

ПЕРСПЕКТИВЫ ПОИСКОВ ЛЕПТОФИЛЬНОГО СКАЛЯРА И ТЕМНОГО ФОТОНА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА СУПЕР ЧАРМ-ТАУ ФАБРИКЕ

Э. Э. Боос¹, В. Е. Буничев², С. С. Трыков³

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова, Москва

Представлены перспективы поиска сигналов образования легкой темной материи, опосредованного лептофильным скаляром ϕ и темным фотоном A' в экспериментах на Супер чарм-тау фабрике. На основе анализа ассоциативного образования скалярных и векторных медиаторов и τ -лептонов в конечном состоянии при энергиях будущего коллайдера найдена возможность поисков проявления темной материи в неисключенной области пространства параметров.

We present the prospects for invisible leptophilic scalar and dark photon search in experiments at the Super c-tau Factory. We focused on the analysis of the associative production of scalar and vector mediators and tau-lepton pair in electron-positron annihilation at the center-of-mass energies of 4.2 and 7 GeV. The obtained sensitivity curves at the 90% C. L. in the non-excluded region of the parameter space below 3.5 GeV demonstrate the possibility of searching for light scalar and vector mediators at the Super c-tau Factory.

PACS: 04.80.Cc; 11.10.Ef; 12.60.-i; 13.35.-r; 13.66.De; 14.60.Fg; 14.80.-j; 14.80.Cp

ВВЕДЕНИЕ

Многие гравитационные, астрофизические и космологические необъяснимые явления указывают на существование во Вселенной темной материи (ТМ) [1–3]. Такого рода явления можно объяснить, предположив, что ТМ представляет собой разновидность частиц. В рамках этого направления вполне можно объяснить наблюдаемую реликтовую плотность ТМ во Вселенной [4, 5] и наблюдаемые свойства в крупномасштабной структуре Вселенной [6]. В подходе упрощенных моделей предполагается, что существуют частицы ТМ, которые могут иметь любой спин, и частицы, обычно

¹E-mail: boos@theory.sinp.msu.ru

²E-mail: bunichev@theory.sinp.msu.ru

³E-mail: trykow sergei@gmail.com

скалярные или векторные, опосредующие взаимодействия между частицами Стандартной модели (СМ) и ТМ [7]. Основным ограничением для моделей частиц ТМ выступает их реликтовая плотность, которая измеряется с высокой точностью в спутниковых экспериментах типа [5]. Возможные значения констант взаимодействия между дополнительными частицами-медиаторами с фермионами СМ ограничены ее калибровочной инвариантностью. В настоящее время проявления ТМ ищутся в прямых, косвенных, а также в ускорительных и коллайдерных экспериментах [8–12]. Отрицательные результаты поисков дают ограничения на пространство параметров моделей, в которых возникают частицы ТМ, в частности, на массы и константы взаимодействия ТМ с медиаторами и частицами СМ. На Большом адронном коллайдере существенно ограничиваются области масс от нескольких до сотен ГэВ. В ускорительных экспериментах на выведенных пучках наиболее эффективно исследуются области достаточно малых масс, примерно до 100 МэВ. Обсуждаемый многообещающий российский проект электрон-позитронного коллайдера «Супер чарм-тау фабрика» (СЧТФ) с энергией столкновений от 3 до 7 ГэВ в системе центра масс и высокой пиковой светимостью $10^{35} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ потенциально может дать уникальные возможности для исследования области масс от нескольких МэВ до нескольких ГэВ. Физическая программа СЧТФ направлена на детальное изучение процессов, в которых участвуют c -кварк и τ -лептон в конечном состоянии. За 10 лет работы СЧТФ интегральная светимость коллайдера превысит 10 аб^{-1} . Предлагаемая машина с высокой светимостью, малым фоном, высоким уровнем продольной поляризации пучка, высокоэффективным детектором и чувствительностью к физике τ -лептона позволит провести серию точных экспериментов по проверке СМ и поиску новой физики.

1. СКАЛЯРНЫЙ И ВЕКТОРНЫЙ МЕДИАТОРЫ

Многие модели, выходящие за рамки СМ, предсказывают существование дополнительных скаляров, которые могут опосредовать взаимодействия между частицами СМ и ТМ [13–17]. В настоящее время минимальное расширение скалярного сектора путем смешивания дополнительного скаляра с бозоном Хиггса СМ сильно ограничено экспериментами по поиску редких распадов мезонов с нейтральным током, изменяющих аромат, таких как $B^+ \rightarrow K^+\phi$ и $K^+ \rightarrow \pi^+\phi$ [10, 18], и поисками тяжелой ТМ [7, 9, 10, 18]. Таким образом, на первый план выходит область поисков проявления ТМ в диапазоне масс от нескольких МэВ до нескольких ГэВ.

В масштабе ниже нескольких ГэВ некоторые теории, выходящие за рамки СМ, позволяют предположить, что в секторе СМ после спонтанного нарушения электро-слабой симметрии дополнительный скаляр приобретает связь исключительно с лептонами СМ [15–17]. В суперсимметричных теориях, которые требуют более сложной скалярной структуры, чем один дублет, естественным образом возникает расширение скалярного сектора СМ [19]. Некоторые сценарии с двухдублетным полем Хиггса позволяют объяснить аномалию $(g - 2)_\mu$, не нарушая существующих теоретических и экспериментальных ограничений, и позволяют объяснить наблюдаемую асимметрию между материей и антиматерией [16, 20]. Мотивацией рассмотрения модели двух дублетов Хиггса Φ_1 и Φ_2 для исследования взаимодействий дополнительного скаляра в экспериментах на СЧТФ является возможность для предположения, что по-

сле спонтанного нарушения электрослабой симметрии Φ_1 связывается исключительно с лептонами СМ, в свою очередь Φ_2 — с кварками [15–17]. В пределе большого значения отношения вакуумных средних $\langle\Phi_2\rangle/\langle\Phi_1\rangle$ возможные связи с кварками оказываются сильно подавленными. Таким образом, возникает скалярный портал для взаимодействия между массивными лептонами СМ и частицами ТМ. Подобную дополнительную скалярную частицу мы называем темным лептофильным скаляром ϕ . Лагранжиан эффективного взаимодействия в терминах физических полей можно записать в виде

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{\phi} = -\xi \sum_{\ell=e,\mu,\tau} \frac{m_{\ell}}{v} \bar{\ell}\phi\ell - g_D \bar{\chi}\phi\chi, \quad (1)$$

где ξ — независимая от аромата константа связи; $v = 246$ ГэВ — вакуумное среднее поля Хиггса СМ, второе слагаемое представляет собой лагранжиан взаимодействия между темным скаляром ϕ и состояниями фермионной ТМ χ с константой связи g_D .

Другой интересной возможностью для обеспечения портала между секторами СМ и ТМ является введение дополнительного массивного векторного бозона, связанного со спонтанно нарушенной калибровочной группой $U_D(1)$, взаимодействие которого с заряженным фермионным током СМ подобно взаимодействию фотона электромагнетизма [7, 21, 22]. Мы называем такой векторный медиатор темным фотоном A' , который может иметь массу в диапазоне значений ниже нескольких ГэВ и получить связь с заряженными состояниями СМ посредством кинетического смешивания с обычным фотоном. Константа взаимодействия между A' и состояниями СМ подавляется параметром кинетического смешивания $\varepsilon \ll 1$. Лагранжиан такого расширения может быть записан как [21, 23, 24]

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} + \frac{1}{2} \frac{\varepsilon}{\cos\theta_W} B^{\mu\nu} F'_{\mu\nu} + \mathcal{L}_{\text{dark}} - e_D A'_{\mu} j_{\text{DM}}^{\mu}, \quad (2)$$

где $F'_{\mu\nu} \equiv \partial_{\mu} A'_{\nu} - \partial_{\nu} A'_{\mu}$ — тензор напряженности калибровочного поля темного фотона A'_{μ} ; $B_{\mu\nu} \equiv \partial_{\mu} B_{\nu} - \partial_{\nu} B_{\mu}$ — тензор поля слабого гиперзаряда СМ; $e = \sqrt{4\pi\alpha_{\text{em}}}$ — константа связи по калибровочной группе $U(1)$ и $e_D = \sqrt{4\pi\alpha_D}$ — константа связи по группе $U_D(1)$ между A' и током фермионной ТМ $j_{\text{DM}}^{\mu} = \bar{\chi}\gamma^{\mu}\chi$. $\mathcal{L}_{\text{dark}}$ представляет собой слагаемое, содержащее лагранжианы состояний ТМ и темного фотона.

После спонтанного нарушения симметрии в диапазоне масс от нескольких МэВ до нескольких ГэВ основной вклад смешивания за счет наличия члена $B^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$ в лагранжиане (2) составляет $(\varepsilon/2)F^{\mu\nu} F'_{\mu\nu}$. Смешивание с тяжелым Z -бозоном подавляется фактором $1/m_Z^2$. После диагонализации кинетических членов результат смешивания приводит к возникновению связи εe между темным фотоном A' и электромагнитным током j_{em}^{μ} :

$$\mathcal{L}_{\text{int}}^{A'} = -\varepsilon e A'_{\mu} j_{\text{em}}^{\mu} - e_D A'_{\mu} j_{\text{DM}}^{\mu}. \quad (3)$$

Мы будем рассматривать легкие состояния ТМ, $m_{\phi, A'} > 2m_{\chi}$. В диапазоне масс от нескольких МэВ до нескольких ГэВ, если кинематически не запрещено, доминирующими модами распада темного лептофильного скаляра являются более легкие состо-

яния ТМ и массивные лептоны СМ. Парциальные ширины распадов имеют вид [25]

$$\Gamma_{\phi}^{\chi\bar{\chi}} = g_D^2 \frac{m_{\phi}}{8\pi} \beta_{\chi}^3, \quad (4)$$

$$\Gamma_{\phi}^{\ell^+\ell^-} = \xi^2 \frac{m_{\ell}^2 m_{\phi}}{v^2} \frac{1}{8\pi} \beta_{\ell}^3, \quad (5)$$

здесь $\beta_f = \sqrt{1 - 4m_f^2/m_{\phi}^2}$, $f = \chi, \ell$ ($\ell = e, \mu, \tau$), m_{ϕ} — масса скалярного медиатора, m_f — масса частицы-продукта распада медиатора.

В случае значений $e_D > e$, если кинематически не запрещено, ожидается, что темный фотон будет распадаться преимущественно в конечные состояния невидимого темного сектора. В противном случае темный фотон будет распадаться на видимые конечные состояния СМ. Парциальные ширины распадов задаются как [25, 26]

$$\Gamma_{A'}^{\chi\bar{\chi}} = \frac{1}{3} \alpha_D m_{A'} \left(1 + 2 \frac{m_{\chi}^2}{m_{A'}^2} \right) \beta_{\chi}, \quad (6)$$

$$\Gamma_{A'}^{\ell^+\ell^-} = \frac{1}{3} \varepsilon^2 \alpha m_{A'} \left(1 + 2 \frac{m_{\ell}^2}{m_{A'}^2} \right) \beta_{\ell}, \quad (7)$$

$$\Gamma_{A'}^{\text{hadrons}} = \frac{1}{3} \varepsilon^2 \alpha m_{A'} \left(1 + 2 \frac{m_{\mu}^2}{m_{A'}^2} \right) \beta_{\mu} R, \quad (8)$$

$$R \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)}, \quad (9)$$

здесь $\beta_f = \sqrt{1 - 4m_f^2/m_{A'}^2}$, $f = \chi, \ell, \mu$; $m_{A'}$ — масса темного фотона.

В данной работе мы рассматриваем поиск невидимых распадов лептофильного скаляра ϕ и темного фотона A' в процессах их ассоциативного рождения с парой τ -лептонов в конечных состояниях (рис. 1), $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- + (\phi \rightarrow \text{invisible})$ и $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- + (A' \rightarrow \text{invisible})$, при значениях энергии электрон-позитронных столкновений на будущей СЧТФ.

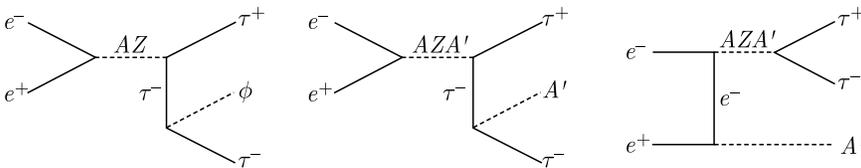


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана образования ϕ и A' при e^+e^- -столкновениях. Мы предполагаем, что медиаторы впоследствии распадаются на более легкие состояния ТМ

2. СЕЧЕНИЯ ПРОЦЕССОВ

Все расчеты и моделирование методом Монте-Карло для сигнальных и фоновых процессов были выполнены с использованием пакета CompuNER [27]. В дальнейшем мы предполагаем, что преобладает режим невидимого распада медиаторов,

$\text{Br}(\phi \rightarrow \chi\bar{\chi}) \simeq 1$ и $\text{Br}(A' \rightarrow \chi\bar{\chi}) \simeq 1$. Если такие невидимые ϕ и A' существуют, они могут быть образованы при e^+e^- -столкновениях в экспериментах на СЧТФ и породить поток частиц ТМ, который может быть обнаружен по потерянному энергии и импульсу.

Мы обнаружили, что в рамках рассмотренных моделей оптимальными режимами коллайдера для поисков ТМ являются сеансы при энергиях столкновений 4,2 и 7 ГэВ в системе центра масс. Для точного учета поправок от эффектов излучения мы использовали следующие планируемые параметры сталкивающихся пучков: радиусы пучков в горизонтальном и вертикальном измерениях составляют соответственно $\sigma_x = 17,8$ мкм и $\sigma_y = 0,178$ мкм при длине банча в точке взаимодействия $\sigma_z = 10$ мм и числе частиц в банче $N_b = 7,1 \cdot 10^{10}$. На рис. 2, принимая во внимание поправки NLO от тормозного излучения и ISR, мы приводим зависимости сечений образования ϕ и A' от значений масс медиаторов при энергиях столкновений 4,2 и 7 ГэВ.

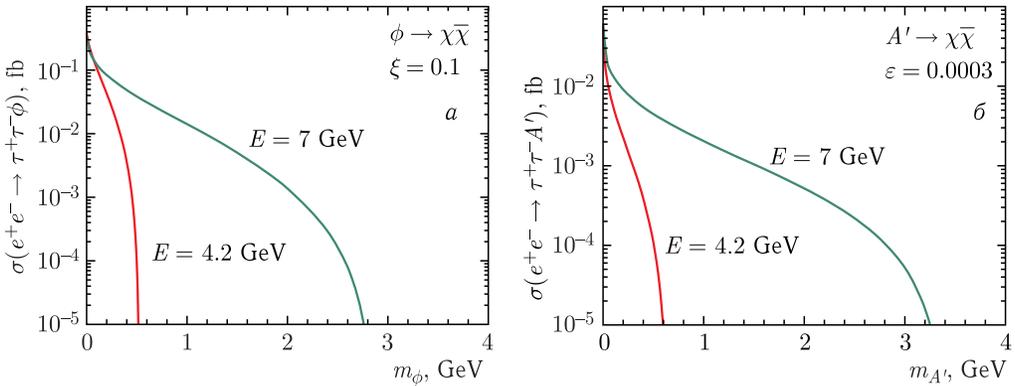


Рис. 2. Зависимости сечений процессов $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- + (\phi \rightarrow \text{invisible})$ (а) и $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^- + (A' \rightarrow \text{invisible})$ (б) от массы медиаторов при энергиях будущей СЧТФ

Основным фоном СМ для сигналов $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\phi$ и $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-A'$ на будущем коллайдере являются процессы с аналогичной сигнатурой с потерянной энергией $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\bar{\nu}_\ell\nu_\ell$, где $\nu_\ell = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ — нейтрино СМ. Для электрон-позитронного коллайдера, работающего с энергией в значении нескольких ГэВ, такие процессы подавляются пропагаторами Z - и W -бозонов. Для каждого режима коллайдера, используя статистический подход, описанный в [28], мы оценили на 90%-м уровне достоверности области пространства параметров моделей, доступные для исследования проявлений ТМ на СЧТФ.

3. ТЕМНЫЙ ЛЕПТОФИЛЬНЫЙ СКАЛЯР

На первом шаге мы оценили доступные диапазоны значений параметров для моделей со скалярным медиатором. Мы сообщаем о новых результатах чувствительности СЧТФ к образованию темного лептофильного скаляра с последующим его распадом до состояний более легкой ТМ в экспериментах на СЧТФ. На рис. 3 показаны

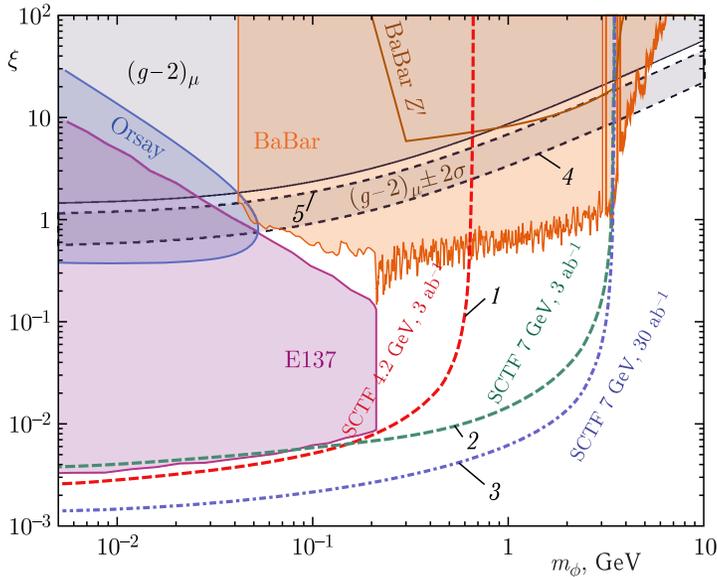


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Кривые чувствительности для константы связи ξ в зависимости от массы ϕ на 90%-м уровне достоверности, полученные с предположением значений интегральной светимости 3 аб^{-1} при энергиях коллайдера $\sqrt{s} = 4,2 \text{ ГэВ}$ (красная штриховая линия, 1), $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$ (зеленая штриховая линия, 2) и при значении интегральной светимости 30 аб^{-1} для $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$ (синяя штрихпунктирная линия, 3). Показаны также существующие ограничения [29–34] (затененные области) и область предпочтительных параметров для аномалии $(g-2)_\mu$ [17, 30] (серые штриховые линии, 4 и 5)

кривые чувствительности на 90%-м уровне достоверности в плоскости $[\xi, m_\phi]$ при предполагаемых данных в 3 аб^{-1} , которые могут быть получены при $\sqrt{s} = 4,2 \text{ ГэВ}$ (красная штриховая линия, 1), $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$ (зеленая штриховая линия, 2) и 30 аб^{-1} при $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$ (синяя штрихпунктирная линия, 3). Показаны также существующие экспериментальные ограничения: каналы видимого распада ϕ в экспериментах BaBar в SLAC [29], измерение $\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 \phi)$ в экспериментах KOTO [30], поиск темных бозонов Z' со связями только со вторым и третьим поколениями лептонов [31], измерение [32], эксперименты на выведенных электронных пучках [33] и поиск нейтральных объектов в SLAC [34]. Можно видеть, что границы областей, доступных для СЧТФ, намного ниже и шире, чем те, которые были получены в предыдущих экспериментах. Благодаря высокой интегральной светимости СЧТФ позволяет «чувствовать» медиаторы в диапазоне масс ниже 4 ГэВ и с константой связи ξ вплоть до 10^{-3} .

4. ТЕМНЫЙ ФОТОН

На следующем шаге мы оценили доступные диапазоны параметров для моделей с векторным массивным медиатором. На рис. 4 мы представляем кривые чувствительности для СЧТФ на 90%-м уровне достоверности в плоскости $[\varepsilon, m_{A'}]$. Существующие экспериментальные ограничения также показаны: границы от каналов невиди-

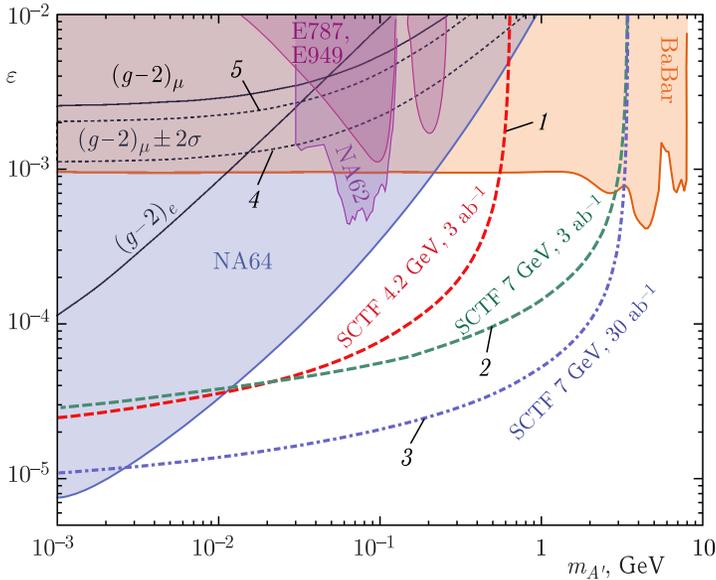


Рис. 4 (цветной в электронной версии). Кривые чувствительности на 90%-м уровне достоверности к параметру кинетического смешивания ϵ в зависимости от массы A' , полученные при условии, что интегральная светимость составляет 3 аб^{-1} при энергиях коллайдера $\sqrt{s} = 4,2 \text{ ГэВ}$ (красная штриховая линия, 1), $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$ (зеленая штриховая линия, 2), и в предположении, что интегральная светимость равна 30 аб^{-1} при $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$ (синяя штрихпунктирная линия, 3). Показаны также существующие ограничения [35–41] (затененные области) и область предпочтительных параметров для аномалии $(g - 2)_\mu$ [42] (серые штриховые линии, 4 и 5)

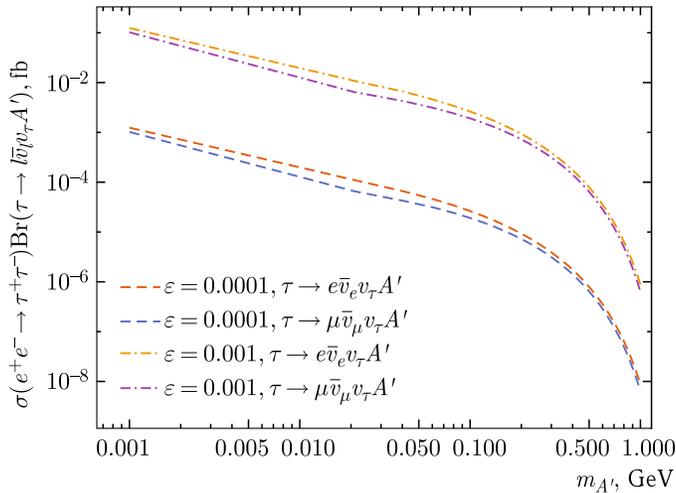


Рис. 5. Сечения образования A' при e^+e^- -столкновениях с энергией 4,2 ГэВ в доминирующих каналах распада τ -лептона, $\tau \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell \nu_\tau A'$, $\ell = e, \mu$

мого распада A' в экспериментах NA62 [36], NA64 [35], BaBar [37], измерения для $\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu})$ в экспериментах E787 [40] и E949 [41], а также область предпочтительных параметров для $(g-2)_\mu$ аномалии [42]. Мы можем видеть, что СЧТФ при значении светимости, примерно равном 30 аб^{-1} , может предоставить новые данные в неисключенной области масс $0,01 \lesssim m_{A'} \lesssim 3,5 \text{ ГэВ}$ и ε вплоть до 10^{-5} .

В дополнение к процессам ассоциативного рождения векторного медиатора с τ -лептонами, мы оценили возможность обнаружения сигнала образования темного фотона в распадах $\tau \rightarrow \ell \bar{\nu}_\ell \nu_\tau A'$, где $\ell = e, \mu$. Для оценки мы использовали значение энергии СЧТФ $4,2 \text{ ГэВ}$, обеспечив наибольшее значение для сечения образования пары τ -лептонов. На рис. 5 показана зависимость сечений этих процессов для значений $\varepsilon = 0,0001$ и $\varepsilon = 0,001$. Видно, что, принимая во внимание режимы работы коллайдера, не следует ожидать появления таких событий для $\varepsilon \lesssim 0,001$ в диапазоне масс A' от нескольких МэВ до нескольких ГэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе мы предложили поиск невидимых распадов темного лептофильного скаляра и темного фотона на будущей Супер чарм-тау фабрике в процессах $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\phi$ и $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-A'$ соответственно. В неисключенных областях пространства параметров ниже 4 ГэВ мы представляем многообещающую чувствительность к константе связи ξ для дополнительного скаляра и параметра кинетического смешивания ε для темного фотона при значениях энергии электрон-позитронных столкновений $\sqrt{s} = 4,2$ и $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$, исходя из условия, что интегральная светимость равна 3 аб^{-1} и 30 аб^{-1} для $\sqrt{s} = 7 \text{ ГэВ}$. Следует отметить, что поиск легкой ТМ в процессах ассоциативного образования с τ -лептонами представляет особый интерес, поскольку позволяет одновременно искать скалярные и векторные медиаторы. Можно показать, что угловые распределения существенно различаются для медиаторов с разными спинами. Изучая угловые корреляции в таких процессах, можно определить спиновую природу частиц-медиаторов.

Исследование проводилось в рамках научной программы Национального центра физики и математики, проекта «Физика элементарных частиц и космология» и поддержано Фондом содействия развитию теоретической физики и математики «Базис».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zwicky F. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln // *Helv. Phys. Acta.* 1933. V. 6. P. 110–127.
2. Zwicky F. On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae // *Astrophys. J.* 1937. V. 86. P. 217–246.
3. Rubin V. C., Ford W. K., Jr. Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions // *Astrophys. J.* 1970. V. 159. P. 379–403.
4. Hinshaw G. et al. (WMAP Collab.). Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Cosmological Parameter Results // *Astrophys. J. Suppl.* 2013. V. 208. P. 19; arXiv:1212.5226 [astro-ph.CO].

5. *Aghanim N. et al. (Planck Collab.)*. Planck 2018 Results. VI. Cosmological Parameters // *Astron. Astrophys.* 2020. V. 641. P. A6; Erratum // *Astron. Astrophys.* 2021. V. 652. P. C4; arXiv:1807.06209.
6. *Hu W., Dodelson S.* Cosmic Microwave Background Anisotropies // *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* 2002. V. 40. P. 171–216; arXiv:astro-ph/0110414.
7. *Agrawal P. et al.* Feebly-Interacting Particles: FIPs 2020 Workshop Report // *Eur. Phys. J. C.* 2021. V. 81, No. 11. P. 1015; arXiv:2102.12143.
8. *Aprile E. et al. (XENON Collab.)*. Search for Light Dark Matter Interactions Enhanced by the Migdal Effect or Bremsstrahlung in XENON1T // *Phys. Rev. Lett.* 2019. V. 123, No. 24. P. 241803; arXiv:1907.12771.
9. *Felcini M. et al. (ATLAS, CMS Collab.)*. Searches for Dark Matter Particles at the LHC // 53rd Rencontres de Moriond on Cosmology. 2018. P. 327–336; arXiv:1809.06341.
10. *Beacham J. et al.* Physics beyond Colliders at CERN: Beyond the Standard Model Working Group Report // *J. Phys. G.* 2020. V. 47, No. 1. P. 010501; arXiv:1901.09966.
11. *Conrad J.* Indirect Detection of WIMP Dark Matter: A Compact Review // *Interplay between Particle and Astroparticle Physics.* 2014. 11; arXiv:1411.1925 [hep-ph].
12. *Bertone G., Hooper D., Silk J.* Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints // *Phys. Rep.* 2005. V. 405. P. 279–390; arXiv:hep-ph/0404175.
13. *Arcadi G., Djouadi A., Raidal M.* Dark Matter through the Higgs Portal // *Phys. Rep.* 2020. V. 842. P. 1–180; arXiv:1903.03616.
14. *Dawson S. et al.* Report of the Topical Group on Higgs Physics for Snowmass 2021: The Case for Precision Higgs Physics // 2022 Snowmass Summer Study. 2022. 9; arXiv:2209.07510.
15. *Marshall G., Sher M.* The Supersymmetric Leptophilic Higgs Model // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 83. P. 015005; arXiv:1011.3016 [hep-ph].
16. *Branco G.C., Ferreira P.M., Lavoura L., Rebelo M.N., Sher M., Silva J.P.* Theory and Phenomenology of Two-Higgs-Doublet Models // *Phys. Rep.* 2012. V. 516. P. 1–102; arXiv:1106.0034 [hep-ph].
17. *Batell B., Lange N., McKeen D., Pospelov M., Ritz A.* Muon Anomalous Magnetic Moment through the Leptonic Higgs Portal // *Phys. Rev. D.* 2017. V. 95, No. 7. P. 075003; arXiv:1606.04943.
18. *Lanfranchi G., Pospelov M., Schuster P.* The Search for Feebly Interacting Particles // *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2021. V. 71. P. 279–313; arXiv:2011.02157.
19. *Martin S.P.* A Supersymmetry Primer // *Adv. Ser. Direct. High Energy Phys.* 1998. V. 18. P. 1–98; arXiv:hep-ph/9709356.
20. *Dorsch G.C., Huber S.J., Mimasu K., No J.M.* Echoes of the Electroweak Phase Transition: Discovering a Second Higgs Doublet through $A_0 \rightarrow ZH_0$ // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113, No. 21. P. 211802; arXiv:1405.5537 [hep-ph].
21. *Holdom B.* Two $U(1)$'s and Epsilon Charge Shifts // *Phys. Lett. B.* 1986. V. 166. P. 196–198.
22. *Alexander J. et al.* Dark Sectors 2016 Workshop: Community Report. 2016. 8; arXiv:1608.08632.
23. *Okun L.B.* Limits of Electrodynamics: Paraphotons? // *Sov. Phys. JETP.* 1982. V. 56. P. 502.
24. *Galison P., Manohar A.* Two Z 's or not Two Z 's? // *Phys. Lett. B.* 1984. V. 136. P. 279–283.
25. *Abercrombie D. et al.* Dark Matter Benchmark Models for Early LHC Run-2 Searches: Report of the ATLAS/CMS Dark Matter Forum // *Phys. Dark Univ.* 2020. V. 27. P. 100371; arXiv:1507.00966.
26. *Fabbrichesi M., Gabrielli E., Lanfranchi G.* The Dark Photon. arXiv:2005.01515. 2020. 5.
27. *Boos E. et al. (CompHEP Collab.)*. CompHEP 4.4: Automatic Computations from Lagrangians to Events // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2004. V. 534. P. 250–259; arXiv:hep-ph/0403113.

28. *Bitjukov S., Krasnikov N., Nikitenko A., Smirnova V.* Two Approaches to Combining Significances // PoS ACAT08. 2008. P. 118.
29. *Lees J.P. et al. (BaBar Collab.)*. Search for a Dark Leptophilic Scalar in e^+e^- Collisions // Phys. Rev. Lett. 2020. V. 125, No. 18. P. 181801; arXiv:2005.01885.
30. *Liu J., McGinnis N., Wagner C.E.M., Wang X.P.* A Light Scalar Explanation of $(g-2)_\mu$ and the KOTO Anomaly // JHEP. 2020. V. 04. P. 197; arXiv:2001.06522.
31. *Lees J.P. et al. (BaBar Collab.)*. Search for a Muonic Dark Force at BaBar // Phys. Rev. D. 2016. V. 94, No. 1. P. 011102; arXiv:1606.03501.
32. *Liu Y.S., McKeen D., Miller G.A.* Electrophobic Scalar Boson and Muonic Puzzles // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 117, No. 10. P. 101801; arXiv:1605.04612.
33. *Davier M., Nguyen Ngoc H.* An Unambiguous Search for a Light Higgs Boson // Phys. Lett. B. 1989. V. 229. P. 150–155.
34. *Bjorken J.D., Ecklund S., Nelson W.R., Abashian A., Church C., Lu B., Mo L.W., Nunamaker T.A., Rassmann P.* Search for Neutral Metastable Penetrating Particles Produced in the SLAC Beam Dump // Phys. Rev. D. 1988. V. 38. P. 3375.
35. *Banerjee D. et al.* Dark Matter Search in Missing Energy Events with NA64 // Phys. Rev. Lett. 2019. V. 123, No. 12. P. 121801; arXiv:1906.00176.
36. *Cortina Gil E. et al. (NA62 Collab.)*. Search for Production of an Invisible Dark Photon in π^0 Decays // JHEP. 2019. V. 05. P. 182; arXiv:1903.08767.
37. *Lees J.P. et al. (BaBar Collab.)*. Search for Invisible Decays of a Dark Photon Produced in e^+e^- Collisions at BaBar // Phys. Rev. Lett. 2017. V. 119, No. 13. P. 131804; arXiv:1702.03327.
38. *Davoudiasl H., Lee H.S., Marciano W.J.* Muon $g-2$, Rare Kaon Decays, and Parity Violation from Dark Bosons // Phys. Rev. D. 2014. V. 89, No. 9. P. 095006; arXiv:1402.3620 [hep-ph].
39. *Essig R., Mardon J., Papucci M., Volansky T., Zhong Y.M.* Constraining Light Dark Matter with Low-Energy e^+e^- Colliders // JHEP. 2013. V. 11. P. 167; arXiv:1309.5084 [hep-ph].
40. *Adler S. et al. (E787 Collab.)*. Further Evidence for the Decay $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. P. 041803; arXiv:hep-ex/0111091.
41. *Artamonov A.V. et al. (BNL-E949 Collab.)*. Study of the Decay $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\bar{\nu}$ in the Momentum Region $140 < P_\pi < 199$ MeV/c // Phys. Rev. D. 2009. V. 79. P. 092004; arXiv:hep-ex/0903.0030.
42. *Bennett G.W. et al. (Muon $g-2$ Collab.)*. Final Report of the Muon E821 Anomalous Magnetic Moment Measurement at BNL // Phys. Rev. D. 2006. V. 73. P. 072003; arXiv:hep-ex/0602035.

Получено 27 октября 2022 г.