

ПРОЕКТ СУПЕР ЧАРМ-ТАУ ФАБРИКИ

© 2020 г. Д. А. Епифанов^{1),2)}*
(от имени коллаборации СЧТФ)

Поступила в редакцию 22.05.2020 г.; после доработки 22.05.2020 г.; принята к публикации 22.05.2020 г.

Обсуждается проект создания Супер Чарм-Тау фабрики, предложенный в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН в Новосибирске. Электрон-позитронный коллайдер с проектной светимостью $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, работающий в диапазоне энергий от 2 до 6 ГэВ в системе центра масс пучков, и современный детектор элементарных частиц в месте встречи e^+e^- -пучков позволят на новом уровне точности изучить физику чармония, экзотических чармониеподобных состояний, очарованных мезонов и барионов, τ -лептона, а также рождение легких адронов в реакциях e^+e^- -аннигиляции и двухфотонных процессах. Продольная поляризация пучка электронов в месте встречи обеспечит ряд конкурентных преимуществ Супер Чарм-Тау фабрики по сравнению с Супер В-фабриками, такими как Belle II и LHCb.

DOI: 10.31857/S0044002720060136

1. ВВЕДЕНИЕ

В Институте ядерной физики (ИЯФ) СО РАН предложен проект по созданию Супер Чарм-Тау Фабрики (СЧТФ) [1]. Проектная светимость фабрики, $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, позволит в десятки раз увеличить объем экспериментальной информации, набранной в области энергий в системе центра масс (с.ц.м.) e^+e^- -пучков от 2 до 6 ГэВ предыдущими экспериментами BES III, CLEO-c [2].

В таблице 1 приведен список энергий в с.ц.м. (указаны также резонансы), при которых планируется вести набор статистики, интегралы светимости в каждой точке по энергии за все время работы СЧТФ, и физические задачи. Полная интегральная светимость за все время работы СЧТФ, 10 абн^{-1} , соответствует приблизительно 2×10^{10} τ -лептонов, 10^{10} D -мезонов и 5×10^{12} J/ψ -мезонов.

Физическая программа исследований на СЧТФ включает в себя всестороннее изучение физики чармониев, экзотических чармониеподобных состояний, очарованных мезонов и барионов, τ -лептона, двухфотонной физики. На новом уровне точности будет изучено нарушение CP -симметрии в распадах D -мезонов и τ -лептонов, а также несохранение лептонного числа в распадах τ -лептонов. Одной из основных задач СЧТФ является поиск

эффектов, которые не объясняются в рамках Стандартной модели, поиск так называемой Новой физики. Работы на СЧТФ будут не только конкурировать, но и дополнять исследования, которые проводятся на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН, а также на Супер В-фабрике Belle II [3].

Для реализации высокой светимости e^+e^- -коллайдера СЧТФ планируется применить недавно открытую схему столкновения пучков, Crab Waist, которая позволяет без существенного увеличения интенсивности пучков, размеров установки или уменьшения длины сгустка, поднять светимость на один-два порядка за счет существенного уменьшения вертикальной бета-функции в месте встречи и ослабления влияния эффектов встречи [4]. Также существенной особенностью коллайдера СЧТФ является продольно поляризованный пучок электронов, позволяющий провести ряд уникальных измерений в распадах частиц с ненулевым спином [5]. Для выполнения физической программы СЧТФ разрабатывается также универсальный магнитный детектор (УМД) [1]: с высоким координатным и импульсным/энергетическим разрешением для заряженных частиц/фотонов; с рекордными параметрами системы идентификации частиц (разделение π^\pm и K^\pm в диапазоне импульсов (0.6–2.5) ГэВ/с на уровне достоверности $\geq 3\sigma$, хорошее разделение μ^\pm и π^\pm вплоть до импульсов 1.2 ГэВ/с); с системой сбора данных, считывающей данные с малым мертвым временем вплоть до загрузок 300–400 кГц; с триггером, обладающим высокой эффективностью к сигнальным событиям

¹⁾Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

*E-mail: epifanov@inp.nsk.su

Таблица 1. Список энергий в с.д.м., при которых будет набираться статистика, интегралы светимости в каждой точке по энергии за все время работы СЧТФ и физические задачи

E , ГэВ	L , абн $^{-1}$		
3.097	3.0	J/ψ	Спектроскопия состояний из легких кварков, редкие распады
3.554	0.5	порог $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	Прецизионное измерение распадов τ -лептонов
3.686	1.5	$\psi(2S)$	Спектроскопия состояний из легких кварков, спектроскопия чармония
3.770	3.0	$\psi(3770)$	Исследование свойств D -мезонов
4.170	1.0	$\psi(4160)$	Исследование свойств D_s -мезонов
4.650	1.0	максимум $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-)$	Исследование свойств Λ_c -барионов

и высоким уровнем подавления фона при высоких нагрузках.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРОГРАММА

Контуры физической программы экспериментов на СЧТФ изложены в работе [1]. В настоящее время создан программный пакет для моделирования физических процессов и отклика детектора. С помощью него ведется более детальная проработка физической программы экспериментов на СЧТФ с учетом особенностей реального детектора, а также поляризации электронного пучка в месте встречи.

2.1. Физика τ -лептона

Самая большая в мире статистика τ -лептонов, набранная e^+e^- В-фабриками, Belle [6] и BABAR [7], а также LHCb [8], знаменует собой новую эпоху в прецизионной проверке Стандартной модели (СМ) в распадах τ -лептона. В этих экспериментах был достигнут заметный прогресс в изучении основных свойств τ -лептона, а именно: впервые в мире измерены параметры Мишеля $\xi\kappa$ и $\bar{\eta}$ в радиационных лептонных распадах τ , с лучшей в мире точностью измерено время жизни τ -лептона, с высокой точностью измерена масса τ -лептона, измерение отношений констант связи электрона, мюона и τ -лептона позволило на новом уровне точности проверить лептонную универсальность СМ, получены наилучшие ограничения на величину электрического дипольного момента τ -лептона, а также на относительные вероятности распадов τ -лептона с нарушением лептонного числа [9].

В СМ переносчиком заряженного слабого взаимодействия является векторный W -бозон, который взаимодействует с фундаментальными фермионами с левой киральностью. Это обуславливает так называемую V-A Лоренц-структуру слабого заряженного тока, которая постулируется в СМ. Существуют два основных класса распадов τ -лептона: лептонные распады (в которых

промежуточный W -бозон распадается в лептоны $W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell$, $\ell, \ell' = e, \mu$), $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau \gamma$, $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell'^+ \ell'^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$, и адронные распады, в которых W^- -бозон³⁾ распадается на кварк-антикварковую пару $d\bar{u}$ (Кабиббо-разрешенные распады) или $s\bar{u}$ (Кабиббо-подавленные распады). Адронные распады τ предоставляют уникальные возможности для изучения КХД при низких энергиях [10], в то время как лептонные распады τ являются единственными распадами, в которых электрослабые константы связи могут быть исследованы без неопределенностей, связанных с эффектами сильного взаимодействия [11]. Это делает их идеальным средством для изучения Лоренц-структуры слабого заряженного 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 (ρ, η, ξ и δ) [11]:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(\tau^\mp)}{dx d\Omega_\ell} &= \frac{4G_F^2 m_\tau E_{\max}^4}{(2\pi)^4} \sqrt{x^2 - x_0^2} \left(x(1-x) + \right. \\ &+ \frac{2}{9} \rho(4x^2 - 3x - x_0^2) + \eta x_0(1-x) \mp \\ &\mp \frac{1}{3} P_\tau \cos \theta_\ell \xi \sqrt{x^2 - x_0^2} \left[1 - x + \right. \\ &\left. \left. + \frac{2}{3} \delta(4x - 4 + \sqrt{1 - x_0^2}) \right] \right), \\ x &= E_\ell / E_{\max}, \quad E_{\max} = m_\tau (1 + m_\ell^2 / m_\tau^2) / 2, \\ x_0 &= m_\ell / E_{\max}, \end{aligned}$$

где P_τ — степень поляризации τ -лептона, Ω_ℓ — телесный угол конечного лептона и θ_ℓ — угол между вектором поляризации τ -лептона и импульсом конечного лептона в системе покоя τ . Параметры Мишеля являются экспериментально измеряемыми билинейными комбинациями обобщенных

³⁾Зарядовосопряженные распады подразумеваются везде в статье, если не указано иное.

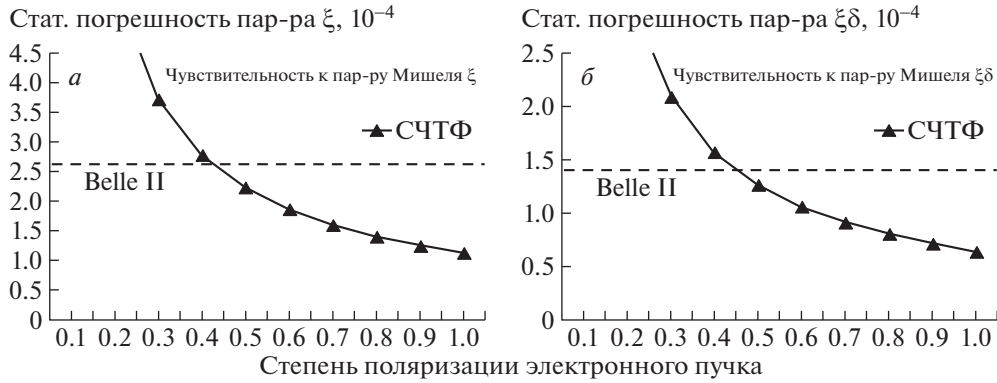


Рис. 1. Зависимость статистических погрешностей параметров Мишеля (ξ — a , $\xi\delta$ — b) от степени поляризации электронного пучка на СЧТФ (черные треугольники), штриховые линии — ожидаемые величины параметров в эксперименте Belle II.

констант связи заряженного слабого взаимодействия, и в СМ принимают значения: $\rho = 3/4$, $\eta = 0$, $\xi = 1$ и $\delta = 3/4$. Для измерения параметров ξ и δ необходимо знать направление вектора поляризации (спина) τ -лептона. В экспериментах на e^+e^- -коллайдерах с неполяризованными пучками (таких как Belle/Belle II, BABAR) средняя поляризация одного τ -лептона равна нулю и для измерения параметров ξ и δ приходится использовать корреляцию между спинами τ^+ и τ^- в реакции $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. При этом анализируются совместные распределения продуктов распадов обоих, сигнального и тагирующего, τ -лептонов в многомерном фазовом пространстве реакции [12].

СЧТФ с поляризованным электронным пучком позволяет производить τ -лептоны с ненулевой средней поляризацией, это существенно упрощает измерение физических величин, зависящих от поляризации τ -лептона. Было проведено изучение чувствительности СЧТФ к параметрам Мишеля в зависимости от степени поляризации пучка электронов по сравнению с чувствительностью эксперимента Belle II [13]. Несмотря на то, что ожидаемая статистика на Belle II (46 миллиардов $\tau^+\tau^-$ -пар) приблизительно в 2.2 раза больше ожидаемой статистики τ -лептонов на СЧТФ (21 миллиард $\tau^+\tau^-$ -пар), чувствительность к параметрам Мишеля ρ и η на СЧТФ в полтора раза выше, а чувствительность к параметрам ξ и $\xi\delta$ на СЧТФ становится выше при поляризации электронного пучка $\mathcal{P}_e > 0.5$, см. рис. 1. Ненулевая средняя поляризация одного τ -лептона на СЧТФ позволяет также провести более детальный модельно-независимый поиск нарушения CP -симметрии в адронных распадах τ . Следует отметить, что измерение динамики хорошо изученных адронных распадов $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ позволит с высокой точностью (не хуже 10^{-3}) мониторировать степень поляризации электронного пучка в широком диапазоне энергий в с.ц.м. от порога рождения пары $\tau^+\tau^-$ до 6 ГэВ.

2.2. Физика чармония и очарованных адронов

За все время работы СЧТФ в e^+e^- -столкновениях ниже порога рождения $D\bar{D}$ можно будет произвести 5×10^{12} J/ψ - и 5×10^{11} $\psi(2S)$ -мезонов. В радиационных распадах J/ψ и $\psi(2S)$ может быть получено по 10^{11} χ_{cJ} - и η_c -мезонов. По 4×10^8 h_c - и $\eta_c(2S)$ -мезонов может быть произведено в распадах $\psi(2S) \rightarrow h_c \pi^0$ и $\psi(2S) \rightarrow \eta_c(2S) \gamma$. Такая статистика позволяет провести систематическое изучение свойств низколежащих состояний чармония (их масс, полных и лептонных ширин, а также вероятностей переходов между различными состояниями). Поляризацию электронного пучка в этой области энергий в с.ц.м. можно будет мониторировать с точностью не хуже 10^{-3} , анализируя динамику распадов $J/\psi, \psi(2S) \rightarrow [\Lambda \rightarrow p \pi^-][\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+]$ [14]. На СЧТФ более детально можно будет изучить свойства большого числа экзотических чармониеподобных состояний.

СЧТФ позволит произвести 10^{10} пар заряженных и нейтральных D -мезонов, а также 10^9 пар D_s -мезонов. Эти числа не превышают статистику D -мезонов, набранную на В-фабриках в области $\Upsilon(4S)$ -резонанса, однако кинематические и квантово-механические особенности D -мезонов, рождающихся на СЧТФ вблизи порога $D\bar{D}$, в ряде случаев позволяют получать более точные результаты. В частности, вблизи порога $D\bar{D}$ нет сопутствующих адронов и можно реконструировать нейтрино по недостающей массе при изучении лептонных и полулептонных распадов, также применим метод двойного мечения, который позволяет уменьшить уровень фона и измерить абсолютные вероятности распадов D -мезонов с высокой точностью. Когерентность начального $D\bar{D}$ -состояния используется для изучения смешивания состояний D^0 и \bar{D}^0 , поиска нарушения CP -симметрии, измерения сильных фаз и вероятностей распадов D -мезонов

в состоянии с определенной CP -четностью. Параметры $D^0-\bar{D}^0$ -смешивания на СЧТФ могут быть определены с лучшей точностью, чем на Belle II.

Поиск нарушения CP -симметрии в распадах D -мезонов является одной из основных задач на СЧТФ. В распадах очарованных адронов SM предсказывает CP -асимметрию на уровне $\lesssim 10^{-3}$. Недавно в эксперименте на LHCb было открыто нарушение CP -симметрии в распадах D^0 -мезонов, не противоречащее предсказаниям SM [15]. СЧТФ позволит измерить CP -асимметрию с точностью не хуже 10^{-3} для различных механизмов CP -нарушения.

3. ДЕТЕКТОР И УСКОРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС

Трековая система УМД состоит из двух частей, внутренний трекер для регистрации заряженных частиц с малыми импульсами (<100 МэВ/с) и дрейфовая камера (ДК). Рассматриваются несколько вариантов внутреннего трекера: четырехслойный кремниевый полосковый детектор, цилиндрический детектор на основе газовых электронных умножителей и время-проекционная камера. Ожидаемый физический фон вблизи области столкновения пучков (упругое электрон-позитронное рассеяние, двухфотонные реакции) диктует выбор трекера. Разработаны также два проекта дрейфовой камеры. В первом проекте предлагается ДК с шестиугольной ячейкой размерами (6.3–7.5) мм, она состоит из 41 слоя проволочек, объединенных в 10 суперслоев с чередующимися аксиальными и стереослоями. В этой ДК около 11000 сигнальных и 29000 полевых проволочек, ожидаемое импульсное разрешение $\sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp} \approx 0.4\%$ при $p_{\perp} = 1$ ГэВ/с, а разрешение по величине ионизационных потерь $\sigma_{dE/dx}/dE/dx \approx 6.9\%$ [16]. В другом варианте разрабатывается сверхлегкая ДК с прямоугольной ячейкой размерами 7.2×9.3 мм², 64-мя стереослоями с полным числом сверхтонких проволочек около 10^5 [17]. Различные опции системы идентификации: детектор черенковских колец на основе многослойного фокусирующего аэрогеля (ФАРИЧ), детекторы черенковских колец с полным внутренним отражением, детекторы времени распространения и координаты черенковского света, пороговые черенковские счетчики. В качестве основного варианта рассматривается ФАРИЧ, моделирование отклика этого детектора и успешные тесты его прототипа на пучке продемонстрировали возможность достичь с ФАРИЧ довольно жестких проектных параметров [18]. Одной из главных подсистем УМД является электромагнитный калориметр, который служит

для измерения энергии и координат гамма-квантов в широком диапазоне энергий от 10 МэВ до 3 ГэВ, идентификации заряженных частиц и выработки триггерного сигнала с детектора. Для достижения высокого энергетического и временного разрешения, а также для уменьшения шумов наложения, которые становятся существенными на установках со сверхвысокой светимостью, был предложен калориметр полного поглощения на основе сцинтилляционных кристаллов чистого CsI (с коротким временем высвечивания около 30 нс). Счетчик калориметра состоит из кристалла чистого CsI, пластины со спектросмещающим люминофором NOL-9, четырех кремниевых лавинных фотодиодов Hamamatsu APD S8664-55, прикрепленных к торцам пластины, и зарядочувствительного предусилителя. В настоящее время создан прототип калориметра из 16-ти счетчиков, ведутся работы по калибровке счетчиков прототипа с помощью космических частиц, планируется изучение энергетического разрешения прототипа на пучке фотонов в ИЯФ СО РАН [19]. Основной задачей мюонной системы является разделение мюонов и адронов в УМД. Мюоны идентифицируются по длине пробега в поглотителе, которым служит стальное ярмо магнитной системы детектора. Счетчики мюонной системы располагаются в зазорах стального ярма магнита, они сгруппированы в 9 регистрирующих слоев в баррельной части и 8 слоев в торцевой. Счетчик мюонной системы представляет из себя полосу из сцинтилляционной пластмассы с продольной бороздой, в которую вклеено спектросмещающее оптическое волокно. Переизлученный в волокне свет регистрируется с двух концов полосы кремниевыми фотоумножителями. Моделирование отклика такой мюонной системы показало, что ее пространственное разрешение, около 4 см, определяется процессом многократного рассеяния заряженной частицы в ярме магнитной системы УМД [20].

Концепция коллайдера СЧТФ была предложена в 2006 г. [1], его основные характеристики представлены в работе [21]. В 2019 г. проект ускорительного комплекса был усовершенствован [22], периметр каждого накопительного кольца уменьшился до 476 м, угол встречи пучков 60 мрад, проектная светимость установки при энергии в с.ц.м. $2E = 6$ ГэВ достигает 2.8×10^{35} см⁻²с⁻¹. Важной особенностью коллайдера СЧТФ является продольно поляризованный электронный пучок в месте встречи. В работе [23] показано, что в схеме коллайдера с тремя “сибирскими змейками” можно получить поляризацию электронного пучка около 90% при низких энергиях, а при максимальной энергии $2E = 6$ ГэВ поляризация будет все еще достаточно высокой, около 50%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Яркая и многосторонняя программа исследований на СЧТФ, ряд ее конкурентных преимуществ по сравнению с существующими проектами по изучению флейворной физики, такими как Belle II и LHCb, позволят стать СЧТФ одним из ключевых элементов ландшафта современной экспериментальной физики высоких энергий. В 2011 г. СЧТФ была одобрена Правительством Российской Федерации как один из шести ведущих российских проектов класса мега-сайенс. Ведущие международные исследовательские центры по физике элементарных частиц, такие как ЦЕРН, КЕК, ИНФН, ИДА выразили заинтересованность и готовность участвовать в проекте. В 2017 г. этот проект был включен в план реализации первой фазы Стратегии научно-технологического развития России. А в 2019 г. обновленный и расширенный концептуальный проект СЧТФ был повторно направлен на рассмотрение в Правительство России. Также тезисы проекта СЧТФ были представлены в Европейской стратегии в области физики элементарных частиц. Сформирована международная коллаборация, ведется более детальная проработка физической программы экспериментов на СЧТФ, в нескольких центрах проводятся научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы по подсистемам детектора и ускорительного комплекса. Сформирован международный консультативный комитет, проведены три международных рабочих совещания по развитию проекта СЧТФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. V. Anashin *et al.*, *Super Charm-Tau Factory Conceptual Design Report, part I* (physics program, detector) (BINP, Novosibirsk, 2018).
2. X. Zhou (BESIII Collab.), PoS (FPCP2017), 002 (2017); C. M. Tarbert (CLEO Collab.), *Nuovo Cimento C* **33**, 229 (2010).
3. E. Kou *et al.* (Belle-II Collab.), *PTEP* **2019**, 123C01 (2019).
4. P. Raimondi, *The 2nd Workshop on SuperB Factory, LNF-INFN, Frascati, March 2006*.
5. Ya. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, and A. N. Skrinsky, Preprint BINP 2-70, Novosibirsk (1970).
6. A. Abashian *et al.* (Belle Collab.), *Nucl. Instrum. Methods A* **479**, 117 (2002).
7. B. Aubert *et al.* (BaBar Collab.), *Nucl. Instrum. Methods A* **479**, 1 (2002).
8. A. A. Alves *et al.* (LHCb Collab.), *JINST* **3**, S08005 (2008).
9. A. J. Bevan *et al.* (BaBar and Belle Collabs.), *Eur. Phys. J. C* **74**, 3026 (2014).
10. A. Pich, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* **15**, 453 (1998).
11. W. Fetscher and H. J. Gerber, *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* **14**, 657 (1995).
12. D. Epifanov (Belle Collab.), *Nucl. Part. Phys. Proc.* **287-288**, 7 (2017).
13. D. Epifanov, *Joint Workshop on Future Charm-Tau Factory, 24–28 Sept. 2019, Moscow*.
14. A. Bondar, A. Grabovsky, A. Reznichenko, A. Rudenko, and V. Vorobyev, *JHEP* **20**, 076 (2020).
15. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **122**, 211803 (2019).
16. K. Todyshev, *Joint Workshop on Future Charm-Tau Factory, 24–28 Sept. 2019, Moscow*.
17. F. Grancagnolo, *CREMLIN WP7, Super C-Tau Factory Workshop, 26–27 May 2018, Novosibirsk*.
18. A. Barnyakov, M. Barnyakov, V. Bobrovnikov, A. Buzykaev, V. Gulevich, A. Danilyuk, S. Kononov, E. Kravchenko, I. Kuyanov, S. Lopatin, A. Onuchin, I. Ovtin, N. Podgornov, V. Porosev, A. Predein, and R. Protsenko, *Nucl. Instrum. Meth. A* **766**, 235 (2014).
19. E. Prokhorova, *EPJ Web Conf.* **212**, 01007 (2019).
20. T. Ugllov, *EPJ Web Conf.* **212**, 01010 (2019).
21. P. Piminov, *Phys. Part. Nucl. Lett.* **15**, 732 (2018).
22. A. Bogomyagkov, *Joint Workshop on Future Charm-Tau Factory, 24–28 Sept. 2019, Moscow*.
23. I. Koop, *Joint Workshop on Future Charm-Tau Factory, 24–28 Sept. 2019, Moscow*.

A PROJECT OF THE SUPER CHARM-TAU FACTORY

D. Epifanov^{1),2)}¹⁾*Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia*²⁾*Novosibirsk State University, Russia*

We discuss a project of the Super Charm-Tau factory suggested in Budker Institute of Nuclear Physics in Novosibirsk. An electron-positron collider with the luminosity of $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, operating in the center-of-mass energy range from 2 to 6 GeV, and modern particle detector at the e^+e^- interaction point allow one to study on the new level of precision physics of charmonium, exotic charmoniumlike states, charmed mesons and baryons, τ lepton, as well as the production of light hadrons in the reactions of e^+e^- annihilation and two-photon processes. Longitudinally polarized electron beam at the interaction point provides a number of competitive advantages of the Super Charm-Tau factory in comparison with the Super B factories, like Belle II and LHCb.