

ОБРАЗОВАНИЕ Υ -МЕЗОНОВ В pp -СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ $\sqrt{s} = 7$ И 8 ТэВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ LHCb

А. Артамонов * от имени коллаборации LHCb
Институт физики высоких энергий Национального исследовательского
центра «Курчатовский институт», Протвино, Россия

Приводится краткое изложение результатов образования Υ -мезонов в pp -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в эксперименте LHCb.

We briefly present the results of Υ mesons production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV in the LHCb experiment.

PACS: 13.60.Le; 14.40.Nd

ВВЕДЕНИЕ

Исследования $\Upsilon(1S)$ -, $\Upsilon(2S)$ - и $\Upsilon(3S)$ -мезонов**, инклюзивно образованных в протон-протонных (pp) столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 2,76$, 7 и 8 ТэВ, уже проводились на четырех основных экспериментальных установках Большого адронного коллайдера — ALICE [1], ATLAS [2], CMS [3,4] и LHCb [5–7]***. Для измерений, выполненных коллаборацией LHCb, использовались данные 2010 г. [6], набранные при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с интегральной светимостью 25 пб⁻¹, а также неполные данные 2012 г. [7], набранные при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ с интегральной светимостью 50 пб⁻¹. В этих исследованиях были получены дважды дифференциальные сечения образования Υ -мезонов, измеренные как функции быстроты и поперечного импульса соответствующего мезона. В обоих измерениях кинематические диапазоны быстроты и поперечного импульса Υ -мезонов определялись интервалами $2,0 < y < 4,5$ и $p_T < 15$ ГэВ/с соответственно. В исследованиях LHCb был получен 30 %-й рост сечений образования Υ -мезонов при переходе от $\sqrt{s} = 7$ ТэВ к 8 ТэВ. Подобного роста сечений не наблюдалось у других кваркониев, например

*E-mail: Alexander.Artamonov@ihep.ru

**Все три состояния обобщенно обозначаются как Υ .

***Необходимо также отметить работы [8–11] для Υ , образованных в pp -столкновениях, и работы [12–14] для Υ , образованных в протон-ионных столкновениях.

у J/ψ [7, 15], а также не ожидалось в модельных предсказаниях нерелятивистской квантовой хромодинамики (КХД) [16]. Понимая важность полученных результатов, коллаборация LHCb приняла решение провести повторное измерение сечений образования Υ -мезонов в pp -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, используя полную статистику экспериментальных данных, набранных в 2011 и 2012 гг. Объем анализируемых данных при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ соответствует интегральным светимостям 1 и 2 фб⁻¹. Это позволило получить результаты с улучшенной статистической точностью и уменьшенной систематической погрешностью.

1. ДЕТЕКТОР LHCb И ОТБОР $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Детектор LHCb является одноплечевым передним спектрометром, построенным для поиска непрямого проявления «новой» физики в процессах, нарушающих CP-симметрию, а также в редких распадах очарованных и прелестных частиц, т. е. частиц, содержащих c - и b -кварки соответственно. Детектор LHCb покрывает уникальный для LHC диапазон псевдобыстроты $2 < y < 5$, где сечение $b\bar{b}$ -кварковой пары доминирует. Этот диапазон по псевдобыстроте соответствует примерно 4% телесного угла, в который попадают около 40% тяжелых кварков, образующихся в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Подробное описание детектора LHCb можно найти в [17, 18].

Моделирование pp -столкновений и последующее рождение Υ -мезонов проводилось методом Монте-Карло на основе генератора PYTHIA 6 [19] с использованием конфигурационных настроек, приведенных в [20]. Распады частиц описывались пакетом программ EvtGen [21], а излучение частиц в конечном состоянии — программой Photos [22]. Взаимодействие частиц с детектором и саму работу детектора моделировал пакет программ GEANT 4 [23].

Отбор Υ -мезонов проводился по аналогии с предыдущими анализами, выполненными коллаборацией LHCb [5–7]. Отбирались Υ -мезоны, распадающиеся на димюонную пару $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и попадающие в кинематический диапазон $p_T < 30$ ГэВ/с и $2,0 < y < 4,5$. Требовалось, чтобы было обеспечено хорошее качество реконструированного трека, хорошее качество мюонной идентификации и хорошее качество фита димюонной вершины. В последнем требовании дополнительно накладывалось условие, чтобы димюонная вершина происходила из первичной вершины pp -столкновений. Более подробное описание критериев отбора Υ -мезонов приведено в [24], где также отмечены небольшие модификации в отборе, сделанные для улучшения отношения Υ -сигналов к фону.

Дважды дифференциальные сечения образований Υ -мезонов, распадающихся на димюонную пару, определялись по следующей формуле:

$$B_{\Upsilon} \frac{d^2}{dp_T dy} \sigma(pp \rightarrow \Upsilon X) \equiv \frac{1}{\Delta p_T \Delta y} \sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-} = \frac{1}{\Delta p_T \Delta y} \frac{N_{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{\mathcal{L}}, \quad (1)$$

где \mathcal{B}_Υ — относительная вероятность распада Υ -мезона на два мюона; dy и dp_T — ширины бинов по быстрой и поперечному импульсу соответственно; $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ — сечение образования Υ -мезона, распадающегося на димюонную пару, для одного из бинов (p_T, y) ; $N_{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ — поправленное на эффективность количество отобранных кандидатов $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ в рассматриваемом бине (p_T, y) ; \mathcal{L} — интегральная светимость. Поскольку неопределенность величины \mathcal{B}_Υ значительна для $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$, формула (1) определяет сечения образований Υ -мезонов, распадающихся на два мюона, по аналогии с предыдущими анализами LHCb.

В формуле (1) величина $N_{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ определялась для каждого бина (p_T, y) фитированием димюонного спектра отобранных кандидатов с использованием безбинового расширенного метода максимального правдоподобия. При таком фитировании каждому димюонному кандидату приписывался вес, вычислен-

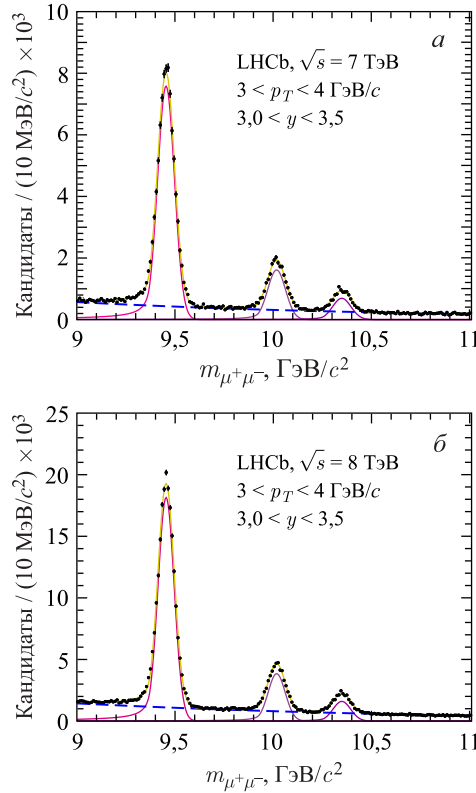


Рис. 1. Поправленные на эффективность спектры эффективных масс димюонной пары для отобранных кандидатов $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$

ный как $1/\varepsilon^{\text{tot}}$, где ε^{tot} — полная эффективность, которая определялась для каждого кандидата $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ по формуле

$$\varepsilon^{\text{tot}} = \varepsilon^{\text{rec\&sel}} \varepsilon^{\text{trg}} \varepsilon^{\mu\text{ID}}, \quad (2)$$

в которой $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$ — эффективность, включающая в себя эффективность процедур реконструкции и отбора; ε^{trg} — триггерная эффективность; $\varepsilon^{\mu\text{ID}}$ — эффективность, связанная с мюонной идентификацией. Эффективности $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$ и ε^{trg} определялись методом Монте-Карло и корректировались поправками, определенными из экспериментальных данных. Эффективность $\varepsilon^{\mu\text{ID}}$ полностью определялась из экспериментальных данных с использованием большого объема данных распада $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ с относительно малым фоном. Среднее значение эффективности $\langle \varepsilon^{\text{tot}} \rangle$ достигало своего максимального значения 45% в области ($15 < p_T < 20$ ГэВ/с, $3,0 < y < 3,5$), минимального значения 10% — при больших p_T и больших y . Во всем исследуемом диапазоне, $p_T < 30$ ГэВ/с и $2,0 < y < 4,5$, среднее значение $\langle \varepsilon^{\text{tot}} \rangle$ составило около 30%.

На рис. 1 показаны поправленные на эффективность спектры эффективных масс димюонной пары для отобранных кандидатов $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ в области ($3 < p_T < 4$ ГэВ/с, $3,0 < y < 3,5$) для $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (рис. 1, а) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (рис. 1, б). На рис. 1 также показаны параметризации димюонных спектров, представляющие собой сумму четырех функций: первые три функции — это функции Crystal Ball, предназначенные для описания трех сигналов $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$, а четвертая функция — экспоненциальная, умноженная на полином второго порядка и предназначенная для описания фона. Из рис. 1 видно, насколько чисто по отношению к фону выделяются Υ -мезоны и насколько хорошо они отличаются друг от друга. Массовое разрешение для $\Upsilon(1S)$ в среднем составило около 42 МэВ/с², изменяясь при этом от 33 МэВ/с² (для малых p_T и малых y) до 90 МэВ/с² (для больших p_T и больших y).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Из-за форматных ограничений данной статьи мы не будем останавливаться на рассмотрении дважды дифференциальных сечений (1). Они подробно представлены в работе [24].

На рис. 2 показаны измеренные дифференциальные сечения (1), проинтегрированные по быстроте в интервале $2,0 < y < 4,5$, как функции поперечного импульса для $\Upsilon(1S)$ -мезонов (кружки), $\Upsilon(2S)$ -мезонов (квадраты) и для $\Upsilon(3S)$ -мезонов (ромбы), а также параметризации полученных дифференциальных сечений, использующие функцию Цаллиса, определяемую как

$$\frac{d\sigma}{p_T dp_T} \propto \left(1 + \frac{E_T^{\text{kin}}}{nT} \right)^{-n}, \quad (3)$$

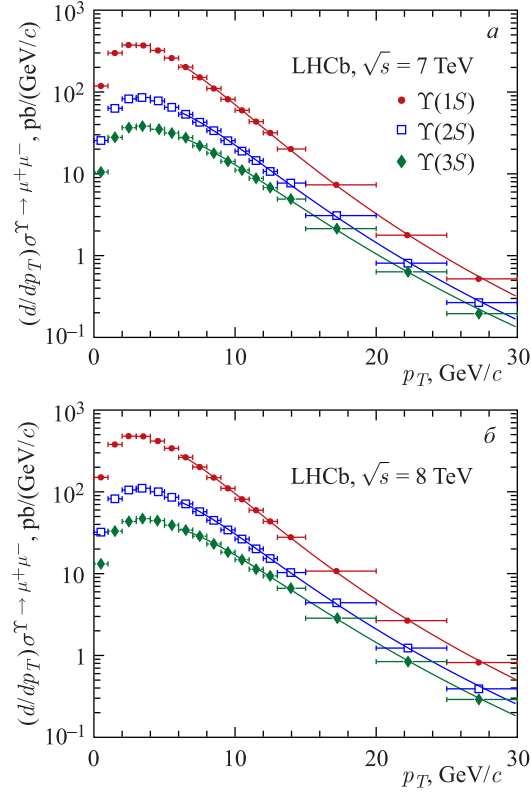
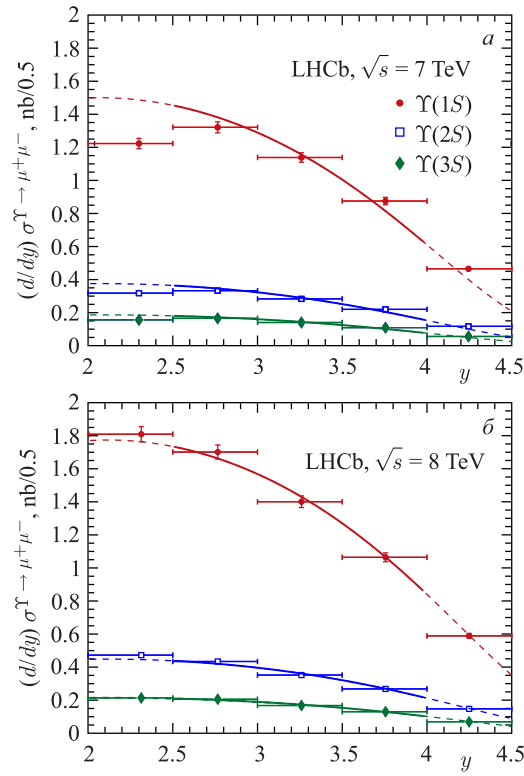


Рис. 2. Дифференциальные сечения $(d/dp_T)\sigma^{\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-}$ в интервале $2,0 < y < 4,5$ для мезонов $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$

где $E_T^{\text{kin}} \equiv \sqrt{m_\Upsilon^2 + p_T^2} - m_\Upsilon$ — поперечная кинетическая энергия; m_Υ — известная масса Υ -мезона [25]; T — так называемый температурный параметр, а n — степенной параметр. В параметризации (3) два свободных параметра для фитирования — это параметры n и T . Одной из особенностей функции Цаллиса является то, что при больших p_T она ведет себя асимптотически как $\propto p_T^{-n}$, что ожидается для жестких процессов рассеяния. Фитирование дифференциальных сечений проводилось с помощью функции Цаллиса в интервале $6 < p_T < 30$ ГэВ/с. Качество фитирования было хорошим для всех случаев. В табл. 1 представлены значения параметров n и T , полученные после фитирования дифференциальных сечений. Из этой таблицы видно, что параметр n близок к 8 во всех случаях, что совместимо с асимптотическим поведением p_T -распределений кваркониев в рамках модели цветных синглетов [26–30]. Что касается температурного параметра T , то он показывает небольшую зависимость от \sqrt{s} и от массы Υ -состояния.

Таблица 1. Значения параметров n и T , полученные после фитирования дифференциальных сечений функцией Цаллиса (3) в интервале $6 < p_T < 30$ ГэВ/с

| Мезон | \sqrt{s} , ТэВ | T , ГэВ | n |
|----------------|------------------|-----------------|-----------------|
| $\Upsilon(1S)$ | 7 | $1,19 \pm 0,04$ | $8,01 \pm 0,33$ |
| | 8 | $1,20 \pm 0,04$ | $7,71 \pm 0,27$ |
| $\Upsilon(2S)$ | 7 | $1,33 \pm 0,05$ | $7,57 \pm 0,41$ |
| | 8 | $1,37 \pm 0,05$ | $7,53 \pm 0,34$ |
| $\Upsilon(3S)$ | 7 | $1,53 \pm 0,07$ | $7,85 \pm 0,56$ |
| | 8 | $1,63 \pm 0,06$ | $8,23 \pm 0,51$ |


 Рис. 3. Дифференциальные сечения $(d/dy)\sigma^{\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-}$ в интервале $p_T < 30$ ГэВ/с для мезонов $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$

На рис. 3 показаны измеренные дифференциальные сечения (1), проинтегрированные по поперечному импульсу в интервале $p_T < 30$ ГэВ/с, как функции быстроты для $\Upsilon(1S)$ -мезонов (кружки), $\Upsilon(2S)$ -мезонов (квадраты) и для $\Upsilon(3S)$ -мезонов (ромбы). На рис. 3 изображены также кривые, полученные

после фитирования соответствующих дифференциальных сечений. Функция, параметризующая эти распределения, определялась согласно модели цветовых октетов [31, 32], которая предсказывала только форму распределений по быстрой в диапазоне $2,5 < y < 4,0$. Пунктирные части кривых — это экстраполяции офитированных функций на исследуемый интервал по быстрой $2,0 < y < 4,5$. Качество фитирования распределений на рис. 3 было хорошим для всех случаев.

Значения сечений (1), проинтегрированных в исследованном кинематическом диапазоне $2,0 < y < 4,5$ и $p_T < 30$ ГэВ/с при энергиях $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и 8 ТэВ представлены в табл. 2. В этой и последующих таблицах первая неопределенность является статистической, а вторая — систематической*. В табл. 2 также представлены интегральные сечения, полученные в интервале $p_T < 15$ ГэВ/с для сравнения новых измерений с предыдущими измерениями на LHCb [6, 7].

Таблица 2. Интегральные сечения $\sigma^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ (в пб), измеренные в полном, $p_T < 30$ ГэВ/с, и сокращенном, $p_T < 15$ ГэВ/с, кинематических диапазонах для $2,0 < y < 4,5$

| Сечение | $p_T < 30$ ГэВ/с | | $p_T < 15$ ГэВ/с | |
|---|---------------------|----------------------|---------------------|---------------------|
| | $\sqrt{s} = 7$ ТэВ | $\sqrt{s} = 8$ ТэВ | $\sqrt{s} = 7$ ТэВ | $\sqrt{s} = 8$ ТэВ |
| $\sigma^{\Upsilon(1S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ | $2510 \pm 3 \pm 80$ | $3280 \pm 3 \pm 100$ | $2460 \pm 3 \pm 80$ | $3210 \pm 3 \pm 90$ |
| $\sigma^{\Upsilon(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ | $635 \pm 2 \pm 20$ | $837 \pm 2 \pm 25$ | $614 \pm 2 \pm 20$ | $807 \pm 2 \pm 24$ |
| $\sigma^{\Upsilon(3S) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ | $313 \pm 2 \pm 10$ | $393 \pm 1 \pm 12$ | $298 \pm 1 \pm 10$ | $373 \pm 1 \pm 11$ |

В дальнейшем мы будем рассматривать эволюцию сечений $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$, определенных в (1), как функцию полной энергии сталкивающихся протонов с помощью следующей величины:

$$\mathcal{R}_{8/7} \equiv \frac{\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-} \big|_{\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}}}{\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-} \big|_{\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}}}, \quad (4)$$

которая представляет собой отношение сечений, измеренных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и 7 ТэВ. Отношения интегральных сечений $\mathcal{R}_{8/7}$ приведены в табл. 3. Для сравнения с предыдущими результатами LHCb интегральные значения сечений определялись для $p_T < 15$ ГэВ/с и $p_T < 30$ ГэВ/с. Новые результаты, полученные в интервале $p_T < 15$ ГэВ/с, находятся в хорошем согласии с результатами предыдущих измерений на LHCb, подтверждая 30 %-й рост сечений образований боттомониев при переходе от $\sqrt{s} = 7$ ТэВ к $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

*Источники систематической неопределенности подробно обсуждаются в работе [24].

Таблица 3. Отношения интегральных сечений $\mathcal{R}_{8/7}$, определенные в полном, $p_T < 30$ ГэВ/с, и сокращенном, $p_T < 15$ ГэВ/с, кинематических диапазонах для $2,0 < y < 4,5$

| Мезон | $p_T < 30$ ГэВ/с | $p_T < 15$ ГэВ/с |
|----------------|-----------------------------|-----------------------------|
| $\Upsilon(1S)$ | $1,307 \pm 0,002 \pm 0,025$ | $1,304 \pm 0,002 \pm 0,024$ |
| $\Upsilon(2S)$ | $1,319 \pm 0,005 \pm 0,025$ | $1,315 \pm 0,005 \pm 0,024$ |
| $\Upsilon(3S)$ | $1,258 \pm 0,007 \pm 0,024$ | $1,254 \pm 0,007 \pm 0,023$ |

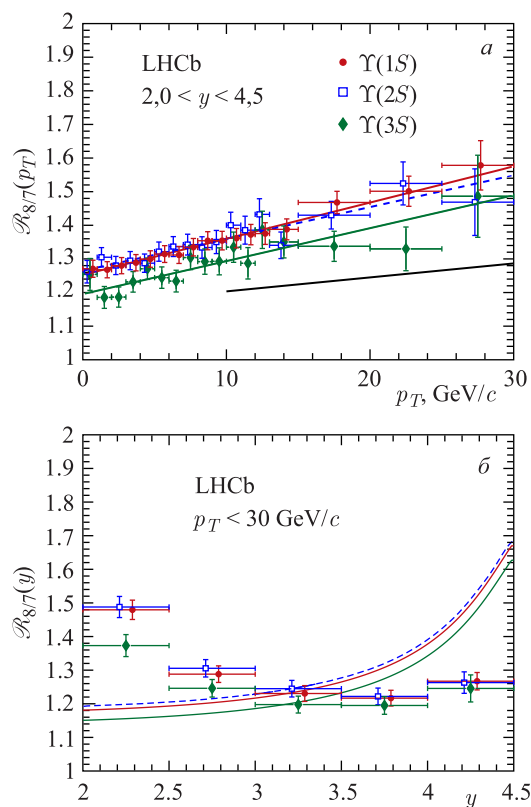


Рис. 4. Отношения дифференциальных сечений $\mathcal{R}_{8/7}$ для Υ -мезонов, определенные как функции p_T (а) и как функции y (б)

На рис. 4, а показано отношение $\mathcal{R}_{8/7}$, представленное как функция поперечного импульса Υ -мезона, полученное после интегрирования в интервале $2,0 < y < 4,5$. Видно, что Υ -мезоны, рожденные при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, являются более жесткими, чем эти же мезоны, рожденные при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Отношения $\mathcal{R}_{8/7}$ как функции p_T фитировались с помощью линейной функции. По-

сле фитирования получились следующие значения наклонов* для линейных функций: $10,8 \pm 0,6$ для $\Upsilon(1S)$, $9,5 \pm 1,2$ для $\Upsilon(2S)$ и $9,8 \pm 1,6$ для $\Upsilon(3S)$. Полученные линейные функции сравниваются с предсказаниями нерелятивистской КХД-модели [16] (толстая сплошная линия для всех Υ -мезонов), которые были посчитаны в приближении NLO для исследуемого интервала по быстрой $2,0 < y < 4,5$. Видно, что предсказания нерелятивистской КХД-модели не различаются для разных Υ -мезонов. Также видно, что наклон теоретического предсказания меньше экспериментально измеренных.

Отношение $\mathcal{R}_{8/7}$, проинтегрированное на интервале $p_T < 30$ ГэВ/с, представлено как функция быстроты на рис. 4, б. Это отношение сравнивается с теоретическим предсказанием, сделанным в рамках уже упоминавшейся выше модели цветных октетов [31, 32]. Из рассматриваемого рисунка видно, что наблюдаемое в экспериментальных данных поведение отношения $\mathcal{R}_{8/7}$ как функция быстроты не совпадает с поведением, предсказанным моделью цветных октетов. Необходимо отметить, что подобное поведение дифференциальных сечений — более значительный рост сечений с ростом \sqrt{s} для малых значений быстрот, чем для больших значений быстрот — также наблюдается в образовании адронов с открытой прелестью [33]. Теоретические же расчеты модели FONLL [34–36] предсказывают обратное поведение — подобное модели цветных октетов, изображенное на рис. 4, б.

Большая часть теоретических и экспериментальных неопределенностей исчезает, если рассматривать отношение дифференциальных сечений (1), измеренных для разных Υ -мезонов, но для одной и той же энергии,

$$\mathcal{R}_{i,j} \equiv \frac{\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(iS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(jS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}} = \frac{N_{\Upsilon(iS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{N_{\Upsilon(jS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}}. \quad (5)$$

В табл. 4 представлены отношения интегральных сечений $\mathcal{R}_{i,j}$, измеренные для $p_T < 15$ ГэВ/с и $p_T < 30$ ГэВ/с при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Все измеренные значения $\mathcal{R}_{i,j}$ согласуются с предыдущими измерениями LHCb. Измеренное значение $\mathcal{R}_{2,1}$ находится в хорошем согласии с оценкой модели цветных октетов 0,27 [31, 32], тогда как измеренное значение $\mathcal{R}_{3,1}$ значительно превосходит ожидаемое модельное предсказание 0,04 [31, 32]. Однако в рамках модели цветных октетов для отношения $\mathcal{R}_{3,1}$ предсказывается диапазон 0,14–0,22, близкий к экспериментально измеренному значению, если состояние $\Upsilon(3S)$ является смешанным гибридным кваркониевым состоянием [32]. Более подробное рассмотрение результатов образования Υ -мезонов в pp -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в эксперименте LHCb можно найти в работе [24].

*Единица измерения наклонов $10^{-3}/(\text{ГэВ}/c)$.

Таблица 4. Отношения интегральных сечений $\mathcal{R}_{i,j}$, определенные в полном, $p_T < 30$ ГэВ/с, и сокращенном, $p_T < 15$ ГэВ/с, кинематических диапазонах для $2,0 < y < 4,5$

| Сечение | $\sqrt{s} = 7$ ТэВ | $\sqrt{s} = 8$ ТэВ |
|---------------------|-----------------------------|-----------------------------|
| $p_T < 30$ ГэВ/с | | |
| $\mathcal{R}_{2,1}$ | $0,253 \pm 0,001 \pm 0,004$ | $0,255 \pm 0,001 \pm 0,004$ |
| $\mathcal{R}_{3,1}$ | $0,125 \pm 0,001 \pm 0,002$ | $0,120 \pm 0,000 \pm 0,002$ |
| $\mathcal{R}_{3,2}$ | $0,493 \pm 0,003 \pm 0,007$ | $0,470 \pm 0,002 \pm 0,007$ |
| $p_T < 15$ ГэВ/с | | |
| $\mathcal{R}_{2,1}$ | $0,249 \pm 0,001 \pm 0,004$ | $0,251 \pm 0,001 \pm 0,004$ |
| $\mathcal{R}_{3,1}$ | $0,121 \pm 0,001 \pm 0,002$ | $0,116 \pm 0,000 \pm 0,002$ |
| $\mathcal{R}_{3,2}$ | $0,485 \pm 0,003 \pm 0,007$ | $0,463 \pm 0,002 \pm 0,007$ |

В заключение хочется выразить искреннюю благодарность И. М. Беляеву, В. Ю. Егорычеву, Дж. Манке и В. И. Романовскому за плодотворное сотрудничество, В. Ф. Образцову за поддержку и интерес к работе, а также всем организаторам Международной сессии-конференции СЯФ ОФН РАН, проведенной в г. Дубне в честь 60-летия ОИЯИ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Abelev B. B. et al. (ALICE Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74. P. 2974.
2. Aad G. et al. (ATLAS Collab.) // Phys. Rev. D. 2013. V. 87. P. 052004.
3. Khachatryan V. et al. (CMS Collab.) // Phys. Rev. D. 2011. V. 83. P. 112004.
4. Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.) // Phys. Lett. B. 2013. V. 727. P. 101.
5. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2014. V. 74. P. 2835.
6. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2012. V. 72. P. 2025.
7. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // JHEP. 2013. V. 06. P. 064.
8. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // JHEP. 2012. V. 11. P. 031.
9. Manca G. // Intern. J. Mod. Phys. A. 2014. V. 29. P. 1430014.
10. Aaij R. et al. (LHCb Collab.). arXiv:1510.05949.
11. Belyaev I. M., Egorychev V. Yu. // Phys. At. Nucl. 2015. V. 78. P. 977 (Yad. Fiz. 2015. V. 78. P. 1036).
12. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // JHEP. 2014. V. 07. P. 094.
13. The ALICE and LHCb Collabs. CERN-LHCb-CONF-2014-003, ALICE-PUBLIC-2014-002.
14. Yang Z. // Nucl. Phys. A. 2014. V. 931. P. 643.

15. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2011. V. 71. P. 1645.*
16. *Han H. et al. arXiv:1410.8537.*
17. *Alves A.A., Jr., et al. (LHCb Collab.) // JINST. 2008. V. 3. P. S08005.*
18. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // Intern. J. Mod. Phys. A. 2015. V. 30. P. 1530022.*
19. *Sjöstrand T. et al. // JHEP. 2006. V. 05. P. 026.*
20. *Belyaev I. et al. // J. Phys. Conf. Ser. 2011. V. 331. P. 032047.*
21. *Lange D.J. // Nucl. Instr. Meth. A. 2001. V. 462. P. 152.*
22. *Golonka P., Was Z. // Eur. Phys. J. C. 2006. V. 45. P. 97.*
23. *Allison J. et al. (Geant4 Collab.) // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2006. V. 53. P. 270;
Agostinelli S. et al. (Geant4 Collab.) // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 506. P. 250.*
24. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // JHEP. 2015. V. 1511. P. 103.*
25. *Olive K.A. et al. (Particle Data Group) // Chin. Phys. C. 2014. V. 38. P. 090001.*
26. *Kartvelishvili V.G., Likhoded A.K., Slabospitsky S.R. // Sov. J. Nucl. Phys. 1978.
V. 28. P. 8 (Yad. Fiz. 1978. V. 28. P. 1315).*
27. *Berger E.L., Jones D. // Phys. Rev. D. 1981. V. 23. P. 1521.*
28. *Baier R., Rückl R. // Phys. Lett. B. 1981. V. 102. P. 364.*
29. *Chang C.-H. // Nucl. Phys. B. 1980. V. 172. P. 425.*
30. *Baier R., Rückl R. // Z. Phys. C. 1983. V. 19. P. 251.*
31. *Kisslinger L.S., Das D. // Mod. Phys. Lett. A. 2013. V. 28. P. 1350120.*
32. *Kisslinger L.S., Das D. // Mod. Phys. Lett. A. 2014. V. 29. P. 1450082.*
33. *Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // Chin. Phys. C. 2016. V. 40. P. 011001.*
34. *Cacciari M., Greco M., Nason P. // JHEP. 1998. V. 05. P. 007.*
35. *Cacciari M., Frixione S., Nason P. // JHEP. 2001. V. 03. P. 006.*
36. *Cacciari M. et al. // JHEP. 2012. V. 10. P. 137.*