

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего образования

**“МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ
ИНСТИТУТ (Государственный Университет)”**

Физтех-школа Фундаментальной и Прикладной Физики

Кафедра Физики Высоких Энергий

Направление подготовки: 03.03.01 Прикладные математика и физика

Направленность (профиль) подготовки: Физика Микромра

Форма обучения: очная

Выпускная квалификационная работа

**Поиск возбужденных состояний в системе $(B^0 K^0) \rightarrow$
 $(J/\psi K^0 K^0)$ (Бакалаврская работа)**

Студент: Самсонов Игорь Олегович

(подпись студента)

Научный руководитель: к.ф.-м.н. Николаенко Владимир Иванович

(подпись научного руководителя)

Протвино, 2018

Аннотация

В данной работе производится анализ данных от протон-протонных столкновений с $\sqrt{s} = 13$ ТэВ, полученных на эксперименте ATLAS в 2016 году с целью поиска распада $B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0 K^0 \rightarrow J/\psi K^0 K^0$. Также рассмотрены реакции с двумя K^0 , из которых следует указание на существование реакции $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 K_s^0$. Результат проведенной оценки: $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 K_s^0) = (0,070 \pm 0,011) \times 10^{-3}$.

Содержание

1 Введение	4
2 Детектор ATLAS	5
3 Данные. Первичная реконструкция. Отбор кандидатов	7
4 Реконструкция Λ_b^0, B^0. Поиск $B_{s2}^*(5840)^0$ в канале $B^0 K^0$	10
4.1 Реконструкция J/ψ	10
4.2 Реконструкция Λ_b^0	10
4.2.1 Контейнер <i>Reco</i>	11
4.2.2 Контейнер <i>Cascade</i>	12
4.3 Реконструкция B^0	13
4.3.1 Контейнер <i>Reco</i>	14
4.3.2 Контейнер <i>Cascade</i>	14
4.4 Поиск $B_{s2}^*(5840)^0$ в канале $B^0 K^0$	15
5 Результаты	20
6 Заключение	22
7 Ссылки на литературу	23

1 Введение

Так же, как изучение спектров излучения атома водорода некогда дало понимание и подтверждение теории квантовой электродинамики, так и детальное изучение мезонов, в которых один из кварков является тяжелым, способствует развитию квантовой хромодинамики, одним из основных низкоэнергетических приближений которой является heavy quark effective theory (HQET). Изучение свойств В-мезонов, состоящих из тяжелого \bar{b} кварка и легких u или d (или s), дает необходимую испытательную площадку для HQET.

Впервые орбитально возбужденные В-мезоны наблюдались в электрон-позитронных столкновениях на LEP еще в 1995 году [2-5]. С тех пор мезоны основного состояния $B_{(s)}$, а также $B_{(s)}^*$ хорошо изучены. Эксперименты Tevatron по протон-антипротонным столкновениям давали три структуры в распределении по инвариантной массе $B^0 \pi^+$, которые связали с состояниями $j = \frac{3}{2} B^{**0}$ [6]. $B_{s2}^*(5840)^0$ был впервые наблюден на LHCb в 2013 году [7], тогда же LHCb и CDF были выпущены работы по изучению свойств $B_{s1}(5830)^0$ и поиску состояний $B(5970)$. Все распады изучались в каналах $B^+ K^-$, $B^{*+} K^-$, а также $B^0 \pi^+$, $B^+ \pi^-$ [7-9].

Целью этой работы стоял поиск распада $B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0 K^0$ путем изучения данных, полученных на эксперименте ATLAS на LHC за 2016 год, а также поиск состояний в инвариантной массе $J/\psi K^0 K^0$.

2 Детектор ATLAS

Эксперимент Atlas – это многоцелевой детектор частиц с симметричной цилиндрической геометрией «вперед – назад» и с почти полным перекрытием по телесному углу¹. Точка взаимодействия окружена системой слежения внутреннего детектора (ВД), калориметрической системой и мюонным спектрометром (МС). ВД покрывает $|\eta| < 2,5$ и состоит из кремниевого пиксельного детектора, полоскового трекового детектора, и трекового детектора переходного излучения. ВД включает вставляемый В-слой, пиксельный слой, близкий к точке взаимодействия, который обеспечивает измерения высокого разрешения при малом радиусе для улучшения точности измерения времени жизни короткоживущих частиц (b/c-кварки, τ -лептоны). Тонкий сверхпроводящий соленоид окружает ВД и обеспечивает осевое магнитное поле 2Тл. Калориметрическая система представлена электромагнитными калориметрами, чувствительное вещество которых – аргон, а также адронными калориметрами, работающими на сцинтилляционных пластинах². МС окружает калориметры и состоит из трех больших сверхпроводящих тороидальных магнитов с воздушным сердечником, каждый из которых имеет восемь катушек, систему трековых ($|\eta| < 2.7$) и триггерных камер ($|\eta| < 2.4$).

¹ ATLAS использует правостороннюю систему координат с ее началом в точке взаимодействия (IP) в центре детектора и ось z вдоль пучка. Ось x направлена к центру кольца, ось y - вверх. Цилиндрические координаты (r, ϕ) используются в поперечной плоскости, ϕ - азимутальный угол вокруг оси Z. Псевдобыстрота определяется в терминах полярного угла θ как $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. Поперечный импульс p_T и другие поперечные переменные определяются путем проецирования этих переменных на плоскость xy, поперечная энергия E_T определяется как $\sqrt{m^2 + p_T^2}$, где m – масса рассматриваемого объекта. Расстояние в пространстве псевдобыстрота–азимутальный угол определяется как $\Delta R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2}$.

² Все калориметры – семплинг-калориметры.

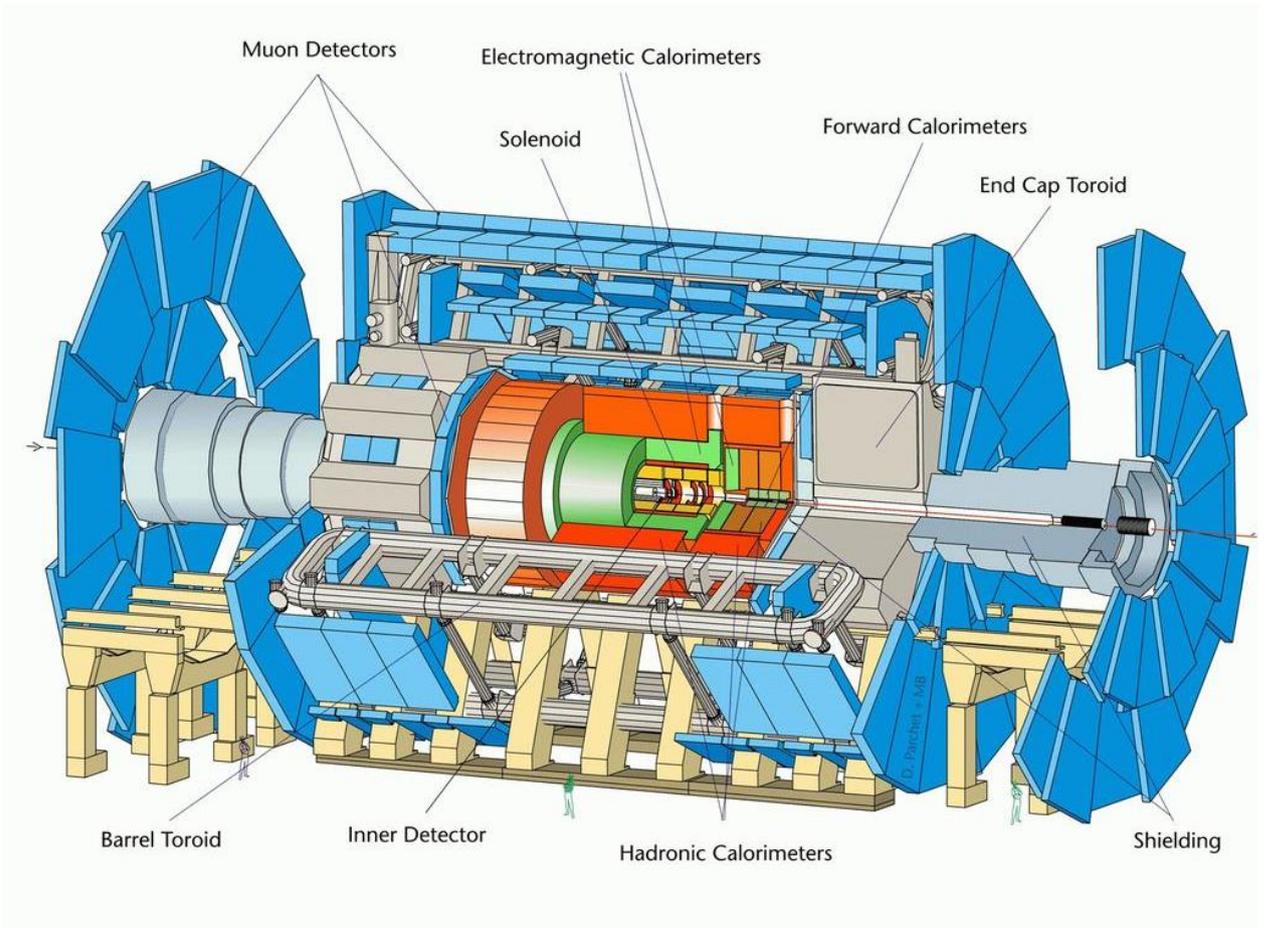


Рисунок 1: Детектор ATLAS

3 Данные. Первичная реконструкция. Отбор кандидатов

События выбираются из протон-протонных столкновений, собранных детектором ATLAS на LHC при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в 2016 году. Набор данных соответствует светимости $32,9 \pm 0,7 \text{ фб}^{-1}$, зарегистрированной в 2016 году.

Мюонная и трековая системы имеют особое значение при реконструкции кандидатов в В-мезоны. В анализе используются только данные, собранные при правильной работе обеих систем и при условии стабильности пучка. Данные собирались в период повышения светимости, и условия запуска варьировались в течение этого времени. Триггеры, используемые для выбора событий для этого анализа, основаны на идентификации распада $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ с порогом на поперечные импульсы пары мюонов противоположного знака. Этот порог наиболее высокий сразу после заполнения LHC и настройки стабильных пучков. При высокой частоте столкновений пороги на поперечные импульсы пары выбираются 6+6 или даже 6+10 ГэВ, но затем смягчаются до 6+4 ГэВ, когда светимость падает.

События должны пройти отбор триггера. Кроме того, каждое событие должно содержать как минимум одну вершину, образованную не менее чем от четырех треков, пара из которых – разноименно заряженные мюоны, которые реконструируются с использованием информации от МС и ВД. Пары противоположно заряженных мюонных треков приводятся в общую вершину, и пара принимается к дальнейшему рассмотрению, если качество фита соответствует требованию $\chi^2 < 10$. Инвариантная масса пары мюонов вычисляется по уточненным параметрам трека. Метод максимального правдоподобия используется для получения массы J/ψ и соответствующего массового разрешения. Когда оба мюона имеют $|\eta| < 1,05$, инвариантная масса димюона должна быть в диапазоне 2,959 - 3,229 ГэВ, чтобы быть

принятой в качестве кандидата J/ψ . Когда один мюон имеет $1.05 < |\eta| < 2.5$, а другой - $|\eta| < 1.05$, соответствующая область 2,913 – 3,273 ГэВ. Если мюоны имеют $1.05 < |\eta| < 2.5$, область сигнала 2,852 – 3,332 ГэВ. В каждом случае область сигнала определяется таким образом, чтобы сохранить 99,8% кандидатов, выявленных при вершинном фите.

Реконструкция кандидатов в K^0 , Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ проводилась с использованием VPHY10 Derivation, предоставленным Lancaster University group. Отобранные для реконструкции события должны были соответствовать тем же требованиям, что и в [10]. Первичная вершина должна быть реконструирована из двух или более треков с $p_T > 100$ МэВ, а также поперечное расстояние до пучка не должно превышать 4 мм. События, содержащие более одной первичной вершины, отбрасывались.

Для реконструкции K^0 , разноименно заряженные треки полагались $\pi^+\pi^-$, перефитировались с общей вершиной и ставились следующие критерии отбора:

- Значение χ^2 для построенной вершины меньше 15 (на одну степень свободы)
- Поперечное расстояние между точкой вторичного распада и первичной вершиной от 4 мм до 450 мм
- Косинус угла наведения в поперечной плоскости между вектором импульса K^0 и направлением полета K^0 должен быть больше 0,999 (что эквивалентно углу $2,56^\circ$).

Для распадов Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$, треку с большим p_T приписывалась масса протона, с меньшим – пиона, два трека перефитировались с общей вершиной и ставились следующие критерии отбора:

- Значение χ^2 для построенной вершины меньше 15 (на одну степень свободы)

- Поперечное расстояние между точкой вторичного распада и первичной вершиной от 17 мм до 450 мм
- Косинус угла наведения должен быть больше 0,9998 (что эквивалентно углу $1,15^\circ$).
- p_T построенного кандидата в Λ^0 ($\bar{\Lambda}^0$) больше 500 МэВ

Более детально отбор событий, а также отделение их от фона, описан в [11].

NTuple-формат подготовлен рабочей группой Протвино и в дальнейшем именно он используется для обработки данных.

4 Реконструкция Λ_b^0, \bar{B}^0 . Поиск $B_{s2}^*(5840)^0$ в канале $B^0 K^0$

4.1 Реконструкция J/ψ

В первую очередь была проведена реконструкция J/ψ из пары записанных мюонов разных знаков. Как и ожидалось, следуя из метода отбора событий и первичной реконструкции, описанной в разделе 3, отбирались пары треков с эффективной массой, близкой к массе J/ψ , а масса $m(\mu^+ \mu^-)$ фиксировалась на массе J/ψ (рис. 2). Событие принималось в обработку при построении инвариантной массы двух мюонов и для дальнейшей работы в случае, если качество реконструкции K^0 (Λ^0) соответствовало требованию $\chi^2 < 14$ (18).

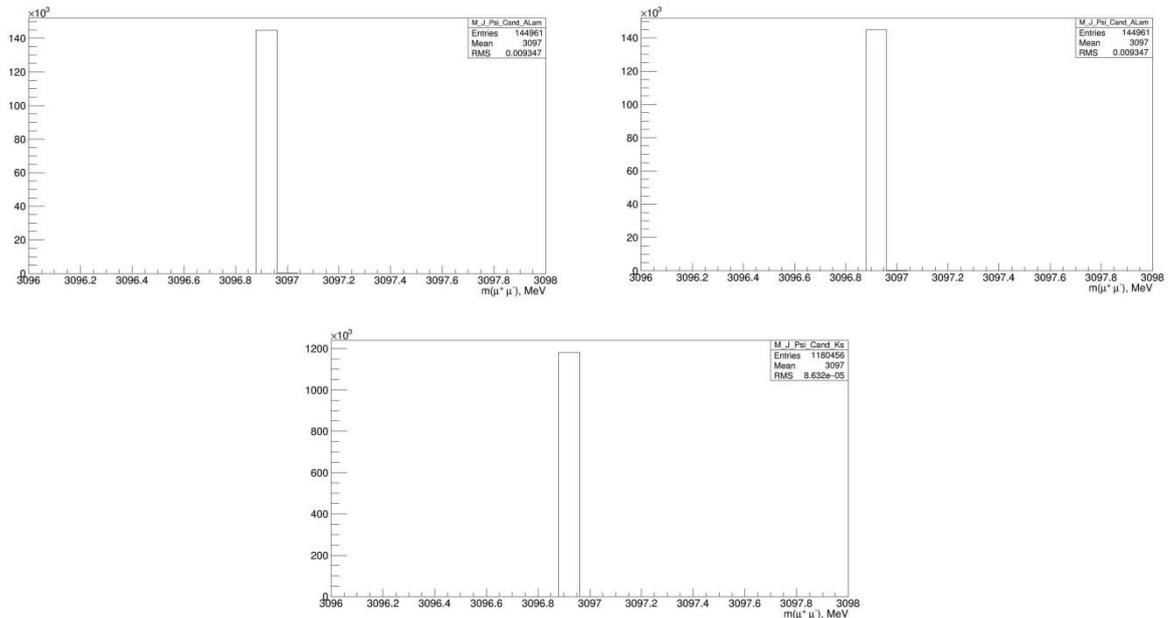


Рисунок 2: Масса реконструированной пары мюонов для кандидатов Λ^0 (правый верхний), $\bar{\Lambda}^0$ (левый верхний) и K^0 (нижний)

4.2 Реконструкция Λ_b^0

Поиск Λ_b^0 производился в канале $J/\psi \Lambda^0$ (здесь и далее рассматривается только Λ^0 , для $\bar{\Lambda}^0$ аналогично), где Λ^0 восстанавливался двумя способами. В первом случае отобранные с использованием ВРНУ10 Derivation кандидаты

были записаны в контейнер Reso, и оставалось только убедиться в точности реконструкции. Во втором – в контейнер Cascade была записана пара заряженных треков, по которым³ требовалось восстановить первоначальную частицу по результатам каскадного фита. При этом нейтральный трек проходит вблизи вершины распада J/ψ .

4.2.1 Контейнер Reso

Контейнер Reso, содержал импульсы и массы уже реконструированных с использованием ВРНУ10 Derivation частиц. Первым шагом стала проверка первичной реконструкции и выделение Λ^0 по массе (рис. 3). Далее строилась инвариантная масса J/ψ , полученного в 4.1, и Λ^0 (рис. 4).

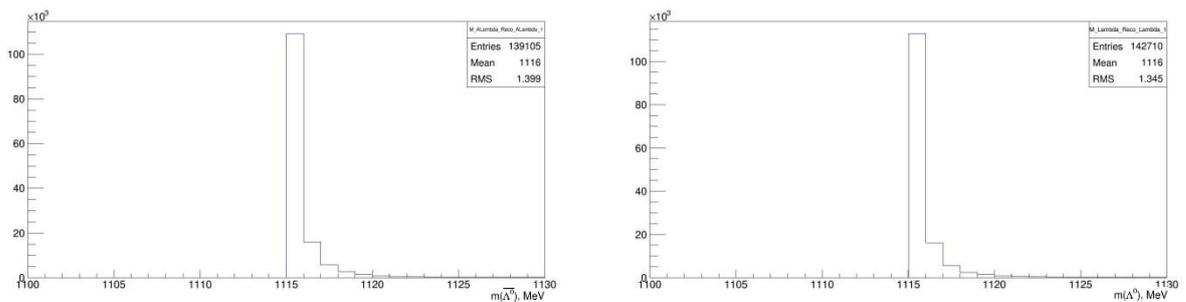


Рисунок 3: Масса реконструированных $\bar{\Lambda}^0$ (левый) и Λ^0 (правый). Контейнер Reso

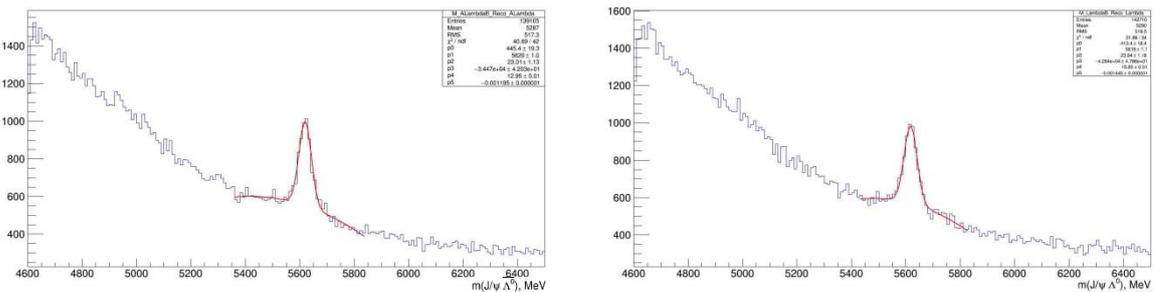


Рисунок 4: Инвариантная масса $J/\psi \bar{\Lambda}^0$ (левый) и $J/\psi \Lambda^0$ (правый). Контейнер Reso

На получившихся гистограммах явно видны пики на массе $(5618 \pm 1,1)$ МэВ (для Λ^0) и $(5620 \pm 1,0)$ МэВ (для $\bar{\Lambda}^0$). Ширины - $(23,94 \pm 1,18)$ МэВ и $(23,01 \pm 1,13)$ МэВ, соответственно, что соответствует Λ_b^0 -бариону.

³ Полагая заряженные треки p и π^- , соответственно.

4.2.2 Контейнер Cascade

Контейнер Cascade, в отличие от Reso, содержал первоначально идентифицированные пары разноименно заряженных треков с массами близкими к массе Λ^0 .⁴ Это позволило идентифицировать Λ^0 не только по массе (рис. 5), но и с использованием Armenteros plot (рис. 6). Для каскадного фита с K^0 отбирались события с $m(J/\psi K^0) > 4200$ МэВ, а для фита с Λ^0 - $m(J/\psi \Lambda^0) > 4600$ МэВ. Для нейтральных частиц в контейнере Reso такой отбор не проводился.

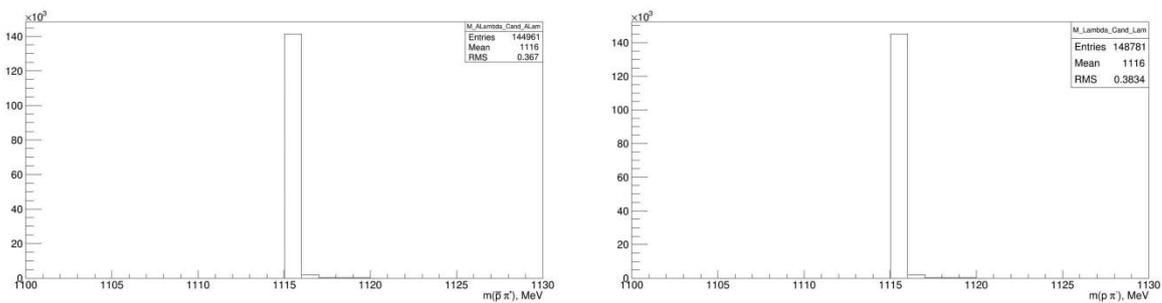


Рисунок 5: Инвариантная масса двух заряженных треков. $\bar{p} \pi^+$ для поиска $\bar{\Lambda}^0$ (левый) и $p \pi^-$ для поиска Λ^0 (правый). Контейнер Cascade

Разноименно заряженные треки полагались один p , другой π^- , затем строилась инвариантная масса. Значение ее оказалось в точности равно массе Λ^0 . По Armenteros plot также видно, что Λ^0 хорошо отделены от событий с K^0 , которые для сравнения также показаны на рис. 6 слева. Однако имеются области пересечения, в которых K^0 и Λ^0 не различаются.

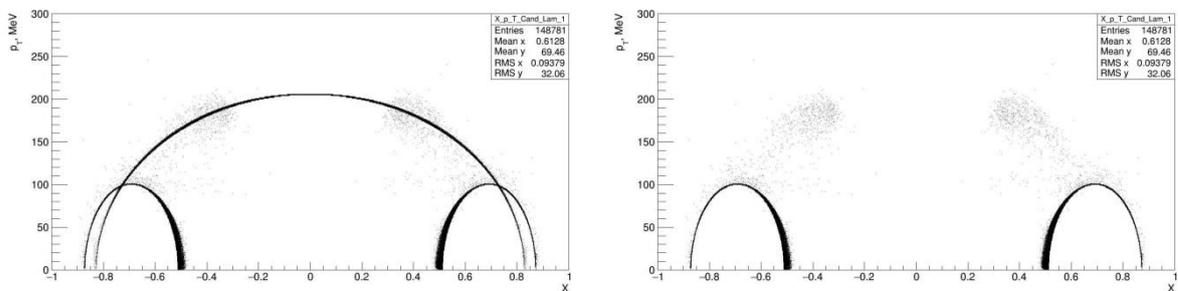


Рисунок 6: Armenteros plot для всех событий, записанных в контейнер Cascade (левый) и для событий с Λ^0 и $\bar{\Lambda}^0$ отдельно (правый)

⁴ Количество событий записанных в контейнер Cascade и для Λ^0 , и для K^0 меньше, чем количество событий, записанных в Reso. Предположительно при записи в Cascade отбирались события с жесткими Λ^0 (K^0), а также ставились ограничения на максимальный поперечный импульс.

Далее, как и для Reso строилась инвариантная масса $J/\psi \Lambda^0$. Полученный пик фитировался в root с использованием метода binned χ^2 метода, при этом вклад сигнала параметризуется функцией Гаусса, а фон – полиномом второй степени. Результаты представлены на рис. 7.

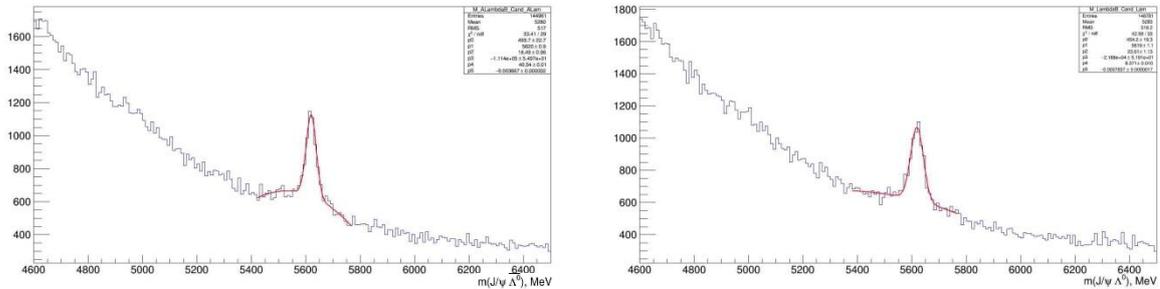


Рисунок 7: Инвариантная масса $J/\psi \Lambda^0$ (левый) и $J/\psi \Lambda^0$ (правый). Контейнер Cascade

Полученные из фита массы равны $(5619 \pm 1,1)$ МэВ (для Λ^0) и $(5620 \pm 0,9)$ МэВ (для Λ^0), а ширины – $(23,61 \pm 1,13)$ МэВ и $(18,49 \pm 0,96)$ МэВ, соответственно, что также совпадает с массой Λ_b^0 в пределах погрешности.

4.3 Реконструкция B^0

Для реконструкции B^0 требовалось сначала восстановить K^0 и, как и в случае с Λ^0 , эта работа проделывалась дважды: для контейнера Reso и для контейнера Cascade⁵. Работа с K^0 при наличии единственного K^0 аналогична проделанной работе с Λ^0 . Поэтому в этом разделе представлены только соответствующие результаты без описания процедуры их получения.

⁵ В случае K^0 разноименные треки полагаются π^+ и π^- , соответственно

4.3.1 Контейнер Reco

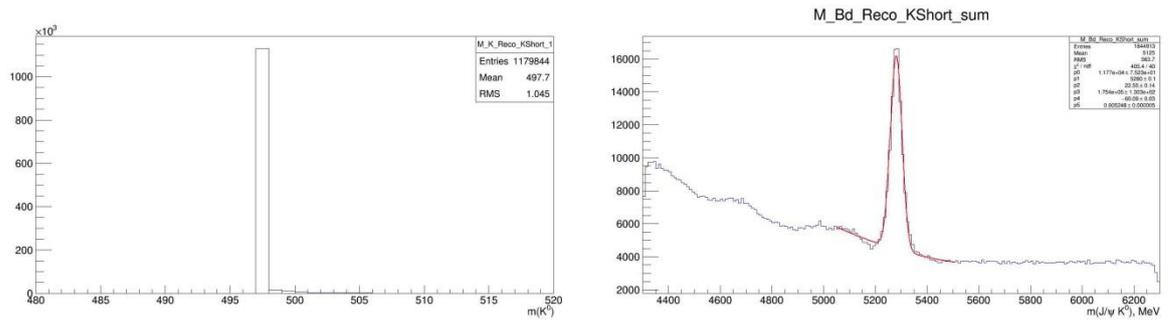


Рисунок 8: Масса реконструированных K^0 (левый). Инвариантная масса $J/\psi K^0$ (правый). Контейнер Reco

Пик наблюдается на массе $B^0(5280)$ с шириной $(22,55 \pm 0,14)$ МэВ. Ошибка в определении массы составляет 0,1 МэВ.

4.3.2 Контейнер Cascade

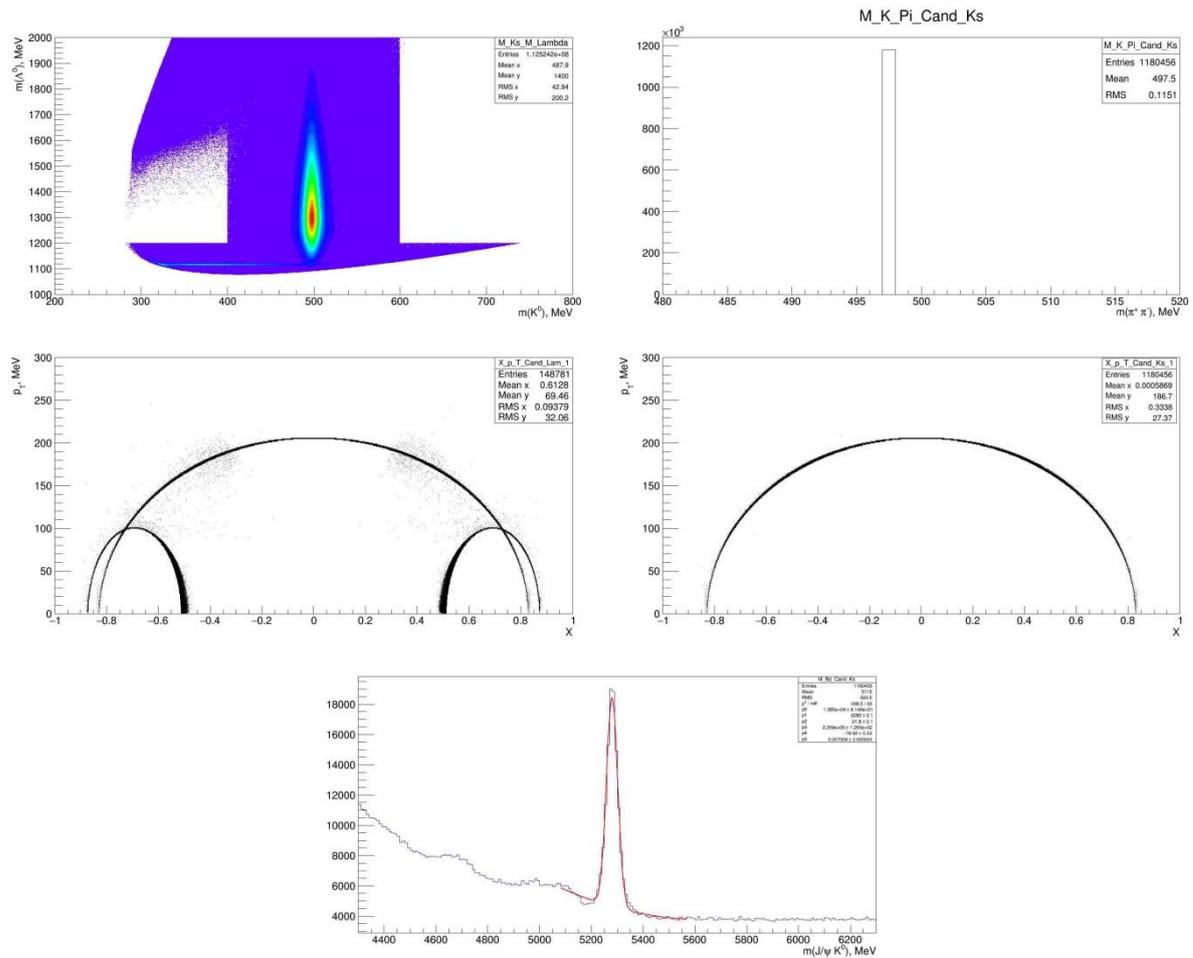


Рисунок 9: Масса K^0 относительно массы L^0 для всех событий, записанных в контейнер Cascade (левый верхний). Инвариантная масса двух заряженных треков $\pi^+ \pi^-$ (правый верхний). Armenteros plot для всех событий, записанных в контейнер Cascade (левый центральный) и для событий с K^0 отдельно (правый центральный). Инвариантная масса $J/\psi K^0$ (нижний). Контейнер Cascade

Для наглядности добавлено двумерное распределение по массам для контейнера Cascade. По оси x отложена масса в предположении, что два заряженных трека дают K^0 . По оси y - L^0 . Пик для $J/\psi K^0$ наблюдается на массе $(5280 \pm 0,1)$ МэВ, ширина пика – $(21,8 \pm 0,1)$ МэВ.⁶ Данный пик соответствует B^0 , как и для контейнера Reso.

4.4 Поиск $B_{s2}^*(5840)^0$ в канале $B^0 K^0$

Для поиска событий $B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0 K^0 \rightarrow J/\psi K^0 K^0$ требовалось наличие двух K^0 . Были отдельно рассмотрены события, где оба K^0 были взяты из контейнера Reso, где оба K^0 взяты из контейнера Cascade, а также события с одним K^0 из Reso, одним из Cascade. В первую очередь, как и для первого K^0 , было построено распределение по массе для событий из обоих контейнеров (рис. 10), а также Armenteros plot для событий, записанных в контейнер Cascade (рис. 11).

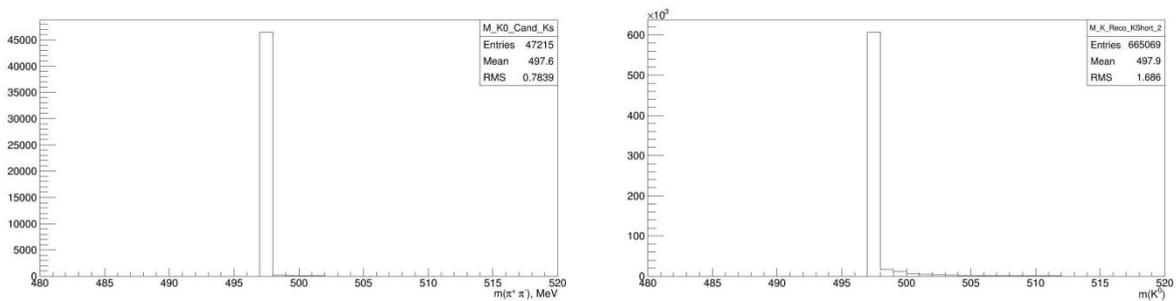


Рисунок 10: Масса кандидатов в K^0 . Контейнер Cascade (левый). Контейнер Reso (правый)

⁶ Стоит заметить, что помимо пика на массе B^0 наблюдаются еще два небольших пика для событий из обоих контейнеров. Они могут возникать из-за неправильной идентификации частиц. Пик около массы 4 ГэВ может быть получен, если $\pi^+ \pi^-$ от распада ψ рассматривать кандидат в K^0 .

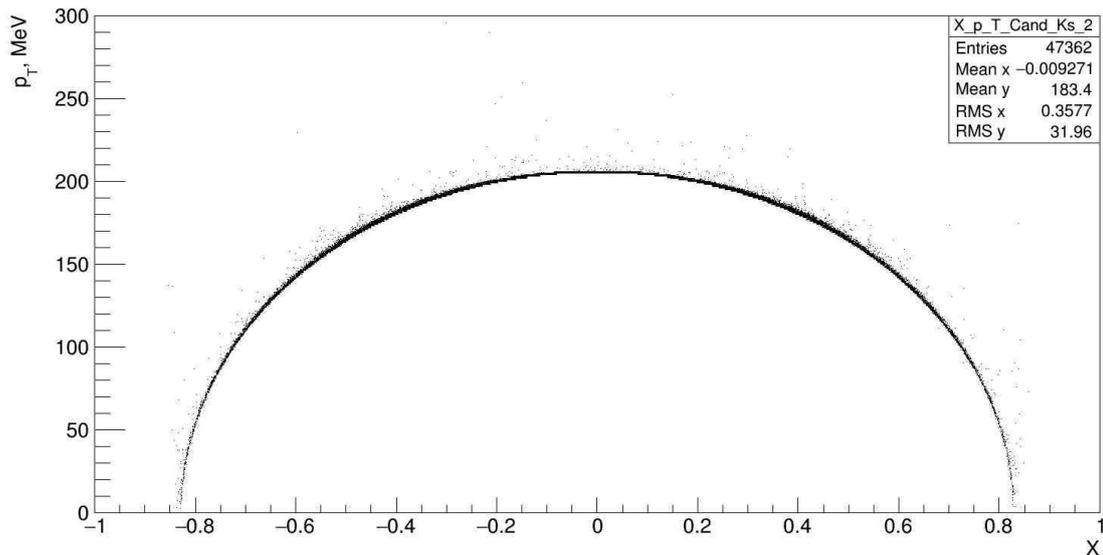


Рисунок 11: Armenteros plot для событий, записанных в Cascade и рассматриваемых как кандидат на второй K^0

Затем было построено распределение по углу между двумя кандидатами в K^0 (рис. 12). Т.к. одна и та же пара треков могла идентифицироваться дважды, то вводилось ограничение на угол между K^0 $\Theta(K_{1Cand}^0, K_{2Cand}^0) > 0.01$ рад. Далее строилось распределение по инвариантной массе для двух K^0 (рис. 13). Чтобы избавиться от событий с повторяющимися K^0 , вводились ограничения на массу двух K^0 $m(K_{1Cand}^0, K_{2Cand}^0) > 1000$ для Reco + Cascade и $m(K_{1Cand}^0, K_{2Cand}^0) > 1100$ для Reco.

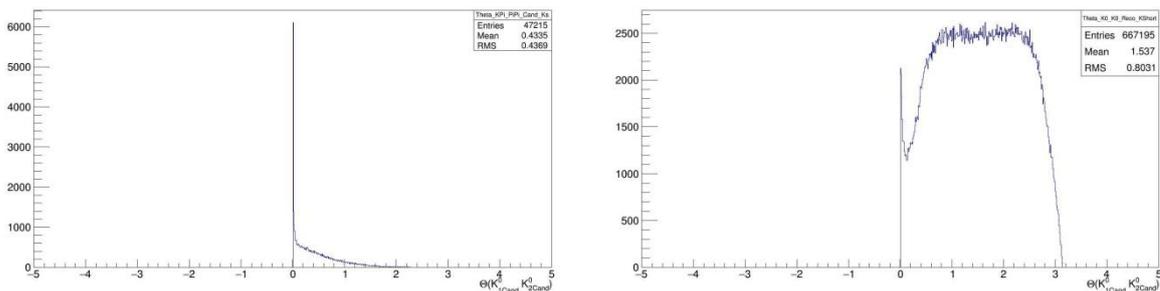


Рисунок 12: Распределение по углу для двух кандидатов в K^0 . Контейнер Cascade (левый). Контейнер Reco (правый).

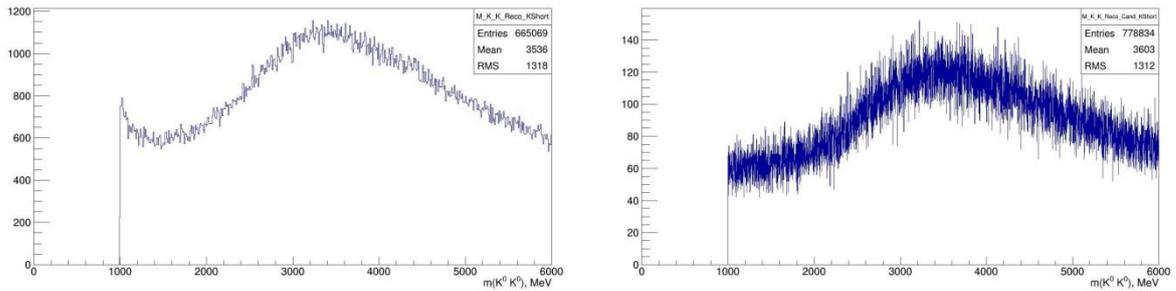


Рисунок 13: Инвариантная масса двух K^0 . Контейнер Reco(левый). Контейнер Cascade + контейнер Reco (правый)

Далее строилось распределение по инвариантной массе $J/\psi K^0$ только для тех событий, в которых присутствуют сразу два K^0 (рис. 14).

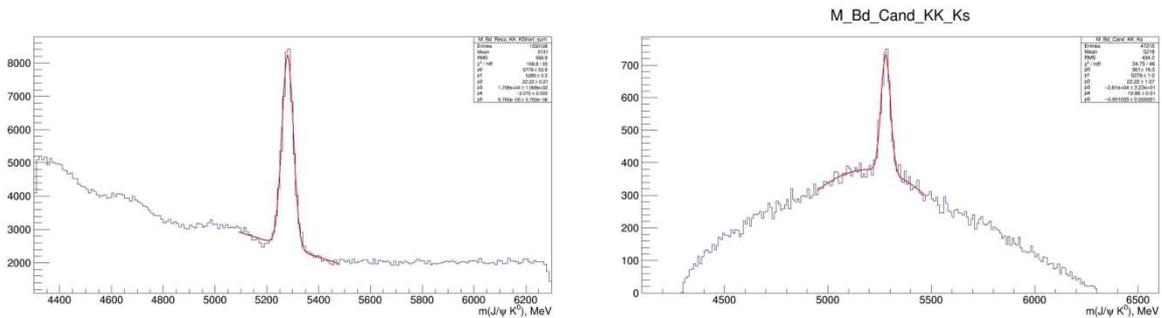


Рисунок 14: Инвариантная масса $J/\psi K^0$ для событий с двумя K^0 . Контейнер Reco (левый). Контейнер Cascade (правый)

Оба пика хорошо наблюдаются. Результаты фитирования: масса – $(5280 \pm 0,2)$ МэВ, ширина – $(22,22 \pm 0,21)$ МэВ (для Reco); $(5279 \pm 1,0)$ МэВ и $22,22$ МэВ, соответственно (для Cascade). Видно, что оба пика с хорошей точностью дают B^0 -мезон.

После этого были отдельно рассмотрены события, где $J/\psi K^0$ дает массу, близкую к массе B^0 . Для этих событий были построены распределения по инвариантной массе $B^0 K^0$ (рис. 15)

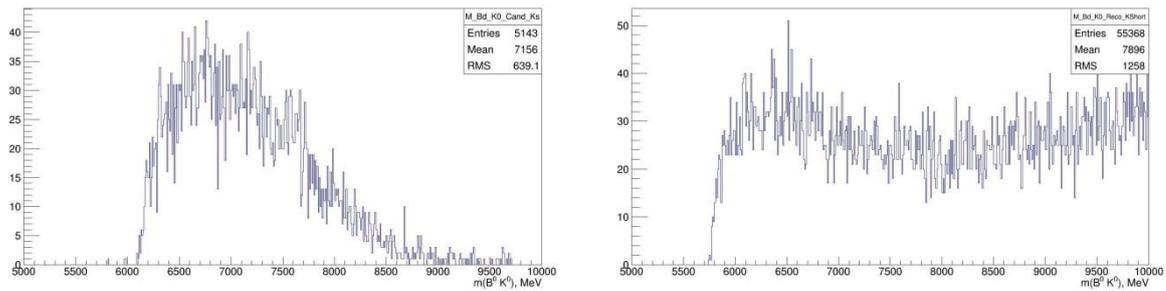


Рисунок 15: Инвариантная масса $B^0 K^0$. Контейнер Cascade (левый). Контейнер Reso (правый)

Распределение для событий, взятых из контейнера Cascade, начинается с 6000 МэВ и поэтому наблюдать распад $B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0 K^0 \rightarrow J/\psi K^0 K^0$ невозможно. Распределение для контейнера Reso включает в себя более мягкие события, однако явно выраженного пика на пороге не наблюдается.

Подобная процедура была также проведена без ограничения на массу $J/\psi K^0$ (рис. 16). На построенном распределении хорошо виден пик на массе $B_s^0(5366)$.⁷ Однако он достаточно размыт. С целью избавиться от возможности неправильной реконструкции $\psi(2s)$, о которой говорилось ранее при обсуждении результатов в разделе 4.3, было введено ограничение на массу J/ψ и одного мягкого K^0 $m(J/\psi K^0) > 3695$ МэВ. Подобное ограничение привело к уменьшению фона, а, следовательно, и ширины найденного пика (рис. 17). После всех обозначенных процедур результаты фита дают значения $m = 5374 \pm 12$ МэВ, $\sigma = 36,26 \pm 16,84$ МэВ при отношении числа событий в максимуме к ошибке 42/13.

⁷ Под найденным пиком мы теперь подразумеваем распад $B_s^0(5366) \rightarrow J/\psi K^0 K^0$

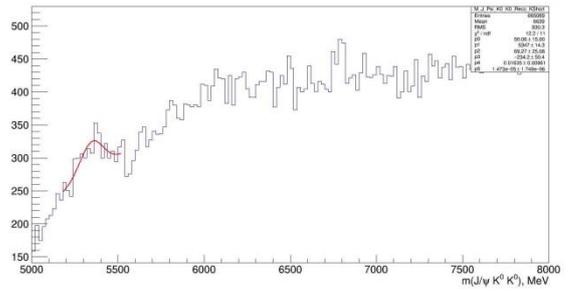
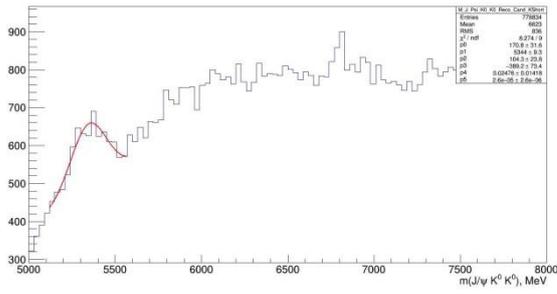


Рисунок 16: Инвариантная масса $J/\psi K^0$. Один трек взят из Reso, другой из Cascade (левый). Оба трека – из Reso (правый)

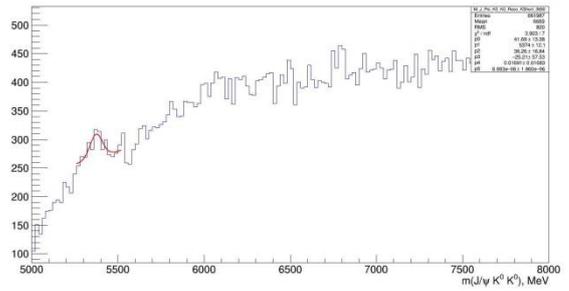
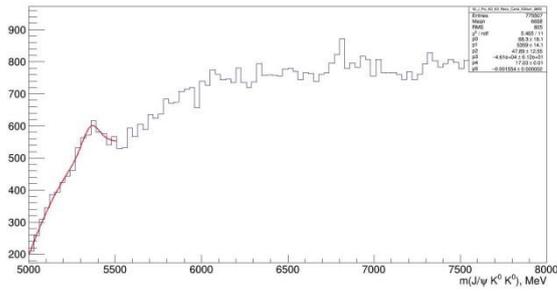


Рисунок 17: Инвариантная масса $J/\psi K^0$ при ограничении $m(J/\psi K^0) > 3695$ МэВ. Один трек взят из Reso, другой из Cascade (левый). Оба трека – из Reso (правый)

5 Результаты

Используя полученные результаты, дадим примерную оценку $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 K_s^0)$. Для начала посчитаем число реконструированных B^0 и \overline{B}^0 в канале $J/\psi K^+ \pi^-$.⁸ Распределение по инвариантной массе $J/\psi K^+ \pi^-$ представлено на рис. 18. Число событий в пике $N_1 = (950 \pm 7) \times 10^3$.

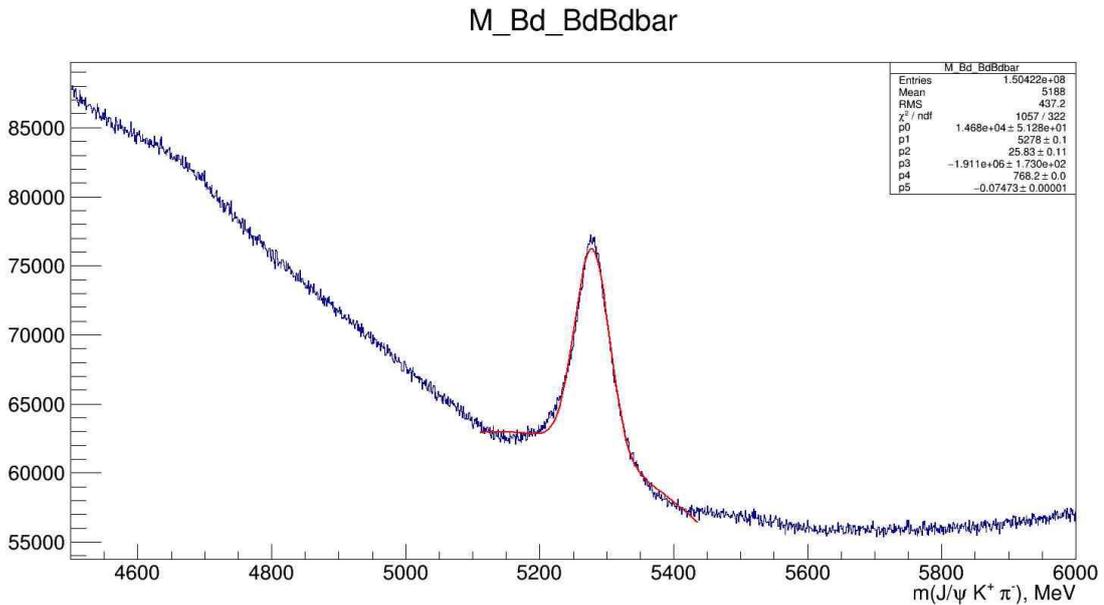


Рисунок 18: Инвариантная масса $J/\psi K^+ \pi^-$

Далее посчитаем число B^0 и \overline{B}^0 в канале $J/\psi K^0$. $N_2 = (85,08 \pm 1,32) \times 10^3$. Используя $\text{BR}(B^0 \rightarrow J/\psi K^+ \pi^-) = (1.15 \pm 0.05) \times 10^{-3}$ и $\text{BR}(B^0 \rightarrow J/\psi K^0) = (0,873 \pm 0.032) \times 10^{-3}$, эффективность реконструкции K^0 $N_3 = 0.118 \pm 0.007$. Тогда оценивая число событий в пике $B_s^0(5366) \rightarrow J/\psi K^0 K^0$ $N_5 = 190 \pm 20$ и используя известное число реконструированных $B_s^0(5366) \rightarrow J/\psi \phi \rightarrow J/\psi K^+ K^-$ $N_4 = 102928 \pm 484$, а также $\text{BR}(B_s^0(5366) \rightarrow J/\psi \phi) \times \text{BR}(\phi \rightarrow K^+ K^-) = ((1.08 \pm 0.08) \times 10^{-3}) \times (0.489 \pm 0.005) = (0.528 \pm 0.039) \times 10^{-3}$, можно дать оценку $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 K_s^0) = (0,070 \pm 0,011) \times 10^{-3}$.

⁸ Данные по этому распаду так же были собраны и записаны в соответствующий контейнер, речь о котором до этого момента не шла, т.к. в работе ранее он не использовался.

Аналогичную оценку можно провести и для $B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0 K^0 \rightarrow J/\psi K^0 K^0$, которая даст ограничение на BR. Если принять число событий на массе 5840 относительно фона за 0 ± 10 , то $\text{BR}(B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0 K^0) = (0 \pm 0,015) \times 10^{-3}$. Тогда оценку на BR можно поставить равной трем σ : $\text{BR}(B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0 K^0) \leq 0,045 \times 10^{-3}$.

6 Заключение

Целью работы стоял поиск возбужденных состояний в системе $(B^0 K^0) \rightarrow (J/\psi K^0 K^0)$, а именно распада $B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0 K^0 \rightarrow J/\psi K^0 K^0$. Однако на пороге никаких выраженных состояний не наблюдается. Из приведенных данных сделана оценка $\text{BR}(B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^0 K^0) \leq 0,045 \times 10^{-3}$. Так как количество событий на пороге очень мало, можно предсказать, что дальнейшее увеличение событий приведет к наблюдению реакции или улучшению ограничения на BR.

Помимо этого в ходе изучения реакций с двумя K^0 была выявлена реакция $B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 K_s^0$. Параметры найденного состояния $m = 5374 \pm 12$ МэВ, $\sigma = 36,26 \pm 16,84$ МэВ при отношении числа событий в максимуме к ошибке 42/13. С использованием этих данных была сделана оценка на $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 K_s^0)$: $\text{BR}(B_s^0 \rightarrow J/\psi K_s^0 K_s^0) = (0,070 \pm 0,011) \times 10^{-3}$.

7 Ссылки на литературу

- [1] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), JINST 3 (2008) S08003.
- [2] P. Abreu et al. (DELPHI Collaboration), Observation of orbitally excited B mesons, Phys. Lett. B 345, 598 (1995).
- [3] R. Akers et al. (OPAL Collaboration), Observations of π - B charge - flavor correlations and resonant $B \pi$ and $B K$ production, Z. Phys. C 66, 19 (1995).
- [4] D. Buskulic et al. (ALEPH Collaboration), Production of excited beauty states in Z decays, Z. Phys. C 69, 393 (1996).
- [5] R. Barate et al. (ALEPH Collaboration), Resonant structure and flavor tagging in the $B \pi^\pm$ system using fully reconstructed B decays, Phys. Lett. B 425, 215 (1998).
- [6] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), Measurement of Resonance Parameters of Orbitally Excited Narrow B^0 Mesons, Phys. Rev. Lett. 102, 102003 (2009).
- [7] R. Aaij et al. (LHCb Collaboration), First observation of the decay $B_{s2}^*(5840)^0 \rightarrow B^{*+}K^-$ and studies of excited B_s^0 mesons, Phys. Rev. Lett. 110, 151803 (2013).
- [8] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), Observation of Orbitally Excited B_s Mesons, Phys. Rev. Lett. 100, 082001 (2008).
- [9] T. Aaltonen et al. (CDF Collaboration), Study of orbitally excited B mesons and evidence for a new $B \pi$ resonance, Phys. Rev. D90 012013(2014).
- [10] ATLAS Collaboration, Charged-particle multiplicities in pp interactions measured with the ATLAS detector at the LHC, New J. Phys. 13 (2011) 053033

[11] G. Aad et al. (ATLAS Collaboration), K_S^0 and Λ production in pp interactions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 7 TeV measured with the ATLAS detector at the LHC, Phys. Rev. D 85, 012001 Published 6 January 2012