

На правах рукописи

Артамонов Александр Владимирович

**Исследование рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в
pp-взаимодействиях при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в
эксперименте LHCb**

01.04.23 — физика высоких энергий

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Протвино 2019

УДК 539.1.07

Работа выполнена в НИЦ «Курчатовский институт» — ИФВЭ (г. Протвино).

Научный руководитель — доктор физ.-мат. наук, член-корреспондент РАН, главный научный сотрудник НИЦ «Курчатовский институт» – ИФВЭ, В.Ф. Образцов.

Официальные оппоненты: доктор физ.-мат. наук, ОИЯИ, начальник отдела Лаборатории физики высоких энергий, О.В. Теряев; доктор физ.-мат. наук, НИЦ «Курчатовский институт» – ИТЭФ, начальник лаборатории, В.Б. Гаврилов.

Ведущая организация — Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына Московского государственного университета имени М.В. Ломоносова (МГУ, г. Москва).

Защита диссертации состоится “_____” _____ 2019 г. в _____ часов на заседании диссертационного совета Д 201.004.01 при НИЦ «Курчатовский институт» — ИФВЭ по адресу: 142281, Московская область, г. Протвино, площадь Науки, дом 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте http://ihep.ru/files/artamonov_thesis.pdf
НИЦ "Курчатовский институт" — ИФВЭ.

Автореферат разослан “_____” _____ 2019 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 201.004.01

Ю. Г. Рябов

Общая характеристика работы

Диссертация состоит из двух связанных между собой экспериментальных исследований [1, 2, 3, 4], посвященных измерению дважды дифференциальных сечений рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов¹, и измерению поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ этих векторных мезонных состояний, инклюзивно образованных в протон-протонных столкновениях Большого Адронного Коллайдера (ЦЕРН, г. Женева, Швейцария) при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Для проведения этих исследований использовались данные международного эксперимента LHCb. Данные, соответствующие энергиям $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, были набраны на установке LHCb в 2011 и 2012 годах с интегральными светимостями 1 и 2 фб⁻¹, соответственно. Для селекции каждого Υ состояния использовался димюонный распад $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Дифференциальные сечения и поляризационные параметры $\Upsilon(nS)$ мезонов измерялись как функции поперечного импульса и быстроты соответствующего Υ мезона в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$.

Актуальность работы. До 2015 года измерение сечений рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов в протон-протонных (pp) столкновениях Большого Адронного Коллайдера (БАК) было проведено на установках ATLAS и CMS при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ в центральных кинематических областях $|y^\Upsilon| < 2.25$ и $|y^\Upsilon| < 2.4$, соответственно. Установка LHCb покрывает уникальный для БАК диапазон псевдобыстроты $1.8 < \eta < 4.9$. Первые измерения сечений рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-столкновениях БАК проводились коллаборацией LHCb на данных 2010 года, которые были набраны при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с интегральной светимостью 25 пб⁻¹, а также на неполных данных

¹В дальнейшем эти три мезона иногда будут обобщенно обозначаться как $\Upsilon(nS)$, а отдельное мезонное состояние как Υ .

2012 года, набранных при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ с интегральной светимостью 50 пб^{-1} . В обоих исследованиях кинематические диапазоны быстроты и поперечного импульса $\Upsilon(\text{nS})$ мезонов определялись интервалами $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$ и $p_T^\Upsilon < 15 \text{ ГэВ}/c$, соответственно. В данном диссертационном исследовании проведено новое измерение сечений рождения $\Upsilon(\text{nS})$ мезонов в pp-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [1, 3] с использованием всей статистики данных коллаборации LHCb, набранной в 2011 и 2012 годах с интегральными светимостями 1 и 2 фб^{-1} , соответственно. То есть новые результаты диссертационной работы [1, 3] были получены на в сорок раз большей статистике и, как следствие, с меньшей систематической неопределенностью, а также в расширенной кинематической области $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$ и $p_T^\Upsilon < 30 \text{ ГэВ}/c$. Являясь более точными измерениями, новые результаты заменяют предыдущие результаты измерений коллаборации LHCb. Что касается поляризационных исследований $\Upsilon(\text{nS})$ мезонов, то необходимо отметить, что в настоящее время не существует хорошо разработанной теории, которая могла бы одинаково успешно описать сечения рождения тяжелых кваркониев и их поляризацию² (спиновую выстроенность). До недавнего времени поляризационные исследования тяжелых кваркониев сводились к измерению одного единственного параметра³ λ_θ как функции поперечного импульса исследуемого мезона. Иногда такие измерения проводились в разных координатных системах, что приводило к неоднозначной интерпретации полученных результатов. Поэтому поляризационные результаты, полученные до 2011 года, являются не полными и даже противоречивыми. Экспериментальная ситуация в поляризационной физике тяжелых кваркониев начала постепенно улучшаться после 2011 года, когда стали поступать новые результаты с БАК [5]. Поэтому было принято решение провести полный угловой анализ (измерение

²В физике тяжелых кваркониев для характеристики спиновой выстроенности векторных мезонов используется термин “поляризация”. В этом автореферате также будет использоваться термин “поляризация”, хотя необходимо иметь в виду, что это совершенно разные спиновые характеристики векторной частицы. В диссертации можно найти ссылки на литературу, где приводится подробное определение этих терминов.

³Далее, см. (8), приводится определение поляризации векторных кваркониев.

трёх \mathcal{P} -четных поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ) векторных $\Upsilon(nS)$ состояний, инклюзивно рождённых в pp -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, используя для этого всю статистику данных, набранную на установке LHCb в 2011 и 2012 годах, соответственно. Проведение этого поляризационного анализа в уникальной кинематической области эксперимента LHCb позволит существенно улучшить экспериментальную ситуацию, которая сложилась в последнее время в физике тяжелых кваркониев, когда наблюдается не только противоречие между теорией и экспериментом, но и противоречие между различными экспериментальными результатами.

Практическая ценность работы. Результаты диссертационной работы [1, 2, 3, 4] были получены в уникальной кинематической области эксперимента LHCb. Как уже отмечалось, в настоящее время не существует хорошо разработанной теории, которая могла бы одинаково успешно описать сечения рождения тяжелых кваркониев и их спиновую выстроенность. Поэтому полученные результаты послужат дальнейшему развитию физики тяжелых кваркониев и, в частности, развитию теории NRQCD (nonrelativistic QCD), которая в настоящее время испытывает определенные трудности [5]. Полученные результаты были занесены в мировую базу данных HEPData [6, 7] для дальнейшей разработки теоретических моделей и для моделирования рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp -столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ.

Целью диссертационной работы является измерение дважды дифференциальных сечений рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, и измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ этих векторных мезонных состояний, инклюзивно рожденных в pp -взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ на установке LHCb.

Научная новизна. Представленное в диссертационной работе измерение дважды дифференциальных сечений инклюзивного образования $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов является существенным улучшением предыдущих двух предварительных измерений коллаборации LHCb. Новые результаты были получены с уменьшенными статистическими и систематическими неопределенностями, а также в расширенной кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$.

Являясь более точными измерениями сечений образования $\Upsilon(nS)$ мезонов, результаты диссертационной работы заменяют предыдущие результаты коллаборации ЛНСб. В данном диссертационном исследовании впервые проведено измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ векторных $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в пр-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$.

Положения, выносимые на защиту:

1. Измерение дважды дифференциальных сечений инклюзивного рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов в пр-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ как функций поперечного импульса и быстроты соответствующего Υ мезона в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$.
2. Проведение полного углового анализа и измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ векторных $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно рождённых в пр-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$. Поляризационные параметры $\Upsilon(nS)$ мезонов измерялись как функции поперечного импульса и быстроты соответствующего Υ мезона.
3. Методика измерения эффективности мюонной идентификации на установке ЛНСб, для которой использовались экспериментальные данные димюонного распада J/ψ мезона.

Апробация работы и публикации. Материалы, изложенные в диссертации, были опубликованы в 4-х (четырёх) печатных работах [1, 2, 3, 4]. Дополнительно, во введении диссертации использовалась 1 (одна) обзорная статья [5], написанная диссертантом и посвященная экспериментальным результатам коллаборации ЛНСб. Полученные результаты регулярно обсуждались и докладывались на совещаниях международной коллаборации ЛНСб, докладывались диссертантом на следующих международных конференциях:

1. The third annual international conference on Large Hadron Collider Physics, LHCP2015, г. Санкт-Петербург, 2015 г.

2. Международная Сессия-конференция Секции ядерной физики ОФН РАН, ОИЯИ, г. Дубна, 2016 г. [3]
3. XVII Advanced Research Workshop on High Energy Spin Physics, DSPIN-17, ОИЯИ, г. Дубна, 2017 г. [4]

Полученные результаты также входили в доклады⁴ других сотрудников коллаборации LHCb, которые представляли их на следующих международных конференциях и симпозиумах: 1) The 6th international workshop QCD@LHC 2015, г. Лондон; 2) The 23rd Low-x Meeting 2015, г. Сандомирц; 3) The Workshop on Discovery Physics at the LHC, Kruger-2016, г. Мпумуланга; 4) Higgs Maxwell Workshop 2017, The b-quark at 40, г. Эдинбург; 5) The 12th International Workshop on Heavy Quarkonium 2017, г. Пекин; 6) The 7th Workshop “Implications of LHCb Measurements and Future Prospects” 2017, г. Женева; 7) The Third China LHC Physics Workshop, CLHCP 2017, г. Нанджинг; 8) Santa Fe Jets and Heavy Flavor Workshop 2018, г. Санта Фе; 9) QCD@LHC 2018 international conference, г. Дрезден; 10) The 8th Workshop “Implications of LHCb Measurements and Future Prospects” 2018, г. Женева. Аprobация диссертации прошла на семинаре Отдела Экспериментальной Физики ИФВЭ 26 декабря 2018 года.

Личный вклад автора. Диссертант принимал активное участие в физическом анализе данных эксперимента LHCb. Он внес основной вклад в экспериментальное исследование инклюзивного рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов в pp-взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ на установке LHCb в сеансах 2011 и 2012 годов [1, 2, 3, 4]. В этих исследованиях диссертантом были измерены дважды дифференциальные сечения инклюзивного образования $\Upsilon(nS)$ мезонов [1, 3], и было проведено измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ этих векторных мезонных состояний [2, 4]. Занимаясь изучением источников систематической неопределенности, диссертант также принимал участие в анализе поляризации J/ψ мезонов, инклюзивно образованных в pp-взаимодействиях при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ [5]. Диссертантом была также разработана

⁴Ссылки на все эти доклады приведены в диссертации.

методика измерения эффективности мюонной идентификации установки ЛНСб, для которой использовались экспериментальные данные димюонного распада J/ψ мезона. Полученная с помощью этой методики эффективность мюонной идентификации успешно использовалась в экспериментальных исследованиях коллаборации ЛНСб.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав и заключения. Ее объём составляет 205 страниц, включая 45 таблиц и 47 рисунков. Список цитируемой литературы содержит 157 наименований.

Краткое содержание работы

Во введении диссертации обоснована актуальность диссертационной работы, сформулированы задачи и цели исследования, показаны научная новизна и практическая ценность работы, представлены выносимые на защиту научные положения. Приводятся сведения об апробации работы и публикациях, а также информация о личном вкладе автора.

В первой главе диссертации приводится краткое описание ускорительного комплекса БАК, экспериментальной установки ЛНСб, основные условия набора экспериментальных данных, а также методы обработки данных.

Детектор ЛНСб является многоцелевой экспериментальной установкой, построенной для исследования частиц, содержащих c - и b -кварки. ЛНСб является одной из четырех основных экспериментальных установок ускорительного комплекса БАК. Исходно ЛНСб задумывался как эксперимент, нацеленный на поиски непрямого проявления Новой Физики в процессах, нарушающих CP -симметрию, а также в редких распадах очарованных и прелестных частиц. Детектор ЛНСб, см. Рис. 1, является одноплечевым спектрометром, который, как уже отмечалось, перекрывает уникальный для БАК диапазон псевдобыстроты $1.8 < \eta < 4.9$. В этом диапазоне, соответствующем угловому диапазону от 15 мрад до 300 (250) мрад в горизонтальной (вертикальной) плоскости, сечение рождения $b\bar{b}$ кварковой пары максимально. Корреляция образования $b\bar{b}$ кварковой пары в пр-

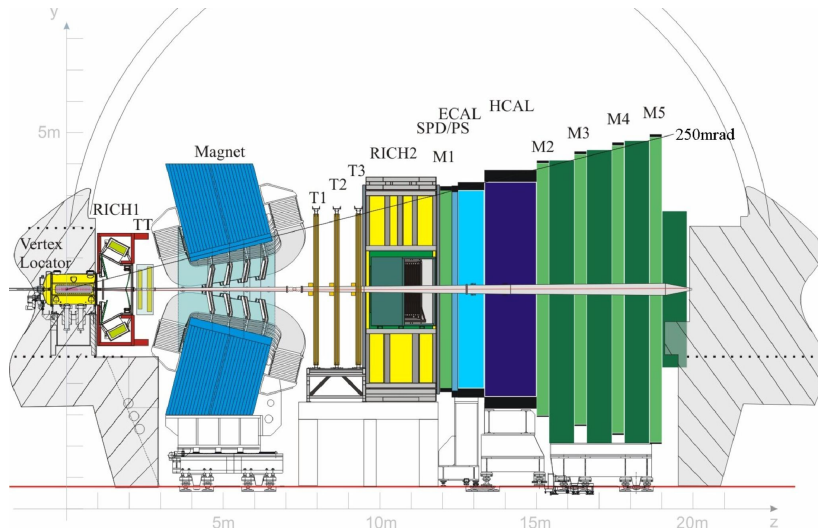


Рис. 1: Общая схема экспериментальной установки ЛHCб.

столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ такова, что большинство $b\bar{b}$ кварковых пар летят после своего рождения либо вперед, либо назад. Поэтому, несмотря на относительно небольшой телесный угол (около 2% от 4π), установка ЛHCб регистрирует около 25% $b\bar{b}$ кварковых пар (это также соответствует 27% b - или \bar{b} -кварков), рожденных в pp -взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ.

Экспериментальная установка ЛHCб состоит из следующих основных элементов (см. Рис. 1): 1) дипольный спектрометрический магнит (теплый) с интегралом поля около 4 Т·м, отклоняющий заряженные частицы в горизонтальной плоскости (Magnet); 2) трековые станции, расположенные до и после дипольного магнита (ТТ, Т1, Т2 и Т3); 3) два детектора регистрации колец излучения Вавилова-Черенкова, размещенные до и после трековых станций (RICH1 и RICH2); 4) кремниевый микрополосковый вершинный детектор (Vertex Locator), окружающий номинальную точку pp -столкновений и являющийся важной частью трековой системы; 5) калориметриче-

ская система, расположенная после детектора RICH2 и состоящая из ячеистого сцинтилляционного гороскопа (SPD), предливневого детектора (PS), электромагнитного (ECAL) и адронного (HCAL) калориметров; 6) мюонная система (станции M1-M5), расположенная в конце установки после калориметрической системы (станция M1 расположена перед калориметрической системой).

Для изучения рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-столкновениях использовался весь набор экспериментальных данных, записанных на установке LHCb в 2011 и 2012 годах. В 2011 (2012) году энергия каждого протонного пучка БАК была равна 3.5 (4.0) ТэВ. По проекту светимость на установке LHCb должна была составлять 2×10^{32} см⁻²с⁻¹. В 2011 году она оказалась равной в среднем 3.5×10^{32} см⁻²с⁻¹, а в 2012 году — 4×10^{32} см⁻²с⁻¹. В 2011 и 2012 годах интегральные значения светимости составили, соответственно, около 1 и 2 фб⁻¹. Чтобы уменьшить асимметрию регистрации положительно и отрицательно заряженных частиц в детекторе LHCb, направление поля в дипольном магните детектора менялось на противоположное примерно два раза в месяц.

Триггерная система экспериментальной установки LHCb состояла из двух уровней: триггера нулевого уровня (Level-0, L0) и триггера высокого уровня (High Level Trigger, HLT). Триггер L0 вырабатывался специально сделанной для этого электроникой на основе информации, поступающей от вершинного детектора, калориметрической и мюонной систем. Триггер HLT осуществлялся с помощью программного обеспечения, написанного на языке C++ и запущенного параллельно на большом количестве логических узлов компьютерной мультипроцессорной фермы. Для исследования образования $\Upsilon(nS)$ состояний использовались димюонные распады $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Триггерные линии, которые применялись к димюонным кандидатам при наборе данных в 2011 и 2012 годах, сводились к следующим условиям. В триггере нулевого уровня использовалась димюонная триггерная линия L0DiMuon. В этой линии требовалось, чтобы произведение поперечных импульсов двух мюонных кандидатов, $p_{T\mu_1} \times p_{T\mu_2}$, было больше 1.68 (2.56) ГэВ²/c² на данных 2011 (2012) года, а количество хитов в годоскопе SPD не превосходило

900. При анализе $\Upsilon(nS)$ мезонов в триггере высокого уровня использовались триггерные линии Hlt1DiMuonHighMass и Hlt2DiMuonB. В этих линиях требовалось присутствие в событии двух хорошо реконструированных треков с хитами в мюонной системе, а также требовалось выполнение следующих кинематических условий для мюонных треков: $p_T > 0.5$ ГэВ/с и $p > 6$ ГэВ/с. Дополнительно, для каждого события требовалось, чтобы была идентифицирована пара противоположно заряженных мюонов с общей вершиной и эффективной массой $m_{\mu^+\mu^-} > 4.7$ ГэВ/с².

Моделирование образования $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ проводилось методом Монте-Карло на основе генератора RUTHIA 6.4, в котором были выставлены конфигурационные настройки эксперимента LHCb. Рождение $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-взаимодействиях моделировалось с нулевой поляризацией этих векторных частиц. Распад и временная эволюция всех образованных частиц осуществлялись с помощью программы EVTGEN. При этом излучение фотонов в конечном состоянии учитывалось с помощью программы PHOTOS. Эволюция частиц в детекторе LHCb, а также моделирование отклика установки выполнялись с помощью пакета программ GEANT4.

Во второй главе диссертации описывается метод измерения эффективности мюонной идентификации для данных 2011 и 2012 годов, соответствующих pp-взаимодействиям при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, соответственно. Для определения эффективности мюонной идентификации использовался распад $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Во второй главе диссертации описываются все критерии отбора, необходимые для селекции $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов. В Таблице 2.1 диссертации суммируются основные критерии отбора. Дополнительно к условиям отбора Таблицы 2.1 приводятся также условия отбора, связанные с мюонной идентификацией, чья эффективность подлежала определению. Эти дополнительные условия отбора, выписанные в Таблице 2.2 диссертации, включали в себя следующие требования: требование на вероятность ложных треков ($\mathcal{P}_{gh} < 0.3$), требование на разницу логарифмов максимального правдоподобия между мюонной и пионной гипотезами трека ($\Delta \log \mathcal{L}_{\mu/\pi} > 0$) и требование на вероятность мю-

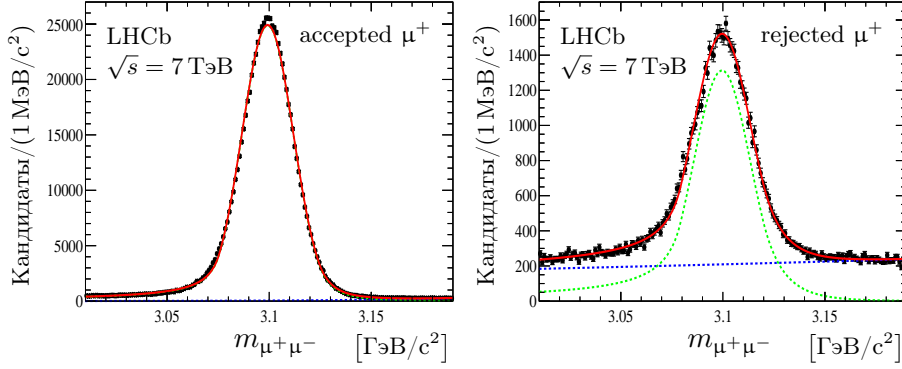


Рис. 2: Спектры димюонных масс, полученные на данных 2011 года ($\sqrt{s} = 7$ ТэВ) для $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов, когда исследуемый μ^+ классифицировался как *accepted* (слева) или как *rejected* (справа), и находился в области $2.0 < p_T^\mu < 2.5$ ГэВ/с и $3.0 < \eta^\mu < 3.25$. Красные кривые показывают результаты фита спектров. Сигнальные и фоновые компоненты обозначены зелеными и синими прерывистыми кривыми, соответственно.

онной идентификации ($\mathcal{P}_\mu > 0.5$). Суть метода определения эффективности мюонной идентификации сводилась к следующему. Если кандидаты в событие $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ удовлетворяли всем критериям отбора Таблицы 2.1 и один распадный мюон (меченный мюон) удовлетворял критериям отбора Таблицы 2.2, а второй распадный мюон (исследуемый мюон) не удовлетворял требованиям Таблицы 2.2, то такой второй (исследуемый) мюон назывался *rejected* мюоном. Если выполнялись условия отбора Таблицы 2.1 и оба мюона (меченный и исследуемый) удовлетворяли критериям отбора Таблицы 2.2, то такой исследуемый мюон назывался *accepted* мюоном.

Эффективность мюонной идентификации определялась по формуле

$$\varepsilon^{\mu\text{ID}}(\eta^\mu, p_T^\mu) \equiv \varepsilon^\mu = \left[1 + \frac{\mathcal{N}_{\text{rej}}^\mu}{\mathcal{N}_{\text{acc}}^\mu} \right]^{-1}, \quad (1)$$

где $\mathcal{N}_{\text{acc}}^{\mu^+}$ ($\mathcal{N}_{\text{rej}}^{\mu^+}$) это число сигнальных $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов для рассматриваемого кинематического бина (η^μ, p_T^μ) исследуемого мю-

она, определяемое с помощью фитирования массового распределения $\mu^+\mu^-$ пары, когда исследуемый мюон классифицировался как *accepted* (*rejected*). На Рис. 2 показаны спектры димюонных масс, полученные для отобранных $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов на данных 2011 года с магнитной полярностью “вверх”. Слева (справа) показаны димюонные массовые распределения, полученные для исследуемого положительного мюона, классифицированного как *accepted* (*rejected*). Приведенные на Рис. 2 димюонные массовые распределения фитировались с помощью двухсторонней функции Crystal Ball для описания сигнальной компоненты и с помощью экспоненциальной функции для описания фоновой компоненты. Димюонное массовое разрешение на Рис. 2 составило около 12.6 МэВ/ c^2 .

На полном наборе данных 2011 и 2012 годов были получены эффективности мюонной идентификации ε^{μ^+} и ε^{μ^-} , каждая из которых определялась отдельно для магнитной полярности “вверх” и магнитной полярности “вниз”. Эффективности ε^{μ^+} и ε^{μ^-} определялись как функции кинематического бина (η^μ, p_T^μ) исследуемого мюона (μ^+ или μ^-). Технически, эффективности определялись как гистограммы в переменных (η^μ, p_T^μ) . Всего было получено 8 гистограмм: 4 гистограммы $\varepsilon_{\text{down}}^{\mu^+}$, $\varepsilon_{\text{up}}^{\mu^+}$, $\varepsilon_{\text{down}}^{\mu^-}$ и $\varepsilon_{\text{up}}^{\mu^-}$ для данных 2011 года ($\sqrt{s} = 7$ ТэВ), и 4 аналогичных гистограммы для данных 2012 года ($\sqrt{s} = 8$ ТэВ). Индекс up (down) у эффективности ε^μ означает полярность магнитного поля установки. При непосредственном обращении к этим гистограммам, т.е. при определении эффективности мюонной идентификации как функции (η^μ, p_T^μ) , производилась интерполяция значений эффективности в разных бинах (η^μ, p_T^μ) . Т.е. сглаживался эффект конечного размера бина.

В заключительной части второй главы диссертации приводятся различные относительные сравнения полученных эффективностей мюонной идентификации $\varepsilon^\mu(\eta^\mu, p_T^\mu)$, связанные с зарядом мюона, направлением магнитного поля и т.д.

В третьей главе диссертации представлено измерение дважды дифференциальных сечений инклюзивного образования $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в сеансах 2011 и 2012 годов, соответственно. Во введении этой главы перечисляют-

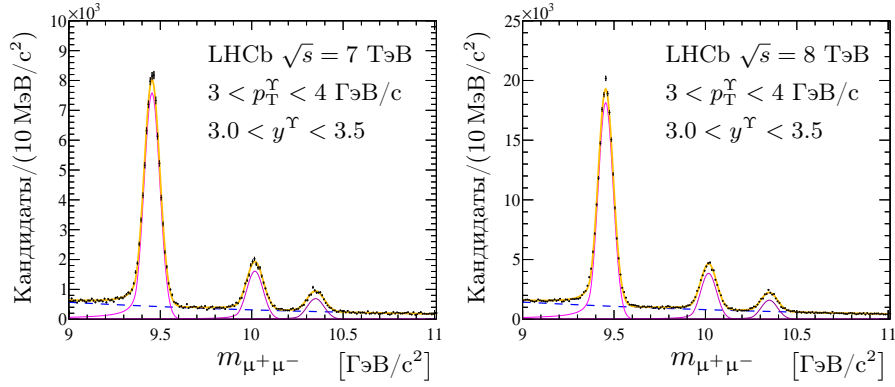


Рис. 3: Поправленные на эффективность спектры димюонных масс, полученные для энергий $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа), для кинематической области $3 < p_T^\Upsilon < 4$ ГэВ/с и $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$. Оранжевые кривые показывают результаты фита спектров. Три пика, показанные с помощью фиолетовой кривой, соответствуют $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонам (слева направо). Фоновая компонента обозначена синей прерывистой кривой.

ся предыдущие экспериментальные исследования рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов на БАК. Далее, приводятся критерии отбора $\Upsilon(nS)$ мезонов. Отбираются $\Upsilon(nS)$ мезоны, распадающиеся на мюонную пару $\Upsilon \rightarrow \mu^+\mu^-$ и попадающие в кинематический диапазон $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Детальные условия отбора $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов приведены в Таблице 3.1 диссертации. На Рис. 3 показаны поправленные на эффективность димюонные массовые распределения, полученные на данных 2011 ($\sqrt{s} = 7$ ТэВ) и 2012 ($\sqrt{s} = 8$ ТэВ) годов для кинематической области $3 < p_T^\Upsilon < 4$ ГэВ/с и $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$. На этом рисунке показаны также результаты фитирования спектра димюонных масс. Модель фитирования включала в себя сумму трёх двухсторонних функций Crystal Ball для описания $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ сигналов, а также включала произведение экспоненциальной функции и полиномиальной функции Бернштейна второго порядка для описания фона. Разрешение по массе для $\Upsilon(1S)$ сигнала в среднем составило около 42 МэВ/с², изменяясь при этом от 33 МэВ/с² (в области малых p_T^Υ и малых y^Υ) до 90 МэВ/с² (в области больших p_T^Υ и

больших y^Υ).

Дважды дифференциальное сечение инклюзивного образования Υ мезона в pp-столкновениях, распадающегося затем на пару мюонов, определялось по формуле

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

где \mathcal{B}_Υ это относительная вероятность распада $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$; Δy^Υ и Δp_T^Υ это ширины бинов по быстрой и поперечному импульсу мезона, соответственно; $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ — сечение образования Υ мезона, распадающегося на пару мюонов, в рассматриваемом кинематическом бине $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$; $N_{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ — поправленное на эффективность количество отобранных $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ кандидатов в кинематическом бине $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$; \mathcal{L} — интегральная светимость.

В формуле (2) величина $N_{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ определялась для каждого кинематического бина $(p_T^\Upsilon, y^\Upsilon)$ фитированием димюонного массового распределения отобранных $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ кандидатов. При этом использовались два метода фитирования: техника *sPlot* анализа и безбиновый расширенный метод максимального правдоподобия. Основным методом был второй. В этом методе фитирования каждому димюонному кандидату приписывался вес, равный обратной величине полной эффективности $1/\varepsilon^{\text{tot}}$. Полная эффективность определялась для каждого димюонного кандидата следующим образом

$$\varepsilon^{\text{tot}} = \varepsilon^{\text{rec\&sel}} \times \varepsilon^{\text{trg}} \times \varepsilon^{\mu\text{ID}}, \quad (3)$$

где $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$ это эффективность реконструкции и селекции $\Upsilon(nS)$ кандидатов, ε^{trg} — триггерная эффективность, а $\varepsilon^{\mu\text{ID}}$ это эффективность, связанная с мюонной идентификацией, определению которой была посвящена вторая глава диссертации, см. формулу (1). В отличие от $\varepsilon^{\mu\text{ID}}$, которая определялась на экспериментальных данных, эффективности $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$ и ε^{trg} определялись на Монте-Карло событиях. Эффективности $\varepsilon^{\text{rec\&sel}}$ и ε^{trg} поправлялись затем соответствующими корректирующими коэффициентами, чтобы устранить малую

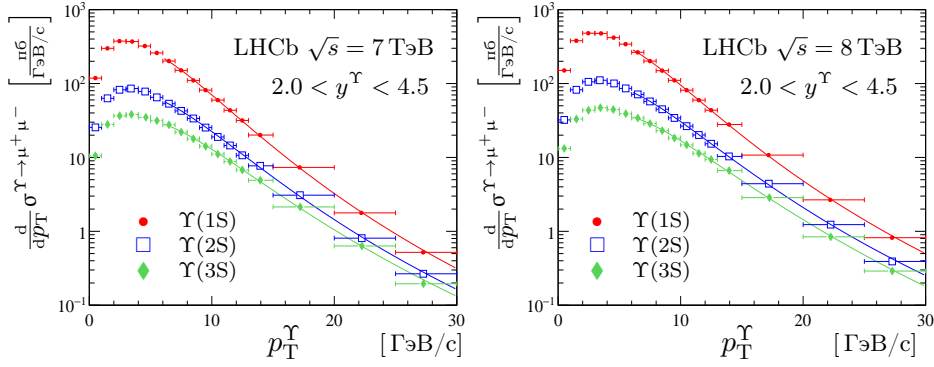


Рис. 4: Дифференциальные сечения $\frac{d}{dp_T} \sigma^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$, измеренные на всем исследованном диапазоне быстроты $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных при энергиях $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Кривые показывают результаты фита, полученные с помощью функции Цаллиса в диапазоне $6 < p_T^\Upsilon < 30$ GeV/c.

разность между данными и Монте-Карло событиями. Среднее значение полной эффективности $\langle \varepsilon^{\text{tot}} \rangle$ для $\Upsilon(nS)$ кандидатов составило около 30%. Эффективность ε^{tot} достигает своего максимального значения $\approx 45\%$ в области $15 < p_T^\Upsilon < 20$ ГэВ/с и $3.0 < y^\Upsilon < 3.5$, и падает до $\approx 10\%$ в области больших p_T^Υ и больших y^Υ .

На Рис. 4 показаны измеренные дифференциальные сечения (2), которые были получены как функции поперечного импульса соответствующего Υ мезона после интегрирования (2) на интервале быстроты $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. На Рис. 4 показаны также параметризации полученных дифференциальных сечений, для которых использовалась функция Цаллиса, определяемая как

$$\frac{d\sigma}{p_T^\Upsilon dp_T^\Upsilon} \propto \left(1 + \frac{E_T^{\text{kin}}}{nT} \right)^{-n}, \quad (4)$$

где величина $E_T^{\text{kin}} \equiv \sqrt{m_\Upsilon^2 + (p_T^\Upsilon)^2} - m_\Upsilon$ это поперечная кинетическая энергия рассматриваемого Υ мезона, m_Υ — табличное значение массы Υ мезона, а T и n это так называемые температурный и сте-

Таблица 1: Значения параметров T и n , полученные после фитирования дифференциальных сечений функцией (4) на интервале $6 < p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с.

	\sqrt{s}	T [ГэВ]	n
$\Upsilon(1S)$	7 ТэВ	1.19 ± 0.04	8.01 ± 0.33
	8 ТэВ	1.20 ± 0.04	7.71 ± 0.27
$\Upsilon(2S)$	7 ТэВ	1.33 ± 0.05	7.57 ± 0.41
	8 ТэВ	1.37 ± 0.05	7.53 ± 0.34
$\Upsilon(3S)$	7 ТэВ	1.53 ± 0.07	7.85 ± 0.56
	8 ТэВ	1.63 ± 0.06	8.23 ± 0.51

пенной параметры, соответственно. В параметризации (4) параметры T и n это свободные параметры фитирования. Одной из особенностей функции Цаллиса является то, что при больших p_T^Υ она ведет себя асимптотически как $\propto 1/(p_T^\Upsilon)^n$, что ожидается для жестких процессов рассеяния. Фитирование дифференциальных сечений проводилось с помощью функции Цаллиса на интервале $6 < p_T^\Upsilon < 30$ GeV/c. Качество фитирования было хорошим для всех трех мезонов. В Таблице 1 представлены значения параметров T и n , полученные после фитирования дифференциальных сечений, изображенных на Рис. 4. Из этой таблицы видно, что параметр n близок к 8 во всех случаях, что совместимо с асимптотическим поведением p_T -распределений кваркониев, рассматриваемых в рамках модели цветных синглетов (см. ссылки в [1, 3]). Что касается температурного параметра T , то он показывает небольшую зависимость от \sqrt{s} и увеличивается с ростом массы Υ мезона.

Рис. 5 показывает измеренные дифференциальные сечения (2), полученные как функции быстроты соответствующего Υ мезона после интегрирования (2) по p_T^Υ на интервале $p_T^\Upsilon < 30$ GeV/c. На Рис. 5 изображены также кривые, полученные после фитирования этих дифференциальных сечений. Функция, параметризующая эти распределения, определялась согласно модели цветных октетов (см. ссылки в [1, 3]), которая предсказывает только форму распределений по быстрой в диапазоне $2.5 < y^\Upsilon < 4.0$. Пунктирные линии кривых это экстраполяции полученных после фитирования функций на весь ис-

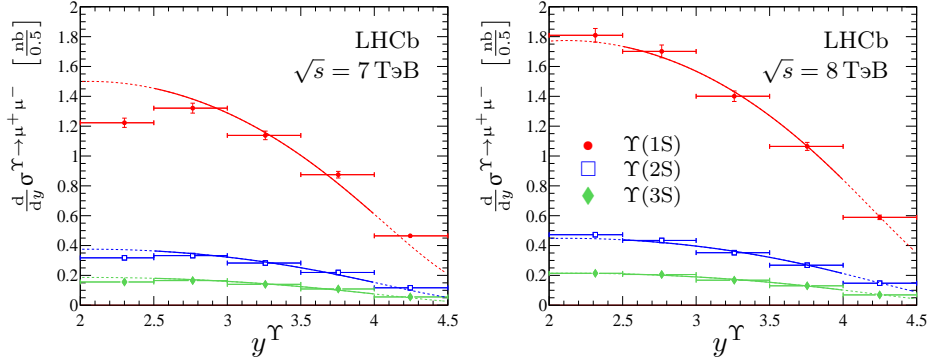


Рис. 5: Дифференциальные сечения $\frac{d}{dy}\sigma^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-}$, измеренные в области поперечного импульса $p_T^\Upsilon < 30 \text{ GeV}/c$ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ (слева) и $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ (справа). Сплошные линии показывают результаты фита, полученные с помощью предсказаний модели цветовых октетов (см. текст), примененной для диапазона по быстроте $2.5 < y^\Upsilon < 4.0$. Прерывистые линии показывают экстраполяцию предсказаний модели цветовых октетов, сделанную для всего исследованного диапазона $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$.

следуемый интервал быстроты $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Качество фитирования распределений, изображенных на Рис. 5, было хорошим для всех трёх $\Upsilon(nS)$ мезонов.

Значения интегральных сечений образования $\Upsilon(nS)$ состояний в pp -взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ представлены в Таблице 2. Эти сечения были получены как для всей исследованной кинематической области $p_T^\Upsilon < 30 \text{ ГэВ}/c$ и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$, так и для сокращенной $p_T^\Upsilon < 15 \text{ ГэВ}/c$ и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Последняя область рассматривалась для сравнения полученных в диссертации результатов с предыдущими результатами коллаборации ЛНСб. В этой и последующих таблицах первая неопределенность это статистическая неопределенность, а вторая — систематическая. Полученные значения интегральных сечений находятся в хорошем согласии с предыдущими результатами коллаборации ЛНСб.

Эволюция сечений $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-}$ как функций \sqrt{s} рассматривалась в

Таблица 2: Интегральные сечения $\sigma^{\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ (в пб), полученные для $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$, когда $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $p_T^\Upsilon < 15$ ГэВ/с.

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

Таблица 3: Отношения интегральных сечений $\mathcal{R}_{8/7}$, полученные для $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$, когда $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $p_T^\Upsilon < 15$ ГэВ/с.

	$p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с	$p_T^\Upsilon < 15$ ГэВ/с
$\Upsilon(1S)$	$1.307 \pm 0.002 \pm 0.025$	$1.304 \pm 0.002 \pm 0.024$
$\Upsilon(2S)$	$1.319 \pm 0.005 \pm 0.025$	$1.315 \pm 0.005 \pm 0.024$
$\Upsilon(3S)$	$1.258 \pm 0.007 \pm 0.024$	$1.254 \pm 0.007 \pm 0.023$

данном исследовании с помощью величины

$$\mathcal{R}_{8/7} \equiv \frac{\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-} \Big|_{\sqrt{s}=8 \text{ ТэВ}}}{\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-} \Big|_{\sqrt{s}=7 \text{ ТэВ}}}, \quad (5)$$

которая представляет собой отношение сечений $\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-}$, измеренных при разных \sqrt{s} , но для одного и того же кинематического диапазона рассматриваемого Υ мезона. Отношения интегральных сечений представлены в Таблице 3. Для сравнения с предыдущими результатами коллаборации LHCb отношения интегральных сечений определялись как для $p_T < 30$ ГэВ/с, так и для $p_T < 15$ ГэВ/с. Новые результаты, полученные для $p_T < 15$ ГэВ/с, находятся в хорошем согласии с предыдущими результатами коллаборации LHCb, подтверждая $\approx 30\%$ рост сечений образования $\Upsilon(nS)$ в pp-взаимодействиях при переходе по энергии от $\sqrt{s} = 7$ ТэВ к $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

На Рис. 6 (слева) показано отношение $\mathcal{R}_{8/7}$, полученное как функция поперечного импульса Υ мезона после интегрирования отноше-

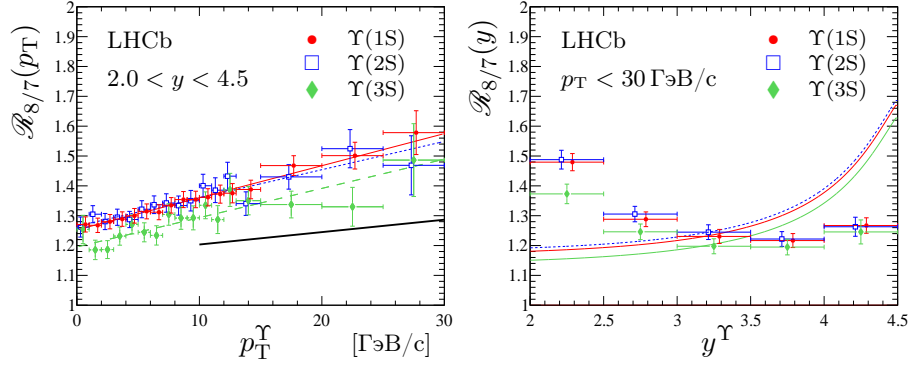


Рис. 6: Отношения дифференциальных сечений $\frac{d}{dp_T}\sigma^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-}$ (слева) и $\frac{d}{dy}\sigma^{\Upsilon\rightarrow\mu^+\mu^-}$ (справа), измеренные при энергиях $\sqrt{s} = 8$ и 7 ТэВ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов. На левом рисунке показаны результаты фита, полученные с помощью линейной функции. Красная, синяя и зеленая линии относятся к $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонам, соответственно. Черная линия на левом рисунке показывает предсказание NRQCD модели, вычисленное в приближении NLO (см. ссылки в [1, 3]). На правом рисунке красные, синие и зеленые кривые линии, относящиеся к $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонам, соответственно, показывают предсказания модели цветных октетов (см. ссылки в [1, 3]), сделанные с учетом нормировок, полученных после фитирования данных, см. Рис. 5. Некоторые точки смещены от центра бина для улучшения визуального восприятия.

ния (5) на всём исследованном интервале быстроты $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Из этого рисунка видно, что p_T^Υ -распределения $\Upsilon(nS)$ мезонов становятся более жесткими при переходе от $\sqrt{s} = 7$ ТэВ к $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Отношения $\mathcal{R}_{8/7}$, изображенные на Рис. 6 (слева), фитировались линейной функцией. После фитирования получились следующие значения наклонов⁵ линейных функций: 10.8 ± 0.6 , 9.5 ± 1.2 и 9.8 ± 1.6 для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, соответственно. Полученные линейные функции сравниваются с предсказаниями NRQCD модели (черная сплошная линия для всех трёх $\Upsilon(nS)$ мезонов), которые были посчитаны в NLO приближении для исследуемого интервала быстроты

⁵Единица измерения наклонов $10^{-3}/(\text{ГэВ}/c)$

$2.0 < y^\Upsilon < 4.5$ (см. ссылки в [1, 3]). Большинство неопределенностей в этом модельном предсказании для $\mathcal{R}_{8/7}$ как функции p_T^Υ исчезают, остаются только неопределенности, связанные с колор-октетными матричными элементами большого расстояния (CO LDME). Видно, что предсказания NRQCD модели не различаются для разных $\Upsilon(nS)$ мезонов. Также видно, что наклон теоретического предсказания меньше экспериментально полученных наклонов.

На Рис. 6 (справа) показано отношение $\mathcal{R}_{8/7}$, полученное как функция быстроты Υ мезона после интегрирования отношения (5) на всём исследованном интервале поперечного импульса $p_T < 30$ ГэВ/с. Это отношение сравнивается с теоретическим предсказанием, сделанным в рамках модели цветных октетов (см. ссылки в [1, 3]). Из этого рисунка видно, что наблюдаемое в эксперименте поведение отношений $\mathcal{R}_{8/7}$ как функций быстроты не совпадает с поведением, которое предсказывает модель цветных октетов. Необходимо отметить, что подобное поведение дифференциальных сечений — более значительный рост сечений с увеличением энергии \sqrt{s} для малых значений быстроты, чем для больших — также наблюдается в образовании адронов с открытой прелестью (см. ссылки в [1, 3]). Тогда как теоретические расчеты модели FONLL предсказывают для адронов с открытой прелестью другую зависимость от быстроты — более значительный рост сечений с увеличением энергии \sqrt{s} для больших значений быстроты.

Большая часть теоретических и экспериментальных неопределённостей исчезает, если рассматривать отношение дифференциальных сечений (2), измеренных для разных Υ мезонов, но для одной и той же энергии

$$\mathcal{R}_{i,j} \equiv \frac{\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(iS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{\sigma_{\text{bin}}^{\Upsilon(jS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}} = \frac{N_{\Upsilon(iS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{N_{\Upsilon(jS) \rightarrow \mu^+ \mu^-}}. \quad (6)$$

В диссертации и в [1] можно найти отношения сечений, $\mathcal{R}_{i,j}$, полученные как функции p_T^Υ и y^Υ . Здесь, в таблице 4 представлены отношения $\mathcal{R}_{i,j}$ только интегральных сечений, измеренные для $p_T < 15$ GeV/c и $p_T < 30$ GeV/c при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ. Все полученные значения $\mathcal{R}_{i,j}$ согласуются с предыдущими результатами

Таблица 4: Отношения интегральных сечений $\mathcal{R}_{i,j}$, полученные для $2.0 < y < 4.5$, когда $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $p_T^\Upsilon < 15$ ГэВ/с.

	$\sqrt{s} = 7$ ТэВ	$\sqrt{s} = 8$ ТэВ
$p_T < 30$ GeV/c		
$\mathcal{R}_{2,1}$	$0.253 \pm 0.001 \pm 0.004$	$0.255 \pm 0.001 \pm 0.004$
$\mathcal{R}_{3,1}$	$0.125 \pm 0.001 \pm 0.002$	$0.120 \pm 0.000 \pm 0.002$
$\mathcal{R}_{3,2}$	$0.493 \pm 0.003 \pm 0.007$	$0.470 \pm 0.002 \pm 0.007$
$p_T < 15$ GeV/c		
$\mathcal{R}_{2,1}$	$0.249 \pm 0.001 \pm 0.004$	$0.251 \pm 0.001 \pm 0.004$
$\mathcal{R}_{3,1}$	$0.121 \pm 0.001 \pm 0.002$	$0.116 \pm 0.000 \pm 0.002$
$\mathcal{R}_{3,2}$	$0.485 \pm 0.003 \pm 0.007$	$0.463 \pm 0.002 \pm 0.007$

коллораации LHCb для энергий $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, а также с результатами коллорааций ATLAS и CMS для энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Измеренное значение $\mathcal{R}_{2,1}$ находится в хорошем согласии с оценкой модели цветных октетов 0.27, тогда как измеренное значение $\mathcal{R}_{3,1}$ значительно превосходит ожидаемое модельное предсказание 0.04 (см. ссылки в [1, 3]). Однако в рамках модели цветных октетов для отношения $\mathcal{R}_{3,1}$ предсказывается диапазон 0.14 – 0.22, близкий к экспериментально измеренному значению, если рассматривать состояние $\Upsilon(3S)$ как смешанное гибридное кваркониевое состояние, в котором помимо стандартного $Q\bar{Q}$ состава имеется еще гибридная ($Q\bar{Q}g$) составляющая. Более подробное рассмотрение результатов образования $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в эксперименте LHCb (включая все упомянутые выше ссылки, а также подробный анализ систематических неопределенностей при измерении сечений) можно найти в работе [1] или в диссертации.

В четвертой главе диссертации представлено измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ векторных $\Upsilon(nS)$ мезонов, инклюзивно образованных в pp-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в сеансах 2011 и 2012 годов, соответственно. Во введении этой

главы приводятся основные величины, подлежащие экспериментальному определению, а также перечисляются предыдущие поляризационные исследования $\Upsilon(nS)$ мезонов, образующихся в адронных взаимодействиях. Как известно (см. ссылки в [2, 4]), угловое распределение мюонов в распаде векторного мезона $\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$ может быть записано следующим образом

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3}{4\pi} \frac{1}{3 + \lambda_\theta} (1 + \lambda_\theta \cos^2 \theta + \lambda_{\theta\phi} \sin 2\theta \cos \phi + \lambda_\phi \sin^2 \theta \cos 2\phi), \quad (7)$$

где угловые величины $\Omega = (\cos \theta, \phi)$ описывают направление μ^+ в системе покоя Υ мезона по отношению к некоторой выбранной системе координат, величины $\vec{\lambda} \equiv (\lambda_\theta, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_\phi)$ являются параметрами углового распределения, напрямую связанные с элементами спиновой матрицы плотности (см. ссылки в [2, 4])

$$\lambda_\theta = \frac{\rho_{1,1} - \rho_{0,0}}{\rho_{1,1} + \rho_{0,0}}, \quad \lambda_{\theta\phi} = \frac{\sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{1,0}}{\rho_{1,1} + \rho_{0,0}}, \quad \lambda_\phi = \frac{\rho_{1,-1}}{\rho_{1,1} + \rho_{0,0}}. \quad (8)$$

Параметр λ_θ является мерой спиновой выстроенности и может быть выражен как $\lambda_\theta = (\sigma_T - 2\sigma_L) / (\sigma_T + 2\sigma_L)$, где σ_T (σ_L) является поперечной (продольной) компонентой сечения образования векторного Υ мезона. Если параметр спиной выстроенности $\lambda_\theta > 0$ ($\lambda_\theta < 0$), то векторный мезон называют поперечно (продольно) поляризованным в указанной системе координат. Случай же, когда $\lambda_\theta = \lambda_{\theta\phi} = \lambda_\phi = 0$, означает, что Υ мезон был рожден неполяризованным. Параметры угловых распределений $\vec{\lambda}$ зависят от системы координат, которая определяется в системе покоя Υ мезона. В поляризационных анализах часто используются следующие системы координат: спиральная (НХ), Коллинса-Сопера (CS) и Готтфрида-Джексона (GJ). Эти координатные системы отличаются друг от друга разным определением спиновой оси квантования z . Ось y во всех этих системах определяется как нормаль к плоскости образования Υ мезона в системе покоя сталкивающихся пучковых протонов⁶. Оставшаяся ось x определя-

⁶В диссертации делается важное замечание по поводу направления оси y , см. также работу [2].

ется векторным произведением осей y и z , образуя правую систему координат.

До недавнего времени поляризационные измерения тяжелых кваркониев сводились к изучению одного единственного параметра λ_θ как функции p_T исследуемого мезона. Иногда такие измерения проводились в разных координатных системах (HX, CS или GJ), что приводило к неоднозначной интерпретации полученных результатов, поскольку для однозначного перевода поляризационных параметров из одной системы координат в другую необходимы все три поляризационных параметра $(\lambda_\theta, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_\phi)$. Измерение трех λ -параметров необходимо для однозначной теоретической интерпретации и для контроля систематических неопределенностей в эксперименте. Относительно недавно для проверки экспериментальных данных и универсальной интерпретации полученных результатов стали использовать следующий параметр $\tilde{\lambda} = (\lambda_\theta + 3\lambda_\phi) / (1 - \lambda_\phi)$, являющийся инвариантным в HX, CS и GJ системах, которые отличаются друг от друга лишь поворотом вокруг оси y . В данном диссертационном исследовании впервые были измерены поляризационные параметры λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$ как функции p_T^Υ и y^Υ векторных $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в pp-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ [2, 4]. Поляризационный анализ $\Upsilon(nS)$ мезонов проводился в HX, CS и GJ системах.

В четвертой главе диссертации приводятся критерии отбора событий $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ для проведения поляризационного анализа. Селекция $\Upsilon(nS)$ кандидатов выполнялась аналогично предыдущему анализу, посвященному измерению сечений образований этих векторных мезонов. Кандидаты $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ отбирались в кинематическом диапазоне $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$. Дополнительно требовалось, чтобы косинус полярного угла положительного мюона в GJ системе удовлетворял условию $|\cos\theta_{GJ}| < 0.8$. Это требование помогало эффективно устранять фон, который присутствовал при больших значениях $|\cos\theta_{GJ}|$.

Полученные димюонные массовые распределения для окончательно отобранных $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+\mu^-$ кандидатов аналогичны распределе-

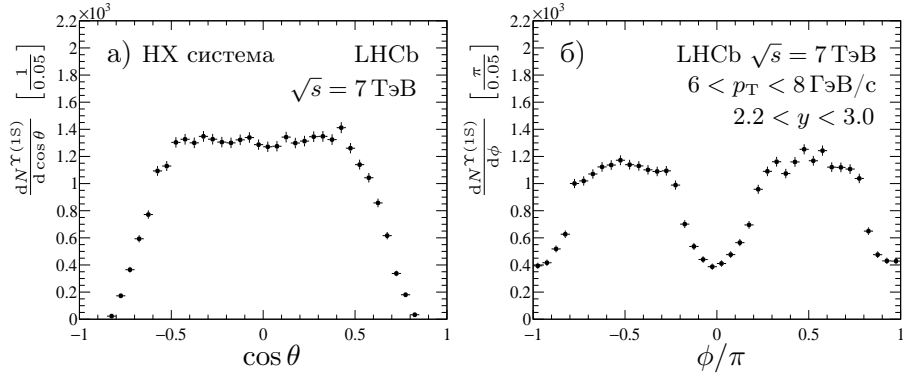


Рис. 7: Угловые распределения μ^+ от распадов $\Upsilon(1S)$ кандидатов, полученные на данных 2011 года ($\sqrt{s} = 7$ ТэВ) в НХ системе для кинематической области $6 < p_T^\Upsilon < 8$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 3.0$. Представленные угловые распределения были получены после вычитания фона.

ниям, представленным на Рис. 3. Для выделения трех сигнальных $\Upsilon(nS)$ компонент использовалась техника *sPlot* анализа. Для этого проводилось фитирование димюонного массового спектра (не направленного на эффективность ε^{tot}) в каждом кинематическом бине (p_T^Υ , y^Υ). Параметризация димюонных массовых распределений осуществлялась аналогично предыдущему анализу, с помощью суммы трёх двухсторонних функций Crystal Ball и экспоненциальной функции. Первые три функции использовались для описания $\Upsilon(nS)$ сигналов, а последняя — для описания фона. Затем, применяя к результатам фита технику *sPlot* анализа, получались веса $w_i^{\Upsilon(1S)}$, $w_i^{\Upsilon(2S)}$ и $w_i^{\Upsilon(3S)}$, с помощью которых происходило выделение соответствующего Υ мезона.

Методика проведения полного углового анализа $\Upsilon(nS)$ мезонов включала в себя следующие основные моменты. Поляризационные параметры $\vec{\lambda}$ и $\tilde{\lambda}$ определяются с помощью безбинового метода максимального правдоподобия, подгонкой модели (7) к двумерным угловым распределениям ($\cos \theta$, ϕ) положительного мюона от распадов $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Этот подход уже успешно применялся в предыду-

щих исследованиях коллаборации LHCb, посвященных поляризационным измерениям J/ψ и $\psi(2S)$ мезонов. На Рис. 7 показаны в качестве примера проекции двумерного углового распределения $(\cos \theta, \phi)$, полученные на данных 2011 года ($\sqrt{s} = 7$ ТэВ) в НХ системе для $6 < p_{\text{T}}^{\Upsilon} < 8$ GeV/c и $2.2 < y^{\Upsilon} < 3.0$. Логарифм функции правдоподобия определяется для каждого Υ состояния и каждого кинематического бина $(p_{\text{T}}^{\Upsilon}, y^{\Upsilon})$ следующим образом

$$\log \mathcal{L}(\lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi})_{\Upsilon} = s_w \sum_{i=1}^{N_{\text{tot}}} w_i^{\Upsilon} \times \log \left[\frac{\mathcal{P}(\cos \theta_i, \phi_i | \lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi})}{\mathcal{N}(\lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi})} \right], \quad (9)$$

где величина $\mathcal{P}(\cos \theta_i, \phi_i | \lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi}) \equiv 1 + \lambda_{\theta} \cos^2 \theta_i + \lambda_{\theta\phi} \sin 2\theta_i \cos \phi_i + \lambda_{\phi} \sin^2 \theta_i \cos 2\phi_i$, а $\mathcal{N}(\lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi})$ — нормировочный фактор. Вес w_i^{Υ} в выражении (9) это один из упомянутых выше весов, полученный после применения техники *sPlot* анализа, и предназначенный для выделения соответствующего Υ мезона. Индекс i в сумме выражения (9) пробегает по всем отобраным димюонным кандидатам N_{tot} . Масштабный фактор $s_w \equiv \sum_i w_i^{\Upsilon} / \sum_i (w_i^{\Upsilon})^2$, постоянный для рассматриваемого бина $(p_{\text{T}}^{\Upsilon}, y^{\Upsilon})$, учитывает статистические флуктуации при выделении соответствующей сигнальной Υ компоненты. Нормировочный фактор $\mathcal{N}(\lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi})$, определяемый как

$$\mathcal{N}(\lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi}) \equiv \int d\Omega \mathcal{P}(\cos \theta, \phi | \lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi}) \varepsilon(\cos \theta, \phi), \quad (10)$$

вычислялся с помощью Монте-Карло событий. При Монте-Карло моделировании, когда $\Upsilon(\text{nS})$ мезоны генерились неполяризованными при рождении в pp -взаимодействиях, двумерные угловые распределения $(\cos \theta, \phi)$ для отобраных $\Upsilon(\text{nS})$ кандидатов пропорциональны полной эффективности $\varepsilon^{\text{tot}} \equiv \varepsilon(\cos \theta, \phi)$. Поэтому $\mathcal{N}(\lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi})$ оценивался суммированием $\mathcal{P}(\cos \theta_j, \phi_j | \lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi})$ по всем отобраным $\Upsilon(\text{nS})$ кандидатам в Монте-Карло событиях

$$\mathcal{N}(\lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi}) \propto \sum_j \varepsilon^{\text{uID}} \kappa^{\Upsilon} \mathcal{P}(\cos \theta_j, \phi_j | \lambda_{\theta}, \lambda_{\theta\phi}, \lambda_{\phi}), \quad (11)$$

где ε^{IID} это эффективность мюонной идентификации (см. формулы (1) и (3)), которая определялась на большом объеме экспериментальных данных распада $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ (см. Главу 2 диссертации). Эффективность ε^{IID} учитывается в выражении (11), поскольку при отборе $\Upsilon(nS) \rightarrow \mu^+ \mu^-$ кандидатов в Монте-Карло событиях требование мюонной идентификации не применялось. При работе же с экспериментальными данными это требование применялось [1, 2, 3, 4]. Величина κ^{Υ} это общий корректирующий фактор, который учитывал разницу между экспериментальными данными и Монте-Карло событиями в эффективностях реконструкции и триггерной идентификации мюонов [1, 2, 3, 4] (см. текст после формулы (3)).

После того, как были измерены поляризационные параметры λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$, λ_ϕ и $\tilde{\lambda}$, были также изучены различные источники систематической неопределенности, возникающие при определении этих параметров. Систематические неопределенности λ -параметров оценивались для всех рассмотренных кинематических бинов $(p_T^{\Upsilon}, y^{\Upsilon})$, во всех трёх поляризационных системах (HX, CS и GJ) и для обоих значений энергии ($\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ). Детальный анализ систематики подробно изложен в диссертации и в работе [2]. Коротко отметим здесь некоторые основные моменты. Для большинства кинематических бинов $(p_T^{\Upsilon}, y^{\Upsilon})$ полная систематическая неопределенность оказалась меньше соответствующей статистической неопределенности. Только для некоторых кинематических бинов с большим значением p_T^{Υ} систематическая неопределенность оказалась сравнима с соответствующей статистической неопределенностью. Полная систематическая неопределенность для каждого поляризационного параметра вычислялась как квадратичная сумма систематических неопределенностей от всех рассмотренных источников. Систематические неопределенности параметров $\tilde{\lambda}$ и $\tilde{\lambda}$, вычисленные в разных поляризационных системах, оказались сравнимыми.

Поскольку в рамках автореферата невозможно перечислить все результаты поляризационного исследования, здесь будут приведены лишь основные из них, которые были получены на всем исследованном диапазоне быстроты $2.2 < y^{\Upsilon} < 4.5$. Детальное изложение всех других поляризационных результатов можно найти в диссертации.

ции или в [2]. На Рис. 8 показан инвариантный параметр $\tilde{\lambda}$, который был измерен для $\Upsilon(nS)$ мезонов для различных значений p_T^Υ и всего диапазона быстроты $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$. Как уже отмечалось, возможное расхождение в значениях параметра $\tilde{\lambda}$, измеренного в HX, CS и GJ системах, обозначало бы какую-то неучтенную систематическую неопределенность. Как видно из Рис. 8, такого расхождения у параметра $\tilde{\lambda}$ не наблюдается. Еще одним важным следствием результатов, изображенных на Рис. 8, является то, что $\Upsilon(nS)$ мезоны образуются в pp-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ без большой спиновой выстроенности во всей исследованной кинематической области. На Рис. 9 и 10 сравниваются поляризационные результаты для $\Upsilon(nS)$ мезонов, полученные в HX и CS системах, соответственно, коллаборациями CDF, CMS и LHCb (см. ссылки в [2, 4]). Из этих рисунков видно, что во всех системах имеется хорошее согласие между поляризационными результатами, полученными коллаборациями CMS и LHCb. Результаты, которые были получены коллаборациями CDF и LHCb, имеют согласие в CS системе и расхождение в HX системе.

Полученные результаты подвергались различным проверкам. Проверялись различные ограничения на поляризационные параметры $\tilde{\lambda}$, возникающие при $p_T^\Upsilon \rightarrow 0$. Полученные результаты проверялись также на выполнение условия положительной определенности спиновой матрицы плотности векторного мезона. Это условие накладывает ограничения на поляризационные параметры. Полученные значения λ -параметров удовлетворяют всем рассмотренным ограничениям. Детальное рассмотрение этих и других ограничений, включая ссылки на исходные работы, приведено в диссертации и в работе [2].

Общие замечания по поводу поляризационных параметров, полученных в эксперименте LHCb, следующие. Корреляционные коэффициенты между поляризационными параметрами малы, особенно малы между параметрами λ_θ и λ_ϕ . Наименьшие корреляционные коэффициенты получаются в CS системе. Значения параметра λ_θ , измеренного в HX, CS и GJ системах, не показывают большую продольную или поперечную спиновую выстроенность у $\Upsilon(nS)$ мезонов во всей исследованной кинематической области. Значения же

параметров $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ близки к нулю в рассмотренных поляризованных системах и во всей исследованной кинематической области. Поляризационные результаты, полученные для энергий $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ, показывают одинаковую зависимость от кинематических биннов (p_T^Υ , y^Υ) и хорошее согласие между собой.

Еще раз отметим, что в настоящее время не существует хорошего описания поляризации $\Upsilon(nS)$ мезонов, рожденных в адронных взаимодействиях. В 2013 году вышла теоретическая работа, в которой были выполнены теоретические расчеты по образованию $\Upsilon(nS)$ мезонов в адронных взаимодействиях, сделанные в рамках теории NRQCD в приближении NLO (см. ссылки в [2, 4]). Эти расчеты вполне успешно описывают сечения инклюзивного образования $\Upsilon(nS)$ мезонов. Что же касается $\Upsilon(nS)$ поляризаций, то для $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$ состояний в этих расчетах была получена небольшая поперечная поляризация, а для $\Upsilon(3S)$ состояния — большая поперечная поляризация для больших значений p_T^Υ . Таким образом, расчетные значения поляризации для $\Upsilon(1S)$ и $\Upsilon(2S)$ мезонов находятся в разумном согласии с результатами диссертации, а для $\Upsilon(3S)$ мезона — в плохом. То же самое показывает сравнение теоретических вычислений с поляризационными результатами коллаборации CMS.

В заключении диссертации перечислены основные результаты диссертационной работы. Были получены следующие результаты:

- 1) Измерены дважды дифференциальные сечения инклюзивного рождения $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов в pp-столкновениях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ [1, 3]. Сечения, а также различные отношения этих сечений были измерены как функции поперечного импульса и быстроты соответствующего Υ мезона в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.0 < y^\Upsilon < 4.5$. Новые результаты диссертационной работы были получены на значительно более высокой статистике и с меньшей систематической неопределенностью, а также в расширенной кинематической области, поэтому они заменяют предыдущие результаты измерений коллаборации LHCb.

- 2) Впервые проведен поляризационный анализ векторных $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов, инклюзивно образованных в pp -взаимодействиях при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в кинематической области $p_T^\Upsilon < 30$ ГэВ/с и $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$ [2, 4]. Измерение поляризационных параметров λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ проводилось для $\Upsilon(nS)$ мезонов в НХ, СS и GJ системах, в которых изучалось угловое распределение μ^+ в системе покоя соответствующего Υ мезона. Для каждого Υ мезона поляризационные параметры λ_θ , $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , а также инвариантный параметр $\tilde{\lambda}$ были измерены как функции p_T^Υ и y^Υ . Значения поляризационного параметра λ_θ не показывают большую продольную или поперечную спиновую выстроенность у изученных $\Upsilon(nS)$ мезонов во всей исследованной кинематической области и во всех трех рассмотренных системах. Что касается значений параметров $\lambda_{\theta\phi}$ и λ_ϕ , то они близки к нулю во всех трех системах и во всей рассмотренной кинематической области. Значения инвариантного параметра $\tilde{\lambda}$, измеренного в НХ, СS, и GJ системах, хорошо совпадают между собой в пределах ошибок. Полученные поляризационные результаты для $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ находятся в хорошем согласии между собой. Поляризационные результаты для $\Upsilon(nS)$ мезонов, полученные в диссертационной работе, хорошо совпадают с результатами, полученными коллаборацией CMS при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ.
- 3) Разработана методика измерения эффективности мюонной идентификации на установке ЛНСб. Для этого использовался распад $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ на всей статистике, набранной на установке ЛНСб в 2011 (при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ) и 2012 (при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ) годах. Полученная эффективность мюонной идентификации успешно использовалась в других экспериментальных исследованиях коллаборации ЛНСб.

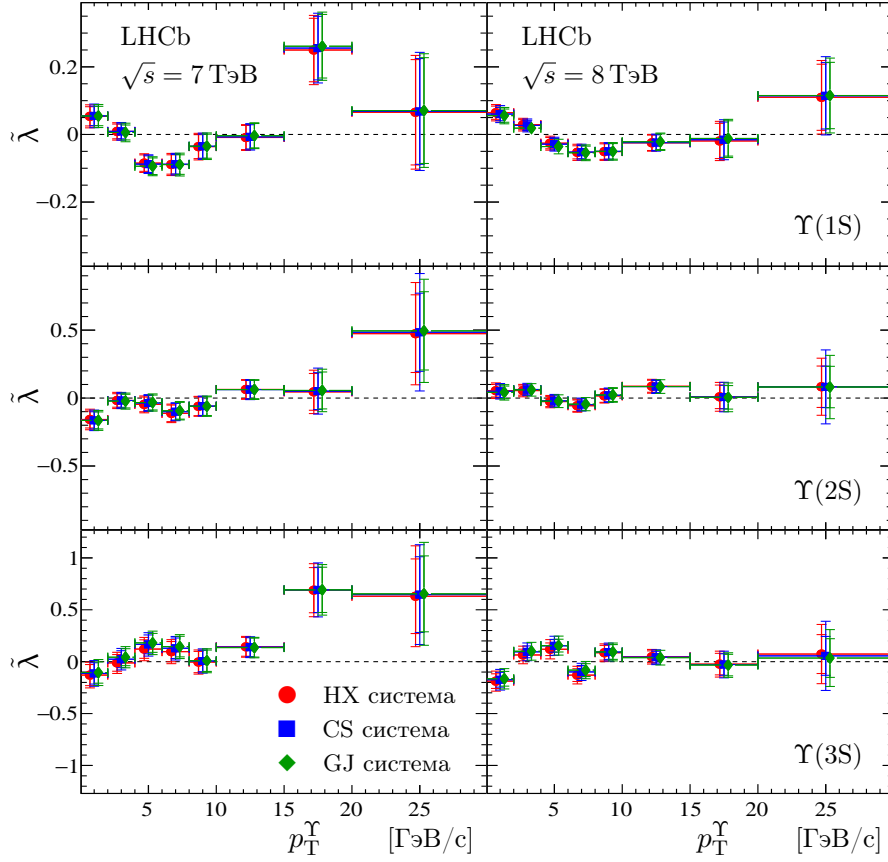


Рис. 8: Инвариантный параметр $\tilde{\lambda}$ для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов (сверху, посередине и снизу, соответственно), измеренный в различных p_T^Υ -бинах и на всём исследованном диапазоне быстрой $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных, набранных при энергиях $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (слева) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (справа). Результаты для HX, CS и GJ систем показаны с помощью красных кружков, синих квадратов и зеленых ромбов, соответственно. Вертикальные внутренние линии обозначают статистическую неопределенность, вертикальные внешние линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Горизонтальные линии обозначают ширину бина. Красные и зеленые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

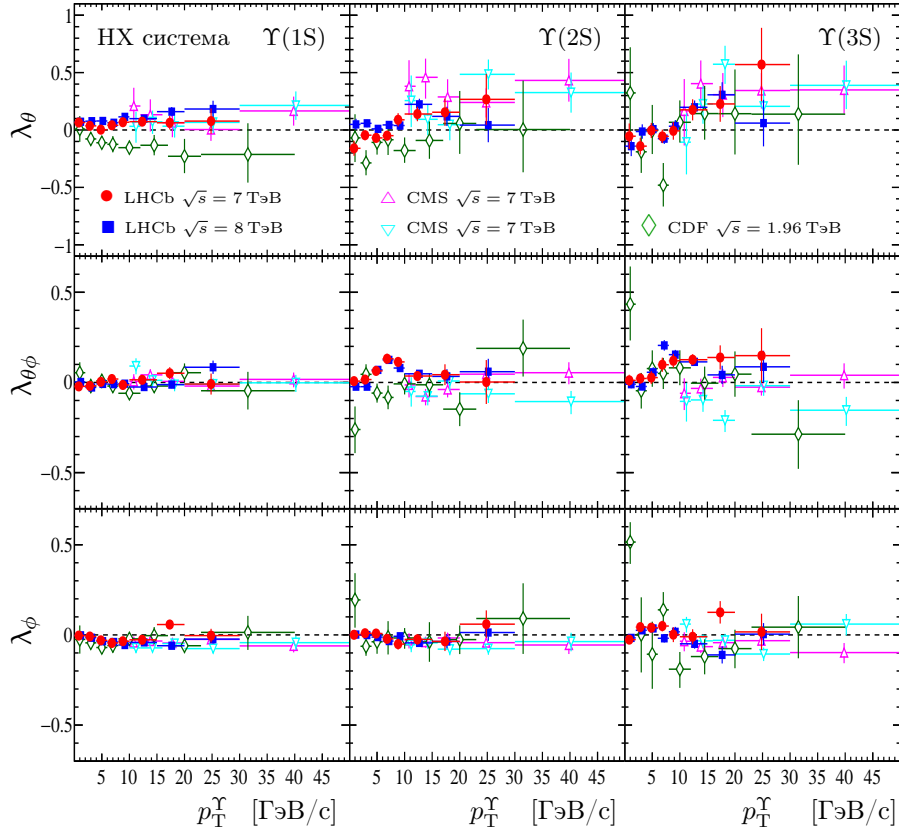


Рис. 9: Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в НХ системе для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов (представленные слева, посередине и справа, соответственно). Результаты ЛHCb коллаборации для $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных pp-столкновений при энергиях $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, показаны красными кружками и синими квадратами, соответственно. Результаты CMS коллаборацией для данных pp-столкновений при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, для $|y^\Upsilon| < 0.6$ и $0.6 < |y^\Upsilon| < 1.2$ показаны маджента и голубыми треугольниками, соответственно. Результаты CDF коллаборации для данных p \bar{p} -столкновений при энергии $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ, для $|y^\Upsilon| < 0.6$ показаны зелеными ромбами. Вертикальные линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Некоторые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

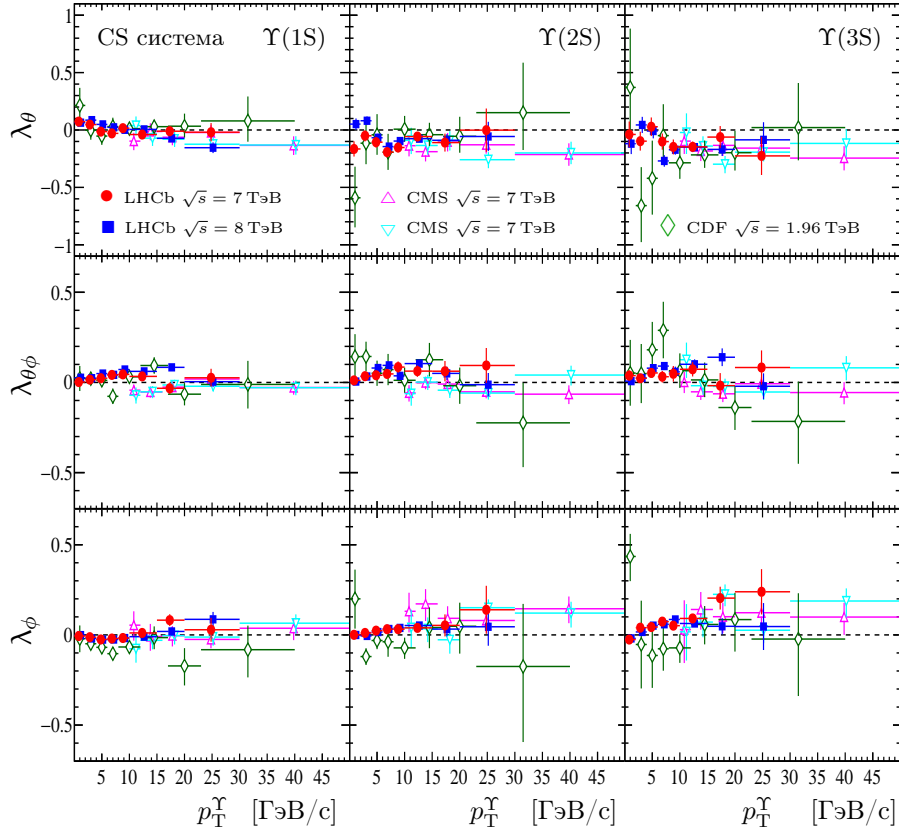


Рис. 10: Поляризационные параметры λ_θ (сверху), $\lambda_{\theta\phi}$ (посередине) и λ_ϕ (снизу), измеренные в CS системе для $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$ и $\Upsilon(3S)$ мезонов (представленные слева, посередине и справа, соответственно). Результаты LHCb коллаборации для $2.2 < y^\Upsilon < 4.5$, для данных pp-столкновений при энергиях $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, показаны красными кружками и синими квадратами, соответственно. Результаты CMS коллаборацией для данных pp-столкновений при энергии $\sqrt{s} = 7$ ТэВ, для $|y^\Upsilon| < 0.6$ и $0.6 < |y^\Upsilon| < 1.2$ показаны маджента и голубыми треугольниками, соответственно. Результаты CDF коллаборации для данных p \bar{p} -столкновений при энергии $\sqrt{s} = 1.96$ ТэВ, для $|y^\Upsilon| < 0.6$ показаны зелеными ромбами. Вертикальные линии обозначают квадратичную сумму статистической и систематической неопределенностей. Некоторые точки смещены от центра бина для лучшего восприятия.

Список литературы

- [1] Aaij R., ..., **Artamonov A.**, ..., *et al.* (LHCb collaboration). Forward production of Υ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. JHEP. 2015. Vol. 11. P. 103. DOI: 10.1007/JHEP11(2015)103. (Preprint arXiv:hep-ex/1509.02372).
- [2] Aaij R., ..., **Artamonov A.**, ..., *et al.* (LHCb collaboration). Measurement of the $\Upsilon(nS)$ polarizations in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. JHEP. 2017. Vol. 12. P. 110. DOI: 10.1007/JHEP12(2017)110. (Preprint arXiv:hep-ex/1709.01301).
- [3] **Artamonov A.** Production of Υ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV in the LHCb experiment. Phys. Part. Nuclei. 2017. Vol. 48. PP. 841-846. DOI: 10.1134/S1063779617060065.
- [4] **Artamonov A.** $\Upsilon(nS)$ polarizations in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV by the LHCb collaboration. J. Phys.: Conf. Ser. 2017. Vol. 938. P. 012001. DOI: 10.1088/1742-6596/938/1/012001. (Preprint arXiv:hep-ex/1711.02404).
- [5] **Artamonov A.** Charmonia production at LHCb. Mod. Phys. Lett. 2013. Vol. A28. P. 1330037. DOI: 10.1142/S0217732313300371.
- [6] HEPData: LHCb collaboration. Forward production of Υ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. 2015. DOI: 10.17182/hepdata.249.
- [7] HEPData: LHCb collaboration. Measurement of the $\Upsilon(nS)$ polarizations in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV. 2017. DOI: 10.17182/hepdata.80046.

Рукопись поступила 24 апреля 2019 года.

Автореферат отпечатан с оригинала-макета, подготовленного автором.

А.В. Артамонов

Исследование рождения $\Upsilon(nS)$ мезонов в pp -взаимодействиях при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ в эксперименте LHCb.

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы **Л^AT_EX**.

Подписано к печати 26.04.2019. Формат $60 \times 84/16$. Цифровая печать.
Печ.л. 2.12. Уч.-изд.л. 1,63. Тираж 100. Заказ 2. Индекс 3649.

НИЦ «Курчатовский институт» — ИФВЭ

142281, Московская область, г. Протвино, пл. Науки, 1

<http://www.ihep.ru>;

библиотека: <http://web.ihep.su/library/pubs/all-w.htm>

Индекс 3649

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т
НИЦ "Курчатовский институт" — ИФВЭ, 2019
