

УДК 539.126.4

ИЗУЧЕНИЕ $\chi_{c1}(3872)$ СОСТОЯНИЯ В РАСПАДАХ ПРЕЛЕСТНЫХ АДРОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ LHCb

Д. Ю. Перейма, В. Ю. Егорычев, И. М. Беляев

Представлены первое обнаружение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и результаты прецизионных измерений параметров $\chi_{c1}(3872)$ состояния в распадах $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$. Измерены относительные вероятности распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$, а также $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$. С высокой точностью определена масса состояния $\chi_{c1}(3872)$ и впервые измерена естественная ширина частицы. Работа выполнена с использованием данных, набранных детектором LHCb в протон-протонных столкновениях при энергиях в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ.

Ключевые слова: прелестные адроны, спектроскопия, чармониевый резонанс.

Введение. Рекордные энергии протон-протонных столкновений на Большом адронном коллайдере (БАК), а также высокое поперечное сечение рождения b кварков предоставляют доступ к изучению всего спектра прелестных адронов, т. е. адронов, содержащих b кварк. Эксперимент LHCb [1] является одним из четырех основных детекторов на БАК. Основным предназначением установки является поиск косвенных проявлений физики за пределами Стандартной модели через изучение нарушения CP симметрии в распадах частиц, содержащих тяжелые b и c кварки. Помимо этого, физическая программа эксперимента также нацелена на измерение углов треугольников унитарности, поиск редких распадов прелестных адронов, изучение их свойств, а также обнаружение новых частиц. Изучение прелестных адронов представляет особый интерес для экспериментальной физики высоких энергий. Преимущества эксперимента LHCb позволяют проводить такие исследования. Для исследований, представленных в статье, используются различные выборки данных, набранные в периоды между 2011 и 2018 годами при энергиях протон-протонных столкновений в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ.

НИИ "Курчатовский институт" – ИТЭФ, 117218 Россия, Москва, ул. Большая Черемушкинская, 25; e-mail: Dmitrii.Pereima@cern.ch.

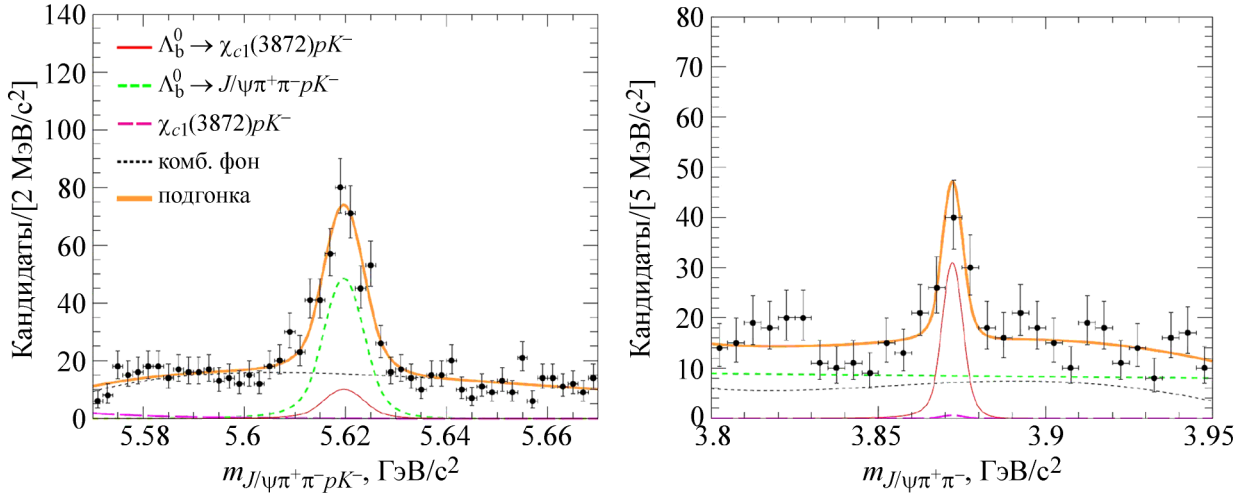


Рис. 1: Проекция двумерного распределения по инвариантной массе комбинаций $J/\psi\pi^+\pi^-pK^-$ (слева) и $J/\psi\pi^+\pi^-$ (справа) для отобранных $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ кандидатов. Компоненты модели подгонки отображены на рисунке.

Обнаружение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$. Состояние $\chi_{c1}(3872)$, также известное как $X(3872)$, было обнаружено экспериментом Belle в 2003 г. [2]. Это открытие привело к новому витку исследований в области спектроскопии чармония, т. к. это было первое наблюдение неожиданного чармониевого кандидата, которое плохо описывается как обычное состояние в системе кваркония. Такие состояния называют чармониеподобными. Впоследствии наблюдение состояния $\chi_{c1}(3872)$ было подтверждено рядом других экспериментов. Однако, несмотря на значительный объем экспериментальной информации, природа состояния $\chi_{c1}(3872)$ (как и прочих чармониеподобных состояний) по-прежнему неоднозначна. Для теоретической интерпретации состояния $\chi_{c1}(3872)$ было предложено несколько моделей, таких как стандартное состояние чармония $\chi_{c1}(2P)$ [3], связанное состояние $D^{*0}\bar{D}^0$ мезонов [4–6] или смешанные состояния [7, 8].

До настоящего времени $\chi_{c1}(3872)$ мезон не наблюдался в распадах прелестных барионов, поэтому поиск таких распадов является актуальной задачей современной физики высоких энергий. Важная информация о природе состояния $\chi_{c1}(3872)$ может быть получена из исследований этой частицы в распадах Λ_b^0 барионов, путем сравнения вероятностей таких распадов относительно других, содержащих стандартный чармоний в конечном состоянии. Используя данные, набранные детектором ЛНСб в протон-протонных столкновениях при энергиях в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующих интегральной светимости 4.9 фб^{-1} , впервые обнаружен распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$. При

этом распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ используется в качестве нормировочного канала. Для каждой моды распада $\chi_{c1}(3872)$ и $\psi(2S)$ мезоны реконструировались с использованием конечного состояния $J/\psi\pi^+\pi^-$. При этом J/ψ мезон восстанавливался по моде распада на мюонную пару с зарядами противоположного знака. Проекции двумерной подгонки гауссианами и фоновыми функциями распределений кандидатов по инвариантной массе $J/\psi\pi^+\pi^-pK^-$ и $J/\psi\pi^+\pi^-$ комбинаций вокруг известных диапазонов масс Λ_b^0 бариона и $\chi_{c1}(3872)$ мезона представлены на рис. 1. Числа сигнальных событий для распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$, полученные из подгонки, составляют 55 ± 11 и 610 ± 30 , где погрешность является статистической. Статистическая значимость сигнала $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ оказалась равной 7.2 стандартных отклонения. Измеренное отношение вероятностей распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ составило:

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)} \times \frac{\mathcal{B}(\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)}{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)} = (5.4 \pm 1.1 \pm 0.2) \times 10^{-2},$$

первая погрешность является статистической, а вторая – систематической. Полученный результат сравним с аналогичными измерениями в системах нейтральных и заряженных B мезонов [9]. Также было обнаружено, что распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$ преимущественно проходит через двухчастичное промежуточное состояние $\chi_{c1}(3872)\Lambda(1520)$ с долей событий $(58 \pm 15)\%$, где погрешность является статистической [10].

Измерение параметров $\chi_{c1}(3872)$ состояния в распадах $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$. Важными аспектами в понимании природы состояния $\chi_{c1}(3872)$, помимо поиска и изучения новых мод распада, включающих в себя $\chi_{c1}(3872)$ резонанс, также является точное определение параметров частицы. Величина массы и естественной ширины играют ключевую роль в верной интерпретации состояния $\chi_{c1}(3872)$. Колоссальная статистика распадов $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^+$ в эксперименте ЛНСб открывает широкие возможности для определения параметров состояния $\chi_{c1}(3872)$ с беспрецедентной точностью. Используя данные распадов $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^+$, $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, набранные экспериментом ЛНСб в протон-протонных столкновениях при энергиях в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ и соответствующие интегральной светимости 9 фб^{-1} , изучаются свойства $\chi_{c1}(3872)$ состояния в распадах $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$. Наличие в исследуемом образце данных распадов, с участием промежуточного резонанса $\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$, обеспечивает подходящую выборку для нормировочного канала распада, что позволяет существенно уменьшить вклад систематической погрешности в определении измеряемых параметров.

Проекция двумерной подгонки к распределениям по инвариантной массе $J/\psi\pi^+\pi^-K^+$ и $J/\psi\pi^+\pi^-$ комбинаций вокруг известных диапазонов масс B^+ и $\chi_{c1}(3872)$

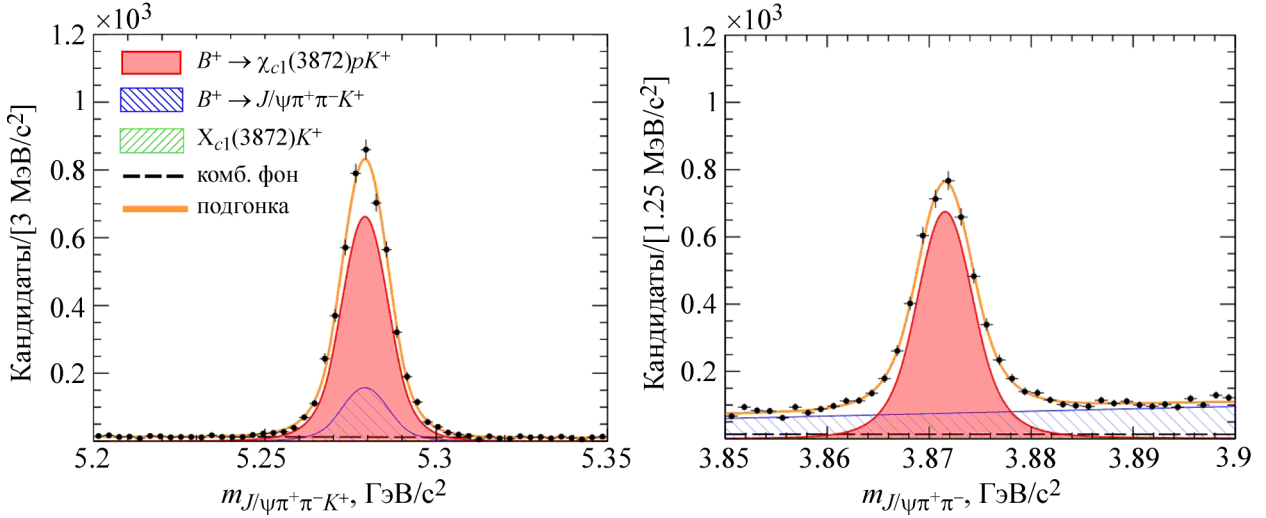


Рис. 2: Проекция двумерного распределения по инвариантной массе комбинаций $J/\psi\pi^+\pi^-pK^+$ (слева) и $J/\psi\pi^+\pi^-$ (справа) для отобранных $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ кандидатов. Компоненты модели подгонки отображены на рисунке.

мезонов представлены на рис. 2. Число сигнальных событий, полученных из подгонки, составило 4230 ± 70 для распада $B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+$ и $(81.14 \pm 0.29) \times 10^3$ для распада $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$. Измеренное значение вероятности распада $B^+ \rightarrow \psi(3872)K^+$ относительно нормировочного канала составляет:

$$\frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \chi_{c1}(3872)K^+)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+)} \times \frac{\mathcal{B}(\chi_{c1}(3872) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)}{\mathcal{B}(\psi(2S) \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-)} = (3.69 \pm 0.07 \pm 0.06) \times 10^{-2},$$

первая погрешность является статистической, а вторая – систематической [11]. Измеренное отношение в пределах неопределенностей совпадает со значением, полученным из данных, представленных в справочнике свойств элементарных частиц [9], но имеет существенно лучшую точность. Величина массы состояния $\chi_{c1}(3872)$, измеренная с использованием точного значения массы $\psi(2S)$ мезона [9], оказалась равной:

$$m_{\chi_{c1}(3872)} = 3871.59 \pm 0.06 \pm 0.03 \pm 0.01 \text{ МэВ}/c^2,$$

где последняя погрешность обусловлена точностью измерения массы $\psi(2S)$ мезона. Измеренная масса [11] в пределах неопределенностей совпадает со среднемировым значением [9], но обладает лучшей точностью. Впервые измерена естественная ширина состояния $\chi_{c1}(3872)$:

$$\Gamma_{\chi_{c1}(3872)} = 0.96_{-0.18}^{+0.19} \pm 0.21 \text{ МэВ},$$

где первая погрешность является статистической, а вторая – систематической. Измеренное значение естественной ширины отличается от нуля на 5.5 стандартных отклонений [11]. Также была измерена энергия связи $\chi_{c1}(3872)$ состояния как $D^{*0}\bar{D}^0$ молекулы:

$$\delta E = 0.12 \pm 0.13 \text{ МэВ.}$$

На данный момент доминирующий вклад в погрешность величины энергии связи обусловлен точностью измерений массы заряженных и нейтральных каонов [11].

Заключение. С использованием данных, набранных детектором LHCb в протон-протонных столкновениях при энергиях в системе центра масс 7, 8 и 13 ТэВ в периоды между 2011 и 2018 г.г., впервые обнаружен новый распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1}(3872)pK^-$, что является первым экспериментальным свидетельством наличия состояния $\chi_{c1}(3872)$ в распадах прелестных барионов. Была измерена вероятность данного распада относительно нормировочного канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Используя значительную статистику распадов $B^+ \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-K^+$ с точностью выше среднемировой, была измерена масса и впервые определена естественная ширина состояния $\chi_{c1}(3872)$.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 19-32-90086.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] A. A. Alves Jr. et al. (LHCb collaboration), JINST **3**, S08005 (2008). DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/s08005.
- [2] S.-K. Choi et al. (Belle collaboration), Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.262001. arXiv:hep-ex/0309032.
- [3] N. N. Achasov and E. V. Rogozina, Mod. Phys. Lett. **A30**, 1550181 (2015). DOI: 10.1142/S0217732315501813. arXiv:1501.03583.
- [4] N. A. Törnqvist. Phys. Lett. **B590**, 209 (2004). DOI: 10.1016/j.physletb.2004.03.077. arXiv:hep-ph/0402237.
- [5] E. S. Swanson, Phys. Lett. **B588**, 189 (2004). DOI: 10.1016/j.physletb.2004.03.033. arXiv:hep-ph/0311229.
- [6] C.-Y. Wong, Phys. Rev. **C69**, 055202 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevC.69.055202. arXiv:hep-ph/0311088.
- [7] R. D. Matheus, F. S. Navarra, M. Nielsen, and C. M. Zanetti, Phys. Rev. **D80**, 056002 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevD.80.056002. arXiv:0907.2683.

- [8] W. Chen et al., Phys. Rev. **D88**, 045027 (2013). DOI: 10.1103/PhysRevD.88.045027. arXiv:1305.0244.
- [9] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. **D98**, 030001 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [10] R. Aaij et al. (LHCb collaboration), JHEP **09**, 028 (2019). DOI: 10.1007/JHEP09(2019)028. arXiv:1907.00954.
- [11] R. Aaij et al. (LHCb collaboration), JHEP **08**, 123 (2020). DOI: 10.1007/JHEP08(2020)123. arXiv:2005.13422.

Поступила в редакцию 10 сентября 2020 г.

После доработки 2 марта 2021 г.

Принята к публикации 3 марта 2021 г.