

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК
(ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Калашников Дмитрий

**Коллайдерные эксперименты как окно в
новую физику: предсказания для легких
частиц**

1.3.3 —
теоретическая физика

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
доктор физ.-мат. наук, чл.-корр. РАН
Горбунов Д.С.

Москва — 2025

Оглавление

Оглавление	2
Введение	4
1 Сигнал сголдстино на FASER	12
1.1 Модель сголдстино	13
1.1.1 Распады сголдстино	14
1.1.2 Распады мезонов в сголдстино	20
1.2 Поток сголдстино на FASER	26
1.2.1 Прямое рождение сголдстино в протонных столкновениях	29
1.2.2 Рождение сголдстино в процессе Примакова	31
1.2.3 Сголдстино в распадах мезонов	32
1.3 Чувствительность FASER к параметрам модели .	37
1.3.1 Сигнатура: пара фотонов	38
1.3.2 Сигнатура: пара лептонов	44
1.3.3 Сигнатура: пара мезонов	49
1.3.4 Чувствительность к псевдоскалярным сголд- стино.	54
1.4 Заключение по главе	63
2 Поиск частиц скрытого сектора на $c - \tau$ фабриках	65
2.1 Ожидаемый фон	66
2.2 Темный фотон	72
2.3 Миллизаряженные частицы	77

2.3.1	Поиски с недостающей энергией	77
2.3.2	Прямые поиски	78
2.4	Z' бозон	88
2.5	Нейтральный (псевдо)скалярный бозон	93
2.6	Заключение по главе	98
3	Частицы скрытого сектора на NICA	102
3.1	Сигнатура	103
3.2	Модели с темным фотоном	105
3.3	Модели с (псевдо)скалярными частицами	109
3.4	Заключение по главе	113
	Заключение	116
	Список литературы	118

Введение

Актуальность работы

Более пятидесяти лет прошло с момента формирования Стандартной модели физики элементарных частиц. Однако, несмотря на её впечатляющие успехи и обнаружение предсказанного бозона Хиггса, остается ряд проблем, нерешенных в Стандартной модели. Пока не удаётся дать ответы на многие вопросы: природа темной материи и темной энергии, осцилляции нейтрино, барионная асимметрия и другие. Таким образом, несмотря на экспериментальное подтверждение предсказаний Стандартной модели, она рассматривается скорее как приближение некоторой более полной теории.

В стремлении раскрыть суть явлений, выходящих за пределы Стандартной модели, научным сообществом было разработано множество теорий, предполагающих существование новых частиц. Среди таких теорий: суперсимметрия [1, 2, 3, 4, 5], модели со скрытыми секторами [6, 7], стерильные нейтрино [8, 9] и множество других моделей. Эти направления, объединённые под общим названием новая физика, нацелены на решение существующих задач, оставаясь в рамках уже подтверждённых экспериментально предсказаний Стандартной модели. Сколь убедительной ни казалась бы теоретическая модель на бумаге, она требует экспериментального подтверждения. Таким подтверждением могут служить различные наблюдаемые: от спектров излучения астрономических объектов до непосредственного открытия частиц, принадлежащих модели новой физики.

Многочисленные экспериментальные проекты, включая FASER [10], STCF [11], SCTF [12], MATHUSLA [13], были специально разработаны для поиска явлений новой физики. Они различаются по своей конструкции, типам и расположению детекторов, источникам частиц и энергетическим характеристикам столкновений, что в совокупности позволяет охватить обширный диапазон моделей новой физики. Важной задачей перед началом экспериментальных поисков является определение ожидаемых сигналов от новой физики, что достигается посредством феноменологических расчётов. Эти расчёты позволяют предсказать вероятное количество событий, связанных с новыми частицами, оценить фоновые процессы и определить область параметров модели, которую можно исследовать. Именно таким расчётам и посвящена данная диссертационная работа.

Цель работы

Целью данной работы является исследование чувствительности экспериментов к различным моделям новой физики: минимальному суперсимметричному расширению Стандартной модели, частицам, подобным аксионам, скрытому сектору, в том числе модели с миллизаряженными частицами. Также ставится задача установления ограничений на параметры этих моделей.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **Задачи**:

1. Оценка чувствительности проектов FASER-I и FASER-II к минимальному суперсимметричному расширению Стандартной модели, включающему частицы сголдстино.
2. Оценка чувствительности проектов SCTF и STCF к моделям скрытого сектора, включающим тёмный фотон, миллизаряженные частицы, аксионоподобные частицы и Z' -бозон.
3. Оценка чувствительности проекта NICA MPD к моделям

скрытого сектора, включающим тёмный фотон и аксионоподобные частицы.

Методы исследования

Для достижения целей исследования были применены как численные, так и аналитические подходы в рамках квантовой теории поля. Численные методы включали расчёты сечений столкновений, а также анализ сигнала и фона. Аналитические методы были направлены на вывод, где это возможно, точных аналитических формул для описания вероятностей различных процессов. В исследовании активно использовались как программное обеспечение и библиотеки с открытым исходным кодом, так и разработанные автором программы и алгоритмы, что позволило более детально проанализировать и интерпретировать данные.

Теоретическая и практическая значимость

Результаты данного исследования обладают значительной теоретической и практической значимостью в области физики элементарных частиц и космологии, поскольку позволяют оценить перспективы поиска новой физики за пределами Стандартной модели. Экспериментальные поиски создают возможности для открытия новых фундаментальных частиц и взаимодействий. И даже если результаты оказываются отрицательными, то уточняются или исключаются определённые теоретические модели, что предоставляет ценную информацию для дальнейших разработок.

Научная новизна

1. Впервые проект эксперимента FASER рассматривался как инструмент для поиска легких столдстино. Учитывались особенности геометрии детектора, ее возможности по регистрации частиц. Впервые предложены различные варианты сигналов для поиска легких столдстино на FASER-I и FASER-II.

2. Изучены перспективы проектов электрон-позитронных коллайдеров: STCF в Китае и SCTF в России, по проверке моделей новой физики с тёмным фотоном, аксионоподобной частицей, миллизаряженными частицами и Z' -бозонами. Впервые учитывались возможность проекта ускорительного комплекса по изменению поляризации электронного пучка и сканированию по энергии столкновений. Также впервые был предложен способ прямых поисков миллизаряженных частиц на проектах STCF и SCTF.
3. Впервые предложен механизм поиска частиц новой физики на проекте NICA MPD, использующий возможности внутреннего трекера по определению вторичных вершин. Установлено, что область параметров моделей, включающих темные фотоны и аксионоподобные частицы, которая может быть исследована на NICA MPD, не закрыта предыдущими экспериментами.

Положения, выносимые на защиту

1. Определены области чувствительности проектов экспериментов FASER-I и FASER-II на LHC к суперсимметричным моделям с легкими сголдстино. Рассмотрен широкий класс моделей с различными соотношениями параметров. Вычислены темпы прямого рождения сголдстино в столкновениях протонов на коллайдере и темпы рождения в распадах мезонов. Рассмотрены различные варианты сигнала с лептонами, адронами и фотонами в конечном состоянии.
2. Определены области чувствительности проектов STCF и SCTF к моделям со скрытым сектором: модели с тёмным фотоном, миллизаряженными частицами, аксионоподобной частицей, Z' -бозоном. В качестве сигнала выбрана сигнатура с фотоном и потерянной энергией. Для таких собы-

тий вычислен фон и предсказаны ожидаемые ограничения на модели при отсутствии сигнала.

3. Определены перспективы прямого поиска миллизаряженных частиц на проектах SCTF и STCF. Рассматривалось возможное рождение пар частиц на пороге их массы. В таком случае они имеют малую скорость и могут быть заметны в трекаре. Оценен комбинаторный фон и предсказаны ограничения на модель, которые дополняют ограничения, полученные из не прямых поисков.
4. Показано, что NICA MPD является перспективным проектом для поисков новой физики, так как он позволяет исследовать области параметров моделей с темным фотоном и аксионоподобной частицей ещё не закрытых предыдущими экспериментами. В работе показано, что при установке внутреннего трекара, способного к точным измерениям вторичной вершины, можно исключить фоновые процессы и поставить новые ограничения на исследуемые модели.

Степень достоверности и апробация результатов Достоверность результатов диссертационного исследования обуславливается использованием в нем апробированных в научной практике методов теоретической физики, а также их сравнением с уже известными результатами. Все результаты были опубликованы в рецензируемых научных изданиях, а также изложены на семинарах и международных конференциях:

1. 10th International Conference on New Frontiers in Physics (ICNFP 2021). OAC conference center, Колимбари, остров Крит, Греция. Август 2021.
2. International Conference on Quantum Field Theory, High-Energy Physics, and Cosmology. Лаборатория теоретической физики им.Боголюбова, г.Дубна, Россия. Июль 2022.

3. Летняя научная школа "Супер $c - \tau$ фабрика". ИЦФМ, г.Саров, Россия. Июль 2022
4. 55 Зимняя школа ПИЯФ. Зеленый Бор, г.Луга, Россия. Март 2023.
5. Международная конференция по космологии и физике частиц им. В.А.Рубакова. ЕГУ, г.Ереван, Армения. Октябрь 2023.
6. The 2024 International Workshop on Future Tau Charm Facilities (FTCF2024). USTC, г.Хефэй, Китай. Январь 2024.
7. Московская международная школа по физике 2024. Учебный центр ВШЭ "Вороново", с.Вороново, Россия. Февраль-март 2024.
8. Научная сессия секции ядерной физики ОФН РАН. ОИ-ЯИ, Дубна, Россия. Апрель 2024.
9. Международная конференция "QUARKS-2024". Переславль-Залесский, Россия. Май 2024.
10. Конференция, посвященная 100-летию Ефима Фрадкина. ФИАН, Москва, Россия. Сентябрь 2024.

Личный вклад автора

Все результаты, выносимые на защиту, получены лично автором или при его непосредственном участии.

Публикации по теме диссертации

Основные результаты по теме диссертации изложены в 5 печатных изданиях, рекомендованных ВАК.

1. Demidov S., Gorbunov D., Kalashnikov D., Sgoldstino signal at FASER: prospects in searches for supersymmetry. J. High Energ. Phys., 155, 2022.

2. Feng J. L. et al, «The Forward Physics Facility at the High-Luminosity LHC». J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 50 30501, 2023
3. Gorbunov D., Kalashnikov D., «Probing light exotics from a hidden sector at $c\text{-}\tau$ factories with polarized electron beams». Phys. Rev. D 107 15014, 2023.
4. Gorbunov D., Kalashnikov D., Pakhlov P., Uglov T., «On direct observation of millicharged particles at $c\text{-}\tau$ factories and other e^+e^- -colliders». Physics Letters B, 843 138033, 2023.
5. Gorbunov D., Kalashnikov D., «NICA prospects in searches for light exotics from hidden sectors: The cases of hidden photons and axion-like particles». Physics Letters B, 852 138599, 2024.

Прочие публикации:

1. A. Aguilar-Arevalo et al (PIENU Collaboration), «Search for the rare decays $\pi^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\nu\bar{\nu}$ and $\pi^+ \rightarrow e^+\nu_e\nu\bar{\nu}$ ». Phys. Rev. D, 102 012001, 2020.

Объем и структура работы.

Диссертация состоит из введения, трёх глав, заключения. Полный объём диссертации составляет 131 страницу, включая 61 рисунок и 4 таблицы. Список литературы содержит 121 наименование.

Благодарности

Автор выражает особую благодарность Горбунову Дмитрию Сергеевичу за многолетнее руководство, интересные и актуальные задачи, а также за оказанную поддержку и внимание на всех этапах исследования.

Автор выражает благодарность Либанову Максиму Валентиновичу, Демидову Сергею Владимировичу, всем сотрудникам и аспирантам ИЯИ РАН и соавторам за совместную работу и создание творческой атмосферы.

1 Сигнал сголдстино на FASER

Суперсимметрия предлагает естественное решение целому ряду проблем Стандартной модели, например, иерархии калибровочных масштабов [1]. И хотя эксперименты по поиску суперпартнёров не увенчались успехом, суперсимметрия остаётся привлекательной теорией, поддерживаемой струнной теорией [2, 3] и космологическими наблюдениями, предлагая кандидатов на частицы темной материи [4, 5]. В данной работе рассматривалась феноменология суперсимметричных моделей, отличающаяся от классических поисков суперпартнёров, которые могут быть достаточно тяжёлыми и потому недоступными на ЛНС. Вместо этого фокус исследования направлен на частицы из скрытого сектора, возникающие в суперсимметричных теориях. Такие частицы могут быть достаточно лёгкими и рождаться в достаточном количестве в эксперименте.

Модель, которая здесь рассматривается [14, 15, 16, 17], предполагает спонтанное нарушение суперсимметрии и возникновение голдстоуновского супермультиплета. Его компоненты — скалярные сголдстино и фермионы голдстино — могут быть достаточно лёгкими, чтобы рождаться в столкновениях на ЛНС, а их взаимодействие определяется масштабом нарушения суперсимметрии. В данной работе рассматривается феноменология скалярных сголдстино. Они R -чётны, то есть могут распадаться в пару частиц Стандартной модели, и слишком лёгкие, чтобы распадаться в пару суперпартнёров.

Для поисков был выбран эксперимент FASER [18, 19, 10]. Идея эксперимента заключается в том, чтобы расположить де-

тектор на большом расстоянии от точки взаимодействия под малым углом к оси пучка. Таким образом, фон от частиц Стандартной модели исключается. Их поток подавляется взаимодействием в среде и распадами на подлёте к детектору. Сгоддстино же, имея малую ширину распада, обусловленную масштабом нарушения суперсимметрии, способны пролететь все расстояние до детектора и распасться в чувствительном объёме. Источниками сгоддстино на FASER являются прямое рождение в столкновениях протонов через синтез глюонов, эффект Примакова и распады мезонов. Величина массы сгоддстино и параметры модели, которые удастся определить на FASER, прольют свет на детали суперсимметричной модели, если она действительно реализована во Вселенной.

1.1 Модель сгоддстино

Если суперсимметрия существует, то она должна быть спонтанно нарушена. В широком классе моделей это происходит в скрытом секторе, где дополнительная компонента супермультиплета имеет ненулевое вакуумное среднее. Естественно, этот супермультиплет содержит голдстоуновские поля: безмассовый фермион голдстино и скалярное и псевдоскалярное сгоддстино. Сгоддстино могут приобрести массы, определяемые конкретными параметрами модели. В данном исследовании рассматриваются сгоддстино с массами меньше 10 ГэВ.

Взаимодействие сгоддстино с частицами Стандартной модели задается лагранжианом [20]:

$$\mathcal{L} = -\frac{M_{\gamma\gamma}}{2\sqrt{2}F} S F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \frac{M_{\gamma\gamma}}{4\sqrt{2}F} P F_{\mu\nu} F_{\lambda\rho} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} \quad (1.1)$$

$$-\frac{M_3}{2\sqrt{2}F} S G_{\mu\nu}^a G^{\mu\nu a} + \frac{M_3}{4\sqrt{2}F} P G_{\mu\nu}^a G_{\lambda\rho}^a \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho} \quad (1.2)$$

$$-S \frac{v_{AQ} y_{ij}^q}{\sqrt{2}F} \bar{q}_i q_j - P \frac{v_{AQ} y_{ij}^q}{\sqrt{2}F} \bar{q}_i \gamma_5 q_j \quad (1.3)$$

$$-S \frac{v_{Al} y_{ij}^l}{\sqrt{2}F} \bar{l}_i l_j - P \frac{v_{Al} y_{ij}^l}{\sqrt{2}F} \bar{l}_i \gamma_5 l_j, \quad (1.4)$$

где $F_{\mu\nu}$ - тензор электромагнитного поля, $G_{\mu\nu}^a$, $a = 1, \dots, 8$ - тензор поля глюонов, q_i , $i = 1, \dots, 6$ - кварки и l_i , $i = 1, 2, 3$ - лептоны. Параметр нарушения суперсимметрии F имеет размерность массы в квадрате, $M_{\gamma\gamma} \equiv M_1 \cos^2 \theta_W + M_2 \sin^2 \theta_W$, где M_i , $i = 1, 2, 3$ - массы суперпартнеров калибровочных бозонов Стандартной модели. $v = 175$ ГэВ - вакуумное среднее поле Хиггса. Трилинейные константы связи в выражениях (1.3) и (1.4) A_{Qij}^q мы заменяем приближением $A_{Q,l}$, определяя общий масштаб взаимодействия в кварковом и лептонном секторах. Для взаимодействия с нарушением аромата мы используем величину m_{ij} и рассматриваем случаи с сохранением и нарушением аромата отдельно.

1.1.1 Распады сголдстино

Взаимодействие сголдстино со Стандартной моделью открывает различные каналы распадов в легкие частицы Стандартной модели [20, 21, 22, 23, 24]. Ниже представлены выражения для ширин распадов. Распад в лептоны определяется слагаемым (1.4):

$$\Gamma(S(P) \rightarrow ll) = \frac{m_{S(P)} A_l^2 m_l^2}{16\pi F^2} \times \left(1 - \frac{4m_l^2}{m_{S(P)}^2}\right)^{\frac{3}{2}}. \quad (1.5)$$

Распады в пару различных лептонов обычно сильно подавлены. Сголдстино может распасться в пару фотонов (1.1), ширина такого распада:

$$\Gamma(S(P) \rightarrow \gamma\gamma) = R_{S(P)}^\gamma \times \frac{m_{S(P)}^3 M_{\gamma\gamma}^2}{32\pi F^2}. \quad (1.6)$$

Здесь $R_{S(P)}^\gamma$ учитывает зависимость константы взаимодействия в (1.1) от энергетического масштаба [20, 25].

$$R_S^\gamma = \left(\frac{\alpha(M_{\gamma\gamma}) \cdot \beta(\alpha(m_{S(P)}))}{\beta(\alpha(M_{\gamma\gamma})) \cdot \alpha(m_{S(P)})}\right)^2, \quad R_P^\gamma = \left(\frac{\alpha(m_{S(P)})}{\alpha(M_{\gamma\gamma})}\right)^2, \quad (1.7)$$

где $\beta(\alpha)$ - β -функция ренормгруппы КЭД.

Для псевдоскалярных сголдстино возможен распад через смешивание с легкими нейтральными мезонами π^0 и η [20]:

$$\Gamma(P \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \left(\frac{\sqrt{2}\pi\epsilon M_3 f_\pi m_\pi^2}{4\alpha_s(M_3)F} + \frac{B_0 f_\pi}{2F} (m_u - m_d) A_Q \right)^2 \times \frac{1}{(m_P^2 - m_{\pi^0}^2)^2} \times \Gamma_{tot}(\pi^0) \frac{m_P^3}{m_{\pi^0}^3}, \quad (1.8)$$

$$\Gamma(P \rightarrow \eta \rightarrow \gamma\gamma) = \left(\frac{\sqrt{2}\pi M_3 f_\pi m_\eta^2}{4\alpha_s(M_3)F} + \frac{B_0 f_\pi}{2\sqrt{2}F} (m_u + m_d - 2m_s) A_Q \right)^2 \times \frac{1}{(m_P^2 - m_{\eta^0}^2)^2} \times \Gamma_{\gamma\gamma}(\eta) \frac{m_P^3}{m_{\eta^0}^3}, \quad (1.9)$$

где f_π - постоянная распада пиона, $\alpha_s(M_3)$ константа связи сильного взаимодействия, вычисленная на массе глюино, $\Gamma_{tot}(\pi^0)$ полная ширина распада пиона, $\Gamma_{\gamma\gamma}(\eta)$ ширина распада η -мезона в фотоны, $\epsilon \equiv \frac{m_u - m_d}{m_u + m_d}$. Для B_0 использовано значение $B_0 = \frac{M_{K^0}^2}{m_d + m_s} = 5.54$ ГэВ и $m_u = 2.16$ МэВ, $m_d = 4.67$ МэВ, $m_s = 93$ МэВ для масс кварков [26]. Между различными вкладками, уравнения (1.8), (1.9) и (1.6), может быть интерференция. Однако для рассматриваемой области параметров она пренебрежимо мала и не учитывается.

Для сравнительно легких сголдстино ширину распада в пару мезонов можно вычислить, применяя киральную теорию [27, 28]:

$$\Gamma(S \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 2 \times \Gamma(S \rightarrow \pi^0 \pi^0) = \left(\frac{\sqrt{2}(m_S^2 + m_\pi^2)}{9F} \left(\frac{2\pi M_3}{\alpha(M_3)} - A_Q \right) - \frac{m_\pi^2}{\sqrt{2}} \left(\frac{A_Q}{F} + \frac{\sin\theta}{v} \right) \right)^2 \times 2 \frac{1}{32\pi m_S} \times \sqrt{1 - \frac{4m_\pi^2}{m_S^2}}, \quad (1.10)$$

и для каонов

$$\begin{aligned} \Gamma(S \rightarrow K^+ K^-) &= \Gamma(S \rightarrow K^0 \bar{K}^0) = \\ &\left(\frac{\sqrt{2}(m_S^2 + m_K^2)}{9F} \left(\frac{2\pi M_3}{\alpha(M_3)} - A_Q \right) - \frac{m_K^2}{\sqrt{2}} \left(\frac{A_Q}{F} + \frac{\sin\theta}{v} \right) \right)^2 \\ &\times \frac{1}{16\pi m_S} \times \sqrt{1 - \frac{4m_K^2}{m_S^2}}. \end{aligned} \quad (1.11)$$

с углом смешивание между сголдстино и Хиггсом [29]

$$\theta = -\frac{X}{Fm_h^2}, \quad X = 2\mu^3 v \sin 2\beta + \frac{1}{2}v^3(g_1^2 M_1 + g_2^2 M_2) \cos 2\beta. \quad (1.12)$$

Для $m_h = 125$ ГэВ, $\mu = 1$ ТэВ, $\tan \beta = 6$, $g_1 = 0.349$, $g_2 = 0.654$, $M_1 = 100$ ГэВ, $M_2 = 250$ ГэВ, из уравнения (1.12) следует $X \sim 10^{11}$ ГэВ⁴.

Псевдоскалярные сголдстино распадаются в три мезона:

$$\begin{aligned} \Gamma(P \rightarrow 3 \text{ мезона}) &= \\ &\left(\frac{\sqrt{2}\pi\epsilon M_3 f_\pi m_\pi^2}{4\alpha_s(M_3)F} + \frac{B_0 f_\pi}{2F} (m_u - m_d) A_Q \right)^2 \times \frac{\Gamma(\pi^* \rightarrow 3 \text{ мезона})}{(m_P^2 - m_\pi)^2} \\ &+ \left(\frac{\sqrt{2}\pi M_3 f_\pi m_\eta^2}{4\alpha_s(M_3)F} + \frac{B_0 f_\pi}{2\sqrt{2}F} (m_u + m_d - 2m_s) A_Q \right)^2 \\ &\times \frac{\Gamma(\eta^* \rightarrow 3 \text{ мезона})}{(m_P^2 - m_\eta)^2}, \end{aligned} \quad (1.13)$$

Ширины распадов $\Gamma(\pi^* \rightarrow 3 \text{ мезона})$ и $\Gamma(\eta^* \rightarrow 3 \text{ мезона})$ опре-

деляются матричными элементами [30]:

$$\langle \pi^{0*} | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rangle = \frac{2m_\pi^2}{f_\pi^2}, \quad (1.14)$$

$$\langle \pi^{0*} | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \eta \pi^0 \pi^0 \rangle = \frac{2m_\pi^2 \epsilon}{\sqrt{3} f_\pi^2}, \quad (1.15)$$

$$\langle \pi^{0*} | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 \eta \eta \rangle = \frac{2m_\pi^2}{3f_\pi^2}, \quad (1.16)$$

$$\langle \pi^{0*} | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 \pi^+ \pi^- \rangle = \frac{2}{3f_\pi^2} (6p_{\pi^+} p_{\pi^-} + 4m_\pi^2 - p_{\pi^{0*}}^2), \quad (1.17)$$

$$\langle \pi^{0*} | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \eta \pi^+ \pi^- \rangle = \frac{2m_\pi^2 \epsilon}{3\sqrt{3} f_\pi^2}, \quad (1.18)$$

$$\begin{aligned} \langle \pi^{0*} | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 K^+ K^- \rangle = \\ \frac{1}{6f_\pi^2} (6p_{K^+} p_{K^-} - p_{\pi^{0*}}^2 - m_\pi^2 + 5m_K^2), \end{aligned} \quad (1.19)$$

$$\begin{aligned} \langle \pi^{0*} | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 K^0 \bar{K}^0 \rangle = \\ \frac{1}{6f_\pi^2} (6p_{K^0} p_{\bar{K}^0} - p_{\pi^{0*}}^2 - m_\pi^2 + 5m_{\bar{K}^0}^2 + m_\pi(1 - \epsilon)) \end{aligned} \quad (1.20)$$

и для η^*

$$\langle \eta^* | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 \pi^0 \pi^0 \rangle = \frac{2m_\pi^2 \epsilon}{\sqrt{3} f_\pi^2}, \quad (1.21)$$

$$\langle \eta^* | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \eta \pi^0 \pi^0 \rangle = \frac{2m_\pi^2}{3f_\pi^2}, \quad (1.22)$$

$$\langle \eta^* | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 \eta \eta \rangle = \frac{2m_\pi^2}{3f_\pi^2}, \quad (1.23)$$

$$\langle \eta^* | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 \pi^+ \pi^- \rangle = \frac{2m_\pi^2 \epsilon}{3\sqrt{3} f_\pi^2}, \quad (1.24)$$

$$\langle \eta^* | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \eta \pi^+ \pi^- \rangle = \frac{2m_\pi^2}{3f_\pi^2}, \quad (1.25)$$

$$\langle \eta^* | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 K^+ K^- \rangle = \frac{1}{12\sqrt{3}f_\pi^2} (18p_{K^+}p_{K^-} - 3p_{\pi^0}^2 - m_\pi^2 + 10m_K^2), \quad (1.26)$$

$$\langle \eta^* | \mathcal{O}_4^{\pi^0} | \pi^0 K^0 \bar{K}^0 \rangle = \frac{1}{12\sqrt{3}f_\pi^2} (18p_{K^0}p_{\bar{K}^0} - 3p_{\pi^0}^2 - m_\pi^2 + 10m_K^2). \quad (1.27)$$

Для вычисления адронных распадов более тяжелых сголдстино использовались их прямые распады в глюоны и кварки [20, 25]:

$$\Gamma(S(P) \rightarrow gg) = R_{S(P)}^g \times \frac{m_{S(P)}^3 M_3^2}{4\pi F^2}, \quad (1.28)$$

Здесь $R_{S(P)}^g$ фактор аналогичный фактору в (1.7)

$$R_S^g = \left(\frac{\alpha_s(M_3) \cdot \beta(\alpha_s(m_{S(P)}))}{\beta(\alpha_s(M_3)) \cdot \alpha_s(m_{S(P)})} \right)^2, \quad R_P^g = \left(\frac{\alpha_s(m_{S(P)})}{\alpha_s(M_3)} \right)^2. \quad (1.29)$$

Поскольку в рассматриваемой модели все суперпартнёры тяжелее глюино, только частицы Стандартной модели дают вклад в β -функции и бегущие константы КХД и КЭД. Поэтому соответствующие значения R в (1.7) и (1.29) вычисляются в рамках Стандартной модели. Наибольшие поправки возникают из-за зависимости сильной константы связи. Для нескольких значений масс сголдстино зависимость соответствующего фактора представлена на Рис.1.1 Распад сголдстино в пару кварков задаётся аналогичным выражением, как и для лептонов (1.5), при замене масс лептонов на массы кварков. Однако он оказывается подавленным малыми массами кварков по сравнению с распадом в глюоны и не рассматривался в данной работе.

Каждая конкретная мода распада может доминировать при определённой иерархии параметров модели. В случае $M_3 = M_{\gamma\gamma} = A_0$ адронные каналы распада доминируют, если они кинематически разрешены. Если же нет, то доминирует распад в фотоны.

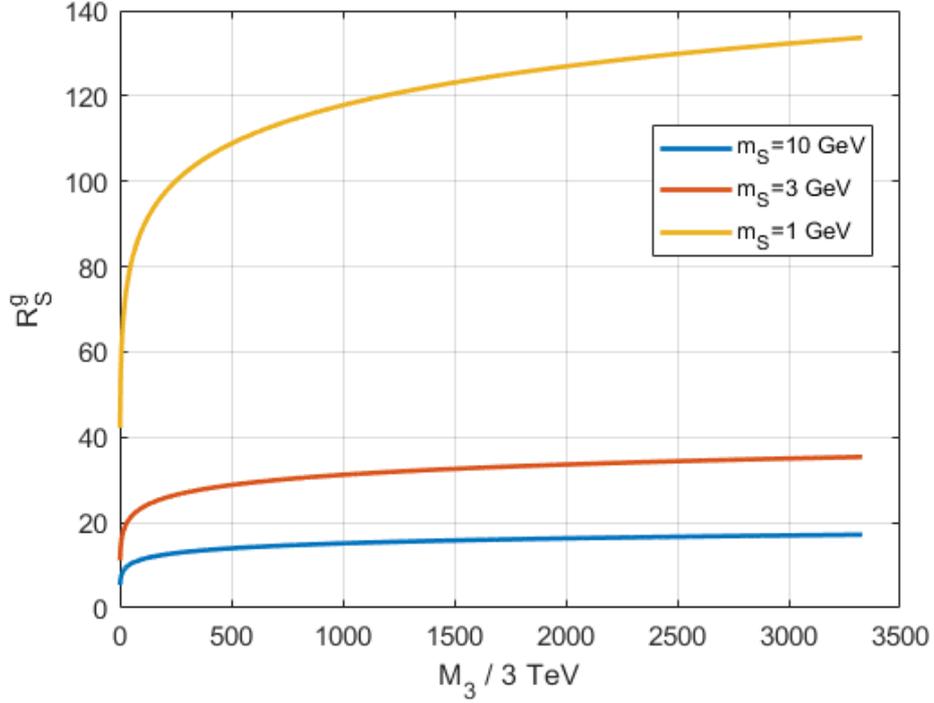


Рис. 1.1: $R_S^g \equiv \left(\frac{\alpha_s(M_3) \cdot \beta(\alpha_s(m_S))}{\beta(\alpha_s(M_3)) \cdot \alpha_s(m_S)} \right)^2$ как функция M_3 для различных значений масс сголдстино.

Для псевдоскалярных сголдстино адронные моды подавлены, пока $m_P \lesssim 1$ ГэВ.

Например, для $m_S = 1$ ГэВ распад в фотоны доминирует,

$$\text{Br}(S \rightarrow \gamma\gamma) \approx 1, \quad \text{если} \quad \frac{M_{\gamma\gamma}}{M_3} > 1000, \quad \frac{M_{\gamma\gamma}}{A_Q} > 0.5, \quad \frac{M_{\gamma\gamma}}{A_l} > 1, \quad (1.30)$$

распады в мезоны доминируют,

$$\text{Br}(S \rightarrow \text{mesons}) \approx 1, \quad \text{когда} \quad \frac{M_3}{M_{\gamma\gamma}} > 0.01, \quad \frac{M_3}{A_l} > 0.0025, \quad (1.31)$$

и доминирует распад в мюоны,

$$\text{Br}(S \rightarrow \mu\mu) \approx 1, \quad \text{для} \quad \frac{A_l}{M_3} > 4000, \quad \frac{A_l}{M_{\gamma\gamma}} > 10, \quad \frac{A_l}{A_Q} > 2. \quad (1.32)$$

Сголдстино с $m_S < 2m_\mu$ распадаются в основном в фотоны, так для $m_S = 100$ МэВ

$$\text{Br}(S \rightarrow \gamma\gamma) \approx 1, \quad \text{если} \quad \frac{M_{\gamma\gamma}}{A_l} > 0.05. \quad (1.33)$$

В расчетах адронные каналы распада вычислялись через распад в глюоны для $m_{S(P)} > 1.5$ ГэВ.

Парциальные ширины распадов скалярных сголдстино представлены на Рис.1.2

1.1.2 Распады мезонов в сголдстино

Мезоны, рождённые в протонных столкновениях, могут распадаться в сголдстино, если это разрешено кинематически. В данной работе рассматривается модель, в которой взаимодействие сголдстино с кварками сохраняет чётность, поэтому существует разница между случаями скалярного и псевдоскалярного сголдстино. Большинство интересных мод рождения сголдстино рассмотрено в [20, 24].

Мезоны могут распадаться в сголдстино благодаря взаимодействию с кварками. Такие распады могут происходить как с сохранением аромата — например, распады векторных кваркониев, так и с нарушением аромата через слабое взаимодействие (заряженные токи).

К кваркониям относятся ρ^0 , ϕ , ω , J/ψ , Υ и др. Они распадаются на сголдстино и фотон согласно диаграммам на Рис.1.3

Соответствующие парциальные ширины можно вычислить по формулам [20]

$$\frac{\Gamma(V \rightarrow P(S)\gamma)}{\Gamma(V \rightarrow \gamma \rightarrow e^+e^-)} = \frac{M_V^2 (A_Q \pm M_{\gamma\gamma} R_{P(S)}^\gamma)^2}{16\pi\alpha F^2}, \quad (1.34)$$

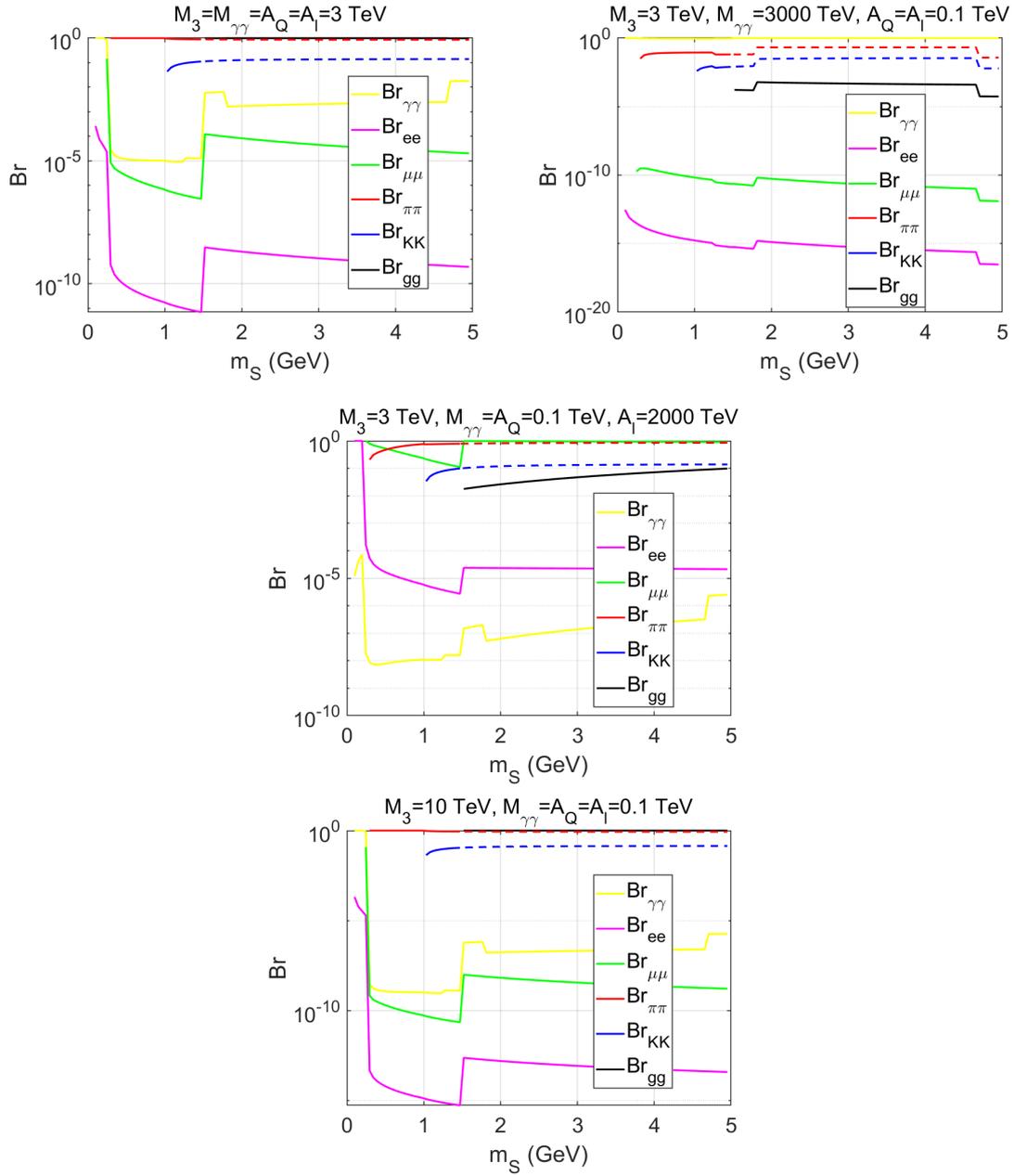


Рис. 1.2: Парциальные ширины скалярных сголдстино $S \rightarrow ee, \mu\mu, \gamma\gamma, \pi\pi, KK$ для заданных параметров модели. Для $m_S > 1.5$ ГэВ ширина распада в адроны равнялась ширине распада в глюоны.

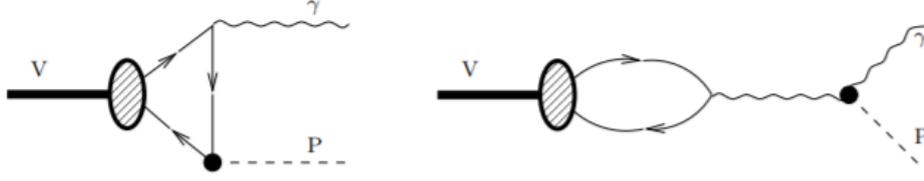


Рис. 1.3: Диаграммы Фейнмана рождения псевдоскалярных сголдстино P в распадах векторных мезонов V . Такие же диаграммы описывают рождение скалярных сголдстино.

где '−' соответствует псевдоскалярному сголдстино, а '+' – скалярному сголдстино. α - постоянная тонкой структуры.

Распады мезонов других ароматов в сголдстино происходят через петлевые диаграммы с виртуальным W -бозоном. Сголдстино рождаются во взаимодействии с кварками в петле или через смешивание с бозоном Хиггса, связанным с тем же кварком. В обоих случаях наибольший вклад дают диаграммы с t -кварком в петле. Диаграммы, отвечающие распадам b -мезонов в странные мезоны, изображены на Рис.1.4. Парциальные ширины таких распадов равны [24]:

$$\text{Br}(B \rightarrow X_s S) = 0.3 \times \left(\frac{m_t}{m_W} \right)^2 \times \left(1 - \frac{m_S^2}{m_b^2} \right)^2 \times \left(\frac{A_Q v}{F} + \theta \right)^2. \quad (1.35)$$

В рассматриваемой модели смешивание с Хиггсом доминирует вплоть до $A_Q \approx 10$ ТэВ.

Аналогично в сголдстино могут распадаться странные и очарованные мезоны:

$$\text{Br}(K^+ \rightarrow \pi^+ S) = 1.3 \cdot 10^{-3} \times \frac{2|\bar{p}_S|}{m_K} \times \left(\frac{A_Q v}{F} + \theta \right)^2, \quad (1.36)$$

$$\text{Br}(K_L \rightarrow \pi^0 S) = 5.5 \cdot 10^{-3} \times \frac{2|\bar{p}_S|}{m_K} \times \left(\frac{A_Q v}{F} + \theta \right)^2, \quad (1.37)$$

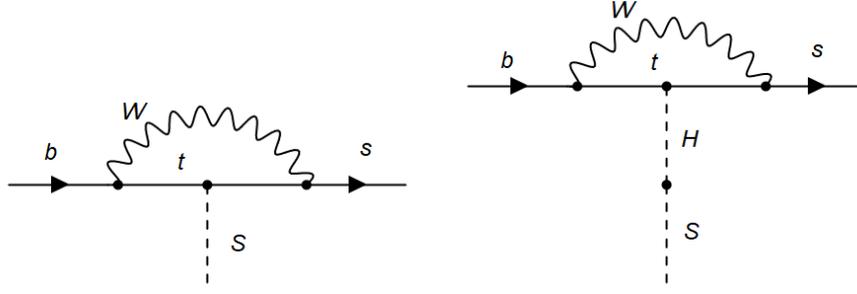


Рис. 1.4: Диаграммы Фейнмана для распада мезонов в сголдстино с нарушением аромата через сохраняющее аромат взаимодействие сголдстино с кварками. На левом рисунке – диаграммы рождения сголдстино через взаимодействие сголдстино с кварками. На правом рисунке – диаграммы с сголдстино-Хиггс смешиванием.

где импульс сголдстино p_S равен

$$|\bar{p}_S| = \frac{1}{2M_K} \sqrt{\left((M_K - m_S)^2 - M_\pi^2 \right) \left((M_K + m_S)^2 - M_\pi^2 \right)}.$$

Аналогичные распады K_s значительно слабее. Наибольший вклад от распадов очарованных мезонов следует из древесной диаграммы, где сголдстино испускается из входящего кварка. Парциальная ширина такого распада равна:

$$\text{Br}(D \rightarrow e\nu S) = 5.7 \cdot 10^{-9} \times \left(\frac{A_{Qv}}{F} + \theta \right)^2 \times f \left(\frac{m_S^2}{m_D^2} \right), \quad (1.38)$$

где

$$f(z) = (1 - 8z + z^2)(1 - z^2) - 12z^2 \ln z.$$

Кроме того, диаграммы на Рис.1.4 также описывают распад $\eta \rightarrow \pi^0 S$ с парциальной шириной

$$\text{Br}(\eta \rightarrow \pi^0 S) = 10^{-6} \times \frac{2|\bar{p}_S|}{m_\eta} \times \left(\frac{A_{Qv}}{F} + \theta \right)^2. \quad (1.39)$$

Для псевдоскалярных сголдстино эффективный лагранжиан, описывающий переходы b в s выражается, пренебрегая вкладом порядка m_s/m_b , следующим образом [31, 32]

$$\mathcal{L} = h_{sb}^R P \bar{s}_L b_R + \text{h.c.}, \quad (1.40)$$

где

$$h_{sb}^R = \frac{\alpha m_b m_t^2 A}{4\pi m_W^2 \sin^2 \theta_W F} V_{tb} V_{ts}^* \log \frac{\Lambda^2}{m_t^2}. \quad (1.41)$$

Здесь Λ - масштаб новой физики, который в данной модели может быть выбран равным \sqrt{F} . Ширины соответствующих распадов B -мезонов:

$$\begin{aligned} \Gamma(B \rightarrow KP) &= \frac{|h_{sb}^R|^2}{64\pi m_B^3} \lambda(m_B^2, m_K^2, m_P^2) \left| f_0^{B_0}(m_P^2) \right|^2 \\ &\times \left(\frac{m_B^2 - m_K^2}{m_b - m_s} \right)^2, \end{aligned} \quad (1.42)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(B \rightarrow K^*P) &= \frac{|h_{sb}^R|^2}{64\pi m_B^3} \lambda^3(m_B^2, m_K^2, m_P^2) \\ &\times \left| A_0^{B_0}(m_P^2) \right|^2 \frac{1}{(m_b + m_s)^2}, \end{aligned} \quad (1.43)$$

где

$$\lambda(x, y, z) \equiv \sqrt{(x - y - z)^2 - 4yz}, \quad (1.44)$$

$$f_0^{B_0}(q^2) = \frac{0.33}{1 - \frac{q^2}{38\Gamma_{\Delta B^2}}}, \quad (1.45)$$

$$A_0^{B_0}(q^2) = \frac{1.36}{1 - \frac{q^2}{28\Gamma_{\Delta B^2}}} - \frac{0.99}{1 - \frac{q^2}{37\Gamma_{\Delta B^2}}}. \quad (1.46)$$

Константы взаимодействия сголдстино с нарушением аромата пропорциональны недиагональным элементам массовой матрицы скварков. Мы приближенно записываем эти слагаемые как

$$A_Q v y_{ij}^q \equiv m_{ij}^{2LR}.$$

Столдстино не заряжен электрически, поэтому взаимодействие включает либо два верхних, либо два нижних кварка.

Наиболее перспективными оказываются распады долгоживущих мезонов. Псевдоскалярный мезон распадается на более легкий мезон X и столдстино с шириной

$$\begin{aligned} \Gamma(M \rightarrow XS) = & F_{M \rightarrow X}^2 \left(\frac{m_M^2 - m_X^2}{m_{q_i} - m_{q_j}} \right)^2 \\ & \times \frac{\lambda(m_M^2, m_X^2, m_S^2) m_{q_{ij}}^{LR4}}{32\pi^2 m_M^3 F^2}. \end{aligned} \quad (1.47)$$

Здесь m_{q_i} - масса кварка $F_{M \rightarrow X}$ - безразмерный формфактор, который может быть вычислен для разных мезонов по формулами из работы [33]:

$$F_{M \rightarrow X}(0) = \frac{F_{D \rightarrow X}(0) \times m_D^{3/2}}{m_M^{3/2}}, \quad (1.48)$$

$$F_{M \rightarrow X}(m_S^2) = \frac{F_{M \rightarrow X}(0)}{\left(1 - \frac{m_S^2}{m_{M^*}^2}\right) \left(1 - \frac{\tilde{\alpha} m_S^2}{m_{M^*}^2}\right)}. \quad (1.49)$$

Выражение (1.49) включает полюс по массе первого возбужденного состояния мезона m_{M^*} и второй полюс при $\tilde{\alpha} m_{M^*}$, где безразмерный формфактор $\tilde{\alpha}$ учитывает вклады высших резонансов. Используя (1.47) можно получить соответствующие ширины распадов $D_s \rightarrow KS$, $K_s \rightarrow \pi S$ и $\eta' \rightarrow KS$

$$\begin{aligned} \Gamma(D_s \rightarrow KS) = & F_{D_s \rightarrow K}^2 \left(\frac{m_{D_s}^2 - m_K^2}{m_c - m_u} \right)^2 \\ & \times \frac{\lambda(m_{D_s}^2, m_K^2, m_S^2) m_{U12}^{LR4}}{32\pi^2 m_{D_s}^3 F^2}, \end{aligned} \quad (1.50)$$

$$\begin{aligned} \Gamma(K_s \rightarrow \pi S) = & F_{K_s \rightarrow \pi}^2 \left(\frac{m_{K_s}^2 - m_\pi^2}{m_s - m_d} \right)^2 \\ & \times \frac{\lambda(m_{K_s}^2, m_\pi^2, m_S^2) (m_{D21}^{LR2} + m_{D12}^{LR2})^2}{16\pi^2 m_{K_s}^3 F^2}, \end{aligned} \quad (1.51)$$

$$\Gamma(\eta' \rightarrow KS) = F_{\eta' \rightarrow K}^2 \left(\frac{m_{\eta'}^2 - m_K^2}{m_s - m_d} \right)^2 \frac{\lambda(m_{\eta'}^2, m_K^2, m_S^2) m_{D12}^{LR4}}{48\pi^2 m_{\eta'}^3 F^2}. \quad (1.52)$$

Предыдущие исследование распадов мезонов накладывают определенный ограничения на модели сголдстино. Сводка этих ограничений представлена в Табл. 1.1. В данной работе рас-

	$S \rightarrow \mu^+ \mu^-$	$S \rightarrow \gamma\gamma$	$S \rightarrow mesons$ ($2\pi^0, \pi^+ \pi^-, K^+ K^-, K^0 \bar{K}^0$)
$\text{Br}(B \rightarrow X_s S)$	$2 \cdot 10^{-10}$	–	10^{-6}
$\text{Br}(D \rightarrow X_s S)$	$4.3 \cdot 10^{-6}$	–	10^{-6}
$\text{Br}(\eta \rightarrow \pi S)$	$5 \cdot 10^{-6}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-3}$
$\text{Br}(K \rightarrow \pi S)$	$1.5 \cdot 10^{-9}$	$1.3 \cdot 10^{-8}$	10^{-7}

Таблица 1.1: Верхние ограничения на парциальные ширины распадов мезонов в сголдстино [20, 26, 34, 35].

смаывается область параметров модели, соответствующая разрешенным областям из Табл. 1.1. Как правило, эти ограничения устанавливают верхний предел на недиагональные элементы массовой матрицы сфермионов.

1.2 Поток сголдстино на FASER

Эксперимент FASER был предложен и вскоре одобрен для установки на LHC. Его расположили в техническом тоннеле на расстоянии $L_{min} = 480$ м от точки столкновения протонов в детекторе ATLAS. В текущем расписании работы эксперимента планируется две стадии. Первая соответствует работе LHC Run-3 и называется FASER-I, вторая HL-LHC и называется FASER-II. Кроме увеличенной статистики на втором этапе (150 фб^{-1} и 3000 фб^{-1}) детекторы будут отличаться геометрией. Оба детектора имеют цилиндрическую форму чувствительного объема, однако детектор FASER-II будет иметь больший радиус, $R = 1$

м против $R = 0.1$ м, и большую длину $\Delta L = 5$ м против $\Delta L = 1.5$ м. Из точки взаимодействия детектор будет виден под углом $\Theta = 2R/L_{min} \approx 4.2 \times 10^{-4}$ (4.2×10^{-3} для FASER-II). Важные для данной работы параметры эксперимента собраны в Табл. 1.2.

	FASER-I	FASER-II
L_{min}	480 m	480 m
L_{max}	481.5 m	485 m
R	0.1 m	1 m
Θ	0.00042	0.0042
L	150 fb^{-1}	3000 fb^{-1}

Таблица 1.2: Геометрические параметры FASER-I и FASER-II [10].

Детекторная система FASER подробно описана в работе [10]. Эксперимент оснащён системами для определения фотонов и заряженных частиц. Определение фотонов и их энергии осуществляется по электромагнитным ливням в свинце, которые они создают. Заряженные частицы детектируются с помощью магнитов, трековой системы и электромагнитного калориметра. Также FASER оснащён вето-системой, с помощью которой исключаются входящие извне заряженные частицы.

Сголдстино могут быть задетектированы на FASER, если они распадутся в чувствительном объеме детектора в пару заряженных частиц или фотонов. Вероятность релятивистской частицы с гамма-фактором γ и временем жизни τ пролететь расстояние L равно $P = e^{-L/(\tau\gamma)}$. Сголдстино должны достичь детектора и распасться внутри его объема. Вероятность такого события для сголдстино, рожденных напрямую в pp -столкновениях или в распадах короткоживущих мезонов равна

$$P_p = e^{-L_{min}/(\tau\gamma)} - e^{-L_{max}/(\tau\gamma)} . \quad (1.53)$$

Для сголдстино, рожденных в распадах долгоживущих мезонов, пролетевших расстояние l перед тем как произвести сголдстино, вероятность равна

$$P_{np} = e^{-(L_{min}-l)/(\tau\gamma)} - e^{-(L_{max}-l)/(\tau\gamma)} = P_p \times e^{l/(\tau\gamma)}. \quad (1.54)$$

Только сголдстино со средней длиной пробега $d \sim L$ или больше долетают до детектора, поэтому $d \gg \Delta L$. В этом случае формулы упрощаются

$$P_p = e^{-L_{min}/(\tau\gamma)} \times \frac{L_{max} - L_{min}}{\tau\gamma} \quad (1.55)$$

$$P_{np} = e^{-(L_{min}-l)/(\tau\gamma)} \times \frac{L_{max} - L_{min}}{\tau\gamma}.$$

Наиболее оптимальным является случай, где длина пробега сголдстино равна расстоянию до детектора, $d \approx 500$ м. Это предполагает $1/\tau \simeq 10^{-15} - 10^{-14}$ ГэВ для характерных $\gamma = 30 - 300$.

Рассматриваются три основных способа рождения сголдстино. Первый — рождение в прямом pp -столкновении, которое определяется в основном взаимодействием сголдстино с глюонами (1.2). Для оценки этого вклада необходимо знать распределение сголдстино по энергии и углу, чтобы определить, какие траектории пересекут детектор. Второй — рождение сголдстино в распадах короткоживущих мезонов. Как и в случае прямого рождения, сголдстино появляются в точке взаимодействия, однако их распределение зависит от импульсов первичных мезонов. И третий — распады долгоживущих мезонов. Здесь, в отличие от второго случая, сголдстино рождаются на некотором макроскопическом расстоянии от точки столкновения протонов, что тоже необходимо учитывать. Также был учтён вклад от высокоэнергичных фотонов, вылетающих под малыми углами в направлении детектора. Такие фотоны могут создавать сголдстино в эффекте Примакова. Этот процесс интересен только в моделях, где доминирует взаимодействие сголдстино с фотонами.

1.2.1 Прямое рождение сголдстино в протонных столкновениях

Сголдстино могут рождаться напрямую в процессах слияния глюонов (1.2). Этот процесс аналогичен рождению Хиггса в Стандартной модели в пределе точечного взаимодействия Хиггса с глюонами. Для вычисления темпа рождения сголдстино был использован пакет HIGLU [36] для вычисления сечения рождения сголдстино в pp -столкновениях при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ на уровне NNLO в КХД, с использованием NNPDF3.1 [37] для партонных распределений. Масштаб ренормгруппы был установлен равным массе сголдстино. Были получены сечения рождения сголдстино разных масс при $M_3 = 3$ ТэВ и $\sqrt{F} = 10$ ТэВ; они показаны на Рис. 1.5 Сечение для других значений параметров

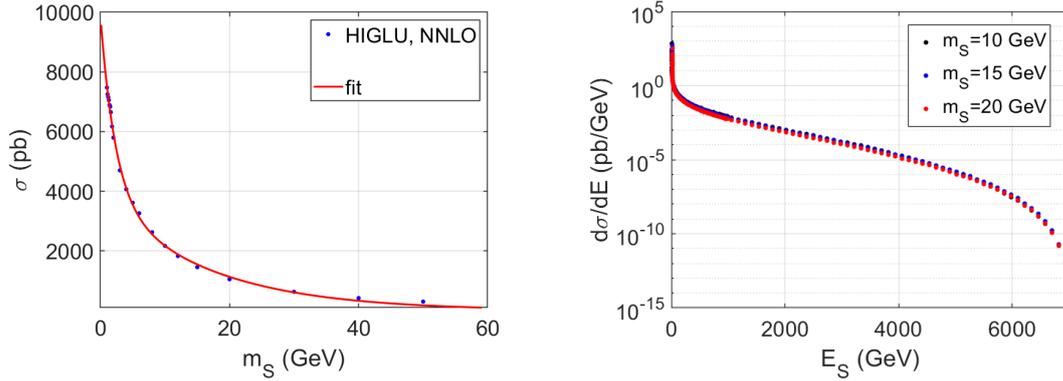


Рис. 1.5: Левый рисунок: Сечение рождения сголдстино в процессе синтеза глюонов, вычисленное при $\sqrt{s} = 14$ ТэВ, $M_3 = 3$ ТэВ и $\sqrt{F} = 10$ ТэВ. Правый рисунок: Дифференциальное сечение как функция энергии сголдстино E_S для разных значений массы m_S .

модели получается перемасштабированием согласно формулам

(1.2) и (1.28), (1.29):

$$\begin{aligned} \sigma(M_3, \sqrt{F}) &= \sigma(3 \text{ ТэВ}, 10 \text{ ТэВ}) \\ &\times \left(\frac{\alpha_s(M_3) \cdot \beta(\alpha_s(3 \text{ ТэВ}))}{\beta(\alpha_s(M_3)) \cdot \alpha_s(3 \text{ ТэВ})} \right)^2 \left(\frac{10 \text{ ТэВ}}{\sqrt{F}} \right)^4 \left(\frac{M_3}{3 \text{ ТэВ}} \right)^2. \end{aligned} \quad (1.56)$$

Распределение сголдстино по энергии оценивается фитом спектра, полученного с помощью CompHEP package [38, 39]. Они представлены на Рис. 1.5:

$$\sigma^{-1} \times \frac{d\sigma}{dp} = \frac{0.21}{1 \text{ ТэВ}} \left(1 - 4.76 \times 10^{-4} \times \left(\frac{p^2 + m_S^2}{1 \text{ ТэВ}^2} \right)^{0.15487} \right)^{2.204 \cdot 10^3}. \quad (1.57)$$

Чтобы оценить рождение сголдстино с массами меньше 1 ГэВ полученные фиты были экстраполированы следующей формулой:

$$\sigma(m_S) = 6 \text{ нб} \times e^{-0.43 \frac{m_S}{1 \text{ ТэВ}}} + 3.9 \text{ нб} \times e^{-0.062 \frac{m_S}{1 \text{ ТэВ}}}. \quad (1.58)$$

Результат представлен красной линией на Рис. 1.5.

Чтобы учесть распределение сголдстино по поперечному импульсу p_T были использованы распределения мезонов, полученные в EPOS генераторе [40, 41].

$$f_S(p_T) dp_T = \frac{\bar{\alpha}^2 p_T dp_T}{\Lambda^2 + m_S^2} \times e^{-\frac{\bar{\alpha} p_T}{\sqrt{\Lambda^2 + m_S^2}}}, \quad (1.59)$$

где $\Lambda = 100 \text{ МэВ}$ для КХД масштаба и $\bar{\alpha} = 1.3$, согласно результатам моделирования в пакете Cosmic Ray Monte Carlo (CRMC) [40, 41, 42].

Для обнаружения необходимо, чтобы сголдстино пролетело через детектор, поэтому их отклонение от оси пучка должно быть меньше углового размера детектора

$$\frac{p_T}{p} < \frac{\Theta}{2}. \quad (1.60)$$

Все сголдстино, удовлетворяющие этому условию, дают вклад в сигнал на FASER. Количество событий в случае прямого рождения сголдстино и интегральной светимостью ЛНС L определяется по формуле:

$$N_S^{direct} = L \times \int_0^{\sqrt{s}} dp \frac{d\sigma(pp \rightarrow S)}{dp} \int_0^{\frac{1}{2}\Theta_p} f_S(p_T) dp_T \times P_p(p). \quad (1.61)$$

При малых значениях Q и x процессы с испусканием глюонов и кварков в конечном состоянии приводят к большим вычислительным погрешностям. Но так как в таких процессах сголдстино рождаются с малыми скоростями, то сигнал оказывается экспоненциально подавлен малой длиной пробега сголдстино, см.(1.55). Таким образом, вклад процессов с малыми значениями Q и x подавлен. Более того, сигнал пропорционален отношению $\frac{M_{soft,1}^2 M_{soft,2}^2}{F^4}$, где $M_{soft,1}$ и $M_{soft,2}$ – мягкие параметры нарушения суперсимметрии в модели со сголдстино. Следовательно, погрешность в два порядка в определении количества событий приведет к погрешности порядка единицы для параметров m_s и \sqrt{F} . По этим причинам такие процессы не рассматривались.

1.2.2 Рождение сголдстино в процессе Примакова

Другим источником сголдстино на FASER является неупругое рассеяние фотонов на ядрах, процесс Примакова. Его роль для аксионоподобных частиц описана в работах [43]. Используя ту же методику, можно получить дифференциальные сечения

$$\frac{d\sigma_{Pr}}{d\theta_{P\gamma}} = \frac{M_{\gamma\gamma}^2}{2F^2} \alpha Z_{nuc}^2 F(t)^2 \frac{p_P^2 \sin^3(\theta_{P\gamma})}{t^2}, \quad (1.62)$$

где $t = -(p_P - p_\gamma)^2$ и

$$F(t) = \begin{cases} \frac{a^2 t}{1+a^2 t} & t < 7.39 m_e^2 \\ \frac{1}{1+t/d} & t > 7.39 m_e^2 \end{cases}, \quad (1.63)$$

где $a = 111 Z_{nuc}^{-1/3} / m_e$, $d = 0.164 A_{nuc}^{-2/3} \text{ ГэВ}^2$, $Z_{nuc} = 26$, $A_{nuc} = 56$.

Такие же формулы применимы и для псевдоскалярных сголдстино.

1.2.3 Сголдстино в распадах мезонов

Априори, самым надёжным источником сголдстино являются долгоживущие мезоны, так как их парциальные ширины в сголдстино заметно больше парциальных ширин короткоживущих мезонов. Однако в случае эксперимента ATLAS область детектора, свободная от вещества, мала. При взаимодействии мезонов с материалом они значительно отклоняются, уменьшая вероятность попадания сголдстино в область детектора.

Рассмотрим сперва короткоживущие мезоны. Пусть родительский мезон характеризуется массой m , поперечным импульсом p_T и продольным импульсом p_L . Тогда удобно определить дополнительные кинематические параметры, такие как поперечная масса m_T , быстрота y , полярный угол θ и гамма-фактор γ , обычным способом:

$$\begin{aligned} m_T &\equiv \sqrt{m^2 + p_T^2}, & E &\equiv m_T \cdot \cosh y, & p_L &\equiv m_T \cdot \sinh y, \\ p &\equiv \sqrt{E^2 - m^2}, & \gamma &\equiv \frac{E}{m}, & \Gamma &\equiv \frac{p}{m}, & \tan \theta &\equiv \frac{p_T}{p_L}. \end{aligned} \quad (1.64)$$

Импульс сголдстино можно описать модулем импульса p_{S_0} , полярным углом A и азимутальным углом ϕ относительно оси, направленной вдоль импульса родительского мезона. В частности, для распада мезона на две частицы, где вторая частица безмассовая, например, фотон, можно получить следующие

формулы:

$$p_{S_0} = \frac{m^2 - m_S^2}{2m}, \quad E_{S_0} = \sqrt{p_{S_0}^2 + m_S^2}. \quad (1.65)$$

Тогда, выполняя буст против импульса мезона, можно получить кинематические параметры сгоддстино в системе покоя сталкивающихся протонов,

$$p_{S_{1z}} = \Gamma \cdot E_{S_0} + \gamma \cdot p_{S_0} \cos A, \quad E_{S_1} = \Gamma \cdot p_{S_0} \cos A + \gamma \cdot E_{S_0}, \quad (1.66)$$

$$p_{S_{1T}} = p_{S_0} \cdot \sin A, \quad p_{S_1} = \sqrt{p_{S_{1T}}^2 + p_{S_{1z}}^2}, \quad (1.67)$$

$$\tan \theta' \equiv \frac{p_{S_{1T}}}{p_{S_z}}. \quad (1.68)$$

Эта система находится под углом θ к лабораторной системе, а траектория сгоддстино направлена под углом θ' к оси пучка. Таким образом, сгоддстино направлены в круглую область в плоскости, перпендикулярной оси пучка, как изображено на Рис. 1.6. Размер сегмента пропорционален дистанции L_{min} между детектором FASER и точкой столкновения протонов,

$$R_2 = L_{min} \times \tan \theta', \quad h = L_{min} \times \tan \theta, \quad (1.69)$$

и они связаны с азимутальным углом $\Delta\varphi$ по формуле

$$R_2 \sin \frac{\Delta\varphi}{2} = \frac{2\sqrt{p(p-R)(p-R_2)(p-h)}}{h}, \quad (1.70)$$

где $2p \equiv R + R_2 + h$.

Траектории сгоддстино в этом угле пересекают область детектора. Если $\theta + \theta' < \Theta$, азимутальный угол ничем не ограничен и все сгоддстино проходят через детектор. Если $\theta - \theta' < \Theta$ то все сгоддстино летят мимо детектора. В случае рождения из распадов короткоживущих мезонов общее число событий на FASER дается выражением

$$N_S^{sl} = L \times \int_0^{\sqrt{s}} dp \frac{d\sigma(pp \rightarrow X)}{dp} \int f_X(p_T) dp_T \times P_p(p) \int \frac{d\text{Br}(X \rightarrow S)}{dp_S} dp_S. \quad (1.71)$$

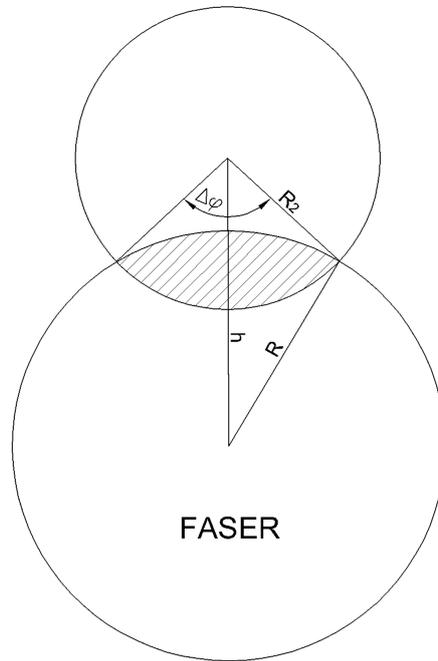


Рис. 1.6: Траектория сголдстино в проекции перпендикулярной оси пучка. Сигнальная область заштрихована.

В случае долгоживущих мезонов вычисление импульса сголдстино в лабораторной системе полностью аналогично случаю короткоживущих мезонов. Отличается только положение сголдстино в момент рождения. Подходящие траектории изображены на Рис. 1.7. Только траектории, лежащие между пунктирными линиями, проходят через детектор. Подходящие значения

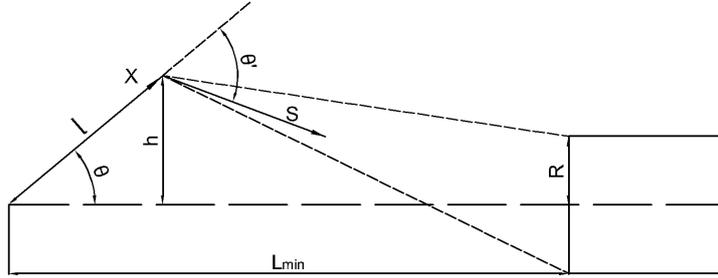


Рис. 1.7: Распад долгоживущего мезона X в сголдстино.

полярного угла сголдстино лежат в диапазоне

$$\begin{aligned}\theta'_{min} &= \theta + \arctan\left(\frac{|h - R|}{L_{min} - l}\right), \\ \theta'_{max} &= \theta + \arctan\left(\frac{h + R}{L_{min} - l}\right).\end{aligned}\quad (1.72)$$

Расстояние, которое пролетает мезон до распада, определяется временем жизни мезона и его импульсом. Вероятность мезону распасться в интервале между l и $l + dl$ равна

$$dP_X(l,p) = \frac{dl}{\tau_X \gamma} e^{-l/(\tau_X \gamma)}, \quad (1.73)$$

и в нашем случае на Рис. 1.7 имеем $l = h/\sin\theta$. Полное число событий в таком случае равно

$$\begin{aligned}N_S^{ll} &= L \times \int_0^{\sqrt{s}} dp \frac{d\sigma(pp \rightarrow X)}{dp} \int dP_X(l,p) \\ &\times \int f_X(p_T) dp_T \times P_{np}(p,l) \int \frac{d\text{Br}(X \rightarrow S)}{dp_S} dp_S.\end{aligned}\quad (1.74)$$

Интегрирование по импульсу сголдстино в (1.71) и (1.74) проводится с учетом геометрии, согласно описанной выше методике. Интегрирование с вероятностью $P_X(l,p)$ проводится до тех пор, пока мезон не попадает в среду с плотным веществом (слои TAS или TAN [10].) Дифференциальное сечение рождения мезона X , $d\sigma(pp \rightarrow X)/dp$, получено из [44, 45] для $X = J/\psi$ и $X = \Upsilon$. Приближение для сечений рождения B -мезонов на ЛНС получены фитированием данных из таблиц, представленных в работе [46]. Результат представлен на Рис. 1.8. Аналогич-

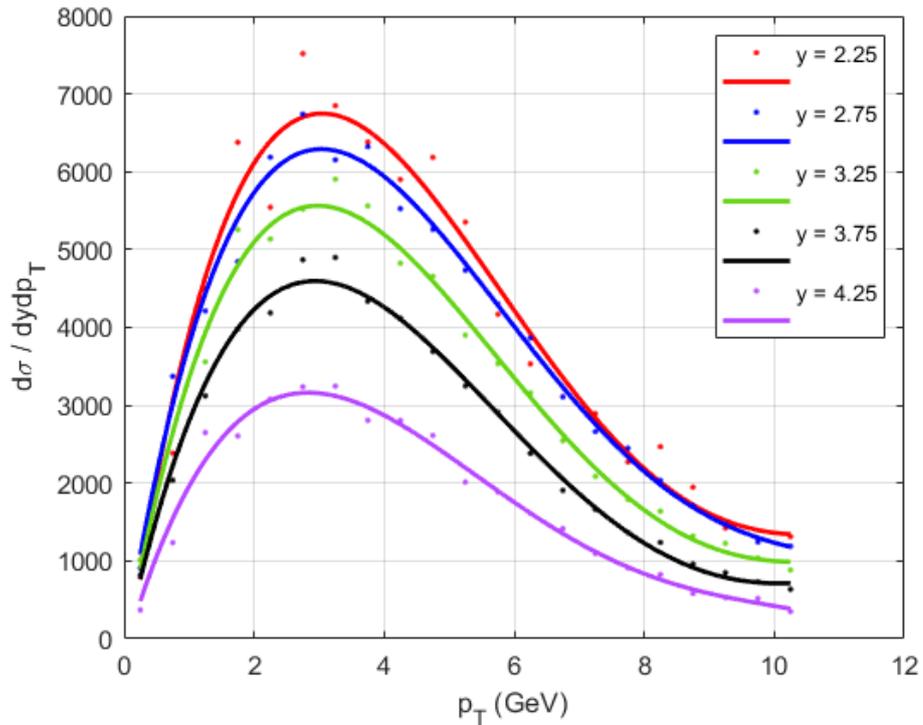


Рис. 1.8: Аппроксимация сечения рождения B -мезонов.

но были получены распределения для других короткоживущих мезонов. Для каонов и η -мезонов использовались результаты симуляции 10^5 pp столкновений в генераторе CMRC и адронном генераторе EPOS-LHC [40, 41, 47].

1.3 Чувствительность FASER к параметрам модели

Чтобы оценить чувствительность FASER, параметры μ и m_A были зафиксированы на значениях

$$\mu = 1 \text{ ТэВ}, \quad m_A = 1 \text{ ТэВ}, \quad (1.75)$$

а по остальным параметрам проводилось сканирование с соблюдением следующих ограничений

$$\begin{aligned} M_{\gamma\gamma}, A_l, A_Q, M_3 < \sqrt{F}, \quad 3 \text{ ТэВ} < M_3, \\ m_{ij}^{LR} \leq 100 \text{ ГэВ} \quad \text{для } i \neq j. \end{aligned} \quad (1.76)$$

Для рассматриваемой сигнатуры фон полагается пренебрежимо малым, поэтому ограничения получены из условия $N > 3$, что предполагает 95% уровень достоверности. Кроме этого учитывались ограничения из Табл. 1.1. Везде, где на графиках указан мягкий параметр M_{soft} становится больше \sqrt{F} , в вычислениях принималось $M_{soft} = \sqrt{F}$.

Поскольку выделить те или иные процессы рождения столдстино не представляется возможным, внимание сосредоточено на модах их распада. То есть, рассматриваются всевозможные механизмы, вносящие вклад в фотонную сигнатуру, а также отдельно лептонную и адронную.

Следуя предыдущим работам, посвящённым новой физике на FASER, принимается нулевой уровень фона и 100% эффективность детектора. Согласно исследованиям [18, 48, 49], события с парой заряженных треков могут считаться бесфоновыми. А количество фоновых событий с единственным фотоном с энергией порядка ТэВ много меньше 1 [48].

Важно отметить, что в случае прямого рождения столдстино темп их рождения растёт с параметром M_3 , который, в свою очередь, увеличивает скорость распада столдстино в адроны и

уменьшает их время жизни. В таком случае данный режим оказывается перспективным только для сравнительно лёгких сголдстино, для которых адронные распады запрещены кинематически. В случае же сголдстино, рождающихся в распадах мезонов, темп их рождения пропорционален A_Q , а ширина распада в кварки остается подавленной массой кварков, что позволяет исследовать модели с тяжёлыми сголдстино.

1.3.1 Сигнатура: пара фотонов

Так как распады сголдстино в фотоны обычно подавлены по отношению к распадам в мезоны, мода фотонных распадов предпочтительна в моделях с легкими сголдстино.

В случае прямого рождения, как было сказано выше, только легкие сголдстино могут быть достаточно долгоживущими, чтобы распад в фотоны был доминирующим. Область параметров такой модели представлена на Рис. 1.9, где видно, что при увеличении $M_{\gamma\gamma}$ область чувствительности смещается к большим значениям \sqrt{F} , чтобы сохранить среднюю длину пробега на уровне ≈ 500 м. Большие значения M_3 просто увеличивают сечение рождения сголдстино, что расширяет область чувствительности во все стороны. Скачки обусловлены изменениями в β -функции в (1.7).

Другой возможный источник сголдстино - эффект Примакова. Сечение рождения сголдстино пропорционально $M_{\gamma\gamma}$, поэтому основной модой распада является распад в два фотона. Соответствующая область чувствительности FASER изображена на Рис. 1.10. Здесь, как и в случае с прямым рождением, область чувствительности ограничена порогом распада в пару пионов.

Рождение сголдстино в распадах мезонов. Сохраняющее аромат взаимодействие сголдстино. В данном случае мода распада в фотоны может быть доминирующей и для

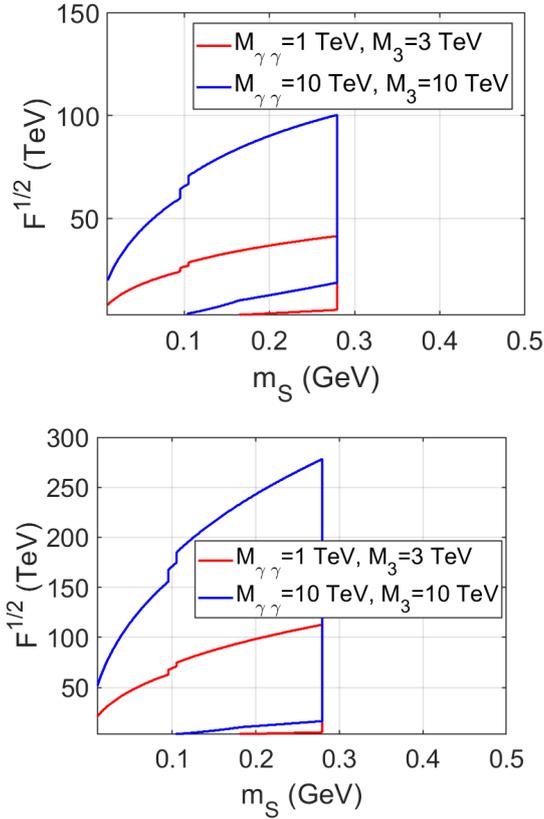


Рис. 1.9: Чувствительность FASER-I (слева) и FASER-II (справа) к параметрам модели с легкими сголдстино, рожденными в слиянии глюонов и распадающимися в пару фотонов. В областях, где $\sqrt{F} < M_{\gamma\gamma}$, мы устанавливаем $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{F}$. То же для M_3 .

более тяжелых сголдстино. Легкие сголдстино рождаются в основном в распадах η -мезонов, соответствующие области изображены на Рис. 1.11. Аналогичный вклад от η' -мезонов намного меньше, т.к. их в pp столкновениях рождается меньше η' мезонов. При более высоких значениях \sqrt{F} вклад дают B -мезоны. Тяжелые сголдстино вплоть до порога рождения пары каонов могут быть обнаружены на FASER-II, см. Рис. 1.12.

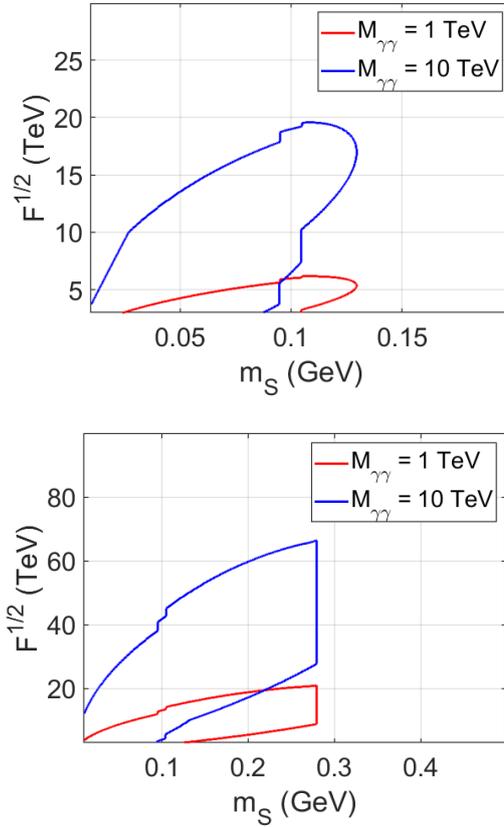


Рис. 1.10: Область чувствительности FASER-I (слева) и FASER-II (справа) к модели со скалярным сголдстино. Сголдстино рождаются через эффект Примакова и распадаются в пару фотонов. В областях, где $\sqrt{F} < M_{\gamma\gamma}$, мы устанавливаем $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{F}$.

Рождение сголдстино в распадах мезонов. Нарушающее аромат взаимодействие сголдстино. Нарушающие аромат взаимодействия открывают альтернативный механизм рождения сголдстино, при этом оставляя их достаточно долгоживущими. На FASER-I могут быть исследованы только модели с легкими сголдстино. Основным источником сголдстино являются η' и К-мезоны. Соответствующие области изображены на Рис. 1.13. Для FASER-II тяжелые мезоны также могут быть источником сголдстино, Рис. 1.14.

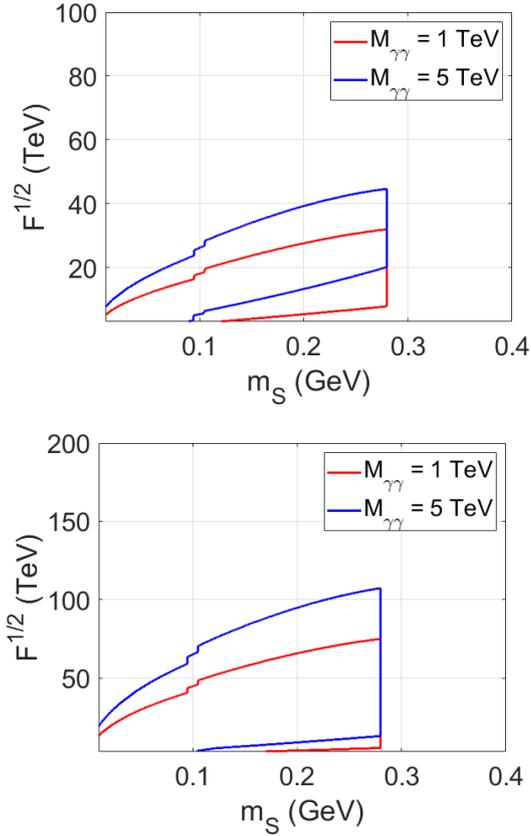


Рис. 1.11: Область чувствительности FASER-I (слева) и FASER-II (справа). Сголдстино рождаются в распадах η -мезонов и распадаются в детекторе в пару фотонов. $A_Q = 100$ ГэВ, $M_3 = 3$ ТэВ. В областях, где $\sqrt{F} < M_{\gamma\gamma}$, мы устанавливаем $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{F}$.

В заключение раздела, посвящённого фотонной сигнатуре, следует отметить, что она наиболее интересна для моделей с лёгкими сголдстино, где распад в пару пионов запрещён кинематически. Однако даже модели с тяжёлыми сголдстино могут быть исследованы при определённом соотношении мягких параметров. При рассмотрении моделей с различными массами сголдстино было установлено, что на FASER-I может изучить

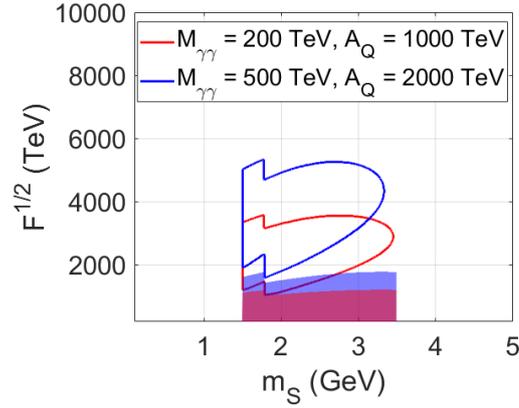


Рис. 1.12: Чувствительность FASER-II к параметрам модели, где сглюконино рождаются в распадах B -мезонов и распадаются в пару фотонов. $M_3 = 3$ ТэВ. Закрашенные области отвечают параметрам модели, запрещенным по Табл. 1.1. В областях, где $\sqrt{F} < A_Q$, мы устанавливаем $A_Q = \sqrt{F}$.

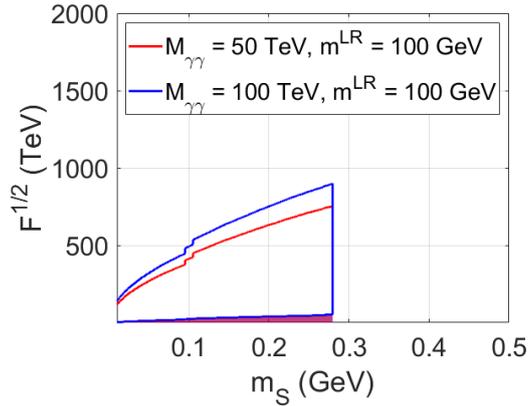


Рис. 1.13: Область чувствительности FASER-I (фотонная сигнатура) к моделям, где сглюконино рождаются в распадах η' через нарушающие аромат взаимодействия сглюконино. Закрашенные области соответствуют ограничениям из Табл. 1.1. В областях, где $\sqrt{F} < M_{\gamma\gamma}$, мы устанавливаем $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{F}$.

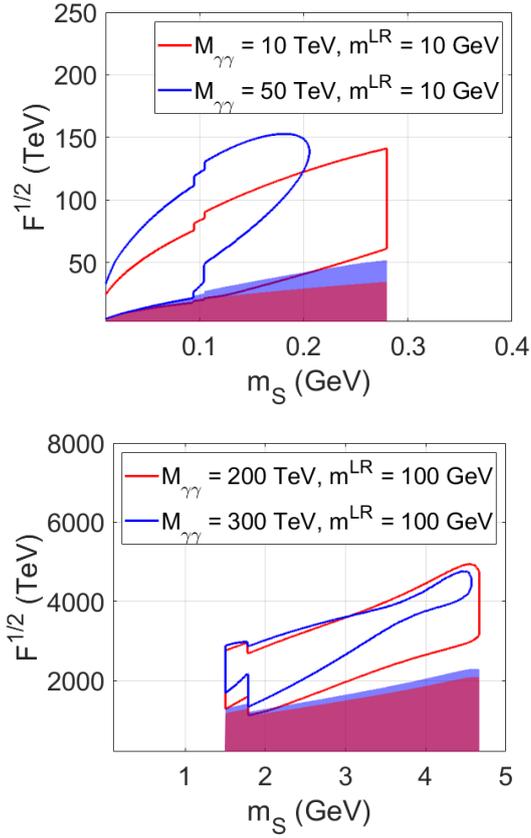


Рис. 1.14: Область чувствительности FASER-II к сгледстину с нарушающим аромат взаимодействием с кварками. Сгледстино рождаются в распадах очарованных мезонов (слева) и B -мезонов (справа). Закрашенные области соответствуют ограничениям из Табл. 1.1. В областях, где $\sqrt{F} < M_{\gamma\gamma}$, мы устанавливаем $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{F}$.

следующую область параметров модели:

$$\begin{aligned}
 \sqrt{F} &< 32 \cdot 10^3 \text{ ТэВ} \\
 M_{\gamma\gamma} &< \sqrt{F} \\
 M_3 &< \sqrt{F} \\
 A_Q &< \sqrt{F} \\
 m_{ij}^{LR} &< 100 \text{ ГэВ}
 \end{aligned} \tag{1.77}$$

для $m_S < 2m_\pi$.

Возможности FASER-II значительно больше, и размер области параметров модели, которая может быть исследована шире:

$$\begin{aligned}
 \sqrt{F} &< 125 \cdot 10^3 \text{ ТэВ} \\
 M_{\gamma\gamma} &< \sqrt{F} \\
 M_3 &< \sqrt{F} \\
 A_Q &< \sqrt{F} \\
 m_{ij}^{LR} &< 100 \text{ ГэВ}
 \end{aligned} \tag{1.78}$$

для $m_S < 2m_\pi$ и

$$\begin{aligned}
 \sqrt{F} &< 25 \cdot 10^3 \text{ ТэВ} \\
 M_{\gamma\gamma} &< \sqrt{F} \\
 A_Q &< \sqrt{F} \\
 m_{ij}^{LR} &< 100 \text{ ГэВ}
 \end{aligned} \tag{1.79}$$

для $1.5 \text{ ГэВ} < m_S < 4.8 \text{ ГэВ}$.

1.3.2 Сигнатура: пара лептонов

Ширина распада стголдстино в фермионы пропорциональна квадрату массы фермионов. Поэтому она оказывается подавленной относительно распадов в фотоны или глюоны в областях, где $m_S \gg 2m_f$. Электрон-позитронная мода интересна только в случае очень лёгких стголдстино, $m_S \lesssim 10 \text{ МэВ}$, но эта область масс не рассматривается. Распад в мюоны может наблюдаться при $m_S \sim 0.2\text{--}4.8 \text{ ГэВ}$, особенно в случае $2m_\mu < m_S < 2m_\pi$, где он доминирует. В дальнейшем будет рассматриваться только канал распада в мюоны.

Прямое рождение. Стголдстино могут быть обнаружены в небольшом интервале масс, как показано на Рис. 1.15. С ростом

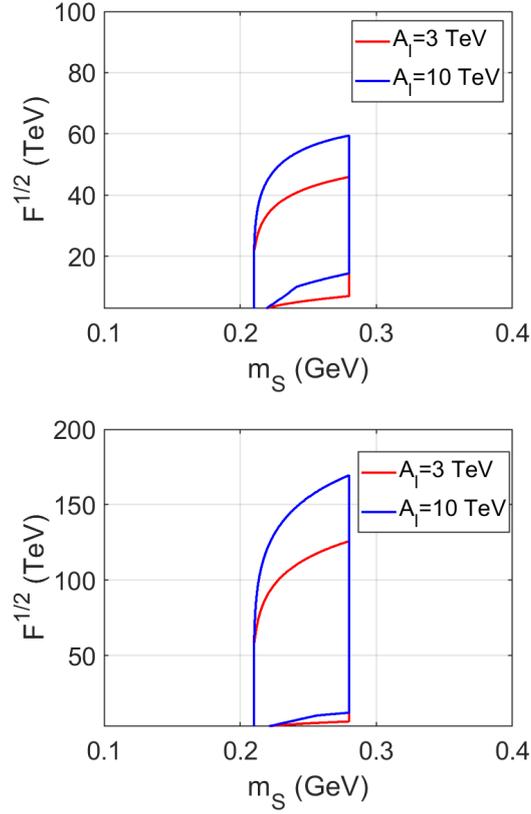


Рис. 1.15: Области чувствительности FASER-I (слева) и FASER-II (справа) в распадах в мюоны. $M_3 = 3$ ТэВ. В областях, где $\sqrt{F} < A_l$, мы устанавливаем $A_l = \sqrt{F}$.

A_l , растет и ширина распада сголдстино в лептоны. Следовательно, чтобы сохранить время жизни сголдстино, увеличивается \sqrt{F} .

Рождение в распадах мезонов. Сохраняющие аромат взаимодействия сголдстино. На первой стадии эксперимента только η -мезоны дают вклад в рождение сголдстино. Для сголдстино с массами $m_S > 2m_\pi$ распад в мезоны делает распад в мюоны незначительным. Тяжелые сголдстино могут рождаться на FASER-II в распадах B -мезонов, где \sqrt{F} и A_l можно

сделать достаточно большими, чтобы лептонный распад доминировал. Соответствующие области представлены на Рис. 1.16.

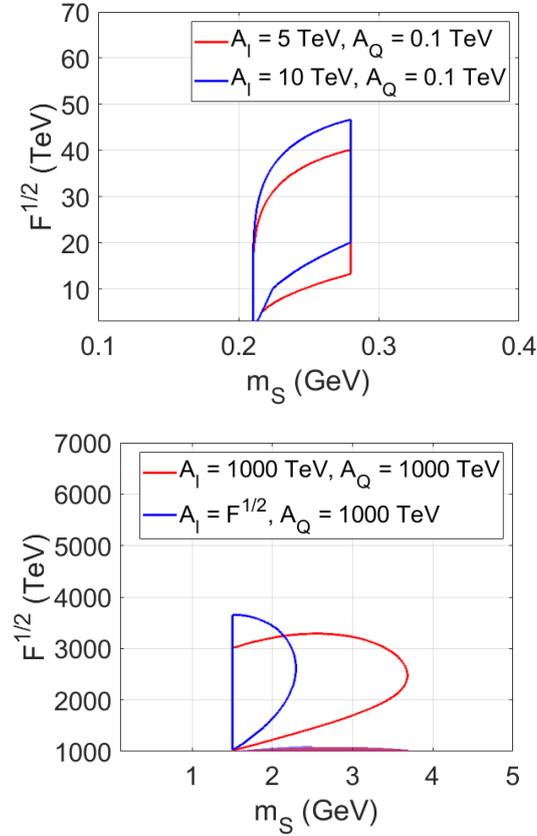


Рис. 1.16: Области чувствительности FASER-I к сголдстино, рожденным в распадах η -мезонов с $A_Q = 100$ ГэВ (слева) и FASER-II, где сголдстино рождаются в распадах B -мезонов (справа). $M_3 = 3$ ТэВ, $M_{\gamma\gamma} = 100$ ГэВ. Закрашенные области соответствуют ограничениям из Табл. 1.1. В областях, где $\sqrt{F} < A_l$, мы устанавливаем $A_l = \sqrt{F}$.

Рождение в распадах мезонов. Нарушающие аромат взаимодействия сголдстино. Только η' - и K - мезоны дают вклад в рождение сголдстино на FASER-I. Области чувствительности изображены на Рис. 1.17.

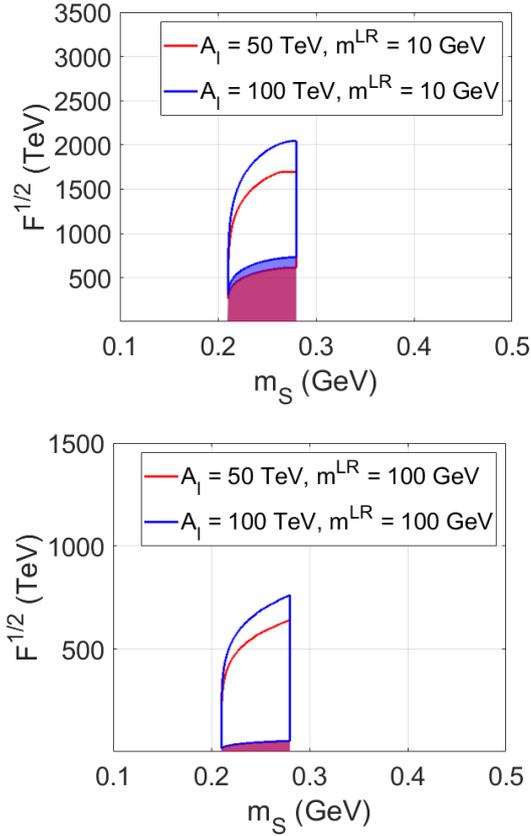


Рис. 1.17: Чувствительность FASER-I к легким сголдстино, рожденным в распадах К-мезонов, где $m_{D12}^{LR} = m_{D21}^{LR} = m^{LR} = 10$ ГэВ (слева), и η' -мезонов (справа). Закрашенные области соответствуют ограничениям из Табл. 1.1. В областях, где $\sqrt{F} < A_l$, мы устанавливаем $A_l = \sqrt{F}$.

На FASER-II более тяжелые сголдстино могут рождаться в распадах B -мезонов, см. Рис. 1.18.

В заключение обсуждения сигнатуры с парой лептонов, на FASER-I можно изучить следующую область параметров моде-

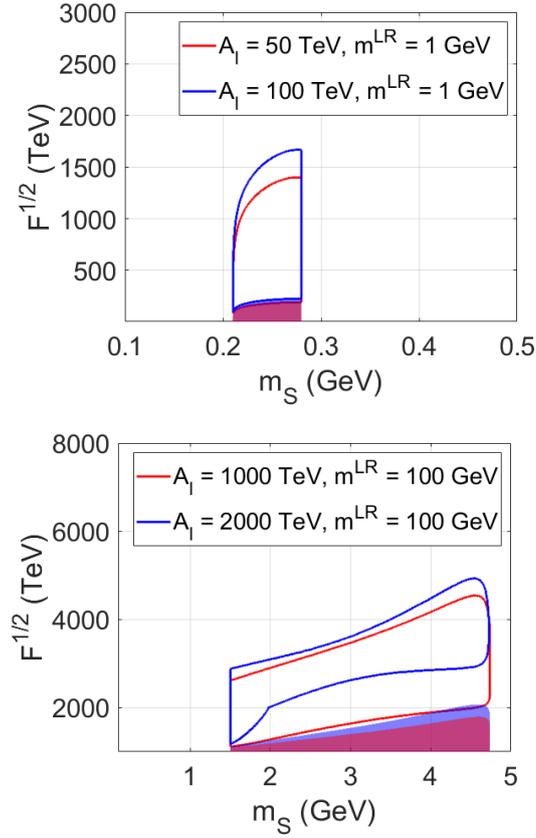


Рис. 1.18: Чувствительность FASER-II к легким сголдстино, рожденным в распадах K -мезонов, где $m_{D12}^{LR} = m_{D21}^{LR} = m^{LR} = 1$ ГэВ (слева) и B -мезонов (справа). Закрашенные области соответствуют ограничениям из Табл. 1.1. В областях, где $\sqrt{F} < A_l$, мы устанавливаем $A_l = \sqrt{F}$.

ли

$$\begin{aligned}
 \sqrt{F} &< 25 \cdot 10^3 \text{ ТэВ} \\
 3 \text{ ТэВ} &< A_l < \sqrt{F} \\
 M_3 &< \sqrt{F} \\
 m_{ij}^{LR} &< 100 \text{ ГэВ}
 \end{aligned}
 \tag{1.80}$$

только для $2m_\mu < m_S < 2m_\pi$, тогда как FASER-II

$$\begin{aligned}
\sqrt{F} &< 92 \cdot 10^3 \text{ ТэВ} \\
3 \text{ ТэВ} &< A_l < \sqrt{F} \\
M_3 &< \sqrt{F} \\
A_Q &< \sqrt{F} \\
m_{ij}^{LR} &< 100 \text{ ГэВ}
\end{aligned} \tag{1.81}$$

для $m_S < 2m_\pi$ и

$$\begin{aligned}
2 \cdot 10^3 \text{ ТэВ} &< \sqrt{F} < 14 \cdot 10^3 \text{ ТэВ} \\
2 \cdot 10^3 \text{ ТэВ} &< A_l < \sqrt{F} \\
A_Q &< \sqrt{F} \\
m_{ij}^{LR} &< 100 \text{ ГэВ}
\end{aligned} \tag{1.82}$$

для более тяжелых сголдстино, $1.5 \text{ ГэВ} < m_S < 4.8 \text{ ГэВ}$.

1.3.3 Сигнатура: пара мезонов

В этом случае сголдстино должны быть тяжелее порога рождения пары мезонов. В модели, где все мягкие параметры одного порядка, сголдстино распадаются преимущественно в мезоны.

Прямое рождение. В этом случае ширина распада и сечение рождения сголдстино зависят от одного параметра, массы глюино M_3 . Увеличение времени жизни компенсируется уменьшением темпа рождения сголдстино. Только FASER-II может исследовать модели со сголдстино, рождающимися в прямом столкновении протонов и с доминированием распадов в мезоны, см Рис. 1.19,

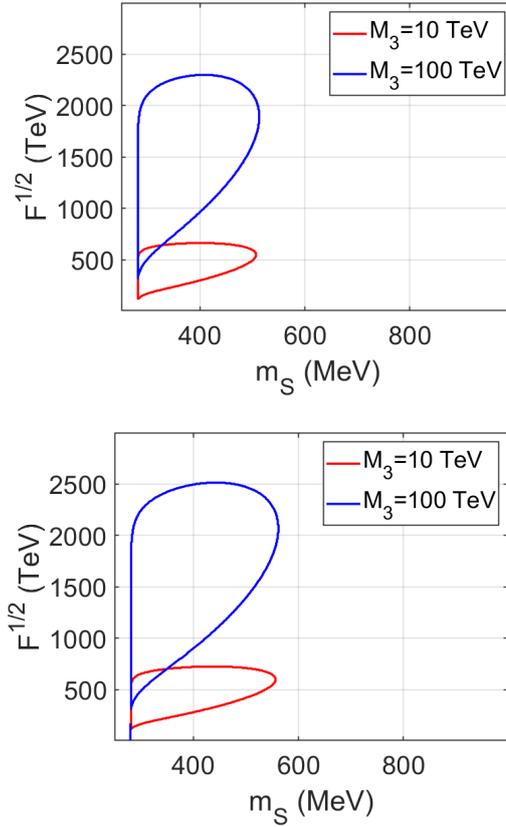


Рис. 1.19: Чувствительность FASER-II к моделям, где сголдстино рождается в прямом столкновении протонов и распадается в пару мезонов. Случай, где только заряженные мезоны видны в детекторе, представлен на рисунке слева. Рисунок справа отвечает случаю, где распады в нейтральные мезоны тоже учитывались в ожидаемом сигнале. В областях, где $\sqrt{F} < M_3$, мы устанавливаем $M_3 = \sqrt{F}$.

Рождение в распадах мезонов. Сохраняющие аромат взаимодействия сголдстино. Соответствующие области представлены на Рис. 1.20. Вклады других мезонов в рождение сголдстино значительно меньше вклада B -мезонов.

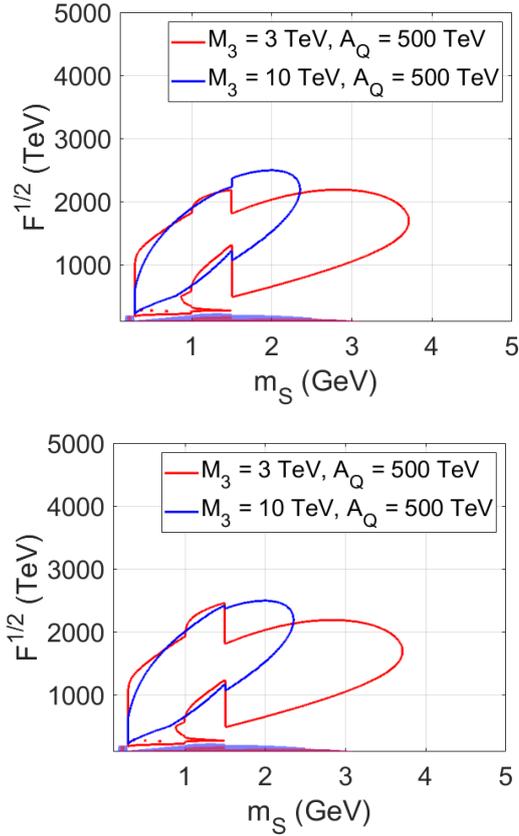


Рис. 1.20: Области параметров модели, которые могут быть исследованы на FASER-II. Сголдстино рождаются в распадах B -мезонов и распадаются в пионы и каоны, если $m_S < 1.5$ ГэВ, и в пару глюонов, если $m_S > 1.5$ ГэВ. Только заряженные мезоны учитывались на левом рисунке. Заряженные и нейтральные мезоны учитывались на правом рисунке. $M_{\gamma\gamma} = 100$ ГэВ. Закрашенные области соответствуют ограничениям из Табл. 1.1. В областях, где $\sqrt{F} < M_3$, мы устанавливаем $M_3 = \sqrt{F}$.

Рождение в распадах мезонов. Нарушающие аромат взаимодействия сголдстино. В этом случае на FASER-I тоже можно изучить модель со сголдстино. Сголдстино рождаются в распадах η' - и B -мезонов. Соответствующие области представлены на Рис. 1.21.

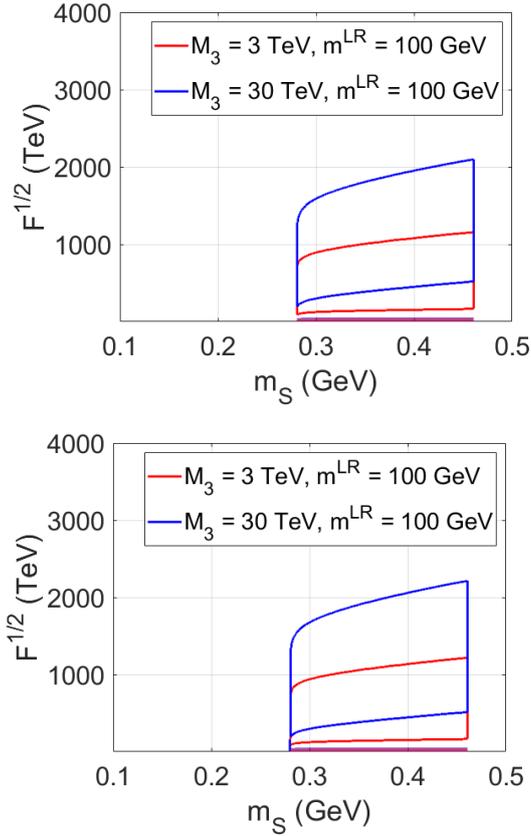


Рис. 1.21: Чувствительность FASER-I к моделям с легкими сголдстино. Только заряженные мезоны учитывались на левом рисунке. Заряженные и нейтральные мезоны учитывались на правом рисунке. $A_Q = 100$ ГэВ. Закрашенные области соответствуют ограничениям из Табл. 1.1. В областях, где $\sqrt{F} < M_3$, мы устанавливаем $M_3 = \sqrt{F}$.

На FASER-II область чувствительности заметно больше, см. Рис. 1.22.

Следует отметить, что FASER способен исследовать модели с массами сголдстино до $m_S \approx 5$ ГэВ, где приближение двухмезонных распадов может быть неверно. При таких массах более вероятны распады с множеством мезонов в конечном состоянии. В любом случае, такие распады более заметны в детекторе, по-

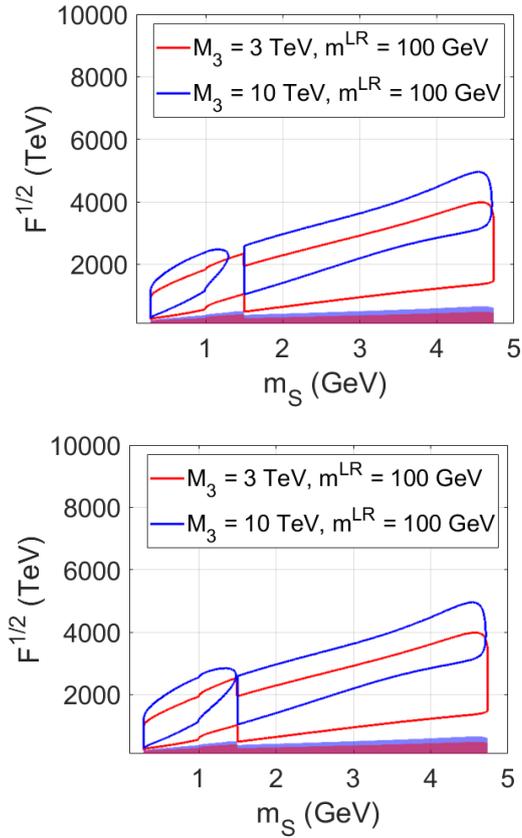


Рис. 1.22: Чувствительность FASER-II к моделям, где сголдстино рождается в распадах B -мезонов. Случай, где только заряженные мезоны видны в детекторе, представлен на рисунке слева. Рисунок справа отвечает случаю, где распады в нейтральные мезоны тоже учитывались в ожидаемом сигнале.

этому адронные моды остаются перспективным сигналом для проверки моделей с суперсимметрией.

В заключение представлены области параметров моделей со сголдстино, распадающихся в пару мезонов, которые может исследовать FASER. Для FASER-I область параметров следую-

щяя

$$\begin{aligned}
 \sqrt{F} &< 3500 \text{ ТэВ} \\
 M_3 &< \sqrt{F} \\
 10 \text{ ГэВ} &< m_{ij}^{LR} < 100 \text{ ГэВ}
 \end{aligned}
 \tag{1.83}$$

При $2m_\pi < m_S < 0.46 \text{ ГэВ}$. Для FASER-II

$$\begin{aligned}
 \sqrt{F} &< 25 \cdot 10^3 \text{ ТэВ} \\
 M_3 &< \sqrt{F} \\
 A_Q &< \sqrt{F} \\
 m_{ij}^{LR} &< 100 \text{ ГэВ}
 \end{aligned}
 \tag{1.84}$$

При $2m_\pi < m_S < 4.8 \text{ ГэВ}$.

1.3.4 Чувствительность к псевдоскалярным сголдстино.

Во многом случай псевдоскалярного сголдстино P аналогичен скалярному: наблюдаются распады в фотоны и лептоны, происходит прямое рождение. Однако рождение и распады, связанные с мезонами, отличаются. Ниже представлены результаты интересных сигнатур для поиска псевдоскалярных сголдстино.

Пара фотонов. Эта сигнатура в случае прямого рождения оказывается более перспективной, чем в случае скалярного сголдстино, поскольку первые адронные распады возможны только для масс $m_P > 3m_\pi$. Области, которые могут быть исследованы на FASER, представлены на Рис. 1.23 Как видно, области значительно шире, чем в скалярном случае, см. Рис. 1.9. Особенности на $m_S \approx 130 \text{ МэВ}$ и $m_S \approx 550 \text{ МэВ}$ отвечают резонансам в формулах (1.8) и (1.9).

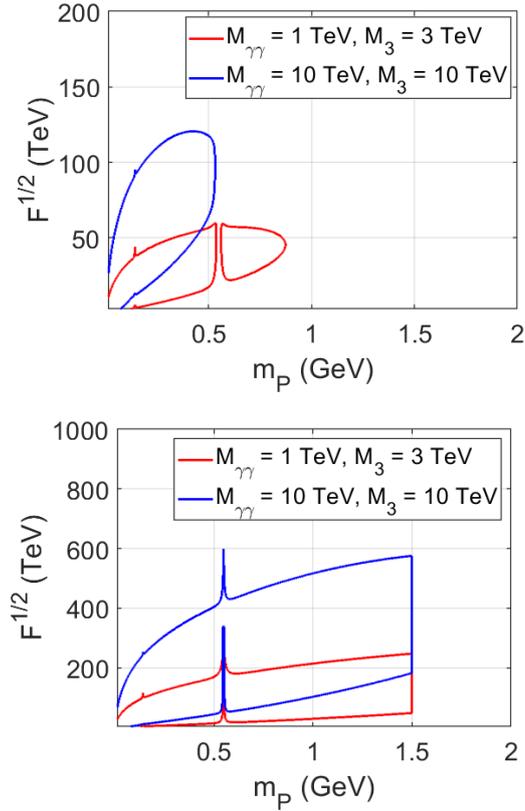


Рис. 1.23: Чувствительность FASER-I (слева) и FASER-II (справа) к моделям с псевдоскалярным сголдстино, рожденным в прямом столкновении и распадающимся в фотоны. В областях, где $\sqrt{F} < M_{\gamma\gamma}$, мы устанавливаем $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{F}$. То же для M_3 .

В отличие от скалярных сголдстино, распады мезонов являются наименее перспективными источниками псевдоскалярных сголдстино. Действительно, рождение в распадах η -мезонов возможно только при $m_P < 300$ МэВ и сильно подавлено фазовым объёмом. Псевдоскалярные сголдстино могут возникать в распадах более тяжёлых мезонов с векторным мезоном в конечном состоянии. Так как векторные мезоны представляют собой возбуждённые состояния псевдоскалярных, их масса несколько больше, что уменьшает область допустимых масс сголдстино

в таких распадах. Более того, для масс $M_P \lesssim 1.5$ ГэВ распады сголдстино в мезоны оказываются подавленными. Для больших масс адронная мода определяется распадами в глюоны, которые одинаковы как для псевдоскалярного, так и для скалярного сголдстино. Расчеты показали, что на FASER-I невозможно будет обнаружить следы псевдоскалярных сголдстино. Поэтому на Рис.1.24 изображены области чувствительности только для FASER-II.

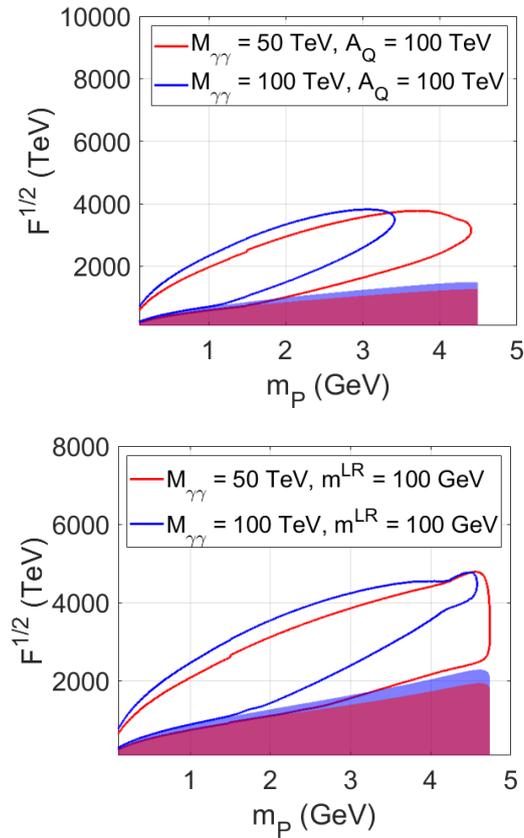


Рис. 1.24: Область чувствительности FASER-II к моделям с сохраняющим аромат взаимодействием сголдстино (слева) и нарушающим аромат (справа). Сголдстино рождаются в распадах B -мезонов и распадаются в пару фотонов. $M_3 = 3$ ТэВ. Закрашенные области соответствуют ограничениям из Табл. 1.1.

Наиболее перспективным источником псевдоскалярных сголдстино оказывается процесс Примакова, см. Рис. 1.25.

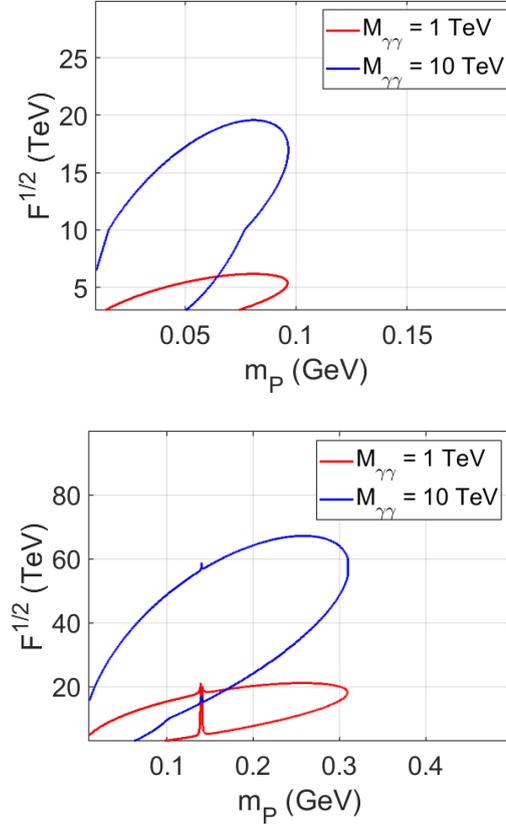


Рис. 1.25: Область чувствительности FASER-I (слева) и FASER-II (справа). Сголдстино рождаются в процессе Примакова. $M_3 = 3$ ТэВ. В областях, где $\sqrt{F} < M_{\gamma\gamma}$, мы устанавливаем $M_{\gamma\gamma} = \sqrt{F}$.

Пара лептонов. Как и в случае с фотонной модой, этот случай перспективнее для псевдоскалярных сголдстино, чем для скалярных. Обе стадии эксперимента могут исследовать некоторые области моделей, они представлены на Рис. 1.26

Аналогично скалярному случаю, только на FASER-II доступны сголдстино, рожденные в распадах мезонов, см. Рис. 1.27

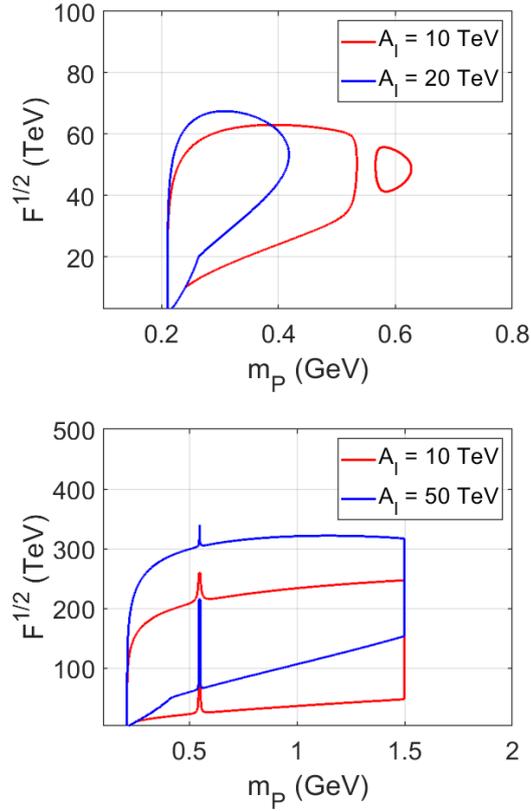


Рис. 1.26: Область параметров, которая может быть исследована на FASER-I (слева) и FASER-II (справа). $M_3 = 3$ ТэВ. В областях, где $\sqrt{F} < A_l$, мы устанавливаем $A_l = \sqrt{F}$.

Мезоны. Темп рождения в прямых столкновениях и темп распада в мезоны растет с ростом M_3 . Псевдоскалярные сголдстино с массами меньше 1.5 ГэВ распадаются только в три мезона, поэтому их ширина распада оказывается подавлена в сравнении со скалярными сголдстино. При больших массах эти случаи идентичны. Обе стадии FASER чувствительны к параметрам модели, см. Рис. 1.28 и Рис. 1.29 Только FASER-II может исследовать модели с более тяжелыми сголдстино, Рис. 1.30,

Видно, что области чувствительности FASER для псевдоскалярных сголдстино отличаются от случая скалярных. Области

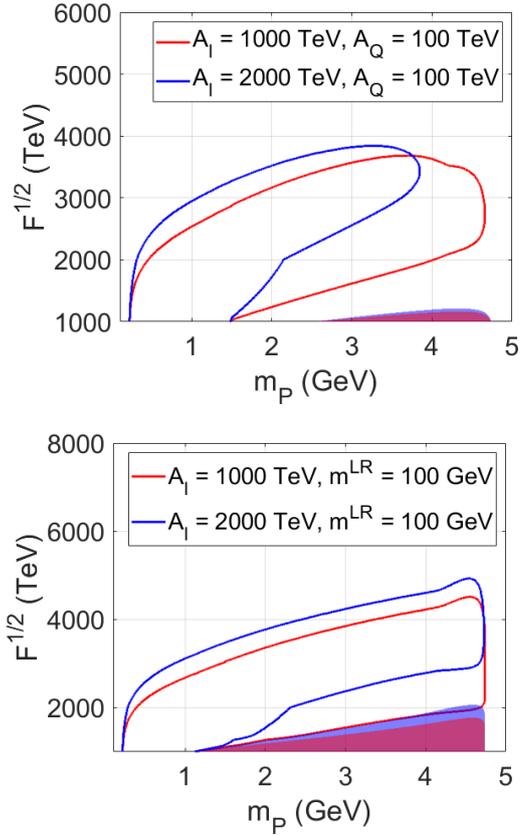


Рис. 1.27: Область чувствительности FASER-II к моделям с сохраняющим аромат взаимодействием сголдстино (слева) и нарушающим аромат (справа). Сголдстино рождаются в распадах B -мезонов и распадаются в пару мюонов. $M_3 = 3$ ТэВ. Закрашенные области соответствуют ограничениям из Табл. 1.1. В областях, где $\sqrt{F} < A_l$, мы устанавливаем $A_l = \sqrt{F}$.

параметров, которые может исследовать FASER, представлены ниже.

В случае доминирования распада в фотоны, FASER-I может

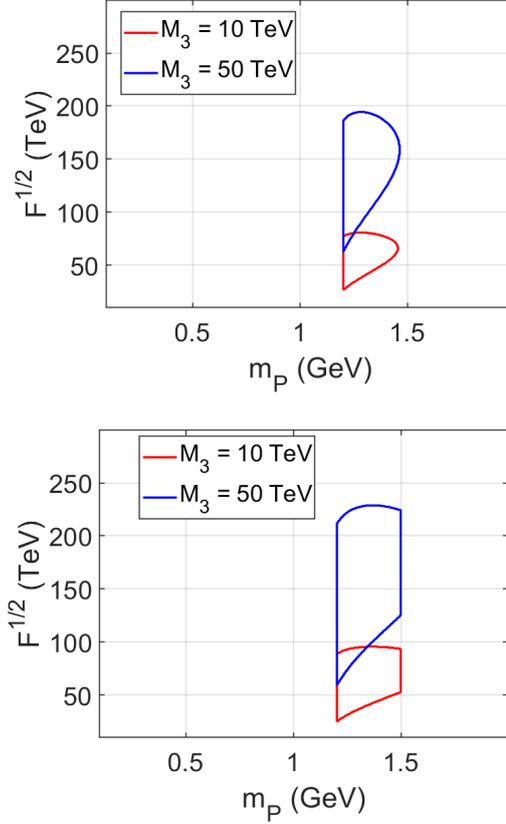


Рис. 1.28: Области чувствительности FASER-I к параметрам модели, где псевдоскалярные сголдстино рождаются в прямом столкновении и распадаются в мезоны. Слева изображен случай, учитывающий только заряженные мезоны, а справа нейтральные и заряженные. $A_Q = 100$ ГэВ. В областях, где $\sqrt{F} < M_3$, мы устанавливаем $M_3 = \sqrt{F}$.

исследовать следующую область

$$\begin{aligned}
 \sqrt{F} &< 2000 \text{ ТэВ} \\
 m_S &< 1.5 \text{ ГэВ} \\
 M_{\gamma\gamma} &< \sqrt{F} \\
 M_3 &< \sqrt{F}
 \end{aligned} \tag{1.85}$$

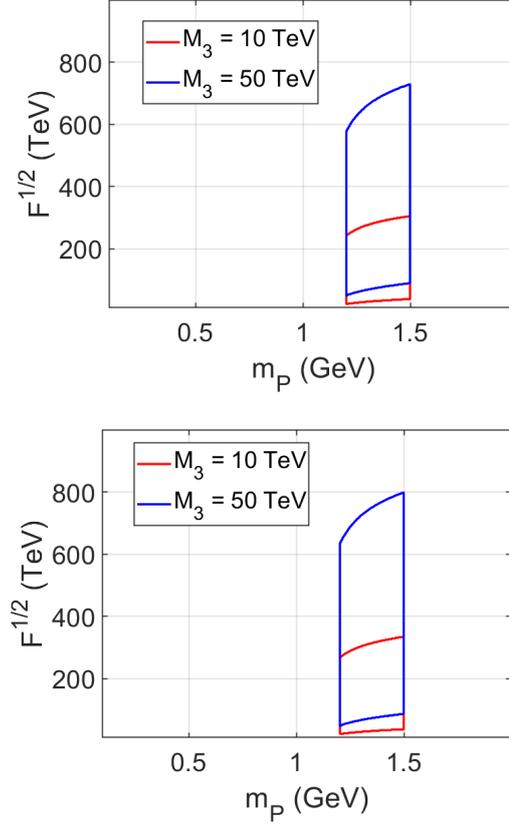


Рис. 1.29: Области чувствительности FASER-II к параметрам модели, где псевдоскалярные сголдстино рождаются в прямом столкновении и распадаются в мезоны. Слева изображен случай, учитывающий только заряженные мезоны, а справа нейтральные и заряженные. $A_Q = 100$ ГэВ. В областях, где $\sqrt{F} < M_3$, мы устанавливаем $M_3 = \sqrt{F}$.

и FASER-II

$$\begin{aligned}
 \sqrt{F} &< 170 \cdot 10^3 \text{ ТэВ} \\
 m_S &< 4.8 \text{ ГэВ} \\
 m_{ij}^{LR} &< 100 \text{ ГэВ} \\
 M_{\gamma\gamma} &< \sqrt{F} \\
 A_Q &< \sqrt{F}
 \end{aligned} \tag{1.86}$$

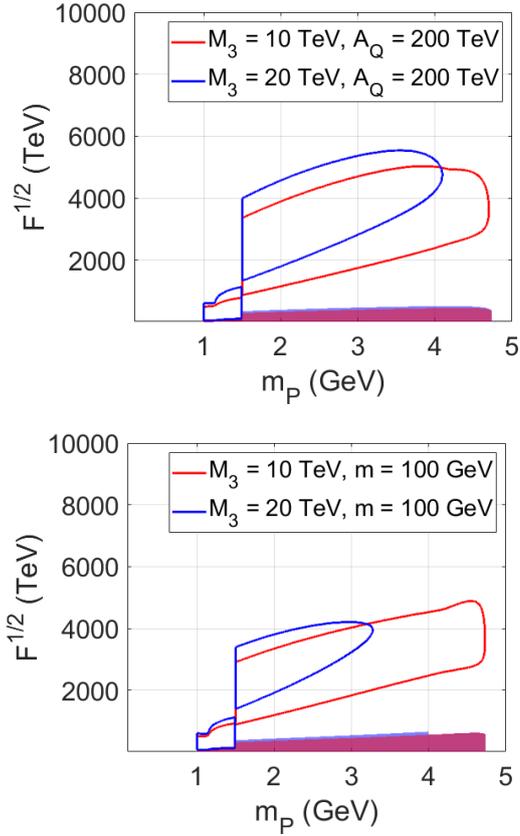


Рис. 1.30: Чувствительность FASER-II к псевдоскалярным глоглино, рожденным в распадах B -мезонов через сохраняющее (слева) и нарушающее (справа) аромат взаимодействие с кварками. $A_Q = 100$ ГэВ. Глоглино распадается в пару глюонов. Закрашенные области соответствуют ограничениям из Табл. 1.1. В областях, где $\sqrt{F} < M_3$, мы устанавливаем $M_3 = \sqrt{F}$.

В случае доминирования лептонной моды FASER-I

$$\begin{aligned}
 \sqrt{F} &< 1400 \text{ ТэВ} \\
 2m_\mu &< m_S < 1.5 \text{ ГэВ} \\
 A_l &< \sqrt{F}
 \end{aligned}
 \tag{1.87}$$

FASER-II

$$\begin{aligned}\sqrt{F} &< 50 \cdot 10^3 \text{ ТэВ} \\ 2m_\mu &< m_S < 4.8 \text{ ГэВ} \\ m_{ij}^{LR} &< 100 \text{ ГэВ} \\ A_l &< \sqrt{F} \\ A_Q &< \sqrt{F}\end{aligned}\tag{1.88}$$

В моделях, где доминируют распады в адроны, FASER-I может исследовать следующую область параметров

$$\begin{aligned}\sqrt{F} &< 1300 \text{ ТэВ} \\ 1.2 \text{ ГэВ} &< m_S < 1.5 \text{ ГэВ} \\ M_3 &< \sqrt{F} \\ A_Q &< \sqrt{F}\end{aligned}\tag{1.89}$$

а FASER-II

$$\begin{aligned}\sqrt{F} &< 200 \cdot 10^3 \text{ ТэВ} \\ 3m_\pi &< m_S < 4.8 \text{ ГэВ} \\ m_{ij}^{LR} &< 100 \text{ ГэВ} \\ M_3 &< \sqrt{F} \\ A_Q &< \sqrt{F}.\end{aligned}\tag{1.90}$$

1.4 Заключение по главе

В данной главе рассмотрены перспективы эксперимента FASER по поиску лёгких (0.2–5 ГэВ) сголдстино в моделях с низкоэнергетическим суперсимметричным расширением Стандартной модели. Исследованы обе стадии эксперимента: FASER-I и FASER-II, а также три моды распада сголдстино: пара фотонов, лептоны и адронная мода. В протон-протонных столкновениях сголдстино могут рождаться напрямую или в распадах вторичных мезонов.

Рассмотрена модель, в которой все суперпартнёры значительно тяжелее сголдстино и тяжелее порога рождения на LHC. Взаимодействие сголдстино со Стандартной моделью определяется параметром нарушения симметрии F , что позволяет связать поиски сголдстино с определением масштаба нарушения суперсимметрии.

Показаны перспективы FASER для каждой моды распада и для каждого механизма рождения, определяя соответствующие соотношения между параметрами модели. Предполагается отсутствие фона, поэтому для построения областей чувствительности ставилось условие наличия более 3 сигнальных событий, что соответствует 95% уровню достоверности. Обобщая результаты, можно заключить, что FASER-I может исследовать модели с суперсимметрией вплоть до $\sqrt{F} \sim 1500 - 5000$ ТэВ, а FASER-II — на 1–2 порядка выше.

2 Поиск частиц скрытого сектора на $c - \tau$ фабриках

Электрон-позитронные коллайдеры являются превосходным инструментом для исследования адронных резонансов благодаря возможности тонкой настройки энергии пучков. К таким установкам относятся проекты низкоэнергетических экспериментов с e^+e^- -коллайдерами в Китае¹ и России².

Научная программа этих экспериментов [11, 12] включает исследование редких процессов, которые в Стандартной модели сильно подавлены. В реалистичных сценариях ограниченной статистики на электрон-позитронных коллайдерах такие процессы позволяют проводить поиски новой физики. Среди таких поисков наиболее перспективными являются исследования с недостающей энергией, поскольку такой сигнал может свидетельствовать о рождении новой очень слабо взаимодействующей частицы, которая либо распадается в невидимую для детектора моду, либо вылетает из детектора без взаимодействия. Некоторые модели, подходящие для таких исследований, описаны в недавних работах [50, 51, 52].

Событие с недостающей энергией должно содержать хотя бы одну наблюдаемую частицу, чтобы можно было подтвердить факт e^+e^- столкновения. Недостающая энергия может быть объяснена и в рамках Стандартной модели рождением нейтрино или несовершенствами детектора. Нейтрино создают так на-

¹Недавний доклад по STCF в Китае на конференции CHARM 2020

²Подробно о проекте SCTF в России на сайте sct.inp.nsk.su

зываемый неустранимый фон. А влияние несовершенств детектора можно уменьшить, наложив определённые кинематические ограничения на наблюдаемые.

Пучки лептонов могут быть поляризованы, что планируется реализовать в будущих проектах [53]. В частности, на Супер Чарм-Тау Фабрике (SCTF) [12] планируется степень поляризации электронного пучка до 80% [54, 55] с возможностью менять направление поляризации. Эта особенность позволяет повысить эффективность регистрации частиц и лучше контролировать фон [56, 57].

В данной работе оценивается чувствительность SCTF [58, 59] к моделям с тёмным фотоном, миллизаряженными частицами, тёмным массивным Z' -бозоном и аксионоподобной частицей. Во всех случаях учитывалась возможность поляризации пучка электронов, что заметно улучшает чувствительность эксперимента к моделям. Кроме того, возможность менять направление поляризации позволит определить тип частицы в случае обнаружения сигнала. Для оценки перспектив SCTF учитывалось планируемое расписание работы эксперимента на разных энергиях пучков.

2.1 Ожидаемый фон

В Стандартной модели аннигиляция электрон-позитронной пары с испусканием фотона может привести к образованию пары нейтрино через промежуточные Z - или W -бозоны. В таком процессе один из начальных лептонов излучает фотон,

$$e^+ e^- \rightarrow \gamma \nu \bar{\nu}. \quad (2.1)$$

В результате в конечном состоянии наблюдается сигнатура, аналогичная ожидаемой от новой физики, поскольку нейтрино не регистрируются детектором. Нейтрино взаимодействуют через слабые токи, зависящие от киральности лептонов, поэтому фон

от таких процессов можно уменьшить, регулируя поляризацию пучков.

В данной работе была зафиксирована поляризация пучков согласно планам на SCTF, где позитронный пучок не поляризован, а электронный пучок поляризован на 80%. Направление поляризации можно изменять с положительной на отрицательную. Расчёты показали, что процесс (2.1) подавляется положительной поляризацией до незначительного уровня в исследуемой сигнатуре.

Второй источник фона связан с ограничениями детектора. События с тремя частицами Стандартной модели в конечном состоянии, такими как

$$e^+e^- \rightarrow \gamma l^+l^-, \quad e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma \quad (2.2)$$

могут имитировать искомый сигнал, если пара частиц в конечном состоянии не регистрируется детектором. Это происходит, когда пара лептонов или фотонов рождается в области фазового пространства, соответствующей малым углам относительно оси пучка, где детекторы отсутствуют.

Влияние событий вида (2.2) можно уменьшить, накладывая кинематические ограничения на энергию и угол сигнального фотона. Для этого был использован пакет CalcHEP [60], в котором моделировались столкновения электрон-позитронных пар. Для численной оценки предполагалось, что лептон, рождённый под углом θ к оси пучка, может избежать регистрации, если $|\cos\theta_l| < 0.95$. Распределение фотонов по энергии и углу представлено на Рис. 2.31. Видно, что для каждого θ_γ энергия фотона ограничена сверху некоторым значением $E_\gamma^{\max}(\theta_\gamma)$. Поэтому использовались следующие ограничения на фазовый объем конечных состояний фотонов

$$|\cos\theta_\gamma| < 0.8, \quad (2.3)$$

максимальная энергия которых аппроксимирована как функция угла θ_γ и представлена на Рис. 2.32. Такие же кинемати-

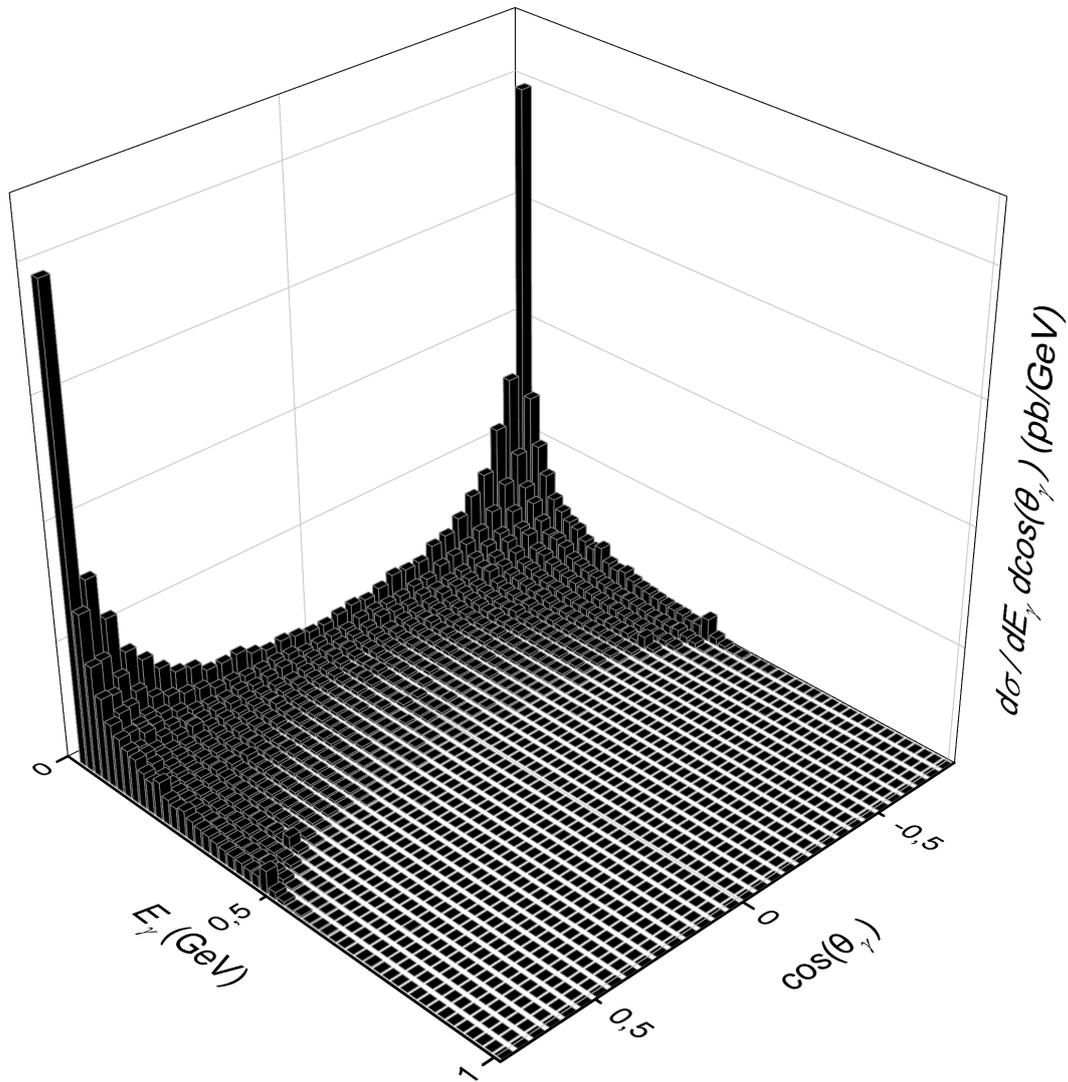


Рис. 2.31: Распределение фотонов по углу θ_γ и энергии E_γ в $e^+e^- \rightarrow \gamma e^+e^-$ при $\sqrt{s} = 3 \text{ ГэВ}$, где углы вылетающих лептонов удовлетворяют условию $|\cos \theta_l| > 0.95$.

ческие ограничения уменьшают фон от мюонов и фотонов в конечном состоянии. Максимальная энергия фотона изменяется линейно с энергией столкновений пучков, $E_\gamma^{\text{max}} \propto \sqrt{s}$. Ки-

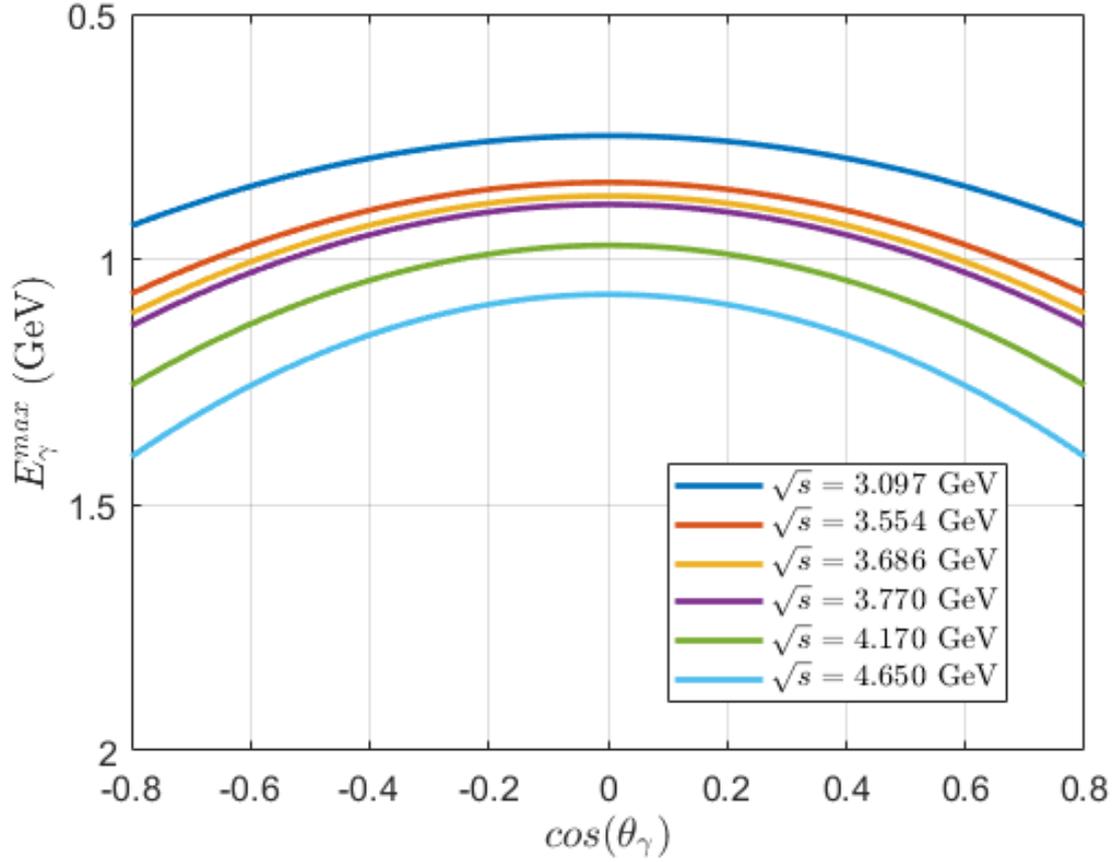


Рис. 2.32: Максимальная энергия фотона E_γ^{\max} как функция угла θ_γ .

немастика процессов (2.2) не зависит от поляризации пучка позитронов. В расчетах угол сигнальных фотонов был ограничен согласно (2.3) и

$$E_\gamma(\theta_\gamma) > E_\gamma^{\max}(\theta_\gamma). \quad (2.4)$$

В случае, когда процесс новой физики предполагает рождение только одной гипотетической частицы, возможно еще сильнее уменьшить фон. В процессе 2 в 2, энергия сигнального фо-

тона фиксирована и равна

$$E_\gamma = \frac{s - m^2}{2\sqrt{s}}, \quad (2.5)$$

где m - масса гипотетической частицы. На практике электромагнитный калориметр имеет конечную точность измерений энергии. В случае SCTF это [61]

$$\begin{aligned} \sigma(E_\gamma) = E_\gamma \times & \left(0.019 \times \left(\frac{1 \text{ ГэВ}}{E_\gamma} \right)^{1/4} \right) \\ & + 0.0033 \times \left(\frac{1 \text{ ГэВ}}{E_\gamma} \right)^{1/2} + 0.0011 \times \left(\frac{1 \text{ ГэВ}}{E_\gamma} \right) \end{aligned} \quad (2.6)$$

Следовательно, чтобы оценить фон необходимо усреднить энергию сигнального фотона с распределением Гаусса с дисперсией (2.6) и средним (2.5). Это позволяет значительно уменьшить фон для процессов $2 \rightarrow 2$.

Чтобы оценить чувствительность будущей s - τ фабрики к моделям с легкими гипотетическими частицами рассматривалось планируемое расписание работы ускорителя [59], которое предполагает определенную светимость коллайдера на разных энергиях, см. Табл. 2.3. Расчеты показали, что с заданными ки-

\sqrt{s} , ГэВ	3.097	3.554	3.686	3.770	4.170	4.650
L , фб ⁻¹	300	50	150	300	100	100

Таблица 2.3: Расписание работы SCTF на год: энергия столкновений пучков \sqrt{s} и соответствующая интегральная светимость L .

нематическими ограничениями (2.3), (2.4), все 6 стадий работы оказываются бесфоновыми, Табл. 2.4. Поэтому минимум 3 сигнальных события необходимо, чтобы соответствовать 95% уровню достоверности.

Более того, после года работы, согласно плану из Табл. 2.3, возможно установить более строгие ограничения на параметры модели, объединив результаты всех этапов эксперимента. Поскольку каждый этап проводится независимо, допустимо суммировать ожидаемое число событий на каждом отдельном этапе. Однако при этом суммируются и фоновые события, общее количество которых может превышать единицу. Чтобы это учесть, применяется подход Фельдмана–Кузина [62, 63]. В случае наблюдения n событий при фоновом вкладе B , минимальный уровень сигнала может быть установлен на уровне достоверности α согласно распределению

$$1 - \alpha = \frac{e^{-B-S} \sum_{i=0}^n \frac{(B+S)^i}{i!}}{e^{-B} \sum_{i=0}^n \frac{B^i}{i!}}. \quad (2.7)$$

Отметим, что при $B = 0$ уравнение (2.7) дает ограничение в 3 события для $n = 0$, и $\alpha = 0.95$, как и ожидается в бесфоновом случае. $S = S(n)$ вычисляется по формуле (2.7) и усредняется с распределением Пуассона для всех n в условии нулевого сигнала

$$\bar{S} = e^{-B} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{S(n)B^n}{n!}. \quad (2.8)$$

Таким образом, для каждой модели параметры устанавливаются так, чтобы количество сигнальных событий равнялось \bar{S} . Модель с большими константами взаимодействия будут исключены на уровне 95% после года работы согласно Табл. 2.3.

Наконец, можно оценить перспективы SCTF за 10 лет работы с полной светимостью 10 аб^{-1} . Для этого отдельно суммируется сигнал и фон, согласно Табл. 2.3, и применяются методы (2.7), (2.8), чтобы учесть фон. В моделях, где в конечном состоянии больше 2 частиц, как видно из Табл. 2.4, фон заметно превышает 10. В таком случае минимальное значение сигнала

S должно удовлетворять условию

$$\frac{S}{\sqrt{B}} = 2. \quad (2.9)$$

\sqrt{s} , ГэВ	3.097	3.554	3.686	3.770	4.170	4.650
2 частицы в к.с.	0.097	0.02	0.066	0.14	0.054	0.066
3 частицы в к.с.	2.8	0.63	2.1	4.4	1.8	2.3

Таблица 2.4: Примерное число фоновых событий B при суммировании вкладов устранимого и неустраняемого фона в моделях с массой гипотетической частицы $m = 100$ МэВ, и 2 или 3 частицами в конечном состоянии (к.с.).

2.2 Темный фотон

Новая физика, о которой здесь идет речь, может быть связана со Стандартной моделью не только через гравитационное взаимодействие, но и через, так называемые, порталы. Они представляют собой перенормируемые вершины взаимодействия между полями Стандартной модели и полями скрытого сектора. В этой главе рассматривается векторный портал, описывающий взаимодействие между фотоном Стандартной модели и векторным массивным полем скрытого сектора A'_μ [6]

$$\mathcal{L}_{\text{int}} \propto \varepsilon \times (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) (\partial_\mu A'_\nu - \partial_\nu A'_\mu), \quad (2.10)$$

где параметр смешивания мал, $\varepsilon \ll 1$.

На энергиях c - τ фабрики смешивание индуцирует эффективное взаимодействие между новым вектором и электромагнитным током Стандартной модели

$$\mathcal{L} = -\varepsilon e A'_\mu \bar{e} \gamma^\mu e, \quad (2.11)$$

где e электрический заряд позитрона. Это взаимодействие приводит к рождению A'_μ в e^+e^- столкновениях. Следовательно, если $\varepsilon \ll 1$ и A' стабилен или распадается в невидимую моду, то такой процесс создаст в детекторе сигнал с недостающей энергией.

В данной главе рассматривается минимальная модель, где темный вектор характеризуется своей массой $m_{A'}$ и взаимодействием (2.11), а распадами A' в фермионы Стандартной модели можно пренебречь. В литературе такой вектор обычно называется парафотон, скрытый или темный фотон [64]. Темный фотон предсказывается некоторыми расширениями Стандартной модели и может быть связан с феноменом темной материи [65, 66, 67].

Для обсуждаемой сигнатуры рассматривается процесс, изображенный на Рис.2.33, Соответствующее дифференциальное се-

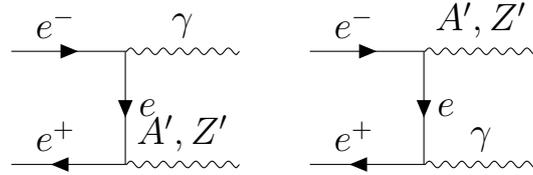


Рис. 2.33: Диаграмма Фейнмана рождения темного фотона A' или Z' бозона и фотона Стандартной модели.

чение в приближении нулевой массы электрона равно [68]

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_\gamma} = \frac{2\pi\varepsilon^2\alpha^2}{s} \left(1 - \frac{m_{A'}^2}{s}\right) \frac{1 + \cos^2\theta_\gamma + \frac{4sm_{A'}^2}{(s-m_{A'}^2)^2}}{(1 - \cos^2\theta_\gamma)}. \quad (2.12)$$

Интеграл (2.12) по θ_γ с учетом ограничений (2.3) равен числу сигнальных событий. Затем при условии $S > 3$ получаются 95% ограничения на параметры модели, Рис. 2.34

Пределы на Рис. 2.34 становятся сильнее из-за множителя в знаменателе $(s - m_{A'}^2)$ в (2.12), что соответствует почти резо-

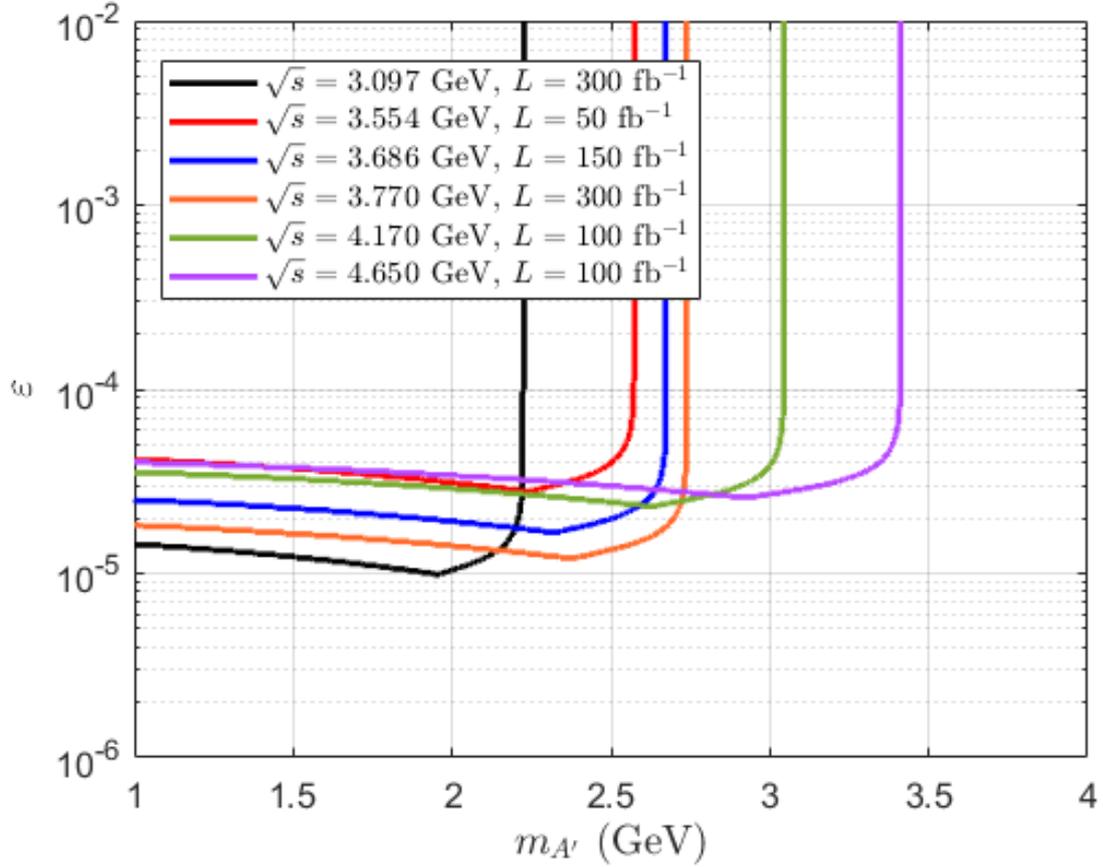


Рис. 2.34: Области над линиями могут быть проверены на уровне достоверности выше 95% в процессе $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$.

нансному рождению в $e^+e^- \rightarrow A'$. Однако кинематические ограничения (2.3) (2.4) исключают эту область, поэтому максимум чувствительности приходится на массу близкую, но не равную резонансу.

Согласно методу, описанному в 2.1, и расписанию работы эксперимента по Табл. 2.3 можно оценить перспективы исследования модели с темным фотоном за один год работы и за 10 лет работы SCTF. Результаты представлены на Рис. 2.35. Чтобы учесть возможные видимые моды распада, рассматривается,

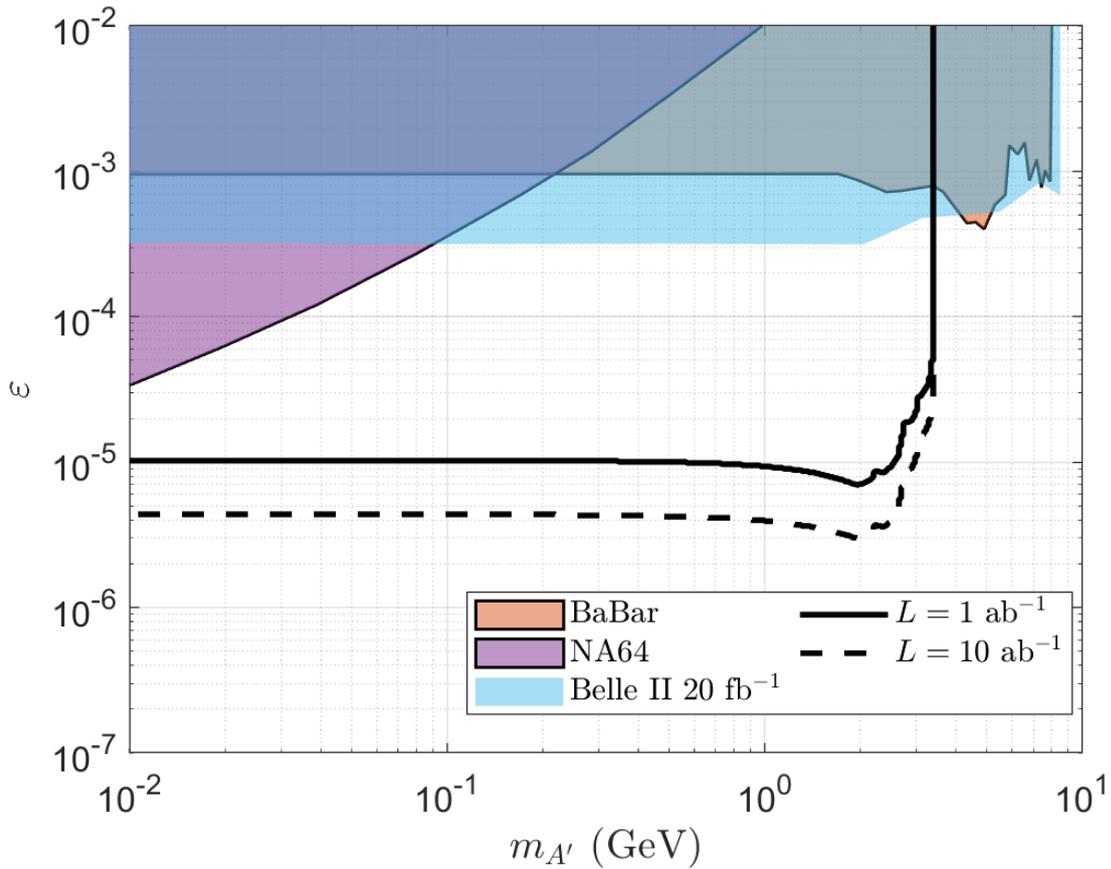


Рис. 2.35: Области выше черных сплошной и пунктирных линий могут быть протестированы на уровне достоверности выше 95% в $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ за один год и за десять лет работы, соответственно. Существующие ограничения (цветные и очерченные зоны) и ожидаемые ограничения из Belle-II (цветные зоны) взяты из работ [69].

так называемый, полускрытый сектор, где ширина видимой моды составляет 50% от полной ширины. В таком случае ожидаемый сигнал в два раза меньше и, следовательно, пределы на ε смещаются на фактор $\sqrt{2}$. Измененные, согласно такой модели, ограничения представлены на Рис. 2.36. Можно заключить, что

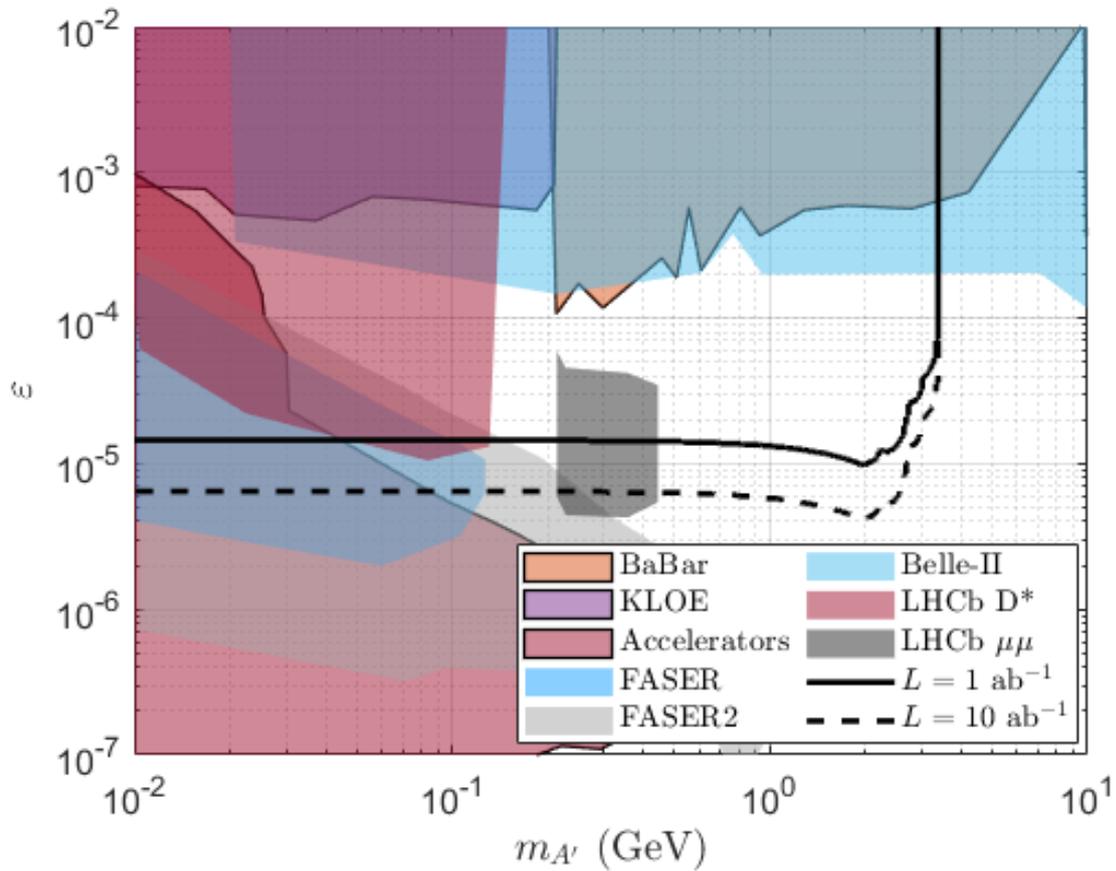


Рис. 2.36: Области выше черных сплошной и пунктирной линии могут быть протестированы в модели с полускрытым сектором на уровне достоверности выше 95% в $e^+e^- \rightarrow \gamma A'$ за один год и за десять лет работы, соответственно. Существующие ограничения (цветные и очерченные зоны) и ожидаемые (цветные зоны) взяты из работ [52].

поиски невидимой моды на SCTF комплиментарны к поискам видимой моды, если темпы этих распадов одного порядка.

2.3 Миллизаряженные частицы

Квантование электрического заряда пока является открытым вопросом в Стандартной модели, поэтому остается возможным существование частиц с малым зарядом [70]. На низких энергиях могут существовать частицы χ с зарядом много меньше заряда электрона. Они носят названия миллизаряженных частиц. В случае фермионов их взаимодействие с фотоном определяется слагаемым

$$\mathcal{L} = \varepsilon e A_\mu \bar{\chi} \gamma^\mu \chi, \quad (2.13)$$

где заряд записан в единицах заряда позитрона e , и где $\varepsilon \ll 1$. Заметим, что в моделях с темным фотоном, чтобы уйти от смешивающего члена применяется переобозначение векторных полей. В результате, частицы скрытого сектора, заряженные по Абелевой группе темного фотона (2.2), становятся миллизаряженными частицами.

2.3.1 Поиски с недостающей энергией

Взаимодействие (2.13) открывает возможность рождения пары миллизаряженных частиц в процессе, изображенном на Рис.2.37. Вылетающие частицы с малым зарядом могут избежать реги-

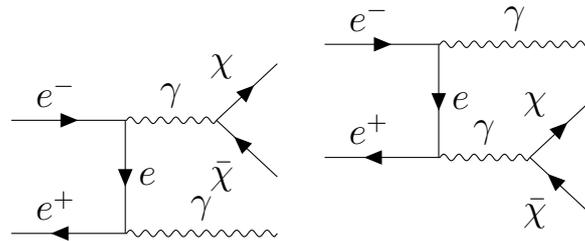


Рис. 2.37: Диаграммы Фейнмана рождения пары $\chi\bar{\chi}$ и фотона.

страции в детекторе (способы прямых поисков будут рассмот-

рены в следующем разделе), что открывает возможность проверить такую модель сигнатурой с недостающей энергией. Соответствующее дифференциальное сечение [71]

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma d \cos \theta_\gamma} = \frac{8\varepsilon^2 \alpha^3 (1 + 2m_\chi^2/s_\gamma) \beta_\chi}{3sE_\gamma (1 - \cos^2 \theta_\gamma)} \times \left[1 + \frac{E_\gamma^2}{s_\gamma} (1 + \cos^2 \theta_\gamma) \right], \quad (2.14)$$

где $s_\gamma \equiv s - 2\sqrt{s}E_\gamma$, $\beta_\chi \equiv \sqrt{1 - 4m_\chi^2/s_\gamma}$. Интегрирование по энергии и углу фотона дает ожидаемые ограничения на уровне достоверности 95%, Рис. 2.38. Описанная в разделе 2.1 методика позволяет получить ограничения для одного года и 10 лет работы эксперимента. Они изображены на Рис. 2.39

Также рассматривались модели со скалярными миллизаряженными частицами. Сечение рождения пары скалярных миллизаряженных частиц описывается следующим выражением

$$\frac{d\sigma}{dE_\gamma d \cos \theta_\gamma} = \frac{2\varepsilon^2 \alpha^3 \beta_\chi^3}{3sE_\gamma (1 - \cos^2 \theta_\gamma)} \times \left[1 + \frac{E_\gamma^2}{s_\gamma} (1 + \cos^2 \theta_\gamma) \right], \quad (2.15)$$

где были использованы те же обозначения, что и в уравнении (2.14). В пределе малых масс результаты отличаются только количеством конечных состояний – на фактор 4, Рис. 2.40

2.3.2 Прямые поиски

Прямые поиски миллизаряженных частиц осложнены тем, что их потери энергии при прохождении через материал детектора слишком мало для обнаружения. В данном разделе

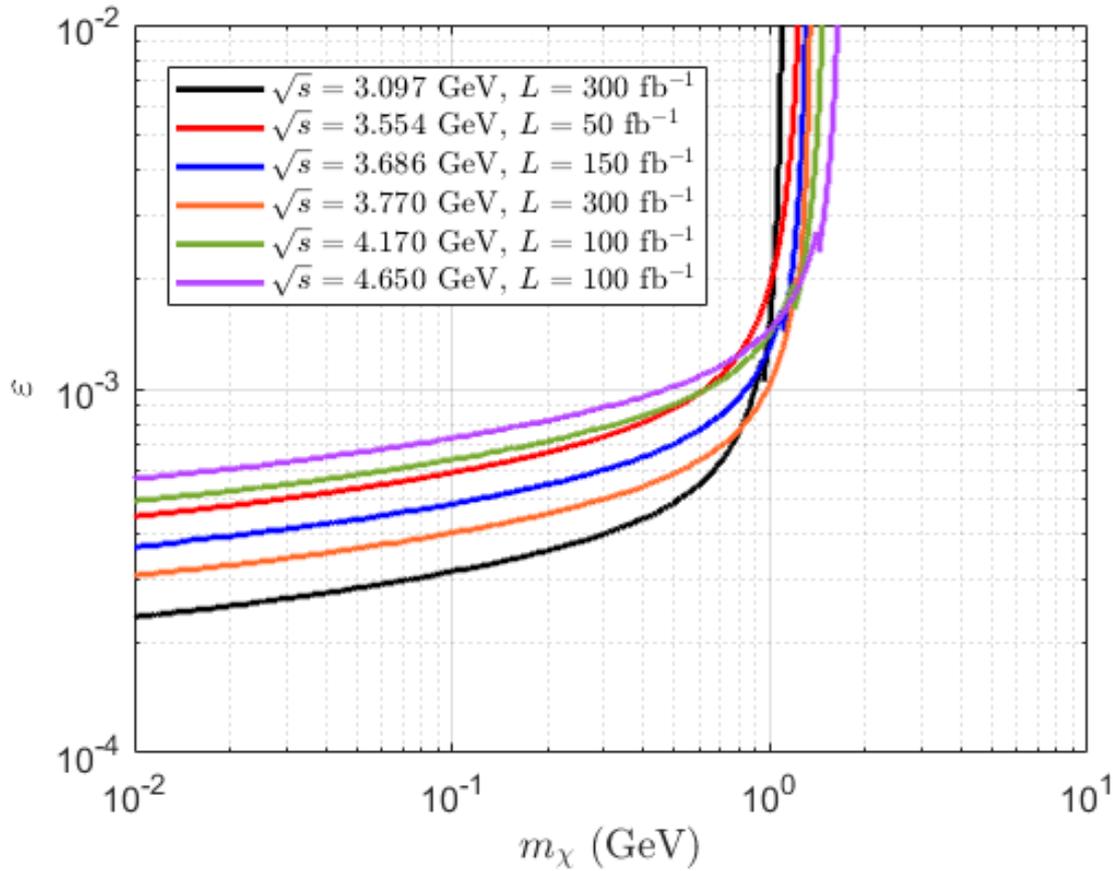


Рис. 2.38: Области, которые будут протестированы на уровне выше 95% в процессе $e^+e^- \rightarrow \gamma\bar{\chi}\chi$.

предлагается способ компенсировать этот эффект для моделей с массами m_χ близкими к половине энергии столкновений e^+e^- , $\sqrt{s}/2 \approx m_\chi$. В этом случае частицы рождаются нерелятивистскими и могут вызвать ионизацию в материале детектора. Вероятность такого взаимодействия мала, однако при определённых значениях параметров характер взаимодействия миллизаряженных частиц может позволить идентифицировать события их рождения.

Треки даже нерелятивистских миллизаряженных частиц ока-

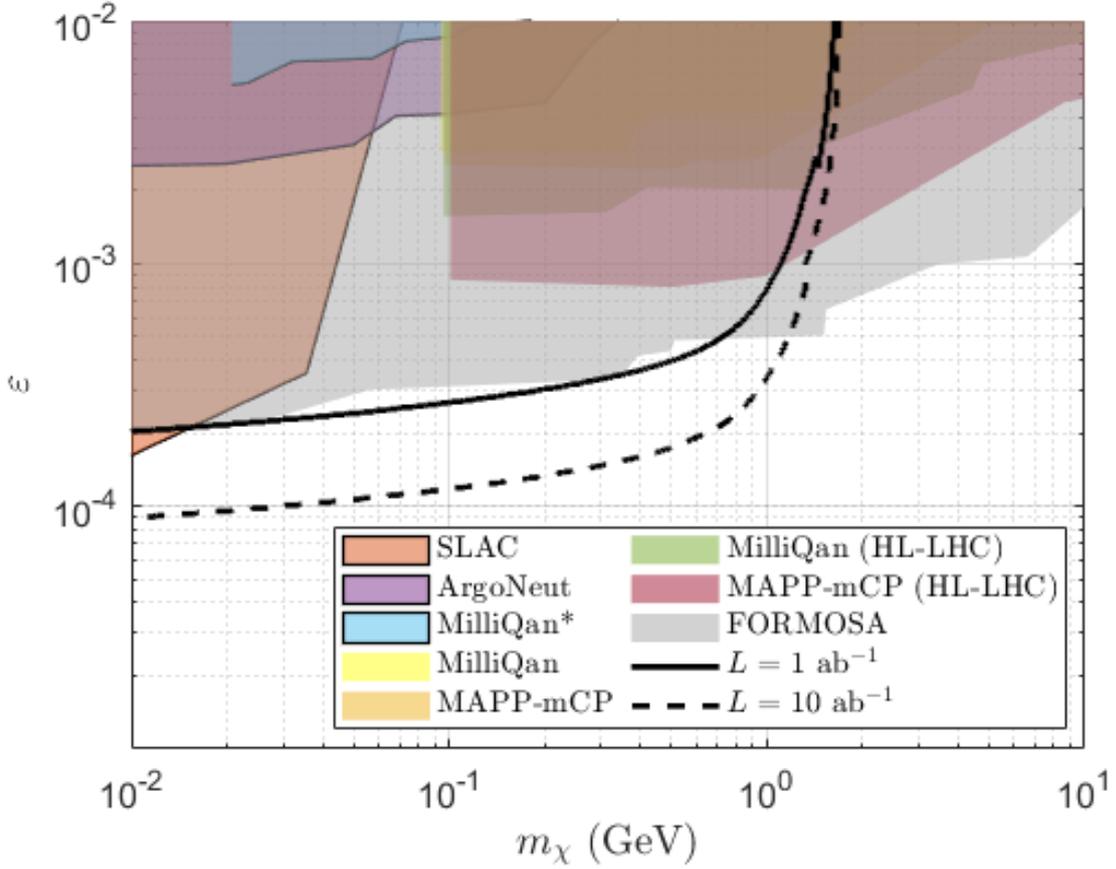


Рис. 2.39: Области, которые могут быть протестированы на уровне выше 95% в $e^+e^- \rightarrow \gamma\bar{\chi}\chi$. Сплошная черная линия соответствует одному году работы, пунктирная – десяти годами. Существующие ограничения (цветные и очерченные) взяты из работы [52], ожидаемые ограничения MAPP-mCP и MilliQan взяты из работы [72], ограничения для стадии работы HL-LHC и эксперимента FORMOSA взяты из работы [52].

зываются загнутыми магнитным полем детектора. Ларморовский радиус при силе магнитного поля B равен

$$r \approx 97 \text{ см} \times \left(\frac{m_\chi}{1 \text{ ГэВ}} \right) \left(\frac{1 \text{ Т}}{B} \right) \frac{\beta}{\epsilon}. \quad (2.16)$$

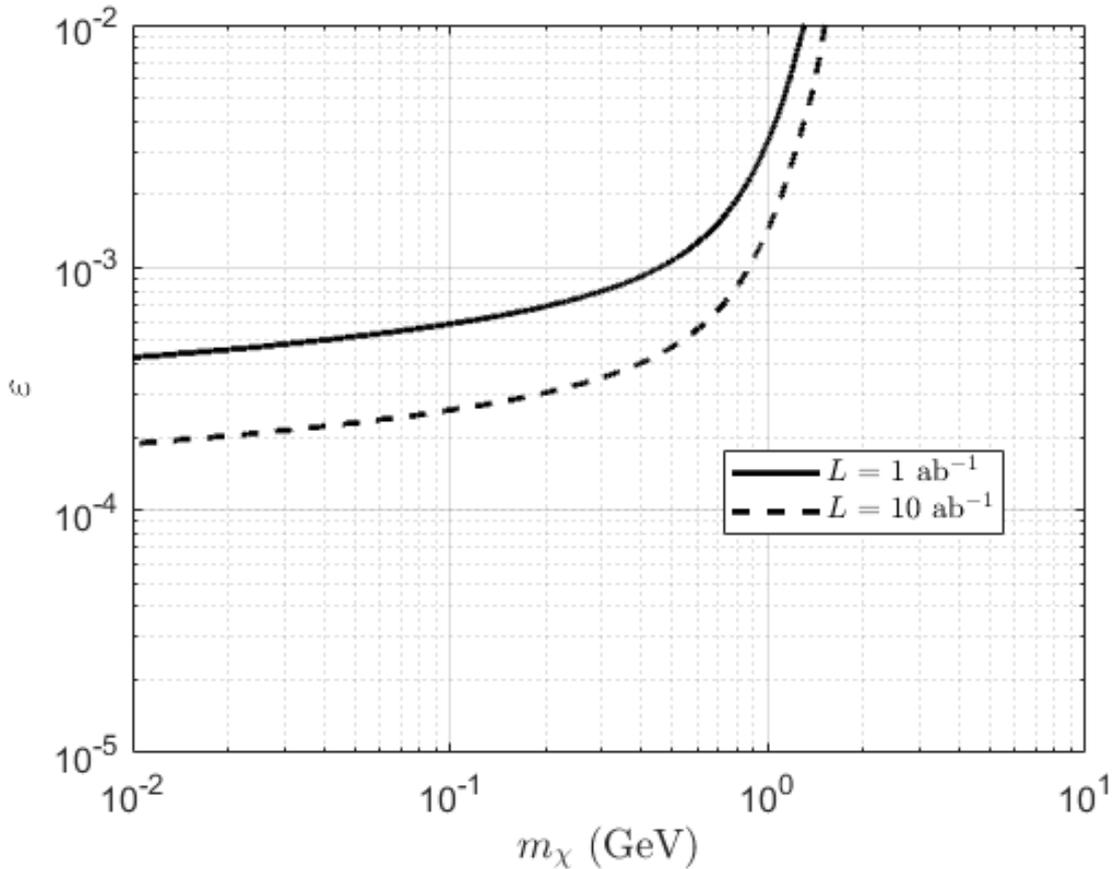


Рис. 2.40: Области выше черных сплошной и пунктирных линий будут протестированы на уровне выше 95% в $e^+e^- \rightarrow \gamma\bar{\chi}\chi$ со скалярными миллизаряженными частицами за один год и десять лет работы.

В случае МСР, чтобы покинуть внутреннюю область трекера, Ларморовский радиус должен быть достаточно большим, $r > 20$ см. Пара МСР разлетается симметрично, вследствие чего их треки проходят через точку взаимодействия. При достаточном количестве соударений треки МСР могут быть восстановлены.

В случае распространения нерелятивистской МСР в среде с плотностью ρ и молярной массой A , составленной из ядер с

электрическим зарядом Z , среднее количество соударений на дистанции δx можно оценить по формуле Резерфорда (см [73])

$$N(\delta x) = \frac{K}{2} \rho \frac{Z}{A} \frac{\epsilon^2}{\beta^2} \delta x \times \int_I^{T_{max}} dT \frac{1 - \beta^2 T / T_{max}}{T^2}, \quad (2.17)$$

где I эффективная энергия ионизации, $K = 0.307 \times 10^6$ эВ \cdot см² \cdot моль⁻¹, и максимальная энергия передачи T_{max} следует из кинематики,

$$T_{max} = \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2}{1 + \frac{2\gamma m_e}{m_\chi} + \left(\frac{m_e}{m_\chi}\right)^2}. \quad (2.18)$$

В пределе тяжелых и медленных МСР, $m_\chi \gg m_e$, $\beta \ll 1$, получается $T_{max} \rightarrow 2m_e \beta^2$ и

$$N(\delta x) = \frac{K}{2} \rho \times \frac{Z}{A} \times \frac{\epsilon^2}{\beta^2} \delta x \times \left(\frac{1}{I} - \frac{1}{T_{max}} \right). \quad (2.19)$$

Для численной оценки рассматривалась дрефтовая камера детектора [74], предложенная для проекта SCTF. Ионизационная камера заполнена пропаном, следовательно, $Z = 26$, $A \approx 44$ г моль⁻¹, $I \approx 11$ эВ и $\rho = 1.864 \times 10^{-3}$ г см⁻³. Подставляя эти значения в (2.19), получаем

$$N(\delta x) \approx 0.5 \times \left(\frac{\delta x}{1 \text{ см}} \right) \left(\frac{\epsilon}{1.8 \cdot 10^{-3}} \right)^2 \left(\frac{10^{-2}}{\beta} \right)^2. \quad (2.20)$$

Как видно, малый заряд МСР может быть компенсирован малой скоростью.

Трекер представляет собой цилиндр с радиусом $L = 60$ см. Дрефтовая камера состоит из $n_c = 41$ чувствительного слоя. Форма чувствительной ячейки гексагональная, с типичным размером ≈ 1.46 см. В среднем на одну ячейку приходится $\delta x = 1$ см в уравнении (2.20), и среднее количество ионизаций в ячейке

$$N_1 \equiv N(1 \text{ см}). \quad (2.21)$$

Количество ячеек, зажженных МСР, распределено по Пуассону со средним N_1 . Следовательно, вероятность зажечь не меньше, чем n_0 ячеек равна

$$P_s(n_0, N_1) = \sum_{n=n_0}^{2n_c} (e^{-N_1})^{2n_c-n} \times (1 - e^{-N_1})^n \times \frac{2n_c!}{n!(2n_c - n)!}. \quad (2.22)$$

Для слегка изогнутой траектории можно ввести большее значение n_c , однако для консервативной оценки используется $n_c = 41$. Ячейка может сработать из-за фоновых воздействий: мягких, но многочисленных фотонов, космических лучей и других факторов. Оценки показывают, что при наивысшей светимости вероятность случайного срабатывания ячейки составляет 5% [75]. Следовательно, комбинаторный фон может создать сигнал, имитирующий поиск МСР, с вероятностью

$$P_b = \sum_{n=n_0}^{2n_c} (1 - 0.05)^{2n_c-n} \times 0.05^n \times \frac{2n_c!}{n!(2n_c - n)!}. \quad (2.23)$$

Ложный трек начинается с одной ячейки, которая может загореться от достаточно энергетического фотона. За 1 /аб/год ожидается около 10^{16} таких фотонов [76]. Условие нулевого фона предполагает $10^{16} \times P_b(n_0) \ll 1$ и $n_0 = 29$. Для расчётов было установлено значение $n_0 = 30$.

Пара МСР должна зажечь не меньше $n_0 = 30$ ячеек, чтобы получить бесфоновую сигнатуру. Ее вероятность будет $P_s(n_0, N_1)$.

Если МСР обладают достаточным импульсом, они могут выбить электрон из атома. Спектр таких δ -электронов, произведенных на длине dx частицей со скоростью β , равен [73]

$$\frac{d^2 N_\delta}{dx dT_e} = \rho \frac{K Z \epsilon^2 F(T_e)}{2 A \beta^2 T_e^2}, \quad (2.24)$$

где для нерелятивистских электронов мы устанавливаем $F(T_e) \approx 1$. Оценка (2.24) справедлива для МСР со скоростями $\beta > \alpha$. На

практике энергия электрона должна превышать некоторую пороговую энергию

$$T_e > T_{\min} = 1 \text{ кэВ}, \quad (2.25)$$

чтобы быть зарегистрированной через вторичную ионизацию. Число таких δ -электронов, произведенных на расстоянии L , можно оценить по формуле

$$N_\delta = \rho \frac{K Z \epsilon^2}{2 A \beta^2} L \left(\frac{1}{T_{\min}} - \frac{1}{T_e} \right). \quad (2.26)$$

Поскольку МСР должны быть достаточно медленными, то согласно уравнениям (2.26) и (2.25) только МСР в узком интервале скоростей $0.03 \leq \beta \ll 1$ могут выбивать δ -электроны. Поэтому этот процесс можно рассматривать лишь как дополнение к основному процессу ионизации.

Полное сечение рождения нерелятивистских МСР определяется формулой

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \chi\bar{\chi}}(s) = \frac{2\pi\alpha^2\epsilon^2\beta}{s}. \quad (2.27)$$

Поскольку энергия пучков немонахроматична, её распределение аппроксимируется гауссовым распределением со средним значением $\sqrt{s_0}$ и дисперсией σ_0^2 . Если ускоритель работает на энергии $\sqrt{s_0}$ в течение некоторого времени и собирает светимость \mathcal{L}_0 , то эффективная дифференциальная светимость равна

$$dL = \frac{\mathcal{L}_0}{\sqrt{2\pi}\sigma_0} \times \exp\left(-\frac{(\sqrt{s} - \sqrt{s_0})^2}{2\sigma_0^2}\right) d\sqrt{s} \quad (2.28)$$

и полное число рожденных МСР пар

$$N(\sqrt{s_0}) = \int d\sqrt{s} \frac{dL}{d\sqrt{s}} \sigma_{e^+e^- \rightarrow \chi\bar{\chi}}(s). \quad (2.29)$$

Разброс по энергии пучков значительно снижает вероятность рождения нерелятивистских МСР на резонансе, однако увеличивает вероятность их рождения в диапазоне масс вокруг резонанса $m_\chi = \sqrt{s_0}/2 \pm \sigma_0$. Излучение в начальном состоянии

приводит к аналогичному эффекту, но его вклад пренебрежимо мал.

Каждая пара МСР имеет определенных шансов ионизовать вещество в трекаре. Эта вероятность зависит от скорости МСР. Число событий с минимальным $n_0 = 30$ числом зажженных ячеек равно

$$N_t(\sqrt{s_0}) = \int d\sqrt{s} \frac{dL}{d\sqrt{s}} \sigma_{e^+e^- \rightarrow \chi\bar{\chi}}(s) \times P_s(n_0, N_1), \quad (2.30)$$

где P_s и N_1 следуют из уравнений (2.22) и (2.20). Число ожидаемых δ -электронов задано выражением (2.26).

Другим источником МСР могут быть распады векторных адронных резонансов, которые образуются на пороге и напрямую распадаются в пару МСР. Единственным перспективным мезоном для таких поисков является J/ψ . Число таких событий равно

$$N = N_{J/\psi} \times \epsilon^2 \times Br_{\chi\bar{\chi}} \times P_s(n_0, N_1), \quad (2.31)$$

где число рожденных мезонов $N_{J/\psi} = 5 \cdot 10^{11}$, и парциальную ширину распада мезона в МСР $Br_{\chi\bar{\chi}}$ можно выразить через парциальную ширину в мюоны $Br_{\mu\mu}$ [77]

$$Br_{\chi\bar{\chi}} = Br_{\mu\mu} \times \frac{\sqrt{1 - 4m_\chi^2/m_{J/\psi}^2} \left(1 + 2m_\chi^2/m_{J/\psi}^2\right)}{\sqrt{1 - 4m_\mu^2/m_{J/\psi}^2} \left(1 + 2m_\mu^2/m_{J/\psi}^2\right)}. \quad (2.32)$$

Для демонстрации предложенного метода был проведён численный расчёт для трекара, заполненного пропаном, с параметрами $\sqrt{s_0} = 3$ ГэВ, $\mathcal{L}_0 = 100$ фб $^{-1}$, $\sigma_0 = \sqrt{2} \times 0.1\% \times \sqrt{s_0}/2$, следовательно, $\sigma_0 = 2.1$ МэВ. Описанную сигнатуру для событий с МСР можно считать надёжной при $n_0 = 30$ и более, следовательно, каждый МСР должен пролететь как минимум $X_{\min} = 15$ см. Интенсивность ионизации должна быть достаточно высокой, $N_1 \gtrsim 0.13$, см. (2.20).

С заданным набором параметров можно приблизительно оценить минимальную скорость МСР. Для $N_1 \gtrsim 0.13$ с $n_0 = 30$ и минимальной передачей энергии I , предполагается, что $\beta > 5 \times 10^{-3}$. Для δ -электронов с (2.18) и (2.25) скорость должна быть $\beta > 3 \times 10^{-2}$. Далее будет показано, что в чувствительной области скорости МСР всегда превышают 1×10^{-2} , что находится в пределах применимости формул (2.19), (2.24).

Численный анализ проводился с помощью сканирования по m_χ и ϵ и интегрированием по энергии пучка в (2.30) с учетом всех ограничений на скорость. Чтобы установить ограничения на параметры, требовалось, чтобы сигнал превышал 3, что соответствует уровню достоверности выше 95%.

Для демонстрации эффекта разброса энергии пучков был проведён упрощённый расчёт, в котором вместо формулы 2.22 были наложены ограничения на ϵ/β из требования $dE/dx > 25$ эВ/см. Что соответствует $N_1 \approx 0.5$. Результаты представлены на Рис. 2.41. Как можно заметить, больший разброс энергии пучка позволяет протестировать более широкий диапазон масс, однако уменьшает чувствительность вблизи самого резонанса. Верхние ограничения следуют из требований на T_{min} и σ_0 . Наибольшая чувствительность к моделям с МСР достигается при сигнатуре с ионизацией газа.

Энергия в системе центра масс также изменяется из-за излучения в начальном состоянии. Это можно учесть с помощью расширения уравнения, учитывающего вклад излучения (2.29),

$$N(\sqrt{s_0}) = \int d\sqrt{s} \int_0^{x_{max}} dx \frac{dL}{d\sqrt{s}} \sigma_{e^+e^- \rightarrow \chi\bar{\chi}}((1-x)s) H(x,s), \quad (2.33)$$

где $H(x,s)$ представлено в работе [78] и x отвечает доле энергии, уносимой фотоном, $x = 1 - s'/s$. $x_{max} = (25 \text{ MeV})^2/s$. Для рассматриваемой области параметров $H(x,s)$ можно аппроксимировать

$$H(x,s) = B(x^{B-1} - 1 + x/2), \quad (2.34)$$

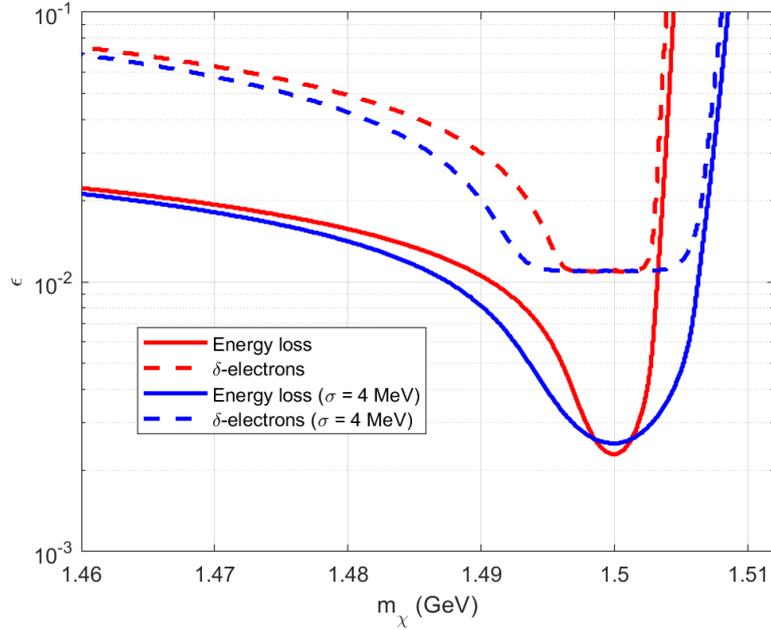


Рис. 2.41: Очерченные области соответствуют 3 и больше сигнальным событиям. $\mathcal{L}_0 = 100 \text{ фб}^{-1}$, $\sqrt{s_0} = 3 \text{ ГэВ}$. Красные линии получены при $\sigma_0 = \sqrt{2} \times 10^{-3} \times \sqrt{s_0}/2 = 2.1 \text{ МэВ}$, и синие при $\sigma_0 = 4 \text{ МэВ}$.

где $B = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\log \left(\frac{s}{m_e^2} \right) - 1 \right)$. Результаты представлены на Рис. 2.42. Как видно, поправки от учета излучения в начальном состоянии пренебрежимо малы.

Результаты, представленные выше, были получены при условии нулевого фона. Поскольку количество сигнальных событий увеличивается со светимостью по закону $N \propto \mathcal{L} \times \epsilon^2 \times \epsilon^2$, при увеличении статистики в 10 раз чувствительность возрастает в 1.8 раза. Чувствительность можно также улучшить, уменьшив X_{min} и I , либо используя более плотный газ в трекаре. Однако изменение этих параметров может привести к появлению фона.

Обычно e^+e^- коллайдеры работают на нескольких заранее заданных энергиях $\sqrt{s_0}$ или проводят сканирование по определённой области. Предполагается, что $c\text{-}\tau$ фабрика последуют

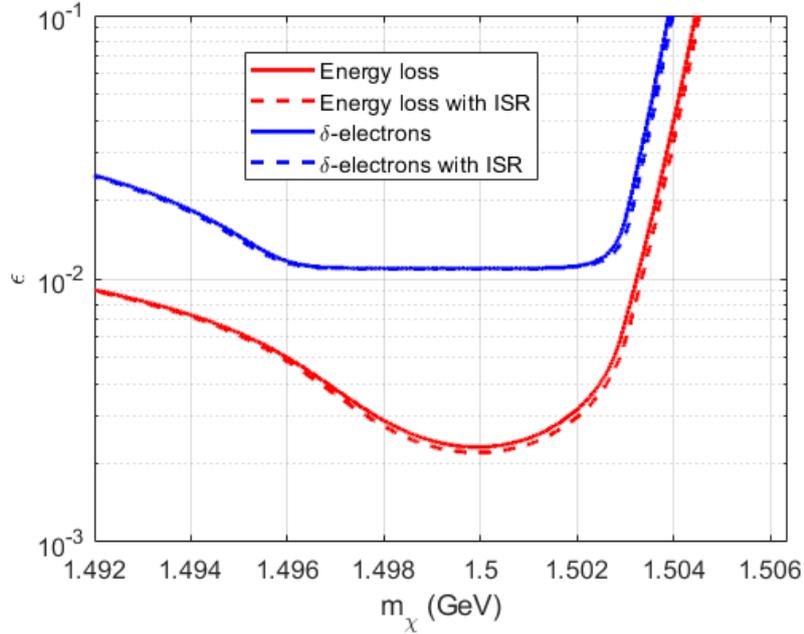


Рис. 2.42: Области соответствуют 3 или более событиям при $\mathcal{L}_0 = 100 \text{ фб}^{-1}$ с $\sqrt{s_0} = 3 \text{ ГэВ}$, $\sigma_0 = 2.1 \text{ МэВ}$. Сплошные линии получены без учета излучения в начальном состоянии, пунктирные линии получены с учетом излучения в начальном состоянии.

плану, представленному в Табл.2.3. Результаты представлены на Рис. 2.43.

Чтобы продемонстрировать возможности SCTF по сканированию по энергии столкновений был проведен расчет с шагом 10 МэВ и светимостью в каждой точке 1 фб⁻¹.

2.4 Z' бозон

Существуют расширения Стандартной модели с лёгким векторным бозоном, который асимметрично взаимодействует с левыми и правыми фермионами, см.[7, 83, 84]. Такие частицы называются Z' -бозонами. Их взаимодействие параметризуется

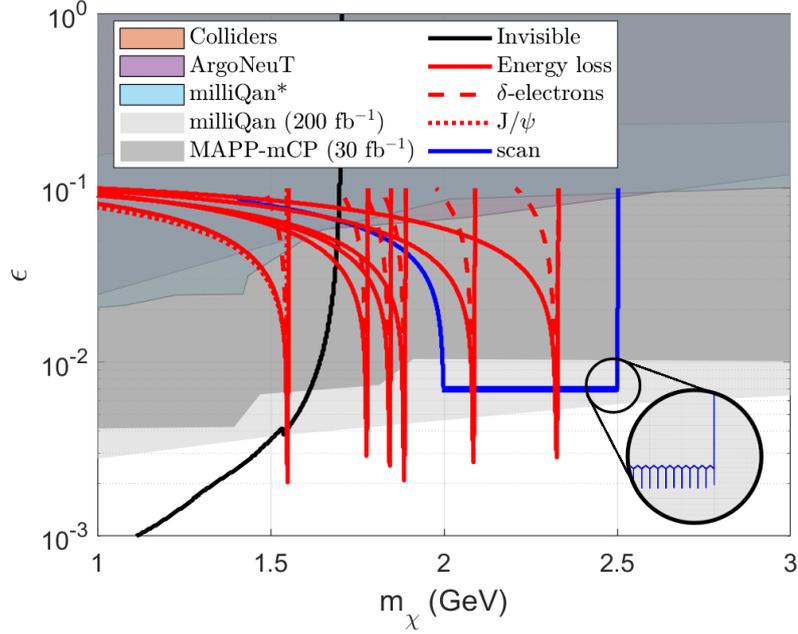


Рис. 2.43: Области, которые будут протестированы на уровне выше 95% с $e^+e^- \rightarrow \chi\chi$ и нерелятивистскими МСР (красные сплошные линии для ионизации, пунктирные для δ -электронов) за один год работы, следуя программе 2.3. Область выше синей линии ($\epsilon \approx 7 \times 10^{-3}$ с вертикальными скачками величиной в 5.7%) может быть исследована при сканировании по энергиям, как описано в [79]. Закрашенные области исключены на уровне достоверности выше 95% ArgoNeuT [80], milliQan [81], и отработавшими коллайдерами [82]. Закрашенные серым области будут исследованы будущими экспериментами MAPP-mCP and milliQan [72]. Черная сплошная линия соответствует поискам с недостающей энергией.

векторной g_V и аксиальной g_A константами взаимодействия

$$\mathcal{L} = Z'_\mu \bar{e} \gamma^\mu (g_V - g_A \gamma_5) e. \quad (2.35)$$

Рассеяние лептонов может привести к образованию Z' в паре с фотоном. Такой процесс совпадает с искомой сигнатурой, ес-

ли Z' стабилен или распадается в невидимую моду. Поскольку взаимодействие Z' со Стандартной моделью, согласно (2.35), зависит от киральности, то и сечение процесса рождения Z' также от неё зависит. Для неполяризованного пучка позитронов и электронного пучка с поляризацией $\epsilon \in [-1; 1]$ сечение рождения Z' описывается следующим выражением

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\cos\theta_\gamma} = & \frac{\alpha}{2s} \times (g_A^2 + g_V^2 - 2\epsilon g_A g_V) \\ & \times \left(1 - \frac{m_{Z'}^2}{s}\right) \frac{1 + \cos^2\theta_\gamma + \frac{4sm_{Z'}^2}{(s-m_{Z'}^2)^2}}{(1 - \cos^2\theta_\gamma)}. \end{aligned} \quad (2.36)$$

В случае неполяризованных пучков $\epsilon = 0$ формула (2.36) преобразуется к (2.12). Так же как и в случаях $g_A \rightarrow 0$ и $g_V \rightarrow 0$, где зависимость от поляризации пропадает. Так например, если Z' взаимодействует только с левоспиральными лептонами, то $g_A = g_V$ и сечение такого процесса равно нулю для продольно поляризованного пучка электронов, $\epsilon \rightarrow 1$. Этот же эффект для процессов Стандартной модели позволяет использовать поляризацию пучка, чтобы подавить фон нейтрино (2.1).

Интегрируя сечение (2.36) с учётом кинематических ограничений, можно определить область параметров модели, которая может быть протестирована на $c\tau$ фабрике. Результаты представлены на Рис. 2.44–2.46 для моделей с различным соотношением g_V и g_A . Как и в случае с темным фотоном (2.2), наилучшая чувствительность достигается при массе Z' , близкой к резонансу $e^+e^- \rightarrow Z'$.

Зависимость сигнала от поляризации электронов можно использовать для определения природы гипотетической частицы. При изменении поляризации меняется выход Z' . Результат также зависит от относительного знака g_A и g_V , что может привести к тому, что сигнал окажется сильнее при отрицательной поляризации ϵ в некоторых моделях. В случае обнаружения сигнала

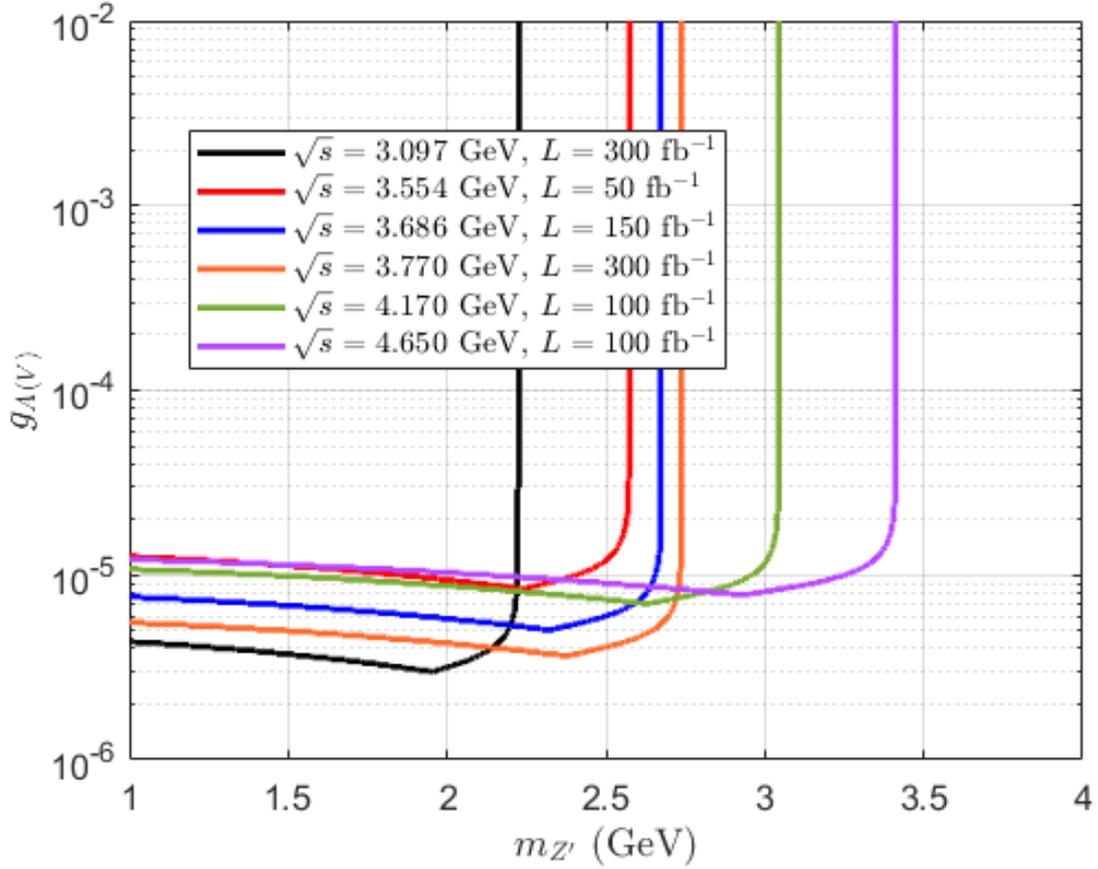


Рис. 2.44: Область параметров модели с $g_V = 0$ или $g_A = 0$, которые будут протестированы на уровне выше 95% в $e^+e^- \rightarrow \gamma Z'$ с разной поляризацией ϵ электронного пучка. Области совпадают с представленными на Рис. 2.34 с заменой $g = \epsilon e$.

будет возможно определить обе константы g_A и g_V путём анализа данных, собранных при разных поляризациях пучков.

Наилучший результат достигается при объединенном анализе всех стадии эксперимента, Рис. 2.47 и 2.48. Для чисто векторного или аксиального взаимодействия результаты для модели с Z' совпадают с результатами для темных фотонов. Число событий для $g_A g_V$ с разным знаком совпадают для SCTF, работаю-

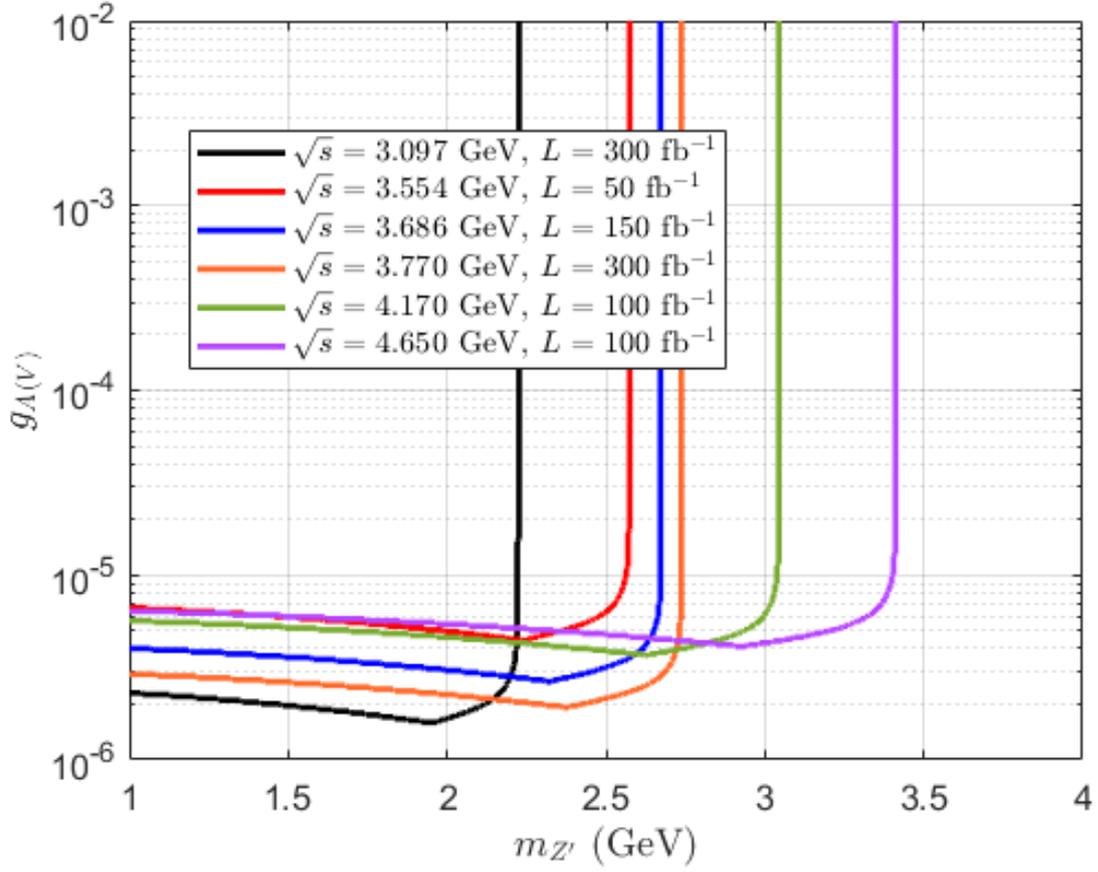


Рис. 2.45: Области, которые будут протестированы на уровне выше 95% в $e^+e^- \rightarrow \gamma Z'$ с $\epsilon = 0.8$ и $g_A = -g_V$.

щей на противоположных поляризациях пучков. Однако, фон для отрицательной поляризации в 1.5 раза больше, что приводит к ухудшению чувствительности на 7%, Рис. 2.47 и 2.48.

SCTF является достаточно перспективным инструментом для поисков новой физики, что демонстрируется на Рис. 2.49 и 2.50

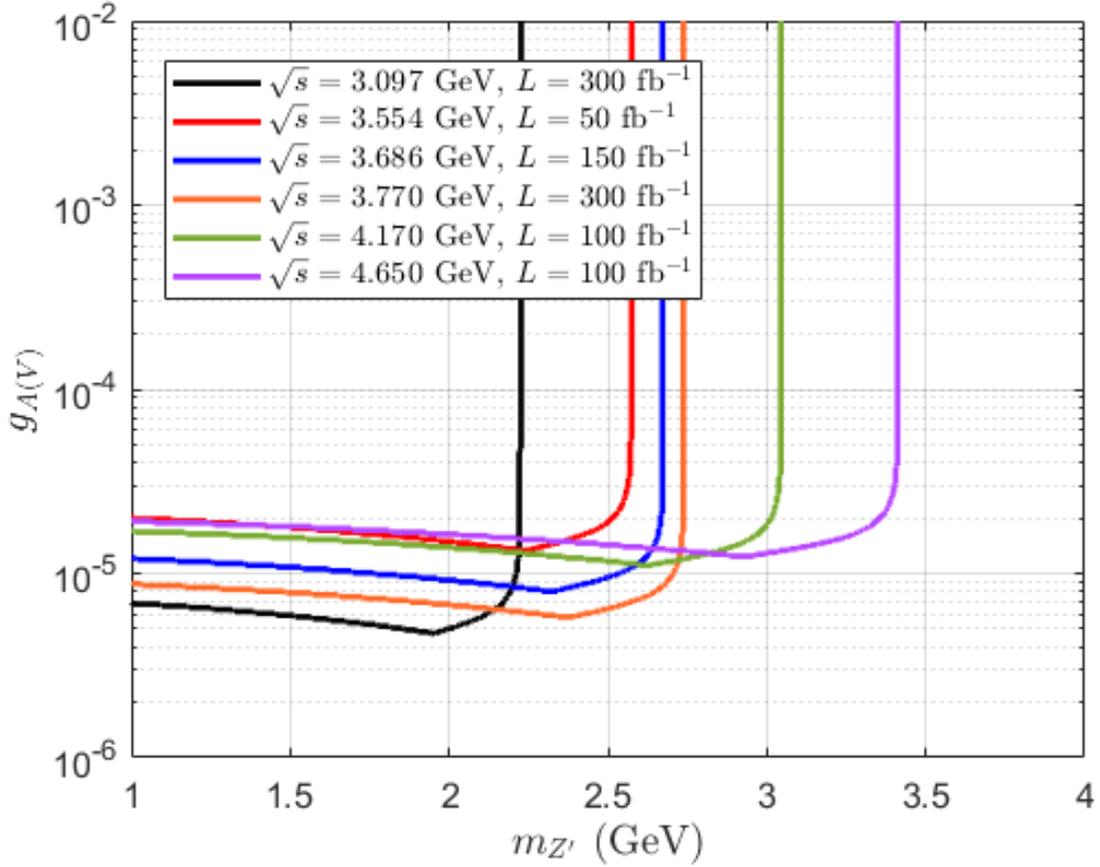


Рис. 2.46: Области, которые будут протестированы на уровне выше 95% в $e^+e^- \rightarrow \gamma Z'$ с $\epsilon = 0.8$ и $g_A = g_V$.

2.5 Нейтральный (псевдо)скалярный бозон

На сегодняшний день известен только один фундаментальный скаляр — бозон Хиггса. Однако могут существовать и другие скалярные или псевдоскалярные частицы. Они возникают в различных расширениях Стандартной модели, таких как расширение сектора Хиггса, скалярный потенциал скрытого сектора, теории великого объединения и другие. В рамках парадиг-

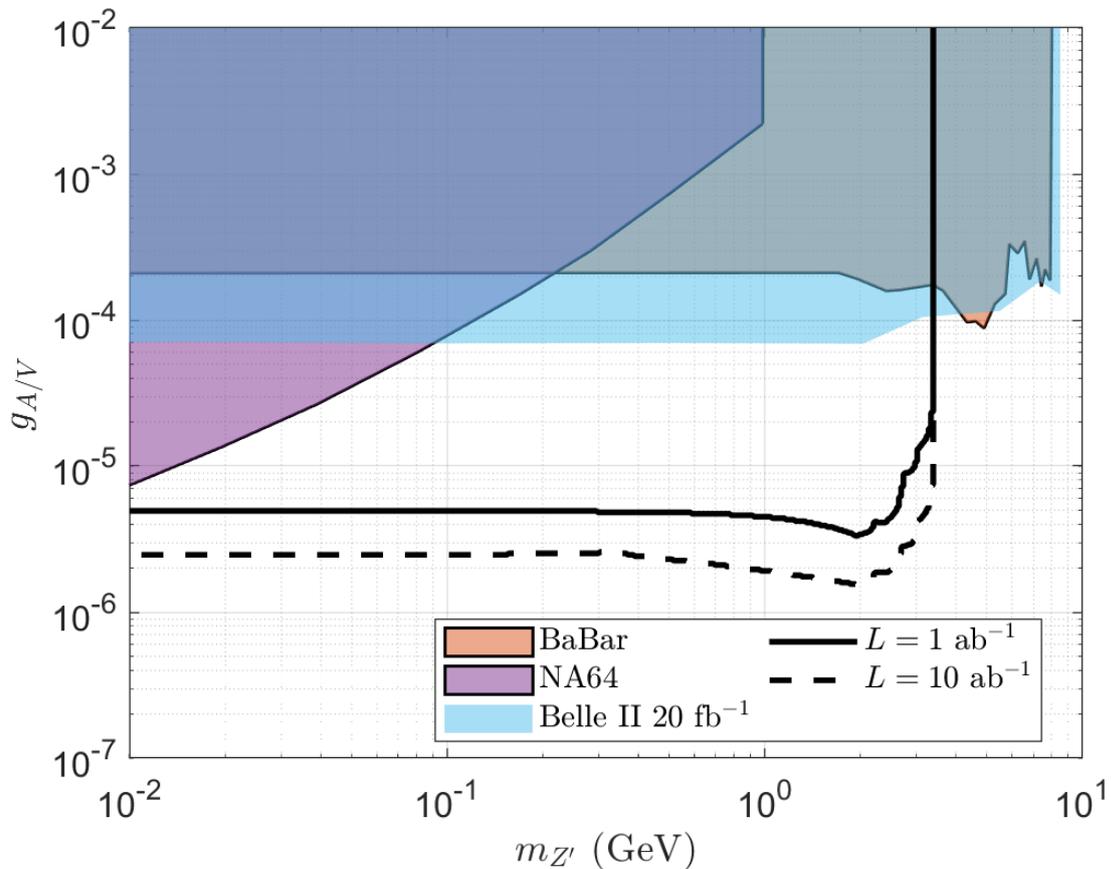


Рис. 2.47: Области параметров модели с Z' и $g_V = g_A$, который будут протестированы на $c\text{-}\tau$ фабрике за 1 год (черная сплошная линия) и 10 лет (черная пунктирная линия) на уровне достоверности выше 95% в $e^+e^- \rightarrow \gamma Z'$ и $\epsilon = 0.8$. Мы получили такие же результаты для моделей с $g_A = -g_V$ и поляризацией $\epsilon = -0.8$, тогда как чувствительность за 10 лет на 7% хуже, чем в модели с $g_A = g_V$, из-за фона. Экспериментальные ограничения совпадают с ограничениями на темный фотон после замены $(g_V^2 + g_A^2 - 2\epsilon g_A g_V) = \epsilon^2 e^2$

мы порталов скалярная частица s может взаимодействовать со Стандартной моделью через так называемый скалярный пор-

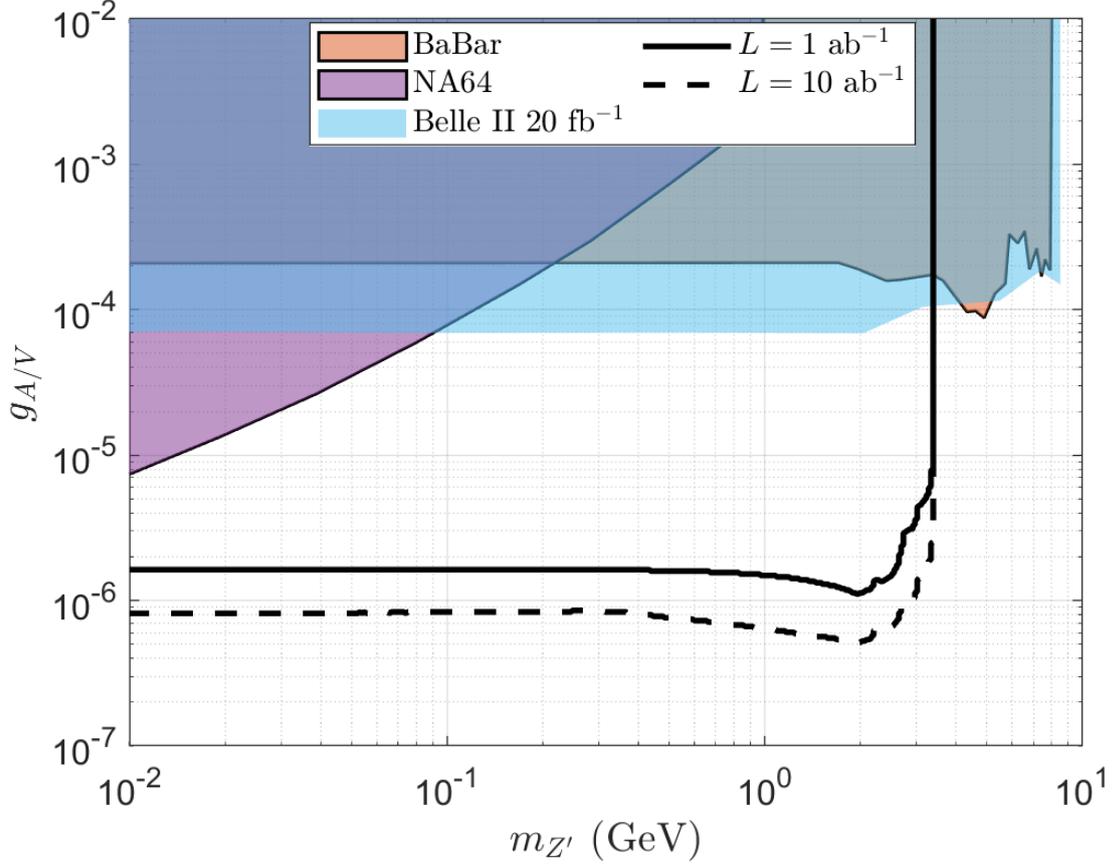


Рис. 2.48: То же что на Рис. 2.47, но для моделей с $g_V = -g_A$ и $\epsilon = -0.8$.

тал — перенормируемое взаимодействие с Хиггсом. На низких энергиях такое взаимодействие сводится к эффективному взаимодействию с парой фотонов [86].

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4} g_{s\gamma\gamma} s F_{\mu\nu} F^{\mu\nu}, \quad (2.37)$$

где $g_{s\gamma\gamma}^{-1}$ имеет размерность обратной массы. Аналогичные константы связи появляются и в моделях с псевдоскалярным a или

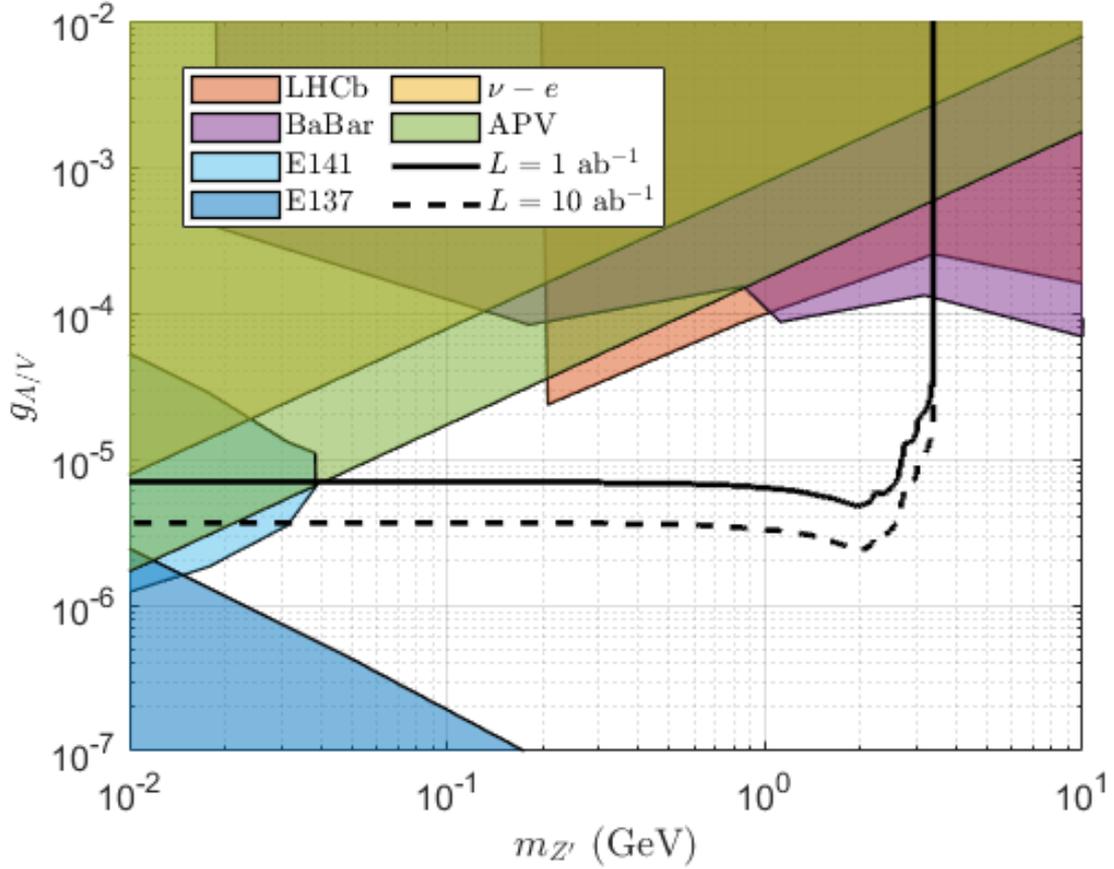


Рис. 2.49: Области параметров модели с Z' в случае полускрытого сектора и $g_V = g_A$, которые будут протестированы за 1 год (черная сплошная линия) и 10 лет (черная пунктирная линия) на уровне выше 95% в процессах $e^+e^- \rightarrow \gamma Z'$ и $\epsilon = 0.8$. Такие же результаты получаются для моделей $g_A = -g_V$ и $\epsilon = -0.8$, где для 10 лет работы область на 7% меньше, чем в модели с $g_A = g_V$, из-за большего фона. Ограничения из экспериментов (цветные и очерченные области) взяты из работы [85].

аксиноподобной частицей

$$\mathcal{L} = \frac{1}{4} g_{a\gamma\gamma} a F_{\mu\nu} \tilde{F}^{\mu\nu}, \quad (2.38)$$

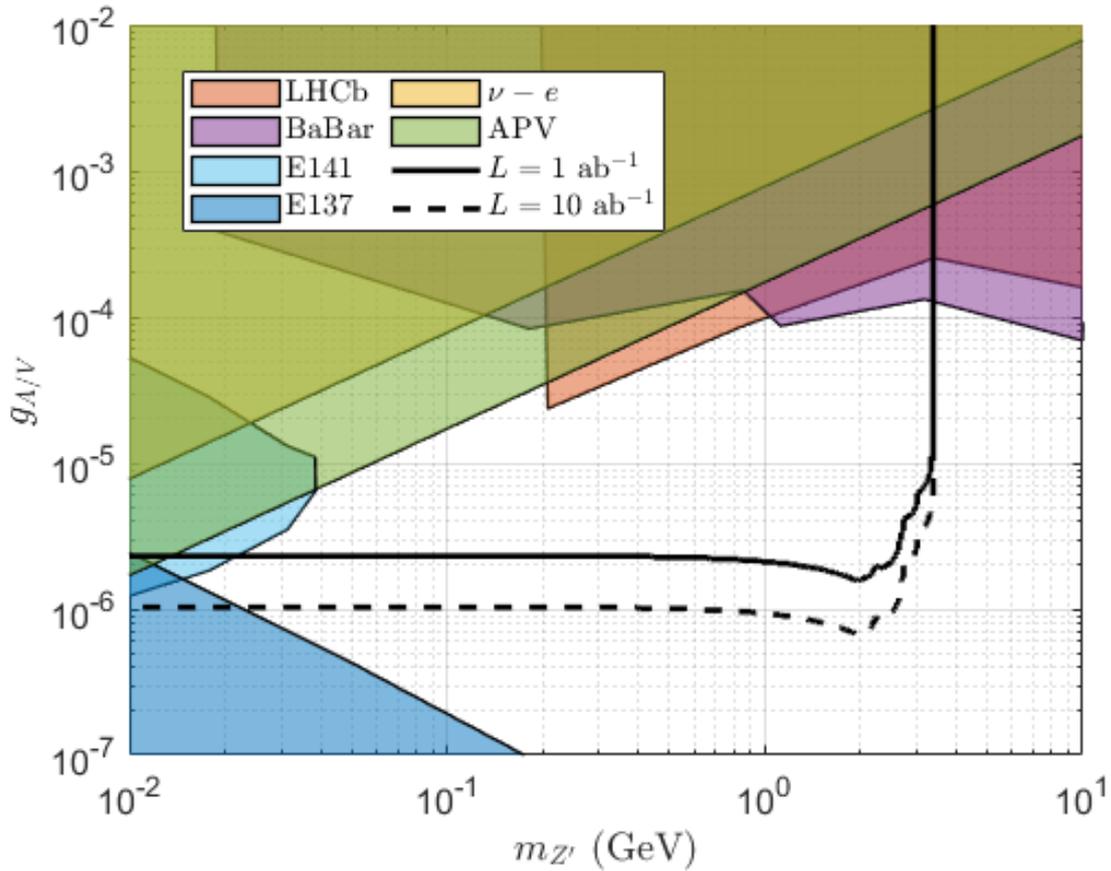


Рис. 2.50: То же что на Рис. 2.49 но для моделей с $g_V = -g_A$. Чувствительность с $\epsilon = -0.8$ для моделей с Z' и $g_V = g_A$ такая же, тогда как для 10 лет работы чувствительность на 7% хуже, чем в модели с $g_A = g_V$, из-за большего фона.

где $\tilde{F}^{\mu\nu}$ – дуальный тензор к $F^{\mu\nu}$.

В e^+e^- столкновениях взаимодействие (2.37), (2.38) открывает возможность рождения (псевдо)скаляра через виртуальный фотон. Если гипотетическая частица стабильна или распадается в невидимую моду, то она создаёт в детекторе сигнал, совпадающий с обсуждаемой сигнатурой. В рассматриваемой сигнатуре нет наблюдаемой, чувствительной к четности

скалярной или псевдоскалярной частицы, поэтому далее, для конкретности, рассматривается аксионоподобная частица. Диаграмма соответствующего процесса представлена на Рис.2.51. Дифференциальное сечение такого процесса равно [87]

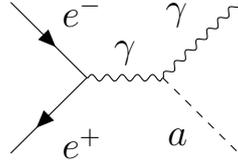


Рис. 2.51: Диаграмма Фейнмана процесса рождения аксионоподобной частицы и фотона в e^+e^- столкновении.

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_\gamma} = 4\pi^2\alpha\frac{g_{a\gamma\gamma}^2}{(16\pi)^2}\left(1 - \frac{m_a^2}{s}\right)^3(1 + \cos^2\theta_\gamma). \quad (2.39)$$

В отличие от предыдущих моделей, здесь нет резонанса при $m_a^2 \rightarrow s$, так как процесс рождения (псевдо)скалярной частицы проходит через s -канальный обмен фотоном. Также здесь нет зависимости от поляризации пучка позитронов.

Процесс расчета аналогичен другим моделям. Результаты представлены на Рис. 2.52.

Данные, собранные за год и за 10 лет, позволяют установить более сильные ограничения на модели. Результаты представлены на Рис. 2.53 (Рис. 2.54 показывает результаты для случая полускрытого сектора).

2.6 Заключение по главе

В этой главе рассмотрены перспективы s - τ фабрики [12, 54, 59] в проверке моделей новой физики. Возможность поляризации электронного пучка способствует снижению фоновых событий для поисков с сигнатурой недостающей энергии. Кроме

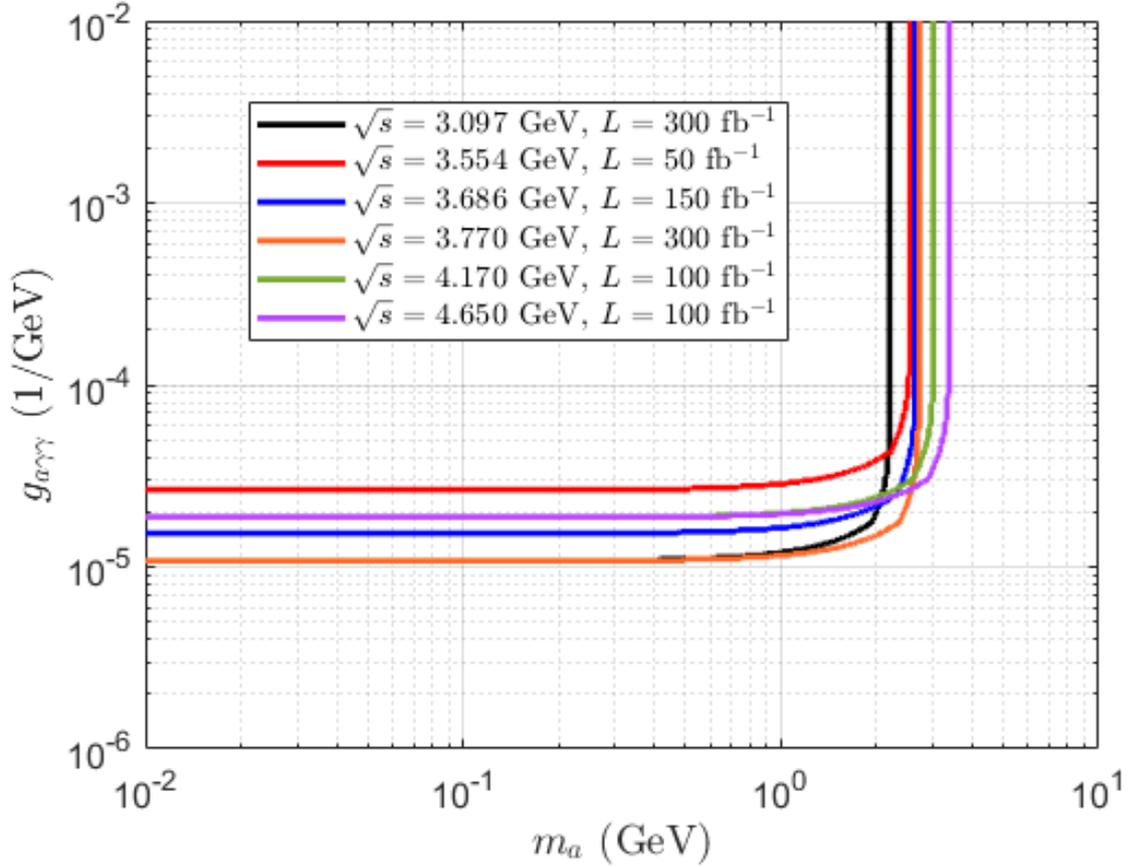


Рис. 2.52: Области над линиями будут протестированы на уровне выше 95% в процессе $e^+e^- \rightarrow \gamma a$.

того, эта возможность, вместе с угловым распределением сигнальных фотонов, позволяет определить природу гипотетических частиц в случае их обнаружения. Результаты показывают, что на SCTF можно получить ограничения на 1-2 порядка сильнее, чем существующие. В зависимости от конкретной модели, перспективы SCTF оказываются комплиментарными по отношению к другим экспериментальным проектам или даже превосходят их.

В данной главе также предлагается метод прямых поисков

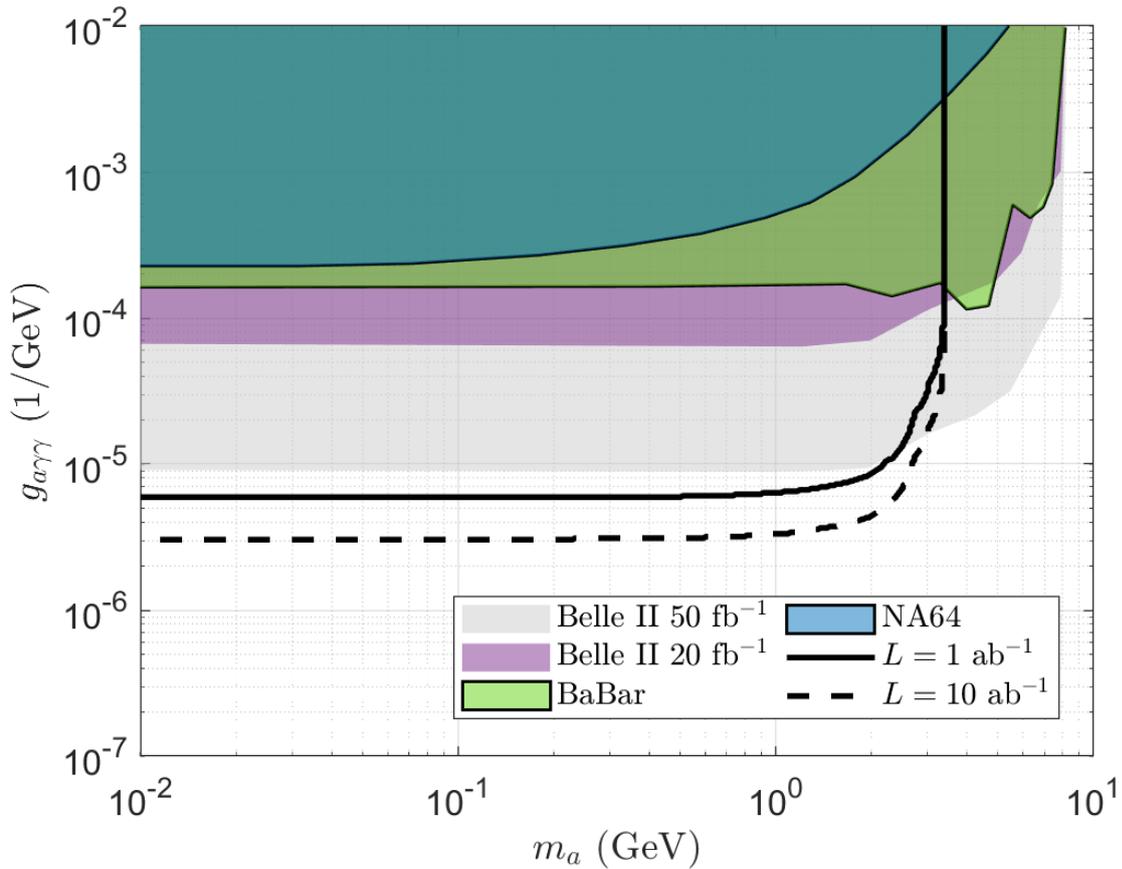


Рис. 2.53: Ограничения на константу связи с фотоном $g_{a\gamma\gamma}$. Черная сплошная линия отвечает статистике, собранной за 1 год, черная пунктирная за 10 лет. Области над линиями соответствуют уровню достоверности выше 95%. Существующие ограничения (цветные и очерченные) и ожидаемые (цветные) взяты из работы [88].

миллизаряженных частиц, основанный на высокой ионизационной способности медленных частиц, чья малая скорость компенсирует их малый заряд. Прямые поиски могут дополнить результаты, полученные с сигнатурой с недостающей энергией, так как позволяют исследовать область с большими массами

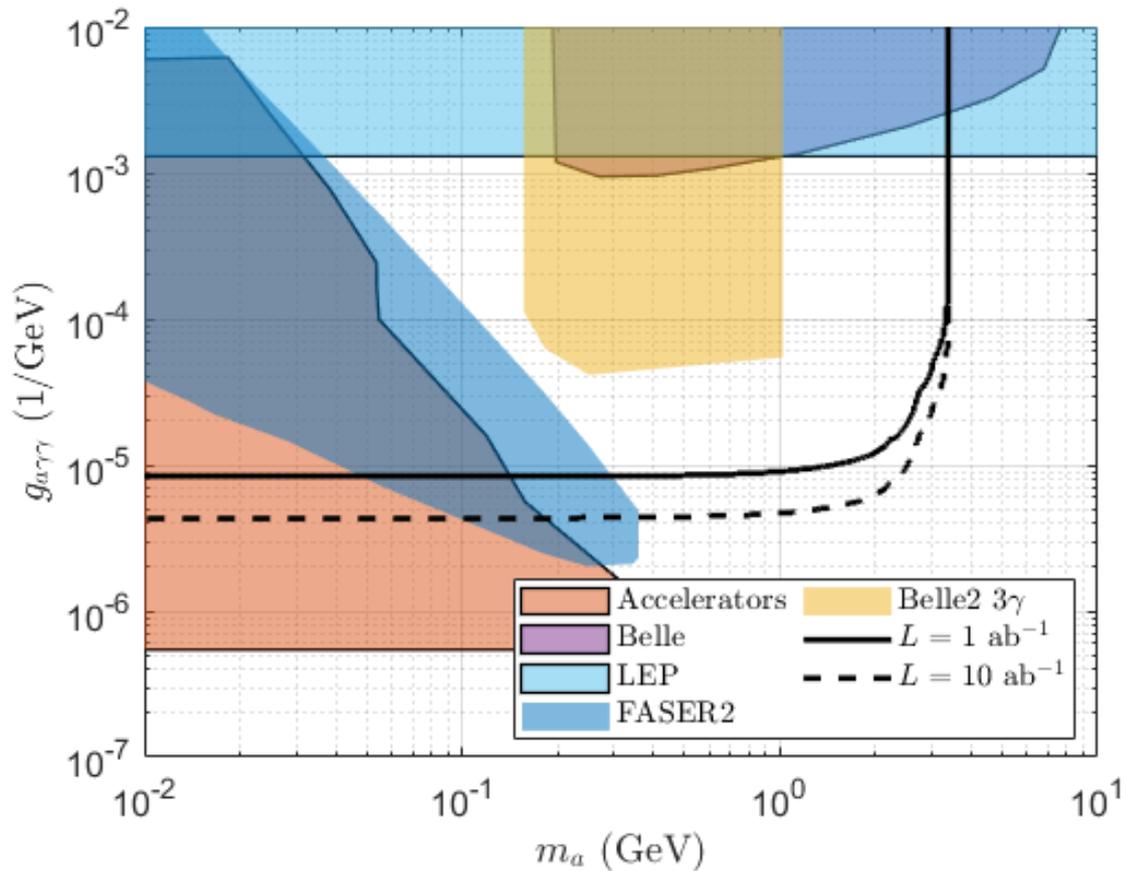


Рис. 2.54: Ограничения на константу связи с фотоном $g_{a\gamma\gamma}$ в случае полускрытого сектора. Черная сплошная линия отвечает статистике, собранной за 1 год, черная пунктирная – за 10 лет. Области над линиями соответствуют уровню достоверности выше 95%. Существующие ограничения (цветные и очерченные) и ожидаемые на FASER, Belle2(3γ) и ускорительных экспериментах (цветные) взяты из работы [52]. Ограничения из Belle и LEP взяты из [89].

МСР.

3 Частицы скрытого сектора на NICA

Nuclotron based Ion Collider Facility (NICA)³ — новый ускорительный комплекс, возводимый в ОИЯИ, Дубна. На NICA планируется работа с протонами, ядрами золота, цинка и другими ионами с энергиями 4–11 ГэВ на нуклон.

На NICA планируется установка двух детекторов: Multi-Purpose Detector (MPD) [90] и Spin Physics Detector (SPD) [91]. Основной целью экспериментов является исследование адронной материи и кварк-глюонной плазмы, однако возможности детекторов также позволяют проводить исследования в области фундаментальной новой физики.

Кинематика столкновений предполагает, что наиболее перспективная область масс для новой физики на NICA составляет менее 1 ГэВ. Столкновения тяжёлых заряженных ионов открывают возможности для исследования моделей, в которых гипотетические частицы взаимодействуют с фотонами Стандартной модели. В данной главе рассматриваются перспективы NICA MPD в поисках гипотетических частиц в моделях с аксионоподобной частицей и тёмными фотонами.

³NICA website nica.jinr.ru

3.1 Сигнатура

Малая константа связи новой физики со Стандартной моделью делает возможным длительное время жизни гипотетических частиц. В связи с этим, как тёмный фотон, так и аксиноподобная частица могут преодолевать макроскопические расстояния в детекторе перед распадом. В данной работе предлагается использовать этот факт и искать события со смещённой вершиной. Заметное расстояние между точкой столкновения пучков и точкой распада гипотетической частицы позволяет свести уровень фона к незначительному. В недавнем отчёте по МРД была предложена модернизация внутренней трековой системы (ITS) [92]. После установки эта система позволит определять положение вторичной вершины с точностью до ~ 10 мкм. Положение точки столкновения определяется с точностью около 100 мкм.

Для оценки перспектив NICA в исследованиях моделей новой физики были рассмотрены три минимальных расстояния вторичной вершины от точки взаимодействия: $L_{min} = 100$ мкм, $L_{min} = 500$ мкм и $L_{min} = 1000$ мкм. Вероятность того, что частица пролетит расстояние больше L_{min} и распадётся в детекторе, равна

$$P = \exp\left(-\frac{L_{min}}{d}\right) - \exp\left(-\frac{L_{max}}{d}\right), \quad (3.1)$$

где $L_{max} \sim 1$ м - размер детектора, $d = \tau\gamma\beta$ длина среднего пробега частицы. В наших вычислениях мы получили, что $d_{max} \sim 1$ мм, что предполагает $L_{max} \gg d$, $\exp\left(-\frac{L_{max}}{d}\right) \approx 0$, поэтому вероятность (3.1) стремится к выражению

$$P = \exp\left(-\frac{L_{min}}{d}\right). \quad (3.2)$$

В данной работе, в моделях с тёмным фотоном, рассматривались только его распады в электроны, $A' \rightarrow e^+e^-$, так как

текущая конфигурация МРД не предполагает наличие мюонного детектора, а адронные моды распада неразличимы на фоне большого числа пионов. В моделях с аксионоподобной частицей в качестве сигнала рассматривался только распад в фотоны, $a' \rightarrow \gamma\gamma$. Другие распады в частицы Стандартной модели учитывались при расчёте полной ширины гипотетической частицы и суммировались в Γ_{SM} . Кроме того, в некоторых моделях могут существовать распады в частицы скрытого сектора. Такие невидимые моды вносят вклад во время жизни частицы $1/\tau \equiv \Gamma_{tot}$, а следовательно, в длину пробега d и парциальные ширины. Чтобы учесть эти процессы, был рассмотрен случай полускрытого сектора, как это было в главе о СЧТФ (1.4), где полная ширина распада равна $\Gamma_{tot} = 2\Gamma_{SM}$ и $\Gamma_{tot} = 10\Gamma_{SM}$. Первый случай соответствует моделям, в которых взаимодействие со скрытым сектором сопоставимо с взаимодействием со Стандартной моделью (обозначается как НН). Вторым случаем соответствует моделям, где доминируют распады в скрытый сектор (НН/5). Полное число сигнальных событий в таком случае равно

$$N_S = N_{A'} \times P \times \frac{\Gamma(A' \rightarrow e^+e^-)}{\Gamma_{tot}}, \quad (3.3)$$

$$N_S = N_a \times P \times \frac{\Gamma(a \rightarrow \gamma\gamma)}{\Gamma_{tot}}, \quad (3.4)$$

где $N_{A'}$ и N_a – число рожденных A' и a , соответственно.

Лёгкие долгоживущие мезоны, такие как К-мезоны, являются основным источником фона, так как они могут преодолевать макроскопические расстояния до распада. Однако максимальная масса, к которой будет чувствителен МРД, оказывается меньше массы каона $m_K = 498$ МэВ даже в бесфоновом случае. Другим источником фона является конверсия фотонов в детекторе. Текущая конструкция ITS располагает элементы детектора на расстоянии 20–30 мм от оси пучка [92]. Гипотетические частицы в данной работе распадаются значительно рань-

ше, как правило на расстояниях до нескольких мм. И поскольку в пучковой трубе поддерживается высокий вакуум, фон от конверсии фотонов предполагается равным нулю. Несовершенства детектора также могут быть источником фона. Пионы, рождающиеся в полупертоновых распадах каонов, могут быть ошибочно идентифицированы как электроны, что нарушает чистоту сигнатуры. Для исключения этого фона была применена специальная процедура, при которой выделяются только чистые электроны, что снижает статистику на 60% [90]. Следовательно, бесфоновый случай возможен только при использовании 16% от общей статистики ($0.4 \times 0.4 = 0.16$). Таким образом, оценка чувствительности NICA к параметрам моделей при уровне достоверности 95% требует установления эффективного минимального значения ожидаемого сигнала не на уровне 3 событий, как обычно, а на уровне $3/0.16=18$.

3.2 Модели с темным фотоном

В этом разделе рассматриваются модели с темным фотоном, связанным со Стандартной моделью через векторный портал [6]

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{\epsilon}{2} (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) (\partial_\mu A'_\nu - \partial_\nu A'_\mu), \quad (3.5)$$

где A_μ обозначает фотон Стандартной модели. Смешивание (3.5) открывает возможность прямого рождения A' в столкновениях тяжелых ионов, где большой электрический заряд усиливает темп рождения темного фотона в сравнении с e^+e^- столкновениями [93, 94, 95, 96].

Аналогично, можно использовать множественное рождение адронов, которые могут распасться в темный фотон. Наиболее интересными оказываются распады $\pi^0 \rightarrow \gamma A'$, $\eta \rightarrow \gamma A'$ и $\omega \rightarrow \pi^0 A'$. Соответствующие парциальные ширины равны [97]

$$\text{Br}(P \rightarrow \gamma A') = 2\epsilon^2 \text{Br}(P \rightarrow \gamma\gamma) \times \left(1 - \frac{m_{A'}^2}{m_P^2}\right)^3, \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \text{Br}(\omega \rightarrow \pi^0 A') &= \epsilon^2 \text{Br}(\omega \rightarrow \pi^0 \gamma) \\ &\times \frac{[(m_\omega^2 - (m_{A'} + m_\pi)^2)(m_\omega^2 - (m_{A'} - m_\pi)^2)]^{3/2}}{(m_\omega^2 - m_\pi^2)^3}. \end{aligned} \quad (3.7)$$

Распределение по импульсу A' было получено с учётом распределения родительского мезона в лабораторной системе. Параметры буста определяются поперечным импульсом p_T и быстротой y родительского мезона. Эти параметры были получены в результате симуляции 10^5 столкновений Vi-Vi при энергии $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 9.2$ ГэВ на нуклон. Симуляции проведены с использованием генератора PHSD для псевдоскалярных мезонов [98] и UrQMD для векторных мезонов [99].

За 1 год (50 недель) работы MPD на светимости $L = 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ будет произведено $N_\pi \sim 10^{13}$, $N_\eta \sim 10^{12}$ и $N_\omega \sim 10^{11}$ мезонов [100]. Каждый мезон ($X = \pi, \eta, \omega$) даёт свой вклад в производство A' как

$$N_{A'} = N_X \times \text{Br}(X \rightarrow A'). \quad (3.8)$$

Рожденный темный фотон может распасться в частицы Стандартной модели, среди которых лептоны и мезоны, с темпами распада [101]

$$\Gamma(A' \rightarrow l^+ l^-) = \frac{\epsilon^2 e^2}{12\pi} m_{A'} \left(1 + \frac{2m_l^2}{m_{A'}^2}\right) \sqrt{1 - \frac{4m_l^2}{m_{A'}^2}}, \quad (3.9)$$

$$\Gamma(A' \rightarrow \text{hadrons}) = \Gamma(A' \rightarrow \mu^+ \mu^-) \times R(m_{A'}), \quad (3.10)$$

где $R(\sqrt{s}) = \sigma(e^+ e^- \rightarrow \text{hadrons}) / \sigma(e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ R-отношение [102].

Далее учитывается изначальное распределение мезона по импульсам и направлениям. Из интеграла распределения (p_T, y) можно получить нормированное на единицу распределение dn_X/dp_X по модулю импульса. После преобразования выражения (3.3) определяется число сигнальных событий, представляющих собой электрон-позитронные пары, вылетающие из смещённой вер-

ШИНЫ.

$$N_S = \int dp_X N_X \frac{dn_X}{dp_X} \times \text{Br}(X \rightarrow A') \times \text{Br}(A' \rightarrow e^+e^-) \times \exp\left(-\frac{L_{min}}{d}\right). \quad (3.11)$$

Здесь $d \equiv 1/\Gamma_{tot} \times p_{A'}/m_{A'}$, и $p_{A'}$ – 3-импульс A' в лабораторной системе. Поскольку MPD может регистрировать только фотоны с энергией больше 50 МэВ, интеграл в уравнении ограничен пороговой энергией фотона (3.11). Результаты представлены на Рис.3.55, 3.56, 3.57, где черные линии соответствуют 18 событи-

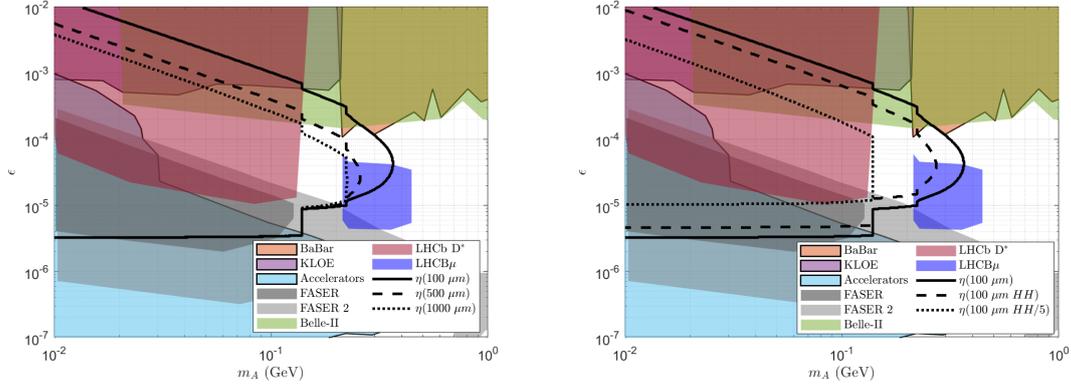


Рис. 3.55: Области, которые будут протестированы на NICA за 1 год работы на уровне выше 95% для A' , рожденных в распадах η мезонов. Левый график показывает результаты для разной минимальной дистанции L_{min} в уравнении (3.2). Правый график показывает результаты для разных значений Γ_{tot} . Существующие ограничения (цветные и очерченные) взяты из BaBar на уровне 90% [103], KLOE при 90% CL [104], ускорительные эксперименты (NA64 при 90% CL [105], E141 при 95% CL [106], NuCal при 95% CL [107]) и ожидаемые ограничения (цветные) для FASER при 95% CL [108], Belle-II при 90% CL [109], LHCb D* при 95% CL [110], LHCb μ при 95% CL [111].

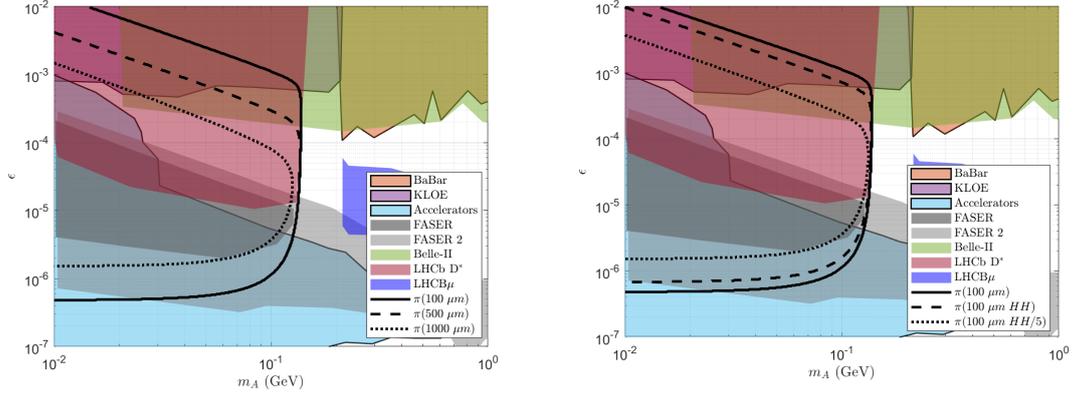


Рис. 3.56: Области, которые будут протестированы на NICA за 1 год работы на уровне выше 95% для A' , рожденных в распадах π мезонов. Левый график показывает результаты для разной минимальной дистанции L_{min} в уравнении (3.2). Правый график показывает результаты для разных значений Γ_{tot} . Существующие ограничения (цветные и очерченные) взяты из BaBar на уровне 90% [103], KLOE при 90% CL [104], ускорительные эксперименты (NA64 при 90% CL [105], E141 при 95% CL [106], NuCal при 95% CL [107]) и ожидаемые ограничения (цветные) для FASER при 95% CL [108], Belle-II при 90% CL [109], LHCb D* при 95% CL [110], LHCb μ при 95% CL [111].

ям, согласно описанной выше процедуре.

На графиках демонстрируется чувствительность NICA к параметрам модели ϵ , m_A , где независимо рассмотрены три источника A' . Также изучена зависимость чувствительности от Γ_{tot} . На рисунках слева Γ_{tot} рассматривается как свободный параметр, но ограниченный условием $\Gamma_{tot} \gtrsim \Gamma_{SM}$, и соответствующая длина пробега частицы достаточно велика, чтобы не быть подавленной (3.2) минимальным расстоянием $L_{min} = 100, 500, 1000$ мкм. Это условие гарантирует, что вторичная вершина находится достаточно далеко от точки столкновения, чтобы быть различимой. Как альтернатива, на графиках справа предполагается

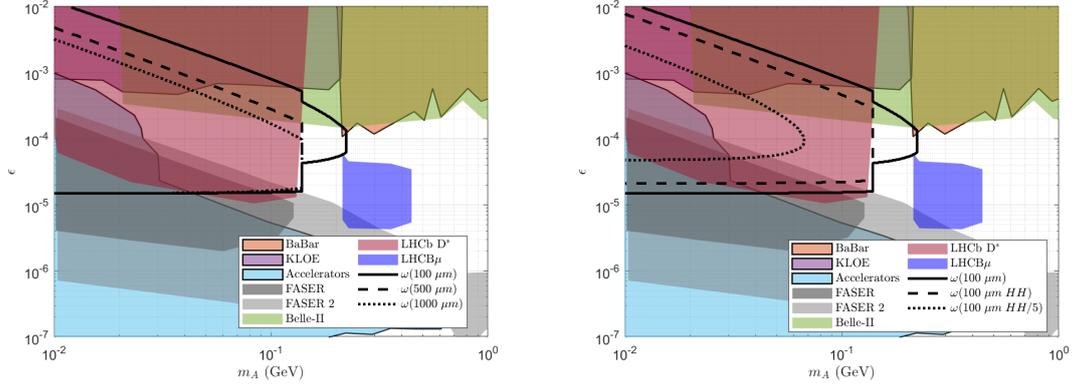


Рис. 3.57: Области, которые будут протестированы на NICA за 1 год работы на уровне выше 95% для A' , рожденных в распадах ω мезонов. Левый график показывает результаты для разной минимальной дистанции L_{min} в уравнении (3.2). Правый график показывает результаты для разных значений Γ_{tot} . Существующие ограничения (цветные и очерченные) взяты из BaBar на уровне 90% [103], KLOE при 90% CL [104], ускорительные эксперименты (NA64 при 90% CL [105], E141 при 95% CL [106], NuCal при 95% CL [107]) и ожидаемые ограничения (цветные) для FASER при 95% CL [108], Belle-II при 90% CL [109], LHCb D* при 95% CL [110], LHCb μ при 95% CL [111].

специальное соотношение между Γ_{tot} и Γ_{SM} , и длина пробега d ограничивается снизу условием $L_{min} = 100$ мкм.

3.3 Модели с (псевдо)скалярными частицами

Вторая модель содержит аксионоподобную частицу с эффективным взаимодействием с фотонами Стандартной модели

$$\mathcal{L} = \frac{1}{8} g_{a\gamma\gamma} a F_{\mu\nu} F_{\lambda\rho} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho}. \quad (3.12)$$

Вместе с взаимодействием псевдоскалярных мезонов $P = \pi^0, \eta, \eta'$ с фотонами [112],

$$\mathcal{L} = \frac{\alpha}{4\pi f} c_P P F_{\mu\nu} F_{\lambda\rho} \epsilon^{\mu\nu\lambda\rho}, \quad (3.13)$$

где $f = 92.4$ МэВ, $c_\pi = 1$, $c_\eta = 1.10$, $c_{\eta'} = 1.34$, уравнение (3.12) описывает распады мезонов в аксионоподобную частицу $P \rightarrow \gamma\gamma a$ через диаграммы, представленные на Рис.3.58.

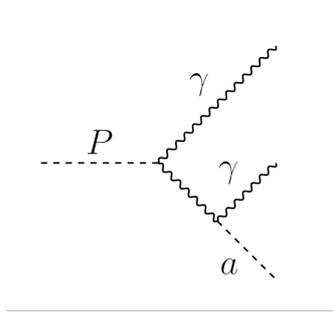


Рис. 3.58: Диаграммы Фейнмана рождения аксионоподобной частицы в распадах псевдоскалярных мезонов.

Ширина распада аксионоподобной частицы в фотоны равна [87]

$$\Gamma(a \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{g_{a\gamma\gamma}^2 m_a^3}{64\pi}. \quad (3.14)$$

При вычислении рождения и распадов аксионоподобной частицы учитывалось только их взаимодействие с фотонами. В общем случае аксионоподобные частицы также могут взаимодействовать с лептонами и кварками. Обычно скорость распада в лептоны подавлена фактором m_l^2/m_a^2 [113]. Тем не менее, эти распады частично учитываются, применяя метод полускрытого сектора. В данной работе предполагается, что связь с фотонами преобладает над остальными, и основным источником аксионоподобных частиц являются радиационные распады мезонов.

Пренебрегая другими возможными источниками, получена консервативная оценка чувствительности NICA MPD к моделям с аксионоподобной частицей.

Для вычислений были использованы те же симуляции столкновений, что и для моделей с тёмным фотоном. Квадрат амплитуды, изображённый на Рис.3.58, был вычислен с помощью пакета CalcHEP [114], а затем проинтегрирован по интересующей области фазового пространства. Полученные результаты представлены на Рис..3.59 и 3.60, где черные линии соответствуют

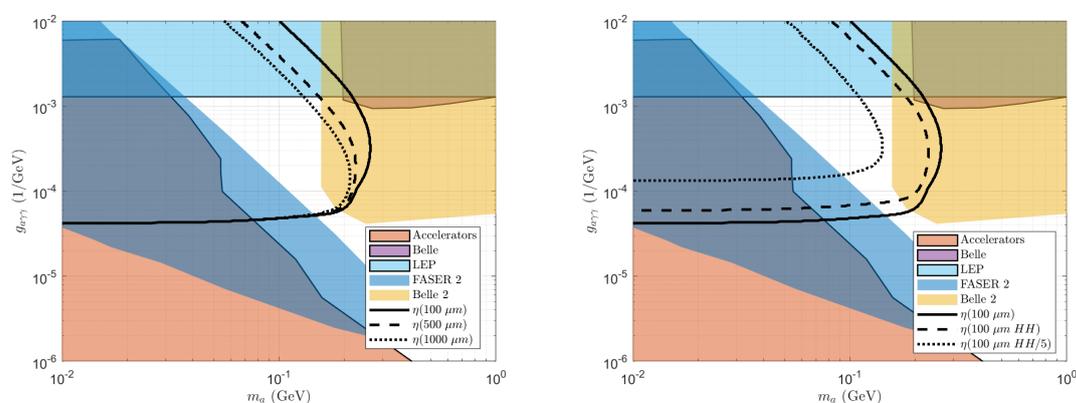


Рис. 3.59: Области параметров модели с аксионоподобной частицей, которые могут быть протестированы на NICA за 1 год работы с уровнем достоверности выше 95%. Аксионоподобной частицы рождаются в распадах η мезонов. Левый график показывает результаты для разных L_{min} в уравнении (3.2). Правый график показывает результаты для разных Γ_{tot} . Существующие ограничения (цветные и очерченные) взяты из работ по Belle при 95% CL [89], LEP при 95% CL [115], ускорительные эксперименты (NA64 при 90% CL [116], E137 при 95% CL [117], NuCal при 90% CL [118]) и ожидаемые ограничения от FASER при 95% CL [119], Belle-II при 90% CL [120].

3 сигнальным событиям, что отвечает 95% уровню достоверности. (В случае аксионоподобной частицы нет фона от ложной

идентификации пионов). Вклад пионов в производство аксио-

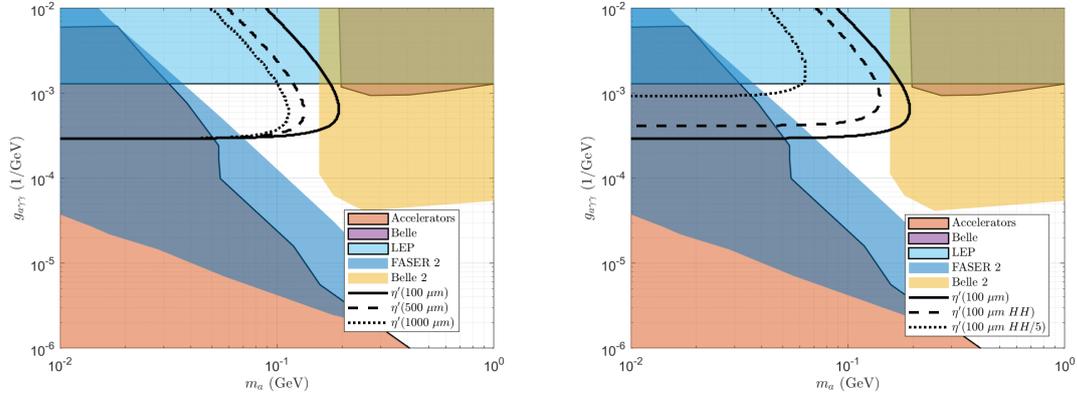


Рис. 3.60: Области параметров модели с аксионоподобной частицей, которые могут быть протестированы на NICA за 1 год работы с уровнем достоверности выше 95%. Аксионоподобные частицы рождаются в распадах η' мезонов. Левый график показывает результаты для разных L_{min} в уравнении (3.2). Правый график показывает результаты для разных Γ_{tot} . Существующие ограничения (цветные и очерченные) взяты из работ по Belle при 95% CL [89], LEP при 95% CL [115], ускорительные эксперименты (NA64 при 90% CL [116], E137 при 95% CL [117], NuCal при 90% CL [118]) и ожидаемые ограничения от FASER при 95% CL [119], Belle-II при 90% CL [120].

ноподобных частиц оказался незначителен для незакрытых областей параметров модели.

Также учитывался вклад в рождение аксионоподобных частиц в процессе рассеяния вторичных фотонов, которые возникают при движении заряженных ионов с большим прицельным параметром (ультрапериферические столкновения). Для оценки количества таких аксионоподобных частиц был применён метод, описанный в [121], и проведены вычисления для столкновений Вi-Вi при светимости $L = 5 \cdot 10^{27} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9.2 \text{ ГэВ}$ на нуклон. В расчётах использовалось моно-

польное приближение для определения спектров эквивалентных фотонов:

$$n(\omega) = \frac{Z^2\alpha}{\pi} \left[\left(2\frac{\omega^2}{(\Lambda\gamma)^2} + 1 \right) \ln \left(1 + \frac{(\Lambda\gamma)^2}{\omega^2} \right) - 2 \right] \frac{1}{\omega}, \quad (3.15)$$

где ω – энергия фотона, γ – гамма-фактор иона, и мы установили $\Lambda = 50$ МэВ. Тогда сечение для процесса $NN \rightarrow NNa$ описывается выражением

$$\sigma = \sigma(\gamma\gamma \rightarrow a) \int_{m_a^2/\omega_{max}^2}^{\omega_{max}^2/m_a^2} \frac{dx}{8} n \left(\sqrt{\frac{m_a^2 x}{4}} \right) n \left(\sqrt{\frac{m_a^2}{4x}} \right), \quad (3.16)$$

с долей энергии иона, уносимой фотоном $x \equiv \omega_1/\omega_2$ и $\omega_{max} \gg \Lambda\gamma$ есть решение уравнения $n(\omega_{max}) = 0$. В расчетах фотоны от распадов аксионоподобных частиц имеют энергию больше 50 МэВ. Соответствующие области параметров изображены на Рис. 3.61. Из Рис. 3.59-3.61 можно заметить, что ультрапериферические столкновения позволяют протестировать примерно ту же область параметров, что и канал с η -мезоном.

3.4 Заключение по главе

Было проведено исследование перспектив комплекса NICA по поиску частиц новой физики. Рассматривались модели с тёмным фотоном и псевдоскалярной частицей. После модернизации детектора MPD и установки внутреннего трекера появится возможность определять вторичные вершины с достаточной точностью для использования их в качестве сигнатуры при поиске новой физики. Эти исследования помогут найти новые частицы или исключить параметры моделей, которые до сих пор остаются допустимыми, а также проверить результаты других экспериментов. Включив метод полускрытого сектора в наш

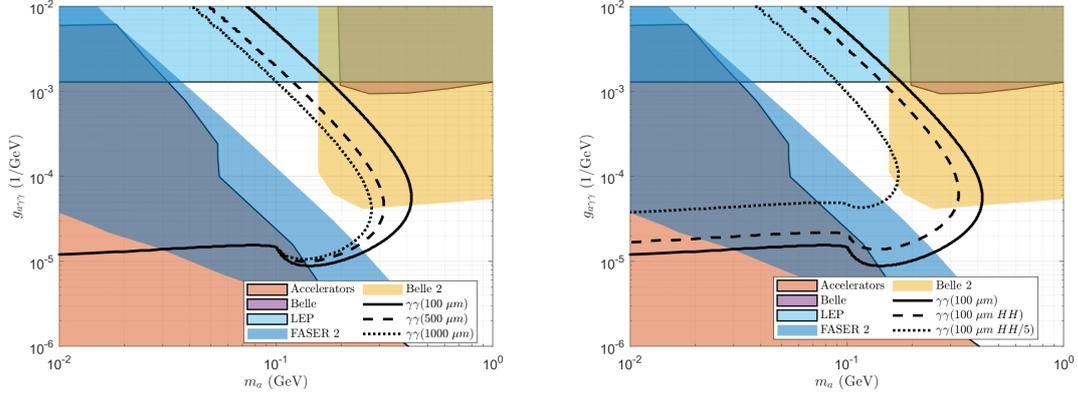


Рис. 3.61: Области параметров модели с аксионоподобной частицей, которые могут быть протестированы на NICA за 1 год работы с уровнем достоверности выше 95%. Аксионоподобные частицы рождаются в ультрапериферических столкновениях ионов. Левый график показывает результаты для разных L_{min} в уравнении (3.2). Правый график показывает результаты для разных Γ_{tot} . Существующие ограничения (цветные и очерченные) взяты из работ по Belle при 95% CL [89], LEP при 95% CL [115], ускорительные эксперименты (NA64 при 90% CL [116], E137 при 95% CL [117], NuCal при 90% CL [118]) и ожидаемые ограничения от FASER при 95% CL [119], Belle-II при 90% CL [120].

анализ, мы расширили спектр проверяемых моделей. Результаты показали хорошие перспективы NICA в тестировании моделей с лёгким скаляром и вектором.

Результаты для аксионоподобной частицы могут быть улучшены с учётом взаимодействий с фермионами и нерadiационных распадов мезонов в аксионоподобные частицы. Однако мы не ожидаем значительного повышения чувствительности. Рождение скаляров в ультрапериферических столкновениях представляется перспективным методом поиска, однако этот подход содержит известные неопределённости в вычислении числа ульт-

трапериферических столкновений и спектра эквивалентных фотонов. Тем не менее, данный метод может быть наилучшим способом проверки моделей с аксионоподобной частицей на ускорителях с большим γ -фактором ионов.

Заключение

Перспективы дальнейшей разработки темы

В случае обнаружения частиц новой физики полученная информация о характеристиках частиц создаст необходимость пересмотреть существующие модели физики частиц и дополнить их новыми данными. Необходимо будет также провести дополнительные исследования по проверке и уточнению полученных данных.

В случае, если новые частицы не будут обнаружены, то текущее исследование позволит установить более сильные ограничения на параметры модели, что в некоторых случаях потребует разработки новых моделей и расширений существующих.

В заключение кратко перечислим основные результаты, полученные в ходе работы над диссертацией.

1. Была проведена оценка чувствительности проектов экспериментов FASER-I и FASER-II к суперсимметричным расширениям Стандартной модели. В качестве сигнала были выбраны распады гипотетических (псевдо)скалярных частиц — сголдстино. Рассмотрены различные источники сголдстино на ЛНС и всевозможные каналы их распада. Были представлены ожидаемые ограничения на параметры модели, включая масштаб нарушения суперсимметрии, в области масс сголдстино от ~ 100 МэВ до ~ 1 ГэВ.
2. Исследована перспектива поисков частиц скрытого сектора на e^+e^- коллайдерах, в частности проект $c - \tau$ фабрики.

ки. Рассматривались модели с тёмным фотоном, миллизаряженными частицами (фермионами и скалярами), Z' -бозонами, аксионоподобной частицей. Важной особенностью $c-\tau$ фабрики является высокая светимость, возможность тонкой настройки энергии пучков и поляризация электронного пучка. Используя эти преимущества, были получены ожидаемые ограничения на параметры моделей. В области масс частиц новой физики ~ 1 ГэВ эти ограничения превосходят как текущие, так и ожидаемые ограничения из других проектов. Также был предложен метод прямого поиска миллизаряженных фермионов, рождающихся на пороге их массы, с учетом возможности сканирования по энергии в области масс гипотетических частиц 2 – 3 ГэВ.

3. Был предложен метод тестирования моделей новой физики на ускорительном комплексе NICA в Дубне. В рамках предполагаемой модернизации детектора будет установлена система внутреннего трекера, которая позволит выделять события со смещённой вершиной. Используя такую сигнатуру, были определены области параметров моделей с тёмным фотоном и аксионоподобными частицами, которые сможет протестировать проект NICA MPD. Результаты показали, что возможности NICA позволят закрыть области параметров моделей для гипотетических частиц с массами менее 1 ГэВ, которые до сих пор остаются разрешёнными.

Список литературы

- [1] Giudice G. F. Naturalness after LHC8 // PoS. — 2013. — Vol. EPS-HEP2013. — P. 163. — 1307.7879.
- [2] Schwarz J. H. Superstring Theory // Phys. Rept. — 1982. — Vol. 89. — P. 223–322.
- [3] Witten E. Symmetry Breaking Patterns in Superstring Models // Nucl. Phys. B. — 1985. — Vol. 258. — P. 75.
- [4] Jungman G., Kamionkowski M., Griest K. Supersymmetric dark matter // Phys. Rept. — 1996. — Vol. 267. — P. 195–373. — hep-ph/9506380.
- [5] Bertone G., Hooper D., Silk J. Particle dark matter: Evidence, candidates and constraints // Phys. Rept. — 2005. — Vol. 405. — P. 279–390. — hep-ph/0404175.
- [6] Holdom B. Two U(1)'s and Epsilon Charge Shifts // Phys. Lett. B. — 1986. — Vol. 166. — P. 196–198.
- [7] Simplest Z-prime model / He X.-G., Joshi G. C., Lew H., and Volkas R. R. // Phys. Rev. D. — 1991. — Vol. 44. — P. 2118–2132.
- [8] Pontecorvo B. Neutrino Experiments and the Problem of Conservation of Leptonic Charge // Zh. Eksp. Teor. Fiz. — 1967. — Vol. 53. — P. 1717–1725.

- [9] Abazajian K. N., et al. Light Sterile Neutrinos: A White Paper. — 2012. — 4. — 1204.5379.
- [10] FASER: ForwArd Search ExpeRiment at the LHC. — 2019. — arXiv:1901.04468 [hep-ex]. 1901.04468.
- [11] Luo Q., Xu D. Progress on Preliminary Conceptual Study of HIEPA, a Super Tau-Charm Factory in China // 9th International Particle Accelerator Conference. — 2018. — 6.
- [12] Bondar A. E. et al. Project of a Super Charm-Tau factory at the Budker Institute of Nuclear Physics in Novosibirsk // Phys. Atom. Nucl. — 2013. — Vol. 76. — P. 1072–1085.
- [13] Exploring the Hidden Valley at MATHUSLA / Liebersbach S., Sandick P., Shiferaw A., and Zhao Y. — 2024. — 8. — 2408.07756.
- [14] Ellis J. R., Enqvist K., Nanopoulos D. V. A Very Light Gravitino in a No Scale Model // Phys. Lett. B. — 1984. — Vol. 147. — P. 99–102.
- [15] Ellis J. R., Enqvist K., Nanopoulos D. V. NONCOMPACT SUPERGRAVITY SOLVES PROBLEMS // Phys. Lett. B. — 1985. — Vol. 151. — P. 357–362.
- [16] Giudice G. F., Rattazzi R. Theories with gauge mediated supersymmetry breaking // Phys. Rept. — 1999. — Vol. 322. — P. 419–499. — hep-ph/9801271.
- [17] Dubovsky S. L., Gorbunov D. S., Troitsky S. V. Gauge mechanism of mediation of supersymmetry breaking // Phys. Usp. — 1999. — Vol. 42. — P. 623–651. — hep-ph/9905466.
- [18] ForwArd Search ExpeRiment at the LHC / Feng J. L., Gallon I., Kling F., and Trojanowski S. // Physical Review D. — 2018. — Feb. — Vol. 97, no. 3. — arXiv:1708.09389 [hep-ph].

- [19] FASER's physics reach for long-lived particles / Ariga A., Ariga T., Boyd J., Cadoux F., Casper D. W., Favre Y., Feng J. L., Ferrere D., Galon I., Gonzalez-Sevilla S., and et al. // *Physical Review D*. — 2019. — May. — Vol. 99, no. 9. — arXiv:1811.12522 [hep-ph].
- [20] Gorbunov D. S. Light sgoldstino: Precision measurements versus collider searches // *Nucl. Phys. B*. — 2001. — Vol. 602. — P. 213–237. — hep-ph/0007325.
- [21] Gorbunov D. S., Rubakov V. A. Kaon physics with light sgoldstinos and parity conservation // *Phys. Rev. D*. — 2001. — Vol. 64. — P. 054008. — hep-ph/0012033.
- [22] Gorbunov D. S., Krasnikov N. V. Prospects for sgoldstino search at the LHC // *JHEP*. — 2002. — Vol. 07. — P. 043. — hep-ph/0203078.
- [23] Demidov S. V., Gorbunov D. S. Flavor violating processes with sgoldstino pair production // *Phys. Rev. D*. — 2012. — Vol. 85. — P. 077701. — 1112.5230.
- [24] Astapov K. O., Gorbunov D. S. Decaying light particles in the SHiP experiment. III. Signal rate estimates for scalar and pseudoscalar sgoldstinos // *Phys. Rev. D*. — 2016. — Vol. 93, no. 3. — P. 035008. — 1511.05403.
- [25] Voloshin M. B., Zakharov V. I. Measuring QCD Anomalies in Hadronic Transitions Between Onium States // *Phys. Rev. Lett*. — 1980. — Vol. 45. — P. 688.
- [26] Zyla P. et al. Review of Particle Physics // *PTEP*. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01. — PDG web site.
- [27] Leutwyler H., Shifman M. Light Higgs particle in decays of K and η mesons // *Nuclear Physics B*. — 1990. — Vol. 343, no. 2. — P. 369–397.

- [28] Bezrukov F., Gorbunov D. Light inflaton hunter's guide // Journal of High Energy Physics. — 2010. — May. — Vol. 2010, no. 5. — arXiv:0912.0390 [hep-ph].
- [29] Astapov K. O., Demidov S. V. Sgoldstino-Higgs mixing in models with low-scale supersymmetry breaking // JHEP. — 2015. — Vol. 01. — P. 136. — 1411.6222.
- [30] Pich A. Effective Field Theory with Nambu-Goldstone Modes. — 2020. — 1804.05664.
- [31] A taste of dark matter: Flavour constraints on pseudoscalar mediators / Dolan M. J., Kahlhoefer F., McCabe C., and Schmidt-Hoberg K. // JHEP. — 2015. — Vol. 03. — P. 171. — [Erratum: JHEP 07, 103 (2015)]. 1412.5174.
- [32] Model-independent bounds on light pseudoscalars from rare B-meson decays / Döbrich B., Ertas F., Kahlhoefer F., and Spadaro T. // Phys. Lett. B. — 2019. — Vol. 790. — P. 537–544. — 1810.11336.
- [33] Palmer T., Eeg J. O. Form factors for semileptonic D decays // Physical Review D. — 2014. — Feb. — Vol. 89, no. 3. — arXiv:1306.0365 [hep-ph].
- [34] Artamonov A. V. et al. Study of the decay $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu \bar{\nu}$ in the momentum region $140 < P_\pi < 199 \frac{MeV}{c}$ // Phys. Rev. D. — 2009. — May. — Vol. 79. — P. 092004. — Phys. Rev. D 79, 092004.
- [35] Measurement of the Differential Branching Fraction and Forward-Backward Asymmetry for $B \rightarrow K^* l^+ l^-$ / Wei J.-T., Chang P., Adachi I., Aihara H., Aulchenko V., Aushev T., Bakich A. M., Balagura V., Barberio E., Bondar A., and et al. // Physical Review Letters. — 2009. — Oct. — Vol. 103, no. 17. — arXiv:0904.0770 [hep-ex].

- [36] Spira M. HIGLU: A Program for the Calculation of the Total Higgs Production Cross Section at Hadron Colliders via Gluon Fusion including QCD Corrections // Internal Report DESY T-95-05. — 1995. — arXiv:hep-ph/9510347.
- [37] Ball R. D. et al. Parton distributions from high-precision collider data // Eur. Phys. J. C. — 2017. — Vol. 77, no. 10. — P. 663. — 1706.00428.
- [38] CompHEP: A Package for evaluation of Feynman diagrams and integration over multiparticle phase space. — 1999. — 8. — hep-ph/9908288.
- [39] Gorbunov D. S., Semenov A. V. CompHEP package with light gravitino and sgoldstinos. — 2001. — 11. — hep-ph/0111291.
- [40] EPOS LHC: Test of collective hadronization with data measured at the CERN Large Hadron Collider / Pierog T., Karpenko I., Katzy J. M., Yatsenko E., and Werner K. // Physical Review C. — 2015. — Sep. — Vol. 92, no. 3. — arXiv:1306.0121 [hep-ph].
- [41] CRMC web page, 2021.
- [42] Measurement of forward J/ψ production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV / Aaij R., Adeva B., Adinolfi M., Affolder A., Ajaltouni Z., Akar S., Albrecht J., Alessio F., Alexander M., and et al. // Journal of High Energy Physics. — 2015. — Oct. — Vol. 2015, no. 10. — arXiv:1804.09214.
- [43] Axionlike particles at FASER: The LHC as a photon beam dump / Feng J. L., Galon I., Kling F., and Trojanowski S. // Physical Review D. — 2018. — Sep. — Vol. 98, no. 5.
- [44] Aaij R. et al. Measurement of forward J/ψ production cross-sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // JHEP. — 2015. —

- Vol. 10. — P. 172. — [Erratum: JHEP 05, 063 (2017)]. 1509.00771.
- [45] Aaij R. et al. Measurement of Υ production in pp collisions at $\sqrt{s}=13$ TeV // JHEP. — 2018. — Vol. 07. — P. 134. — [Erratum: JHEP 05, 076 (2019)]. 1804.09214.
- [46] Aaij R. et al. Measurement of the B^\pm production cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 13 TeV // JHEP. — 2017. — Vol. 12. — P. 026. — 1710.04921.
- [47] HepMC 2 a C++ Event Record for Monte Carlo Generators. — 2000.
- [48] Ariga A. et al. Letter of Intent for FASER: ForwArd Search ExpeRiment at the LHC. — 2018. — 11. — 1811.10243.
- [49] Ariga A. et al. Technical Proposal for FASER: ForwArd Search ExpeRiment at the LHC. — 2018. — 12. — 1812.09139.
- [50] Lanfranchi G., Pospelov M., Schuster P. The Search for Feebly Interacting Particles // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2021. — Vol. 71. — P. 279–313. — 2011.02157.
- [51] Agrawal P. et al. Feebly-interacting particles: FIPs 2020 workshop report // Eur. Phys. J. C. — 2021. — Vol. 81, no. 11. — P. 1015. — 2102.12143.
- [52] Feng J. L. et al. The Forward Physics Facility at the High-Luminosity LHC. — 2022. — 3. — 2203.05090.
- [53] List J. Polarised Beams at Future e^+e^- Colliders // PoS. — 2021. — Vol. ICHEP2020. — P. 691. — 2012.11267.
- [54] Measurement of the weak mixing angle at a Super Charm-Tau factory with data-driven monitoring of the average

- electron beam polarization / Bondar A., Grabovsky A., Reznichenko A., Rudenko A., and Vorobyev V. // JHEP. — 2020. — Vol. 03. — P. 076. — 1912.09760.
- [55] Barniakov A. Y. The Super Charm-Tau Factory in Novosibirsk // PoS. — 2019. — Vol. LeptonPhoton2019. — P. 062.
- [56] Physics performance for Dark Matter searches at $\sqrt{s} = 3$ TeV at CLIC using mono-photons and polarised beams / Blaising J.-J., Roloff P., Sailer A., and Schnoor U. — 2021. — 3. — 2103.06006.
- [57] Ma K. Mono- γ Production of a Vector Dark Matter at Future e^+e^- Collider. — 2022. — 5. — 2205.05560.
- [58] Piminov P. Project for a Super Charm-Tau Factory at BINP // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2018. — Vol. 15, no. 7. — P. 732–736.
- [59] Epifanov D. A. Project of Super Charm-Tau Factory // Phys. Atom. Nucl. — 2020. — Vol. 83, no. 6. — P. 944–948.
- [60] Belyaev A., Christensen N. D., Pukhov A. CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model // Comput. Phys. Commun. — 2013. — Vol. 184. — P. 1729–1769. — 1207.6082.
- [61] Fast Calorimeter on the Pure CsI Crystals for the Modern e^+e^- Super Factories / Aihara H., Epifanov D. A., Jin Y., Osipov A. A., Prokhorova E. S., Shwartz B. A., Usov Y. V., and Yudin Y. V. // JPS Conf. Proc. — 2019. — Vol. 27. — P. 012010.
- [62] Feldman G. J., Cousins R. D. A Unified approach to the classical statistical analysis of small signals // Phys. Rev. D. — 1998. — Vol. 57. — P. 3873–3889. — physics/9711021.

- [63] Hill G. C., Rawlins K. Unbiased cut selection for optimal upper limits in neutrino detectors: The Model rejection potential technique // *Astropart. Phys.* — 2003. — Vol. 19. — P. 393–402. — astro-ph/0209350.
- [64] Okun L. B. LIMITS OF ELECTRODYNAMICS: PARAPHOTONS? // *Sov. Phys. JETP.* — 1982. — Vol. 56. — P. 502.
- [65] Pospelov M., Ritz A., Voloshin M. B. Secluded WIMP Dark Matter // *Phys. Lett. B.* — 2008. — Vol. 662. — P. 53–61. — 0711.4866.
- [66] Graham M., Hearty C., Williams M. Searches for Dark Photons at Accelerators // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* — 2021. — Vol. 71. — P. 37–58. — 2104.10280.
- [67] Filippi A., De Napoli M. Searching in the dark: the hunt for the dark photon // *Rev. Phys.* — 2020. — Vol. 5. — P. 100042. — 2006.04640.
- [68] Probing invisible decay of dark photon at BESIII and future STCF via monophoton searches / Zhang Y., Zhang W.-T., Song M., Pan X.-A., Niu Z.-M., and Li G. // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Vol. 100, no. 11. — P. 115016. — 1907.07046.
- [69] Kou E. et al. The Belle II Physics Book // *PTEP.* — 2019. — Vol. 2019. — P. 12. — 1808.10567.
- [70] Foot R. New Physics From Electric Charge Quantization? // *Mod. Phys. Lett. A.* — 1991. — Vol. 6. — P. 527–530.
- [71] Liu Z., Zhang Y. Probing millicharge at BESIII via monophoton searches // *Phys. Rev. D.* — 2019. — Vol. 99, no. 1. — P. 015004. — 1808.00983.

- [72] Acharya B. et al. MoEDAL-MAPP, an LHC Dedicated Detector Search Facility // 2022 Snowmass Summer Study. — 2022. — 9. — 2209.03988.
- [73] Zyla P. A. et al. Review of Particle Physics // PTEP. — 2020. — Vol. 2020, no. 8. — P. 083C01.
- [74] Basok I. et al. The drift chamber project for the Super Charm-Tau Factory detector // Nuclear Inst. and Methods in Physics Research, A. — 2021. — Vol. 1009. — P. 165490.
- [75] Abe T. et al. Belle II Technical Design Report. — 2010. — arXiv:1011.0352 [hep-ex].
- [76] Shekhtman L. New simulations of physics background in Super Charm-tau factory detector with crossed vacuum pipes // Journal of Instrumentation. — 2020. — jun. — Vol. 15, no. 06. — P. C06005.
- [77] Υ and ψ leptonic decays as probes of solutions to the $R_D^{(*)}$ puzzle / Aloni D., Efrati A., Grossman Y., and Nir Y. // JHEP. — 2017. — Vol. 06. — P. 019. — 1702.07356.
- [78] Kuraev E. A., Fadin V. S. On Radiative Corrections to $e^+ e^-$ Single Photon Annihilation at High-Energy // Sov. J. Nucl. Phys. — 1985. — Vol. 41. — P. 466–472.
- [79] Achasov M. et al. STCF Conceptual Design Report: Volume I - Physics & Detector. — 2023. — 3. — 2303.15790.
- [80] Acciarri R. et al. Improved Limits on Millicharged Particles Using the ArgoNeuT Experiment at Fermilab // Phys. Rev. Lett. — 2020. — Vol. 124, no. 13. — P. 131801. — 1911.07996.
- [81] Ball A. et al. Search for millicharged particles in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // Phys. Rev. D. — 2020. — Vol. 102, no. 3. — P. 032002. — 2005.06518.

- [82] Davidson S., Hannestad S., Raffelt G. Updated bounds on millicharged particles // JHEP. — 2000. — Vol. 05. — P. 003. — hep-ph/0001179.
- [83] Bodas A., Coy R., King S. J. D. Solving the electron and muon $g - 2$ anomalies in Z' models // Eur. Phys. J. C. — 2021. — Vol. 81, no. 12. — P. 1065. — 2102.07781.
- [84] Anomalous and axial Z' contributions to $g-2$ / Anastasopoulos P., Kaneta K., Kiritsis E., and Mambrini Y. — 2022. — 9. — 2209.12947.
- [85] Testing freeze-in with axial and vector Z' bosons / Cosme C., Dutra M., Godfrey S., and Gray T. R. // JHEP. — 2021. — Vol. 09. — P. 056. — 2104.13937.
- [86] Bezrukov F., Gorbunov D. Light inflaton Hunter's Guide // JHEP. — 2010. — Vol. 05. — P. 010. — 0912.0390.
- [87] Tian M., Wang Z. S., Wang K. Search for long-lived axions with far detectors at future lepton colliders. — 2022. — 1. — 2201.08960.
- [88] Invisible decays of axion-like particles: constraints and prospects / Darmé L., Giacchino F., Nardi E., and Raggi M. // JHEP. — 2021. — Vol. 06. — P. 009. — 2012.07894.
- [89] Abudinén F. et al. Search for Axionlike Particles Produced in e^+e^- Collisions at Belle II // Phys. Rev. Lett. — 2020. — Oct. — Vol. 125. — P. 161806.
- [90] Abgaryan V. et al. Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA // The European Physical Journal A. — 2022. — jul. — Vol. 58, no. 7.

- [91] Abramov V. V. et al. Possible Studies at the First Stage of the NICA Collider Operation with Polarized and Unpolarized Proton and Deuteron Beams // Physics of Particles and Nuclei. — 2021. — nov. — Vol. 52, no. 6. — P. 1044–1119.
- [92] MPD-ITS TDR, 2022.
- [93] Gorbunov D., Kalashnikov D. Probing light exotics from a hidden sector at $c\text{-}\tau$ factories with polarized electron beams // Phys. Rev. D. — 2023. — Jan. — Vol. 107. — P. 015014.
- [94] On direct observation of millicharged particles at $c\text{-}\tau$ factories and other e^+e^- -colliders / Gorbunov D., Kalashnikov D., Pakhlov P., and Uglov T. // Physics Letters B. — 2023. — Vol. 843. — P. 138033.
- [95] Probing invisible decay of a dark photon at BESIII and a future Super Tau Charm Factory via monophoton searches / Zhang Y., Zhang W.-T., Song M., Pan X.-A., Niu Z.-M., and Li G. // Phys. Rev. D. — 2019. — Dec. — Vol. 100. — P. 115016.
- [96] Liu Z., Zhang Y. Probing millicharge at BESIII via monophoton searches // Phys. Rev. D. — 2019. — Jan. — Vol. 99. — P. 015004.
- [97] Ahdida C., Others. Sensitivity of the SHiP experiment to dark photons decaying to a pair of charged particles // The European Physical Journal C. — 2021. — may. — Vol. 81, no. 5.
- [98] Cassing W., Bratkovskaya E. L. Parton-Hadron-String Dynamics: an off-shell transport approach for relativistic energies // Nucl. Phys. A. — 2009. — Vol. 831. — P. 215–242. — 0907.5331.

- [99] Bass S. Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions // Progress in Particle and Nuclear Physics. — 1998. — Vol. 41. — P. 255–369.
- [100] Blaschke D., Others. NICA White Paper. — 2014. — mpd-root.jinr.ru.
- [101] New Constraint on Dark Photon at T2K Off-Axis Near Detector. — 2023. — 2308.01565.
- [102] Workman R. L., Others. Review of Particle Physics // PTEP. — 2022. — Vol. 2022. — P. 083C01.
- [103] Lees J. P. et al. Search for a Dark Photon in e^+e^- Collisions at BaBar // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Nov. — Vol. 113. — P. 201801.
- [104] Anastasi A. et al. Limit on the production of a low-mass vector boson in $e^+e^- \rightarrow U\gamma$, $U \rightarrow e^+e^-$ with the KLOE experiment // Physics Letters B. — 2015. — Vol. 750. — P. 633–637.
- [105] Banerjee D. et al. Improved limits on a hypothetical $X(16.7)$ boson and a dark photon decaying into e^+e^- pairs // Phys. Rev. D. — 2020. — Apr. — Vol. 101. — P. 071101.
- [106] Andreas S., Niebuhr C., Ringwald A. New limits on hidden photons from past electron beam dumps // Phys. Rev. D. — 2012. — Nov. — Vol. 86. — P. 095019.
- [107] Blümlein J., Brunner J. New exclusion limits on dark gauge forces from proton Bremsstrahlung in beam-dump data // Physics Letters B. — 2014. — Vol. 731. — P. 320–326.
- [108] Kling F., Trojanowski S. Forward experiment sensitivity estimator for the LHC and future hadron colliders // Phys. Rev. D. — 2021. — Aug. — Vol. 104. — P. 035012.

- [109] Kou E. et al. The Belle II Physics Book // Progress of Theoretical and Experimental Physics. — 2019. — 12. — Vol. 2019, no. 12. — P. 123C01.
- [110] Dark photons from charm mesons at LHCb / Ilten P., Thaler J., Williams M., and Xue W. // Phys. Rev. D. — 2015. — Dec. — Vol. 92. — P. 115017.
- [111] Proposed Inclusive Dark Photon Search at LHCb / Ilten P., Soreq Y., Thaler J., Williams M., and Xue W. // Phys. Rev. Lett. — 2016. — Jun. — Vol. 116. — P. 251803.
- [112] Pich A. Effective Field Theory. — 1998. — hep-ph/9806303.
- [113] Liu J., Luo Y., Song M. Investigation of the concurrent effects of ALP-photon and ALP-electron couplings in Collider and Beam Dump Searches // Journal of High Energy Physics. — 2023. — sep. — Vol. 2023, no. 9.
- [114] Belyaev A., Christensen N. D., Pukhov A. CalcHEP 3.4 for collider physics within and beyond the Standard Model // Computer Physics Communications. — 2013. — jul. — Vol. 184, no. 7. — P. 1729–1769.
- [115] Abbiendi et al. G. Multi-photon production in ee collisions at $\sqrt{s} = 181\text{--}209$ GeV // The European Physical Journal C - Particles and Fields. — 2003. — March. — Vol. 26.
- [116] Banerjee D. et al. Search for Axionlike and Scalar Particles with the NA64 Experiment // Phys. Rev. Lett. — 2020. — Aug. — Vol. 125. — P. 081801.
- [117] Search for neutral metastable penetrating particles produced in the SLAC beam dump / Bjorken J. D., Ecklund S., Nelson W. R., Abashian A., Church C., Lu B., Mo L. W., Nunnaker T. A., and Rassmann P. // Phys. Rev. D. — 1988. — Dec. — Vol. 38. — P. 3375–3386.

- [118] Döbrich B., Jaeckel J., Spadaro T. Erratum to: Light in the beam dump. Axion-Like Particle production from decay photons in proton beam-dumps // author = Döbrich, B. and Jaeckel, J. and Spadaro, T.,. — 2020. — Oct. — Vol. 2020.
- [119] Axionlike particles at FASER: The LHC as a photon beam dump / Feng J. L., Galon I., Kling F., and Trojanowski S. // Phys. Rev. D. — 2018. — Sep. — Vol. 98. — P. 055021.
- [120] Dolan M., Ferber T., Hearty C. e. a. Revised constraints and Belle II sensitivity for visible and invisible axion-like particles // Journal of High Energy Physics. — 2017. — Dec. — Vol. 2017.
- [121] Vysotsky M. I., Zhemchugov E. V. Equivalent photons in proton and ion–ion collisions at the LHC // Usp. Fiz. Nauk. — 2019. — Vol. 189, no. 9. — P. 975–984.