

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ ТЕМНОГО ФОТОНА В РАСПАДАХ НЕЙТРАЛЬНЫХ МЕЗОНОВ

А. С. Жевлаков^{1,*}, *В. Е. Любовицкий*^{2,3,4},
*Д. В. Кирпичников*⁵, *С. Кулешов*^{4,6}, *С. Н. Гниненко*⁵

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Institut für Theoretische Physik, Universität Tübingen,
Kepler Center for Astro and Particle Physics, Tübingen, Germany

³ Universidad Técnica Federico Santa María, Valparaíso, Chile

⁴ Millennium Institute for Subatomic Physics at the High-Energy Frontier
of ANID, Santiago

⁵ Институт ядерных исследований РАН, Москва

⁶ Universidad Andres Bello, Santiago

Распады легких псевдоскалярных мезонов играют важную роль при поиске сигнала темной материи в экспериментах на фиксированной мишени. Показано, что учет промежуточного векторного мезонного состояния важен при анализе физики темного фотона в распадах нейтральных мезонов. Даны ограничения для модели темного фотона для оптимистичной статистики эксперимента NA64 с пучком отрицательных пионов.

Decays of light pseudoscalar mesons play an important role in the search for dark matter signals in fixed-target experiments. It has been shown that the intermediate vector meson state is crucial in the analysis of dark photon physics in the decays of neutral mesons. The restriction to the model of dark photon for the optimistic statistics of the NA64 experiment with a beam of negative pions is provided.

PACS: 95.35.+d; 13.35.Bv

ВВЕДЕНИЕ

Поиск темной материи и изучение ее свойств являются актуальными задачами в области физики элементарных частиц, астрофизики и космологии. В настоящее время рассматривается очень широкий диапазон масс для частиц темной материи. Тут можно выделить модели темной материи частицы с диапазоном масс меньше нескольких гигаэлектронвольт. Если предположить, что между частицами темной материи и частицами Стандартной модели существует переносчик, то поиск такой материи можно осуществлять в экспериментах с фиксированной мишенью. Одна из таких моделей, активное исследование которой идет с точки зрения теории и эксперимента, — модель темного фотона.

* E-mail: zhevlakov@theor.jinr.ru

При поиске темной материи в экспериментах с фиксированной мишенью распады мезонов являются одними из важных инструментов исследования. В частности, при рассеянии пучка протонов на ядерной мишени рождается большое число нейтральных мезонов π^0 , η и η' . В связи с этим можно выделить такие эксперименты, как Coherent [1], NA62 в ЦЕРН [2, 3], а также планируемые эксперименты по изучению распадов нейтральных мезонов η и η' REDTOP (США) [4, 5] и HIAF (Китай).

Ограничения на модель темного фотона были сделаны на основе данных эксперимента с фиксированной мишенью NA64 с использованием лептонных пучков: электронного [6], мюонного [7] и позитронного [8]. Как вариант расширения возможностей эксперимента NA64 [9] осуществлен тестовый пуск пучка отрицательно заряженных пионов. В связи с этим изучение распадов нейтральных мезонов — хороший инструмент для поиска новой физики. При том, что в силу возможностей установки процессы с малой энергией отдачи ядра-мишени являются приоритетными. Поэтому для измерения подойдет процесс перезарядки мезонов на ядре, который ранее был измерен в Серпухове, в ИФВЭ (Протвино) [10–14]. Для эксперимента NA64 выход нейтральных мезонов был вычислен в работах [15, 16]. В расчетах использовались данные тестовых пусков в 2022 и 2023 гг., в течение которых была набрана статистика $\sim 10^{10}$ пионов на мишень. В оптимистичном сценарии для ограничения на модель использована статистика $\sim 5 \cdot 10^{12}$ пионов на мишень.

ТЕМНЫЙ ФОТОН

Для описания темной материи и ее поиска были предложены модели порталов. Одним из возможных кандидатов для описания темной материи является векторный портал, модель темного фотона. Портал темного фотона может быть введен посредством кинетического смешивания с фотонами Стандартной модели, как это было предложено в работе [17]:

$$\mathcal{L}_{\text{mix}} = \frac{\epsilon}{2} F_{\mu\nu} A'^{\mu\nu}, \quad (1)$$

где ϵ — параметр смешивания, а $F_{\mu\nu}$ и $A'^{\mu\nu}$ — тензоры напряженности обычного и темного фотонов.

Взаимодействие темного фотона с заряженным током фермионов Стандартной модели и с током темных фермионов имеет вид

$$\mathcal{L} \supset \epsilon e A'_\mu J^\mu + g_D A'_\mu \bar{\chi} \gamma^\mu \chi, \quad (2)$$

где g_D — константа связи темного фотона с темными фермионами; e — электрический заряд, J_μ — электромагнитный ток. Слагаемое взаимодействия темного фотона с заряженным током получено путем сдвига электромагнитного поля $A_\mu \rightarrow A_\mu + \epsilon A'_\mu$.

Ширина распада темного фотона A' на пару темных фермионов:

$$\Gamma_{A' \rightarrow \bar{\chi}\chi} = \frac{\alpha_D}{3} m_{A'} (1 + 2y_\chi^2) (1 - 4y_\chi^2)^{1/2}, \quad (3)$$

где $y_\chi = m_\chi/m_{A'}$, $\alpha_D = g_D^2/4\pi$, $m_{A'}$ и m_χ — массы темного фотона и темных фермионов.

С учетом смешивания векторного мезона и фотона можно записать ширину распада векторного мезона на пару темных фермионов $V \rightarrow \bar{\chi}\chi$ в виде

$$\Gamma(V \rightarrow \bar{\chi}\chi) = \frac{\alpha_D(\epsilon e)^2}{3} g_V^2 \frac{(m_V^2 + 2m_\chi^2)\sqrt{m_V^2 - 4m_\chi^2}}{(m_{A'}^2 - m_V^2)^2 + \Gamma_{A' \rightarrow \bar{\chi}\chi}^2 m_{A'}^2}, \quad (4)$$

где $m_{A'}$ и m_χ — массы темного фотона и темных фермионов; m_V — масса векторного мезона [18], $g_\rho = 0,157$ ГэВ, $g_\omega = 0,132$ ГэВ.

РАСПАДЫ НЕЙТРАЛЬНЫХ ПСЕВДОСКАЛЯРНЫХ МЕЗОНОВ В НЕВИДИМУЮ И ПОЛУНЕВИДИМУЮ ЧАСТЬ

С учетом смешивания обычного и темного фотонов после сдвига обычного поля фотона $A^\mu \rightarrow A^\mu + \epsilon A'^\mu$ можно переписать амплитуду перехода пиона в фотоны, используя выражение, полученное Вессом и Зумино [19]:

$$A(\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha}{\pi F_\pi} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\mu k_{1\nu} \epsilon_\alpha k_{2\beta}, \quad (5)$$

$$A(\pi^0 \rightarrow \gamma A') = \frac{\alpha\epsilon}{\pi F_\pi} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\mu k_{1\nu} \epsilon_\alpha k'_{2\beta}, \quad (6)$$

$$A(\pi^0 \rightarrow A' A') = \frac{\alpha\epsilon^2}{\pi F_\pi} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\mu k'_{1\nu} \epsilon_\alpha k'_{2\beta}, \quad (7)$$

где ϵ_μ и ϵ_α — поляризационные векторы обычного и темных фотонов; k_1 и k_2 — импульсы конечных состояний, слабая константа распада $F_\pi = 92,4$ МэВ и постоянная тонкой структуры $\alpha = 1/137,036$.

Ширинны распада нейтрального π^0 -пиона в $\gamma\gamma$ [20], $\gamma A'$ [21], и $A' A'$ имеют вид

$$\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma} = \frac{\alpha^2}{64\pi^3} \frac{m_\pi^3}{F_\pi^2}, \quad (8)$$

$$\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma A'} = \frac{\alpha^2 \epsilon^2}{32\pi^3} \frac{m_\pi^3}{F_\pi^2} \left(1 - \frac{m_{A'}^2}{m_\pi^2}\right)^3, \quad (9)$$

$$\Gamma_{\pi^0 \rightarrow A' A'} = \frac{\alpha^2 \epsilon^4}{64\pi^3} \frac{m_\pi^3}{F_\pi^2} \left(1 - \frac{4m_{A'}^2}{m_\pi^2}\right)^{3/2}. \quad (10)$$

Для случая распада на две одинаковые частицы учтен комбинаторный коэффициент $1/2$. Видно, что эти ширины распада подчиняются соотношению

$$\Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma} : \Gamma_{\pi^0 \rightarrow \gamma A'} : \Gamma_{\pi^0 \rightarrow A' A'} = 1 : 2\epsilon^2 \left(1 - \frac{m_{A'}^2}{m_\pi^2}\right)^3 : \epsilon^4 \left(1 - \frac{4m_{A'}^2}{m_\pi^2}\right)^{3/2}. \quad (11)$$

Помимо этого следует учесть то, что темный фотон может сразу распасться резонансным образом на пару темных фермионов. Учитывая это, вычислим ширину распада $\pi^0 \rightarrow \gamma\chi\bar{\chi}$ для нейтрального пиона:

$$d\Gamma_{\pi \rightarrow \gamma\chi\bar{\chi}} = \frac{\alpha^2 \epsilon^2 \alpha_D}{192\pi^4 F_\pi^2 m_\pi^3} (m_\pi^2 - q^2)^3 (q^2 + 2m_\chi^2) \times \\ \times (q^2 - 4m_\chi^2)^{1/2} \frac{1}{(m_{A'}^2 - q^2)^2 + \Gamma_{A' \rightarrow \bar{\chi}\chi}^2 m_{A'}^2} \frac{dq^2}{\sqrt{q^2}}, \quad (12)$$

где интегрирование по dq^2 идет в пределах от $4m_\chi^2$ до m_π^2 , а ширина распада темного фотона на фермионы темного сектора $\Gamma_{A' \rightarrow \bar{\chi}\chi}$ определена в формуле (3).

Для правильной оценки выхода η - и η' -мезонов следует учитывать их смешивание. Здесь мы будем следовать синглет-октетной схеме смешивания для η и η' , предложенной в работах [22, 23]. В рамках этой схемы [22, 23] распад η - и η' -мезонов на пару фотонов примет вид

$$\Gamma_{\eta \rightarrow \gamma A'} = \frac{9\alpha^2 \epsilon^2}{16\pi^3} m_\eta^3 \left(1 - \frac{m_{A'}^2}{m_\eta^2}\right)^3 \left[\frac{C_8 \cos \theta_0}{f_8 \cos(\theta_8 - \theta_0)} - \frac{(1 - \Lambda_3) C_0 \sin \theta_8}{f_0 \cos(\theta_8 - \theta_0)} \right]^2, \quad (13)$$

$$\Gamma_{\eta' \rightarrow \gamma A'} = \frac{9\alpha^2 \epsilon^2}{16\pi^3} m_{\eta'}^3 \left(1 - \frac{m_{A'}^2}{m_{\eta'}^2}\right)^3 \left[\frac{C_8 \sin \theta_0}{f_8 \cos(\theta_8 - \theta_0)} + \frac{(1 - \Lambda_3) C_0 \cos \theta_8}{f_0 \cos(\theta_8 - \theta_0)} \right]^2, \quad (14)$$

где зарядовые факторы $C_8 = (e_u^2 + e_d^2 - 2e_s^2)/\sqrt{6}$ и $C_0 = (e_u^2 + e_d^2 + e_s^2)/\sqrt{3}$, углы смешивания в синглет-октетной схеме смешивания $\theta_8 = -(21,2 \pm \pm 1,6)^\circ$ и $\theta_0 = -(9,2 \pm 1,7)^\circ$ и слабые константы распада $f_8 = (1,26 \pm 0,04)\sqrt{2} F_\pi$ и $f_0 = (1,17 \pm 0,03)\sqrt{2} F_\pi$, параметр нарушения правила Окубо-Цвейга-Иизуки находится в пределах $-0,28 < \Lambda_3 < 0,02$. Следует подчеркнуть, что для η' -мезона более интересным может быть изучение распада $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ с последующим превращением виртуального ρ^0 -мезона в темный фотон. Относительная ширина $\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma$ составляет $\sim 30\%$ от всех распадов η' -мезона. Амплитуда и ширина этого распада соответственно даны в работах [23, 24]:

$$A(\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma) = e g_{\eta' \rho \gamma} \epsilon^{\mu\nu\alpha\beta} \epsilon_\mu p_\nu \epsilon_\alpha k_\beta, \quad (15)$$

$$\Gamma_{\eta' \rightarrow \rho^0 \gamma} = \frac{\alpha}{8m_{\eta'}^3} g_{\eta' \rho \gamma}^2 (m_{\eta'}^2 - m_{\rho}^2)^3, \quad (16)$$

где ϵ_{μ} и ϵ_{α} — векторы поляризации фотона и векторного ρ^0 -мезона; p и k — импульсы нейтрального псевдоскалярного η' - и векторного ρ^0 -мезонов, константа связи $g_{\eta' \rho \gamma} = 1,257 \text{ ГэВ}^{-1}$ зафиксирована из распада [25]. Эта величина хорошо согласуется с величиной из работ [22, 23].

Используя лагранжиан, описывающий смешивание обычного и темного фотонов, можно вычислить ширины распадов для редких распадов η' -мезона. Ширина распада η' -мезона на нейтральный векторный ρ^0 -мезон и темный фотон A' будет иметь вид

$$\Gamma_{\eta' \rightarrow \rho^0 A'} = \frac{\alpha \epsilon^2 g_{\eta' \rho \gamma}^2}{8m_{\eta'}^3} \lambda^{3/2}(m_{\eta'}^2, m_{\rho}^2, m_{A'}^2), \quad (17)$$

и если учесть переход темного фотона в фермионы темной материи, то

$$\Gamma_{\eta' \rightarrow \rho^0 \bar{\chi} \chi} = \frac{\alpha \alpha_D \epsilon^2 g_{\eta' \rho \gamma}^2}{24\pi m_{\eta'}^3} \lambda^{3/2}(m_{\eta'}^2, m_{\rho}^2, q^2) (q^2 - 4m_{\chi}^2)^{1/2} \times \\ \times \left[q^2 + 2m_{\chi}^2 \right] \frac{1}{(m_{A'}^2 - q^2)^2 + \Gamma_{A' \rightarrow \bar{\chi} \chi}^2 m_{A'}^2} \frac{dq^2}{\sqrt{q^2}}, \quad (18)$$

где $\lambda(x, y, z) = x^2 + y^2 + z^2 - 2xy - 2xz - 2yz$ является кинематической треугольной функцией Каллена. Следует отметить, что эти полуневидимые распады не имеют дополнительного фактора подавления α , который присутствует в случае распадов $\eta(\eta') \rightarrow \gamma A'$.

Другим распадом нейтральных легких псевдоскалярных мезонов η и η' с промежуточным векторным ρ^0 -мезонным состоянием, который за счет смешивания переходит в темный фотон, является распад

$$\Gamma_{\eta' \rightarrow (\rho^0 \rightarrow A') \gamma} = \frac{\alpha \epsilon^2}{8m_{\eta'}^3} g_{\eta' \rho \gamma}^2 (m_{\eta'}^2 - m_{A'}^2)^3 \frac{g_{\rho}^2}{(m_{\rho}^2 - m_{A'}^2)^2 + \Gamma_{\rho}^2 m_{\rho}^2}. \quad (19)$$

В случае учета перехода в темные фермионы распад $\eta' \rightarrow \gamma \chi \bar{\chi}$ с учетом промежуточного ρ -мезона будет иметь следующий вид:

$$d\Gamma_{\eta' \rightarrow (\rho^0 \rightarrow A' \rightarrow \chi \bar{\chi}) \gamma} = \frac{\alpha^2 \epsilon^2 \alpha_D}{6m_{\eta'}^3} (q^2 - m_{\eta'}^2)^3 (q^2 + 2m_{\chi}^2) \times \\ \times (q^2 - 4m_{\chi}^2)^{1/2} \left[\frac{g_{\rho}^2}{(m_{A'}^2 - q^2)^2 + \Gamma_{A' \rightarrow \bar{\chi} \chi}^2 m_{A'}^2} \frac{g_{\eta' \rho \gamma}^2}{(m_{\rho}^2 - q^2)^2 + \Gamma_{\rho}^2 m_{\rho}^2} \right] \frac{dq^2}{\sqrt{q^2}}. \quad (20)$$

В случае η -мезона заменяются массы и используются константы перехода $g_{\eta \rho \gamma} = 1,52 \text{ ГэВ}^{-1}$ из теории [22, 23] и $1,42 \text{ ГэВ}^{-1}$ из экспериментальных данных.

ОГРАНИЧЕНИЯ НА МОДЕЛЬ И ОБСУЖДЕНИЕ

Резонансный переход за счет смешивания векторного ρ^0 -мезона и темного фотона играет важную роль. Для экспериментов на фиксированной мишени смешивание векторного мезона и темного фотона изучалось в работах [15, 18]. Распад легких псевдоскалярных мезонов с массой больше массы векторного мезона за счет резонансного перехода в темный фотон и потом в темные фермионы является доминантным. Помимо этого переход псевдоскалярных мезонов в фотон и векторный мезон (с последующим переходом в темный сектор) для η - и η' -мезонов доминирует в связи с отсутствием подавляющего фактора α в таком переходе. И это, в частности, имеет место для известного перехода $\eta \rightarrow \gamma\pi^+\pi^-$ через векторное промежуточное состояние, но для случая, когда конечные состояния (темные фермионы) легче, чем пионы, ширина немалая. Когда сумма масс темных фермионов приближается к массе нейтрального мезона, величина ширины распада сразу падает.

Важность учета распадов с промежуточным векторным мезонным состоянием для η -мезона видна из рис. 1, где представлены ограничения на параметр смешивания для разных возможных каналов распадов. С учетом промежуточного векторного мезона ограничение на параметр

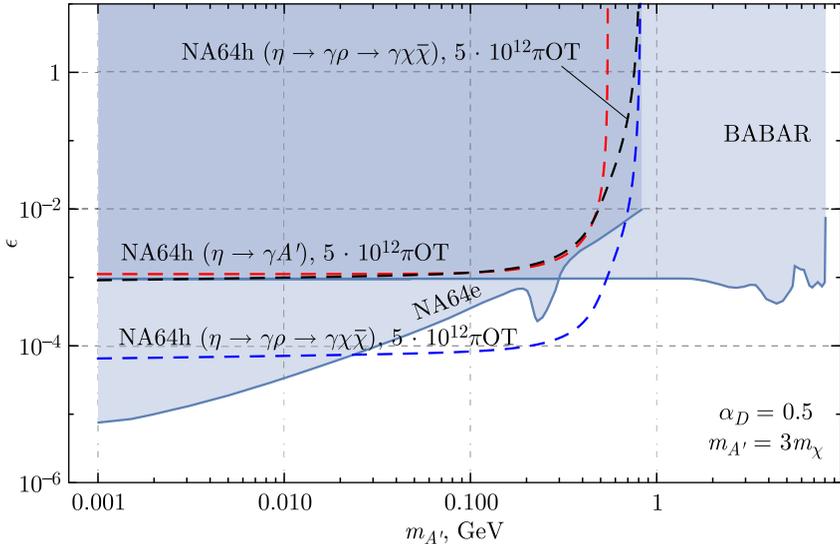


Рис. 1. Ограничения на параметр смешивания ϵ в зависимости от массы темного фотона $m_{A'}$ из распадов η -мезона в полуневидимую моду. Закрашенная область — это ограничение на модель темного фотона из существующих данных e^+e^- -эксперимента BABAR [26] и эксперимента на фиксированной мишени NA64 на электронном пучке [6]

смешивания темного фотона с обычным из распада η -мезона получается в ~ 100 раз больше, чем из распада, когда идет смешивание темного фотона и обычного в процессе Весса–Зумино (см. формулу (13)).

Для получения ограничения из оптимистичной статистики NA64 с пучком отрицательных пионов использовалась формула

$$N_{M^0} \simeq \pi_{\text{OT}} \frac{\rho_T N_A}{A} L_T \sigma_{2 \rightarrow 2}(\pi^- + (A, Z) \rightarrow M^0 + (A, Z - 1)) \quad (21)$$

для вычисления числа нейтральных мезонов в эксперименте с фиксированной мишенью. Здесь N_A — число Авогадро, ρ_T — плотность мишени (в данном эксперименте это адронный калориметр), A — массовое число, π_{OT} — число отрицательно заряженных пионов, рассеянных на мишени за время эксперимента, L_T — длина взаимодействия пионов в веществе мишени. Сечение рождения нейтральных мезонов $\sigma_{2 \rightarrow 2}(\pi^- + (A, Z) \rightarrow M^0 + (A, Z - 1))$ для эксперимента NA64 с пучком отрицательных пионов в реакции перезарядки было вычис-

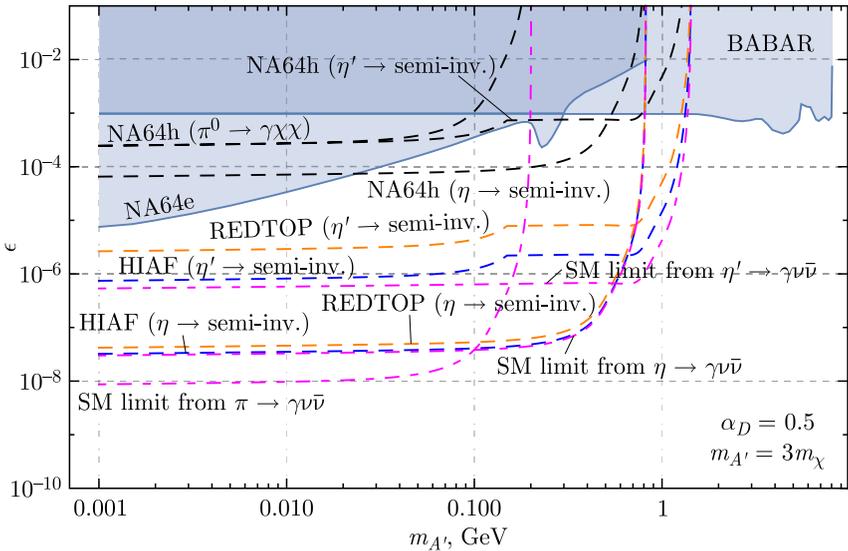


Рис. 2. Ограничения на пространство параметров модели темного фотона: параметр ϵ и масса темного фотона $m_{A'}$ из распадов нейтральных мезонов для проектной статистики эксперимента NA64 на пучке отрицательных пионов [16]. Ограничение получено для уровня достоверности 90% и случая $m_{A'} = 3m_\chi$ и $\alpha_D = 0,5$. Закрашенная область — ограничение на модель темного фотона из имеющихся данных e^+e^- -эксперимента BABAR [26] и эксперимента на фиксированной мишени NA64 на электронном пучке [6]. Ограничения для будущих экспериментов по изучению η - и η' -мезонов: REDTOP [4] и HIAF. Штрихпунктирной линией показаны пределы для распадов легких псевдоскалярных мезонов в $\gamma\nu\bar{\nu}$ в рамках Стандартной модели [27]

лено в работе [16]. Для получения ограничения на уровне достоверности 90% сигнала число распадов нейтральных мезонов в темный сектор для полуневидимой моды, в частности, определяется по формуле $\text{Br}(M^0 \rightarrow \text{semi-inv.}) \leq 2,3/N_{M^0}$.

Исходя из оптимистичного сценария набора данных для эксперимента NA64 с пучком отрицательных пионов, новую информацию для модели темного фотона можно получить из полуневидимого распада η -мезона. Важную роль при этом играет канал перехода с промежуточным векторным мезоном. Для экспериментов REDTOP [4, 5] и HIAF на оптимистичной статистике выхода η - и η' -мезонов ограничения из полуневидимых распадов $\eta(\eta') \rightarrow \gamma A'$ будут близки к пределу, когда нейтральные мезоны будут распадаться на $\eta(\eta') \rightarrow \gamma \nu \bar{\nu}$ в рамках Стандартной модели [27]. Ограничения для параметра смешивания темного фотона и обычного приведены на рис. 2 для случая $\alpha_D = 0,5$ и $m_{A'} = 3m_\chi$.

Для оптимистичного сценария и уровня достоверности 90% случая регистрации потери энергии из эксперимента NA64 с пучком отрицательных пионов можно получить ограничения на ширины распадов нейтральных мезонов на $\gamma A'$ или полуневидимые моды на уровне

$$\begin{aligned} \text{Br}(\pi^0 \rightarrow \gamma + A') &< 3,16 \cdot 10^{-9} \quad (\text{from NA64}_h), \\ \text{Br}(\eta \rightarrow \text{semi-inv.}) &< 9,4 \cdot 10^{-9} \quad (\text{from NA64}_h), \\ \text{Br}(\eta' \rightarrow \text{semi-inv.}) &< 4,7 \cdot 10^{-9} \quad (\text{from NA64}_h). \end{aligned} \quad (22)$$

Эти ширины распадов рассчитаны для случая, если A' (темный фотон) распадается на темные фермионы с $\alpha_D = 0,5$ и $m_{A'} = 3m_\chi$.

Финансирование. Работа А. С. Жевлакова выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант 23-22-00041).

Благодарности. В. Е. Любовицкий благодарит за поддержку ANID PIA/APOYO AFB220003 (Чили) и FONDECYT (Чили) (гранты № 1230160 и № 1240066), а также ANID– Millennium Program ICN2019_044 (Чили).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Akimov D. Y. et al. (COHERENT Collab.). COHERENT Constraint on Leptophobic Dark Matter Using CsI Data // Phys. Rev. D. 2022. V. 106, No. 5. P. 052004; arXiv:2205.12414.*
2. *Cortina Gil E. et al. (NA62 Collab.). Search for Production of an Invisible Dark Photon in π^0 Decays // J. High Energy Phys. 2019. V.05. P. 182; arXiv:1903.08767.*
3. *Cortina Gil E. et al. (NA62 Collab.). Search for Dark Photon Decays to $\mu^+ \mu^-$ at NA62 // J. High Energy Phys. 2023. V. 09. P. 035; arXiv:2303.08666.*
4. *Elam J. et al. (REDTOP Collab.). The REDTOP Experiment: Rare η/η' Decays to Probe New Physics. arXiv:2203.07651. 2022.*

5. *Gatto C. et al. (REDTOP Collab.)*. The REDTOP Experiment. arXiv:1910.08505. 2019.
6. *Andreev Y. M. et al. (NA64 Collab.)*. Search for Light Dark Matter with NA64 at CERN // Phys. Rev. Lett. 2023. V. 131, No. 16. P. 161801; arXiv:2307.02404.
7. *Andreev Y. M. et al. (NA64 Collab.)*. First Results in the Search for Dark Sectors at NA64 with the CERN SPS High Energy Muon Beam // Phys. Rev. Lett. 2024. V. 132, No. 21. P. 211803; arXiv:2401.01708.
8. *Andreev Y. M. et al. (NA64 Collab.)*. Probing Light Dark Matter with Positron Beams at NA64 // Phys. Rev. D. 2024. V. 109, No. 3. P. L031103; arXiv:2308.15612.
9. *Gninenko S. N.* Search for Invisible Decays of π^0, η, η', K_S and K_L : A Probe of New Physics and Tests Using the Bell–Steinberger Relation // Phys. Rev. D. 2015. V. 91, No. 1. P. 015004; arXiv:1409.2288 [hep-ph].
10. *Apel W. D. et al. (Serpukhov–CERN Collab.)*. Reaction $\pi^- p \rightarrow \eta n$ in the 15-GeV/c to 40-GeV/c Momentum Range // Nucl. Phys. B. 1979. V. 152. P. 1.
11. *Apel W. D. et al. (Serpukhov–CERN Collab.)*. Reaction $\pi^- p \rightarrow \eta' n$ in the 15-GeV/c–40-GeV/c Momentum Range // Phys. Lett. B. 1979. V. 83. P. 131.
12. *Apel W. D. et al. (Serpukhov–CERN Collab.)*. Reaction $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ in the 15-GeV/c–40-GeV/c Momentum Range // Nucl. Phys. B. 1979. V. 154. P. 189.
13. *Apokin V. D. et al.* Cross Section of π^- Meson Charged Exchange Reaction on Nuclei at 40-GeV/c Momentum // Sov. J. Nucl. Phys. 1982. V. 35. P. 219.
14. *Apokin V. D. et al.* Quasielastic Charge Exchange of Negative Pions on Carbon into π^0, η, η' (958), ω (783) and F2 (1270) Mesons at 39.1 GeV/c // Sov. J. Nucl. Phys. 1987. V. 46. P. 644.
15. *Zhevlakov A. S., Kirpichnikov D. V., Gninenko S. N., Kuleshov S., Lyubovitskij V. E.* Probing Invisible Vector Meson Decay Mode with the Hadronic Beam in the NA64 Experiment at SPS CERN // Phys. Rev. D. 2023. V. 108, No. 11. P. 115005; arXiv:2309.09347.
16. *Gninenko S. N., Kirpichnikov D. V., Kuleshov S., Lyubovitskij V. E., Zhevlakov A. S.* Test of the Vector Portal with Dark Fermions in the Charge-Exchange Reactions in the NA64 Experiment at CERN SPS // Phys. Rev. D. 2024. V. 109, No. 7. P. 075021; arXiv:2312.01703.
17. *Holdom B.* Two U(1)'s and Epsilon Charge Shifts // Phys. Lett. B. 1986. V. 166. P. 196–198.
18. *Schuster P., Toro N., Zhou K.* Probing Invisible Vector Meson Decays with the NA64 and LDMX Experiments // Phys. Rev. D. 2022. V. 105, No. 3. P. 035036; arXiv:2112.02104.
19. *Wess J., Zumino B.* Consequences of Anomalous Ward Identities // Phys. Lett. B. 1971. V. 37. P. 95–97.
20. *Glashow S. L., Jackiw R., Schei S. S.* Electromagnetic Decays of Pseudoscalar Mesons // Phys. Rev. 1969. V. 187. P. 1916–1920.
21. *Batell B., Pospelov M., Ritz A.* Exploring Portals to a Hidden Sector through Fixed Targets // Phys. Rev. D. 2009. V. 80. P. 095024; arXiv:0906.5614 [hep-ph].
22. *Feldmann T., Kroll P., Stech B.* Mixing and Decay Constants of Pseudoscalar Mesons // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 114006; arXiv:hep-ph/9802409.
23. *Feldmann T.* Quark Structure of Pseudoscalar Mesons // Intern. J. Mod. Phys. A. 2000. V. 15. P. 159–207; arXiv:hep-ph/9907491.

24. *Dumbrajs O., Koch R., Pilkuhn H., Oades G.C., Behrens H., De Swart J.J., Kroll P.* Compilation of Coupling Constants and Low-Energy Parameters. 1982 Edition // Nucl. Phys. B. 1983. V. 216. P. 277–335.
25. *Workman R.L. et al. (Particle Data Group).* Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. 2022. V. 2022. P. 083C01.
26. *Lees J.P. et al. (BaBar Collab.).* Search for $B \rightarrow K^{(*)} \nu \bar{\nu}$ and Invisible Quarkonium Decays // Phys. Rev. D. 2013. V. 87, No. 11. P. 112005; arXiv:1303.7465 [hep-ex].
27. *Arnellos L., Marciano W.J., Parsa Z.* The Decay $\pi^0 \rightarrow \nu \bar{\nu} \gamma$ // Nucl. Phys. B. 1982. V. 196. P. 365–377.