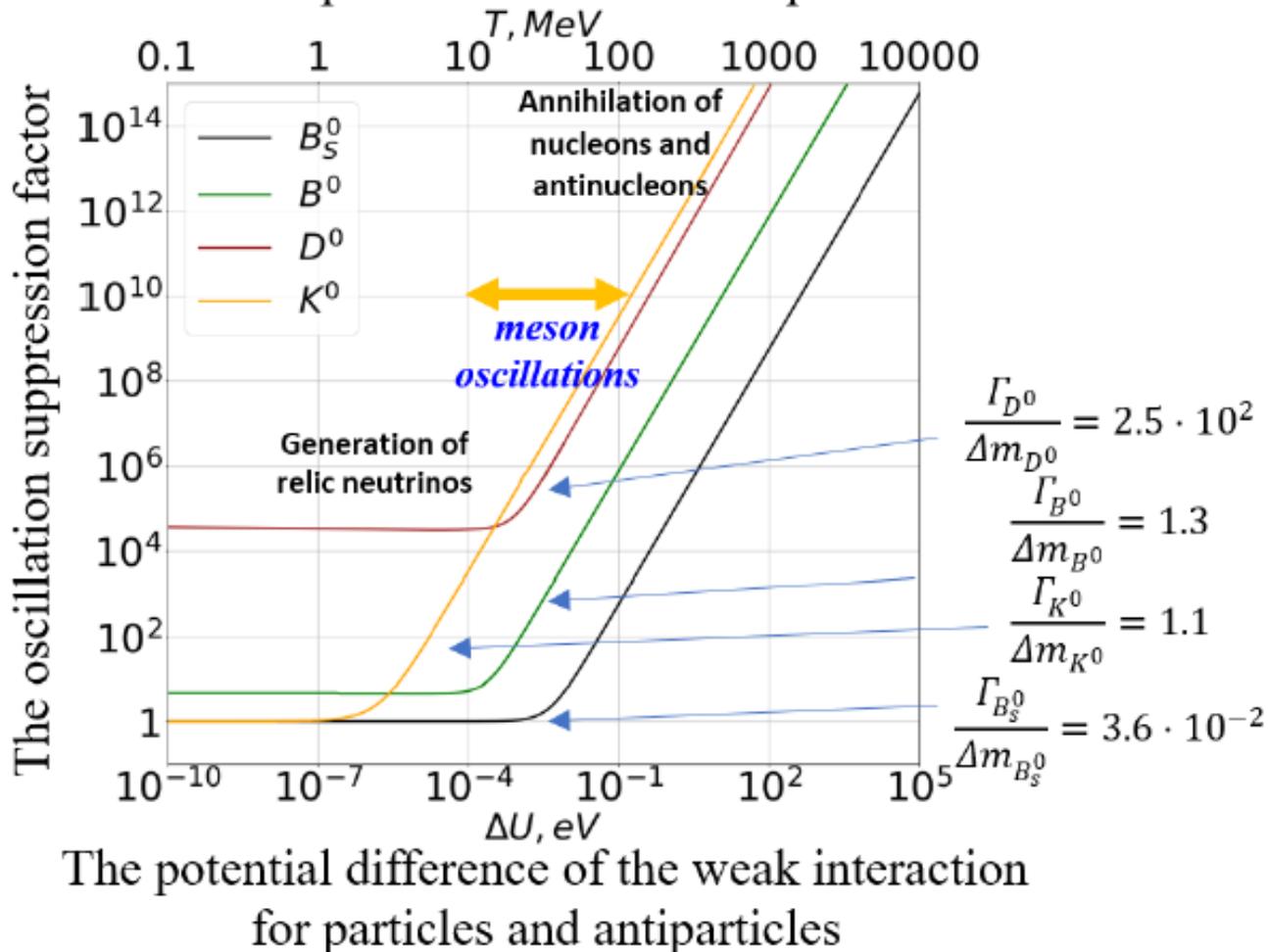
Общая картина этапов развития Вселенной

В заключение хотелось бы представить общую картину этапов развития Вселенной, используя основные положения А.Д. Сахарова, дополненные нашими представлениями о нарушении лево-правой симметрии, которая определяет природу её возникновения. При температуре выше 300 ГэВ, т.е. при температуре больше массы правого W_R существовала симметрия слабого взаимодействия относительно правого и левого. При температуре ниже 300 ГэВ происходит бифуркация в выборе типа взаимодействия, определяемого массой левого векторного бозона W_L . Компромисс между левым и правым бозоном был найден благодаря примеси тяжёлого W_R в соотношение квадратов масс с малым углом смешивания. Процесс CP-нарушения, являющийся принципиально важным по теореме А.Д. Сахарова, в нашей модели обеспечен за счёт разных знаков угла смешивания для частиц и античастиц, т.е. для W^- и W^+ .

Последнее обстоятельство является ключевым в рассматриваемой лево-правой модели с CP-нарушением.

Эры	Время	Этап эволюции	Температура, К	Плотность, г/см ³	Энергия, ГэВ
Планковская		Неизвестные законы физики, квантовые свойства пространства-времени			
Адронная	10 ⁻⁴³ с	Граница применимости релятивистской теории тяготения	10 ³²	10 ⁹⁴	8.6·10 ¹⁹
	10 ⁻³⁵ с	Возникновение зарядовой асимметрии	10 ²⁸	10 ⁷⁸	8.6·10 ¹⁵
	10 ⁻⁵ с	Аннигиляция нуклонов и антинуклонов	3·10¹²	10¹⁶	2.58·10⁻¹
Лептонная	10 ⁻⁴ с	Граница применимости экспериментально проверенных законов физики	10 ¹²	10 ¹⁴	8.6·10 ⁻¹
	10⁻³ с	Аннигиляция мезонов	3·10¹¹	10¹²	2.58·10⁻²
	0.2 с	Образование реликтовых нейтрино	2·10 ¹⁰	10 ⁷	1.72·10 ⁻³
Излучения	10 с	Аннигиляция электронов и позитронов	10 ¹⁰	10 ⁴	8.6·10 ⁻³
	100 с	Образование первичного гелия	10 ⁸	10 ²	8.6·10 ⁻⁵
Вещества	10 ⁶ лет	Отрыв реликтового излучения от вещества	4·10 ³	10 ⁻²⁰	3.44·10 ⁻¹⁰
	10 ⁹ лет	Начало возникновения звёзд и галактик	30	10 ⁻²⁶	2.58·10 ⁻¹²
	1-2·10 ¹⁰ лет	Современная эпоха	2-7	10 ⁻²⁹ -10 ⁻³⁰	2-22·10 ⁻¹³

The temperature of the cosmic plasma



Аннигиляция нейтральных мезонов

Процесс аннигиляции происходит при температуре приблизительно:

30 МэВ	для	B_s^0	- мезонов
20 МэВ	для	D^0	- мезонов
10 МэВ	для	B^0	- мезонов
2 МэВ	для	K^0	- мезонов

$$T[\text{eV}] \sim \frac{887734}{\sqrt{t[\text{s}]}}$$

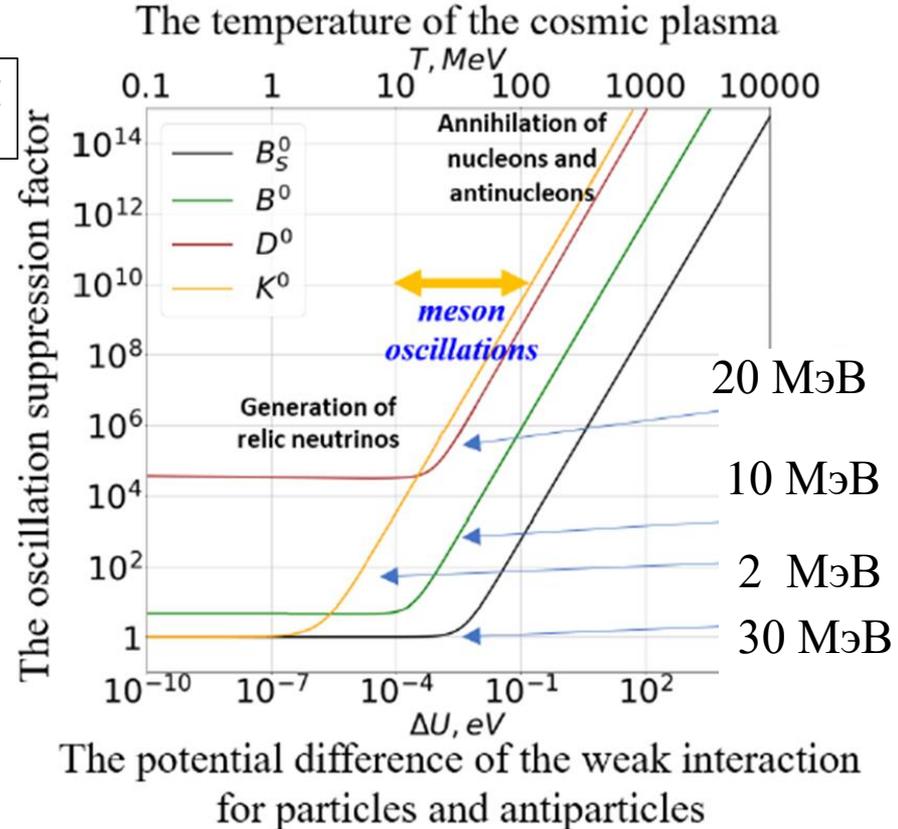


0.9 ms

2.0 ms

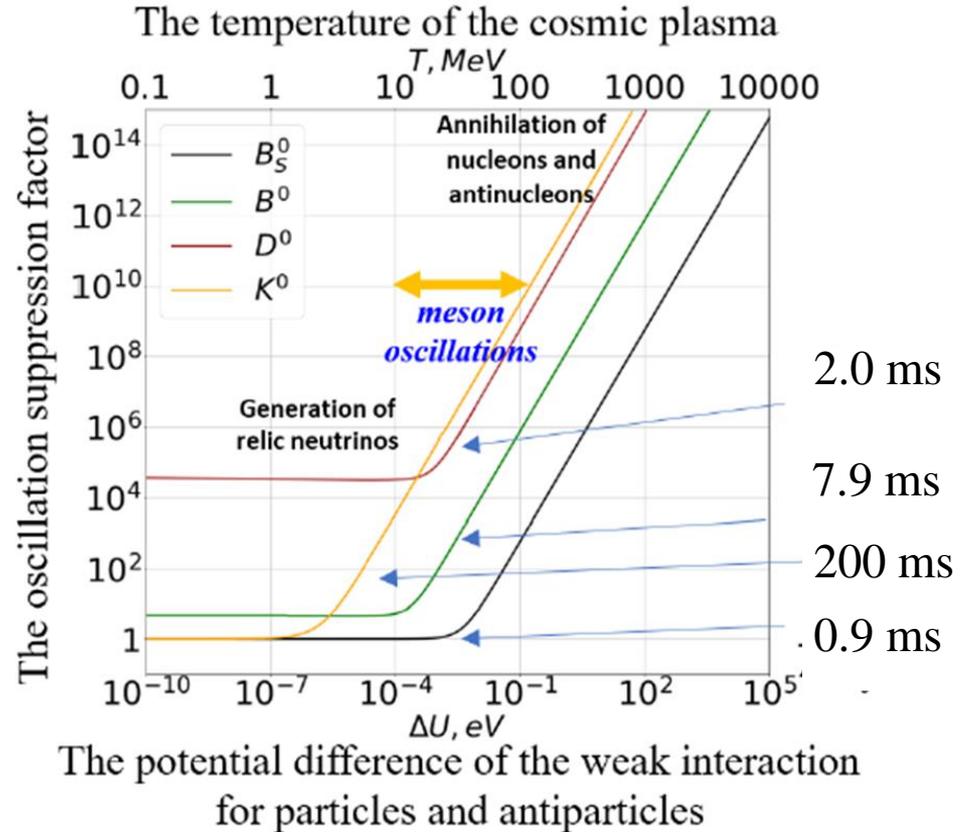
7.9 ms

200 ms

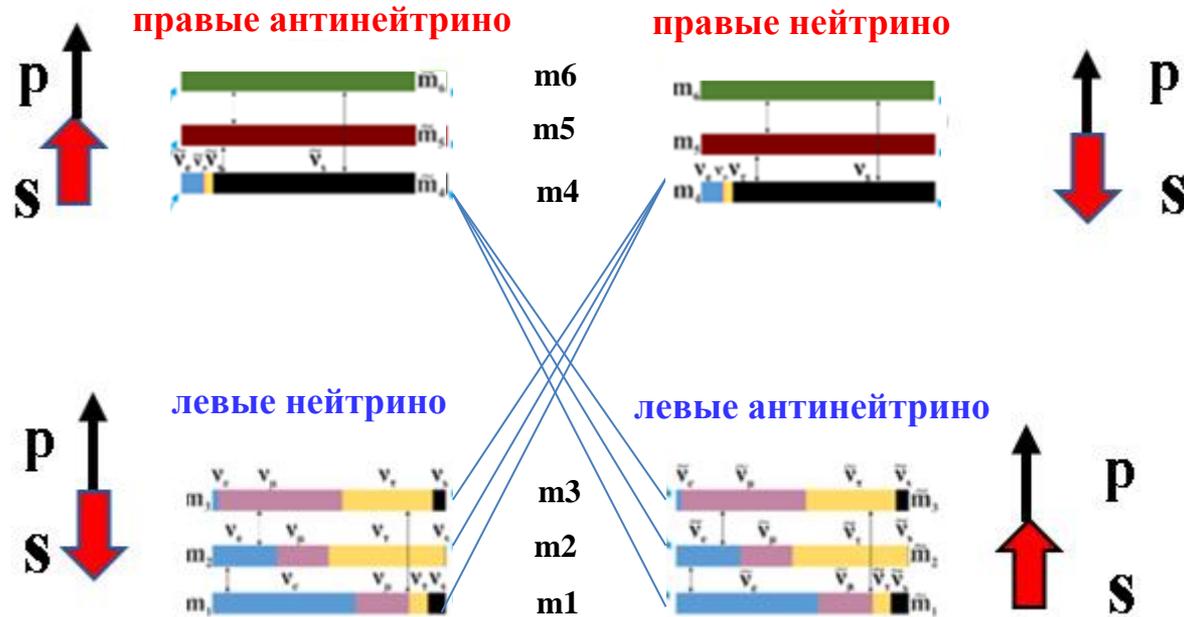


Аннигиляция нейтральных мезонов и формирование тёмной материи

Аннигиляция нейтральных мезонов сопровождается излучением нейтрино и антинейтрино, включая стерильные (правые) нейтрино и антинейтрино, которые формируют тёмную материю.



Осцилляции левых нейтрино в правые нейтрино и левых антинейтрино в правые антинейтрино



Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 10, с. 644 – 658

© 2022 г. 25 ноября

**Результат эксперимента Нейтрино-4 и космологические ограничения
на стерильные нейтрино
(Миниобзор)**

А. П. Серебров¹⁾, Р. М. Самойлов, М. Е. Чайковский, О. М. Жеребцов

СТРУКТУРА МОДЕЛИ НЕЙТРИНО 3 + 1 И ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ВЕРОЯТНОСТЕЙ РАЗЛИЧНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ

$$\begin{bmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \\ \nu_s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} & U_{e4} \\ U_{\mu1} & U_{\mu2} & U_{\mu3} & U_{\mu4} \\ U_{\tau1} & U_{\tau2} & U_{\tau3} & U_{\tau4} \\ U_{s1} & U_{s2} & U_{s3} & U_{s4} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \\ \nu_4 \end{bmatrix} \quad \begin{aligned} |U_{e4}|^2 &= \sin^2(\theta_{14}) \\ |U_{\mu4}|^2 &= \sin^2(\theta_{24}) \cdot \cos^2(\theta_{14}) \\ |U_{\tau4}|^2 &= \sin^2(\theta_{34}) \cdot \cos^2(\theta_{24}) \cdot \cos^2(\theta_{14}) \end{aligned}$$

$$P_{\nu_e \nu_e} = 1 - 4|U_{e4}|^2(1 - |U_{e4}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}} \right) = 1 - \sin^2 2\theta_{ee} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_e}} \right)$$

$$P_{\nu_\mu \nu_\mu} = 1 - 4|U_{\mu4}|^2(1 - |U_{\mu4}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_\mu}} \right) = 1 - \sin^2 2\theta_{\mu\mu} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_\mu}} \right)$$

$$P_{\nu_\tau \nu_\tau} = 1 - 4|U_{\tau4}|^2(1 - |U_{\tau4}|^2) \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_\tau}} \right) = 1 - \sin^2 2\theta_{\tau\tau} \sin^2 \left(\frac{\Delta m_{14}^2 L}{4E_{\nu_\tau}} \right)$$

Результат эксперимента Нейтрино-4 и космологические ограничения на стерильные нейтрино (Миниобзор)

А. П. Серебров¹⁾, Р. М. Самойлов, М. Е. Чайковский, О. М. Жеребцов

Наши вычисления

[arXiv:2112.14856](https://arxiv.org/abs/2112.14856)

Матрица PMNS в модели нейтрино 3+1

Нейтрино-4

Ice Cube

$$U_{PMNS}^{(3+1)} = \begin{pmatrix} 0.782^{+0.017}_{-0.016} & 0.524^{+0.017}_{-0.016} & 0.148^{+0.004}_{-0.004} & 0.301^{+0.035}_{-0.035} \\ 0.484^{+0.028}_{-0.034} & 0.473^{+0.027}_{-0.036} & 0.732^{+0.016}_{-0.025} & 0.074^{+0.021}_{-0.021} \\ 0.280 \div 0.330 & 0.678 \div 0.705 & 0.622 \div 0.657 & 0 \div 0.194 \\ 0.210 \div 0.273 & 0.060 \div 0.203 & 0.104 \div 0.236 & 0.931 \div 0.951 \end{pmatrix}$$

Общие положения для осцилляций в среде

$$P(\nu_e \leftrightarrow \nu_e) = |\langle \nu_e | \nu_e \rangle|^2 = 1 - \sin^2(2\theta) \sin^2 \left[\frac{1}{2} (E_2 - E_1) t \right]$$

$$\begin{pmatrix} |\nu_e\rangle \\ |\nu_s\rangle \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos\theta_m & \sin\theta_m \\ -\sin\theta_m & \cos\theta_m \end{pmatrix} \begin{pmatrix} |\nu_1\rangle \\ |\nu_4\rangle \end{pmatrix}$$

случай двух нейтрино.

$$E_2 - E_1 = \left(\left(\frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2E} - V \right)^2 + \left(\frac{\Delta m^2 \sin(2\theta)}{2E} \right)^2 \right)^{1/2}$$

$$\sin^2 2\theta_m = \sin^2 2\theta \cdot \left(\cos^2 2\theta - \frac{2 \cdot E \cdot V_e}{\Delta m^2} + \sin^2 2\theta \right)^{-1}$$

в среде

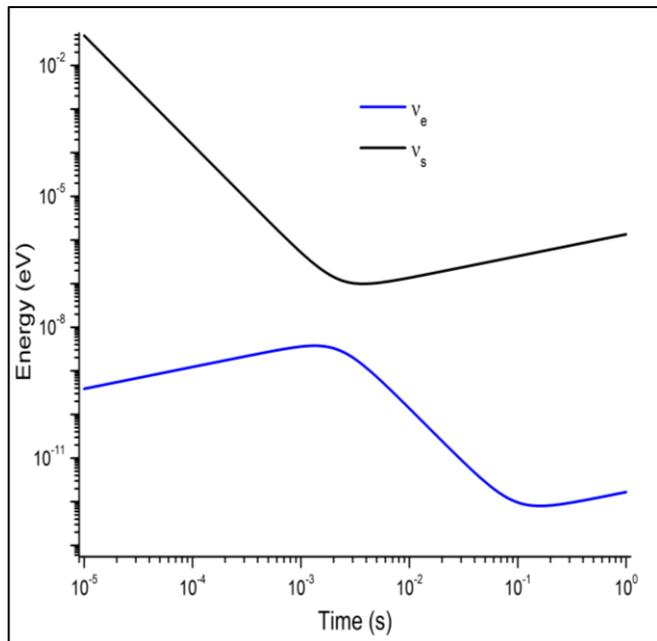
$$E_2 - E_1 = \frac{m_2^2 - m_1^2}{2E_\nu} = \pm \frac{\Delta m^2}{2E_\nu},$$

в вакууме

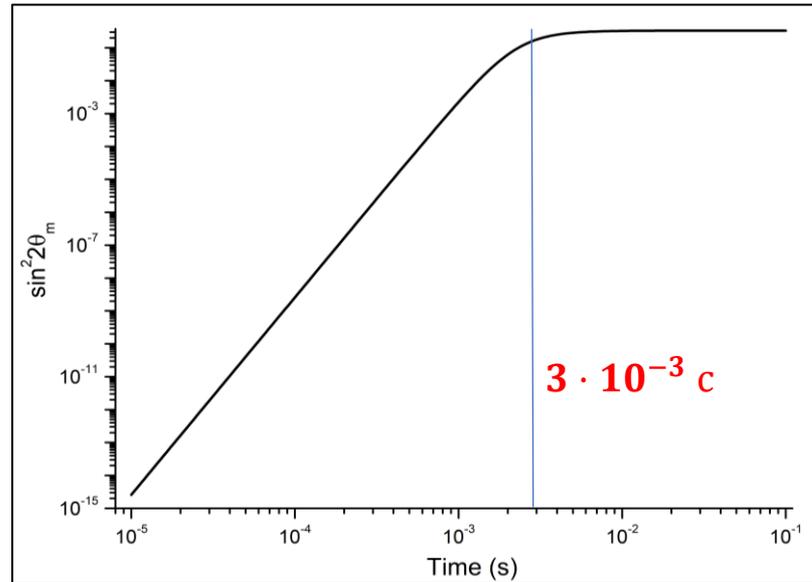
$$E_2 - E_1 = \left(\left(\frac{\Delta m^2 \cos(2\theta)}{2E} - V \right)^2 + \left(\frac{\Delta m^2 \sin(2\theta)}{2E} \right)^2 \right)^{1/2}$$

$$\sin^2 2\theta_m = \sin^2 2\theta \cdot \left(\left(\cos^2 2\theta - \frac{2 \cdot E \cdot V_e}{\Delta m^2} \right)^2 + \sin^2 2\theta \right)^{-1}$$

где $\Delta m_{14}^2 = 7.3$, $\sin^2 2\theta_{14} = 0.33$.



**Адиабатические уровни энергии
в двух нейтринной системе**



**Поведение амплитуды осцилляций электронного
нейтрино в стерильное состояние в космической
плазме в зависимости от времени.**

Уравнение рождения и уничтожения стерильных нейтрино

$$\frac{dn_{\nu_s}}{dt} + 3Hn_{\nu_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 2\theta_{14} n_{\nu_e}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^2 2\theta_{24} n_{\nu_\mu}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{34} n_{\nu_\tau}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) -$$

$$H(T) = \frac{T^2}{M_{Pl}^*}$$

$$E = 3.15T$$

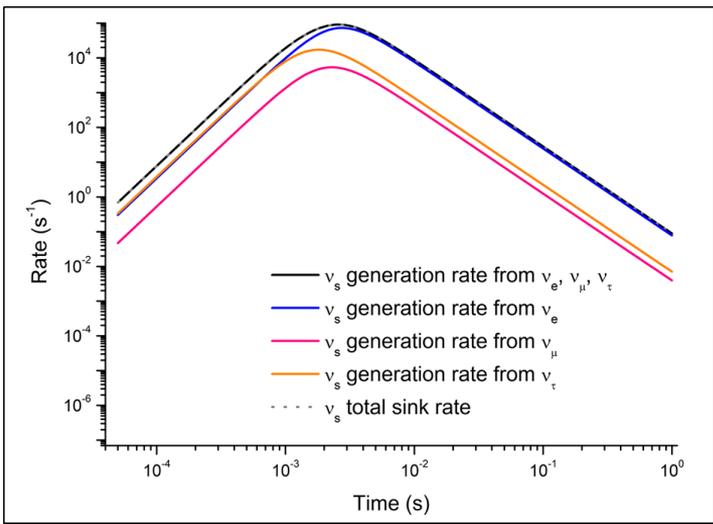
$$\frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 2\theta_{14}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^2 2\theta_{24}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{34}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) n_{\nu_s}$$

$$T[eV] \sim \frac{887734}{\sqrt{t[s]}}$$

$$\frac{1}{\tau_{\nu_e}} = \Gamma_{\nu_e} = \frac{13}{9} \frac{7\pi}{24} G_f^2 T^4 E$$

$$\frac{1}{\tau_{\nu_\mu}} = \frac{1}{\tau_{\nu_\tau}} = \Gamma_{\nu_\mu} = \frac{7\pi}{24} G_f^2 T^4 E$$

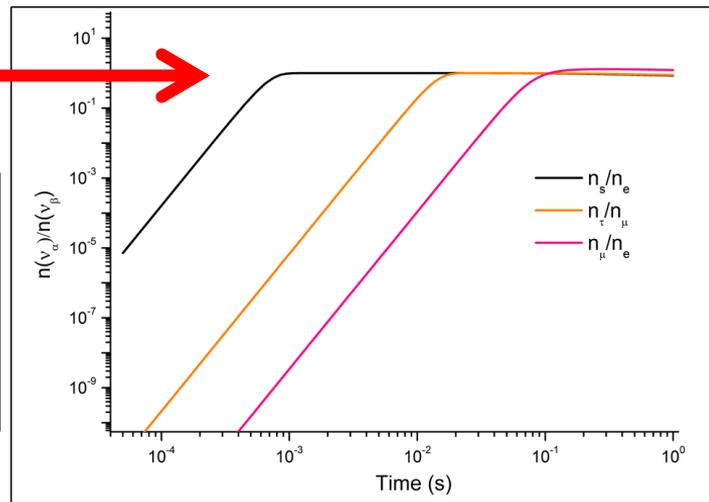
Генерация стерильных нейтрино

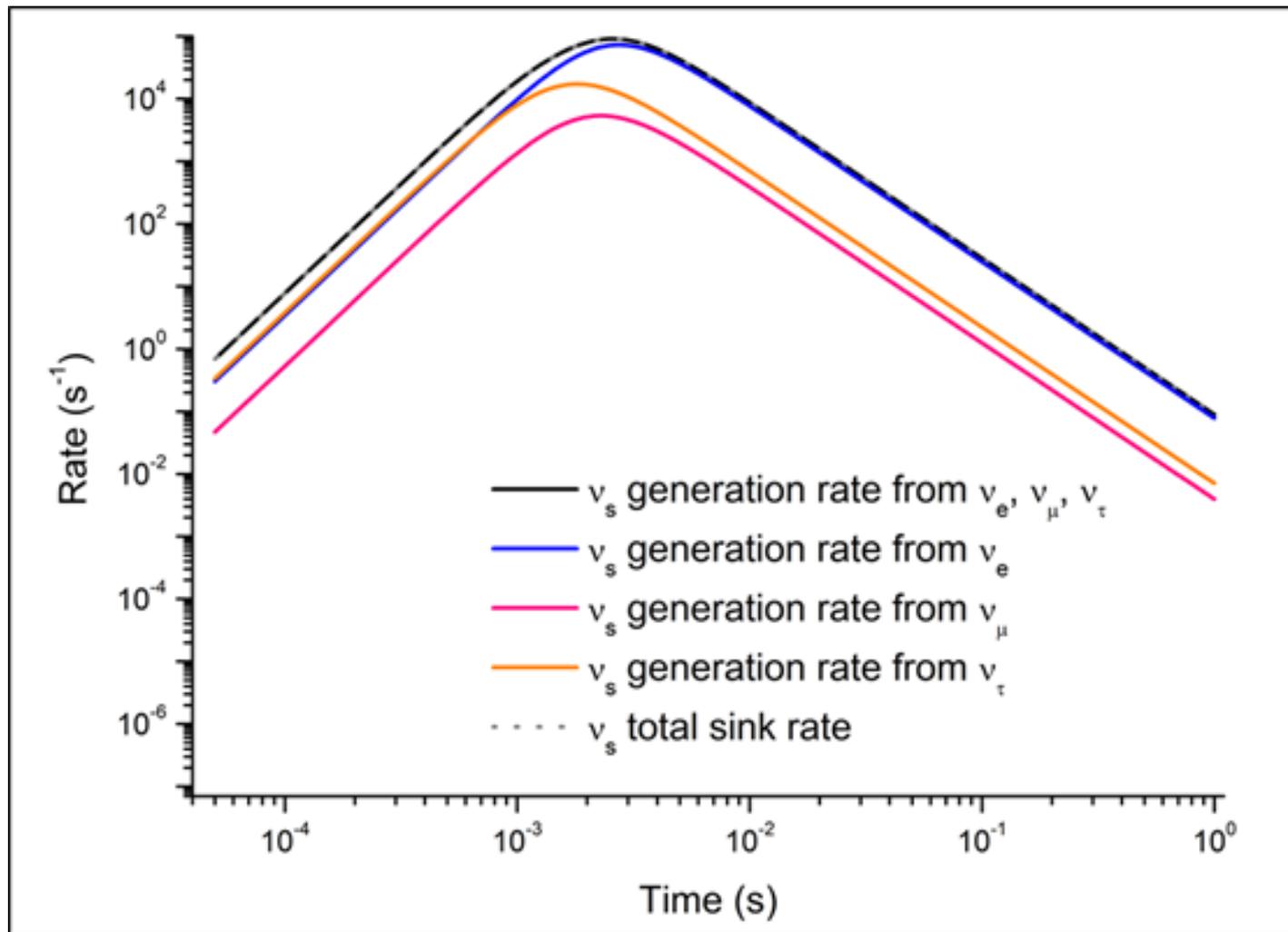


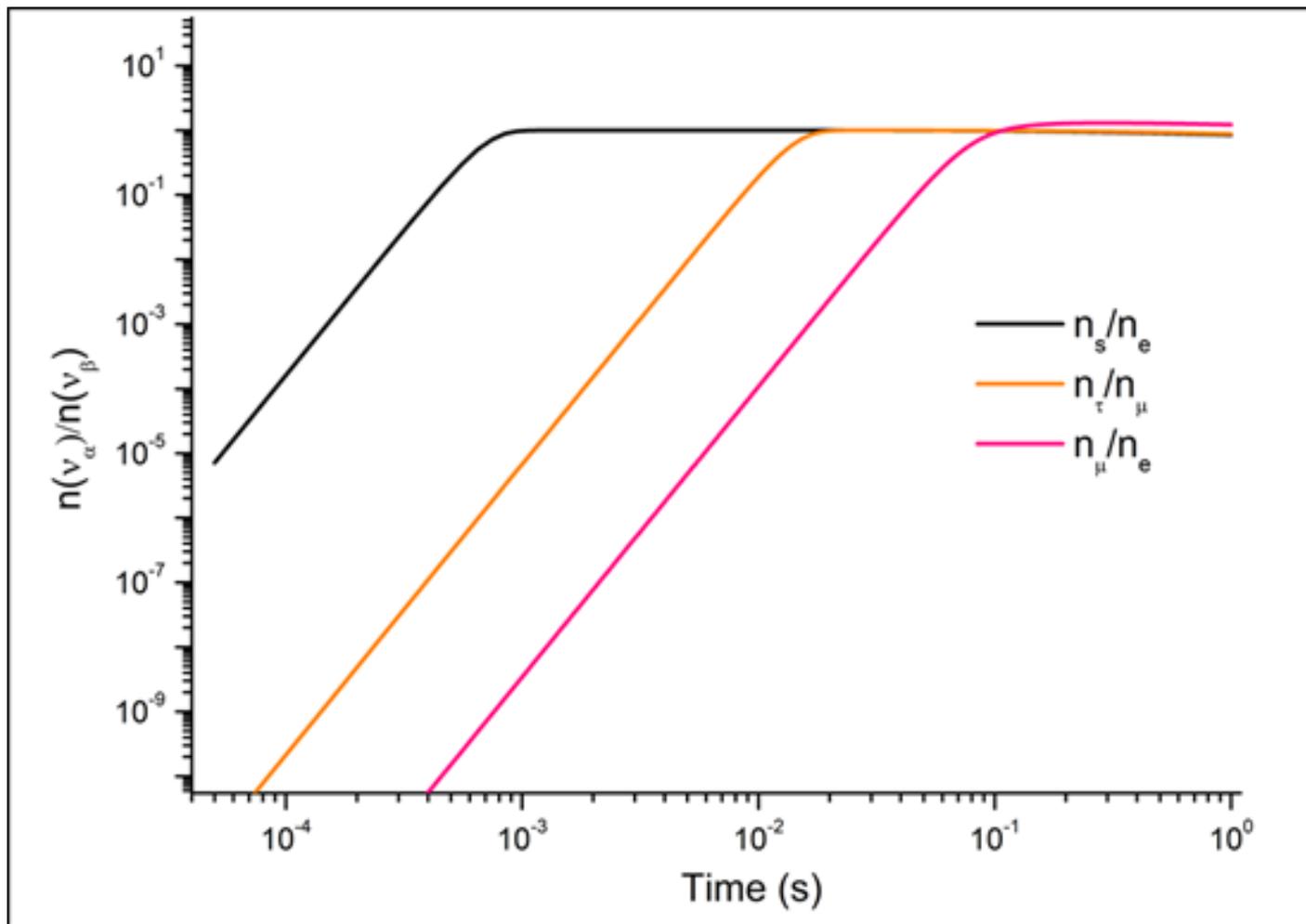
Плотности разных типов нейтрино одинаковы

$$n_{\nu_s} / n_{\nu_e} = 1$$

Термализация
стерильных нейтрино
 $\Delta m_{14}^2 = 7.3 \text{ eV}^2$,
 $\sin^2 2\theta_{14} = 0.36$







Взаимодействия нейтрино с космической плазмой радикально подавляют процесс осцилляций, особенно в ранней Вселенной.

Эффективная матрица смешивания постепенно меняется от диагональной матрицы при $t = 10^{-5} \text{ c}$.

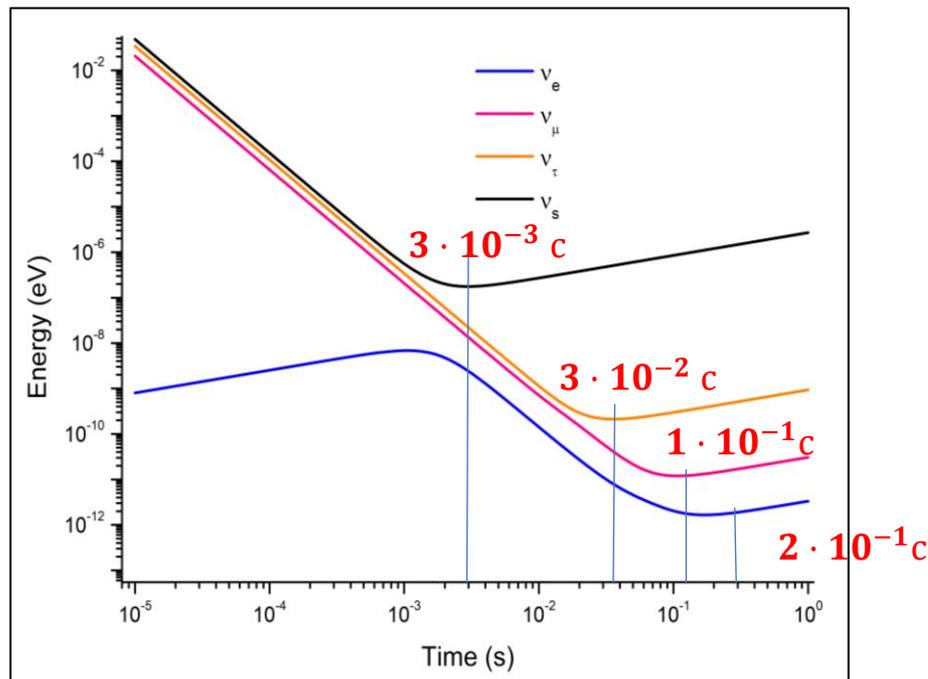
$$U_{\text{ef}}(10^{-5} \text{ s}) = \begin{pmatrix} 1. & 0. & 0. & 0. \\ 0. & 1. & 0. & 0. \\ 0. & 0. & 1. & 0. \\ 0. & 0. & 0. & 1. \end{pmatrix}$$

$$U_{\text{ef}}(10^{-4} \text{ s}) = \begin{pmatrix} 1. & 0. & 0. & 0.01 \\ 0. & 1. & 0.01 & 0.02 \\ 0. & 0.01 & 1. & 0.01 \\ 0.01 & 0.02 & 0.01 & 1. \end{pmatrix}$$

$$U_{\text{ef}}(10^{-3} \text{ s}) = \begin{pmatrix} 0.99 & 0.03 & 0.02 & 0.13 \\ 0.03 & 1. & 0.02 & 0.04 \\ 0.02 & 0.02 & 1. & 0.07 \\ 0.13 & 0.04 & 0.07 & 0.99 \end{pmatrix}$$

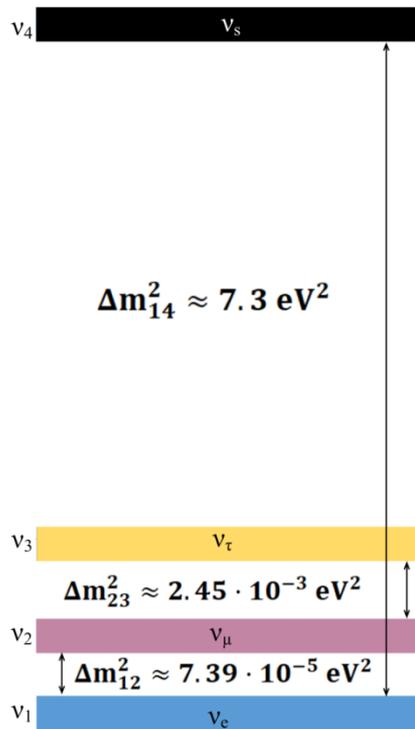
$$U_{\text{ef}}(10^{-2} \text{ s}) = \begin{pmatrix} 0.95 & 0.07 & 0.07 & 0.3 \\ 0.12 & 0.9 & 0.41 & 0.07 \\ 0.07 & 0.42 & 0.9 & 0.1 \\ 0.29 & 0.05 & 0.15 & 0.95 \end{pmatrix}$$

$$U_{\text{ef}}(10^{-1} \text{ s}) = \begin{pmatrix} 0.79 & 0.51 & 0.15 & 0.3 \\ 0.47 & 0.48 & 0.73 & 0.07 \\ 0.29 & 0.7 & 0.64 & 0.1 \\ 0.25 & 0.12 & 0.17 & 0.95 \end{pmatrix}$$

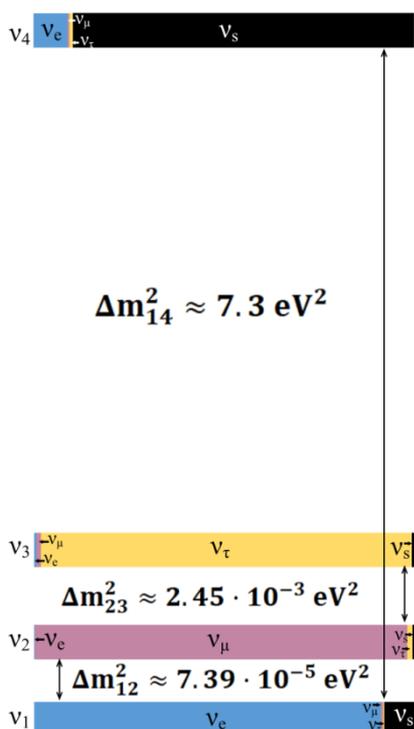


Поведение адиабатических уровней энергии в системе 4-х нейтрино.

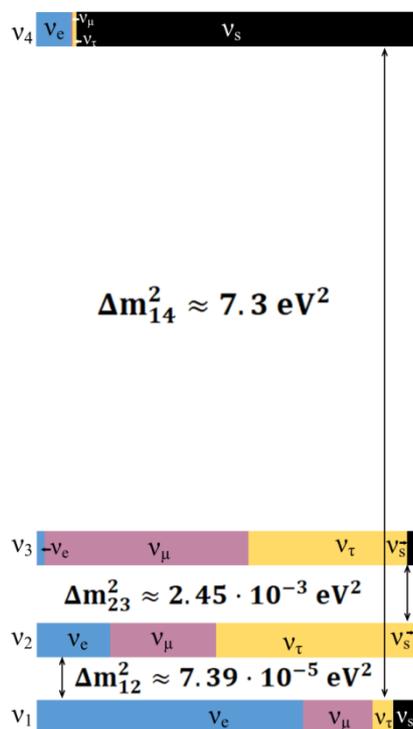
$10^{-4}\text{s} - 10^{-3}\text{s}$



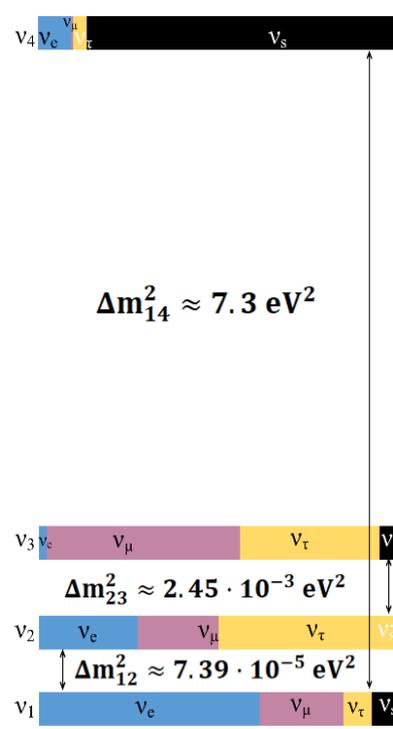
10^{-2}s



10^{-1}s



1s



Вклад стерильного нейтрино к плотности энергии Вселенной

$$\Omega_{\nu_4} \approx (\sum m_{\nu_i}/1eV) 0.01 h^{-2} \cdot n_{\nu_4} m_{\nu_4} / \sum (n_{\nu_i} m_{\nu_i})$$

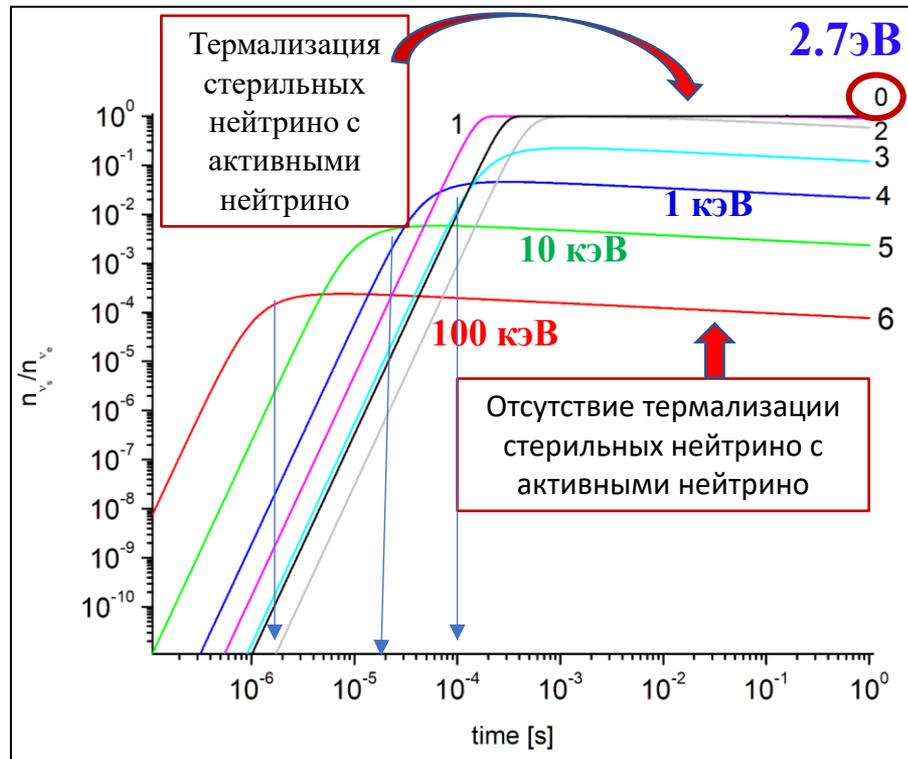
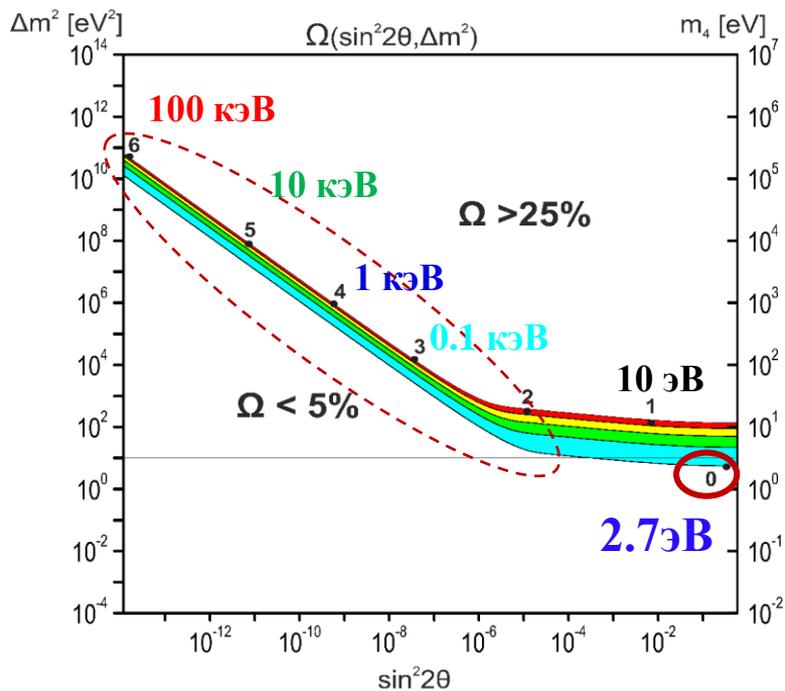
$$n_{\nu_i} = n_{\nu_e}, \quad \sum (n_{\nu_i} m_{\nu_i}) = n_{\nu_e} \sum m_{\nu_i} \quad h = 0.73 \pm 0.04$$

$$\Omega_{\nu_4} \approx (2.7 eV/1eV) \cdot 0.01 h^{-2} \cdot n_{\nu_4}/n_{\nu_e} = 5\%$$

$$\Omega_{\nu_5} \approx (m_5 eV/1eV) \cdot 0.01 h^{-2} \cdot n_{\nu_5}/n_{\nu_e} = X\%$$

$$\Omega_{\nu_6} \approx (m_6 eV/1eV) \cdot 0.01 h^{-2} \cdot n_{\nu_6}/n_{\nu_e} = Y\%$$

Тяжелые стерильные нейтрино с очень малыми углами смешивания

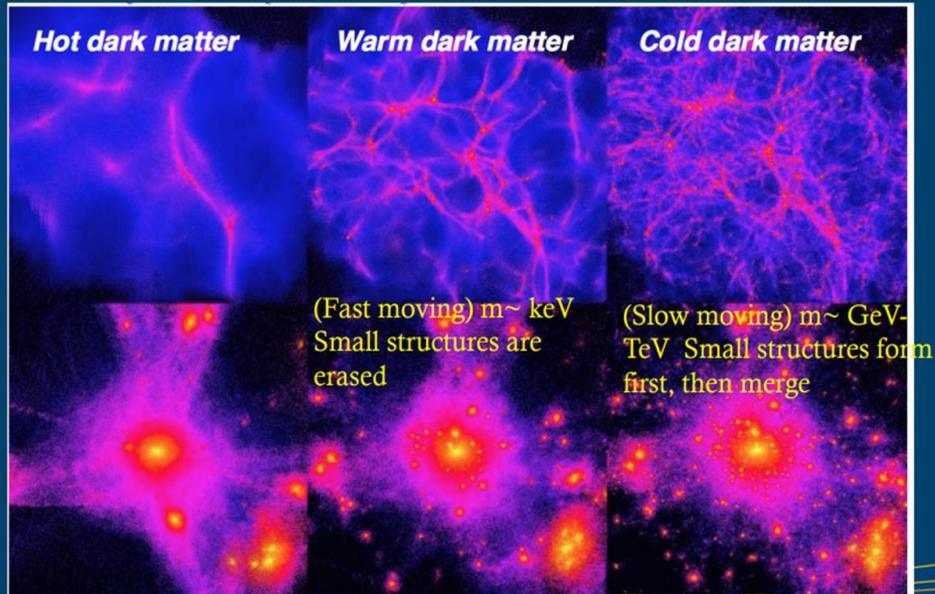


Электронные, мюонные и тау стерильные нейтрино – m_4 , m_5 и m_6 .
Какая иерархия масс?

Ограничение на массу лёгких стерильных нейтрино

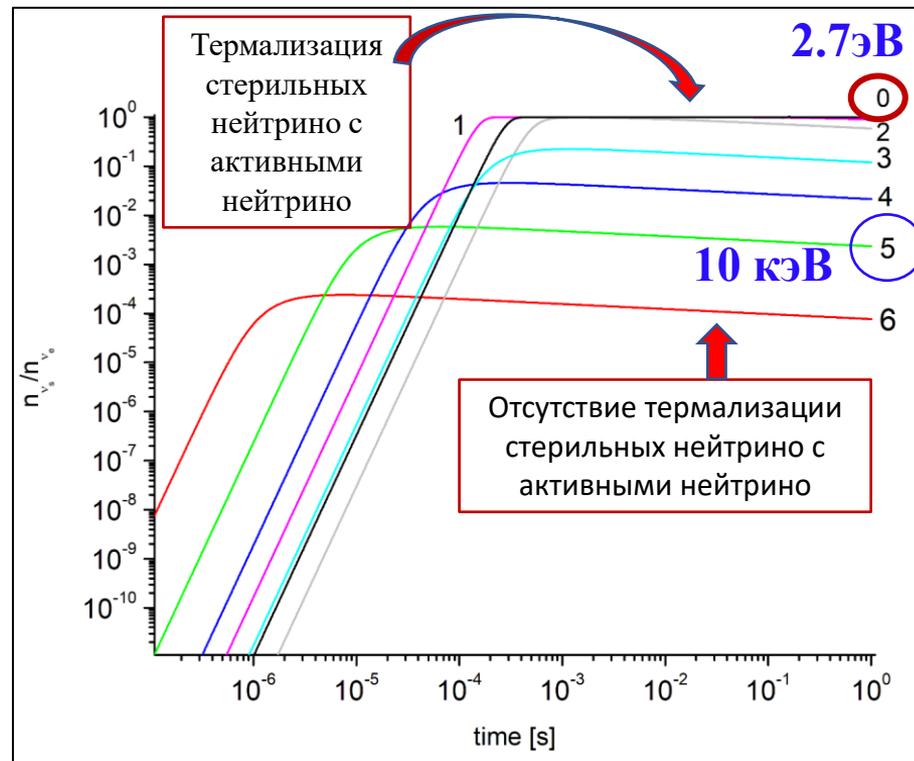
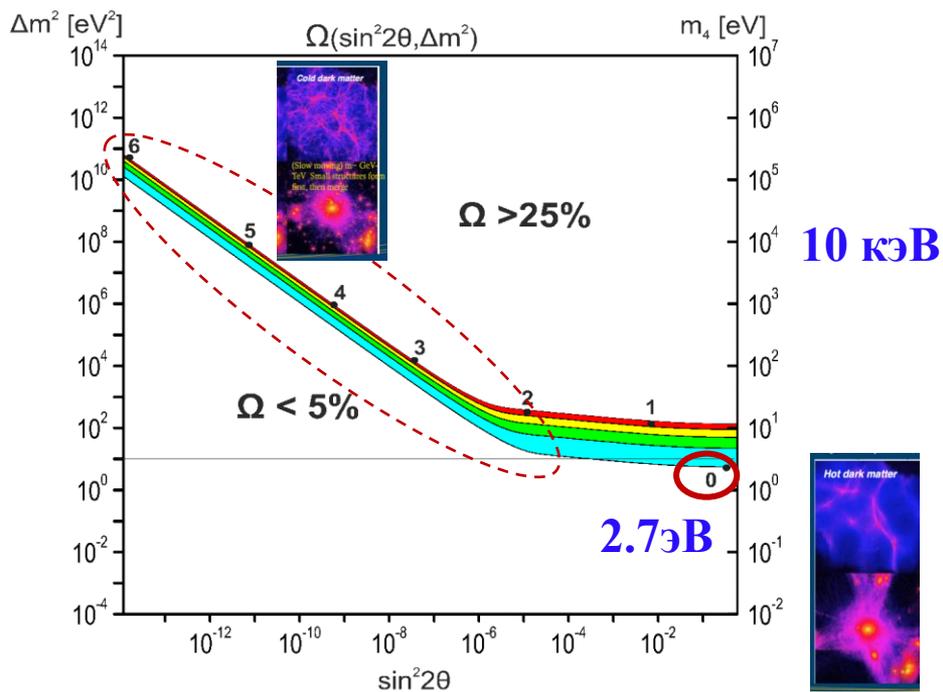
Structure formation depends on DM type

Λ CDM is the standard cosmological model of structure formation, based on weakly Interacting massive particles (WIMPS), a.k.a. Cold dark matter (CDM)



Тяжелые стерильные (правые) нейтрино с массой в несколько кэВ могут образовывать структуры за счет гравитационных сил

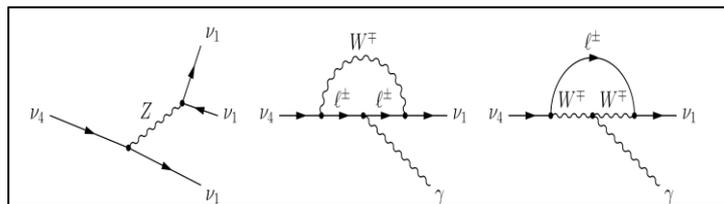
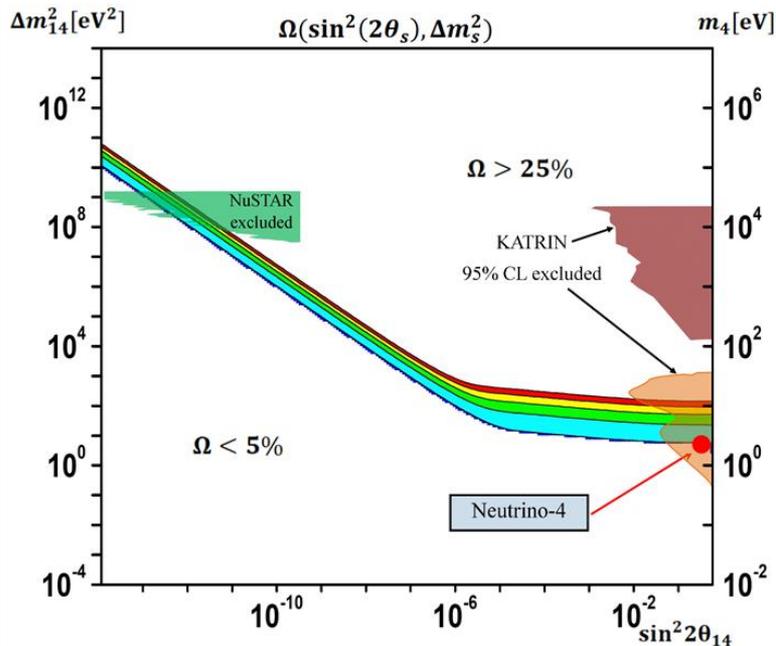
Тяжелые стерильные нейтрино с очень малыми углами смешивания



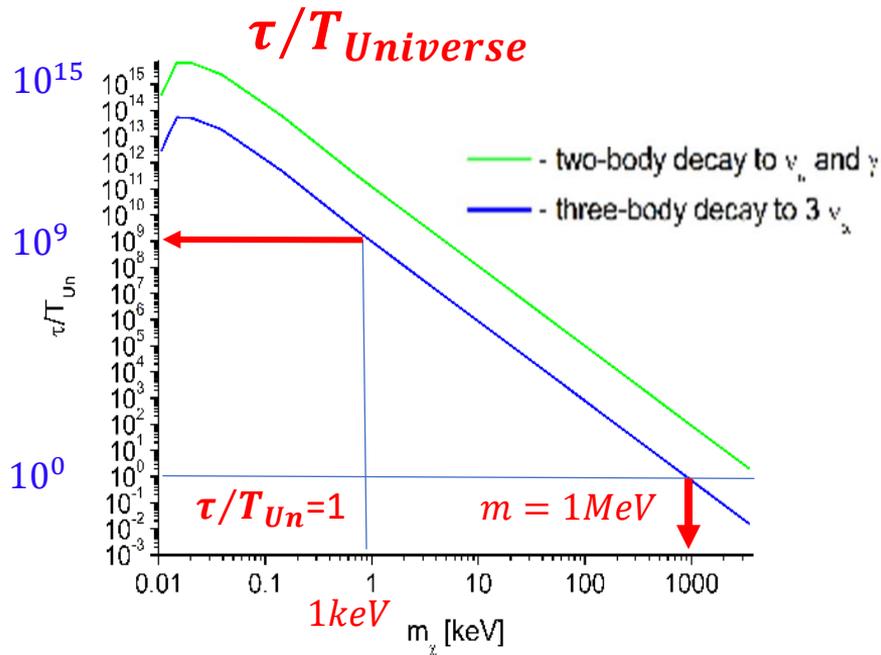
Тяжелые стерильные нейтрино с очень малыми углами смешивания можно рассматривать как темную материю и объяснять структуру Вселенной!

Ограничение на время жизни тяжёлых стерильных нейтрино

Время распада правых нейтрино в канале двухчастичного и трехчастичного распада.



Dasgupta and J. Kopp, Phys. Rept. **928** (2021) 1-63, [arXiv:2106.05913v1](https://arxiv.org/abs/2106.05913v1)

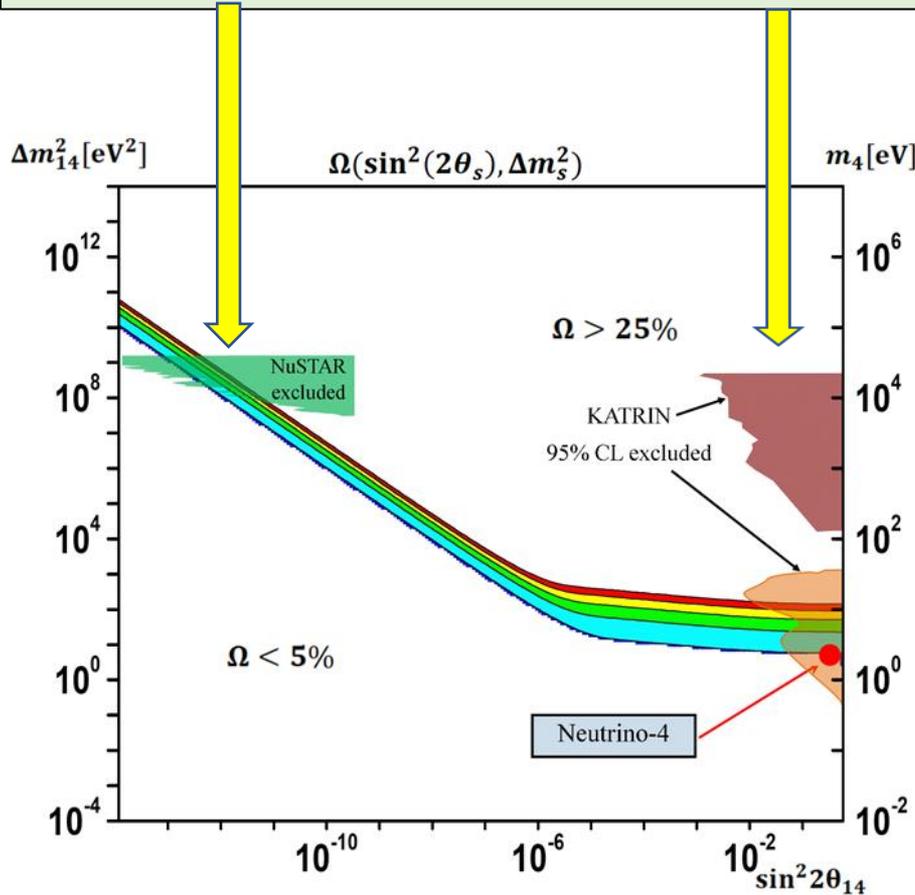


Время жизни тяжелого нейтрино как функция его массы. Время жизни нормировано к времени существования Вселенной.

arxiv.2306.09962

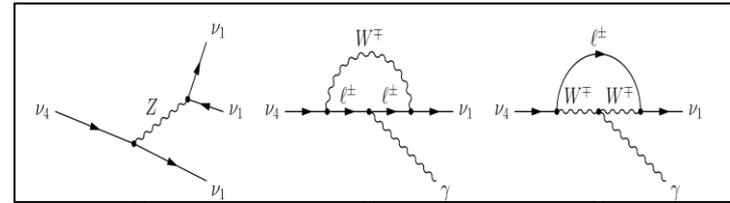
The result of the Neutrino-4 experiment, sterile neutrinos, dark matter and the Standard Model [A. P. Serebrov](#), [R. M. Samoilov](#), [O. M. Zherebtsov](#)

Астрофизические ограничения на массу тяжёлых стерильных нейтрино и лабораторный ограничения на массу тяжёлых и лёгких стерильных нейтрино



Dasgupta and J. Kopp,
 Phys. Rept. **928** (2021)
 63, [arXiv:2106.05913v1](https://arxiv.org/abs/2106.05913)

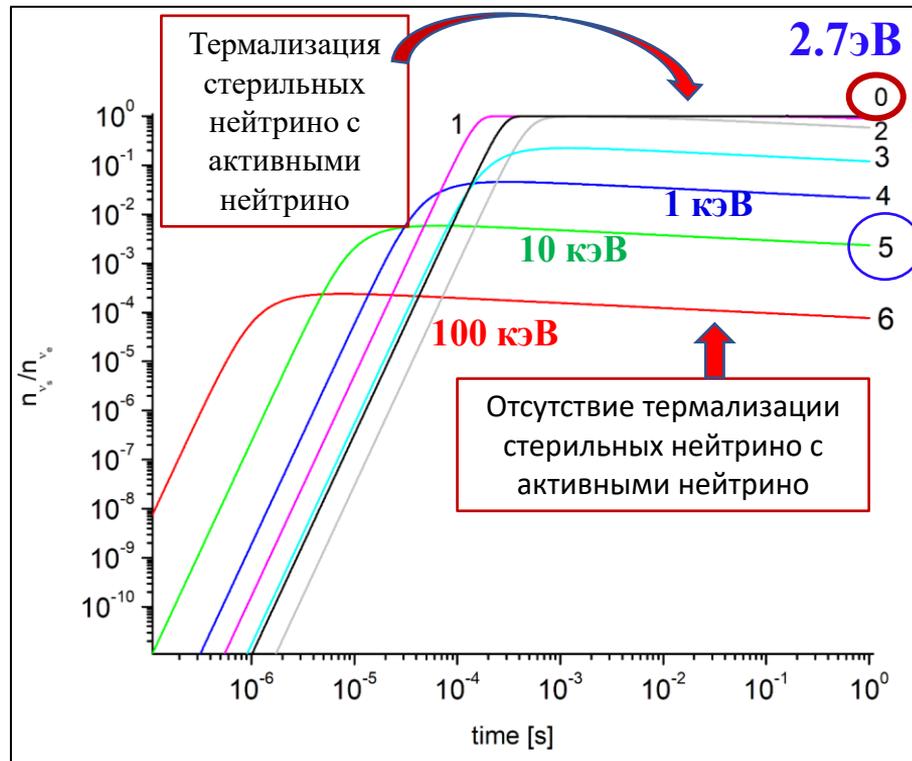
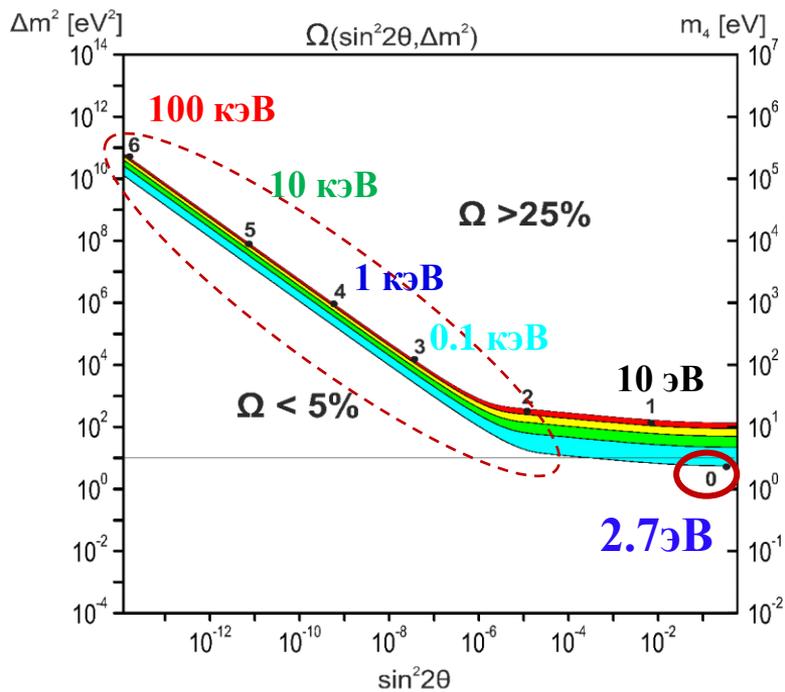
- - two-body decay to ν_x and γ
- - three-body decay to $3 \nu_x$



При распаде тяжёлого стерильного нейтрино на активное лёгкое нейтрино и гамма квант энергия гамма кванта равна половине массы стерильного нейтрино.

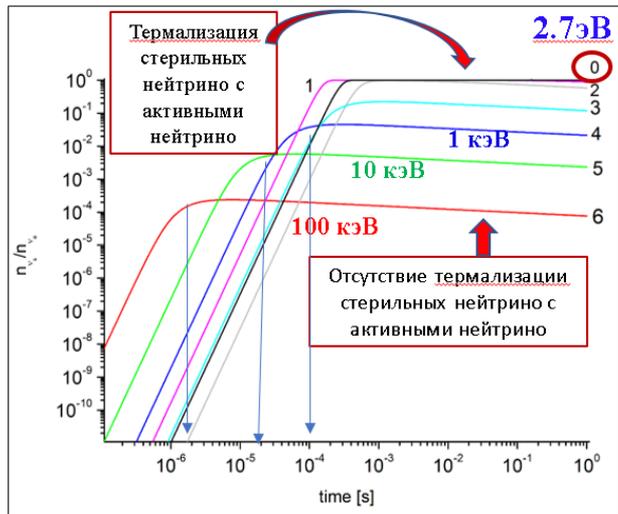
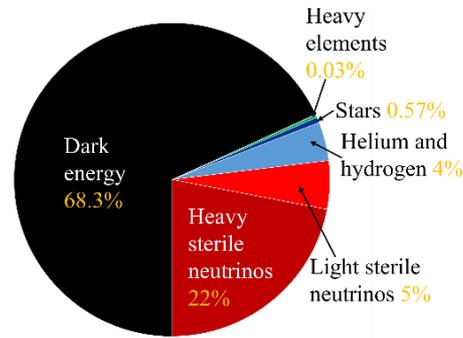
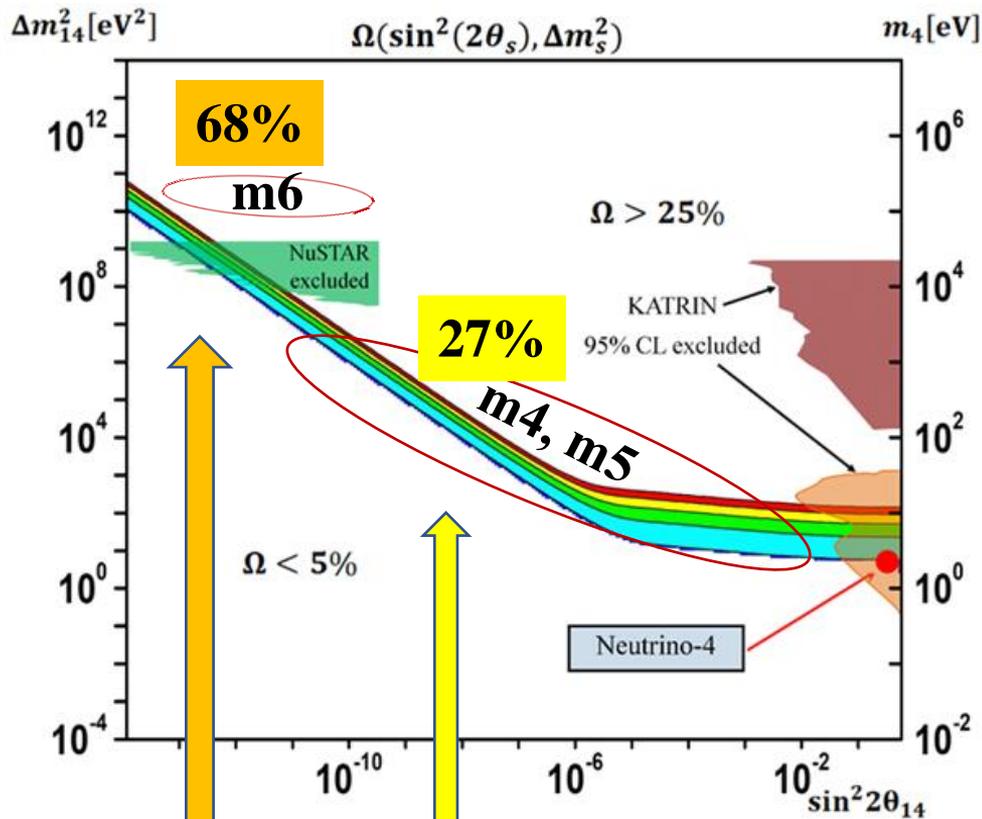
$$E_\gamma = m_{\nu_s} / 2$$

Тяжелые стерильные нейтрино с очень малыми углами смешивания



Электронные, мюонные и тау стерильные нейтрино – m_4 , m_5 и m_6 .
 Какая иерархия масс?

Тёмная материя и тёмная энергия

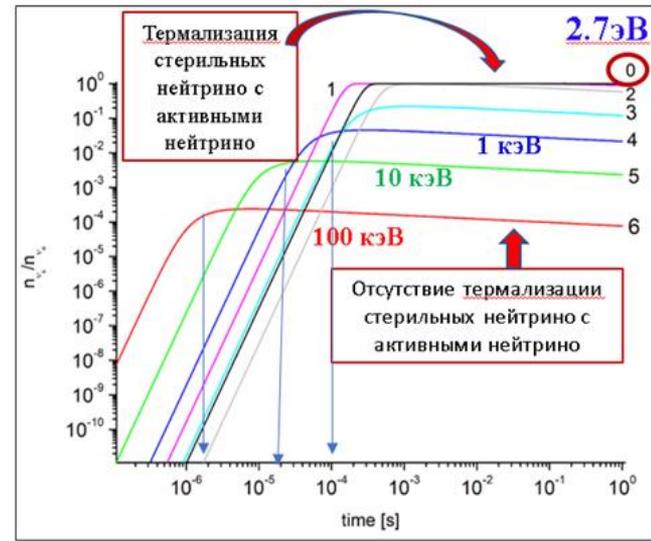
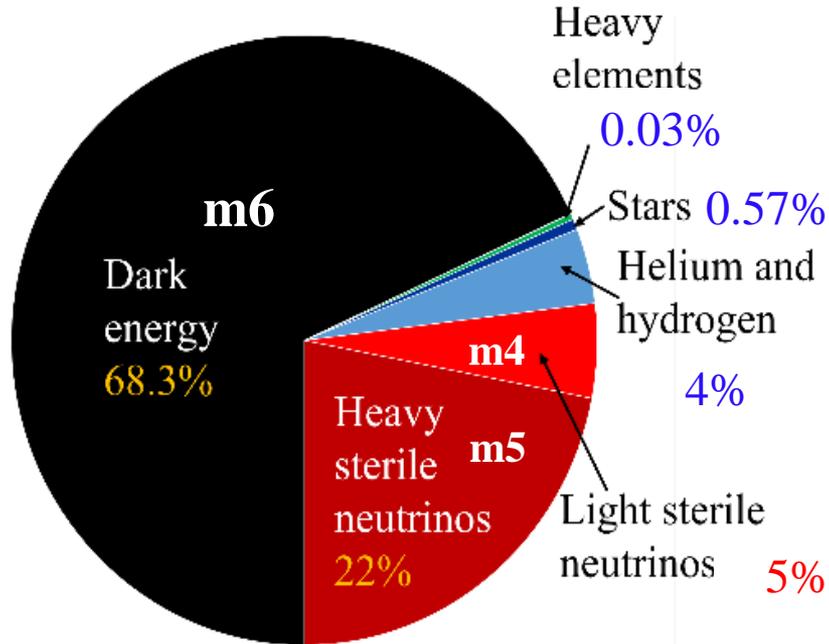


тёмная энергия

тёмная материя

Электронные, мюонные и тау стерильные нейтрино – m_4, m_5 и m_6 .
Какая иерархия масс?

Общая картина состава плотности энергии и массы Вселенной



Динамика генерации темной материи
состояла из трех правых нейтрино и
правых антинейтрино.

Тяжелые стерильные (правые) нейтрино с массой
в несколько кэВ могут образовывать структуры за
счет гравитационных сил

В современной Вселенной мы имеем протоны и нейтроны в ядрах, очевидно, что барионное число положительное. Из заряженных лептонов мы имеем электроны в атомах, что свидетельствует о положительной асимметрии в секторе заряженных лептонов, которая компенсируется с избытком отрицательной асимметрией за счёт значительного количества антинейтрино, поэтому $L < 0$

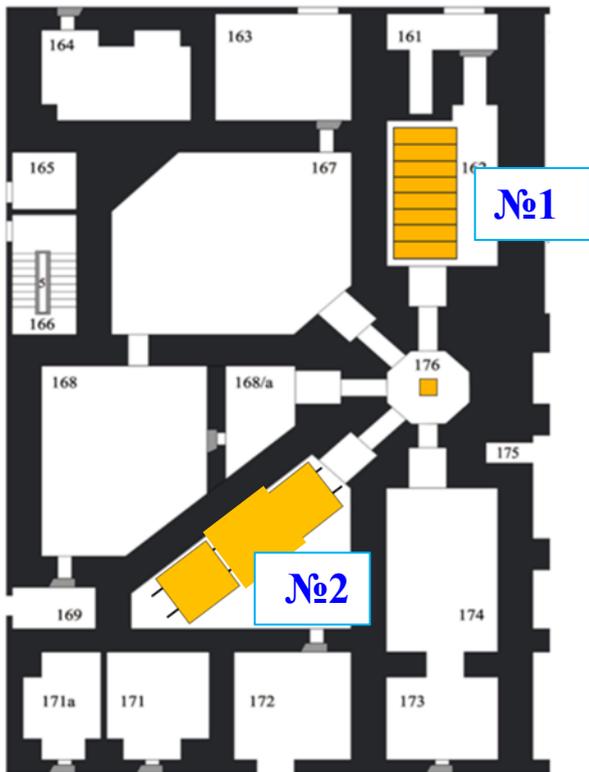
Если протоны и нейтроны сформировали галактики, то нейтрино и антинейтрино сформировали тёмную материю, расположенную на периферии галактик.

Расширение Стандартной Модели необходимо подтвердить с увеличенной экспериментальной точностью.

Это может быть сделано на установка «Бета-распад нейтрона» на реакторе ПИК и установке «НЕЙТРИНО» на реакторе СМ-3

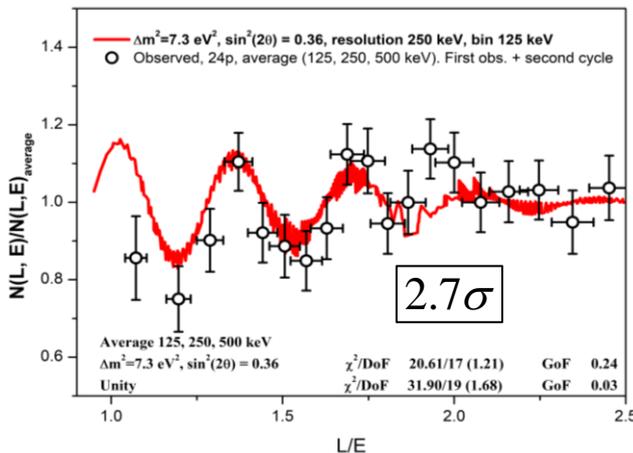
Реактор CM-3

Созданы две нейтринные лаборатории №1 и №2



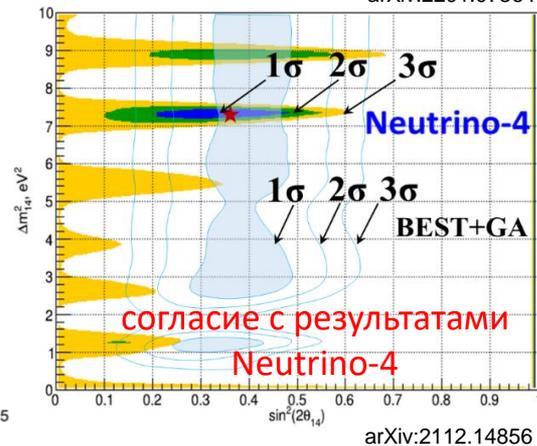
Нейтрино-4

arXiv:2005.05301



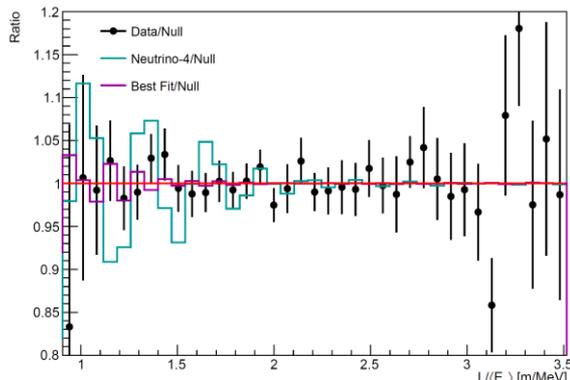
BEST + Галлиевая аномалия

arXiv:2201.07364

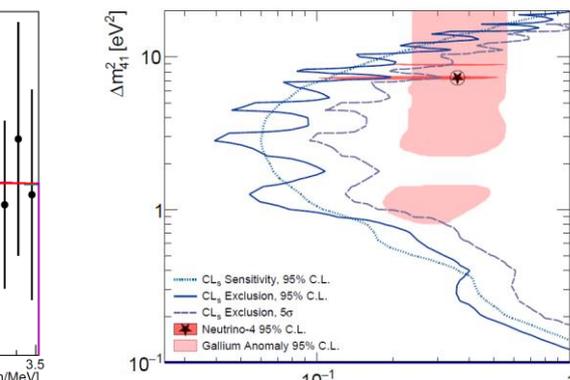


Противоречие с результатами Нейтрино-4 и BEST+GA

Последние результаты PROSPECT



arXiv:2210.07664



arXiv:2406.10408

103

Эксперименты по поиску лёгкого стерильного нейтрино на реакторе СМ-3

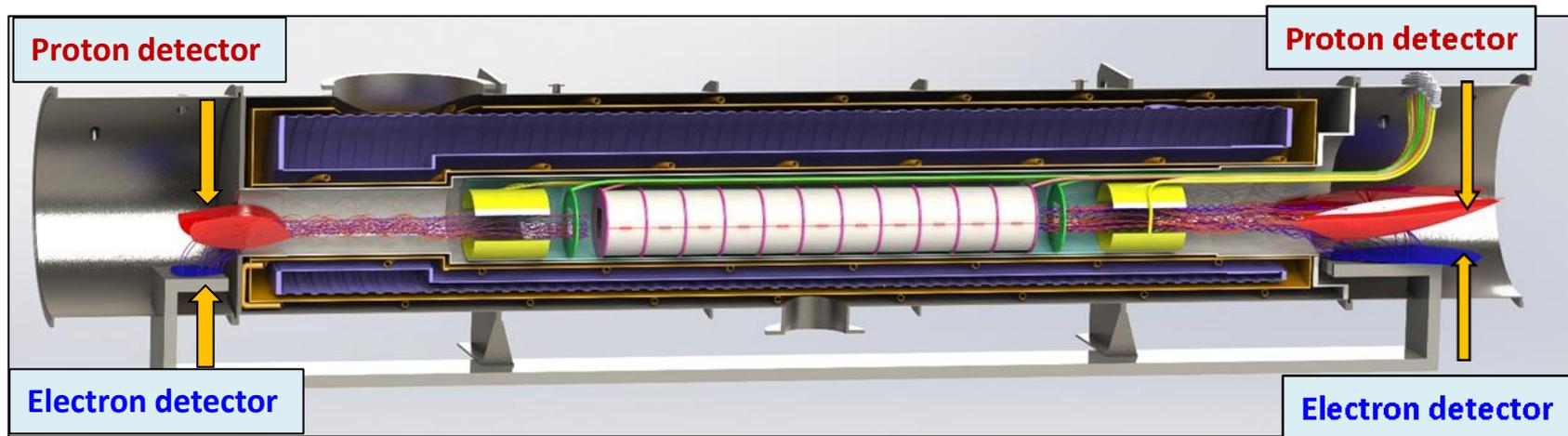
*первая нейтринная
лаборатория на реакторе
СМ-3*



*Завершён монтаж нейтринного
детектора во второй лаборатории
для проведения испытаний*



Проект установки для измерения всех трёх асимметрии распада нейтрона (a , A и B) на реакторе ПИК



Траектории движения электронов отмечены синим цветом, траектории движения протонов отмечены красным цветом. Белый цилиндр находится под потенциалом $+30\text{кВ}$. Жёлтые полуцилиндры – обкладки высоковольтных конденсаторов с потенциалами $\pm 20\text{кВ}$. Зелёные диафрагмы находятся под нулевым потенциалом, поэтому протоны из области распада внутри белого цилиндра под потенциалом $+30\text{кВ}$ ускоряются и могут быть детектированы протонным детектором.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. В результате анализа последних наиболее точных экспериментальных данных распада нейтрона обнаружено, что имеется указание на необходимость расширения СМ введением примеси правого векторного бозона W_R с углом смешивания с W_L : $\zeta = -0.039 \pm 0.014$ и с отношением квадратов масс состояний W_1 и W_2 : $\delta = 0.070 \pm 0.010$ (т. е. $M_{W_R} = 304_{-20}^{+24}$ ГэВ).

2. Смешивание с разным знаком угла для W^+ и W^- приводит к СР-нарушению в барионах и лептонах. В этом природа СР-нарушения.

3. Возможно описание эффектов СР-нарушения в распадах нейтральных мезонов, используя параметры расширенной лево-правой модели: ζ и δ .
асимметрия $A = -2\zeta\delta$

4. Рассмотрено формирование барион-лептонной асимметрии Вселенной в рамках лево-правой модели слабого взаимодействия с СР-нарушением с параметрами ζ и δ .

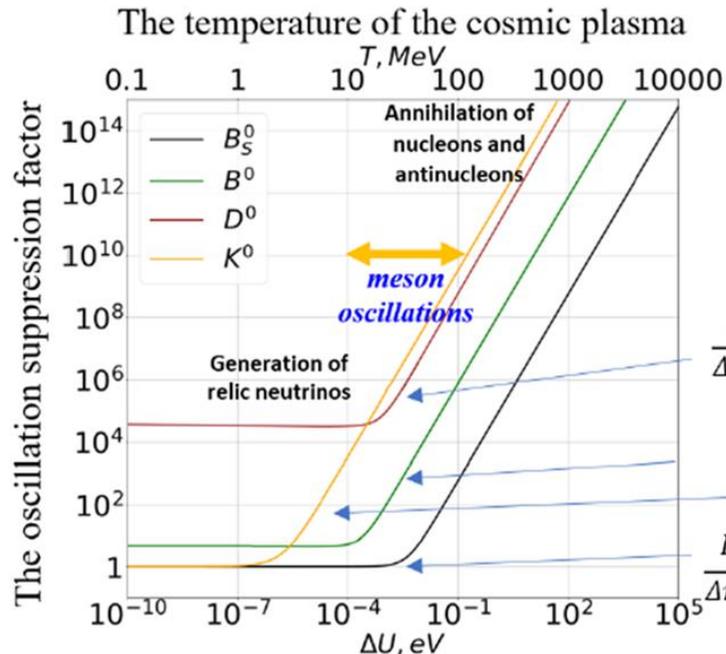
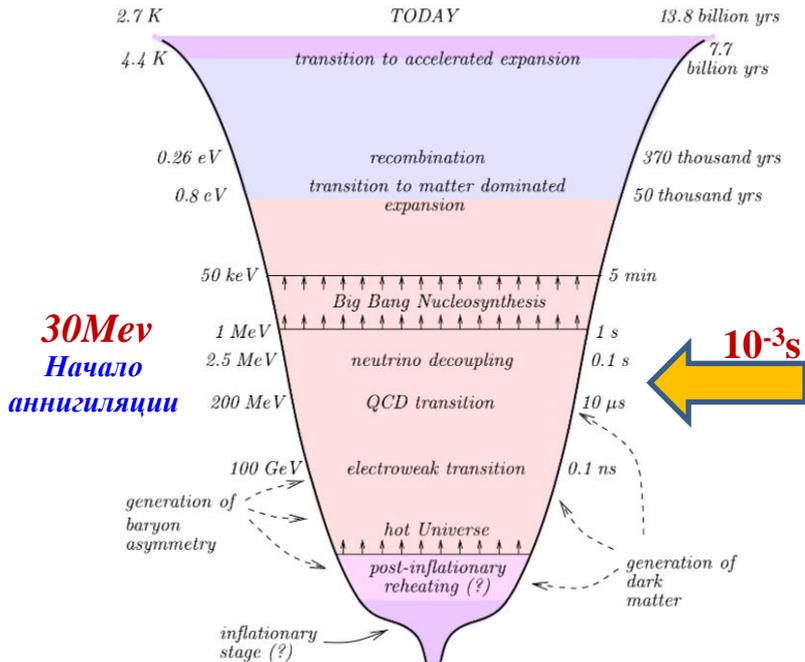
5. Представлен механизм возникновения лептонной асимметрии Вселенной из-за разности потенциалов слабого взаимодействия для частиц и античастиц, которая пропорциональна асимметрии $A = -2\zeta\delta$.

6. Рассмотрено формирование тёмной материи на основе стерильных нейтрино.

Представлено возможное объяснение барион-лептонной асимметрии Вселенной в лево-правой модели слабого взаимодействия

$$A_r^{LR} = -2\delta\zeta = (5.5 \pm 2.1) \times 10^{-3} (2.6\sigma)$$

$$\Delta U \approx \pm 6 \cdot 10^{-23} [ev^{-2}] \cdot T^3 [ev^3]$$



$$\frac{\Gamma_{D^0}}{\Delta m_{D^0}} = 2.5 \cdot 10^2$$

$$\frac{\Gamma_{B^0}}{\Delta m_{B^0}} = 1.3$$

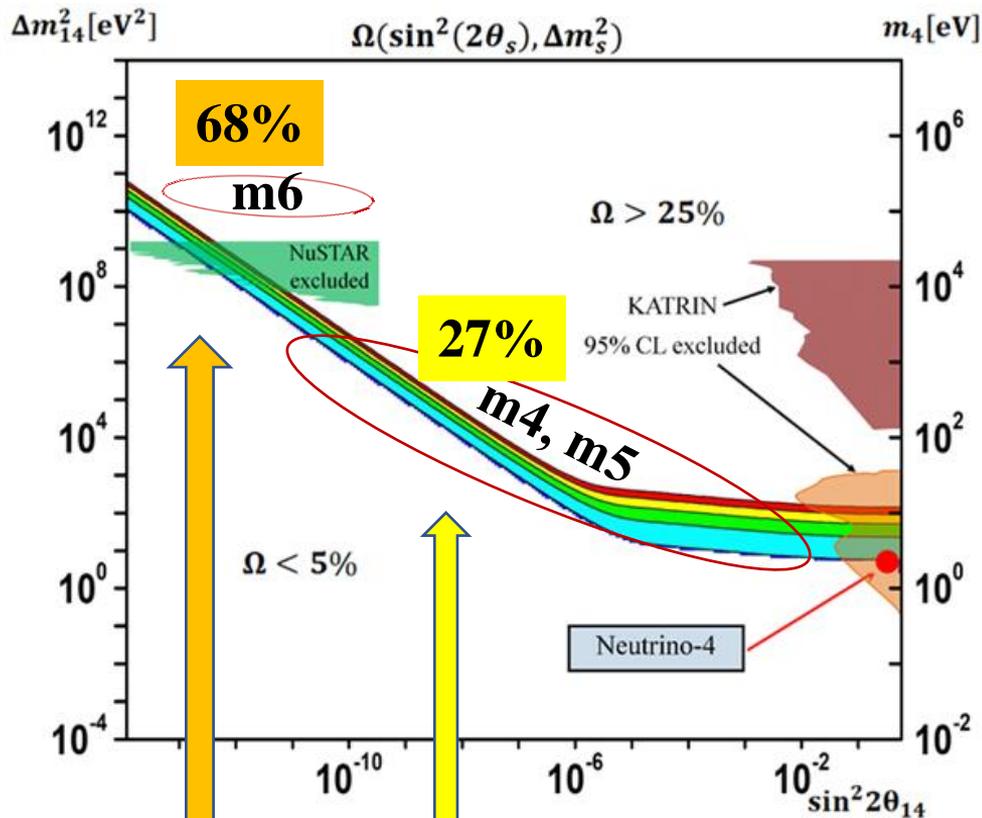
$$\frac{\Gamma_{K^0}}{\Delta m_{K^0}} = 1.1$$

$$\frac{\Gamma_{B_S^0}}{\Delta m_{B_S^0}} = 3.6 \cdot 10^{-2}$$

$$\Delta U \approx \pm A^{LR} \frac{11\zeta(3)}{\pi^2\sqrt{2}} G_f T^3$$

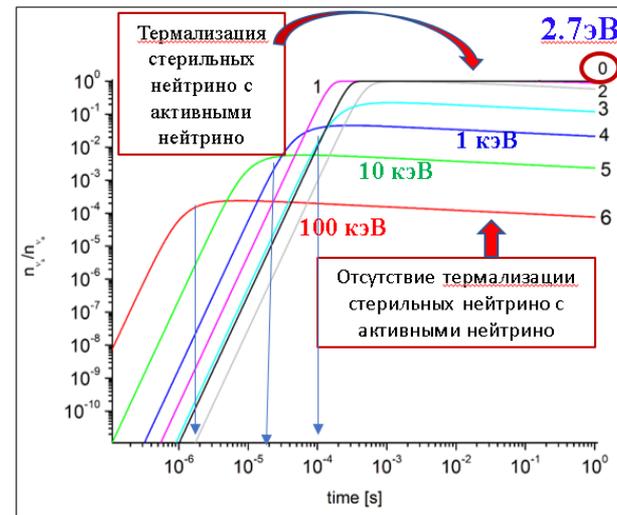
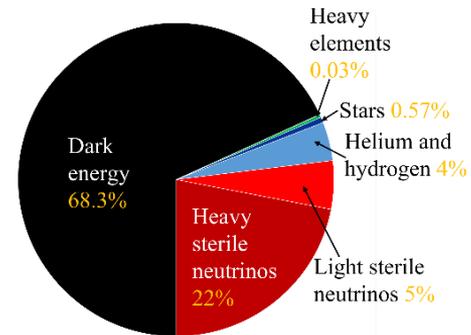
The potential difference of the weak interaction for particles and antiparticles

Тёмная материя и тёмная энергия



тёмная энергия

тёмная материя



Электронные, мюонные и тау стерильные нейтрино – m_4 , m_5 и m_6 .

Какая иерархия масс?

Что произойдет дальше, покажут эксперименты.

*Спасибо за Ваше
внимание*

$$H_{V,A}^N = \bar{e} \gamma_\mu (C_V + C'_V \gamma_5) \nu \cdot \bar{p} \gamma_\mu n - \bar{e} \gamma_\mu \gamma_5 (C_A + C'_A \gamma_5) \nu \cdot \bar{p} \gamma_\mu \gamma_5 n + h.c.$$

$$C_V = g_V \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} (1 - 2\zeta + \delta), \quad C'_V = g_V \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} (1 - \delta)$$

$$|C_V|^2 + |C'_V|^2 = |g_V G_F V_{ud}|^2 (1 - \zeta)^2 (1 + (\delta - \zeta)^2)$$

$$C_A = g_A \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} (1 + 2\zeta + \delta), \quad C'_A = g_A \frac{G_F V_{ud}}{\sqrt{2}} (1 - \delta)$$

$$|C_A|^2 + |C'_A|^2 = |g_A G_F V_{ud}|^2 (1 + \zeta)^2 (1 + (\delta + \zeta)^2)$$

Для $0^+ - 0^+$ переходов

Фермиевский

Для распада нейтрона

Гамово-Теллеровский

$$(f\tau)_{00}^{-1} = |M_F|^2 (|C_V|^2 + |C'_V|^2) =$$

$$= |M_F|^2 |g_V G_F V_{ud}|^2 (1 + \zeta)^2 (1 + (\delta + \zeta)^2)$$

$$V_{ud}^+(1 + \zeta) \equiv V_{ud}^{00(V)}$$

$$V_{ud}^{00LR} = V_{ud}^{00(V)} \sqrt{\frac{[1 + (\delta + \zeta)^2]}{1 + \zeta^2}}$$

$$V_{ud}^{00LR} \equiv V_{ud}^{W_1^+ (W_2^+)}$$

$$(f\tau)_n^{-1} = |M_F|^2 (|C_V|^2 + |C'_V|^2) + |M_{GT}|^2 (|C_A|^2 + |C'_A|^2)$$

$$= |M_F|^2 |g_V G_F V_{ud}|^2 (1 - \zeta)^2 (1 + (\delta - \zeta)^2) +$$

$$+ |M_{GT}|^2 |g_A G_F V_{ud}|^2 (1 + \zeta)^2 (1 + (\delta + \zeta)^2), \quad \text{где } |M_F|^2 = 1, |M_{GT}|^2 = 3$$

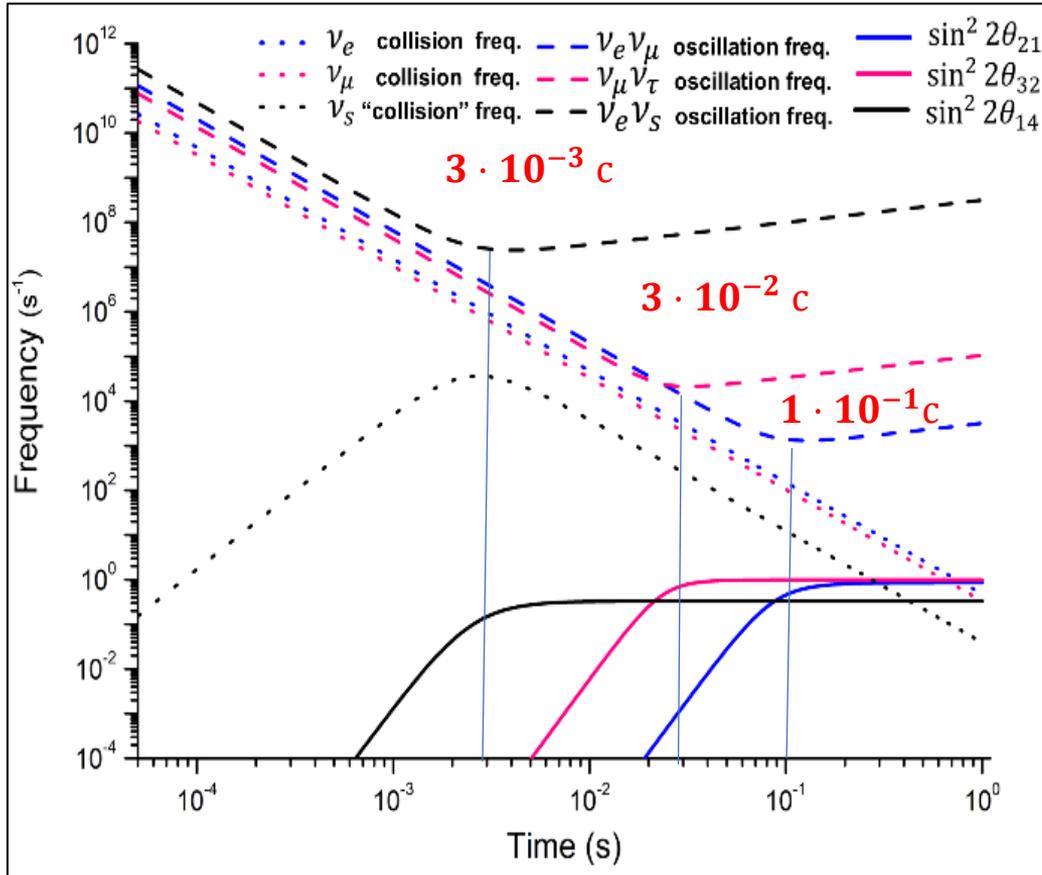
$$(f\tau)_n^{-1} = G_F^2 |g_V|^2 (V_{ud}^{n(V-A)})^2 (1 + 3\lambda_{n,V-A}^2) \times (1 + \zeta^2)^{-1} \left\{ 1 + (\delta^2 + \zeta^2) + 2 \frac{(3\lambda_{n,V-A}^2 - 1)}{(3\lambda_{n,V-A}^2 + 1)} \delta\zeta \right\}$$

$$V_{ud}^-(1 - \zeta) \equiv V_{ud}^{n(V-A)}$$

$$V_{ud}^{nLR} = V_{ud}^{n(V-A)} \times \sqrt{\frac{1 + 3\lambda_{n,V-A}^2}{1 + 3\lambda_{\text{exp},LR}^2} \frac{[1 + (\delta^2 + \zeta^2) + 2 \frac{(3\lambda_{n,V-A}^2 - 1)}{(3\lambda_{n,V-A}^2 + 1)} \delta\zeta]}{(1 + \zeta^2)}}$$

$$V_{ud}^{nLR} \equiv V_{ud}^{W_1^- (W_2^-)}$$

Частота столкновений, частота осцилляций, амплитуда осцилляций, времена заковки нейтрино.



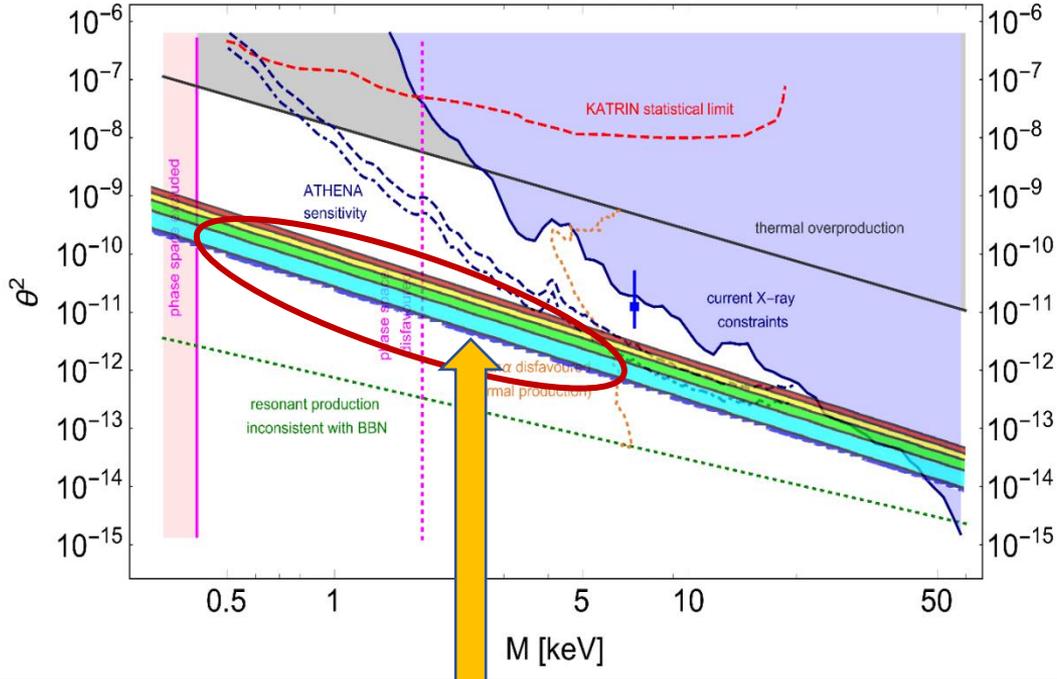
Для стерильного нейтрино заковка происходит при $3 \cdot 10^{-3} \text{ c}$, и температуре плазмы $1.9 \cdot 10^{11} \text{ K}$.

Для тау нейтрино заковка происходит при $3 \cdot 10^{-2} \text{ c}$ и температуре плазмы $6 \cdot 10^{10} \text{ K}$.

Для мюонного нейтрино заковка происходит при $1 \cdot 10^{-1} \text{ c}$ и температуре плазмы $3.3 \cdot 10^{10} \text{ K}$.

Для электронного нейтрино заковка происходит при $2 \cdot 10^{-1} \text{ c}$, и температуре плазмы $2.3 \cdot 10^{10} \text{ K}$.

Астрофизические ограничения



arXiv:1807.07938
PPNP 104, pp. 1-45 (2019)

Письма в ЖЭТФ, том 116, вып. 10, с. 644–658

© 2022 г. 25 ноября

**Результат эксперимента Нейтрино-4 и космологические ограничения
на стерильные нейтрино
(Миниобзор)**

А. П. Серебров¹⁾, Р. М. Самойлов, М. Е. Чайковский, О. М. Жеребцов