

MOSCOW INSTITUTE OF PHYSICS AND TECHNOLOGY
(STATE UNIVERSITY)

Department of general and applied physics

Speciality: 03.04.01 - applied mathematics and physics

Search for new decays of Λ_b^0 baryon in the LHCb experiment

Master's thesis

In this research, the search and study of decays $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ and measurement of the branching fraction ratio $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)/\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)$ is done. The $\psi(2S)$ mesons are reconstructed using $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$ decay mode. The analysis is based on a data sample collected by the LHCb experiment in proton-proton collisions corresponding to 1.0, 2.0 and 1.9 fb⁻¹ of integrated luminosity at centre-of-mass energies of 7, 8 and 13 TeV, respectively.

Student: Viacheslav Matiunin
Supervisor: Dr. Victor Egorychev

Moscow
2018

Федеральное государственное автономное образовательное учреждение
высшего образования
«Московский физико-технический институт (государственный университет)»
Физтех-школа фундаментальной и прикладной физики
Кафедра теоретической астрофизики и квантовой теории поля

Направление/специальность: 03.04.01 Прикладные математика и физика (магистратура)
Направленность (профиль) подготовки: Проблемы теоретической физики
Форма обучения: очная

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА

«Поиск новых распадов Λ_b^0 бариона в эксперименте LHCb»

магистерская диссертация

Студент: Матюнин Вячеслав Игоревич

Научный руководитель: д.ф.-м.н. Егорычев Виктор Юрьевич

Москва 2018

Содержание

Введение	1
1 Изучение Λ_b^0 бариона в предыдущих экспериментах	4
1.1 Общие сведения	4
1.2 Распады Λ_b^0 бариона	4
1.3 Ожидаемое значение отношения парциальных ширин распадов	5
2 Детектор LHCb на Большом адронном коллайдере	7
2.1 Большой адронный коллайдер	7
2.2 Особенности набора данных	7
2.3 Экспериментальная установка LHCb	8
2.4 Трековая система	10
2.4.1 Вершинный детектор	10
2.4.2 Дипольный магнит	11
2.4.3 Трековые станции	12
2.5 Система идентификации частиц	12
2.5.1 Детекторы колец Черенковского излучения	13
2.5.2 Калориметрическая система	15
2.5.3 Мюонная система	16
2.6 Триггерная система	17
2.7 Программная модель обработки данных в эксперименте LHCb	19
3 Наблюдение распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ и измерение отношения количества событий между $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	20
3.1 Отбор событий	20
3.2 Модель подгонки	23
3.3 Наблюдение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$	24
3.4 Наблюдение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	24
3.5 Определение отношения количества событий между $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	25
4 Определение эффективностей	28
4.1 Геометрическая эффективность детектора	32
4.2 Эффективность реконструкции и отбора событий	32
4.3 Эффективность триггера	32
4.4 Эффективность идентификации адронов	35
4.5 Определение отношения полных эффективностей	35

5	Систематические погрешности	38
5.1	Модель аппроксимации	38
5.2	Перевзвешивание математического моделирования методом Монте-Карло	39
5.3	Идентификация адронов	39
5.4	Учет триггера	40
5.5	Согласие данных и математического моделирования методом Монте-Карло	40
5.6	Вычисление полных систематических погрешностей	40
6	Результаты	42
7	Заключение	43
	Благодарности	44
	Список литературы	45
	Дополнение	49
A	Математическое моделирование методом Монте-Карло	49
B	Распад $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$	49
C	Веса для усреднения эффективностей	50

Введение

В 1977 году в эксперименте E288 в лаборатории Фермилаб, США группой под руководством Леона Ледермана было открыто новое семейство тяжелых частиц с массой около $10 \text{ ГэВ}/c^2$, названных Υ мезонами, состоящих из пары b - и $\bar{b}$ -кварков [1]. Это открытие стало первым свидетельством существования третьего поколения кварков, которое было предсказано теоретиками Макотой Кобаяши и Тошихиде Маскавой. Позже существование b -кварков было подтверждено в экспериментах ARGUS и CLEO, в которых был открыт B мезон [2, 3]. Третье поколение кварков введено Кобаяши и Маскава для объяснения нарушения CP -симметрии в Стандартной Модели (СМ) [4]. Данное нарушение возникает благодаря смешиванию кварков при слабых переходах, которое описывается следующим соотношением:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \times \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix},$$

где V_{CKM} — унитарная матрица Кабиббо-Кобаяши-Маскава (CKM-матрица).

Нарушение CP -симметрии в наибольшей степени проявляется в распадах B мезонов, поскольку в этом случае в смешивании участвуют все три поколения кварков. Этот факт был непосредственно установлен в экспериментах ARGUS [5] и CLEO [6], что несомненно повысило интерес к изучению физики B мезонов. Многочисленные исследования свойств B мезонов проводились как в экспериментах, использующих детекторы общего назначения, например, D0 и CDF на ускорителе Теватрон (Фермилаб, США), так и в экспериментах целенаправленно спроектированных для изучения B -физики, например, так называемые B -фабрики: детектор Belle на ускорителе KEKB (КЕК, Япония) и BaBar на ускорителе PEP-II (SLAC, США). В этих экспериментах собрано большое количество данных о распадах B^0 , $B^\pm$ и B_s^0 мезонов.

На данный момент B -физика является одним из основных направлений в физике элементарных частиц. Еще одним экспериментом нацеленным в первую очередь на изучение частиц содержащих c - и b -кварки является эксперимент LHCb, который начал набор данных в 2010 году на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе. Высокая энергия столкновения протонов на БАК позволяет изучать полный спектр b -адронов: B^0 , $B^\pm$, B_s^0 и B_c^+ мезоны и другие частицы, содержащие прелестный кварк.

Общая характеристика работы

В дипломной работе описывается поиск и изучение распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ и измерение отношения парциальных ширин распадов $\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)/\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)$. Поскольку количество событий в этих каналах распада относительно невелико, для исследования характеристик Λ_b^0 бариона на данных, использовался кинематически и топологически близкий канал $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$ с заметно большим числом реконструированных событий. При реконструкции распадов J/ψ и $\psi(2S)$ мезоны восстанавливались в распадах $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ (здесь и далее ψ означает J/ψ или $\psi(2S)$ мезон).

Настоящая работа выполнена с использованием данных, полученных экспериментом LHCb, расположенном на Большом адронном коллайдере (БАК) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) г. Женева (Швейцария). Данные набирались в протон-протонных столкновениях с энергией в системе центра масс 7 и 8 ТэВ в 2011 и 2012 годах (Сеанс 1) и 13 ТэВ в 2015 и 2016 годах (Сеанс 2) и соответствуют суммарной светимости 4.9 фб^{-1} .

Актуальность и научная новизна

Распады прелестных барионов изучаются как для понимания динамики процессов с участием тяжелых кварков, так и для поиска физики за пределами СМ. Изучение их свойств, таких как масса, время жизни и парциальные ширины распадов b -барионов способствует проверке эффективной теории тяжелых кварков [7]. Кроме того, измерение отношения парциальных ширин распадов необходимо для определения абсолютных вероятностей этих распадов.

Предыдущие анализы распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ [8], $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ [9] и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ [10], схожих по топологии и кинематике с изучаемым в данной работе, оказались очень плодотворными. При их исследовании были обнаружены экзотические состояния, совместные с моделями тетракварков и пентакварков, а также с высокой точностью измерена масса Λ_b^0 бариона.

Таким образом, изучение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-$ и измерение отношения парциальных ширин распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ важно как для проверки существующих теорий, так и для поиска физики за рамками СМ.

Практическая полезность

Представленная работа выполнена в рамках участия НИЦ КИ-ИТЭФ в международном содружестве LHCb. Тема работы соответствует программе эксперимента LHCb, а именно, направлению, которое включает исследование распадов Λ_b^0 барионов.

Результаты, выносимые на защиту

1. Разработка алгоритма восстановления распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ с использованием распада $\psi(2S) \rightarrow \mu^+ \mu^-$.
2. Первое обнаружение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-$.
3. Измерение отношения парциальных ширин распадов $\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-)}$.

Личный вклад автора

Автор принимал активное участие в анализе физических данных эксперимента LHCb. В частности, им был разработан алгоритм реконструкции распадов

$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$; впервые обнаружен распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и измерено отношение парциальных ширин распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$.

Апробация работы и публикации

По материалам, изложенным в дипломной работе, написана статья и послана в Journal of High Energy Physics (JHEP):

- LHCb collaboration, *Observation of the decay $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$* , arXiv:1806.08084

Данные материалы неоднократно докладывались на совещаниях международного сотрудничества LHCb. Кроме того, были доложены на конкурсе молодых научных и инженерно-технических работников НИЦ КИ-ИТЭФ 2017 и Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых ученых «Ломоносов-2018». А также на регулярных семинарах кафедры физики элементарных частиц ФОПФ МФТИ(ГУ).

1 Изучение Λ_b^0 бариона в предыдущих экспериментах

В данной главе кратко освещена история изучения Λ_b^0 бариона в предыдущих экспериментах и приведена оценка ожидаемого значения отношения парциальных ширин.

1.1 Общие сведения

Тяжелый нейтральный Λ_b^0 барион — это синглетное по изоспину основное состояние тяжелого b-кварка и двух легких u- и d-кварков. Первое свидетельство существования Λ_b^0 бариона было получено с использованием распада $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^- D^0 (\rightarrow K^- \pi^+)$ в 1981 году на первом в мире адронном коллайдере ISR (Intersecting Storage Rings) в ЦЕРНе [11]. Окончательное открытие Λ_b^0 бариона было сделано в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda (\rightarrow p\pi^-)$ экспериментом UA1, который проводился на Протонном суперсинхротроне (SPS) в ЦЕРНе [12].

1.2 Распады Λ_b^0 бариона

Двухчастичные моды распадов Λ_b^0 бариона, такие как $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$, изучались в экспериментах на коллайдере Теватрон в национальной ускорительной лаборатории им. Энрико Ферми (Иллинойс, США) [13, 14]. С началом работы БАК появилась возможность исследования новых распадов Λ_b^0 бариона, таких как $\Lambda_b^0 \rightarrow D^0 p K^-$ [15] и $\Lambda_b^0 \rightarrow p\pi^- \mu^+ \mu^-$ [16], а также распадов с чармонием в конечном состоянии: $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ [17], $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p\pi^-$ [18], $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1(2)} p K^-$ [19], $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^- p K^-$ [10], изученных в эксперименте LHCb.

Анализы распадов, подобных изучаемому в данной работе, оказались очень плодотворными. При изучении распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ в эксперименте LHCb было сделано первое наблюдение экзотических резонансов в системе $J/\psi p$ соответствующих модели пентакварков [8]. При изучении распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p\pi^-$ было получено свидетельство о существовании экзотических резонансов в системах $J/\psi p$ и $J/\psi \pi^-$ совместных с моделью пентакварков и тетракварка [9]. При изучении распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ удалось измерить массу Λ_b^0 бариона с наилучшей на тот момент точностью [10].

Несмотря на то, что на данный момент известно несколько десятков распадов Λ_b^0 бариона, сумма их парциальных ширин составляет меньше 20% от общей ширины распада. Таким образом большая часть распадов остается неизвестной, и открытие новых распадов Λ_b^0 бариона остается важной задачей для экспериментальной физики элементарных частиц.

При рекордно высокой энергии протон-протонных столкновений на БАК сечение рождения $b\bar{b}$ -пар во много раз превышает сечения, получавшиеся в более ранних экспериментах. При этом основная часть рожденных b-адронов вылетает вдоль оси столкновения, с одной из сторон которой находится передний одноплечевой спектрометр LHCb. Таким образом, в детектор LHCb попадает около половины всех рожденных частиц, содержащих b-кварки. Благодаря высокоэффективному триггеру и

высокой точности восстановления вершины распада в эксперименте LHCb удастся значительно снизить уровень фона, характерного для адронных коллайдеров, с сохранением большей части интересных с точки зрения физики событий. Кроме того, в отличие от В-фабрик, работающих в основном при энергии столкновений близкой к массе $\Upsilon(4S)$ мезона, энергия протон-протонных столкновений БАК позволят получить полный спектр b -адронов, включая тяжелые Λ_b^0 барионы. Этот факт делает изучение Λ_b^0 бариона не только интересной, но и многообещающей задачей для эксперимента LHCb, который можно по аналогии с В-фабриками назвать « Λ_b^0 -фабрикой».

1.3 Ожидаемое значение отношения парциальных ширин распадов

Распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ является Кабиббо-подавленным по отношению к $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. На кварковом уровне распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ ($\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$) происходит в основном через $b \rightarrow c\bar{c}d$ ($b \rightarrow c\bar{c}s$) переход, обусловленный слабым взаимодействием. Для отношения парциальных ширин можно получить грубую оценку, без учета возникающих резонансных структур. В таком случае отношение парциальных ширин будет

$$R_{\pi/K}^{expected} = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)} = \frac{|\mathcal{A}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)|^2}{|\mathcal{A}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)|^2} \times \frac{\Phi(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)}{\Phi(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)}, \quad (1)$$

где $\mathcal{A}$ и Φ — амплитуда и фазовый объем в соответствующих распадах. В пренебрежении форм-факторами первый множитель равен $|V_{cd}|^2/|V_{cs}|^2 = 0.049 \pm 0.003$ [20]. Диаграммы Далица для двух распадов показаны на Рис. 1(а). Отношение фазовых объемов между исследуемым и нормировочным распадами, посчитанное как отношение площадей внутри соответствующей диаграммы Далица, составляет 2.26. Таким образом, оценочное значение отношения парциальных ширин составляет $(11.0 \pm 0.6) \times 10^{-2}$.

Оценку ожидаемого значения отношения парциальных ширин можно также получить методом, частично основанном на экспериментальных данных. В качестве первого приближения используется отношение парциальных ширин: $\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-)} = (8.24 \pm 0.49) \times 10^{-2}$, измеренное ранее в эксперименте LHCb [18]. Для учета разности в фазовых объемах распадов результат первого приближения умножается на двойное отношение фазовых объемов:

$$R_{\pi/K}^{expected} = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)} = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-)} \times \frac{\frac{\Phi(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)}{\Phi(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p\pi^-)}}{\frac{\Phi(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)}{\Phi(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-)}}. \quad (2)$$

Диаграмма Далица для распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$ показана на Рис. 1(б). Отношение фазовых объемов $\frac{\Phi(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p\pi^-)}{\Phi(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-)}$ вычислено аналогично тому, как это было сделано для распадов с $\psi(2S)$ мезоном, и составляет 1.44. Таким образом, оценка отношения парциальных ширин методом, частично основанном на экспериментальных данных, составляет $(12.9 \pm 0.8) \times 10^{-2}$.

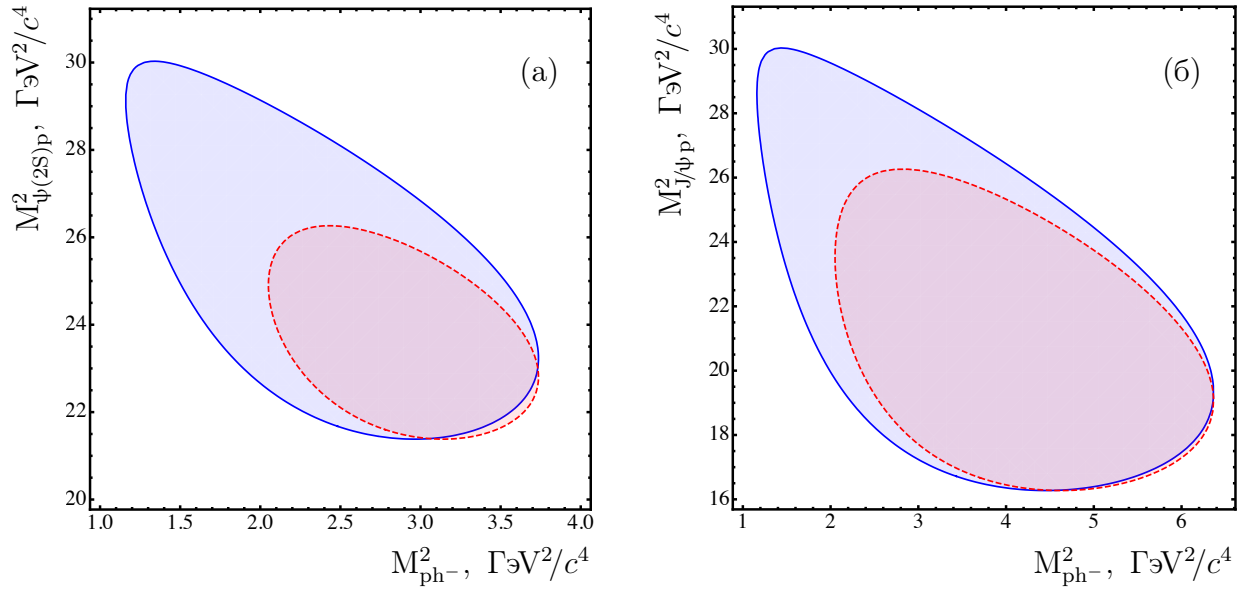


Рис. 1: а) Диаграмма Далица для распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p \pi^-$ (сплошная синяя линия) и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ (красный пунктир). б) Диаграмма Далица для распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ (сплошная синяя линия) и $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ (красный пунктир). Здесь h обозначает пион для $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi p \pi^-$ и каон для $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi p K^-$ каналов.

2 Детектор LHCb на Большом адронном коллайдере

Данная глава посвящена описанию детекторного комплекса LHCb и его подсистем.

2.1 Большой адронный коллайдер

Большой адронный коллайдер (БАК) [21] — крупнейший в мире ускоритель элементарных частиц, расположенный на границе Швейцарии и Франции в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН). БАК является кольцевым ускорителем встречных пучков протонов и предназначен для изучения продуктов их соударений. Кольцо ускорителя длиной 26.7 км располагается на глубине 100 метров под землёй. Протоны удерживаются в кольце сверхпроводящими магнитами.

Пересечение встречных пучков происходит в четырёх точках, где расположены основные экспериментальные установки: ALICE, ATLAS, CMS и LHCb (Рис. 2). Каждый эксперимент имеет свою цель. Так ATLAS и CMS — установки общего назначения, предназначенные для прямого поиска и изучения Новой физики за пределами СМ. Эксперимент ALICE нацелен на изучение кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжёлых ионов.

Эксперимент LHCb предназначен для поиска косвенных проявлений Новой физики за пределами СМ через изучение нарушения CP -симметрии в распадах частиц, содержащих b - и s -кварки. Кроме того исследования ведутся в таких направлениях, как поиск редких распадов прелестных адронов и измерение углов треугольника унитарности, изучение свойств тяжёлых адронов и поиск новых частиц.

БАК рассчитан на столкновение протонных пучков с энергией в системе центра инерции $\sqrt{s} = 14$ ТэВ при мгновенной светимости $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ см}^{-1}$. Каждый пучок содержит 2808 сгустков, в каждом из которых насчитывается примерно 10^{11} протонов. Частота столкновений таких сгустков составляет 40 МГц. Настолько высокая интенсивность важна для поиска редких явлений и новых частиц, таких как бозон Хиггса.

2.2 Особенности набора данных

Протонные пучки на БАК были впервые запущены в 2008 году. Первый сеанс работы БАК (Сеанс 1) завершился в 2013 году. Столкновения протонов производились при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 7$ ТэВ (2011 г.) и $\sqrt{s} = 8$ ТэВ (2012 г.). После планового перерыва для модернизации набор данных возобновился в 2015 году. Второй сеанс работы БАК (Сеанс 2) продлится по конец 2018 г. Столкновения протонов в Сеансе 2 проводятся при энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = 13$ ТэВ. Проектная светимость LHCb составляет $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что значительно ниже светимости в других экспериментах на БАК и соответствует примерно одному pp -взаимодействию на одно столкновение пучков. Такой режим работы позволяет надёжно и эффек-

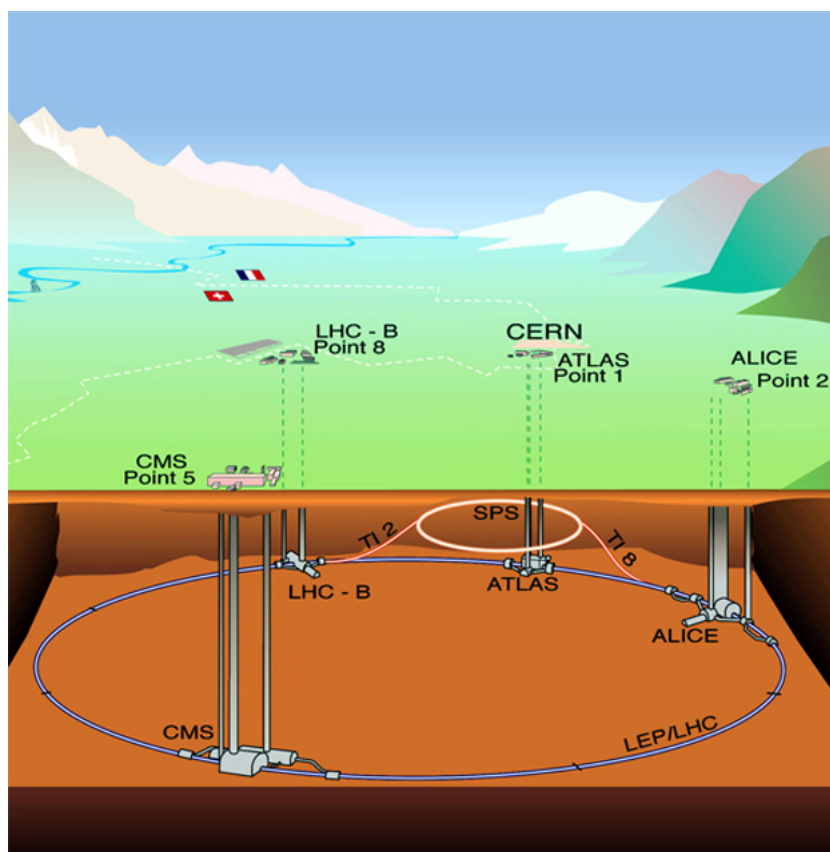


Рис. 2: Принципиальная схема Большого адронного коллайдера.

тивно реконструировать события. Уменьшение светимости достигается посредством локальной расфокусировки пучков.

2.3 Экспериментальная установка ЛНСб

Детектор ЛНСб — это одноплечевой передний спектрометр, имеющий угловой акцептанс между 10 и 250 мрад (300 мрад) в вертикальной (горизонтальной) плоскости. Устройство прибора подробно описано в работе [22]. В эксперименте ЛНСб используется правая система декартовых координат. Ось z совпадает с направлением движения протонных пучков и направлена от вершинного детектора к мюонным станциям, ось y — вертикально вверх от центра Земли, ось x — к центру кольца БАК. Полярный и азимутальный углы сферических координат определены стандартным образом относительно осей x , y и z .

Геометрия установки определена ожидаемым угловым распределением рождаемых b -кварков. При энергиях ускорителя БАК в протон-протонных (pp) столкновениях прелестные кварки рождаются парами $b\bar{b}$ в основном в узком конусе вокруг оси протонных пучков (Рис. 3). Поэтому большая часть (примерно 40%) всех рождённых в столкновениях частиц, содержащих b - и s -кварки, попадают в акцептанс ЛНСб.

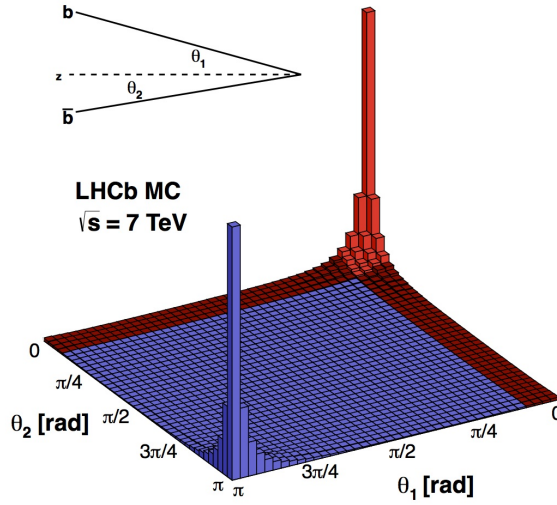


Рис. 3: Угловое распределение пар $b\bar{b}$ кварков, рождаемых на БАК, полученное в моделировании генератором PYTHIA [23]. Красным цветом выделен геометрический аксептанс детектора LHCb.

На Рис. 4 представлен схематический вид экспериментальной установки LHCb. Установка включает в себя вершинный детектор, трековую систему с дипольным магнитом, идентификационную систему на основе детекторов колец Черенковского излучения, калориметрическую и мюонную системы.

Эффективное отделение первичных и вторичных вершин распада, а также точное измерение времени жизни частиц и прицельных параметров треков обеспечивает вершинный детектор VELO. Импульсы и траектории заряженных частиц определяются с помощью трековой системы, включающей в себя детектор VELO, трековые станции TT, T1-T3 и дипольный магнит. Для идентификации адронов и разделения пионных, каонных и протонных кандидатов используются детекторы Черенковского излучения (RICH1 и RICH2). Калориметрическая система, включающая в себя сцинтилляционный счётчик SPD, предливневый детектор PS, электромагнитный (ECAL) и адронный (HCAL) калориметры, служит для разделения фотонов, электронов, нейтральных пионов и адронов также позволяет определить их энергию. Для идентификации мюонов используются мюонные станции M1-M5. В целях снижения потока данных при сохранении наиболее интересных для физического анализа событий используется триггерная система, которая состоит из трёх уровней: аппаратного L0 и двух программируемых HLT1 и HLT2. В следующих подразделах каждый детектор будет описан подробно.

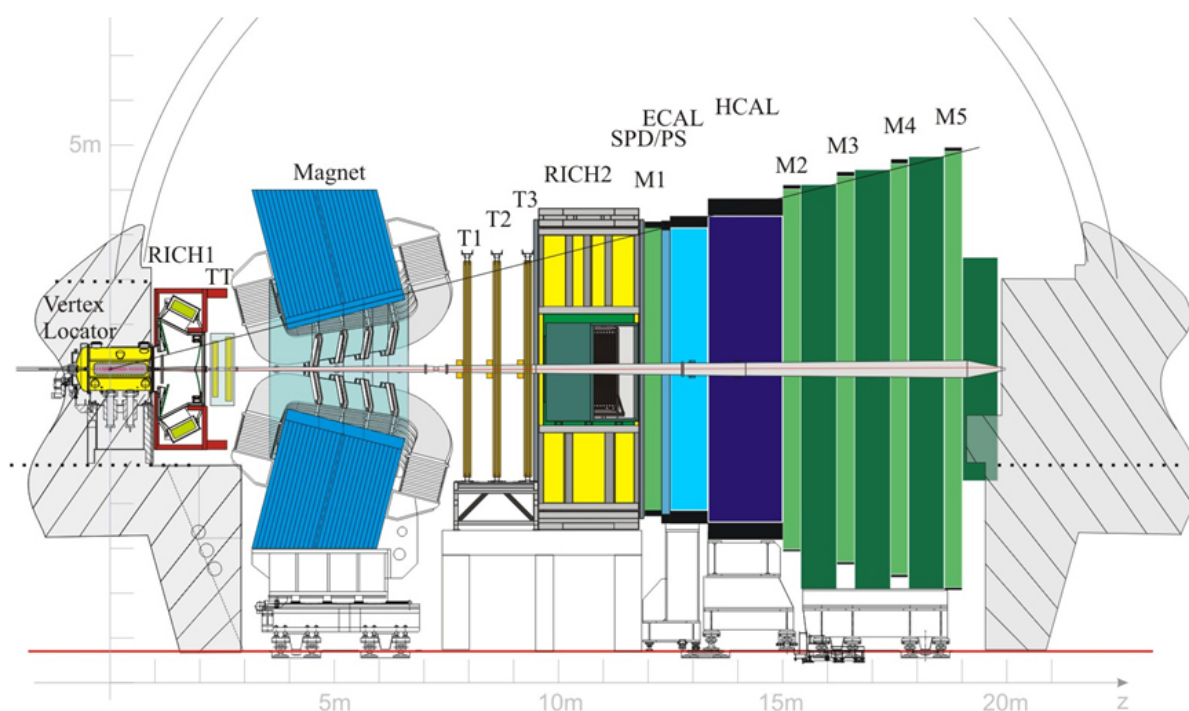


Рис. 4: Схематический вид спектрометра LHCb.

2.4 Трековая система

Трековая система предназначена для определения траекторий движения и импульсов заряженных частиц. Импульс частиц вычисляется по величине отклонения их траектории при движении в магнитном поле спектрометрического магнита. Траектория частиц перед магнитом определяется вершинным детектором VELO и триггерным трекером ТТ, после магнита — трековыми станциями Т1-Т3.

2.4.1 Вершинный детектор

Основное предназначение вершинного детектора VELO (VErtex LOcator) [24] заключается в точном определении траекторий заряженных частиц вблизи области пересечения пучков. Эта информация позволяет определить как положение точек первичного протон-протонного столкновения (первичных вершин), так и положение вершин распадов адронов (вторичных вершин).

Вершинный детектор расположен вокруг области пересечения встречных пучков и состоит из 21 станции толщиной 220 мкм (Рис. 5(а)), расположенных перпендикулярно оси пучка. Каждая станция является парой частично перекрывающихся (Рис. 5(б)) кремниевых пластин, имеющих форму полукруга. Каждая кремниевая пластина — это пара соединённых сенсоров, измеряющих радиальную и угловую координату трека. Для защиты от возможных повреждений, связанных с вводом и стабилизацией протонных пучков, предусмотрено разведение полудисков детектора

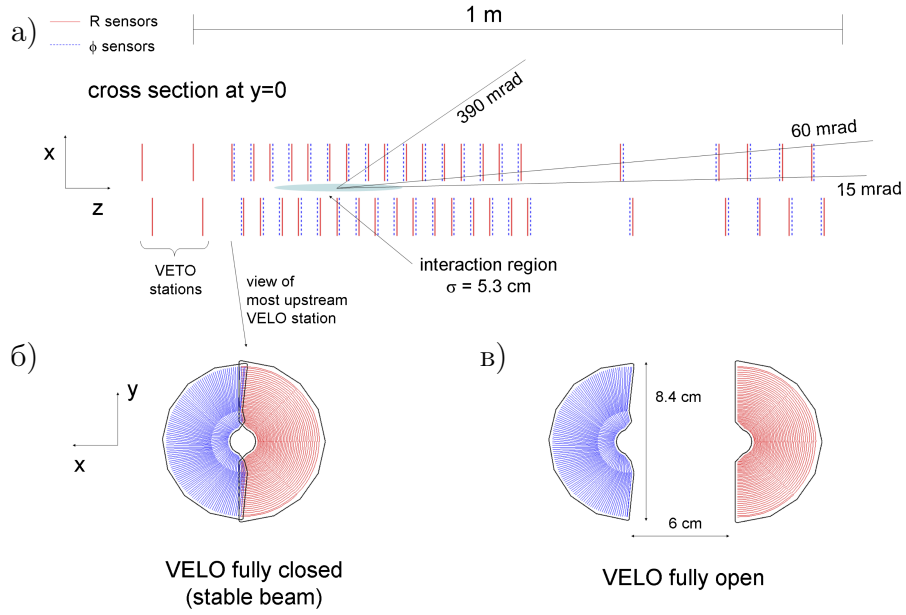


Рис. 5: Схематический вид детектора VELO в горизонтальной плоскости (а). Схема модуля VELO в рабочем режиме (б) и в разведенном виде на время ввода и стабилизации пучка (в).

(Рис. 5(в)).

Точность восстановления координат первичной вершины составляет 71 мкм по оси z и 13 мкм по осям x и y [25]. Точность в измерении прицельного параметра по отношению к первичным вершинам достигает 20 мкм для треков с большим поперечным импульсом. Время жизни частиц, распадающихся в подсистеме VELO, измеряется с точностью 45 фс.

2.4.2 Дипольный магнит

Для высокоточного измерения импульса заряженных частиц используется дипольный несверхпроводящий магнит [26]. Он обеспечивает интегральное поле в 4 Тл $\times$ м двух возможных направлений.

Магнит располагается между триггерным трекером ТТ и трековыми станциями Т1-Т3. Направление магнитного поля параллельно вертикальной оси y , поэтому треки искривляются в горизонтальном направлении. Магнит спроектирован таким образом, что поле в детекторе колец Черенковского излучения RICH1 пренебрежимо мало (меньше 2 мТ), а пик напряженности магнитного поля достигает примерно 1 Т и находится посередине между ТТ и Т1 станциями. На Рис. 6 представлено распределение магнитного поля вдоль оси z .

Поляризация магнитного поля периодически переключается (режимы "Поле Вверх" и "Поле Вниз"). При этом данные набираются примерно в равной пропор-

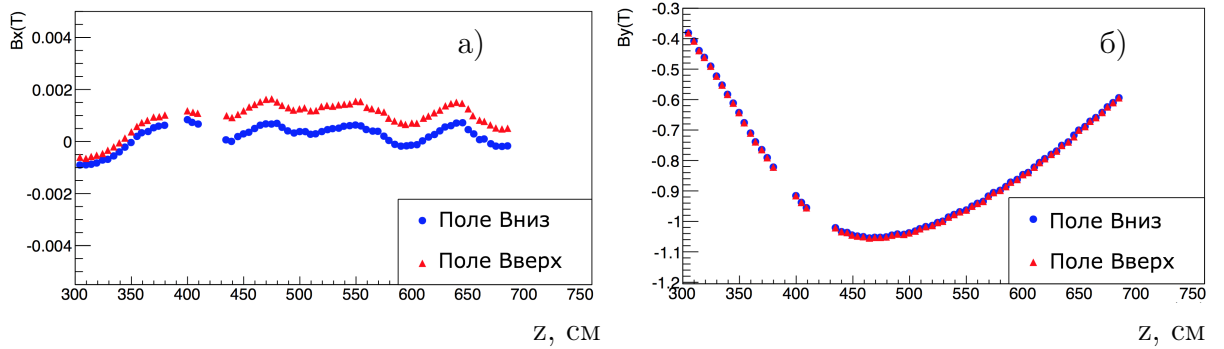


Рис. 6: Напряженности магнитного поля дипольного магнита LHCb в проекции на оси а) x и б) y .

ции для каждой из двух полярностей магнита.

2.4.3 Трековые станции

Кроме вершинного детектора VELO и магнита, трековая система LHCb включает в себя четыре трековые станции. Триггерный трекер ТТ располагается перед магнитом, а станции Т1-Т3 сразу после него. Трековые станции Т1-Т3 разделены на внутренний ИТ [27] и внешний ОТ [28] трекер (Рис. 7(а)). Внутренний и триггерный трекер состоят из четырёх слоёв кремниевых микростриповых сенсоров с активной площадью 8.4 м^2 и 4.4 м^2 соответственно. Внешний трекер собран на основе дрейфовых трубок толщиной 4.9 мм и наполненных газовой смесью, состоящей на 70% из аргона, на 28.5% из углекислого газа CO_2 и на 1.5% из кислорода O_2 . Внешний трекер также состоит из четырёх слоёв и имеет активную область площадью в 29 м^2 . При этом для улучшения условий реконструкции второй и третий слои всех детекторов трековой системы повернуты на угол -5° и $+5^\circ$ (Рис. 7(б)).

Траектория частицы определяется путём объединения сегментов треков, полученных с каждого элемента трековой системы до и после магнита (Рис. 8). Для внутренних трекеров и триггерного трекера пространственное разрешение составляет 55 мкм. Для внешних трекеров оно равно 250 мкм. Импульсы заряженных частиц определяются с точностью от 0.4% для частиц с небольшим импульсом, около 5 ГэВ/с, до 0.6% для частиц с большим импульсом, около 100 ГэВ/с.

2.5 Система идентификации частиц

Система идентификации частиц в эксперименте LHCb состоит из двух детекторов колец Черенковского излучения, калориметрической системы и мюонных станций. Все части системы вместе позволяют различать заряженные лептоны и адроны, а также нейтральные частицы, такие как фотоны и нейтральные пионы. Ниже приведено краткое описание каждой из подсистем.

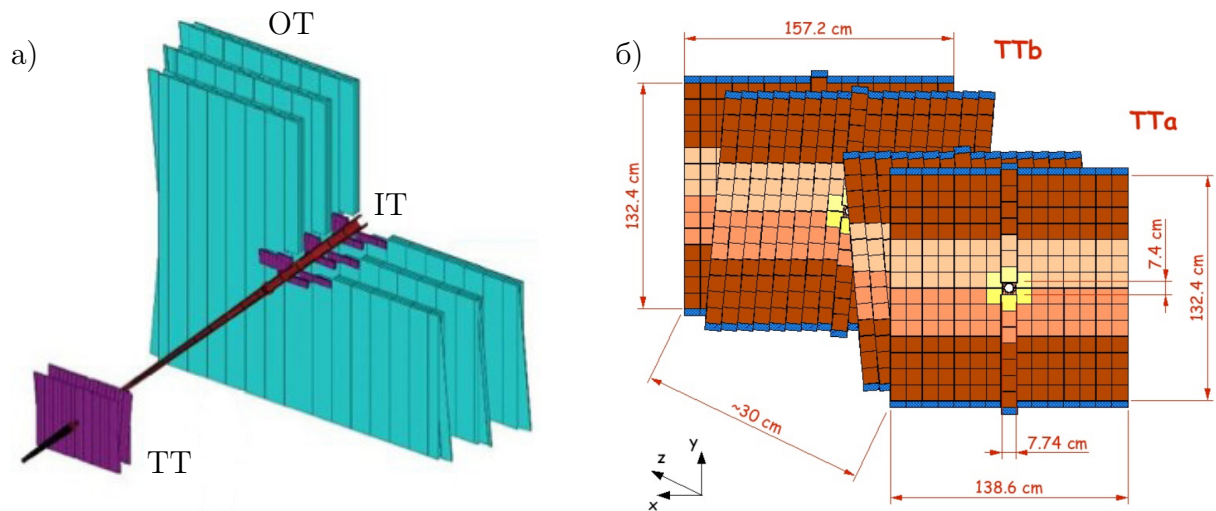


Рис. 7: а) Схематический вид расположения триггерных станций ТТ, внутреннего IT и внешнего OT трека трековых станций. б) Схематический вид расположения слоев трековых станций.

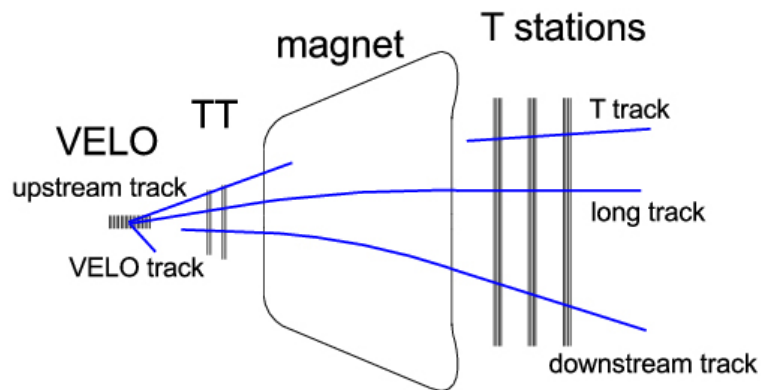


Рис. 8: Схематический вид восстановления треков заряженных частиц.

2.5.1 Детекторы колец Черенковского излучения

Для обеспечения идентификации частиц в широком диапазоне импульсов от 1 до 150 ГэВ/с используется система из двух детекторов колец Черенковского излучения [29]. Система включает в себя два детектора, оптимизированные под разные диапазоны импульсов, и позволяет разделять пионы и каоны, кроме того идентифицирует протоны и вместе с калориметрической системой выделяет электроны. Устройство детекторов RICH основано на эффекте Вавилова-Черенкова [30]. При движении заряженной частицы в среде со скоростью v большей, чем фазовая ско-

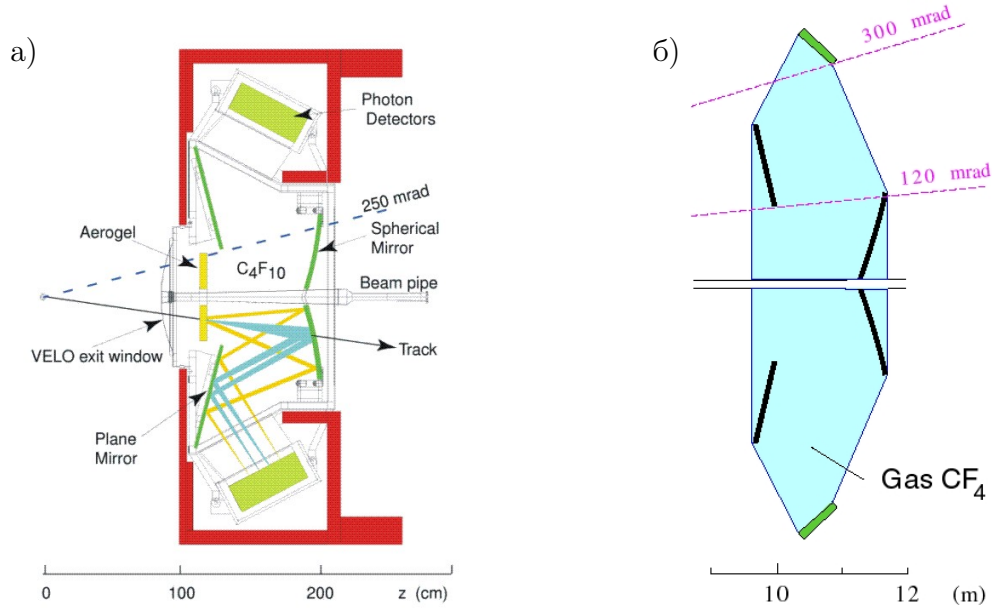


Рис. 9: Схема детекторов а) RICH1 и б) RICH2.

рость света в среде $c' = c/n$, возникает излучение видимого света, которое расходится конусом вокруг траектории движения частицы. При этом угол при вершине конуса напрямую связан со скоростью частицы и равен $\cos \theta_C = c'/v$. Далее при помощи системы зеркал свет перенаправляется на гибридные фотодетекторы, и по величине черенковского угла и известному из трековой системы импульсу определяется масса и следовательно тип частицы.

Детектор RICH1 (Рис. 9(а)) располагается после вершинного детектора VELO и перед триггерным трекером ТТ. В качестве радиаторов Черенковского излучения используется газ перфторбутан C_4F_{10} с показателем преломления $n = 1.0015$ и аэрогель с показателем преломления $n = 1.03$. Детектор RICH1 идентифицирует частицы с импульсами в интервале 1-60 ГэВ/с в угловом диапазоне 25-350 (250) мрад по горизонтали (вертикали).

Детектор RICH2 (Рис. 9(б)) находится сразу после трековой станции ТЗ. В качестве радиатора Черенковского излучения используется газ тетрафторметан CF_4 с показателем преломления $n = 1.00046$. Детектор RICH2 идентифицирует частицы с импульсами в интервале 15-150 ГэВ/с в угловом диапазоне 10-100 мрад.

Система детекторов RICH обеспечивает эффективность идентификации каонов около 95%, при этом вероятность ложной идентификации пионов как каонов составляет менее 10%. Эффективность идентификации протонов составляет более 90% при вероятности ложной идентификации пионов и каонов как протонов меньшей 10% во всем диапазоне импульсов [31].

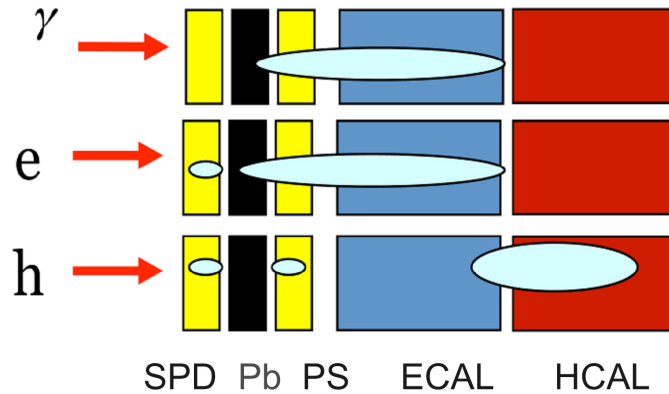


Рис. 10: Схематический вид принципа работы калориметрической системы. Выделение энергии при прохождении частиц через детекторы схематически показано эллипсами.

2.5.2 Калориметрическая система

Калориметрическая система [32] в эксперименте LHCb используется для детектирования фотонов, электронов и нейтральных пионов и измерения их энергии, а также для обеспечения триггера. Система калориметров состоит из сцинтилляционного счётчика (SPD), предливневого детектора (PS), электромагнитного (ECAL) и адронного (HCAL) калориметров.

Детекторы SPD и PS [33] — это два сцинтилляционных годоскопа, разделённые слоем свинцового поглотителя. Разделение фотонов и электронов происходит благодаря тому, что при прохождении через сцинтилляционную пластину заряженные частицы, в отличие от фотонов, порождают ионизационное излучение. Далее при прохождении слоя свинца электроны и фотоны, в отличие от адронов, порождают электромагнитный ливень, который регистрируется в предливневом детекторе. Таким образом происходит отделение адронов от электронов и фотонов. На Рис. 10 представлен схематический вид энерговыделения в калориметрической системе для частиц различного сорта.

Электромагнитный калориметр [34] располагается сразу после предливневого детектора PS и состоит из чередующихся сцинтиллятора и свинцового поглотителя (технология "пашлык"). Толщина свинцовых пластин составляет 2 мм, а сцинтилляционных — 4 мм. Слои электромагнитного калориметра расположены перпендикулярно оси пучка, как представлено на Рис. 11(а). Полная длина ECAL соответствует 25 радиационным длинам и практически полностью поглощает электромагнитный ливень. Поскольку загруженность детектора вблизи оси пучка заметно выше, электромагнитный калориметр разделен на три области: внутреннюю, среднюю и внешнюю с поперечным размером ячеек $40 \times 40 \text{ мм}^2$, $60 \times 60 \text{ мм}^2$ и $120 \times 120 \text{ мм}^2$ соответственно (Рис. 12(а)). Предливневый детектор и сцинтилляционный счетчик

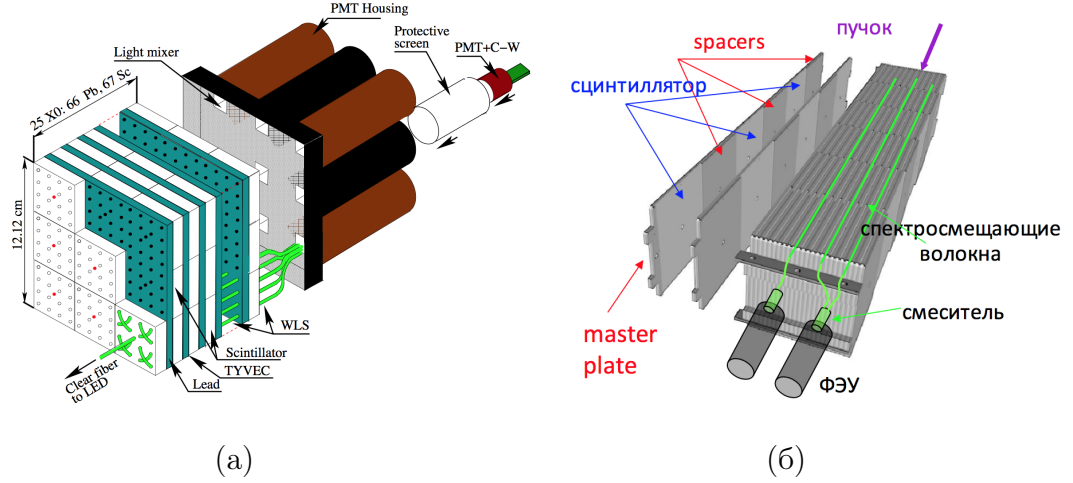


Рис. 11: Строеение ячейки а) электромагнитного и б) адронного калориметров.

имеют аналогичную сегментацию. Боковые поверхности ячеек ECAL покрыты алюминиевой пленкой, чтобы исключить возможность проникновения сцинтилляционного света между ячейками.

Адронный калориметр [35] находится непосредственно за электромагнитным. Он собран из модулей, каждый из которых состоит из чередующихся железных и сцинтилляционных пластин, но, в отличие от электромагнитного калориметра, пластины расположены вдоль оси z . В отличие от ECAL в адронном калориметре пластины расположены вдоль оси пучка, при этом один слой железного поглотителя имеет толщину 16 мм, а один слой сцинтиллятора — 4 мм. Длина адронного калориметра соответствует 5.6 ядерным длинам взаимодействия. Сегментация HCAL включает в себя две области: внутреннюю и внешнюю, в которых размер ячеек равен $130 \times 130 \text{ мм}^2$ и $260 \times 260 \text{ мм}^2$ соответственно (Рис. 12(б)). Такая конструкция обусловлена более широким профилем адронного ливня в сравнении с электромагнитным. Все детекторы калориметрической системы пронизаны спектросмещающими оптическими волокнами, с помощью которых собирается свет от сцинтиллятора. Далее свет попадает в фотоэлектронные умножители, в которых и происходит считывание сигнала.

Энергетическое разрешение калориметров составляет

$$\frac{\sigma_E}{E} \Big|_{HCAL} = \frac{69\% \pm 5\%}{\sqrt{E}} \oplus (9\% \pm 2\%), \quad \frac{\sigma_E}{E} \Big|_{ECAL} = \frac{9.0\% \pm 0.5\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.8\%,$$

где энергия измеряется в ГэВ [22].

2.5.3 Мюонная система

Задача мюонной системы [36] — идентификация мюонов и быстрое измерение поперечного импульса для триггера LHCb. Мюонная система включает в себя пять мюонных станций M1-M5. Станция M1 находится перед детектором SPD, остальные, M2-M5, расположены сразу после адронного калориметра. Мюонная система схематически изображена на Рис. 13(а).

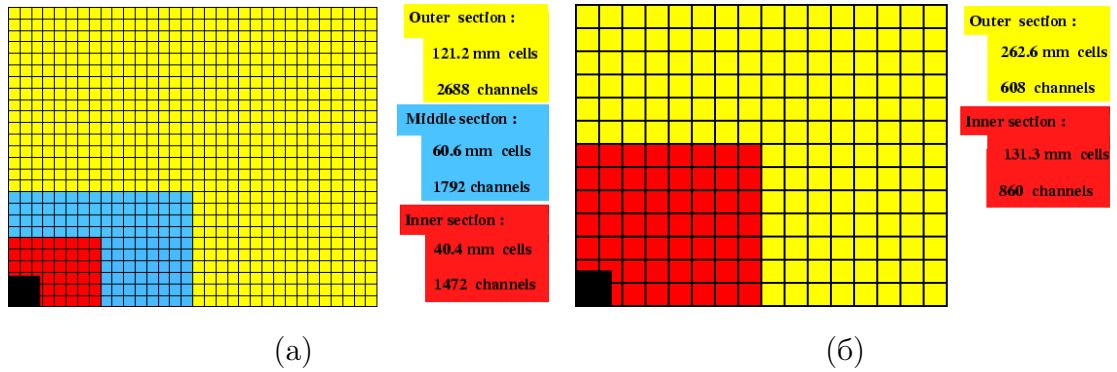


Рис. 12: а) Сегментация детекторов SPD, PS и ECAL. б) Сегментация адронного калориметра (HCAL).

Для учёта повышенной множественности частиц вблизи оси пучка мюонные станции разделены на четыре зоны R1-R4 разной сегментации считывания (Рис. 13(б)). Во внутренней зоне M1 используется газовый электронный умножитель (GEM). Остальные зоны M1 и станции M2-M5 представляют собой многопроволочные пропорциональные камеры, заполненные газовой смесью, состоящей на 40% из аргона, на 55% из углекислого газа CO_2 и на 5% из тетрафторметана CF_4 . Расстояние между проволочками в детекторе равно 2 мм. Мюонные станции M2-M5 разделены железными поглотителями толщиной 80 см, что соответствует 20 ядерным длинам взаимодействия, а между станциями M1 и M2 роль абсорбера выполняет система калориметров.

Эффективность идентификации мюонов достигает 97%, при вероятности ложной идентификации пионов как мюонов равной 2%. Работая независимо от других подсистем, мюонная система позволяет определить поперечный импульс трека с точностью около 20% [37].

2.6 Триггерная система

При работе БАК в номинальном режиме, столкновения протонов происходят с частотой 40 МГц, в то время как события, которые содержат тяжелые кварки, случаются с частотой 100 кГц. При этом события, представляющие интерес для физического анализа, составляют лишь небольшую часть от полного потока. Триггерная система (система предварительного отбора) позволяет уменьшить частоту записываемых событий до 5 кГц с сохранением наиболее интересных событий. Поэтому триггер играет важную роль в эксперименте LHCb.

Триггерная система детекторного комплекса LHCb [38] содержит аппаратный уровень L0 и программируемый уровень HLT [39], который в свою очередь делится на уровни HLT1 и HLT2. Используя значение множественности и информацию с калориметров и мюонной системы, уровень L0 отбирает частицы с большим поперечным

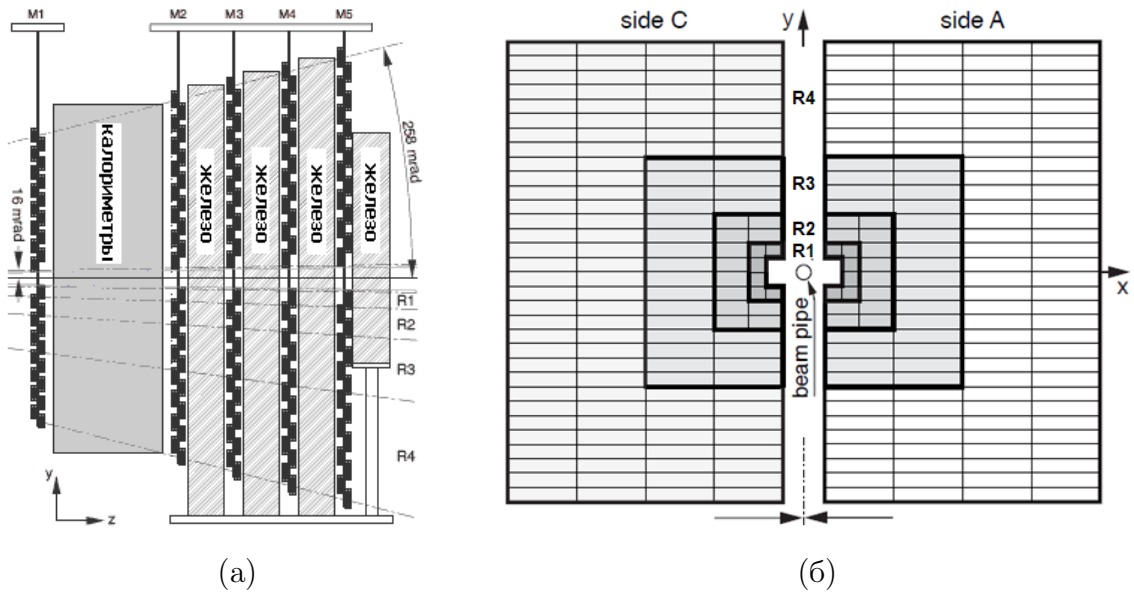


Рис. 13: а) Мюонная система. б) Разделение на зоны внутри мюонной станции.



Рис. 14: Блок-схема многоуровневой триггерной системы эксперимента LHCb.

импульсом и тем самым снижает частоту данных с 40 МГц до 1 МГц. Последующий уровень HLT1 использует информацию с трековой системы для уточнения поперечных импульсов. Кроме того триггерный уровень HLT1 может использовать дополнительную информацию с вершинного детектора VELO, например, для отбора событий с большим прицельным параметром. Для обработки на уровне HLT2 данные поступают с частотой уже около 10 кГц. Низкая частота поступающих данных позволяет на уровне HLT2 использовать ещё больше информации и полностью осуществить реконструкцию события. После прохождения последнего уровня триггерной системы события с частотой около 5 кГц записываются в систему хранения данных.

2.7 Программная модель обработки данных в эксперименте LHCb

В эксперименте LHCb используется математическое моделирование данных методом Монте-Карло (МК), которое необходимо для проведения физического анализа экспериментальных данных. Моделирование разделено на несколько этапов. Первичные протон-протонные столкновения моделируются в программе PYTHIA 6 [23] и 8 [40]. Распады адронов моделируются программой EVTGEN [41]. Излучение фотонов частицами в конечном состоянии рассчитывается программой PHOTOS [42]. Для моделирования взаимодействия частиц с веществом детектора и отклика детектора используется пакет GEANT4 [43]. Оцифровка отклика детектора моделируется с помощью программы BOOLE [44]. Далее данные проходят через модель триггерного отбора, включающую распознавание и реконструкцию треков, после чего результат обрабатывается тем же образом, что и данные поступающие с детектора во время работы эксперимента.

3 Наблюдение распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ и измерение отношения количества событий между $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$

В данной работе измеряется отношение парциальных ширин распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ (зарядово-сопряженные распады подразумеваются включенными) по формуле:

$$R_{\pi/K} = \frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)} = \frac{N_{\psi(2S)p\pi^-}}{N_{\psi(2S)pK^-}} \times \frac{\varepsilon_{\psi(2S)pK^-}}{\varepsilon_{\psi(2S)p\pi^-}}, \quad (3)$$

где N — число событий, а ε — полная эффективность восстановления распада. Количество событий в этих каналах распада относительно невелико, поэтому также изучается распад $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$ для детального исследования распределений по кинематическим параметрам Λ_b^0 барионов на данных. В исследуемых распадах частицы в конечном состоянии имеют похожую топологию и кинематику, кроме того используются максимально близкие по величине критерии отбора, поэтому многие систематические ошибки сокращаются в отношении.

3.1 Отбор событий

Распады $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$, $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$ реконструируются с использованием канала $\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. Для того, чтобы уменьшить суммарную систематическую ошибку в отношении парциальных ширин выбраны максимально близкие критерии отбора для распадов. В работе используются данные, набранные в 2011, 2012, 2015 и 2016 годах и соответствующие интегральным светимостям 976 ± 17 , 1990 ± 23 , 285 ± 11 и 1646 ± 37 пб⁻¹, соответственно.

За основу взяты критерии отбора, используемые в работе [10], после чего проведение оптимизация на данных. Для этого критерии изменены так, чтобы статистическая значимость сигнала увеличилась. Критерии отбора событий представлены в Таблице 1.

В распаде используются треки хорошего качества и имеющие псевдобыстроту в интервале $2 < \eta < 5$. Для отбора качественных треков заряженных частиц требуется, чтобы значение χ^2 аппроксимации траектории на число степеней свободы (χ_{tr}^2/ndf) было меньше 3. Подавление фона, обусловленного появлением продублированных треков на стадии реконструкции, достигается применением ограничения на дистанцию Кульбака-Лейблера (Kullback-Liebler divergence, Δ^{KL}), которая вычисляется по отношению к каждому из реконструированных треков в событии. Требуется, чтобы минимальная из полученных дистанций Кульбака-Лейблера была больше 5000 [45]. В случае, когда $\Delta^{KL} < 5000$, для реконструкции выбирается только один трек с наилучшим χ_{tr}^2/ndf . Дальнейшее подавление фона достигается ограничением $\mathcal{P}_{fake} > 0.5$ на параметр нейронной сети, натренированной на отбор истинных треков. Используемые треки не должны быть совместны с гипотезой рождения частиц в пер-

Таблица 1: Критерии отбора событий.

Параметр	Ограничение
χ_{tr}^2	< 3
Δ^{KL}	> 5000
$\mathcal{P}_{fake}$	< 0.5
χ_{IP}^2	> 12.25
$p_T(\mu)$	$> 0.55 \text{ ГэВ}/c$
$\Delta \log \mathcal{L}^{\mu-h}(\mu)$	> 0
$\chi_{vtx}^2/\text{ndf}(\psi)$	< 20
$\text{DLS}(\psi)$	> 3
$M(\psi)$	$\in [3020; 3135] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (J/}\psi\text{)}$ $\in [3670; 3700] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (}\psi(2S)\text{)}$
$p_T(p)$	$> 0.9 \text{ ГэВ}/c$
$p(p)$	$\in [10; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\eta(p)$	$\in [2; 5]$
ProbNN_p	$> 0.5 \text{ (Сеанс 1)}$ $> 0.88 \text{ (Сеанс 2)}$
$p_T(K)$	$> 0.5 \text{ ГэВ}/c$
$p(K)$	$\in [3.2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\eta(K)$	$\in [2; 5]$
ProbNN_K	> 0.15
$p_T(\pi)$	$> 0.2 \text{ ГэВ}/c$
$p(\pi)$	$\in [3.2; 150] \text{ ГэВ}/c$
$\eta(\pi)$	$\in [2; 5]$
ProbNN_π	> 0.1
$y(\Lambda_b^0)$	$\in [2.0; 4.5]$
$M(\Lambda_b^0)$	$\in [5560; 5670] \text{ МэВ}/c^2$
$\chi_{vtx}^2/\text{ndf}(\Lambda_b^0)$	< 10
$\chi_{DTF}^2/\text{ndf}(\Lambda_b^0)$	< 5
$c\tau(\Lambda_b^0)$	$\in [0.2; 2.0] \text{ мм}$
$M_{p\pi^-}$	$\notin [1110; 1120] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (}\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-\text{)}$
$WM_{B^0 \rightarrow \psi(2S)K^+\pi^-}^{K \rightarrow p}$	$\notin [5260; 5300] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (}\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-\text{)}$
$WM_{B_s^0 \rightarrow \psi(2S)K^+K^-}^{K \rightarrow p, K \rightarrow \pi}$	$\notin [5357; 5377] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (}\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-\text{)}$
$WM_{B_s^0 \rightarrow \psi K^+K^-}^{K \rightarrow p}$	$\notin [5349; 5385] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (}\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-\text{)}$
	$\notin [5352; 5382] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (}\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-\text{)}$
$WM_{B^0 \rightarrow \psi K^+\pi^-}^{\pi \rightarrow p}$	$\notin [5256; 5304] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (}\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-\text{)}$
	$\notin [5262; 5298] \text{ МэВ}/c^2 \text{ (}\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-\text{)}$

вичной вершине пр-взаимодействия. Для этого вводится ограничение на параметр $\chi_{IP}^2 > 12.25$, определяемый как разница между χ^2 реконструированной первичной вершины с учётом и без учёта данного трека.

Пары мюонов противоположного заряда формирует ψ -кандидат. Для отбора пар

мюонов образующих общую вершину хорошего качества требуется, чтобы значение χ^2 аппроксимации вершины (χ_{vtx}^2) был меньше 20. Кроме того, требуется, чтобы поперечный импульс мюонов был больше 0.55 ГэВ/с, а инвариантная масса пары мюонов была между 3020 и 3135 МэВ/с² для J/ψ-кандидатов и между 3597 и 3730 МэВ/с² для ψ(2S)-кандидатов. Хорошая идентификация мюонов обеспечивается требованием, чтобы разница логарифмов правдоподобий мюонной и адронной гипотез $\Delta \log \mathcal{L}^{\mu-h}$ была больше 0. Кроме того, для J/ψ- и ψ(2S)-кандидатов, согласующихся с гипотезой рождения из распада b-адрона, требуется, чтобы значимость расстояния между первичной и вторичной вершинами было больше 3.

Для формирования Λ_b^0 кандидатов к восстановленному J/ψ или ψ(2S) мезону добавляется протон и отрицательно заряженный пион в случае исследуемого канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и протон и отрицательно заряженный каон в случае нормировочного $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Для обеспечения хорошего качества вершины требуется, чтобы χ_{vtx}^2/ndf аппроксимации вершины был больше 10. Хорошая идентификация пионов, каонов и протонов обеспечивается ограничением на импульс частиц. Для пионов и каонов (протонов) требуется, чтобы импульс лежал между 3.2(10) и 150 ГэВ/с. Кроме того для отбора хорошо идентифицированных протонов применяется ограничение на параметр нейронной сети $\text{ProbNN}_p > 0.5$ для Сеанса 1 и $\text{ProbNN}_p > 0.88$ для Сеанса 2. Значения критериев отбора на параметр нейронной сети различаются для данных Сеанса 1 и Сеанса 2, потому что реализация нейронной сети была модифицирована за время перерыва в работе БАК с 2013 по 2014 год. Для пионов и каонов требуется, чтобы параметр соответствующей нейронной сети удовлетворял требованиям $\text{ProbNN}_\pi > 0.1$ и $\text{ProbNN}_K > 0.15$, соответственно. Для протонов, пионов и каонов требуется чтобы поперечный импульс был больше 0.9, 0.2 и 0.5 ГэВ/с, соответственно.

Для подавления комбинаторного фона от частиц, родившихся в первичной вершине, требуется чтобы время распада Λ_b^0 бариона лежало в интервале $0.2 < \tau < 2$ мм. Кроме того, требуются следующие ограничения на быстроту и массу Λ_b^0 бариона: $2.0 < y < 4.5$ и $5560 < m_{\Lambda_b^0} < 5670$ МэВ/с². В целях улучшения разрешения по инвариантной массе Λ_b^0 бариона применяется процедура кинематической подгонки дерева распада [46]. При этом дерево распада для каждого кандидата заново аппроксимируется с учетом треков вторичных частиц и положения первичных и вторичных вершин. Для такой процедуры применяются дополнительные ограничения: инвариантная масса пары мюонов фиксируется к номинальному значению J/ψ или ψ(2S) мезона в зависимости от канала [47] и требуется, чтобы вектор импульса Λ_b^0 кандидата совпадал с направлением из первичной вершины во вторичную. На χ^2 этой глобальной аппроксимации накладывается ограничение $\chi_{DTF}^2/\text{ndf} < 5$.

Для подавления фона в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ от распадов B^0 мезона в конечное состояние $\psi(2S)K^+\pi^-$, с ошибочной идентификацией положительно заряженного каона как протона требуется, чтобы значение $WM_{B^0 \rightarrow \psi(2S)K^+\pi^-}^{K \rightarrow p}$ не попадало в интервал [5260; 5300] МэВ/с² (примерно $\pm 4\sigma$ от номинальной массы B^0 мезона), где $WM_{B^0 \rightarrow \psi(2S)K^+\pi^-}^{K \rightarrow p}$ — масса Λ_b^0 кандидата, полученная в предположении каонной массовой гипотезы для p-кандидата. Для подавления фона от распадов B_s^0 мезона в конеч-

ное состояние $\psi(2S)K^+K^-$ с ошибочной идентификацией положительно заряженного каона как протона и отрицательно заряженного каона как пиона требовалось, чтобы значение $WM_{B_s^0 \rightarrow \psi(2S)K^+K^-}^{K \rightarrow p, K \rightarrow \pi}$ не попадало в интервал $[5357; 5377]$ МэВ/ c^2 (примерно $\pm 2\sigma$ от номинальной массы B_s^0 -мезона), где $WM_{B_s^0 \rightarrow \psi(2S)K^+K^-}^{K \rightarrow p, K \rightarrow \pi}$ — масса Λ_b^0 кандидата, полученная в предположении каонной массовой гипотезы для p - и π^- -кандидатов. Для подавления фона в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ от распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)\Lambda^0(\rightarrow p\pi^-)$, недавно открытого в эксперименте ATLAS [48], применяется ограничение на инвариантную массу протона и пиона. Требуется, чтобы инвариантная масса пары $p\pi^-$ не попадала в интервал $[1110; 1120]$ МэВ/ c^2 (примерно $\pm 2.5\sigma$ от номинальной массы Λ бариона). Такие ограничения позволяют сократить количество фоновых событий примерно в пять раз с сохранением 65% сигнала. Для подавления фона в каналах $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$ от распадов $B^0 \rightarrow \psi K^+\pi^-$ и $B_s^0 \rightarrow \psi K^+K^-$ применяются ограничения на аналогичные переменные $WM_{B^0 \rightarrow \psi K^+\pi^-}^{\pi \rightarrow p}$ и $WM_{B_s^0 \rightarrow \psi K^+K^-}^{K \rightarrow p}$, при этом величины интервалов вето повторяют значения используемые в работе [10].

В работе используются данные, для которых триггерная система выработала сигнал на J/ψ или $\psi(2S)$ кандидат в событии. Для получения сигнала аппаратного уровня триггера требуется, чтобы один или два мюонных кандидата присутствовали в событии. При этом для одиночного мюонного кандидата требуется, чтобы поперечный импульс был больше 1.48 ГэВ/ c в 2011, 1.76 ГэВ/ c в 2012, 2.24 ГэВ/ c в 2015 и 1.44 ГэВ/ c в 2016 годах. Для пары противоположно заряженных мюонных кандидатов требуется, чтобы произведение поперечных импульсов удовлетворяло условию $\sqrt{p_T(\mu^+) \times p_T(\mu^-)} > 1.3$ ГэВ/ c для 2011, $\sqrt{p_T(\mu^+) \times p_T(\mu^-)} > 1.6$ ГэВ/ c для 2012, $\sqrt{p_T(\mu^+) \times p_T(\mu^-)} > 1.04$ ГэВ/ c для 2015 и $\sqrt{p_T(\mu^+) \times p_T(\mu^-)} > 1.2$ ГэВ/ c для 2016 годов. На программируемом уровне отбираются как события содержащие два мюонных трека с поперечным импульсом больше 0.5 и 0.3 ГэВ/ c для Сеанса 1 и Сеанса 2 соответственно и инвариантной массой димюонной пары $M(\mu^+\mu^-) > 2.7$ ГэВ/ c^2 , так и события содержащие один мюонный трек с поперечным импульсом и модулем импульса $p_T > 1$ ГэВ/ c и $p > 8$ ГэВ/ c в 2011, $p_T > 1$ ГэВ/ c и $p > 3$ ГэВ/ c в 2012, $p_T > 0.91$ ГэВ/ c и $p > 1$ ГэВ/ c в 2015 и $p_T > 0.6$ ГэВ/ c и $p > 3$ ГэВ/ c в 2016 годах.

3.2 Модель подгонки

Для определения числа сигнальных событий используется аппроксимация распределения событий по инвариантной массе Λ_b^0 кандидатов методом максимального правдоподобия, не зависящим от разбиения на бины. Функция аппроксимации представляется суммой сигнальной и фоновой компонент:

$$f(m_{\Lambda_b^0}) = N_S \times DSCB(m_{\Lambda_b^0}) + N_B \times Poly_2(m_{\Lambda_b^0}), \quad (4)$$

где сигнальная компонента ($DSCB$) аппроксимируется модифицированной функцией Гаусса, а фоновая компонента ($Poly_2$) аппроксимируется выпуклым убывающим многочленом второй степени (первая производная отрицательна, вторая — положительна). Модифицированная функция Гаусса представляет собой стандартную функ-

Таблица 2: Параметры модифицированной функции Гаусса для исследуемого $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и нормировочного $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ каналов определенные из аппроксимации математического моделирования методом Монте-Карло.

Распад	α_L	α_R	n_L	n_R
$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$	1.564	1.450	4.437	25.571
$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	1.618	1.471	5.867	12.947

Таблица 3: Результаты аппроксимации распределения инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ для данных Сеанса 1 и Сеанса 2 по отдельности и объединенного набора данных Сеансов 1&2. Указана только статистическая погрешность.

Параметр	Сеанс 1	Сеанс 2	Сеансы 1&2
N_{sig}	44.4 ± 8.1	76.3 ± 9.4	120.7 ± 13.4
$M, \text{ МэВ}/c^2$	5617.58 ± 1.06	5619.96 ± 0.71	5619.08 ± 0.60
$\sigma, \text{ МэВ}/c^2$	5.10 ± 1.00	5.16 ± 0.57	5.23 ± 0.55

цию Гаусса вблизи центрального значения, а на краях — полиномиальную функцию [49] и описывается формулой:

$$DSCB(m; N, m_0, \sigma, \alpha_L, n_L, \alpha_R, n_R) = N \cdot \begin{cases} A_L(B_L - \frac{m-m_0}{\sigma})^{-n_L} & , \frac{m-m_0}{\sigma} < -\alpha_L \\ e^{-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma^2}} & , -\alpha_L \leq \frac{m-m_0}{\sigma} \leq \alpha_R \\ A_R(B_R - \frac{m-m_0}{\sigma})^{-n_R} & , \frac{m-m_0}{\sigma} > \alpha_R \end{cases} \quad (5)$$

где $A_i = \left(\frac{n_i}{\alpha_i}\right)^{n_i} \cdot e^{-\frac{\alpha_i^2}{2}}$, $B_i = \frac{n_i}{\alpha_i} - \alpha_i$. Величина m_0 — наиболее вероятное значение инвариантной массы, σ — ширина распределения, а параметр N соответствует нормировке.

3.3 Наблюдение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$

Распределение отобранных $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ кандидатов было аппроксимируется методом, описанным в Главе 3.2. Параметры модифицированной функции Гаусса $\alpha_L, n_L, \alpha_R, n_R$ фиксированы к значениям, полученным при аппроксимации данных математического моделирования (см. Таблицу 2 и Дополнение А). Распределения и аппроксимации инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов представлены на Рис. 15 для данных (а) Сеанса 1, (б) Сеанса 2 и (в) объединенного набора данных Сеансов 1&2. Результаты аппроксимации приведены в Таблице 3.

3.4 Наблюдение распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$

Распределение отобранных $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ кандидатов аппроксимируется методом, описанным в Главе 3.2. Параметры модифицированной функции Гаусса $\alpha_L, n_L, \alpha_R, n_R$

Таблица 4: Результаты подгонки распределения инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ для данных Сеанса 1 и Сеанса 2 по отдельности и объединенного набора данных Сеансов 1&2. Указана только статистическая погрешность.

Параметр	Сеанс 1	Сеанс 2	Сеансы 1&2
N_{sig}	349.3 ± 19.1	456.9 ± 21.7	806.2 ± 28.9
M , МэВ/ c^2	5619.98 ± 0.25	5619.57 ± 0.21	5619.75 ± 0.16
σ , МэВ/ c^2	4.09 ± 0.21	3.86 ± 0.17	3.96 ± 0.13

фиксированы к значениям, полученным при аппроксимации данных математического моделирования (см. Таблицу 2 и Дополнение А). Распределения и аппроксимации инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов представлены на Рис. 16 для данных (а) Сеанса 1, (б) Сеанса 2 и (в) объединенного набора данных Сеансов 1&2. Результаты аппроксимации приведены в Таблице 4.

3.5 Определение отношения количества событий между $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$

В результате подгонки получается 120.7 ± 13.4 сигнальных событий в исследуемом канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и 806.2 ± 28.9 в нормировочном $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ канале. Таким образом, отношение числа событий получается:

$$\left. \frac{N_{\psi(2S)p\pi^-}}{N_{\psi(2S)pK^-}} \right|_{\text{Сеанс 1}} = 0.127 \pm 0.024, \quad (6)$$

$$\left. \frac{N_{\psi(2S)p\pi^-}}{N_{\psi(2S)pK^-}} \right|_{\text{Сеанс 2}} = 0.167 \pm 0.022, \quad (7)$$

$$\left. \frac{N_{\psi(2S)p\pi^-}}{N_{\psi(2S)pK^-}} \right|_{\text{Сеансы 1\&2}} = 0.150 \pm 0.017, \quad (8)$$

$$(9)$$

где указана только статистическая погрешность. Для Сеанса 1 и Сеанса 2 получаются достаточно близкие значения отношений числа событий между исследуемым и нормировочным каналами, которые находятся в согласии 1.2 стандартных отклонения.

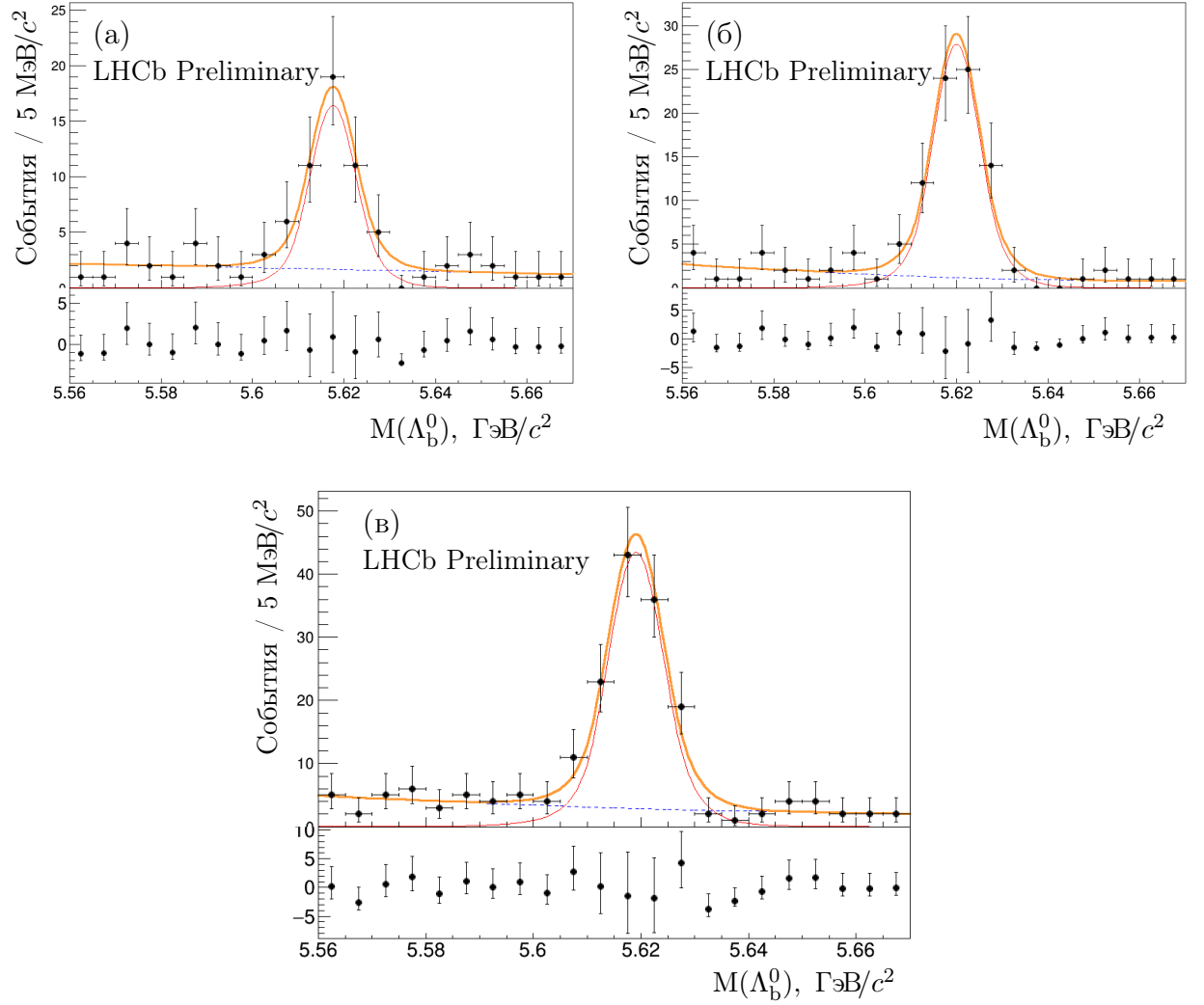


Рис. 15: Распределения инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ для данных (а) Сеанса 1 и (б) Сеанса 2 по отдельности и (в) объединенного набора данных Сеансов 1&2. Тонкая красная линия представляет сигнальную компоненту, синий пунктир — фоновую компоненту и жирная оранжевая линия — суммарную функцию аппроксимации.

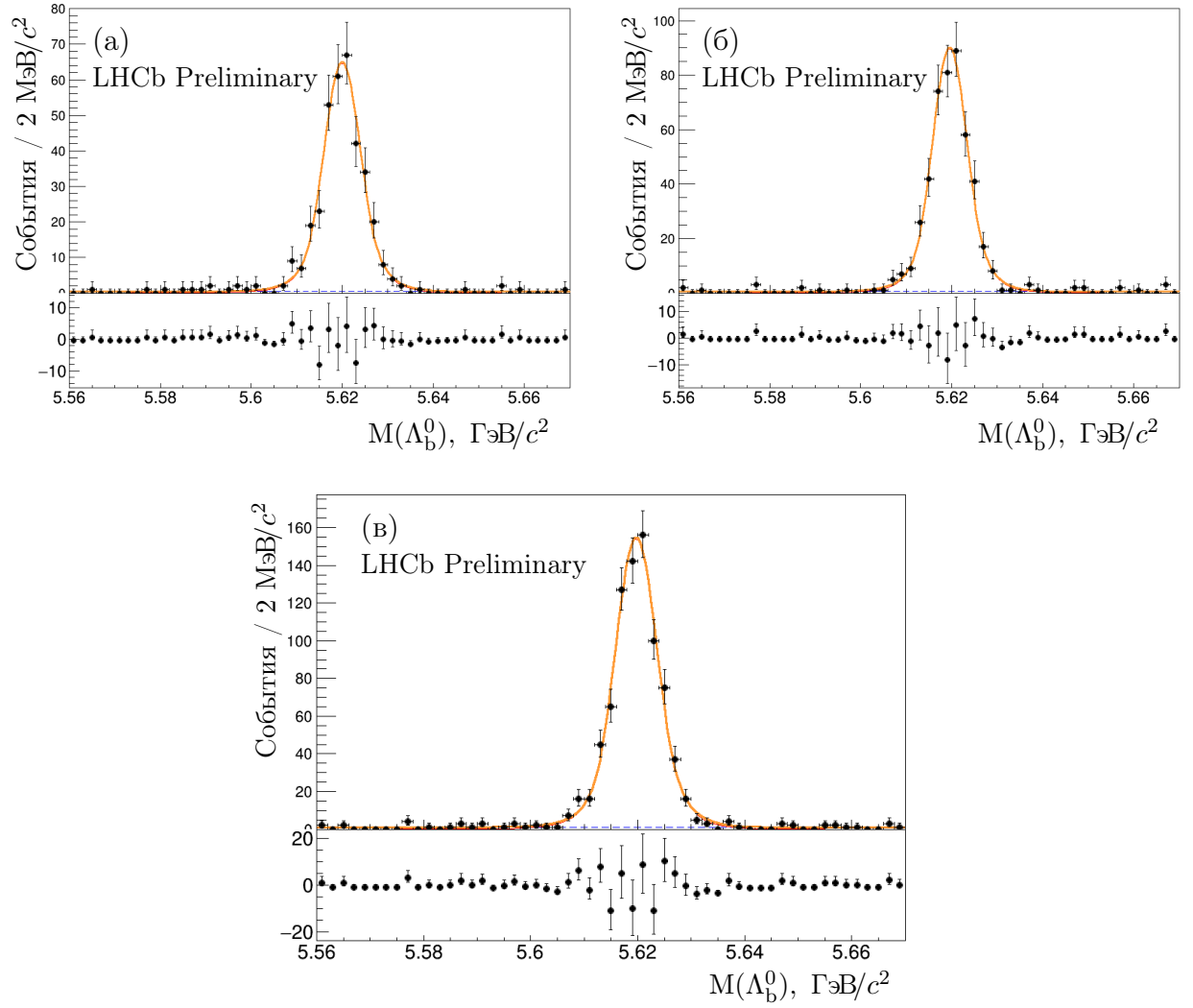


Рис. 16: Распределения инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ для данных (а) Сеанса 1 и (б) Сеанса 2 по отдельности и (в) объединенного набора данных Сеансов 1&2. Тонкая красная линия представляет сигнальную компоненту, синий пунктир — фоновую компоненту и жирная оранжевая линия — суммарную функцию аппроксимации.

4 Определение эффективностей

Полная эффективность может быть представлена как произведение геометрической эффективности детектора LHCb (ϵ^{geom}), эффективности регистрации, реконструкции и отбора событий ($\epsilon^{rec\&sel}$), эффективности триггера (ϵ^{trig}), а также эффективности идентификации заряженных адронов (ϵ^{hID}). Полная эффективность определяется по формуле

$$\epsilon_{total} = \epsilon^{geom} \times \epsilon^{rec\&sel} \times \epsilon^{trig} \times \epsilon^{hID}. \quad (10)$$

Данные МК моделирования состоят из четырех подмножеств соответствующих разным годам набора данных. Поэтому в Главах 4.1 – 4.4 эффективности подсчитываются для каждого из годов по отдельности, а в Главе 4.5 вычисляется взвешенное среднее отдельных эффективностей.

Для того, чтобы данные МК моделирования лучше описывали данные, осуществляется процедура перевзвешивания. Чтобы кинематические спектры Λ_b^0 бариона находились в согласии с данными, каждому событию в моделировании присваивается вес, вычисленный как функция поперечного импульса $p_T(\Lambda_b^0)$ и скорости $y(\Lambda_b^0)$. Распределения по этим переменным, построенные с учетом весов, совпадают с распределениями, полученными из данных (см. Рис. 17). Поскольку в исследуемом и нормировочном каналах количество событий относительно невелико, для получения эталонных распределений Λ_b^0 бариона используется канал $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ топологически и кинематически близкий к исследуемому, но со значительно большей статистикой. Кинематические спектры сигнальных $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ событий на данных получаются с помощью техники вычитания контрольных интервалов [50], применяемой после осуществления подгонки распределения инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов (см. Дополнение В)

Поскольку данные МК моделирования получены в разные года, значение собственного времени жизни $c\tau(\Lambda_b^0)$ заложенное в них отличается от значения мирового среднего [51]. Для того, чтобы данные МК моделирования находились в согласии с данными, к каждому событию применяется вес $\exp\left(c\tau \times \left(\frac{1}{c\tau_{Gen}} - \frac{1}{c\tau_{PDG}}\right)\right)$, где $c\tau_{PDG}$ — номинальное значение $c\tau$ для Λ_b^0 бариона [20], а $c\tau_{Gen}$ — значение, заложенное в модель для генерации данных МК моделирования. Распределение по $c\tau(\Lambda_b^0)$ в моделировании до и после применения весов представлено на Рис. 18.

В данных МК моделирования присутствует доля некорректно реконструированных событий, инвариантная масса Λ_b^0 кандидата в таком событии с относительно большой вероятностью может значительно отличаться от номинального значения. Для описания распределения инвариантной массы Λ_b^0 кандидата на данных МК моделирования к модели подгонки добавляется фоновая компонента, на которую приходится малая доля всех событий (см. Дополнение А). Для уменьшения эффекта от некорректно реконструированных событий вычисление эффективностей ведется в узком интервале по инвариантной массе Λ_b^0 кандидата: $M(\Lambda_b^0) \in [5593; 5637] \text{ МэВ}/c^2 (\pm 4\sigma)$. Для устранения остаточного эффекта отношение

эффективностей умножается на поправку $\frac{1 + (\frac{B}{S})_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-}}{1 + (\frac{B}{S})_{\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-}}$, где S и B — число сигнальных и фоновых событий в интервале $M(\Lambda_b^0) \in [5593; 5637]$ МэВ/с² после аппроксимации данных МК моделирования. Численно такой поправочный коэффициент равен 1.0063 ± 0.0012 .

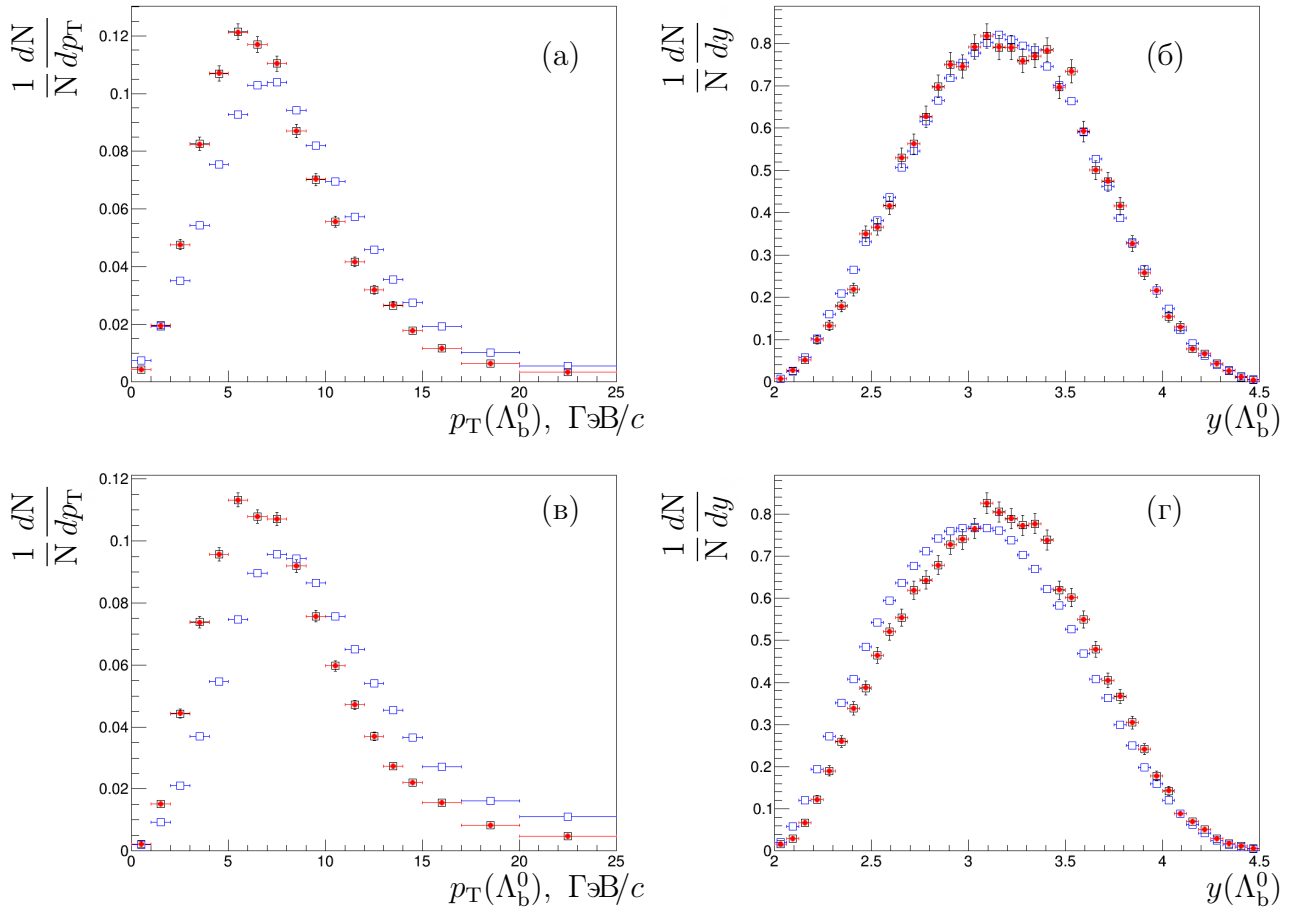


Рис. 17: Дифференциальное распределение по кинематике Λ_b^0 кандидатов в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$, полученное с помощью техники вычитания контрольных интервалов для данных (черные квадратные точки), для данных МК моделирования (синие квадратные точки) и данных МК моделирования перевзвешенных по кинематике Λ_b^0 бариона (красные круглые точки). Распределения представлены для данных Сеанса 1 по (а) поперечному импульсу p_T и (б) быстроте y и для данных Сеанса 2 по (в) поперечному импульсу p_T и (г) быстроте y .

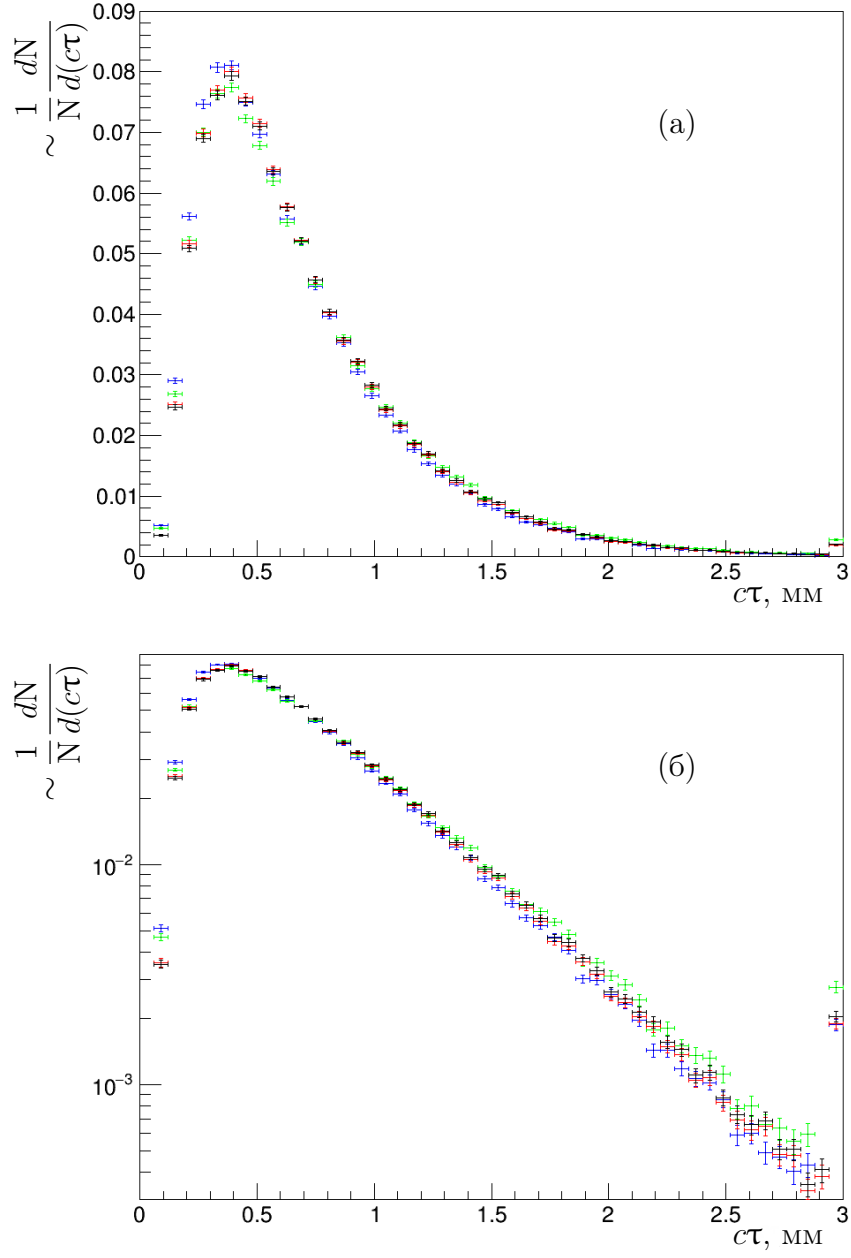


Рис. 18: Распределение собственного времени жизни $c\tau(\Lambda_b^0)$ для данных МК моделирования до применения весов по $c\tau$ для Сеанса 1 (синим) и Сеанса 2 (красным) и после применения весов по $c\tau$ для Сеанса 1 (зеленым) и Сеанса 2 (черным). Распределения представлены в (а) нормальной и (б) логарифмической осях.

Таблица 5: Эффективности геометрического акцептанса, полученные с использованием МК моделирования. Указаны статистические погрешности, отражающие количество событий в данных моделирования.

Год	Эффективность, %	
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$
2011	15.755 ± 0.061	15.806 ± 0.035
2012	16.537 ± 0.030	16.053 ± 0.035
2015	17.777 ± 0.044	17.074 ± 0.044
2016	17.721 ± 0.064	17.073 ± 0.063

4.1 Геометрическая эффективность детектора

Геометрическая эффективность возникает из-за того, что детектор LHCb предназначен для работы только в передней области ($2 < \eta < 5$) и все частицы, вылетающие в ином направлении, не могут быть зарегистрированы. Поскольку нет способа, получить информацию о незарегистрированных частицах, эффективность геометрического акцептанса установки LHCb измеряется с использованием математического моделирования методом Монте-Карло (МК), описанного в Главе 2.7. Исследуемый и нормировочный каналы имеют близкую топологию, поэтому ожидаются близкие значения геометрических эффективностей для этих двух распадов. Полученные значения приведены в Таблице 5.

4.2 Эффективность реконструкции и отбора событий

Эффективность реконструкции и отбора определяется при помощи математического моделирования методом Монте-Карло. Эффективность вычисляется как отношение взвешенной суммы событий после и до реконструкции и применения критериев отбора:

$$\varepsilon^{rec\&sel} = \frac{\sum_{after\ Rec\&Sel} w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{pT\&y(\Lambda_b^0)}}{\sum_{before\ Rec\&Sel} w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{pT\&y(\Lambda_b^0)}}. \quad (11)$$

Здесь применены все критерии отбора кроме условия на идентификацию заряженных адронов и срабатывание триггера. Полученные значения эффективности реконструкции и отбора указаны в Таблице 6.

4.3 Эффективность триггера

Триггерная система эксперимента LHCb имеет высокую эффективность отбора распадов b -адронов в конечное состояние, содержащее пару противоположно заряженных мюонов. Триггерная эффективность вычисляется на основе данных МК моде-

Таблица 6: Эффективности реконструкции и отбора, вычисленные с использованием МК моделирования. Указаны погрешности, отражающие количество событий в данных моделирования.

Год	Эффективность, %	
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$
2011	2.891 ± 0.012	4.031 ± 0.014
2012	2.662 ± 0.007	3.731 ± 0.009
2015	2.813 ± 0.010	3.787 ± 0.012
2016	2.907 ± 0.008	3.895 ± 0.010

Таблица 7: Эффективность триггера, полученная с использованием данных МК моделирования. Указаны погрешности, отражающие количество событий в данных моделирования.

Год	Эффективность, %	
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$
2011	85.76 ± 0.15	84.52 ± 0.13
2012	86.98 ± 0.09	85.17 ± 0.09
2015	82.82 ± 0.14	79.19 ± 0.14
2016	88.09 ± 0.10	85.91 ± 0.09

лирования по формуле:

$$\epsilon^{trig} = \frac{\sum_{Rec\&Sel\&Trig} w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{pT\&y(\Lambda_b^0)}}{\sum_{Rec\&Sel} w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{pT\&y(\Lambda_b^0)}}, \quad (12)$$

где в знаменателе и числителе берется взвешенная сумма по событиям до и после применения условия на срабатывание триггера. Полученные эффективности триггера представлены в Таблице 7. Эффективности в исследуемом и нормировочном каналах имеют близкие значения, что обусловлено близостью кинематики мюонов в этих распадах (см. Рис. 19). Разница в эффективности триггера между разными годами набора данных обусловлена тем, что условия срабатывания триггера отличаются между годами. Условия срабатывания триггера для каждого из годов подробно описаны в Главе 3.1.

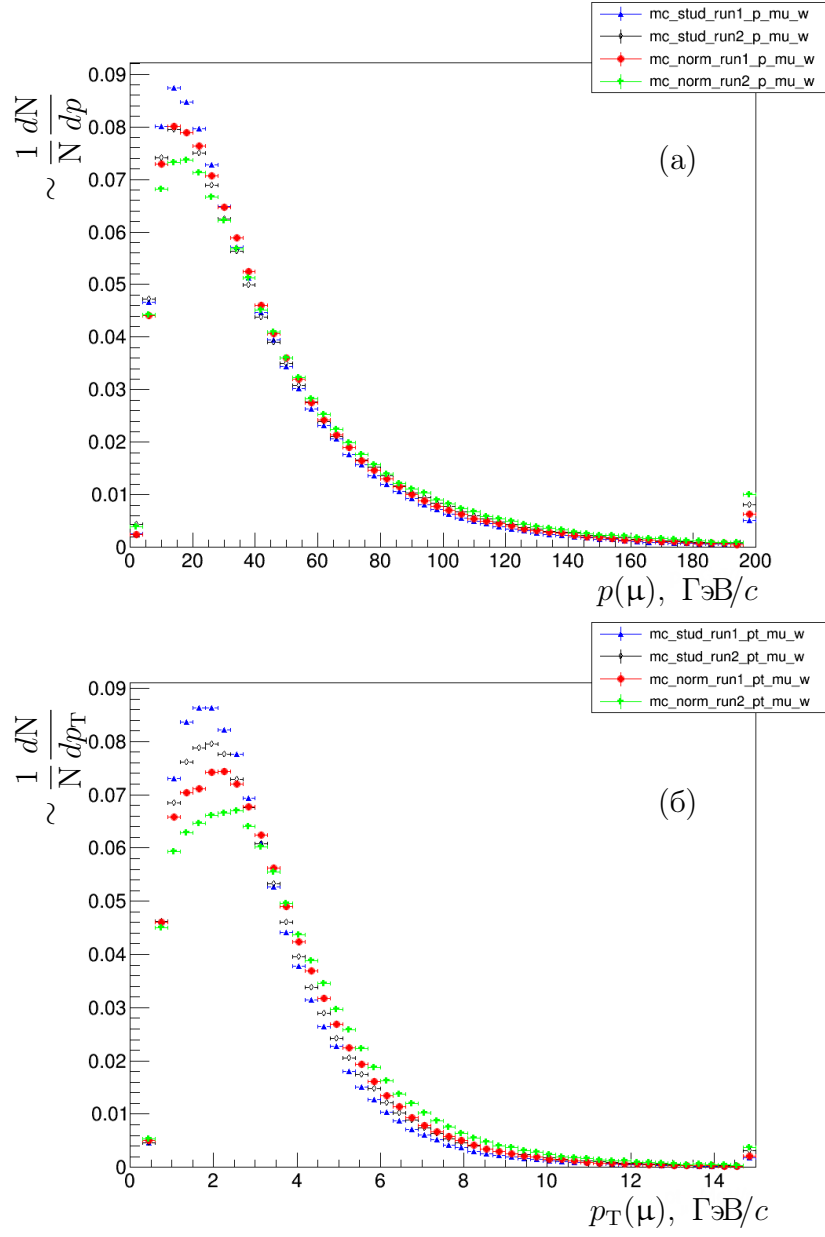


Рис. 19: Сравнение дифференциальных распределений по (а) импульсу p и (б) поперечному импульсу p_T мюона между разными каналами распада, полученное с использованием данных МК моделирования. Синими треугольниками и красными ромбами представлены распределения в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ для данных Сеанса 1 и Сеанса 2, красными точками и зелеными крестами представлены распределения в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ для данных Сеанса 1 и Сеанса 2.

Таблица 8: Эффективность идентификации заряженных адронов, полученная с использованием калибровочных данных. Указаны погрешности, отражающие количество событий в калибровочных данных.

Год	Эффективность, %	
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$
2011	45.74 ± 0.21	52.25 ± 0.19
2012	50.54 ± 0.14	55.85 ± 0.14
2015	62.88 ± 0.21	65.93 ± 0.20
2016	64.08 ± 0.16	67.18 ± 0.15

4.4 Эффективность идентификации адронов

Эффективность идентификации протонов, пионов и каонов определяется с использованием набора калибровочных данных. Для определения эффективности идентификации пионов и каонов используются распады $D^{*+} \rightarrow D^0(\rightarrow K^+\pi^-)\pi^+$, $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ и $D_s^+ \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)\pi^+$. Для определения эффективности идентификации протонов используются распады $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ и $\Lambda_c^+ \rightarrow pK^+\pi^-$. Использование нескольких распадов необходимо для получения калибровочных данных в разных кинематических областях. Эффективность идентификации адрона получается в виде гистограммы от кинематических параметров (импульса p и псевдобыстроты η) и множественности в событии (N_{tr}). На Рис. 20 приведен пример эффективности идентификации пиона как функции импульса p и псевдобыстроты η в четырех бинах по множественности. Полная эффективность идентификации вычисляется по формуле

$$\varepsilon^{hID} = \frac{\sum_{Rec\&Sel\&Trig} \varepsilon(p_p; \eta_p; N_{tr}) \times \varepsilon(p_h; \eta_h; N_{tr}) \times w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{pT\&y(\Lambda_b^0)}}{\sum_{Rec\&Sel\&Trig} w_{c\tau(\Lambda_b^0)} \times w_{pT\&y(\Lambda_b^0)}}, \quad (13)$$

где $\varepsilon(p; \eta; N_{tr})$ отвечает эффективности идентификации p (протона) и h (пиона для исследуемого и каона для нормировочного каналов). Суммирование ведется по всем реконструированным событиям данных МК моделирования, прошедшим триггер и условия отбора, кроме условий на идентификацию адронов. Значения эффективности идентификации представлены в Таблице 8.

4.5 Определение отношения полных эффективностей

Полные эффективности, вычисленные по формуле 10 с использованием результатов, полученных в Главах 4.1-4.4 представлены в Таблице 9. Необходимо учесть, что в каждом из годов набора данных количество событий пропорционально произведению интегральной светимости за этот год на сечение рождения $b\bar{b}$ -пар в pp -столкновениях при заданной энергии. Для этого значение эффективности для Сеанса 1, Сеанса 2 и

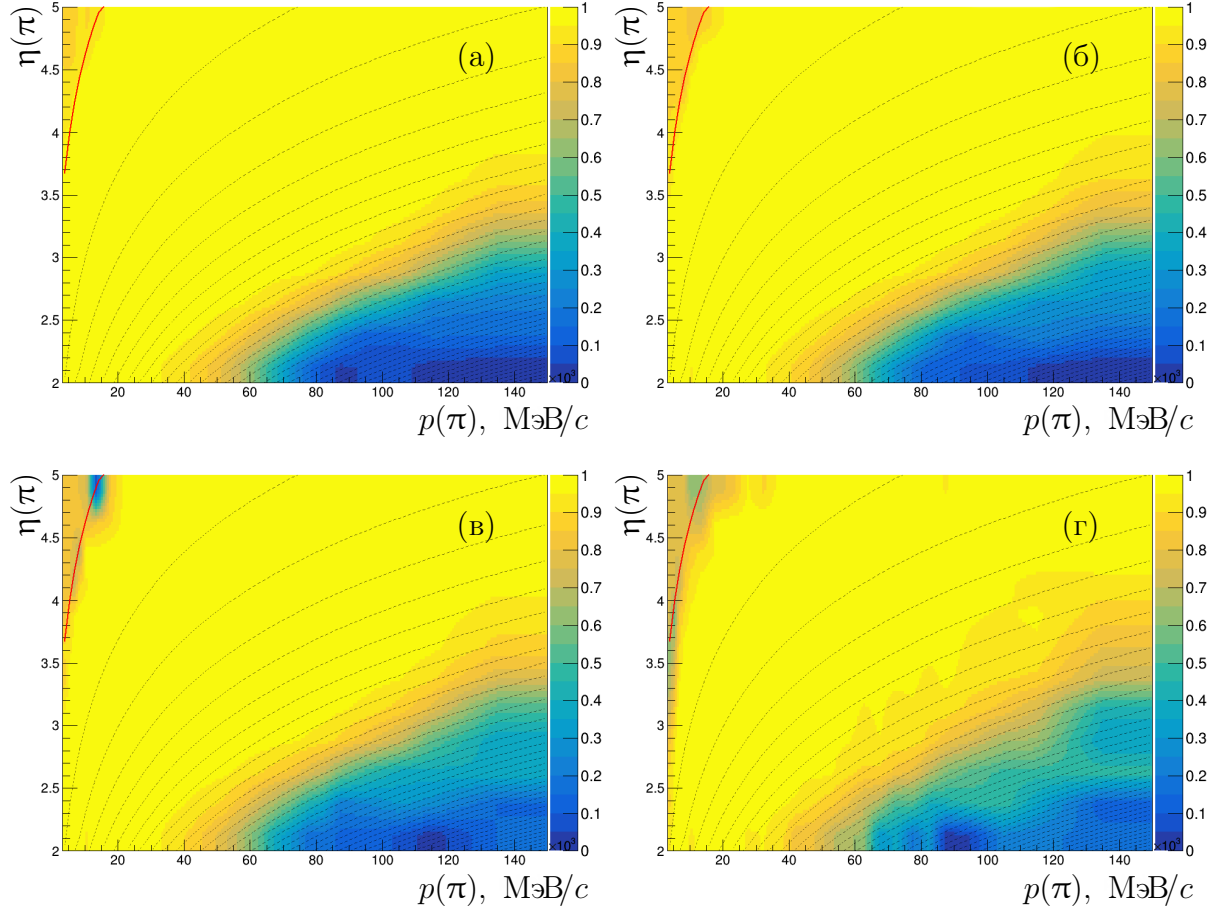


Рис. 20: Эффективность идентификации пиона, как функция импульса p и псевдобыстроты η в четырех бинах по множественности в событии: (а) $0 < N_{tr} < 150$, (б) $150 < N_{tr} < 250$, (в) $250 < N_{tr} < 400$ и (г) $400 < N_{tr} < 1000$. Серый пунктир соответствует целочисленным значениям $p_T(\pi)$, ГэВ/с начиная с 1 (слева направо). Красная линия соответствует $p_T(\pi) = 0.2$ ГэВ/с (значение из условий отбора).

Сеансов 1&2 случаев вычисляется как взвешенное среднее:

$$\begin{aligned}
 \varepsilon_{\text{Сеанс 1}} &= \frac{w_{2011}\varepsilon_{2011} + w_{2012}\varepsilon_{2012}}{w_{2011} + w_{2012}}, \\
 \varepsilon_{\text{Сеанс 2}} &= \frac{w_{2015}\varepsilon_{2015} + w_{2016}\varepsilon_{2016}}{w_{2015} + w_{2016}}, \\
 \varepsilon_{\text{Сеансы 1\&2}} &= \frac{w_{2011}\varepsilon_{2011} + w_{2012}\varepsilon_{2012} + w_{2015}\varepsilon_{2015} + w_{2016}\varepsilon_{2016}}{w_{2011} + w_{2012} + w_{2015} + w_{2016}},
 \end{aligned} \tag{14}$$

где веса w удовлетворяют отношению $w_{2011} : w_{2012} : w_{2015} : w_{2016} = \sigma_{2011}\mathcal{L}_{2011} : \sigma_{2012}\mathcal{L}_{2012} : \sigma_{2015}\mathcal{L}_{2015} : \sigma_{2016}\mathcal{L}_{2016}$. Детальный вывод этой формулы приведен в Дополнении С. Используемые значения интегральной светимости ($\mathcal{L}$) указаны в

Таблица 9: Полные эффективности вычисленные для исследуемого и нормировочного каналов. Указаны погрешности, отражающие количество событий в данных моделирования.

Год	Эффективность, 10^{-4}	
	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$
2011	18.19 ± 0.14	29.00 ± 0.17
2012	19.74 ± 0.09	29.39 ± 0.13
2015	25.47 ± 0.15	32.96 ± 0.18
2016	28.70 ± 0.15	37.82 ± 0.19
Сеанс 1	19.27 ± 0.07	29.27 ± 0.10
Сеанс 2	28.22 ± 0.13	37.10 ± 0.17
Сеансы 1&2	24.13 ± 0.08	33.52 ± 0.10

Главе 3.1, а значения сечения $pp \rightarrow b\bar{b}$ (σ): 49.1, 55.2 и 97.0 мкб взяты из работ [52] (2011), [53](2012) и [54] (Сеанс 2) соответственно.

Отношения полных эффективностей составляют:

$$\begin{aligned}
 \left. \frac{\varepsilon_{\psi(2S)pK^-}}{\varepsilon_{\psi(2S)p\pi^-}} \right|_{\text{Сеанс 1}} &= 0.6625 \pm 0.0034, \\
 \left. \frac{\varepsilon_{\psi(2S)pK^-}}{\varepsilon_{\psi(2S)p\pi^-}} \right|_{\text{Сеанс 2}} &= 0.7654 \pm 0.0051, \\
 \left. \frac{\varepsilon_{\psi(2S)pK^-}}{\varepsilon_{\psi(2S)p\pi^-}} \right|_{\text{Сеансы 1\&2}} &= 0.7244 \pm 0.0033.
 \end{aligned} \tag{15}$$

Таблица 10: Относительные систематические погрешности (в %) для отношения парциальных ширин. Полная погрешность вычислена как сумма квадратов вкладов от каждого из источников. Алгоритм получения комбинированного значения погрешности для случая Сеансов 1&2 описан в Главе 5.6.

Источник	Сеанс 1	Сеанс 2	корреляция между Сеансом 1 и Сеансом 2	Сеансы 1&2
Модель аппроксимации	0.5	0.7	–	0.7
Перевзвешивание моделирования:				
по кинематике Λ_b^0	менее 0.02			
резонансы в $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)\rho K^-$	1.3	1.3	1	1.3
перевзвешивание по $c\tau_{\Lambda_b^0}$	менее 0.02			
Идентификация адронов	0.4	0.1	0	0.2
Согласие данных и МК	1.0	1.0	1	1.0
Триггер	1.1	1.1	1	1.1
Количество событий МК	0.5	0.7	–	0.5
Полная погрешность	2.1	2.2	–	2.2

5 Систематические погрешности

Благодаря тому, что продукты распадов в исследуемом и нормировочном каналах имеют близкую топологию и кинематику, большинство систематических погрешностей сокращаются при вычислении отношения парциальных ширин. Например, сокращаются систематические погрешности, связанные с идентификацией мюонов и реконструкцией $\psi(2S)$ мезона.

В данной главе приведено описание различных источников систематических погрешностей измерения отношения парциальных ширин. Вклад каждого из источников определяется для данных Сеанса 1 и Сеанса 2 по отдельности, затем эти значения комбинируются для данных Сеансов 1&2, как описано в Главе 5.6. Для погрешностей, связанных с выбором функции подгонки и с ограниченным количеством событий в МК моделировании, значения вычисляются напрямую для данных Сеансов 1&2. Вклады от каждого из обсуждаемых источников систематической погрешности представлены в Таблице 10.

Погрешность, связанная с конечным количеством событий в МК моделировании, получается из значения отношения полных эффективностей. В качестве соответствующей относительной систематической погрешности берется отношение ошибки к самой величине отношения полных эффективностей. Относительное значение погрешности составляет 0.5% для Сеанса 1, 0.6% для Сеанса 2 и 0.5% для Сеансов 1&2.

5.1 Модель аппроксимации

Важная погрешность, связанная с выбором функции для аппроксимации распределения, вычисляется при помощи альтернативных моделей описания распределения инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов. Для оценки такой погрешности испробованы несколько альтернативных моделей. Для описания сигнальной компоненты применя-

ются функции Аполониос и Стюдента [55], для описания фоновой компоненты также применяется убывающий многочлен второй степени. Количество событий в исследуемом и нормировочном каналах относительно невелико, поэтому аппроксимации с альтернативными моделями проводится для распределений инвариантной массы Λ_b^0 бариона, которая разыгрывается случайным образом для каналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ на основании модели, полученной в результате аппроксимации данных. В качестве систематической погрешности берется максимальное отклонение отношения количества сигнальных событий для исследуемого и нормировочного каналов от значения, полученного с использованием основной модели. Максимальное относительное отклонение составляет 0.5% для Сеанса 1, 0.7% для Сеанса 2 и 0.7% для Сеансов 1&2.

5.2 Перевзвешивание математического моделирования методом Монте-Карло

Систематическая погрешность, связанная с перевзвешиванием МК моделирования, имеет три источника. Это погрешности в распределениях по кинематике Λ_b^0 бариона, погрешность номинального значения собственного времени жизни $\sigma\tau(\Lambda_b^0)$ и резонансная структура в нормировочном канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Для оценки первых двух источников варьируются веса, применяемые к МК моделированию, в рамках погрешностей и вычисляются новое значение отношения эффективностей. В качестве систематической погрешности берется квадратный корень из среднего квадратичного отклонения для распределения таких варьированных значений отношения эффективностей. Относительная погрешность не превышает 0.02%, поэтому вкладом от этих источников можно пренебречь.

В канале $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ присутствует резонансная структура, которая не учитывается в МК моделировании. Для оценки этого эффекта применяется перевзвешивание по кинематике продуктов распада, которое позволяет улучшить соответствие данных и МК моделирования. В качестве систематической погрешности берется разница между отношениями эффективностей с использованием перевзвешивания по кинематике продуктов распада $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ и без него. Относительное значение составляет 1.3% для Сеанса 1 и для Сеанса 2.

5.3 Идентификация адронов

Из-за ограниченного количества калибровочных данных значение эффективности идентификации имеет неопределенность. Для оценки этого эффекта получают гistogramмы эффективности идентификации каждого из адронов (см. Главу 4.4) с варьированными в рамках погрешности значениями эффективности в каждом бине. Далее с использованием таких варьированных гistogramм эффективности вычисляются отношения эффективностей идентификации для нормировочного и исследуемого каналов. В качестве систематической погрешности берется квадратный корень из среднего квадратичного отклонения для распределения таких варьированных

значение отношения эффективностей. Относительная погрешность составляет 0.5% для Сеанса 1, 0.7% для Сеанса 2.

5.4 Учет триггера

Значения систематической погрешности триггера получено путем сравнения эффективности триггера на экспериментальных данных и данных математического моделирования для каналов $B^+ \rightarrow J/\psi K^+$ и $B^+ \rightarrow \psi(2S)K^+$, которые имеют похожую кинематику распада и одинаковые триггерные условия во время набора статистики. Относительная систематическая погрешность триггера составляет 1.1% [56].

5.5 Согласие данных и математического моделирования методом Монте-Карло

Важным источником систематической неопределенности является возможное различие в описании спектров в данных и в математическом моделировании методом Монте-Карло. Такой источник погрешности проверяется варьированием критериев отбора событий. Количество событий в исследуемом и нормировочном каналах на данных относительно не велико. Поэтому распад $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ близкий по топологии и кинематике, но с заметно большей статистикой, используется для исследования согласия данных и МК моделирования (отдельно от триггера, идентификации адронов и перевзвешивания МК моделирования). Для этого детально изучаются дифференциальные распределения по переменным $\chi_{DTF}^2/\text{ndf}(\Lambda_b^0)$, $\sigma\tau(\Lambda_b^0)$, $\min(\chi_{IP}^2)$, $p_T(K)$ и $p_T(p)$, из этих распределений получают распределения эффективностей ограничений на каждый из параметров как для данных, так и для МК моделирования. Небольшая вариация ограничения на каждую из переменных (порядка 10%) приводит к расхождению эффективности на данных и МК моделировании не превышающему 1%. Это значение и берется за систематическую погрешность, связанную с несогласием данных и МК моделирования.

5.6 Вычисление полных систематических погрешностей

Систематические погрешности, связанные с перевзвешиванием МК моделирования, с согласием данных и МК моделирования и с триггером считаются 100% коррелированными между Сеансом 1 и Сеансом 2. Поэтому для случая Сеансов 1&2 такие погрешности усредняются с весами $w_{\text{Сеанс 1}}$ и $w_{\text{Сеанс 2}}$, которые удовлетворяют условиям $w_{\text{Сеанс 1}} : w_{\text{Сеанс 2}} = (\sigma_{2011}\mathcal{L}_{2011} + \sigma_{2012}\mathcal{L}_{2012}) : (\sigma_{2015}\mathcal{L}_{2015} + \sigma_{2016}\mathcal{L}_{2016})$ и $w_{\text{Сеанс 1}} + w_{\text{Сеанс 2}} = 1$:

$$\sigma_{\text{Сеансы 1\&2}} = w_{\text{Сеанс 1}}\sigma_{\text{Сеанс 1}} + w_{\text{Сеанс 2}}\sigma_{\text{Сеанс 2}}. \quad (16)$$

Систематическая погрешность, связанная с идентификацией адронов считается полностью некоррелированной между Сеансом 1 и Сеансом 2. Поэтому для случая

Сеансов 1&2 такие погрешности складываются в квадратах с использованием таких же весов $w_{\text{Сеанс } 1}$ и $w_{\text{Сеанс } 2}$:

$$\sigma_{\text{Сеанс } 1\&2} = \sqrt{w_{\text{Сеанс } 1}^2 \sigma_{\text{Сеанс } 1}^2 + w_{\text{Сеанс } 2}^2 \sigma_{\text{Сеанс } 2}^2}. \quad (17)$$

6 Результаты

Используя данные, набранные экспериментом LHCb в протон-протонных столкновениях в 2011 и 2012 годах при энергиях $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ и суммарной светимости 1 и 2 fb^{-1} соответственно и в 2015 и 2016 годах при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и суммарной светимости 1.9 fb^{-1} , впервые был обнаружен распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и измерено отношение парциальных ширин распадов:

$$\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)} = (10.87 \pm 1.23(\text{stat}) \pm 0.24(\text{syst})) \times 10^{-2}, \quad (18)$$

где первая ошибка — статистическая, вторая — систематическая.

В данной работе впервые экспериментально измерено отношение парциальной ширины $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ по отношению к $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Численно значение совпадает в пределах ошибок как с теоретическим предсказанием $(11.0 \pm 0.6) \times 10^{-2}$, полученным в пренебрежении форм-факторами, так и с ожидаемым значением $(12.9 \pm 0.8) \times 10^{-2}$, полученным методом, частично основанном на экспериментальных данных.

7 Заключение

Результаты, представленные в данной работе, основаны на анализе данных, набранных экспериментом LHCb в протон-протонных столкновениях с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} = 7, 8$ и 13 ТэВ и суммарной светимости $1.0, 2.0$ и 1.9 фб $^{-1}$ соответственно. Получены следующие результаты:

1. Впервые обнаружен распад $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$.
2. Разработан алгоритм и методика восстановления распадов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ с использованием распада $\psi(2S) \rightarrow \mu^+\mu^-$.
3. Измерено отношение парциальных шириин распадов $\frac{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-)}{\mathcal{B}(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-)}$.

Благодарности

Я искренне хочу поблагодарить коллег, которые прямо или косвенно помогали мне в выполнении данной работы.

В первую очередь хочу выразить глубокую признательность своему научному руководителю Егорычеву Виктору Юрьевичу за постановку интересной задачи, активное руководство, создание рабочей атмосферы и постоянное внимание к моей работе.

Я также искренне благодарен Беляеву Ивану Михайловичу и Полякову Ивану Олеговичу за неоценимую помощь, многочисленные советы и обсуждения, без которых было бы невозможно выполнение данной работы.

Я очень признателен своим коллегам из НИЦ КИ-ИТЭФ Дмитрию Голубкову, Дарье Савриной, Екатерине Говорковой и Дмитрию Перейма за многочисленные полезные обсуждения и критические замечания.

Мне хотелось бы поблагодарить руководителей кафедры «Теоретической астрофизики и квантовой теории поля» М. В. Захарова и В. П. Утробина за создание благоприятной учебной атмосферы.

Я также хотел бы выразить благодарность М. В. Данилову и Т. В. Углову за создание благоприятной учебной атмосферы на кафедре «Физика фундаментальных взаимодействий и элементарных частиц».

Список литературы

- [1] S. W. Herb *et al.*, *Observation of a Dimuon Resonance at 9.5-GeV in 400-GeV Proton-Nucleus Collisions*, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252.
- [2] ARGUS collaboration, H. Albrecht *et al.*, *Reconstruction of B Mesons*, Phys. Lett. **B185** (1987) 218.
- [3] CLEO collaboration, C. Bebek *et al.*, *Exclusive Decays and Masses of the B Mesons*, Phys. Rev. **D36** (1987) 1289.
- [4] M. Kobayashi and T. Maskawa, *CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction*, Prog. Theor. Phys. **49** (1973) 652.
- [5] ARGUS collaboration, H. Albrecht *et al.*, *Observation of B^0 - $\bar{B}^0$ Mixing*, Phys. Lett. **B192** (1987) 245, [,51(1987)].
- [6] CLEO collaboration, R. V. Kowalewski, *Status of B^0 anti- B^0 oscillations*, 4th Meeting of the Division of Particles and Fields of the APS (1988) 287.
- [7] M. Neubert, *Heavy quark symmetry*, Phys. Rept. **245** (1994) 259, [arXiv:hep-ph/9306320](#).
- [8] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Observation of J/ψ p resonances consistent with pentaquark states in $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ decays*, Phys. Rev. Lett. **115** (2015) 072001, [arXiv:1507.03414](#).
- [9] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Evidence for exotic hadron contributions to $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ decays*, Phys. Rev. Lett. **117** (2016) 082003, [arXiv:1606.06999](#).
- [10] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Observation of $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S) p K^-$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^- p K^-$ decays and a measurement of the Λ_b^0 baryon mass*, JHEP **05** (2016) 132, [arXiv:1603.06961](#).
- [11] M. Basile *et al.*, *Evidence for a New Particle With Naked 'Beauty' and for Its Associated Production in High-energy (pp) Interactions*, Lett. Nuovo Cim. **31** (1981) 97.
- [12] UA1 collaboration, C. Albajar *et al.*, *First observation of the beauty baryon Λ_b in the decay channel $\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda$ at the CERN proton-antiproton collider*, Phys. Lett. **B273** (1991) 540, [,249(1992)].
- [13] CDF collaboration, A. Abulencia *et al.*, *Measurement of $\sigma(\Lambda_b^0)/\sigma(\bar{B}^0) \times \text{BR}(\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-)/\text{BR}(\bar{B}^0 \rightarrow D^+ \pi^-)$ in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96\text{-TeV}$* , Phys. Rev. Lett. **98** (2007) 122002, [arXiv:hep-ex/0601003](#).

- [14] D0 collaboration, V. M. Abazov *et al.*, *Measurement of the production fraction times branching fraction $f(b \rightarrow \Lambda_b) \cdot \mathcal{B}(\Lambda_b \rightarrow J/\psi \Lambda)$* , Phys. Rev. **D84** (2011) 031102, [arXiv:1105.0690](#).
- [15] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Study of beauty baryon decays to $D^0 p h^-$ and $\Lambda_c^+ h^-$ final states*, Phys. Rev. **D89** (2014) 032001, [arXiv:1311.4823](#).
- [16] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Observation of the suppressed decay $\Lambda_b^0 \rightarrow p \pi^- \mu^+ \mu^-$* , JHEP **04** (2017) 029, [arXiv:1701.08705](#).
- [17] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Study of the productions of Λ_b^0 and $\bar{B}^0$ hadrons in pp collisions and first measurement of the $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ branching fraction*, Chin. Phys. C **40** (2016) 011001, [arXiv:1509.00292](#).
- [18] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Observation of the $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ decay*, JHEP **07** (2014) 103, [arXiv:1406.0755](#).
- [19] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Observation of the decays $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c1} p K^-$ and $\Lambda_b^0 \rightarrow \chi_{c2} p K^-$* , Phys. Rev. Lett. **119** (2017) 062001, [arXiv:1704.07900](#), submitted to Phys. Rev. Lett.
- [20] Particle Data Group, C. Patrignani *et al.*, *Review of particle physics*, Chin. Phys. **C40** (2016) 100001.
- [21] L. Evans and P. Bryant, *LHC machine*, JINST **3** (2008) S08001.
- [22] LHCb collaboration, A. A. Alves Jr. *et al.*, *The LHCb detector at the LHC*, JINST **3** (2008) S08005.
- [23] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, *PYTHIA 6.4 physics and manual*, JHEP **05** (2006) 026, [arXiv:hep-ph/0603175](#).
- [24] LHCb collaboration, *LHCb VELO (VERTex LOcator): Technical Design Report.*, LHCb-TDR-5.
- [25] T. Latham, *Performance of the LHCb vector detector*, LHCb-PROC-2012-054.
- [26] LHCb collaboration, *LHCb magnet: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-1.
- [27] LHCb collaboration, *LHCb inner tracker: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-8.
- [28] LHCb collaboration, *LHCb Outer Tracker: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-6.
- [29] LHCb collaboration, *LHCb RICH: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-3.
- [30] P. Cherenkov, *Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light*, Phys. Rev. **52** (1937) 378.

- [31] LHCb RICH group, M. Adinolfi *et al.*, *Performance of the LHCb RICH detector at the LHC*, Eur. Phys. J. **C73** (2013) 2431.
- [32] LHCb collaboration, *LHCb calorimeters: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-2.
- [33] LHCb collaboration, S. N. Filippov *et al.*, *Design and construction of the lhcb scintillator pad/preshower detector*, LHCb-2000-042.
- [34] I. Machikhiliyan, *The lhcb electromagnetic calorimeter*, J. Phys. : Conf. Ser. **160** (2009) 012047.
- [35] Y. Guz, *The lhcb electromagnetic calorimeter*, J. Phys. : Conf. Ser. **160** (2009) 012054.
- [36] LHCb collaboration, *LHCb muon system: Technical Design Report.*, LHCb-TDR-4.
- [37] LHCb collaboration, A. A. Alves Jr *et al.*, *Performance of the lhcb muon system*, J. Instrum. **8** (2012) P02022.
- [38] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *The LHCb trigger and its performance in 2011*, JINST **8** (2013) P04022, [arXiv:1211.3055](#).
- [39] V. V. Gligorov, C. Thomas, and M. Williams, *The HLT inclusive B triggers*, LHCb-PUB-2011-016.
- [40] T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Skands, *A brief introduction to PYTHIA 8.1*, Comput. Phys. Commun. **178** (2008) 852, [arXiv:0710.3820](#).
- [41] D. J. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Meth. **A462** (2001) 152.
- [42] P. Golonka and Z. Was, *PHOTOS Monte Carlo: a precision tool for QED corrections in Z and W decays*, Eur. Phys. J. **C45** (2006) 97, [arXiv:hep-ph/0506026](#).
- [43] GEANT4 collaboration, S. Agostinelli *et al.*, *GEANT4: A simulation toolkit*, Nucl. Instrum. Meth. **A506** (2003) 250.
- [44] D. J. Lange, *The EvtGen particle decay simulation package*, Nucl. Instrum. Meth. **A462** (2001) 152.
- [45] LHCb collaboration, M. Needham, *Clone track identification using the Kullback-Liebler Distance*, CERN-LHCb-2008-002.
- [46] W. D. Hulsbergen, *Decay chain fitting with Kalman filter*, Nucl. Instrum. Meth. **A552** (2005) 566, [arXiv:physics/0503191v1](#).
- [47] Particle Data Group, J. Beringer *et al.*, *Review of particle physics*, Phys. Rev. **D86** (2012) 010001.

- [48] ATLAS collaboration, G. Aad *et al.*, *Measurement of the branching ratio $\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)\Lambda^0)/\Gamma(\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda^0)$ with the ATLAS detector*, Phys. Lett. **B751** (2015) 63, [arXiv:1507.08202](#).
- [49] S. Das, *A simple alternative to the Crystal Ball function*, [arXiv:1603.08591](#).
- [50] M. Pivk and F. R. Le Diberder, *sPlot: a statistical tool to unfold data distributions*, Nucl. Instrum. Meth. **A 555** (2005) 356, [arXiv:physics/0402083v3](#).
- [51] Particle Data Group, C. Patrignani *et al.*, *Review of particle physics*, Chin. Phys. **C40** (2016) 100001, and 2017 update.
- [52] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Measurement of J/ψ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV*, Eur. Phys. J. **C71** (2011) 1645, [arXiv:1103.0423](#).
- [53] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Production of J/ψ and Υ mesons in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV*, JHEP **06** (2013) 064, [arXiv:1304.6977](#).
- [54] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Measurement of forward J/ψ production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV*, JHEP **10** (2015) 172, Erratum *ibid.* **05** (2017) 063, [arXiv:1509.00771](#).
- [55] D. Martínez Santos and F. Dupertuis, *Mass distributions marginalized over per-event errors*, Nucl. Instrum. Meth. **A764** (2014) 150, [arXiv:1312.5000](#).
- [56] LHCb collaboration, R. Aaij *et al.*, *Measurement of relative branching fractions of B decays to $\psi(2S)$ and J/ψ mesons*, Eur. Phys. J. **C72** (2012) 2118, [arXiv:1205.0918](#).

Дополнение

А Математическое моделирование методом Монте-Карло

Для уточнения формы распределения сигнала использовались данные математического моделирования методом Монте-Карло для каждого из двух каналов $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ и $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$. Распределение инвариантной массы $m_{\Lambda_b^0}$ для данных моделирования аппроксимировалось методом максимального правдоподобия, не зависящим от разбиения на бины. Сигнальная компонента аппроксимировалась модифицированной функцией Гаусса, в качестве фоновой компоненты использовался многочлен первой степени умноженный на экспоненту. На Рис. 21 и 22 представлено распределение инвариантной массы $m_{\Lambda_b^0}$ для данных моделирования в исследуемом и нормировочном каналах соответственно. Результаты аппроксимации приведены в Таблице 11.

В Распад $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$

Распределение инвариантной массы отобранных $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi pK^-$ кандидатов аппроксимировано методом, описанным в Главе 3.2. Параметры модифицированной функции Гаусса $\alpha_L, n_L, \alpha_R, n_R$ фиксированы к значениям, полученным при аппроксимации данных математического моделирования методом Монте-Карло для канала $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ см. Дополнение А). Распределения и аппроксимации инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов представлены на Рис. 23 для данных (а) Сеанса 1, (б) Сеанса 2 и (в) объединенного набора данных Сеансов 1&2. Результаты аппроксимации приведены в Таблице 12.

Таблица 11: Параметры аппроксимации распределений инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов для данных моделирования в исследуемом и нормировочном каналах методом максимального правдоподобия, не зависящим от разбиения на бины. Указаны только статистические ошибки, отражающие число смоделированных событий.

Параметр	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$	$\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$
N_{sig}	61488 ± 126	81824 ± 152
$M, \text{ МэВ}/c^2$	5619.73 ± 0.01	5619.99 ± 0.01
$\sigma, \text{ МэВ}/c^2$	3.44 ± 0.02	4.75 ± 0.01
α_L	1.618 ± 0.044	1.564 ± 0.024
α_R	1.417 ± 0.024	1.450 ± 0.010
n_L	5.87 ± 0.95	4.44 ± 0.43
n_R	12.9 ± 1.3	25.6 ± 1.6

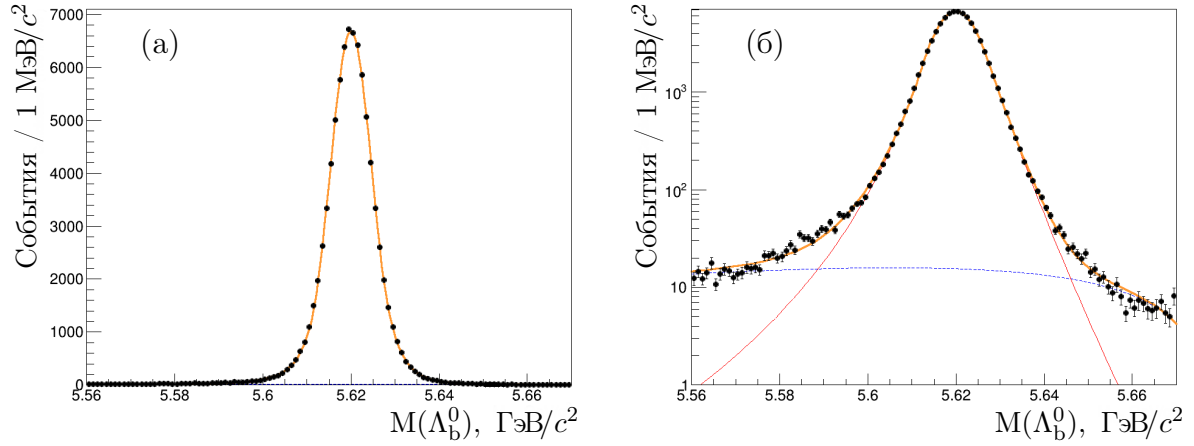


Рис. 21: Распределение инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов для данных моделирования в $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)p\pi^-$ канале в (а) нормальной и (б) логарифмической осях. Тонкая красная линия представляет сигнальную компоненту, синий пунктир — фоновую компоненту и жирная оранжевая линия — суммарную функцию аппроксимации.

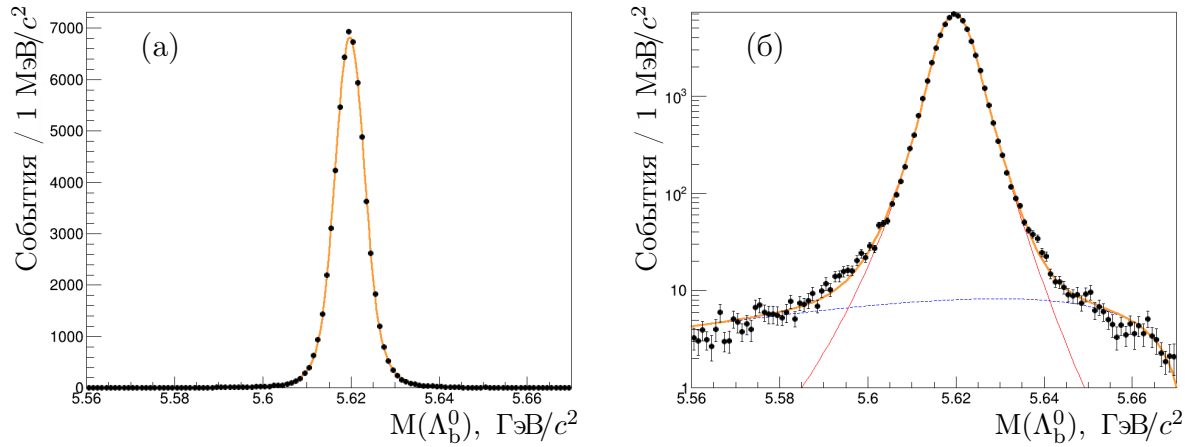


Рис. 22: Распределение инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов для данных моделирования в $\Lambda_b^0 \rightarrow \psi(2S)pK^-$ канале в (а) нормальной и (б) логарифмической осях. Тонкая красная линия представляет сигнальную компоненту, синий пунктир — фоновую компоненту и жирная оранжевая линия — суммарную функцию аппроксимации.

С Веса для усреднения эффективностей

Эффективность ε — это отношение числа наблюдаемых событий ($N^{observed}$) к полному числу сигнальных событий:

$$\varepsilon = \frac{N^{observed}}{\sigma \mathcal{LB}}, \quad (19)$$

Таблица 12: Результаты аппроксимации распределения инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ для данных Сеанса 1 и Сеанса 2 по отдельности и объединенного набора данных Сеансов 1&2. Указана только статистическая погрешность.

Параметр	Сеанс 1	Сеанс 2	Сеансы 1&2
N_{sig}	25654 ± 197	32297 ± 228	57978 ± 290
$M, \text{ МэВ}/c^2$	5619.58 ± 0.05	5619.68 ± 0.04	5619.65 ± 0.03
$\sigma, \text{ МэВ}/c^2$	6.17 ± 0.05	6.11 ± 0.05	6.14 ± 0.03

где σ — сечение $pp \rightarrow b\bar{b}$, $\mathcal{L}$ — интегральная светимость, а $\mathcal{B}$ — парциальная ширина распада. Таким образом, число наблюдаемых событий за несколько лет набора данных ($N_{total}^{observed}$) может быть записано, как

$$N_{total}^{observed} = \sum_{i \in years} N_i^{observed} = \mathcal{B} \sum_{i \in years} \sigma_i \mathcal{L}_i \varepsilon_i. \quad (20)$$

Среднее значение эффективности (ε^{avg}) получается из выражения

$$N_{total}^{observed} = \mathcal{B} \left(\sum_{i \in years} \sigma_i \mathcal{L}_i \right) \varepsilon^{avg} \quad (21)$$

тогда выражение для ε^{avg} принимает вид

$$\varepsilon^{avg} = \frac{\sum_{i \in years} \sigma_i \mathcal{L}_i \varepsilon_i}{\sum_{i \in years} \sigma_i \mathcal{L}_i} = \frac{\sum_{i \in years} w_i \varepsilon_i}{\sum_{i \in years} w_i}. \quad (22)$$

Данное выражение используется в формулах 14, где веса w_i пропорциональны $\sigma_i \mathcal{L}_i$.

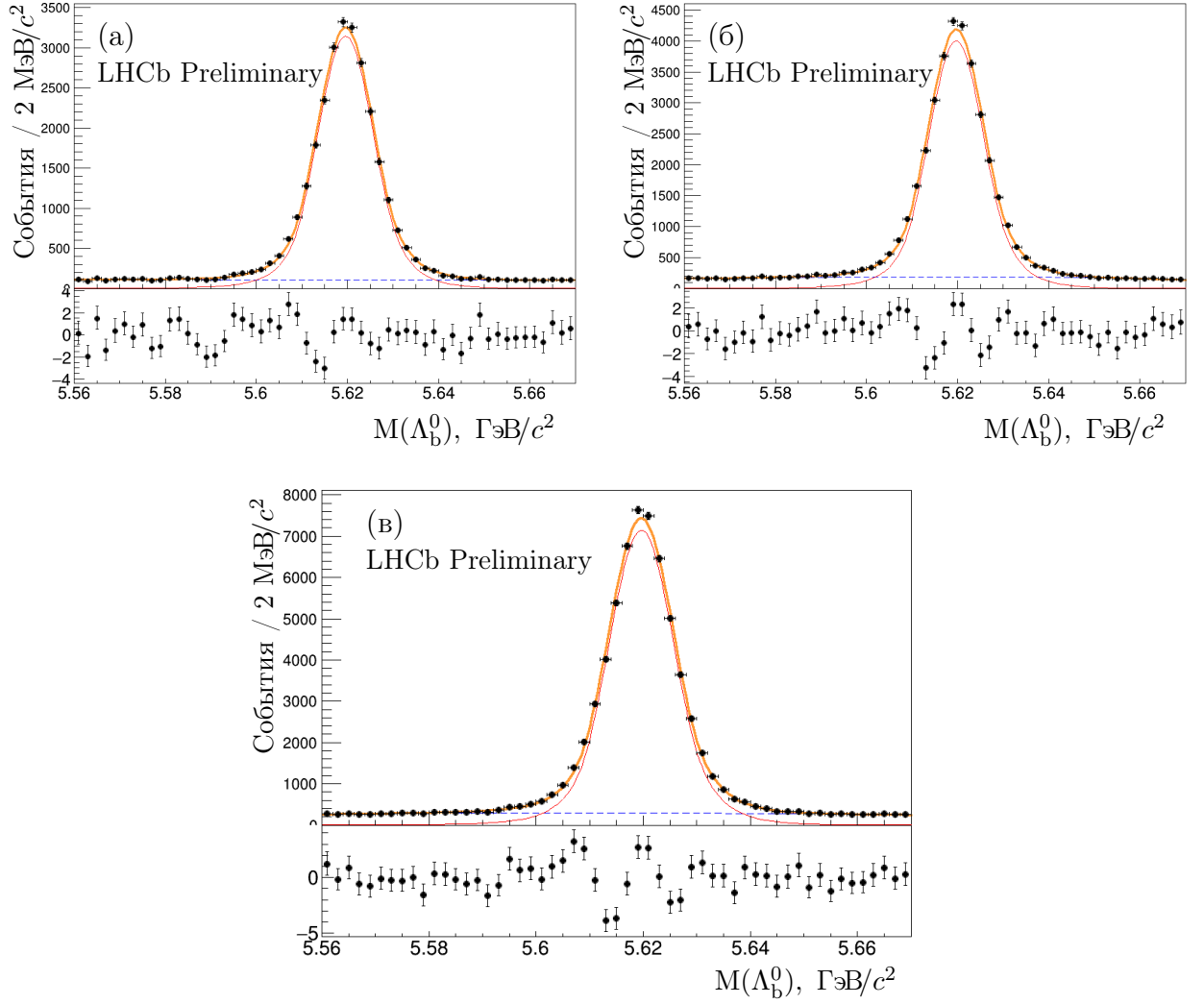


Рис. 23: Распределения инвариантной массы Λ_b^0 кандидатов в канале $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ для данных (а) Сеанса 1 и (б) Сеанса 2 по отдельности и (в) объединенного набора данных Сеансов 1&2. Тонкая красная линия представляет сигнальную компоненту, синий пунктир — фоновую компоненту и жирная оранжевая линия — суммарную функцию аппроксимации.