

# Физика тяжелых адронов

Керим Гусейнов\*

20 декабря 2020 г.

## I. Введение

В физике частиц стандартная модель на данный момент является самой успешной теорией и с большой точностью описывает многие процессы и реакции. Однако существуют глобальные проблемы, объяснить которые в рамках СМ не удастся. Список таких проблем включает

- осцилляции нейтрино,
- барионную асимметрию вселенной,
- темную материю,
- стабильность массы бозона Хиггса из-за петлевых поправок,
- иерархию масс фундаментальных частиц.

Кроме того, СМ не притрагивается к объяснению гравитации и даже несовместима с общей теорией относительности – наиболее действенной теорией гравитации из существующих. Это означает, что СМ не может быть окончательной теорией, описывающей мир вокруг нас.

Однако СМ описывает эксперимент с большой точностью, и любые новые теории должны описывать с не меньшей, а значит, их можно искать в виде расширений Стандартной модели. Возможных расширений со стороны теории было предложено немало, но даже самые грандиозные и громкие, теории великого объединения и суперсимметрии, до сих пор не находят подтверждения в эксперименте.

Всю физику, выходящую за рамки СМ, называют новой физикой. Поиски новой физики – одна из главных задач трех из четырех крупных экспериментов Большого адронного коллайдера: ATLAS, CMS и LHCb. ATLAS и CMS подходят к этой задаче в основном со стороны грубой силы: в них ведутся поиски прямого рождения частиц, составляющих новую физику. Возможен еще один путь – непрямой. В этом случае изучаются эффекты воздействия новой физики на какие-либо процессы,

возможно даже разрешенные в СМ. Наилучшим образом, конечно, влияние будет заметно при изучении процессов, вероятность которых в СМ хотя бы подавлена. Чем больше узлов и частиц содержит диаграмма Фейнмана какого-либо процесса в СМ, тем более вероятно появление новых частиц в диаграмме, а значит и вклад новой физики. Именно поэтому и появляется интерес к реакциям, редко происходящим в Стандартной модели. Например, к редким распадам. Сравнение вероятностей, предиктованной СМ и полученной в эксперименте, и поиск отклонений от СМ дают физикам улики, указывающие на правильное направление к новой теории.

С другой стороны, интерес к Стандартной модели не угасает, и потребность в более точных измерениях и вычислениях параметров СМ все так же велика. Касательно адронных коллайдеров и физики адронов в целом, наибольший интерес представляют прецизионные измерения параметров бозона Хиггса и матрицы ККМ. Очевидно, последнее затрагивает физику адронов гораздо больше. Матрица Кабиббо-Кобаяши-Маскава определяет вероятности слабых переходов между кварками, а следовательно, и слабых распадов адронов. Кроме того, комплексная фаза в ней служит единственным источником нарушения  $CP$ -четности в Стандартной модели.

Таким образом, изучение распадов адронов, содержащих один или два  $s$ - или  $b$ -кварка, представляет многочисленные сценарии проверки СМ и уточнения множества её параметров.

## II. Детектор LHCb

Детектор LHCb [1] расположен на Большом адронном коллайдере – самом мощном ускорителе в истории физики частиц. Высокие энергии, достигаемые протонными пучками, и большие светимости позволяют подробно изучать прежде даже не

---

\*guseynovkerim@gmail.com

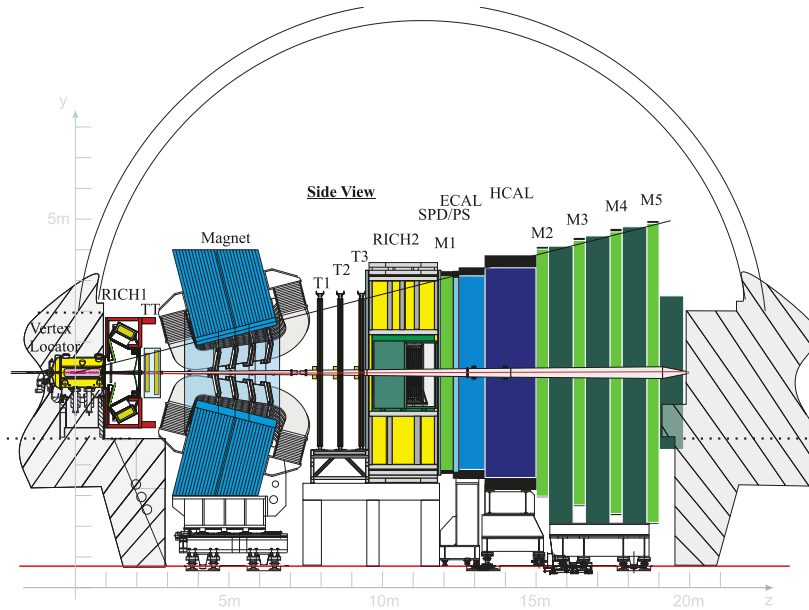


Рис. 1. Общий вид детектора LHCb и его частей.

наблюдавшиеся процессы. Сам детектор LHCb, в свою очередь, имеет ряд отличительных особенностей, позволяющих производить специфические эксперименты и с большей точностью наблюдать за распадами тяжелых адронов. Можно назвать две основные особенности. Во-первых, высокоточный вершинный детектор (vertex locator), расположенный вблизи точки соударения протонов, позволяющий определять вершины распадов короткоживущих частиц –  $b$ - и  $c$ -адронов. А во-вторых, систему идентификации частиц, основанную на черенковских детекторах (RICH1, RICH2). Важно отметить, что остальные два упомянутых эксперимента БАК не имеют какой-либо системы идентификации частиц вообще. Общий вид детектора представлен на рисунке 1.

Для корректной работы аппаратуры детектора LHCb пучки протонов, в отличие от ATLAS и CMS, намеренно формируются менее плотными, чтобы не создавать излишних шумов и учитывать мертвое время суб-детекторов. Это, конечно, уменьшает получаемую светимость, но позволяет проводить более тонкие анализы распадов.

### III. Нейтральные $D$ , $B$ , $B_s$ мезоны

Среди адронов мезоны выделяются тем, что являются собственными античастицами. Нейтраль-

ные мезоны выделяются еще сильнее, поскольку допускают переходы между частицей и античастицей, называемые смешиванием. Суть процесса в том, что если в квантовой системе присутствуют два уровня и возможен переход между ними, то эти уровни, очевидно, не являются решениями стационарного уравнения. Вместо двух “старых” уровней возникают два других, слегка отличающихся друг от друга энергией. С точки зрения кварков, мезоны и их массы покоя и являются такими состояниями. Однако, смешивание нейтральных мезонов обусловлено слабым взаимодействием, а сильное воспринимает их все так же в виде “старых” состояний. Таким образом, мезон рождается в сильном взаимодействии, затем путешествует самостоятельно и, находясь под влиянием слабого взаимодействия, раскладывается по его собственным векторам, а когда вновь встречается с адроном, возвращается в старый базис. Поскольку массы состояний не совпадают, при эволюции слабых собственных векторов со временем (или же с пройденным расстоянием) возникают осцилляции между частицей и античастицей. Частота этих осцилляций зависит от разности масс и позволяет её измерить с большой точностью.

Смешивание нейтральных мезонов, очевидно, затрагивает тему переходов кварков между собой,

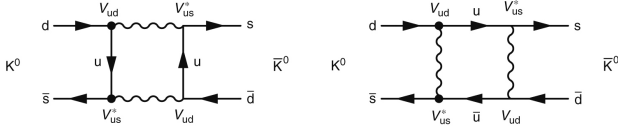


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана, обеспечивающие смешивание нейтральных каонов.

а значит и матрицу ККМ. Впервые смешивание наблюдалось для  $K$  мезонов, состоящих из  $\bar{s}d$  или  $s\bar{d}$ . Соответствующие диаграммы Фейнмана представлены на рисунке 2. Нейтральные  $K^0$  и  $\bar{K}^0$  смешиваются в короткоживущий  $K_S$  и долгоживущий  $K_L$ . Время жизни последнего достаточно велико для наблюдения осцилляций. Состояния  $K_L$  и  $K_S$  отличаются также  $CP$ -четностью, у первого она равна  $-1$ , а у второго  $+1$ , что дает им распады на три пиона и два пиона соответственно. Но существует небольшая вероятность распада  $K_L \rightarrow 2\pi$ , которая и свидетельствует о нарушении  $CP$ -четности [2]. Осцилляции нейтральных каонов свидетельствуют о разности масс  $\Delta m = 5.293 \pm 0.009 \text{ нс}^{-1}$  [3].

Аналогично себя ведут и более тяжелые нейтральные мезоны  $D$ ,  $B$  и  $B_s$ . Их смешивания имеют особенности.  $D$ -мезоны, содержащие  $c$ -кварк, распадаются настолько быстро, что осцилляции уловить практически невозможно. Они были открыты лишь в 2016 году коллаборацией LHCb [4]. Прямое  $CP$  нарушение, связанное с этими мезонами, было найдено совсем недавно [5]. Осцилляции  $B$ -мезонов были найдены уже давно, а LHCb внес вклад в изучение  $CP$  нарушения [6]. Особенностью  $B_s$  мезонов является чрезвычайно большая частота осцилляций  $\Delta m_s = 17.768 \pm 0.024 \text{ пс}^{-1}$  [7] по сравнению с  $\Delta m_d = 0.5064 \pm 0.0019 \text{ пс}^{-1}$  [8] для  $B$  мезонов и уже названным числом для каонов.

#### IV. Матрица Кабиббо-Кобаяши-Маскава

Матрица Кабиббо-Кобаяши-Маскава определяет вероятности перехода между кварками путем испускания  $W$ -бозона. Например, компонента  $V_{ub}$  определяет матричный элемент процесса  $b \rightarrow uW^-$ . Матрица ККМ содержит 9 комплексных чисел, то есть 18 параметров. В рамках СМ она долж-

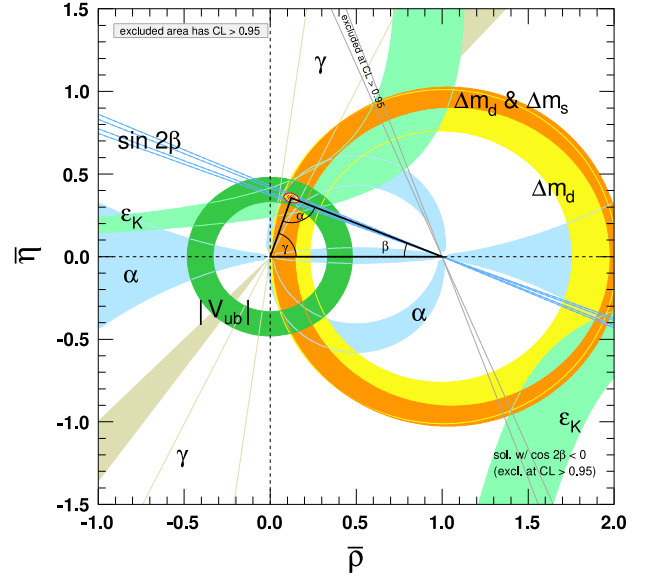


Рис. 3. Треугольник унитарности матрицы ККМ.

на быть унитарной, что уменьшает количество параметров до 9. Среди них содержится 5 ненаблюдаемых фаз. То есть в итоге остаются 4 физически значимых параметра: три угла смешивания и одна фаза. Значения этих параметров принято изображать в виде так называемого треугольника унитарности. Двум вершинам треугольника приписываются координаты  $(0, 0)$  и  $(1, 0)$ , координаты третьей вершины  $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$  задаются формулами

$$\sqrt{\bar{\rho}^2 + \bar{\eta}^2} = \left| \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right|, \quad \sqrt{(1 - \bar{\rho})^2 + \bar{\eta}^2} = \left| \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right|,$$

а углы  $\alpha, \beta, \gamma$  – формулами

$$\alpha = \arg \left( -\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right), \quad \beta = \arg \left( -\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right),$$

$$\gamma = \arg \left( -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right).$$

Экспериментальные измерения компонент матрицы комбинируют и изображают на едином графике, как показано на рисунке 3. Удобство и иллюстративность в том, что видно, как разные методы измерения параметров матрицы согласуются между собой, образуя вершину треугольника. Отсутствие согласия указывало бы на наличие новой физики и иные источники  $CP$  нарушения. В рамках СМ, чем больше площадь треугольника, тем сильнее нарушена  $CP$ -четность.

Различные буквы на рисунке соответствуют разным физическим процессам.  $\epsilon_K$  соответствует рас-

паду  $K_L$  мезона на два пиона [9]. Угол  $\beta$  наиболее точно определялся из распадов нейтральных  $B$ -мезонов на  $J/\psi K_S$  [6]. Углы  $\alpha$  и  $\gamma$  не имеют таких же четких аналогий, а остальные обозначения очевидны из уже написанных в этом и предыдущем разделах.

## V. Экзотические кварковые состояния

Кварковая модель, вводя цвет, разрешает существование лишь синглетных по цвету состояний, то есть мезонов, барионов и антибарионов. Однако если назвать адроны атомами, то возможно и существование молекул, ведь и они будут цветовыми синглетами. Их существование довольно спорно, но несомненно вызывает интерес и стимулирует проведение соответствующих анализов.

Наиболее громким было обсуждение пентакварковых состояний, наблюдавшихся в системе  $J/\psi p$ . Сначала считали, что присутствуют пентакварки с массами 4380 и 4450 МэВ. Затем, последний резонанс расщепился на два разных с массами 4440 и 4457 МэВ, а масса легкого уменьшилась до 4312 МэВ. Новейший анализ, проведенный на основе всех данных, собранных LHCb за Run 1 и Run 2, представлен в [10]. В нем, как и во всех других анализах на эту тему, рассматривается распад  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ . Соответствующая диаграмма Далица представлена на рисунке 4. Как видно, она имеет довольно нетривиальную структуру. Пики в системе  $pK^-$  обусловлены странными резонан-

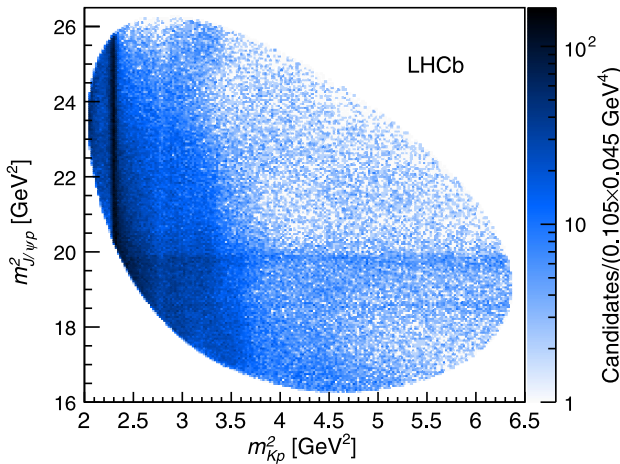


Рис. 4. Диаграмма Далица распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ .

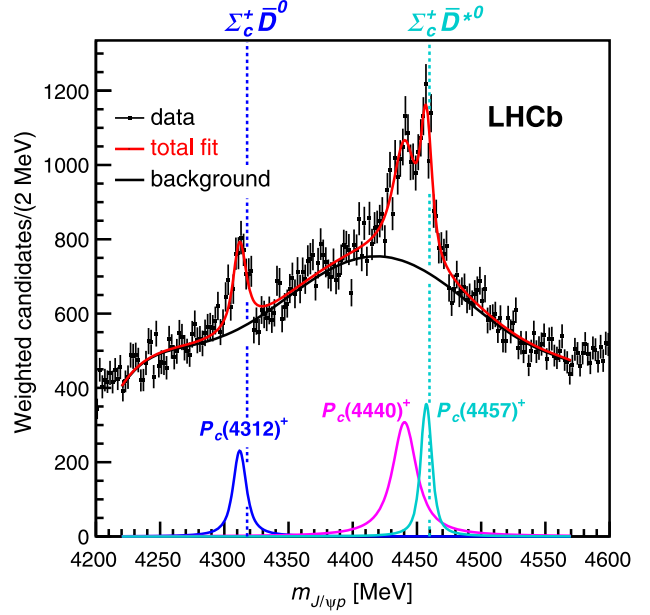


Рис. 5. Взвешенное распределение масс  $J/\psi$  в распаде  $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ .

сами, а пики в системе  $J/\psi p$  как раз вызывают интерес. Они свидетельствуют о присутствии связанных состояний протона и легчайшего чармония, которые можно интерпретировать двумя способами. В случае сильной связи все пять кварков находятся близко друг к другу и взаимодействуют глюонами, а в случае слабой связи кварки группируются в мезон и барион и взаимодействуют аналогично нуклонам в ядре. В анализе распределение масс  $J/\psi p$  перевзвешивается для лучшего выделения сигнала. Результат показан на рисунке 5. Со стороны теории найденным массам лучше всего соответствуют связанные состояния  $\bar{D}^0 \Sigma_c^+$  и  $\bar{D}^{*0} \Sigma_c^+$ , имеющие кварковую структуру  $u\bar{c}-cud$ .

Кроме того, недавно был проведен подробный амплитудный анализ распада  $B^+ \rightarrow D^+ D^- K^+$ , выявивший возможное существование тетракварковых состояний в системе  $D^- K^+$  [11]. Однако количества событий на данный момент значительно уступают обсуждавшемуся пентакварку.

## VI. Адронная спектроскопия

Побочной задачей эксперимента LHCb оказывается адронная спектроскопия. Я говорю побочной, поскольку измерения на адронном коллайдере, разумеется, уступают по точности измерениям с пуч-

ками электронов. Выигрыш адронных коллайдеров в колоссальном увеличении энергии, позволяющем изучать тяжелые адроны. Однако адронная спектроскопия, как и все остальное, интересна в сравнении с теорией. Теория здесь очень непростая, все расчеты КХД производятся на решетках и требуют больших вычислительных мощностей и затрат времени. И чем выше энергия, тем более мелкий шаг решетки требуется. В результате теория работает лишь с относительно легкими адронными резонансами, в основном даже только со странным кварком. И энергетический выигрыш БАК в этом вопросе не помогает.

Однако с другой стороны, большие энергии БАК в паре с высокой точностью детектора LHCb позволяют открывать крайне редко образующиеся тяжелые частицы и подробно их изучать. Наилучшими примерами являются недавние наблюдения дважды очарованной частицы  $\Xi_{cc}^{++}$  [12] и прелестно-очарованного мезонного резонанса  $B_c^{*+}$  [13]. Эти частицы видны в качестве резонансов в распределениях инвариантных масс продуктов их распада, как показано на рисунках 6 и 7 соответственно. На рисунке 7 помимо резонанса  $B_c^*(2^3S_1)^+$ , который имеет достаточную статистическую значимость, также видно возможное состояние  $B_c(2^1S_0)^+$ .

Кроме того, адронная спектроскопия необходима для полного понимания происходящих в распадах процессов и в частности для правильного их моделирования. Такие анализы чаще всего не являются открытием частиц, поскольку появляющиеся в цепочках распадов резонансы легче  $b$ -адронов и в большом количестве были открыты и изучены на В-фабриках Belle и BaBar. Подобные работы имеют в основном техническую значимость. Например, при изучении многочастичных распадов большое влияние имеют эффективности регистрации и восстановления частиц. Определить их с приличной точностью предельно сложно, и поэтому рассматривают относительные вероятности процессов. Чем ближе процессы друг к другу кинематически, тем слабее окажется вклад эффективностей в результат, а следовательно, и систематическая погрешность определяемой величины. Большой интерес представляют многочастичные

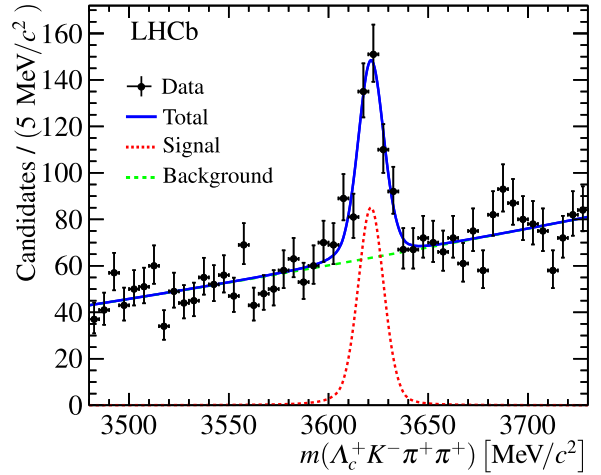
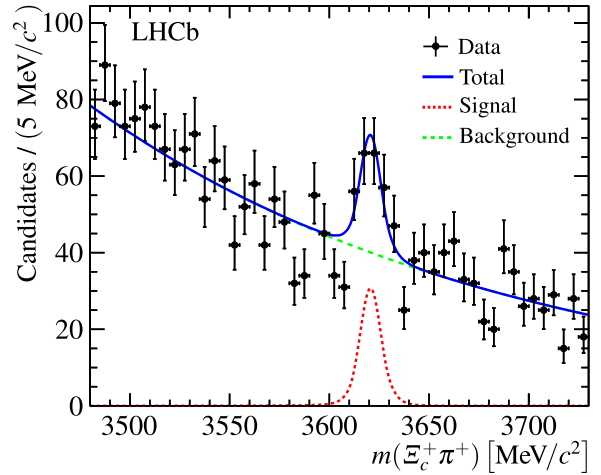


Рис. 6. Наблюдение распадов  $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_{cc}^+ \pi^+$  и  $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Lambda_c^+ K^- \pi^+ \pi^+$  по инвариантной массе конечных частиц.

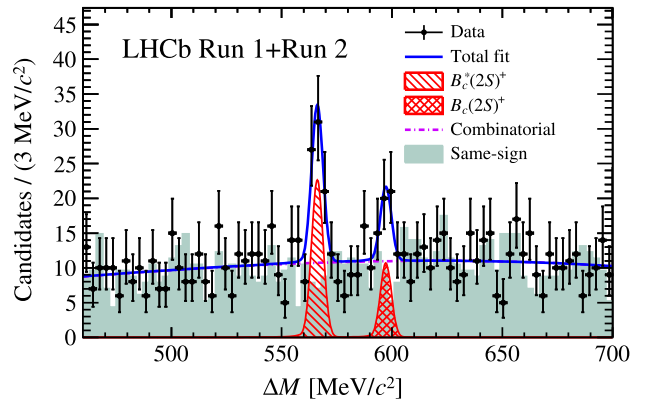


Рис. 7. Распределение разности масс  $\Delta M = M(B_c^+ \pi^+ \pi^-) - M(B_c^+)$ .



распады, а для их изучения приходится последовательно рассматривать все более и более сложные процессы. Например, на основе анализа распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$  был измерен многочастичный распад  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ . А на основе последнего возможно изучение распада  $\Lambda_b^0 \rightarrow D^+ p \pi^- \pi^-$ . А он, в свою очередь, позволяет измерять распады  $\Xi_b$ . Кроме того, при изучении процесса  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ 3\pi$  был выделен целый ряд промежуточных очарованных резонансов  $\Lambda_c^{*+}$ ,  $\Sigma_c^{*0}$ ,  $\Sigma_c^{*++}$  [14], очевидно, влияющих на кинематику исходной реакции.

## VII. Вывод

Физика тяжелых адронов на БАК и других ускорителях позволяет с высокой точностью определять массы адронов, изучать каналы их распада и измерять их вероятности. Она является хорошей экспериментальной проверкой феноменологических моделей адронов, описывающих реакции и распады без углубления в КХД.

Редкие распады и предельно точные измерения позволяют проверять Стандартную модель и уточнять ее параметры. А экзотические кварковые состояния, появляющиеся в экспериментах последние годы, иллюстрируют, как много новых явлений нам еще предстоит открыть.

## Список литературы

- [1] A. A. J. Alves *et al.* (LHCb), *The LHCb Detector at the LHC*, *JINST* **3**, S08005 (2008).
- [2] J. H. Christenson *et al.*, *Evidence for the  $2\pi$  Decay of the  $K_2^0$  Meson*, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 138 (1964).
- [3] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), *Review of Particle Physics*, *Phys. Rev. D* **98**, 030001 (2018).
- [4] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *First Observation of  $D^0 - \bar{D}^0$  Oscillations in  $D^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$  Decays and Measurement of the Associated Coherence Parameters*, *Phys. Rev. Lett.* **116**, 241801 (2016), [arXiv:1602.07224](#).
- [5] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *Observation of CP Violation in Charm Decays*, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 211803 (2019), [arXiv:1903.08726](#).
- [6] R. Aaij *et al.* (LHCb collaboration), *Measurement of CP Violation in  $B^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$  Decays*, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 031601 (2015), [arXiv:1503.07089](#).
- [7] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *Precision measurement of the  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  oscillation frequency with the decay  $B_s^0 \rightarrow D_s^- \pi^+$* , *New J. Phys.* **15**, 053021 (2013), [arXiv:1304.4741](#).
- [8] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *A precise measurement of the  $B^0$  meson oscillation frequency*, *Eur. Phys. J. C* **76** (2016), [arXiv:1604.03475](#).
- [9] F. Ambrosino *et al.* (KLOE), *Measurements of the absolute branching ratios for the dominant  $K_L$  decays, the  $K_L$  lifetime, and  $V_{us}$  with the KLOE detector*, *Phys. Lett. B* **632**, 43 (2006), [arXiv:hep-ex/0508027](#).
- [10] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *Observation of a Narrow Pentaquark State,  $P_c(4312)^+$ , and of the Two-Peak Structure of the  $P_c(4450)^+$* , *Phys. Rev. Lett.* **122**, 222001 (2019), [arXiv:1904.03947](#).
- [11] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *Model-Independent Study of Structure in  $B^+ \rightarrow D^+ D^- K^+$  Decays*, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 242001 (2020), [arXiv:2009.00025](#).
- [12] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *First Observation of the Doubly Charmed Baryon Decay  $\Xi_{cc}^{++} \rightarrow \Xi_c^+ \pi^+$* , *Phys. Rev. Lett.* **121**, 162002 (2018), [arXiv:1807.01919](#).
- [13] R. Aaij *et al.* (LHCb), *Observation of an excited  $B_c^+$  state*, *Phys. Rev. Lett.* **122**, 232001 (2019), [arXiv:1904.00081](#).
- [14] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), *Measurements of the branching fractions for  $B_{(s)} \rightarrow D_{(s)} \pi \pi \pi$  and  $\Lambda_b^0 \rightarrow \Lambda_c^+ \pi \pi \pi$* , *Phys. Rev. D* **84**, 092001 (2011), [arXiv:1109.6831](#).