

## ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЙ

## Эксперименты на Супер чарм-тау фабрике

М.Н. Ачасов, В.Е. Блинов, А.В. Бобров, Д.А. Бодров, А.Е. Бондарь, В.С. Воробьев, Д.С. Горбунов, В.П. Дружинин, Д.А. Епифанов, А.С. Кузмин, И.Б. Логашенко, Д.В. Матвиенко, А.В. Нефедьев, П.Н. Пахлов, Г.В. Пахлова, В.Е. Попов, Т.В. Углов

*В обзоре обсуждается физическая программа нового эксперимента на Супер чарм-тау фабрике, основой которой станет мощный электрон-позитронный коллайдер со светимостью  $\sim 10^{35}$  см $^{-2}$  с $^{-1}$  и энергией в системе центра масс в интервале от 3 до 5 ГэВ. Современный детектор, расположенный вокруг точки столкновения пучков, обеспечит новый уровень точности измерений. Продольная поляризация электронного пучка наряду с рекордной светимостью позволят уникальному эксперименту успешно конкурировать с существующими суперфабриками прелести Belle II и LHCb. Обширная физическая программа включает изучение свойств и измерение физических параметров очарованных адронов,  $\tau$ -лептона, чармония, экзотических состояний, а также исследование рождения лёгких адронов в  $e^+e^-$ -аннигиляции и в двухфотонных процессах. Помимо проверки Стандартной модели и прецизионного измерения её параметров, планируется всесторонний поиск Новой физики за её пределами.*

**Ключевые слова:**  $e^+e^-$ -коллайдер, поляризованные пучки, квантовая хромодинамика,  $\tau$ -лептон, физика очарованных адронов, Новая физика

PACS numbers: 12.38.–t, 12.60.–i, 29.20.db

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFN.2023.10.039583>

## Содержание

## 1. Введение (60).

1.1. Место Супер чарм-тау фабрики в физике частиц. 1.2. Энергетический диапазон Супер чарм-тау фабрики. 1.3. Особенности детектора на Супер чарм-тау фабрике.

М.Н. Ачасов<sup>(1,2)</sup>, В.Е. Блинов<sup>(1,2)</sup>, А.В. Бобров<sup>(1,2)</sup>, Д.А. Бодров<sup>(3)</sup>, А.Е. Бондарь<sup>(1,2)</sup>, В.С. Воробьев<sup>(1)</sup>, Д.С. Горбунов<sup>(4)</sup>, В.П. Дружинин<sup>(1,2)</sup>, Д.А. Епифанов<sup>(1,2)</sup>, А.С. Кузмин<sup>(1,2)</sup>, И.Б. Логашенко<sup>(1,2)</sup>, Д.В. Матвиенко<sup>(1,2)</sup>, А.В. Нефедьев<sup>(5)</sup>, П.Н. Пахлов<sup>(3,5)</sup>, Г.В. Пахлова<sup>(5)</sup>, В.Е. Попов<sup>(6)</sup>, Т.В. Углов<sup>(5,\*)</sup>

<sup>(1)</sup> Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, просп. Академика Лаврентьева 11, 630090 Новосибирск, Российская Федерация

<sup>(2)</sup> Новосибирский национальный исследовательский государственный университет, Академгородок, ул. Пирогова 2, 630090 Новосибирск, Российская Федерация

<sup>(3)</sup> Национальный исследовательский университет "Высшая школа экономики", ул. Мясницкая 20, 101000 Москва, Российская Федерация

<sup>(4)</sup> Институт ядерных исследований РАН, просп. 60-летия Октября 7а, 117312 Москва, Российская Федерация

<sup>(5)</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация

<sup>(6)</sup> Tel-Aviv University, Raymond and Beverly Sackler School of Physics and Astronomy, 69978 Tel-Aviv, Israel

E-mail: <sup>(\*)</sup> timofey.uglov@gmail.com

Статья поступила 11 апреля 2023 г., после доработки 22 октября 2023 г.

## 2. Спектроскопия адронов на Супер чарм-тау фабрике (63).

2.1. Спектроскопия состояний чармония. 2.2. Спектроскопия лёгких и экзотических адронов в области масс менее 3 ГэВ. 2.3. Спектроскопия адронов с открытым очарованием. 2.4. Чармониеподобные состояния. 2.5. X-состояния. 2.6. Y-состояния. 2.7. Z<sub>c</sub>-состояния.

## 3. Изучение CP-нарушений на Супер чарм-тау фабрике (66).

3.1. Поиск CP-нарушений в распадах очарованных адронов. 3.2. CP-нарушения в распадах  $\tau$ -лептонов.

## 4. Прецизионная проверка Стандартной модели на Супер чарм-тау фабрике (69).

4.1. Проверка лептонной универсальности в распадах очарованных мезонов. 4.2. Проверка лептонной универсальности в распадах  $\tau$ -лептонов. 4.3. Измерение угла Вайнберга в распадах J/ψ-состояния. 4.4. Измерение параметров Мишеля в распадах  $\tau$ -лептонов.

## 5. Поиск явлений за рамками Стандартной модели (71).

5.1. Рождение лёгких экзотических частиц. 5.2. Редкие и запрещённые распады очарованных мезонов. 5.3. Запрещённые распады  $\tau$ -лептонов. 5.4. Запрещённые распады J/ψ-состояний.

## 6. Заключение (74).

## Список литературы (74).

## 1. Введение

Стандартная модель (СМ) — теория, описывающая три фундаментальных взаимодействия: сильное, слабое и электромагнитное — и участвующие в них частицы материи, сложилась в конце 1960-х годов благодаря работам Глешоу, Вайнберга и Салама [1–3]. За десятилетия своего существования СМ выдержала многочислен-

ные экспериментальные проверки и способна предсказывать физические процессы с уникальной точностью. Однако, несмотря на выдающиеся успехи, эта модель обладает целым рядом изъянов, в частности, несовместимостью с общей теорией относительности. Кроме того, до сих пор не объяснены происхождение и численные значения 19 свободных параметров СМ, определяемых экспериментально. Не описывает СМ и обнаруженные в последние годы явления, такие как тёмная материя и тёмная энергия, а также нейтринные осцилляции. Осознание несовершенства СМ естественным образом мотивирует поиск более фундаментальной теории. В качестве альтернативы в роли так называемой Новой физики (НФ) чаще всего обсуждаются различные варианты суперсимметричных моделей [4–7], а также теория струн [8].

Существующие модели НФ предлагают разнообразие идеи её обнаружения. Наиболее популярной является идея поиска частиц, не предсказанных в рамках СМ. Новые частицы пытаются найти при максимально доступных энергиях в экспериментах на Большом адронном коллайдере. Иной путь — прецизионное измерение процессов СМ и поиск косвенных проявлений НФ в интерференционных процессах, таких как  $CP$ -нарушение в кварковом и лептонном секторах, а также в редких или запрещённых распадах, например, в процессах нарушения лептонного аромата. Подобные измерения можно осуществить на электрон-позитронных коллайдерах нового поколения, и, поскольку чувствительность эксперимента к эффектам НФ напрямую зависит от объёма накопленных данных, интерес к строительству мощных установок сегодня чрезвычайно высок.

Ещё одно актуальное направление, интенсивно развивающееся на современных  $e^+e^-$ -коллайдерах, — физика тяжёлых адронов. Последние десятилетия отмечены существенным прогрессом в адронной спектроскопии и многочисленными, в том числе неожиданными, открытиями. Основным поставщиком сюрпризов оказалась физика очарования и прелести, возродившая интерес к исследованию возбуждённых состояний адронов. В частности, впервые обнаружены не только многочисленные возбуждённые состояния кварк-антикварковых мезонов и трёхкварковых барионов, но и целый ряд экзотических адронных состояний, свойства которых не вписываются в ставшую рутинной схему кварковой модели.

Создание электрон-позитронных коллайдеров, работающих в широком диапазоне энергий с пиковыми светимостями, на порядок превышающими достигнутые, и поэтому названных "суперфабриками аромата", оказалось возможным благодаря оригинальной схеме столкновения электрон-позитронных пучков "crab-waist", предложенной в 2006 г. Раймонди [9]. В настоящий момент существуют два конкурирующих проекта симметричного электрон-позитронного коллайдера, предназначенного для прецизионных измерений параметров очарованных адронов и  $\tau$ -лептонов — российский [10] и китайский [11]. Ниже мы обсудим российский проект Супер чарм-тау фабрики (СЧТФ).

### 1.1. Место Супер чарм-тау фабрики в физике частиц

Прецизионные исследования свойств очарованных адронов и  $\tau$ -лептонов, занимающие особое место в современной физике частиц, осуществляются в основном в экспериментах на электрон-позитронных коллайдерах в широком диапазоне энергий: на чарм-тау фабриках и В-фабриках.

Сегодня интенсивно набирает данные в области рождения пар прелестных кварков эксперимент Belle II [12, 13] на коллайдере SuperKEKB [14] в международном научном центре КЕК (г. Цукуба, Япония). Однако для изучения очарованных адронов и тяжёлых лептонов наиболее востребованы именно чарм-тау фабрики. Эксперимент BESIII на электрон-позитронном коллайдере ВЕРСП (г. Пекин, Китай) [15] со светимостью  $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  является в настоящий момент единственным работающим в интервале энергий в системе центра масс от 2 до 4,6 ГэВ. Этой, безусловно успешной, чарм-тау фабрике удалось накопить объём данных, почти на два порядка превышающий статистику своих предшественниц. В то же время, запущенный в 2008 г., сегодня BESIII уже не в состоянии обеспечить темп набора данных, позволяющий выполнять прецизионные измерения параметров очарованных адронов и  $\tau$ -лептонов. На СЧТФ нового поколения пиковая светимость достигнет  $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  при энергии пучков в системе центра масс в диапазоне от 3 до 7 ГэВ.

Помимо экспериментов на электрон-позитронных коллайдерах тяжёлые адроны изучают и на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН (г. Женева, Швейцария). В частности, эксперимент LHCb обладает рекордным объёмом данных, содержащих очарованные и прелестные адроны. Это обстоятельство, однако, вовсе не отменяет потребности в создании чарм-тау фабрик. Напротив, различие экспериментальных условий на электрон-позитронных и протонных коллайдерах предоставляет уникальную возможность взаимодополняющих исследований физических процессов.

Фабрики чарма идеально приспособлены для детального изучения нерелятивистских частиц, рождённых на пороге, благодаря обстоятельствам, перечисленным ниже.

1. При рождении  $\tau$ -лептонов и очарованных адронов на пороге импульс частиц в начальном состоянии полностью определён, а множественность — мала, что создаёт дополнительные кинематические ограничения для идентификации изучаемого процесса.

2. Когерентное рождение пар  $D^0\bar{D}^0$ , возможное только вблизи порога, позволяет изучать осцилляции очарованных адронов и  $CP$ -нарушение различными методами [16–20], а также измерять разность фаз между амплитудами распадов  $D^0$ - и  $\bar{D}^0$ -мезонов.

3. Полная реконструкция событий обеспечивает значительное подавление фона, измерение относительных вероятностей распадов  $\tau$ -лептонов и очарованных адронов в различные конечные состояния, а также исследование распадов в конечные состояния с невидимыми частицами.

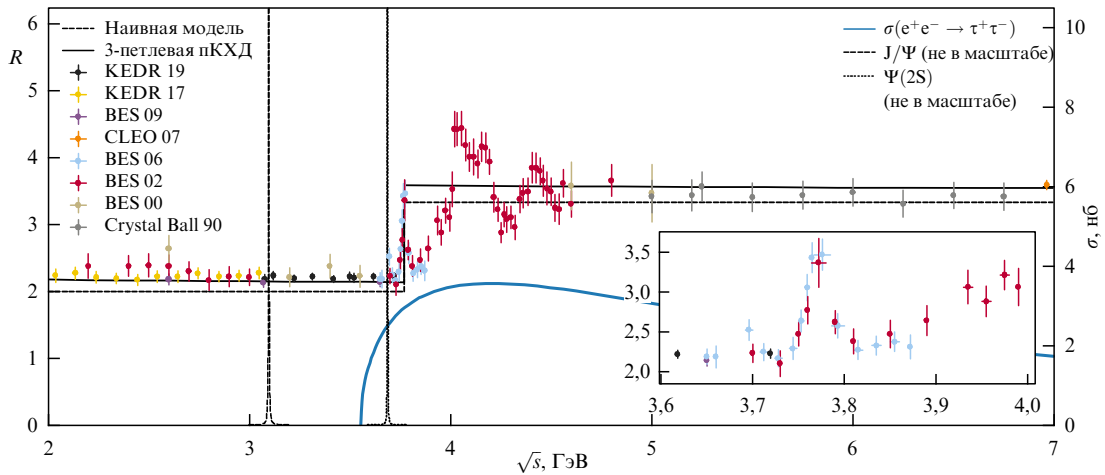
4. Поляризация электронного пучка повышает чувствительность к нарушению  $CP$ -симметрии при рождении и распаде  $\tau$ -лептонов и очарованных адронов и позволяет измерять угол Вайнберга при энергии рождения  $J/\psi$ -состояния.

### 1.2. Энергетический диапазон Супер чарм-тау фабрики

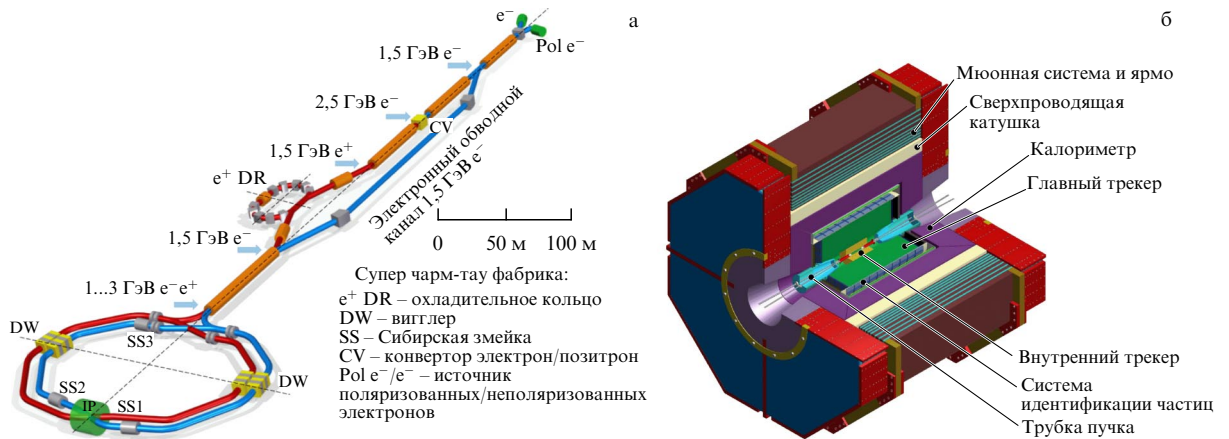
В диапазоне энергий, доступных на СЧТФ, существует несколько значений, представляющих особый интерес. К ним относятся пороги рождения векторных состояний чармония  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$ ,  $\psi(3770)$  и других, порог рождения  $\tau^+\tau^-$ -пар, пороги рождения пар очарованных мезонов  $D^{(*)}\bar{D}^{(*)}$ ,  $D_s^{(*)}\bar{D}_s^{(*)}$ , а также пар очарованных барионов (рис. 1). На СЧТФ могут рождаться все известные очарованные адроны, кроме дважды очарованного бариона

**Таблица 1.** Предварительный план набора данных на СЧТФ за первый год работы ( $10^7$  с). Приведены энергия в системе центра масс  $\sqrt{s}$ , соответствующие полная светимость  $L$  и число событий

$\sqrt{s}$ , ГэВ	$L$ , $\text{fb}^{-1}$	Число событий	Порог рождения состояний	Ключевые задачи
3,097	300	$\mathcal{O}(10^{12})$	$J/\psi$	Спектроскопия лёгких кварков, угол Вайнберга, редкие распады
3,554	50	—	$\tau^+\tau^-$	Прецизионное измерение распадов $\tau$ -лептона
3,686	150	$\mathcal{O}(10^{11})$	$\psi(2S)$	Спектроскопия лёгких кварков, спектроскопия чармония
3,770	300	$\mathcal{O}(10^9)$	$\psi(3770)$	Распады и смешивание D-мезонов, CP-нарушения
4,170	100	$\mathcal{O}(10^8)$	$\psi(4160)$	Распады $D_s$ -мезонов
4,650	100	—	$\Lambda_c^+\Lambda_c^-$	Распады $\Lambda_c$ -барионов, формфакторы



**Рис. 1.** Отношение  $R \equiv \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{адроны})/\sigma_0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)$  в энергетическом диапазоне от 2 до 7 ГэВ, измеренное в разных экспериментах. Результаты измерений — точки с ошибками, предсказания КХД — непрерывная и пунктирная кривые. Пики, соответствующие состояниям  $J/\psi$  и  $\Psi(2S)$ , показаны не в масштабе. Голубая кривая демонстрирует сечение  $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$ . На вставке представлена область вблизи порога рождения очарованных мезонов [21].



**Рис. 2.** Схема: (а) инжектора и коллайдера СЧТФ; (б) детектора на СЧТФ.

$\Xi_{cc}^{++}$ , заполняя энергетический диапазон от 3 до 7 ГэВ. Эксклюзивные сечения рождения адронных пар выше 5 ГэВ никогда не измеряли. Решение об объёме данных, набираемых при конкретных энергиях, принимается в ходе проведения эксперимента международной коллаборацией согласно интересам сообщества физики высоких энергий. Предварительное распределение значений энергии в системе центра масс для одного года работы эксперимента и ожидаемое число рождающихся частиц приведены в табл. 1.

### 1.3. Особенности детектора на Супер чарм-тау фабрике

Основные компоненты СЧТФ — установка для инжекции электронов и позитронов, коллайдер с двойными накопительными кольцами с одной областью взаимодействия (рис. 2а), а также универсальный детектор частиц, окружающий область пересечения пучков (рис. 2б).

К уникальным особенностям установки относится продольная поляризация электронного пучка вблизи области взаимодействия, достигаемая с помощью фотопу-

печного источника поляризованных электронов и существенно обогащающая физическую программу эксперимента. Для достижения необходимых параметров детектор на СЧТФ должен обеспечивать высокое разрешение по импульсу и энергии, а также обладать непревзойдённой по эффективности системой идентификации частиц. Требования к детектору, обеспечивающие достижение вышеуказанных характеристик, приведены ниже.

- Поскольку длина пролёта очарованных адронов и  $\tau$ -лептонов, рождённых вблизи порога на симметричном коллайдере, неизмеримо мала, а дочерние частицы имеют малый импульс, эффективность регистрации мягких треков должна иметь более высокий приоритет, чем пространственное разрешение вершин распада.

- Высокое качество разделения заряженных частиц по типу, в особенности в диапазоне импульсов ниже 1,5 ГэВ/с, — важнейшее условие, предъявляемое к системе идентификации СЧТФ [22].

- Ожидаемая частота рождения  $J/\psi$ -резонанса в пике сечения при светимости  $10^{35} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  и разбросе энергии пучка 0,1 %, составляющая 300 кГц, определяет максимально допустимое время построения события  $\sim 1 \text{ мкс}$  и высокий поток информации от системы сбора данных (десятки ГБ  $\text{с}^{-1}$ ).

- Программное обеспечение эксперимента — его значимая составляющая. Пользовательская среда Аугога детектора на СЧТФ, выпущенная в 2021 г. [23], опирается на богатый опыт экспериментальных групп, результатом которого стали широко используемые пакеты библиотек Gaudi [24], Geant [25], ROOT [26]. Последующая разработка Аугога будет исходить из инициативы Key4HEP [27].

## 2. Спектроскопия адронов на Супер чарм-тау фабрике

Значимая часть физической программы СЧТФ посвящена спектроскопии адронов и содержит следующие разделы: изучение спектроскопии состояний чармония, исследование стандартных  $q\bar{q}$ -мезонов и заполнение соответствующих мультиплетов, поиск экзотических адронов с глюонными степенями свободы — глюоболов и гибридов, исследование мультикварковых экзотических состояний в спектре чармония, включая как пороговые структуры молекулярного типа, так и компактные состояния.

### 2.1. Спектроскопия состояний чармония

В рамках кварковой модели чармоний представляет собой связанное состояние очарованного кварка и соответствующего ему антикварка. Спины кварков могут складываться в полный спин системы  $S$ , равный 0 или 1, а полный момент мезона  $J$  получается сложением полного спина и углового момента  $L$ , т.е.  $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$ . Пространственная  $P$ - и зарядовая  $C$ -чётности такой системы вычисляются в соответствии с простыми формулами<sup>1</sup>:  $P = (-1)^{L+1}$  и  $C = (-1)^{L+S}$ . Поскольку кварк-антикварковая система может находиться в радиально возбуж-

дённом состоянии, кварковая модель предсказывает восемь состояний чармония, лежащих ниже порога рождения открытого очарования (которому соответствует энергия, равная удвоенной массе легчайшего очарованного мезона  $\sim 3,73 \text{ ГэВ}$ ). Это псевдоскалярный мезон  $\eta_c$  и его первое радиальное возбуждение  $\eta_c(2S)$  (квантовые числа обоих состояний  $J^{PC} = 0^{-+}$ ), легчайший векторный чармоний  $J/\psi$  и его первое радиальное возбуждение  $\psi(2S)$  (квантовые числа  $J^{PC} = 1^{--}$ ), аксиально-векторное состояние  $h_c$  (квантовые числа  $J^{PC} = 1^{+-}$ ), а также триплет состояний  $\chi_{cJ}$  с  $J = 0, 1, 2$  и квантовыми числами  $J^{++}$ .

СЧТФ представляет собой уникальную лабораторию для детального изучения спектроскопии восьми перечисленных состояний чармония. Векторные состояния  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$  рождаются непосредственно в  $e^+e^-$ -аннигиляции, и за год работы их число составит  $\sim 10^{12}$  и  $\sim 10^{11}$  соответственно<sup>2</sup>. В последующих распадах состояний  $J/\psi$  и  $\psi(2S)$  родится  $\sim 10^{10}$  состояний  $\chi_{cJ}$  и  $\eta_c$ . Ожидается также образование  $\sim 4 \times 10^7$  состояний  $h_c$  в распадах  $\psi(2S) \rightarrow h_c \pi^0$  и  $\sim 5 \times 10^7$  состояний  $\eta_c(2S)$  в распадах  $\psi(2S) \rightarrow \eta_c(2S) \gamma$ . Физический анализ такого объёма данных позволит с высокой точностью измерить относительные вероятности большинства переходов между уровнями чармония, а также массы и ширины соответствующих состояний. В частности, при интегральной светимости  $\sim 1 \text{ фб}^{-1}$  статистическая точность измерения различных относительных вероятностей распадов достигнет 1 %, превзойдя возможности современных вычислений КХД на решётке. Сканирование по энергии в области рождения узких резонансов позволит измерить малоизученные фазы интерференции адронных мод их распадов. Более того, на СЧТФ появится возможность наблюдать ещё не обнаруженные переходы между уровнями чармония, например,  $\eta_c(2S) \rightarrow h_c \gamma$ ,  $\psi(3770) \rightarrow \chi_{c2} \gamma$ ,  $\eta_c(2S) \rightarrow J/\psi \gamma$ ,  $h_c \rightarrow \chi_{c0} \gamma$ , ожидаемые относительные вероятности которых лежат в диапазоне  $10^{-6} - 10^{-3}$ .

Не менее интересный класс распадов чармония — редкие распады с преобладающим электромагнитным вкладом. Верхний предел на вероятность одного из таких распадов,  $J/\psi \rightarrow e^+e^- \phi$ , полученный недавно в эксперименте BESIII,  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow e^+e^- \phi) < 1,2 \times 10^{-7}$  [28], на порядок превышает теоретическое предсказание  $2,3 \times 10^{-8}$  [29]. На СЧТФ возможна критическая проверка теории в этой области. Физическая программа СЧТФ включает прецизионные измерения распадов чармония с одним или двумя пионами,  $\eta$ -мезоном и фотонами в конечном состоянии, в частности, прямое измерение относительных вероятностей двухфотонных распадов  $\eta_c$ ,  $\chi_{c0}$  и  $\chi_{c2}$ .

Сумма измеренных до сих пор относительных вероятностей распада  $J/\psi$ -состояния составляет не более 45 % [21], и поиск неизвестных распадов  $J/\psi$  предоставит дополнительную информацию о динамике сильного взаимодействия. Кроме того, высокая светимость СЧТФ позволит наблюдать слабые распады  $J/\psi$  за счёт перехода  $c \rightarrow s W^+$  с относительными вероятностями  $\sim 10^{-8}$  [30]. Полулептонные распады  $J/\psi$  в конечные состояния  $D_s^* \ell \nu$  и  $D_s \ell \nu$ , а также адронные моды распада в  $D_s^+ \rho^-$  и  $D_s^{*+} \pi^-$ ,

<sup>1</sup> Строго говоря, угловой момент  $L$  не является сохраняющейся величиной, поскольку гамильтониан системы содержит члены, смешивающие состояния с угловыми моментами, различающимися на 2. Как видно из приведённых формул, на значениях пространственной и зарядовой чётностей это не сказывается.

<sup>2</sup> Векторные состояния образуются также в процессах  $e^+e^-$ -аннигиляции и при более высоких энергиях за счёт излучения фотона из начального состояния, однако соответствующая вероятность подавлена дополнительной степенью постоянной тонкой структуры  $\alpha = 1/137$ .

имеющие относительные вероятности  $\sim 10^{-9}$  [30, 31], также доступны для измерения на СЧТФ. В СМ относительные вероятности распадов  $J/\psi$ -состояний в  $D^0\rho^0$  и  $D^0\pi^0$  предсказываются  $\sim 10^{-11}$  [31], что делает их чувствительными к проявлениям Новой физики, в том числе к существованию изменяющего аромат нейтрального тока  $c \rightarrow u$  [32]. Другой вид слабых процессов ( $c\bar{c} \rightarrow s\bar{s}$ ) с обменом  $W$ -бозоном обуславливает существование распадов, не сохраняющих  $C$ -чётность, например  $J/\psi \rightarrow \phi\phi$ . Ожидаемая относительная вероятность такого распада  $\sim 10^{-8}$  [33] позволяет наблюдать его на СЧТФ.

## 2.2. Спектроскопия лёгких и экзотических адронов в области масс менее 3 ГэВ

Несмотря на успехи последних лет в экспериментальной и теоретической физике в области низкоэнергетической квантовой хромодинамики, спектроскопия состояний лёгких кварков содержит ряд вопросов, ответ на которые даст эксперимент на СЧТФ, позволяющий исследовать спектр мезонов с массами менее 3 ГэВ. Состояния чармония с массами менее удвоенной массы  $D$ -мезона распадаются в адроны, состоящие из лёгких  $u$ -,  $d$ - и  $s$ -кварков. Выбирая специфические моды таких распадов, можно изучать адронные состояния практически с любыми квантовыми числами, что важно для понимания природы сильного взаимодействия. Кроме того, в подобных распадах возможно рождение экзотических адронов, содержащих глюонные степени свободы, т.е. гибридных мезонов и глюоболов. В частности, одним из многообещающих источников глюоболов является радиационный распад  $J/\psi$ -состояния, имеющий относительную вероятность  $\mathcal{B}(J/\psi \rightarrow gg\gamma) \sim 9\%$ . Согласно расчётам на решётке, вероятность адронизации двух глюонов в глюбол составляет  $\sim 10^{-3} - 10^{-1}$  в зависимости от спиновой чётности глюбола.

В радиационных распадах  $J/\psi$ -состояний найден целый ряд кандидатов в глюболы, в частности скалярные состояния  $f_0(1500)$ ,  $f_0(1710)$ ,  $f_0(2100)$ ; тензор  $f_2(2340)$ ; псевдоскаляр  $\eta(2100)$  и другие. Поскольку эти состояния могут смешиваться с кварк-антикварковыми и экзотическими четырёхкварковыми состояниями с теми же квантовыми числами, однозначная идентификация обнаруженных кандидатов как глюоболов требует дальнейших экспериментальных исследований. Одной из характерных особенностей, позволяющих отличить глюбол от обычного кварк-антикваркового мезона, является его аномально малая двухфотонная ширина, поэтому поиск глюоболов в распадах  $J/\psi$  следует дополнить изучением рождения мезонов в двухфотонных процессах.

Поиску гибридных мезонов способствует тот факт, что некоторые из них должны иметь экзотические квантовые числа (например  $J^{PC} = 1^{-+}$ ), запрещённые для двухкварковых мезонов [34]. Подобное состояние,  $\eta_1(1855)$ , впервые обнаружено коллаборацией BESIII в процессе  $J/\psi \rightarrow \gamma\eta\eta'$  [35, 36]. Кроме того, существуют иные кандидаты,  $\pi_1(1400)$ ,  $\pi_1(1600)$ ,  $\pi_1(2015)$ , наблюдавшиеся в адронных экспериментах в распадах  $J/\psi$  и  $\chi_{c1}$ , требующие подтверждения. Перспективными каналами поиска являются переходы  $\chi_{c1}$  в конечные состояния  $\eta\pi^+\pi^-$  и  $\eta'\pi^+\pi^-$ .

Одно из интересных наблюдений эксперимента BESII — состояние  $X(1835)$  вблизи порога рождения пар  $p\bar{p}$  в распаде  $J/\psi \rightarrow \gamma p\bar{p}$  [37] с квантовыми числами  $J^{PC} = 0^{-+}$  [38]. Кроме того, обнаружены его распады в

конечные состояния  $\eta'\pi^+\pi^-$  и  $f_0(980)\eta$  [39].  $X(1835)$  является кандидатом в барионий — связанное состояние протона и антипротона [40]. Иные кандидаты в мультикварковые состояния —  $f_0(980)$ - и  $a_0(980)$ -мезоны, возможно, являются  $K\bar{K}$ -молекулами. Ожидается существование большого числа четырёхкварковых состояний, как молекулярных, так и компактных, которые предстоит идентифицировать.

Задача СЧТФ в области исследования лёгких адронов состоит в поиске отсутствующих членов мультиплетов лёгких мезонов и точном измерении их параметров, включая положение полюсов, квантовых чисел, механизмов образования и моделей распадов.

## 2.3. Спектроскопия адронов с открытым очарованием

На СЧТФ могут рождаться четыре основных состояния очарованных адронов, имеющих в своём составе один очарованный кварк:  $D^0(c\bar{u})$ ,  $D^+(c\bar{d})$ ,  $D_s^+(c\bar{s})$  и  $\Lambda_c^+(udc)$ . Если энергия сталкивающихся пучков в системе центра масс достигнет 4,910 (4,934) ГэВ, станет возможным рождение очарованных барионов  $\Sigma_c(udc)$  ( $\Xi_c^+(ucs)$  и  $\Xi_c^0(dcs)$ ). Упомянутые адроны имеют многочисленные возбуждения, некоторые из которых уже изучены, а остальные пока не обнаружены вследствие трудностей, связанных с их большой шириной, идентификацией каналов их распадов либо низкими вероятностями рождения. Для лучшего понимания природы и спектра очарованных адронов необходимо точное измерение вероятностей их распадов и изучение формы линии этих резонансов в различных конечных состояниях.

На СЧТФ благодаря сохранению аромата адроны с открытым очарованием могут рождаться только парами, и один из эффективных способов исследования таких состояний — анализ эксклюзивных сечений  $e^+e^- \rightarrow D_{(s)}\bar{D}_{(s)}X$ . Ряд таких конечных состояний изучен в экспериментах Belle и BaBar с помощью радиационного возврата [41–44], но сечения большинства редких процессов до сих пор остаются не измеренными. Парное рождение очарованных адронов и известные квантовые числа начального состояния упрощают процедуру выделения процесса, поскольку позволяют провести амплитудный анализ и тем самым идентифицировать конкретное возбуждение с его квантовыми числами.

## 2.4. Чармониеподобные состояния

За последние два десятилетия в экспериментах Belle, BaBar, CLEOc, CDF,  $D0$ , BESIII, LHCb [45] открыто более двух десятков состояний чармония, лежащих выше порога рождения открытого чарма. Лишь некоторые из них можно отождествить с возбуждёнными состояниями стандартного  $c\bar{c}$ -кваркония, тогда как остальные, не вписывающиеся в схему кварковой модели, принято считать экзотическими и называть "чармониеподобными" [46]. Для интерпретации новых состояний используется ряд моделей, включая молекулярную [47], модель компактных тетракварков [48], модель адрочармония [49] и др. Применение правил сумм КХД к экзотическим адронам, содержащим тяжёлые кварки, обсуждается в обзоре [50].

Существует несколько групп экзотических состояний чармония. Ниже для их описания использована исторически сложившаяся схема XYZ, в соответствии с которой первым неизвестным состоянием была присвоена буква X, векторным состояниям — Y, а заряженным состоя-

ниям — Z. Поскольку существенным недостатком этой схемы является невозможность её расширения на иные экзотические адронные состояния, такие как пентакварки или дважды очарованные тетракварки, в настоящее время её пытаются подвергнуть существенной ревизии.

## 2.5. X-состояния

Первым представителем данного семейства, как по праву первенства обнаружения, так и по числу посвящённых ему экспериментальных и теоретических публикаций, следует считать состояние X(3872) [51]. Несмотря на значительный прогресс, достигнутый в экспериментальных<sup>3</sup> и теоретических исследованиях, многие вопросы, связанные с его интерпретацией, остаются открытыми [46]. Поскольку важную информацию об экзотических состояниях содержит форма их линии в различных каналах распада, прецизионное измерение на СЧТФ процессов с открытым очарованием в конечном состоянии, недоступное в экспериментах на Большом адронном коллайдере, позволит прояснить природу X(3872).

Другой любопытный представитель семейства X-состояний — X(3915), обнаруженный коллаборацией Belle в процессе  $\gamma\gamma \rightarrow \omega J/\psi$  на выборке данных, соответствующей интегральной светимости  $694 \text{ фб}^{-1}$  [55]. Аппроксимация значимого пика на пороге функции Брейта–Вигнера позволила определить массу и ширину X(3915):  $M = (3915 \pm 3 \pm 2) \text{ МэВ}/c^2$  и  $\Gamma = (17 \pm 10 \pm 3) \text{ МэВ}$ . Вскоре коллаборация BaBar, исследовавшая тот же процесс на статистике  $519,2 \text{ фб}^{-1}$ , не только подтвердила существование состояния X(3915), но и выполнила угловой анализ, установив его квантовые числа:  $J^{PC} = 0^{++}$  [56]. Повидимому, то же состояние найдено в эксперименте Belle [57], а затем подтверждено в эксперименте BaBar [58] в распаде  $B \rightarrow J/\psi \omega K$ . Изначально оно получило название Y(3940), но позднее коллаборация BaBar установила, что Y(3940) представляет собой наложение двух структур: X(3872) и X(3915) [59]. Измеренные квантовые числа позволили предпринять попытку отождествления X(3915) с ещё не найденным на тот момент стандартным состоянием чармония  $\chi_{c0}(2P)$ , что вызвало резкую критику со стороны теоретиков ввиду сильных противоречий между измеренными свойствами X(3915) и ожидаемыми параметрами  $\chi_{c0}(2P)$  [60, 61]. Сегодня существует более подходящий по параметрам кандидат на роль  $\chi_{c0}(2P)$  — состояние  $\chi_{c0}(3860)$  (исходно названное X\*(3860)), обнаруженное коллаборацией Belle в процессе  $J/\psi DD$  с нейтральными и заряженными D-мезонами в конечном состоянии при анализе данных, соответствующих светимости  $980 \text{ фб}^{-1}$  [62]. Полученные параметры  $\chi_{c0}(3860)$  находятся в хорошем согласии с результатами феноменологического анализа [60, 63] данных коллабораций Belle [64] и BaBar [65] для перехода  $\gamma\gamma \rightarrow D\bar{D}$ , в котором обнаружено состояние  $\chi_{c2}(3930)$ . Таким образом, есть основания полагать, что оба этих состояния чармония могут принадлежать к одному мультиплету. Для подтверждения или опровержения данной гипотезы необходимы дальнейшие исследования.

В 2008 г. коллаборация CDF опубликовала работу [66], в которой утверждалось, что с достоверностью  $3,8\sigma$  на статистике  $2,7 \text{ фб}^{-1}$  в распаде  $B^+ \rightarrow J/\psi f_0 K^+$  в конеч-

ном состоянии  $J/\psi f_0$  обнаружено новое состояние X(4140) с массой  $(4143,0 \pm 2,9 \pm 1,2) \text{ МэВ}/c^2$  и шириной  $(11,7_{-5,0}^{+8,3} \pm 3,7) \text{ МэВ}$ . Поскольку ширина X(4140) оказалась существенно меньше ожидаемой для стандартных состояний чармония в этой области масс, открытие X(4140) вызвало большой интерес. Дальнейшие поиски состояния X(4140) осуществлялись с переменным успехом. Ни коллаборация Belle [67], ни коллаборация BaBar [68], ни коллаборация LHCb [69] не смогли его обнаружить в распадах B-мезонов. Однако коллаборация CDF на большей статистике, соответствующей светимости  $6,0 \text{ фб}^{-1}$ , не только подтвердила существование состояния X(4140) с уточнёнными параметрами массы и ширины,  $(4143,4_{-3,0}^{+2,9} \pm 0,6) \text{ МэВ}/c^2$  и  $(15,3_{-6,1}^{+10,4} \pm 2,5) \text{ МэВ}$  соответственно, но и со значимостью  $\sim 3,1$  стандартных отклонения обнаружила дополнительную структуру с массой  $(4274,4_{-6,7}^{+8,4} \pm 1,9) \text{ МэВ}/c^2$  и шириной  $(32,3_{-15,3}^{+21,9} \pm 7,6) \text{ МэВ}$  [70]. Позднее коллаборации CMS и D0 подтвердили проявление состояния X(4140) в распадах  $B^+ \rightarrow J/\psi f_0 K^+$  со значимостью более, чем  $5,0\sigma$  и  $3,1\sigma$  соответственно [71, 72]. Коллаборация CMS подтвердила второй пик, обнаруженный CDF, однако с несколько большей массой [71]. Коллаборация D0 объявила о наблюдении X(4140) в конечном состоянии  $f_0 J/\psi$  с массой  $(4152,5 \pm 1,7_{-5,4}^{+6,2}) \text{ МэВ}/c^2$  и шириной  $(16,3 \pm 5,6 \pm 11,4) \text{ МэВ}$  [73]. В то же время коллаборация BESIII не увидела значимого сигнала X(4140) в процессе  $e^+e^- \rightarrow \gamma f_0 J/\psi$  при энергиях в системе центра масс  $\sqrt{s} = 4,23, 4,26, 4,36$  и  $4,60 \text{ ГэВ}$ , установив лишь верхний предел [74, 75]. Коллаборация LHCb осуществила полный амплитудный анализ распада  $B^+ \rightarrow K^+ f_0 J/\psi$  для всех отобранных  $4289 \pm 151$  событий, соответствующих светимости  $3 \text{ фб}^{-1}$  при энергии в системе центра масс  $7$  и  $8 \text{ ТэВ}$  [76]. Описание данных потребовало введения в рассмотрение не только известных состояний X(4140) и X(4274) с квантовыми числами  $J^{PC} = 1^{++}$ , но и двух широких резонансов X(4500) и X(4700) с квантовыми числами  $J^{PC} = 0^{++}$ .

Несомненно, дополнительные экспериментальные исследования позволят пролить свет на происхождение противоречивых X-состояний. Прецизионные измерения на СЧТФ должны наконец объяснить природу этих экзотических состояний чармония.

## 2.6. Y-состояния

Векторные чармониеподобные Y-состояния могут рождаться на СЧТФ непосредственно в процессе  $e^+e^-$ -аннигиляции. Существование трёх таких состояний, Y(4230) (ранее известного как Y(4260)), Y(4360) и Y(4660), считается надёжно установленным, поскольку их наблюдали по крайней мере в двух экспериментах. Первоначально Y-состояния были открыты в процессах  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  и  $e^+e^- \rightarrow \psi(2S) \pi^+ \pi^-$ . Сигнал Y(4230) также ожидаемо обнаружен в канале  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0$  [77]. Однако в других исследованных процессах,  $e^+e^- \rightarrow J/\psi K^+ K^-$  и  $e^+e^- \rightarrow J/\psi K_S K_S$  [78],  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta$  [79, 80],  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta'$  [81],  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta \pi^0$  [82],  $e^+e^- \rightarrow h_c \pi^+ \pi^-$  [83],  $e^+e^- \rightarrow \omega \pi^+ \pi^-$  [83], явных сигналов Y-состояний не найдено.

В 2017 г. коллаборация BESIII с высокой точностью (19 точек в энергетическом спектре с интегральной светимостью  $8,2 \text{ фб}^{-1}$ ) измерила сечение процесса  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  и осуществила подгонку полученных данных с использованием суммы двух резонансов с массами  $(4222 \pm 3) \text{ МэВ}/c^2$  и  $(4320 \pm 13) \text{ МэВ}/c^2$  и ширинами

<sup>3</sup> См., например, последние работы коллаборации LHCb [52–54], посвящённые прецизионному измерению параметров состояния X(3872).

( $44 \pm 5$ ) МэВ и ( $101 \pm 27$ ) МэВ соответственно [84]. Первый резонанс согласуется с состоянием вблизи  $4,22 \text{ ГэВ}/c^2$ , обнаруженным в процессе  $e^+e^- \rightarrow h_c \pi^+ \pi^-$ , а также со структурой вблизи  $4,2 \text{ ГэВ}/c^2$  в сечении  $e^+e^- \rightarrow J/\psi \eta$  [79, 80].

При измерении сечения электрон-позитронной аннигиляции в конечное состояние  $\psi(2S)\pi^+\pi^-$ , выполненном коллаборацией BESIII при нескольких значениях энергии в системе центра масс [85], обнаружены нетривиальные распределения по инвариантной массе подсистем  $\pi\pi$  и  $\pi\psi(2S)$ , форма которых существенно менялась при переходе от одной энергии сталкивающихся частиц к другой. Выбор энергий измерения, 4,226; 4,258; 4,358 и 4,416 ГэВ, не случаен, поскольку в каждом случае вблизи такой энергии предположительно находится одно из  $Y$ -состояний. Соответственно, механизм протекания реакции должен быть чувствителен к их природе, проявляющейся в наблюдаемой форме линии.

Теоретическая интерпретация векторных  $Y$ -состояний сталкивается с рядом проблем. Во-первых, место векторных состояний чармония, предсказанных кварковой моделью, занято стандартными кваркониями  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$ ,  $\psi(3770)$ ,  $\psi(4040)$ ,  $\psi(4160)$ ,  $\psi(4415)$ . Во-вторых,  $Y$ -состояния, обладая массой, превышающей порог рождения открытого чарма, не распадаются на пару очарованных мезонов, в то время как парциальные ширины распадов  $Y \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  (более 1 МэВ) на два порядка превышают аналогичные величины для стандартного чармония, например для переходов  $\psi(2S) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$  и  $\psi(3770) \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ .

Хотя в последние годы накоплен существенный объём данных о  $Y$ -состояниях, он недостаточен для полноценного теоретического анализа, позволяющего пролить свет на происхождение и свойства этих состояний. Безусловно, рекордная статистика СЧТФ предоставит возможность дать ясный ответ на вопрос о природе  $Y$ -состояний.

## 2.7. $Z_c$ -состояния

Семейство  $Z_c$  — ещё один класс экзотических чармониеподобных состояний. Нижний  $c$ -индекс указывает на присутствие в их составе очарованного кварка и соответствующего ему антикварка. В отличие от  $X$ - и  $Y$ -состояний, представители семейства  $Z_c$  заряжены, т.е. обладают отличным от нуля изоспином. Уже по этой причине они не могут быть стандартными состояниями чармония, поскольку их минимальный состав четырёхкварковый.

Изотриплетные состояния  $Z_c(3900)$  и  $Z_c(4020)$  открыты в процессе  $e^+e^- \rightarrow Z_c \pi$  при энергии электрон-позитронной аннигиляции вблизи массы состояния  $Y(4230)$ . Резонанс  $Z_c(3900)$  распадается в конечные состояния  $J/\psi \pi$  и  $\bar{D}D^*$ , а  $Z_c(4020)$  — в конечные состояния  $h_c \pi$  и  $\bar{D}^*D^*$ . В распадах  $Y(4360)$ -состояния в эксперименте Belle [86] обнаружено указание на существование заряженного состояния  $Z_c(4055)^+$ , распадающегося на  $\psi(2S)\pi^+$ . Исследование этого состояния на существенно большей статистике выполнено в эксперименте BESIII [85]. Параметры  $Z_c(4055)^+$ , полученные BESIII, с точностью до ошибок совпадают с параметрами  $Z_c(4025)^+$ .

Как указано в предыдущем разделе, динамика процесса  $e^+e^- \rightarrow \psi(2S)\pi^+\pi^-$  сильно зависит от полной энергии системы, и описание распределения Далица, полученного в эксперименте, возможно лишь при корректном учёте природы  $Y$ - и  $Z_c$ -состояний, которые могут рож-

даться в каскадном процессе в виде промежуточных состояний:  $e^+e^- \rightarrow Y \rightarrow Z_c \pi \rightarrow \psi(2S)\pi\pi$ . Все состояния  $Z_c$ , обнаруженные в процессе  $e^+e^- \rightarrow Z_c \pi$ , имеют квантовые числа  $J^{PC} = 1^{+-}$ . Такими же квантовыми числами обладают состояния  $Z_c(4200)$  и  $Z_c(4430)$ , которые можно искать в распадах  $Y(4660)$ .

В работе коллаборации BESIII [87] представлено первое измерение  $e^+e^-$ -аннигиляции в конечное состояние  $K^+(D_s^- D^{*0} + D_s^* D^0)$ , выполненное в диапазоне энергий от 4,628 до 4,698 ГэВ на данных, соответствующих полной интегральной светимости  $3,7 \text{ фб}^{-1}$ . При этом обнаружено новое состояние чармония с открытой странностью, обладающее массой  $(3982,5_{-2,6}^{+1,8} \pm 2,1) \text{ МэВ}/c^2$  и шириной  $(12,8_{-4,4}^{+5,3} \pm 3,0) \text{ МэВ}$ , получившее название  $Z_{cs}(3982)$ . Примечательно, что данное состояние хорошо укладывается в  $SU(3)$ -схему для лёгких кварков и может оказаться  $SU(3)$ -партнёром обнаруженного ранее состояния  $Z_c(3900)$ . Существует ряд теоретических работ [88–90], где успешно описана измеренная форма линии  $Z_{cs}(3982)$  и предсказаны его спиновые партнёры. Так, если  $Z(3900)$  и  $Z(4020)$  рассматриваются в качестве спиновых партнёров, то в рамках той же схемы после расширения группы изоспина лёгких кварков до  $SU(3)$  и включения в рассмотрение резонанса  $Z_{cs}(3982)$  естественно поставить вопрос о существовании состояния  $Z'_{cs}$ , располагающегося вблизи порога  $\bar{D}_s^* D^*$ . Соответствующие предсказания содержатся в работах [88, 90], причём в [90] обсуждается также сценарий тонкой подстройки параметров взаимодействия, при которой состояние  $Z'_{cs}$  не возникает.

Недавно коллаборация LHCb анонсировала первое наблюдение экзотического состояния  $Z_{cs}(4000)$ , распадающегося в конечное состояние  $J/\psi K^+$  [91]. Остаётся неясным, является ли это состояние и структура  $Z_{cs}(3982)$  проявлением одного и того же физического объекта, на что указывает, например, их успешное описание в рамках единого подхода связанных каналов [89]. Очевидно, что данный вопрос требует дальнейшего теоретического изучения, а также поиска аналогичных состояний с открытой странностью  $Z_{cs}$ , что является важной задачей для СЧТФ.

## 3. Изучение $CP$ -нарушений на Супер чарм-тау фабрике

Одной из наиболее интригующих загадок современной физики остаётся вопрос, почему наша Вселенная состоит в основном из материи, а антиматерия, хотя и встречается, присутствует в ничтожном количестве. Для объяснения наблюдаемого доминирования материи во Вселенной требуется, помимо прочего, нарушение  $CP$ -симметрии [92], т.е. существование различия свойств частиц и античастиц. Это явление означает отсутствие инвариантности законов природы относительно одновременного обращения направления осей пространственных координат и изменения знака зарядов.

$CP$ -нарушение было открыто Дж. Кристенсоном, Дж. Кронином, В. Фитчем и Р. Тёрли в 1964 г. [93]. Однако потребовалось почти десятилетие для его объяснения в контексте Стандартной модели физики элементарных частиц (создаваемой в то же время). Хотя механизм, предложенный М. Кобаяши и Т. Маскавой [94], элегантно и просто объясняет возникновение  $CP$ -нарушения, а все экспериментальные данные согласуются с их гипоте-

зой об ответственности за  $CP$ -нарушение единственного параметра — комплексной фазы матрицы смешивания кварков, мы убеждены, что история с  $CP$ -нарушением не закончена. Как выяснилось 20 лет спустя [95], механизм Кобаяши–Маскавы не обеспечивает достаточной величины  $CP$ -нарушения, необходимой для наблюдаемого соотношения количества материи и антиматерии во Вселенной, что свидетельствует о существовании дополнительных источников данного явления, до сих пор не идентифицированных ни теоретически, ни экспериментально. Этим вызван необычайный интерес к поиску  $CP$ -нарушений за пределами СМ, ведь косвенные наблюдения космологии укаывают, что именно здесь прячется Новая физика.

Для поиска Новой физики и, в частности, новых источников  $CP$ -нарушения стоит использовать частицы, в распадах которых не ожидается большого  $CP$ -нарушения в рамках СМ. Оно является лишь фоном, мешающим разглядеть проявления Новой физики. Хотя для изучения  $CP$ -нарушения в рамках СМ идеальным объектом являются распады  $B$ -мезонов, в которых эффект  $CP$ -нарушения велик, явления за пределами СМ удобно искать в распадах очарованных адронов и  $\tau$ -лептонов. С одной стороны, эти частицы тяжёлые и долгоживущие, а значит, вклад петлевых диаграмм, в которых могли бы участвовать новые тяжёлые частицы, для них потенциально не мал. С другой, в рамках СМ петлевые эффекты, в частности  $CP$ -нарушение, в обсуждаемых распадах малы (например, вследствие подавления ГИМ-механизмом) и не способны имитировать физику за пределами СМ. Вклад новых частиц в амплитуду распадов может привести к отклонению параметров процессов от предсказаний СМ на порядки величины.

### 3.1. Поиск $CP$ -нарушений в распадах очарованных адронов

Одна из наиболее интересных задач физики очарованных адронов — поиск  $CP$ -нарушений в распадах  $D_{(s)}$ -мезонов. Для таких исследований СЧТФ обладает уникальными преимуществами: рождение пар очарованных мезонов в  $e^+e^-$ -аннигиляции на пороге позволяет проводить физический анализ распадов с труднодетектируемыми частицами в конечном состоянии, а низкая множественность треков в событии обеспечивает высокую эффективность полной реконструкции. Одной из ключевых особенностей эксперимента на СЧТФ является когерентное образование пар  $D^0\bar{D}^0$  в распаде  $\psi(3770)$ -состояний.

Исследование  $CP$ -нарушения в распадах очарованных адронов имеет важные особенности. Поскольку в распадах очарованных адронов начальное и конечное состояния содержат кварки только первых двух поколений, матрица смешивания которых практически унитарна,  $CP$ -нарушающие фазы из-за взаимодействия с третьим поколением могут возникнуть лишь через промежуточные петлевые диаграммы. Однако последние настолько подавлены малостью константы  $V_{cb}$ , а также ГИМ-механизмом благодаря вырождению масс нижних кварков, что в наиболее оптимистичных оценках эффект  $CP$ -нарушения в СМ не превышает  $10^{-3}$ , открывая возможность поиска явлений за пределами СМ.

Выделяют три вида  $CP$ -нарушений:

- Прямое  $CP$ -нарушение в распадах очарованных адронов возникает благодаря существованию нескольких амплитуд распада  $A_f$  в конечное состояние  $f$  с раз-

ными сильными ( $\delta_i$ ) и слабыми ( $\phi_i$ ) фазами:

$$A_f = |A_1| \exp[i(\delta_1 + \phi_1)] + |A_2| \exp[i(\delta_2 + \phi_2)]. \quad (1)$$

Поскольку слабая фаза меняет знак при  $CP$ -сопряжении ( $\phi_i \rightarrow -\phi_i$ ), а сильная остаётся прежней, вероятности сопряжённых процессов оказываются различными:  $|A_{\bar{f}}| \neq |A_f|$ . Основной способ поиска прямого  $CP$ -нарушения — анализ распадов заряженных  $D^+$ - и  $D_s^+$ -мезонов. Это единственный вид  $CP$ -нарушения, дающий вклад в амплитуду таких процессов. Асимметрия прямого  $CP$ -нарушения имеет вид:

$$A_{CP}^{\pm} = \frac{\Gamma(D_{(s)}^{-} \rightarrow f^{-}) - \Gamma(D_{(s)}^{+} \rightarrow f^{+})}{\Gamma(D_{(s)}^{-} \rightarrow f^{-}) + \Gamma(D_{(s)}^{+} \rightarrow f^{+})}. \quad (2)$$

Точность измерения  $A_{CP}^{\pm}$ , а также соответствующая прогнозируемая точность на СЧТФ для различных конечных состояний показаны на рис. 3.

- $CP$ -нарушение в результате смешивания появляется в распадах нейтральных  $D^0$ -мезонов. Поскольку слабое взаимодействие допускает переходы с изменением очарования на 2, собственные состояния гамильтониана можно представить как

$$|D_{1,2}\rangle = p|D^0\rangle \pm q|\bar{D}^0\rangle, \quad (3)$$

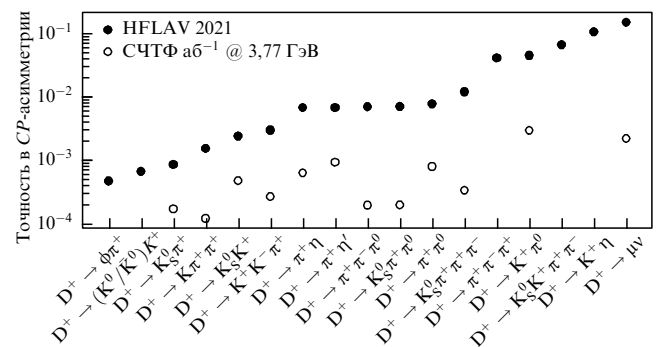
где  $p$  и  $q$  — некоторые коэффициенты, причём  $|p|^2 + |q|^2 = 1$ . Для сохранения  $CP$ -симметрии необходимо равенство  $|q/p| = 1$ , и любое отклонение от него приводит к  $CP$ -нарушениям. Точность измерения  $|q/p|$  на СЧТФ после одного года набора данных, соответствующего светимости  $1 \text{ аб}^{-1}$ , ожидается  $\mathcal{O}(10^{-3})$ .

- Для системы нейтральных  $D^0$ -мезонов  $CP$ -нарушение может проявиться в интерференции амплитуд со смешиванием и без него. Этот тип  $CP$ -нарушения характеризуются параметром

$$\varphi = \arg\left(\frac{q \bar{A}_f}{p A_f}\right). \quad (4)$$

Вклад смешивания в  $CP$ -нарушение можно выделить, изучая разность ширин полулептонных распадов  $\Gamma(\bar{D}^0 \rightarrow l^+ X) \neq \Gamma(D^0 \rightarrow l^- X)$ . На СЧТФ благодаря рождению  $D^0\bar{D}^0$ -пар в состоянии квантовой запутанности можно измерить асимметрию:

$$A_{SL} = \frac{\Gamma_{l^+l^+} - \Gamma_{l^+l^-}}{\Gamma_{l^+l^+} + \Gamma_{l^+l^-}} = \frac{1 - |q/p|^4}{1 + |q/p|^4}. \quad (5)$$



**Рис. 3.** Экспериментальные ограничения на точность измерения  $CP$ -асимметрии в различных модах распада  $D^+$ -мезонов — чёрные кружки [103]. Белые кружки — ожидаемая точность в измерении  $CP$ -асимметрии на СЧТФ.



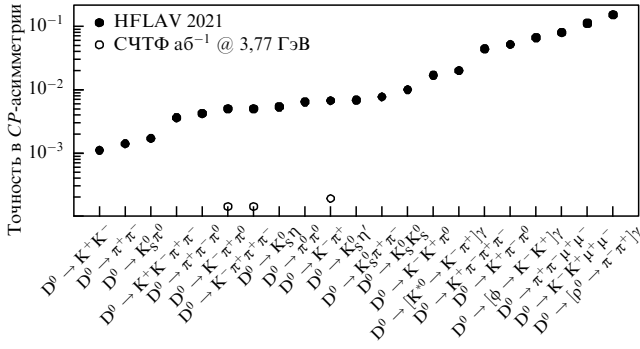


Рис. 4. Экспериментальные ограничения на точность измерения  $CP$ -асимметрии в различных модах распада  $D^0$ -мезонов — чёрные кружки [103]. Белые кружки — ожидаемая точность измерения  $CP$ -асимметрии на СЧТФ.

Все перечисленные виды  $CP$ -нарушения могут вносить вклад в распады  $D^0$ -мезонов. Наибольший эффект ожидается в Кабиббо-подавленных распадах [96]. Любое наблюдение  $CP$ -нарушения в подобных распадах, превышающее  $\mathcal{O}(10^{-3})$ , указывает на проявление НФ. Недавно коллаборация LHCb опубликовала интригующий результат [97, 98]:

$$\begin{aligned} \Delta A_{CP} &\equiv A_{CP}(D^0 \rightarrow K^+K^-) - A_{CP}(D^0 \rightarrow \pi^+\pi^-) = \\ &= (-1,54 \pm 0,29) \times 10^{-3}, \end{aligned} \quad (6)$$

положивший начало широкой дискуссии о том, можно ли такую асимметрию описать в рамках СМ за счёт учёта излучения в конечном состоянии [99, 100], или же это проявление НФ [101, 102]. Для убедительных указаний на существование  $CP$ -нарушений в распадах очарованных адронов необходимо измерить целый ряд каналов, среди которых  $D^0 \rightarrow \pi^0\pi^0$ ,  $D^0 \rightarrow \pi^+\rho^-$ ,  $D^0 \rightarrow K^+K^{*-}$ ,  $D^+ \rightarrow K^+K^{*0}$ ,  $D^+ \rightarrow \eta\eta^+$ ,  $D_s^+ \rightarrow \pi^0K^{*+}$ ,  $D_s \rightarrow \pi^+K^{*0}$ . Экспериментально установленные верхние пределы на вклад  $CP$ -нарушающих процессов, а также ожидаемая точность измерений на СЧТФ для распадов  $D^0$ -мезонов показаны на рис. 4.

### 3.2. $CP$ -нарушения в распадах $\tau$ -лептонов

Малое время жизни  $\tau$ -лептона,  $2,9 \times 10^{-13}$  с, существенно затрудняет измерение его электрического дипольного момента (ЭДМ)  $d_\tau$  и аномального магнитного дипольного момента  $a_\tau = (g-2)_\tau/2$ . В то время как СМ предсказывает значение  $a_\tau$  с точностью  $5 \times 10^{-8}$  [104], измерение указанного параметра с использованием прецессии спина  $\tau$ -лептона в магнитном поле, аналогично экспериментам, посвящённым определению  $g-2$  электрона и мюона, нереализуемо. Иной перспективный подход подразумевает изучение рождения пары  $\tau$ -лептонов с их последующим распадом. Сегодня, когда в экспериментах на  $e^+e^-$ -коллайдерах достигнута точность измерения  $a_\tau$   $\mathcal{O}(10^{-2})$  [105], всего на порядок превосходящая главный вклад в эту величину в рамках СМ  $\simeq 0,001$  [106], прецизионное измерение  $a_\tau$  — ещё одна возможность поиска проявлений НФ. Поскольку многие модели НФ предсказывают новые вклады в значение  $a_l$  для лептона  $l$  с массой  $m_l$ , пропорциональные  $m_l^2$ ,  $a_\tau$  оказывается значительно чувствительнее к эффектам НФ, чем  $a_\mu$ . В таких сценариях существующее смещение аномального магнитного момента  $(g-2)$  мюона соответствует эф-

фекту  $\mathcal{O}(10^{-6})$  для  $a_\tau$ , а в некоторых моделях простое масштабирование нарушается и ожидается значительно больший эффект [107].

Поскольку СМ предсказывает чрезвычайно малое значение для  $d_\tau$ , находящееся далеко за пределами экспериментальных возможностей, измерение ненулевого значения  $d_\tau$  станет прямым указанием на проявление НФ, приводящее к  $CP$ -нарушению.

Лучший предел на ЭДМ  $\tau$ -лептона на уровне достоверности 95 %, установленный недавно в эксперименте Belle [108], составляет:

$$\begin{aligned} -1,85 < \text{Re}(d_\tau) < 0,61(10^{-17} e \text{ см}), \\ -1,03 < \text{Im}(d_\tau) < 0,23(10^{-17} e \text{ см}). \end{aligned} \quad (7)$$

Этот результат получен с помощью анализа влияния эффективного оператора для ЭДМ  $\tau$ -лептона в процессе  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  [109]. Аналогичный подход предложен для измерения  $a_\tau$  совместно с  $d_\tau$  в том же процессе [110]. Эффективный лагранжиан

$$\mathcal{L}_{a_\tau} = \frac{e}{4m_\tau} a_\tau^{\text{NP}} \bar{\tau} \sigma_{\mu\nu} \tau F_{\mu\nu} \quad (8)$$

использован для построения оптимальных наблюдаемых величин, пропорциональных

$$a_\tau^{\text{NP}} \equiv a_\tau - a_\tau^{\text{SM}}, \quad (9)$$

где  $a_\tau^{\text{NP}}$  — отклонение аномального магнитного момента  $\tau$ -лептона от ожидаемого значения в СМ. Хотя полный интеграл светимости эксперимента Belle II ( $50 \text{ аб}^{-1}$ ) позволяет получить точность измерения  $a_\tau^{\text{NP}}$   $\mathcal{O}(10^{-5})$  [110], экспериментальная чувствительность к  $a_\tau^{\text{NP}}$  ( $\mathcal{O}(10^{-3})$ ) ограничена точностью сегодняшних расчётов сечения процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ , включающих следующие за главным вклады,  $\mathcal{O}(\alpha^3)$  [111], в то время как для достижения чувствительности к  $a_\tau \sim 10^{-5}$  необходим учёт поправок более высоких порядков.

Поляризованный пучок электронов в СЧТФ существенно улучшает чувствительность к  $d_\tau$  (особенно к его действительной части,  $\text{Re}(d_\tau)$ ) [112, 113]. Отсутствие поправок второго порядка после главного к сечению  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$  не ограничивает чувствительность к  $d_\tau$ , поскольку эффективный лагранжиан, зависящий от  $d_\tau$ , является  $CP$ -нечётной функцией, тогда как лагранжиан СМ является  $CP$ -чётной функцией.

Вероятности пятичастичных лептонных распадов  $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell'^+ \ell'^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$  ( $\ell, \ell' = e, \mu$ ), подавленные в СМ относительно вероятностей обычных лептонных распадов  $\tau$  коэффициентом  $\alpha^2$ , — важный источник фона при поиске распадов, нарушающих закон сохранения лептонного аромата,  $\tau \rightarrow \ell \ell'^+ \ell'^-$ , поскольку нейтрино в конечном состоянии не регистрируются. Кроме того, такие процессы удобны как для поиска стерильных нейтрино и тёмных фотонов [114, 115], так и для проверки лоренц-структуры заряженного слабого взаимодействия [116]. В последней работе предлагается рассмотреть корреляции, нечётные относительно инверсии времени ( $T$ -нечётные), в качестве удобного инструмента для поиска нестандартного нарушения  $CP$ -чётности в лептонном секторе СМ и определить тройные произведения:  $\zeta(\mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_2)$ ,  $\zeta(\mathbf{p}_2 \times \mathbf{p}_3)$ ,  $\zeta(\mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_3)$ , где  $\zeta$  — вектор поляризации  $\tau$ , а  $\mathbf{p}_i$  — векторы импульсов вылетающих лептонов. Для таких измерений эксперимент на СЧТФ с поляризованным пучком электронов, а значит с ненулевой средней поляризацией одного  $\tau$ -леп-

тона, имеет существенное преимущество по сравнению с Belle II.

Нарушение  $CP$ -чётности может наблюдаться в адронных распадах  $\tau$ -лептонов при наличии двух interfering амплитуд с разными сильными и слабыми фазами. Асимметрия  $A_{CP} = (\Gamma(\tau^+ \rightarrow f^+ \nu) - \Gamma(\tau^- \rightarrow f^- \nu)) / (\Gamma(\tau^+ \rightarrow f^+ \nu) + \Gamma(\tau^- \rightarrow f^- \nu))$  пропорциональна  $\sin \delta_s \sin \delta_w$ , где  $\delta_w$  и  $\delta_s$  — относительная слабая ( $CP$ -нечётная) и сильная ( $CP$ -чётная) фазы двух амплитуд. Поскольку распады  $\tau$ -лептонов описываются одной амплитудой с обменом  $W$ -бозоном, наблюдение  $CP$ -нарушения — явный признак физики за пределами СМ. Единственное исключение — распады  $\tau \rightarrow K_{S(L)}^0 \nu$ , в которых  $CP$ -асимметрия  $\sim 10^{-3}$  возникает в СМ благодаря  $CP$ -нарушению в распадах нейтральных каонов [117]. Наиболее перспективными распадами являются:  $\tau^\pm \rightarrow K^\pm \pi^0 \nu$ ,  $\tau^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm \nu$ ,  $\tau^\pm \rightarrow K_S^0 \pi^\pm \pi^0 \nu$ ,  $\tau \rightarrow \rho \nu$ ,  $\tau \rightarrow \omega \nu$ ,  $\tau \rightarrow a_1 \nu$  [118–123].

Помимо измерения асимметрии полных ширин распадов, предлагается измерять так называемую модифицированную асимметрию, а также асимметрию в тройных произведениях  $\zeta_\tau(\mathbf{p}_1 \times \mathbf{p}_2)$ , где  $\zeta_\tau$  — вектор поляризации  $\tau$ -лептона, а  $\mathbf{p}_1$  и  $\mathbf{p}_2$  — импульсы двух адронов в конечном состоянии. Модифицированная асимметрия строится с помощью интегрирования измеренного дифференциального сечения конечных адронов в определённой области фазового пространства с некоторой специально подобранной функцией. Асимметрия в тройных произведениях пропорциональна  $\cos \delta_s \sin \delta_w$ , и для её наблюдения не требуется ненулевая разность сильных фаз.

Исследования  $CP$ -нарушения в распадах  $\tau^- \rightarrow \pi^- K_S^0 (\geq 0\pi^0) \nu_\tau$  в эксперименте BaBar [124] и в распадах  $\tau^- \rightarrow K_S^0 \pi^- \nu_\tau$  в эксперименте Belle [125] предоставили важную информацию об источниках  $CP$ -нарушения в адронных распадах  $\tau$ -лептонов с нейтральными каонами. Измеренная асимметрия полных ширин распада в эксперименте BaBar

$$A_{CP} \equiv \frac{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S^0 (\geq 0\pi^0) \nu_\tau) - \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S^0 (\geq 0\pi^0) \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^+ \rightarrow \pi^+ K_S^0 (\geq 0\pi^0) \nu_\tau) + \Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^- K_S^0 (\geq 0\pi^0) \nu_\tau)} = (-0,36 \pm 0,23 \pm 0,11)\%, \quad (10)$$

на 2,8 стандартных отклонения отличается от предсказаний СМ,  $A_{CP}^{K^0} = (+0,36 \pm 0,01)\%$ . Асимметрия в виде разности между средними значениями комбинации кинематических переменных для распадов  $\tau^-$  и  $\tau^+$ -лептонов, измеренная в нескольких диапазонах квадрата инвариантной массы комбинации  $K_S^0 \pi^-$  в эксперименте Belle, в отличие от асимметрии полных ширин  $A_{CP}$ , чувствительна к  $CP$ -нарушающим эффектам, связанным с дополнительным обменом заряженным скалярным бозоном [120]. Хотя нарушения  $CP$ -симметрии во всём диапазоне инвариантных масс пары  $K_S^0 \pi^-$  не обнаружено, получены важные ограничения на параметры моделей с мультидублетами Хиггса [126, 127], в частности,  $|\text{Im}(XZ^*)| < 0,15 m_{H^\pm}^2 / (1 \text{ ГэВ}^2)$  на 90 % уровне достоверности, где  $m_{H^\pm}$  — масса легчайшего заряженного бозона Хиггса, а комплексные константы  $Z$  и  $X$  описывают взаимодействия бозона Хиггса с лептонами и кварками соответственно.

Рекордная статистика на СЧТФ обеспечит поиск  $CP$ -нарушения в различных адронных распадах  $\tau$ -лептонов с чувствительностью  $\sim 10^{-4}$ . Продольная поляризация электронного пучка позволит получить поляризованные

одиночные  $\tau$ -лептоны (для измерения эффектов поляризации  $\tau$ -лептона не нужно восстанавливать распад второго, тагирующего  $\tau$ -лептона) и осуществить поиск  $CP$ -нарушений в адронных распадах  $\tau$ -лептонов независимо от значения относительной адронной фазы.

## 4. Прецизионная проверка Стандартной модели на Супер чарм-тау фабрике

### 4.1. Проверка лептонной универсальности в распадах очарованных мезонов

Универсальность слабых взаимодействий можно проверить, измеряя лептонные распады очарованных мезонов. Ширина таких распадов имеет вид:

$$\Gamma(D^+ \rightarrow l^+ \nu) = \frac{G_F^2}{8\pi} f_D^2 m_l^2 M_D \left(1 - \frac{m_l^2}{M_D^2}\right)^2 |V_{cd}|^2, \quad (11)$$

где  $M_D$  и  $m_l$  — массы  $D$ -мезона и лептона,  $G_F$  — константа Ферми,  $|V_{cd}|$  — элемент матрицы Кабиббо–Кобаяши–Маскавы (СКМ), а  $f_{D(s)}$  — формфактор  $D_{(s)}$ -мезона. Значение  $|V_{cd}|$  известно с хорошей точностью из измерений полулептонных распадов  $D$ -мезонов. Последние расчёты, выполненные на решётке, позволили получить значения  $f_{D(s)}$  с субпроцентной неопределённостью. Таким образом, ширину лептонных распадов очарованных мезонов можно вычислить с высокой точностью.

В распадах  $D$ -мезонов могут рождаться лептоны любого поколения, однако для современных измерений доступны лишь конечные состояния, содержащие мюоны и  $\tau$ -лептоны. Малая масса электрона приводит к подавлению конечных состояний, содержащих  $e^\pm$ , и относительные вероятности распадов  $D^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  и  $D_s^+ \rightarrow e^+ \nu_e$  предсказываются очень малыми,  $\mathcal{O}(10^{-8})$  и  $\mathcal{O}(10^{-7})$  соответственно.

В рамках СМ, учитывая разницу в фазовом пространстве, отношение парциальных ширин распадов  $D^+$ -мезонов, можно оценить как:

$$R_{\tau/\mu}^{SM} \equiv \frac{\mathcal{B}(D^+ \rightarrow \tau^+ \nu)}{\mathcal{B}(D^+ \rightarrow \mu^+ \nu)} = \frac{m_\tau^2 (1 - m_\tau^2/M_D^2)^2}{m_\mu^2 (1 - m_\mu^2/M_D^2)^2} = 2,67. \quad (12)$$

Измеренное значение,  $R_{\tau/\mu}^{exp} = 3,21 \pm 0,64 \pm 0,43$  [128], в пределах ошибок хорошо согласуется с теоретической оценкой. На СЧТФ статистическая и систематические неопределённости будут значительно уменьшены.

Для аналогичных распадов  $D_s$ -мезонов предсказание СМ и результат измерений составляют:  $R_{\tau/\mu}^{s(SM)} = 9,76$ , и  $R_{\tau/\mu}^{s(exp)} = 10,38 \pm 0,80$  соответственно. На СЧТФ ожидается улучшение точности на уровне процентов.

Измерения лептонных распадов очарованных мезонов, проблематичные для В-фабрик и адронных экспериментов, таких как ATLAS или CMS, — важная часть физической программы СЧТФ.

### 4.2. Проверка лептонной универсальности в распадах $\tau$ -лептонов

Лептонная универсальность в заряженном лептонном секторе СМ является фундаментальным предположением о независимости структуры заряженного слабого взаимодействия от лептонного аромата. В теории она введена в виде равенства констант связи  $e^-$ ,  $\mu^-$  и  $\tau^-$ :  $g_e = g_\mu = g_\tau$ .

Эту универсальность можно проверить экспериментально, сравнивая лептонные распады  $\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$ ,  $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$  и  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ . Для прецизионной проверки необходимы точные измерения массы и времени жизни  $\tau$ -лептона, а также относительные вероятности его лептонных распадов. В настоящий момент усреднённая лептонная универсальность в отношениях  $g_\tau/g_e$  и  $g_\tau/g_\mu$  подтверждена с точностью 0,14% [129]:

$$g_\tau/g_e = 1,0029 \pm 0,0014, \quad g_\tau/g_\mu = 1,0010 \pm 0,0014.$$

В то же время коллаборация LEP Electroweak показала, что отношение вероятности распада  $W^-$ -бозона на  $\tau^- \bar{\nu}_\tau$  к средней вероятности распадов  $W^-$ -бозона на  $\mu^- \bar{\nu}_\mu$  и  $e^- \bar{\nu}_e$  отличается от единицы на 2,6 стандартных отклонения [130]:

$$\frac{2\mathcal{B}(W^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau)}{\mathcal{B}(W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu) + \mathcal{B}(W^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e)} = 1,066 \pm 0,025.$$

Подобные разногласия свидетельствуют о необходимости дальнейшего повышения точности измерения параметров лептонных распадов  $\tau$ -лептона, наряду с прецизионными измерениями его массы и времени жизни на СЧТФ, которые позволят проверить лептонную универсальность в отношениях  $g_\tau/g_e$  и  $g_\tau/g_\mu$  на новом уровне.

Альтернативный путь проверки лептонной универсальности — использование адронных амплитуд распадов  $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$  и  $\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$  [131] и тех же амплитуд, возникающих в адронных частях матричных элементов распадов  $\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  и  $K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$ . В отношениях

$$R_{\tau/P} = \frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow P^- \nu_\tau)}{\Gamma(P^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu)} = \left| \frac{g_\tau}{g_\mu} \right|^2 \frac{m_\tau^3}{2m_P m_\mu^2} \frac{(1 - m_P^2/m_\tau^2)^2}{(1 - m_\mu^2/m_P^2)^2} (1 + \delta R_{\tau/P}), \quad (13)$$

где  $P = \pi, K$ , зависимость от адронных матричных элементов (константы распада  $f_P$ ) сокращается. Отличающиеся благодаря разным энергетическим масштабам радиационные поправки для амплитуд процессов  $\tau^- \rightarrow P^- \nu_\tau$  и  $P^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  оценены в работах [131, 132]:

$$\delta R_{\tau/\pi} = (0,16 \pm 0,14)\%, \quad \delta R_{\tau/K} = (0,90 \pm 0,22)\%. \quad (14)$$

Отношения констант связи, полученные исходя из этих значений и известных относительных вероятностей распадов  $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$  и  $\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$  [133],

$$\left| \frac{g_\tau}{g_\mu} \right|_\pi = 0,9958 \pm 0,0026, \quad \left| \frac{g_\tau}{g_\mu} \right|_K = 0,9879 \pm 0,0063, \quad (15)$$

согласуются с лептонной универсальностью [103].

На СЧТФ при энергии вблизи порога рождения пар  $\tau^+ \tau^-$  заряженные пион и каон из распадов  $\tau^- \rightarrow K^- \nu_\tau$  и  $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$  — почти монохроматические, что позволит отобрать очень чистые события и тем самым повысить точность измерения относительной вероятности этих процессов. Прецизионное измерение радиационных распадов  $\tau^- \rightarrow P^- \nu_\tau \gamma$  ( $P = \pi, K$ ) на СЧТФ улучшит точность вычисления поправок  $\delta R_{\tau/\pi}$  и  $\delta R_{\tau/K}$ , необходимых для проверки лептонной универсальности в отношениях  $R_{\tau/\pi}$  и  $R_{\tau/K}$  [134]. Важно отметить, что угловое распределение вылета пиона из распада  $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ , определяющее

поляризацию  $\tau$ -лептона, позволяет контролировать поляризацию электронного пучка с точностью  $\lesssim 10^{-3}$ .

### 4.3. Измерение угла Вайнберга в распадах $J/\psi$ -состояния

Поляризованный электронный пучок на СЧТФ позволит измерить фундаментальный параметр электрослабого сектора СМ — угол смешивания, или угол Вайнберга

$$\sin^2 \theta_W = 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}, \quad (16)$$

где  $m_W$  и  $m_Z$  — массы  $W$ - и  $Z$ -бозонов соответственно. Константа связи  $Z$ -бозона с фермионами в СМ имеет вид

$$v_f^Z = T_f - 2Q_f \sin^2 \theta_{\text{eff}}^f, \quad (17)$$

где  $Q_f$  — электрический заряд и  $T_f$  — третья изоспиновая компонента фермиона. Эффективное значение  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^f$  включает радиационные поправки и зависит от переданного импульса:

$$\sin^2 \theta_{\text{eff}}^f \equiv \kappa_f(Q^2) \sin^2 \theta_W. \quad (18)$$

Наиболее точные измерения  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^f$  выполнены в экспериментах LEP [135–138] и SLD [139] при энергии рождения  $Z$ -бозона [140]. Неоднократно  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^f$  измеряли и при низких энергиях в атомных и нейтринных экспериментах [141]. Эксперимент на СЧТФ с поляризованным электронным пучком позволяет получить значение  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^c$  для  $c$ -кварка при  $Q^2 = m_{J/\psi}^2$  с высокой точностью посредством измерения лево-правой асимметрии

$$A_{\text{LR}} \equiv \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L}, \quad (19)$$

где  $\sigma_R$  ( $\sigma_L$ ) — полное сечение образования  $J/\psi$ -состояния с правополяризованными (левополяризованными) электронами. Асимметрия, создаваемая интерференцией между амплитудами процессов  $e^+ e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow Z$  и связанная с углом Вайнберга, имеет вид [142]:

$$A_{\text{LR}} = \frac{3 - 8 \sin^2 \theta_{\text{eff}}^c}{16 \sin^2 \theta_{\text{eff}}^c (1 - \sin^2 \theta_{\text{eff}}^c)} \left( \frac{m_{J/\psi}}{m_Z} \right)^2 \mathcal{P}_e \approx 4,7 \times 10^{-4} \mathcal{P}_e, \quad (20)$$

где  $\mathcal{P}_e$  — средний уровень продольной поляризации электронов. Её измерение требует точного знания средней поляризации и числа столкновений, произошедших при различных поляризациях электронов. Среднюю поляризацию электронов можно определить из данных эксперимента, исследуя процесс  $J/\psi \rightarrow \Lambda \bar{\Lambda}$ ,  $\Lambda \rightarrow p \pi^-$ ,  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+$  [143]. Относительная точность измерения асимметрии  $A_{\text{LR}}$  при  $\mathcal{P}_e = 0,8$  достигает  $5 \times 10^{-3}$ , в то время как относительная точность угла Вайнберга сравнима с ошибкой более точного измерения на массе  $Z$ -бозона:

$$\frac{d \sin^2 \theta_{\text{eff}}^c}{\sin^2 \theta_{\text{eff}}^c} \approx 3 \times 10^{-3}. \quad (21)$$

Прецизионное измерение  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^c$  позволит искать проявление НФ косвенно [144]. Существование гипотетических частиц, таких как  $Z'$ , лептокварк и другие, может оказывать существенное влияние на наблюдаемое значение слабого заряда и, следовательно, на угол слабого

смешивания. Любое отклонение от предсказания СМ будет явным сигналом НФ.

Эксперимент на СЧТФ исследует вершину взаимодействия  $Z$ -бозона и очарованного кварка с помощью измерения  $\sin^2 \theta_{\text{eff}}^c$ . Единственным конкурирующим экспериментом является SLD с поляризованным пучком.

#### 4.4. Измерение параметров Мишеля в распадах $\tau$ -лептонов

В СМ  $\tau$ -лептон распадается посредством слабого заряженного тока, описываемого обменом векторным  $W^\pm$ -бозоном, который взаимодействует с фермионами только левой киральности. Распады  $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$ ,  $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau \gamma$  и  $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell'^+ \ell'^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$  ( $\ell, \ell' = e, \mu$ ) представляют особый интерес, поскольку электрослабые взаимодействия в них можно проверить без искажений, связанных с сильным взаимодействием. Такая особенность превращает подобные распады в идеальную систему для изучения лоренцевой структуры заряженного слабого тока.

В случае, когда нейтрино и спин заряженного лептона в конечном состоянии не детектируются, предсказываемый энергетический спектр лептона в распаде  $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$  параметризуется четырьмя параметрами Мишеля ( $\rho, \eta, \xi$  и  $\delta$ ) [145]. Параметры Мишеля, экспериментально измеряемые билинейные комбинации обобщённых констант связи заряженного слабого взаимодействия, в СМ имеют значения:  $\rho = 3/4, \eta = 0, \xi = 1$  и  $\delta = 3/4$ . В радиационном лептонном распаде  $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau \gamma$  возникают три дополнительных параметра,  $\bar{\eta}, \eta''$  и  $\xi\kappa$  [146]. Формализм Мишеля для пятилептонного распада  $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell'^+ \ell'^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$  описан в работе [116].

Для измерения параметров  $\xi$  и  $\delta$  необходимо знать направление вектора поляризации  $\tau$ -лептона. В экспериментах на  $e^+e^-$ -коллайдерах с неполяризованными пучками, таких как Belle II, средняя поляризация одного  $\tau$ -лептона равна нулю и для измерения параметров  $\xi$  и  $\delta$  приходится использовать корреляцию между спинами  $\tau^+$  и  $\tau^-$  в процессе  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ . В настоящее время в распадах  $\tau$ -лептона параметры  $\rho, \eta, \xi$  и  $\delta$  известны с точностью  $(1-4)\%$  [21]. Измерение параметров Мишеля в лептонных распадах  $\tau$ -лептонов с интегралом светимости  $485 \text{ fb}^{-1}$ , набранным в эксперименте Belle, показало, что статистическая неопределённость составляет  $\sim 10^{-3}$  [147]. СЧТФ с поляризованным электронным пучком позволит производить  $\tau$ -лептоны с ненулевой средней поляризацией, что существенно упрощает измерение физических величин, зависящих от поляризации  $\tau$ -лептона. С полной статистикой в эксперименте Belle II и на СЧТФ статистическая погрешность параметров Мишеля достигнет уровня  $10^{-4}$  [148] и систематические неопределённости станут доминирующими.

Первое измерение параметров Мишеля в радиационных распадах  $\tau$ -лептонов выполнено в эксперименте Belle на статистике  $646 \times 10^6 \tau^+\tau^-$ -пар [149]:

$$\bar{\eta} = -1,3 \pm 1,5 \pm 0,8; \quad \xi\kappa = 0,5 \pm 0,4 \pm 0,2. \quad (22)$$

В пределах экспериментальной точности измеренные значения согласуются со СМ ( $\bar{\eta}, \xi\kappa = 0$ ).

Изучение радиационных лептонных распадов  $\tau$ -лептонов в эксперименте Belle II и на СЧТФ позволит улучшить точность измерения вероятностей распадов с учётом не только поправок следующего за лидирующим порядком, но также и следующего за ним [150]. Кроме

того, эти исследования необходимы для надёжной оценки фона от радиационных лептонных распадов при поиске распадов  $\tau^- \rightarrow \ell^- \gamma$ , не сохраняющих лептонный аромат. Точное измерение параметров  $\bar{\eta}$  и  $\xi\kappa$  установит строгое ограничение на лоренц-структуру заряженного слабого тока.

В случае распада  $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$  поляризацию мюона можно измерить в каскадном распаде  $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$  на лету в дрейфовой камере детектора, если удастся восстановить электрон [151]. Поскольку лоренц-структура  $V-A$  слабого взаимодействия проверена в распаде мюона с высокой точностью, её можно считать фиксированной. Тогда направление вылета электрона и его импульсный спектр будут связаны с дополнительными параметрами Мишеля  $\xi', \xi'', \eta'', \alpha'/A$  и  $\beta'/A$  [145, 152]. Параметры  $\xi'$  и  $\xi''$  соотносятся с  $\xi\kappa$  и  $\bar{\eta}$  ( $\xi' = -\xi - 4\xi\kappa + 8\xi\delta/3$  и  $\xi'' = 16\rho/3 - 4\bar{\eta} - 3$ ), которые измеряются также в радиационном лептонном распаде  $\tau$ -лептонов.

В эксперименте на СЧТФ распады мюона можно реконструировать в дрейфовой камере детектора, но поскольку её радиус много меньше длины свободного пробега мюона, такие события будут редкими. Однако необходимое количество каскадных распадов мюонов из распадов  $\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$  для измерения соответствующих параметров Мишеля обеспечит рекордное число пар  $\tau^+\tau^-$ , рождающихся на СЧТФ. Оценка статистической точности измерения параметра Мишеля  $\xi'$  на полной статистике СЧТФ даёт значение  $\sigma_{\xi'} = 0,006$  [152]. И хотя сравнимую точность для  $\xi'$  можно получить на полной статистике эксперимента Belle II, преимуществом СЧТФ является использование поляризованных пучков, которое позволит помимо  $\xi'$  прецизионно измерить параметры Мишеля  $\xi'', \eta'', \alpha'/A$  и  $\beta'/A$  [152].

## 5. Поиск явлений за рамками Стандартной модели

### 5.1. Рождение лёгких экзотических частиц

Как уже говорилось, СМ не объясняет нейтринные осцилляции, барионную асимметрию Вселенной, явления тёмной материи и другие физические явления, что стимулирует модификацию современной теории элементарных частиц. Шкала энергий, на которой возможно проявление эффектов НФ, пока остаётся неизвестной. Тяжёлые частицы вносят вклад в массу бозона Хиггса и в рамках вильсоновского подхода дестабилизируют электрослабую шкалу. Одним из решений проблемы калибровочной иерархии является расширение СМ, где появляются новые частицы легче или незначительно тяжелее электрослабой шкалы [153]. В частности, такие частицы могут рождаться непосредственно в электрон-позитронных столкновениях на СЧТФ. Поскольку новые частицы должны слабо взаимодействовать с частицами СМ, например посредством взаимодействий типа порталов [154], их трудно обнаружить и для их поиска необходим большой объём данных и более точные измерения.

Типичным признаком слабо взаимодействующих частиц является потерянная энергия в событии, что может указывать на рождение скрытого массивного фотона  $A'$  или  $Z'$ -бозона, исторически предполагаемого в рамках Зеркального мира [155]. Абелевы калибровочные бозоны разных калибровочных групп могут смешиваться через кинетические члены [156] и, таким образом, рождаться в

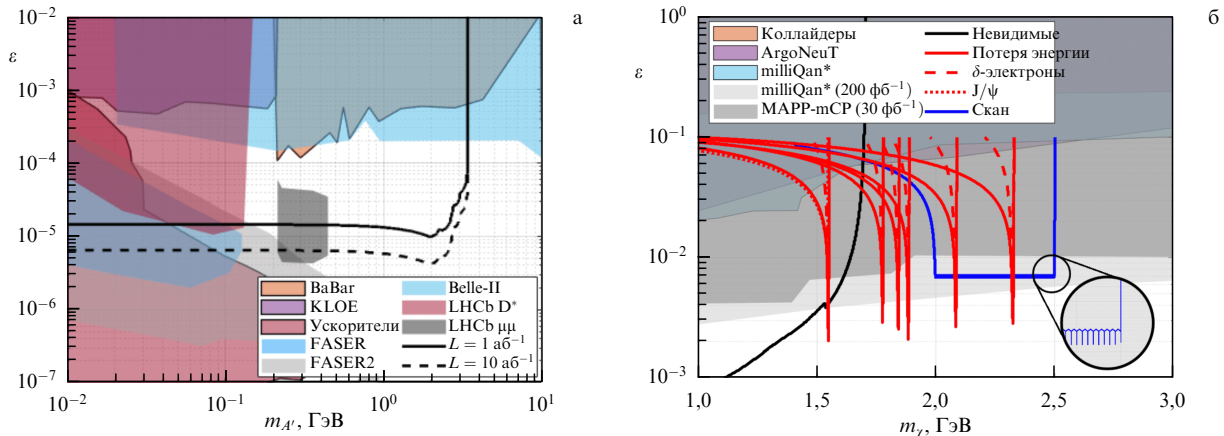


Рис. 5. (а) Ограничения на массу скрытого массивного фотона  $A'$  [160]. (б) Ограничения на массу и заряд миллизаряженной частицы  $\chi$  для СЧТФ [161].

электрон-позитронных столкновениях. Если новый векторный бозон долгоживущий или предпочитает распадаться на лёгкие невидимые частицы из скрытого сектора, его рождение на СЧТФ можно обнаружить по недостающей энергии.

Другим примером, демонстрирующим подобную сигнатуру, являются новые лёгкие бозоны или фермионы, несущие крошечные электрические заряды, так называемые миллизарядные частицы. В электрон-позитронных столкновениях они могут рождаться виртуальными фотонами, а затем, если заряд достаточно мал, улетать, не взаимодействуя с веществом детектора. Оба примера появляются в моделях [157–159] с кандидатами в тёмную материю из скрытого сектора, что определяет интерес к их экспериментальной проверке. Для предлагаемого проекта такое исследование проведено в работе [160], ожидаемая область исключения приведена на рис. 5.

Перспективы поиска событий с помощью анализа недостающей энергии в событии зависят от параметров модели: число сигнальных событий пропорционально квадрату соответствующей новой константы связи. Однако эта сигнатура слепа по отношению к НФ, отвечающей за сигнальные события: не существует способа извлечь информацию о физике скрытого сектора. Более перспективные сигнатуры связаны с процессами, в которых рождающиеся новые частицы либо взаимодействуют [161], либо распадаются внутри объёма детектора, что позволяет исследовать их спин, заряд, массу и другие характеристики. Однако число таких сигнальных событий пропорционально четвёртой степени новых констант связи. Соответствующими примерами являются модели с новыми векторными частицами, распадающимися на фермионы СМ (например, мюоны или электроны), а также модели с аксиноподобными частицами, распадающимися на пару фотонов внутри детектора.

## 5.2. Редкие и запрещённые распады очарованных мезонов

В амплитуду редких распадов очарованных адронов могут вносить вклад процессы с нейтральными токами, изменяющими аромат. Относительные вероятности таких распадов подавлены механизмом Глэшоу–Илюпулоса–Майани (GIM), а проявление  $CP$ -асимметрии дополнительно подавлено эффектами СКМ. Подобные процессы чувствительны к проявлению эффектов НФ,

поскольку новые частицы и взаимодействия могут изменять угловые распределения продуктов распада и их поляризации, вероятность распада, а также явиться дополнительным источником  $CP$ -нарушения. Параметры СЧТФ благоприятны для поиска редких распадов очарованных мезонов. И хотя СЧТФ трудно конкурировать с экспериментом LHCb в анализе редких распадов в конечные состояния с дилептонами  $l^+l^-$ , исследование радиационных распадов  $c \rightarrow u\gamma$  выглядит многообещающим. Кроме того, поиск распадов в невидимые конечные состояния  $c \rightarrow uv\bar{\nu}$ , перспективный для СЧТФ, представляет особый интерес.

На амплитуду жёстких радиационных процессов  $c \rightarrow u\gamma$  оказывают влияние эффекты, связанные с непертурбативной динамикой сильного взаимодействия. Распады  $D \rightarrow V\gamma$  ( $V = K^*, \phi, \rho, \omega$ ) преобладают в СМ за счёт диаграмм, в которых фотонная линия присоединяется к любой из четырёх кварковых линий в диаграммах  $c \rightarrow qq_1q_2$ . Измеренные относительные вероятности распада  $D \rightarrow V\gamma$  ( $V = K^*, \phi, \rho$ ) находятся в интервале  $10^{-6} - 10^{-4}$  [162], а на вероятность распада  $D \rightarrow u\gamma$  установлен верхний предел  $\sim 2 \times 10^{-4}$  [163]. Коллаборация Belle впервые определила значение  $CP$ -асимметрии в последнем распаде, оказавшееся совместимым с ожиданиями СМ, в то же время угловые распределения и поляризация фотонов не были измерены.

Вклад в амплитуду редких распадов  $D^0 \rightarrow \gamma\gamma$ , происходящих на малых расстояниях, ожидается незначительным, в то время как основной вклад в указанную амплитуду вносит взаимодействие на больших расстояниях, увеличивая относительную вероятность распада до  $10^{-8}$  [164]. Эффекты НФ могут ещё больше увеличить указанную величину. Наилучшее ограничение на неё, полученное коллаборацией Belle, составляет  $8,5 \times 10^{-7}$  на 90 % уровне достоверности. Прямая экстраполяция этого результата на объём данных  $1 \text{ аб}^{-1}$  на СЧТФ при энергии рождения  $\psi(3770)$ -состояния приводит к ожидаемому уровню чувствительности  $\sim 10^{-7}$ .

Поскольку распады  $D \rightarrow Fv\bar{\nu}$  ( $F = \pi, K, \pi\pi, KK$ ) подавлены GIM-механизмом в СМ, их относительная вероятность предсказывается в интервале  $10^{-16} - 10^{-14}$  [165]. Статистическая чувствительность при измерении относительной вероятности распадов  $D \rightarrow Fv\bar{\nu}$  сравнима для эксперимента Belle II (на светимости  $50 \text{ аб}^{-1}$ ) и СЧТФ. Подобные процессы интересно исследовать для

проверки моделей с рождением лёгких экзотических частиц в двухчастичных и трёхчастичных распадах D-мезонов, где новая лёгкая частица не регистрируется. В качестве альтернативы D-мезон может распасться на пару частиц SM, например фотонов или заряженных лептонов, что даёт пик в инвариантном распределении масс в качестве его сигнатуры.

Редкий распад  $D^0 \rightarrow \nu\bar{\nu}$  сильно подавлен, и хотя его относительная вероятность в SM оценивается как  $\sim 10^{-30}$  [166], она может значительно увеличиться за счёт рождения кандидатов в тёмную материю. Последнее измерение, выполненное коллаборацией Belle, установило верхний предел на вероятность такого распада  $9,4 \times 10^{-5}$  на 90 % уровне достоверности. Эксперимент на СЧТФ улучшит этот результат на порядок величины.

### 5.3. Запрещённые распады $\tau$ -лептонов

Распады  $\tau$ -лептонов с нарушением лептонного аромата, такие как  $\tau \rightarrow \ell\gamma$ ,  $\tau \rightarrow \ell\ell\ell^{(\prime)}$  или  $\tau \rightarrow \ell h$  ( $\ell, \ell'$  — электрон или мюон, а  $h$  — адронная система) чувствительны к эффектам НФ. Существующие модели за пределами SM предсказывают их вероятности в интервале  $10^{-7} - 10^{-10}$  [167–169], в то время как верхние пределы, достигнутые ранее в экспериментах на В-фабриках, находятся в диапазоне от  $10^{-7}$  до  $2 \times 10^{-8}$  [21].

Эксперимент Belle II [170] благодаря рекордной светимости ускорителя обладает высокой чувствительностью по отношению к запрещённым распадам  $\tau$ -лептонов. Однако в ряде случаев существует неразрешимая проблема подавления фона, в частности, для распада  $\tau \rightarrow \mu\gamma$ , удобного для поисков НФ. На В-фабриках установление верхнего предела на его относительную вероятность ограничено излучённым в начальном и конечном состоянии фотоном от радиационного процесса  $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ . В то же время на СЧТФ указанный фон незначителен [171], и интересующий нас верхний предел можно установить ниже значения  $10^{-9}$ , улучшив результат эксперимента Belle II [172, 173].

Особое значение для поиска проявлений НФ имеют распады  $\tau$ -лептонов с нарушением лептонного аромата на невидимые частицы, предсказанные в рамках моделей за пределами SM, содержащих аксиоподобные частицы [160, 174–177] или новые  $Z'$  калибровочные бозоны [178–180]. Один из таких процессов,  $\tau \rightarrow \ell\alpha$  ( $\ell = e, \mu$ ), где  $\alpha$  — нерегистрируемая частица, рассматривается в нескольких моделях НФ [176, 179–183]. Лёгкие бозоны  $\alpha$  рассматриваются в качестве кандидатов частиц тёмной материи [158], а в некоторых подходах эти частицы помогают разрешить проблему радиуса протона [184].

Поиск распада  $\tau \rightarrow \ell\alpha$  ( $\ell = e, \mu$ ), где  $m_\alpha \leq m_\tau - m_\ell$ , впервые осуществлён коллаборацией ARGUS [185] на статистике  $\sim 430000$   $\tau$ -пар. Ограничения на соответствующие относительные вероятности распадов составили для безмассовой  $\alpha$ :

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\alpha) < 2,7 \times 10^{-3}, \quad \mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\alpha) < 4,5 \times 10^{-3} \quad (23)$$

на 95 % уровне достоверности. В предположении небольшой массы  $\alpha$  верхний предел для  $\mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\alpha)$  слабее, чем для  $\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\alpha)$ , однако для тяжёлых  $\alpha$  ограничения становятся схожими. Недавний результат коллаборации Belle II на статистике  $\sim 58 \times 10^6$   $\tau$ -пар [186] для безмассовой  $\alpha$  составил:

$$\mathcal{B}(\tau \rightarrow e\alpha) < 2,0 \times 10^{-4}, \quad \mathcal{B}(\tau \rightarrow \mu\alpha) < 1,2 \times 10^{-4} \quad (24)$$

на 95 % уровне достоверности. Верхний предел на  $\mathcal{B}(\tau \rightarrow \ell\alpha)$  для безмассовой  $\alpha$  в эксперименте Belle ( $\sim 0,91 \times 10^9$   $\tau$ -пар) улучшит результат в 4 раза [186], в дальнейшем на полной статистике эксперимента Belle II,  $46 \times 10^9$   $\tau$ -пар, верхний предел на  $\mathcal{B}(\tau \rightarrow \ell\alpha)$  достигнет  $\sim 10^{-6}$ .

На СЧТФ вблизи порога рождения  $\tau^+\tau^-$ -пар заряженный лептон из распада  $\tau \rightarrow \ell\alpha$  является монохроматичным. Более того, поскольку эффект излучения радиационных фотонов пренебрежимо мал, форма распределения импульса сигнального лептона существенно уже, чем на В-фабриках, и фон от обычного лептонного распада невелик. Возможность инклюзивной реконструкции тагирующего  $\tau$ -лептона на СЧТФ является преимуществом по отношению к эксперименту Belle II. Отсутствие излучения радиационных фотонов на СЧТФ вблизи порога рождения пар  $\tau^+\tau^-$  упрощает поиск распадов  $\tau \rightarrow \ell\alpha\gamma$ , накладывающих ограничения на модели за рамками SM [180].

### 5.4. Запрещённые распады J/ $\psi$ -состояний

Беспрецедентная статистика рождения J/ $\psi$ -мезонов на СЧТФ, составляющая на пике светимости  $\sim 10^{12}$  год $^{-1}$ , открывает уникальные возможности поиска НФ. Одно из основных направлений исследований — слабые распады чармония, сильно подавленные в SM, а также запрещённые распады, нарушающие лептонное число:  $J/\psi \rightarrow \ell_1\ell_2$ , где  $\ell_1, \ell_2 = e, \mu, \tau$ .

Лучшие ограничения на относительные вероятности слабых распадов J/ $\psi$ -состояния, установленные в эксперименте BESIII [21], показаны на рис. 6. Наиболее точные результаты получены для распада  $J/\psi \rightarrow D^-e^+\nu_e$  на статистике  $\sim 10,1 \times 10^9$  J/ $\psi$ -мезонов [187]. На СЧТФ будет набран в 100 раз больший объём данных, и ожидается значительное улучшение чувствительности (рис. 6). Поскольку предсказания SM для вероятности слабых распадов чармония редко превышают уровень  $10^{-9}$ , СЧТФ позволит протестировать области, где может проявиться НФ.

Особый интерес представляет поиск распадов чармония  $J/\psi \rightarrow D^0\rho^0$  и  $J/\psi \rightarrow D^0\pi^0$ , которые в SM идут за счёт

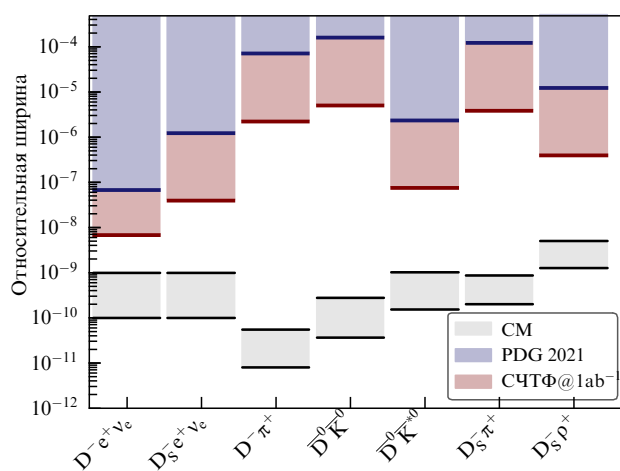


Рис. 6. Верхние пределы на относительные вероятности распадов на 90 % уровне достоверности для слабых распадов J/ $\psi$ -состояния. Тёмно-синие линии — результаты наиболее точных измерений, серые области — предсказания SM, красные линии — ожидаемые результаты эксперимента на СЧТФ.

**Таблица 2.** Перспективы измерений относительных вероятностей распадов с нарушением лептонного аромата в экспериментах BESIII и СЧТФ

	$J/\psi \rightarrow e\mu$	$J/\psi \rightarrow e\tau$	$J/\psi \rightarrow \mu\tau$
Существующий верхний предел	$1,6 \times 10^{-7}$	$8,3 \times 10^{-6}$	$2,0 \times 10^{-6}$
BESIII [191]	$6,0 \times 10^{-9}$	$2,5 \times 10^{-8}$	$1,5 \times 10^{-8}$
СЧТФ	$2,0 \times 10^{-10}$	$0,8 \times 10^{-9}$	$0,5 \times 10^{-9}$

слабых древесных каиббо-подавленных диаграмм. Их относительные вероятности ничтожно малы ( $2 \times 10^{-11}$  и  $0,6 \times 10^{-11}$ , [31]), поскольку  $J/\psi$  в основном распадается в результате сильного и электромагнитного взаимодействий. Электрослабые пингвинные диаграммы, а также петлевые диаграммы НФ могут приводить к тем же конечным состояниям, интерферируя с древесными диаграммами и увеличивая вероятность исследуемых распадов. Таким образом, появляется возможность их наблюдения и указания на проявление НФ.

Недавние результаты измерений распада  $B \rightarrow K^{(*)} \ell^+ \ell^-$  [188, 189] находятся в некотором противоречии со СМ, что привлекает внимание к поиску процессов, нарушающих лептонную симметрию, предсказанных, в частности, в суперсимметричных моделях. Наиболее перспективный распад для исследований на СЧТФ —  $J/\psi \rightarrow \ell_1 \ell_2$ . Верхние пределы на его относительную вероятность, а также ожидаемая чувствительность в будущих экспериментах представлены в табл. 2. Сегодня ограничения на процессы, нарушающие лептонную симметрию, получают исходя из верхних пределов на относительные вероятности трёхчастичных распадов лептонов:  $B(\mu \rightarrow 3e) \leq 2 \times 10^{-13}$  [21] и  $B(\tau \rightarrow \ell_1 \ell_2 \ell_2) \leq 10^{-6}$  [190].

Интересны поиски аксиона, а также аксионо- и дилатонподобных частиц в двухчастичных распадах  $J/\psi \rightarrow \gamma X$ , где X либо улетает, либо распадается на пару частиц СМ, например, на фотоны или заряженные лептоны. Подобные поиски скрытого векторного состояния можно осуществить и для  $q\bar{q}$ -мезона с нулевым спином.

## 6. Заключение

Создание СЧТФ позволит выполнить прецизионные измерения параметров очарованных адронов и  $\tau$ -лептонов и осуществить расширенный поиск Новой физики. Полученные экспериментальные результаты, связанные с явлениями непертурбативной КХД, обеспечат лучшее понимание соответствующей феноменологии и предоставят возможность тонкой настройки различных методов расчёта, таких как КХД на решётке.

Физическая программа эксперимента СЧТФ, опираясь на рекордную светимость, широкий энергетический диапазон и поляризацию электронов в пучке, открывает возможность проведения уникальных исследований и решения актуальных задач физики частиц. В частности, существование пучка поляризованных электронов позволит измерить эффективное значение угла Вайнберга при энергии рождения  $J/\psi$ -резонанса и изучить процессы, недоступные ранее на  $e^+e^-$ -коллайдерах, работающих на неполяризованных пучках.

Безусловно, успешная реализация и эксплуатация СЧТФ возможны лишь при условии соблюдения отлаженных процедур, принятых в крупных международных экспериментах физики высоких энергий, таких как ВаВаг,

Belle II и LHCb. Необходимо создание открытого международного сотрудничества, независимых наблюдательных комитетов и прозрачных механизмов принятия решений как в период строительства, так и в период эксплуатации СЧТФ.

**Благодарности.** Д.А. Бодров благодарит Программу фундаментальных исследований Национального исследовательского университета "Высшая школа экономики". П.Н. Пахлов благодарит Российский научный фонд за поддержку по договору № 22-22-00564. Разработка программного обеспечения для моделирования эксперимента на Супер чарм-тау фабрике частично поддержанна в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление 6 "Ядерная и радиационная физика".

## Список литературы

- Glashow S L *Nucl. Phys.* **22** 579 (1961)
- Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **19** 1264 (1967)
- Salam A *Conf. Proc.* **680519** 367 (1968)
- Гольфанд Ю А, Лихтман Е П *Письма в ЖЭТФ* **13** 452 (1971); Gol'fand Yu A, Likhman E P *JETP Lett.* **13** 323 (1971)
- Volkov D V, Akulov V P *Phys. Lett. B* **46** 109 (1973)
- Wess J, Zumino B *Nucl. Phys. B* **70** 39 (1974)
- Salam A, Strathdee J *Phys. Lett. B* **51** 353 (1974)
- Polyakov A M *Phys. Lett. B* **103** 211 (1981)
- Raimondi P, Shatilov D N, Zobov M, physics/0702033
- SCT Experiment. Super Charm Tau Factory. Public website of the SCT project, <https://sct.inp.nsk.su/>
- Peng H-P, Zheng Y-H, Zhou X-R *Physics* **49** (8) 513 (2020) <https://doi.org/10.7693/wl20200803>
- Abe T et al. (Belle-II Collab.) "Belle II Technical Design Report", arXiv:1011.0352
- Жукова В И и др. *УФН* **191** 492 (2021); Zhukova V I et al. *Phys. Usp.* **64** 468 (2021)
- Akai K et al. (behalf of the SuperKEKB accelerator team) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **907** 188 (2018)
- Ablikim M et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **614** 345 (2010)
- Bigi I Y, Sanda A I *Phys. Lett. B* **171** 320 (1986)
- Xing Z-Z *Phys. Rev. D* **55** 196 (1997)
- Gronau M, Grossman Y, Rosner J L *Phys. Lett. B* **508** 37 (2001)
- Asner D M, Sun W M *Phys. Rev. D* **73** 034024 (2006); *Phys. Rev. D* **77** 019901 (2008)
- Pakhlov P, Popov V J. *High Energy Phys.* **2021** (09) 092 (2021)
- Particle Data Group, Workman R L et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2022** 083C01 (2022) <https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097>
- Barnyakov A Yu et al. *JINST* **15** C04032 (2020) <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/04/C04032>
- Belozorova M et al. *EPJ Web Conf.* **251** 03017 (2021)
- The Gaudi project, <https://lhcb-comp.web.cern.ch/Frameworks/Gaudi/>
- Agostinelli S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **506** 250 (2003)
- Brun R, Rademakers F *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **389** 81 (1997)
- Fernandez Declara P et al. *EPJ Web Conf.* **251** 03025 (2021)
- Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. D* **99** 052010 (2019)
- Guo X-D et al. *Chinese Phys. C* **40** 073104 (2016)
- Sanchis-Lozano M A Z. *Phys. C* **62** 271 (1994)
- Sharma K K, Verma R C *Int. J. Mod. Phys. A* **14** 937 (1999)

32. Datta A et al. *Phys. Rev. D* **605** 014011 (1999)
33. Goggi G, Penso G *Nucl. Phys. B* **165** 429 (1980)
34. Lebed R F, Mitchell R E, Swanson E S *Prog. Part. Nucl. Phys.* **93** 143 (2017)
35. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **129** 192002 (2022); *Phys. Rev. Lett.* **130** 159901 (2023)
36. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. D* **106** 072012 (2022)
37. Bai J Z et al. (BES Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **91** 022001 (2003)
38. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 112003 (2012)
39. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **115** 091803 (2015)
40. Shapiro I S *Phys. Rep.* **35** 129 (1978)
41. Pakhlova G et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 062001 (2008)
42. Pakhlova G et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **80** 091101 (2009)
43. Pakhlova G et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **83** 011101 (2011)
44. Zhukova V et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **97** 012002 (2018)
45. The LHCb Collab., Augusto Alves A (Jr.) et al. *JINST* **3** S08005 (2008) <https://doi.org/10.1088/1748-0221/3/08/S08005>
46. Brambilla N et al. *Phys. Rep.* **873** 1 (2020)
47. Guo F-K et al. *Rev. Mod. Phys.* **90** 015004 (2018)
48. Esposito A, Pilloni A, Polosa A D *Phys. Rep.* **668** 1 (2017)
49. Dubynskiy S, Voloshin M B *Phys. Lett. B* **666** 344 (2008)
50. Albuquerque R M et al. *J. Phys. G* **46** 093002 (2019)
51. Choi S-K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **91** 262001 (2003)
52. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **126** 092001 (2021)
53. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. D* **102** 092005 (2020)
54. The LHCb Collab., Aaij R et al. *J. High Energy Phys.* **2020** (08) 123 (2020)
55. Uehara S et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **104** 092001 (2010)
56. Lees J P et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. D* **86** 072002 (2012)
57. Choi S-K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **94** 182002 (2005)
58. Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 082001 (2008)
59. del Amo Sanchez P et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. D* **82** 011101 (2010)
60. Guo F-K, Meißner U-G *Phys. Rev. D* **86** 091501 (2012)
61. Olsen S L *Phys. Rev. D* **91** 057501 (2015)
62. Chilikin K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **95** 112003 (2017)
63. Chao K-T *Phys. Lett. B* **661** 348 (2008)
64. Uehara S et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **96** 082003 (2006)
65. Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. D* **81** 092003 (2010)
66. Aaltonen T et al. (CDF Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **102** 242002 (2009)
67. Shen C-P (for the Belle Collab.) *Chinese Phys. C* **34** 615 (2010)
68. Lees J P et al. (BaBar Collab.) *Phys. Rev. D* **91** 012003 (2015)
69. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. D* **85** 091103 (2012)
70. Aaltonen T et al. *Mod. Phys. Lett. A* **32** 1750139 (2017)
71. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **734** 261 (2014)
72. Abazov V M et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. D* **89** 012004 (2014)
73. Abazov V M et al. (D0 Collab.), [arXiv:1309.6580](https://arxiv.org/abs/1309.6580)
74. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. D* **91** 032002 (2015)
75. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. D* **97** 032008 (2018)
76. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 022003 (2017)
77. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **115** 112003 (2015)
78. Shen C P et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **89** 072015 (2014)
79. Wang X L et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **87** 051101 (2013)
80. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. D* **91** 112005 (2015)
81. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. D* **94** 032009 (2016)
82. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. D* **92** 012008 (2015)
83. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 092002 (2017)
84. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 092001 (2017)
85. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. D* **96** 032004 (2017); *Phys. Rev. D* **99** 019903 (2019)
86. Wang X L et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **91** 112007 (2015)
87. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **126** 102001 (2021)
88. Yang Z et al. *Phys. Rev. D* **103** 074029 (2021)
89. Ortega P G, Entem D R, Fernández F *Phys. Lett. B* **818** 136382 (2021)
90. Baru V et al. *Phys. Rev. D* **105** 034014 (2022)
91. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **127** 082001 (2021)
92. Сахаров А Д *Письма в ЖЭТФ* **5** 32 (1967); Sakharov A D *JETP Lett.* **5** 24 (1967)
93. Christenson J H et al. *Phys. Rev. Lett.* **13** 138 (1964)
94. Kobayashi M, Maskawa T *Prog. Theor. Phys.* **49** 652 (1973)
95. Cohen A G, Kaplan D B, Nelson A E *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **43** 27 (1993)
96. Bianco S et al. *Riv. Nuovo Cimento* **26** (7–8) 1 (2003) <https://doi.org/10.1393/ncr/i2003-10003-1>
97. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **122** 211803 (2019)
98. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. D* **104** 072010 (2021)
99. Franco E, Mishima S, Silvestrini L *J. High Energy Phys.* **2012** (05) 140 (2012)
100. Brod J et al. *J. High Energy Phys.* **2012** (10) 161 (2012)
101. Bause R et al. *Phys. Rev. D* **101** 115006 (2020)
102. Dery A, Nir Y J. *High Energy Phys.* **2019** (12) 104 (2019)
103. Amhis Y et al. *Eur. Phys. J. C* **81** 226 (2021)
104. Eidelman S, Passera M *Mod. Phys. Lett. A* **22** 159 (2007)
105. Abdallah J et al. (The DELPHI Collab.) *Eur. Phys. J. C* **35** 159 (2004)
106. Schwinger J *Phys. Rev.* **73** 416 (1948)
107. Giudice G F, Paradisi P, Passera M *J. High Energy Phys.* **2012** (11) 113 (2012)
108. Inami K et al. (The BELLE Collab.) *J. High Energy Phys.* **2022** (04) 110 (2022)
109. Bernreuther W, Nachtmann O, Overmann P *Phys. Rev. D* **48** 78 (1993)
110. Chen X, Wu Y J. *High Energy Phys.* **2019** (10) 089 (2019)
111. Jadach S, Was Z *Acta Phys. Polon. B* **15** 1151 (1984); *Acta Phys. Polon. B* **16** 483 (1985)
112. Ananthanarayan B, Rindani S D *Phys. Rev. D* **51** 5996 (1995)
113. Obraztsov I V, Milstein A I *Phys. Rev. D* **107** 093001 (2023)
114. Dib C et al. *Phys. Rev. D* **85** 011301 (2012)
115. Essig R et al., [arXiv:1311.0029](https://arxiv.org/abs/1311.0029)
116. Flores-Tlalpa A, López Castro G, Roig P *J. High Energy Phys.* **2016** (04) 185 (2016)
117. Bigi I I, Sanda A I *Phys. Lett. B* **625** 47 (2005)
118. Tsai Y S "Effects of charged Higgs in tau decay", SLAC-PUB-5003 (Stanford, CA: Stanford Linear Accelerator Center, SLAC, 1989)
119. Tsai Y S *Phys. Rev. D* **51** 3172 (1995)
120. Kühn J H, Mirkes E *Phys. Lett. B* **398** 407 (1997)
121. Datta A et al. *Phys. Rev. D* **75** 074007 (2007); *Phys. Rev. D* **76** 079902 (2007)
122. Delepine D et al. *Phys. Rev. D* **74** 056004 (2006)
123. Kiers K et al. *Phys. Rev. D* **78** 113008 (2008)
124. Lees J P et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. D* **85** 031102 (2012); *Phys. Rev. D* **85** 099904 (2012)
125. Bischofberger M et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 131801 (2011)
126. Grossman Y *Nucl. Phys. B* **426** 355 (1994)
127. Choi S Y, Hagiwara K, Tanabashi M *Phys. Rev. D* **52** 1614 (1995)
128. Ablikim M et al. (BESIII Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **123** 211802 (2019)
129. Banerjee Sw et al. "HFLAV-Tau 2018 report", <https://hflav-eos.web.cern.ch/hflav-eos/tau/end-2018/>
130. Schael S et al. (The ALEPH Collab., The DELPHI Collab., The L3 Collab., The OPAL Collab., The LEP Electroweak Working Group) *Phys. Rep.* **532** 119 (2013)
131. Marciano W J, Sirlin A *Phys. Rev. Lett.* **71** 3629 (1993)
132. Decker R, Finkemeier M *Phys. Lett. B* **334** 199 (1994)
133. Aubert B et al. (BABAR Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **105** 051602 (2010)
134. Guo Z-H, Roig P *Phys. Rev. D* **82** 113016 (2010)
135. De Palma M et al. (ALEPH Collab.) "ALEPH: Technical Report 1983", CERN-LEPC-83-2 (Geneva: CERN, 1983)
136. Adriani O et al. (L3 Collab.) *Phys. Rep.* **236** 1 (1993)
137. Ahmet K et al. (OPAL Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **305** 275 (1991)
138. Bartl W et al., DELPHI-83-66
139. SLD Collab., SLAC-Report-273 (1984)
140. Schael S et al. *Phys. Rep.* **427** 257 (2006) <https://doi.org/10.1016/j.physrep.2005.12.006>
141. Kumar K S et al *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63** 237 (2013)
142. Сковпен Ю И, Хриплович И Б *Ядерная физика* **30** 589 (1979); Skovpen Yu I, Khriplovich I B *Sov. J. Nucl. Phys.* **30** 303 (1979)



143. Bondar A et al. *J. High Energy Phys.* **2020** (03) 076 (2020)
144. Ramsey-Musolf M J *Phys. Rev. C* **60** 015501 (1999)
145. Fetscher W, Gerber H-J, in *Precision Tests of the Standard Electroweak Model* (Advanced Series on Directions in High Energy Physics, Vol. 14, Ed. P Langacker) (Singapore: World Scientific, 1995) p. 657, [https://doi.org/10.1142/9789814503662\\_0017](https://doi.org/10.1142/9789814503662_0017)
146. Arbuzov A B, Kopylova T V *J. High Energy Phys.* **2016** (09) 109 (2016)
147. Abdesselam A et al. (Belle Collab.), arXiv:1409.4969
148. Епифанов Д А ЭЧАЯ **83** 521 (2020); Epifanov D A (SCTF Collab.) *Phys. Atom. Nucl.* **83** 944 (2020)
149. Shimizu N et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2018** 023C01 (2018)
150. Fael M, Mercollì L, Passera M J. *High Energy Phys.* **2015** (07) 153 (2015)
151. Бодров Д А ЭЧАЯ **84** 171 (2021); Bodrov D A *Phys. Atom. Nucl.* **84** 212 (2021)
152. Bodrov D, Pakhlov P J. *High Energy Phys.* **2022** (10) 035 (2022)
153. de Gouvêa A, Hernández D, Tait T M P *Phys. Rev. D* **89** 115005 (2014)
154. Patt B, Wilczek F, hep-ph/0605188
155. Окунь Л Б ЖЭТФ **83** 892 (1982); Okun L B *Sov. Phys. JETP* **56** 502 (1982)
156. Holdom B *Phys. Lett. B* **166** 196 (1986)
157. Goldberg H, Hall L J *Phys. Lett. B* **174** 151 (1986)
158. Pospelov M, Ritz A, Voloshin M *Phys. Lett. B* **662** 53 (2008)
159. Bernal N et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **32** 1730023 (2017)
160. Gorbunov D, Kalashnikov D *Phys. Rev. D* **107** 015014 (2023)
161. Gorbunov D et al. *Phys. Lett. B* **843** 138033 (2023)
162. Nanut T et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **118** 051801 (2017)
163. Asner D M et al. (CLEO Collab.) *Phys. Rev. D* **58** 092001 (1998)
164. Nisar N K et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **93** 051102 (2016)
165. Burdman G et al. *Phys. Rev. D* **66** 014009 (2002)
166. Lai Y-T et al. (Belle Collab.) *Phys. Rev. D* **95** 011102 (2017)
167. Ellis J R et al. *Phys. Rev. D* **66** 115013 (2002)
168. Fukuyama T, Kikuchi T, Okada N *Phys. Rev. D* **68** 033012 (2003)
169. Brignole A, Rossi A *Phys. Lett. B* **566** 217 (2003)
170. Kou E et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2019** 123C01 (2019) <https://doi.org/10.1093/ptep/ptz106>; *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020** 029201 (2020) <https://doi.org/10.1093/ptep/ptaa008>
171. Hayashii H, talk at *10th Intern. Workshop on Tau Lepton Physics, Novosibirsk, Russia, 22–25 September 2008*; <http://tau08.inp.nsk.su/talks/27/Hayashii.ppt>
172. Bobrov A V, Bondar A E *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **225–227** 195 (2012)
173. Bobrov A V, Bondar A E *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **253** 199 (2014)
174. Davidson A, Wali K C *Phys. Rev. Lett.* **48** 11 (1982)
175. Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **49** 1549 (1982)
176. Berezhiani Z G, Khlopov M Yu Z. *Phys. C* **49** 73 (1991)
177. Calibbi L et al. *J. High Energy Phys.* **2021** (09) 173 (2021)
178. Altmannshofer W et al. *J. High Energy Phys.* **2016** (12) 106 (2016)
179. Altmannshofer W et al. *Phys. Lett. B* **762** 389 (2016)
180. Heeck J *Phys. Lett. B* **758** 101 (2016)
181. Grinstein B, Preskill J, Wise M B *Phys. Lett. B* **159** 57 (1985)
182. Feng J L et al. *Phys. Rev. D* **57** 5875 (1998)
183. Asai K et al. *Phys. Rev. D* **99** 055029 (2019)
184. Pohl R et al. *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **63** 175 (2013)
185. Albrecht H et al. (ARGUS Collab.) *Z. Phys. C* **68** 25 (1995)
186. Adachi I et al. (Belle II Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **130** 181803 (2023)
187. Ablikim M et al. (The BESIII Collab.) *J. High Energy Phys.* **2021** (06) 157 (2021)
188. Aaij R et al. (The LHCb Collab.) *J. High Energy Phys.* **2016** (02) 104 (2016)
189. Aaij R et al. (LHCb Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **122** 191801 (2019)
190. Miyazaki Y et al. (Belle Collab.) *Phys. Lett. B* **660** 154 (2008)
191. Ablikim M et al. *Chinese Phys. C* **44** 040001 (2020)
192. Ablikim M et al., arXiv:2202.00623
193. Chala M et al. *J. High Energy Phys.* **2019** (07)161 (2019)
194. Khriplovich I B, Lamoreaux S K *CP Violation without Strangeness: Electric Dipole Moments of Particles, Atoms, and Molecules* (Berlin: Springer, 1997) <https://doi.org/10.1007/978-3-642-60838-4>
195. Marciano W J, Sirlin A *Phys. Rev. Lett.* **61** 1815 (1988)
196. Yoshinobu T, Hayasaka K, Belle Collab. *Nucl. Part. Phys. Proc.* **287–288** 218 (2017)
197. Dhir R, Verma R C, Sharma A *Adv. High Energy Phys.* **2013** 706543 (2013)
198. Wang Y-M et al. *Eur. Phys. J. C* **55** 607 (2008)
199. Shen Y-L, Wang Y-M *Phys. Rev. D* **78** 074012 (2008)

## Experiments at the Super Charm-Tau factory

M.N. Achasov<sup>(1,2)</sup>, V.E. Blinov<sup>(1,2)</sup>, A.V. Bobrov<sup>(1,2)</sup>, D.A. Bodrov<sup>(3)</sup>, A.E. Bondar<sup>\*(1,2)</sup>, V.S. Vorobiev<sup>(1)</sup>, D.S. Gorbunov<sup>(4)</sup>, V.P. Druzhinin<sup>(1,2)</sup>, D.A. Epifanov<sup>(1,2)</sup>, A.S. Kuzmin<sup>(1,2)</sup>, I.B. Logashenko<sup>(1,2)</sup>, D.V. Matvienko<sup>(1,2)</sup>, A.V. Nefediev<sup>(5)</sup>, P.N. Pakhlov<sup>(3,5)</sup>, G.V. Pakhlova<sup>(5)</sup>, V.E. Popov<sup>(6)</sup>, T.V. Uglov<sup>(5,\*)</sup>

<sup>(1)</sup> Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences, prosp. Akademika Lavrenteva 11, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

<sup>(2)</sup> Novosibirsk State University, ul. Pirogova 2, 630090 Novosibirsk, Russian Federation

<sup>(3)</sup> National Research University Higher School of Economics, ul. Myasnitskaya 20, 101000 Moscow, Russian Federation

<sup>(4)</sup> Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation

<sup>(5)</sup> Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

<sup>(6)</sup> Tel-Aviv University, Raymond and Beverly Sackler School of Physics and Astronomy, 69978 Tel-Aviv, Israel

E-mail: <sup>(\*)</sup> [timofey.uglov@gmail.com](mailto:timofey.uglov@gmail.com)

The review discusses the physical program of a new experiment at the Super Charm-Tau factory, the basis of which will be a powerful electron-positron collider with a luminosity of  $\sim 10^{35} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$  and an energy in the center of mass system in the range from 3 to 5 GeV. A modern detector located around the beam collision point will provide a new level of measurement accuracy. The longitudinal polarization of the electron beam, along with record luminosity, will allow the unique experiment to successfully compete with the existing Super B-factories Belle II and LHCb. The extensive physical program includes the study of the properties and measurement of physical parameters of charmed hadrons, the  $\tau$ -lepton, the charmonium, and exotic states, as well as the study of the production of light hadrons in  $e^+e^-$ -annihilation and in two-photon processes. In addition to testing the Standard Model and precisely measuring its parameters, a comprehensive search for New Physics beyond its boundaries is planned.

**Keywords:**  $e^+e^-$ -collider, polarized beams, quantum chromodynamics,  $\tau$ -lepton, physics of charmed hadrons, New Physics

PACS numbers: **12.38. – t**, **12.60. – i**, 29.20.db

Bibliography — 199 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **194** (1) 60–76 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.10.039583>

Received 11 April 2023, revised 22 October 2023

*Physics – Uspekhi* **67** (1) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.10.039583>