

**Анализ экспериментальных данных по
распаду нейтрона на предмет
возможности существования правого
векторного бозона W_R**

А.П. Серебров

НИЦ «Курчатовский институт»

Петербургский институт ядерной физики,

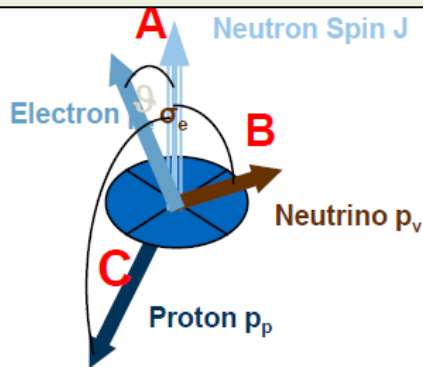
Гатчина, Россия

Семинар ОФВЭ ПИЯФ 14-30 10 октября 2024

Прецизионные исследования распада нейтрона и поиск отклонений от Стандартной модели

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

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



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

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

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

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

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

Neutron lifetime

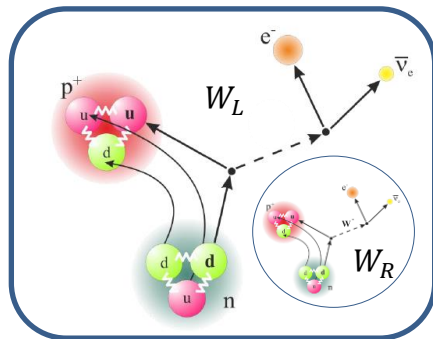
$$\tau^{-1} = G_F^2 |V_{ud}|^2 (1 + 3\lambda^2) \frac{f^R m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7}$$

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

Unitarity CKM

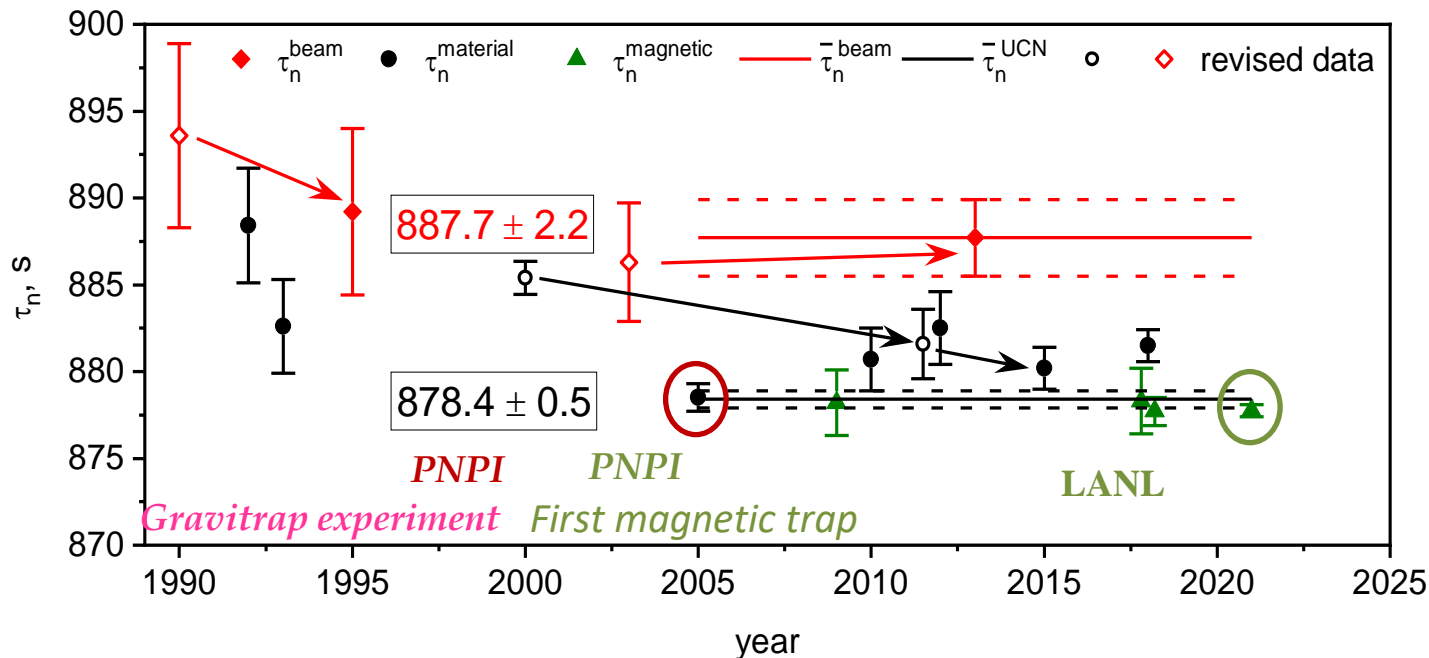
$$\begin{bmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{bmatrix}$$

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



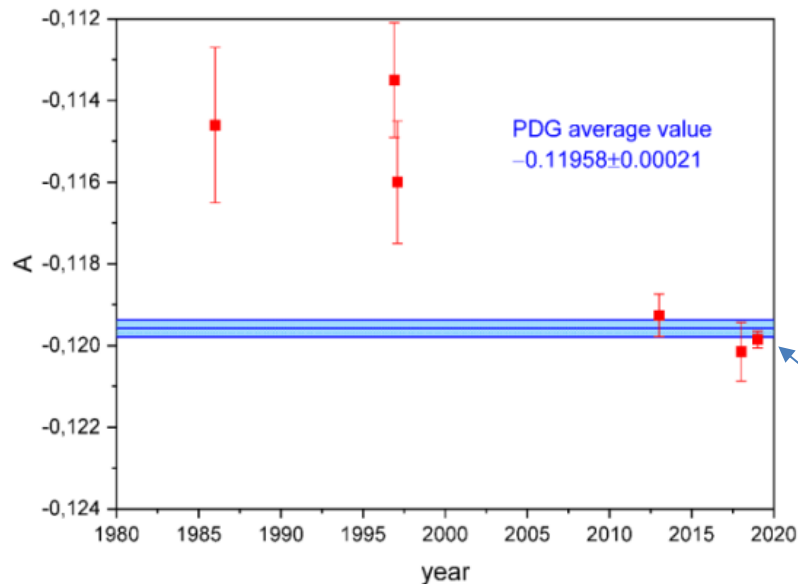
Повышение точности измерений и тенденции изменения времени жизни нейтрона

Время жизни нейтрона



Экспериментальные результаты по времени жизни нейтрона с 1990 года из [8], расхождение между данными 2005 года [9] и данными 2000 года [10], новые результаты магнитной ловушки (отмечены зеленым цветом), которые являются решающими [11-14].

Измерение электронной асимметрии распада нейтрона - A



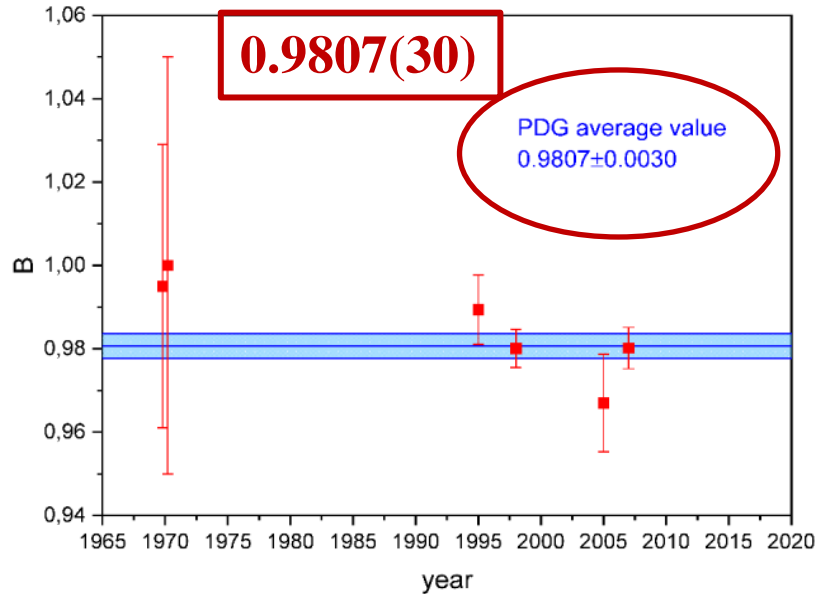
Измерения электронной асимметрии распада нейтрона (A) и усредненный результат PDG [18].

В измерениях электронной асимметрии распада нейтрона существенные изменения точности произошли на установках PERKEO II [16] и PERKEO III [17]. Точность измерений асимметрии распада сначала увеличилась в 3 раза, затем еще в 2,5 раза и в конечном итоге составила 0,17%. При этом абсолютная величина асимметрии распада электронов увеличилась на 2%.

$$\lambda = -1.2757(5)$$

Определяющий результат

Экспериментальные результаты нейтринной асимметрии распада нейтрона B и усредненный результат из PDG



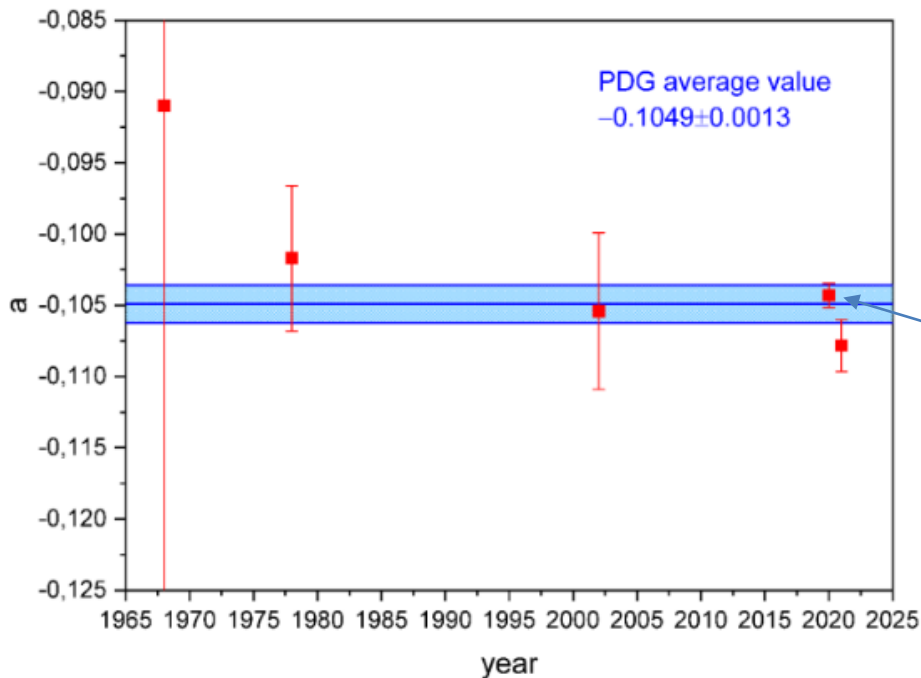
<u>VALUE</u>	<u>DOCUMENT ID</u>
0.9807±0.0030 OUR AVERAGE	See the ideogram below
0.9802±0.0034 ±0.0036	SCHUMANN 07
0.967 ±0.006 ±0.010	KREUZ 05
0.9801±0.0046	SEREBROV 98
0.9894±0.0083	KUZNETSOV 95
1.00 ±0.05	CHRISTENSEN70
0.995 ±0.034	EROZOLIM... 70c



Эксперименты ПИЯФ РАН на реакторе ВВР-М и реакторе ИЛЛ

Наконец, и это самое важное для нашего анализа правых токов, мы должны использовать результаты измерений нейтринной асимметрии распада нейтрона, где точность измерений была существенно повышена в 1998 году экспериментом [19]. Результат был позже подтвержден экспериментом [20] с той же точностью. В результате было определено значение нейтринной асимметрии, представленное в PDG [18].

Электронно-нейтринная асимметрия распада нейтрона - a



Экспериментальные результаты электронно-нейтринной асимметрии распада нейтрона и усредненный результат из PDG [18].

<u>VALUE</u>	<u>DOCUMENT ID</u>
-0.1049 ± 0.0013 OUR AVERAGE	Error includes scale
$-0.10782 \pm 0.00124 \pm 0.00133$	¹ HASSAN 21
-0.10430 ± 0.00084	BECK 20
-0.1054 ± 0.0055	BYRNE 02
-0.1017 ± 0.0051	STRATOWA 78
-0.091 ± 0.039	GRIGOREV 68

Improved determination of the ν - e angular correlation coefficient a in free neutron decay with the aSPECT spectrometer

M. Beck, F. Ayala Guardia, M. Borg, J. Kahlenberg, R. Muñoz Horta, C. Schmidt, A. Wunderle, and W. Heil

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

R. Maisonobe, M. Simson, T. Soldner, R. Virost, and O. Zimmer

Institut Laue-Langevin, CS 20156, 38042 Grenoble Cedex 9, France

M. Klopff and G. Konrad

Technische Universität Wien, Atominstytut, 1020 Wien, Austria

S. Baeler

Department of Physics, University of Virginia, Charlottesville, VA 22904, USA and

Oak Ridge National Lab, Bethel Valley Road, Oak Ridge, TN 37831, USA

F. Glück

Institut für Kernphysik (IKP), Karlsruhe Institute of Technology (KIT), 76344

Eggenstein-Leopoldshafen, Germany

U. Schmidt

Physikalisches Institut, Universität Heidelberg, 69120 Heidelberg, Germany

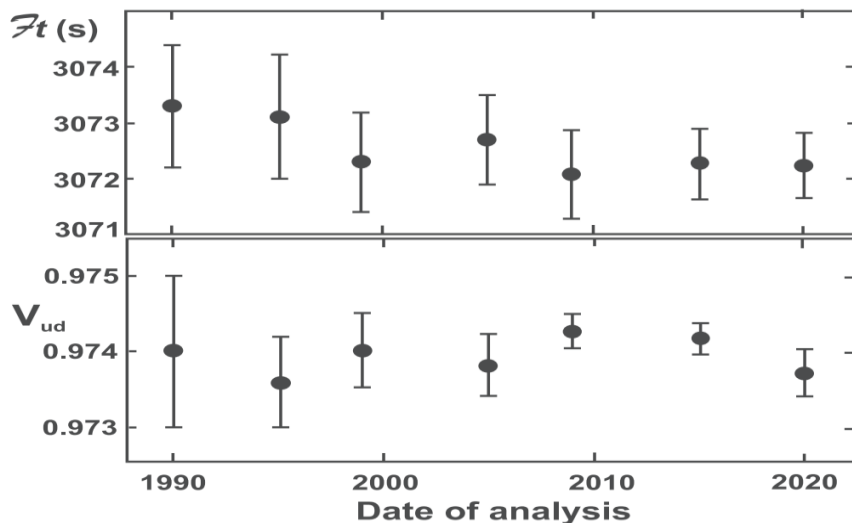
(Dated: June 9, 2020)

**Данные экспериментов с ядерными
сверхразрешенными $0^+ - 0^+$ переходами и
унитарность матрицы СКМ**

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

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

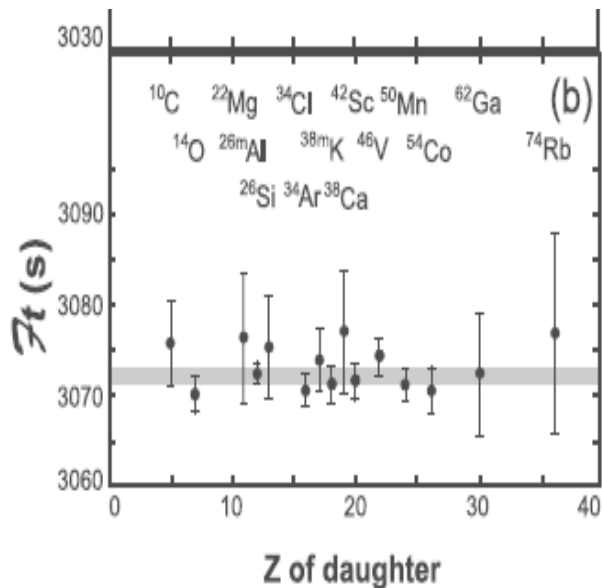
Третий элемент верхней строки, $|V_{ub}|$, очень мал и почти не влияет на тест унитарности. Его значение из оценки Particle Data Group (PDG) равно

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

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

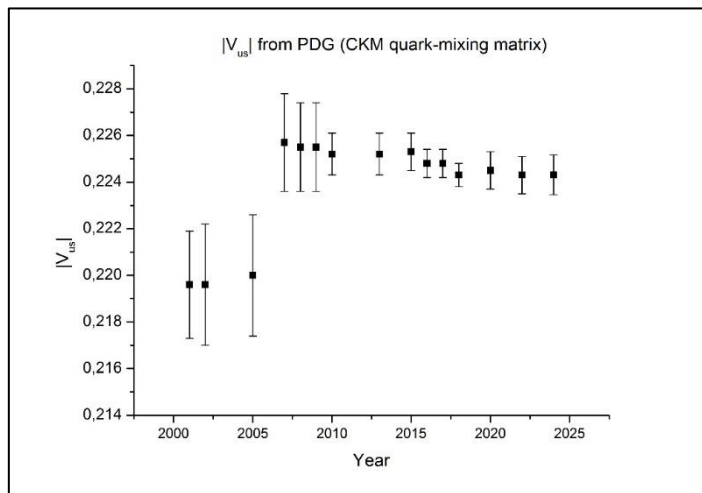


Представлен новый критический обзор всех измерений периода полураспада, энергии распада и отношения ветвления, связанных с 23 сверхразрешенными $0^+ \rightarrow 0^+$. Их среднее значение Ft в сочетании со временем жизни мюона дает элемент смешивания кварков вверх-вниз матрицы Кабиббо-Кобаяши-Маскавы, $V_{ud} = 0,97373 \pm 0,00031$. 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} from the unitarity of the CKM matrix

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

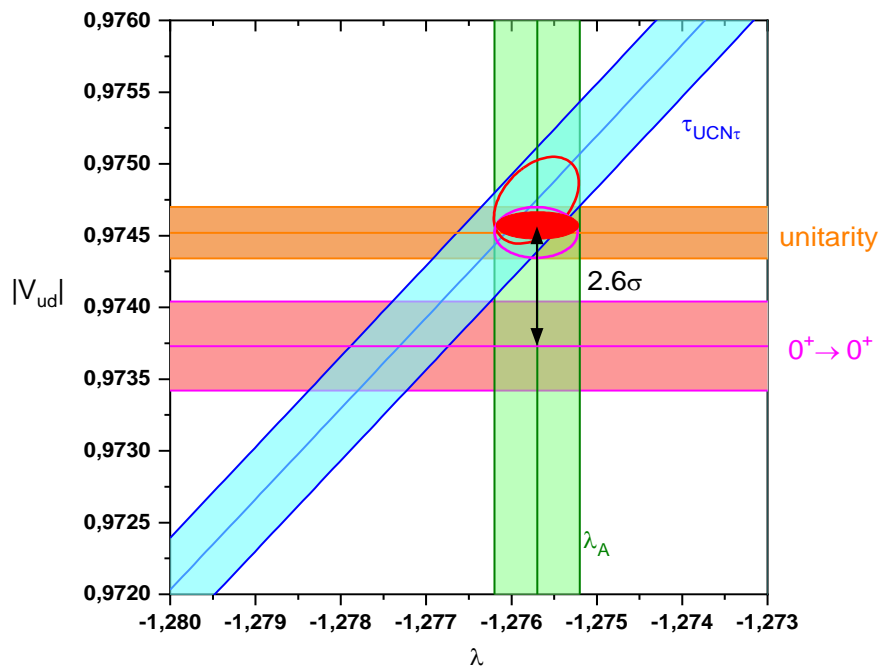
Однако матричный элемент V_{ud}^{00} из $0^+ - 0^+$ бета-распадов отличается

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

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

**Несоответствия экспериментальных
результатов
с $V-A$ теорией
слабого взаимодействия**

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

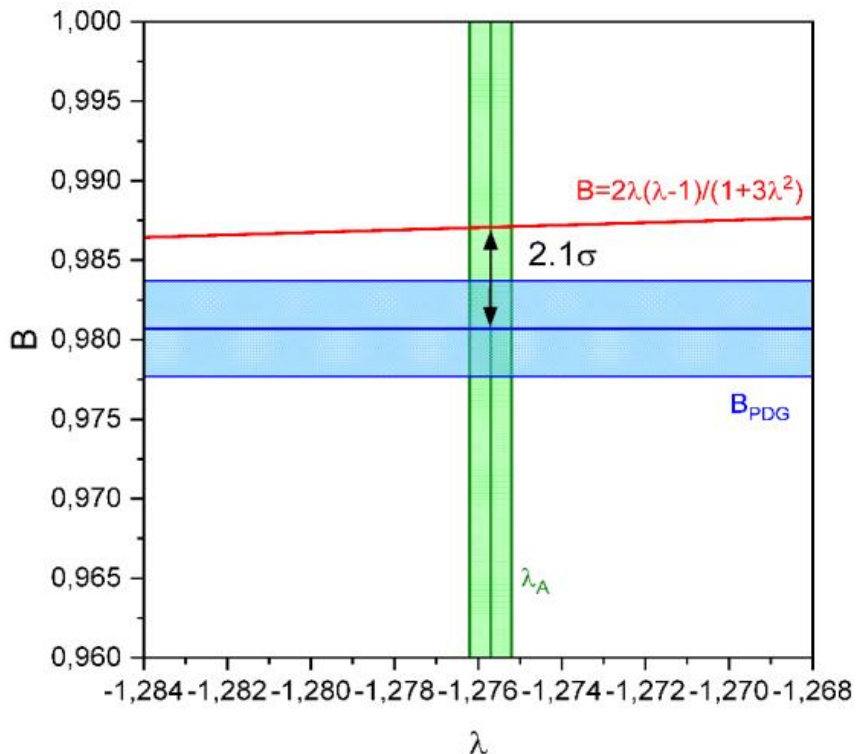


Зависимость элемента матрицы смешивания кварков V_{ud} от λ , рассчитанная с использованием формул СКМ из распада нейтрона, из экспериментов с ферми-сверхразрешенными ядерными переходами $0^+ - 0^+$ и из унитарности матрицы СКМ с использованием V_{us} измерений [18].

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

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 .

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

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

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

Описание экспериментальных результатов в рамках V-A варианта теории

оказывается неудовлетворительным,

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

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

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

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

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

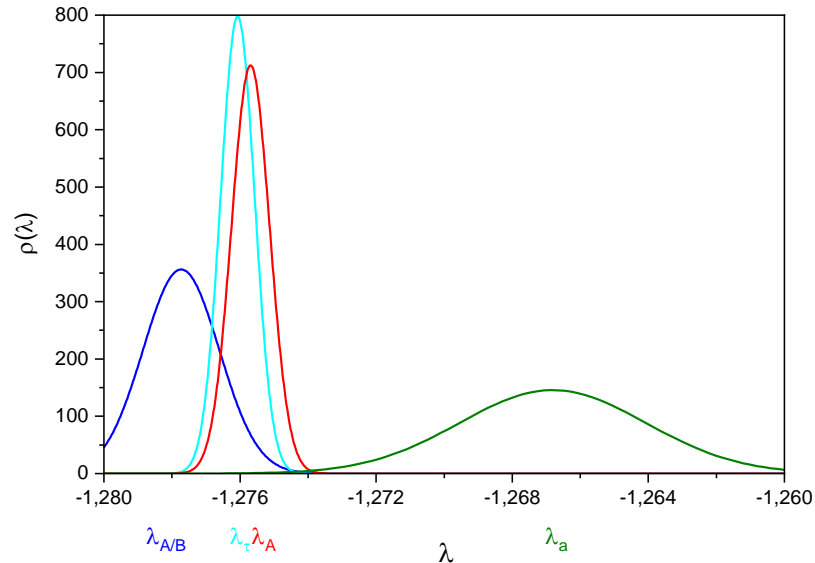
$$\tau_{\text{exp}} = 877.75(35)$$

$$a_{\text{exp}} = -0.10402(82)$$

$$A_{\text{exp}} = -0.11958(21)$$

$$B_{\text{exp}} = 0.9807(30)$$

$$V_{ud}^{\text{unit}} = 0,97452(18)$$



Результаты вычисления значения параметра $\lambda = G_A / G_V$ в рамках V-A варианта теории слабого взаимодействия из экспериментов для a , A , B и τ не могут быть представлены одним значением.

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

$$W_L = W_1 \cos \zeta + W_2 \sin \zeta$$

$$W_R = e^{-i\omega} (-W_1 \sin \zeta + W_2 \cos \zeta)$$

ω - CP-нарушающая фаза

V-A вариант теории

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

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

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

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

лево-правая манифест модель

$$\tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} = \frac{4905,7}{V_{ud}^2 [1 + x^2 + 3\lambda^2 (1 + y^2)]}$$

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

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

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

где $x = \delta - \zeta$, $y = \delta + \zeta$.

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

$$\tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} = \frac{4905,7}{V_{ud}^2 [1 + x^2 + 3\lambda^2(1 + y^2)]}$$

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

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

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

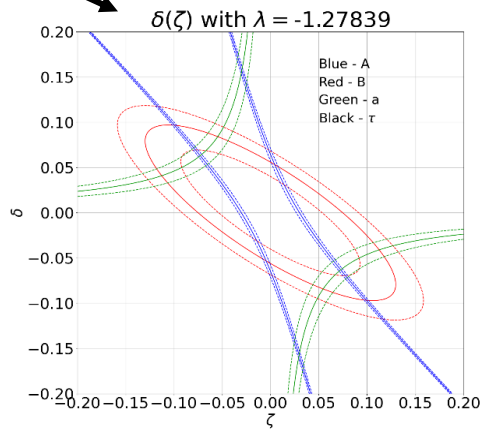
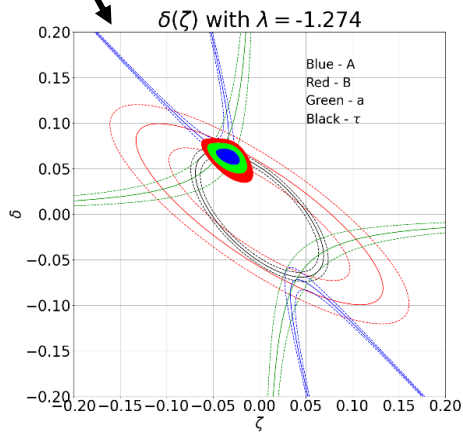
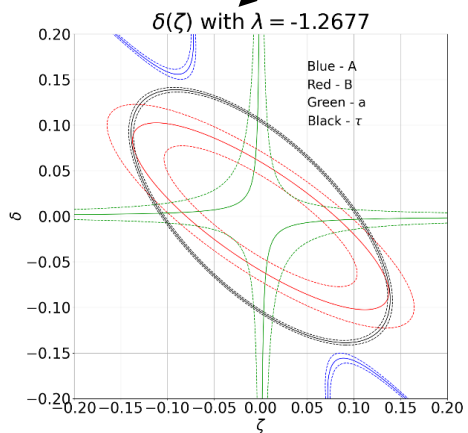
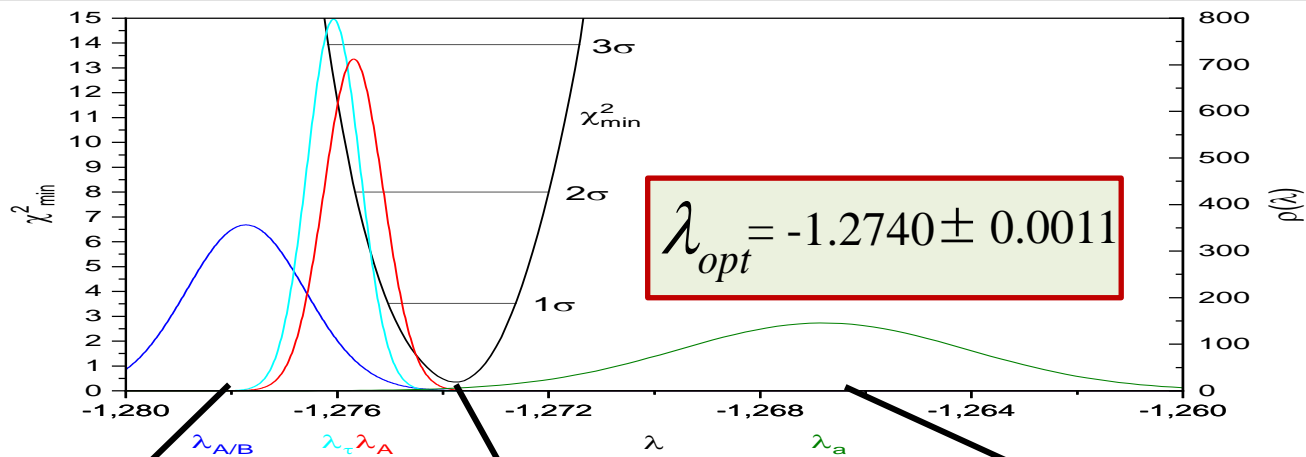
$$\frac{\tau_{\text{exp}} \pm \Delta\tau_{\text{exp}} - \tau_{V-A}}{\tau_{V-A}} \simeq - \left[\delta^2 + \zeta^2 + 2 \frac{(3\lambda^2 - 1)}{(3\lambda^2 + 1)} \delta\zeta \right]$$

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

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

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

Поиск оптимальных значений был сделан с использованием метода χ^2



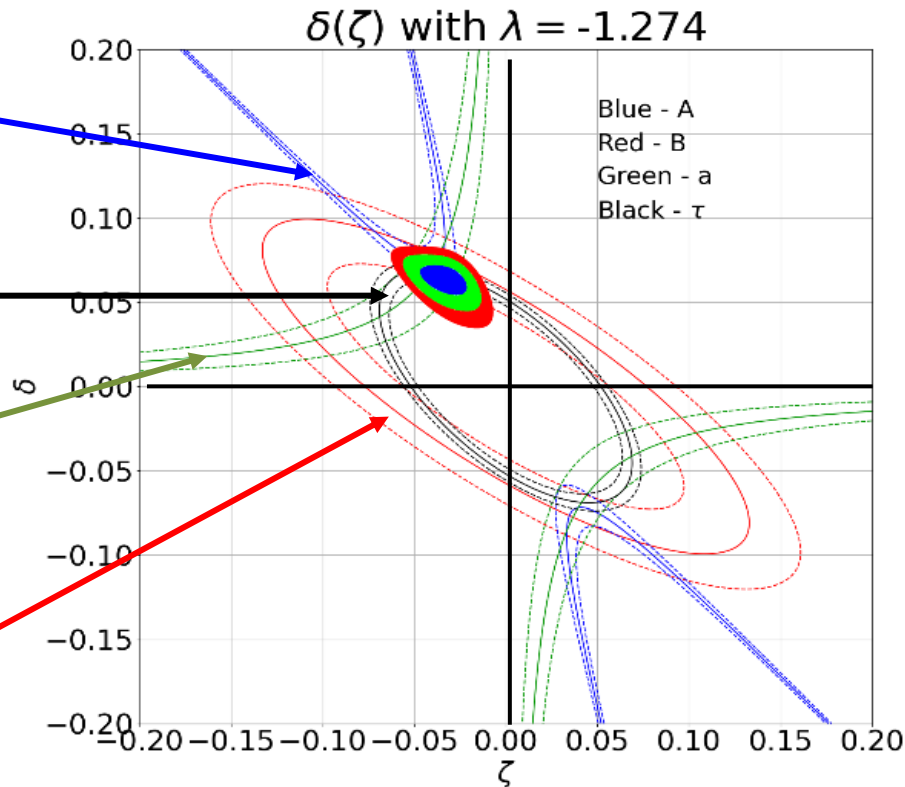
Распад нейтрона в рамках лево-правой манифестной модели смешивания левых и правых векторных бозонов **может быть успешно описан**

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

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

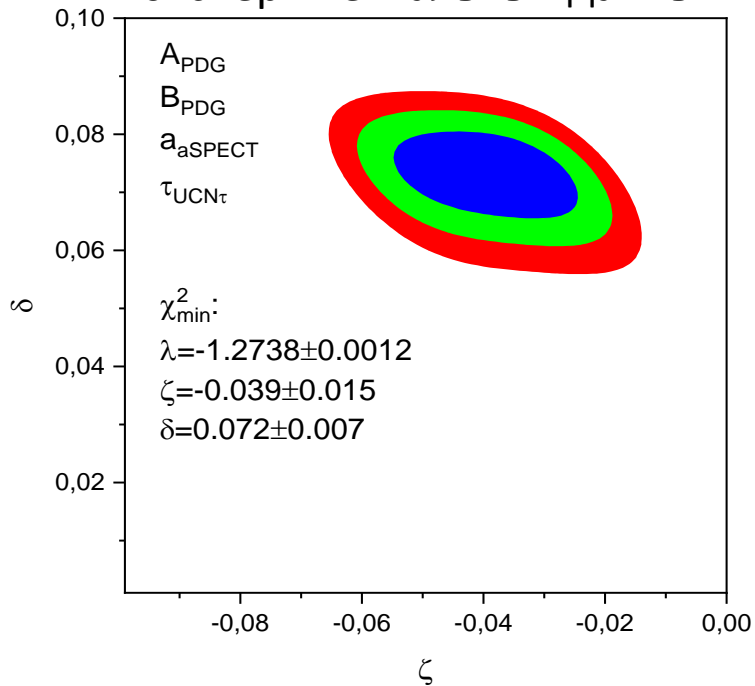
$$\frac{a_{\text{exp}} \pm \Delta a_{\text{exp}} - a_{V-A}}{a_{V-A}} \simeq - \frac{16}{(1-\lambda^2)(1+3\lambda^2)}\delta\zeta$$

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

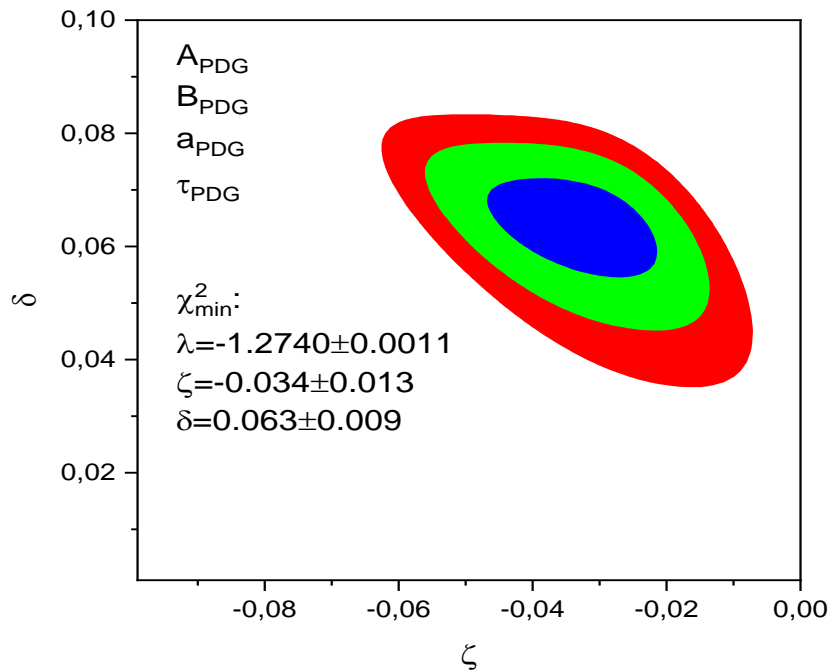


Оптимальные значения параметров δ и ζ , полученные методом χ^2 с использованием экспериментальных данных распада нейтрона для a, A, B и τ

для наиболее точных
экспериментальных данных



для экспериментальных данных PDG



Анализ фермиевских сверхразрешенных $0^+ \rightarrow 0^+$ переходов с учетом влияния правых токов

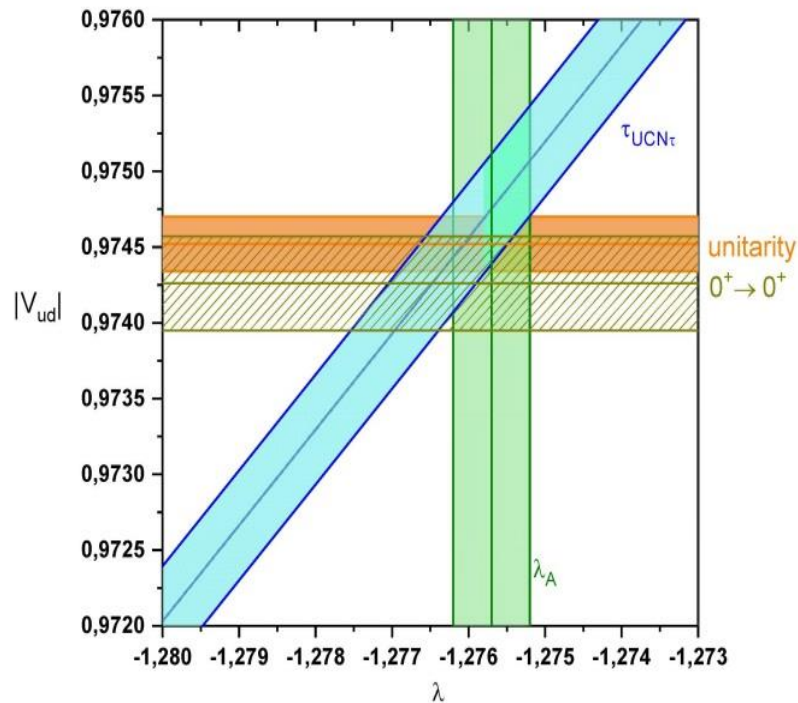
$$(V_{ud}^{00})^2 = (V_{ud,SM}^{00})^2 [1 + (\delta + \zeta)^2]$$

from neutron decay $V_{ud}^n = 0.97477(37)$,

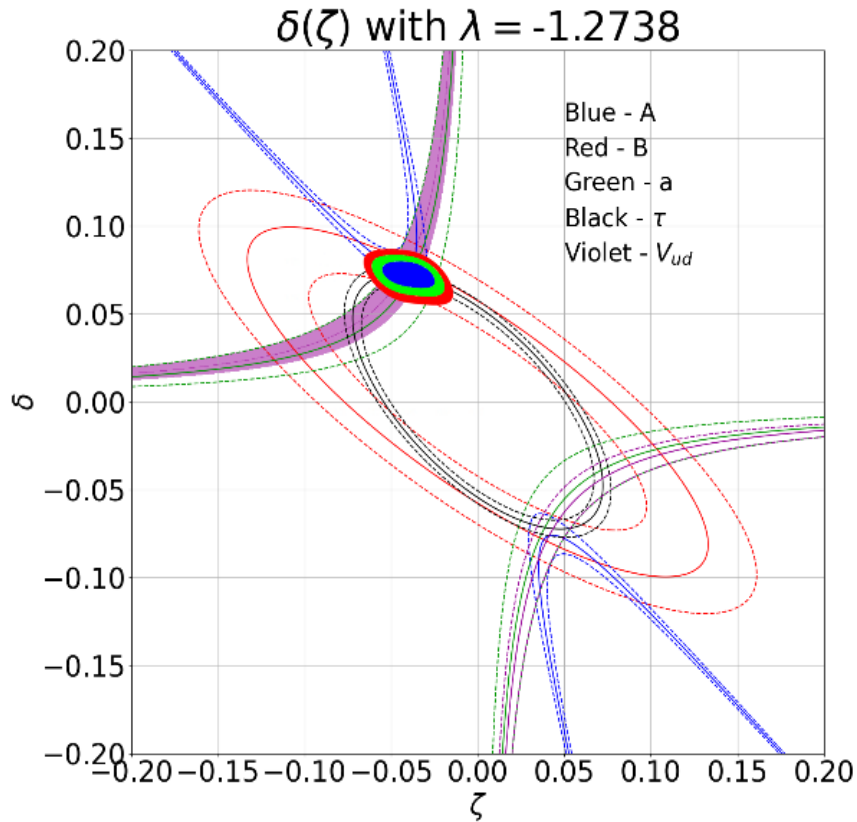
from the unitarity $V_{ud}^{unit} = 0.97452(18)$,

from $0^+ - 0^+$ transitions, $V_{ud}^{00} = 0.97426(31)$

Зависимость матричного элемента смешивания кварков V_{ud} от λ , вычисленная по формулам СМ из распада нейтрона (голубая область). Определение λ из электронной асимметрии распада нейтрона – А (зелёная область). Определение V_{ud} из унитарности СКМ матрицы, используя измерения V_{us} [18] (оранжевая область). **Определение V_{ud} из экспериментов с фермиевскими сверхразрешёнными ядерными $0^+ \rightarrow 0^+$ переходами после введение поправки на оптимальные параметры δ и ζ , полученные в анализе нейтронного распада (заштрихованная область).**



Важно отметить, что совпадение получено при изучении разных объектов - из распада нейтрона и из ядерных переходов



Дополнительно следует отметить, что противоречие, отмеченное в [22] как нарушение унитарности, устранено. Мы объясняем это несоответствие в рамках лево-правой манифест модели.

Зависимость параметра δ от параметра ζ из уравнений (5) для результатов измерения величин a, A, B и τ при значении $\lambda_{\text{опт}} = -1.2738$ с дополнительным анализом для $0^+ - 0^+$ переходов из уравнения (11). Этому дополнительному анализу соответствуют фиолетовые линии.

Учёт точности расчёта радиационных поправок

$$\frac{1}{\tau_n} = \frac{G_F^2 |V_{ud}|^2}{2\pi^3} m_e^5 (1 + 3\lambda_n^2) (1 + RC) f$$

$$f = 1.6887(1)$$

Радиационные поправки в виде множителя $(1 + RC)$ можно представить как произведение $(1 + RC) = (1 + \delta_R)(1 + \Delta_R)$, где вклад

$\delta_R = 0.01505$ возникает в результате обмена или испускания одного фотона исключительно, вклад

$\Delta_R = 0.02381$ – та часть радиационных поправок, которая обусловлена обменом электрослабым бозоном и КХД поправками [24].

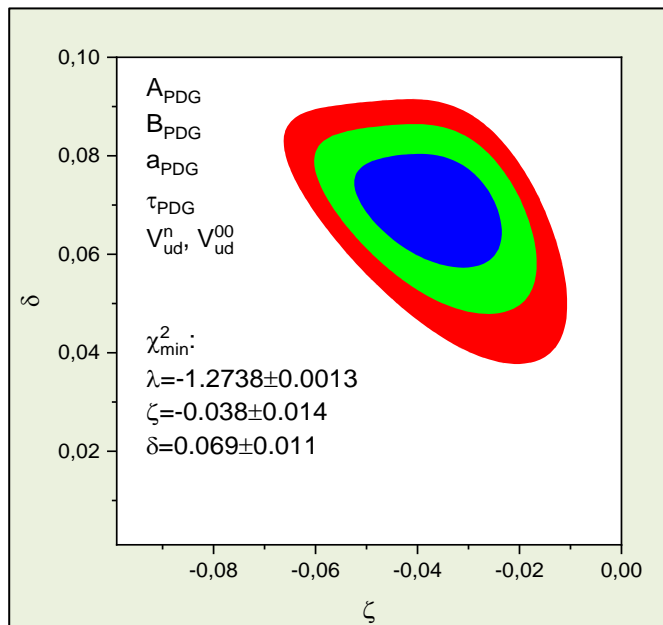
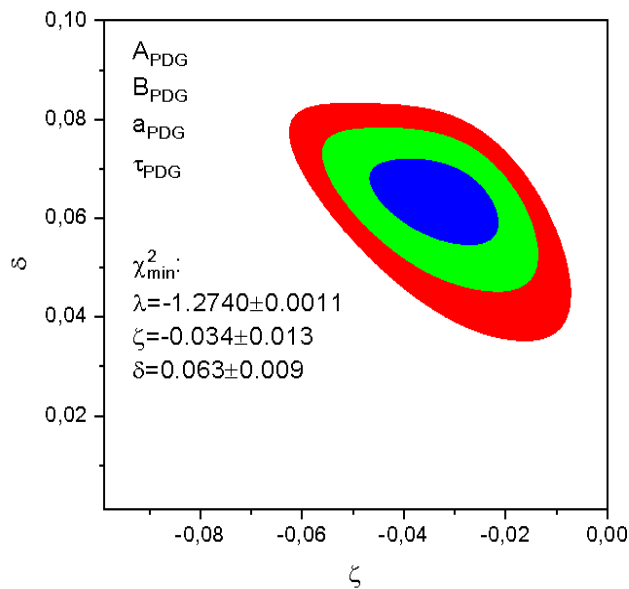
Таблица радиационных поправок к времени жизни нейтрона и корреляционным коэффициентам асимметрий распада нейтрона в процентах.

Величина	Ошибка эксперимента %	Поправка %	Ошибка поправки %	Работа
τ_n	0.040	3.947	0.032	[32]
A	0.176	-0.100	0.01	[16]
a	0.788	0.005	0.005	[35]
B	0.306	<0.1	<0.1	[24]

Учёт точности условия унитарности

В проведённом выше анализе пока не была учтена точность определения V_{ud}^{unit} из экспериментов со странными и очарованными мезонами $V_{ud}^{unit} = \sqrt{1 - V_{us}^2 - V_{ub}^2} = 0.97452$ (18).

Поэтому был проведён **завершающий анализ**, учитывающий точность расчёта радиационных поправок для времени жизни нейтрона и точность определения V_{ud}^{unit} .



**Окончательный
результат
анализа**

Окончательный результат анализа

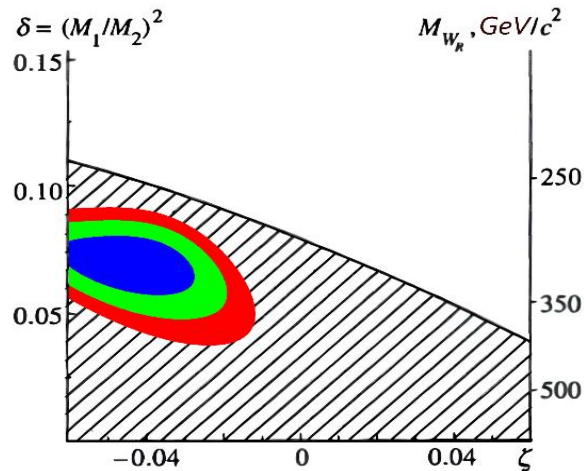
В результате анализа было установлено, что имеются указания на существование правого векторного бозона с массой и углом смешивания

$$M_{W_R} = 304_{-22}^{+28} \text{ GeV}$$

$$\zeta = -0.038 \pm 0.014.$$

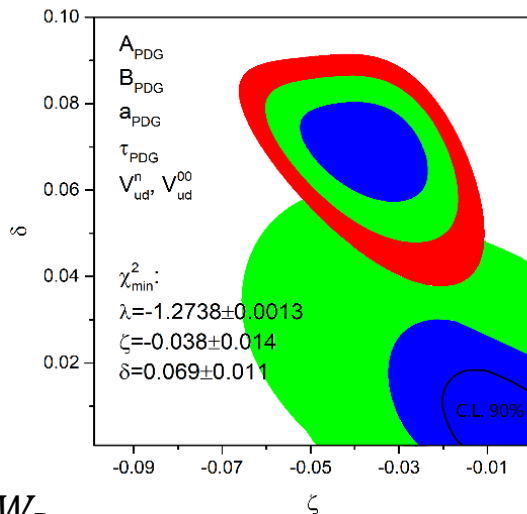
Сравнение с ограничениями на массу W_R и угол смешивания, которые были получены ранее - в 1998 году в работе [19] и в 2012 году в работе [36].

Наша работа 1998 г. в [19]



Сравнение ограничений на массу W_R и угол смешивания, которые были получены ранее в работе [19] (заштрихованная область С.Л. 90%).

Более точные ограничения на массу W_R и угол смешивания были получены в распаде мюона:



$M_{W_R} > 592 \text{ GeV (90\% CL)}$.

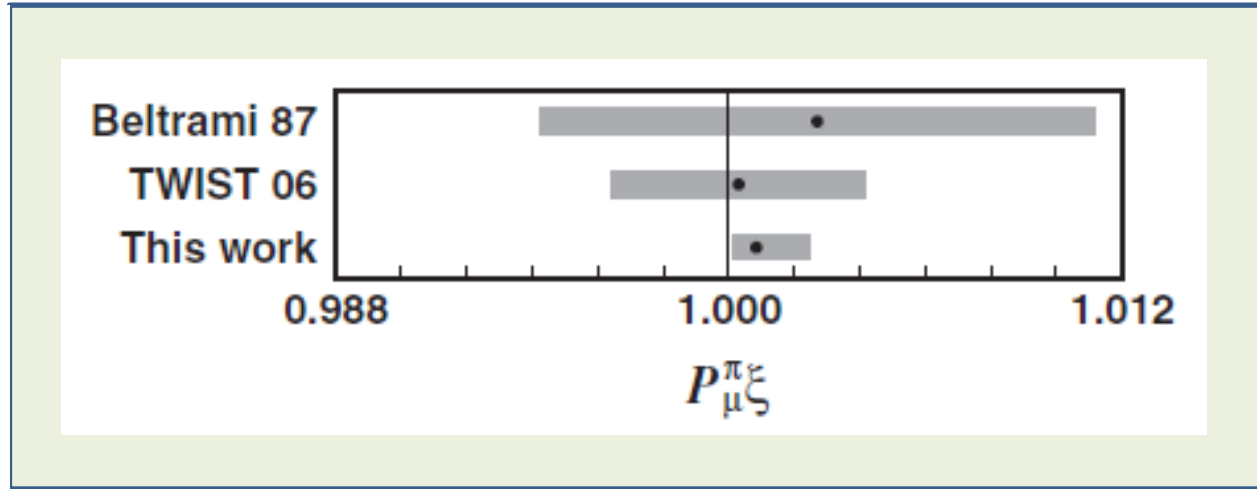
$-0.020 < \zeta < +0.017 \text{ (90\% CL)}$

Разрешенные области $1\sigma, 2\sigma$ для массы W_R и угла смешивания ζ в модели LRS из работы [36].

Precise measurement of parity violation in polarized muon decay

J.F. Bueno,^{1,*} R. Bayes,^{2,†} Yu. I. Davydov,^{2,‡} P. Depommier,³ W. Faszler,² C.A. Gagliardi,⁴ A. Gaponenko,^{5,8} D.R. Gill,²
 A. Grossheim,² P. Gumpfinger,² M.D. Hasinoff,¹ R.S. Henderson,² A. Hillairet,^{2,||} J. Hu,^{2,§} D.D. Koetke,⁶
 R.P. MacDonald,⁵ G.M. Marshall,² E.L. Mathie,⁷ R.E. Mischke,² K. Olchanski,² A. Olim,^{2,**} R. Openshaw,²
 J.-M. Poutissou,² R. Poutissou,² V. Selivanov,⁸ G. Sheffer,² B. Shin,^{2,††} T.D.S. Stanislaus,⁶ R. Tacik,⁷ and R.E. Tribble⁴

(TWIST Collaboration)

¹University of British Columbia, Vancouver, British Columbia, V6T 1Z1, Canada²TRIUMF, Vancouver, British Columbia, V6T 2A3, Canada³University of Montreal, Montreal, Quebec, H3C 3J7, Canada⁴Texas A&M University, College Station, Texas 77843, USA⁵University of Alberta, Edmonton, Alberta, T6G 2J1, Canada⁶Valparaiso University, Valparaiso, Indiana 46383, USA⁷University of Regina, Regina, Saskatchewan, S4S 0A2, Canada⁸Kurchatov Institute, Moscow, 123182 Russia

We present a new high precision measurement of parity violation in the weak interaction, using polarized muon decay. The TWIST Collaboration has measured $P_{\mu}^{\pi} \xi$, where P_{μ}^{π} is the polarization of the muon in pion decay and ξ describes the intrinsic asymmetry in muon decay. We find $P_{\mu}^{\pi} \xi = 1.00084 \pm 0.00029(\text{stat.})_{-0.00063}^{+0.00165}(\text{syst.})$, in good agreement with the standard model prediction of $P_{\mu}^{\pi} = \xi = 1$. Our result is a factor of 7 more precise than the pre-TWIST value, setting new limits in left-right symmetric electroweak extensions to the standard model.

**Ограничения на гипотетический векторный бозон W' ,
полученные в ускорительных экспериментах**

Вместе с тем в PDG имеются значительно более сильные ($>6\text{ТэВ}$) ограничения на гипотетический векторный бозон W' , полученные в ускорительных экспериментах. Следует различать эти ограничения и не случайно они находятся в разных подразделах в PDG. Дело в том, что ограничения на массу W_R могут быть получены в распаде нейтрона и ядер, эти исследования являются методом прецизионных измерений альтернативным коллайдерным исследованиям.

Ограничения на гипотетический векторный бозон W' получены в ускорительных экспериментах. Они означают, что не обнаружено каких-либо резонансов для событий, в которых мог бы проявиться гипотетический векторный бозон W' с соответствующей массой. Однако, в коллайдерных экспериментах достаточно велик уровень фона, что значительно затрудняет поиск особенно узких резонансов. Кроме того, необходимо исследовать значительное число схем для предполагаемых распадов W' . Схема события с участием W_R^\pm предполагает появление n, ν, e^+ или $n, \bar{\nu}, e^-$ при этом детектирование нейтрона является проблематичным, а детектирование нейтрино невозможным. Поэтому не следует отождествлять верхний предел на массу W' с верхним пределом на массу W_R .

See the related review(s):

[W'-Boson Searches](#)

MASS LIMITS for W' (Heavy Charged Vector Boson Other Than W) In Hadron Collider Experiments

Couplings of W' to quarks and leptons are taken to be identical with those of W . The following limits are obtained from $p\bar{p}$ or $p p \rightarrow W'X$ with W' decaying to the mode indicated in the comments. New decay channels (e.g., $W' \rightarrow WZ$) are assumed to be suppressed. The most recent preliminary results can be found in the " W' -boson searches" review above.

VALUE (GeV)	CL%	DOCUMENT ID	TECN	COMMENT
>6000 (CL = 95%) OUR LIMIT				
>2500	95	1 AAD	23AH ATLS	$W' \rightarrow WZ$
none 500-4600	95	2 AAD	23CC ATLS	$W' \rightarrow tb$
>1200	95	3 AAD	23L ATLS	$W' \rightarrow ZX$
none 400-3300	95	4 AAD	23O ATLS	$W' \rightarrow WH$
>4400	95	5 TUMASYAN	23AP CMS	$W' \rightarrow WZ$
>4000	95	6 TUMASYAN	23AP CMS	$W' \rightarrow WH$
none 600-4800	95	7 TUMASYAN	23AW CMS	$W' \rightarrow \tau\nu$
>5700	95	8 TUMASYAN	22AC CMS	$W' \rightarrow e\nu, \mu\nu$
>3900	95	9 TUMASYAN	22D CMS	$W' \rightarrow WZ$
>4000	95	9 TUMASYAN	22D CMS	$W' \rightarrow WH$
none 1000-4000	95	10 TUMASYAN	22J CMS	$W' \rightarrow WZ$
none 500-2000	95	11 TUMASYAN	22R CMS	$W' \rightarrow WZ$
none 1000-3400	95	12 SIRUNYAN	21Y CMS	$W' \rightarrow tb$
>3200	95	13 AAD	20AJ ATLS	$W' \rightarrow WH$
>4300	95	14 AAD	20AT ATLS	$W' \rightarrow WZ$
none 1100-4000	95	15 AAD	20T ATLS	$W' \rightarrow q\bar{q}$
none 1800-3600	95	16 SIRUNYAN	20AI CMS	$W' \rightarrow q\bar{q}$
none 1200-3800	95	17 SIRUNYAN	20Q CMS	$W' \rightarrow WZ$
none 500-3250	95	18 AABOUD	19E ATLS	$W' \rightarrow tb$
>6000	95	19 AAD	19C ATLS	$W' \rightarrow e\nu, \mu\nu$
none 1300-3600	95	20 AAD	19D ATLS	$W' \rightarrow WZ$

**Почему W_R массой ($M_{W_R} = 304_{-22}^{+28}$ GeV) до сих пор не найден на коллайдерах?
Как следует его искать?**

W- и Z-бозоны должны были рождаться в $\tilde{p}p$ -столкновениях:

$$p + \tilde{p} \rightarrow W^{\pm} + X \text{ и } p + \tilde{p} \rightarrow Z + X$$

где X – совокупность других частиц.

Составы протона и антипротона: $p = uud, \tilde{p} = \tilde{u}\tilde{u}\tilde{d}$. **Промежуточные бозоны рождаются в кварк-антикварковом взаимодействии**

$$u + \tilde{d} \rightarrow W^+; \tilde{u} + d \rightarrow W^-; u + \tilde{u} \rightarrow Z; d + \tilde{d} \rightarrow Z$$

Таким образом, остальные два кварка и антикварка при каждом столкновении с рождением бозона, не участвуют в процессе, или другими словами **являются наблюдателями**, и продолжают движение в направлении пучков(в продольном направлении).

При каких энергиях следует искать W_R ? Чему равна пороговая энергия?

Рассмотрим энергии сталкивающихся частиц, которые необходимы для рождения W_L и Z_L .

Массы W_L и Z_L равны приблизительно 80 и 90 ГэВ. Следовательно необходимо достичь такой энергии столкновения. При таких энергиях столкновение протонов происходит через отдельные кварки. Следовательно необходимо, чтобы энергия столкновения кварков была 80-90 ГэВ. Известно, что кварки несут около половины импульса протона, а следовательно один кварк несет **1/6 импульса**. Следовательно, чтобы кварки столкнулись с энергией необходимой для рождения векторных бозонов, необходимо чтобы энергия столкновения протонов была равна **540 ГэВ, или по 270 на каждый протон**.

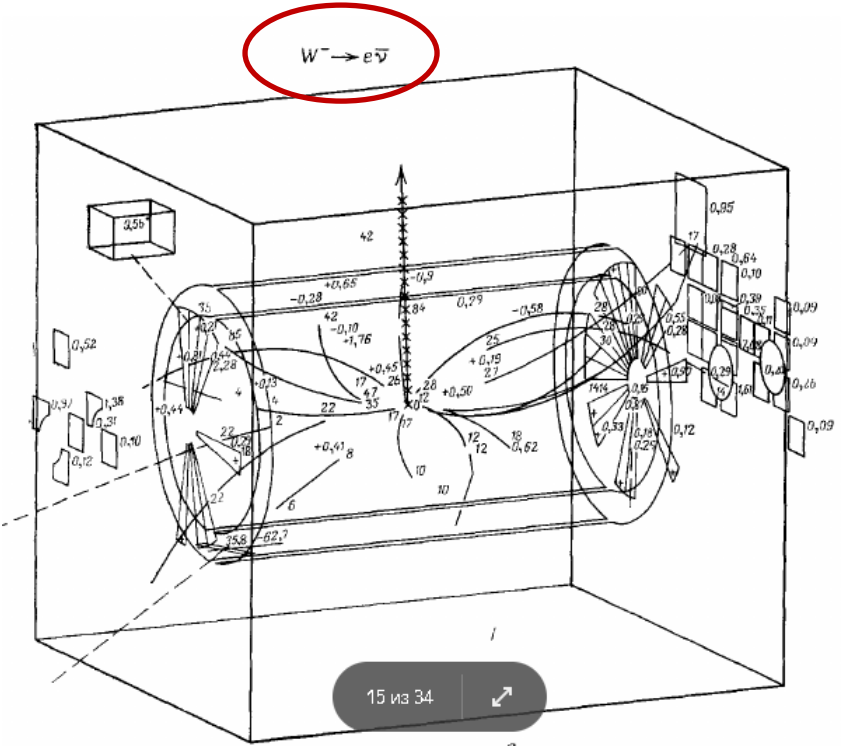
Соответственно для W_R :

Масса W_R равна приблизительно 300 ГэВ. Следовательно, чтобы кварки столкнулись с энергией необходимой для рождения W_R (300ГэВ), необходимо чтобы энергия столкновения протонов была равна **1.8 ТэВ, или по 0.9 ТэВ на каждый протон**.

Картинка из нобелевской лекции Карло Руббиа

В идеальном случае при столкновении двух кварков W бозон родится с энергией $m_W c^2 \approx 80$ ГэВ в состоянии покоя. После чего W распадается на два лептона: $W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e; W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$, которые летят в противоположных поперечных направлениях с одинаковыми импульсами и практически равными энергиями $E(e) \approx E(\nu_e) \approx \frac{m_W c^2}{2} \approx 40$ ГэВ. При этом никаких других частиц, летящих в поперечном направлении быть не должно. Следовательно для регистрации векторного бозона необходимо зарегистрировать поперечный электрон с энергией 40 ГэВ

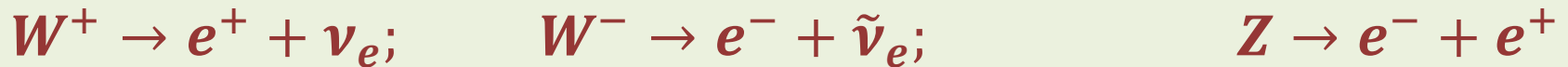
Для Z бозона который распадается на электрон и позитрон, ситуация аналогичная. Необходимо зарегистрировать электрон и позитрон с энергией 45 ГэВ, летящие в противоположные направлениях. При этом других частиц быть не должно.



Проблема фона для W_R

Промежуточные бозоны обладают крайне малым **временем жизни** ($3 * 10^{-25}$ с) и зафиксировать его представляется возможным только по факту распада. В большинстве случаев **промежуточный бозон распадается на пару кварк-антикварк**, которые разлетаются в противоположные стороны. В этом распаде искать W и Z бозоны нецелесообразно **из-за крайне высокого фона**, который образуется при столкновении из частиц наблюдателей.

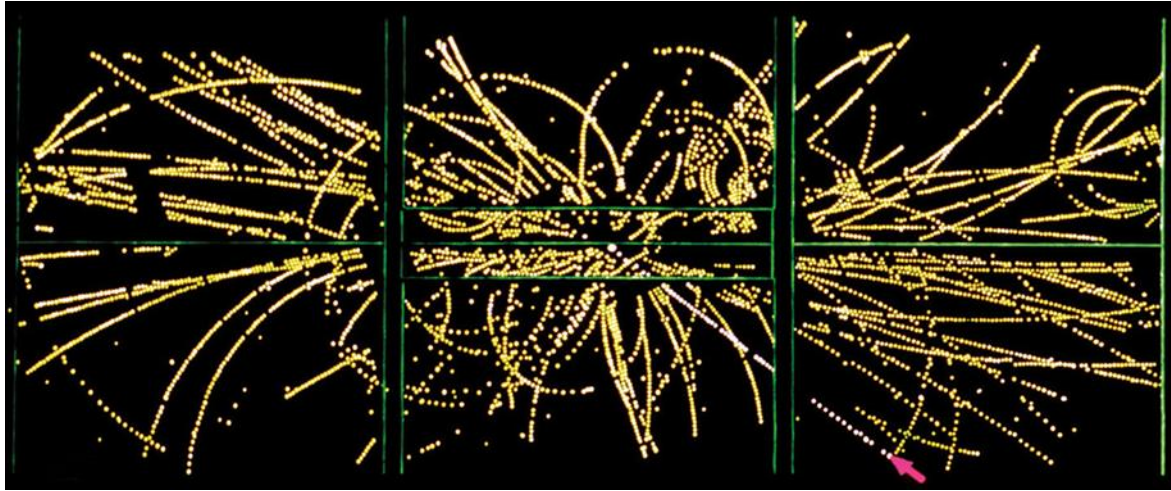
Также существуют распады бозонов на лептоны, **которые вылетают в направлениях перпендикулярных** или близких к ним относительно оси пучка (в поперечном направлении) и поэтому практически не подвержены адронному фону, но они **составляют 10^{-8} и 10^{-9}** от полной вероятности всех процессов в столкновении. Основные лептонные распады это:



Проблема фона усугубляется для W_R , т.к.

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

Найди иголку в стоге сена!



Одно из первых зарегистрированных событий рождения W - бозона. Розовой стрелкой отмечен трек электрона с большим поперечным импульсом, при этом в противоположном направлении присутствуют только мягкие частицы. Следовательно в том направлении вылетела незаряженная частица: нейтрино.

Это один из первых результатов полученных на протон-антипротон столкновении при энергии примерно 540 ГэВ, если точнее 546,630 GeV

На каких коллайдерах искать $W_R(300\text{ГэВ})$?

Электрон-позитронные
столкновения

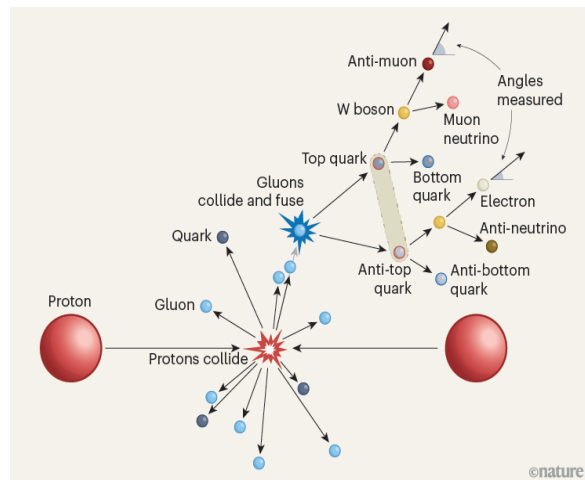
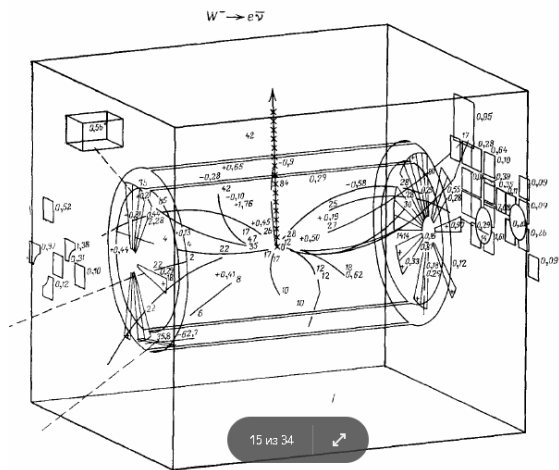
порог 300 ГэВ

Порог $\gg 1.8$ ТэВ

Протон-антипротонные
столкновения

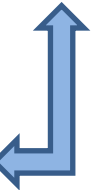
порог 1.8 ТэВ

Протон-протонные
столкновения



На пороге для W_R 300ГэВ

<u>VALUE (GeV)</u>	<u>EVTS</u>	<u>DOCUMENT ID</u>	<u>TECN</u>	<u>COMMENT</u>
80.3692 ± 0.0133		OUR EVALUATION		(AMOROSO 24)
80.4335 ± 0.0094		(AALTONEN 22 CDF)		
80.354 ± 0.023 ± 0.022	2.4M	¹ AAIJ	22C LHCb	$E_{cm}^{pp} = 13$ TeV LHC (CERN)
80.4335 ± 0.0064 ± 0.0069	4.2M	² AALTONEN	22 CDF	$E_{cm}^{pp} = 1.96$ TeV Tevatron (FermiLab)
80.370 ± 0.007 ± 0.017	13.7M	³ AABOUD	18J ATLAS	$E_{cm}^{pp} = 7$ TeV LHC (CERN)
80.375 ± 0.011 ± 0.020	2177k	⁴ ABAZOV	12F D0	$E_{cm}^{pp} = 1.96$ TeV Tevatron (FermiLab)
80.336 ± 0.055 ± 0.039	10.3k	⁵ ABDALLAH	08A DLPH	$E_{cm}^{ee} = 161-209$ GeV LEP (CERN)
80.415 ± 0.042 ± 0.031	11830	⁶ ABBIENDI	06 OPAL	$E_{cm}^{ee} = 170-209$ GeV LEP (CERN)
80.270 ± 0.046 ± 0.031	9909	⁷ ACHARD	06 L3	$E_{cm}^{ee} = 161-209$ GeV LEP (CERN)
80.440 ± 0.043 ± 0.027	8692	⁸ SCHAEEL	06 ALEP	$E_{cm}^{ee} = 161-209$ GeV LEP (CERN)
80.483 ± 0.084	49247	⁹ ABAZOV	02D D0	$E_{cm}^{pp} = 1.8$ TeV Tevatron (FermiLab)
● ● ● We do not use the following data for averages, fits, limits, etc. ● ● ●				
80.520 ± 0.070 ± 0.092		¹⁰ ANDREEV	18A H1	$e^{\pm} p$ HERA (DESY)
80.387 ± 0.012 ± 0.015	1095k	¹¹ AALTONEN	12E CDF	$E_{cm}^{pp} = 1.96$ TeV Tevatron (FermiLab)



Жалко,
что
закрыли

80.367	± 0.013	± 0.022	1677k	12	ABAZOV	12F	D0	$E_{\text{cm}}^{pp} = 1.96 \text{ TeV}$	Tevatron (FermiLab)	
80.401	± 0.021	± 0.038	500k	13	ABAZOV	09AB	D0	$E_{\text{cm}}^{pp} = 1.96 \text{ TeV}$	Tevatron (FermiLab)	
80.413	± 0.034	± 0.034	115k	14	AALTONEN	07F	CDF	$E_{\text{cm}}^{pp} = 1.96 \text{ TeV}$	Tevatron (FermiLab)	
82.87	± 1.82	$^{+0.30}_{-0.16}$	1500	15	AKTAS	06	H1	$e^{\pm} p \rightarrow \bar{\nu}_e(\nu_e) X,$ $\sqrt{s} \approx 300 \text{ GeV}$	HERA (DESY)	
80.3	± 2.1	± 1.2	± 1.0	645	16	CHEKANOV	02C	ZEUS	$e^{-} p \rightarrow \nu_e X, \sqrt{s} =$ 318 GeV	HERA (DESY)
80.433	± 0.079		53841	17	AFFOLDER	01E	CDF	$E_{\text{cm}}^{pp} = 1.8 \text{ TeV}$	Tevatron (FermiLab)	
81.4	$^{+2.7}_{-2.6}$	± 2.0	$^{+3.3}_{-3.0}$	1086	18	BREITWEG	00D	ZEUS	$e^{+} p \rightarrow \bar{\nu}_e X,$ $\sqrt{s} \approx 300 \text{ GeV}$	HERA (DESY)
80.84	± 0.22	± 0.83	2065	19	ALITTI	92B	UA2	See W/Z ratio below	SPS (CERN)	
80.79	± 0.31	± 0.84		20	ALITTI	90B	UA2	$E_{\text{cm}}^{pp} = 546,630 \text{ GeV}$	SPS (CERN)	
80.0	± 3.3	± 2.4	22	21	ABE	89I	CDF	$E_{\text{cm}}^{pp} = 1.8 \text{ TeV}$	Tevatron (FermiLab)	
82.7	± 1.0	± 2.7	149	22	ALBAJAR	89	UA1	$E_{\text{cm}}^{pp} = 546,630 \text{ GeV}$	SPS (CERN)	
81.8	$^{+6.0}_{-5.3}$	± 2.6	46	23	ALBAJAR	89	UA1	$E_{\text{cm}}^{pp} = 546,630 \text{ GeV}$	SPS (CERN)	
89	± 3	± 6	32	24	ALBAJAR	89	UA1	$E_{\text{cm}}^{pp} = 546,630 \text{ GeV}$	SPS (CERN)	
81.	$\pm 5.$		6		ARNISON	83	UA1	$E_{\text{cm}}^{ee} = 546 \text{ GeV}$	SPS (CERN)	
80.	$^{+10.}_{-6.}$		4		BANNER	83B	UA2	Repl. by	SPS (CERN)	

закрыли

**Карло
Рубниа**

ALITTI 90B

Результат на массу W_R , полученный в данной работе следует рассматривать

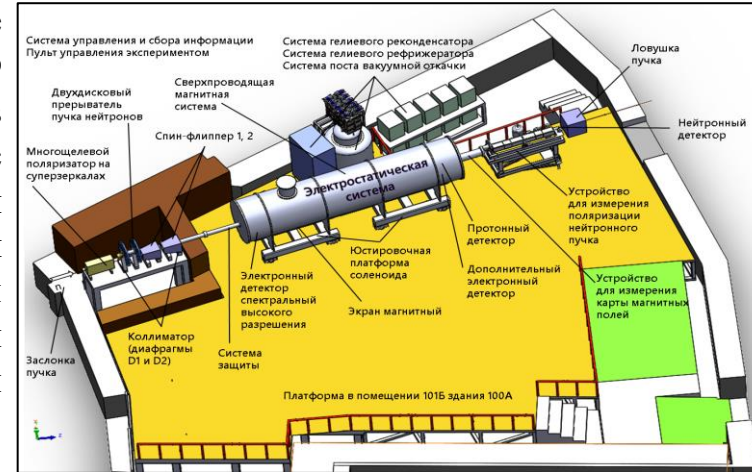
с одной стороны как вызов к экспериментальной физике на коллайдерах и

с другой стороны указывает на необходимость проведения ещё более точных измерений распада нейтрона и его теоретического анализа.

**Перспективы экспериментов
по распаду нейтронов**

Проект установки для измерения нейтринной асимметрии на реакторе ПИК

Возможность дальнейшего увеличения точности измерений в распаде нейтрона существует. На это направлен, например, проект ПИЯФ НИЦ КИ «Бета распад нейтрона» для реактора ПИК [44-46] в котором планируется использовать сверхпроводящий соленоид с длиной пролётной базой для распада нейтрона с целью увеличения статистики событий распада и с магнитной пробкой-коллиматором для выделения направления вылета электрона. Он является развитием эксперимента ПИЯФ РАН 1998 года [19], в нем планируется достижение относительной точности измерений 10^{-3} для нейтринной и электронной асимметрий распада.

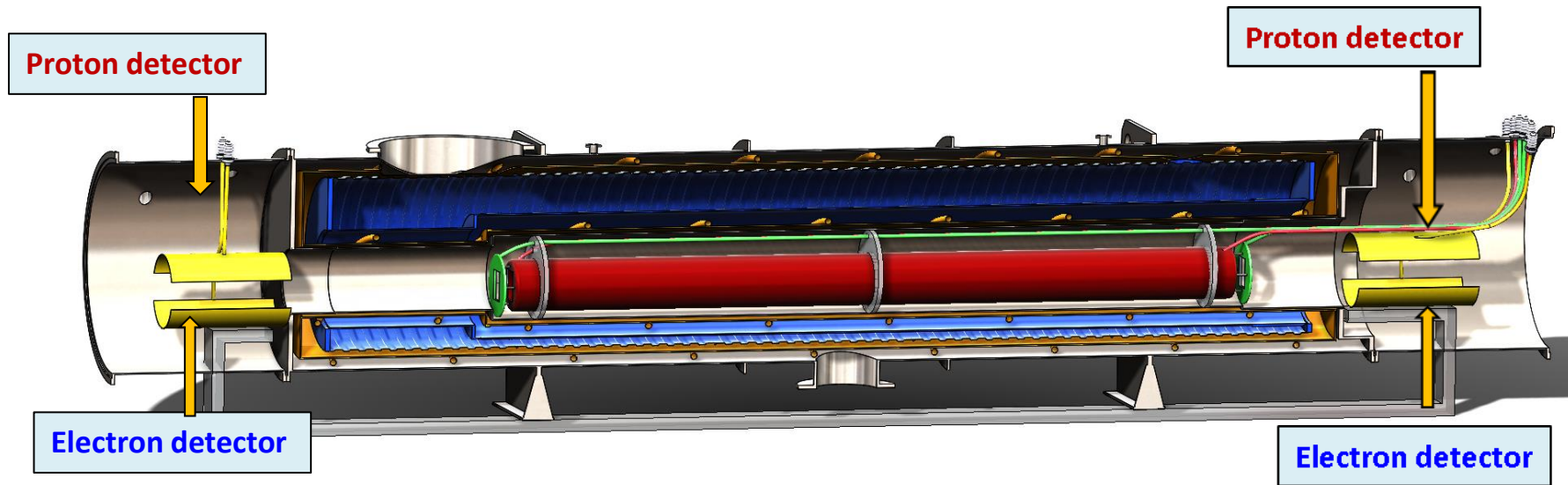


**Испытания установки в НИИЭФА 31. 05. 24.
В сверхпроводящий соленоид заведён ток 1050 А.**

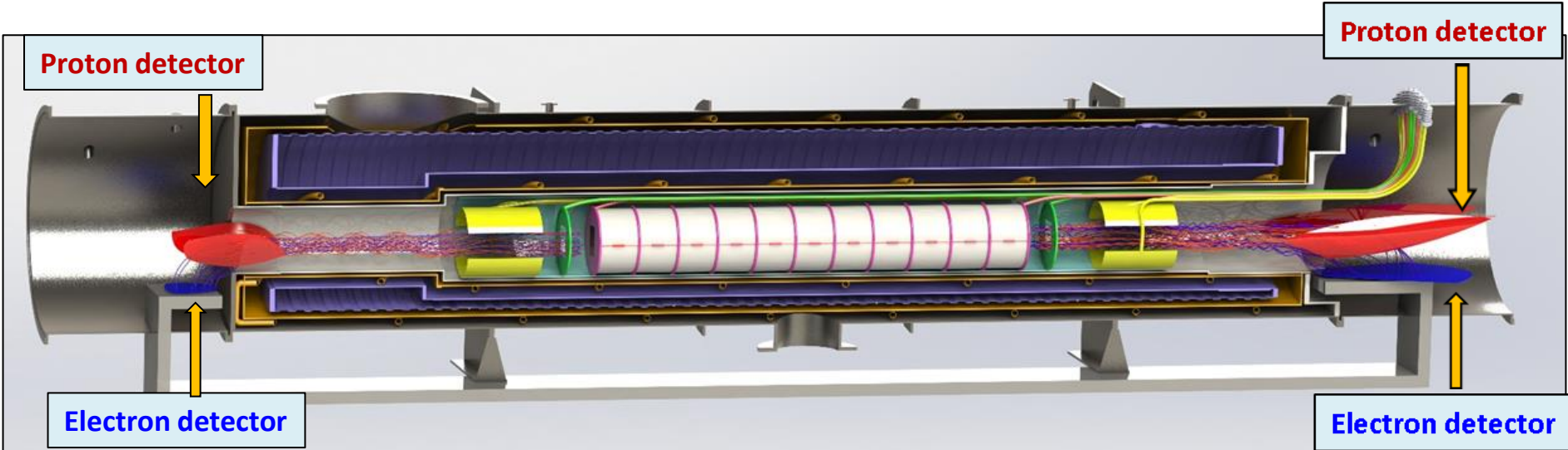


Проект установки для измерения нейтринной асимметрии на реакторе ПИК

Относительная точность измерения 10^{-3} для нейтринных и электронных асимметрий распада



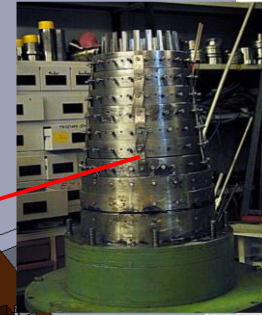
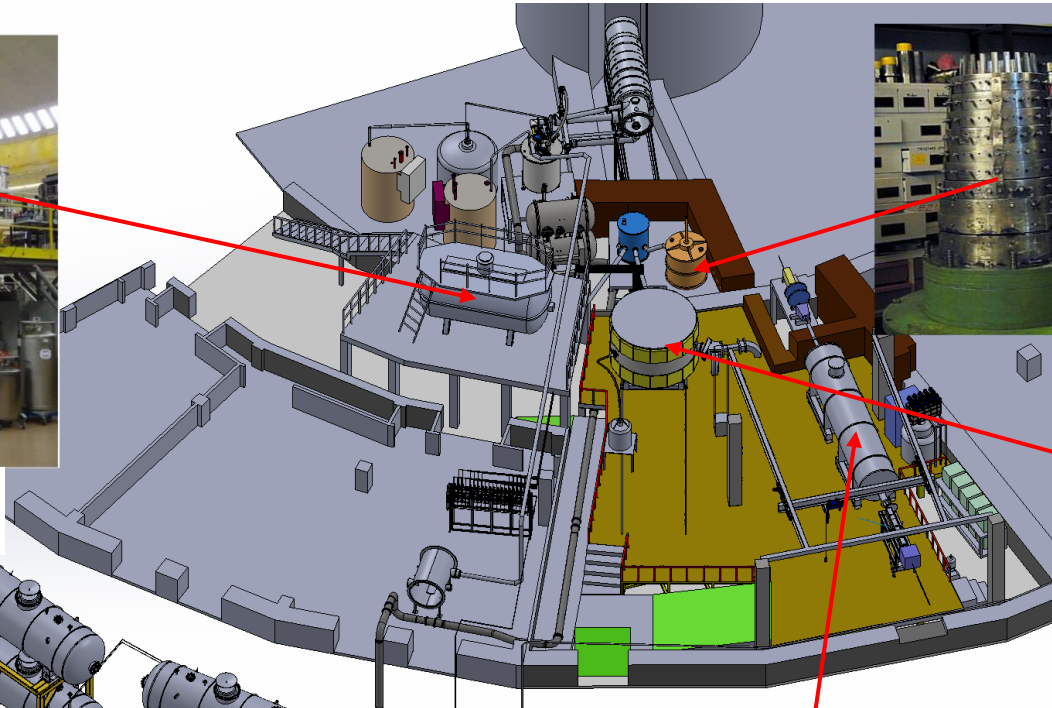
Повышение точности измерения в 3 раза уже может дать ответ на поставленный вопрос



НАУЧНАЯ ПРОГРАММА ИССЛЕДОВАНИЙ РАСПАДА НЕЙТРОНА НА РЕАКТОРЕ ПИК



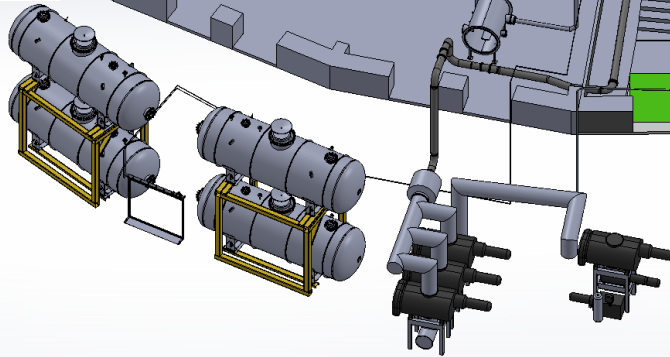
Гравитационная
ловушка УХН



Магнитная
ловушка УХН



ЭДМ нейтрона



Асимметрия
распада нейтрона

НЕЙТРИННАЯ ФИЗИКА НА РЕАКТОРЕ СМ-3

поиск стерильных нейтрино

Нейтринная лаборатория №1



Нейтринная лаборатория №2



Создана нейтринная лаборатория для поиска нейтринных осцилляций на малых расстояниях. Проведён эксперимент по поиску осцилляций реакторных антинейтрино в стерильное состояние.

Для проверки эффекта осцилляций на новом уровне точности создана новая установка и вторая нейтринная лаборатория.

Обсуждение

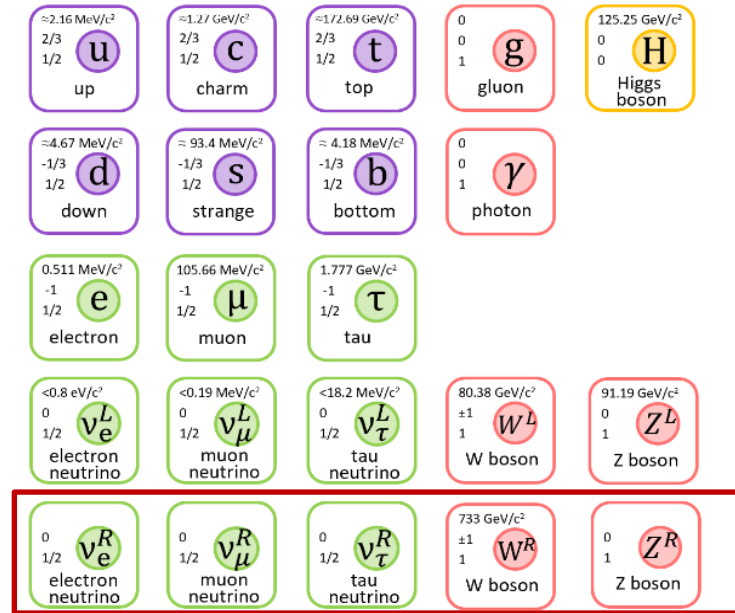
В заключении можно провести рассмотрение возможных следствий, полагая что результат, представленный в этой работе, будет подтверждён.

Во-первых, требуется расширение СМ введением правых векторных бозонов W_R^\pm, Z_R и правых нейтрино.

Во-вторых, правые нейтрино могут рассматриваться кандидатами на тёмную материю.

Расширение Стандартной модели с правым векторным бозоном и правыми нейтрино

На самом деле, такое возможное расширение СМ рассматривалось еще в 70-80-х годах [3,4,5], когда СМ еще не была экспериментально обоснована. На рисунке представлена картина такого естественного расширения СМ.



**Стерильные нейтрино можно
рассматривать как кандидатов на
темную материю**

Уравнение рождения и уничтожения стерильных нейтрино

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

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

$$E = 3.15T$$

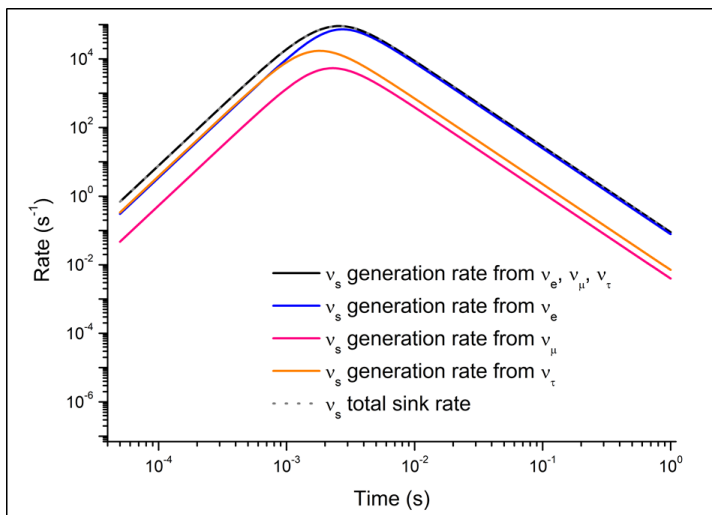
$$\frac{1}{2} \left(\frac{\sin^2 2\theta_{14}}{\tau_{\nu_e}} + \frac{\sin^2 2\theta_{24}}{\tau_{\nu_\mu}} + \frac{\sin^2 2\theta_{34}}{\tau_{\nu_\tau}} \right) n_{\nu_s}$$

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

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

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

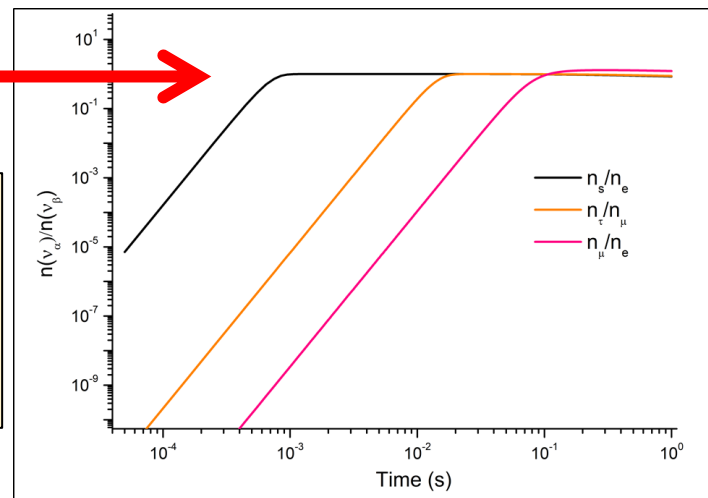
Генерация стерильных нейтрино



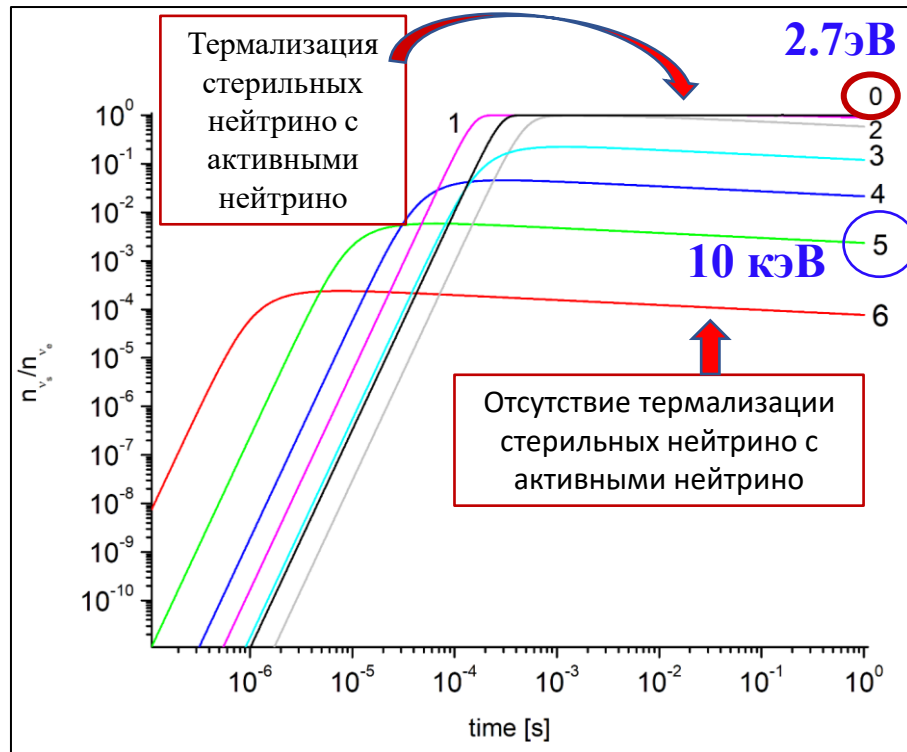
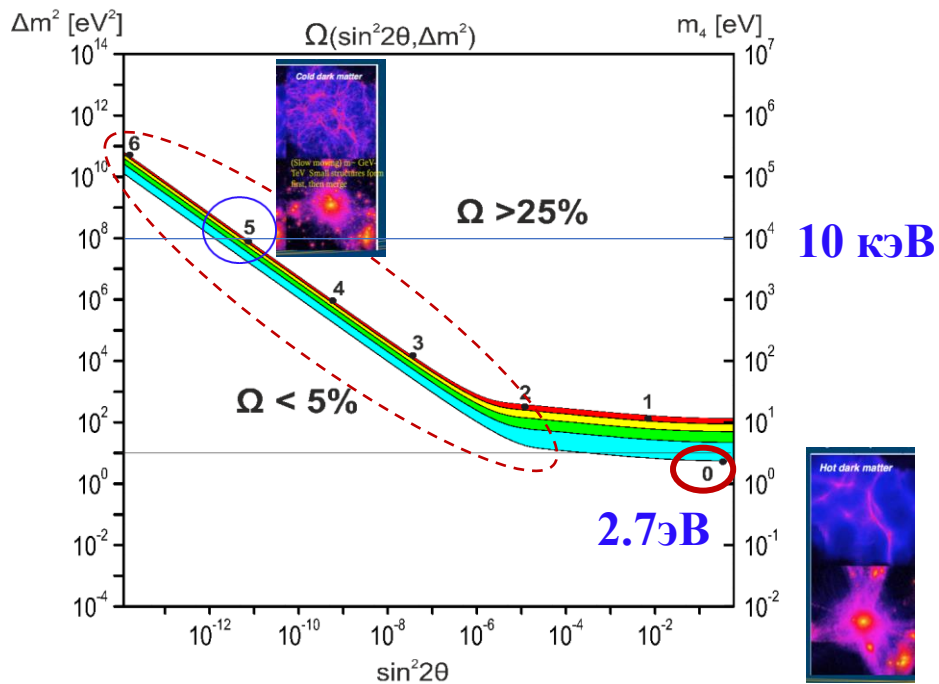
Плотности разных типов нейтрино одинаковы

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

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

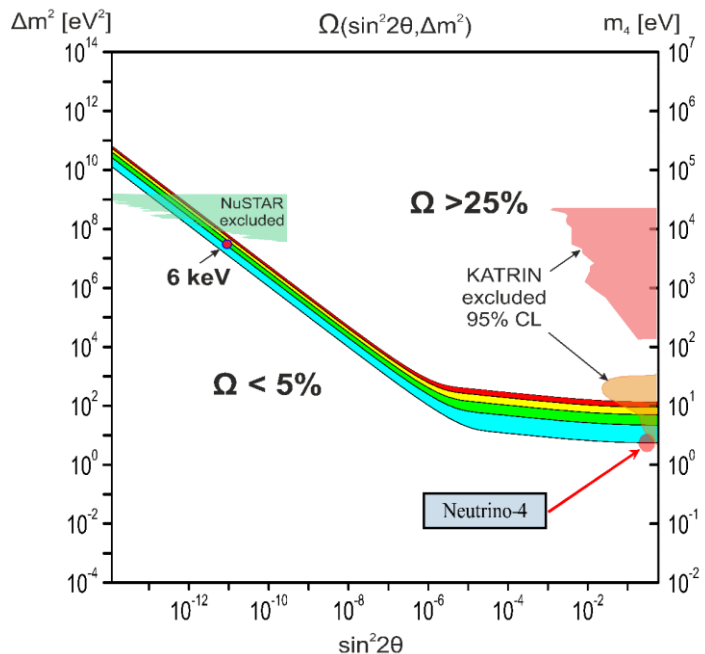


Тяжелые стерильные нейтрино с очень малыми углами смешивания



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

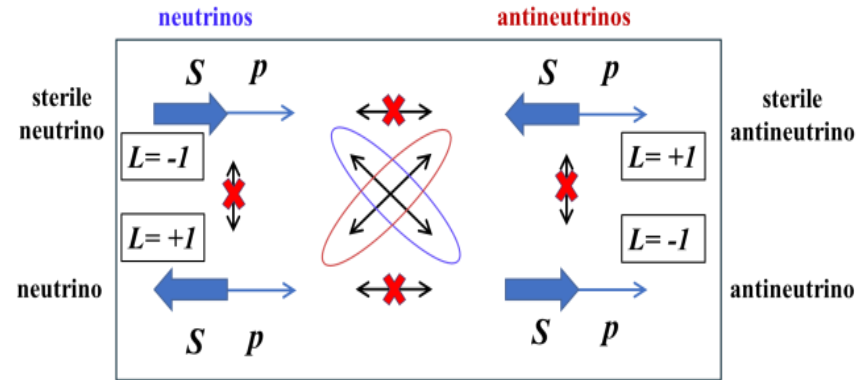
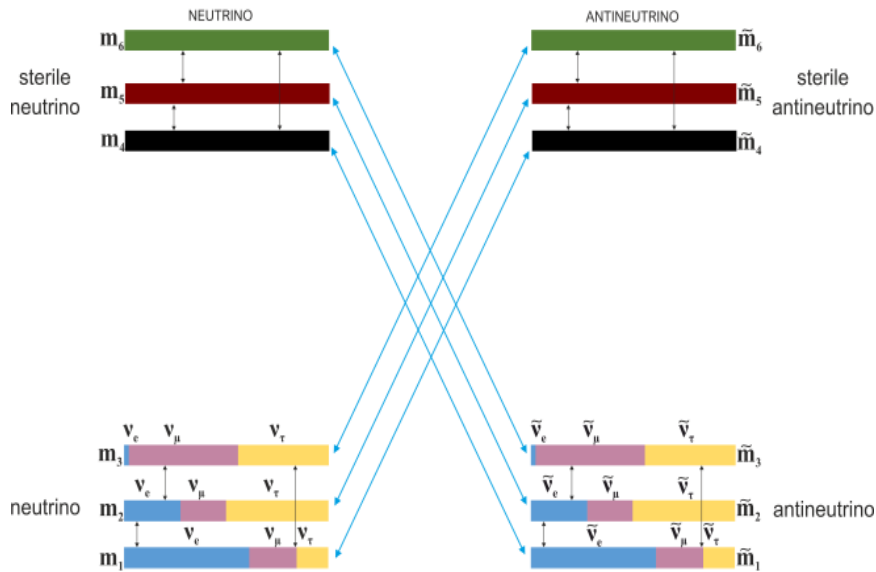
Лабораторные и астрофизические ограничения на параметры стерильных нейтрино



Лабораторные и астрофизические ограничения на параметры стерильных нейтрино. 1) Красные пятна — результат эксперимента Neutrino-4 и возможные массы тяжелых правых нейтрино; 2) диапазон Ω_s в пределах 5–25%; 3) ограничения из эксперимента NuSTAR [12]; 4) KATRIN исключил 95% CL — ограничения на стерильные нейтрино в масштабе эВ из эксперимента KATRIN [13]; 5) исключил 95% CL — ограничения из измерений массы нейтрино из эксперимента KATRIN.

Темная материя с массами со стерильными нейтрино менее 6 кэВ достаточно стабильна, поскольку время ее распада на 10-11 порядков превышает время жизни Вселенной.

В случае двухчастичного распада возникают монохроматические гамма-кванты с энергией, равной половине массы тяжелого нейтрино. Наличие такого монохроматического излучения является тестом на существование тяжелых нейтрино с соответствующей массой.



а) Схема смешивания массовых состояний в лево-правой нейтринной модели. Стрелки указывают на возможное смешивание между массовыми состояниями. Для всех случаев предполагается прямая иерархия масс, хотя это не исключает обратную иерархию масс, как для нейтрино, так и для стерильных нейтрино.

в) осцилляции возможны только для состояний одинаковой киральности. Для стерильных нейтрино лептонное число имеет противоположный знак по отношению к нейтрино.

Важно отметить, что **смешивание происходит между стерильными антинейтрино и нейтрино, стерильными нейтрино и антинейтрино** соответственно. Это необходимое условие, т.к. осцилляции могут происходить только между состояниями одинаковой киральности из-за **сохранения момента количества движения**. Как отмечается в работе [2] угол смешивания между нейтрино и стерильными антинейтрино (антинейтрино и стерильными нейтрино) исключительно мал – порядка 10^{-10} , поэтому в процессе Большого Взрыва стерильные нейтрино и антинейтрино не термализуются, они отделяются от космической плазмы и объединяются в темную материю гравитационным взаимодействием. В соответствии с работой [2] масса стерильных нейтрино и антинейтрино порядка нескольких кэВ. Малость угла смешивания связана с тем, что переходы между нейтрино и стерильными антинейтрино (антинейтрино и стерильными нейтрино) должны быть подавлены, т.к. это переходы между материей и антиматерией. **Малый угол смешивания (порядка 10^{-10}) обеспечивает практическое отсутствие взаимодействие между тёмной материей и обычной материей**. Эта гипотеза обсуждается в работах [1, 2].

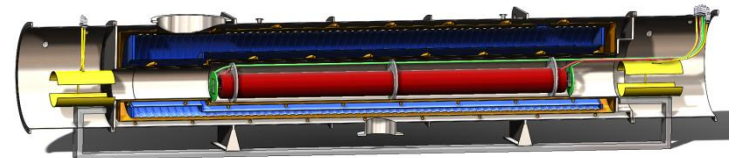
Заключение

1. В результате анализа установлено, что имеются указания на существование правого векторного бозона W_R с массой $M_{W_R} = 304_{-22}^{+28} \text{ GeV}$ и угол смешивания с W_L : $\zeta = -0.038 \pm 0.014$.

2. Этот результат следует рассматривать с одной стороны, как вызов к экспериментальной физике на коллайдерах, где верхний предел на массу правого векторного бозона W_R значительно выше и с другой стороны указывает на необходимость проведения ещё более точных измерений распада нейтрона и его теоретического анализа.

3. Полученные в этой работе указания на массу W_R могут быть более детально проверены в ускорительных экспериментах.

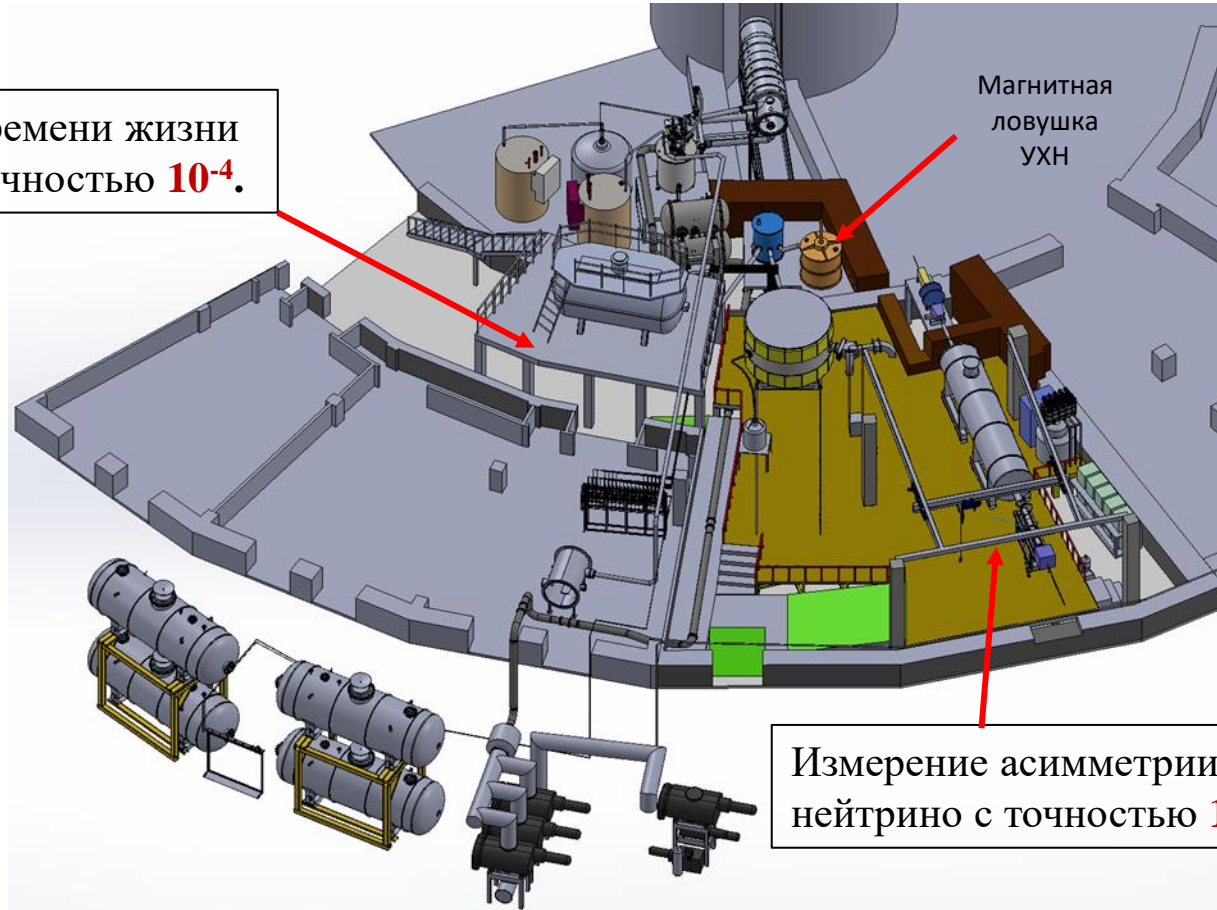
4. Наша цель — измерение нейтринной асимметрии с точностью $10^{-3} - 10^{-4}$.



ПРОГРАММА НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ распада нейтрона на реакторе ПИК

Измерение времени жизни
нейтрона с точностью 10^{-4} .

Магнитная
ловушка
УХН



Измерение асимметрии электронов и
нейтрино с точностью $10^{-3} - 10^{-4}$.

Что произойдет дальше, покажут дальнейшие эксперименты

*Спасибо за Ваше
внимание*

Literature

- [1] A.P. Serebrov, R.M. Samoilov, O.M. Zhrebtsov and N. S. Budanov, PoS, ICPPCRubakov 2023, 044 (2024)
- [2] A. P. Serebrov and R. M. Samoilov and O. M. Zhrebtsov and N. S. Budanov, arXiv:2306.09962v2.
- [3] M. A. Beg, R. V. Budny, R. N. Mohapatra, and A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. **38**, 1252 (1977),
- [4] BR Holstein and SB 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)
- [7] N. Severijns, M. Beck and O. Naviliat-Cuncic, Rev. Mod. Phys. **78**, 991 (2006)]
- [8] Serebrov AP, Phys. Usp. **62**, 596–601 (2019)
- [9] AP Serebrov, VE Varlamov, AG Kharitonov et al., Phys. Lett. B, **605**, 2005. pp. 72-78.
- [10] S. Arzumanov, L. Bondarenko, S. Chernyavsky et. al., Phys. Lett. B.483, No. 1-3, 2000. pp. 15-22.
- [11] Ezhov V., Proceedings of “The Seventh UCN Workshop”. 2009. St. Petersburg, Russia. <http://cns.pnpi.spb.ru/7UCN/articles/Ezhov1.pdf>
- [12] Ezhov VF, Andreev A-Z, Ban G. et al., JETP Lett. **107**, p. 671 (2018)
- [13] Pattie Jr. R.W., Callahan N.B., Cude-Woods C. et al., Science **360**, P. 627 (2018)
- [14] Gonzalez F. M., Fries E. M., Cude-Woods C. et al., Phys. Rev. Lett. **127**, pp. 162501 (2021)
- [15] D. Mund, B. Märkisch, M. Deissenroth et. al., Phys. Rev. Lett. **110**, 172502 (2013)
- [16] B. Märkisch et al., Phys. Rev. Lett. **122**, 242501 (2019)
- [17] B. Märkisch, CKM2023. <https://indico.cern.ch/event/1184945/contributions/5540848/attachments/2719237/4723864/Maerkisch%20CKM%202023%20-1.pdf>
- [18] S. Navas et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **110**, 030001 (2024)
- [19] Serebrov AP et al., JETP **86**, P. 1074. (1998)
- [20] M. Schumann et al., Phys. Rev. Lett. **99** (2007) 191803
- [21] A. Czarnecki W. J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. D **70**, 093006 (2004)
- [22] J. C. Hardy and I. S. Towner, Phys. Rev. C **102**, 045501 (2020)
- [23] A. Falkowski, M. González-Alonso, O. Naviliat-Cuncic, N. Severijns, Eur. Phys.J. A **59** 5, 113 (2023)
- [24] A.N. Ivanov, M. Pitschmann, and N.I. Troitskaya, Phys. Rev. D **88**, 073002 (2013)
- [25] IA Kuznetsov et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 794 (1995)
- [26] J. C. Hardy and I. S. Towner, Phys. Rev. C **91**, 025501 (2015)
- [27] A. Sirlin, Rev. Mod. Phys. **50**, 573 (1978)
- [28] W. J. Marciano, A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. **56**, 22 (1986)
- [29] W. J. Marciano, A. Sirlin, Phys. Rev. Lett. **96**, 032002 (2006)
- [30] A. Czarnecki, W. J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. D. **70**, 093006 (2004)
- [31] D. H. Wilkinson, Nucl. Phys. **A377**, 474 (1982)
- [32] A. Czarnecki, W. J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. D. **100**, 073008 (2019)

- [33] M. Beck, F. Ayala Guardia, M. Borg, et al., Phys. Rev. C. **101**, 055506 (2020)
- [34] F. Glück, Phys. Rev. D47, 2840 (1993)
- [35] F. E. Wietfeldt, W. A. Byron, B. Collet, et al. [arXiv:2306.15042v2](https://arxiv.org/abs/2306.15042v2) [**nucl - ex**]
- [36] J. F. Bueno, R. Bayes, Yu. I. Davydov, et al, Phys. Rev. D **84**, 032005 (2011)
- [37] V. Gudkov, K. Kubodera, and F. Myhrer J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol. **110**, 315-318 (2005)
- [38] J. David Bowman et al., arXiv:1410.5311v1
- [39] Gertrud Konrad and Hartmut Abele, PoS (INPC2016)359
- [40] G. Darius et al., Phys. Rev. Lett. **119**, 042502 (2017)
- [41] Dirk Dubbers, Bastian Märkisch, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **71** 139-163 (2021)
- [42] [Bison, G. et al. Phys. Rev. C **95** 045503 \(2017\)](#)
- [43] A. Kozela et al, J. Phys.: Conf. Ser. 2586 012139 (2023)
- [44] O.B. Belomytsev, A.V. Vasiliev, Yu.P. Rudnev, A.P. Serebrov, preprint LIYAF - **1391** (1988)
- [45] A. Serebrov, Yu. Rudnev, A. Murashkin et al., J. Res. Natl. Inst. Stan. **110**, 383-387 (2005)
- [46] Serebrov AP, Rudnev Yu.P., Murashkin A.N. et al., Nucl. Instr. Meth. **545** (2005) p.344-354
- [47] D. Dubbers, Nucl.Instr.Meth.A **596**, 238–247 (2008)
- [48] B. Märkisch , EXA 2017
https://indico.gsi.de/event/5012/contributions/23286/attachments/17026/21492/exa2017_maerkisch_170914.pdf