

УДК 539.17:539.12

## ВОЗМОЖНОСТЬ ОБНАРУЖЕНИЯ РАСПАДА ЗАРЯЖЕННОГО $a_0$ -МЕЗОНА С НАРУШЕНИЕМ $P$ -СИММЕТРИИ

© 2024 г. В. Н. Коваленко<sup>1,\*</sup>, В. В. Петров<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

\*e-mail: v.kovalenko@spbu.ru

Поступила в редакцию 16.03.2024

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Исследована возможность поиска эффектов локального нарушения пространственной четности в сильных взаимодействиях в распаде заряженного  $a_0$ -мезона на заряженные пион и фотон. С использованием Монте-Карло генератора Pythia изучен спектр инвариантных масс пар  $\pi^\pm\gamma$  с учетом канала распада  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$ . Получена оценка на минимальное количество событий  $pp$  и Pb-Pb столкновений для значимого уровня сигнала  $P$ -нарушающего распада.

DOI: 10.31857/S0367676524080241, EDN: OORSTY

### ВВЕДЕНИЕ

Известно, что глобальное сохранение пространственной четности является хорошо установленной симметрией сильных взаимодействий. До сих пор не было найдено никаких доказательств нарушения  $P$ - и  $CP$ -симметрии в сильных взаимодействиях. Однако КХД не запрещает локальное нарушение симметрии четности из-за больших топологических флуктуаций при высокой температуре с динамической генерацией конфигураций нетривиального топологического заряда. Необходимым условием наблюдения этих эффектов является достаточно большое время жизни горячей капли сильновзаимодействующей материи, достигаемое в центральных ядерно-ядерных столкновениях на Большом адронном коллайдере (БАК, ЛНС) [1–3].

Лагранжиан КХД

$$L_{QCD} = \frac{-1}{4} G^{\mu\nu,a} G_{\mu\nu}^a + \bar{q} \left( i\gamma^\mu D_\mu - \hat{m}_q \right) q,$$

$$D_\mu = \partial_\mu - iG_\mu^a \lambda^a, G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c$$

может быть дополнен  $\theta$ -слагаемым, нарушающим  $P$ -симметрию:

$$\Delta L_\theta = \theta \frac{g^2}{16\pi^2} \text{Tr} \left( G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu} \right),$$

при этом существует достаточно низкий предел значения параметра  $\theta \lesssim 10^{-9}$ . Стоит отметить, что в данном случае рассматривается именно вклад от сильного взаимодействия в столкновениях тяжелых ионов, в отличие от эффектов слабого взаимодействия,

которые могут наблюдаться в столкновениях протонов и легких ядер [4, 5].

Одна из возможных теорий рассматривает локальное нарушение четности как следствие больших топологических флуктуаций при высокой температуре и генерации конфигураций глюонного поля с нетривиальным топологическим зарядом [6–8]. Вклад в лагранжиан КХД топологического заряда может играть роль эффективного  $\theta$ -слагаемого. Из-за частичного сохранения аксиального тока он также приводит к возникновению фазы с ненулевым киральным химическим потенциалом  $\mu_5$  [9]. Как было показано с использованием обобщенной сигма-модели с фоновым 4-вектором аксиального химического потенциала, внутри среды с локальным нарушением четности  $a_0^\pm$  мезон может распадаться по запрещенному каналу:  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  [10–13].

Цель нашего исследования — проверить возможность экспериментального наблюдения такого распада с помощью моделирования Монте-Карло. Преимущество поиска в  $\pi^\pm + \gamma$  канале состоит в том, что он является относительно чистым по сравнению с чисто адронными распадами. Недостатком является низкая вероятность такого распада из-за коэффициента ветвления. Например, существует оценка [13, 14], из которой следует, что при  $\mu_5 = 500$  МэВ и значении импульса  $|\vec{q}| = 128$  МэВ, относительная доля выхода по данному каналу распада составляет около 0.001 %. В нашем моделировании далее мы используем коэффициент ветвления 5 % с целью оптимизации монте-карловских вычислений.

Стоит отметить, что были предложены и другие экспериментальные наблюдаемые величины для поиска локального нарушения четности в сильных взаимодействиях. При наличии большого магнитного поля, которое возникает в полужетронных и периферических столкновениях тяжелых ионов, может проявляться так называемый киральный магнитный эффект (CME), эффект разделения киральностей [15, 16] и киральные магнитные волны (CMW). Эти эффекты измерялись на ускорителях RHIC [17, 18] и LHC [19], и CME-подобный сигнал был найден. Однако интерпретация полученных данных затруднена, поскольку имеются сильные фоновые эффекты, такие как сохранение локального заряда, которые играют сопоставимую роль. Тем не менее, сравнение экспериментальных результатов с моделированием показало, что наилучшее согласие достигается для  $\mu_5$  порядка 300 МэВ [20].

В работах [21, 22] было показано, что эффект локального несохранения четности можно проверить экспериментально путем анализа выходов дилептонных пар в области малых инвариантных масс в столкновениях тяжелых ионов и поиска расщепления поляризации в спектральных функциях  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонов с образованием характерной двухпиковой структуры. Были предложены также дополнительные проявления локального несохранения четности в сильных взаимодействиях, такие как подавление распадов заряженных пи-мезонов на пары мюон и нейтрино в кирально-неинвариантной среде [13], а также для обнаружения локального нарушения четности можно искать возможную асимметрию поляризации фотона [23].

## АНАЛИЗ СГЕНЕРИРОВАННЫХ ДАННЫХ

Для анализа распадов с нарушением пространственной симметрии мы использовали монте-карловский генератор Pythia8 [24] при энергии  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ (для  $pp$ -столкновений) и 5.02 ТэВ (для Pb-Pb столкновений) со включенным каналом распада  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$ . Исследовался спектр инвариантных масс финальных состояний пар  $\pi^\pm - \gamma$ , образовавшихся в сгенерированных событиях. Для выделения коррелированного сигнала мы использовали технику смешивания событий.

Для подавления фона мы также учли, что  $\pi^\pm - \gamma$  пары, произошедшие непосредственно из распада  $a_0$  мезона, скорее всего, направлены в противоположные стороны по азимутальному углу, как показано на рис. 1. Это приводит к следующему критерию отбора:

$$\Delta\varphi_{\pi^\pm, \gamma} > \frac{\pi}{2}.$$

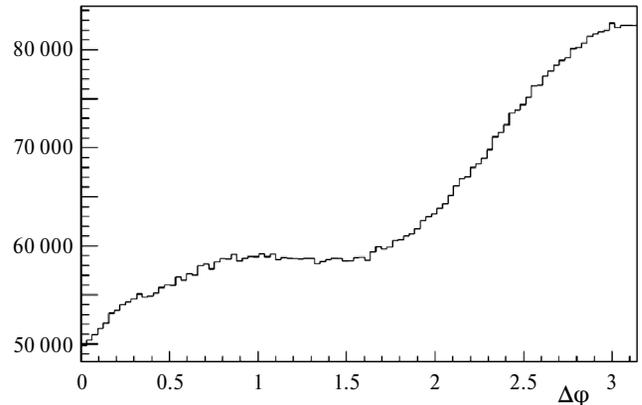


Рис. 1. Азимутальное распределение углов между  $\pi^\pm$  и  $\gamma$  от распада  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$ .

## Отбор $\gamma$ -квантов

Существует несколько цепочек распада  $a_0^\pm$ , для которых в финальном состоянии присутствуют  $\pi^\pm$  мезон и  $\gamma$ -квант. Доминирующим является процесс  $a_0^\pm \rightarrow \eta + \pi^\pm$  (90%), т. к.  $\eta$ -мезон может распасться на  $2\gamma$  (с вероятностью 39.4%),  $\pi^+ + \pi^- + \pi^0$  (23%) или  $3\pi^0$  (32.6%).  $\pi^0$ -мезон в основном распадается на  $2\gamma$  (98.8%). Все эти распады вида  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma + X$  проявляются в спектре инвариантных масс  $\pi^\pm + \gamma$  (рис. 2).

Чтобы подавить вклад  $\gamma$ , образующихся от распадов  $\pi^0$  или  $\eta$ , мы выбрали следующие кинематические ограничения: отвергаются фотоны, для которых существуют пары с инвариантной массой в следующих диапазонах:

$$0.1335 \text{ ГэВ} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 0.1365 \text{ ГэВ};$$

$$0.5455 \text{ ГэВ} \leq M_{\gamma\gamma} \leq 0.5505 \text{ ГэВ}$$

Потеря полезного сигнала ( $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$ ) при этом составляет около 50%, однако описанная выше процедура существенно уменьшает фоновый спектр.

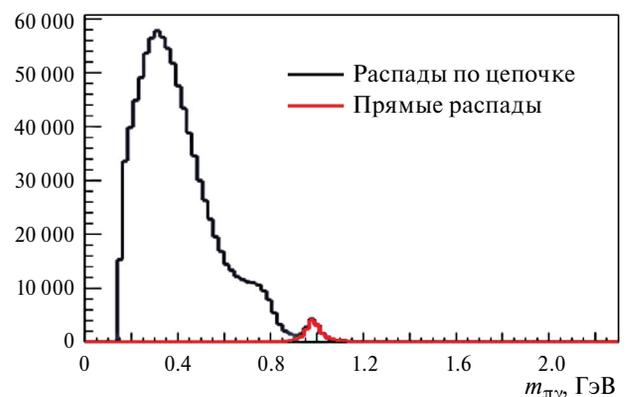


Рис. 2. Спектр инвариантных масс  $\pi^\pm + \gamma$  пар, рождающихся напрямую (красный) и в цепочках распада (синий). Коэффициент ветвления распада  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  составляет 5%.

### Состав коррелированного сигнала после отбора

При применении всех критериев отбора в оставшемся спектре  $\pi^\pm$ - $\gamma$  доминируют только пары, образованные цепочками распада без участия  $\pi^0$ - и  $\eta$ -мезонов (рис. 3). Основной вклад фона возникает за счет корреляций, происходящих от дикварков в Pythia. Существует также несколько резонансов, продукты распада которых включают фотон и заряженный пион и, таким образом, они тоже вносят вклад в спектр.

Как показано на рис. 3, большая часть вкладов в спектр инвариантных масс в районе 0.98 ГэВ ведет себя достаточно гладко. Это означает, что при хорошей статистике можно было бы обнаружить пик от  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  с даже при низком коэффициенте ветвления. Однако не следует забывать об экспериментальных трудностях. Наиболее важными является неидеальная идентификация заряженных пионов, а также эффективность регистрации фотонов. Последний эффект имеет решающее значение для выбора метода отбора  $\gamma$ .

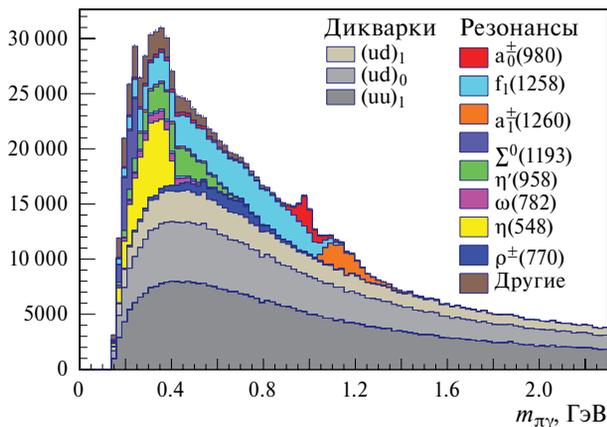


Рис. 3. Состав спектра инвариантных масс после выделения  $\gamma$  в  $pp$ -столкновениях. Коэффициент ветвления ( $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$ ) составляет 5%.

Используя полученные спектры сигнала и фона (рис. 4), мы можем вычислить статистическую значимость ожидаемого сигнала и масштабировать его до статистики произвольных событий. На рис. 4 фон аппроксимировался с использованием экспоненциальной функции, а вклад от распада  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  — с помощью распределения Гаусса. С учетом этих аппроксимаций мы можем оценить минимальное количество событий, чтобы достоверно обнаружить  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  распад для любого значения коэффициента ветвления. Если потребовать, чтобы статистическая значимость сигнала от прямых распадов на фоне флуктуацией фона достигла  $5\sigma$ , минимальное число событий составит порядка  $10^{13}$  для  $pp$ -взаимодействия

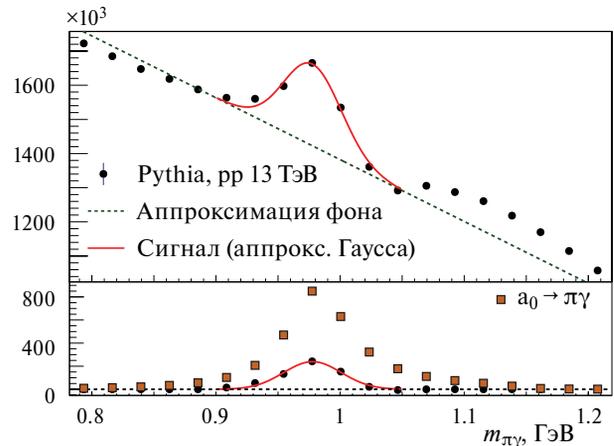


Рис. 4. Выделение распада  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  над комбинаторным фоном и аппроксимация сигнала гауссовой функцией.

и  $10^{11}$  для Pb-Pb-столкновений. Эта оценка справедлива для коэффициента ветвления 0.001%. Следует отметить, оценка сделана без учета детекторных эффектов. Требуемая статистика, по-видимому, может быть накоплена за несколько лет работы LHC в периодах сбора данных Run 3 и Run 4, однако это делает предстоящий анализ достаточно сложным.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучены возможности обнаружения распада заряженного  $a_0$ -мезона, нарушающего  $P$ -симметрию, в  $pp$ - и Pb-Pb-столкновениях при энергии LHC. Предложен ряд приемов уменьшения фона и повышения статистической значимости результатов. Произведена оценка минимального количества событий, позволяющего обнаружить распад  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$  с нарушением  $P$ -симметрии, для  $pp$ - и Pb-Pb-столкновений.

Стоит отметить, что в данной работе были выполнены только начальные оценки. Установление более точной статистической значимости наблюдаемых эффектов потребует детального моделирования экспериментальных установок с учетом тщательной оценки вклада фоновых процессов, эффективности идентификации частиц и систематических неопределенностей. В связи с малостью сигнала в  $\pi^\pm + \gamma$  канале, представляет интерес исследовать адронный аналог данного распада, а именно,  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^\mp + \pi^\pm$  [25], который характеризуется более сложным ландшафтом фоновых процессов. Также представляет интерес изучение возможности поиска эффектов локального несохранения четности на коллайдере NICA в экспериментах MPD [26, 27] и SPD [28]. В связи с этим для повышения разрешающей способности трекинга и эффективности регистрации гамма-квантов методом конверсии перспективной является внутренняя трековая система [29, 30].

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-22-00493, <https://rscf.ru/project/22-22-00493>.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kharzeev D., Zhitnitsky A.* // Nucl. Phys. A. 2007. V. 797. P. 67.
2. *Buckley K., Fugleberg T., Zhitnitsky A.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 4814.
3. *Son D.T., Zhitnitsky A.R.* // Phys. Rev. D. 2004. V. 70. Art. No. 07401.
4. *Мильштейн А.И., Николаев Н.Н., Сальников С.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 111. № 4. С. 215; *Milstein A.I., Nikolaev N.N., Salnikova S.G.* // JETP Lett. 2020. V. 111. No. 4. P. 197.
5. *Мильштейн А.И., Николаев Н.Н., Сальников С.Г.* // Письма в ЖЭТФ. 2021. Т. 114. № 10. С. 631; *Milstein A.I., Nikolaev N.N., Salnikova S.G.* // JETP Lett. 2021. V. 114. No. 4. P. 561.
6. *Belavin A.A., Polyakov A.M., Shvarts A.S., Tyupkin Y.S.* // Phys. Lett. B. 1975. V. 59. P. 85.
7. *McLerran L.D., Mottola E., Shaposhnikov M.E.* // Phys. Rev. D. 1991. V. 43. P. 2027.
8. *Moore G.D., Rummukainen K.* // Phys. Rev. D. 2000. V. 61. Art. No. 105008.
9. *Kharzeev D., Pisarski R.D., Tytgat M.H.G.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 512.
10. *Andrianov A., Andrianov V., Espriu D.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 137. Art. No. 01005.
11. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D. et al.* // Acta Phys. Polon. Supp. 2017. V. 10. P. 977.
12. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D. et al.* // Phys. Part. Nucl. Lett. 2018. V. 15. P. 357.
13. *Andrianov A., Andrianov V., Espriu D.* // Particles. 2020. V. 3. P. 15.
14. *Путилова А.Е.* Термодинамические свойства мезонов в среде с киральным химическим потенциалом. Магист. дисс. СПб: СПбГУ. 2017.
15. *Metlitski M.A., Zhitnitsky A.R.* // Phys. Rev. D. 2005. V. 72. Art. No. 045011.
16. *Хайдуков З.В.* // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 117. № 10. С. 719; *Khaidukov Z.V.* // JETP Lett. 2023. V. 117. No. 10. P. 721.
17. *Wang G.* // J. Phys. Conf. Ser. 2017. V. 779. Art. No. 012013.
18. *Haque M.R.* // Nucl. Phys. A. 2019. V. 982. Art. No. 543.
19. *Aziz S.* // Nucl. Phys. A. 2021. V. 1005. Art. No. 121817.
20. *Yuan Z., Huang A., Zhou W.-H. et al.* // Phys. Rev. C. 2024. V. 109. No. 3. Art. No. L031903.
21. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D., Planells X.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 710. P. 230.
22. *Andrianov A.A., Andrianov V.A., Espriu D., Planell X.* // Phys. Rev. D. 2014. V. 90. Art. No. 034024.
23. *Putilova A.E., Iakubovich A.V., Andrianov A.A. et al.* // EPJ Web Conf. 2018. V. 191. Art. No. 05014.
24. *Sjöstrand T., Ask S., Christiansen J.R. et al.* // Comput. Phys. Commun. 2015. V. 191. P. 159.
25. *Petrov V.V., Kovalenko V.N.* // Phys. Part. Nucl. 2024. (in press).
26. *Abgaryan V. et al. (MPD Collaboration)* // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. P. 7.
27. *Иванищев Д.А., Котов Д.О., Малаев М.В. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 5. № 12. С. 1800; *Ivanishchev D.A., Kotov D.O., Malaev M.V. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 12. P. 1439.
28. *Abramov V.V., Aleshko A., Baskov V.A. et al.* // Phys. Part. Nucl. 2021. V. 52. P. 1044.
29. *Жеребчевский В.И., Вечернин В.В., Иголкин С.Н. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 5. С. 702; *Zherebchevsky V.I., Vechernin V.V., Igolkin S.N. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 5. P. 541.
30. *Жеребчевский В.И., Мальцев Н.А., Нестеров Д.Г. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1146; *Zherebchevsky V.I., Maltsev N.A., Nesterov D.G. et al.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 948.

## The possibility of finding the $P$ -symmetry breaking decay of the charged $a_0$ meson

V. N. Kovalenko<sup>1,\*</sup>, V. V. Petrov<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Saint-Petersburg State University, St. Petersburg, 199034, Russia*

\**e-mail: v.kovalenko@spbu.ru*

The possibility of searching for the effects of local spatial parity violation in strong interactions in the decay of a charged  $a_0$  meson into a charged pion and photon has been investigated. Using the Monte Carlo generator Pythia, the spectrum of invariant masses of  $\pi^\pm\gamma$  pairs was studied, considering the decay channel  $a_0^\pm \rightarrow \pi^\pm + \gamma$ . An estimate was obtained for the minimum number of  $pp$  and Pb-Pb collision events for a significant level of the  $P$ -violating decay signal.