

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ  
им. Н.Н. БОГОЛЮБОВА



A handwritten signature in blue ink is located on the right side of the page. The signature is stylized and appears to be the name of the author or a related official.

На правах рукописи

**Мухаева Альфия Ильгизовна**

**Проявления Новой физики в редких распадах  
 $B$ -мезонов**

Специальность 1.3.3 —  
«Теоретическая физика»

Автореферат  
диссертации на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна — 2024

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук  
**Бедняков Александр Вадимович**

С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединенного института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интернет» по адресу: <https://dissertations.jinr.ru>. С печатной версией диссертации можно ознакомиться в Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д. 6).

Технический секретарь  
диссертационного совета  
по теоретической физике ЛТФ,  
канд. физико-математических наук



Ю.М. Быстрицкий

## Общая характеристика работы

### Актуальность темы.

Одной из наиболее активно развивающихся областей современной науки является изучение и описание фундаментальных взаимодействий. Благодаря значимым теоретическим и экспериментальным открытиям, сделанным за последний век, была создана Стандартная Модель (СМ) физики элементарных частиц. Предложенный в рамках этой модели спектр частиц окончательно сформировался в 2012 году с обнаружением бозона Хиггса на Большом адронном коллайдере (ЛHC) [1; 2].

Стандартная Модель физики элементарных частиц успешно описывает наблюдаемые явления. За последние десятилетия было проведено множество экспериментов, направленных на проверку СМ, как при высоких, так и при низких энергиях. СМ построена как калибровочная квантовая теория поля (КТП) с локальной калибровочной группой

$$\mathcal{G}_{SM} = U(1)_Y \times SU(2)_L \times SU(3)_C,$$

где  $SU(3)_C$  обозначает симметрию квантовой хромодинамики (КХД), теорию сильных взаимодействий;  $SU(2)_L$  калибровочная группа слабых взаимодействий;  $U(1)_Y$  группа, описывающая электромагнитные взаимодействия с ненулевым квантовым числом – гиперзарядом  $Y$ . Квантовые числа  $SU(3)_C$  и  $SU(2)_L$  называются цветом и изоспином, соответственно. СМ содержит частицы материи, кварки и лептоны, причем первые бывают верхнего и нижнего типов, с цветовым зарядом, обозначаемым  $u$  и  $d$ , соответственно. Лептоны делятся на электрически нейтральные нейтрино  $\nu$  и электрически заряженные лептоны  $e$ , не заряжены по  $SU(3)_C$ . Кроме того, имеется три поколения фермионов, что дает в общей сложности шесть флейворов для кварков и лептонов. Эти поля делят на дублеты по  $SU(2)_L$  ( $Q$  для кварков,  $L$  для лептонов) и синглеты  $SU(2)_L$  ( $U$ ,  $D$  для кварков,  $E$  для лептонов), где первые с левой киральностью, вторые с правой.

В СМ  $SU(2)_L$  калибровочные бозоны  $W^\pm$ ,  $Z^0$  и фермионы приобретают массы через механизм Хиггса в результате электрослабого нарушения симметрии (EWSB) до электромагнитной:  $U(1)_Y \times SU(2)_L \rightarrow U(1)_{em}$ . При этом массы калибровочных бозонов пропорциональны вакуумному среднему поля Хиггса  $v$ , в то время как массы кварков и заряженных лептонов пропорциональны произведению  $v$  и соответствующей юкавской константы связи. Экспериментальные значения для масс кварков и лептонов, калибровочных бозонов, можно посмотреть в [3]. Подробнее с основами Стандартной модели можно ознакомиться, например, в работах [4; 5].

Несмотря на то, что СМ успешно объясняет многие наблюдаемые явления и экспериментальные данные [3], она имеет ряд недостатков и не является окончательной фундаментальной теорией. Есть несколько проблем, которые не могут быть решены СМ, такие как:

- **Массы нейтрино:** в первоначальной формулировке СМ нейтрино безмассовые, что противоречит наблюдательным данным по осцилляциям [6], подразумевающим малые, ненулевые массы. Генерация масс нейтрино в теории требует расширения Стандартной модели. Это можно сделать добавив к СМ поля правых нейтрино, которые преобразуются как СМ-синглет  $\nu_R \sim (0,1,1)$ , при этом генерация масс осуществляется через взаимодействие Юкавы с полем Хигса. Кроме того, можно рассмотреть механизм качелей, см., например, [7], и ссылки к нему;
- **Кандидат в темную материю:** по результатам космологических и астрофизических наблюдений только пять процентов наблюдаемого вещества во Вселенной приходится на фермионную материю, в то время как остальная часть состоит из темной материи [8] и темной энергии [9], не описываемой СМ;
- **Проблема иерархий,** заключающаяся в несоответствии между  $\Lambda_{QCD}, M_{Pl}, M_{GUT}$  масштабами. Например, поправка к массе бозона Хигса  $\mu^2$  пропорциональна шкале обрезания  $\Lambda^2$ . Если  $\Lambda \sim M_{Pl}$ , то поправка к  $\mu^2$  будет огромной. Поэтому, для стабилизации иерархии, необходимо введение новой шкалы в районе ТэВ;
- **Гравитация,** которая не описывается Стандартной моделью;
- **Асимметрия** между материей и антиматерией, присутствующая во Вселенной [10], также не находит объяснения в рамках СМ.

Следовательно, актуальной задачей на данный момент является поиск Новой физики (НФ) за пределами Стандартной модели. Было предложено множество расширений, включающих новые частицы и взаимодействия, которые требуют экспериментальной проверки на коллайдерах. Таким образом, поиск Новой физики включает прямые и косвенные методы. Однако, прямое рождение и обнаружение новых частиц на коллайдерах ограничено энергиями до диапазона ТэВ. Это стимулирует возможные косвенные методы, что подразумевает измерение отклонений различных физических наблюдаемых, способных косвенно указать на присутствие Новой физики в изучаемых явлениях. Косвенные поиски позволяют изучать высокие энергии, которые недоступны для прямых экспериментов.

Исследование редких распадов  $B$ -мезонов, которые происходят за счет нейтральных токов, изменяющих аромат фермионов (Flavour Changing Neutral Currents - FCNC), относятся к косвенным методам. В Стандартной модели такие процессы запрещены на древесном уровне и происходят только за счет петлевых диаграмм. Поскольку есть возможный вклад новых частиц в петли, эти распады могут быть потенциально чувствительными к Новой физике. Среди таких процессов  $b \rightarrow s$  переходы заслуживают особого внимания, поскольку в них наблюдаются

значительные отклонения от предсказаний СМ. Например, относительная вероятность распада  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Мировое среднее по последним измерениям LHCb [11] и CMS [12] отклоняется от СМ [13] на  $2.4\sigma$

$$\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-) = (3.45 \pm 0.29) \cdot 10^{-9}.$$

Для отношений

$$R_K = \frac{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-)}{\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ e^+ e^-)}, \quad R_{K^*} = \frac{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-)}{\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^* e^+ e^-)},$$

экспериментальное значение до 2022 года составляло  $R_K^{[1.1,6]} = 0.846_{-0.054}^{+0.060}(stat.) \pm 0.021(syst.)$  и  $R_{K^*}^{[1.1,6]} = 0.69_{-0.07}^{+0.11}(stat.) \pm 0.05(syst.)$  [14], с отклонением от СМ на  $3.1\sigma$  и  $2.5\sigma$ , соответственно. Однако, по последним измерениям LHCb [15], эти наблюдаемые согласуются с СМ [16–18] на уровне  $0.2\sigma$ .

Кроме того, по результатам последних измерений 2024 года, ширина распада  $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$  [19] в  $[1.1,6]\text{ГэВ}^2$  области инвариантной массы лептонной пары ( $q^2$ )

$$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-) = (12.42 \pm 0.68) \times 10^{-8},$$

на  $2\sigma$  ниже предсказаний СМ. Аналогичные отклонения в  $2\sigma$  были зарегистрированы в  $B_s^0 \rightarrow \phi \mu^+ \mu^-$  для  $q^2 \in [1.1,6]\text{ГэВ}^2$  [20]; в угловых распределениях распадов  $B$ -мезонов [21–23]. Например, для наблюдаемой  $P'_5$  [21], в области  $q^2 = [4.0 - 6.0] \text{ГэВ}^2$  и  $q^2 = [6.0 - 8.0] \text{ГэВ}^2$ . Последние измерения LHCb [22]

$$P'_5{}^{[4.0-6.0]} = -0.439 \pm 0.111 \pm 0.036, \quad P'_5{}^{[6.0-8.0]} = -0.583 \pm 0.090 \pm 0.030$$

отклоняются на  $2.5\sigma$  и  $3\sigma$ , соответственно.

Помимо отклонений в распадах  $B$ -мезонов, имеются несоответствия в смешивании нейтральных мезонов. Разница масс  $B_s - \bar{B}_s$  мезонов,  $\Delta M_s$  до последнего времени прекрасно согласовывалась с экспериментальными результатами. Однако, по последним вычислениям на решетке, предсказание СМ составляет  $\Delta M_s^{SM} = (18.77 \pm 0.76) ps^{-1}$  [24], что значительно превышает измерения [25]

$$\Delta M_s^{exp} = (17.765 \pm 0.004) ps^{-1}.$$

Стоит также упомянуть про смешивание  $D_0 - \bar{D}_0$  мезонов. Например, отношение разницы  $D_0$  масс  $\Delta m$  к усредненной ширине распада  $\Gamma$  (см., например, [3; 26]))

$$x_D \equiv \frac{\Delta m}{\Gamma} = 0.5_{-0.14}^{+0.13} \%$$

В то время как в СМ [27]  $x_D^{SM} = 0.4 \pm 0.4 \%$ .

Что касается теоретических предсказаний для редких распадов  $B$ -мезонов как в Стандартной модели, так и в ее расширениях, то здесь имеются некоторые трудности, связанные с непертурбативными адронными неопределенностями. Однако, в последние годы, такие подходы как правило сумм на световом конусе (LCSR) и решеточная КХД (LQCD) [28; 29], продвинулись далеко вперед в расчете форм-факторов (ФФ) в  $b \rightarrow sll$  процессах, поскольку для исследования распадов во всей кинематической области, необходимо знать ФФ для малых, центральных и больших значений  $q^2$ . Это играет важную роль в выявлении вкладов Новой физики, поскольку наблюдаемые чувствительны к ним (ФФ).

С этой точки зрения, наша мотивация, связанная с рассмотрением таких угловых наблюдаемых, и отношений парциальных ширин в  $B \rightarrow K^{(*)}l^+l^-$ , в которых сокращается вклад непертурбативной КХД, вполне обоснована. Кроме того, существует еще одно семейство переходов с изменением флейвора в нейтральном токе и нейтральными лептонами в конечном состоянии [30]. Редкие полулептонные  $B$ -распады с двумя нейтрино в конечном состоянии являются теоретически более чистыми каналами, чем  $b \rightarrow sll$ . Это связано с тем, что они не имеют больших адронных неопределенностей, возникающих в форм-факторах, таких как нефакторизуемые поправки и вклады фотонных пингвинов. Кроме того, экспериментальное изучение  $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$  процессов поможет ограничить модели Новой физики, которые предсказывают новые частицы, такие как лептокварки, аксионы и частицы темной материи.

До сегодняшнего дня верхняя оценка относительной вероятности распада  $\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu})$  была получена на экспериментах BaBar [31], Belle [32; 33] и Belle II [34–36]. Хорошо известно, что этот процесс является экспериментально сложным, поскольку нейтрино в конечном состоянии не оставляют никакой информации в детекторе. До сих пор во всех измерениях рассматривали  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$  процесс, где второй  $B$ -мезон распадается на адроны или полулептоны. Этот подход подавляет фоновые события, но приводит к низкой эффективности восстановления сигнала, обычно ниже 1%. Однако, в недавнем исследовании, опубликованном Belle II по  $B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu}$  [34], используется новый и независимый метод. Преимущество которого по сравнению с предыдущими, заключается в достижении большей эффективности сигнала (4%) за счет более высокого уровня фона.

По результатам измерений Belle-II 2021 года [34], а также 2023 года [37] отклонения относительной вероятности распада  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu})$  от СМ [38] составляет  $2.4\sigma$ ,  $2.6\sigma$ , соответственно.

Вклады Новой физики можно изучать с помощью эффективной теории (EFT), а также используя конкретные модели. В данной диссертации мы затронем оба аспекта. Первый из способов заключается в том, что рассматривается полный набор возможных операторов размерности шесть,

которые могут давать вклад в рассматриваемые процессы. Например, эффективный Гамильтониан  $b \rightarrow sl^+l^-(\nu\bar{\nu})$  процессов имеет вид

$$\mathcal{H}_{eff}^{b \rightarrow sll} = -\frac{4G_F}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{4\pi} V_{tb}V_{ts}^* \sum C_i O_i + \text{h.c.},$$

где интересующие нас далее операторы имеют вид

$$\begin{aligned} O_7 &= \frac{e}{16\pi^2} m_b (\bar{s}\sigma_{\mu\nu} P_R b) F^{\mu\nu}, & O'_7 &= \frac{e}{16\pi^2} m_b (\bar{s}\sigma_{\mu\nu} P_L b) F^{\mu\nu}, \\ O_9 &= (\bar{s}\gamma_\mu P_L b) (\bar{l}\gamma^\mu l), & O'_9 &= (\bar{s}\gamma_\mu P_R b) (\bar{l}\gamma^\mu l), \\ O_{10} &= (\bar{s}\gamma_\mu P_L b) (\bar{l}\gamma^\mu \gamma_5 l), & O'_{10} &= (\bar{s}\gamma_\mu \gamma_5 P_R b) (\bar{l}\gamma^\mu l), \\ O_L^{\alpha\beta} &= (\bar{s}_L \gamma^\mu b_L) (\bar{\nu}^\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu^\beta), & O'_L{}^{\alpha\beta} &= (\bar{s}_L \gamma^\mu b_L) (\bar{\nu}^\alpha \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu^\beta), \\ O_R^{\alpha\beta} &= (\bar{s}_R \gamma^\mu b_R) (\bar{\nu}^\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu^\beta), & O'_R{}^{\alpha\beta} &= (\bar{s}_R \gamma^\mu b_R) (\bar{\nu}^\alpha \gamma_\mu (1 + \gamma_5) \nu^\beta). \end{aligned}$$

Далее выполняется глобальное фитирование всех экспериментальных наблюдаемых в  $b \rightarrow s$  переходах с целью найти предпочтительную Лоренцеву структуру операторов Новой физики и извлекаются коэффициенты Вильсона  $C_i$ .

Однако, перечисленные выше распады по-разному исследуют структуру эффективного лагранжиана и вкладов Новой физики. Например, в  $B \rightarrow K^* l^+ l^-$  дают вклад все три оператора типа пингвин –  $O_7$ ,  $O_9$  и  $O_{10}$ . В то время как в  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$  дает вклад только оператор  $O_{10}$ . Особый интерес привлекают  $B \rightarrow K^{(*)} \nu \bar{\nu}$  распады, с вкладами от электрослабых операторов типа пингвин ( $O_L$  и  $O_R$ ), при этом фотонный вклад отсутствует из-за  $\nu\bar{\nu}$  конечного состояния. Поэтому следует рассматривать различные процессы для исследования эффектов Новой физики.

Что касается коэффициентов Вильсона, то в сценариях НФ они могут быть как действительными, так и комплексными, это позволяет изучать дополнительные вклады в CP-нарушение. В Стандартной модели<sup>1</sup> [41],[42], эффекты с нарушением CP-четности подавлены в  $b \rightarrow s$  переходах. Поэтому они являются многообещающими каналами для поиска НФ. Новые CP-нарушающие фазы очень слабо ограничены, поскольку существует лишь несколько измерений таких наблюдаемых. Глобальное фитирование действительных (комплексных) коэффициентов Вильсона НФ было выполнено в работах [43]([44]), а в работах [45; 46] исследованы ограничения на пространство параметров моделей НФ с  $Z'$  бозоном и лептокварками. Наиболее значимыми для нашего анализа показателями CP-нарушения являются: прямые CP-асимметрии в  $B \rightarrow K^{(*)} \mu^+ \mu^-$  и CP-асимметричные угловые наблюдаемые  $A_7$ ,  $A_8$  и  $A_9$ , измеренные ЛНСб [47; 48], которые имеют большие неопределенности и совместны с нулем в СМ.

<sup>1</sup>С учетом NLO поправок КХД и адронных неопределенностей, CP-асимметрии оцениваются  $\lesssim 1\%$  [39],[40].

В качестве расширения СМ в литературе обсуждаются два основных класса моделей: с дополнительным  $Z'$ -бозоном [49–56], и с лептокварками [57; 58]. В данной кандидатской диссертации мы рассмотрим суперсимметричное расширение СМ с дополнительной  $U(1)'$  группой и тяжелым  $Z'$  бозоном.

В расширениях СМ дополнительной  $U(1)'$  группой имеется новый калибровочный  $Z'$ -бозон, за счет этого может появляться неуниверсальность в флейворном секторе по дополнительной группе. Несмотря на необходимость сокращения калибровочных аномалий в теории, это открывает широкие возможности построения моделей с феноменологическими приложениями для изучения большого количества флейворных процессов [56; 59–61].  $Z'$  модели могут нарушать симметрии СМ, такие как лептонная универсальность, и генерировать значительные вклады в редкие распады.

В данной кандидатской диссертации мы рассматриваем случай с тяжелым  $Z'$  бозоном с массой  $M_{Z'}$  порядка ТэВ, связанной со шкалой нарушения Новой физики. В работах [62; 63] обсуждаются сценарии с легким  $Z'$ -бозоном (с массой ниже или около электрослабого масштаба). В работах [53; 64; 65] можно найти дополнительную информацию по  $Z'$  моделям и ограничениям на их параметры.

**Целью** диссертации является определение перспектив поиска проявлений Новой физики в редких распадах  $B$ -мезонов. Разумеется, в одной работе невозможно охватить все многообразие моделей физики за пределами СМ, поэтому мы ограничимся анализом в низкоэнергетической эффективной теории (WET) суперсимметричного расширения Стандартной модели дополнительной  $U(1)'$  группой.

Для достижения поставленной цели были решены следующие **задачи**

1. В низкоэнергетической эффективной теории поля [A1] изучены вклады операторов Новой физики в  $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$  процессы, получены ограничения на масштаб НФ. Найдены разрешенные области для коэффициентов Вильсона, совместимые с текущими и будущими экспериментальными ограничениями. Оценены перспективы предстоящих измерений на Belle II.
2. В работе [A2] предложена суперсимметричная модель  $U\nu_R MSSM$  с дополнительной  $U(1)'$  симметрией и неуниверсальными зарядами, для объяснения наиболее значимых отклонений в  $b \rightarrow s$  переходах от СМ. В модели учтены условия сокращения аномалий, а также коллайдерные ограничения на  $Z'$ -бозон. Более того, для объяснения смешивания нейтрино, в модель добавлены правые суперполя. Выделены параметры  $U\nu_R MSSM$  модели, отвечающие за дополнительное смешивание поколений кварков и лептонов.
3. В работе [A2] проведен феноменологический анализ  $U\nu_R MSSM$  для ограниченного набора параметров с учетом PMNS смешивания нейтрино. Вычислены необходимые коэффициенты Вильсона.

Исследованы редкие распады  $B$ -мезонов с заряженными лептонами в конечном состоянии, наиболее сильно отклоняющиеся от предсказаний Стандартной модели. Найдено допустимое пространство для дополнительных параметров и наблюдаемые, из которых возникают наиболее сильные ограничения.

4. В работе [A3] проведен расширенный феноменологический анализ  $b \rightarrow sl^+t^-(\nu\bar{\nu})$  процессов для полного набора дополнительных параметров смешивания, имеющихся в  $U\nu_R MSSM$ . Вычислены соответствующие коэффициенты Вильсона. Найдены характерные точки, объясняющие большинство флейворных аномалий. Исследована зависимость наблюдаемых от новых параметров модели, в том числе и от новой слабой фазы. Оценены перспективы дальнейших измерений прямых и угловых CP-асимметрий, а также процессов с нейтральными лептонами в конечном состоянии на LHCb и Belle II.

### Научная новизна:

1. Для изучения эффектов Новой физики в  $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$  процессах расширены общедоступные коды Python flavio [27] и Wilson [66] соответствующими операторами с легкими правыми нейтрино.
2. В низкоэнергетической эффективной теории поля изучено влияние FCNC операторов на  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  процессы. Получены приближенные зависимости для наиболее значимых наблюдаемых от коэффициентов Вильсона с  $\lesssim 1\%$  точностью. Найдены допустимые области для коэффициентов Вильсона при наличии одного/двух НФ операторов с правыми и/или левыми нейтрино, а также оценки масштаба НФ, с учетом имеющихся ограничений, а также планируемых измерений относительной вероятности распадов  $\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu})$  и доли продольной поляризации  $K^* F_L(B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu})$ . Дана оценка перспектив обнаружения Новой физики на Belle II.
3. Предложено оригинальное суперсимметричное расширение СМ с дополнительной  $U(1)'$  симметрией и неуниверсальными зарядами  $U\nu_R MSSM$ . Модель учитывает PMNS смешивание нейтрино, а также имеет дополнительные параметры, позволяющие объяснить отклонения в  $b \rightarrow s$ ,  $b \rightarrow d$  переходах.
4. В  $U\nu_R MSSM$  модели проведен феноменологический анализ с целью объяснить расхождения с предсказаниями СМ в полулептонных распадах  $B$ -мезонов. Вычислены коэффициенты Вильсона, соответствующие  $b \rightarrow s$  переходам. Получены ограничения на дополнительные параметры модели, при которых возможно усиление в CP-нарушающих наблюдаемых, в процессах с заряженными и нейтральными лептонами в конечном состоянии. Найдены корреляции между этими наблюдаемыми, что в дальнейшем позволит

понять, выделяется ли наша модель среди других моделей Новой физики. Впервые оценены перспективы обнаружения сигнала  $b \rightarrow sl^+l^-(\nu\bar{\nu})$  процессов в предстоящих измерениях на LHCb и Belle II.

### **Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Расширены программные коды `flavio`, `Wilson` векторными операторами с правыми нейтрино для вычисления соответствующих вкладов в амплитуды  $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$  переходов в низкоэнергетической эффективной теории. Получены ограничения для коэффициентов Вильсона и шкалы Новой Физики, возникающих благодаря текущим и планируемыми измерениям  $\mathcal{B}(B \rightarrow K\nu\bar{\nu})$ ,  $\mathcal{B}(B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu})$  и  $F_L(B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu})$  в эксперименте Belle II.
2. Предложено  $U(1)'$  суперсимметричное расширение СМ с неуниверсальными зарядами по дополнительной группе и полями правых нейтрино  $U\nu_R M S S M$ . Модель учитывает дополнительное смешивание в кварковом и лептонном секторах и позволяет объяснить наблюдаемые отклонения от Стандартной модели в  $b \rightarrow s$  переходах за счет обмена  $Z'$  на древесном уровне.
3. Выполнен феноменологический анализ наиболее значимых аномалий в  $b \rightarrow sll$  процессах в рамках  $U\nu_R M S S M$ . Вычислены необходимые коэффициенты Вильсона в терминах минимального набора дополнительных параметров модели. Выявлены области в пространстве последних, совместных с экспериментальными данными.
4. Выполнен расширенный феноменологический анализ  $b \rightarrow s$  переходов в  $U\nu_R M S S M$  модели с учетом всех возможных дополнительных углов смешивания и CP-нечетных фаз в кварковом и лептонных секторах. Выявлены возникающие в модели корреляции между различными  $b \rightarrow sll(\nu\bar{\nu})$  наблюдаемыми, потенциально позволяющими выделить  $U\nu_R M S S M$  на фоне других моделей Новой физики. Оценены перспективы будущих измерений CP-асимметрий, CP-усредненных угловых наблюдаемых в процессах с заряженными и нейтральными лептонами в конечном состоянии на LHCb и Belle II.

**Достоверность** диссертации обусловлена использованием апробированных методов современной теоретической физики, неоднократно использовавшихся в других работах и дающих надежные теоретические предсказания, а также сравнением результатов диссертации с теоретическими предсказаниями, полученными другими авторами.

**Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на:

1. 59 meeting of the PAC for Particle Physics, 2024, ОИЯИ, Дубна
2. Workshop on the Standard Model and Beyond, 2023, Корфу, Греция

3. International school on subnuclear physics, 2023, Эриче, Италия
4. Moscow International School of Physics 2022, LPI RAS, JINR, HSE, 2022, Дубна
5. Молодежные премии ОИЯИ, 2022, Дубна
6. AYSS-2022, 2022, Дубна
7. Alushta-2022, 2022, Алустта
8. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2022», 2022, МГУ, Москва
9. Alushta-2021, 2021, Алустта
10. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2021», 2021, МГУ, Москва
11. XXVII Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых, 2020, МГУ, Москва
12. 52nd meeting of the PAC for Particle Physics, 2020, ОИЯИ, Дубна
13. 19th JINR-ISU Baikal Summer School on Physics of Elementary Particles and Astrophysics, 2019, Иркутск
14. BS2019: SEENET-MTP Balkan School on High Energy and Particle Physics: Theory and Phenomenology, 2019, Ioannina, Греция
15. Moscow International School of Physics, 2019, Вороново
16. Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2019», 2019, МГУ, Москва

**Личный вклад.** Все результаты, приведенные в данной диссертационной работе, получены лично автором, либо при его непосредственном участии.

**Публикации.** Материалы диссертации опубликованы в 4 печатных работах в рецензируемых журналах, включённых в список ВАК и/или международных баз данных Web of Science и/или Scopus [A1—A4].

## Содержание работы

Во **введении** обосновывается актуальность исследований, проводимых в рамках данной диссертационной работы, приводится обзор научной литературы по изучаемой проблеме, формулируется цель, ставятся задачи работы, сформулированы научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

**В первой главе** приведены основные положения эффективной теории поля, используемой для описания наблюдаемых, упомянутых во Введении. Особенно важной является концепция эффективного гамильтониана, позволяющая последовательно рассматривать физику при высоких и низких энергетических масштабах. Кроме того, в главе обсуждаются

матричные элементы эффективных операторов, поскольку они являются одним из основных источников неопределенностей. Глава завершается определением наиболее значимых наблюдаемых, таких как  $B \rightarrow K^{(*)}l^+l^-(\nu\bar{\nu})$ , используемых в нашем дальнейшем анализе.

**Вторая глава** посвящена исследованию ограничений на Новую физику в низкоэнергетической эффективной теории [A1] в  $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$  процессах. Более того, обсуждаются перспективы будущих измерений относительной вероятности распадов  $B \rightarrow K\nu\bar{\nu}$ ,  $B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu}$  и продольной поляризации  $K^* F_L(B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu})$  на Belle II.

Для изучения зависимости  $R_{K^{(*)}}^{\nu\bar{\nu}} \equiv \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu})}{\mathcal{B}(B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu})_{SM}}$  и  $R_{F_L}^{\nu\bar{\nu}} \equiv \frac{\langle F_L \rangle}{\langle F_L \rangle_{SM}}$  [67] наблюдаемых от коэффициентов Вильсона, получены приближенные формулы, используя программу `flavio` [27], где *выписаны только вклады Новой физики*:

$$R_{K^*}^{\nu\bar{\nu}} = \left[ 1 - 0.1041 \sum_{\alpha} \text{Re}(C_L^{\alpha\alpha} + C_R^{\alpha\alpha}) + 0.0081 \sum_{\alpha\beta} \left\{ \underbrace{|C_L^{\alpha\beta} + C_R^{\alpha\beta}|^2}_{\text{LH neutrino}} + \underbrace{|C_L^{\prime\alpha\beta} + C_R^{\prime\alpha\beta}|^2}_{\text{RH neutrino}} \right\} \right], \quad (1)$$

$$R_{K^*}^{\nu\bar{\nu}} = \left[ 1 - 0.1041 \sum_{\alpha} \text{Re}(C_L^{\alpha\alpha}) + 0.0692 \sum_{\alpha} \text{Re}(C_R^{\alpha\alpha}) + 0.00135 \sum_{\alpha\beta} \left\{ \underbrace{|C_R^{\alpha\beta} + C_L^{\alpha\beta}|^2}_{\text{LH neutrino}} + \underbrace{|C_R^{\prime\alpha\beta} + C_L^{\prime\alpha\beta}|^2}_{\text{RH neutrino}} \right\} + 0.00675 \sum_{\alpha\beta} \left\{ \underbrace{|C_R^{\alpha\beta} - C_L^{\alpha\beta}|^2}_{\text{LH neutrino}} + \underbrace{|C_R^{\prime\alpha\beta} - C_L^{\prime\alpha\beta}|^2}_{\text{RH neutrino}} \right\} \right], \quad (2)$$

$$R_{F_L}^{\nu\bar{\nu}} \cdot R_{K^*}^{\nu\bar{\nu}} = \left[ 1 + 0.1041 \sum_{\alpha} \text{Re}(C_R^{\alpha\alpha} - C_L^{\alpha\alpha}) + 0.0081 \sum_{\alpha\beta} \left[ |C_L^{\alpha\beta} - C_R^{\alpha\beta}|^2 + |C_L^{\prime\alpha\beta} - C_R^{\prime\alpha\beta}|^2 \right] \right]. \quad (3)$$

Очевидно, что используя экспериментальные данные по этим наблюдаемым, можно ограничить только определенные комбинации коэффициентов Вильсона. В рамках низкоэнергетической эффективной теории, невозможно отличить<sup>2</sup> недиагональные вклады операторов с левыми нейтрино от

<sup>2</sup>Однако, в конкретных расширениях СМ, появляются соотношения между различными коэффициентами Вильсона и ограничения из других секторов модели. Этим обосновано дальнейшее изучение моделей НФ.

правых. Поэтому в работе [A1] были рассмотрены текущие ограничения и перспективы обнаружения Новой физики, если есть вклад только от одного/двух операторов в наблюдаемые (1)-(3).

В результате найдены области для коэффициентов Вильсона, совместные с текущими и предстоящими измерениями на Belle-II [38]. Кроме того, выявлено, что только комбинация наблюдаемых (относительная вероятность распадов  $B \rightarrow K\nu\bar{\nu}$ ,  $B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu}$  и продольная поляризация  $F_L(K^*)$ ) является наиболее значимой при исследовании Новой физики в  $b \rightarrow s\nu\bar{\nu}$  переходах. Отчасти это объясняется тем, что эти наблюдаемые исследуют существенно разные области в пространстве параметров. Если рассматривать эти наблюдаемые отдельно, то возможны сокращения различных вкладов в коэффициентах Вильсона, и тогда необходимо независимое исследование других процессов.

Таким образом, изучение  $B \rightarrow K\nu\bar{\nu}$ ,  $B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu}$  распадов позволит получить дополнительную информацию о возможной Новой физике. Более того, дальнейшие измерения  $F_L(K^*)$  крайне важны для выявления вкладов правых токов, которые помогут отсеять часть моделей НФ. Также есть надежда, что данные процессы, смогут пролить свет на  $b \rightarrow s$  переходы и, в частности, на малоизученные эффекты CP-нарушения.

В третьей главе обоснована мотивация к изучению суперсимметрии как кандидата на роль расширения Стандартной Модели, описывающей Новую физику на шкале энергий порядка ТэВ. Далее приведены тонкости построения конкретной нашей модели  $UV_R MSSM$ , а также ее низкоэнергетического эффективного предела [A2].

Итак, мы изучаем  $U(1)'$  расширение МССМ подобно [68]. В дополнении к киральным мультиплетам МССМ, также вводится синглетное суперполе  $S$ , которое спонтанно нарушает  $U(1)'$  и генерирует массу  $Z'$ -бозона. Для объяснения масс нейтрино, в модели имеются три правых киральных суперполя  $\nu_{1,2,3}^c$ .

Заряды по дополнительной группе  $U(1)'$  выбираются в виде  $Q' = a(B - L)_3 + b(L_2 - L_3) + c(L_1 - L_2)$ , где  $a = 3$ ,  $b = -2$ ,  $c = -1$ ,  $B$  ( $L$ ) барионное (лептонное) число, со следующей подстановкой  $L_3 \rightarrow H_d$ ,  $\nu_3^c \rightarrow S$ . Откуда получаем  $Q' = 3B_3 - L_1 - L_2 - H_d + S + E_3^c$ . Квантовые числа соответствующих полей можно найти в Таблице 1. При таком выборе зарядов модель не содержит аномалий.

Соответствующий суперпотенциал, сохраняющий R-четность, имеет вид

$$\begin{aligned}
 W = & \sum_{i,j=1,2} Y_u^{ij} Q_i H_u U_j^c + Y_u^{33} Q_3 H_u U_3^c - (Q_3 H_d)(Y_d^{31} D_1^c + Y_d^{32} D_2^c) \\
 & + \sum_{i,j=1,2} Y_\nu^{ij} L_i H_u \nu_j^c + M_3^\nu \nu_3^c \nu_3^c + Y_\nu^{33} L_3 H_u \nu_3^c \\
 & - (L_3 H_d)(Y_e^{31} E_1^c + Y_e^{32} E_2^c + Y_e^{33} E_3^c) + \lambda_s S H_u H_d,
 \end{aligned} \tag{4}$$

где левые компоненты суперполей кварков (лептонов) обозначены  $Q_i$  ( $L_i$ ), а  $U^c$ ,  $D^c$ ,  $E^c$ ,  $\nu^C$  соответствуют верхним, нижним, заряженным лептонам и правым нейтрино, соответственно. Поскольку  $\nu_3^c$  не заряжен, также добавляется майорановский массовый член  $M_3^c$ . Два суперполя Хиггса  $H_u$  и  $H_d$  взаимодействуют с синглетом  $S$ , вакуумное ожидание которого  $\langle S \rangle$  дает вклад в эффективный  $\mu$  параметр и приводит к решению  $\mu$  проблемы.

Поле	$Q'$	Поле	$Q'$	Поле	$Q'$
$Q_{1,2}$	0	$U_{1,2}^c$	0	$D_{1,2}^c$	0
$Q_3$	+1	$U_3^c$	-1	$D_3^c$	-1
$L_{1,2}$	-1	$E_{1,2}^c$	+1	$\nu_{1,2}^c$	+1
$L_3$	0	$E_3^c$	+1	$\nu_3^c$	0
$H_d$	-1	$H_u$	0	$S$	+1

Таблица 1 – Заряды по  $U(1)'$  при которых модель не содержит аномалии.

Из суперпотенциала (4) видно, что не все фермионы приобретают массы через юкавское взаимодействие на древесном уровне. Поэтому для избежания безмассовых фермионов необходимо ввести неголоморфные нарушающие суперсимметрию операторы – неголоморфные слагаемые. Это означает, что имеется следующий нарушающий суперсимметрию лагранжиан с неголоморфными членами

$$\begin{aligned}
 -\mathcal{L}_{soft}^{nh} = & \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^3 C_E^{ij} (H_u^* \tilde{l}_i) \tilde{E}_j^c + C_D^{33} H_u^* \tilde{q}_3 \tilde{d}_3^c + H_u^* \sum_{i,j=1,2} C_D^{ij} \tilde{q}_i \tilde{d}_j^c \\
 & + H_d^* (\tilde{q}_1 C_U^{13} + \tilde{q}_2 C_U^{23}) \tilde{u}_3^c + H_d^* (\tilde{l}_1 C_\nu^{13} + \tilde{l}_2 C_\nu^{23}) \tilde{\nu}_3^c + \text{h.c.}, \quad (5)
 \end{aligned}$$

которые не запрещены  $U(1)'$  калибровочной симметрией и скалярные суперпаттеры СМ фермионов взаимодействуют с “неправильным” дублетом Хиггса. Тем самым, учитывая (5), имеется дополнительный вклад в массовые матрицы фермионов [69], который, как и в работе [68], мы обозначаем  $\kappa_f^{ij} v_\alpha / \sqrt{2}$ , где  $v_\alpha$  – вакуумное среднее “неправильного” дублета фермиона  $f$ , а  $\kappa_{ij}$  включает петлевые поправки.

Используя заряды из Таб.1, взаимодействие калибровочного поля  $Z'$  с кварками и лептонами в слабом базисе имеет вид

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L} \ni & g_E Z'_\alpha [\bar{b} \gamma_\alpha b + \bar{t} \gamma_\alpha t] \\
 & - g_E Z'_\alpha \left[ \sum_{i=1,2} ((\bar{l}_{iL} \gamma_\alpha l_{iL} + \bar{\nu}_{iL} \gamma_\alpha \nu_{iL}) + \bar{\nu}_{iR} \gamma_\alpha \nu_{iR}) - \sum_{i=1,3} \bar{l}_{iR} \gamma_\alpha l_{iR} \right]. \quad (6)
 \end{aligned}$$

Мы предполагаем, что  $Z' - Z$  смешиванием можно пренебречь [68]. Слабые собственные состояния в уравнении (6) должны быть переписаны в терминах массовых собственных состояний, которые возникают в результате

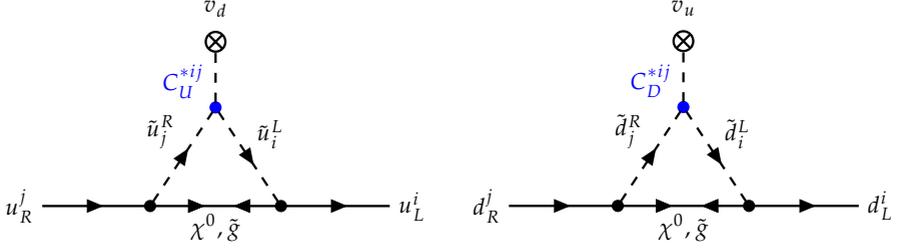


Рис. 1 — Некоторые диаграммы Фейнмана, которые дают вклад в  $\kappa_u^{ij} \propto C_U^{*ij}$  (левый) и  $\kappa_d^{ij} \propto C_D^{*ij}$  (правый) массовые матрицы  $m_u$  и  $m_d$ , соответственно. Здесь  $\chi_0, \tilde{g}$  обозначают майорановские нейтрино и глюино. Подобные диаграммы возникают для массовых матриц лептонов  $m_e$  и  $m_\nu$ .

диагонализации массовых матриц. Последние связаны с (эффеkтивными) юкавскими константами связи через спонтанное нарушение симметрии.

После того, как проинтегрируем по тяжелому  $Z'$ -бозону, получим четырехфермионный Гамильтониан. Основные слагаемые, которые будут нужны для дальнейшего анализа, входят в эффеkтивный Гамильтониан следующим образом

$$\begin{aligned}
\mathcal{H}_{eff}^{Z'} = \frac{g_E^2}{2M_{Z'}^2} J_\alpha J^\alpha \supset & \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} g_L^{bs} (\bar{s} \gamma^\alpha P_L b) [\bar{l} \gamma_\alpha (g_L^{ll'} P_L + g_R^{ll'} P_R) l'] \\
& + \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} g_R^{bs} (\bar{s} \gamma^\alpha P_R b) [\bar{l} \gamma_\alpha (g_L^{ll'} P_L + g_R^{ll'} P_R) l] \\
& + \frac{g_E^2}{2M_{Z'}^2} (g_{L(R)}^{bs})^2 (\bar{s} \gamma^\alpha P_{L(R)} b) (\bar{s} \gamma^\alpha P_{L(R)} b) \\
& + \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} (g_L^{bs})(g_R^{bs}) (\bar{s} \gamma^\alpha P_L b) (\bar{s} \gamma^\alpha P_R b) \\
& + \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} g_L^{bs} (\bar{s} \gamma^\alpha P_L b) [\bar{\nu} \gamma_\alpha (g_L^{\nu\nu'} P_L + g_R^{\nu\nu'} P_R) \nu'] \\
& + \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} g_R^{bs} (\bar{s} \gamma^\alpha P_R b) [\bar{\nu} \gamma_\alpha (g_L^{\nu\nu'} P_L + g_R^{\nu\nu'} P_R) \nu'] + \text{h.c.} \quad (7)
\end{aligned}$$

Здесь  $M_{Z'}$  обозначает массу  $Z'$ -бозона,  $g_E$  - константа связи  $U(1)'$ . Соответствующие выражения для коэффициентов Вильсона

$$C_9^{ll'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} g_L^{bs} [g_R + g_L]^{ll'}, \quad C_9^{ll'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} g_R^{bs} [g_R + g_L]^{ll'}, \quad (8)$$

$$C_{10}^{ll'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} g_L^{bs} [g_R - g_L]^{ll'}, \quad C_{10}^{ll'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} g_R^{bs} [g_R - g_L]^{ll'}, \quad (9)$$

$$C_L^{\nu\nu'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} g_L^{bs} [g_L]^{\nu\nu'}, \quad C_L^{\prime\nu\nu'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} g_L^{bs} [g_R]^{\nu\nu'}, \quad (10)$$

$$C_R^{\nu\nu'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} g_R^{bs} [g_L]^{\nu\nu'}, \quad C_R^{\prime\nu\nu'} = \mathcal{N} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} g_R^{bs} [g_R]^{\nu\nu'}, \quad (11)$$

$$C_{LL(RR)}^{bs} = -\frac{1}{4\sqrt{2}G_F(V_{tb}V_{ts}^*)^2} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} (g_{L(R)}^{bs})^2, \quad (12)$$

$$C_{LR}^{bs} = -\frac{1}{2\sqrt{2}G_F(V_{tb}V_{ts}^*)^2} \frac{g_E^2}{M_{Z'}^2} (g_L^{bs})(g_R^{bs}), \quad (13)$$

где нормировочный фактор имеет вид  $\mathcal{N} = -\frac{\pi}{\sqrt{2}G_F\alpha_e V_{tb}V_{ts}^*}$ , а  $g_{L(R)}^{ll'}$  константы взаимодействия левых (правых) заряженных лептонов,  $g_{L(R)}^{\nu\nu'}$  нейтрино и  $g_{L(R)}^{qq'}$  кварков с  $Z'$

$$\begin{aligned} g_L^{qq'} &\equiv V_{L,3q}V_{L,3q'}^*, & g_R^{qq'} &\equiv V_{R,3q}V_{R,3q'}^*, \\ g_L^{ll'} &\equiv V_{L,3l}V_{L,3l'}^* - \delta_{ll'}, & g_R^{ll'} &\equiv 1, \\ g_L^{\nu\nu'} &\equiv V_{L,3\nu}V_{L,3\nu'}^* - \delta_{\nu\nu'}, & g_R^{\nu\nu'} &\equiv V_{R,3\nu}V_{R,3\nu'}^* - \delta_{\nu\nu'}, \end{aligned} \quad (14)$$

где матрицы смешивания кварков и лептонов имеют вид

$$\begin{aligned} V_{dL,i3} &= \{-s_{13}^d e^{-i\phi_{13}}, -c_{13}^d s_{23}^d e^{-i\phi_{23}}, c_{13}c_{23}\}, \\ V_{dR,i3} &= \frac{\{-m_b m_s s_{13}^d e^{-i\phi_{13}}, -m_b m_d c_{13}^d s_{23}^d e^{-i\phi_{23}}, m_s m_d c_{13}^d c_{23}^d\}}{\sqrt{m_d^2(m_b^2 s_{23}^2 + m_s^2 c_{23}^2)c_{13}^2 + m_b^2 m_s^2 s_{13}^2}}, \end{aligned} \quad (15)$$

$$V_{uL,i3} = \{\tilde{V}_{ud}, \tilde{V}_{cd}, \tilde{V}_{td}\}, \quad V_{uR,i3} = \frac{\{m_u \tilde{V}_{ud}, m_c \tilde{V}_{cd}, m_t \tilde{V}_{td}\}}{\sqrt{m_t^2 |\tilde{V}_{td}|^2 + m_c^2 |\tilde{V}_{cd}|^2 + m_u^2 |\tilde{V}_{ud}|^2}} \quad (16)$$

$$V_{eL,3i} = \{-s_{13}^e e^{i\chi_{13}}, -c_{13}^e s_{23}^e e^{i\chi_{23}}, c_{13}^e c_{23}^e\}, \quad (17)$$

$$V_{\nu L,3i} = \{\tilde{U}_{11}, \tilde{U}_{12}, \tilde{U}_{13}\}, \quad V_{\nu R,3i} = \frac{\{m_{\nu_1} \tilde{U}_{11}, m_{\nu_2} \tilde{U}_{12}, m_{\nu_3} \tilde{U}_{13}\}}{\sqrt{m_{\nu_3}^2 |\tilde{U}_{13}|^2 + m_{\nu_2}^2 |\tilde{U}_{12}|^2 + m_{\nu_1}^2 |\tilde{U}_{11}|^2}}. \quad (18)$$

Для удобства, мы вводим следующие обозначения

$$\tilde{V}_{qd} \equiv c_d^{13}(V_{qb}c_{23}^d - V_{qs}s_{23}^d e^{-i\phi_{23}}) - V_{qd}s_{13}^d e^{-i\phi_{13}}, \quad q = \{u, c, t\} \quad (19)$$

$$\tilde{U}_{li} \equiv c_e^{13}(U_{\tau i}c_{23}^e - U_{\mu i}s_{23}^e e^{-i\chi_{23}}) - U_{ei}s_{13}^e e^{-i\chi_{13}}, \quad i = \{1, 2, 3\}, \quad (20)$$

где  $V_{u_i d_j}$  и  $U_{e_i j}$  матричные элементы CKM и PMNS, соответственно.

Матрицы смешивания (16)-(18) воспроизводят новые параметры модели, такие как углы смешивания между 1 и 3, 2 и 3 поколениями кварков  $\alpha_{13,23}$  и лептонов  $\beta_{13,23}$  и соответствующие фазы  $\phi_{13,23}$ ,  $\chi_{13,23}$ , где  $c_\alpha \equiv \cos \alpha$ ,  $s_\alpha \equiv \sin \alpha$ .

После обсуждения основных моментов, связанных с построением  $Z'$  моделей, мы переходим к феноменологическим следствиям, а именно, к исследованию эффектов Новой физики в редких распадах  $B$ -мезонов [A2; A3].

**Первая часть четвертой главы** посвящена феноменологическому анализу модели  $U\nu_R MSSM$  [A2] с целью объяснить наиболее значимые отклонения в  $b \rightarrow s$  переходах от предсказаний SM. В исследовании учитываются не только массы кварков и лептонов, CKM и PMNS матрицы, но также дополнительные параметры модели, см. комментарий после ур.(20). Однако, мы ограничились минимальным набором, т.е. CP-сохранением (фазы равны нулю), и лишь двумя углами смешивания:  $\alpha_{23}$  в кварковом секторе, и либо  $\beta_{23}$ , либо  $\beta_{13}$  в лептонном секторе.

Мы рассмотрели четырехмерное пространство параметров  $(g_E, M_{Z'}, \alpha_{23}, \beta_{23(13)})$ , нашли характерные точки с помощью кодов `flavio` [27]. Установили, что угол смешивания кварков жестко ограничен вблизи  $\alpha_{23} \simeq -0.05$  ( $\beta_{13} = 0$ ) и  $\alpha_{23} \simeq -0.19$  ( $\beta_{23} = 0$ ). Минимум логарифмической функции правдоподобия соответствует характерным точкам (VMP):

$$\text{VMP1} : \alpha_{23} = -0.054(4), \beta_{23} = 0.66(11), M_{Z'}/g_E = 10550(1600) \text{ ГэВ}, \quad (21)$$

$$\text{VMP2} : \alpha_{23} = -0.190(4), \beta_{13} = 1.04(11), M_{Z'}/g_E = 17000(1600) \text{ ГэВ}. \quad (22)$$

На рисунке 2 приведены 1 и  $3\sigma$  разрешенные области для параметров модели, возникающие из экспериментальных ограничений для различных наблюдаемых, в случае  $\alpha_{23} = [-\pi/2, 0]$ ,  $\beta_{23} = [0, \pi/2]$  и  $\alpha_{23} = [-\pi/2, 0]$ ,  $\beta_{13} = [0, \pi/2]$ . Области синего, зеленого и фиолетового цветов обозначают допустимое пространство для  $R_{K^*}$ ,  $P_5'$  и  $\Delta M_s$ , соответственно. Из-за больших неопределенностей, пространство для  $D_0 - \bar{D}_0$  не показано.

Для получения допустимых областей  $g_E$  и  $M_{Z'}$  по-отдельности, рассматриваются ограничения по рождению  $Z'$  на LHC в процессах  $pp \rightarrow Z' \rightarrow ll$  [70; 71] и  $pp \rightarrow Z' \rightarrow t\bar{t}$  [72]. В текущей диссертации предполагается, что все суперсимметричные частицы, взаимодействующие с  $Z'$ , намного тяжелее его, поэтому  $Z'$  может распадаться только через взаимодействия, представленные уравнением (6).

На рис. 3 приведены области в координатах  $(g_E, M_{Z'})$  для фиксированных значений углов, соответствующие характерным точкам, см. (22), вместе с исключенными областями [71]  $pp \rightarrow X \rightarrow l\bar{l}$ . Ограничения от  $pp \rightarrow X \rightarrow t\bar{t}$  оказываются гораздо слабее. Стоит отметить, что большие значения угла смешивания кварков  $\alpha_{23}$  дают более сильные ограничения на пространство параметров. Напротив, ненулевые значения  $\beta_{23(13)}$  могут

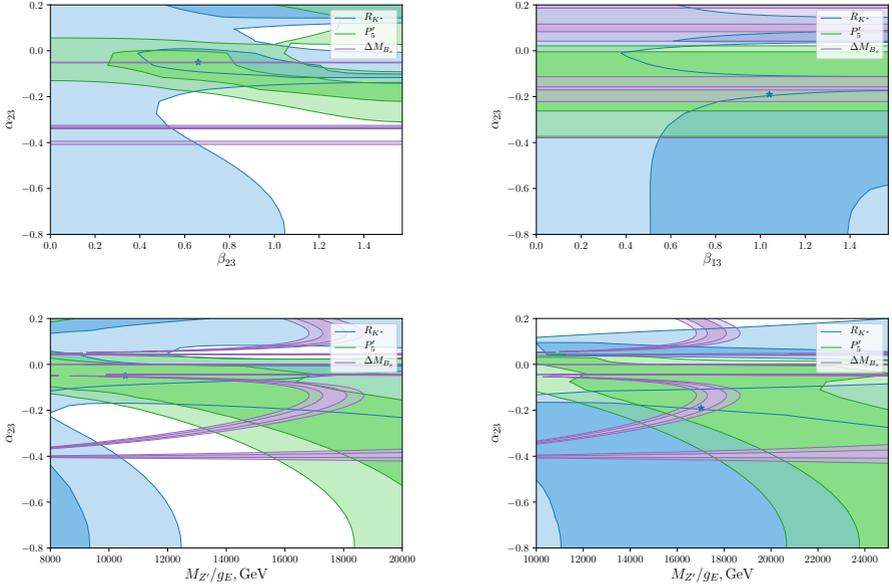


Рис. 2 — Разрешенные  $1\text{-}3\sigma$  области для  $\beta_{13} = 0$  (слева) и  $\beta_{23} = 0$  (справа), возникающие из экспериментальных ограничений на указанные наблюдаемые. Характерные точки отмечены звездочкой.

уменьшить взаимодействие  $Z'\mu\mu(ee)$ , и тем самым ослабить соответствующие ограничения.

Итак, наш анализ показал, что наиболее сильные ограничения возникают из  $B_s - \bar{B}_s$  смешивания. Тем не менее, наличие правых операторов позволяет ослабить противоречие между предсказанием СМ и экспериментом. Также в ходе анализа было выявлено интересное наблюдение — это иерархия между  $R_K$  и  $R_K^*$ . В рассматриваемых сценариях мы имеем либо  $R_K > R_K^*$  ( $\beta_{13} = 0$ ), либо  $R_K < R_K^*$  ( $\beta_{23} = 0$ ). К сожалению, случай  $\beta_{13} = 0$  приводит к  $R_K \gtrsim 1$ , и на данный момент этот сценарий исключается [73]. Мы также учли данные по рождению  $Z'$  на ЛНС и нашли допустимые характерные точки с  $M_{Z'} \gtrsim 2300$  ГэВ и  $g_E \lesssim 0.3$ . Предсказания модели для относительной вероятности распадов  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+\mu\tau) \simeq 10^{-8}$  и  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+e\tau) \simeq 10^{-9}$  намного ниже текущих и будущих экспериментальных ограничений.

**Вторая часть четвертой главы** посвящена расширенному феноменологическому исследованию [A3] процессов с нейтральными и заряженными лептонами в конечном состоянии для полного набора дополнительных параметров смешивания, имеющихся в  $U\nu_R MSSM$  модели. В

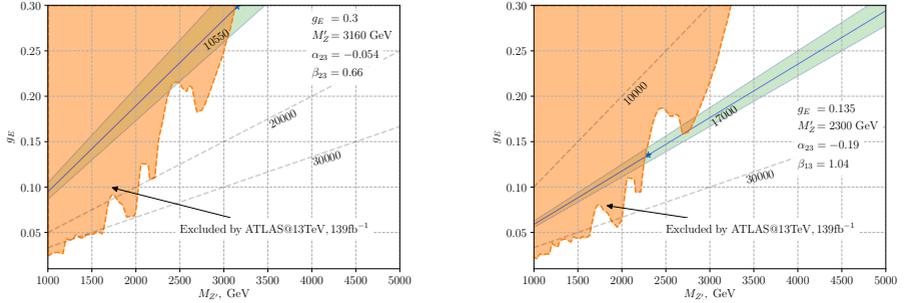


Рис. 3 — Ограничения на  $g_E$  и  $M_{Z'}$  от  $pp \rightarrow Z' \rightarrow ll$  [71] при  $\beta_{13} = 0$  (слева) и  $\beta_{23} = 0$  (справа). Кроме того, на графиках указаны характерные точки и соответствующие параметры. Заштрихованная область исключена. Прямые линии соответствуют различным значениям  $M_{Z'}/g_E$  в ГэВ, а зеленая полоса — неопределенность фитирования.

результате проведения статистического анализа большого количества экспериментальных наблюдаемых (более 300) в  $b \rightarrow s(d)$  переходах, найдены характерные точки для двух сценариев. Для случая без дополнительного CP-нарушения (Фит<sub>1</sub>):

$$\begin{aligned} \alpha_{13} &= (2.0 \pm 4) \cdot 10^{-3}, & \alpha_{23} &= -0.207 \pm 0.022, & \beta_{13} &= 0.61 \pm 0.10, \\ & & \beta_{23} &= 0 \pm 0.5, & M_{Z'}/g_E &= 16.1 \pm 0.6 \text{ TeV}, \\ & & & & \phi_{13} = \phi_{23} = \chi_{13} = \chi_{23} &= 0, \end{aligned} \quad (23)$$

и в случае с CP-нарушением (Фит<sub>2</sub>), в котором мы считаем нулевыми только лептонные фазы  $\chi_{13}$ ,  $\chi_{23}$ , а кварковые фазы  $\phi_{13}$  и  $\phi_{23}$  могут принимать какие-либо значения<sup>3</sup>:

$$\begin{aligned} \alpha_{13} &= (8 \pm 2) \cdot 10^{-3}, & \alpha_{23} &= 0.34 \pm 0.08, & \beta_{13} &= 0.76 \pm 0.17, \\ \beta_{23} &= 0.0 \pm 0.3, & M_{Z'}/g_E &= 18.4 \pm 1.7 \text{ TeV}, & \phi_{13} &= \text{unconstrained}, \\ & & & & \phi_{23} &= 2.49 \pm 0.24, & \chi_{13} = \chi_{23} &= 0.. \end{aligned} \quad (24)$$

Поскольку значение для угла смешивания  $\alpha_{13} \sim 0$  мало, то  $\phi_{13}$  можно пренебречь, таким образом, мы не можем его ограничить. В Таблице 2 приведены предсказания модели для различных наблюдаемых, рассмотренных в нашем анализе. Предсказания для прямой асимметрии  $A_{CP}(B \rightarrow$

<sup>3</sup>Обратите внимание, что для ненулевой фазы  $\phi_{23}$  имеется соответствие  $\alpha_{23} \rightarrow -\alpha_{23}$ ,  $\phi_{23} \rightarrow \phi_{23} + \pi$ . Для фиксированных нулевых фаз (Фит<sub>1</sub>) нет такой свободы для ограничения углов в области  $(-\pi, \pi]$ , а для Фита<sub>2</sub> углы ограничены в области  $[0, \pi]$  и фазы лежат в  $[0, 2\pi)$ . Как следствие, характерная точка для Фита<sub>2</sub> может быть также описана  $\alpha_{23} = -0.34 \pm 0.08$  и  $\phi_{23} = -0.65 \pm 0.24$ .

$K^{(*)}\mu^+\mu^-$ ), а также для угловых асимметрий  $A_{7,8,9}$  приведены в Таб.3. Обратите внимание, что мы рассматриваем две области  $q^2$ :  $q^2 \in [1.1, 6]$  (центральные- $q^2$ ) и  $q^2 \in [15, 19]$  (большие- $q^2$ ). Для избежания резонансов чармония, область  $[6, 15]$  ГэВ<sup>2</sup> опускается из рассмотрения.

Из таблицы 2 видно, что экспериментальные измерения для  $P'_5$ ,  $\Delta M_s$ ,  $R_K$ ,  $R_K^*$  хорошо согласуются с нашими характерными точками, см.(23),(24). Однако, предсказание для относительной вероятности распада  $\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu^+\mu^-)$  ближе к СМ, чем к эксперименту. Предсказания для  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  процессов находятся так же ближе к СМ, особенно учитывая последние измерения Belle II, где  $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu}) = (1.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$  [37].

Из Таб.3 видно, в наших сценариях  $A_{CP}(K^{(*)}) \lesssim 1\%$  в области центральных ( $[1.1, 6]$ )  $q^2$ . Однако, в области больших ( $[15, 19]$ )  $q^2$  для Фита<sub>2</sub>  $A_{CP}(K^{(*)}) \approx 3(1.2)\%$ . Здесь следует подчеркнуть, несмотря на то, что усиление для больших  $q^2$  более заметно, измерение  $A_{CP}$  в центральной области  $q^2$  более предпочтительно, поскольку относительная вероятность распада в этой области больше. Ожидается, что эксперименты LHCb, Belle-II соберут высокую статистику из нескольких тысяч событий  $B^0 \rightarrow K^*\mu^+\mu^-$  [38], что позволит измерить относительную вероятность распада и их CP-асимметрии на уровне процента.

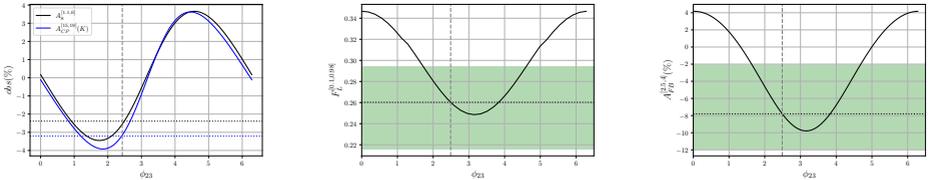


Рис. 4 — Зависимость  $A_8^{[1.1,6]}$ ,  $A_{CP}^{[15,19]}(K)$ ,  $F_L^{[0.1,0.98]}$ ,  $A_{FB}^{[2.5,4]}$  от новых фаз. Здесь зеленая полоса соответствует  $1\sigma$  отклонению от центрального экспериментального значения [23]. Пунктирная линия – предсказание модели для Фита<sub>2</sub>

На рис.4 приведена зависимость наблюдаемых  $A_8^{[1.1,6]}$ ,  $F_L^{[0.1,0.98]}$ ,  $A_{FB}^{[2.5,4]}$ ,  $A_{CP}^{[15,19]}(B^+ \rightarrow K^+\mu^+\mu^-)$  от  $\phi_{23}$  при фиксированных значениях (Фит<sub>2</sub>) остальных параметров. Из этого рисунка можно видеть, что  $A_8^{[1.1,6]}$ ,  $A_{CP}^{[15,19]}(K)$  асимметрии могут достичь 3.5%. Отличие от нуля любого из этих значений, было бы однозначным указанием на существование физики за пределами СМ. Можно также видеть, что  $F_L^{[0.1,0.98]}$ ,  $A_{FB}^{[2.5,4]}$  укладываются в  $1\sigma$  экспериментальных ограничений [23], отмеченных зеленой полосой. Пунктирная линия соответствует предсказанию модели для Фита<sub>2</sub>. Другие асимметрии  $A_{3,4,5,6s}$  около  $\sim 1\%$  или меньше, и мы не будем обсуждать их в настоящей диссертации.

Набл	СМ	Эксп	Фит <sub>1</sub>	Фит <sub>2</sub>
$R_K(B^+)[1,1,6,0]$	$1 \pm 0.01$ [16],[17],[18]	$0.949^{+0.042}_{-0.042} \pm 0.022$ [15]	$0.894 \pm 0.011$	$0.897 \pm 0.012$
$R_K^*(B^0)[1,1,6,0]$	$1 \pm 0.01$ [16],[17]	$1.027^{+0.072}_{-0.068} \pm 0.027$ [15]	$0.955 \pm 0.025$	$0.923 \pm 0.032$
$P_5^{[4,6]}$	$-0.757 \pm 0.077$ [21]	$-0.439 \pm 0.111 \pm 0.036$ [23]	$-0.53 \pm 0.13$	$-0.56 \pm 0.13$
$\Delta M_{B_s}, \text{ps}^{-1}$	$18.77 \pm 0.76$ [24]	$17.765 \pm 0.004$ [25]	$17.74 \pm 2.45$	$17.27 \pm 1.19$
$\mathcal{B}(B_s \rightarrow \mu\mu) \cdot 10^{-9}$	$3.68 \pm 0.14$ [13]	$3.45 \pm 0.29$ [11; 12]	$3.69 \pm 0.23$	$3.68 \pm 0.22$
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^+ \nu\bar{\nu}) \times 10^{-6}$	$4.6 \pm 0.5$ [38]	$11 \pm 4$ [34], < 19[33]	$5.38 \pm 0.38$	$5.22 \pm 0.34$
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^0 \nu\bar{\nu}) \times 10^{-6}$	$4.1 \pm 0.5$ [27]	< 26 [33]	$4.99 \pm 0.31$	$4.83 \pm 0.32$
$\mathcal{B}(B^0 \rightarrow K^{0*} \nu\bar{\nu}) \times 10^{-6}$	$9.6 \pm 0.9$ [38]	< 18 [33]	$10.10 \pm 1.46$	$10.30 \pm 1.36$
$\mathcal{B}(B^+ \rightarrow K^{*+} \nu\bar{\nu}) \times 10^{-6}$	$9.6 \pm 0.9$ [38]	< 61 [33]	$10.90 \pm 1.33$	$11.10 \pm 0.96$
$F_{L, R}^{B^0 \rightarrow K^* \nu\bar{\nu}}$	$0.47 \pm 0.03$ [67]	-	$0.479 \pm 0.05$	$0.484 \pm 0.06$
$R_{K^*}^{\nu\nu}$	1	$2.4 \pm 0.9$	$1.14 \pm 0.028$	$1.10 \pm 0.024$
$R_{K^*}^{\nu\nu}$	1	< 1.9	$1.07 \pm 0.024$	$1.08 \pm 0.022$

Таблица 2 — Предсказания для различных  $b \rightarrow s$  наблюдаемых.

	$A_7^{[1,1,6]}(\%)$	$A_8^{[1,1,6]}(\%)$	$A_9^{[1,1,6]}(\%)$	$A_{CP}^{[1,1,6]}(K^*)(\%)$	$A_{CP}^{[1,1,6]}(K)(\%)$
Эксп [48]	$-4.5^{+5.0}_{-5.0} \pm 0.6$	$-4.7^{+5.8}_{-5.7} \pm 0.8$	$-3.3^{+4.0}_{-4.2} \pm 0.4$	$-9.4 \pm 4.7$ [47]	$0.4 \pm 2.8$ [47]
Фит <sub>1</sub>	$0.24 \pm 0.11$	$0.03 \pm 0.04$	$0.02 \pm 0.01$	$0.05 \pm 0.09$	$0.09 \pm 0.09$
Фит <sub>2</sub>	$0.32 \pm 0.13$	<b><math>-2.40 \pm 1.26</math></b>	$-0.24 \pm 0.14$	$0.10 \pm 0.68$	$-0.26 \pm 0.78$
	$A_7^{[15,19]}(\%)$	$A_8^{[15,19]}(\%)$	$A_9^{[15,19]}(\%)$	$A_{CP}^{[15,19]}(K^*)(\%)$	$A_{CP}^{[15,19]}(K)(\%)$
Эксп [48]	$-4.0^{+4.5}_{-4.4} \pm 0.6$	$2.5^{+4.8}_{-4.7} \pm 0.3$	$6.1^{+4.3}_{-4.4} \pm 0.2$	$-7.4 \pm 4.4$ [47]	$-0.5 \pm 3.0$ [47]
Фит <sub>1</sub>	$0.011 \pm 0.08$	$-0.01 \pm 0.02$	$-0.03 \pm 0.02$	$-0.10 \pm 0.05$	$-0.21 \pm 0.11$
Фит <sub>2</sub>	$0.014 \pm 0.08$	$-0.44 \pm 0.24$	$-0.69 \pm 0.20$	$-1.18 \pm 0.44$	<b><math>-2.99 \pm 1.24</math></b>

Таблица 3 — Предсказание для CP асимметрий в  $B^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$  и  $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$  для центральных и больших  $q^2$ .

Измерение  $A_{CP}$ , а также CP-нарушающих угловых наблюдаемых, будет не только свидетельством Новой физики с комплексной фазой, но также поможет выявить эффекты НФ в  $b \rightarrow s$  переходах. Прямые асимметрии  $A_{CP}, A_{3,4,5,6s}$  можно измерить на LHCb или Belle-II [38]. Однако, измерение угловых CP-нарушающих наблюдаемых  $A_{7,8,9}$ , требует набора большей статистики, которую можно получить на HL-LHC для малых интервалов  $q^2$  [74].

Что касается дальнейших перспектив в измерении  $A_i, S_i$  и  $A_{CP}$  для процессов  $B^0 \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$  (см., например, [23; 48; 75]), здесь следующая ситуация<sup>4</sup>. При  $3fb^{-1}$  [48] LHCb измеряет CP асимметрии в  $B \rightarrow K^{(*)} l^+ l^-$  с  $\sim 4 - 6\%$  неопределенностями. Однако, с увеличением светимости до  $4.7fb^{-1}$  [23], неопределенности составят  $\sim 2 - 4\%$ . В течении Run 3 и 4 на LHC, где поставлена цель накопить  $50fb^{-1}$  данных [75], статистические неопределенности уменьшатся до  $\sim 1 - 1.5\%$ . И, наконец, будущие Upgrades Ib and II планируют накопить  $300fb^{-1}$  [75]. В этом случае статистические неопределенности будут около  $\sim 0.4 - 0.6\%$ , что примерно совпадает с текущими систематическими ошибками. Таким образом, усиление в  $A_8$  и  $A_{CP}(K)$ , предсказанное Фитом<sub>2</sub>, может быть протестировано экспериментально.

Сектор нейтрино изучается на эксперименте Belle II. Согласно [76], с набором данных в  $50ab^{-1}$ , неопределенности в регистрации сигнала при условии, что центральное значение измерений совпадет с предсказанием SM (для  $R_K^{\nu\bar{\nu}}$  и  $R_{K^*}^{\nu\bar{\nu}}$ ), составят 0.08 ( $K^+$ ) и 0.23 ( $K^{*0}$ ). Очевидно, что этого недостаточно для исключения или подтверждения наших характерных точек.

**В третьей части четвертой главы** приведены ограничения на параметры модели, накладываемые смешиванием нейтральных  $B^0 - \bar{B}^0, D_0 - \bar{D}_0$  мезонов, аномального магнитного момента  $(g - 2)_{e,\mu}$ , лептонных распадов ( $l \rightarrow l' \gamma, l \rightarrow 3l$ ), прямого рождения  $Z'$  на LHC и условием отсутствия полюса Ландау.

**В заключении** приведены основные результаты работы, которые заключаются в следующем:

1. В низкоэнергетической эффективной теории поля получены ограничения на коэффициенты Вильсона и шкалу Новой Физики, возникающие благодаря текущим и планируемым измерениям относительной вероятности  $B \rightarrow K \nu \bar{\nu}, B \rightarrow K^* \nu \bar{\nu}$  распадов и доли продольной поляризации  $F_L(B \rightarrow K^* \nu \bar{\nu})$  на Belle II [38]. Показано, что только комбинация этих наблюдаемых является наиболее значимой при исследовании Новой физики в  $b \rightarrow s \nu \bar{\nu}$  переходах.
2. Предложена суперсимметричная модель  $U \nu_R M S S M$  с неуниверсальными зарядами по дополнительной  $U(1)'$  группе, которая

<sup>4</sup>Обратите внимание, что в дальнейшем мы будем приводить оценки для неопределенностей в абсолютных единицах.

содержит киральные мультиплеты МССМ, синглетное суперполе, нарушающее  $U(1)'$  и генерирующее массу  $Z'$ , а также три правых киральных суперполя, для объяснения масс нейтрино. В отличие от других исследований, помимо масс кварков и лептоном, СКМ смешивания, модель учитывает РМНС смешивание нейтрино, а также имеет минимальное количество дополнительных параметров - это масса  $Z'$  бозона, константа взаимодействия  $U(1)'$ , углы смешивания между первым и третьим  $\alpha_{13}, \beta_{13}$ , вторым и третьим поколениями  $\alpha_{23}, \beta_{23}$ , а также соответствующие фазы  $\phi_{13}, \chi_{13}, \phi_{23}, \chi_{23}$  в кварковом и лептонном секторах. Дополнительные параметры смешивания позволяют объяснить наиболее значимые флейворные аномалии в  $b \rightarrow s, b \rightarrow d$  переходах.

3. В  $U\nu_R MSSM$  модели проведен феноменологический анализ для ограниченного набора дополнительных параметров смешивания, и дано объяснение наиболее значимых флейворных аномалий в  $b \rightarrow sll$  переходах. Вычислены соответствующие коэффициенты Вильсона и найдено допустимое пространство для параметров модели с учетом доступных экспериментальных измерений. Кроме того, в анализе учтены результаты по прямому рождению  $Z'$  на ЛНС и найдены допустимые характерные точки.
4. В  $U\nu_R MSSM$  модели проведен расширенный феноменологический анализ, в котором, помимо наблюдаемых из предыдущего анализа, учтены CP-нарушающие  $b \rightarrow sll$ , а также  $b \rightarrow sv\bar{\nu}$  наблюдаемые. Вычислены предсказания модели для последних, в том числе и для тех процессов, которые еще не (или плохо) измерены, например, для угловых CP-асимметрий. Отличие от нуля для любого из CP-нечетных наблюдаемых, было бы однозначным указанием на существование физики за пределами СМ, поскольку они совместны с нулем в СМ.

Исследованы корреляции между  $b \rightarrow sll$  и  $b \rightarrow sv\bar{\nu}$  наблюдаемыми. В ходе последующих измерений, этот анализ позволит понять, выделяется наша модель среди остальных или нет.

В конце также дана оценка перспектив в измерении CP-нарушающих наблюдаемых на ЛНСb, и  $b \rightarrow sv\bar{\nu}$  наблюдаемых на Belle II.

## Публикации автора по теме диссертации

- A1. *Bednyakov, A. V.* On Model-Independent Analysis of  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  Decays / *A. V. Bednyakov, A. I. Mukhaeva* // *Phys. Part. Nucl. Lett.* — 2022. — Т. 19, № 6. — С. 672–680.

- A2. *Bednyakov, A.* Flavour Anomalies in a  $U(1)$  SUSY Extension of the SM / A. Bednyakov, A. Mukhaeva // *Symmetry*. — 2021. — Т. 13, № 2. — С. 191.
- A3. *Bednyakov, A. V.* Impact of a nonuniversal  $Z'$  on the  $B \rightarrow K^{(*)}l+l-$  and  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\nu^-$  processes / A. V. Bednyakov, A. I. Mukhaeva // *Phys. Rev. D*. — 2023. — Т. 107, № 11. — С. 115033.
- A4. *Бедняков, А. В.* Влияние  $b \rightarrow s\mu\mu$  аномалий на  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  наблюдаемые / А. В. Бедняков, А. И. Мухаева // *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та*. — 2022. — № 4.

## Список литературы

1. Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC / S. Chatrchyan [и др.] // *Phys. Lett. B*. — 2012. — Т. 716. — С. 30–61.
2. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC / G. Aad [и др.] // *Phys. Lett. B*. — 2012. — Т. 716. — С. 1–29.
3. Review of Particle Physics / P. A. Zyla [и др.] // *PTEP*. — 2020. — Т. 2020, № 8. — С. 083C01.
4. *Grossman, Y.* Just a Taste: Lectures on Flavor Physics / Y. Grossman, P. Tanedo // *Theoretical Advanced Study Institute in Elementary Particle Physics: Anticipating the Next Discoveries in Particle Physics*. — 2018. — С. 109–295.
5. *Buras, A.* Gauge Theory of Weak Decays / A. Buras. — Cambridge University Press, 06.2020.
6. Evidence for oscillation of atmospheric neutrinos / Y. Fukuda [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 1998. — Т. 81. — С. 1562–1567.
7. *Schechter, J.* Neutrino Masses in  $SU(2) \times U(1)$  Theories / J. Schechter, J. W. F. Valle // *Phys. Rev.* — 1980. — Т. D22. — С. 2227.
8. *Bertone, G.* History of dark matter / G. Bertone, D. Hooper // *Rev. Mod. Phys.* — 2018. — Т. 90, № 4. — С. 045002.
9. A Theory of Dark Matter / N. Arkani-Hamed [и др.] // *Phys. Rev. D*. — 2009. — Т. 79. — С. 015014.
10. *Sakharov, A. D.* Violation of CP Invariance, C asymmetry, and baryon asymmetry of the universe / A. D. Sakharov // *Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* — 1967. — Т. 5. — С. 32–35.
11. Analysis of Neutral B-Meson Decays into Two Muons / R. Aaij [и др.] // *Phys. Rev. Lett.* — 2022. — Т. 128, № 4. — С. 041801.

12. Measurement of the  $B_S^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  decay properties and search for the  $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$  decay in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / A. Tumasyan [и др.] // Phys. Lett. B. — 2023. — Т. 842. — С. 137955.
13. *Beneke, M.* Power-enhanced leading-logarithmic QED corrections to  $B_q \rightarrow \mu^+ \mu^-$  / M. Beneke, C. Bobeth, R. Szafron // JHEP. — 2019. — Т. 10. — С. 232. — [Erratum: JHEP 11, 099 (2022)].
14. Search for lepton-universality violation in  $B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-$  decays / R. Aaij [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2019. — Т. 122, № 19. — С. 191801.
15. Measurement of lepton universality parameters in  $B^+ \rightarrow K^+ \ell^+ \ell^-$  and  $B^0 \rightarrow K^{*0} \ell^+ \ell^-$  decays / R. Aaij [и др.] // Phys. Rev. D. — 2023. — Т. 108, № 3. — С. 032002.
16. *Hiller, G.* More model-independent analysis of  $b \rightarrow s$  processes / G. Hiller, F. Kruger // Phys. Rev. D. — 2004. — Т. 69. — С. 074020.
17. *Bordone, M.* On the Standard Model predictions for  $R_K$  and  $R_{K^*}$  / M. Bordone, G. Isidori, A. Pattori // Eur. Phys. J. C. — 2016. — Т. 76, № 8. — С. 440.
18. *Isidori, G.* QED corrections in  $\bar{B} \rightarrow \bar{K} \ell^+ \ell^-$  at the double-differential level / G. Isidori, S. Nabeebaccus, R. Zwicky // JHEP. — 2020. — Т. 12. — С. 104.
19. Test of lepton flavor universality in  $B^\pm \rightarrow K^\pm \mu^+ \mu^-$  and  $B^\pm \rightarrow K^\pm e^+ e^-$  decays in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / A. Hayrapetyan [и др.]. — 2024. — Янв. — arXiv: [2401.07090](https://arxiv.org/abs/2401.07090) [[hep-ex](#)].
20. Angular analysis and differential branching fraction of the decay  $B_s^0 \rightarrow \phi \mu^+ \mu^-$  / R. Aaij [и др.] // JHEP. — 2015. — Т. 09. — С. 179.
21. Optimizing the basis of  $B \rightarrow K^* \ell \ell$  observables in the full kinematic range / S. Descotes-Genon [и др.] // JHEP. — 2013. — Т. 05. — С. 137.
22. Measurement of  $CP$ -averaged observables in the  $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$  decay / R. Aaij [и др.]. — 2020. — Март. — arXiv: [2003.04831](https://arxiv.org/abs/2003.04831) [[hep-ex](#)].
23. Measurement of  $CP$ -Averaged Observables in the  $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$  Decay / R. Aaij [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2020. — Т. 125, № 1. — С. 011802.
24. *Lenz, A.* Model-independent bounds on new physics effects in non-leptonic tree-level decays of B-mesons / A. Lenz, G. Tetlalmatzi-Xolocotzi // JHEP. — 2020. — Т. 07. — С. 177.
25. Averages of b-hadron, c-hadron, and  $\tau$ -lepton properties as of 2021 / Y. S. Amhis [и др.] // Phys. Rev. D. — 2023. — Т. 107, № 5. — С. 052008.
26. Averages of b-hadron, c-hadron, and  $\tau$ -lepton properties as of 2018 / Y. S. Amhis [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2021. — Т. 81, № 3. — С. 226.

27. *Straub, D. M.* flavio: a Python package for flavour and precision phenomenology in the Standard Model and beyond / D. M. Straub. — 2018. — arXiv: [1810.08132](https://arxiv.org/abs/1810.08132) [[hep-ph](#)].
28. *Bharucha, A.*  $B \rightarrow V\ell^+\ell^-$  in the Standard Model from light-cone sum rules / A. Bharucha, D. M. Straub, R. Zwicky // JHEP. — 2016. — T. 08. — C. 098.
29. Rare decay  $B \rightarrow K\ell^+\ell^-$  form factors from lattice QCD / C. Bouchard [и др.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Т. 88, № 5. — C. 054509. — [Erratum: Phys.Rev.D 88, 079901 (2013)].
30. New strategies for New Physics search in  $B \rightarrow K^*\nu\bar{\nu}$ ,  $B \rightarrow K\nu\bar{\nu}$  and  $B \rightarrow X_s\nu\bar{\nu}$  decays / W. Altmannshofer [и др.] // JHEP. — 2009. — Т. 04. — C. 022.
31. Search for  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  and invisible quarkonium decays / J. P. Lees [и др.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Т. 87, № 11. — C. 112005.
32. Search for  $B \rightarrow h^{(*)}\nu\bar{\nu}$  with the full Belle  $\Upsilon(4S)$  data sample / O. Lutz [и др.] // Phys. Rev. D. — 2013. — Т. 87, № 11. — C. 111103.
33. Search for  $B \rightarrow h\nu\bar{\nu}$  decays with semileptonic tagging at Belle / J. Grygier [и др.] // Phys. Rev. D. — 2017. — Т. 96, № 9. — C. 091101. — [Addendum: Phys.Rev.D 97, 099902 (2018)].
34. *Dattola, F.* Search for  $B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu}$  decays with an inclusive tagging method at the Belle II experiment / F. Dattola // 55th Rencontres de Moriond on Electroweak Interactions and Unified Theories. — 05.2021.
35. Test of Lepton-Flavor Universality in  $B \rightarrow K^*\ell^+\ell^-$  Decays at Belle / A. Abdesselam [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2021. — Т. 126, № 16. — C. 161801.
36. Report of the Topical Group on Physics Beyond the Standard Model at Energy Frontier for Snowmass 2021 / T. Bose [и др.]. — 2022. — Сент. — arXiv: [2209.13128](https://arxiv.org/abs/2209.13128) [[hep-ph](#)].
37. Evidence for  $B^+ \rightarrow K^+\nu\bar{\nu}$  Decays / I. Adachi [и др.]. — 2023. — Ноябрь. — eprint: [2311.14647](https://arxiv.org/abs/2311.14647) (hep-ex).
38. The Belle II Physics Book / W. Altmannshofer [и др.] // PTEP / под ред. E. Kou, P. Urquijo. — 2019. — Т. 2019, № 12. — C. 123C01. — [Erratum: PTEP 2020, 029201 (2020)].
39. *Bobeth, C.* CP Asymmetries in  $\bar{B} \rightarrow \bar{K}^*(\rightarrow \bar{K}\pi)\bar{\ell}\ell$  and Untagged  $\bar{B}_s, B_s \rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)\bar{\ell}\ell$  Decays at NLO / C. Bobeth, G. Hiller, G. Piranishvili // JHEP. — 2008. — Т. 07. — C. 106.
40. Symmetries and Asymmetries of  $B \rightarrow K^*\mu^+\mu^-$  Decays in the Standard Model and Beyond / W. Altmannshofer [и др.] // JHEP. — 2009. — Т. 01. — C. 019.

41. Angular distribution and CP asymmetries in the decays  $\bar{B} \rightarrow K^- \pi^+ e^- e^+$  and  $\bar{B} \rightarrow \pi^- \pi^+ e^- e^+$  / F. Kruger [и др.] // Phys. Rev. — 2000. — Т. D61. — С. 114028. — [Erratum: Phys. Rev.D63,019901(2001)].
42. *Kruger, F.* Looking for novel CP violating effects in  $\bar{B} \rightarrow K^* \ell^+$  lepton- / F. Kruger, E. Lunghi // Phys. Rev. D. — 2001. — Т. 63. — С. 014013.
43.  $b \rightarrow s \ell^+ \ell^-$  global fits after  $R_{K_S}$  and  $R_{K^{*+}}$  / M. Algueró [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2022. — Т. 82, № 4. — С. 326.
44. *Altmannshofer, W.* New physics in rare B decays after Moriond 2021 / W. Altmannshofer, P. Stangl // Eur. Phys. J. C. — 2021. — Т. 81, № 10. — С. 952.
45. New physics in  $b \rightarrow s \mu^+ \mu^-$ : Distinguishing models through CP-violating effects / A. K. Alok [и др.] // Phys. Rev. D. — 2017. — Т. 96, № 1. — С. 015034.
46.  $\Delta M_s$  theory precision confronts flavour anomalies / L. Di Luzio [и др.] // JHEP. — 2019. — Т. 12. — С. 009.
47. Measurement of CP asymmetries in the decays  $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$  and  $B^+ \rightarrow K^+ \mu^+ \mu^-$  / R. Aaij [и др.] // JHEP. — 2014. — Т. 09. — С. 177.
48. Angular analysis of the  $B^0 \rightarrow K^{*0} \mu^+ \mu^-$  decay using  $3 \text{ fb}^{-1}$  of integrated luminosity / R. Aaij [и др.] // JHEP. — 2016. — Т. 02. — С. 104.
49. *Altmannshofer, W.* New physics in  $b \rightarrow s$  transitions after LHC run 1 / W. Altmannshofer, D. M. Straub // Eur. Phys. J. C. — 2015. — Т. 75, № 8. — С. 382.
50. *Crivellin, A.* Explaining  $h \rightarrow \mu^\pm \tau^\mp$ ,  $B \rightarrow K^* \mu^+ \mu^-$  and  $B \rightarrow K \mu^+ \mu^- / B \rightarrow K e^+ e^-$  in a two-Higgs-doublet model with gauged  $L_\mu - L_\tau$  / A. Crivellin, G. D’Ambrosio, J. Heeck // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Т. 114. — С. 151801.
51. *Crivellin, A.* Addressing the LHC flavor anomalies with horizontal gauge symmetries / A. Crivellin, G. D’Ambrosio, J. Heeck // Phys. Rev. D. — 2015. — Т. 91, № 7. — С. 075006.
52. *Allanach, B. C.*  $U(1)_{B_3-L_2}$  explanation of the neutral current  $B$ -anomalies / B. C. Allanach // Eur. Phys. J. C. — 2021. — Т. 81, № 1. — С. 56. — [Erratum: Eur.Phys.J.C 81, 321 (2021)].
53. *Allanach, B. C.* Large hadron collider constraints on some simple  $Z'$  models for  $b \rightarrow s \mu^+ \mu^-$  anomalies / B. C. Allanach, J. M. Butterworth, T. Corbett // Eur. Phys. J. C. — 2021. — Т. 81, № 12. — С. 1126.
54. *Allanach, B.*  $M_W$  helps select  $Z'$  models for  $b \rightarrow s \ell \ell$  anomalies / B. Allanach, J. Davighi // Eur. Phys. J. C. — 2022. — Т. 82, № 8. — С. 745.

55. *Alok, A. K.* Impact of  $b \rightarrow s\ell\ell$  anomalies on rare charm decays in non-universal  $Z'$  models / A. K. Alok, N. R. S. Chundawat, D. Kumar // Eur. Phys. J. C. — 2022. — T. 82, № 1. — C. 30.
56. A global analysis of  $b \rightarrow s\ell\ell$  data in heavy and light  $Z'$  models / A. K. Alok [и др.] // Eur. Phys. J. C. — 2022. — T. 82, № 10. — C. 967.
57. Physics of leptoquarks in precision experiments and at particle colliders / I. Doršner [и др.] // Phys. Rept. — 2016. — T. 641. — C. 1–68.
58. *London, D. B.* Flavour Anomalies: 2021 Theoretical Status Report / D. London, J. Matias // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2022. — T. 72. — C. 37–68.
59. *Allanach, B. C.* An Anomaly-free Atlas: charting the space of flavour-dependent gauged  $U(1)$  extensions of the Standard Model / B. C. Allanach, J. Davighi, S. Melville // JHEP. — 2019. — T. 02. — C. 082. — [Erratum: JHEP 08, 064 (2019)].
60. *Altmannshofer, W.* Gauging the accidental symmetries of the standard model, and implications for the flavor anomalies / W. Altmannshofer, J. Davighi, M. Nardecchia // Phys. Rev. D. — 2020. — T. 101, № 1. — C. 015004.
61. Toward excluding a light  $Z'$  explanation of  $b \rightarrow s\ell + \ell^-$  / A. Crivellin [и др.] // Phys. Rev. D. — 2022. — T. 106, № 3. — C. L031703.
62. Minimal flavor-changing  $Z'$  models and muon  $g - 2$  after the  $R_{K^*}$  measurement / S. Di Chiara [и др.] // Nucl. Phys. B. — 2017. — T. 923. — C. 245–257.
63. *Datta, A.* A light  $Z'$  for the  $R_K$  puzzle and nonstandard neutrino interactions / A. Datta, J. Liao, D. Marfatia // Phys. Lett. B. — 2017. — T. 768. — C. 265–269.
64. *Leike, A.* The Phenomenology of extra neutral gauge bosons / A. Leike // Phys. Rept. — 1999. — T. 317. — C. 143–250.
65. Lepton-flavour violating  $B$  decays in generic  $Z'$  models / A. Crivellin [и др.] // Phys. Rev. D. — 2015. — T. 92, № 5. — C. 054013.
66. *Aebischer, J.* Wilson: a Python package for the running and matching of Wilson coefficients above and below the electroweak scale / J. Aebischer, J. Kumar, D. M. Straub // Eur. Phys. J. C. — 2018. — T. 78, № 12. — C. 1026.
67.  $B \rightarrow K^{(*)}\nu\bar{\nu}$  decays in the Standard Model and beyond / A. J. Buras [и др.] // JHEP. — 2015. — T. 02. — C. 184.
68. A minimal  $U(1)'$  extension of MSSM in light of the B decay anomaly / G. H. Duan [и др.] // Phys. Lett. B. — 2019. — T. 789. — C. 54–58.

69. Soft Yukawa couplings in supersymmetric theories / F. Borzumati [и др.] // Nucl. Phys. B. — 1999. — Т. 555. — С. 53–115.
70. Search for high-mass resonances in dilepton final states in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / A. M. Sirunyan [и др.] // JHEP. — 2018. — Т. 06. — С. 120.
71. Search for high-mass dilepton resonances using  $139 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collision data collected at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector / G. Aad [и др.] // Phys. Lett. B. — 2019. — Т. 796. — С. 68–87.
72. Search for  $t\bar{t}$  resonances in fully hadronic final states in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with the ATLAS detector / G. Aad [и др.] // JHEP. — 2020. — Т. 10. — С. 061.
73. Test of lepton universality in  $b \rightarrow s\ell^+\ell^-$  decays / R. Aaij [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2023. — Т. 131, № 5. — С. 051803.
74. Report from Working Group 4: Opportunities in Flavour Physics at the HL-LHC and HE-LHC / A. Cerri [и др.] // CERN Yellow Rep. Monogr. / под ред. A. Dainese [и др.]. — 2019. — Т. 7. — С. 867–1158.
75. Future physics potential of LHCb. — 2022.
76. Snowmass White Paper: Belle II physics reach and plans for the next decade and beyond / L. Aggarwal [и др.]. — 2022. — Июль. — arXiv: [2207.06307](https://arxiv.org/abs/2207.06307) [[hep-ex](https://arxiv.org/abs/2207.06307)].

*Мухаева Альфия Ильгизовна*

Проявления Новой физики в редких распадах  $B$ -мезонов

Автореф. дис. на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук

Подписано в печать \_\_\_\_\_.\_\_\_\_\_.\_\_\_\_\_. Заказ № \_\_\_\_\_

Формат 60×90/16. Усл. печ. л. 1. Тираж 100 экз.

Типография \_\_\_\_\_