Письма в ЖЭТФ, том 123, вып. 2, с. 82 – 89 

# Тестирование сценариев новой физики с помощью объединенного спектра интегрального потока LHAASO и Ковёр-3 для GRB 221009A: аксионоподобные частицы и нарушение лоренц-инвариантности

*П. С. Сатунин*[+1)], *С. В. Троицкий*[+*1)]

[+]*Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия*

[*]*Физический факультет, МГУ имени М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 октября 2025 г.
После переработки 4 ноября 2025 г.
Принята к публикации 3 декабря 2025 г.

При наблюдении гамма-всплеска GRB 221009A были обнаружены фотоны с очень высокой энергией: $\gtrsim 10$ ТэВ коллаборацией Large High Altitude Air Shower Observatory (LHAASO) и $\gtrsim 100$ ТэВ коллаборацией Ковёр-3. Ожидается, что такие энергичные фотоны поглощаются в результате образования электрон-позитронных пар на пути к Земле. Их наблюдение может быть объяснено новой физикой, включая нарушение лоренц-инвариантности или смешивание фотонов с аксионоподобными частицами. В данной работе мы строим совместный спектр интегрального потока, объединяя измерения потока из обоих экспериментов, и подгоняем его под эти гипотезы. В то время как нарушение лоренц-инвариантности может объяснить наблюдение Ковёр-3, он обеспечивает лишь незначительное улучшение по сравнению со стандартной физикой для объединенного набора данных, и требует параметров, исключенных другими ограничениями. Смешивание фотонов с аксионоподобными частицами улучшает описание данных экспериментов LHAASO и Ковёр-3, обеспечивая существенное улучшение качества аппроксимации для определенной области пространства параметров аксионоподобных частиц.

DOI: 10.7868/S3034576626010116

**1. Мотивация.** Самый яркий гамма-всплеск (GRB), когда-либо обнаруженный, GRB 221009A, сразу привлек внимание сообщества физиков-частиц благодаря наблюдению чрезвычайно энергичных фотонов от этого далекого взрыва. Вскоре после всплеска эксперимент LHAASO сообщил [1] об ассоциации фотонов с энергией до 18 ТэВ с этим событием, а Ковёр-2 заявил [2] о наблюдении примерно через час после этого одиночного фотоноподобного события с энергией около 250 ТэВ. Ассоциация фотонов с энергией 18 и 250 ТэВ с источником при красном смещении всплеска, $z = 0.151$, казалась проблематичной, поскольку такие фотоны должны были поглощаться в результате образования $e^+e^-$ пар на реликтовом излучении [3].

Возможные объяснения, привлекающие Новую физику, которая могла бы изменить распространение гамма-квантов, были предложены почти сразу. Среди них – смешивание фотонов с аксионоподобными частицами (АПЧ) [4, 5] и нарушение лоренц-инвариантности (НЛИ) [6], которые соответствовали ограниченной наблюдательной информации, доступной на тот момент. Впоследствии обе коллаборации опубликовали подробные отчеты о своих наблюдениях в рецензируемых журналах [7–9]. Недавнее обновление [9] возобновило интерес к интерпретациям, включающим Новую физику [10–13], однако количественное сравнение прогнозов моделей с объединенными спектрами обоих экспериментов до сих пор отсутствовало.

Здесь мы восполняем этот пробел и проводим количественное тестирование – отсутствовавшее в предыдущих работах – гипотез стандартной физики, смешивания фотонов и АПЧ, а также НЛИ. С этой целью мы строим оценочный спектр интегрального потока, который объединяет данные, полученные в разные временные интервалы, и проводим аппроксимацию функции правдоподобия этого спектра в соответствии с предположениями этих трех гипотез.

**2. Сценарии.**

*2.1. Стандартная физика.* Энергичные гамма-лучи, распространяющиеся по Вселенной, ослабля-

[1)]e-mail: satunin@inr.ac.ru; st@inr.ac.ru

ются фоновым излучением посредством процесса $\gamma\gamma \to e^+e^-$ [3], при условии, что суммарная энергия двух фотонов превышает порог образования электрон-позитронной пары. На протяжении всей этой работы мы используем модель[2)] внегалактического оптического и инфракрасного фонового излучения (EBL) по Saldana–Lopez и др. (2021) [14]. Мы также включаем вклад космического микроволнового фона (CMB). В то время как компонент CMB, доминирующий в поглощении фотонов в диапазоне энергий установки Ковёр-3, хорошо известен, существует несколько моделей EBL. Модель из работы [14] была выбрана для обеспечения согласованности с анализами, проведенными в предыдущих исследованиях LHAASO [7, 8] и Ковёр-3 [9].

*2.2. Смешивание фотонов с АПЧ.* Распространение фотонов изменяется в присутствии АПЧ из-за смешивания фотонов и АПЧ в космических магнитных полях [15]; см., например, ссылки [16, 17] для обзоров и дополнительных ссылок. Для диапазона параметров АПЧ, где ожидается сильное смешивание как в энергетических диапазонах LHAASO, так и Ковёр-3 [5], эффектом слабых межгалактических магнитных полей [18] можно с уверенностью пренебречь, и необходимо учитывать только смешивание в галактике-хозяине GRB и Млечном Пути. Мы используем модель галактического магнитного поля из работы [19] и модель галактики-хозяина из работы [20]. Последняя включает два параметра, называемых *неизвестными неизвестными*; мы следуем процедуре из работы [20] для вычисления средневзвешенного значения по ним.

Смешивание фотонов и АПЧ рассматривается с использованием формализма матрицы плотности, описанного, например, в работе [21], а затухание фотонов учитывается, как описано в разделе 2.1.

*2.3. НЛИ.* Наличие незначительных эффектов НЛИ может быть феноменологически параметризовано с помощью модифицированного дисперсионного соотношения для фотонов

$$E^2 - \mathbf{k}^2 = s_n \frac{E^{n+2}}{E^n_{\mathrm{LIV},n}}, \tag{1}$$

где $E$ и $\mathbf{k}$ – энергия и 3-импульс фотона, $n = 1(2)$ относится к линейному (квадратичному) НЛИ соответственно. Масштаб энергии НЛИ обозначается $E_{\mathrm{LIV},n}$, а знак $s_n = +1(-1)$ относится к случаям сверхсветового (досветового) НЛИ. Далее мы сосредоточимся на случае $n = 2$ досветового НЛИ; другие варианты сильно ограничены экспериментально [22].

При наличии НЛИ изменяются сечения процессов частиц, в том числе ответственного за затухание, $\gamma\gamma \to e^+e^-$. В литературе эти изменения были аппроксимированы различными способами, включая только изменение порога [23, 24] или сдвиг переменной Мандельштама $s$ в сечении [25], см., например, [26] для обсуждения. Недавно сечение НЛИ с $n = 2$ было рассчитано явно [27].

Стандартная лоренц-инвариантная переменная Мандельштама определяется как

$$s = 4m_e^2 s_0 \equiv (k_1^\mu + k_2^\mu)^2 = 2E_1E_2(1-\cos\theta),$$

где $k^\mu_{1,2}$ – четырехмоменты двух фотонов, а $\theta$ – угол между их трехмоментами. В случае НЛИ модифицированное $s$ становится

$$(k_1^\mu + k_2^\mu)^2 \equiv 4m_e^2 s_1 = 4m_e^2(s_0 - \Delta),$$

где $\Delta = E^4/(4m_e^2 E^2_{\mathrm{LIV},2})$. Соответствующее сечение [27] задается формулой

$$\sigma_{\mathrm{LIV}} = \frac{\pi\alpha^2}{2m_e^2 s_0}\left[\left(2 + \frac{2s_1(1-2\Delta)}{s_0^2} - \frac{(1-\Delta)}{s_0^2}\right)\times \right. \tag{2}$$
$$\left. \times \ln\left(\frac{1+\sqrt{1-1/s_1}}{1-\sqrt{1-1/s_1}}\right) - \left(2 + \frac{2s_1(1-4\Delta)}{s_0^2}\right)\sqrt{1-\frac{1}{s_1}}\right].$$

Оптическая глубина $\tau$, соответствующая этому сечению, была проанализирована в работе [28]. В настоящей работе мы вычисляем $\tau$ с помощью уравнения (2) вместе с плотностями фотонов EBL и CMB, описанными в разделе 2.1.

## 3. Построение спектра интегрального потока.

*3.1. LHAASO.* Эксперимент состоит из двух в значительной степени независимых систем детекторов: массива водных черенковских детекторов (WCDA), чувствительного к энергиям фотонов примерно от 0.1 до 10 ТэВ, и массива Kilometer Square Array (KM2A), работающего в диапазоне от 10 до 1000 ТэВ. Гамма-всплеск GRB 221009A наблюдался обеими системами, соответствующие потоки были опубликованы в работах [7, 8].

Энергия первичной частицы, инициирующей ливень, регистрируемый наземным массивом, определяется косвенно, и ее наилучшее значение зависит от предполагаемой формы спектра, даже для одного события, в пределах неопределенностей реконструкции энергии. В частности, для фотона с

[2)] Числовые таблицы из работы [14] доступны по адресу `https://www.ucm.es/blazars/ebl`. Чтобы воспроизвести оптическую глубину в `tau_saldana-lopez21.out`, мы предположили, что плотность фотонов в `ebl_saldana21_comoving.txt` указана в системе отсчета наблюдателя.

наибольшей энергией, связанного с гамма-всплеском GRB 221009A, в работе [8] приводятся оценки в диапазоне от 12.2 ТэВ – в предположении степенного спектра с экспоненциальным загибом – и до 17.8 ТэВ, как первоначально указано в работе [1], в предположении логарифмической параболы. В данной работе мы используем первые, более консервативные спектральные точки.

Для обеих систем детекторов потоки приведены для двух временных интервалов (230–300 с и 300–900 с после триггера GRB), что дает четыре независимых набора данных, соответствующих двум массивам и двум окнам наблюдения. Наша цель – получить проинтегрированный по времени поток. Во всем диапазоне энергий временная эволюция потока хорошо описывается единой кривой блеска, представленной в работе [7], которая также описывает данные KM2A [8]. Мы используем эту кривую блеска для восстановления спектра интегрального потока LHAASO за полный интервал наблюдения, 0–2000 с, комбинируя четыре индивидуальных спектра. Полученные спектры интегрального потока взаимно согласованы, как показано на рис. 1.

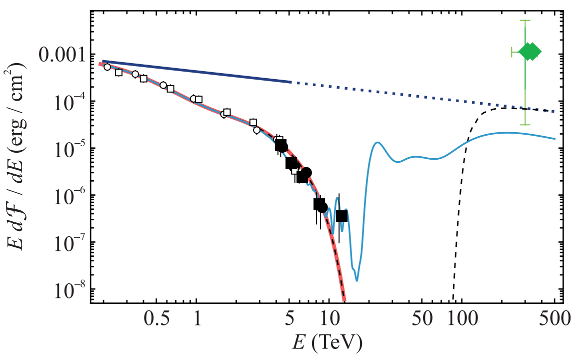


Рис. 1. (Цветной онлайн) Комбинированный спектр интегрального потока GRB 221009A. Черные символы – LHAASO (круги: получены за интервал времени 230–300 с после триггера; квадраты: получены за интервал 300–900 с; пустые символы соответствуют WCDA, заполненные – KM2A). Зеленый ромб соответствует событию Ковёр-3 (темно окрашенный интервал ошибок соответствует 68 % CL, светлый – 95 % CL). Темно-синяя линия – аппроксимация внутреннего спектра WCDA в виде степенного закона, экстраполированная в виде пунктирной линии. Красная линия соответствует спектру при учете рождения пар на фоновых фотонах в модели стандартной физике. Тонкая синяя линия – соответствуют учету АПЧ для оптимальных параметров АПЧ; черная пунктирная линия – оптимальный спектр с НЛИ. Подробности см. в тексте

*3.2. Ковёр-3.* Мы используем данные из работы [9], которые представляют собой значительное обновление по сравнению с исходной телеграммой [2]. Пересмотренный анализ включает данные расширенного мюонного детектора, который уже работал в тестовом режиме в день GRB – отсюда переход от названия Ковёр-2 к Ковёр-3. Он также включает специализированные моделирования по методу Монте-Карло, уточняющие реконструкцию энергии для данного конкретного направления события, что дало обновленную оценку $300^{+43}_{-38}$ ТэВ. Кроме того, была применена новая техника разделения фотонов и адронов на основе машинного обучения для улучшения классификации событий.

Событие было зарегистрировано через 4536 с после срабатывания GRB, когда источник покидал поле зрения LHAASO из-за вращения Земли. Это временное смещение затрудняет прямое объединение спектров потоков LHAASO и Ковёр-3 в совместном количественном анализе, что побуждает использовать подход, основанный на интегральном потоке, который мы применяем здесь. Полученная оценка интегрального потока от Ковёр-3 взята из работы [9].

**4. Фитирование спектра интегрального потока.**

*4.1. Построение правдоподобия.* Для фитирования модели мы строим совместную функцию правдоподобия, включающую все точки спектра интегрального потока от детекторов WCDA, KM2A и Ковёр-3. Полная функция правдоподобия определяется как

$$\mathcal{L} = \prod_i P_{\mathrm{G}}(F_i^{\mathrm{obs}}, \sigma_i; F_i^{\mathrm{mod}}) \times \prod_j P_{\mathrm{P}}(n_j^{\mathrm{obs}}, b_j; n_j^{\mathrm{mod}}). \quad (3)$$

Здесь $i$ нумерует точки данных WCDA, для которых мы предполагаем гауссову статистику, используя точечные значения интегрального потока $F_i^{\mathrm{obs}} \pm \sigma_i$, а $P_{\mathrm{G}}$ – гауссова функция распределения вероятностей для интегральных потоков $F_i^{\mathrm{mod}}$, предсказанных моделью. Для данных KM2A и Ковёр-3, где число зарегистрированных событий мало, мы используем пуассонову статистику, принимая во внимание наблюдаемое, $n_j^{\mathrm{obs}}$, и ожидаемое фоновое, $b_j$, число событий, приведенное для каждого энергетического бина $j$ в работах [8, 9]. Через $P_{\mathrm{P}}$ мы обозначаем функцию пуассонова распределения вероятностей для предсказанных моделью чисел событий $n_j^{\mathrm{mod}}$. Определенное таким образом правдоподобие остается конечным даже для моделей, предсказывающих нулевой сигнальный поток в бине Ковра-3, благодаря ненулевому фону в 0.003 события. Для определения наилучших параметров модели мы максимизируем полное правдоподобие $\mathcal{L}$ или, что эквивалентно, минимизируем статистику $\chi^2 = -2 \ln \mathcal{L}$.

*4.2. Собственный спектр: фитирование WCDA.* Чтобы проверить различные сценарии, влияющие на распространение фотонов, мы должны предположить внутренний спектр гамма-излучения в источнике. Естественным выбором является степенной закон: любой вогнутый спектр затруднил бы воспроизведение точки Ковра-3 даже при отсутствии поглощения, в то время как выпуклый спектр не имеет физического обоснования. Кроме того, степенной закон

$$E\,\frac{d\mathcal{F}}{dE} = 4.236\times 10^{-4}\ \text{эрг}\,\text{см}^{-2}\left(\frac{E}{\text{ТэВ}}\right)^{-0.315}, \quad (4)$$

ослабленный в соответствии с моделью Saldana–Lopez et al. [14], обеспечивает отличное согласие с данными при энергиях $\lesssim 3$ ТэВ, где WCDA имеет достаточную статистику, см. рис. 1. Поэтому мы принимаем спектр (4) в качестве собственного для интегрального потока $\mathcal{F}$ GRB и предполагаем, что никакие эффекты новой физики не изменяют поглощение в этом диапазоне энергий WCDA.

*4.3. Результаты.* Мы используем 26 точек данных в объединенном спектре интегрального потока. Сценарий стандартной физики не имеет свободных параметров, в то время как случай НЛИ вводит один параметр, $E_{\text{LIV},2}$, а случай смешивания АПЧ включает два: массу аксиона $m$ и константу связи с фотоном $g_{a\gamma\gamma}$. Кроме того, модель АПЧ зависит от двух неизвестных астрофизических параметров, связанных с положением GRB в его галактике-хозяине: координаты по линии зрения, $y_0$, и угла ориентации спиральных рукавов, $\phi$ [20]. Для каждой точки $(m, g_{a\gamma\gamma})$ в пространстве параметров АПЧ мы усредняем $\chi^2$ по 20 реализациям случайных значений $(y_0,\phi)$, предполагая равномерное распределение $\phi$ между 0 и $2\pi$ и априорное распределение звезд для $y_0$, полученное из наблюдений (см. подробности в работе [20]).

Результаты фитирования спектра интегрального потока показаны на рис. 2 для сценария смешивания фотона с АПЧ, а на рис. 3 для сценария НЛИ. Наилучшее соответствие получено для модели АПЧ с $m = 5{,}16\times 10^{-7}$ эВ и $g_{a\gamma\gamma} = 6\times 10^{-11}$ ГэВ$^{-1}$, что соответствует улучшению на $\Delta\chi^2 = 30.48$ (24 степени свободы) по сравнению со стандартной физической моделью. Для случая НЛИ кривая $\chi^2$ демонстрирует небольшой минимум при $E_{\text{LIV},2} \sim 4\times 10^{12}$ ГэВ, с умеренным улучшением $\Delta\chi^2 = 12.99$ (25 степеней свободы). Спектры интегрального потока модели для этих наилучших параметров – с использованием репрезентативного выбора $y_0 = 0$ и $\phi = 80°$ в случае АПЧ – сравниваются со спектром стандартной физики и данными на рис. 1.

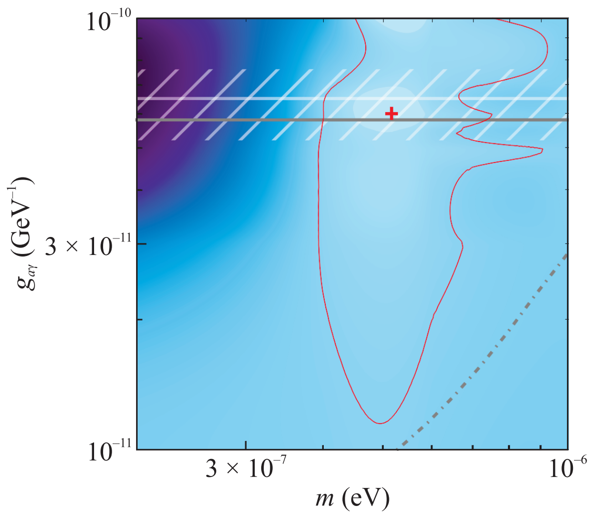


Рис. 2. (Цветной онлайн) Пространство параметров АПЧ $(m, g_{a\gamma\gamma})$. Синяя заштрихованная область показывает распределение $\Delta\chi^2$ (произвольная шкала; более светлые цвета обозначают лучшее соответствие). Красный крест отмечает точку наилучшего соответствия, а тонкий красный контур обозначает область достоверности 68 %. Серые линии обозначают существующие верхние пределы для $g_{a\gamma\gamma}$: сплошная линия – экспериментальное ограничение из CAST [29], а пунктирная линия – зависимое от модели ограничение, полученное из наблюдений поляризации намагниченных белых карликов [30]. Белая линия с заштрихованной полосой 68 % CL показывает диапазон, предпочтительный с точки зрения аргументов звездной эволюции [31]

**5. Обсуждение.**

*5.1. НЛИ против АПЧ.* Для качественной интерпретации наших результатов рассмотрим рис. 1 и рис. 4. Стандартная модель поглощения не воспроизводит наблюдения Ковёр-3 и плохо подходит к данным KM2A, если собственный спектр предполагается непрерывным степенным законом. В работе [8] была представлена скорректированная модель поглощения, эффективно перемасштабирующая интенсивность EBL для лучшего соответствия данным. В качестве альтернативы, гипотеза собственного обрезания спектра могла бы объяснить события энергии $\sim 5$ ТэВ, но в этом случае было бы трудно согласовать события энергии $\gtrsim 10$ ТэВ.

НЛИ может только уменьшить поглощение, сдвигая порог рождения пар вверх, и, таким образом, не может воспроизвести провал на энергии $\sim 5$ ТэВ в спектре KM2A; следовательно, стандартная и наиболее подходящая модели совпадают ниже 10 ТэВ (сплошная красная и пунктирная черная линии на рис. 1). В свою очередь, смешивание фотонов и АПЧ приводит к осцилляциям: наиболее подходящая мо-

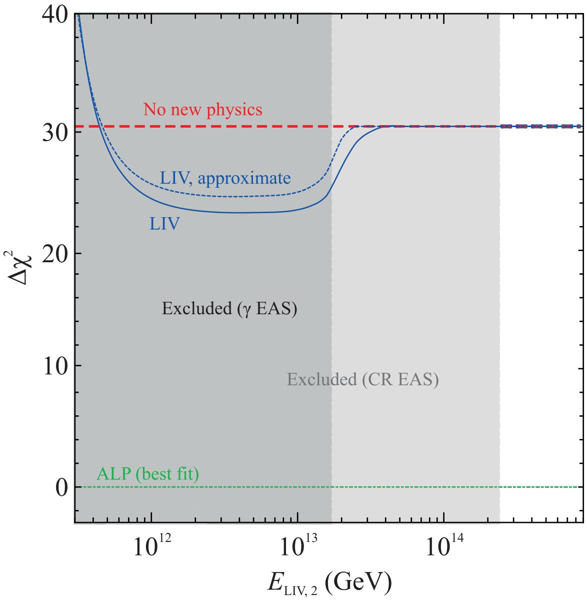


Рис. 3. (Цветной онлайн) Сравнение $\Delta\chi^2$ для квадратичного субсветового сценария НЛИ (сплошная синяя линия: точное сечение, уравнение (2); пунктирная синяя линия: приближение [25]) в зависимости от $E_{\mathrm{LIV},2}$. Для справки – горизонтальные зеленая пунктирная и красная пунктирная линии обозначают значения $\Delta\chi^2$ для наиболее подходящей модели АПЧ, 0, и стандартного физического случая, 30.48 соответственно. Серая штриховка обозначает диапазоны $E_{\mathrm{LIV},2}$, исключенные из развития воздушных ливней, индуцированных первичными гамма-лучами [32] (темный оттенок) и космическими лучами [33] (светлый оттенок)

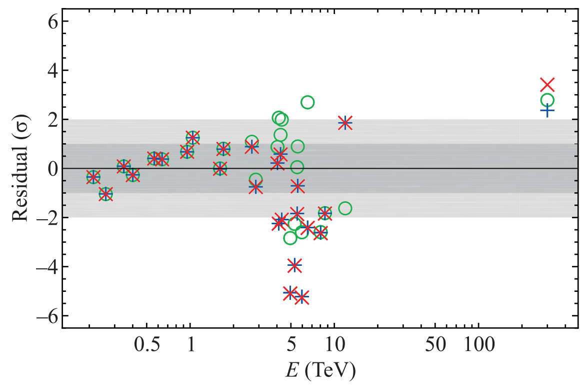


Рис. 4. (Цветной онлайн) Невязки аппроксимации спектра интегрального потока для оптимальных моделей АПЧ (зеленые кружки) и НЛИ (синие плюсы), а также для стандартного поглощения (красные кресты). Чтобы объединить гауссовы и пуассоновские невязки на одном графике, мы выразили их в терминах “стандартных отклонений” $\sigma$, определенных в каждом случае по $p$-значениям отдельных точек. Затенение обозначает полосы $1\sigma$ и $2\sigma$. Для точек данных WCDA ниже 2 ТэВ эффекты Новой физики в моделях с наилучшим соответствием незначительны. Модель НЛИ с наилучшим соответствием отличается от стандартной физики только для точки 300-ТэВ

дель АПЧ воспроизводит провал на энергии $\sim 5$ ТэВ и усиливает поток вблизи 10 ТэВ, что дает гораздо лучшее соответствие данным KM2A. При более высоких энергиях разница между случаем НЛИ (без подавления) и случаем АПЧ (подавление $\sim 1/3$ в режиме сильного смешивания) незначительна для вклада точки Ковра-3, учитывая ее пуассоново правдоподобие с малым, но ненулевым фоном (0.003 события). В целом, сценарий АПЧ обеспечивает явно более точное описание комбинированного спектра интегрального потока.

*5.2. Вариации в допущениях.* Чтобы оценить стабильность наших выводов в отношении наших допущений, процедура подгонки была повторена для модели EBL Franceschini & Rodighiero (2017) [34] и для магнитных полей галактики-хозяина и Млечного Пути, искусственно измененных на $\pm 30\,\%$. Наилучшие точки для АПЧ представлены на рис. 5; они лежат внутри контура 68 % доверия для нашей базовой модели. Наилучшие результаты для НЛИ не изменяются, как и ожидалось, потому что он влияет только на часть, поглощаемую CMB, а не на поглощаемую EBL, и не чувствителен к магнитному полю. Ослабление предположения о степенном спектре путем добавления умеренной кривизны, например, вогнутой логарифмической параболы, ухудшило бы подгонку, как объясняется в разделе 4.2, но не изменило бы относительное предпочтение АПЧ по сравнению с НЛИ. Выводы нашего исследования остаются неизменными при этих вариациях.

*5.3. Другие ограничения и указания на НЛИ.* Другое потенциальное указание на НЛИ, обсуждаемое в связи с GRB 221009A, касается видимой временной задержки фотонов с более высокой энергией по отношению к фотонам с более низкой энергией (см., например, работу [35]). В частности, событие Ковёр-3 было обнаружено через 4536 с после триггера GRB, что значительно позже, чем интервал $<$ 2000 с, охватываемый обнаружениями LHAASO. Такая задержка может быть вызвана либо внутренними процессами излучения в источнике, либо субсветовым НЛИ [12, 13]. Примечательно, что массовый масштаб НЛИ $E_{\mathrm{LIV},2}$, необходимый для объяснения этой временной задержки, согласуется со значением, предпочтительным в текущем анализе.

Тот же параметр $E_{\mathrm{LIV},2}$ может быть независимо ограничен путем изучения развития атмосферных ливней. В сценариях субсветового НЛИ ожида-

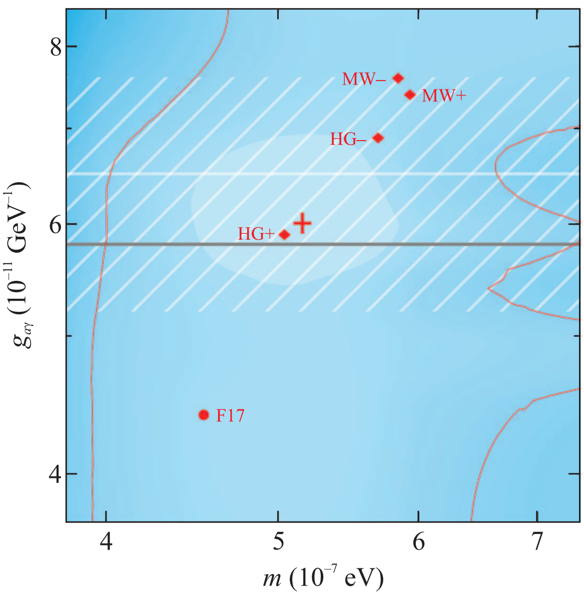


Рис. 5. (Цветной онлайн) Пространство параметров АПЧ $(m, g_{a\gamma\gamma})$: увеличенная область с рис. 2. Показаны параметры наилучшего соответствия для базовой модели (красный крест; красная контурная линия окружает область 68 % CL), вариации нормализации магнитного поля галактики-хозяина (HG) и Млечного Пути (MW) на $\pm 30\,\%$ (+, −), а также для модели Franceschini & Rodighiero (2017) [34] EBL (F17). Другие обозначения см. на рис. 2

ется, что ливни, инициированные фотонами с энергией выше определенного уровня, будут развиваться глубже в атмосфере, чем в стандартной физике [36]. Наблюдения спектров гамма-излучения очень высоких энергий галактических источников дают ограничение $E_{\mathrm{LIV},2} > 1.7 \times 10^{13}$ ГэВ [32], в то время как отсутствие аномальных фотонных под-ливней в каскадах, индуцированных адронами, подразумевает еще более строгое ограничение, $E_{\mathrm{LIV},2} > 2.4 \times 10^{14}$ ГэВ, в предположении отсутствия НЛИ для адронов [33]. Эти независимые ограничения противоречат наилучшей оценке $E_{\mathrm{LIV},2}$, полученной в нашем анализе и в работах [4, 6, 10, 12].

Заметим, что для НЛИ с $n = 1$, рассматриваемого в работах [4, 6, 10, 11, 13], но не в нашей работе, исключение на самом деле гораздо сильнее. Значение $E_{\mathrm{LIV},1} \sim 3.0 \times 10^{20}$ ГэВ, предпочитаемое в этих работах, исключается, если квантовая электродинамика (КЭД) НЛИ с $n = 1$ рассматривается самосогласованно. Единственная эффективная лагранжева теория поля [37] для $n = 1$ НЛИ КЭД подразумевает противоположные знаки для НЛИ-членов в дисперсионном соотношении для двух разных циркулярных поляризаций фотонов. Это приводит к вакуумному двулучепреломлению, т.е. вращению плоскости поляризации для фотонного пучка. Наиболее сильное ограничение, связанное с отсутствием вакуумного двулучепреломления, было получено в результате наблюдения поляризованного излучения от гамма-всплеска 061122 с помощью телескопа IBIS миссии INTEGRAL [38]. Оно составляет $E_{\mathrm{LIV},1} > 1.8 \times 10^{34}$ ГэВ, исключая значение, предложенное в работах [4, 6, 10, 11, 13] для объяснения GRB 221009A, на 14 порядков.

*5.4. Другие ограничения и указания на АПЧ.* Наилучшие параметры АПЧ, полученные в этой работе, согласуются с параметрами, выведенными в предыдущих качественных анализах энергичных фотонов из GRB 221009A [5, 20], но они явно отдают предпочтение области высоких масс в части пространства параметров, где ожидается сильное смешивание фотонов и АПЧ. Наилучшее значение связи, $g_{a\gamma\gamma}$, удивительно хорошо согласуется со значением, предпочитаемым в недавнем повторном анализе эволюции гелиевых звезд в шаровых скоплениях [31]. Это значение близко к экспериментальному верхнему пределу, полученному в результате поиска солнечных аксионов с помощью CAST [29], и соответствует всем лабораторным ограничениям. Однако оно противоречит астрофизическим ограничениям, полученным из измерений поляризации намагниченных белых карликов [30], которые сильно зависят от предположений о структуре магнитного поля в окрестностях этих звезд.

**6. Выводы.** Объединенные наблюдения установок LHAASO и Ковёр-3 позволяют построить спектр интегрального потока GRB 221009A в диапазоне энергий от $\sim 0.1$ до $\sim 300$ ТэВ. Мы подобрали этот спектр в соответствии с предположениями стандартной физики, нарушением лоренц-инвариантности и смешением фотонов и АПЧ. Наш анализ показывает, что, с технической точки зрения, оба сценария НЛИ и АПЧ улучшают описание данных LHAASO и Ковёр-3 по сравнению со стандартными моделями поглощения. Однако смешивание с АПЧ обеспечивает значительно лучшую общую аппроксимацию. Более того, параметр наилучшего подгона НЛИ, $E_{\mathrm{LIV},2}$, предпочтительный в нашем анализе, а также в работах [4, 6, 10, 12], исключается другими наблюдениями. В частности, соответствующие значения $E_{\mathrm{LIV},2}$ означали бы, что атмосферный ливень, обнаруженный на установке Ковёр-3, начинался бы глубже в атмосфере и развивался нестандартным образом [32]. Отметим, что значения $E_{\mathrm{LIV},1}$ из работ [4, 6, 10, 11, 13] исключаются из-за отсутствия наблюдений вакуумного двулучепреломления [38]. В свою очередь, параметры наилучшего подбора АПЧ сталкиваются с ограничениями, зависящими от модели, полученными из поляризации магнитных белых карликов [30]. Эти противоречия усиливают необходимость в новых теоретических рамках для объяснения аномальной прозрачности Вселенной для фотонов очень высокой энергии.

**Финансирование работы.** Данная работа финансировалась за счет средств Российского научного фонда, грант 22-12-00253-P.

**Конфликт интересов.** Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

---

1. H. Yong, H. Shicong, Ch. Songzhan, Zh. Min, L. Cheng, Y. Zhiguo, and C. Zhen, "LHAASO observed GRB 221009A with more than 5000 VHE photons up to around 18 TeV", GCN Circular **32677**, 1 (2022).
2. D. Dzhappuev, Yu. Z. Afashokov, I. M. Dzaparova, et al. (Carpet-2 Group). "Swift J1913.1 + 1946/GRB 221009A: detection of a 250-TeV photon-like air shower by Carpet-2", The Astronomer's Telegram **15669**, 1 (2022).
3. A. I. Nikishov, "Absorption of high-energy photons in the universe", Sov. Phys. JETP **14**, 393 (1962) [A. I. Nikishov, "Absorption of high-energy photons in the universe", ZhETF **41**, 549 (1962)].
4. G. Galanti, L. Nava, M. Roncadelli, F. Tavecchio, and G. Bonnoli, "Observability of the Very-High-Energy Emission from GRB 221009A", Phys. Rev. Lett. **131**, 251001 (2023).
5. S. V. Troitsky, "Parameters of axion-like particles required to explain high-energy photons from GRB 221009A", Pis'ma v ZhETF **116**, 745 (2022).
6. J. D. Finke and S. Razzaque, "Possible Evidence for Lorentz Invariance Violation in Gamma-Ray Burst 221009A", Astrophys. J. Lett. **942**, L21 (2023).
7. Zh. Cao, F. Aharonian, Q. An et al. (LHAASO), "A tera?electron volt afterglow from a narrow jet in an extremely bright gamma-ray burst", Science **380**(6652), adg9328 (2023).
8. Zh Cao, F. Aharonian, Q. An et al. (LHAASO), "Very high-energy gamma-ray emission beyond 10 TeV from GRB 221009A", Sci. Adv. **9**(46), adj2778 (2023).
9. D. D. Dzhappuev, I. M. Dzaparova, T. A. Dzhatdoev, et al. (Carpet-3 Group), "Carpet-3 detection of a photonlike air shower with estimated primary energy above 100 TeV in a spatial and temporal coincidence with GRB 221009A", Phys. Rev. D **111**, 102005 (2025).
10. G. Galanti, M. Roncadelli, G. Bonnoli, L. Nava, and F. Tavecchio, "Gamma Ray Burst GRB 221009A: two distinct hints at once at new physics", arXiv:2502.03453 (2025).
11. G. Galanti and M. Roncadelli, "Is Lorentz invariance violation found", arXiv:2504.01830 (2025).
12. D. D. Ofengeim and T. Piran, "The 300 TeV photon from GRB 221009A: a Hint at Non-linear Lorentz Invariance Violation", arXiv:2508.07153 (2025).
13. H. Song and B. Ma, "Carpet-3 300 TeV Photon Event as an Evidence for Lorentz Violation", arXiv:2508.08984 (2025).
14. A. Saldana-Lopez, A. Domínguez, P. G. Pérez-González, J. Finke, M. Ajello, J. R. Primack, V. S. Paliya, and A. Desai, "An observational determination of the evolving extragalactic background light from the multiwavelength HST/CANDELS survey in the Fermi and CTA era", Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **507**, 5144 (2021).
15. G. Raffelt and L. Stodolsky, "Mixing of the Photon with Low Mass Particles", Phys. Rev. D **37**, 1237 (1988).
16. S. V. Troitsky, "Axion-like particles and the propagation of gamma rays over astronomical distances", JETP Lett. **105**, 55 (2017).
17. G. Galanti and M. Roncadelli, "Axion-like Particles Implications for High-Energy Astrophysics", Universe **8**, 253 (2022).
18. M. S. Pshirkov, P. G. Tinyakov, and F. R. Urban, "New limits on extragalactic magnetic fields from rotation measures", Phys. Rev. Lett. **116**, 191302 (2016).
19. M. S. Pshirkov, P. G. Tinyakov, P. P. Kronberg, and K. J. Newton-McGee, "Deriving global structure of the Galactic Magnetic Field from Faraday Rotation Measures of extragalactic sources", Astrophys. J. **738**, 192 (2011).
20. S. V. Troitsky, "Towards a model of photon-axion conversion in the host galaxy of GRB 221009A", JCAP **01**, 016 (2024).
21. M. V. Libanov and S. V. Troitsky, "On the impact of magnetic-field models in galaxy clusters on constraints on axion-like particles from the lack of irregularities in high-energy spectra of astrophysical sources", Phys. Lett. B **802**, 135252 (2020).
22. A. Addazi, J. Alvarez-Muniz, R. Alves Batista et al. (COST Action CA18108), "Quantum gravity phenomenology at the dawn of the multi-messenger era – A review", Prog. Part. Nucl. Phys. **125**, 103948 (2022).
23. O. Blanch, J. Lopez, and M. Martinez, "Testing the effective scale of quantum gravity with the next generation of gamma-ray telescopes", Astropart. Phys. **19**, 245 (2003).
24. U. Jacob and T. Piran, "Inspecting absorption in the spectra of extra-galactic gamma-ray sources for insight on Lorentz invariance violation", Phys. Rev. D **78**, 124010 (2008).
25. M. Fairbairn, A. Nilsson, J. Ellis, J. Hinton, and R. White, "The CTA Sensitivity to Lorentz-Violating Effects on the Gamma-Ray Horizon", JCAP **06**, 005 (2014).

26. F. Tavecchio and G. Bonnoli, "On the detectability of Lorentz invariance violation through anomalies in the multi-TeV $\gamma$-ray spectra of blazars", Astron. Astrophys. **585**, A25 (2016).
27. F.I. Vrban, *Photon-photon scattering under lorentz invariance violation*, Master's thesis (University of Rijeka, Rijeka, Croatia, 2022); https://repository.phy.uniri.hr/islandora/object/phyri:224.
28. J.M. Carmona, J.L. Cortés, F. Rescic, M.A. Reyes, T. Terzić, and F.I. Vrban, "Approaches to photon absorption in a Lorentz invariance violation scenario", Phys. Rev. D **110**, 063035 (2024).
29. K. Altenmüller, V. Anastassopoulos, S. Arguedas-Cuendis et al. (CAST), "New Upper Limit on the Axion-Photon Coupling with an Extended CAST Run with a Xe-Based Micromegas Detector", Phys. Rev. Lett. **133**, 221005 (2024).
30. C. Dessert, D. Dunsky, and B.R. Safdi, "Upper limit on the axion-photon coupling from magnetic white dwarf polarization", Phys. Rev. D **105**, 103034 (2022).
31. S.V. Troitsky, "Parameters of axion-like particles required to explain high-energy photons from GRB 221009A", Pis'ma v ZhETF **116**, 745 (2022).
32. P.S. Satunin, "Two-sided constraints on Lorentz invariance violation from Tibet-AS$\gamma$ and LHAASO very-high-energy photon observations", Eur. Phys. J. C **81**, 750 (2021).
33. N.S. Martynenko, G.I. Rubtsov, P.S. Satunin, A.K. Sharofeev, and S.V. Troitsky, "Hypothetical Lorentz invariance violation and the muon content of extensive air showers", Phys. Rev. D **111**, 063010 (2025).
34. A. Franceschini and G. Rodighiero, "The extragalactic background light revisited and the cosmic photonphoton opacity", Astron. Astrophys. **603**, A34 (2017).
35. Zh. Cao, F. Aharonian, M. Axikegu et al. (LHAASO), "Stringent Tests of Lorentz Invariance Violation from LHAASO Observations of GRB 221009A", Phys. Rev. Lett. **133**, 071501 (2024).
36. G.I. Rubtsov, P.S. Satunin, and S.M. Sibiryakov, "On calculation of cross sections in Lorentz violating theories", Phys. Rev. D **86**, 085012 (2012).
37. R. C. Myers and M. Pospelov, "Ultraviolet modifications of dispersion relations in effective field theory", Phys. Rev. Lett. **90**, 211601 (2003).
38. D. Götz, S. Covino, A. Fernandez-Soto, P. Laurent, and Z . Bosnjak, "The polarized Gamma-Ray Burst GRB 061122", Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **431**, 3550 (2013).