

## ПОИСК НОВЫХ РЕЗОНАНСОВ В ПРОТОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ЭНЕРГИИ 13 ТэВ

© 2023 г. И. А. Кочергин<sup>1)\*</sup>, Л. Н. Смирнова<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 23.11.2022 г.; после доработки 23.11.2022 г.; принята к публикации 25.11.2022 г.

В работе рассмотрены результаты поиска новых резонансов в эксперименте ATLAS Большого адронного коллайдера по данным протонных взаимодействий при энергии соударения 13 ТэВ, собранных в период работы коллайдера 2015–2018 гг.

DOI: 10.31857/S0044002723020113, EDN: RJFKZY

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Прошло 10 лет с открытия бозона Хиггса в протонных взаимодействиях на Большом адронном коллайдере (БАК), завершившего набор фундаментальных частиц Стандартной модели (СМ). В настоящее время ATLAS [1] и CMS [2], проводившие крупнейшие эксперименты на БАК, практически завершили анализ накопленных данных. В эксперименте ATLAS их объем за последний период работы с 2015 г. по 2018 г. при энергии 13 ТэВ соответствует интегральной светимости  $139 \text{ фбн}^{-1}$ , что превышает интегральную светимость при энергии 8 ТэВ в 7 раз, а при 7 ТэВ почти в 30 раз. Все полученные за это время результаты, в том числе измерения свойств бозона Хиггса, продемонстрировали согласие с предсказаниями Стандартной модели, включающей теорию электрослабых взаимодействий и квантовую хромодинамику как теорию сильных взаимодействий. Вместе с тем Стандартная модель имеет внутренние проблемы, а главное не дает ответа на многие вопросы строения окружающего мира, такие как источник массы нейтрино, не объясняет барионную асимметрию Вселенной и присутствие скрытой материи и энергии. Решения указанных проблем относят к новой физике, поиск которой является актуальной задачей современных исследований на БАК. Прямым обнаружением новой физики явилось бы наблюдение новых частиц, в первую очередь бозонов как переносчиков нового взаимодействия.

В работе рассматриваются результаты эксперимента ATLAS по поиску новых резонансов на полных данных для протонных ( $pp$ ) взаимодействий

при энергии 13 ТэВ. В разд. 2 представлены результаты инклюзивного анализа спектров инвариантных масс двух струй, образованных при взаимодействии протонов. В разд. 3 приведены результаты по определению ограничений на массы резонансов для ряда конкретных моделей в системе двух струй. Результаты поиска особого класса долгоживущих частиц, также распадающихся на две струи, приведены в разд. 4. Результаты анализа спектров инвариантных масс пар лептонов с противоположными электрическими зарядами представлены в разд. 5. В разд. 6 приведены результаты поиска резонанса в системе четырех мюонов или электронов и в разд. 7 в системе кварков третьего поколения. В заключении приведены итоги рассмотренных работ и показаны направления дальнейшего поиска новых частиц в других модах распада и других моделях.

### 2. ИНКЛЮЗИВНЫЙ ПОИСК РЕЗОНАНСОВ, РАСПАДАЮЩИХСЯ НА ДВЕ СТРУИ

Модели новой физики за пределами СМ предполагают существование новых частиц, которые могут рождаться во взаимодействиях протонов на БАК, а затем распадаться с образованием кварков и глюонов, регистрируемых в виде адронных струй ( $j$ ) в детекторах.

Процесс образования двух струй в  $pp$ -соударениях описывается в основном квантовой хромодинамикой (КХД). Распределения инвариантных масс пар таких струй  $m_{jj}$  в КХД плавно уменьшаются с ростом  $m_{jj}$ . Наряду с образованием пар струй происходят процессы множественного образования струй, также определяемых КХД. В таких событиях для определения  $m_{jj}$  используются две наиболее энергичные струи. Наличие определенного избытка событий в какой-либо части распределения  $m_{jj}$  может являться сигналом нового резонанса или новой физики.

<sup>1)</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия.

\*E-mail: Ilya.kochergin@cern.ch

Доминирующие в КХД процессы образования двухструйных событий (рассеяние партонов  $2 \rightarrow 2$ ) обусловлены обменом в  $t$ -канале и имеют преимущественно большие  $y^*$ , где  $y^* = (y_1 - y_2)/2$ , а  $y_{1,2}$  — быстроты лидирующей и следующей за лидирующей струй соответственно. Струи в таком рассеянии имеют углы вылета, близкие к направлению начальных протонов. Большинство моделей новой физики предсказывает более симметричное распределение струй и, соответственно, малые значения  $y^*$ .

В работе [3] проведен анализ событий с образованием двух струй и получен спектр инвариантных масс струй  $m_{jj}$  выше 1 ТэВ (1.1–8 ТэВ) для  $pp$ -взаимодействий при энергии 13 ТэВ и интегральной светимости  $139 \text{ фбн}^{-1}$ . Струи выделялись с помощью анти- $k_t$  алгоритма с радиусом  $R = 0.4$ . На рис. 1а приведен инклюзивный спектр масс пар струй  $m_{jj}$  для центральной области с ограничением на быстроту  $|y^*| < 0.6$ , на рис. 1б — то же, но с ограничением  $|y^*| < 1.2$ . Выбор границ связан с тем, что для ожидаемого рождения резонанса в  $s$ -канале характерны малые значения  $y^*$  и условие  $|y^*| < 0.6$  существенно ограничивает вклад фона от множественного рождения струй в КХД-процессах. Для специального поиска резонанса  $W^*$  [4, 5] ограничение по  $y^*$  сдвинуто к большему значению  $y^* = 1.2$ , как это требует кинематика распада  $W^*$ , и пик резонанса приходится на значение  $y^* = 1$ . Гистограммами на рисунках показан плавный ход аппроксимации распределений. В нижней части рисунков показана значимость отклонения числа событий от предсказаний фона, она максимальна для областей, выделенных вертикальными линиями. Параметр  $p$  является индикатором алгоритма поиска областей избытка событий над гладкой фоновой кривой Bump Hunter [6], характеризующим вероятность погрешности в случае исключения наличия сигнала резонанса в данной области. Близкие к единице значения параметра  $p$  (0.89 и 0.88), приведенные на рисунках, указывают на большую вероятность интерпретации этих отклонений как ложных сигналов. Особенность алгоритма Bump Hunter в том, что он не привязан к конкретной модели резонанса.

Дополнительная проверка показала устойчивость аппроксимации распределения  $m_{jj}$ . Добавление различных сигналов резонансов как для отдельных моделей, так и гауссовского типа в процессе фитирования выявляет такие добавленные сигналы со значимостью, отвечающей статистической неопределенности.

Определены верхние границы сечений, умноженные на величины акцептанса установки, и вероятность данной моды распада резонанса для случая

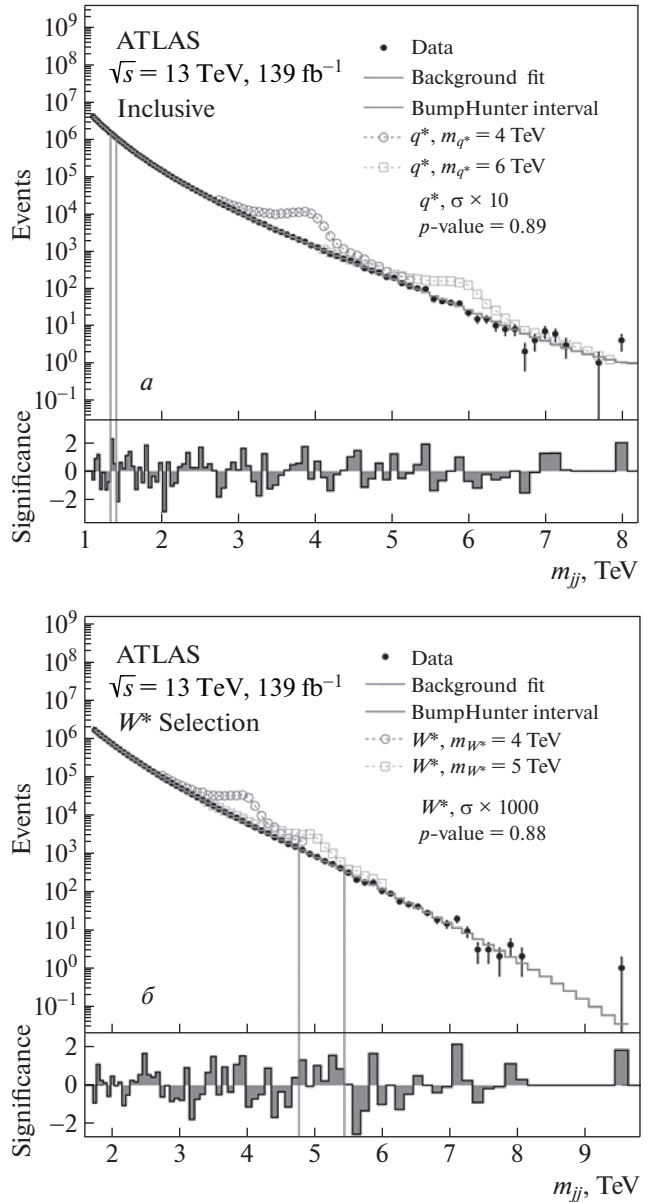
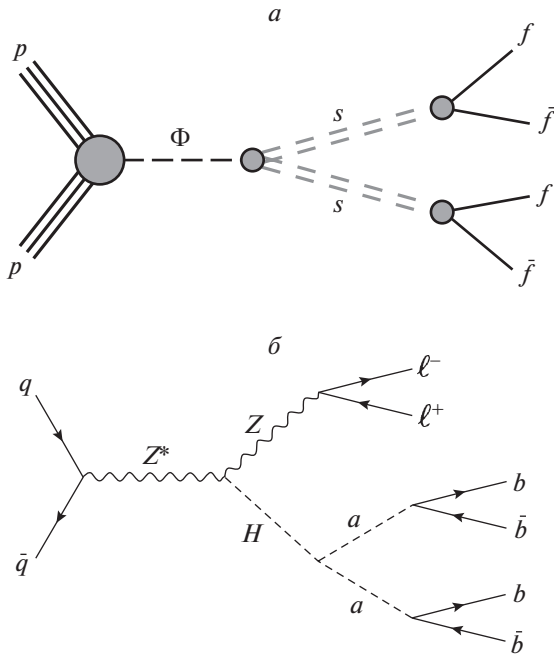


Рис. 1. Распределения инвариантных масс двух струй  $m_{jj}$  для значений  $y^* < 0.6$  (а) и  $y^* < 1.2$  (б) [3].

гауссовской формы резонанса  $X$  и различных значений отношения полуширины резонанса  $\sigma_x$  к его массе  $\sigma_x/m_x$ . Величина этого отношения в 3% соответствует экспериментальному разрешению детектора при измерении  $m_{jj}$ , в 0% соответствует ширине резонанса меньше экспериментального разрешения. Резонансы с относительной шириной более 15% не рассматривались. Найденные ограничения для сечений рождения резонансов составляют примерно 30–70 фбн для массы резонанса  $m_X = 1.5$  ТэВ и 0.08–0.2 фбн для массы  $m_X = 6$  ТэВ.

В работе [3] также получены распределения  $m_{jj}$  для выборки событий, где одна или обе струи



**Рис. 2.** *a* — Процесс образования скалярных частиц  $s$ , показанных двойными штриховыми линиями, переходящих в фермионы  $S$ , обозначены символами  $f$  и  $\bar{f}$  [22]; *b* — процесс рождения бозона Хиггса  $SM$  совместно с  $Z$ -бозоном и последующего распада бозона Хиггса на два новых бозона  $a$ , которые затем распадаются на пары  $b$ -кварков [24].

идентифицируются как образованные  $b$ -кварками. В обоих случаях не обнаружены существенные превышения событий над плавной аппроксимацией распределения, как и для распределений на рис. 1.

Аналогичный поиск резонансов в эксперименте ATLAS при энергии 13 ТэВ был проведен и при меньших значениях  $m_{jj}$ . Область масс от 450 до 1800 ГэВ была проанализирована при интегральной светимости  $29.3 \text{ фбн}^{-1}$  [7] и значения масс более 1.1 ТэВ при интегральной светимости  $37 \text{ фбн}^{-1}$  [8], где значимые отклонения от фона не были найдены. Были определены верхние границы сечений, умноженные на величину акцептанса установки для случая гауссовской формы резонанса с массой  $X$ , равные 6.5 пбн при  $m_X = 450 \text{ ГэВ}$ , 0.4 пбн при  $m_X = 700 \text{ ГэВ}$  и 0.05 пбн при  $m_X = 1800 \text{ ГэВ}$ . Видно, что ограничение при массе 1800 ГэВ согласуется с ограничением, полученным в [3] для массы 1.5 ТэВ. Таким образом, в рамках одного эксперимента ATLAS проведен анализ предельно широкого на данный момент интервала значений инвариантных масс струй от 450 ГэВ до 8 ТэВ в  $pp$ -взаимодействиях при энергии 13 ТэВ.

### 3. ОГРАНИЧЕНИЯ ДЛЯ РЕЗОНАНСОВ В СИСТЕМЕ ДВУХ СТРУЙ ДЛЯ ОТДЕЛЬНЫХ МОДЕЛЕЙ

Часть моделей новой физики дают конкретные предсказания для новых частиц, что обеспечивает возможность провести поиск таких частиц с учетом их ожидаемых свойств [3]. К ним относятся резонансы возбужденных кварков  $q^*$  ( $u, d, s, c, b$ ) в составных моделях [9, 10], тяжелых калибровочных бозонов  $Z'$  и  $W'$  [11–13], киральных возбужденных состояний  $W^*$  [4, 5], а также модели, где новые состояния являются медиаторами образования частиц темной (скрытой) материи, например,  $Z'$ -бозона, тесно связанного с лептонами [14–16], квантовых черных дыр (QBH) [17, 18]. В условиях отсутствия сигнала такой анализ дает возможность установить нижние границы для масс резонансов. Отдельно были получены ограничения для групп событий с одной или двумя  $b$ -струями. Для этих групп проведен поиск резонансов в моделях с возбужденным  $b^*$ -кварком [9, 10], поиск  $Z'$ -бозона [14–16] и гравитонов Калуцы–Клейна [19, 20]. Для поиска резонансов в моделях проведено моделирование резонансов и фоновых событий КХД методом Монте-Карло. Процессы КХД моделировались с помощью генератора событий Pythia v8.186 [21] с настройками, полученными в эксперименте ATLAS.

Фоновые процессы КХД прошли полную реконструкцию в детекторе ATLAS. Моделированные события прошли через программы быстрой реконструкции.

В табл. 1 приведены нижние границы для масс резонансов определенного типа на 95% CL, предсказания для которых сделаны на основе указанных теоретических работ. Символами  $1b$  и  $2b$  отмечены выборки событий с одной или двумя  $b$ -струями.

Из табл. 1 видно, что эти нижние границы сечений могут различаться в два и более раз. Наиболее высокие нижние границы массы получены для образования черных дыр QBH, достигающие значения 9.4 ТэВ.

### 4. ПОИСК НЕЙТРАЛЬНЫХ ДОЛГОЖИВУЩИХ ЧАСТИЦ, РАСПАДАЮЩИХСЯ НА ДВЕ СТРУИ

Особый класс новых частиц образуют долгоживущие состояния, которые присутствуют в моделях новой физики, рассматривающих суперсимметрию, скрытые сектора частиц, проблему иерархии и нарушение симметрии между частицами и античастицами. В эксперименте ATLAS недавно проведен поиск долгоживущих частиц (LLPs, long-lived particles), обнаружение которых послужило

**Таблица 1.** Нижние границы для масс резонансов определенного типа [3]

| Категория                             | Модель                          | Нижний предел для массы сигналов на 95% CL, ТэВ |           |     |
|---------------------------------------|---------------------------------|---|-----------|-----|
|                                       |                                 | Наблюдаемый                                     | Ожидаемый |     |
| Инклюзивные                           | $q^*$                           | 6.7   | 6.4       |     |
|                                       | QBH                             | 9.4   | 9.4       |     |
|                                       | $W'$                            | 4.0   | 4.2       |     |
|                                       | $W^*$                           | 3.9   | 4.1       |     |
|                                       | DM-медиатор $Z'$ , $g_q = 0.20$ | 3.8   | 3.8       |     |
|                                       | DM-медиатор $Z'$ , $g_q = 0.50$ | 4.6   | 4.9       |     |
|                                       | 1b $b^*$                        | 3.2   | 3.1       |     |
|                                       | 2b                              | DM-медиатор $Z'$ , $g_q = 0.20$                 | 2.8       | 2.8 |
|                                       |                                 | DM-медиатор $Z'$ , $g_q = 0.25$                 | 2.9       | 3.0 |
|                                       |                                 | SSM $Z'$  | 2.7       | 2.7 |
| гравитон, $k/\overline{M_{PL}} = 0.2$ |                                 | 2.8   | 2.9       |     |

бы прямым подтверждением такого рода моделей новой физики [22, 23]. Диаграмма процесса, иллюстрирующая появление долгоживущих скалярных  $s$ -частиц и исследуемая в указанных работах, показана на рис. 2а. Частицы являются продуктами распада скалярного состояния  $\Phi$ , которое обозначает тяжелый скалярный бозон, связывающий частицы скрытого сектора и  $SM$ , и может быть, в том числе, известным бозоном Хиггса  $SM$ . Символами  $f$  и  $\bar{f}$  обозначены фермионы и антифермионы  $SM$ , которые наблюдаются в виде адронных струй в калориметрах и мюонном спектрометре установки ATLAS, удаленных от области взаимодействия протонов. В работе [24] проведен поиск долгоживущих нейтральных частиц, распадающихся во внутреннем детекторе установки ATLAS, примыкающего к области взаимодействия протонов. Поиск выполнен для процесса ассоциированного рождения бозона Хиггса с  $Z$ -бозоном и последующих распадов бозона Хиггса на два новых бозона  $a$  и распада каждого бозона на пару  $b\bar{b}$ -кварков. Диаграмма процесса приведена на рис. 2б. Внимание к результатам обусловлено использованием полной интегральной светимости  $139 \text{ фбн}^{-1}$  второго сеанса работы БАК и большими размерами установки ATLAS. Ранее исследования по поиску долгоживущих частиц LLPs проводились на Теватроне, в других экспериментах БАК и эксперименте ATLAS на интегральной светимости второго сеанса около  $36 \text{ фбн}^{-1}$  [25–28]. Полученные в них результаты по определению нижних границ пробегов долгоживущих частиц относятся к состояниям с пробегом  $ct$

от примерно 1 мм до 10 м, где  $c$  — скорость света и  $\tau$  — собственное время жизни состояния.

Метод поиска новых состояний в [22, 23] основан на отборе событий с двумя струями со смещенными точками образования, находящихся в мюонном спектрометре ATLAS [22] или калориметрах ATLAS [23]. Поиск долгоживущих частиц LLPs в калориметрах чувствителен для длин пробега  $ct$  от нескольких сантиметров до нескольких десятков метров, в зависимости от рассматриваемой модели резонанса. Анализ распадов в мюонном спектрометре ATLAS рассматривает значения  $ct$  от 0.01 до 1000 м. Модели частиц скрытого сектора не ограничивают значения  $ct$ . Существуют космологические ограничения этой величины из процесса нуклеосинтеза в модели Большого взрыва  $ct < 10^8$  м [29], и, таким образом, значения пробегов, соответствующие размерам детектора ATLAS [1], не запрещены.

Поскольку бозон  $\Phi$  может быть также частицей  $SM$ , например бозоном Хиггса, в калориметре установки рассматривались массы бозона  $\Phi$  в интервале от 60 ГэВ до 1000 ГэВ [23]. Соответственно, массы бозонов  $s$  находились в интервале от 5 до 475 ГэВ. Предполагалось, что при распаде  $s$  бозонов доминирует канал распада на наиболее тяжелые кварки, разрешенный законами сохранения. Так, для  $s$ -бозона с максимальной массой 475 ГэВ преобладают (>99%) распады на  $t$ -кварки,  $s$ -бозон с минимальной массой 5 ГэВ распадается на  $c$ -кварки с вероятностью  $\sim 75\%$  и на  $\tau$ -лептоны с вероятностью  $\sim 25\%$ . В промежуточной области

**Таблица 2.** Исключенные при 95% CL диапазоны времен жизни для распада  $s$ -частиц в случае, если скаляр  $\Phi$  является бозоном Хиггса СМ с массой 125 ГэВ для разных предположений о вероятности распада на  $s$ -частицы 0.1%, 1% и 10% [22]

| $\Phi(125) \rightarrow ss$<br>$m_s$ [ГэВ] | Исключенный диапазон $c\tau_s$ для $s$ [м] |           |            |
|---|--|-----------|------------|
|   | $B = 0.1\%$                                | $B = 1\%$ | $B = 10\%$ |
| 5   | –  | 0.08–1.6  | 0.04–5.9   |
| 16  | 0.48–2.6                                   | 0.19–12.2 | 0.12–36.7  |
| 35  | 1.4–4.0                                    | 0.49–22.8 | 0.31–72.4  |
| 55  | –  | 2.0–11.0  | 0.92–47.6  |

масс вероятности распадов на пары  $b$ -,  $c$ -кварков и  $\tau$ -лептонов соотносятся как 85 : 8 : 5.

Для анализа выбираются события соударений протонов, имеющие две узкие струи, предположительно от двух  $s$ -бозонов, не связанные с треками во внутреннем детекторе и имеющие повышенное энерговыделение в адронном калориметре. Для выявления фоновых струй используется специально разработанный алгоритм нейронных сетей, разделение фоновых и сигнальных событий проводится с помощью VDT-алгоритма или алгоритма ветвящихся деревьев.

Результаты анализа, когда медиатором  $\Phi$  появления долгоживущих частиц является бозон Хиггса СМ с массой 125 ГэВ, показаны на рис. 3а для разных предположений о массе  $s$ -бозона с нижними границами относительных вероятностей распада бозона Хиггса на  $s\bar{s}$ . Сечение бозона Хиггса принималось равным 48.6 пбн и соответствует его образованию в процессе слияния глюонов в  $pp$ -взаимодействиях при 13 ТэВ. Видно, что вероятности распада бозона Хиггса на долгоживущие нейтральные частицы более 10% исключены для значений  $c\tau$  от нескольких сантиметров до примерно 20 метров в зависимости от массы долгоживущих частиц. На рис. 3б, 3в приведены полученные ограничения  $c\tau$  для масс  $\Phi$ -бозона 200, 400 и 1000 ГэВ.

Преимуществом поиска нейтральных долгоживущих частиц в объеме мюонного спектрометра ATLAS [22] является большое расстояние от области пересечения пучков и малый фон от процессов КХД. Их подавление осуществлено жесткими условиями на изолированность струй. Тщательное моделирование фона показало ожидаемое количество фоновых событий  $0.32 \pm 0.05$ . В анализе не было найдено ни одного события. Исключенные диапазоны времен жизни для распада  $s$ -частиц в случае, если скаляр  $\Phi$  является бозоном Хиггса СМ с массой 125 ГэВ, приведены в табл. 2 для

разных предположений о вероятности распада на  $s$ -частицы  $B$  (0.1%, 1% и 10%). Для вероятности распада 0.1% область ограничений среднего собственного времени жизни  $c\tau$  получена впервые. Для вероятности 10% эта область имеет максимально достигнутые длины  $c\tau$  от 4 см до 72.4 м.

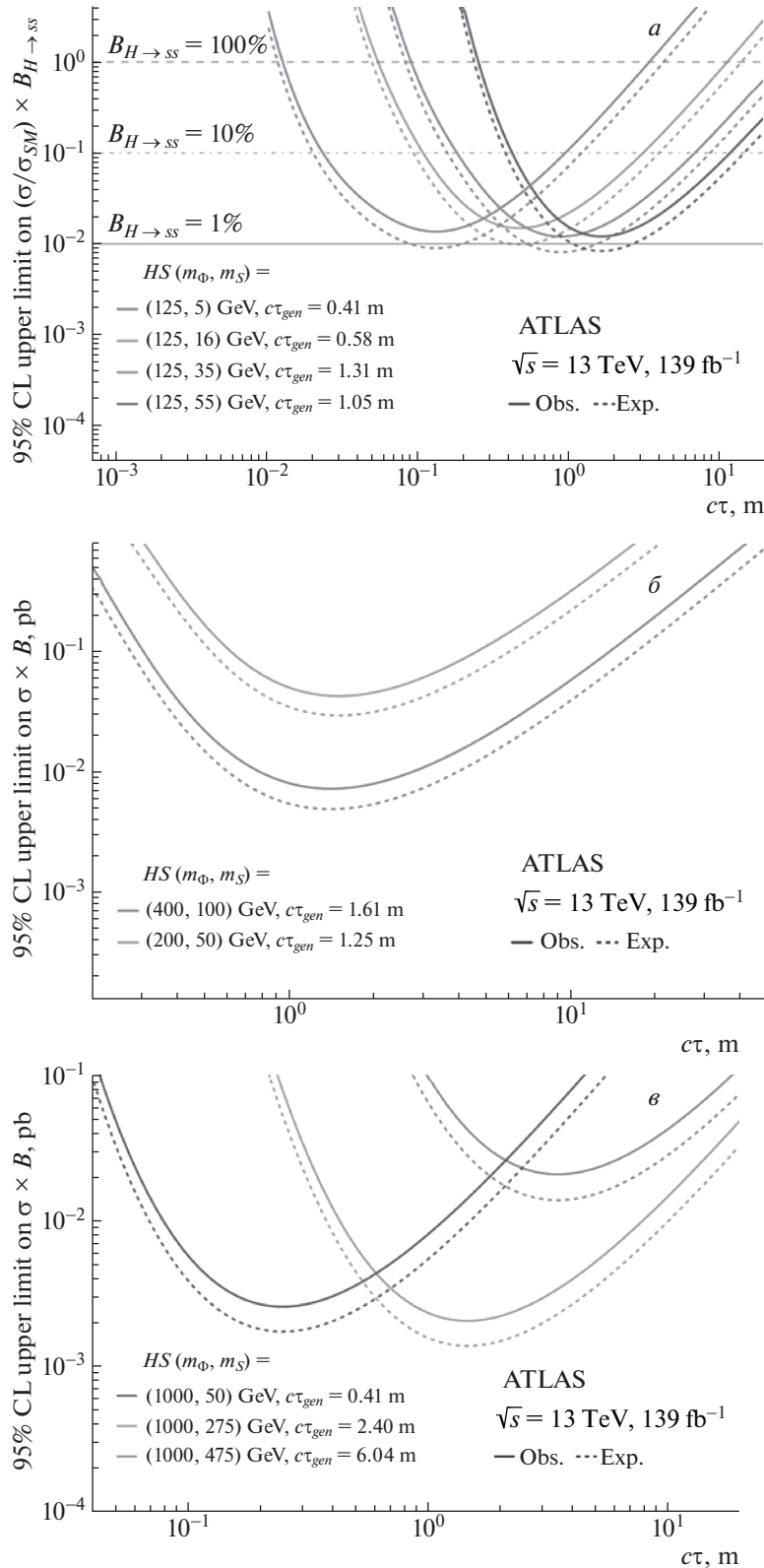
На рис. 4а, 4б приведены области исключения для разных предположений о массах  $\Phi$ - и  $s$ -бозонов, полученные в мюонном спектрометре [20]. Они перекрывают более высокие значения  $c\tau$ , чем приведенные на рис. 3.

Поиск экзотического распада бозона Хиггса СМ массой 125 ГэВ на два новых долгоживущих бозона  $a$ , каждый из которых распадается на пару  $b\bar{b}$ -кварков, перекрывает область малых масс новых резонансов [24]. Бозон Хиггса в отбираемых событиях возникает совместно с  $Z$ -бозоном (диаграмма на рис. 2б), распадающимся с образованием пары электронов или мюонов. Кандидаты в долгоживущие частицы отбирались из треков во внутреннем детекторе установки ATLAS, имеющих смещенную вторичную вершину, большое число треков и их большую инвариантную массу относительно процессов СМ. Основной мотивацией анализа было предположение, что новая физика в секторе бозона Хиггса связана не с увеличением его констант связи с  $W$ - и  $Z$ -бозонами СМ, а новыми экзотическими распадами бозона Хиггса в частицы вне СМ, доля которых при точностях измерений относительных вероятностей его распадов, представленных в [30, 31], например, может достигать 21%.

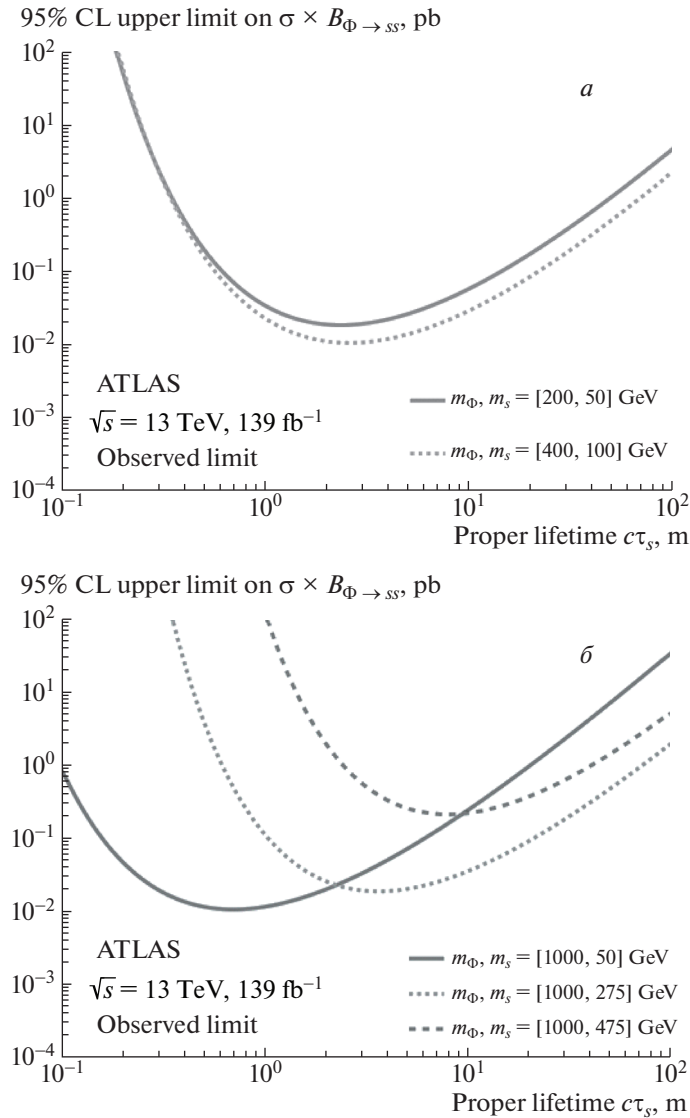
Поиск резонансов, распадающихся на  $b$ -кварки, как было отмечено выше, имеет особое значение, поскольку кварк принадлежит третьему поколению фермионов СМ, а канал распада бозона Хиггса СМ на пару  $b\bar{b}$ -кварков имеет максимальную ширину. Для выделения струй  $b$ -кварков разработаны специальные алгоритмы, использующие наличие вторичной вершины и/или треки с большими прицельными параметрами относительно первичной вершины, связь заряда струи с природой  $b$ -кварка исследована, например, в [32].

Многие теории предполагают наличие новой физики в распадах бозона Хиггса [33], его экзотические распады являются одним из феноменологических проявлений таких теорий [34, 35].

В работе [36] рассматривались пары  $b$ -струй, разделенные угловым интервалом, что позволяло применять стандартные алгоритмы идентификации  $b$ -струй. Эффективность используемых алгоритмов соответствовала 77%, при этом струи легких кварков и глюонов подавлялись в 134 раза, струи с кварков в 6 раз и вклад адронных распадов  $\tau$ -лептонов в 22 раза. Определены нижние границы



**Рис. 3.** Нижние границы, найденные при поиске смещенных струй в калориметре установки ATLAS, *a* — относительных вероятностей распада бозона Хиггса  $SM$  с массой 125 ГэВ на долгоживущие нейтральные частицы с массами от 5 до 55 ГэВ, *б* — сечений, умноженных на относительную вероятность распада бозона  $\Phi$  с массами 200 и 400 ГэВ на долгоживущие нейтральные частицы с массами, соответственно 50 и 100 ГэВ, в пикобарнах (пбн), *в* — сечений, умноженных на относительную вероятность распада бозона  $\Phi$  с массой 1000 ГэВ на долгоживущие нейтральные частицы с массами 50, 275 и 475 ГэВ, в пикобарнах (пбн), в зависимости от пробега частицы  $ct$  [23].



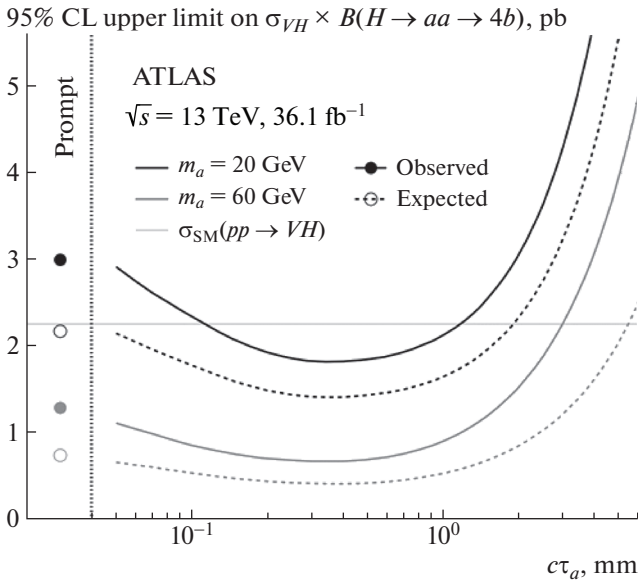
**Рис. 4.** Нижние границы сечений, умноженных на относительную вероятность распада бозона  $\Phi$  (*a*) с массами 200 и 400 ГэВ и (*б*) с массой 1000 ГэВ на долгоживущие нейтральные частицы с массами соответственно (*a*)— 50 и 100 ГэВ, (*б*)— 50, 275 и 475 ГэВ, в пикобарнах (пбн), найденные при поиске смещенных струй в мюонном спектрометре установки ATLAS [22].

сечений, умноженных на брэнчиг (относительную вероятность распада по данному каналу) распада на два  $a$ -бозона, в зависимости от времени жизни в виде  $c\tau_a$ , для объединенного канала рождения бозона Хиггса  $VH$ , где  $V = W^\pm, Z$ . Результаты получены для двух значений массы  $m_a$  бозона  $a$ , равных 20 и 60 ГэВ. При этом сечения рождения  $W^\pm H$  и  $ZH$  соответствовали СМ и имели значения 1.37 и 0.88 пбн соответственно. Брэнчиг распада  $H \rightarrow aa \rightarrow 4b$  принят равным 1. Наиболее строгие ограничения сечения получены в  $VH$ -канале для значения  $c\tau_a$  порядка 0.4 мм и составили 1.8 и 0.68 пбн для масс 20 и 60 ГэВ соответственно. В работе [37] применялся метод выделения перекрывающихся  $b$ -струй, с близкими углами вылета.

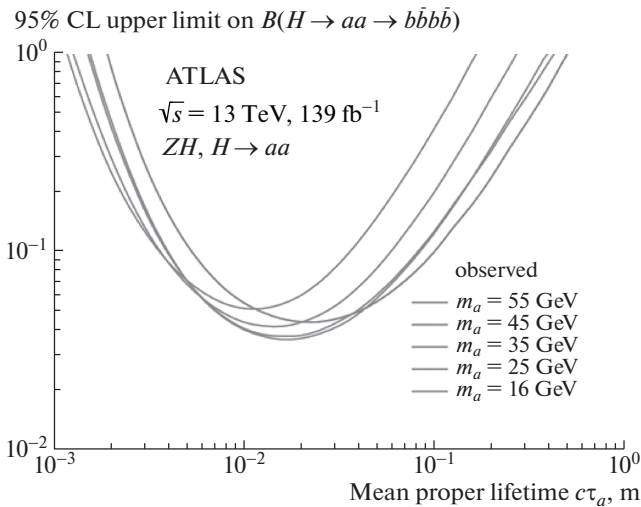
Анализ позволил уменьшить нижнюю границу сечения распада  $H \rightarrow aa \rightarrow 4b$  для массы  $m_a$ , равной 20 ГэВ, в 2.5 раза до значения 0.71 пбн. При этом для анализа использовался только канал рождения  $ZH$ . Исследованные длины пробегов  $a$  бозонов при светимости  $36 \text{ фбн}^{-1}$  не превышали 6 мм, как видно на рис. 5.

Результаты анализа на полной интегральной светимости  $139 \text{ фбн}^{-1}$ , проведенного для канала  $ZH$  (работа [24]), показаны на рис. 6. Они получены для пяти значений массы  $m_a$  и большего интервала значений пробегов  $c\tau_a$ , достигающего десятков см.

Наименьшие нижние границы сечений, умноженных на брэнчиг распада  $H \rightarrow aa \rightarrow 4b$  в кана-



**Рис. 5.** Ожидаемые и наблюдаемые комбинированные верхние пределы 95% CL для  $\sigma \times B(H \rightarrow aa \rightarrow 4b)$  с быстрыми и долгоживущими  $a$ -бозонами. Ожидаемые (наблюдаемые) пределы для быстрых  $a$ -бозонов — пустые (закрашенные) кружки. Ожидаемые (наблюдаемые) пределы для долгоживущих сигналов — штриховые (сплошные) линии для двух сценариев сигналов:  $m_a = 20$  и  $60$  ГэВ [28].



**Рис. 6.** Наблюдаемые 95% CL пределы для брэнчингов распада  $B(H \rightarrow aa \rightarrow b\bar{b}\bar{b})$  в зависимости от  $c\tau_a$  и массы бозона  $m_a$  [24].

ле рождения  $ZH$ , с величиной менее примерно 4%, установлены для значений пробегов  $c\tau_a$  порядка 10–20 мм. Для значений  $c\tau_a$  ниже или выше этого интервала они слабо зависят от массы  $a$ -бозона из-за небольшого интервала рассмотренных значений массы  $m_a$ .

Для массы  $m_a = 16(55)$  ГэВ брэнчинги рас-

сматриваемого распада больше 10% исключены на уровне 95% достоверности CL для  $3.7 < c\tau_a < 37$  мм ( $5.4 < c\tau_a < 102$  мм). Эти результаты дополняют результаты исследования экзотических распадов бозона Хиггса. Для масс  $m_a$  менее 40 ГэВ полученные ограничения являются наиболее жесткими, примерно вдвое ниже, чем полученные в работе [37].

Таким образом, приведенные результаты исследования устанавливают нижние пределы на сечения и пробеги новых долгоживущих частиц в широком диапазоне длин пробегов, от нескольких мм до сотен метров.

### 5. ПОИСК НОВЫХ РЕЗОНАНСОВ, РАСПАДАЮЩИХСЯ НА ДВА ЛЕПТОНА

Измерение парного образования легких лептонов, электронов и мюонов является *эффективным* методом наблюдения резонансов. Чаще всего осуществляются поиски нового тяжелого  $Z'$ -бозона со спином 1, присутствующего в моделях с расширенной калибровочной симметрией. Примером является последовательная стандартная модель (SSM) с  $Z'_{SSM}$ -бозоном [13], константы связи с фермионами СМ  $Z'_{SSM}$ -бозона такие же, как и у  $Z$ -бозона. Другими примерами являются  $Z'_\chi$ - и  $Z'_\psi$ -бозоны моделей Великого объединения (GUT) [38]. Эти векторные бозоны являются синглетами, их константы связи с  $W$ - и  $Z$ -бозонами СМ предполагаются нулевыми.

В работе [39] проведен поиск нейтральных резонансов, распадающихся на два электрона или мюона во взаимодействиях протонов при энергии 13 ТэВ. На рис. 7а, 7б приведены спектры инвариантных масс пар электронов  $m_{ee}$  и пар мюонов  $m_{\mu\mu}$  соответственно. Для анализа отбирались электроны с поперечной энергией  $E_T$  более 50 ГэВ и мюоны с поперечным импульсом  $p_T > 30$  ГэВ. В событии имелось по крайней мере два лептона одного аромата. Мюоны в паре имели противоположный электрический заряд. Для электронов это условие не применялось. Все отобранные пары лептонов имели инвариантную массу более 225 ГэВ, чтобы исключить область масс  $Z$ -бозона.

Поиск резонанса проводился путем фитирования распределения инвариантных масс, что включает плавную функцию описания фоновых событий СМ и сгенерированные сигналы резонансов в виде функции нерелятивистского Брейта–Вигнера с различной шириной, свернутой с функцией разрешения детектора. Разность между фитированной функцией и числом событий в бине приведена в нижней части рис. 7. Максимальные отклонения



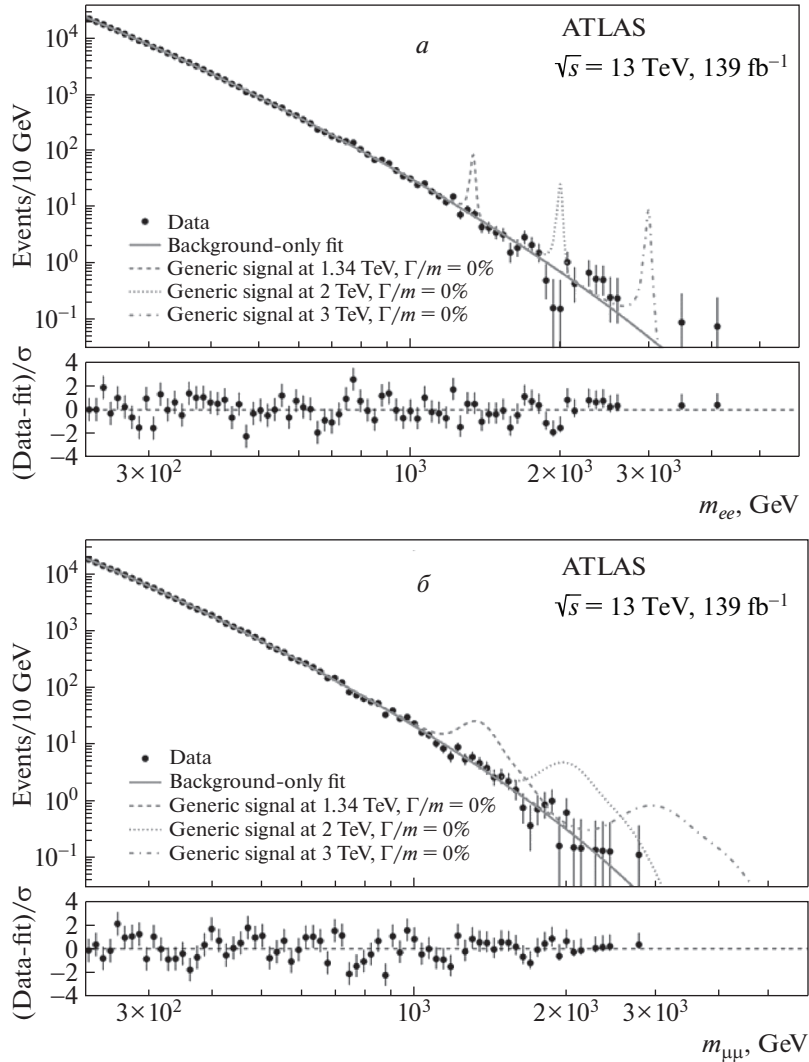


Рис. 7. Распределения инвариантных масс (а) пар электронов  $m_{ee}$  и (б) пар мюонов  $m_{\mu\mu}$  [39].

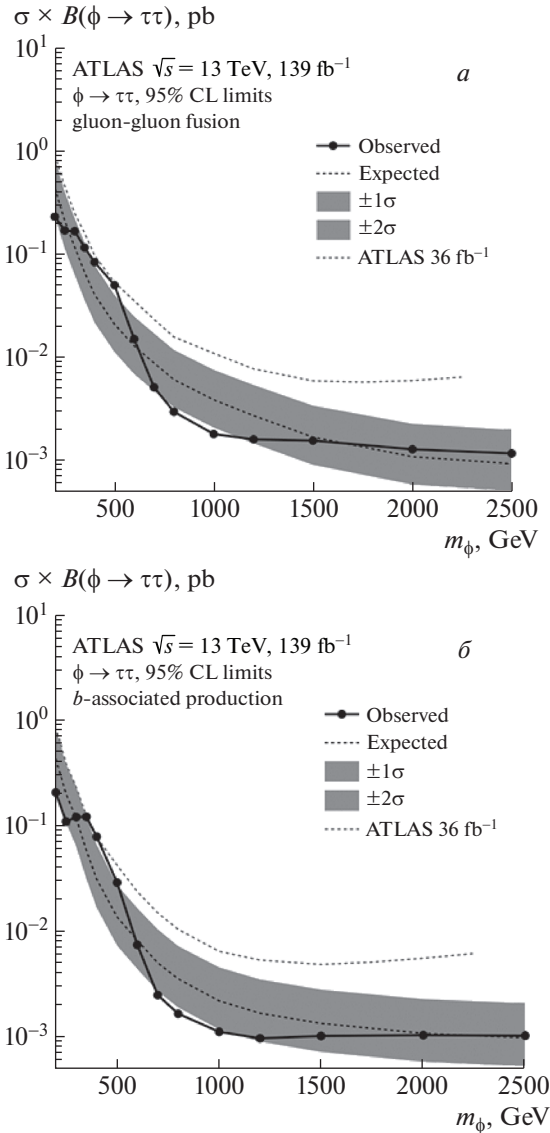
от фона не соответствует требованиям для наблюдения резонанса. Сигналы смоделированных резонансов с нулевой шириной и учетом всех ограничений, увеличенные в 20 раз, показаны на рис. 7а, 7б с учетом вклада фона для значений полюсных масс резонанса 1.34, 2 и 3 ТэВ.

Разрешенные области масс  $Z'$ -резонанса составили: для бозона  $Z'_\psi$  [38] массы выше 4.5 ТэВ, для бозона  $Z'_{SSM}$  [13] выше 5.1 ТэВ. Это максимальные достигнутые нижние границы масс для указанных моделей.

В работе [40] проведен поиск тяжелого резонанса в системе двух  $\tau$ -лептонов с противоположными электрическими зарядами, когда один или оба из  $\tau$ -лептонов распадаются с образованием адронов. В качестве резонанса рассматривались бозоны хиггсовского сектора. Такие модели могут содержать два дублета бозонов Хиггса, например, модели 2HDMs (two-Higgs-doublet-models) [41],

расширенный хиггсовский сектор с двумя дублетами, содержащими новые тяжелые псевдоскалярный ( $A$ ) и скалярный ( $H$ ) состояния, дублет заряженных бозонов Хиггса ( $H^\pm$ ), а уже открытый бозон Хиггса с массой 125 ГэВ соответствует самому легкому состоянию, обозначаемому как  $h$ . Вероятности распада этих скалярных состояний на пару  $\tau$ -лептонов  $\tau^+\tau^-$  могут преобладать по сравнению с вероятностями других распадов в моделях 2HDMs-II, включающих минимальную суперсимметричную стандартную модель (MSSM) [42, 43].

В модели MSSM на основном (древесном) уровне свойства состояний хиггсовского сектора определяются двумя параметрами за пределами СМ. Могут быть выбраны масса псевдоскалярного бозона Хиггса  $m_A$  и отношение значений вакуумных средних двух хиггсовских дублетов  $\tan\beta$ . Константы связи тяжелых бозонов Хиггса в моделях MSSM с нижними фермионами, включа-



**Рис. 8.** Наблюдаемые и ожидаемые 95% CL верхние пределы сечения рождения, умноженного на брэнчинг для распада на два тау-лептона, скалярного бозона  $\phi$  для (а) механизма рождения  $ggF$ , (б) процесса ассоциированного рождения  $bbH$  [40].

ющими  $b$ -кварк и  $\tau$ -лептон, усилены по сравнению с константами СМ при больших значениях  $\text{tg } \beta$ , что увеличивает не только вероятности распадов бозонов Хиггса на  $\tau$ -лептоны и  $b$ -кварки, но и сечения процессов рождения бозонов Хиггса совместно с парой  $b$ -кварков (пара  $b\bar{b}$ , процесс  $bbH$ ).

Моделирование событий проводилось для рождения резонансов, далее обозначаемыми  $\phi$ , через слияние глюонов ( $ggF$ ) и механизм  $bbH$ , для масс резонанса  $m_\phi$ , равных 400, 1000 и 1500 ГэВ. Для кандидатов распадов бозона  $\phi$  по каналам  $\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$  и  $\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$  и фоновых распадов рассчитывалась

величина поперечной массы  $m_T$  с использованием измеренных поперечных импульсов лептонов, струй и недостающей поперечной энергии, отвечающей нейтрино. Из сравнения экспериментальных и фоновых распределений определены нижние границы сечений, умноженных на брэнчинг, для условного хиггсовского бозона  $\phi$  при распаде на два тау-лептона. Эти границы приведены на рис. 8а, 8б для механизмов рождения  $ggF$ , т.е. событий без  $b$ -кварков, и процесса ассоциированного рождения  $bbH$ . Измеренные верхние пределы составили 1.8 фбн для процесса  $ggF$  и 1.1 фбн для процесса  $bbH$  рождения резонанса с массой  $m_\phi = 1$  ТэВ.

Интерпретацией полученных ограничений в модели  $MSSM$  для сценария  $M_h^{125}$  [42, 43] исключены значения параметра  $\text{tg } \beta > 8$  для  $m_A = 1$  ТэВ и значения  $\text{tg } \beta > 21$  для  $m_A = 1.5$  ТэВ на 95% уровне достоверности CL.

### 6. ПОИСК РЕЗОНАНСОВ В РАСПАДЕ БОЗОНА ХИГГСА НА 4 МЮОНА ИЛИ ЭЛЕКТРОНА

Распад бозона Хиггса СМ на 4 электрона или мюона изначально считался “золотым” вследствие надежно измеряемого конечного состояния. Система 4 лептонов была одним из состояний, в котором в 2012 г. был открыт бозон Хиггса СМ с массой 125 ГэВ (распад  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ , где  $l$  обозначает лептон) [44]. Интерес к анализу резонанса в этой системе сохраняется из-за возможного присутствия в ней дополнительных “экзотических” каналов распада бозона Хиггса СМ, что может свидетельствовать о новой физике за пределами СМ. Существующие точности измерения брэнчингов распада бозона Хиггса с массой 125 ГэВ допускают присутствие таких распадов на уровне до 30% при условии, что константы связи бозона Хиггса с  $W$ - и  $Z$ -бозонами соответствуют предсказаниям СМ.

Поиск новых типов распада бозона Хиггса СМ в системе 4 конечных лептонов  $H \rightarrow 4l$  проведен в эксперименте ATLAS в работе [45]. Анализ выполнен для трех диапазонов массы резонанса  $X$ , обозначающего или векторный бозон в моделях со скрытой либо темной массой, или скалярный бозон расширенного сектора хиггсовских бозонов. Эти области делятся на область высоких масс резонанса  $X$  в процессе  $H \rightarrow XX \rightarrow 4l$  с диапазоном масс  $15 < m_x < 60$  ГэВ, область малых масс  $1 < m_x < 15$  ГэВ, где исследуется только процесс  $H \rightarrow XX \rightarrow 4\mu$ , и процесс совместного рождения резонанса  $X$  с  $Z$ -бозоном  $H \rightarrow ZX \rightarrow 4l$  в диапазоне масс  $15 < m_x < 55$  ГэВ. Диаграммы процессов, отвечающих ряду таких моделей, приведены на рис. 9. Новые резонансы присутствуют в виде

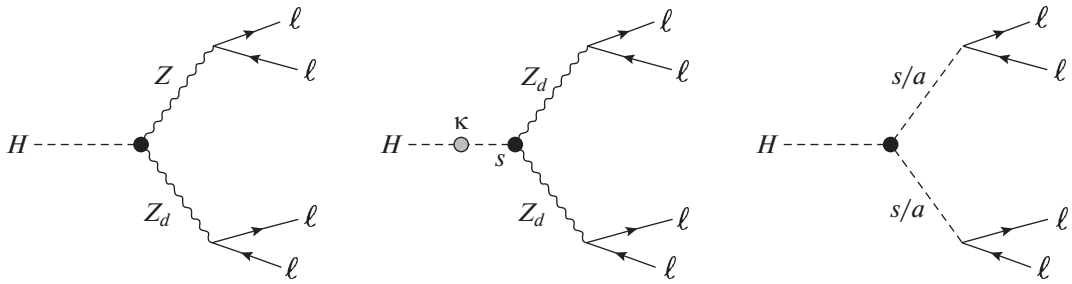


Рис. 9. Диаграммы процессов в ряде моделей экзотических распадов бозона Хиггса СМ с образованием четырех лептонов и рождением новых резонансов [45].

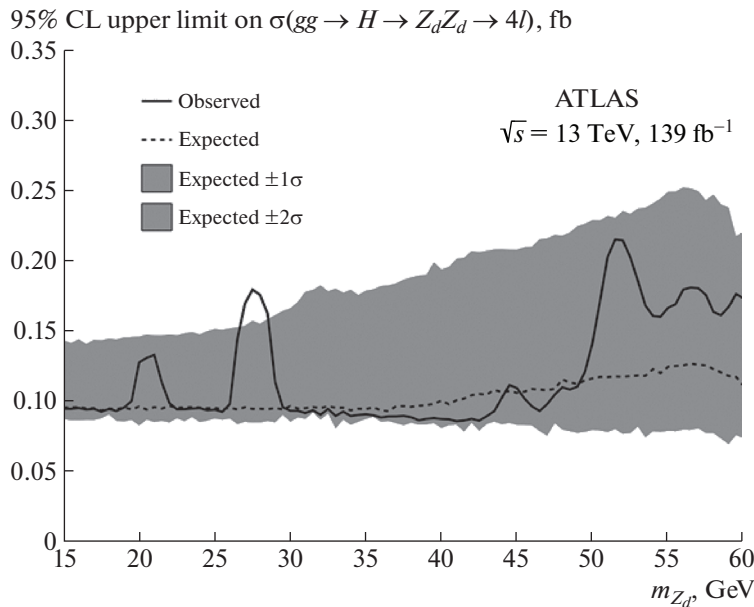


Рис. 10. Наблюдаемые и ожидаемые верхние пределы при 95% CL для сечения процесса  $H \rightarrow Z_d Z_d \rightarrow 4\ell$  в предположении образования бозона Хиггса СМ в процессе глюон-глюонного слияния. Все конечные состояния объединены [45].

промежуточных состояний векторного бозона  $Z_d$ , псевдоскалярного бозона  $a$  и скалярного бозона  $s$ .

В распадах  $H \rightarrow XX \rightarrow 4\ell$  могут быть прове-

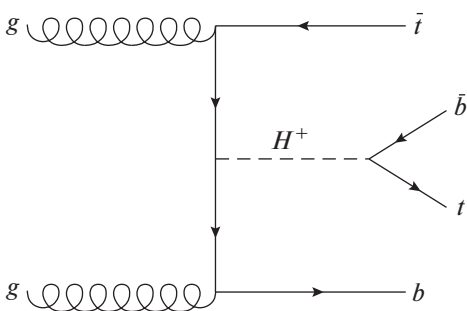


Рис. 11. Диаграмма Фейнмана лидирующего порядка для образования тяжелого заряженного бозона Хиггса в ассоциации с  $t$ -антикварком и  $b$ -кварком, а также его распада на  $t$ -кварк и  $b$ -антикварк [48].

рены модели, содержащие два хиггсовских дублета и дополнительное скалярное поле (2HDM + S) [46, 47]. Напомним, что в общем случае модели с двумя такими дублетами (2HDMs) содержат два нейтральных скаляра  $H_1$  и  $H_2$ , два заряженных скаляра  $H^\pm$ , и один нейтральный псевдоскаляр  $A$ . Добавление комплексного скалярного синглета, слабо смешивающего состояния  $H_1$  и  $H_2$ , приводит к существованию двух дополнительных состояний, скаляра  $s$  и псевдоскаляра  $a$ , присутствующих на правой диаграмме рис. 9. Если массы этих новых состояний меньше, чем  $m_H/2$ , разрешены распады бозона Хиггса на пары  $ss$  или  $aa$ . В работе [46] рассматривается второй тип распада, но результаты применимы и к первому случаю распада с бозоном  $s$ .

В ходе анализа данных отбирались события, содержащие как минимум четыре лептона, из которых можно выбрать две пары одного аромата, вы-

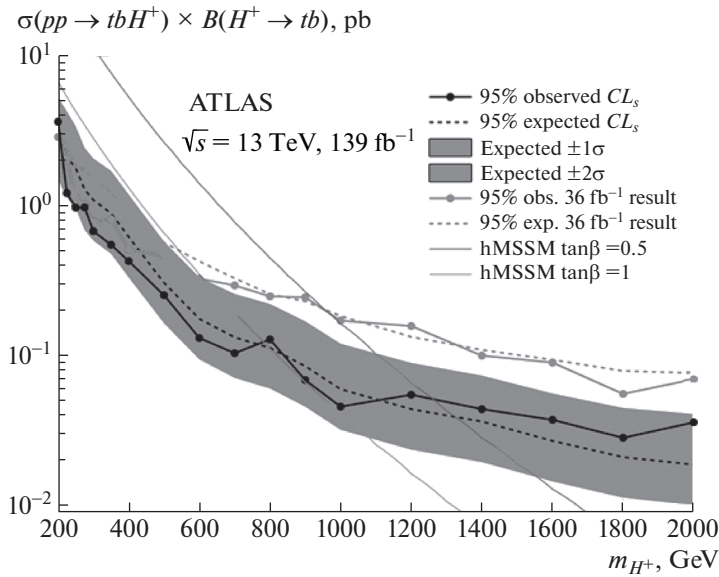


Рис. 12. Наблюдаемые и ожидаемые верхние пределы сечения, умноженного на брэнчинг, образования  $H^+ \rightarrow tb$ , ассоциированного с  $t$ - и  $b$ -кварком [48].

числялись соответствующие массы  $m_{12}$  и  $m_{34}$  пар с противоположными электрическими зарядами. В событиях с четырьмя лептонами одного аромата в анализ включались массы пар  $m_{14}$  и  $m_{23}$ . Вводились ограничения значений этих масс, исключались диапазоны, отвечающие распадам  $J/\psi$ -,  $\psi$ - и  $\Upsilon$ -мезонов,  $Z$ -бозона, и ряд других ограничений. Для выделения распадов бозона Хиггса использовался интервал масс четырех лептонов  $115 < m_{4l} < 130$  ГэВ, исключалась область массы  $Z$ -бозона, группы событий различались по типам парных масс и соотношений между их величинами.

Полученные верхние пределы брэнчингов бозона Хиггса на пары  $Z_d Z_d$  и  $aa$  в зависимости от массы бозона-медиатора в предположении, что бозон Хиггса образуется в процессе слияния глюонов и происходит прямой распад  $Z_d$ - и  $a$ -бозонов, приведены на рис. 10.

### 7. ПОИСК РЕЗОНАНСА В ПРОЦЕССАХ С УЧАСТИЕМ $t$ -КВАРКОВ ( $H + tb$ )

Было показано, что многие модели новой физики предполагают большую связь новых полей с фермионами третьего поколения, рассмотрены состояния, включающие лептоны и струи адронов, тау-лептоны и  $b$ -кварки из фермионов третьего поколения. Большая интегральная светимость данных позволила провести анализ более сложных конечных состояний с несколькими тяжелыми объектами, например, включить в анализ распады  $t$ -кварков.

Одна из таких работ посвящена поиску заряженного бозона Хиггса  $H^+$  [48]. Заряженные бозоны Хиггса присутствуют в нескольких расширениях Стандартной модели, где предполагается существование второго дублета [49–51] или триплетов [52–56] в скалярном секторе. В моделях с двумя хиггсовскими дублетами 2HDMs с сохранением CP-четности свойства бозона Хиггса зависят от его массы, угла смешивания  $\alpha$  двух CP — четных состояний нейтральных бозонов Хиггса и отношения вакуумных средних двух хиггсовских дублетов  $\tan\beta$ . Поиск проведен для области масс  $H^+$  выше массы топ-кварка и типом распада на  $t$ -кварк и  $b$ -кварк, имеющего наибольшую вероятность для таких масс. Диаграмма процесса показана на рис. 11.

В работе [48] рассматривались события с одним заряженным лептоном и струями, разделенные на классы в зависимости от количества струй в событии и струй, образованных  $b$ -кварками. Для разделения событий с распадом  $H^+ \rightarrow t\bar{b}$  и процессов Стандартной модели использовался метод многопеременного анализа MVA. Свидетельств существования бозона  $H^+$  не найдено. Полученные верхние ограничения на сечение рождения  $H^+$  с распадом на пару  $t\bar{b}$ -кварков приведены на рис. 12. Видно, насколько снизились верхние границы сечений за счет увеличения интегральной светимости, использованной в анализе от 36 до  $139 \text{ fb}^{-1}$ . Показаны теоретические предсказания для этих сечений в моделях минимального расширения Стандартной модели hMSSM с параметрами  $\tan\beta$ , равными 0.5 и 1.

Оценки сечений при разных значениях массы  $H^+$  получены методом нейронных сетей. На 95% уровне достоверности найденные в эксперименте численные значения верхней границы сечения рождения  $H^+$  с последующим распадом  $H^+ \rightarrow t\bar{b}$  составляют 3.6 пбн при массе заряженного бозона Хиггса  $m_{H^+} = 200$  ГэВ и 0.036 пбн при  $m_{H^+} = 2$  ТэВ.

Проведенный анализ в рамках минимальной суперсимметричной модели hMSSM [49–52] и некоторых других вариантах MSSM показал, что значения параметра  $\tan\beta$  от 0.5 до 2.1 исключены для интервала массы  $m_{H^+}$  от 200 до 1200 ГэВ и для немного меньшего интервала массы  $m_{H^+}$  от 200 до 750 ГэВ исключены значения  $\tan\beta > 34$ .

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрены результаты поиска новых резонансов в эксперименте ATLAS Большого адронного коллайдера при анализе полного объема взаимодействий протонов, собранных в период работы БАК с 2015 г. по 2018 г., соответствующего интегральной светимости  $139 \text{ фбн}^{-1}$ . Результаты не показали значимого избытка событий в какой-либо доступной области пространства масс частиц при разных методах поиска сигнала.

Анализ проводился для инвариантных масс пар струй, лептонов или тяжелых кварков  $t$ ,  $b$ , а также для распадов уже открытого бозона Хиггса с массой 125 ГэВ. Следует отметить, что наряду с использованием большей статистики применялись новые методы анализа, в том числе с использованием многопеременного анализа и нейронных сетей.

Получены верхние границы сечений рождения новых резонансов. Помимо границ для инклюзивных процессов, получены ограничения параметров для ряда теоретических моделей новой физики. Значения верхних границ сечений достигают долей фемтобарн. Это показывает необходимость увеличения количества событий, чему способствует начало нового сеанса работы БАК в июле 2022 г.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ATLAS Collab., JINST **03**, S08003 (2008).
2. CMS Collab., JINST **03**, S08004 (2008).
3. ATLAS Collab., JHEP **2003**, 145 (2020); arXiv: 1910.08447.
4. M. V. Chizhov and G. Dvali, Phys. Lett. B **703**, 593 (2011); arXiv: 0908.0924 [hep-ph].
5. M. V. Chizhov, V. A. Bednyakov, and J. A. Budagov, Phys. At. Nucl. **75**, 90 (2012); arXiv: 1010.2648 [hep-ph].
6. G. Choudalakis, arXiv: 1101.0390 [physics.data-an].
7. ATLAS Collab., Phys. Rev. Lett. **121**, 081801 (2018); arXiv: 1804.03496.
8. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **96**, 052004 (2017); arXiv: 1703.09127.
9. U. Baur, I. Hinchliffe, and D. Zeppenfeld, Int. J. Mod. Phys. A **02**, 1285 (1987).
10. U. Baur, M. Spira, and P. Zerwas, Phys. Rev. D **42**, 815 (1990).
11. P. Langacker, Rev. Mod. Phys. **81**, 1199 (2009); arXiv: 0801.1345 [hep-ph].
12. E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane, and C. Quigg, Rev. Mod. Phys. **56**, 579 (1984); Rev. Mod. Phys. **58**, 1065 (Erratum) (1986).
13. G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz-Altaba, Z. Phys. C **45**, 109 (1989); Z. Phys. C **47**, 676 (Erratum) (1990).
14. J. Abdallah, H. Araujo, A. Arbey, A. Ashkenazi, A. Belyaev, J. Berger, C. Boehm, A. Boveia, A. Brennan, J. Brooke, O. Buchmueller, M. Buckley, G. Busoni, L. Calibbi, S. Chauhan, N. Daci, *et al.*, Phys. Dark Univ. **9–10**, 8 (2015); arXiv: 1506.03116 [hep-ph].
15. M. Fairbairn, J. Heal, F. Kahlhoefer, and P. Tunney, JHEP **1609**, 018 (2016); arXiv: 1605.07940 [hep-ph].
16. D. Abercrombie, N. Akchurin, E. Akilli, J. A. Maestre, B. Allen, B. A. Gonzalez, J. Andrea, A. Arbey, G. Azuelos, P. Azzi, M. Backović, Y. Bai, S. Banerjee, J. Beacham, A. Belyaev, A. Boveia, *et al.*, arXiv: 1507.00966 [hep-ex].
17. D. Gingrich, J. Phys. G **37**, 105008 (2010); arXiv: 0912.0826 [hep-ph].
18. X. Calmet, W. Gong, and S. Hsu, Phys. Lett. B **668**, 20 (2008); arXiv: 0806.4605 [hep-ph].
19. L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999); hep-ph/9905221.
20. B. C. Allanach, K. Odagiri, M. J. Palmer, M. A. Parker, A. Sabetfakhri, and B. R. Webber, JHEP **0212**, 039 (2002); hep-ph/0211205.
21. T. Sjöstrand, S. Mrenna, and P. Z. Skands, Comput. Phys. Commun. **178**, 852 (2008); arXiv: 0710.3820 [hep-ph].
22. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **106**, 032005 (2022); arXiv: 2203.00587.
23. ATLAS Collab., JHEP **2206**, 005 (2022); arXiv: 2203.01009.
24. ATLAS Collab. JHEP **2111**, 229 (2021); arXiv: 2107.06092.
25. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **101**, 052013 (2020); arXiv: 1911.12575.
26. ATLAS Collab., Eur. Phys. J. C **79**, 481 (2019); arXiv: 1902.03094.
27. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **99**, 072001 (2019); arXiv: 1811.07370.
28. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **99**, 01200 (2019); arXiv: 1808.03057 [hep-ex].
29. K. Jedamzik, Phys. Rev. D **74**, 103509 (2006); hep-ph/0604251.
30. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **101**, 012002 (2020); arXiv: 1909.02845 [hep-ex].
31. CMS Collab., Eur. Phys. J. C **79**, 421 (2019); arXiv: 1809.10733 [hep-ex].
32. И. А. Кочергин, Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та, № 3, 2130302 (2021).

33. D. Curtin and C. B. Verhaaren, JHEP **1512**, 072 (2015); arXiv: 1506.06141 [hep-ph].
34. S. Bock, R. Lafaye, T. Plehn, M. Rauch, D. Zerwas, and P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **694**, 44 (2010); arXiv: 1007.2645 [hep-ph].
35. M. J. Strassler and K. M. Zurek, Phys. Lett. B **651**, 374 (2007); hep-ph/0604261.
36. ATLAS Collab., Phys. Rev. D **102**, 112006 (2020); arXiv: 2005.12236 [hep-ex].
37. ATLAS Collab., JHEP **1810**, 031 (2018); arXiv: 1806.07355 [hep-ex].
38. D. London and J. L. Rosner, Phys. Rev. D **34**, 1530 (1986).
39. ATLAS Collab., Phys. Lett. B **796**, 68 (2019); arXiv: 1903.06248.
40. ATLAS Collab., Phys. Rev. Lett. **125**, 051801 (2020); arXiv: 2002.12223.
41. G. C. Branco, P. M. Ferreira, L. Lavoura, M. N. Rebelo, M. Sher, and J. P. Silva, Phys. Rept. **516**, 1 (2012); arXiv: 1106.0034 [hep-ph].
42. P. Fayet, Phys. Lett. B **64**, 159 (1976).
43. P. Fayet, Phys. Lett. B **69**, 489 (1977).
44. ATLAS Collab., Phys. Lett. B **716**, 1 (2012).
45. ATLAS Collab., JHEP **2203**, 041 (2022); arXiv: 2110.13673.
46. D. Curtin, R. Essig, S. Gori, P. Jaiswal, A. Katz, T. Liu, Z. Liu, D. McKeen, J. Shelton, M. Strassler, Ze'ev Surujon, B. Tweedie, and Yi-Ming Zhong, Phys. Rev. D **90**, 075004 (2014); arXiv: 1312.4992 [hep-ph].
47. A. Belyaev, J. Pivarski, A. Safonov, S. Senkin, and A. Tatarinov, Phys. Rev. D **81**, 075021 (2010); arXiv: 1002.1956 [hep-ph].
48. ATLAS Collab., JHEP **2106**, 145 (2021); arXiv: 2102.10076.
49. T. D. Lee, Phys. Rev. D **8**, 1226 (1973).
50. K. Inoue, A. Kakuto, H. Komatsu, and S. Takeshita, Prog. Theor. Phys. **68**, 927 (1982).
51. J. F. Gunion and H. E. Haber, Phys. Rev. D **67**, 075019 (2003); hep-ph/0207010.
52. A. Djouadi and J. Quevillon, JHEP **1310**, 028 (2013); arXiv: 1304.1787 [hep-ph].
53. T. P. Cheng and L.-F. Li, Phys. Rev. D **22**, 2860 (1980).
54. J. Schechter and J. W. F. Valle, Phys. Rev. D **22**, 2227 (1980).
55. G. Lazarides, Q. Shafi, and C. Wetterich, Nucl. Phys. B **181**, 287 (1981).
56. R. N. Mohapatra and G. Senjanovic, Phys. Rev. D **23**, 165 (1981).

## SEARCH FOR NEW RESONANCES IN $pp$ INTERACTIONS AT 13 TeV

I. A. Kochergin<sup>1)</sup>, L. N. Smirnova<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>*Faculty of Physics M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

Review of the search for new resonances is presented in the ATLAS experiment at the Large Hadron Collider using the data for the proton interactions at the collision energy 13 TeV, collected in the period of LHC operation 2015–2018 years.