

ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА,
ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ФИЗИКА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

УДК 539.126.4

ИЗМЕРЕНИЕ CP-НАРУШЕНИЯ В РАСПАДАХ
D⁰-МЕЗОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ CMS

В. С. Сергейчик, С. М. Поликарпов

В статье представлены результаты поиска CP-нарушения в распаде $D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$. Исследование проводилось на данных протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, которые были получены в эксперименте CMS на Большом Адронном Коллайдере. Используемый набор данных содержит примерно 10^{10} событий, ассоциированных с рождением очарованных адронов, что позволяет проводить прецизионные измерения. Измеренный параметр CP-нарушения равен: $A_{CP}(D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0) = (6.2 \pm 3.1 \text{ (стат.)} \pm 0.2 \text{ (сист.)} \pm 0.8(A_{CP}(D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-)))\%$, где последняя ошибка связана с неопределенностью в измерении параметра $A_{CP}(D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-)$. Полученные результаты свидетельствуют об отсутствии CP-нарушения в изучаемом распаде. Данная работа является первым измерением CP-нарушения в секторе очарованных адронов в эксперименте CMS.

Ключевые слова: CP-нарушение, физика тяжёлых адронов, физика чарма, электро-слабые взаимодействия, эксперимент CMS.

Введение. Неинвариантность фундаментальных взаимодействий относительно комбинированных зарядовой и пространственной чётности (CP) является одним из необходимых условий для генерации наблюдаемой барионной асимметрии Вселенной [1]. В Стандартной модели CP-нарушения (CPV) в распадах частиц возникают за счёт наличия комплексной фазы в параметризации СКМ-матрицы смешивания кварков [2]. Нару-

шение CP-инвариантности хорошо измерено в распадах мезонов, содержащих нижние кварки (b и s), и на данный момент все экспериментальные данные согласуются с расчётами, сделанными на основе современной теории фундаментальных взаимодействий [3–5]. Тем не менее, существующие CPV-эффекты в рамках Стандартной модели не могут объяснить наблюдаемую барионную асимметрию Вселенной [6], а значит, должны существовать процессы, обеспечивающие эти явления и при этом выходящие за рамки существующих теорий (“Новая физика”). Согласно Стандартной модели эффекты нарушения CP-инвариантности сильно подавлены в процессах с участием D -мезонов в отличие от K - и B -мезонов. Таким образом, наблюдение существенного CPV в процессах с D -мезонами может свидетельствовать о проявлении “Новой физики”.

Впервые CP-нарушение в секторе очарованных мезонов было обнаружено коллаборацией LHCb в 2019 году: была измерена разница параметров CPV в двух каналах распада D^0 -мезона: $D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $D^0 \rightarrow K^+K^-$ [7]. Данное измерение свидетельствует о наличии интересующего эффекта по крайней мере в одном из этих распадов. Согласно теоретическим расчётам [8] среди всех мод распадов D^0 канал $D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$ является одним из самых перспективных для поисков CPV. Данный распад можно описать как интерференцию процесса обмена W -бозоном между кварками и пингвинной аннигиляции (PA) (рис. 1), которые могут иметь близкие по модулю амплитуды, но разные фазы, тем самым увеличивая интересующие нас эффекты до уровня нескольких процентов, что существенно больше, чем во всех других модах распада D^0 .

Измеряемая наблюдаемая A_{CP} . Объектом исследования является величина A_{CP} ($D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$), определяемая формулой:

$$A_{CP} = \frac{\Gamma(D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0) - \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0)}{\Gamma(D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0) + \Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0)}, \quad (1)$$

здесь Γ – ширина распада D^0 -мезона. Чтобы различать события с D^0 и \bar{D}^0 накладывается дополнительное требование: D^0 -мезоны должны рождаться в распадах $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0\pi^+$ ($D^*(2010)^- \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$). Таким образом, по заряду пиона можно различать события с D^0 -мезонами и \bar{D}^0 -мезонами. Прямое измерение A_{CP} сопряжено с трудностями, вызванными сложностями измерения асимметрий эффективности реконструкции $D^*(2010)^\pm$ и сечения рождения $D^*(2010)^\pm$. Избежать этого позволяет рассмотрение разницы параметров A_{CP} достаточно похожих каналов распада. Таким образом, в работе измеряется A_{CP} ($D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$) через ΔA_{CP} между каналами $D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$ и $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$: их топология и кинематика очень близки, что делает асимметрии реконструкции и рождения в этих распадах одинаковыми, а при рассмотрении разницы

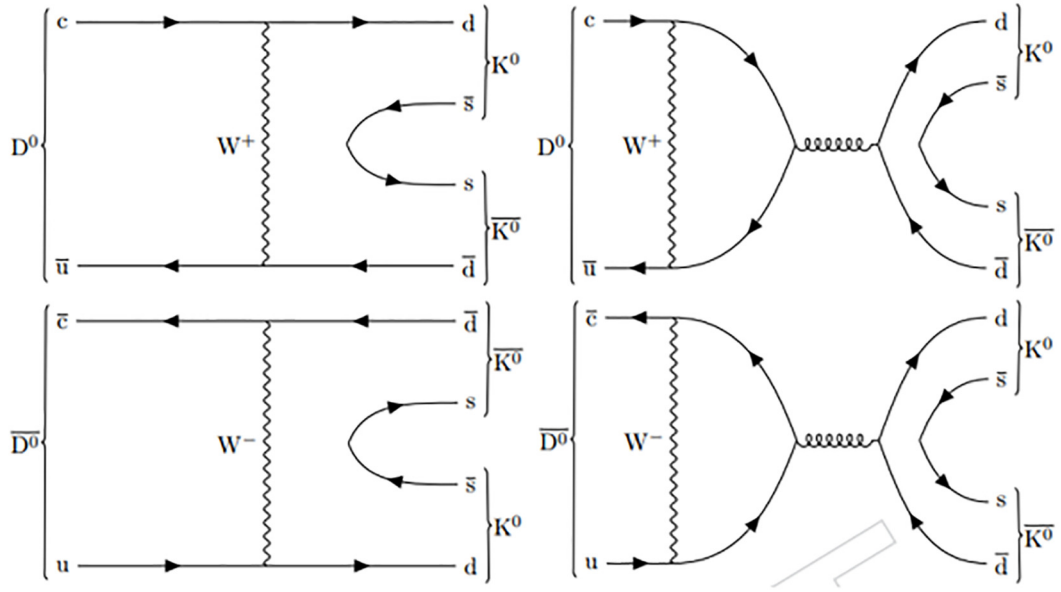


Рис. 1: Распад нейтрального очарованного мезона D^0 (верхняя строка) и \bar{D}^0 (нижняя строка) на два нейтральных K -мезона: через обмен W -бозоном (левый столбец) и через PA -процесс (правый столбец).

они сокращаются, приводя к измерению величины, нечувствительной к асимметриям реконструкции и рождения положительно и отрицательно заряженных частиц:

$$\Delta A_{CP} = A_{CP}^{\text{raw}}(D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0) - A_{CP}^{\text{raw}}(D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-), \quad (2)$$

$$A_{CP}^{\text{raw}}(D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0) = \frac{N(D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^+) - N(D^*(2010)^- \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-)}{N(D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^+) + N(D^*(2010)^- \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-)}, \quad (3)$$

$$A_{CP}^{\text{raw}}(D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-) = \frac{N(D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^+) - N(D^*(2010)^- \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^-)}{N(D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^+) + N(D^*(2010)^- \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^- \pi^-)}. \quad (4)$$

Помимо этого, распад $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ не является Кабиббо-подавленным, в отличие от $D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$. Данный факт говорит о сильном подавлении CPV в данном канале (и это также подтверждается в экспериментальных расчётах [9]), а значит, искомую величину можно приравнять к ΔA_{CP} , поправившись на известную из прошлых анализов неопределенность в измерении $A_{CP}(D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-)$.

Детектор CMS. В настоящем исследовании используются данные, полученные с одного из детекторов, находящихся на Большом Адронном Коллайдере в ЦЕРНе: с

детектора CMS. Основная цель данного детектора заключается в поиске новой физики посредством точной идентификации и измерения параметров мюонов электронов в широком интервале энергий [10]. Главной особенностью детектора CMS является сверхпроводящий соленоид со сравнительно небольшим размером – 15 м в диаметре, создающий магнитное поле с величиной 3.8 Тл. Внутри соленоида располагаются электромагнитный и адронный калориметры, а также кремниевые трековые детекторы. Снаружи соленоида, встроенного в железное ярмо, находятся детекторы для идентификации мюонов и восстановления их импульсов и траекторий. Сверхпроводящий соленоид с помощью железного ярма, встроенного в мюонные детекторы, обладает достаточным магнитным полем для заметного искривления треков на относительно большом расстоянии от столкновения пучков (до 7 метров), что позволяет с высокой точностью идентифицировать вылетающие мюоны.

Отбор событий. Одним из наиболее значимых источников рождения очарованного кварка является распад более тяжёлого b -кварка. Поэтому, среди всех событий данного исследования большой интерес представляют те, которые связаны с распадами b -адронов. В 2018 году на детекторе CMS была использована новая стратегия для мюонных триггеров: при ней запись события идёт только, если отлетевший мюон обладает достаточно большим поперечным импульсом p_T : в зависимости от триггера требуется, чтобы величина p_T была больше 5–12 ГэВ, тем самым были набраны события, ассоциированные с распадами $b \rightarrow \mu X$. Этот набор данных получил название B -parking, он содержит около 12 миллиардов событий, и его детальное описание приведено в статьях [11, 12]. Как известно, в полупертоновых распадах b -адрона [9], практически всегда рождается c кварк. Таким образом, набор данных B -parking'a содержит $O(10^{10})$ событий с очарованными адронами, обладающими при этом достаточно большим импульсом (за счёт высокого порога на импульс ассоциированного мюона), что позволяет считать этот набор данных хорошо подходящим для прецизионных измерений в секторе очарованных адронов, в частности, для измерения параметра CPV.

Восстановление интересующего распада происходит с помощью отбора пяти конечных треков заряженных пионов с наложением на них определенных условий (критерии отбора). В детекторе CMS отсутствует система идентификации адронов, потому в качестве пионных кандидатов выбираются треки, которым приписывается массовая гипотеза пиона. Схема распадов в случаях каналов $K_S^0 K_S^0$ (сигнальный канал) и $K_S^0 \pi^+ \pi^-$ (референтный канал) изображены на рис. 2. От треков пионов требуется, чтобы вероятность успешной реконструкции двух из них (референтный канал) в частицу с массой

в пределах 3 стандартных отклонений от массы K_S^0 была выше 1% (в сигнальном канале также требуется, чтобы другие два трека также успешно реконструировались в K_S^0). Затем, от полученных виртуальных треков K_S^0 и двух треков пионов (либо же от другого виртуального трека K_S^0 в случае сигнального канала) требуется, чтобы вероятность вершинной реконструкции распада $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$ ($D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$) превышала 5% (1%). На последнем этапе, восстановленная вершина D^0 реконструируется с пятым треком пиона в общую вершину $D^*(2010)^\pm$. Далее объектами исследования будут числа событий распадов $D^*(2010)^-$ и $D^*(2010)^+$.

Далее накладываются дополнительные критерии отбора на различные параметры распада [14]. С помощью процедуры перекрёстной валидации они подбираются таким образом, чтобы минимизировалась статистическая ошибка в измерении A_{CP}^{raw} ($D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$) (как было сказано ранее, референтный канал не Кабиббо-подавлен, а значит в нём и так статистическая неопределенность существенно мала, а значит, существенного вклада в итоговую погрешность он не будет вносить и достаточно будет просто согласовать эти критерии отбора с выбранными в сигнальном).

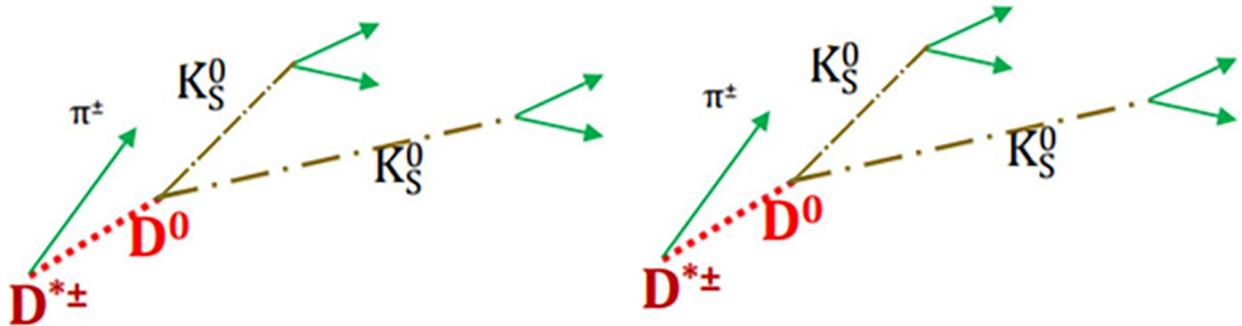


Рис. 2: Топология исследуемых распадов: сигнальный канал (левый рисунок), референтный канал (правый рисунок).

Измерение A_{CP} . Отобрав интересные события, проводятся аппроксимации: в референтном канале с помощью бинированного метода максимального правдоподобия аппроксимируется распределение по инвариантной массе $m(D^0 \pi)$ (события предварительно взвешивались так, чтобы убрать небольшие различия между спектрами референтного и сигнального канала) [14]. В качестве функции сигнала используется функция Джонсона [13], а для описания фона – пороговая функция, помноженная на полином первой степени. События из распада $D^*(2010)^-$ и $D^*(2010)^+$ рассматриваются как два разных набора данных, но проводится процедура одновременной аппроксимации:

функции моделирования сигнала в этих двух случаях имеют одинаковые параметры, за исключением нормировочных множителей. Тем самым удаётся получить наиболее правильную оценку асимметрии A_{CP}^{raw} . В результате по формуле (4) было получено значение $A_{CP}^{\text{raw}}(D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-) = (0.8 \pm 0.1)\%$.

Для сигнального канала проводилась аппроксимация с помощью небинированного метода максимального правдоподобия, и аппроксимировалось распределение от двух переменных: $m(D^0 \pi)$ vs $m(D^0)$. В качестве аппроксимирующих функций используется произведение функций моделирования $m(D^0 \pi)$ и $m(D^0)$. Для аппроксимации $m(D^0 \pi)$ используется та же функция, что и в случае референтного канала, а для описания $m(D^0)$ используется сумма двух функций Джонсона (сигнал) и экспоненциальная функция (фон). Также как и для референтного канала, используется процедура одновременной аппроксимации. Проекция этой аппроксимации на ось $m(D^0 \pi)$ представлены на рис. 3.

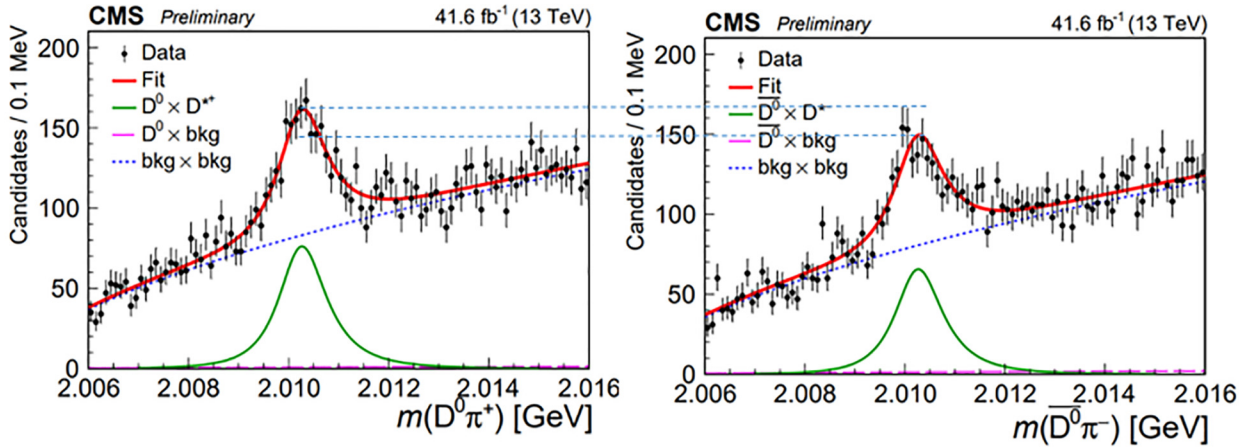


Рис. 3: Проекция двумерной аппроксимации: на ось $m(D^0 \pi^+)$ для процесса $D^*(2010)^+ \rightarrow D^0 \pi^+ \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^+$ (слева) и на ось $m(\bar{D}^0 \pi^-)$ в случае распада $D^*(2010)^- \rightarrow \bar{D}^0 \pi^- \rightarrow K_S^0 K_S^0 \pi^-$ (справа) [14].

В результате этих аппроксимаций по формуле (3) было получено значение $A_{CP}^{\text{raw}}(D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0) = (7.1 \pm 3.0)\%$. Комбинируя с $A_{CP}^{\text{raw}}(D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-)$, получается значение $\Delta A_{CP} = (6.3 \pm 3.0)\%$.

Систематические погрешности. Измеренная разница в асимметриях в значительной степени нечувствительна ко многим систематическим неопределенностям, которые влияют на измерение A_{CP} в одном канале, таким как к трудноизмеримым асимметриям реконструкции и рождения, для которых требуется специальная процедура калибровки.

Неопределённости, связанные с выбором модели описания фона и сигнала, посчитаны независимо друг от друга. Их измерения проводилось с помощью замены выбранной функции аппроксимации другой функцией, а величина соответствующей систематической ошибки приравнивалась к изменению центрального значения ΔA_{CP} . Для оценки неопределённости, связанной с взвешиванием событий в референтном канале, проводилось несколько альтернативных процедур взвешивания, а величина соответствующей систематической ошибки приравнивалась к изменению центрального значения ΔA_{CP} . Последний источник систематической ошибки – центральное значение ΔA_{CP} в данных симуляции, где из-за флуктуаций оно отличается от 0, и это изменение выбирается как ассоциированная систематическая ошибка. Складывая в квадратурах все упомянутые систематические ошибки, вычисляется итоговая систематическая погрешность в определении ΔA_{CP} : 0.2% – что более чем в 10 раз меньше, чем статистическая ошибка, как и ожидалось.

Заключение. В результате этого исследования было получено значение разности параметров CP-нарушения [14] в распадах $D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$ и $D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-$:

$$\Delta A_{CP} = (6.3 \pm 3.0 \text{ (стат.)} \pm 0.2 \text{ (сист.)})\%.$$

Используя значение для $A_{CP}(D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-)$ [9], получается значение $A_{CP}(D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0)$:

$$A_{CP}(D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-) = (6.2 \pm 3.0 \text{ (стат.)} \pm 0.2 \text{ (сист.)} \pm 0.8(A_{CP}(D^0 \rightarrow K_S^0 \pi^+ \pi^-)))\%.$$

Данное измерение [14] согласуется с отсутствием CP-нарушений в распаде $D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$ в пределах двух стандартных отклонений. Это первое измерение нарушения CP-симметрии в очарованных мезонах на детекторе CMS, открывающее новое направление для исследований в этом эксперименте.

Авторы исследования выражают благодарность Российскому научному фонду за поддержку работы по договору 24-22-00445.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] А. Д. Сахаров, Письма ЖЭТФ **5**, 32 (1967). DOI: 10.1070/PU1991v034n05ABEN002497.
- [2] М. Kobayashi, Т. Maskawa, Progress of Theoretical Physics **49**, 652 (1973). DOI: 10.1143/PTP.49.652.

- [3] KTeV Collaboration, Phys. Rev. Lett. **83**, 22 (1999). DOI: 10.1103/PhysRevLett.83.22.
- [4] BABAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. **87**, 091801 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevLett.87.091801.
- [5] LHCb Collaboration, Phys. Rev. Lett. **110**, 221601 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevLett.110.221601.
- [6] A. G. Cohen, D. B. Kaplan, A. E. Nelson, Annual Review of Nuclear and Particle Science **43**, 27 (1993). DOI: 10.1146/annurev.ns.43.120193.000331.
- [7] LHCb Collaboration, Phys. Rev. Lett. **122**, 211803 (2019). DOI: 10.1103/PhysRevLett.122.211803.
- [8] U. Nierste, S. Schacht, Phys. Rev. D **92**, 054036 (2015).
- [9] Particle Data Group Collaboration, PTEP **2022**, 083C01 (2022).
- [10] CMS Collaboration, JINST **3**, S08004 (2008). DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [11] CMS Collaboration, “Test of lepton flavor universality in $B^\pm \rightarrow K^\pm \mu^+ \mu^-$ and $B^\pm \rightarrow K^\pm e^+ e^-$ decays in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, <http://www.arxiv.org/abs/2401.07090>.
- [12] CMS Collaboration, “Enriching the physics program of the CMS experiment via data scouting and data parking”, <https://arxiv.org/abs/2403.16134>.
- [13] N. L. Johnson, Biometrika **36**, 149 (1949). DOI: 10.2307/2332539.
- [14] CMS Collaboration, “Search for CP violation in $D^0 \rightarrow K_S^0 K_S^0$ decay from proton-proton collisions at 13 TeV”, <https://arxiv.org/abs/2405.11606>.

Поступила в редакцию 12 апреля 2024 г.

После доработки 9 сентября 2024 г.

Принята к публикации 11 сентября 2024 г.