Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Андрианов, Д. Эсприу, С. С. Колеватов, Поиск нарушения четности в космических лучах, *ТМФ*, 2015, том 184, номер 3, 392–397

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf8901>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.210.77.194

26 апреля 2023 г., 13:57:09

© 2015 г. А. А. Андрианов*, Д. Эсприу[†], С. С. Колеватов*

ПОИСК НАРУШЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

Изучается возможность существования области с нарушенной четностью около высокоэнергетичных источников фотонов. Подобное нарушение может возникнуть благодаря конденсации псевдоскалярного фона. Показано, что если этот конденсат обладает большим градиентом плотности, фотоны с положительной киральностью будут распадаться на e^+e^- -пары. В результате этого процесса будет уменьшаться количество положительно поляризованных фотонов, что может увеличить долю позитронов в космических лучах.

Ключевые слова: космические лучи, электродинамика Максвелла–Черна–Саймонса, распад фотона.

DOI: 10.4213/tmf8901

1. ВВЕДЕНИЕ

История исследований, связанных с нарушением четности в астрофизике, начинается с важной работы [1]. В этой работе авторы рассматривают модифицированную электродинамику с дополнительным членом Черна–Саймонса, нарушающим четность, с постоянным четырехвектором Черна–Саймонса. Однако в указанной работе на основании анализа излучения удаленных галактик было показано, что сигнала подобного нарушения на расстояниях $\sim 10^{10}$ световых лет нет.

Тем не менее отсутствие экспериментальных доказательств малейшего нарушения лоренц-инвариантности и четности на масштабах, сравнимых с размерами Вселенной, не исключает подобные эффекты на уровне звезд или даже галактик. На этих масштабах спонтанное нарушение лоренц-инвариантности может возникнуть как эффект среды после конденсации аксионоподобных полей [2].

Последние результаты современного эксперимента AMS-2 [3] подтвердили данные PAMELA [4] и Fermi-LAT [5]: аномально большое количество высокоэнергетичных позитронов в космических лучах. Несмотря на то что эти результаты могут

*Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия.
E-mail: sashaandrianov@gmail.com, kss2005@list.ru

[†]Departament d'Estructura i Constituents de la Matèria, Institut de Ciències del Cosmos (ICCUB), Universitat de Barcelona, Barcelona, Catalonia, Spain. E-mail: espriu@icc.ub.edu

быть объяснены астрофизическими процессами (см., например, [6]), возможность аномального выхода позитронов благодаря некоторой новой физике представляется очень интересной. Другой захватывающий результат был опубликован в работе [7]. Авторы анализируют распределение высокоэнергетичных фотонов в космических лучах и, делая предположение о природе источников, получают сигнал, указывающий на нарушение четности в межгалактических областях.

Цель настоящей работы – описать модель, которая может дать объяснение экспериментальных данных, упомянутых выше.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ И ГРАНИЧНЫЕ ЭФФЕКТЫ

Если считать, что приходящие сигналы в виде высокоэнергетических фотонов [7] действительно исходят от блазаров, расположенных в центрах галактик, тогда есть вероятность, что подобный источник может быть окружен сферически-симметричным аксионным фоном $a(r, t)$. Мы предположим, что временная зависимость этого фона не важна, так как могут проявляться лишь осцилляции аксионного поля, поэтому мы рассмотрим фон $a(r)$, уменьшающийся по мере удаления от источника.

Естественно рассмотреть модель, в которой в некоторой области наблюдается линейная зависимость $a(r)$, переходящая в константу на некотором радиусе R . Вдали от центра галактики мы не наблюдаем подобного фона. А если мы считаем, что в окрестности блазара есть подобный конденсат, он должен убывать и исчезать в какой-то момент и может быть описан нашей моделью. В этой модели мы сталкиваемся с некоторыми процессами, которые могут повлиять на киральность исходящих частиц.

Такого рода зависимость $a(r)$ может иметь место на периферии галактики или недалеко от центра. В любом случае для области, где величина фонового поля падает, мы можем написать лагранжиан, описывающий поведение фотонов:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\alpha\beta}(x)F_{\alpha\beta}(x) - \frac{1}{4}F^{\mu\nu}(x)\tilde{F}_{\mu\nu}(x)a_{cl}(x). \quad (1)$$

Если мы предположим, что $a_{cl}(r)$ линейно падает и фотоны распространяются вдоль радиуса, то можно рассмотреть упрощенную модель с $a_{cl}(x) = -\zeta x$. В этом случае мы знаем, что делать с подобным лагранжианом [8]. Воспользуемся теоремой Гаусса и получим член Черна–Саймонса вместо $aF\tilde{F}$:

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4}F^{\alpha\beta}(x)F_{\alpha\beta}(x) + \frac{1}{2}\zeta_\mu A_\nu(x)\tilde{F}^{\mu\nu}(x). \quad (2)$$

Решения этой модели нам известны [8]: имеют место две киральности распространяющихся фотонов с различной кинематикой. К примеру, дисперсионные соотношения различны:

$$\begin{aligned} \omega_+ &= \sqrt{\mathbf{k}^2 + \frac{1}{2}\zeta^2 + \zeta\sqrt{k_1^2 + \frac{1}{4}\zeta^2}}, \\ \omega_- &= \sqrt{\mathbf{k}^2 + \frac{1}{2}\zeta^2 - \zeta\sqrt{k_1^2 + \frac{1}{4}\zeta^2}}. \end{aligned} \quad (3)$$

Рис. 1. Отношение между двумя коэффициентами прохождения, соответствующими различным поляризациям. Зависимость от ω демонстрирует радикальную разницу в поведении фотонов для положительной и отрицательной поляризаций.

Из этих выражений легко видеть, что при положительной киральности должно выполняться условие $\omega > \zeta$. Нами ранее рассматривалось распространение фотонов через границу $\zeta \cdot x = 0$, было показано, что в этой модели энергия сохраняется, и были найдены коэффициенты прохождения для обеих величин киральности, которые можно записать следующим образом [9]:

$$\mathfrak{T}^{\pm} = \frac{2k_{1\pm}^{\text{CS}}}{k_{1\pm}^{\text{CS}} + k_{10}^{\text{CS}}}, \quad (4)$$

где выражения для k_{1A}^{CS} имеют вид

$$k_{10}^{\text{CS}} = \sqrt{\omega^2 - k_{\perp}^2}, \quad (5)$$

$$k_{1+}^{\text{CS}} = \sqrt{\omega^2 - k_{\perp}^2 - \zeta \sqrt{\omega^2 - k_{\perp}^2}}, \quad k_{1-}^{\text{CS}} = \sqrt{\omega^2 - k_{\perp}^2 + \zeta \sqrt{\omega^2 - k_{\perp}^2}},$$

или, поскольку мы рассматриваем фотоны, распространяющиеся вдоль радиуса,

$$k_{10}^{\text{CS}} = \omega, \quad k_{1+}^{\text{CS}} = \sqrt{\omega^2 - \zeta \omega}, \quad k_{1-}^{\text{CS}} = \sqrt{\omega^2 + \zeta \omega}. \quad (6)$$

Коэффициент прохождения $\mathfrak{T}$ описывает долю фотонов, которые проникают через границу. Чтобы понять, как зависимость аксионного поля от расстояния до источника может влиять на киральность исходящих фотонов, рассмотрим величину

$$F\left(\frac{\omega}{\zeta}\right) = \frac{\mathfrak{T}^+(\omega, \zeta)}{\mathfrak{T}^-(\omega, \zeta)} = \frac{\sqrt{\omega/\zeta - 1}(\sqrt{\omega/\zeta + 1} + \sqrt{\omega/\zeta})}{\sqrt{\omega/\zeta + 1}(\sqrt{\omega/\zeta - 1} + \sqrt{\omega/\zeta})}. \quad (7)$$

Как видно из рис. 1, для $\omega \gg \zeta$ нет большой разницы между двумя поляризациями, но если величина ω сравнима с ζ , фотонов с отрицательной киральностью будет

больше. Наконец, для $\omega < \zeta$ только отрицательная киральность может распространяться в рассматриваемом нами классическом фоновом поле, поэтому отношение (7) равно нулю в этой области.

Если рассуждать о наблюдаемых величинах, можно сказать, что исчезновение аксионного поля и обращение в нуль градиента фона значительно изменят соотношение исходящих фотонов различных поляризаций.

3. РАСПАД ФОТОНА

Теперь обсудим другое важное явление, способное внести вклад в поток исходящих частиц, а именно возможность фотонного распада в среде с нарушенной четностью [10].

Было показано, что только фотоны с положительной поляризацией могут распасться на e^+e^- -пару. Этот процесс также должен уменьшать количество исходящих фотонов с положительной киральностью. Мы приведем здесь некоторые вычисления для демонстрации количественного эффекта подобного распада.

Напомним, что полная ширина распада высокоэнергетичного фотона с положительной поляризацией имеет вид [11]

$$\Gamma_+ \simeq \frac{\alpha\zeta}{3}. \quad (8)$$

Предположим, что поток фотонов от источника равен $N_0(\omega)$. При нахождении в среде с нарушенной четностью в течение времени t часть фотонов с положительной поляризацией распадается, и количество фотонов уменьшается,

$$N(t, \omega) = N_0 e^{-\Gamma_+ t / \gamma}, \quad (9)$$

где $\gamma = 1/(1-v^2)$ – лоренц-фактор частицы. Сначала мы найдем этот гамма-фактор:

$$\begin{aligned} v &= \frac{|\mathbf{k}_+|}{\omega} = \frac{\sqrt{\omega^2 - \zeta\omega}}{\omega}, \\ \gamma &= \frac{1}{\sqrt{1-v^2}} = \sqrt{\frac{\zeta}{\omega}}. \end{aligned} \quad (10)$$

В результате мы находим

$$N(t, \omega) = N_0 e^{-t \cdot \alpha \zeta \sqrt{\zeta} / 3 \sqrt{\omega}}. \quad (11)$$

Положим $\omega \sim \text{ТэВ}$ и $\alpha \sim 10^{-2}$. Чтобы получить результат, мы должны сделать предположения о времени t , мы выберем его $t \sim 10^{-8}$ с лишь для того, чтобы масштаб был порядка 1 м. При этих значениях и предположениях мы можем построить зависимость N от вектора Черна–Саймонса ζ .

Важно помнить, что у описываемого распада есть порог

$$\omega \simeq \frac{m_e^2}{\zeta}, \quad (12)$$

Рис. 2. Отношение между конечным количеством частиц, прошедших через среду с нарушенной четностью, и изначальным количеством.

который при принятых нами значениях дает, что величина ζ должна быть больше ~ 1 эВ. На рис. 2 можно видеть, что в наших предположениях для $\zeta > 1$ кэВ скорость распада очень высока. Поэтому, если источник окружен средой с нарушенной четностью, только фотоны с отрицательной киральностью будут видны с больших расстояний. В этом случае может также наблюдаться выход e^+e^- -пар.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы рассмотрели упрощенную модель возможного конденсата, располагающегося около высокоэнергетических космических источников. Мы показали, что если градиент подобного конденсата вдоль радиуса отличен от нуля (что является естественным предположением), он может сильно влиять на характеристики исходящих частиц. Если этот градиент велик, абсолютное большинство высокоэнергетических фотонов с положительной киральностью распадается. Более того, количество фотонов с положительной поляризацией будет уменьшаться из-за граничных эффектов, которые обсуждались в разделе 2.

Если градиент аксионного поля составляет $\sim$ кэВ–МэВ, граничные эффекты не будут играть значительной роли. Чем меньше градиент, тем длиннее путь частиц в этом исчезающем фоне. Поэтому даже при $\zeta \sim$ кэВ будет наблюдаться сильное влияние конденсата на количество исходящих e^+e^- -пар и фотонов положительной киральности.

Таким образом, присутствие конденсата, нарушающего четность, около космических источников может объяснить не до конца понятные результаты некоторых астрофизических экспериментов, обсуждаемых в начале настоящей работы.

Благодарности. Авторы благодарны за финансовую поддержку в рамках исследовательских проектов FPA2013-46570, 2014-SGR-104 и Consolider CPAN. Работа А. А. Андрианова и С. С. Колеватова также финансировалась РФФИ (грант № 13-02-00127) и Санкт-Петербургским государственным университетом (грант № 11.38.660.2013). С. С. Колеватов также благодарен фонду “Династия”.

Список литературы

- [1] S. M. Carroll, G. B. Field, R. Jackiw, *Phys. Rev. D*, **41**:4 (1990), 1231–1240.
- [2] A. A. Andrianov, R. Soldati, *Phys. Rev. D*, **51**:10 (1995), 5961–5964, arXiv: hep-th/9405147.

- [3] M. Pohl, *Latest Results from the alpha magnetic spectrometer on the international space station*, [arXiv: 1412.2482](#).
- [4] O. Adriani, G. C. Barbarino, G. A. Bazilevskaya et al. [PAMELA Collaboration], *Nature*, **458**:7238 (2009), 607–609, [arXiv: 0810.4995](#).
- [5] A. A. Abdo, M. Ackermann, M. Ajello et al. [Fermi LAT Collaboration], *Phys. Rev. Lett.*, **102**:18 (2009), 181101, 6 pp., [arXiv: 0905.0025](#).
- [6] D. Hooper, P. Blasi, P. D. Serpico, *JCAP*, **01** (2009), 025, 15 pp., [arXiv: 0810.1527](#).
- [7] H. Tashiro, W. Chen, F. Ferrer, T. Vachaspati, *MNRAS Lett.*, **445**:1 (2014), L41–L45, [arXiv: 1310.4826](#).
- [8] A. A. Andrianov, S. S. Kolevatov, R. Soldati, *JHEP*, **11** (2011), 007, [arXiv: 1109.3440](#).
- [9] A. A. Андрианов, С. С. Колеватов, *ТМФ*, **175**:3 (2013), 357–369, [arXiv: 1212.5723](#).
- [10] E. I. Guendelman, D. A. Owen, *Phys. Lett. B*, **251**:3 (1990), 439–442; *Phys. Lett. B*, **252**:1 (1990), 113–115.
- [11] A. A. Andrianov, D. Espriu, P. Giacconi, R. Soldati, *JHEP*, **09** (2009), 057, 16 pp., [arXiv: 0907.3709](#).