

УДК 539.126.4

ПОИСК РАДИАЦИОННЫХ РАСПАДОВ $\Upsilon(1S)$ -РЕЗОНАНСА

П. В. Катренко, П. Н. Пахлов

В данной работе обсуждается новая методика поиска радиационных распадов $\Upsilon(1S)$ -резонанса в состоянии чармония. Она основана на тагировании $\Upsilon(1S)$ -резонанса в адронных переходах $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ с использованием образца данных, полученных на В-фабриках, т.е. экспериментах на e^+e^- коллайдерах для изучения В-мезонов, при энергии в системе центра масс, равной массе $\Upsilon(2S)$ -резонанса. Оценки, выполненные с помощью моделирования, показывают, что использование предложенного метода в эксперименте Belle позволит на порядок повысить чувствительность в изучении радиационных распадов $\Upsilon(1S)$ -резонанса в состоянии чармония.

Ключевые слова: боттомоний, радиационные распады, тяжелые кварки.

Тяжелый кварконий, нерелятивистское связанное состояние двух тяжелых кварков $Q\bar{Q}$, может быть описан в рамках нерелятивистской КХД, в которой при расчетах используется разложение по степеням малого параметра – скорости кварков в кварконии [1]. В последнее время благодаря неожиданным открытиям на В-фабриках теория кваркония подверглась большим испытаниям, и до сих пор неясно, сможет ли она пройти эту проверку экспериментом, или на ее обломках будет создано что-то совершенно новое [2].

Состояния векторного кваркония ниже порога открытого аромата, имеющие квантовые числа фотона, экспериментально изучены с высокой точностью благодаря большой вероятности их возникновения в аннигиляции электрона и позитрона. Они распадаются преимущественно через три промежуточных глюона в многоадронные конечные состояния. В рамках КХД трехглюонная аннигиляция выглядит следующим образом. Сначала пара $Q\bar{Q}$ на малых расстояниях, порядка комптоновской длины волны кварков, переходит в глюоны, которые затем на больших расстояниях трансформируются в наблюдаемые адроны – легкие мезоны и барионы. Механизм трансформации практиче-

ски нельзя описать из-за мягких поправок КХД, и невозможно вычислить относительную вероятность распада по тому или иному эксклюзивному каналу. Однако распады векторного кваркония также могут идти через замену одного глюона на фотон или посредством излучения фотона в начальном или конечном состоянии. Можно оценить отношение ширины распада векторного кваркония с жестким прямым фотоном к полной ширине как $\frac{\Gamma_{\gamma gg}}{\Gamma_{ggg}} = \frac{4\alpha}{5\alpha_s} \sim 3\%$ [3]. Как следует из этой формулы, дополнительный фотон неизбежно снижает вероятность распада. Однако вероятности некоторых эксклюзивных процессов такого типа могут быть надёжно вычислены, и их сравнение с экспериментом является важным инструментом тестирования КХД, особенно если в конечном состоянии тоже присутствует кварконий.

Хотя несколько эксклюзивных радиационных распадов ($b\bar{b}$) и ($c\bar{c}$) в различные возбуждения легких мезонов в конечном состоянии уже наблюдались [4–8], ни один эксклюзивный переход из боттомония в чармоний до сих пор не найден. Вероятности радиационных распадов $\Upsilon(1S)$ -резонанса в состоянии ($c\bar{c}$)_{res}, как ожидается в расчетах [9], будут находиться на уровне 10^{-5} . В предыдущем поиске, выполненном коллаборацией Belle, использовались данные, набранные при энергии рождения $\Upsilon(1S)$ -резонанса; ни одного значимого сигнала состояния чармония с положительной зарядовой четностью найдено не было [10], полученные верхние пределы вероятности были на уровне 10^{-4} , т.е. уже близки к верхней границе теоретических ожиданий.

Предлагаемый метод, иллюстрируемый в этой статье на примере поиска $\Upsilon(1S) \rightarrow \chi_{c1,2}\gamma$, основан на полном восстановлении процесса $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ на данных В-фабрик, набранных при энергии в системе центра масс, соответствующей рождению $\Upsilon(2S)$ -резонанса. Хотя из-за меньшего сечения $\Upsilon(2S)$ и небольшой вероятности перехода $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ статистика оказывается меньшей по сравнению со стандартным методом изучения $\Upsilon(1S)$ -резонанса на данных рождения $\Upsilon(1S)$, метод обладает рядом преимуществ, компенсирующих этот недостаток:

- тагирующие пионы повышают множественность заряженных частиц в искомом событии, что существенно увеличивает триггерную эффективность;
- тагирование двухпионным переходом подавляет фон от континуума более чем на порядок;
- восстановленный $\Upsilon(1S)$ является промежуточным состоянием в исследуемой цепочке, поэтому массовая подгонка позволяет беспрецедентно улучшить разрешение по его импульсу, а дальнейшая проверка соответствия кинематики события начальной

кинематике пучков позволяет подавить на несколько порядков фоны, которые в противном случае почти неотличимы от сигнала.

Стратегия реконструкции заключается в следующем: сначала распад $\Upsilon(2S) \rightarrow \Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ выделяется требованием, чтобы масса отдачи к паре пионов ($M_{\text{rec}}(\pi^+\pi^-)$) лежала около массы $\Upsilon(1S)$ -резонанса (рис. 1(a)). Требование $|M_{\text{rec}}(\pi^+\pi^-) - M_{\Upsilon(1S)}| < 10 \text{ MeV}/c^2$ позволяет эффективно, по крайней мере в 50 раз, подавить события радиационного возврата. Затем восстанавливается $\Upsilon(1S)$ -кандидат как комбинация полностью восстановленного состояния чармония и радиационного фотона. Масса $\Upsilon(1S)$ -кандидата должна соответствовать номинальной массе $\Upsilon(1S)$. Однако плохое энергетическое разрешение радиационного фотона не позволяет использовать это требование для эффективного подавления фонов.

Поскольку истинных физических фонов, полностью соответствующих реконструированной кинематике, не существует, опасность представляют процессы с потерянными или ложными частицами. Они подавляются требованием на полный импульс в системе центра масс комбинации $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ (рис. 1(b)). Как видно из рис. 1, при незначительной потере эффективности возможно подавить такие процессы почти в 10 раз.

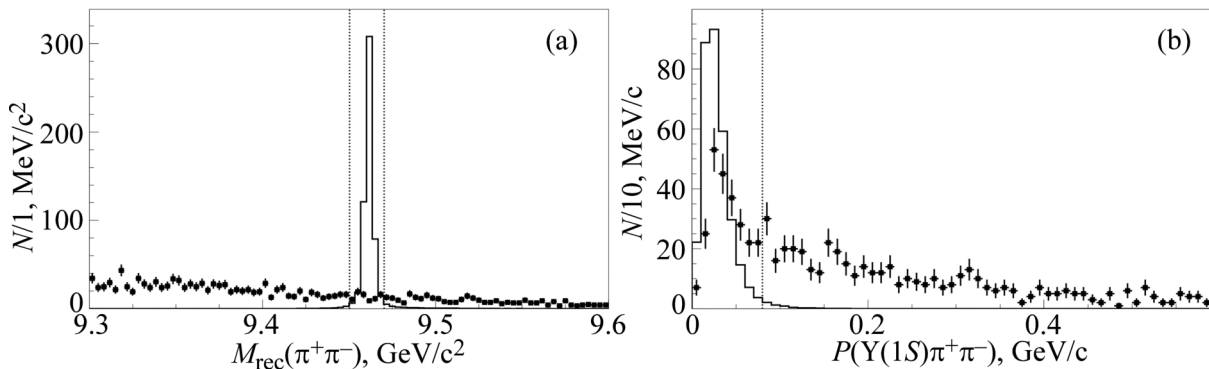


Рис. 1: (a) спектр масс отдачи $M_{\text{rec}}(\pi^+\pi^-)$; (b) распределение по полному импульсу системы $\Upsilon(1S)\pi^+\pi^-$ после кинематической подгонки $\Upsilon(1S)$ -кандидата в табличную массу $\Upsilon(1S)$ -резонанса. Распределения для сигнальных событий моделирования показаны гистограммой, фоновые события от радиационного возврата показаны точками с ошибками. Вертикальные линии показывают оптимальные критерии отбора по выбранным переменным.

В заключение отметим, что предложенный метод позволяет добиться беспрецедентной чистоты сигнала при полном восстановлении радиационного распада $\Upsilon(1S)$ -

резонанса в состоянии чармония (подавление фонов почти на три порядка), а значит повысить чувствительность будущих измерений на (Супер)В-фабриках.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 17-32-50081).

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] G. T. Bodwin, E. Braaten, G. P. Lepage, Phys. Rev. D **51**, 1125 (1995); Phys. Rev. D **55**, 5853(E) (1997).
- [2] Г. В. Пахлова, П. Н. Пахлов, С. И. Эйдельман, Успехи физических наук **180**, 225 (2010).
- [3] М. Б. Волошин, Ю. М. Зайцев, Успехи физических наук **152**, 361 (1987).
- [4] D. Besson et al. (CLEO Collab.), Phys. Rev. D **83**, 037101 (2011).
- [5] S.B. Athar et al. (CLEO Collab.), Phys. Rev. D **76**, 072003 (2007).
- [6] J. Z. Bai et al. (BES Collab.), Phys. Lett. B **476**, 25 (2000).
- [7] J. Z. Bai et al. (BES Collab.), Phys. Lett. B **594**, 47 (2004);
J. Z. Bai et al. (BES Collab.), Phys. Rev. D **68**, 052003 (2003);
M. Ablikim et al. (BES Collab.), Phys. Lett. B **642**, 441 (2006).
- [8] J. Z. Bai et al. (BES Collab.), Phys. Rev. Lett. **76**, 3502 (1996).
- [9] Ying-Jia Gao, Yu-Jie Zhang, Kuang-Ta Chao, hep-ph/0701009.
- [10] C. P. Shen et al. (Belle Collab.), Phys. Rev. D **82**, 051504 (2010).

Поступила в редакцию 15 августа 2018 г.

После доработки 19 марта 2019 г.

Принята к публикации 19 марта 2019 г.

Публикуется по результатам VII межинститутской молодежной конференции “Физика элементарных частиц и космология 2018” (ФИАН, Москва).