

Постановка ограничений на параметры теорий с нарушенной Лоренц-инвариантностью из наблюдения атмосферных ливней

Андрей Шарофеев

Научный руководитель: к.ф.-м.н. Сатунин Пётр Сергеевич

МГУ им. М. В. Ломоносова, кафедра физики частиц и космологии

30 мая 2024 г.

Лоренц–нарушение: дисперсионные соотношения и эффективные теории поля

- Кинематический подход – прямая модификация дисперсионных соотношений:

$$E^2 = m^2 + p^2 (1 \pm \eta_0) \pm \frac{p^3}{E_{\text{LIV},1}} \pm \frac{p^4}{E_{\text{LIV},2}^2} \pm \dots \quad (1)$$

- Новая кинематика — новые эффекты!
 - Временная задержка, т.к. $v_{\text{gr}}^{(\text{LI})} \neq v_{\text{gr}}^{(\text{LV})}$;
 - Вакуумное двойное лучепреломление;
 - Модификация порогов реакция (распадов, ...)
- Подход с помощью эффективных КТП — динамические эффекты: Модификация сечений! Важный в работе пример — процесс Бете–Гайтлера $\gamma Z \rightarrow Ze^+e^-$ (первая реакция в γ -индуцированных ШАЛ).

Как построить теорию с нарушенной Лоренц-инвариантностью, но со всеми преимуществами локальной Лоренц-инвариантной КТП?

Схема построения лагранжиана:

- 1 Квадратичный по полям;
- 2 Есть слагаемое с более чем одной производной, отличающееся от стандартного кинетического слагаемого;
- 3 Калибровочная инвариантность присутствует;
- 4 Лоренц-инвариантная формулировка, кроме появления времени-подобного вектора в свёртке добавочного слагаемого n^α ;
- 5 Не может быть сведено к операторам меньшей размерности с помощью уравнений движения;
- 6 Добавочное слагаемое не есть полная производная.

Теория $\mathcal{L}^{(LV=3)}$ с оператором размерности 5

Модификация в фотонном секторе:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_\gamma^{(LV=3)} &= \mathcal{L}_{\text{QED}} + \Delta\mathcal{L}_\gamma^{(LV=3)} \\ &= \underbrace{-\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} + i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi}_{\text{QED}} + \underbrace{\frac{\xi}{M_{\text{Pl}}}n^\mu F_{\mu\nu}n \cdot \partial \left(n_\sigma \tilde{F}^{\sigma\nu} \right)}_{\text{dim 5 оператор}}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $n^\mu = (1, 0, 0, 0)$. Уравнение движения:

$$\square A^\tau = \frac{\xi}{M_{\text{Pl}}} n_\sigma \varepsilon^{\sigma\tau\rho\nu} (n \cdot \partial)^2 F_{\rho\nu}, \quad (3)$$

приводящее к нестандартному дисперсионному соотношению:

$$E^2 = k^2 \pm \frac{2\xi}{M_{\text{Pl}}} k^3 \equiv k^2 \pm \frac{k^3}{E_{\text{LV},1}}. \quad (4)$$

Теория $\mathcal{L}^{(LV=4)}$ с оператором размерности 6

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}^{(LV=4)} = \mathcal{L}_{\text{QED}} + \Delta\mathcal{L}^{(LV=4)} = & \underbrace{i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}}_{\text{QED}} \\
 & + \underbrace{i\kappa\bar{\psi}\gamma^i D_i\psi + \frac{ig}{M_{\text{Pl}}^2} D_j\bar{\psi}\gamma^i D_i D_j\psi + \frac{\xi}{4M_{\text{Pl}}^2} F_{kj}\partial_i^2 F^{kj}}_{\text{dim 6 оператор, меняющий дисперсионное соотношение}},
 \end{aligned} \tag{5}$$

Слагаемое $\Delta\mathcal{L}^{(LV=4)}$ меняет дисперсионные соотношения:

$$E_\gamma^2 = k^2 + \frac{\xi k^4}{M_{\text{Pl}}^2} = k^2 + \frac{k^4}{E_{\text{LV},2}^2}, \tag{6}$$

$$E_e^2 = m^2 + p^2 \left(1 + \kappa + \frac{gp^2}{M_{\text{Pl}}^2} \right)^2 \approx m^2 + p^2(1 + 2\kappa) + \frac{2gp^4}{M_{\text{Pl}}^2}. \tag{7}$$

Сечение процесса Бете–Гайтлера в теории $\mathcal{L}^{(LV=3)}$

Классический результат КЭД — рождение e^+e^- -пары в кулоновском поле ядра, $\gamma^*\gamma \rightarrow e^+e^-$. Если учесть влияние ядра, то есть $Z\gamma^*\gamma \rightarrow Ze^+e^-$, то сечение есть

$$\sigma_{\text{BH}} = \frac{28Z^2\alpha^3}{9m_e^2} \left(\log \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{42} \right) \quad (8)$$

с учётом эффекта экранировки.
Подавление сечения рассеяния:

$$\frac{\sigma_{\text{BH}}^{(LV=3)}}{\sigma_{\text{BH}}} \simeq 1.7 \cdot \frac{m_e^2 E_{\text{LV},1}}{E_\gamma^3} \log \frac{E_\gamma^3}{2m_e^2 E_{\text{LV},1}}. \quad (9)$$

$$\frac{\sigma_{\text{BH}}^{(LV=3)}}{\sigma_{\text{BH}}} \sim E_\gamma^{-3} \log E_\gamma^3. \quad (10)$$

Сечение процесса Бете–Гайтлера в теории $\mathcal{L}^{(LV=4)}$

Подавление сечения рассеяния в теории $\mathcal{L}^{(LV=4)}$:

$$\frac{\sigma_{\text{BH}}^{(LV=4)}}{\sigma_{\text{BH}}} \simeq \frac{12m_e^2 E_{\text{LV},2}^2}{7E_\gamma^4} \log \frac{E_\gamma^4}{2m_e^2 E_{\text{LV},2}^2}, \quad (11)$$

имеющее асимптотическое поведение как

$$\frac{\sigma_{\text{BH}}^{(LV=4)}}{\sigma_{\text{BH}}} \sim E_\gamma^{-4} \log E_\gamma^4. \quad (12)$$

Таким образом, в обеих теориях на высоких энергиях — **подавление сечения процесса Бете–Гайтлера!**

ШАЛы, индуцированные фотонами

Лоренц-инвариантный случай:

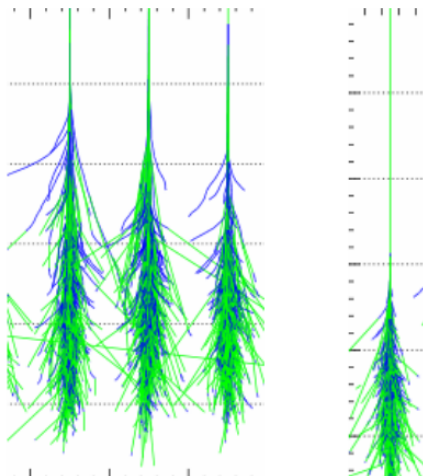
- Первое взаимодействие
 $\langle X_0 \rangle = m_{at} \sigma_{ВН} \approx 57 \text{ g cm}^{-2}$.
- Максимум ливня:
 $X_{max} = X_0 + \Delta X$,
 $\langle X_{max} \rangle \approx 320 \text{ g cm}^{-2}$.

Нарушение

Лоренц-инвариантности:

- X_0 увеличивается.
- ΔX не меняется

ШАЛы,
индуцированные
фотонами, становятся
глубже!



LI photons

LV photon

Образование ШАЛ

$$\langle X_0 \rangle_{LIV} = \frac{\sigma_{BH}^{LI}}{\sigma_{BH}^{LIV}} \langle X_0 \rangle_{LI}, \quad \langle X_0 \rangle_{LIV} = m_{at} / \sigma_{BH}^{LIV} \quad (13)$$

Вероятность для фотона образовать пару в атмосфере есть

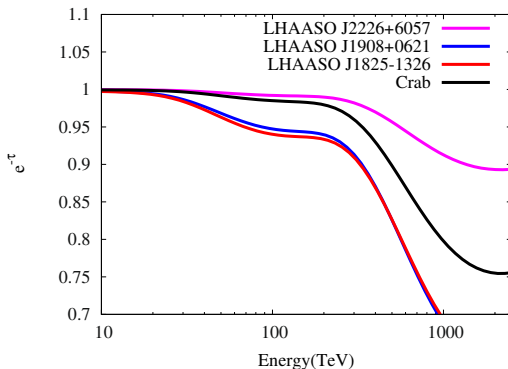
$$P = \int_0^{X_{atm}} dX_0 \frac{e^{-X_0 / \langle X_0 \rangle_{LIV}}}{\langle X_0 \rangle_{LIV}} = 1 - e^{-X_{atm} / \langle X_0 \rangle_{LIV}}. \quad (14)$$

Фотонный поток на Земле:

$$\left(\frac{d\Phi}{dE} \right)_{LIV} = P \times \left. \frac{d\Phi}{dE} \right|_{source}. \quad (15)$$

Поведение галактического γ -излучения из-за рождения пар на реликтовом излучении

Длина свободного пробега для 1 ПэВ фотона составляет ~ 10 кпк — галактические масштабы, следовательно, стоит учитывать!



Поток ПэВ- γ -излучения

Так получим, что

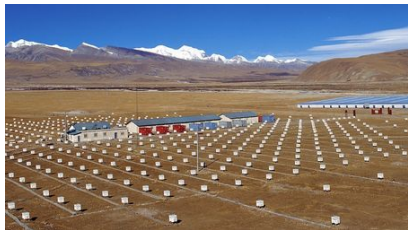
$$\left(\frac{d\Phi}{dE}\right)_{\text{LIV}} = \frac{P_{\text{sh.form}}(E_\gamma, E_{\text{LIV},1})}{e^{-\tau(L_{\text{source}}, E_\gamma)}} \times \left.\frac{d\Phi}{dE}\right|_{\text{source}}. \quad (16)$$

Модифицированный порог для рождения пары на мягких фоновых фотонах:

$$\epsilon_{\text{th}} = \frac{m^2}{\omega_b} \mp \frac{1}{4} \frac{k^2}{E_{\text{LIV}}}, \quad (17)$$

'+' — подсветовой случай, '-' — сверхсветовой случай.

Экспериментальные данные



- Tibet AS γ — диффузное γ -излучение от галактического диска. Максимальная энергия 0.8 ПэВ.
- LHAASO – наблюдение от 12 галактических источников в области > 100 ТэВ. Максимальная энергия 1.4 ПэВ.
- LHAASO – Спектр от Crab Nebula вплоть до ПэВ. Максимальная энергия 1.1 ПэВ.

Ограничение на $E_{LV,1}$ из ШАЛ

Источник	L , кпк	$E_{LV,1}$, 10^{20} ГэВ
Crab Nebula	2	0.5
J2226+6057	0.8	1.5
J1908+0621	2.37	2.1

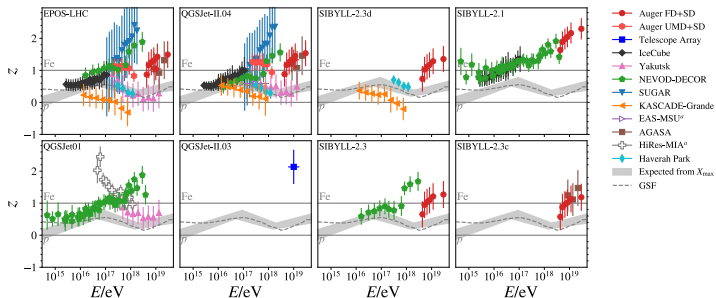
Таблица: Ограничение с 95% уровнем доверия на массу нарушения Лоренц-инвариантности от трёх источников.

Мюонная проблема и нарушение Лоренц-инвариантности

- 1 Первое протонное событие $\sim 10^{19}$ эВ.
- 2 В ходе первого взаимодействия рождаются пионы: $p \rightarrow \pi^{\pm}\pi^0$.
- 3 Дальше $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_{\mu}$, $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_{\mu}$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$.
- 4 Эти рождённые фотоны имеют энергию $\sim 10^{17}$ эВ (что уже на два порядка больше, чем первичные фотоны, инициирующие фотонный ливень, 10^{17} эВ более чувствителен к ЛН, чем для энергий 10^{15} эВ). В случае нарушенной ЛИ $\sigma_{LIV} < \sigma_{LI}$, следовательно, $\lambda_{LIV} > \lambda_{LI}$, от чего ливень уменьшается в плоскости XY . Главное — меньше рождённых электронов N_e .
- 5 Число мюонов N_{μ} то же самое, если не модифицировать фотоядерные реакции.
- 6 Следовательно, $[N_e/N_{\mu}]^{LIV} < [N_e/N_{\mu}]^{LI}$.

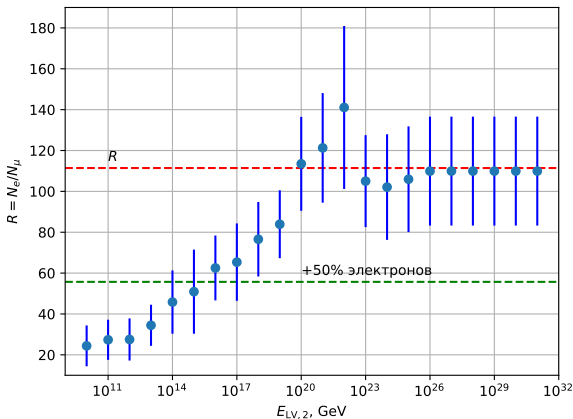
Мюонная проблема

Мюонный избыток в данных по отношению к предсказаниям p/Fe появляется при энергиях $> 10^{17}$ эВ в измерениях Auger, Telescope Array, SUGAR и NEVOD-DECOR.



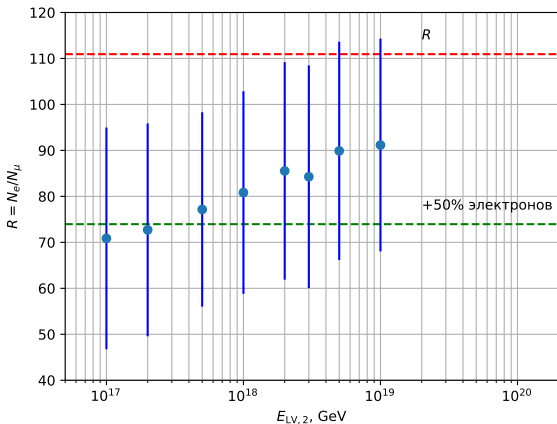
Результаты: сканирование $E_{LV,2}$

Параметры первичной частицы: протон с энергией $E_0 = 10^{19}$ eV, сферические координаты прилёта $\theta = \varphi = 0$, усреднено по 40 ливням.



Результат

Параметры первичной частицы: протон с энергией $E_0 = 10^{19}$ eV, сферические координаты прилёта $\theta = \varphi = 0$, усреднено по 300 ливням.



Заклучение

Итак, поставленные ограничения:

- $E_{LV,1} \gtrsim 2.1 \times 10^{20}$ ГэВ для теории $\mathcal{L}^{(LV=3)}$ (слабее, чем из двойного лучепреломления, но независимо);
- $E_{LV,2} \gtrsim 2 \times 10^{17}$ ГэВ для теории $\mathcal{L}^{(LV=4)}$ (на 4 порядка лучше, чем из астрофизических наблюдений).