

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Поиск суперсимметрии с нарушенной R -чётностью на установке ATLAS

В.А. Бедняков, Е.В. Храмов

В течение 2009–2018 годов в ЦЕРНе проходили первый и второй этапы (RUN-I и RUN-II) работы Большого адронного коллайдера (Large Hadron Collider, LHC) при энергии сталкивающихся протонов $\sqrt{s} = 7-8$ и 13 ТэВ. Была успешно выполнена одна из самых главных задач создания коллайдера — открытие бозона Хиггса, недостающего и принципиально важного звена современной Стандартной модели физики элементарных частиц. Наряду с этим было получено много другой уникальной физической информации. Дается описание процедуры получения новых физических результатов по поиску суперсимметрии с нарушением R -чётности на установке ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS). Проведён их сравнительный анализ с результатами других, главным образом коллайдерных, экспериментов.

Ключевые слова: ATLAS, Большой адронный коллайдер, суперсимметрия, нарушение R -чётности

PACS numbers: 12.10. – g, 12.60.Jv, 29.20. – c

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.08.039034>

Содержание

1. Введение (1065).
 2. Детектор ATLAS (1069).
 3. Распады на пару разных лептонов (1070).
 4. Мультилептонные конечные состояния (1074).
 5. Мультиструйные распады пары глюино или скварков (1076).
 6. Мультиструйные события с двумя одинаково заряженными лептонами или тремя лептонами (1080).
 7. Нарушение R -чётности и скварки третьего поколения (1083).
 8. Заключение (1086).
- Список литературы (1087).

1. Введение

В течение последних десятилетий Стандартная модель (СМ) физики элементарных частиц прекрасно себя зарекомендовала, успешно описывая и предсказывая результаты экспериментальных исследований с поразительной точностью в широком спектре явлений и энергий. Безусловным триумфом этой модели стало долгожданное открытие бозона Хиггса в экспериментах ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [1] и CMS (Compact Muon Solenoid) [2] на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider, LHC).

Однако данная модель, являющаяся, безусловно, выдающимся достижением человеческого разума, имеет, к

сожалению, ряд существенных недостатков. Например, в СМ отсутствует объяснение для спектра масс и констант связи элементарных частиц [3, 4], в рамках СМ нет кандидата на роль частицы тёмной материи [5], в ней отсутствует квантовая теория гравитации и непонятна роль тёмной энергии (см., например, [6–8]).

По указанным причинам главной задачей сегодняшнего этапа развития физики элементарных частиц как основы современного мировоззрения является построение новой, более общей, модели (теории) физического мира, как минимум, лишённой отмеченных недостатков СМ. Помимо многочисленных попыток чисто теоретического построения кандидатов на роль такой теории (см., например, [9–15]), решающим источником информации для этой цели является так называемый поиск Новой физики на всех доступных современному исследователю энергетических масштабах, т.е. поиск новых физических явлений (частиц, взаимодействий и т.п.), совершенно не поддающихся описанию в рамках СМ.

Как известно, помимо успешно завершившегося обнаружения бозона Хиггса, именно поиск возможных проявлений Новой физики был второй главной целью создания как самого уникального Большого адронного коллайдера (БАК), так и четырёх не менее уникальных многоплановых детекторных комплексов: ATLAS, CMS, ALICE (A Large Ion Collider Experiment) и LHCb (Large Hadron Collider beauty experiment).

К сожалению, вторая задача оказалась не столь "простой", как первая. Несмотря на обширные исследовательские программы по поиску проявлений Новой физики в экспериментах на БАК, в том числе в эксперименте ATLAS, до сих пор никаких признаков Новой физики обнаружено не было. Последнее делает поиск Новой физики ещё более актуальным и интригующим, поскольку очевидно, что "она должна

В.А. Бедняков^(*), Е.В. Храмов^(†)
Объединённый институт ядерных исследований,
ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл.,
Российская Федерация
E-mail: ^(*) bedny@jinr.ru, ^(†) khramov@jinr.ru

Статья поступила 28 мая 2021 г., после доработки 26 июля 2021 г.

быть". Видимо, нужны новые идеи и новые методы поиска.

С другой стороны, будучи рано или поздно обнаруженной, Новая физика предстанет в виде более совершенной (чем нынешняя СМ) теоретической модели, в которой все новые явления найдут достойное место и объяснение.

Наиболее привлекательным с данной точки зрения, на наш взгляд, является расширение СМ на основе идеи суперсимметрии (Supersymmetry, SUSY) [16–21]. Эта идея позволяет (в принципе) описать все явления как "старой", так и Новой физики с помощью, вообще говоря, хотя и достаточно большого, но единого для всех явлений набора параметров, на основе которого вычисляются спектр масс всех частиц и все константы связи, получается эффект объединения последних, естественным образом возникает кандидат на роль частицы галактической тёмной материи и многое другое [22–27].

Суперсимметрия предполагает существование у всех фундаментальных частиц СМ суперсимметричных партнёров. Каждая частица СМ и её суперпартнёр имеют строго одинаковые все квантовые числа, кроме спина, который у суперсимметричных частиц различается на $\pm 1/2$, т.е. если частица СМ — бозон, то её суперпартнёром будет фермион, и наоборот. Поскольку очевидно, что число степеней свободы удваивается и это явно противоречит наблюдениям, имеется механизм так называемого мягкого нарушения SUSY, который приводит к заметному увеличению масс всех суперчастиц.

Наиболее привлекательной и разработанной в настоящее время является так называемая Минимально суперсимметрично расширенная Стандартная модель (Minimal Supersymmetric extension of the Standard Model, MSSM).

Хорошо известной особенностью СМ является наличие двух глобальных симметрий: U_{1B} и U_{1L} , соответствующих сохранению барионного, B , и лептонного, L , чисел. Эти симметрии являются следствием калибровочной симметрии СМ и минимального набора полей СМ.

В MSSM симметрии U_{1B} и U_{1L} оказываются нарушенными, следовательно, возможны процессы, нарушающие лептонное и барионное числа. В частности, последнее означает, что материя нестабильна из-за распада протона.

Стандартный способ справиться с данной проблемой — искусственно ввести дискретную симметрию, называемую R -чётностью [28]. Это мультипликативная симметрия, определяемая как

$$R = (-1)^{3B+L+2S}, \quad (1)$$

где S , B и L — соответственно спин, барионное и лептонное квантовые числа. Отсюда следует, что все частицы СМ обладают сохраняющимся мультипликативным квантовым числом $R = +1$, а все их суперпартнёры имеют $R = -1$.

Сохранение R -чётности предотвращает процессы с нарушением лептонного и барионного чисел, суперпартнёры могут рождаться только парами, а самая лёгкая SUSY-частица стабильна. Хотя R -чётность представляется привлекательной по ряду причин, требование её сохранения не имеет хорошо мотивированных теоретических оснований. Так, например, нарушение особым образом R -чётности может пролить свет на проблему

Таблица. Полный набор полей MSSM. В крайней правой колонке приведены квантовые числа полей по группе $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, т.е. мультипольность по сильной группе, третья компонента слабого изоспина T_3 и гиперзаряд $Y = 2(Q - T_3)$, где Q — электрический заряд

Суперполя	Бозоны, спин = 0, 1	Фермионы, спин = 1/2	Квантовые числа
$\hat{g}^{(a)}$	$g^{(a)}$ глюоны	$\tilde{g}^{(a)}$ глюино	(8, 1, 0)
$\hat{W}^{(k)}$	$W^{(k)}$ W-бозоны	$\tilde{W}^{(k)}$ вино	(1, 3, 0)
$\hat{B}$	B B-поле	$\tilde{B}$ бино	(1, 1, 0)
$\hat{L}$	$\tilde{L} = \begin{pmatrix} \tilde{\nu}_L \\ \tilde{e}_L^- \end{pmatrix}$	$L = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L^- \end{pmatrix}$	(1, 2, -1)
$\hat{E}^C$	$\tilde{E}^C = (\tilde{e}_R^-)^*$ слептоны	$E^C = (e_R^-)^C$ лептоны	(1, 1, 2)
$\hat{Q}$	$\tilde{Q} = \begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}$	$Q = \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}$	(3, 2, $\frac{1}{3}$)
$\hat{U}^C$	$\tilde{U}^C = (\tilde{u}_R)^*$	$U^C = (u_R)^C$	(3, 1, $-\frac{4}{3}$)
$\hat{D}^C$	$\tilde{D}^C = (\tilde{d}_R)^*$ скварки	$D^C = (d_R)^C$ кварки	(3, 1, $\frac{2}{3}$)
$\hat{H}_1$	$H_1 = \begin{pmatrix} H_1^0 \\ H_1^- \end{pmatrix}$	$\tilde{H}_1 = \begin{pmatrix} \tilde{H}_1^0 \\ \tilde{H}_1^- \end{pmatrix}$	(1, 2, -1)
$\hat{H}_2$	$H_2 = \begin{pmatrix} H_2^+ \\ H_2^0 \end{pmatrix}$ бозоны Хиггса	$\tilde{H}_2 = \begin{pmatrix} \tilde{H}_2^+ \\ \tilde{H}_2^0 \end{pmatrix}$ хиггсино	(1, 2, 1)

возникновения массы у нейтрино [29]. Например, в этих рамках нейтрино может приобрести суперсимметричную массу на древесном уровне смешиванием с гаджино и хиггсино на слабой шкале [30–34]. Данный механизм, в отличие от seesaw-механизма (механизма качелей), не затрагивает физику на больших шкалах энергии $M_{\text{int}} \sim \sim \mathcal{O}(10^{12} \text{ ГэВ})$ — он связывает массу нейтрино с электрослабым масштабом, что доступно для экспериментальных проверок.

В модели без сохранения R -чётности суперсимметричные частицы могут в одиночку распадаться на обычные частицы. Поэтому такие процессы можно изучать с помощью обычных детекторов частиц.

Итак, MSSM — это минимальное расширение СМ, включающее идею суперсимметрии. Модель основана на калибровочной группе $G_{\text{SM}} = SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ и минимальном составе фундаментальных полей, перечисленных в таблице.

Список суперполей в таблице включает в себя два дублета бозонов Хиггса, $\hat{H}_1$ и $\hat{H}_2$, со слабыми гиперзарядами $Y = -1, +1$ соответственно, вместо одного дублета бозонов Хиггса в СМ. Второе суперполе Хиггса, $\hat{H}_2$, необходимо для построения юкавского SUSY-взаимодействия $\hat{H}_2 \hat{Q} \hat{U}^C$, которое после нарушения электрослабой симметрии обеспечивает массы u-кваркам.

Общая калибровочно-инвариантная форма перенормируемого суперпотенциала имеет вид

$$W = W_R + W_L. \quad (2)$$

Сохраняющая R -чётность его часть имеет стандартную форму MSSM:

$$W = \varepsilon_{ab} \left[h_{ij}^E \hat{H}_i^a \hat{L}_j^b \hat{E}_j^C + h_{ij}^D \hat{H}_i^a \hat{Q}_j^b \hat{D}_j^C - h_{ij}^U \hat{H}_2^a \hat{Q}_j^b \hat{U}_j^C - \mu \hat{H}_1^a \hat{H}_2^b \right], \quad (3)$$

где $i, j = 1, 2, 3$ — индексы поколений, $a, b = 1, 2$ — индексы группы $SU(2)_L$. Полностью антисимметричный тензор ε определяется как $\varepsilon_{12} = -\varepsilon_{21} = 1$. "Шляпки" над символами обозначают суперполя.

Нарушающая R -чётность часть суперпотенциала (2) обычно записывается как [30, 35–37]

$$W_R = \varepsilon_{ab} \left[\frac{1}{2} \lambda_{ijk} \hat{L}_i^a \hat{L}_j^b \hat{E}_k^C + \lambda'_{ijk} \hat{L}_i^a \hat{Q}_j^b \hat{D}_k^C - \mu_j \hat{L}_j^a \hat{H}_2^b \right] + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} \hat{U}_i^C \hat{D}_j^C \hat{D}_k^C. \quad (4)$$

Константы связи λ (λ'') антисимметричны по первым (последним) двум индексам, как требуют того $SU(2)$ - и $SU(3)$ -инвариантность.

Как упоминалось, в силу наблюдаемого масс-спектра элементарных частиц суперсимметрия может иметь сколь-нибудь реалистичную феноменологию только тогда, когда она явно нарушена при низких энергиях, что проявляется в различии масс суперпартнёров.

SUSY можно нарушить так называемым мягким способом, сохранив важное ультрафиолетовое свойство SUSY, заключающееся в отсутствии квадратичных расходимостей. Напомним, что это свойство SUSY позволяет решить проблему иерархии, которая являлась одной из основных причин обращения к идее суперсимметрии.

Лагранжиан MSSM с мягким нарушением SUSY имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{soft}} = -V^{\text{soft}} - V_R^{\text{soft}} + \mathcal{L}_{\text{GM}}^{\text{soft}}, \quad (5)$$

где сохраняющее, V^{soft} , и нарушающее, V_R^{soft} , R -чётность слагаемые скалярного потенциала выражаются как

$$V^{\text{soft}} = (M_Q^2)_{ij} \tilde{Q}_i^{a*} \tilde{Q}_j^a + (M_U^2)_{ij} \tilde{u}_{Ri}^* \tilde{u}_{Rj} + (M_D^2)_{ij} \tilde{d}_{Ri}^* \tilde{d}_{Rj} + (M_L^2)_{ij} \tilde{L}_i^{a*} \tilde{L}_j^a + (M_E^2)_{ij} \tilde{e}_{Ri}^* \tilde{e}_{Rj} + m_{H_1}^2 H_1^{a*} H_1^a + m_{H_2}^2 H_2^{a*} H_2^a + \varepsilon_{ab} [A_{ij}^U h_{ij}^U \tilde{Q}_i^a \tilde{u}_{Rj}^* H_2^b + A_{ij}^D h_{ij}^D \tilde{Q}_i^a \tilde{d}_{Rj}^* H_1^b + A_{ij}^E h_{ij}^E \tilde{L}_i^a \tilde{e}_{Rj}^* H_1^b - B \mu H_1^a H_2^b + \text{h.c.}], \quad (6)$$

$$V_R^{\text{soft}} = \varepsilon_{ab} [A_{ijk} \tilde{L}_i^a \tilde{L}_j^b \tilde{e}_{Rk}^* + A'_{ijk} \tilde{L}_i^a \tilde{Q}_j^b \tilde{d}_{Rk}^* + \tilde{\mu}_{2j}^2 \tilde{L}_j^a H_2^b] + \tilde{\mu}_{1j}^2 \tilde{L}_j^a H_1^{a*} + A''_{ijk} \tilde{u}_{Ri}^* \tilde{d}_{Rj}^* \tilde{d}_{Rk}^* + \text{h.c.} \quad (7)$$

"Мягкое" массовое слагаемое для суперпартнёров калибровочных бозонов (гейджино) имеет вид

$$\mathcal{L}_{\text{GM}}^{\text{soft}} = -\frac{1}{2} [M_1 \tilde{B} \tilde{B} + M_2 \tilde{W}^k \tilde{W}^k + M_3 \tilde{g}^a \tilde{g}^a] - \text{h.c.} \quad (8)$$

Тильдами обозначены суперпартнёры полей СМ. Отметим, что для глюино $\tilde{g}$ "мягкая" масса M_3 совпадает в данном случае с его физической массой, обозначаемой в

дальнейшем как $m_{\tilde{g}} = M_3$. В то же время "мягкие" массы $M_{1,2}$ не являются физическими массами полей $\tilde{W}$ и $\tilde{B}$, поскольку в общем случае они смешаны друг с другом, а также с массами хиггсина и нейтрино. Собственные массовые состояния этих объектов определяются в дальнейшем диагонализацией соответствующих полных массовых состояний 7×7 -матрицы.

Характерной чертой суперсимметричных расширений СМ является наличие перенормируемых операторов, нарушающих законы сохранения лептонного, L , и барионного, B , чисел. Эти операторы, присутствующие в формулах (4) и (7), одновременно нарушают R -чётность. В СМ нарушающие L и B перенормируемые операторы запрещены калибровочной инвариантностью и составом полей. В суперсимметричных расширениях СМ это ограничение снимается из-за более широкого спектра физических полей (см. таблицу).

В целом, характеризуемая суперпотенциалом (2) и условием мягкого нарушения суперсимметрии (5) SUSY-модель, которая не сохраняет R -чётность, собственно и называется "MSSM с нарушенной R -чётностью". Она содержит 135 независимых нарушающих R -чётность параметров: 9 билинейных массовых параметров μ_j , $\tilde{\mu}_{1j}$, $\tilde{\mu}_{2j}$, 9 трилинейных параметров типа λ , 27 — типа λ' , 9 — λ'' -типа и 3×27 — типов A , A' , A'' .

Считается, что одновременное присутствие в выражениях (4) и (7) слагаемых, нарушающих лептонное и барионное числа (если, конечно, они по каким-либо причинам не гарантированно очень малы), приводит к слишком заметной вероятности распада протона. Поэтому обычно предполагается, что в любой феноменологически приемлемой SUSY-модели могут присутствовать только либо нарушающие лептонное число, либо нарушающие барионное число члены. Если с самого начала *a priori* считать, что R -чётность строго сохраняется, то очевидно, что все "неудобные" члены исчезают и соответствующая SUSY-модель известна как MSSM. Однако отметим, что в контексте настоящего обзора это не выглядит достаточно обоснованным.

Для полноты картины приведём несколько аргументов в пользу моделей с нарушенной R -чётностью, а также кратко обсудим другие варианты дискретных симметрий.

Как упоминалось, слагаемые, нарушающие закон сохранения лептонного и барионного чисел как в суперпотенциале W_R (4), так и в мягко нарушающем SUSY скалярном потенциале V_R (7), вполне способны вызывать неприемлемую экспериментально скорость распада протона (рис. 1). Это может происходить за счёт произведений констант связи, которые нарушают лептонную и барионную симметрии, например в виде $\lambda'' \lambda'$, $\lambda'' \lambda$ и $\lambda'' \mu_i$. На сегодняшний день нижний предел времени жизни протона $\tau > 10^{31} - 10^{33}$ лет [38], соответственно ширины распада протона для каналов, показанных на рис. 1, могут

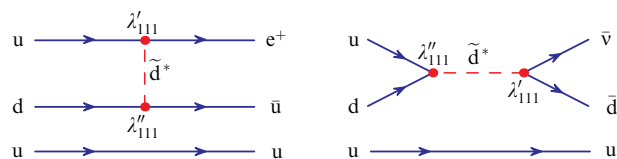


Рис. 1. (В цвете онлайн.) Пример распада протона за счёт нарушения R -чётности.

быть оценены с помощью выражений:

$$\begin{aligned} \Gamma(p \rightarrow e^+ \pi^0) &\approx \frac{|\lambda'_{11k}|^2 |\lambda''_{11k}|^2}{16\pi^2 m_{\tilde{d}_k}^4} M_{\text{proton}}^5, \\ \Gamma(p \rightarrow \bar{\nu} \pi^+) &\approx \frac{|\lambda'_{i1k}|^2 |\lambda''_{11k}|^2}{16\pi^2 m_{\tilde{d}_k}^4} M_{\text{proton}}^5, \\ \Gamma(p \rightarrow \nu \pi^+) &\approx \frac{|\lambda'_{i1k}|^2 |\lambda''_{11k}|^2}{16\pi^2 m_{\tilde{d}_k}^4} \left(\frac{m_{\tilde{d}_k}}{m_{\tilde{d}_k}} \right)^2 M_{\text{proton}}^5. \end{aligned}$$

Таким образом, например, если для канала распада протона $p \rightarrow e\pi$ нижний предел времени жизни $\tau > 10^{34}$ лет [38], то для распадов $p \rightarrow e^+ \pi^0 / \bar{\nu} \pi^+$ и $p \rightarrow \nu \pi^+$ получим следующие ограничения на произведения констант связи:

$$\begin{aligned} |\lambda'_{i1k} \lambda''_{11k}| &\lesssim 2 \times 10^{-28} \left(\frac{m_{\tilde{d}_k}}{M_W} \right)^2, \\ |\lambda'_{i1k} \lambda''_{11k}| &\lesssim 2 \times 10^{-26} \left(\frac{m_{\tilde{d}_k}}{M_W} \right)^3 \end{aligned}$$

соответственно.

Понятно, что для соблюдения экспериментальных ограничений на время жизни протона эти произведения констант связи должны быть очень малыми, в связи с чем более естественно предположить, что они вообще запрещены. Последнего можно добиться, потребовав наличия определённого вида симметрии. В 1987 г. Г.Р. Фаррар (G.R. Farrar) и П. Файе (P. Fayet) [28] предложили для этой цели дискретную Z_2 -симметрию, которая получила название R -чётности. Действие соответствующего оператора на суперпотенциал и на мягкий SUSY-нарушающий потенциал было определено следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{R}W &= W, & \hat{R}W_R &= -W_R, \\ \hat{R}V &= V, & \hat{R}V_R &= -V_R. \end{aligned} \quad (9)$$

Напомним, что квантовое число $R = (-1)^{3B+L+2S}$ из (1) для обычных частиц СМ равно $+1$, а для их суперпартнёров равно -1 . Будучи наложенной *ad hoc* на MSSM, эта симметрия запрещает все нарушающие R -чётность взаимодействия и автоматически гарантирует сохранение B - и L -чисел на уровне перенормируемых операторов.

Напомним, что различные дискретные симметрии не имеют под собой глубокого теоретического обоснования, кроме требования стабильности протона. Нельзя *a priori* сказать, какая из этих симметрий предпочтительна. Ответ на вопрос такого сорта, видимо, следует искать в рамках той или иной более фундаментальной теории. Такими примерами могут быть теории Великого объединения (Grand Unified Theories, GUT) [30, 39–41], модели с дополнительными пространственными размерностями [42] или теории струн [14, 43, 44]. В настоящее время нет какого-либо решающего аргумента в пользу той или иной SUSY-модели, сохраняющей или нарушающей R -чётность. Поэтому, ведя поиск SUSY, необходимо принимать во внимание обе упомянутые выше возможности, которые имеют совершенно разные феноменологические последствия.

Действительно, нарушение R -чётности приводит к снятию ограничений на возможность процессов с нару-

шением барионного и лептонного чисел. Открывается возможность образования суперсимметричных частиц по одной. При сохранении R -чётности суперсимметричные частицы могут рождаться и распадаться только парами. Легчайшая SUSY-частица (Lightest Supersymmetric Particle, LSP) стабильна, она не может распадаться на частицы СМ.

Помимо упомянутого протонного распада (см. рис. 1) становятся возможными другие экзотические процессы, такие, например, как распад $\tau^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e$. Нейтрино имеют возможность приобретения майорановских масс посредством смешивания с гаджино и хиггсино, а также за счёт петлевых диаграмм.

Нейтралино уже не обязательно представляет собой LSP — в роли LSP уже могут выступать другие суперчастицы:

$$\text{LSP} \in \{\chi_1^0, \chi_1^\pm, \tilde{g}, \tilde{q}, \tilde{\ell}, \tilde{\nu}\},$$

что потенциально сопровождается вполне специфичной феноменологией. Нестабильная LSP может распадаться как в детекторе, так и вне его, например, путём $\chi \rightarrow \mu u \bar{d}$ или "невидимым образом" на три нейтрино: $\chi \rightarrow \nu \nu \bar{\nu}$. Поскольку легчайшая SUSY-частица LSP нестабильна, она уже не так предпочтительна на роль галактической частицы тёмной материи, возможность и необходимость регистрации которой как в астрофизических, так и в ускорительных и подземных экспериментах рассмотрена в [45, 46]. Однако стоит отметить, что при достаточно большом времени жизни нестабильной LSP она всё ещё может служить кандидатом на роль частицы тёмной материи, если

$$\tau_\chi^0 \gg t_0, \quad (10)$$

где τ_χ^0 — время жизни LSP, t_0 — возраст Вселенной. Однако в рамках эксперимента на ускорителе сигнатура событий будет аналогична сигнатуре стабильной LSP. Теперь LSP может распадаться только на частицы СМ.

Ненулевые значения констант связи λ из формулы (4) приводят, например, к распаду $\tilde{t}$ -скварка на q -кварк и мюон при $\lambda'_{23k} \neq 0$ (здесь индекс 2 отвечает мюону, индекс 3 — $\tilde{t}$ -скварку, а индекс $k = 1, 2, 3$ означает, что q -кварк может быть из любого поколения) или последовательному распаду нейтралино — сначала на электрон (мюон) и сэлектрон (смюон) с R -сохранением, а потом уже сэлектрон (смюон) распадается на нейтрино и электрон (мюон) за счёт нарушающей R -чётность константы связи $\lambda_{121} \neq 0$, как показано на рис. 2.

Одним из ключевых следствий сохранения R -чётности (R -parity conservation, RPC) в процессах рождения SUSY-частиц при высоких энергиях является возможность наблюдения большого потерянного импульса (E_T^{miss}) из-за нераспадающихся и нерегистрируемых LSP. Однако до настоящего времени в экспериментах на БАК ни в одном канале с ожидаемой RPC-сигнатурой не было обнаружено хотя бы сколько-нибудь значимого указания на то, что суперсимметрия существует. По сути, все наблюдаемые события с достаточно большим значением E_T^{miss} были удовлетворительно описаны в рамках СМ. Это придаёт дополнительный интерес сигнатурам с RPV и без E_T^{miss} , в частности.

В настоящем обзоре рассказывается о развитии методов анализа экспериментальных данных по поиску

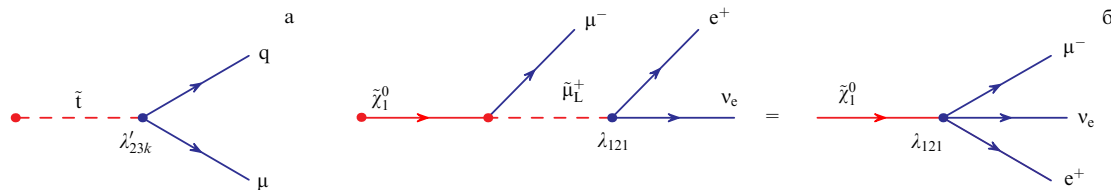


Рис. 2. (В цвете онлайн.) Диаграммы Фейнмана для распада с нарушением чётности (R -parity violation, RPV) $\tilde{t}$ -скавка на кварк и мюон при $\lambda'_{23k} \neq 0$ (а) и трёхлептонного распада $\tilde{\tau}_1^0$ при $\lambda_{121} \neq 0$ (б).

суперсимметрии в сценариях с нарушением R -чётности в различных возможных процессах рождения и распада суперсимметричных частиц на установке ATLAS. Помимо того, проводится сравнение с результатами, полученными на установке CMS и рассчитанными на основе других экспериментальных данных.

В обзоре намеренно опущено описание методов оценки систематических погрешностей и методов восстановления физических объектов (адронные струи, электроны, мюоны и т.д.), а упор сделан на методы отбора событий и оценки вкладов от фоновых процессов.

Ранее аналогичные поиски проводились также в экспериментах на ускорителе Тэватрон в Национальной ускорительной лаборатории им. Энрико Ферми (США) [47–57].

Теоретический анализ перспектив поиска и изучения суперсимметрии с нарушенной R -чётностью на LHC можно найти, например, в работах [58–61].

Отметим, заключая введение, что как обсуждаемые здесь, так и многочисленные другие важные результаты были обеспечены стабильной работой многофункционального детектора ATLAS, в создании и эксплуатации которого на сегодняшний момент принимают участие институты из 40 стран мира.

2. Детектор ATLAS

Большой адронный коллайдер является протон-протонным коллайдером с максимальной энергией в системе центра масс 14 ТэВ и проектной светимостью $10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, которая уже была превышена в 1,5 раза в 2016 г., а в 2018 г. достигла $2 \times 10^{34} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ [62]. При проектной светимости ожидается, что пучки будут пересекаться каждые 25 нс и в каждом таком пересечении будет происходить в среднем 23 взаимодействия (среднее число взаимодействий за одно пересечение достигло 60 в 2018 г.). Ускоритель длиной 27 км расположен под землёй на глубине 50–175 м в тоннеле диаметром 3,8 м. Впервые полный оборот пучка на БАК был сделан 10 сентября 2008 г. при энергии пучка 450 ГэВ.

В LHC заложен огромный потенциал по поиску Новой физики и проведению прецизионных измерений уже известных параметров СМ. БАК также называют "фабрикой" топ-кварков, поскольку даже при низкой светимости ускорителя ($10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$) ожидается порядка 8 млн топ-анти топ-кварковых пар. Беспрецедентно высокая энергия соударения протонных пучков позволяет проводить исследования в области энергий вплоть до нескольких ТэВ. Предполагается, что данные, полученные на четырёх экспериментальных установках БАК: ATLAS, CMS, ALICE и LHCb — позволят дать ответ на множество вопросов, стоящих сейчас перед современной физикой.

Эксперименты ATLAS и CMS во многом имеют схожие программы физических исследований. Некоторые из них заключаются в подтверждении или улучшении измерений СМ, но одной из самых важных задач, которые будут исследоваться в эксперименте ATLAS, является объяснение механизма нарушения электрослабой симметрии. Одним из таких механизмов является механизм Хиггса, предполагающий существование бозона Хиггса. Кроме того, существуют и другие модели нарушения электрослабой симметрии, такие как, например, техницветная модель. Также на ATLAS существуют большие программы по изучению физики топ-кварка, суперсимметрии, В-физики, физики тяжёлых ионов и экзотической физики.

Установка ATLAS [63] на БАК является многоцелевым детектором элементарных частиц цилиндрической формы с покрытием точки взаимодействия, достигающим 4π по телесному углу¹ (рис. 3). Она состоит из внутреннего детектора (Inner Detector, ID), окружённого сверхпроводящим соленоидом, электромагнитного и адронного калориметров и мюонного спектрометра, встроенного в систему из трёх тороидальных магнитов.

Внутренний детектор, помещённый в магнитное поле 2 Тл, предназначен для определения треков заряженных частиц в интервале $|\eta| < 2,5$. Кремниевый детектор, имеющий высокую степень гранулированности, закрывал область восстановления вершин и обычно в нём регистрировалось четыре сигнала от трека частицы, первый сигнал, как правило, был в так называемом B -слое [64–66], расположенном сразу за каналом пучка на радиусе 33 мм от линии столкновения протонов. Ещё три concentric слои пиксельного детектора расположены на радиусах 50,5 мм, 88,5 мм и 122,5 мм перед первым активным слоем полупроводникового трекового детектора, находящимся на радиусе $r = 299$ мм. Созданный на основе кремниевых микрополосок полупроводниковый детектор в среднем регистрирует восемь сигналов на трек. Слои кремниевого детектора дополнялись состоящей из дрейфовых камер в форме тонких длинных трубок трековой системой переходного излучения, которая увеличивает область покрытия по псевдобыстроте для восстановления треков до $|\eta| < 2,0$.

В центральной по псевдобыстроте области измерение энергии частиц производится с помощью высокограну-

¹ В эксперименте ATLAS используется правосторонняя система координат с началом в номинальной точке взаимодействия в центре детектора и осью z , направленной вдоль оси пучка. Ось x направлена от точки взаимодействия к центру кольца БАК, ось y направлена вертикально вверх. Цилиндрические координаты (r, ϕ) используются в поперечной плоскости, т.е. азимутальный угол ϕ находится в плоскости, перпендикулярной оси z . Псевдобыстрота определена через полярный угол θ как $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$. Угловое расстояние измеряется в единицах $R = [(\Delta\eta)^2 + (\Delta\phi)^2]^{1/2}$.

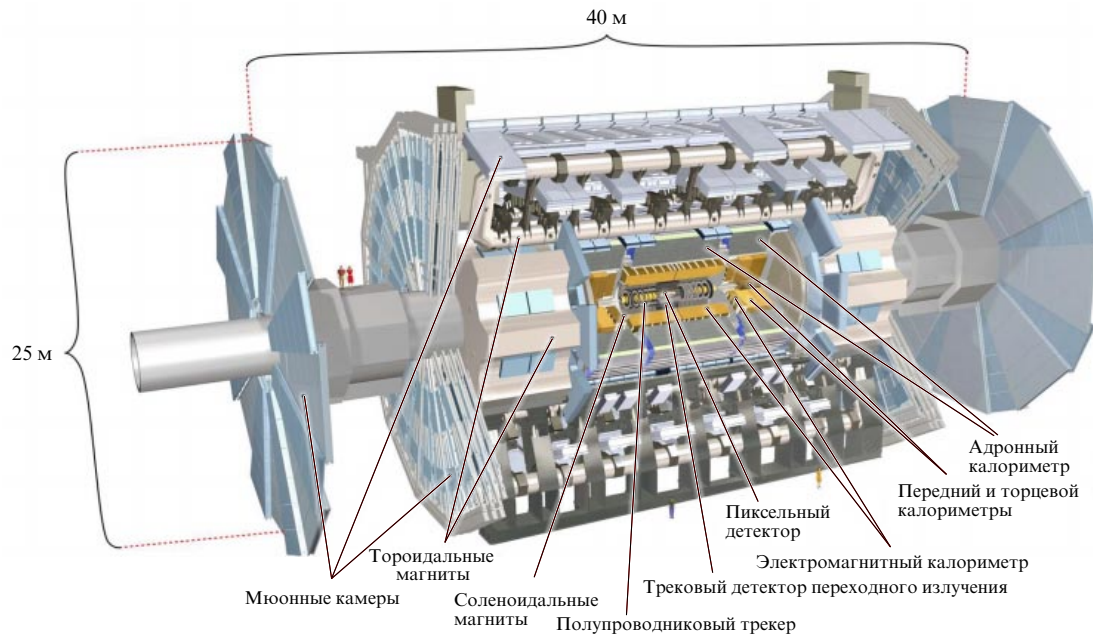


Рис. 3. (В цвете онлайн.) Установка ATLAS.

лированного жидкоаргонового электромагнитного калориметра со свинцовым поглотителем и сцинтилляционного адронного калориметра со стальным поглотителем ($|\eta| < 1,475$ и $|\eta| < 1,7$ соответственно). Для области псевдобыстрот вплоть до $|\eta| < 4,9$ используются жидкоаргоновые электромагнитный и адронный калориметры.

Мюонный спектрометр, окружающий систему калориметров, встроен в три больших сверхпроводящих тороидальных магнита, по восемь катушек в каждом. Магнитное поле тороидальных магнитов варьируется от 2 до 6 Тл на метр практически во всём объёме детектора. Мюонный спектрометр состоит из системы прецизионных трековых камер и быстрой триггерной системы. Три слоя камер из дрейфовых трубок обеспечивают высокоточное измерение кривизны мюонного трека в области $|\eta| < 2$, а два слоя камер из дрейфовых трубок и один слой катодно-стриповых камер обеспечивают измерение в области $|\eta| < 2,7$. Плоские резистивные камеры служат для триггера мюонов в области $|\eta| < 1,05$, в области $|\eta| < 2,4$ для этих целей используются тонкозазорные газовые камеры.

Интересующие события отбираются для записи с помощью системы триггера первого уровня на основе электроники, затем происходит отбор событий с помощью алгоритмов триггера высокого уровня с использованием программного обеспечения [67]. Триггер первого уровня принимает решения с частотой, аналогичной частоте пересечения сгустков протонов, 40 МГц и позволяет сохранять отобранные события с частотой 100 кГц, которые в дальнейшем записываются после отбора триггеров высокого уровня с частотой 1 кГц.

3. Распады на пару разных лептонов

Модель суперсимметрии с нарушением лептонного числа в процессах прямого рождения одиночного снейтино с последующим распадом на электрон-мюонную

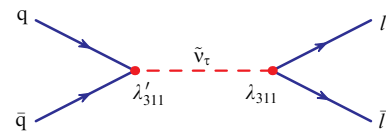


Рис. 4. (В цвете онлайн.) Диаграмма RPV-рождения тау-слептона и его RPV-распада на пару заряженных лептонов с разными лептонными числами.

пару ($pp \rightarrow \tilde{\nu} \rightarrow e^{\pm}\mu^{\mp}$) (рис. 4) впервые на БАК была рассмотрена коллаборацией ATLAS.

Проводился поиск $e^{\pm}\mu^{\mp}$ -пары в конечном состоянии при энергии столкновения протонов $\sqrt{s} = 7$ ТэВ с использованием данных, соответствующих интегральной светимости 35 pb^{-1} [68]. Полученные результаты вскоре были существенно улучшены с использованием данных, соответствующих интегральной светимости 1 fb^{-1} [69]. Значительное увеличение количества данных позволило более строго провести отбор событий, увеличив нижний предел для поперечного импульса лептонов $p_T = (p_x^2 + p_y^2)^{1/2}$ с 20 до 25 ГэВ, а также увеличив радиус изолированности лептона с $\Delta R = 0,2$ до 0,4 (т.е. размер конуса, в котором полная энергия не должна превышать порогового значения).

В качестве фона рассматривались СМ-процессы рождения пар векторных бозонов (WW , WZ и ZZ), $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t}$ -пар и одиночное рождение t -кварка, которые сопровождалось наличием $e^{\pm}\mu^{\mp}$ -пар в конечном состоянии. Помимо того, фоном считались процессы образования $W/Z + \gamma$, $W/Z + \text{струи}$ и мультиструйные процессы, когда фотон либо одна или две адронные струи ошибочно восстанавливались как лептон. Все фоновые процессы моделировались с помощью генераторов событий методом Монте-Карло, восстанавливались программой на основе GEANT4 [72] и нормировались на соответствующую интегральную светимость.

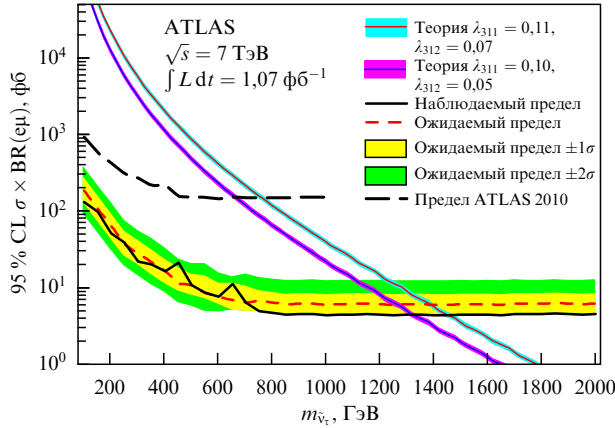


Рис. 5. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые верхние пределы сечения рождения тау-слептона с его распадом на $e^+\mu^-$ -пару, $\sigma(pp \rightarrow \tilde{\tau}) \times \text{BR}(\tilde{\tau} \rightarrow e\mu)$, на уровне достоверности 95 % как функция массы тау-слептона, $m_{\tilde{\tau}}$, при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$. Ожидаемые пределы показаны с учётом суммарной погрешности в пределах ± 1 и ± 2 стандартных отклонений. Также приведены ранее опубликованные результаты [68] и теоретические сечения процесса [70, 71], рассчитанные в NLO (Next Level Order) [69].

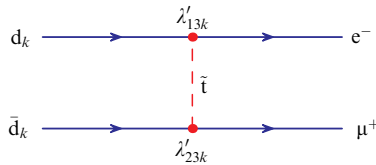


Рис. 6. (В цвете онлайн.) Диаграмма Фейнмана для RPV-процесса рождения $e^+\mu^\mp$ через t -канальный обмен $\tilde{t}$ -скавка в $q\bar{q}$ -взаимодействии с ненулевыми константами λ'_{13k} и λ'_{23k} [73].

Как видно на рис. 5, наблюдаемые верхние пределы сечения рождения тау-слептона с его распадом на $e^+\mu^\mp$ -пару были улучшены почти на порядок величины, а предел для рассмотренных теоретических моделей был улучшен почти в два раза.

Также при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ и интегральной светимости $2,1 \text{ фб}^{-1}$ коллаборацией ATLAS была опробована модель LFV (Lepton Flavour Violating) рождения $e^+\mu^\mp$ через t -канальный обмен $\tilde{t}$ -скавка в $q\bar{q}$ -взаимодействии, как показано на рис. 6. Здесь, так же как и на рис. 4, присутствуют две вершины с нарушением R -чётности.

Вклад от фоновых процессов с ошибочным восстановлением одной или двух адронных струй либо неизолированного лептона как изолированного лептона (W/Z + струи и мультиструйные процессы), в отличие от соответствующего вклада в анализе, проведённом ранее [68, 69], определялся матричным методом с помощью данных [73]. Сутью данного метода является "перевзвешивание" событий с менее строгими критериями восстановления изолированности лептона на значение вероятности того, что в событии лептон произошёл от фонового процесса. Значения весов получаются при решении уравнения с матрицей 4×4 , состоящей из вероятностей для сигнального или фонового лептона, прошедшего мягкие критерии отбора, также пройти и стандартные критерии отбора в зависимости от его p_T .

В результате был установлен предел сечения процесса $pp \rightarrow e\mu X$ в зависимости от массы $\tilde{t}$ -скавка. Как видно на рис. 7а, для $m_{\tilde{t}} = 95 \text{ ГэВ}$ верхний предел сечения процесса составил 170 фб , а для $m_{\tilde{t}} = 1000 \text{ ГэВ}$ — 30 фб .

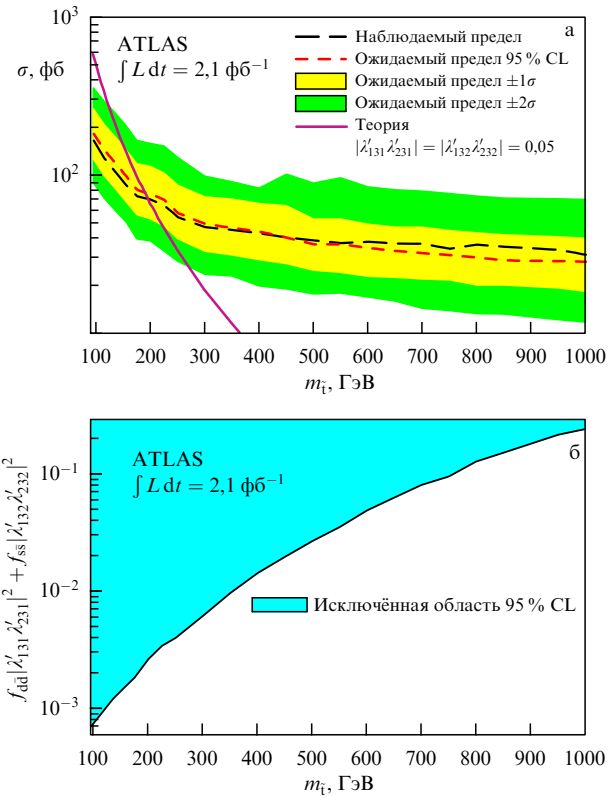


Рис. 7. (В цвете онлайн.) (а) Наблюдаемые верхние пределы сечения процесса $pp \rightarrow e\mu X$ через t -канальный обмен $\tilde{t}$ -скавка как функция $m_{\tilde{t}}$ на уровне достоверности 95 %. Ожидаемые пределы показаны с учётом суммарной погрешности в пределах ± 1 и ± 2 стандартных отклонений. (б) Исколюченная (на уровне достоверности 95 %, выше кривой) область значений комбинации квадратов R -нарушающих констант связи $f_{dd}|\lambda'_{131}\lambda'_{231}|^2 + f_{ss}|\lambda'_{132}\lambda'_{232}|^2$ как функция $m_{\tilde{t}}$ [73].

Кроме того, эти данные удалось пересчитать в виде комбинации соответствующих квадратов нарушающих R -чётность констант связи, взвешенных с протонными структурными факторами,

$$f_{dd}|\lambda'_{131}\lambda'_{231}|^2 + f_{ss}|\lambda'_{132}\lambda'_{232}|^2.$$

Как показано на рис. 7б, удалось исключить почти диагональную область для этой комбинации в интервале $6 \times 10^{-4} - 0,3$ для $100 < m_{\tilde{t}} < 1000 \text{ ГэВ}$ на уровне достоверности 95 %.

"Конкурирующим" источником неускорительных ограничений на аналогичные константы нарушения R -чётности является, например, измеренный недавно новый предел для процесса $\mu \rightarrow e\gamma$. Так, для $\text{BR}(\mu \rightarrow e\gamma) < 4,2 \times 10^{-13}$ [38] можно получить следующие верхние пределы при массе сфермиона $m_{\tilde{t}} = 100 \text{ ГэВ}$ ($m_{\tilde{t}} = 1 \text{ ТэВ}$) [74, 75]:

$$|\lambda_{1k1}\lambda_{1k2}| = |\lambda_{231}\lambda_{232}| < 1,0 \times 10^{-5} (< 1,0 \times 10^{-3}),$$

$$|\lambda_{23k}\lambda_{13k}| < 2,0 \times 10^{-5} (< 2,0 \times 10^{-3}),$$

$$|\lambda'_{21k}\lambda_{11k}| = |\lambda'_{22k}\lambda_{12k}| < 2,7 \times 10^{-5} (2,7 \times 10^{-3}),$$

$$|\lambda'_{23k}\lambda_{13k}| < 5 \times 10^{-4} (< 3,5 \times 10^{-3}).$$

На первый взгляд из данного примера создаётся впечатление, что эти неускорительные ограничения в целом

более жёсткие, чем приведённые выше коллайдерные ограничения. Однако, забегая вперёд, отметим, что такое прямое сравнение неколлайдерных и коллайдерных ограничений (на произведения констант нарушения R -чётности) крайне затруднительно и мало информативно ввиду существенного различия как в сделанных при анализе данных предположениях, так и в "систематике", целях и постановке ускорительных и неускорительных экспериментов [60].

Естественным развитием данного поиска RPV-SUSY стало добавление к рассмотренному выше $e^\pm\mu^\mp$ -каналу распада тау-слептона оставшихся двух возможных лептонных каналов:

$$pp \rightarrow \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^\pm\mu^\mp \text{ и } \tilde{\nu}_\tau \rightarrow e^\pm\tau^\mp \text{ и } \tilde{\nu}_\tau \rightarrow \mu^\pm\tau^\mp.$$

При этом идентификация тау-лептона в конечном состоянии проводилась только по адронным каналам его распада, относительная вероятность которых $BR(\tau \rightarrow \text{адроны}) > 50\%$.

Поскольку в распаде τ -лептона, согласно СМ, присутствует только связанное с ним ν_τ -нейтрино, весь потерянный в событии поперечный импульс, равный (с обратным знаком) векторной сумме поперечных импульсов всех восстановленных объектов (электронов, мюонов, таонов, фотонов и адронных струй), приписывался этому ν_τ -нейтрино и поперечный импульс восстановленного τ -лептона векторно корректировался на E_T^{miss} .

По аналогии с поперечным импульсом при отборе электрона и мюона, поперечный импульс τ -лептона должен был превышать 25 ГэВ. Кроме того, вклад от процесса образования W + струя и мультиструйных процессов определялся с помощью данных. Процесс W + струи, смоделированный методом Монте-Карло, нормировался на данные в кинематической области с дополнительным критерием $E_T^{\text{miss}} > 30$ ГэВ, в которой данный процесс становится основным. А вклад мультиструйных процессов определяется в области с отбором двух лептонов с одинаковым электрическим зарядом с тем допущением, что вероятность восстановить адронную струю как заряженный лептон не зависит от знака этого заряда. С таким отбором событий были обработаны данные при $\sqrt{s} = 7$ и 8 ТэВ и значения интегральной светимости 4,6 и 20,3 fb^{-1} соответственно [76, 77].

Значительное увеличение статистики данных позволило улучшить наблюдаемые верхние пределы сечения рождения тау-слептона в канале распада на $e^\pm\mu^\mp$ (рис. 8а) на порядок величины, в то же время измеренные верхние пределы для каналов с тау-лептонами (рис. 8б, в) немного хуже, чем для $e^\pm\mu^\mp$, из-за более низкой эффективности восстановления тау-лептона.

Кроме того, были установлены пределы константы взаимодействия λ'_{311} в зависимости от массы тау-снейтрино для различных предположений о значении константы взаимодействия λ_{ijk} для $e\mu$, $e\tau$ и $\mu\tau$ на уровне достоверности 95 % (рис. 9а, б, в соответственно).

Стоит отметить версию данного анализа, проведённую при энергии $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и набранных в 2015 г. данных, соответствующих интегральной светимости 3,2 fb^{-1} [78]. Для СМ-процессов сечение при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ более чем в два раза выше, чем при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ, а отношение сечений SUSY-процессов при таком возрастании энергии больше пяти.

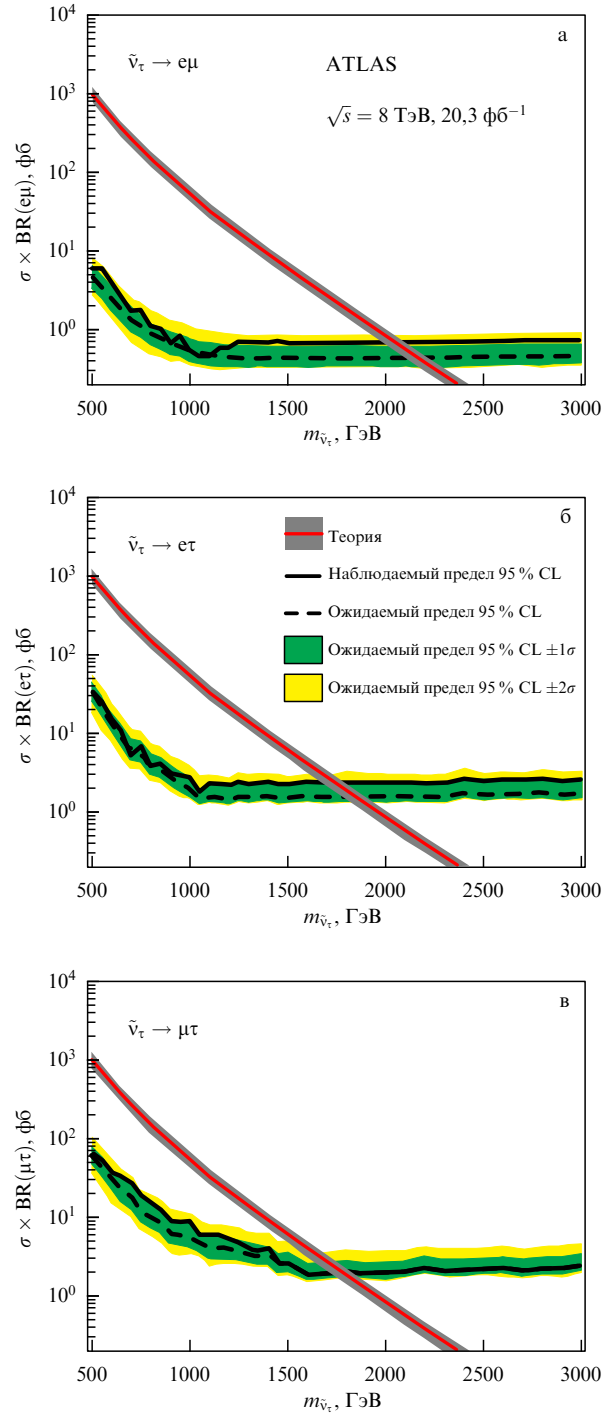


Рис. 8. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые верхние пределы сечения рождения тау-слептона в канале распада на пары $e^\pm\mu^\mp$ (а), $e^\pm\tau^\mp$ (б) и $\mu^\pm\tau^\mp$ (в), $\sigma(pp \rightarrow \tilde{\nu}_\tau) \times BR(\tilde{\nu}_\tau \rightarrow e\mu/e\tau/\mu\tau)$ на уровне достоверности 95 % как функция массы тау-слептона $m_{\tilde{\nu}_\tau}$ при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Ожидаемые пределы показаны с учётом суммарной погрешности в пределах ± 1 и ± 2 стандартных отклонений. Также приведены теоретические сечения процесса [70, 71] с суммарными погрешностями [76].

Кроме того, увеличение статистики данных и кинематика событий позволили повысить нижние пределы поперечных импульсов до 65 ГэВ для электронов и мюонов и до 40 ГэВ для таонов, что, естественно, привело к заметному увеличению чувствительности анализа.

Как видно из рис. 10, измеренные верхние пределы сечения рождения тау-слептона с последующим распадом на $e^\pm\mu^\mp$, $e^\pm\tau^\mp$ и $\mu^\pm\tau^\mp$ -пары на три порядка величины

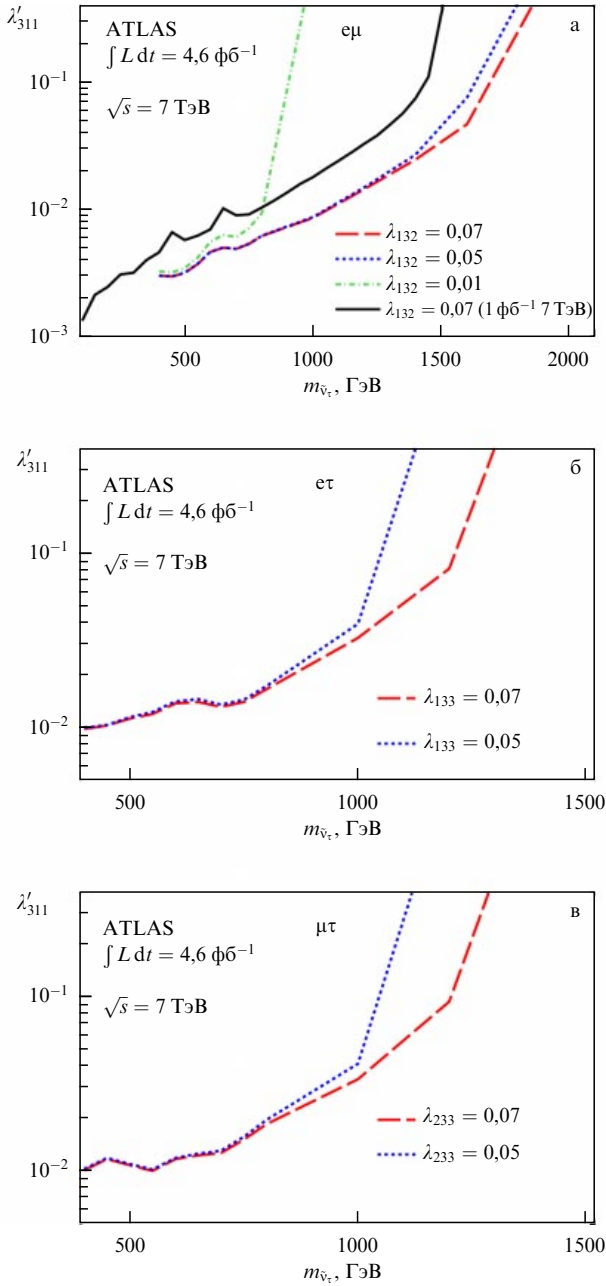


Рис. 9. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые верхние пределы константы взаимодействия λ'_{311} в зависимости от массы тау-снеutrino для различных предположений о значении константы взаимодействия λ_{13k} для $e\mu$ (а), $e\tau$ (б) и $\mu\tau$ (в) на уровне достоверности 95 % [77]. Показаны также пределы, полученные в предыдущем анализе при интегральной светимости 1 fb^{-1} и $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ [69] для $e\mu$ -канала.

выше по сравнению с предыдущими верхними пределами, полученными с данными при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ [76].

Несколько необычным по сравнению с описанным выше выглядит анализ, в котором коллаборацией ATLAS рассматривалась гипотеза о долгоживущем нейтралино $\tilde{\chi}_1^0$ со временем жизни, соответствующим величине $c\tau = 10 - 1000 \text{ мм}$, но всё же распадающемуся на пару лептонов и нейтрино. Предполагалось, что такое нейтралино образуется в процессах рождения скварк-антискварковой пары в pp -столкновении при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$ и соответствующей интегральной светимости 32.8 fb^{-1} [79]. Иными словами, считалось, что сначала происходит

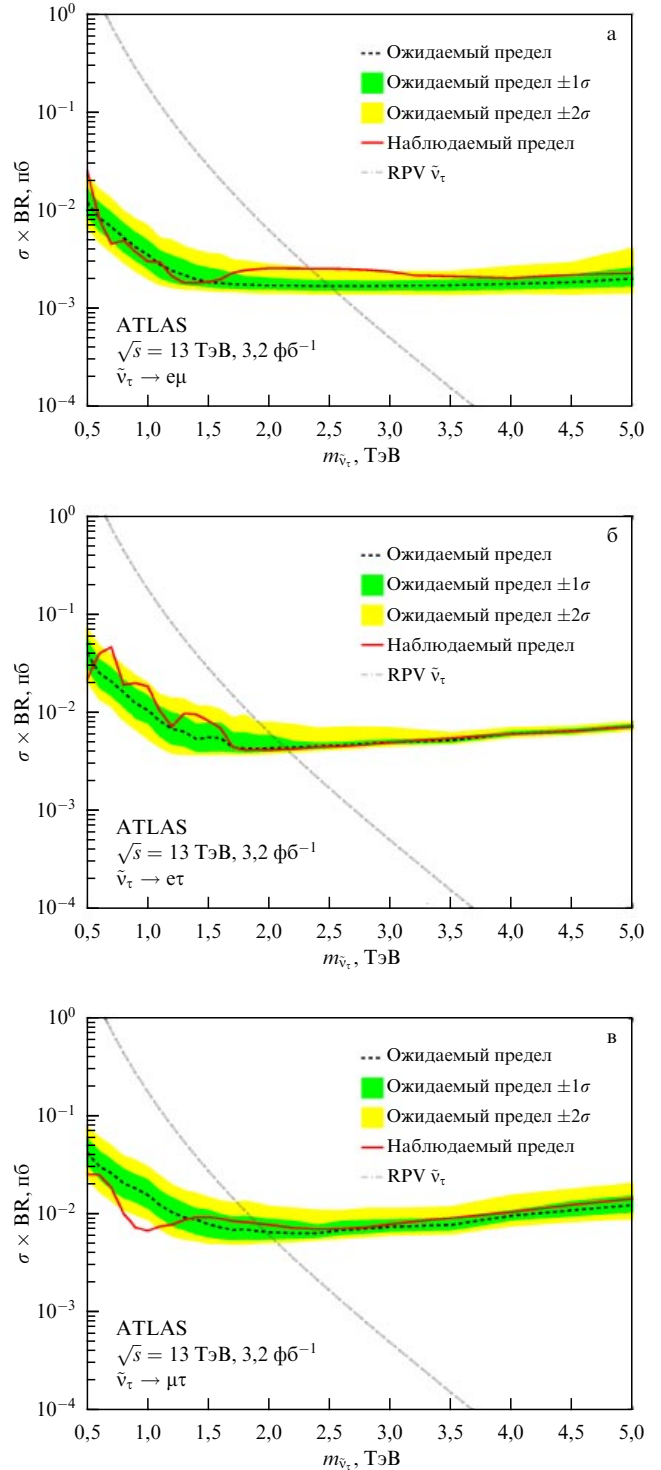


Рис. 10. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые верхние пределы сечения рождения тау-слептона в канале распада на пары $e^\pm\mu^\pm$ (а), $e^\pm\tau^\pm$ (б) и $\mu^\pm\tau^\pm$ (в), $\sigma(pp \rightarrow \tilde{\nu}_\tau) \times \text{BR}(\tilde{\nu}_\tau \rightarrow e\mu/e\tau/\mu\tau)$ на уровне достоверности 95 % как функция массы тау-слептона $m_{\tilde{\nu}_\tau}$ при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$. Ожидаемые пределы показаны с учётом суммарной погрешности в пределах ± 1 и ± 2 стандартных отклонений. Также приведены теоретические сечения процесса [70, 71] с суммарными погрешностями [78].

R -сохраняющий процесс генерации нейтралино, а потом следует R -нарушающий процесс его распада:

$$pp \rightarrow \tilde{q} + \tilde{q}, \quad \text{затем} \quad \tilde{q} \rightarrow q + \tilde{\chi}_1^0 \quad \text{и, наконец,} \\ \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e^\pm e^\mp \nu \quad \text{или} \quad \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow e^\pm \mu^\mp \nu \quad \text{и} \quad \tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \mu^\pm \mu^\mp \nu.$$

Каналы распада обоих скварков идентичны, а каналы распада нейтралино поделены в равной доле для каждого нейтралино, т.е. по 33 % на канал.

Искомые события восстанавливались по вторичной вершине, которая должна была отстоять от первичной вершины пр-взаимодействия как минимум на 2 мм в плоскости, перпендикулярной оси пучка, но не далее, чем на 3 м. Также инвариантная масса всех треков

$$m_{\text{vtx}}^2 = \left[\sum_i^{\text{track}} E_i \right]^2 - \left[\sum_i^{\text{track}} \mathbf{p}_i \right]^2,$$

ассоциированных с этой вершиной, должна быть больше 12 ГэВ. При таком отборе событий основным фоном будут события от космических мюонов, когда одна из частей трека неправильно восстановилась или имели место случайные совпадения с событиями с двумя нескоррелированными лептонами. Анализ показал, что в большинстве случаев такие пары мюонов направлены противоположно друг к другу, поэтому дополнительный критерий

$$\Delta R_{\cos} = \sqrt{(|\phi| - \pi)^2 + (\eta_1 + \eta_2)^2} < 0,01$$

позволяет эффективно отделить эти события в сигнальной области. Кроме того, данная переменная использовалась для определения нормировки фона в области $0,0015 < \Delta R_{\cos} < 0,004$ и экстраполяции нормировочного коэффициента в область $\Delta R_{\cos} > 0,01$. В результате для массы скварка 700 ГэВ и масс нейтралино 50–500 ГэВ были исключены времена жизни, соответствующие $c\tau = 1–600$ мм. Аналогично для массы скварка 1,6 ТэВ и массы нейтралино 1,3 ТэВ были исключены значения $c\tau = 3–100$ мм [79].

Наилучшие нижние пределы массы тау-снейтрино в аналогичном канале распада на $e^+\mu^+$ -пару, установленные в эксперименте CMS, получены в анализе набранных при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ данных, соответствующих интегральной светимости $19,7 \text{ фб}^{-1}$ [80]. Для различных предположений о значениях констант взаимодействия: $\lambda_{132} = \lambda_{231} = \lambda'_{311} = 0,01$ и $\lambda_{132} = \lambda_{231} = 0,07$ и $\lambda'_{311} = 0,11$ — нижние пределы массы тау-снейтрино составили 1280 и 2300 ГэВ соответственно.

Заклячая данный раздел, отметим, что с помощью других экспериментальных данных также можно установить ограничения на константы R -нарушения λ , которые определяют вероятности каналов распада на пару различных лептонов при энергиях БАК. Например, верхние

пределы констант связи λ_{132} и λ_{233} можно вычислить из ограничений на $e-\mu-\tau$ -универсальность констант связи кварков и лептонов с W -бозоном и отношений ширины распадов тау-лептона $\Gamma(\tau \rightarrow e\nu)/\Gamma(\tau \rightarrow \mu\nu)$ [81, 82] или из ограничения на массу электронного нейтрино, например, на константу связи λ_{133} [30, 83–91]:

$$|\lambda_{131/132/23k}| < 0,03 \left(\frac{m_{\tilde{e}_{Rk}}}{M_W} \right),$$

$$|\lambda_{133}| < 7,5 \times 10^{-4} \left(\frac{M_{\text{SUSY}}}{M_W} \right)^{1/2}$$

соответственно, где M_{SUSY} — масштаб нарушения Суперсимметрии. Так, для массы тау-снейтрино 1,3 ТэВ (2,3 ТэВ) получается $\lambda_{131/132/23k} < 0,49$ ($< 0,86$) и $\lambda_{133} < 3,0 \times 10^{-3}$ ($< 4,0 \times 10^{-3}$).

4. Мультилептонные конечные состояния

Регистрация событий пр-взаимодействия с большой множественностью лептонов (в данном случае не менее четырёх) (рис. 11), как правило, подразумевает не только длинную цепочку последовательных распадов достаточно тяжёлой первоначально рождённой частицы, но и необходимость того, чтобы энергия всех продуктов распада в конечном состоянии превышала некоторый триггерный порог регистрации детектора.

Первый поиск мультилептонной сигнатуры такого сорта был выполнен при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ на данных установки ATLAS, соответствующих интегральной светимости $4,7 \text{ фб}^{-1}$ [93]. Это было одно из первых исследований, где применялась концепция "упрощённой SUSY-модели". Иными словами, был использован так называемый модельно-независимый подход, при котором генерировалась только необходимая SUSY-частица с фиксированной цепочкой её распада, т.е. из всего спектра SUSY-частиц задавались массы только для 2–4 частиц, что позволило существенно упростить получение пределов для различных спектров масс SUSY-частиц [94]. Другим, более распространённым сценарием, рассмотренным в работе [93], была Минимальная супергравитационная суперсимметричная модель MSUGRA/CMSSM (Minimal SuperGRAvity Standard Model/Constrained Minimal Supersymmetric Standard Model) с ограниченным набором её параметров: $m_0 = A_0 = 0$ и $\mu > 0$ [95].

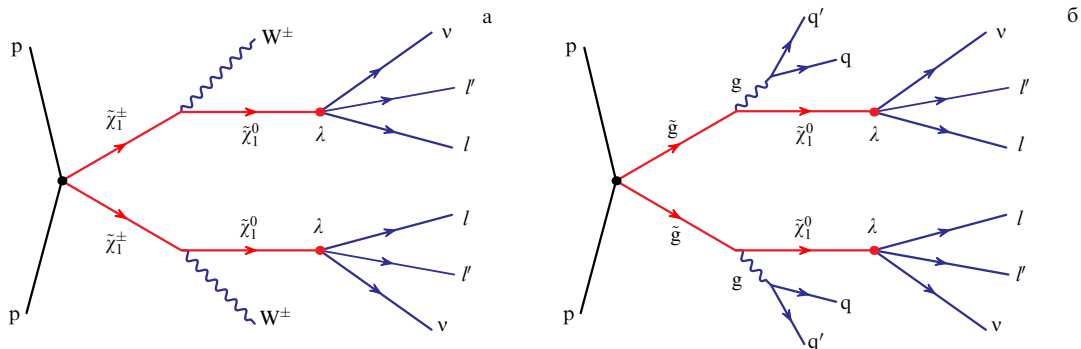


Рис. 11. (В цвете онлайн.) Рождение пары гаджино (а) и глюино (б), RPC-превращение их в нейтралино с последующим RPV-распадом нейтралино на три лептона (см. рис. 2) $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow ll\nu$ с вероятностью 100 %. (Из работы [92].)

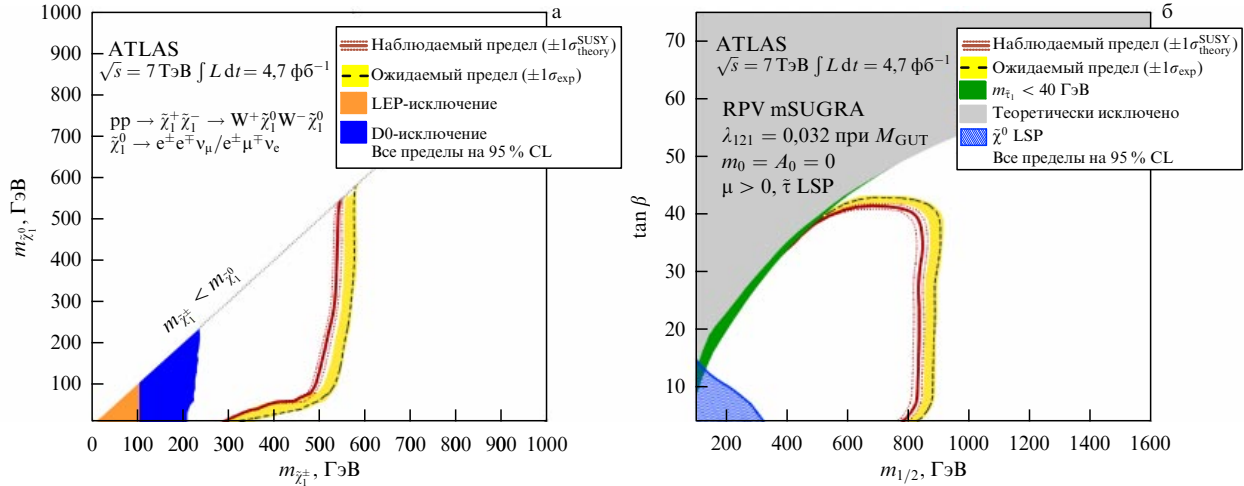


Рис. 12. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые и ожидаемые контуры пределов для "упрощённой модели" (а) и MSUGRA/CMSSM (б) на уровне достоверности 95 %. Ожидаемые и наблюдаемые пределы рассчитаны без учёта погрешности сечения рождения SUSY-частиц. Жёлтая полоса показывает интервал $\pm 1\sigma$ экспериментальной погрешности для ожидаемого предела (чёрная штриховая кривая). Красная пунктирная кривая показывает интервал $\pm 1\sigma$ теоретической погрешности сигнала для наблюдаемого предела (красная сплошная кривая). Для учёта дискретности сигнальной сетки использована линейная интерполяция. Учитывался тот набор критериев отбора событий из двух, который давал наименьший предел [93]. Также показаны пределы, полученные ранее в экспериментах на LEP [96] и в эксперименте D0 [97]. Предел для рождения стау с $m < 40$ ГэВ получен из ширины распада Z-бозона в экспериментах на LEP [98].

В качестве лептонов рассматривались только электроны и мюоны, включая лептонные распады таонов. Использовались два набора критериев для отбора событий: в обоих наборах должно присутствовать как минимум четыре лептона с $p_T > 10$ ГэВ, но для одного из этих отборов дополнительным критерием является $E_T^{\text{miss}} > 50$ ГэВ (для высокой чувствительности в области низких масс рождающейся частицы), а для другого — эффективная масса

$$m_{\text{eff}} = \sum_i^{\text{jet}} p_T^i + \sum_i^{\text{lep}} p_T^i + \sum_i^{\text{phot}} p_T^i$$

(скалярная сумма поперечных импульсов всех восстановленных объектов в событии) должна превышать 300 ГэВ (для высокой чувствительности в области высоких масс рождающейся частицы).

Любая противоположно заряженная лептонная пара с одинаковым лептонным числом варьировалась по инвариантной массе Z-бозона в интервале ± 10 ГэВ. Фоновые процессы, дающие аналогичную сигнатуру в конечном состоянии: ZZ, $t\bar{t}Z$ и $t\bar{t}WW$, моделировались методом Монте-Карло. Процессы WZ, $t\bar{t}$, $t\bar{t}W$, WW, ассоциативное рождение одиночного t-кварка или Z-бозона с адронными струями или фотонами, в которых повторение сигнатуры в конечном состоянии возможно только в результате ошибочного восстановления лептона из лептонного распада b- или c-кварка или от конверсии фотона, определялись с помощью данных методом "перезвешивания". Как видно из рис. 12, на котором показаны наблюдаемые и ожидаемые контуры пределов для "упрощённой модели" (рис. 12а) и MSUGRA/CMSSM (рис. 12б) на уровне достоверности 95 %, удалось существенно улучшить результаты, полученные ранее в экспериментах на ускорителе LEP (Large Electron-Positron collider) [96, 98] и в эксперименте D0 [97].

Как и в анализе с конечным состоянием $e^\pm\mu^\mp$ -пары (см. раздел 3), позднее в данном анализе были учтены адронные каналы распада тау-лептона. Соответственно

количество областей поиска сигнала увеличилось до трёх при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости $20,3 \text{ fb}^{-1}$ [92] и до четырёх при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и интегральной светимости $36,1 \text{ fb}^{-1}$ [99], в зависимости от множественности в событии адронно-распавшихся таонов ($N_{\text{thad}} \geq 0, \geq 1$ и ≥ 2). Кроме того, в анализе данных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ во всех областях поиска сигнала в качестве дополнительного критерия хорошо показал себя только критерий $E_T^{\text{miss}} > 50$ ГэВ, в то время как при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ наилучшей чувствительности удалось достичь с помощью критерия m_{eff} , который составлял 600, 700 и 650 ГэВ для событий с $N_{\text{thad}} = 0, \geq 1$ и ≥ 2 соответственно. Четвёртой областью поиска сигнала при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ была область с $N_{\text{thad}} = 0$ и высоким критерием $m_{\text{eff}} > 1100$ ГэВ. Как видно из рис. 13, все эти меры позволили увеличить пределы для данных при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ в 1,5–2 раза по сравнению с пределами для данных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

Наилучшие пределы масс глюино и скварка в эксперименте CMS в канале с тремя или четырьмя лептонами (e, μ и τ) в конечном состоянии установлены в анализе данных, полученных при $\sqrt{s} = 7$ ТэВ и интегральной светимости $4,98 \text{ fb}^{-1}$ и при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости $19,5 \text{ fb}^{-1}$ [100, 101]. Для моделей с только лептонным нарушением R -чётности, $\lambda_{\text{e\mu t}} > 0,05$, были исключены массы глюино в интервале от 600 ГэВ до 1 ТэВ для массы скварка от 900 ГэВ до 2 ТэВ, а для массы скварка от 900 ГэВ до 1200 ГэВ исключены массы глюино от 600 ГэВ до 2 ТэВ. Масса скварков для интервала масс глюино от 1 ТэВ до 1,6 ТэВ была ограничена в пределах от 600 ГэВ до 1200 ГэВ, а для массы глюино от 600 ГэВ до 1 ТэВ были исключены массы скварков от 600 ГэВ до 2 ТэВ для моделей с только адронным нарушением R -чётности, $\lambda_{\text{uds}}'' > 0,05$.

В разделе 3 мы упоминали о возможности поставить ограничения на различные константы нарушения λ с соответствующим распадом с помощью других экспериментальных данных, в частности λ_{23k} и λ_{133} . Кроме того, пределы константы нарушения, например λ_{12k} , можно также вычислить из ограничений на универсальность

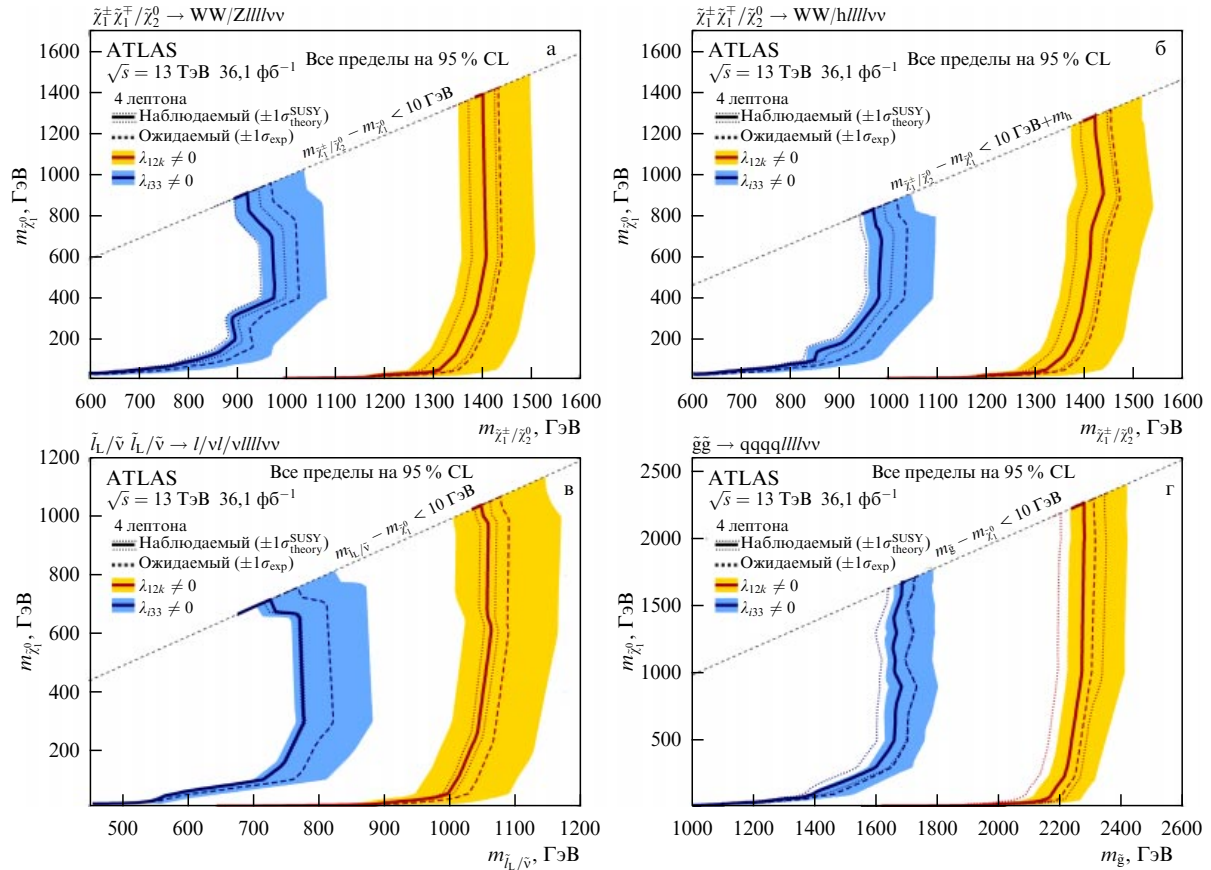


Рис. 13. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые и ожидаемые контуры пределов для "упрощенных моделей" на уровне достоверности 95 %. В моделях с параметром $\lambda_{12k} \neq 0$ включены только распады на электроны и мюоны, а в моделях с $\lambda_{133} \neq 0$ — только распады на таон и мюон или электрон. Учитывался тот набор критериев отбора событий из двух, который давал наименьший предел [99].

процессов посредством заряженных токов и констант связи кварков и лептонов с W-бозоном [81, 82]:

$$\lambda_{12k} < 0,01 \frac{m_{\tilde{d}_{Rk}}}{M_W}.$$

Таким образом, верхний предел констант нарушения, например λ_{12k} , для массы скварка 1 ТэВ (2 ТэВ): $\lambda_{12k} < 0,12$ ($< 0,25$).

5. Мультиструйные распады пары глюино или скварков

В SUSY-моделях протон-протонное рождение пар глюино $pp \rightarrow \tilde{g} + \tilde{g}$ или скварков $pp \rightarrow \tilde{q} + \tilde{q}$ из-за большой массы последних, как правило, сопровождается большой множественностью вторичных высокоэнергетичных кварков.

Первый поиск такого типа RPV-процесса был проведён коллаборацией ATLAS только при предположении о распаде (последовательном) глюино на три кварка $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q} \rightarrow qq\bar{q}$, второй из которых пропорционален λ'' — параметру нарушения R-чётности в секторе адронов. Два таких распада глюино давали бы в конечном состоянии сигнальное событие с шестью адронными струями (рис. 14а).

Данным параметрам соответствуют константы нарушения λ''_{ijk} , верхние пределы которых могут быть установлены из различных ограничений на результаты других экспериментов. Например, верхние пределы λ''_{3jk} могут

быть также установлены и через поправки на распад Z-бозона на пару лёгких фермионов [102, 103]:

$$\lambda''_{3jk} < 0,65 \frac{m_{\tilde{q}_{Rk}}}{M_W},$$

а верхний предел, например, λ''_{112} может быть вычислен из ненаблюдения двойного нуклонного распада [104]. По-

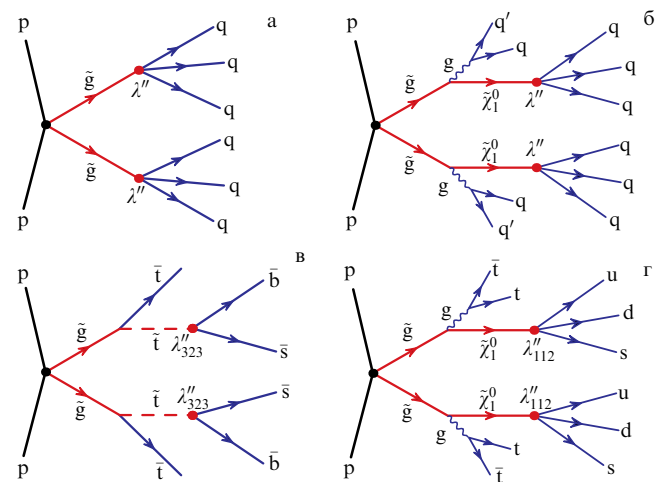


Рис. 14. (В цвете онлайн.) Пропорциональные λ'' -константе распады пары глюино в адронные струи как непосредственно, так и через нейтрино и $\tilde{t}$ -скварки.

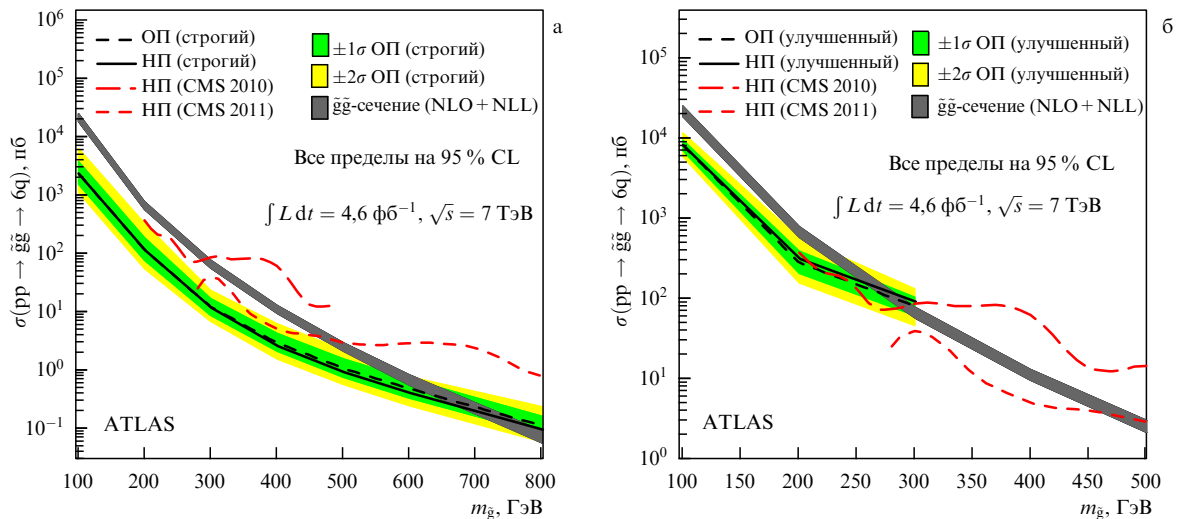


Рис. 15. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые пределы (НП) и ожидаемые пределы (ОП) (уровень достоверности 95 %) сечений образования шести струй (а) и двух больших струй (б). Для сравнения показаны результаты CMS для полученных в 2010 и 2011 гг. данных, соответствующих интегральной светимости 35 pb^{-1} и 5 fb^{-1} [105].

сколькo нижний предел времени жизни такого распада $\tau_{NN} > 10^{30} - 10^{33} \text{ с}$ [38], отсюда

$$\lambda''_{121} < 10^{-15} \left[\frac{\tilde{\Lambda}}{(m_{\tilde{g}} m_q^4)^{1/5}} \right]^{-5/2},$$

где $\tilde{\Lambda}$ — эффективный параметр ядерной структуры.

В зависимости от энергии рождающегося глюино, кварки могут либо образовать шесть адронных струй, либо направления вылета (импульсы) кварков будут сильно сколламированными с направлением глюино (когда поперечный импульс глюино достаточно велик, т.е. $p_T^g \gtrsim 2m_{\tilde{g}}$), и тогда образуются две высокоэнергетичные струи большого радиуса (рис. 14а). В этом случае речь идёт преимущественно об областях поиска глюино меньшей массы (до 500 ГэВ).

Первый анализ в данной сигнатуре был проведён уже при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ и данных, соответствующих интегральной светимости $4,7 \text{ fb}^{-1}$ [105]. Для случая с шестью адронными струями основным фоном являются процессы квантовой хромодинамики (КХД) множественного рождения кварков и глюонов. Данный фон предсказывался методом перевзвешивания числа адронных струй в событиях из области малой множественности в сигнальную область с шестью струями с поперечным импульсом, варьиовавшимся в зависимости от массы глюино от 80 до 160 ГэВ.

Отбор событий с двумя струями большого радиуса разделялся на две области поиска. В первой области, для относительно небольших масс глюино, каждая струя должна была иметь $p_T^{\text{jet}} > 200 \text{ ГэВ}$ и инвариантную массу $m_{J_1, J_2}^{\text{jet}} > 60 \text{ ГэВ}$. Вторая область поиска была оптимизирована для больших масс глюино с поперечным импульсом каждой струи свыше 350 ГэВ и инвариантной массой более 200 ГэВ.

Для того чтобы подавить мультиструйные фоновые КХД-процессы, каждая большая струя проверялась на количество "подструй" внутри неё (так называемый критерий τ_{32} из [105]). Именно инвертирование данного критерия в совокупности с критерием, налагаемым на инвариантную массу, позволило применить ABCD-метод

оценки фона, сутью которого является сохранение соотношений фоновых событий в областях с инвертированными критериями для τ_{32} и $m_{J_1, J_2}^{\text{jet}}$ и фоновых событий в области поиска сигнальных событий. Как видно из рис. 15, наилучший предел сечения рождения пары глюино с распадом на шесть кварков был установлен в результате анализа событий с шестью струями в конечном состоянии в интервале массы глюино от 100 до 500 ГэВ.

С переходом на данные, собранные при $\sqrt{s} = 8 \text{ ТэВ}$ и интегральной светимости $20,3 \text{ fb}^{-1}$, появилась возможность расширить анализ, добавив в него восстановление адронной струи, инициированной b -кварком (b -струя), и "ветирование" (исключение) сигнальных лептонов [106]. Любопытной особенностью данного анализа является то, что в нём сигнальные области не были ортогональными друг другу. Рассматривались 19 сигнальных областей двух типов: мультиструйные с b -струями и мультиструйные с большими струями. В сигнальных областях первого типа имелось шесть областей с числом струй $N_j = 8$ и 9 с $p_T^{\text{min}} = 50 \text{ ГэВ}$, а число b -струй составляло 0, 1 или ≥ 2 с $p_T > 40 \text{ ГэВ}$ и аналогично ещё шесть областей с $N_j = 7$ и ≥ 8 с $p_T^{\text{min}} = 80 \text{ ГэВ}$. Тринадцатой областью данного типа являлась область без каких-либо критериев относительно наличия b -струй, $N_j \geq 10$ и $p_T^{\text{min}} = 50 \text{ ГэВ}$. При этом одно и то же событие могло присутствовать в областях с разными p_T^{min} и b -струи не обязательно должны быть из числа сигнальных струй. Аналогично отбирались события для областей второго типа с числом струй $N_j \geq 8$, ≥ 9 и ≥ 10 и $p_T^{\text{min}} = 50 \text{ ГэВ}$, но оставшиеся струи в событиях с $p_T > 20 \text{ ГэВ}$ проверялись на возможность объединения их в большие струи. Затем для каждого значения N_j применялся критерий относительно скалярной суммы инвариантных масс всех больших ($R = 1,0$) струй в событиях:

$$M_J^\Sigma \equiv \sum_j m_j^{R=1,0} > 340 \text{ ГэВ} \quad \text{и} \quad M_J^\Sigma > 420 \text{ ГэВ}.$$

Как видно из критериев отбора, сигнальные области данного типа не являлись ортогональными как друг

другу, так и областям первого типа. Для всех областей применялся критерий для разрешения δE_T^{miss} :

$$\delta E_T^{\text{miss}} = \frac{E_T^{\text{miss}}}{\sqrt{H_T}} > 4 \text{ ГэВ}^{1/2},$$

где скалярная сумма поперечных импульсов всех струй в событии

$$H_T = \sum_j p_T^j. \quad (11)$$

В данном случае H_T получена суммированием только по струям с $p_T > 40$ ГэВ. Фоновые события от процессов прямого рождения $t\bar{t}$ -пары и W, Z + струи с распадами по адронному каналу и мультиструйные КХД-процессы оценивались методом экстраполяции нормировочного коэффициента для событий в данных, за вычетом всех остальных событий, из области с $N_j = 6$ (7 для областей с большими струями) и инвертированным критерием $\delta E_T^{\text{miss}} < 1,5 \text{ ГэВ}^{1/2}$ для распределений по δE_T^{miss} .

Кроме того, во всех сигнальных событиях присутствуют также события с лептонными распадами $t\bar{t}$ -пары, $W \rightarrow l\nu$ + струи, $Z \rightarrow \nu\nu$ + струи или одиночного рождения t -кварка из-за мягкого или невосстановленного лептона. Такие фоновые события от процессов $t\bar{t}$ -пары, $W \rightarrow l\nu$ оценивались при критериях отбора, аналогичных отбору каждой сигнальной области, но при этом лептон рассматривался как струя. Если p_T лептона удовлетворял условию p_T^{min} , то увеличивалась множественность струй в событии и лептон учитывался как в E_T^{miss} , так и в H_T . Фоновые события от $Z \rightarrow \nu\nu$ + струи оценивались из моделирования.

Окончательное фитирование фоновых событий к данным проводилось одновременно во всех областях данного типа и значением p_T^{min} . Результаты интерпретировались в "упрощённой модели" прямого рождения пары глюино с распадом через стоп-кварк $\tilde{g} \rightarrow t(\rightarrow b s)t$ (рис. 14г). Из рисунка 16 видно, что исключены на уровне достоверности 95 % массы глюино менее 900 ГэВ, когда масса стоп-кварка находится в диапазоне от 400 до 1000 ГэВ.

Позднее данный анализ был повторён с уже бóльшим числом сигнальных областей [107]. Было использовано 48 сигнальных областей с одновременным варьированием: а) множественности струй ($N_j \geq 6$ или 7); б) значения минимального поперечного импульса струи от 80 до 220 ГэВ с шагом 20 ГэВ; в) минимального количества b -струй в событии 0, 1 и 2. Поскольку теперь сигнальные области с большими и малыми струями опять рассматривались отдельно, метод оценки фона не изменился по сравнению с таковым в предыдущем анализе при $\sqrt{s} = 7 \text{ ТэВ}$ [105].

Кроме того, использовалась автоматизация процесса оценки фоновых событий в сигнальной области методом экстраполяции нормировочных коэффициентов из контрольной области (кинематическая область, в которой отсутствует сигнал) с одновременной оценкой систематических погрешностей и их корреляций, позволившей существенно увеличить количество кинематических областей поиска Новой физики.

Это было сделано для части анализа, в которой предполагалось наличие четырёх адронных струй большого радиуса с $p_T^4 > 100 \text{ ГэВ}$, с дополнительным критерием,

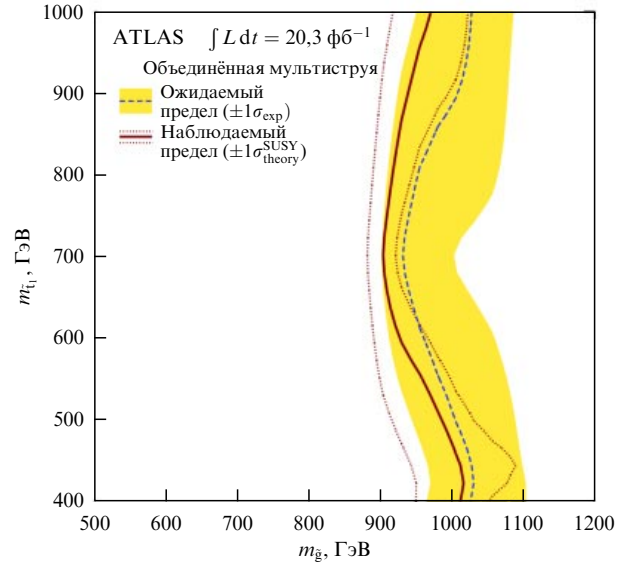


Рис. 16. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые и ожидаемые пределы (уровень достоверности 95 %) для "упрощённой модели" рождения пары глюино с RPV-распадом $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}(\rightarrow bs)$. Для погрешности $\pm 1\sigma$ ожидаемого предела, показанной жёлтой полосой, не учитывалась теоретическая погрешность сечения рождения. Пунктирные линии показывают изменения наблюдаемого предела при увеличении или уменьшении теоретического сечения рождения сигнала в пределах теоретической погрешности. (Из работы [106].)

налагаемым на скалярную сумму инвариантных масс четырёх струй, M_J^2 . В контрольной области с ровно тремя большими струями с $p_T > 100 \text{ ГэВ}$ и $|\eta| > 2,5$ строились распределения по массе каждой струи в зависимости от её p_T и η , таким образом, получалось 2500 распределений и соответственно определялись нормировочные коэффициенты. Полученные коэффициенты проверялись в кинематически ортогональных контрольной и "валидационной" областях с помощью инвертированного критерия для разницы псевдобыстрот двух ведущих по поперечному импульсу струй ($|\eta| > 1,4$ и $1 < |\eta| < 1,4$ соответственно).

Для трёх сигнальных областей указанный критерий предполагал, что эти струи находятся более близко друг к другу ($|\eta| > 0,7$). Первая из трёх сигнальных областей являлась наиболее универсальной с $p_T^3 > 250 \text{ ГэВ}$ и $M_J^2 > 650 \text{ ГэВ}$. Задачей двух других сигнальных областей являлось увеличение чувствительности анализа в области малых и больших масс глюино с критериями $p_T^3 > 100$ и 200 ГэВ соответственно и одинаковым $M_J^2 > 350 \text{ ГэВ}$. Как видно из рис. 17а, увеличение статистики позволило установить пределы сечения рождения пары глюино с шестью струями в конечном состоянии при массах глюино до 1300 ГэВ, а для модели с 10 струями в конечном состоянии были исключены варианты с массой глюино менее 900 ГэВ и массой нейтрально $m_{\tilde{\chi}_1^0} < 600 \text{ ГэВ}$ (рис. 17б).

В дальнейшем при $\sqrt{s} = 13 \text{ ТэВ}$ и интегральной светимости $36,1 \text{ фб}^{-1}$ была повторена только часть анализа с большими струями и M_J^2 в качестве основной переменной для отделения сигнала от фона, но существенной добавкой стали сигнальные области с отбором как минимум одной b -струи и числом больших струй более как четырёх, так и пяти [108]. Кроме того, статистическая погрешность распределений по массе струи из контрольной

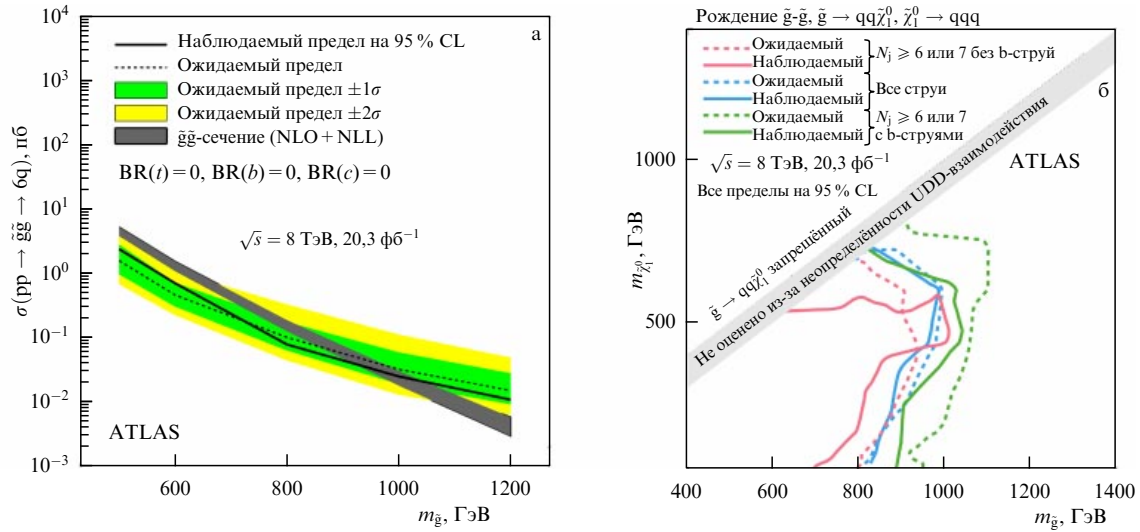


Рис. 17. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые и ожидаемые пределы (уровень достоверности 95 %) сечений рождения шести струй через два глюино (а) и для всех рассмотренных вариантов анализа SUSY-модели с 10 струями в конечном состоянии (б) [107].

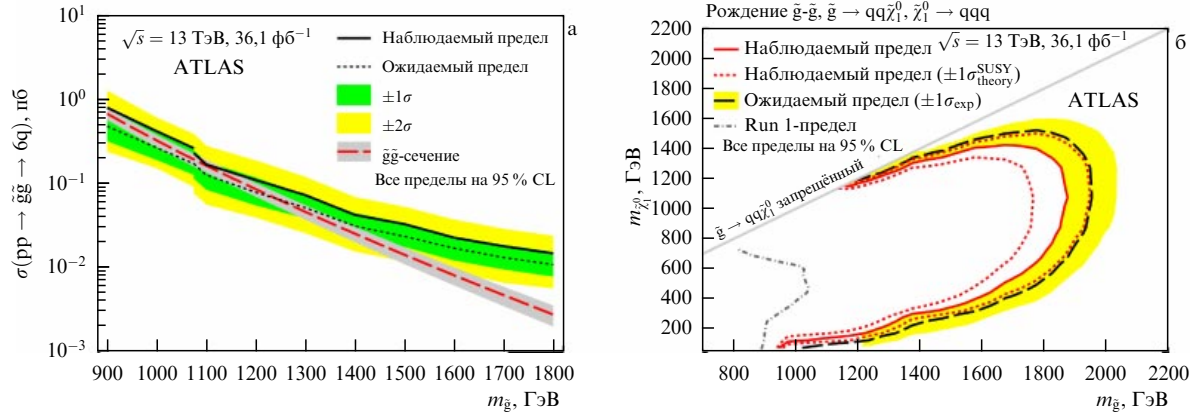


Рис. 18. (В цвете онлайн.) (а) Ожидаемые и наблюдаемые пределы сечения прямого рождения пары глюино с шестью струями в конечном состоянии на уровне достоверности 95 %. (б) Ожидаемые и наблюдаемые пределы сечения прямого рождения пары глюино для SUSY-модели с 10 струями в конечном состоянии на уровне достоверности 95 % [108]. Показан также наблюдаемый предел, полученный в предыдущем анализе при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости 20.3 fb^{-1} [107].

ной области рассматривалась как систематическая погрешность в сигнальной области, а сама нормировка проводилась в области $200 < M_{\tilde{Z}} < 600$ ГэВ.

Как видно из рис. 18а, удалось почти в три раза улучшить предел сечения прямого рождения пары глюино с распадом на шесть кварков при низких массах глюино и установить ограничение на массу глюино до 1800 ГэВ. Для SUSY-модели с 10 струями в конечном состоянии пределы массы глюино были также увеличены почти в два раза и исключены значения массы глюино менее 1875 ГэВ и массы нейтралино более 200–400 ГэВ.

В то же время дальнейший анализ при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и интегральной светимости 36.1 fb^{-1} с большим числом адронных струй и b-струй был расширен участием t-кварков, $\bar{t}$ -кварков и лептона (e или μ) в цепочке распада пары глюино и, как следствие, дополнительным требованием наличия в событии изолированного лептона с $p_T > 30$ ГэВ [109].

Прежде всего все контрольные и сигнальные области в этом случае были разделены на три категории по нижнему порогу p_T струй 40, 60 и 80 ГэВ. Таким образом, в зависимости от нижнего порога в событии

присутствовало от 5 до 10–12 струй. Для оценки фона использовались распределения по количеству b-струй от нуля до не менее четырёх.

Основными фонами являлись процессы рождения W/Z + струи, рождение пары $t\bar{t}$ -кварков и мультиструйные процессы. Для оценки фона последнего типа использовался матричный метод, основанный на ослаблении критерия идентификации лептона и соотношении количества первичных и вторичных лептонов, прошедших соответствующие критерии идентификации. Для оценки вклада в сигнальные области от первых двух фоновых процессов применялся метод экстраполяции нормировочных коэффициентов из области с малой множественностью струй.

Для этого форма распределения по множественности b-струй для процесса W/Z + струи бралась из результатов моделирования методом Монте-Карло, а для $t\bar{t}$ -процесса это достигалось методом вычитания из данных всех прочих фоновых процессов. Использовалось 18 сигнальных областей: по шесть для каждого порога по p_T струй (40, 60 и 80 ГэВ) с интервалами множественности струй 10–12, 8–10 и 8–10 для каждого значения

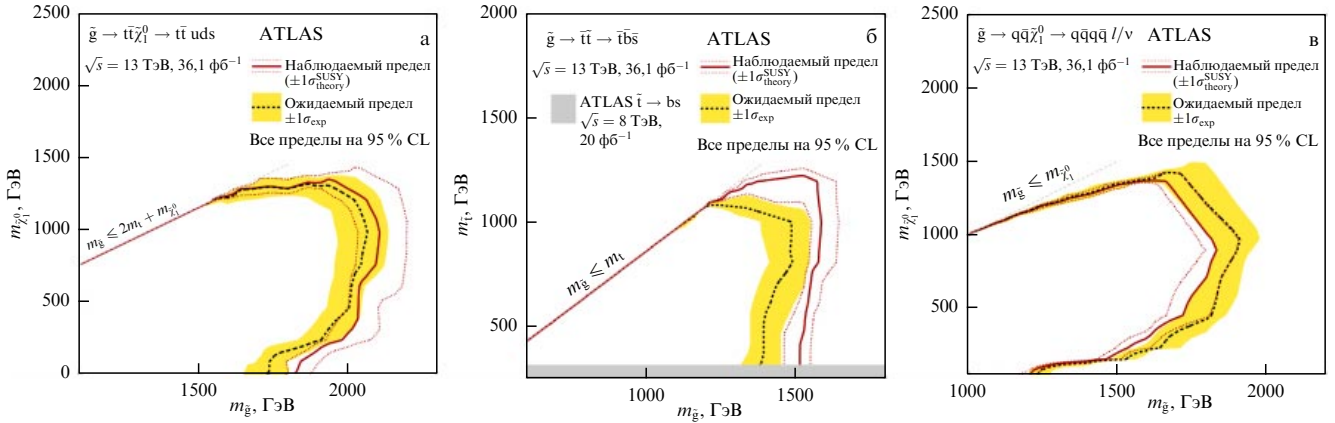


Рис. 19. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые и ожидаемые контуры исключённых значений масс $\tilde{g}$, $\tilde{\chi}_1^0$ в рамках RPV-сценария, полученных с помощью "упрощённых моделей" рождения пары глюино с выделенными каналами распада. Для погрешности $\pm 1\sigma$ ожидаемого предела, показанной полосой, не учитывалась теоретическая погрешность сечения рождения сигналов. Пунктирные кривые показывают изменения наблюдаемого предела при увеличении или уменьшении теоретического сечения рождения сигнала в пределах теоретической погрешности. Все пределы получены при уровне достоверности 95 %. Диагональные линии показывают кинематический предел для данного канала распада. Предел для канала $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{t}b\bar{s}$, полученный при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости 20 фб^{-1} [110], показан серым цветом [109].

порога соответственно и множественностью b-струй 0 и ≥ 3 . События с двумя b-струями не рассматривались, поскольку высокая доля фоновых событий от $\tilde{t}\tilde{t}$ -процесса существенно снижает чувствительность к сигнальным процессам.

Таким образом, при предположении о прямом RPC-рождении пары глюино ($pp \rightarrow \tilde{g}\tilde{g}$) с последующими RPV-распадами $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{t}u\bar{s}d$, $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \tilde{t}b\bar{s}$ (рис. 14в, г) и $\tilde{g} \rightarrow q\bar{q}\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}/\nu$ были установлены пределы массы глюино 2,1, 1,65 и 1,8 ТэВ соответственно на уровне достоверности 95 % (рис. 19).

Коллаборацией CMS были исключены массы глюино до 1100 ГэВ в канале распада пары рождающихся глюино на 10 кварков в конечном состоянии при анализе данных, полученных при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости $19,6 \text{ фб}^{-1}$ [111]. При этом рассматривались как лёгкие, так и тяжёлые кварки.

Поскольку нижний предел устанавливался только для массы глюино, для вычисления верхнего предела констант R -нарушения положим массу скварка $m_{\tilde{d}_{Rk}} = 1$ ТэВ. Тогда для массы глюино 1 ТэВ получаются следующие ограничения: $\lambda''_{3jk} < 8,1$, $\lambda''_{121} < 56$.

6. Мультиструйные события с двумя одинаково заряженными лептонами или тремя лептонами

Первый анализ событий с большим количеством адронных струй в сопровождении двух или трёх лептонов в целях их интерпретации в рамках RPV-SUSY-сценария был проведён коллаборацией ATLAS при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости $20,3 \text{ фб}^{-1}$ [112].

Критерий отбора сигнальных событий заключался в требовании наличия как минимум трёх лептонов или двух одинаково заряженных лептонов (рис. 14г), не менее пяти адронных струй с $p_T > 40$ ГэВ и не менее трёх b-струй, при этом эффективная сумма p_T всех лептонов, всех струй и E_T^{miss} , $m_{\text{eff}} > 350$ ГэВ [112].

Основными фонами при таком отборе считались события с неправильно восстановленным зарядом электрона, вторичные лептоны от распадов СМ-частиц или,

например, из струй, ошибочно восстановленных как лептон.

Вероятность неправильного восстановления заряда электрона оценивалась по событиям $Z/\gamma^* \rightarrow e\bar{e}$, когда инвариантная масса Z-бозона восстанавливалась в окне ± 10 ГэВ для пары противоположно и одинаково заряженных электронов. Вероятность неправильного восстановления заряда электрона была свободным параметром подгонки (фитирования) двух полученных распределений к данным при различных значениях p_T и псевдобыстроты η электрона. Для оценки фона от ошибочно восстановленного лептона использовался матричный метод, описанный ранее. Влияние всех остальных фоновых процессов определялось моделированием. Отобранные таким образом события интерпретировались только в двух SUSY-сценариях. В первом сценарии предполагалось прямое RPC-рождение пары глюино с её RPV-распадом по каналу $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}_1(\rightarrow b\bar{s})t$ за счёт $\lambda''_{332} \neq 0$, во втором сценарии использовалась SUSY-модель с билинейным нарушением R -чётности (bRPV) [113], когда $\mu_j \neq 0$ из (4).

Из рисунка 20 видно, что для первой модели исключены массы глюино меньше 900 ГэВ и массы стопкварка в интервале 300–1000 ГэВ, а для второй модели при $m_0 < 2,1$ ТэВ исключены значения параметра $m_{1/2} > 500$ ГэВ на уровне достоверности 95 %.

При $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и интегральной светимости $36,1 \text{ фб}^{-1}$ дальнейший анализ был расширен требованиями наличия в событии не менее 3–6 струй с $p_T > 50$ –40 ГэВ и числа b-струй от 0 до 2, а также $m_{\text{eff}} > 1200$ –2200 ГэВ [114]. Методы оценки фоновых событий остались преимущественно прежними, с той разницей, что к матричному методу оценки фона от ошибочно восстановленных лептонов был дополнительно применён метод шаблонов, который опирался на моделирование кинематических распределений ошибочно восстановленных лептонов в событиях рождения $\tilde{t}\tilde{t}$ -пары и W/Z + струи.

В кинематической области с $E_T^{\text{miss}} > 40$ ГэВ, содержащей не менее двух (≥ 2) одинаково заряженных лептонов и не менее двух струй (≥ 2), строились распределения в пяти возможных категориях происхождения электронов

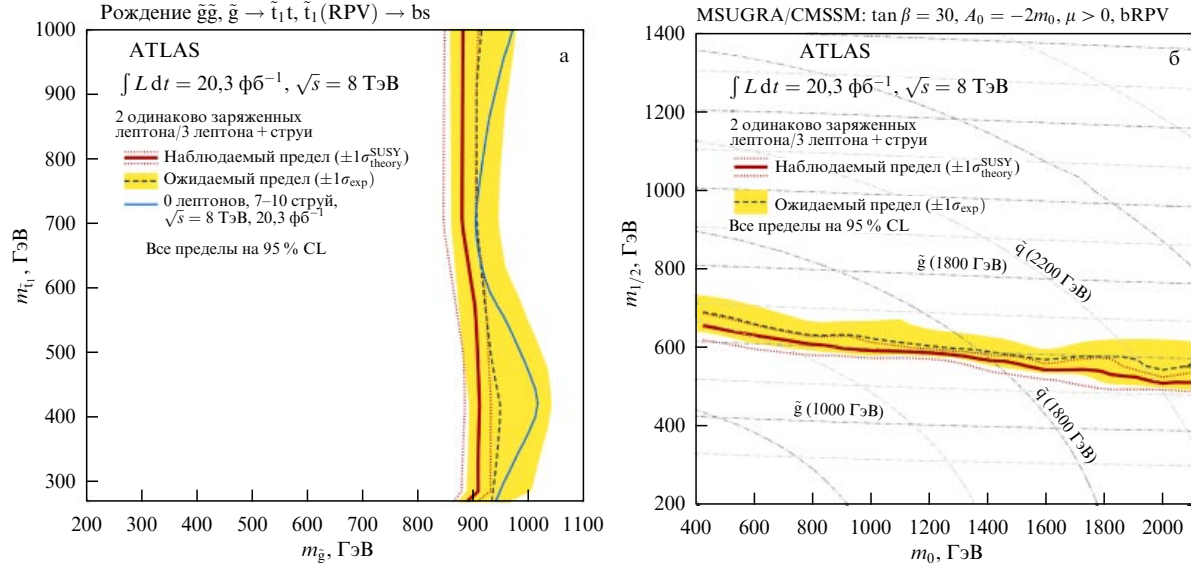


Рис. 20. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые и ожидаемые контуры исключённых значений масс глюино $\tilde{g}$ и стоп-кварка $\tilde{t}_1$ (а). Наблюдаемые и ожидаемые контуры исключённых значений массовых параметров m_0 и $m_{1/2}$ (б) для bRPV-модели, полученные при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости $20,3 \text{ фб}^{-1}$ на уровне достоверности 95 % [112]. Также приведены результаты предыдущего анализа [106].

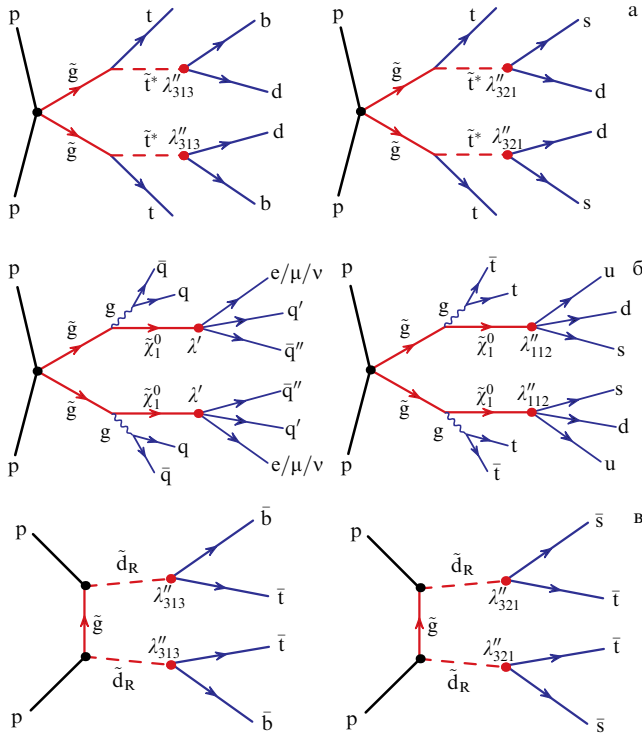


Рис. 21. (В цвете онлайн.) Диаграммы Фейнмана для RPV-SUSY-моделей рождения пар глюино (а, б) и (в) t -канальное рождение пары правоспиральных скварков, распадающихся с константами нарушения барионного и лептонного чисел λ'' и λ' соответственно ($q \equiv u, d, c, s$).

и мюонов: от b -струй, остальных струй и для конверсионных электронов от фотонов.

В дальнейшем эти распределения также подразделялись по наличию или отсутствию в событии b -струи. Доля от каждой категории происхождения такого лептона являлась свободным параметром подгонки к данным. Поскольку матричный метод и метод шаблонов

хорошо согласовывались друг с другом, они были объединены. Результаты интерпретировались в четырёх вариантах RPV-распадов пары глюино (рис. 21а, б):

$$\begin{aligned} \tilde{g} &\rightarrow \tilde{t}(\rightarrow \bar{b}d)\bar{t}, \quad \tilde{g} \rightarrow \tilde{t}(\rightarrow \bar{s}d)\bar{t}, \quad \tilde{g} \rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0(\rightarrow lqq), \\ \tilde{g} &\rightarrow qq\tilde{\chi}_1^0(\rightarrow uds), \end{aligned}$$

и в двух вариантах RPV-распадов пары $\tilde{d}_R$ -скварков после их RPC-рождения (через t -канальный обмен глюино) (рис. 21в):

$$\tilde{d}_R \rightarrow \bar{b}\bar{t}, \quad \tilde{d}_R \rightarrow \bar{s}\bar{t}.$$

Из рисунка 22 видно, что в RPV-SUSY-сценариях такого сорта масса $\tilde{d}_R$ -скварка исключена вплоть до 500 ГэВ, а массы глюино исключены до 1,3 ТэВ.

При $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и интегральной светимости 139 фб^{-1} в данном канале рассматривалось наличие как минимум двух заряженных лептонов одинакового заряда (по-прежнему) и шести струй с $p_T > 40$ ГэВ, но уже инклюзивно по отношению к количеству b -струй [115].

Чтобы дополнительно подавить фоновые события, в основном от процессов WZ + струи, tV -, $t\bar{t}V$ - и 3–4-кварка, требовалось, чтобы m_{eff} была больше 2400 эВ. Здесь символ V обозначает векторный W - или Z -бозон.

Вклады всех фоновых процессов оценивались с помощью генераторов Монте-Карло, за исключением процессов, в которых присутствовали вторичные лептоны от распадов СМ-частиц или имели место конверсия фотона и неправильно восстановленные лептоны, например, из струй. Последние определялись из данных исходя из того, что все лептоны имеют вероятность быть восстановленными либо как сигнальные, ε , либо как фоновые, ζ .

Из моделирования процессов рождения $t\bar{t}$ -пары определялась ε как функция p_T и η лептона. Величина ζ определялась из данных, в которых выделяется кинематическая область с большой долей неправильно восстановленных лептонов в процессе рождения $t\bar{t}$ -пары, т.е. два или три одинаково заряженных лептона, не менее одной b -струи, $E_T^{\text{miss}} > 30$ ГэВ и не менее 2–3 струй.

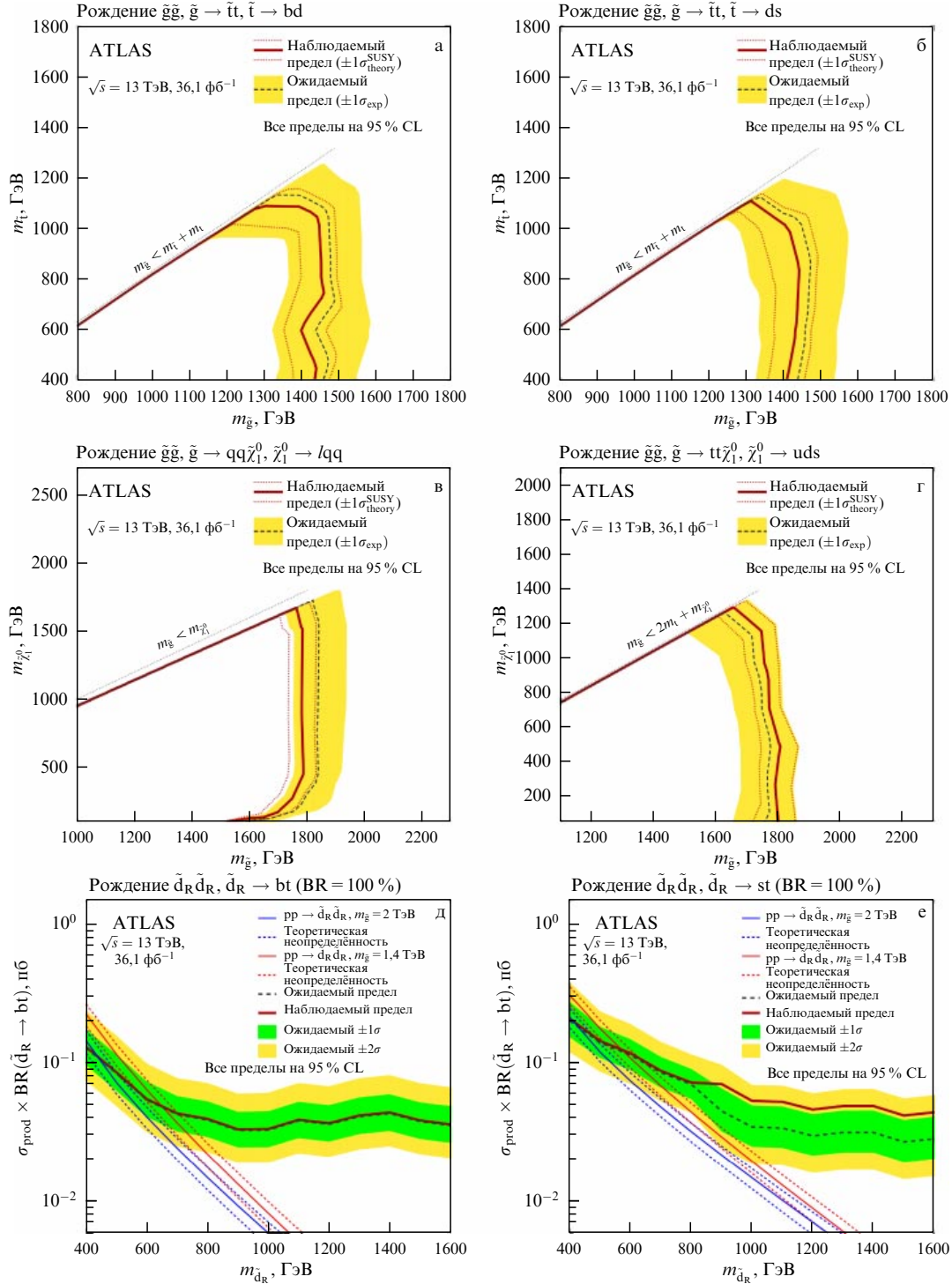


Рис. 22. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые и ожидаемые контуры исключённых (уровень достоверности 95 %) значений масс $\tilde{g}$, $\tilde{t}$, $\tilde{d}_R$ и $\tilde{\chi}_1^0$ в "упрощённых" RPV-SUSY-моделях за счёт рождения только пар $\tilde{g}\tilde{g}$ (а–г) или $\tilde{d}_R\tilde{d}_R$ (д, е) с эксклюзивными каналами распада. Для погрешности $\pm 1\sigma$ ожидаемого предела, показанной полосой, не учитывалась теоретическая погрешность. Пунктирные линии показывают изменения наблюдаемого предела при увеличении или уменьшении теоретического сечения рождения сигнала в пределах теоретической погрешности. Диагональные линии показывают кинематический предел для данного канала распада [114].

Как видно из рис. 23, данный анализ позволил исключить массу глюино менее 1600 ГэВ для массы $\tilde{t}$ -кварка менее 1400 ГэВ на уровне достоверности 95 % для сценария, в котором глюино распадается последовательно на три $t\bar{b}$ -кварка или три $t\bar{b}\bar{d}$ -кварка.

Аналогичный анализ был проведён коллаборацией CMS при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и интегральной светимости

35,9 fb^{-1} по поиску слептонов второго поколения ($\tilde{\mu}_L, \tilde{\nu}_\mu$) с двумя одинаково заряженными мюонами и минимум двумя струями в конечном состоянии [116]. Рассматривалось только два сценария одиночного рождения слептона с $\lambda'_{211} \neq 0$.

Первый — рождение заряженного слептона:

$$\bar{u}d \rightarrow \tilde{\mu}_L^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \mu^- \rightarrow \mu^- \tilde{\mu}_L^{*+} \mu^- \rightarrow \mu^- u\bar{d} \mu^-,$$

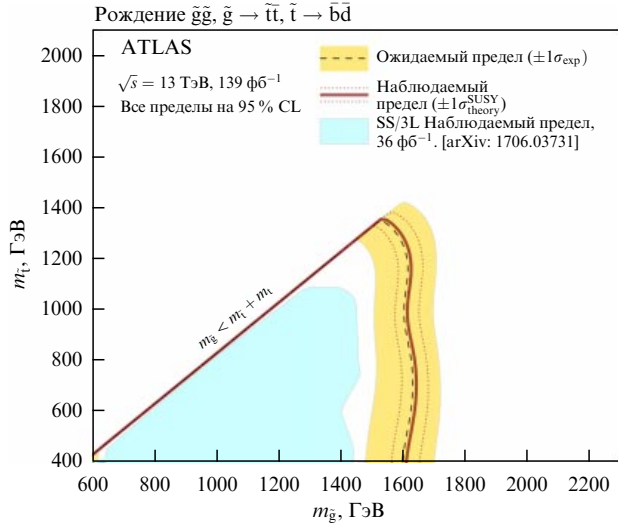


Рис. 23. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые и ожидаемые контуры исключённых значений масс $\tilde{g}$, $\tilde{t}$ в "упрощённых" RPV-SUSY-моделях с рождением только пар $\tilde{g}\tilde{g}$ и эксклюзивными распадами $\tilde{g} \rightarrow \tilde{t}(\rightarrow \tilde{b}\tilde{d}/\tilde{b}\tilde{s})\tilde{t}$ при уровне достоверности 95 % [115]. Для погрешности $\pm 1\sigma$ ожидаемого предела, показанной полосой, не учитывалась теоретическая погрешность сечения. Также приведены результаты предыдущего анализа [114].

второй — рождение sneйтрино:

$$\begin{aligned} d\bar{d} &\rightarrow \tilde{\nu}_\mu \rightarrow \tilde{\chi}_1^+ \mu^- \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 W^+ \mu^- \rightarrow \\ &\rightarrow \mu^- \tilde{\mu}_L^{*+} q \bar{q}' \mu^- \rightarrow \mu^- u \bar{d} q \bar{q}' \mu^- . \end{aligned}$$

Были установлены верхние пределы сечения таких процессов на уровне достоверности 95 %, которые составили от 0,00024 до 4,8 пб. Кроме того, пределы сечений были пересчитаны в пределы величины константы связи λ'_{211} в рамках CMSSM-модели при фиксированных параметрах $\tan \beta = 20$, $A_0 = 0$ и $\mu > 0$ и параметрах m_0 и $m_{1/2}$, варьировавшихся в пределах 300–3000 и 300–3300 ГэВ соответственно. Таким образом, полученные пределы величины константы связи λ'_{211} в зависимости от значений m_0 и $m_{1/2}$ составили от 0,001 до 0,1 [116].

Событиям с рассмотренной в этом разделе сигнатурой в конечном состоянии соответствуют кроме констант R -нарушения, упомянутых в разделе 5, такие константы нарушения, как, например, λ'_{21k} , которые можно вычислить из ограничения на нарушение универсальности процессов посредством заряженных токов и соотношения ширины лептонных распадов пиона $\Gamma(\pi \rightarrow e\nu)/\Gamma(\pi \rightarrow \mu\nu)$ [82]:

$$\lambda'_{21k} < 0,02 \frac{m_{\tilde{d}_{Rk}}}{M_W} \text{ (ATLAS)} .$$

Так, верхний предел величины константы связи λ'_{21k} при массе скварка 1 ТэВ (2 ТэВ) отсюда составит $\lambda'_{21k} < 0,25$ ($< 0,50$).

7. Нарушение R -чётности и скварки третьего поколения

Поиск скварков третьего поколения часто выделяют в отдельную группу исследований, поскольку одним из следствий "естественного" SUSY-сценария является то, что из-за больших квантовых поправок к массе бозона

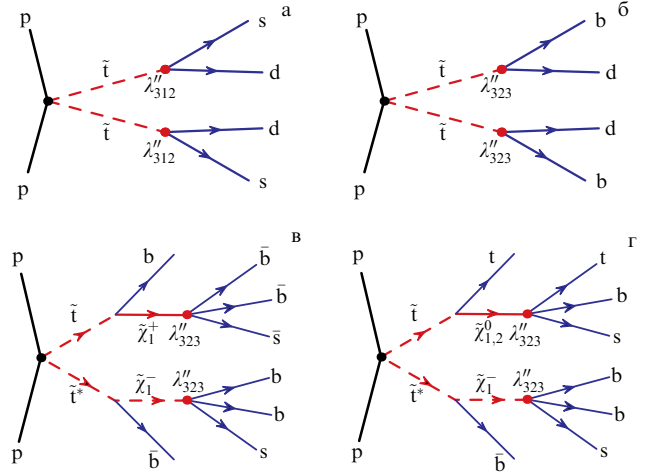


Рис. 24. (В цвете онлайн.) Рождения пары $\tilde{t}$ -скварков в сильном взаимодействии с RPV-распадом на d- и s-кварки (а), b- и s-кварки (б) через ненулевые константы λ'' , b-кварк и легчайшее чарджино $\tilde{\chi}_1^+$ ($\tilde{t} \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$) с последующим распадом чарджино $\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow \tilde{b}\tilde{b}^*$ (в) и распадом на топ-кварк и одно из двух легчайших нейтрино $\tilde{\chi}_{1,2}^0 \rightarrow t\bar{\nu}_s$ (г).

Хиггса от топ-кварковых петель стоп-скварк ($\tilde{t}$) и сборт-скварк ($\tilde{b}$), являясь SUSY-партнёрами кварков третьего поколения СМ, могут быть относительно лёгкими (легче суперпартнёров кварков двух первых поколений) и не превышать масштаба 1 ТэВ [3, 117].

К событиям с данной сигнатурой в конечном состоянии могут привести процессы с константами нарушения λ'_{3jk} или константой нарушения λ_{122} , описанные в разделах 5 и 4 соответственно. Кроме того, в подобных событиях заметную роль также играет константа нарушения λ_{233} , которую можно вычислить из ограничений на универсальность констант связи кварков и лептонов с W-бозоном [81, 82]:

$$\lambda_{23k} < 0,03 \frac{m_{\tilde{e}_{Rk}}}{M_W} ,$$

а верхние пределы λ'_{233} по аналогии с пределами λ'_{3jk} могут быть вычислены через поправки для распада Z-бозона на пару мюонов [102, 103]:

$$\lambda'_{233} < 1,03 \frac{m_{\tilde{q}_{Rk}}}{M_W} .$$

Первый экспериментальный анализ такой возможности был проведён коллаборацией ATLAS при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости 17,4 фб⁻¹ [110]. Предполагалось, что в RPC-процессе $pp \rightarrow \tilde{t}\tilde{t}^*$ рождается $\tilde{t}\tilde{t}^*$ -пара (пара LSP), каждый $\tilde{t}$ -скварк которой распадается за счёт нарушающей R -чётность константы λ'_{321} только на $\tilde{b}$ -кварковую пару (рис. 24б).

Поскольку рассматривались массы стоп-кварков в интервале 100–400 ГэВ, грубая оценка коллимированности продуктов распада каждого из стоп-кварков по формуле

$$\Delta R \approx 2 \frac{m_{\tilde{t}}}{p_T}$$

показала, что $\tilde{b}\tilde{b}$ -пара с большой долей вероятности будет образовывать одну большую струю (с $R \approx 1,5$). Для подавления фона, а также оценки его количества использовались такие переменные, как асимметрия масс

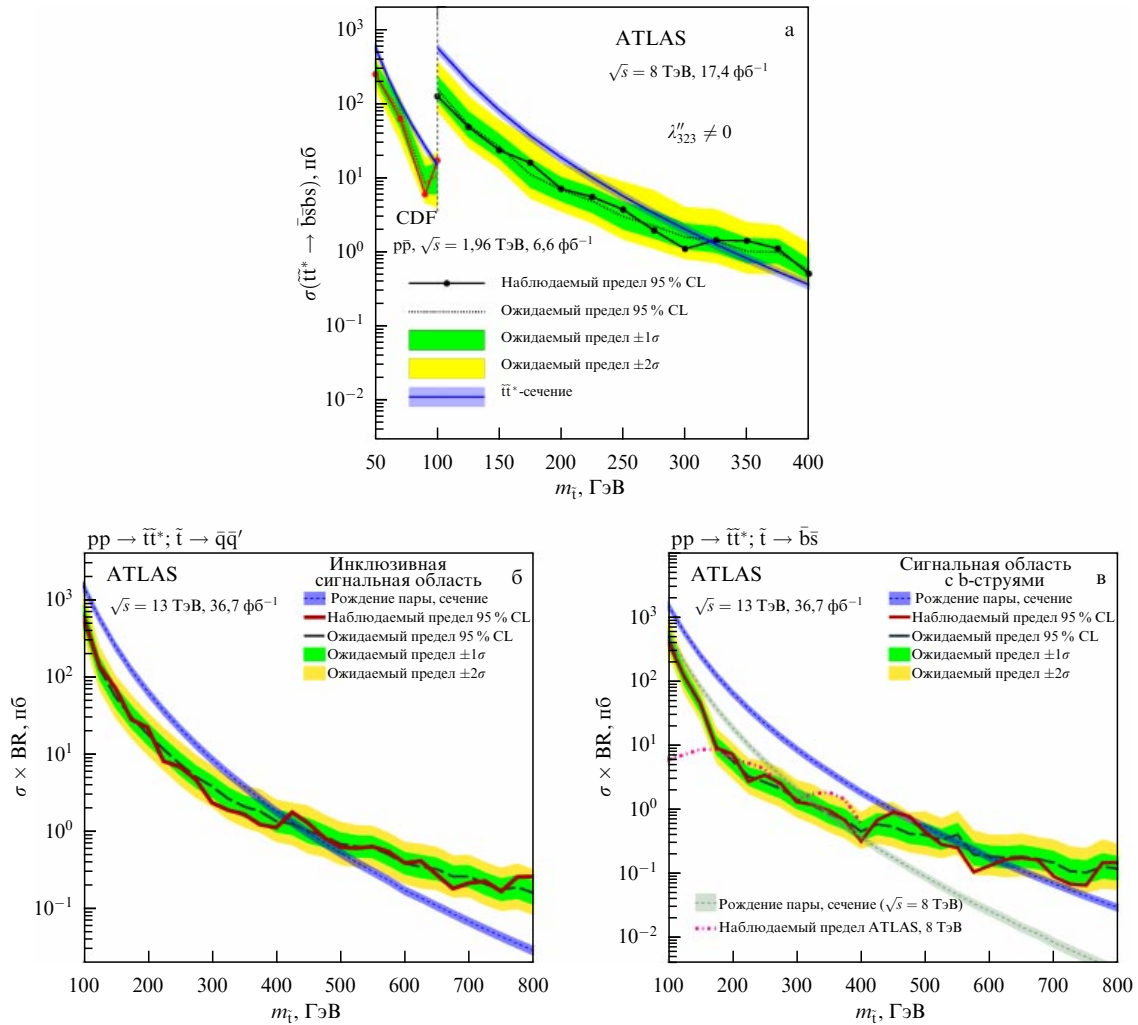


Рис. 25. (В цвете онлайн.) (а) Наблюдаемые и ожидаемые верхние пределы сечения рождения пары $\tilde{t}$ -скаварков в зависимости от массы $\tilde{t}$ -скаварка при уровне достоверности 95 %. Чёрная сплошная кривая показывает наблюдаемые пределы, чёрная штриховая кривая — ожидаемые. Зелёная и жёлтая полосы показывают погрешности 1σ и 2σ ожидаемого предела. Также приведены результаты, полученные коллаборацией CDF (Collider Detector at Fermilab) на ускорителе Тэватрон [118] для $m_{\tilde{t}} \leq 100$ ГэВ [110]. Показан верхний предел на уровне достоверности 95 % значения $\sigma \times \text{Br}$ по сравнению с теоретическими предсказаниями для прямого рождения пары $\tilde{t}$ -скаварков с каналом распада $\tilde{t} \rightarrow q\bar{q}'$ (б) и $\tilde{t} \rightarrow b\bar{s}$ (в). Ожидаемые и наблюдаемые пределы показаны пунктирной чёрной и сплошной красной кривыми с учётом всех погрешностей, кроме теоретической, для сечения рождения сигнала. Зелёные (жёлтые) области показывают $\pm 1\sigma$ ($\pm 2\sigma$)-отклонения ожидаемого предела [119].

больших струй:

$$\mathcal{A} = \frac{|m_1 - m_2|}{m_1 + m_2},$$

которая в сигнальной области (SR) $\mathcal{A} < 0,1$, количество b-струй (в сигнальной области $N_b \geq 2$), отношение p_T а-подструи и b-подструи внутри каждой большой струи:

$$p_T^{J_1, J_2} = \frac{\min[p_T(a), p_T(b)]}{\max[p_T(a), p_T(b)]},$$

когда в SR $p_T^{J_1, J_2} > 0,3$ и угол вылета рождённой пары стоп-кварков относительно оси пучка определяется в системе центра масс (в SR $|\cos \theta^*| < 0,3$).

Как и в анализах, описанных выше, для оценки фона использовались распределения по арифметической средней массе двух больших струй из контрольных областей, хотя бы с одним инвертированным критерием отбора.

Как видно на рис. 25а, рождение пары $\tilde{t}$ -скаварков исключено на уровне достоверности 95 % для массы от 100 до 315 ГэВ.

В дальнейшем при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и интегральной светимости $36,1 \text{ fb}^{-1}$ [119] этот анализ был расширен каналом распада $\tilde{t}$ -скаварка на пару лёгких кварков (рис. 24а). Соответственно была добавлена ещё одна сигнальная область без критерия на наличие b-струй в событии. Основной фон в этой дополнительной области от мультиструйных процессов предсказывался ABCD-методом с инвертированием $\mathcal{A}$ и $|\cos \theta^*|$. Как видно из рис. 25, для канала распада $\tilde{t} \rightarrow q\bar{q}'$ исключены области $100 < m_{\tilde{t}} < 410$ ГэВ (рис. 25б) и $480 < m_{\tilde{t}} < 610$ ГэВ (рис. 25в) для канала распада $\tilde{t} \rightarrow b\bar{s}$ на уровне достоверности 95 %.

В разделе 5 упоминался анализ мультиструйных событий, который был расширен дополнительным критерием на наличие лептона (e или μ) в событии при $\sqrt{s} = 13$ ТэВ и интегральной светимости $36,1 \text{ fb}^{-1}$ [109]. Кроме процессов прямого рождения пары глюино в

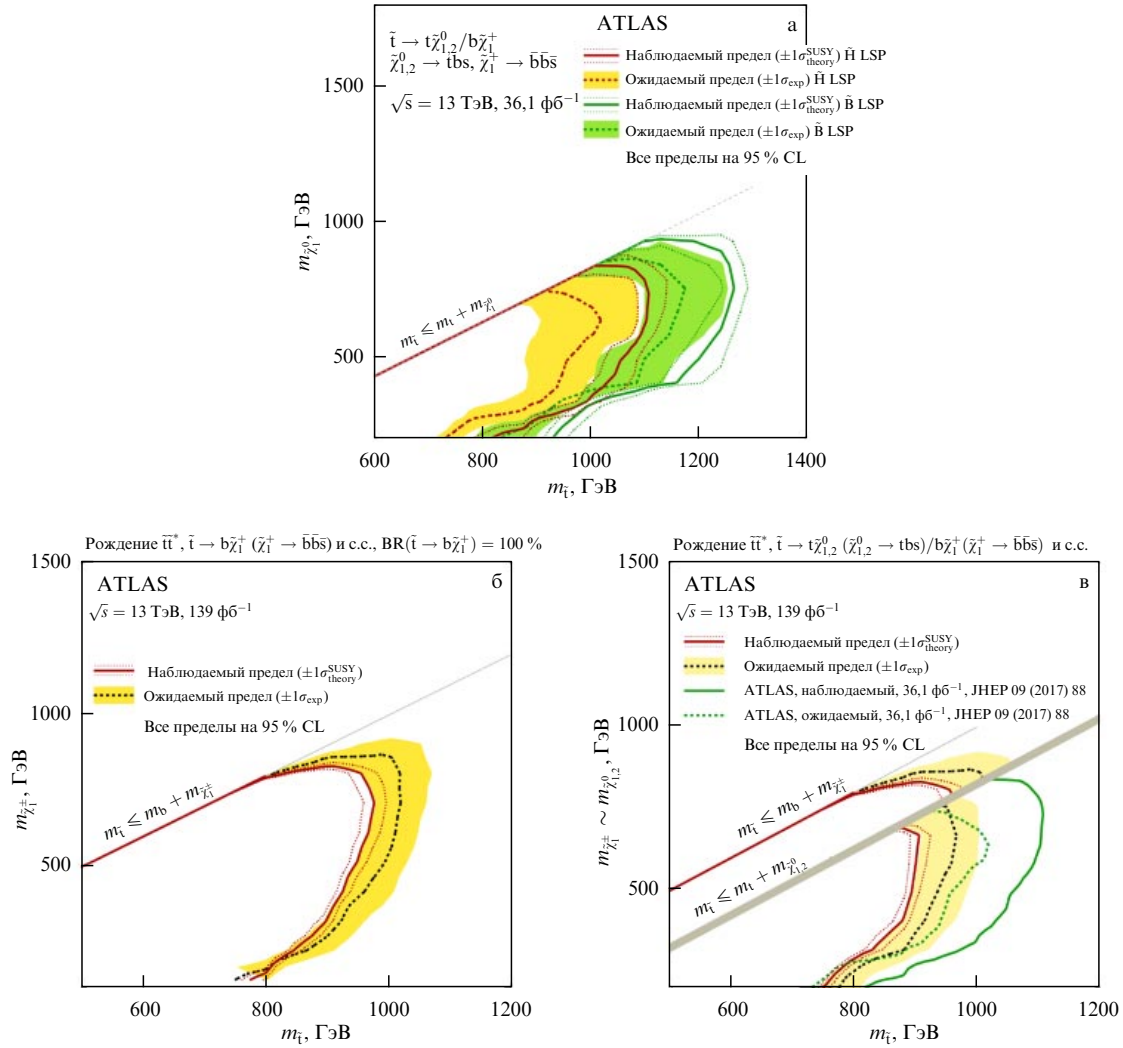


Рис. 26. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые и ожидаемые контуры исключённых значений масс $\tilde{t}$ и $\tilde{\chi}_1^\pm$ (а) для случаев LSP бино ($\tilde{B}$) и хиггсина ($\tilde{H}$), $\tilde{\chi}_1^\pm$ (б) и для случаев хиггсина $\tilde{\chi}_1^\pm$ (в) при прямом рождении пары $\tilde{t}$ -скавков рамках RPV-сценария и нестабильной LSP. Для погрешности $\pm 1\sigma$ ожидаемого предела, показанной полосой, не учитывалась теоретическая погрешность сечения рождения сигналов. Пунктирные кривые показывают изменения наблюдаемого предела при увеличении или уменьшении теоретического сечения рождения сигнала в пределах теоретической погрешности. Все пределы получены на уровне достоверности 95 %. Диагональные линии показывают кинематический предел для данного канала распада [109, 120].

этом анализе также рассматривался процесс прямого рождения пары $\tilde{t}\tilde{t}^*$ -скавков с их последующим распадом на нестабильные чарджино, $\tilde{\chi}_1^\pm$, и нейтралино, $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ (рис. 24в, г):

$$\tilde{t} \rightarrow t\tilde{\chi}_{1,2}^0 \rightarrow ttbs, \quad \tilde{t}^* \rightarrow b\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow bbbs.$$

В результате предел массы $\tilde{t}$ -скаврка был увеличен в 3–4 раза, до 1,1 и 1,25 ТэВ для хиггсина и бино в качестве LSP соответственно (рис. 26а).

Аналогичные конечные состояния пары $\tilde{t}\tilde{t}^*$ -скавков были рассмотрены в следующей версии анализа уже при интегральной светимости $36,1 \text{ fb}^{-1}$, с тем отличием, что t -кварки распадались на адроны [120]. Соответственно отбрасывались (ветировались) события хотя бы с одним электроном или мюоном. В восьми сигнальных областях должно быть $N_j = 6, 7, 8$ и ≥ 9 струй с $p_T > 25 \text{ ГэВ}$ и для каждого N_j количество b -струй варьировалось в интервале от $N_b = 4$ или $N_b \geq 5$.

Для оценки основного фонового процесса рождения мультиструйных событий использовалась экстраполя-

ция вероятности восстановить струю как b -струю, ε , в зависимости от p_T/H_T , где H_T — скалярная сумма по p_T всех струй в событии (11), и $\Delta R_{\min}$ — минимальное расстояние в плоскости η – ϕ между каждой струей и 2–3 струями с максимальной ε . Экстраполяция проводилась в контрольной области с $N_j = 5$ и $N_b \geq 2$ для распределения по множественности b -струй для каждого значения N_j сигнальных областей с использованием данных, из которых были вычтены все прочие фоновые события, такие как одиночное рождение t -кварка, и процессов $t\bar{t}$ + струи/ V/H , полученных из предсказаний СМ. Для интерпретации использовались также модели с распадом обоих $\tilde{t}$ -скавков на $b\tilde{\chi}_1^\pm$, а для модели с $\tilde{\chi}_{1,2}^0$ были установлены пределы только в зависимости массы $\tilde{t}$ -скаврка от массы LSP хиггсина (рис. 26в и б соответственно). В обоих сценариях распада были исключены массы $\tilde{t}$ -скаврка менее 950 ГэВ.

Кроме того, при тех же интегральной светимости и энергии пучка был проведён поиск нарушения лептонного числа при предположении, что в pp -столкновениях рождаются только пары $\tilde{t}$ -скавков, каждый из которых

распадается на заряженный лептон (электрон или мюон) и b -кварк [121].

Данный анализ прежде всего отличает его относительная простота как следствие простоты сигнатуры события $\tilde{t} \rightarrow e(\mu) + b$. Амплитуда вероятности этого нарушающего R -чётность распада пропорциональна константе связи $\lambda'_{31(2)3}$.

Были определены две сигнальные области малых и больших масс $\tilde{t}$ -скаврка. Для выделения искоемых событий требовалось, чтобы в событии имелся как минимум один b -кварк, скалярная сумма (11) p_T лептона и b -струи $H_T > 1$ ТэВ, наибольшая инвариантная масса b -струи и лептона была бы больше 800/1100 ГэВ, а их наименьшая инвариантная масса превышала 150 ГэВ, причём инвариантная масса пары лептонов превышала бы 300 ГэВ. Эти критерии позволили существенно подавить основной фон от процессов прямого рождения пары $t\bar{t}$ -кварков, одиночного рождения t -кварка и образование Z + струи.

Для оценки величины каждого из указанных фоновых процессов была использована контрольная область, в которой доминирование соответствующего фона достигалось инвертированием нескольких критериев отбора сигнальной области. Формы фоновых распределений никак не учитывались, а экстраполяция их нормировочных коэффициентов проводилась только на основе статистики, полученной из предсказаний СМ, в то время как прочие незначительные фоновые процессы, такие как W + струи, рождение пары векторных бозонов и $t\bar{t} + W/Z$, учитывались только на основе предсказаний СМ.

Пределы сечения рождения пары $\tilde{t}$ -скаврков рассчитывались в зависимости от вероятности RPV-распада одного стоп-кварка на e , μ или τ . Сумма этих вероятностей была нормирована на единицу.

Как видно из рис. 27, при больших ($\geq 0,7$) значениях вероятности распада $\tilde{t}$ -скаврка на τ -лептон были исключены только малые массы $\tilde{t}$ -скаврка, от 600 до 1000 ГэВ, в то же время исключение значений масс $\tilde{t}$ -скаврка свыше 1000 ГэВ в данной модели возможно, только если вероятность распада $\tilde{t}$ -скаврка на τ -лептон ниже 0,5.

Наилучший предел массы $\tilde{t}$ -скаврка коллаборацией CMS был установлен при изучении событий с 3–4 за-

ряженными ледонами (e , μ и τ) в конечном состоянии при $\sqrt{s} = 8$ ТэВ и интегральной светимости $19,5 \text{ фб}^{-1}$ [122].

В данном анализе рассматривался распад рождённой пары $\tilde{t}$ -скаврков по каналу $\tilde{t} \rightarrow \tilde{\chi}_1^{0*} t$ с последующим распадом нейтралино по лептонному каналу $\tilde{\chi}_1^{0*} \rightarrow l_i \nu_j l_k$ и $\tilde{\chi}_1^{0*} \rightarrow \nu_i l_j l_k$ с ненулевыми константами связи λ_{122} и λ_{233} соответственно. Рассматривался также полулептонный канал распада нейтралино $\tilde{\chi}_1^{0*} \rightarrow \mu t \bar{b}/\nu b \bar{b}$ с $\lambda'_{233} \neq 0$. Для случая $\lambda_{122} \neq 0$ наблюдаемый предел составил 1080 ГэВ, для $\lambda_{233} \neq 0$ соответственно — 900 ГэВ в диапазоне массы нейтралино 100–1300 ГэВ на уровне достоверности 95 %. На этих же данных был выполнен поиск прямого рождения пары b -скаврков с распадом скаврка $\tilde{b} \rightarrow \tilde{t} \bar{s}/\bar{d}$, когда $\lambda'_{332}/\lambda'_{331} \neq 0$, с последующим лептонным распадом обоих топ-кварков. Предел массы b -скаврка составил 307 ГэВ на уровне достоверности 95 % [101].

Оценки верхних пределов таких констант нарушения, как λ'_{3jk} , λ_{122} или λ_{23k} , приведены в разделах 3–6. Однако можно вычислить верхний предел константы нарушения λ'_{233} в предположении, что масса $\tilde{t}$ -скаврка 1080 ГэВ. Таким образом, предел величины λ'_{233} составит $\lambda'_{233} < 13,8$.

8. Заключение

В обзоре приведены результаты всех работ коллаборации ATLAS по поиску возможных проявлений суперсимметрии с нарушенной R -чётностью в данных, полученных в течение 2009–2018 гг. При этом были детально обсуждены развитие методов отбора сигнальных событий и оценки вклада фоновых процессов.

В разделе 3 проанализированы результаты поиска коллаборацией ATLAS проявлений эффектов нарушения R -чётности как при рождении SUSY-частиц, так и при их распадах. Амплитуды вероятности таких процессов пропорциональны произведениям как минимум двух нарушающих R -чётность констант связи типа $\lambda' \lambda''$. Поставлены экспериментальные ограничения на комбинации RPV-констант в виде $f_{dd} |\lambda'_{131} \lambda'_{231}|^2 + f_{ss} |\lambda'_{132} \lambda'_{232}|^2$, а также на RPV-константу взаимодействия λ'_{311} в зависимости от массы тау-нейтрино и различных предположений о константах взаимодействия λ_{ijk} для $e\mu$, $e\tau$ и $\mu\tau$.

В разделе 4 рассмотрены SUSY-процессы с нарушением R -чётности, амплитуды которых пропорциональны одиночной λ -константе связи из сектора лептонов. В разделе 5 рассмотрены исследованные на установке ATLAS процессы рождения (без нарушения R -чётности) пар глюино или пар скаврков, которые при распадах на кварки СМ давали в конечном состоянии многоструйные события за счёт нарушающих R -чётность λ'' -констант связи из сектора адронов. Расширение этого исследования на случай мультиструйных событий в сопровождении двух одинаково заряженных лептонов или трёх лептонов обсуждалось в разделе 6. Расширенное исследование потенциально чувствительно не только к нарушающим R -чётность λ'' -константам связи адронов, но и к RPV-константам λ' , которые перемешивают лептонный и адронный секторы. Феноменологически эти константы можно считать эффективными константами лепто-кваркового взаимодействия.

Представлены как процессы электрослабого рождения суперсимметричных частиц, чарджино или нейтралино, так и образование глюино и скаврков за счёт сильного взаимодействия. Отдельное внимание уделено

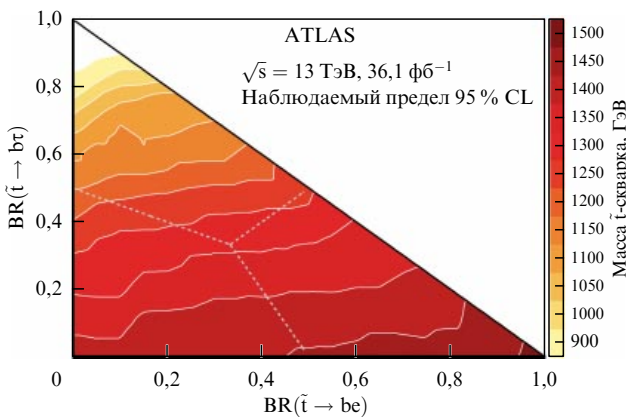


Рис. 27. (В цвете онлайн.) Наблюдаемые пределы сечения рождения пары $\tilde{t}$ -скаврков для различных значений массы $\tilde{t}$ -скаврка в зависимости от вероятности распада на e или τ на уровне достоверности 95 % [121].

(см. раздел 7) R -нарушающим распадам достаточно лёгких (масштаба 1 ТэВ) суперпартнёров топ-кварков — $\tilde{t}$ -скварков.

В целом, обсуждавшиеся в настоящем обзоре исследования возможности обнаружения суперсимметричных частиц по каналам их распадов с нарушением R -чётности позволили коллаборации ATLAS улучшить нижние пределы масс суперсимметричных частиц примерно в 2–3 раза. Так, например, для слептонов и снеитрино наилучшие значения составили 1050 ГэВ, для чарджино и нейтралино — 1400 ГэВ, для глюино — 2100 ГэВ и для $\tilde{t}$ -кварка — 1000 ГэВ. Соответствующие нижние пределы, полученные в эксперименте CMS, составили 1280 (2800) ГэВ для слептонов, в зависимости от величины RPV -констант λ_{132} , λ_{231} и λ'_{311} , 1610 ГэВ для глюино и 1080 ГэВ для $\tilde{t}$ -кварка [80, 122, 123]. Помимо того, получены ограничения на фундаментальные константы связи из суперпотенциала с нарушением R -чётности. Приведены также их верхние пределы на основе других экспериментальных данных.

Указанные "коллайдерные ограничения на R -чётность", отвечающие максимальной энергии столкновений, представляют несомненный интерес с точки зрения поиска Новой физики в "низкоэнергетических" процессах, таких как редкие распады элементарных частиц (см., например, [27, 36, 58, 124]) или нейтринные явления (см., например, [29, 32, 34, 125, 126]).

Следует отметить, что упомянутые выше значения нижних пределов для масс суперсимметричных частиц, строго говоря, нельзя назвать модельно-независимыми. Они практически всегда получены в рамках того или иного конкретного предположения как о процессе рождения, так и о видах распада этих SUSY-частиц.

К сожалению, ничего лучшего в настоящее время предложить нельзя просто по той причине, что ни в одном из проведённых (в течение уже почти 10 лет) коллаборациями ATLAS и CMS исследований на БАК не удалось получить хотя бы сколько-нибудь значимых указаний, например, на явления с такими значениями потерянного импульса E_T^{miss} , которые не поддавались бы удовлетворительному описанию в рамках современной СМ.

Иными словами, сегодня имеет место отсутствие экспериментального намёка на Новую физику, самым ярким и самым ожидаемым проявлением которой на БАК считался энергетический дисбаланс, выражающийся в необъяснимо больших с точки зрения СМ значениях E_T^{miss} . Как известно, в SUSY-моделях источником такого большого потерянного импульса, как правило, считается легчайшая массивная, стабильная и слабовазимодействующая LSP.

Именно это обстоятельство оправдывает попытки поиска SUSY-частиц на основе предположения о R -нарушающих каналах их распадов, поскольку последние естественным образом (без стабильной LSP) формируют конечные состояния высокоэнергетического pp -взаимодействия, ничем не отличающиеся от ожидаемых в рамках СМ.

Итак, в отсутствие каких-либо значимых указаний на существование физики за рамками Стандартной модели в экспериментах на БАК поиск Новой физики "в лице" суперсимметрии с нарушением R -чётности приобретает особо важное значение. Поэтому одним из возможных путей дальнейшего развития данной области может

стать анализ SUSY-явлений, который был выполнен ранее в предположении о сохранении R -чётности, теперь без требования наличия большого E_T^{miss} в событии, вызванного незарегистрированной стабильной LSP. Предварительные оценки, проведённые, например, в работе [58], показали перспективность такого подхода, по крайней мере, для процессов с $\lambda_{ijk} \neq 0$ при энергии $\sqrt{s} = 8$ ТэВ.

Список литературы

1. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 1 (2012)
2. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **716** 30 (2012)
3. Barbieri R, Giudice G F *Nucl. Phys. B* **306** 63 (1988)
4. de Carlos B, Casas J A *Phys. Lett. B* **309** 320 (1993)
5. Bertone G, Hooper D, Silk J *Phys. Rep.* **405** 279 (2005)
6. Fayet P *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **101** 81 (2001)
7. Quigg C, in *2nd CERN-CLAF School of High Energy Physics, 1–14 June 2003, San Miguel Regla, Mexico*, p. 57; hep-ph/0404228
8. Csáki C, Tanedo P, in *Proc. of the 2013 European School of High-Energy Physics, Parádördő, Hungary, 5–18 June 2013* Vol. 4 (CERN-2015-004, Eds M Mulders, G Perez) Vol. 4 (Geneva: CERN, 2015) <https://doi.org/10.5170/CERN-2015-004.169>
9. Ross G G, in *Proc. of the 11th Intern. Conf. on Neutrino Physics and Astrophysics, 11–16 June, 1984, Nordkirchen near Dortmund* (Eds K Kleinknecht, E A Paschos, H Yuta) (Singapore: World Scientific, 1984) p. 606
10. Mohapatra R N *Unification and Supersymmetry: the Frontiers of Quark-Lepton Physics* (Berlin: Springer, 1986)
11. Nath P *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **229** 3047 (2020)
12. Nath P *Supersymmetry, Supergravity, and Unification* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2017)
13. Tata X *Eur. Phys. J. Spec. Top.* **229** 3061 (2020)
14. Bento M C, Hall L, Ross G G *Nucl. Phys. B* **292** 400 (1987)
15. Giudice G F, Rattazzi R, Wells J D *Nucl. Phys. B* **544** 3 (1999)
16. Гольфанд Я А, Лихтман Е П *Письма в ЖЭТФ* **13** 452 (1971); Golfand Y A, Likhman E P *JETP Lett.* **13** 323 (1971)
17. Volkov D V, Akulov V P *Phys. Lett. B* **46** 109 (1973)
18. Wess J, Zumino B *Nucl. Phys. B* **70** 39 (1974)
19. Wess J, Zumino B *Nucl. Phys. B* **78** 1 (1974)
20. Ferrara S, Zumino B *Nucl. Phys. B* **79** 413 (1974)
21. Salam A, Strathdee J *Phys. Lett. B* **51** 353 (1974)
22. Sakai N Z. *Phys. C* **11** 153 (1981)
23. Dimopoulos S, Raby S, Wilczek F *Phys. Rev. D* **24** 1681 (1981)
24. Ibáñez L E, Ross G G *Phys. Lett. B* **105** 439 (1981)
25. Dimopoulos S, Georgi H *Nucl. Phys. B* **193** 150 (1981)
26. Inoue K et al. *Prog. Theor. Phys.* **68** 927 (1982); *Prog. Theor. Phys.* **70** 330 (1983) Errata
27. Ellis J, Rudaz S *Phys. Lett. B* **128** 248 (1983)
28. Farrar G R, Fayet P *Phys. Lett. B* **76** 575 (1978)
29. Mitsou V A *PoS* **258** 085 (2015)
30. Hall L J, Suzuki M *Nucl. Phys. B* **231** 419 (1984)
31. Banks T et al. *Phys. Rev. D* **52** 5319 (1995)
32. Nilles H-P, Polonsky N *Nucl. Phys. B* **484** 33 (1997)
33. Nardi E *Phys. Rev. D* **55** 5772 (1997)
34. Borzumati F M et al. *Phys. Lett. B* **384** 123 (1996)
35. Dimopoulos S, Raby S, Wilczek F *Phys. Lett. B* **112** 133 (1982)
36. Sakai N, Yanagida T *Nucl. Phys. B* **197** 533 (1982)
37. Weinberg S *Phys. Rev. D* **26** 287 (1982)
38. Zyla P A et al. (Particle Data Group) *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020** 083C01 (2020)
39. Giudice G F, Rattazzi R *Phys. Lett. B* **406** 321 (1997)
40. Brahm D E, Hall L J *Phys. Rev. D* **40** 2449 (1989)
41. Tamvakis K *Phys. Lett. B* **382** 251 (1996)
42. Quevedo F, Krippendorf S, Schlotterer O "Cambridge lectures on supersymmetry and extra dimensions", arXiv:1011.1491
43. Kuriyama M, Nakajima H, Watari T *Phys. Rev. D* **79** 075002 (2009)
44. Kim J E "R-parity from string compactification", arXiv:2103.14084
45. Bednyakov V A *ЭЧАЯ* **44** 429 (2013); *Phys. Part. Nucl.* **44** 220 (2013)
46. Bednyakov V A *ЭЧАЯ* **47** 1314 (2016); *Phys. Part. Nucl.* **47** 711 (2016)
47. Aaltonen T et al. (CDF Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **105** 191801 (2010)

48. CDF Collab., Public Note CDF 7835, unpublished
49. CDF Collab., CDF Conference Note 8228, unpublished (2006)
50. Abbott B et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **83** 4476 (1999)
51. Abbott B et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. D* **62** 071701 (2000)
52. Abazov V M et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 171801 (2002)
53. Abazov V M et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **89** 261801 (2002)
54. Abazov V M et al. (D0 Collab.) *Phys. Lett. B* **638** 441 (2006)
55. Abazov V M et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **97** 111801 (2006)
56. Abazov V M et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 241803 (2008)
57. Abazov V M et al. (D0 Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **105** 191802 (2010)
58. Dercks D et al. *Eur. Phys. J. C* **77** 856 (2017)
59. Barbier R et al. *Phys. Rep.* **420** 1 (2005)
60. Chemtob M *Prog. Part. Nucl. Phys.* **54** 71 (2005)
61. Allanach B C, Dedes A, Dreiner H K *Phys. Rev. D* **69** 115002 (2004); *Phys. Rev. D* **72** 079902 (2005) Erratum
62. ATLAS Experiment — Public Results. Public ATLAS Luminosity Results for Run-2 of the LHC, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LuminosityPublicResultsRun2>
63. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *JINST* **3** S08003 (2008)
64. Capeans M et al. (ATLAS Collab.) "ATLAS Insertable B-Layer technical design report", CERN-LHCC-2010-013, ATLAS Technical Design Report 19 (Geneva: CERN, 2010)
65. ATLAS Collab. "ATLAS Insertable B-Layer technical design report addendum", CERN-LHCC-2012-009, ATLAS Technical Design Report 19 ADD-1 (Geneva: CERN, 2012)
66. Abbott B et al. *JINST* **13** T05008 (2018)
67. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **77** 317 (2017)
68. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **106** 251801 (2011)
69. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **71** 1809 (2011)
70. Shao-Ming W et al. *Phys. Rev. D* **74** 057902 (2006)
71. Shao-Ming W et al. *Chinese Phys. Lett.* **25** 58 (2008)
72. Agostinelli S et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **506** 250 (2003)
73. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **72** 2040 (2012)
74. Chaichian M, Huitu K *Phys. Lett. B* **384** 157 (1996)
75. Huitu K et al. *Phys. Lett. B* **430** 355 (1998)
76. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **115** 031801 (2015)
77. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **723** 15 (2013)
78. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **76** 541 (2016)
79. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **801** 135114 (2020)
80. Khachatryan V et al. *Eur. Phys. J. C* **76** (6) 317 (2016)
81. Dreiner H K, in *Perspectives on Supersymmetry II* (Advanced Ser. on Directions in High Energy Physics, Vol. 21, Ed. G L Kane) (Singapore: World Scientific, 2010) p. 565, https://doi.org/10.1142/9789814307505_0017
82. Barger V D, Giudice G F, Han T *Phys. Rev. D* **40** 2987 (1989)
83. Aulakh C S, Mohapatra R N *Phys. Lett. B* **119** 136 (1982)
84. Ross G G, Valle J W F *Phys. Lett. B* **151** 375 (1985)
85. Ellis J R et al. *Phys. Lett. B* **150** 142 (1985)
86. Santamaria A, Valle J W F *Phys. Lett. B* **195** 423 (1987)
87. Santamaria A, Valle J W F *Phys. Rev. Lett.* **60** 397 (1988)
88. Romão J C, Santos C A, Valle J W F *Phys. Lett. B* **288** 311 (1992)
89. Gonzalez-Garcia M C, Romão J C, Valle J W F *Nucl. Phys. B* **391** 100 (1993)
90. Barbieri R et al. *Phys. Lett. B* **238** 86 (1990)
91. Dimopoulos S, Hall L J *Phys. Lett. B* **207** 210 (1988)
92. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Rev. D* **90** 052001 (2014)
93. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2012** (12) 124 (2012)
94. Alwall J, Schuster P C, Toro N *Phys. Rev. D* **79** 075020 (2009)
95. Desch K et al. *Phys. Rev. D* **83** 015013 (2011)
96. Nakamura K (Particle Data Group) *J. Phys. G* **37** 075021 (2010)
97. Abazov V et al. (D0 Collab.) *Phys. Lett. B* **638** 441 (2006)
98. Beringer J et al. (Particle Data Group) *Phys. Rev. D* **86** 010001 (2012)
99. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Rev. D* **98** 032009 (2018)
100. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2012** (06) 169 (2012)
101. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. D* **94** 112009 (2016)
102. Ellis J R, Lola S, Sridhar K *Phys. Lett. B* **408** 252 (1997)
103. Bhattacharyya G, Choudhury D, Sridhar K *Phys. Lett. B* **355** 193 (1995)
104. Goity J L, Sher M *Phys. Lett. B* **346** 69 (1995); *Phys. Lett. B* **385** 500 (1996) Erratum
105. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2012** (12) 86 (2012)
106. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2013** (10) 130 (2013); *J. High Energy Phys.* **2014** (01) 109 (2014) Erratum
107. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Rev. D* **91** 112016 (2015)
108. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Lett. B* **785** 136 (2018)
109. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2017** (09) 88 (2017)
110. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2016** (06) 067 (2016)
111. Khachatryan V et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **770** 257 (2017)
112. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2014** (06) 035 (2014)
113. Roy S, Mukhopadhyaya B *Phys. Rev. D* **55** 7020 (1997)
114. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2017** (09) 084 (2017); *J. High Energy Phys.* **2019** (08) 121 (2019) Erratum
115. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *J. High Energy Phys.* **2020** (06) 046 (2020)
116. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **79** 305 (2019)
117. de Carlos B, Casas J A *Phys. Lett. B* **309** 320 (1993)
118. Aaltonen T et al. (CDF Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **111** 031802 (2013)
119. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **78** 250 (2018)
120. Aad G et al. (ATLAS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **81** (1) 11 (2021)
121. Aaboud M et al. (ATLAS Collab.) *Phys. Rev. D* **97** 032003 (2018)
122. Chatrchyan S et al. (CMS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **111** 221801 (2013)
123. Sirunyan A M et al. (CMS Collab.) *Phys. Lett. B* **783** 114 (2018)
124. Bednyakov V A *Краткие сообщения ОИЯИ* (1(93)-99) 30 (1999)
125. Allanach B C, Kom C H *J. High Energy Phys.* **2008** (04) 081 (2008)
126. Bednyakov V, Faessler A, Kovalenko S *Phys. Lett. B* **442** 203 (1998)

Search for supersymmetry with R -parity violation at the ATLAS facility

V.A. Bednyakov^(*), E.V. Khramov^(†)

Joint Institute for Nuclear Research, ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation

E-mail: ^(*) bedny@jinr.ru, ^(†) khramov@jinr.ru

In 2009–2018, the first and second operation phases (Run 1 and Run 2) of the Large Hadron Collider (LHC) were completed at CERN at proton–proton energies $\sqrt{s} = 7–8$ and 13 TeV. One of the major goals in constructing the LHC was successfully accomplished with the discovery of the Higgs boson, the missing and fundamentally important element of the modern Standard Model of elementary particles. Along with this, a large amount of other unique physical information was obtained. We review the procedure for obtaining new physical results in the search for supersymmetry with R -parity violation at the ATLAS (A Toroidal LHC Apparatus) facility. A comparison with the results of other, mainly collider, experiments is given.

Keywords: ATLAS, Large Hadron Collider, supersymmetry, R -parity violation

PACS numbers: **12.10.**–g, **12.60.**Jv, **29.20.**–c

Bibliography — 126 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **192** (10) 1065–1088 (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.08.039034>

Received 28 May 2021, revised 26 July 2021

Physics – Uspekhi **65** (10) (2022)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.08.039034>