

## РАЗРАБОТКА МЕТОДА ВОССТАНОВЛЕНИЯ ПОЛУЛЕПТОННЫХ РАСПАДОВ $B_s^0$ -МЕЗОНОВ НА ДАННЫХ CMS

А. Д. Худяков<sup>1</sup>, Р. Н. Чистов<sup>2</sup>

*В статье проанализированы полулептонные распады  $B_s^0$ -мезона в некоторые возбуждённые состояния  $D_s$ -мезона в эксперименте CMS на Большом Адронном Коллайдере. Разработана методика восстановления сигнала без возможности идентификации заряженных треков в событиях, её работоспособность была успешно проверена на данных протон-протонных столкновений при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ. Она может быть использована в дальнейшем, в частности, для измерения вероятностей рассмотренных распадов.*

**Ключевые слова:** CMS, полулептонные распады,  $b$ -физика, BParking.

*Введение.* Полулептонные распады прелестных адронов уже давно активно используются для определения элементов матрицы СКМ. Например, распады  $\overline{B}^0 \rightarrow D^{*+}l^-\overline{\nu}_l$  и  $\overline{B}^0 \rightarrow D^+l^-\overline{\nu}_l$  дают согласующиеся друг с другом результаты для  $|V_{cb}|$ , а наиболее точное значение для  $|V_{ub}|$  на данный момент получено из  $\overline{B}^0 \rightarrow \pi^+l^-\overline{\nu}_l$  распада [1] (все распады здесь и в дальнейшем подразумеваются восстановленными вместе с зарядово-сопряжёнными модами). Кроме того, именно полулептонные распады часто используются в качестве тагирующих при изучении CP-нарушения в секторе прелестных адронов [2]. Заметим, что попытки определения  $|V_{cb}|$  из полулептонного распада  $B_s^0$ -мезона в  $D_s$  или  $D_s^*$  тоже проводились [3], но пока что они были значительно менее точны, чем расчёты на основе  $B^0$ -мезонов [1]. Экспериментальное изучение таких распадов также важно для тестирования теоретических моделей, основанных на эффективной теории тяжелого кварка [4]. Эта теория особенно хорошо работает в распадах с участием тяжёлых кварков и успешно рассчитывает ширины таких распадов. Наконец, такие

<sup>1</sup> МФТИ, Физтех, 141701 Россия, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: khudyakov.ad@phystech.edu.

<sup>2</sup> ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53.

распады активно используются для поиска и восстановления возбуждённых состояний прелестных адронов. Ярким примером может служить работа LHCb [5], в которой возбуждённый барион  $\Xi_b(6227)^-$  был восстановлен в модах распада на  $\Lambda_b^0 K^-$  и  $\Xi_b^0 \pi^-$ , где прелестные барионы, в свою очередь, были восстановлены частично, по полулептонным модам  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$  и  $\Xi_b^0 \rightarrow \Xi_c^+ \mu^- \bar{\nu}_\mu$ , соответственно.

Что касается  $B_s^0$ -мезона, то ранее были экспериментально восстановлены распады с участием  $D_s$ - и  $D_s^*$ -мезонов в конечном состоянии и измерены их вероятности. Относительно недавно сотрудничество LHCb представило своё исследование по измерению  $|V_{cb}|$ , в котором восстанавливался эксклюзивный канал распада с  $D_s$  или  $D_s^*$ . Исследования распадов в высшие возбуждённые состояния  $D_s$  также проводились и дали некоторые результаты. В табл. 1 приведён список существующих результатов вместе с ссылками на статьи различных сотрудничеств, где тот или иной распад был восстановлен.

Т а б л и ц а 1

Относительные вероятности полулептонных распадов  $B_s^0$ -мезона

Распад	Вероятность распада	Источник
$B_s^0 \rightarrow D_s^- l^+ \nu_l X$	$(8.1 \pm 1.3)\%$	Belle (2015) [6]
$B_s^0 \rightarrow D_s^{*-} l^+ \nu_l X$	$(5.1 \pm 1.1)\%$	Belle (2015) [6]
$B_s^0 \rightarrow D_s^- \mu^+ \nu_\mu$	$(2.44 \pm 0.23)\%$	LHCb (2020) [3]
$B_s^0 \rightarrow D_s^{*-} \mu^+ \nu_\mu$	$(5.3 \pm 0.5)\%$	LHCb (2020) [3]
$B_s^0 \rightarrow D_{s1}^-(2536) \mu^+ \nu_\mu, D_{s1}^- \rightarrow D^{*-} K_S^0$	$(2.7 \pm 0.7) \times 10^{-3}$	D0 (2009) [7]
$B_s^0 \rightarrow D_{s1}^-(2536) \mu^+ \nu_\mu X, D_{s1}^- \rightarrow \bar{D}^0 K^+$	$(4.4 \pm 1.3) \times 10^{-3}$	LHCb (2011) [8]
$B_s^0 \rightarrow D_{s2}^-(2573) \mu^+ \nu_\mu X, D_{s2}^- \rightarrow \bar{D}^0 K^+$	$(2.7 \pm 1.0) \times 10^{-3}$	LHCb (2011) [8]

Из табл. 1 видно, что информация о полулептонных распадах  $B_s^0$ -мезона в возбуждённые состояния  $D_s$ -мезона довольно скудная. Тем не менее, такие распады представляют особенный интерес для тестирования теоретических моделей. Возбуждённые состояния имеют большую массу, тем самым фазовый объём в распадах на такие состояния оказывается меньше, а значит тонкие поправки в теоретических моделях начинают играть большую роль. С экспериментальной точки зрения наличие мюона в комбинации с очарованным адроном дополнительно подавляет фон и тем самым упрощает выделение сигнала от очарованного адрона над фоном.

*Данные.* В этой статье мы представляем наши результаты по поиску полулептонных распадов  $B_s^0$ -мезона в возбуждённые состояния очарованных адронов. Результаты были получены с использованием данных эксперимента CMS (Compact Muon Solenoid)

[9], расположенного на Большом Адронном Коллайдере. В частности, рассматриваются распады  $\overline{B}_s^0 \rightarrow D_{s1}^+(2536)\mu^-\bar{\nu}_\mu$  и  $\overline{B}_s^0 \rightarrow D_s^{*+}\mu^-\bar{\nu}_\mu$ . Полученные результаты демонстрируют потенциальные возможности эксперимента CMS по изучению таких распадов, а также поиску новых возбужденных состояний очарованных адронов. Стоит отметить, что данная работа является своего рода продолжением нашего исследования по поиску источников  $D_s$ -мезонов в эксперименте CMS [10].

Эксперимент CMS не оптимизирован для исследования адронных распадов, поскольку в нём отсутствуют детекторы идентификации заряженных частиц, отчего различить  $K$ - и  $\pi$ -мезоны становится очень затруднительно. Тем не менее, нами была разработана методика восстановления полулептонных распадов  $B_s^0$ -мезона в возбуждённые состояния  $D_s$ -мезона, несмотря на это серьёзное ограничение. Суть метода состоит в использовании специального набора данных, набранного на CMS, а также в строгом отборе событий с помощью фиксирования определённых массовых окон и постановки кинематических и топологических ограничений. Комбинация этих приёмов позволяет с большой вероятностью судить, что в данных содержится много интересующих нас событий, а значит будут наблюдаться значимые сигналы даже при относительно большом комбинаторном фоне. Разработанный метод обладает научной новизной, поскольку позволяет исследовать распады, изучение которых ранее на CMS было затруднительно или вообще невозможно. Далее в тексте этой статьи метод обсуждается более подробно.

В 2018 году при энергии  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ в системе центра масс на CMS был набран набор данных VParking [11], удовлетворяющий нашим запросам. Триггером для записи события было наличие отлетевшего от первичной вершины  $pp$ -взаимодействия высокоэнергетичного мюона. Это позволило записать большое число полулептонных распадов прелестных адронов  $H_b \rightarrow X\mu$ , поскольку именно в таких распадах преимущественно образуются мюоны с большими поперечными импульсами  $p_T$  и значимостью прицельного параметра  $IP_{sig}^1$ . Таким образом, этот набор данных превосходно подходит для наших исследований, поскольку в каждом записанном событии присутствует хотя бы один мюон. Оценочно, VParking содержит порядка  $10^{10}$  событий с полулептонным распадом  $b$ -кварка [11].

*Отбор событий  $\overline{B}_s^0 \rightarrow D_{s1}^+(2536)\mu^-\bar{\nu}_\mu$ .* Для реконструкции  $D_{s1}(2536)$  был использован канал  $D_{s1}^+(2536) \rightarrow D^{*+}K_S^0$ , с последующим восстановлением продуктов распада

<sup>1</sup>Под значимостью прицельного параметра понимается отношение наименьшего расстояния между первичной вершиной протон-протонного столкновения и треком мюона к ошибке определения этой величины.

по модам  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$  и  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . На рис. 1 схематично изображена топология такого процесса. Реконструкция была начата с распада  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ , при котором в трековом детекторе наблюдается пара заряженных треков, отлетевших от первичной вершины. Из массива кандидатов в  $K_S^0$ , состоящего из пар заряженных треков, мы отбираем только те, которые после сведения в одну вершину имели инвариантную массу в пределах 20 МэВ от табличной массы  $K^0$ , у которых  $\chi^2$  вероятность кинематического фита оказалась выше 1%, а также с  $p_T(K_S^0) > 2$  ГэВ. Поскольку мы считаем, что отобранные кандидаты с большой вероятностью являются  $K_S^0$ -мезонами, затем проводится повторная аппроксимация, но уже с фиксацией массы кандидата к табличной массе  $K^0$ -мезона [1]. Тем самым мы уменьшаем ошибку, связанную с разрешением детекторов.

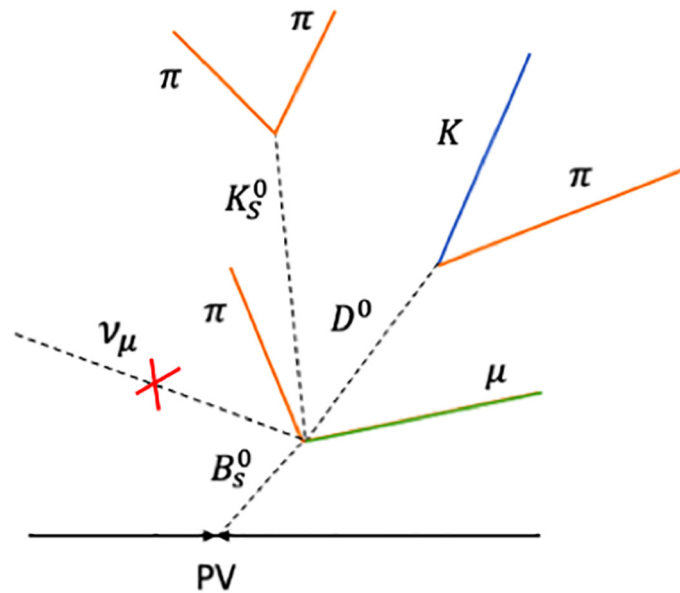


Рис. 1: Топология распада  $\overline{B}_s^0 \rightarrow D_{s1}^+(2536)\mu^-\bar{\nu}_\mu$  в канале  $D_{s1}^+(2536) \rightarrow D^{*+}K_S^0$  с последующими распадами  $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$ ,  $D^0 \rightarrow K^-\pi^+$ ,  $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ . Аббревиатура PV означает первичную вершину взаимодействия.

Затем для реконструкции  $D^0$ -мезона отбираются треки с  $p_T > 0.7$  ГэВ и модулем псевдобыстроты  $|\eta| < 2.5$ , одному из них присваивается массовая гипотеза  $K$ -мезона, а другому  $\pi$ -мезона. Проверяется, что треки обладают разным зарядом, а также не совпадают с треками  $\pi$ -мезонов из распада  $K_S^0$ , после чего проводится их аппроксимация в одну вершину для реконструкции  $D^0$ -мезона. На данном этапе требуется, что  $\chi^2 > 1\%$ , а инвариантная масса треков находится в области от 1.75 до 1.95 ГэВ. Нако-

нец, на поперечный импульс получившегося кандидата в  $D^0$  накладывается ограничение  $p_T(D^0) > 5$  ГэВ. Далее реконструкция осуществляется сходным образом: поскольку сумма масс  $D^0$  и  $\pi$  оказывается близка к массе  $D^*$ , на трек  $\pi$ -мезона, родившегося из  $D^*$ , накладываются менее строгие ограничения, а именно мы ставим условие  $p_T(\pi) > 0.5$  ГэВ, вместо 0.7 ГэВ. Далее проверяется факт того, что заряд этого трека и трека, которому ранее при реконструкции  $D^0$  была присвоена масса  $K$ -мезона, отличаются. Прошедшие проверки треки затем сводились с  $D^0$  кандидатом, вероятность аппроксимации при этом снова должна была оказаться более 1%. Наконец, мы требуем, чтобы инвариантная масса  $D^0$  и  $\pi$  находилась между 1.9 и 2.1 ГэВ, а  $p_T(D^*) > 5$  ГэВ.

Переходим к восстановлению  $D_{s1}(2536)$ . Для этого необходимо свести три трека в одну вершину:  $K_S^0$ , а также  $D^0$  и  $\pi$  из  $D^*$  с  $\chi^2 > 1\%$ . Перед этим проводилась дополнительная проверка, что корень из квадрата суммы 4-импульсов  $K_S^0$  и  $D^*$  не превышает 4 ГэВ, а после аппроксимации инвариантная масса  $D^0$ ,  $\pi$  и  $K_S^0$  должна была попадать в интервал от 2.4 до 2.6 ГэВ, поперечный импульс  $D_{sJ}$  кандидата должен был быть больше 5 ГэВ. Далее добавлялся мюонный трек, его заряд должен был быть противоположен заряду  $\pi$ -мезона из  $D^*$ ,  $p_T(\mu) > 5$  ГэВ, а  $|\eta|(\mu) < 2.4$ . Выбранный трек сводился в одну вершину с треками  $D^0$ ,  $\pi$  и  $K_S^0$  с учётом малости времени жизни орбитальных возбуждений  $D_s$ , при этом требовалось, чтобы  $\chi^2 > 1\%$ , а поперечный импульс получившейся частицы превышал 5 ГэВ. Отметим, что часть импульса  $B_s^0$  уносится нейтрино, которое не восстанавливается, а потому мы берём большой интервал инвариантной массы четырёх треков: от минимально кинематически допустимого значения, равного сумме масс  $m(\mu) + m(D^*) + m(K_S^0)$ , до табличной массы  $B_s^0$ . На последнем этапе восстановления распада  $\overline{B}_s^0 \rightarrow D_{s1}^+(2536)\mu^-\bar{\nu}_\mu$  выбирается первичная вершина. На Большом Адронном Коллайдере протоны в пучках сталкиваются каждые 25 нс, при этом в каждом столкновении в 2018 году появлялось в среднем по 32 первичные вершины [13]. В нашем случае невозможность детектирования нейтрино не позволяет отобрать нужную вершину по углу между направлением импульса  $B_s^0$ -мезона и вектором между первичной вершиной и вершиной распада. Поэтому был применён другой приём: отбиралась вершина с максимальной суммой квадратов поперечных импульсов ассоциированных с ней частиц. После этого были поставлены дополнительные ограничения на значимость прицельного параметра всех заряженных треков, участвовавших в восстановлении распада:  $IP_{sig} > 0.4$ .

Следует отметить, что, несмотря на все поставленные ограничения, комбинаторный фон остаётся очень большим, поскольку в восстановлении распада участвовало три за-

ряженных неидентифицированных трека, которым довольно случайным образом были присвоены массы. Путём постановки дополнительных ограничений на параметры топологии распада, а также вырезанием более узких массовых окон можно его значительно подавить: потребуем, чтобы инвариантная масса  $K$ - и  $\pi$ -мезонов была в интервале  $\pm 30$  МэВ от массы  $D^0$ , такой же интервал выберем для инвариантной массы  $m(D^0\pi)$  с центром в табличной массе  $D^*$ . Дополнительно вырезается очень узкий пик, получающийся в распределении  $m(D^0\pi) - m(D^0) + m(D^0)_{\text{PDG}}$ , отбираются только те события, у которых эта величина находится в 2 МэВ-окрестности массы  $D^*$ . Топологию распада мы фиксируем несколькими ограничениями: значимость отлёта  $B_s^0$ -мезона от первичной вершины должна превышать 5 (то есть частица отлетает на расстояние, в 5 раз превышающее ошибку его определения), значимость отлёта  $K_S^0$  от вершины распада  $B_s^0$  должна быть больше 10, косинус угла между поперечным импульсом  $D^0$  и отрезком в поперечной плоскости между восстановленными вершинами распада  $B_s^0$  и  $D^0$  выбирается больше 0.99, аналогичное ограничение ставится на косинус такого же угла для  $K_S^0$ .

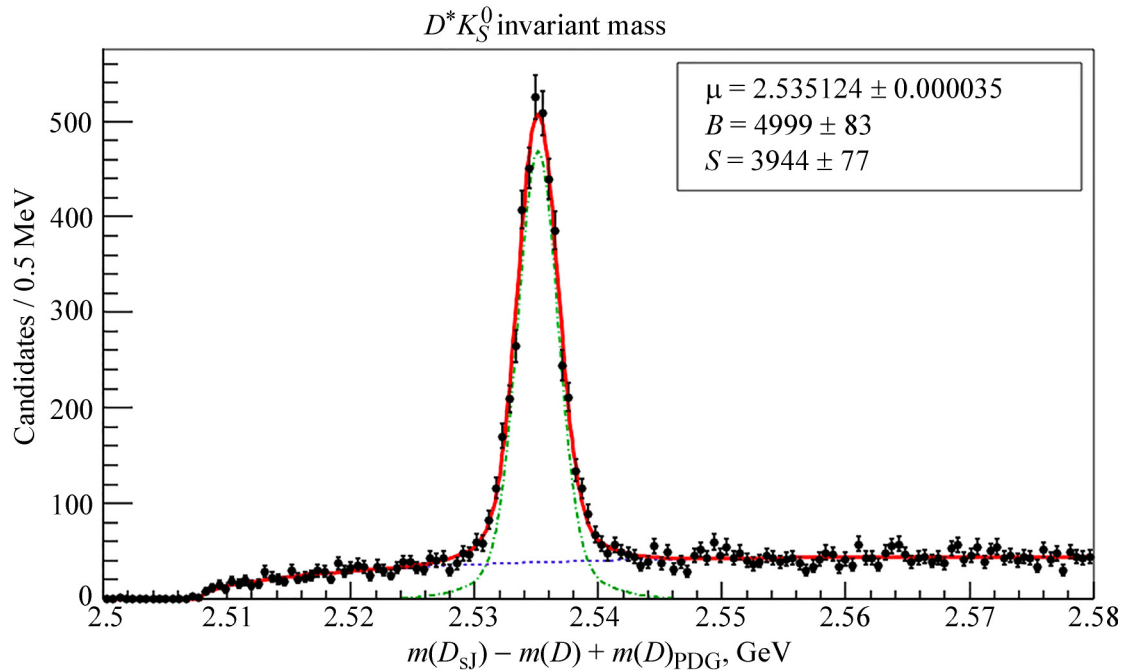


Рис. 2: Результат аппроксимации для  $m(D^0\pi K_S^0) - m(D^0) + m(D^0)_{\text{PDG}}$  в области от 2.5 до 2.58 ГэВ, чёрными точками отмечены данные, зелёным цветом выделен сигнал, синим – фон, красным – сумма сигнала и фона,  $\chi^2/\text{ndof} = 39/241$ , где  $\text{ndof}$  – число степеней свободы.

Добавочные ограничения позволяют, наконец, перейти к реальному изучению сигнала. Лучше всего рассматривать возбуждённые состояния  $D_s$ -мезона на диаграмме инвариантной массы  $D^0$ -,  $\pi$ - и  $K_S^0$ -мезонов за вычетом  $m(K\pi)$  и с добавлением табличной массы  $D^0$ . Процедура вычитания массы, а затем прибавления табличной, позволяет сильно улучшить качество сигнала, а именно частично убрать уширение сигнальных пиков, связанных с разрешением детектора. На рис. 2 показан результат аппроксимации этой величины в регионе от 2.5 до 2.58 ГэВ. Сигнал от  $D_{s1}(2536)$  приближался двойной функцией Гаусса с общим средним, а фон – пороговой функцией с тремя свободными параметрами  $\alpha$ ,  $\beta$  и  $\gamma$  вида

$$B(m) = P(m) \left[ m - \left( m_{D^*} + m_{K_S^0} \right) \right]^\alpha e^{-\beta m - \gamma m^2},$$

где

$$P(m) = \frac{1}{2m} \sqrt{\left[ m^2 - \left( m_{D^*} + m_{K_S^0} \right)^2 \right] \left[ m^2 - \left( m_{D^*} - m_{K_S^0} \right)^2 \right]},$$

что соответствует импульсу дочерних частиц (в этом случае  $D^*$  и  $K_S^0$ ) в системе отсчёта, где материнская частица (то есть  $D_{s1}(2536)$ ) покоилась. При аппроксимации фона использовались идеи и результаты статьи LHCb по изучению рождения  $D_{sJ}$  мезонов из первичной вершины [14]. Аппроксимация даёт около 4000 событий, соответствующих распаду  $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_{s1}^+(2536)\mu^-\bar{\nu}_\mu$ , что больше, чем получалось в предыдущих исследованиях сотрудничества D0 [7]. Среднее значение двойной функции Гаусса составило  $\mu = 2535.124 \pm 0.035$  МэВ, что отлично согласуется с табличным значением  $2535.11 \pm 0.06$  МэВ [1].

Отбор событий  $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^{*+}\mu^-\bar{\nu}_\mu$ . Возбуждённое состояние  $D_s^*$  восстанавливалось в канале  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+\gamma$ , а затем по цепочке распадов  $D_s^+ \rightarrow \phi\pi^+$ ,  $\phi \rightarrow K^+K^-$ . Фотон регистрировался по его конверсии в детекторе в электрон-позитронную пару. Топология распада изображена на рис. 3. Процесс реконструкции событий был таков: сначала отбиралось два трека с  $p_T > 0.7$  ГэВ и  $|\eta| < 2.5$ , которым присваивалась масса  $K$ -мезона, а затем, после проверки, что их инвариантная масса находится в пределах 20 МэВ около массы  $\phi$ -мезона, проводилась подгонка с  $\chi^2 > 1\%$  при требовании  $p_T > 2$  ГэВ. Далее нужно добавить  $\pi$ -мезон, чтобы восстановить распад  $D_s$ . Поэтому ищется ещё один заряженный трек с  $p_T > 0.7$  ГэВ и  $|\eta| < 2.5$ , ему присваивается масса  $\pi$ -мезона, а затем три трека одновременно сводятся в одну вершину с  $\chi^2 > 1\%$ , при условии, что масса получившейся частицы находится в интервале  $\pm 100$  МэВ от массы  $D_s$  и  $p_T(D_s) > 5$  ГэВ.

В процессе реконструкции фотона из интересующего нас распада проводится аппроксимация треков электрона и позитрона в одну вершину с условием равенства ну-

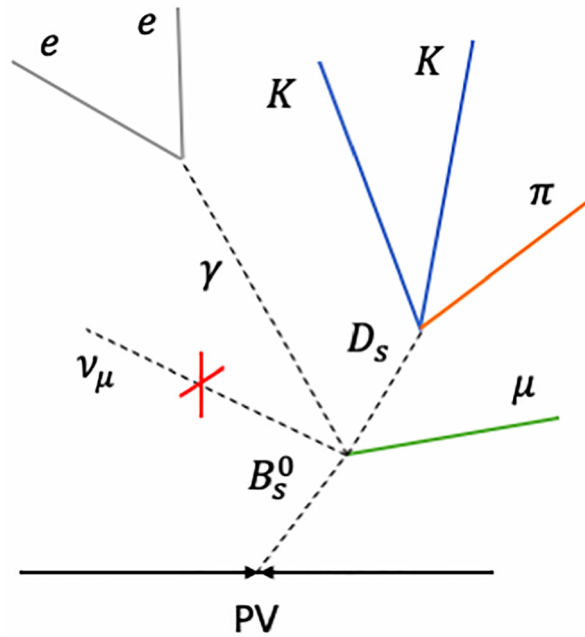


Рис. 3: Топология распада  $\overline{B}_s^0 \rightarrow D_s^{*+} \mu^- \bar{\nu}_\mu$  в канале  $D_s^{*+} \rightarrow D_s^+ \gamma$  с последующими распадами  $D_s^+ \rightarrow \phi \pi^+$ ,  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  и конверсией фотона  $\gamma \rightarrow e^+ e^-$ . Аббревиатура PV означает первичную вершину взаимодействия.

лю их инвариантной массы с  $\chi^2 > 0.5\%$ . Предварительно мы ограничиваем множество рассматриваемых фотонов постановкой условия, что корень из квадрата суммы 4-импульсов фотона и восстановленного ранее  $D_s$ -мезона лежит в 0.2 ГэВ-окрестности массы  $D_s^*$ . Выбранный фотон необходимо сводить в одну вершину вместе с треком  $D_s$ , на этом этапе требуется, что  $\chi^2$  вероятность кинематического фита превышает 1%,  $m(D_s \gamma) = m(D_s^*) \pm 0.1$  ГэВ, а  $p_T(D_s^*) > 5$  ГэВ. После этого осталось добавить к распаду мюон с зарядом, противоположным  $\pi$ -мезону, и выбрать первичную вершину. Делается это по аналогии со случаем  $\overline{B}_s^0 \rightarrow D_{s1}^+ (2536) \mu^- \bar{\nu}_\mu$  распада. Отбирается кандидат с  $p_T(\mu) > 5$  ГэВ и с  $|\eta| < 2.4$ , а затем производится сведение в одну вершину фотона, трека  $D_s$  и, собственно, мюона. Как и ранее, распад восстанавливается не полностью, поскольку нейтрино уносит часть импульса. По этой причине, помимо стандартного ограничения  $\chi^2 > 1\%$ , инвариантная масса треков рассматривается в широком диапазоне от суммы масс  $D_s^*$  и  $\mu$  до табличной массы  $B_s^0$ , также выбирается  $p_T > 5$  ГэВ. После этого из массива первичных вершин выбирается та, у которой сумма квадратов поперечных импульсов родившихся из неё частиц наибольшая, а потом по всем заряженным трекам ставится ограничение на значимость их прицельного параметра,  $\text{IP}_{\text{sig}} > 0.4$ .



Дальше, согласно нашему методу, необходимо ставить дополнительные ограничения на массовые окна и топологические параметры. Поскольку в распаде присутствует три неидентифицированных заряженных трека, массовые окна в данном случае выбираются так: 7 МэВ около табличной массы  $\phi$  и 25 МэВ около массы  $D_s$ . В качестве топологических параметров рассматриваются значимость отлёта  $B_s^0$  от первичной вершины ( $> 8$ ), косинус угла между импульсом фотона и отрезком, соединяющим вершину распада  $B_s^0$  с вершиной конверсии, и косинус угла между импульсом  $D_s$  и отрезком, соединяющим вершины распадов  $B_s^0$  и  $D_s$  (в обоих случаях  $> 0.99$ ).

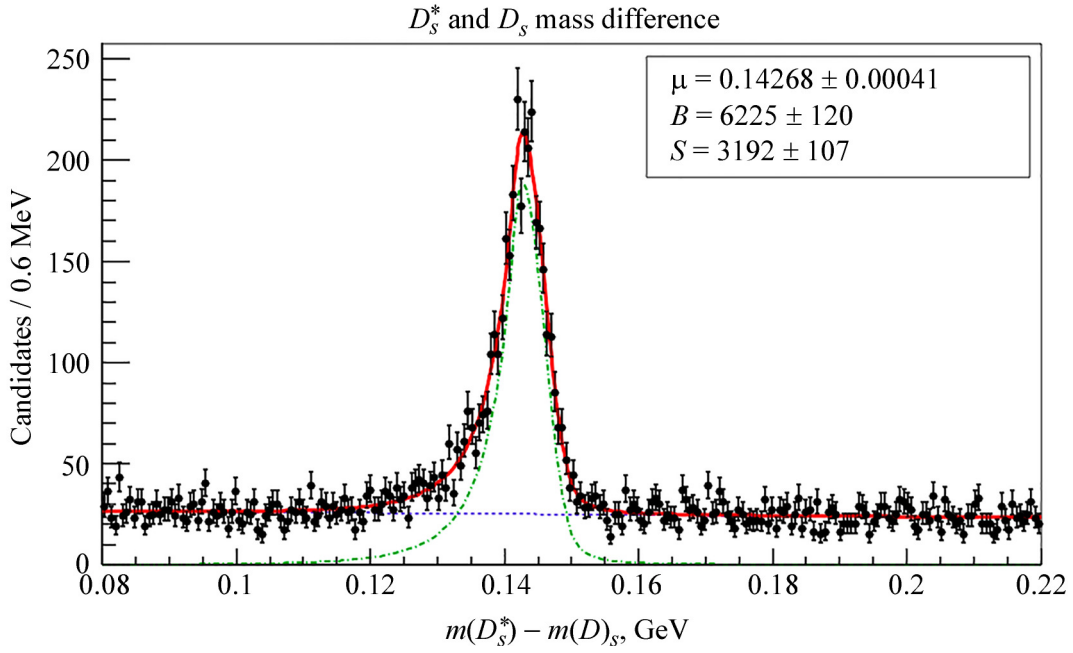


Рис. 4: Результат подгонки величины  $m(D_s\gamma) - m(D_s)$  в области от 0.08 до 0.22 ГэВ. Чёрными точками отмечены данные, зелёным цветом выделен сигнал, синим – фон, красным – сумма сигнала и фона,  $\chi^2/ndof = 40/242$ , где  $ndof$  – число степеней свободы.

Изучать полученные результаты удобно по распределению разности масс  $m(D_s\gamma) - m(D_s)$ . В этой разности сокращаются неопределённости, связанные с разрешением детекторов. Фон в полученном распределении описывался многочленом второй степени, а сигнал – функцией Crystal Ball [15], способной отлично описать процессы с потерей энергии в детекторе, например, процесс конверсии фотона. Результат показан на рис. 4. Получается  $3192 \pm 107$  сигнальных событий, причём среднее значение сигнальной функции оказывается  $142.68 \pm 0.41$  МэВ, что согласуется с табличным значением  $143.8 \pm 0.4$  МэВ [1].

Т а б л и ц а 2

Результат реконструкции искомым распадам  $B_s^0$   
с использованием полного набора данных *BRparking*

Распад	Сигнал после аппроксимации (погрешности статистические)
$B_s^0 \rightarrow D_{s1}^-(2536)\mu^+\nu_\mu$	$3944 \pm 77$
$B_s^0 \rightarrow D_s^{*-}\mu^+\nu_\mu X$	$3192 \pm 107$

*Заключение.* С помощью разработанной нами методики восстановления сигнала полуплеитонных распадов  $B_s^0$ -мезона в некоторые возбуждённые состояния  $D_s$ -мезона без возможности идентификации заряженных треков в событиях, в эксперименте CMS на Большом Адронном Коллайдере были успешно идентифицированы более 3 тысяч соответствующих событий (см. табл. 2). Работоспособность методики доказывает потенциальную возможность извлечения из указанной статистики большого объёма полезной информации для проверки разных теоретических моделей: например, отношения вероятностей полуплеитонных распадов прелестных адронов в разные каналы, элементов матрицы СКМ и так далее.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] R. L. Workman et al. [Particle Data Group], PTEP **2022**, 083C01 (2022). DOI: 10.1093/ptep/ptac097.
- [2] L. Widhalm, “CP violation in B decays: experimental aspects”, in: European School of High-Energy Physics (2005). <https://cds.cern.ch/record/1009273/files/p199.pdf>.
- [3] R. Aaij et al. [LHCb], Phys. Rev. D **101**, 072004 (2020). DOI: 10.1103/PhysRevD.101.072004.
- [4] M. Neubert, “Heavy-Quark Effective Theory”, in: 34th International School of Subnuclear Physics (1996). <https://cds.cern.ch/record/1048190/files/9610266.pdf>.
- [5] R. Aaij et al. [LHCb], Phys. Rev. Lett. **121**, 072002 (2018). DOI: 10.1103/PhysRevLett.121.072002.
- [6] C. Oswald et al. [Belle], Phys. Rev. D **92**, 072013 (2015). DOI: 10.1103/PhysRevD.92.072013.
- [7] V. Abazov et al. [D0], Phys. Rev. Lett. **102**, 051801 (2009). DOI: 10.1103/PhysRevLett.102.051801.
- [8] R. Aaij et al. [LHCb], Phys. Lett. B **698**, 14 (2011). DOI: 10.1016/j.physletb.2011.02.039.

- [9] S. Chatrchyan et al. [CMS], JINST **3**, S08004 (2008). DOI: 10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [10] Я. А. Андреев, К. М. Иванов, Р. Н. Чистов, Краткие сообщения по физике ФИАН **50**(1), 42 (2023). <https://elibrary.ru/contents.asp?id=49881655>.
- [11] R. Bainbridge [CMS], EPJ Web Conf. **245**, 01025 (2020). DOI: 10.1051/epjconf/202024501025.
- [12] A. M. Sirunyan et al. [CMS], JINST **13**, P06015 (2018). DOI: 10.1088/1748-0221/13/06/P06015.
- [13] A. M. Sirunyan et al. [CMS], JINST **15**, P09018 (2020). DOI: 10.1088/1748-0221/15/09/P09018.
- [14] R. Aaij et al. [LHCb], JHEP **02**, 133 (2016). DOI: 10.1007/JHEP02(2016)133.
- [15] J. E. Gaiser, Ph.D. Thesis, Stanford University, SLAC-0255 (1982). <https://inspirehep.net/files/3a6ffc353519cd9cbac9b439b523ef6d>.

Поступила в редакцию 24 мая 2023 г.

После доработки 3 июля 2023 г.

Принята к публикации 4 июля 2023 г.