

ПОИСК МЕДИАТОРА ТЕМНОЙ МАТЕРИИ В ПРОЦЕССАХ С РОЖДЕНИЕМ ТРЕХ И ЧЕТЫРЕХ ТОП-КВАРКОВ

Э. Э. Абасов^{1,}, Э. Э. Боос¹, В. Е. Буничев¹, П. В. Волков¹,
Г. А. Воротников¹, Л. В. Дудко¹, А. Д. Заборенко¹,
Е. С. Иудин¹, А. А. Маркина¹, М. А. Перфилов¹,
Н. А. Савкова²*

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына
Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова,
Москва

² Филиал Московского государственного университета им. М. В. Ломоносова,
Саров, Россия

В рамках упрощенных моделей темной материи рассматриваются вклады скалярного медиатора в процессы с рождением топ-кварков. Вычислены возможные древесные и однопетлевые вклады медиатора темной материи в рождение пары топ- и антитоп-кварков в процессах с рождением двух, трех и четырех топ-кварков. Показан значительный вклад диаграмм с рождением медиатора темной материи в полное сечение процессов рождения трех и четырех топ-кварков с учетом современных ограничений на параметры таких моделей. Перспективность поиска медиатора темной материи в рассмотренных процессах определяется возможностью восстановления конечного состояния в современных детекторах на коллайдерах и уже достигнутой экспериментальной чувствительностью к таким редким процессам.

In the context of simplified models of dark matter, the contributions of a scalar mediator to top quark production processes are considered. Tree-level and one-loop contributions of the mediator's decay into a top-antitop quark pair in two-, three-, and four-top quarks production processes are calculated. A significant contribution from diagrams involving the dark matter mediator is demonstrated in the total cross section for three- and four-top quark production processes, taking into account current experimental limits on model parameters. The perspective of searching for dark matter mediators in the processes under consideration is determined by the ability to reconstruct the final state with modern collider detectors and the experimental sensitivity that has already been achieved for such rare events.

PACS: 14.65.Ha; 12.60.-i

* E-mail: emil@abasov.ru

ВВЕДЕНИЕ

Убедительные астрофизические и космологические наблюдения, такие как исследования кривых вращения галактик [1], гравитационное линзирование при столкновении кластеров галактик [2], указывают на присутствие большого количества скрытой материи во Вселенной, так называемой темной материи (ТМ), которая проявляет себя через гравитационное взаимодействие и слабо взаимодействует с полями Стандартной модели (СМ). Исходя из предположения, что ТМ имеет природу частиц, создаются различные расширения СМ, чтобы объяснить происхождение темной материи и ее возможное обнаружение в экспериментах.

Прямой поиск темной материи может осуществляться в процессах взаимодействия космических частиц ТМ с наземными детекторами [3]. В то же время Большой адронный коллайдер (Large Hadron Collider, LHC) предоставляет уникальную возможность наблюдать и изучать образование частиц ТМ в лабораторных условиях. Такая возможность основана на расчетах сечения аннигиляции частиц ТМ, которое оказывается близким к сечению слабых взаимодействий при энергиях LHC [4]. Поскольку частицы ТМ не могут быть зарегистрированы детекторами LHC непосредственно, основным способом их обнаружения является совместное рождение частиц темного сектора и частиц СМ. В таком случае частица ТМ в конечном состоянии уносит энергию, которая в детекторе определяется как «потерянная поперечная энергия».

Возможное взаимодействие частиц ТМ с частицами СМ может быть реализовано посредством промежуточной частицы, так называемого медиатора. В зависимости от рассматриваемого механизма взаимодействия частиц ТМ и частиц СМ медиатор наделяется различными свойствами. Одним из типов взаимодействия может быть контактное взаимодействие с участием пары кварк–антикварк или двух глюонов и двух частиц ТМ. В таком случае величина и распределение потерянной энергии сигнала определяются природой и массой частиц ТМ и лоренцевой структурой взаимодействия; величина сечения процесса является основным свободным параметром, который может быть измерен. Для моделирования таких сценариев можно ввести базис операторов контактного взаимодействия в эффективной теории поля [5], чтобы рассчитать величину возможных сигналов.

Эффективная теория поля используется в предположении, что медиатор ТМ является очень тяжелым. В случае предположительно нетяжелого медиатора необходимы модели, которые явно включают медиаторы в рассмотрение. Такие модели, называемые упрощенными моделями [6, 7], включают частицы и взаимодействия за пределами СМ. Упрощенные модели [8, 9] могут быть использованы при экспериментальном поиске частиц ТМ на LHC. Несмотря на то, что существует множество различных вариантов построения упрощенных моделей, в настоящее время теоретически привлекательными выглядят те из них, в которых части-

цы ТМ взаимодействуют с частицами СМ посредством новых скалярных, псевдоскалярных или векторных медиаторов.

В предположении минимального нарушения аромата (minimal flavor violation) [10–13] кварки третьего поколения могут играть значительную роль [14] в таких взаимодействиях. Поэтому представляет особый интерес рассмотрение процессов рождения ТМ на коллайдерах в ассоциации с топ-кварком, поскольку он обладает самой большой массой. Эта идея мотивировала экспериментальные поиски событий, в которых частицы ТМ рождаются в ассоциации с одним топ-кварком ($t/\bar{t} + \text{ТМ}$) и парой топ-кварков ($t\bar{t} + \text{ТМ}$) [15, 16]. В экспериментальных исследованиях на ЛНС не было обнаружено существенного превышения над предсказаниями СМ, и вопрос повышения эффективности анализа остается актуальным.

В упрощенных моделях ТМ предполагается, что частицы темной материи χ представляют собой дираковские фермионы со взаимодействием между СМ и секторами ТМ, происходящим посредством либо массивной электрически нейтральной скалярной частицы Φ (скалярный медиатор) или псевдоскалярной частицы A (псевдоскалярный медиатор) [17]. Лагранжианы взаимодействия скалярной и псевдоскалярной частиц с фермионами СМ и темной материи выглядят следующим образом:

$$L_{\Phi} = g_{\chi} \Phi \bar{\chi} \chi + \frac{g_f \Phi}{\sqrt{2}} \sum_f (y_f \bar{f} f),$$

$$L_A = i g_{\chi} A \bar{\chi} \gamma^5 \chi + i \frac{g_f A}{\sqrt{2}} \sum_f (y_f \bar{f} \gamma^5 f).$$

Здесь суммирование производится по всем фермионам СМ, обозначенным как f , параметры $y_f = \sqrt{2} m_f / v$ суть юкавские константы связи со значением вакуумного среднего хиггсовского поля, равного 246 ГэВ, g_{χ} — константа связи фермионов ТМ и медиатора, g_f — константа связи фермионов СМ с медиатором. Чтобы уменьшить количество параметров модели, обычно предполагают, что значение g_{χ} одинаково для всех фермионных ароматов. В предположении минимального нарушения аромата такая упрощенная модель содержит минимальный набор из четырех свободных параметров: масса частиц темной материи m_{χ} , масса медиатора $m_{\Phi/A}$, g_f , g_{χ} . В соответствии с рекомендациями LHC Dark Matter Working Group [18] значения параметров связи принимаются равными $g_f = g_{\chi} = 1$, масса частиц ТМ $m_{\chi} = 1$ ГэВ. Для данных значений параметров в настоящее время исключены массы скалярных и псевдоскалярных медиаторов вплоть до 400 ГэВ [19]. В большинстве случаев медиатор ТМ распадается на пару частиц ТМ. Бренчинг распада скалярного медиатора с массой 400 ГэВ на пару частиц ТМ составляет 84%. Но также медиатор ТМ может распадаться на пару топ- и анти-топ-кварков, бренчинг такого распада для скалярного медиатора с массой

400 ГэВ — 16%. Соответственно, можно предположить, что вклад ТМ в процессы рождения пары топ-кварков, трех и четырех топ-кварков может оказаться довольно заметным. В данной работе мы исследуем возможность поиска ТМ в таких процессах в рамках упрощенной модели со скалярным медиатором.

Статья организована следующим образом. В разд. 1 анализируется вклад медиатора темной материи в доминирующий процесс парного рождения топ-кварков $pp \rightarrow \bar{t}t$, в разд. 2 исследован процесс $pp \rightarrow \bar{t}t\bar{t}t$, в разд. 3 рассмотрено рождение трех топ-кварков. Так как есть объективные сложности разделения процессов рождения четырех топ-кварков и трех топ-кварков с учетом поправок следующего порядка, в разд. 4 исследуется процесс $pp \rightarrow \bar{t}t\bar{t}W^-b$, включающий процессы с тремя и четырьмя топ-кварками.

Для моделирования и численных расчетов использовались вычислительные пакеты CompuER4.bcs1 [20, 21] и MadGraph5 [22]. Все расчеты приведены при энергии протон-протонных столкновений 14 ТэВ для ЛНС, партонные функции распределения — NNPDF23_nlo_as_0118 из пакета LHAPDF6 [23]. Так как на данном этапе исследования важно лишь сравнение генераторов и оценка возможного вклада диаграмм с ТМ, то в качестве ошибки сечений приведены только ошибки Монте-Карло вычислений.

1. ПРОЦЕССЫ РОЖДЕНИЯ ПАРЫ $\bar{t}t$ В РАМКАХ УПРОЩЕННОЙ МОДЕЛИ ТМ СО СКАЛЯРНЫМ МЕДИАТОРОМ

Доминирующим процессом с участием вершины $\Phi \rightarrow \bar{t}t$ на ЛНС является процесс $pp \rightarrow \bar{t}t$, поэтому анализ вклада медиатора ТМ логично начинать с этого процесса. Масштаб перенормировки и факторизации в генераторе для парного рождения зафиксирован на $m_t = 172,5$ ГэВ.

Сечение парного рождения топ-кварков $pp \rightarrow \bar{t}t$ в рамках СМ, рассчитанное в программном пакете CompuER, составляет $(617,93 \pm 0,23)$ пб для массы топ-кварка $m_t = 172,5$ ГэВ. Парное рождение топ-кварков происходит либо в столкновении пары легких кварка и антикварка с обменом виртуальным глюоном, либо в столкновении двух глюонов из двух сталкивающихся адронов. На ЛНС процесс рождения пары $\bar{t}t$ в столкновении двух глюонов доминирует, его сечение составляет $(535,63 \pm 0,23)$ пб.

В рамках упрощенной модели ТМ со скалярным медиатором в процессы парного рождения топ-кварков также дают вклад диаграммы с рождением медиатора темной материи и последующим распадом медиатора в пару $\bar{t}t$. Сечение процесса $pp \rightarrow \bar{t}t$ в рамках данной модели, рассчитанное в программном пакете CompuER, составляет $(618,26 \pm 0,06)$ пб для массы топ-кварка $m_t = 172,5$ ГэВ и массы скалярного медиатора темной материи $m_\Phi = 400$ ГэВ.

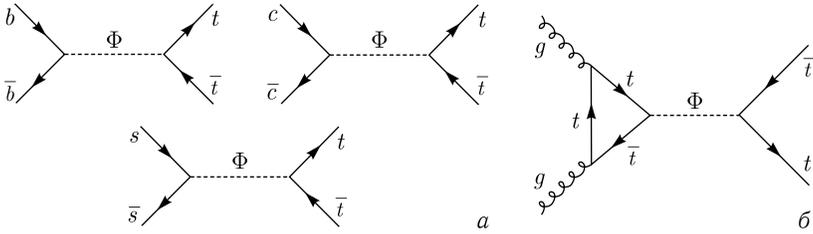


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана, описывающие рождение пары топ- и антитоп-кварков в столкновении пары легких кварка и антикварка (а) и в столкновении двух глюонов из двух сталкивающихся адронов (б) в рамках упрощенной модели ТМ со скалярным медиатором

Диаграммы вклада ТМ в подпроцесс $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ представлены на рис. 1, а. Сечение данных процессов составляет $(4,282 \pm 0,002) \cdot 10^{-3}$ пб, и это примерно на пять порядков меньше сечения процесса $pp \rightarrow t\bar{t}$ в рамках СМ.

В столкновении двух глюонов $gg \rightarrow t\bar{t}$ присутствует только одна диаграмма с рождением скалярного медиатора и последующим распадом медиатора на пару топ-кварков — это петлевая диаграмма, она представлена на рис. 1, б. Сечение данного процесса, рассчитанное при тех же параметрах в пакете CompHEP и MadGraph, почти на три порядка больше, чем сечение процессов с кварками в начальном состоянии, и составляет $(0,917 \pm 0,025)$ пб и $(0,884 \pm 0,001)$ пб соответственно. Однако это сечение мало по сравнению с полным сечением процесса $pp \rightarrow t\bar{t}$ СМ, что не позволяет использовать данный процесс для поиска ТМ. Все вышеописанные сечения приведены в табл. 1.

Таблица 1. Сечения процессов парного рождения топ-кварков в рамках СМ и в рамках упрощенной модели ТМ со скалярным медиатором, рассчитанные в CompHEP (*) и MadGraph (**)

Процесс	Сечение, пб
$pp \rightarrow t\bar{t}$ (СМ)*	$617,93 \pm 0,23$
$gg \rightarrow t\bar{t}$ (СМ)*	$535,63 \pm 0,23$
$pp \rightarrow t\bar{t}$ (СМ + ТМ)*	$618,26 \pm 0,06$
$q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ (древесные диаграммы ТМ)*	$(4,282 \pm 0,002) \cdot 10^{-3}$
$gg \rightarrow t\bar{t}$ (петлевая диаграмма ТМ)*	$0,917 \pm 0,025$
$gg \rightarrow t\bar{t}$ (петлевая диаграмма ТМ)**	$0,884 \pm 0,001$

Таким образом, поиск рождения медиатора ТМ, распадающегося в пару топ-антитоп-кварков в процессах парного рождения топ-кварков, является неперспективным.

2. ПРОЦЕССЫ РОЖДЕНИЯ ЧЕТЫРЕХ ТОП-КВАРКОВ $t\bar{t}t\bar{t}$ В РАМКАХ УПРОЩЕННОЙ МОДЕЛИ ТМ СО СКАЛЯРНЫМ МЕДИАТОРОМ

Рождение четырех топ-кварков $pp \rightarrow t\bar{t}t\bar{t}$ является одним из самых редких процессов СМ, доступных для наблюдения при текущих параметрах ЛНС. Сечение данного процесса в рамках СМ, рассчитанное в пакете MadGraph, составляет $(8,88 \pm 0,02)$ фб. В данном разделе, а также в разд. 3 и 4 масштабы перенормировки и факторизации в вычислениях положены равными 350 ГэВ. Процесс $pp \rightarrow t\bar{t}\Phi \rightarrow t\bar{t}t\bar{t}$ является одним из наиболее перспективных каналов рождения медиатора ТМ [24, 25].

Основной вклад в сечение рождения четырех топ-кварков на ЛНС дают диаграммы с глюонами в начальном состоянии. На рис. 2 представлены характерные диаграммы. В рамках упрощенной модели ТМ со скалярным медиатором дополнительно дают вклад диаграммы с рождением медиатора ТМ. Примеры таких диаграмм представлены на рис. 2. В табл. 2 приведены сечения процесса $gg \rightarrow t\bar{t}t\bar{t}$ в рамках СМ и в рамках упрощенной модели ТМ со скалярным медиатором в лидирующем порядке теории возмущений (LO), рассчитанные в CompHEP и MadGraph. Сечение данного процесса, рассчитанное в модели с ТМ, заметно превышает сечение, рассчитанное в рамках СМ.

В табл. 3 приведено сечение процесса $gg \rightarrow t\bar{t}t\bar{t}$ в рамках рассматриваемой модели ТМ с учетом петлевых диаграмм, а также отдельно

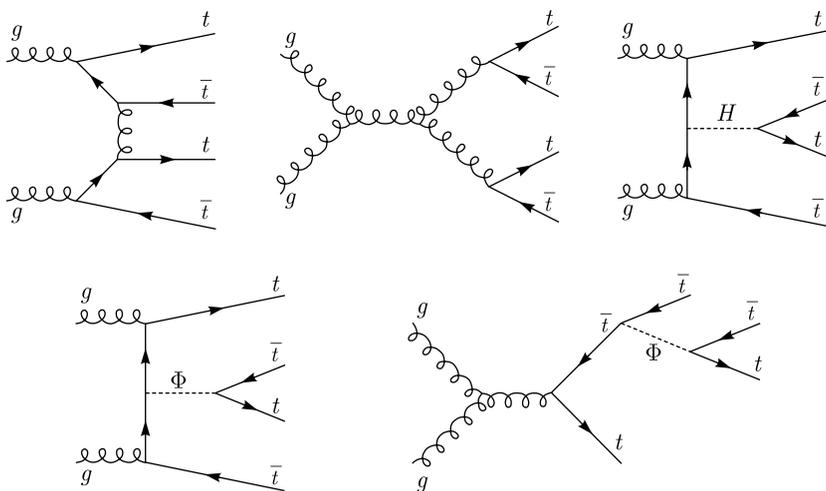


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана, описывающие рождение четырех топ-кварков в столкновении двух глюонов из двух сталкивающихся адронов. Сверху — диаграммы в рамках СМ, снизу — в рамках упрощенной модели темной материи со скалярным медиатором

Таблица 2. Сечения процесса $gg \rightarrow t\bar{t}\bar{t}$ в рамках СМ и в рамках упрощенной модели ТМ со скалярным медиатором (без учета петлевых диаграмм), рассчитанные в CompHEP и MadGraph

Процесс	Сечение из CompHEP, фб	Сечение из MadGraph, фб
$gg \rightarrow t\bar{t}\bar{t}$ (СМ)	$7,71 \pm 7,55 \cdot 10^{-3}$	$7,79 \pm 2,3 \cdot 10^{-2}$
$gg \rightarrow t\bar{t}\bar{t}$ (СМ + ТМ)	$11,15 \pm 1,60 \cdot 10^{-2}$	$11,41 \pm 3,4 \cdot 10^{-2}$

Таблица 3. Сечение процесса $gg \rightarrow t\bar{t}\bar{t}$ в рамках упрощенной модели ТМ со скалярным медиатором с учетом петлевых диаграмм, вклад диаграмм с медиатором с учетом и без учета петлевых диаграмм

Набор, вклад диаграмм	Сечение из MadGraph, фб
Полный набор диаграмм, с учетом петлевых диаграмм	$11,44 \pm 3 \cdot 10^{-2}$
Вклад диаграмм с медиатором, без учета петлевых диаграмм	$2,89 \pm 9,9 \cdot 10^{-3}$
Вклад петлевых диаграмм с медиатором	$8,67 \cdot 10^{-2} \pm 2,74 \cdot 10^{-4}$

вклад LO и петлевых диаграмм с рождением медиатора ТМ, рассчитанных в MadGraph. Вклад диаграмм с рождением медиатора ТМ в сечение процесса $gg \rightarrow t\bar{t}\bar{t}$ в рамках упрощенной модели ТМ составляет примерно 32%, и поиск проявлений ТМ в процессах рождения четырех топ-кварков может иметь хорошие перспективы. При этом вклад петлевых диаграмм на два порядка меньше вклада остальных диаграмм с ТМ, и его влияние на полное сечение пренебрежимо мало.

3. ПРОЦЕССЫ С КОНЕЧНЫМ СОСТОЯНИЕМ $t\bar{t}W^-$ В РАМКАХ УПРОЩЕННОЙ МОДЕЛИ ТМ СО СКАЛЯРНЫМ МЕДИАТОРОМ

Процесс рождения трех топ-кварков в ассоциации с W -бозоном является еще более редким процессом, чем рождение четырех топ-кварков, и к настоящему времени не обнаружен экспериментально.

Для доминирующих процессов рождения трех топ-кварков в рамках СМ было показано, что интерференция КХД и электрослабых диаграмм — довольно большая и отрицательная, поэтому важно учитывать полный набор диаграмм для вычисления сечений данных процессов [26]. Сравнение вкладов приведено в табл. 6.

В табл. 4 описаны результаты вычислений различных вкладов ТМ в данный процесс. Заметно, что вклад ТМ существенно выше, чем для рождения четырех топ-кварков, сечение диаграмм с присутствием медиатора ТМ составляет 60% от полного сечения. Петлевые диаграммы, как

Таблица 4. Сечения процесса $pp \rightarrow t\bar{t}W^-$ и отдельных вкладов в рамках СМ и упрощенной модели ТМ со скалярным медиатором

Набор, вклад диаграмм	Сечение из MadGraph, фб
Полный набор диаграмм в СМ	$0,62 \pm 1,6 \cdot 10^{-3}$
Полный набор диаграмм в модели ТМ, без учета петлевых диаграмм	$1,54 \pm 5 \cdot 10^{-3}$
Полный набор диаграмм в модели ТМ, с учетом петлевой диаграммы	$1,53 \pm 5 \cdot 10^{-3}$
Вклад диаграмм с медиатором ТМ, без учета петлевых диаграмм	$0,90 \pm 2,4 \cdot 10^{-3}$
Вклад петлевых диаграмм с медиатором ТМ	$1,20 \cdot 10^{-3} \pm 3,7 \cdot 10^{-6}$

и в рождении четырех топ-кварков, дают на несколько порядков меньшее сечение и могут не рассматриваться в данном процессе. Таким образом, данный процесс является крайне перспективным для поиска ТМ на коллайдерах.

4. ПРОЦЕССЫ С КОНЕЧНЫМ СОСТОЯНИЕМ $t\bar{t}W^-b$ В РАМКАХ УПРОЩЕННОЙ МОДЕЛИ ТМ СО СКАЛЯРНЫМ МЕДИАТОРОМ

Процессы рождения трех топ-кварков в ассоциации с W -бозоном в NLO и процессы рождения четырех топ-кварков с последующим распадом одного из топ-кварков имеют одинаковое конечное состояние $t\bar{t}W^-b$. Разделение этих вкладов сопоставимо с задачей разделения вкладов tWb и $t\bar{t}$ [27] и требует детального изучения в силу большой отрицательной интерференции между процессами. Изучение полного процесса $pp \rightarrow t\bar{t}W^-b$ может дать представление о вкладе ТМ в оба процесса без необходимости их разделения.

Таблица 5. Сечения процесса $gg \rightarrow t\bar{t}W^-b$ и отдельных вкладов в рамках СМ и упрощенной модели ТМ со скалярным медиатором

Набор, вклад диаграмм	Сечение из MadGraph, фб
Полный набор диаграмм в СМ	$15,55 \pm 4,7 \cdot 10^{-2}$
Полный набор диаграмм в модели ТМ, без учета петлевых диаграмм	$23,02 \pm 6,2 \cdot 10^{-2}$
Полный набор диаграмм в модели ТМ, с учетом петлевой диаграммы	$23,16 \pm 6 \cdot 10^{-2}$
Вклад диаграмм с медиатором ТМ, без учета петлевых диаграмм	$6,03 \pm 1,2 \cdot 10^{-2}$
Вклад петлевых диаграмм с медиатором ТМ	$0,17 \pm 5 \cdot 10^{-4}$

Таблица 6. Сравнение вкладов КХД и электрослабых диаграмм в процессы с рождением трех и четырех топ-кварков. QCD — вклад только КХД диаграмм; EW — вклад электрослабых диаграмм (QED = 3); QCD + EW — полный набор диаграмм в рамках СМ (QED ≤ 3), QCD + EW + DM — полный набор диаграмм в модели ТМ, без учета петлевых диаграмм

Процесс	Сечение из MadGraph, фб
$pp \rightarrow t\bar{t}W^-$, QCD + EW	$0,622 \pm 1,6 \cdot 10^{-3}$
$pp \rightarrow t\bar{t}W^-$, QCD	$0,453 \pm 1,3 \cdot 10^{-3}$
$pp \rightarrow t\bar{t}W^-$, EW	$0,452 \pm 1,3 \cdot 10^{-3}$
$pp \rightarrow t\bar{t}W^-$, QCD + EW + DM	$1,54 \pm 5 \cdot 10^{-3}$
$gg \rightarrow t\bar{t}W^- \bar{b}$, QCD + EW	$15,5 \pm 4,7 \cdot 10^{-2}$
$gg \rightarrow t\bar{t}W^- \bar{b}$, QCD	$14,0 \pm 4,6 \cdot 10^{-2}$
$gg \rightarrow t\bar{t}W^- \bar{b}$, EW	$6,08 \pm 1,4 \cdot 10^{-2}$
$gg \rightarrow t\bar{t}W^- \bar{b}$, QCD + EW + DM	$23,02 \pm 6 \cdot 10^{-2}$

В табл. 5 приведены сечения процесса $gg \rightarrow t\bar{t}W^- \bar{b}$, рассчитанные в рамках СМ и в рамках рассматриваемой модели ТМ с учетом и без учета петлевых диаграмм. Отдельно посчитан и представлен вклад диаграмм с рождением медиатора ТМ без учета петлевых диаграмм и вклад петлевых диаграмм. Вклад диаграмм с ТМ в сечение $gg \rightarrow t\bar{t}W^- \bar{b}$ сравним с процессом $gg \rightarrow t\bar{t}t\bar{t}$ в силу его доминирующего вклада (табл. 6), примерно 33%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрена возможность поиска медиатора ТМ, распадающегося в пару топ–анти топ-кварков, в процессах рождения двух, трех и четырех топ-кварков. С учетом современных экспериментальных ограничений и в рекомендованной для вычислений области параметров упрощенной модели со скалярным медиатором были вычислены возможные вклады ТМ в древесном и петлевом приближении для основных процессов, доступных в современных коллайдерных экспериментах. Показано, что для ведущего процесса с рождением пары топ–анти топ-кварков возможный вклад медиатора ТМ с учетом петлевых диаграмм составляет порядка 0,1% и не представляет интереса для экспериментального поиска. Существенно более редкие процессы рождения трех и четырех топ-кварков, напротив, обладают существенным потенциалом, и вклад ТМ может составить 32 и 60% от полного сечения для рекомендованных к вычислениям параметров упрощенной модели ТМ. С учетом сложности экспериментального разделения процессов трех и четырех топ-кварков был вычислен процесс $pp \rightarrow t\bar{t}W^- \bar{b}$, включающий рождение трех, четырех топ-кварков и возникающие интерференции. Показано, что вклад ТМ может составить 33% в полное сечение этого процесса и он является наиболее перспективным с точки зрения экспериментального поиска в современных коллайдерных экспериментах. Аналогичную чувствительность можно ожидать для упрощенных моделей с псевдоскалярным и векторным медиатором.

Исследование выполнено в рамках научной программы Национального центра физики и математики, направление №5 «Физика частиц и космология».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Rubin V. C., Ford Jr. W. K.* Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions // *Astrophys. J.* 1970. V. 159. P. 379–403.
2. *Harvey D., Massey R., Kitching T., Taylor A., Tittley E.* The Non-Gravitational Interactions of Dark Matter in Colliding Galaxy Clusters // *Science.* 2015. V. 347. P. 1462–1465; arXiv:1503.07675.
3. *Akerib D. S. et al. (LUX Collab.).* The Large Underground Xenon (LUX) Experiment // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2013. V. 704. P. 111–126; arXiv:1211.3788 [physics.ins-det].
4. *Buckley M. R.* Asymmetric Dark Matter and Effective Operators // *Phys. Rev. D.* 2011. V. 84. P. 043510; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.84.043510>.
5. *Goodman J., Ibe M., Rajaraman A., Shepherd W., Tait T. M., Yu H. B.* Constraints on Light Majorana Dark Matter from Colliders // *Phys. Lett. B.* 2011. V. 695, No. 1. P. 185–188; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269310012839>.
6. *Alwall J., Schuster P. C., Toro N.* Simplified Models for a First Characterization of New Physics at the LHC // *Phys. Rev. D.* 2009. V. 79. P. 075020; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.79.075020>.
7. *Alves D. et al. (LHC New Physics Working Group Collab.).* Simplified Models for LHC New Physics Searches // *J. Phys. G.* 2012. V. 39. P. 105005; arXiv:1105.2838 [hep-ph].
8. *Abercrombie D. et al.* Dark Matter Benchmark Models for Early LHC Run-2 Searches: Report of the ATLAS/CMS Dark Matter Forum // *Phys. Dark Univ.* 2020. V. 27. P. 100371; arXiv:1507.00966.
9. *Abdallah J. et al.* Simplified Models for Dark Matter Searches at the LHC // *Phys. Dark Univ.* 2015. V. 9–10. P. 8–23; arXiv:1506.03116.
10. *Chivukula B. S., Georgi H.* Composite-Technicolor Standard Model // *Phys. Lett. B.* 1987. V. 188. P. 99–104; <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:122074513>.
11. *Hall L. J., Randall L.* Weak-Scale Effective Supersymmetry // *Phys. Rev. Lett.* 1990. V. 65. P. 2939–2942; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.65.2939>.
12. *Buras A., Gambino P., Gorbahn M., Jäger S., Silvestrini L.* Universal Unitarity Triangle and Physics beyond the Standard Model // *Phys. Lett. B.* 2001. V. 500, No. 1. P. 161–167; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269301000612>.
13. *D'Ambrosio G., Giudice G., Isidori G., Strumia A.* Minimal Flavour Violation: An Effective Field Theory Approach // *Nucl. Phys. B.* 2002. V. 645, No. 1. P. 155–187; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0550321302008362>.

14. *Lin T., Kolb E. W., Wang L. T.* Probing Dark Matter Couplings to Top and Bottom Quarks at the LHC // *Phys. Rev. D.* 2013. V. 88. P. 063510; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.88.063510>.
15. *Sirunyan A. M. et al. (CMS Collab.)*. Search for Dark Matter Produced in Association with a Single Top Quark or a Top Quark Pair in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *J. High Energy Phys.* 2019. V. 03. P. 141; arXiv:1901.01553.
16. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Constraints on Spin-0 Dark Matter Mediators and Invisible Higgs Decays Using ATLAS 13 TeV pp Collision Data with Two Top Quarks and Missing Transverse Momentum in the Final State // *Eur. Phys. J. C.* 2023. V. 83, No. 6. P. 503; arXiv:2211.05426.
17. *Buckley M. R., Feld D., Goncalves D.* Scalar Simplified Models for Dark Matter // *Phys. Rev. D.* 2015. V. 91. P. 015017; arXiv:1410.6497 [hep-ph].
18. *Boveia A. et al.* Recommendations on Presenting LHC Searches for Missing Transverse Energy Signals Using Simplified s -Channel Models of Dark Matter // *Phys. Dark Univ.* 2020. V. 27. P. 100365; arXiv:1603.04156.
19. *Tumasyan A. et al. (CMS Collab.)*. Combined Searches for the Production of Supersymmetric Top Quark Partners in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV // *Eur. Phys. J. C.* 2021. V. 81, No. 11. P. 970; arXiv:2107.10892.
20. *Boos E. et al. (CompHEP Collab.)*. CompHEP 4.4: Automatic Computations from Lagrangians to Events // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2004. V. 534. P. 250–259; arXiv:hep-ph/0403113.
21. *Pukhov A., Boos E., Dubinin M., Edneral V., Ilyin V., Kovalenko D., Kryukov A., Savrin V., Shichanin S., Semenov A.* CompHEP: A Package for Evaluation of Feynman Diagrams and Integration over Multiparticle Phase Space. arXiv:hep-ph/9908288. 1999.
22. *Alwall J., Frederix R., Frixione S., Hirschi V., Maltoni F., Mattelaer O., Shao H. S., Stelzer T., Torrielli P., Zaro M.* The Automated Computation of Tree-Level and Next-to-Leading Order Differential Cross Sections, and Their Matching to Parton Shower Simulations // *J. High Energy Phys.* 2014. V. 07. P. 079; arXiv:1405.0301 [hep-ph].
23. *Buckley A., Ferrando J., Lloyd S., Nordström K., Page B., Rüfenacht M., Schönherr M., Watt G.* LHAPDF6: Parton Density Access in the LHC Precision Era // *Eur. Phys. J. C.* 2015. V. 75. P. 132; arXiv:1412.7420 [hep-ph].
24. *Craig N., Hajer J., Li Y. Y., Liu T., Zhang H.* Heavy Higgs Bosons at Low $\tan \beta$: From the LHC to 100 TeV // *J. High Energy Phys.* 2017. V. 01. P. 018; arXiv:1605.08744.
25. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. Search for $t\bar{t}H/A \rightarrow t\bar{t}\bar{t}$ Production in the Multilepton Final State in Proton–Proton Collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS Detector // *J. High Energy Phys.* 2023. V. 07. P. 203; arXiv:2211.01136.
26. *Boos E., Dudko L.* Triple Top Quark Production in Standard Model // *Intern. J. Mod. Phys. A.* 2022. V. 37, No. 05. P. 2250023; arXiv:2107.07629.
27. *Boos E. E., Bunichev V. E., Volkov P. V., Dudko L. V., Perfilov M. A.* Separation of Pair and Single Top Quark Production in tWb Associated Final State Using a Neural Network // *Moscow Univ. Phys. Bull.* 2023. V. 78, No. 6. P. 707–715.