

РОЖДЕНИЕ ТЕМНЫХ ФОТОНОВ В НЕУПРУГОМ ТОРМОЗНОМ ИЗЛУЧЕНИИ ПРОТОНА С УЧЕТОМ ФОРМФАКТОРА ПАУЛИ

Д. С. Горбунов^{1,2,*}, Е. А. Крюкова^{1,3,**}

¹ Институт ядерных исследований РАН, Москва

² Московский физико-технический институт

(национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

³ Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Изучается рождение медиаторов векторного портала, темных фотонов, массами в диапазоне 0,4–1,8 ГэВ в протон-протонных столкновениях в процессе неупругого тормозного излучения протона. В отличие от предыдущих исследований, рассматривается влияние электромагнитного формфактора Паули на дифференциальное сечение рассеяния и вводятся две новые функции расщепления протона. Показано, что их вклад может стать ведущим в области масс 0,9–1,8 ГэВ, и представлена обновленная оценка чувствительности будущего эксперимента SHiP к видимым распадам темных фотонов.

We study the production of vector portal mediators, dark photons, with masses in the range 0.4–1.8 GeV in proton–proton collisions via the process of inelastic proton bremsstrahlung. In contrast to previous studies, we take into account the contribution of Pauli electromagnetic form factor to differential cross section and introduce two new splitting functions of the proton. We show that their contributions can become leading in the mass region 0.9–1.8 GeV and present the updated estimate for the sensitivity of the future SHiP experiment to visible decays of dark photons.

PACS: 12.60.–i; 13.40.Gp

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы формализм порталов интенсивно используется для описания структуры теорий, расширяющих Стандартную модель (СМ) [1]. Основная идея состоит в том, чтобы ввести специальные частицы, называемые медиаторами, которые могут слабо взаимодействовать как с частицами СМ, так и со скрытым сектором. В этой работе мы изучаем феноменологию так называемых темных фотонов — массивных медиаторов векторного портала.

* E-mail: gorby@inr.ac.ru

** E-mail: kryukova.ea15@physics.msu.ru

Рассматривается минимальная версия модели темного фотона, в которой он кинетически смешивается с фотоном СМ и, таким образом, взаимодействует только с частицами СМ с ненулевым электрическим зарядом. Лагранжиан имеет следующий вид [2]:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{SM}} - \frac{1}{4}F'_{\mu\nu}F'^{\mu\nu} + \frac{\epsilon}{2}F'_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \frac{m_{\gamma'}^2}{2}A'_\mu A'^\mu, \quad (1)$$

где \mathcal{L}_{SM} — лагранжиан СМ; A'^μ — поле темных фотонов; $F'^{\mu\nu}$ и $B^{\mu\nu}$ — тензоры напряженности поля темного фотона и $U(1)_Y$ калибровочного поля СМ; ϵ — кинетический параметр смешивания; $m_{\gamma'}$ — масса темного фотона.

Поиски минимальных темных фотонов проводились во многих экспериментах [3], но пространство параметров $(m_{\gamma'}, \epsilon)$ все еще слабо ограничено в области масс $\mathcal{O}(1)$ ГэВ. В будущем планируется поиск таких темных фотонов с рассмотрением их потенциального рождения в pp -столкновениях в нейтринных экспериментах DUNE (Фермилаб [4]) и T2K (J-PARC [5]), а также в эксперименте с фиксированной мишенью SHiP (ЦЕРН) [6]. Поэтому важно сделать надежные предсказания для сечений рождения темных фотонов в pp -столкновениях и ширин их распада на промежуточном масштабе масс около $\mathcal{O}(1)$ ГэВ, где ни КХД, ни киральная теория возмущений не работают должным образом.

Доминирующий механизм рождения определяется массой темного фотона $m_{\gamma'}$ [7]. Темные фотоны с массами менее 0,4 ГэВ образуются в основном при распадах π^0 - и η -мезонов из-за смешивания с фотоном СМ. Более тяжелые темные фотоны с массами более 1,8 ГэВ могут рождаться в основном в аналоге процесса КХД Дрелла–Яна. В этой работе рассмотрим неупругое тормозное излучение протона, которое является наиболее важным каналом рождения темных фотонов в промежуточной области масс 0,4–1,8 ГэВ. При излучении в начальном состоянии в неупругом тормозном излучении падающий протон испускает фотон СМ, который смешивается с темным фотоном. Вершина фотон СМ – протон – протон должна быть описана с помощью электромагнитных формфакторов протона, которые играют важную роль в данном исследовании.

Матричный элемент электромагнитного тока $j_\mu^{\text{em}} \equiv \sum \bar{q}Q\gamma_\mu q$ для легких кварков $q = \{u, d, s\}$ с электрическими зарядами $Q = \{2/3, -1/3, -1/3\}$, описывающий рождение нуклон-антинуклонной пары $N\bar{N}$ с импульсами p_1 и p_2

$$J_\mu \equiv \langle N(p_1)\bar{N}(p_2)|j_\mu^{\text{em}}(0)|0\rangle, \quad (2)$$

может быть параметризован с помощью нуклонных электромагнитных формфакторов Дирака $F_1^N(t)$ и Паули $F_2^N(t)$ как функций мандельштамовской переменной $t \equiv (p_1 + p_2)^2$ [8]:

$$J^\mu = \bar{u}(p_1) \left[F_1^N(t)\gamma_\mu + i\frac{F_2^N(t)}{2m}\sigma_{\mu\nu}(p_1^\nu + p_2^\nu) \right] v(p_2). \quad (3)$$

В зависимости от знака t электромагнитные формфакторы измеряются с помощью двух видов экспериментов. В пространственноподобной области с $t < 0$ они изучаются в процессе электрон-нуклонного рассеяния $eN \rightarrow eN$ в большом количестве экспериментов, среди которых PRad, Jefferson Lab и MAMI [9]. В этой области измерение дифференциального сечения рассеяния позволяет определить вещественнозначные формфакторы Сакса:

$$G_E(t) \equiv F_1(t) + \frac{t}{4M^2} F_2(t), \quad (4)$$

$$G_M(t) \equiv F_1(t) + F_2(t), \quad (5)$$

таким образом, электромагнитные формфакторы нуклонов в пространственноподобной области $t < 0$ известны с хорошей точностью для процессов с малыми $\sqrt{-t}$. Во времениподобной области эксперименты BABAR, BESIII, CMD-3, SND и др. изучают процесс аннигиляции $e^+e^- \rightarrow N\bar{N}$ выше порога, $\sqrt{t} > 2M_N$, где M_N — масса нуклона [9]. Во времениподобной области $t > 0$ формфакторы становятся комплекснозначными, поэтому можно измерить только $|G_E(t)/G_M(t)|$ и эффективный формфактор

$$|G_{\text{eff}}(t)| \equiv \sqrt{\frac{|G_E(t)|^2 + t/2M_N^2 |G_M(t)|^2}{1 + t/2M_N^2}}, \quad (6)$$

что приводит к бóльшим неопределенностям, чем в пространственноподобной области. Наконец, существует так называемая *нефизическая* область времениподобных $\sqrt{t} < 2M_N$, которая не может быть изучена в экспериментах, упомянутых выше.

В этой работе мы используем значения электромагнитных формфакторов при $t = m_{\gamma}^2$, соответствующие рождению массивного тормозного фотона на массовой поверхности в процессе неупругого тормозного излучения протона. Рассматриваются массы темных фотонов в области 0,4–1,8 ГэВ, следовательно, нельзя полагаться на экспериментальные данные для решения этой задачи. Вместо этого мы должны использовать экстраполяцию фитирования в нефизическую область, которые, вообще говоря, могут быть получены различными способами, например: путем введения фиктивных резонансов в рамках расширенной модели доминирования векторных мезонов [10], или путем унитарного и аналитического продолжения модели, основанной на существующих резонансах с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{--}$ (соответствующими фотону СМ) [11], или в подходе, основанном на дисперсионных соотношениях [9]. Здесь мы консервативно используем результаты, представленные в работе [10], которые обычно используют для изучения феноменологии темных фотонов.

Работа организована следующим образом. В разд. 1 заново вычисляется дифференциальное сечение неупругого тормозного излучения, особое внимание уделяется электромагнитным формфакторам протона

Дирака $F_1(t)$ и Паули $F_2(t)$. В разд. 2 приведены численные результаты для полного сечения неупругого тормозного излучения и обсуждается влияние вкладов, пропорциональных различным квадратичным комбинациям формфакторов. Чтобы показать важность новых результатов, в разд. 3 представлена новая оценка чувствительности эксперимента SHiP к темным фотонам. Наконец, в заключении приведены выводы и перспективы работы.

1. ФУНКЦИИ РАСЩЕПЛЕНИЯ ДЛЯ НЕУПРУГОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ВКЛЮЧАЮЩИЕ ФОРМФАКТОРЫ ДИРАКА И ПАУЛИ

В этом разделе мы рассмотрим испускание темного фотона в начальном состоянии в процессе неупругого тормозного излучения протона (рис. 1). Наша конечная цель — факторизовать сечение процесса $pp \rightarrow \gamma' X$, используя метод, первоначально сформулированный в работе [12] для безмассовых частиц, а затем скорректированный для рождения массивных скаляров [13] и для тормозного излучения темных фотонов из протонов [14]. Хотя расчет [14] корректен и представлен ясно, мы утверждаем, что он не дает *окончательного* ответа для сечения тормозного излучения протона, поскольку полностью игнорирует вклад в матричный элемент, пропорциональный протонному электромагнитному формфактору Паули $F_2(t)$. Здесь мы развиваем подход, описанный в работе [14], и учитываем электромагнитные формфакторы как Дирака $F_1(t)$, так и Паули $F_2(t)$.

Импульсы частиц, указанные на рис. 1, равны p для падающего протона, P_i для протона мишени, k для темного фотона и p' для виртуального протона. В отличие от подхода работ [12, 13], мы *не* используем в расчетах старую теорию возмущений. Таким образом, импульс сохраняется в каждой вершине и $p' \equiv p - k$. Компоненты четырехимпульсов двух других частиц, участвующих в испускании темного фотона, в декартовой системе координат с осью z , ориентированной вдоль падающего пучка протонов, равны

$$p = \{E_p, 0, 0, P\}, \quad E_p \equiv P + \frac{M^2}{2P}, \quad (7)$$

$$k = \{E_k, k_{\perp} \cos \varphi, k_{\perp} \sin \varphi, zP\}, \quad E_k \equiv zP + \frac{m_{\gamma'}^2 + k_{\perp}^2}{2zP}, \quad (8)$$

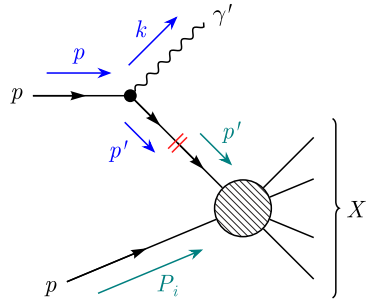


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана для рождения темных фотонов в процессе неупругого тормозного излучения протона

где M — масса протона; P — величина 3-импульса падающего протона; z — доля 3-импульса, получаемая темным фотоном от падающего протона в направлении оси z ; k_{\perp} — поперечная часть импульса темного фотона. В дальнейшем мы предполагаем, что $M^2 \ll P^2$ и $m_{\gamma'}^2 + k_{\perp}^2 \ll z^2 P^2$.

Мы хотели бы представить дифференциальное сечение как произведение функции расщепления $w(z, k_{\perp}^2)$, которая описывает вероятность испускания темных фотонов, и полного сечения неупругого pp -рассеяния:

$$\frac{d^2\sigma(pp \rightarrow \gamma' X)}{dz dk_{\perp}^2} \simeq w(z, k_{\perp}^2)\sigma(pp \rightarrow X). \quad (9)$$

Для этого мы раскладываем числитель пропагатора протона в виде суммы по поляризациям протонов r'

$$\hat{p} - \hat{k} + M = \sum_{r'} u^{r'}(p - k) \bar{u}^{r'}(p - k) \quad (10)$$

и вводим две вершинные функции

$$V_1^{r'r\lambda} \equiv \bar{u}^{r'}(p - k) (\widehat{\epsilon^\lambda})^* u^r(p), \quad (11)$$

$$V_2^{r'r\lambda} \equiv \frac{1}{4M} \bar{u}^{r'}(p - k) \left[(\widehat{\epsilon^\lambda})^*, \hat{k} \right] u^r(p), \quad (12)$$

также зависящие от поляризации падающего протона r и темного фотона λ . Это позволяет нам выделить амплитуду подпроцесса неупругого рассеяния $\mathcal{M}_{pp \rightarrow X}^{r'}$ из амплитуды неупругого тормозного излучения $\mathcal{M}_{pp \rightarrow \gamma' X}^{r\lambda}$, давая

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{pp \rightarrow \gamma' X}^{r\lambda} &= \\ &= - \sum_{r'} \mathcal{M}_{pp \rightarrow X}^{r'} \frac{\epsilon e z}{H(z, k_{\perp}^2)} \left(V_1^{r'r\lambda} F_1(m_{\gamma'}^2) + V_2^{r'r\lambda} F_2(m_{\gamma'}^2) \right), \quad (13) \end{aligned}$$

где e — заряд протона, а кинематическая комбинация $H(z, k_{\perp}^2) \equiv k_{\perp}^2 + (1 - z)m_{\gamma'}^2 + z^2 M^2$ выражает виртуальность промежуточного протона

$$(p - k)^2 = M^2 - H/z. \quad (14)$$

Мы хотели бы подчеркнуть, что выражение (13) содержит не только слагаемое, пропорциональное формфактору Дирака $F_1(m_{\gamma'}^2)$, ранее рассмотренное в работе [14], но и новое второе слагаемое, пропорциональное формфактору Паули $F_2(m_{\gamma'}^2)$.

Держа в уме цепочку неравенств для значений электромагнитных формфакторов Дирака и Паули, взятых при $t = m_{\gamma'}^2$,

$$|F_2|^2 > |F_1 F_2^* + F_2 F_1^*| > |F_1|^2 > |F_1 F_2^* - F_2 F_1^*|, \quad (15)$$

которая справедлива для большей части рассматриваемой области масс темных фотонов, можно возвести амплитуду (13) в квадрат и пренебречь слагаемым, пропорциональным $(F_1 F_2^* - F_2 F_1^*)$, чтобы получить

дифференциальное сечение неупругого тормозного излучения в форме (9) с основной функцией расщепления

$$w(z, k_{\perp}^2) \equiv w_{11}(z, k_{\perp}^2)|F_1|^2 + w_{22}(z, k_{\perp}^2)|F_2|^2 + w_{12}(z, k_{\perp}^2)(F_1 F_2^* + F_2 F_1^*) \quad (16)$$

и тремя вспомогательными функциями расщепления, не зависящими от электромагнитных формфакторов,

$$w_{11}(z, k_{\perp}^2) \equiv \frac{\epsilon^2 \alpha_{\text{em}}}{2\pi H(z, k_{\perp}^2)} \left(z - \frac{z(1-z)}{H(z, k_{\perp}^2)} (2M^2 + m_{\gamma'}^2) + \frac{H(z, k_{\perp}^2)}{2zm_{\gamma'}^2} \right), \quad (17)$$

$$w_{22}(z, k_{\perp}^2) \equiv \frac{\epsilon^2 \alpha_{\text{em}} m_{\gamma'}^2}{2\pi H 8M^2} \left(z - \frac{z(1-z)}{H(z, k_{\perp}^2)} (8M^2 + m_{\gamma'}^2) + \frac{2H(z, k_{\perp}^2)}{zm_{\gamma'}^2} \right), \quad (18)$$

$$w_{12}(z, k_{\perp}^2) \equiv \frac{\epsilon^2 \alpha_{\text{em}}}{2\pi H(z, k_{\perp}^2)} \left(\frac{3z}{4} - \frac{3m_{\gamma'}^2 z(1-z)}{2H(z, k_{\perp}^2)} \right), \quad (19)$$

где α_{em} — постоянная тонкой структуры. Вспомогательная функция расщепления $w_{11}(z, k_{\perp}^2)$ согласуется с работой [14]. В следующем разделе мы сравним вклады каждой из вспомогательных функций в общее сечение.

Наконец, мы включаем виртуальный адронный формфактор с масштабом $\Lambda = 1,5$ ГэВ [15]

$$F_{\text{virt}} \equiv \frac{\Lambda^4}{\Lambda^4 + H^2(z, k_{\perp}^2)/z^2}, \quad (20)$$

который подавляет амплитуду для промежуточных протонов, находящихся далеко от массовой поверхности (см. (14)), и используем следующее фитирование для неодионого дифракционного сечения [16]

$$\sigma_{\text{NSD}}(s) = 1,76 + 19,8 \left(\frac{s}{\text{ГэВ}^2} \right)^{0,057} \text{ мб}, \quad (21)$$

который берем при квадрате энергии в системе центра масс протонов с импульсами p' и P_i :

$$\bar{s}(z, k_{\perp}^2) = 2MP(1-z) + 2M^2 - H(z, k_{\perp}^2)/z. \quad (22)$$

Таким образом, получаем дифференциальное неупругое сечение тормозного излучения, которое в дальнейшем используем для численных оценок:

$$\frac{d^2\sigma(pp \rightarrow \gamma' X)}{dz dk_{\perp}^2} \simeq w(z, k_{\perp}^2) F_{\text{virt}}^2(z, k_{\perp}^2) \sigma_{\text{NSD}}(\bar{s}(z, k_{\perp}^2)). \quad (23)$$

2. ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ НЕУПРУГОГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Чтобы понять, являются ли новые слагаемые в тождестве (16) значимыми или пренебрежимо малыми, на рис. 2, *a* приведены для сравнения различные интегрированные «голые» сечения неупругого тормозного излучения

$$\sigma_{ij}^B(pp \rightarrow \gamma' X) \equiv \int w_{ij}(z, k_{\perp}^2) F_{\text{virt}}^2(z, k_{\perp}^2) \sigma_{\text{NSD}}(\bar{s}(z, k_{\perp}^2)) dz dk_{\perp}^2, \quad (24)$$

где импульс падающего пучка протонов берется в лабораторной системе отсчета $P = 120$ ГэВ и *на время* все электромагнитные формфакторы

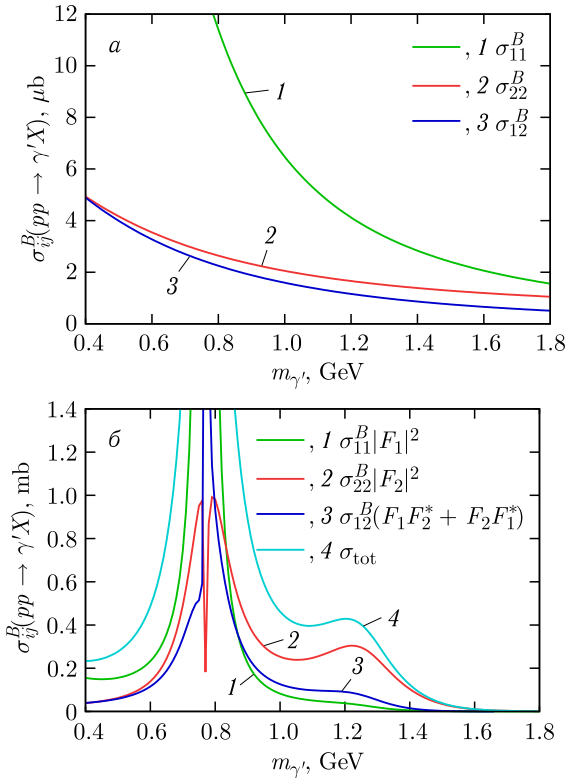


Рис. 2 (цветной в электронной версии). Интегрированные сечения неупругого тормозного излучения протонов: *a*) «голые» сечения; *б*) полные сечения, включающие формфакторы Дирака и Паули. Оба графика содержат линии, соответствующие каждой из трех вспомогательных функций расщепления (17)–(19), и представлены в виде функций массы темного фотона $m_{\gamma'}$. Светло-синяя линия (4) на рис. *б* показывает полное интегрированное сечение. Импульс падающего пучка протонов в лабораторной системе отсчета $P = 120$ ГэВ

принимается равными единице. Например, можно предположить, что $F_1(m_{\gamma'}^2) \simeq F_2(m_{\gamma'}^2)$, и мы вынесли их за скобки. Хотя мы знаем, что это неверно, данное предположение позволяет нам сравнить те части сечения, которые не зависят от электромагнитных формфакторов протона. Как видно из рис. 2, *а*, сечение $\sigma_{11}^B(pp \rightarrow \gamma' X)$, которое должно быть умножено на квадрат формфактора Дирака, превышает два других сечения — $\sigma_{22}^B(pp \rightarrow \gamma' X)$ и $\sigma_{12}^B(pp \rightarrow \gamma' X)$, связанных с формфактором Паули, для всех рассматриваемых значений массы темного фотона $m_{\gamma'}$, что объясняет, почему ранее казалось естественным пренебречь этими слагаемыми.

Далее мы восстанавливаем значения электромагнитных формфакторов протона $F_1(m_{\gamma'}^2)$ и $F_2(m_{\gamma'}^2)$, используя фитирование [10], и сравниваем полученные интегральные сечения (рис. 2, *б*). Полное сечение неупругого тормозного излучения

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{11}^B |F_1|^2 + \sigma_{22}^B |F_2|^2 + \sigma_{12}^B (F_1 F_2^* + F_2 F_1^*) \quad (25)$$

показано светло-синим (4). Можно видеть, что в области масс темных фотонов от 0,9 до 1,8 ГэВ основной вклад в общее сечение вносит слагаемое, пропорциональное квадрату формфактора Паули $|F_2|^2$. Из рис. 2, *а* видно, что эта особенность обусловлена увеличением электромагнитного формфактора Паули по сравнению с формфактором Дирака. Чтобы исключить возможность того, что это происходит только для выбранного фитирования [10], мы изучили те же величины, используя фит из работы [11], который был получен совершенно другим способом. При этом качественная часть результатов осталась прежней.

3. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ SHiP К ТЕМНЫМ ФОТОНАМ

Следуя в общих чертах процедуре, описанной в прил. В работы [17], но рассматривая результаты для сечения неупругого тормозного излучения (23), полученные в данной работе, мы оцениваем чувствительность эксперимента SHiP к видимым распадам темных фотонов. Итоговые ограничения на уровне достоверности 95% в пространстве параметров темных фотонов ($m_{\gamma'}, \epsilon$) представлены на рис. 3 красной кривой (1). Для сравнения синяя линия (2) показывает консервативную оценку чувствительности на уровне достоверности 95%, которая включает только вклад дираковского электромагнитного формфактора протона. Увеличение полного сечения (25) приводит к повышению чувствительности и расширению области, в которой SHiP может искать темные фотоны. Таким образом, важно обновить аналогичные кривые чувствительности для экспериментов T2K и DUNE, что является предметом будущей работы.

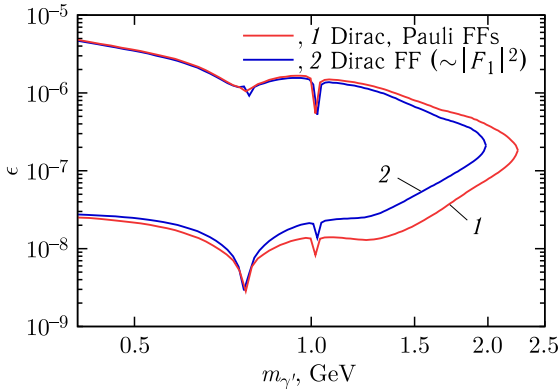


Рис. 3 (цветной в электронной версии). Контуры областей в пространстве параметров темных фотонов, исключенных на уровне достоверности 95%, при ненаблюдении в эксперименте SHiP, по крайней мере, трех событий видимого распада темных фотонов на заряженные пары частиц СМ. Предполагается, что темные фотоны рождаются исключительно за счет неупругого тормозного излучения. Красная линия (1) показывает чувствительность с учетом формфакторов Дирака и Паули, тогда как синяя линия (2) соответствует консервативной оценке, только с учетом формфактора Дирака

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги. Мы вычислили новые вклады в рождение темных фотонов за счет неупругого тормозного излучения протонов. Будучи пропорциональными паулиевскому электромагнитному формфактору протона, они не являются пренебрежимо малыми, по крайней мере, для масс темных фотонов $m_{\gamma'} = 0,9-1,8$ ГэВ. Они должны быть приняты во внимание при оценке чувствительности будущих проектов, направленных на поиск темных фотонов, и мы иллюстрируем их ожидаемое влияние, уточняя чувствительность эксперимента SHiP.

Благодарности. Мы благодарим Ю. Х. Лина и С. Дубничка за предоставление таблиц с электромагнитными формфакторами протона. Мы также хотим поблагодарить С. И. Годунова, О. В. Теряева, В. Е. Троицкого и М. И. Высоцкого за полезные обсуждения. Е. А. Крюкова приносит благодарность М. А. Матвееву и Е. М. Кузьминскому за интересные и стимулирующие комментарии.

Финансирование. Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики «Базис» (грант № 21-2-10-37-1).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Lanfranchi G., Pospelov M., Schuster P.* The Search for Feebly Interacting Particles // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2021. V. 71. P. 279–313; arXiv:2011.02157.

2. *Okun L. B.* Limits of Electrodynamics: Paraphotons? // *Sov. Phys. JETP.* 1982. V. 56. P. 502.
3. *Raggi M., Kozhuharov V.* Results and Perspectives in Dark Photon Physics // *Riv. Nuovo Cim.* 2015. V. 38, No. 10. P. 449–505.
4. *Berryman J. M., de Gouvea A., Fox P. J., Kayser B. J., Kelly K. J., Raaf J. L.* Searches for Decays of New Particles in the DUNE Multi-Purpose Near Detector // *J. High Energy Phys.* 2020. V. 02. P. 174; arXiv:1912.07622.
5. *Araki T., Asai K., Iizawa T., Otono H., Shimomura T., Takubo Y.* New Constraint on Dark Photon at T2K Off-Axis Near Detector // *J. High Energy Phys.* 2023. V. 11. P. 056; arXiv:2308.01565.
6. *Ahdida C. et al. (SHiP Collab.).* Sensitivity of the SHiP Experiment to Dark Photons Decaying to a Pair of Charged Particles // *Eur. Phys. J. C.* 2021. V. 81, No. 5. P. 451; arXiv:2011.05115.
7. *Miller D. J.* The Physics of the Dark Photon: A Primer // *Contemp. Phys.* 2021. V. 62, No. 2. P. 110.
8. *Lin Y. H., Hammer H. W., Meißner U. G.* Dispersion-Theoretical Analysis of the Electromagnetic Form Factors of the Nucleon: Past, Present and Future // *Eur. Phys. J. A.* 2021. V. 57, No. 8. P. 255; arXiv:2106.06357.
9. *Lin Y. H., Hammer H. W., Meißner U. G.* New Insights into the Nucleon's Electromagnetic Structure // *Phys. Rev. Lett.* 2022. V. 128, No. 5. P. 052002; arXiv:2109.12961.
10. *Faessler A., Krivoruchenko M. I., Martemyanov B. V.* Once More on Electromagnetic Form Factors of Nucleons in Extended Vector Meson Dominance Model // *Phys. Rev. C.* 2010. V. 82. P. 038201; arXiv:0910.5589 [hep-ph].
11. *Adamuščin C., Bartoš E., Dubnička S., Dubničková A. Z.* Numerical Values of f^F , f^D , f^S Coupling Constants in $SU(3)$ Invariant Interaction Lagrangian of Vector-Meson Nonet with $1/2^+$ Octet Baryons // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 93, No. 5. P. 055208; arXiv:1601.06190.
12. *Altarelli G., Parisi G.* Asymptotic Freedom in Parton Language // *Nucl. Phys. B.* 1977. V. 126. P. 298–318.
13. *Boiarska I., Bondarenko K., Boyarsky A., Gorkavenko V., Ovchinnikov M., Sokolenko A.* Phenomenology of GeV-Scale Scalar Portal // *J. High Energy Phys.* 2019. V. 11. P. 162; arXiv:1904.10447.
14. *Foroughi-Abari S., Ritz A.* Dark Sector Production via Proton Bremsstrahlung // *Phys. Rev. D.* 2022. V. 105, No. 9. P. 095045; arXiv:2108.05900.
15. *Feuster T., Mosel U.* Photon and Meson Induced Reactions on the Nucleon // *Phys. Rev. C.* 1999. V. 59. P. 460–491; arXiv:nucl-th/9803057.
16. *Likhoded A. K., Luchinsky A. V., Novoselov A. A.* Light Hadron Production in Inclusive pp -Scattering at LHC // *Phys. Rev. D.* 2010. V. 82. P. 114006; arXiv:1005.1827 [hep-ph].
17. *Gorbunov D., Kriukova E.* Dark Photon Production via Elastic Proton Bremsstrahlung with Non-Zero Momentum Transfer // *J. High Energy Phys.* 2024. V. 01. P. 058; arXiv:2306.15800.