

P2-2013-11

Д. И. Казаков

ПЕРВЫЕ УРОКИ LHC:  
ХИГГСОВСКИЙ БОЗОН И СУПЕРСИММЕТРИЯ

Доклад на научной сессии секции ядерной физики Отделения  
физических наук РАН 12 ноября 2012 г.

Направлено в журнал «Ядерная физика»

Казаков Д. И.

P2-2013-11

Первые уроки LHC:  
хиггсовский бозон и суперсимметрия

Обсуждаются последние результаты по открытию хиггсовского бозона и поиску суперсимметрии на LHC. Открыт ли хиггсовский бозон, и если открыт, то является ли он бозоном Стандартной модели? Какие свойства открытой частицы согласуются со Стандартной моделью и каковы альтернативы? Не найдены ли на самом деле два хиггсовских бозона? Что можно сказать об устойчивости электрослабого вакуума, если хиггсовский бозон имеет массу 125–126 ГэВ? Каковы предсказания суперсимметричных теорий относительно массы хиггсовского бозона? Противоречит ли значение 125–126 ГэВ суперсимметрии или, наоборот, указывает на суперсимметрию? Как обстоят дела с поиском суперсимметрии и что осталось от разрешенной области пространства параметров? Жива ли еще низкоэнергетическая суперсимметрия? Каковы перспективы нахождения суперсимметрии при энергии LHC 14 ТэВ?

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2013.

Kazakov D. I.

P2-2013-11

The First Lessons of the LHC:  
The Higgs Boson and Supersymmetry

We discuss recent results on the Higgs boson discovery and search for supersymmetry at the LHC. Is the Higgs boson really discovered and if yes is it the Higgs boson of the Standard Model? Which properties of the discovered particle are consistent with the SM and what are the alternatives? Could it be that two Higgs bosons are discovered? What one can say about the stability of the electroweak vacuum if the Higgs boson has a mass of 125 GeV? What are the predictions of SUSY theories concerning the Higgs boson mass? Does the value of 125 GeV support SUSY or contradict it? What is the situation with SUSY searches and what is left of SUSY parameter space? Is low energy SUSY still alive? What are the perspectives of SUSY finding at the LHC at 14 TeV?

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2013

## ВВЕДЕНИЕ

2012 г. ознаменовался большим событием: объявлением об открытии на ЛНС новой частицы, по своим свойствам похожей на хиггсовский бозон [1, 2]. Это действительно историческое событие (если будут подтверждены все квантовые числа), ибо оно знаменует завершение Стандартной модели (СМ) фундаментальных взаимодействий и подтверждение правильности механизма спонтанного нарушения симметрии как механизма генерации масс. Само по себе открытие явилось результатом колоссальных многолетних усилий физиков-экспериментаторов и стало долгожданным разрешением споров о существовании хиггсовского бозона. На самом деле в настоящее время известна лишь масса хиггсовского бозона (мы будем называть его так, хотя, возможно, и преждевременно) и некоторые брэнчинги его распада, причем с большими ошибками. Однако уже этого оказалось достаточно для многочисленных публикаций, дающих интерпретацию полученных данных в рамках СМ и ее различных расширений. На момент написания настоящей статьи число статей, написанных в 2012 г. и содержащих в заголовке слово «Higgs», согласно базе данных INSPIRE-HEP перевалило за 1000. Ниже мы обсудим сложившуюся ситуацию с открытием хиггсовского бозона и некоторые, наиболее интересные на наш взгляд, интерпретации данных ЛНС.

Разумеется, первый год работы ЛНС не ограничился поисками хиггсовского бозона. Проводились многочисленные поиски «новой физики» на ТэВной шкале энергий. К сожалению, результаты отрицательны. Получены лишь ограничения на массы гипотетических частиц. Но эти ограничения являются модельно-зависимыми, и их интерпретация проводится в рамках конкретных моделей. Наибольший интерес из них вызывает суперсимметрия, наиболее разработанная и многообещающая теория. Мы обсудим современную ситуацию с поисками суперсимметрии и ответим на часто задаваемый вопрос о том, жива ли еще низкоэнергетическая суперсимметрия.

Наконец, нельзя не отметить результаты ЛНС по проверке Стандартной модели и поиску отклонений от СМ при низких энергиях, прежде всего в  $B$ -физике. Здесь получено много интересных результатов, но в силу специфики этой статьи мы ограничимся редкими распадами  $B$ -мезонов, что имеет отношение к суперсимметрии и другой новой физике на ТэВной шкале.

## 1. ХИГГСОВСКИЙ БОЗОН

В связи с заявлением об открытии новой частицы на ЛНС возникают естественные вопросы.

- Действительно ли это хиггсовский бозон?
- Если да, то является ли он хиггсовским бозоном СМ?
- Имеются ли отклонения его свойств от СМ?
- Существуют ли альтернативные интерпретации?

При этом нужно иметь в виду, что статистика еще очень мала для окончательных выводов и нужно набраться терпения.

**1.1. Действительно ли это хиггсовский бозон, действительно ли это  $0^+$ -состояние?** Чтобы ответить на поставленный вопрос, нужно рассмотреть механизм рождения и различные моды распада полученной частицы. В случае СМ основным механизмом рождения хиггсовского бозона является процесс глюонного слияния, а основные моды распада зависят от его массы. При этом еще нужно иметь в виду фоновые процессы, что ставит в привилегированное положение распад на два гамма-кванта и  $W^-$  и  $Z$ -бозоны. Диаграмма, описывающая рождение хиггсовского бозона в процессе глюонного слияния и распад его на два гамма-кванта, представлена на рис. 1. Возможное значение спина рожденной частицы могло бы быть  $0, 1/2, 1, 3/2, 2$  и т. д., но естественно ограничиться низшими спинами. При этом тот факт, что частица распадается на два  $\gamma$ -кванта, сразу же исключает фермионы, т. е. спины  $1/2$  и  $3/2$ , а известная теорема Ландау и Янга [3] исключает спин 1. Таким образом, остаются спины 0 и 2, что говорит в пользу стандартного хиггсовского бозона, хотя и требует подтверждения, что это в действительности состояние  $0^+$ .

Если принять гипотезу, что это спин 0, то остается еще вопрос, является ли такой скаляр хиггсовским бозоном, т. е. частицей, ответственной за спонтанное нарушение симметрии. Чтобы понять это, обратимся к рас-

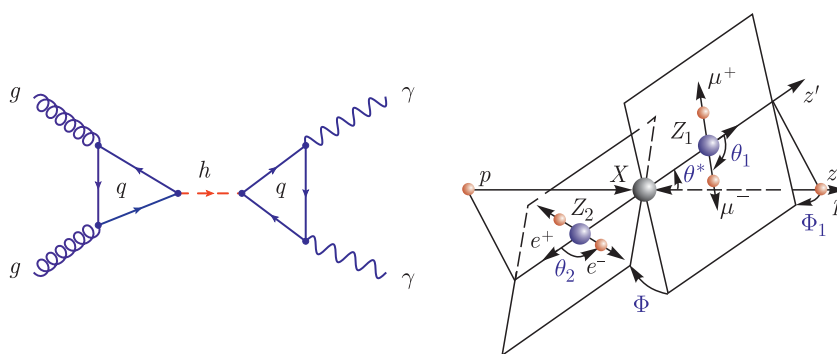


Рис. 1. Процесс рождения и распада хиггсовского бозона в СМ (слева) и углы, используемые в анализе 4-лептонных событий (справа)

паду новой частицы на  $W$ - и  $Z$ -бозоны. Рассмотрим, как взаимодействует хиггсовский бозон СМ с  $W$ -бозоном [4]:

$$\mathcal{L} = \frac{g^2}{2}(v + h(x))^2 W_\mu^+ W^{-\mu} = m_W^2 W_\mu^+ W^{-\mu} + g^2 v h W_\mu^+ W^{-\mu} + \dots \quad (1)$$

Как видно, вершина тройного взаимодействия пропорциональна вакуумному среднему поля  $h$ , а также калибровочной константе  $g^2$ , что приводит к вероятности распада, типичной для слабого взаимодействия в соответствии с экспериментом (см. ниже). В случае же иной скалярной частицы без вакуумного среднего калибровочно-инвариантное взаимодействие описывается операторами высшей размерности

$$\mathcal{L} = A \frac{\alpha}{4\pi} \frac{1}{M} h F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + B \frac{\alpha}{4\pi} \frac{1}{M} h \varepsilon_{\mu\nu\rho\sigma} F^{\mu\nu} F^{\rho\sigma}, \quad (2)$$

где  $M$  есть новый тяжелый масштаб. Это приводит к подавлению распада, что противоречит эксперименту. Те же соображения справедливы и в случае  $Z$ -бозона. Этот аргумент [4] является весомым свидетельством в пользу хиггсовского бозона.

Распад на два (виртуальных)  $Z$ -бозона может служить источником информации о спине и четности полученной частицы. Для этого нужно изучить угловое распределение лептонных пар, возникающих из распада [5]

$$pp \rightarrow h \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+ l^- l^+ l^-.$$

Углы, используемые в анализе 4-лептонных событий, показаны на рис. 1 справа. Угловой анализ позволяет отличить скаляр от псевдоскаляра, и имеющиеся на сегодняшний день данные соответствуют состоянию  $0^+$  на 66 %-м уровне достоверности [6].

**1.2. Моды распада. СМ или нет?** По имеющимся модам распада можно судить о свойствах хиггсовского бозона и определить, является ли он хиггсовским бозоном СМ. При этом надо иметь в виду, что преимущественные моды распада зависят от массы хиггсовского бозона. На рис. 2 [7] показаны брэнчинги распада как функции массы хиггсовского бозона в СМ. Как видно, значение массы 125–126 ГэВ попадает на интервал, где дают вклад различные моды распада и имеется богатый спектр конечных состояний.

Для хиггсовского бозона с массой 125–126 ГэВ имеем [8]

$$\begin{aligned} b\bar{b} &- 56\%, & \tau^+\tau^- &- 6,2\%, & \gamma\gamma &- 0,23\%, \\ WW^* &- 23\%, & ZZ^* &- 2,9\%, & \gamma Z &- 0,16\%, \\ gg &- 8,5\%, & c\bar{c} &- 2,8\%, & \mu^+\mu^- &- 0,02\%. \end{aligned}$$

В то же время, согласно данным LHC по состоянию на июль 2012 г., наблюдаются следующие моды распада [4]:

- $\gamma\gamma$ -мода: наблюдается ( $4,5\sigma$  в ATLAS и  $4,1\sigma$  в CMS),
- $ZZ^*$ -мода: наблюдается ( $3,6\sigma$  в ATLAS и  $3,2\sigma$  в CMS),
- $WW^*$ -мода: наблюдается ( $2,8\sigma$  в ATLAS и  $1,6\sigma$  в CMS),

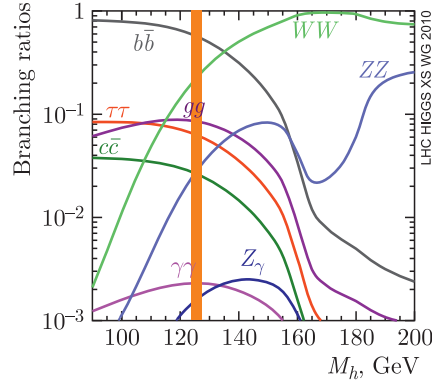


Рис. 2. Бренчинги основных мод распада хиггсовского бозона как функции массы и значения, соответствующие массе 125–126 ГэВ

- $b\bar{b}$ -мода: наблюдается ( $2,8\sigma$  в комбинации CDF/D0),
- $\tau\bar{\tau}$ -мода: пока не наблюдается.

Все эти распады соответствуют распадам хиггсовского бозона СМ. Сопоставляются ли они количественно с СМ? Для анализа этой проблемы вводится величина отношения наблюдаемых бренчингов к бренчингам СМ:  $\mu \equiv \sigma BR / (\sigma BR)_{SM}$ . Значения величины  $\mu$ , полученные в коллаборациях ATLAS, CMS и на тэватроне, показаны на рис. 3.

Предварительные и осторожные выводы, которые можно сделать, пока таковы:

- слишком много  $\gamma\gamma$ :  $\mu_{ATLAS} = 1,8 \pm 0,5$ ,  $\mu_{CMS} = 1,56 \pm 0,43$ ,
- слишком мало  $b\bar{b}$ :  $\mu \sim 0,7$ ,
- нет  $\tau\bar{\tau}$ ,
- $WW^*$  и  $ZZ^*$  приблизительно соответствуют СМ:

$$\mu(ZZ^* \rightarrow 4l)_{ATLAS} = 1,4 \pm 0,6,$$

$$\mu(ZZ^* \rightarrow 4l)_{CMS} = 0,7 \pm 0,4,$$

$$\mu(WW^* \rightarrow l\nu l\nu)_{ATLAS} = 1,3 \pm 0,5,$$

$$\mu(WW^* \rightarrow l\nu l\nu)_{CMS} = 0,6 \pm 0,4.$$

Теоретические интерпретации этих данных не заставили долго ждать. Возможные отклонения от СМ объясняются введением новых частиц и усложнением модели:

- 1) расширенный хиггсовский сектор (НМССМ, ...) [12, 13];
- 2) новые бесцветные частицы материи (стау) [14];
- 3) новые цветные частицы материи (стоп) [15];
- 4) сильно взаимодействующий хиггсовский сектор [16, 17].

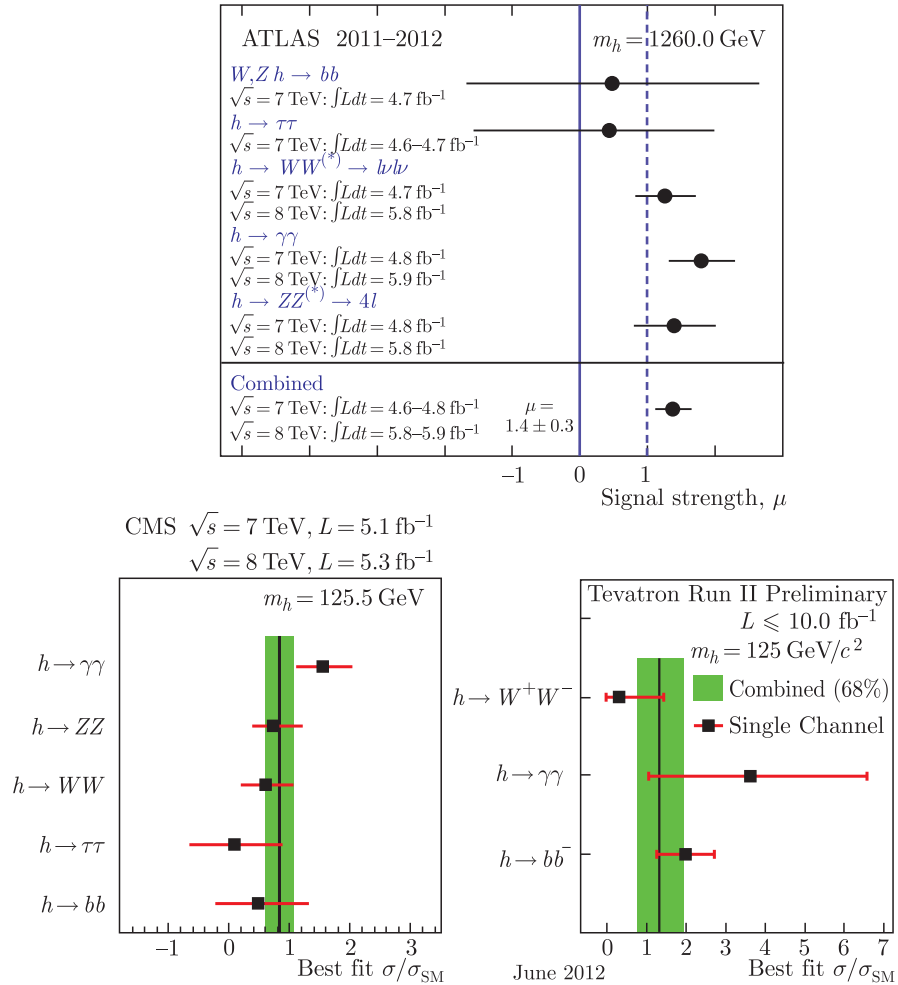


Рис. 3. Значения  $\mu$  для различных мод распада согласно данным коллабораций ATLAS [9] (а), CMS [10] (б), CDF и D0 [11] (в)

**1.3. Теоретические ограничения на массу хиггсовского бозона и стабильность хиггсовского вакуума.** Как известно, масса хиггсовского бозона в СМ не предсказывается, так как неизвестна константа самодействия. Однако существуют ограничения на ее поведение, которые транслируются в ограничения на массу. Изменение константы самодействия  $\lambda$  как функции шкалы должно удовлетворять двум условиям: она не должна обращаться в бесконечность (полюс Ландау) и не должна становиться отрицательной (стабильность вакуума). Эти два условия задают верхнее и нижнее ограничение на массу хиггсовского бозона (см. рис. 4, справа) [18].

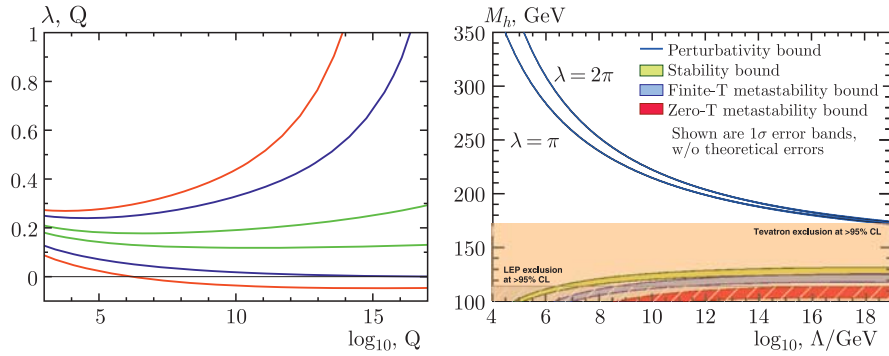


Рис. 4. Изменение константы самодействия хиггсовского бозона со шкалой (слева) и разрешенный интервал для массы хиггсовского бозона как функция шкалы действенности СМ (справа)

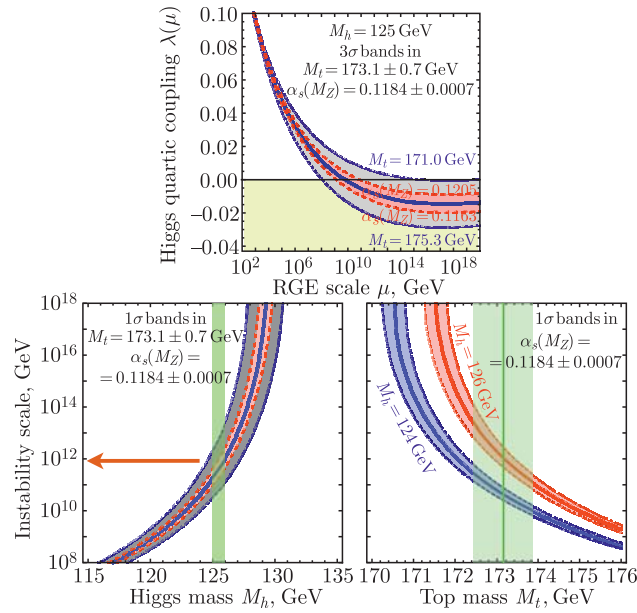


Рис. 5. Бег константы самодействия в увеличенном масштабе и нарушение условия устойчивости вакуума для различных значений массы бозона Хиггса и топ-кварка [19]

Как можно увидеть, остается лишь маленькое окно, чтобы СМ была справедлива вплоть до планковской шкалы. Значение массы 125–126 ГэВ как раз попадает в этот интервал, что более подробно иллюстрируется рис. 5 [19]. С учетом двухпетлевых поправок условие стабильности ваку-



ума устанавливает следующую нижнюю границу на массу хиггсовского бозона, если бы СМ была справедлива до планковской шкалы:

$$M_h[\text{ГэВ}] > 129,4 + 1,4 \left( \frac{M_t[\text{ГэВ}] - 173,1}{0,7} \right) - 0,5 \left( \frac{\alpha_s(M_Z) - 0,1184}{0,0007} \right) \pm 1,0_{\text{th}}, \quad (3)$$

что дает  $M_h > (129,4 \pm 1,8)$  ГэВ. Тем самым значение 125–126 ГэВ оказывается несколько маловатым и условие стабильности хиггсовского вакуума в СМ нарушается примерно на шкале в  $10^{10}$ – $10^{12}$  ГэВ (см. рис. 5).

Эффективный потенциал хиггсовского поля оказывается очень чувствительным к значению массы бозона Хиггса и топ-кварка. На рис. 6 показана вариация потенциала при малом изменении массы бозона Хиггса в районе 125 ГэВ [19]. Однако во всех случаях присутствует метастабильное состояние [20]. На рис. 6 внизу показано, что измеренному значению масс бозона Хиггса и топ-кварка соответствует точка, лежащая как раз на границе стабильной и нестабильной фазы.

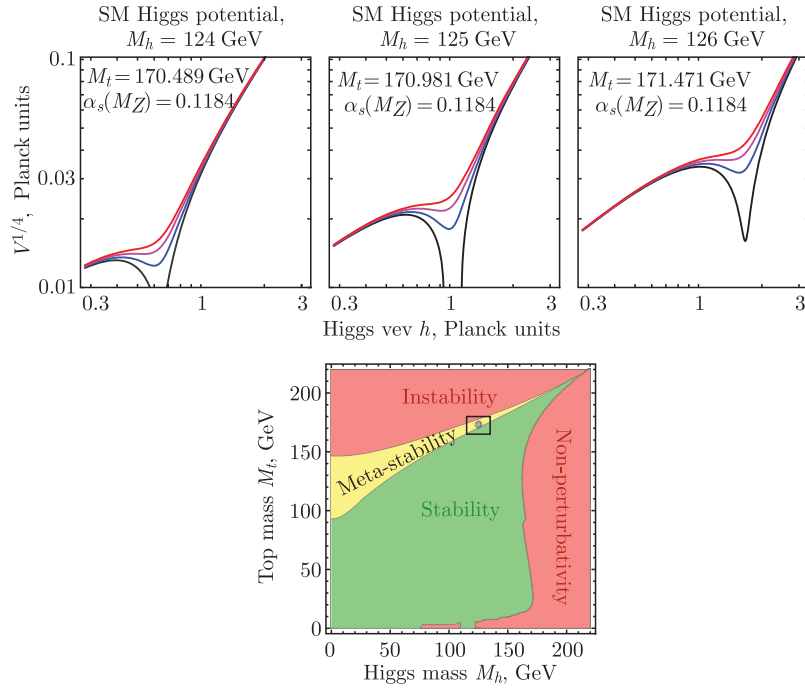


Рис. 6. Эффективный потенциал хиггсовского поля. Отчетливо видно наличие метастабильного состояния (вверху). Граница раздела стабильной, нестабильной и метастабильной фаз (внизу) [19]

**1.4. Хиггсовский бозон и суперсимметрия.** Как известно, в суперсимметричных теориях хиггсовский бозон оказывается легким, так что на древесном уровне его масса не превосходит массу  $Z$ -бозона. Однако петлевые поправки поднимают это значение почти в точности до экспериментально измеренной величины. С учетом однопетлевых поправок масса хиггсовского бозона в Минимальной суперсимметричной стандартной модели (МССМ) имеет вид [21]

$$M_h^2 = M_Z^2 \cos^2 2\beta + \frac{3m_t^4}{4\pi^2 v^2 \sin^2 \beta} \times \left[ \log \frac{M_S^4}{m_t^4} + \frac{X_t^2}{M_S^2} \left( 1 - \frac{1}{6} \frac{X_t^2}{M_S^2} \right) \right] + 2 - \text{loop}, \quad (4)$$

где  $M_S^2 = \tilde{m}_{t1}\tilde{m}_{t2}$ ,  $X_t = A_t - \mu \text{ctg} \beta$ . Двухпетлевые поправки в МССМ в настоящее время вычислены, они невелики, но отрицательны. Как результат, масса хиггсовского бозона оказывается несколько меньше экспериментального значения. Поднять ее можно либо за счет утяжеления топ-кварков [22], как показано на рис.7 (слева) [23], либо за счет расширения хиггсовского сектора, как, например, в НМССМ. При этом уже намечается противоречие с МССМ, если  $M_S$  меньше 1500 ГэВ. В расширенных моделях это противоречие снимается за счет большей свободы в выборе параметров. Так, например, в НМССМ, где имеется дополнительный синглетный хиггсовский бозон, обычно два хиггсовских бозона оказываются легкими, и наблюдаемое состояние вполне может оказаться вторым, а не первым, так что его масса возрастает. Варианты такой ситуации мы рассмотрим в следующем пункте.

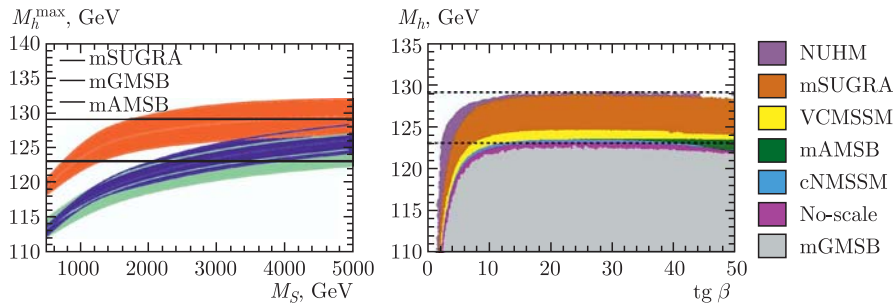


Рис. 7. Масса хиггсовского бозона в ограниченной МССМ для различных механизмов нарушения суперсимметрии (mSUGRA, mAMSB и mGMSB) как функция шкалы суперсимметрии  $M_S$  (слева) и как функция  $\text{tg} \beta$  (справа) при вариации массы топ кварка в пределах  $m_t = 170-176$  ГэВ

**1.5. Один хиггсовский бозон или два?** Может показаться странным, но есть такая возможность (и она реализуется в НМССМ), что существуют два легких хиггсовских бозона, почти вырожденных по массе, и один из

них наблюдается сейчас в эксперименте. В литературе обсуждаются два варианта: два бозона с массами 98 и 125 ГэВ и вырожденный случай с массами в интервале 123–128 ГэВ. Оба этих варианта реализуются в неминимальной суперсимметричной модели.

В первом случае речь идет об экспериментальных данных LEP, где наблюдалось превышение рождения  $b\bar{b}$ -пар на уровне  $2\sigma$ , что можно объяснить как результат процесса  $e^+e^- \rightarrow Zh$ ,  $h \rightarrow b\bar{b}$ , причем фитируемая масса хиггсовского бозона равна приблизительно 98 ГэВ. Это превышение несовместимо с СМ, где вероятность процесса составляет 10–20% от необходимой, но вполне совместимо с суперсимметричной моделью. Если принять во внимание эти данные LEP и последние данные LHC, то можно построить такую суперсимметричную модель — НМССМ, которая одновременно объясняет все события [24, 25]. Возможный спектр хиггсовских полей, а также брэнчинги распадов приведены в табл. 1 для трех возможных сценариев [24].

Таблица 1

Сценарий	$m_{h_1}$	$m_{h_2}$	$m_{h_3}$	$m_{a_1}$	$m_{a_2}$	$M_{H^\pm}$	$m_{\tilde{\chi}_1^0}$	$\Omega h^2$	$R_{gg}^{h_2}(\gamma\gamma)$
I	99	124	311	140	302	295	76	0,099	1,62
II	97	124	481	217	473	466	92	0,026	1,53
III	99	126	993	147	991	989	115	0,099	1,14

Причиной, по которой наличие бозона Хиггса с массой 98 ГэВ не противоречит ограничению LEP 114,7 ГэВ и ненаблюдению такого состояния на LHC, является то, что он содержит большую синглетную компоненту и его рождение сильно подавлено.

Другой вариант состоит в возможности существования двух вырожденных состояний в районе 126 ГэВ. Этот вариант также реализуется в рамках НМССМ [26]. Большие брэнчинги распадов  $gg \rightarrow h_{1,2} \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $gg \rightarrow h_{1,2} \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  по сравнению с  $gg \rightarrow h_{SM} \rightarrow \gamma\gamma$ ,  $gg \rightarrow h_{SM} \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$  объясняются в этом случае комбинацией процессов с двумя хиггсовскими бозонами. Существует область в пространстве параметров НМССМ, где такой сценарий может быть реализован:

$$\begin{aligned}
m_0 &\in [0,9, 1,3] \text{ ТэВ}, & m_{1/2} &\in [500, 700] \text{ ГэВ}, & A_0 &\in [-1,8, -1,0] \text{ ТэВ}, \\
A_\kappa &\in [-400, -250] \text{ ГэВ}, & A_\lambda &\in [-600, -400] \text{ ГэВ}, \\
m_S(GUT) &\in [1,4, 2,2] \text{ ТэВ}, & m_{H_u}(GUT) &\in [2, 2,2] \text{ ТэВ}, \\
m_{H_d}(GUT) &\in [0,7, 1,2] \text{ ТэВ}.
\end{aligned}$$

## 2. СУПЕРСИММЕТРИЯ

Говоря о суперсимметрии, мы прежде всего должны сказать, о какой суперсимметричной модели идет речь: MSSM, CMSSM, mSUGRA, mGMSM, mAMSM, NUHM, NMSSM, No Scale... К сожалению, анализ

и выводы оказываются модельно-зависимыми и получаемые оценки на массы суперсимметричных частиц и разрешенное пространство параметров зависят от выбранной модели. Это можно видеть на примере спектра масс суперсимметричных частиц для различных механизмов нарушения суперсимметрии, которые сильно разнятся друг с другом [27].

Стоит, наверное, повторить, чем замечательна суперсимметрия на ТЭВ-ной шкале энергий и чем вообще знаменательна суперсимметрия. Суперсимметрия на ТЭВной шкале

- приводит к объединению калибровочных констант связи (ТВО);
- решает проблему иерархий в хиггсовском секторе;
- обеспечивает спонтанное нарушение электрослабой симметрии.

Суперсимметрия в физике частиц

- позволяет включить в единую схему гравитацию;
- обеспечивает существование темной материи;
- стабилизирует теорию струны как основы единой теории.

В предположении, что суперсимметрия существует на ТЭВной шкале, суперпартнеры обычных частиц должны рождаться на ЛНС. Характерные процессы рождения суперпартнеров в сильных и слабых взаимодействиях показаны на рис. 8. Типичной сигнатурой суперсимметрии является нали-

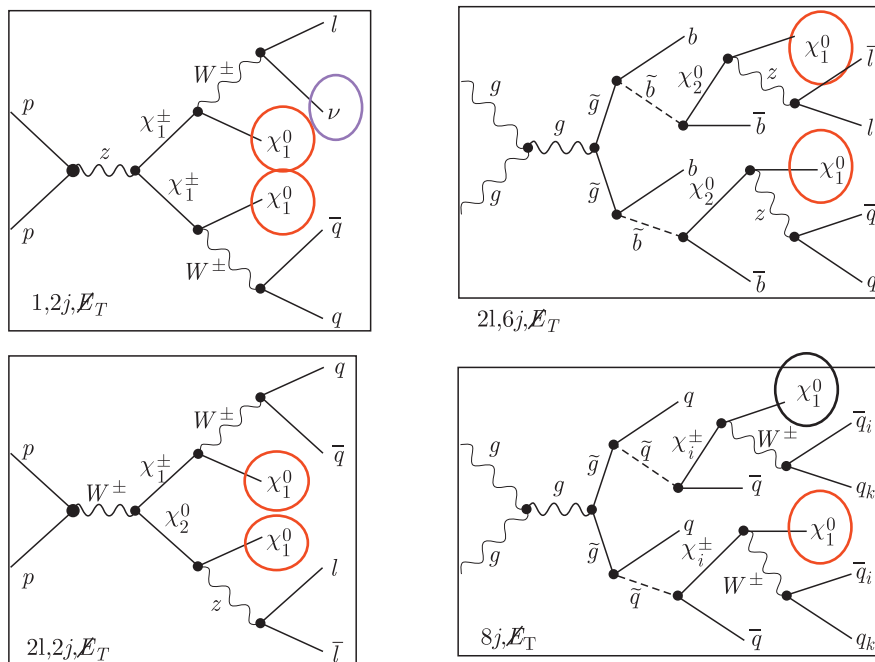


Рис. 8. Процессы рождения суперпартнеров в слабых (слева) и сильных (справа) взаимодействиях. Указаны также наблюдаемые конечные состояния

чие недостающего поперечного импульса и энергии, уносимых легкой суперсимметричной частицей  $\chi_1^0$ , которая нейтральна и стабильна. Поиск суперсимметрии осуществляется как в прямых экспериментах по рождению суперпартнеров на коллайдере, так и в прецизионных измерениях низкоэнергетических процессов, где суперсимметрия могла бы иметь косвенное проявление, а также в астрофизических и подземных экспериментах.

**2.1. Экспериментальные данные и теоретическая модель.** Здесь мы очертим контуры теоретической схемы, в рамках которой осуществляется анализ данных по поиску суперсимметрии, а также перечислим все используемые в анализе экспериментальные данные. Поскольку нет никаких прямых указаний на существование суперсимметрии, все имеющиеся данные служат ограничениями на возможные схемы и параметры. При этом вид используемых ограничений и степень их обязательности зависят от авторов анализа и потому слегка различаются в различных работах. Ниже мы будем принимать во внимание следующие экспериментальные ограничения:

- 1) ограничения на массы суперчастиц, полученные на LEP и на тэватроне;
- 2) прямой поиск суперсимметрии на LHC с учетом данных с интегральной светимостью  $5 \text{ фб}^{-1}$ ;
- 3) данные по поиску и открытию хиггсовского бозона;
- 4) данные по редким распадам ( $B_s \rightarrow s\gamma$ ,  $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$ ,  $B_s \rightarrow \tau\nu$ );
- 5) реликтовая плотность темной материи во Вселенной;
- 6) прямой поиск темной материи в подземных экспериментах;
- 7) аномальный магнитный момент мюона.

Это есть более или менее стандартный на сегодняшний день набор ограничений. При этом также предполагается выполнение условий объедине-

**Таблица 2. Список всех ограничений, используемых в фите данных для определения запрещенной области пространства параметров МССМ**

Ограничение	Экспериментальные данные	Источник
$\Omega h^2$	$0,113 \pm 0,004$	[28]
$b \rightarrow s\gamma$	$(3,55 \pm 0,24) \cdot 10^{-4}$	[29]
$b \rightarrow \tau\nu$	$(1,68 \pm 0,31) \cdot 10^{-4}$	[29]
$\Delta a_\mu$	$(290 \pm 63 \text{ (exp.)} \pm 61 \text{ (theor.)}) \cdot 10^{-11}$	[30]
$B_s \rightarrow \mu\nu$	$B_s \rightarrow \mu\nu < 4,5 \cdot 10^{-9}$	[31]
$m_h$	$m_h > 114,4 \text{ ГэВ}$	[32]
$m_A$	$m_A > 510 \text{ ГэВ}$ для $\text{tg } \beta \approx 50$	[33]
ATLAS	$\sigma_{\text{had}}^{\text{SUSY}} < 0,001 - 0,03 \text{ пб}$	[34]
CMS	$\sigma_{\text{had}}^{\text{SUSY}} < 0,003 - 0,03 \text{ пб}$	[35]
XENON100	$\sigma_{\chi N} < 1,8 \cdot 10^{-45} - 6 \cdot 10^{-45} \text{ см}^2$	[36]

ния калибровочных констант связи на шкале Великого объединения и радиационного нарушения электрослабой симметрии. В нашем анализе мы используем экспериментальные данные, приведенные в табл. 2.

Теоретическая схема, в рамках которой будет осуществлен анализ данных, базируется на Минимальной суперсимметричной стандартной модели с механизмом нарушения суперсимметрии за счет супергравитации — так называемая модель mSUGRA (см., например, [37]). Мы используем также гипотезу универсальности мягкого нарушения суперсимметрии на шкале ТВО. В этом случае весь огромный произвол в выборе параметров мягкого нарушения сводится к следующему минимальному набору:

- универсальная масса частиц спина 0 —  $m_0$ ;
- универсальная масса частиц спина 1/2 —  $m_{1/2}$ ;
- универсальная трилинейная константа  $A_0$ ;
- отношение вакуумных средних двух хиггсовских полей  $v_2/v_1 \equiv \tan \beta$ ;
- знак параметра смешивания хиггсовских полей  $\mu$  (модуль  $\mu$  определяется из условия нарушения электрослабой симметрии).

В дальнейшем результаты анализа будут представлены в виде разрешенных и запрещенных областей в плоскости  $m_0, m_{1/2}$  при подгонке остальных параметров в каждой точке так, чтобы минимизировать функцию  $\chi^2$ , которая содержит всю информацию о накладываемых ограничениях. Как мы увидим в дальнейшем, в рамках МССМ удастся одновременно удовлетворить всем ограничениям, хотя в настоящее время уже имеются некоторые трудности в связи с измеренной массой хиггсовского бозона, о чем уже говорилось выше.

**2.2. Прогресс ЛHC по поиску суперсимметрии.** За время работы ЛHC существенно продвинулся в поисках суперсимметрии. Полученные ограничения на массы частиц сильно превосходят существовавшие до этого пределы LEP и тэватрона. Особенно этот прогресс заметен за истекший год. Ниже на рис. 9–11 демонстрируется, как ограничения на массы супер-

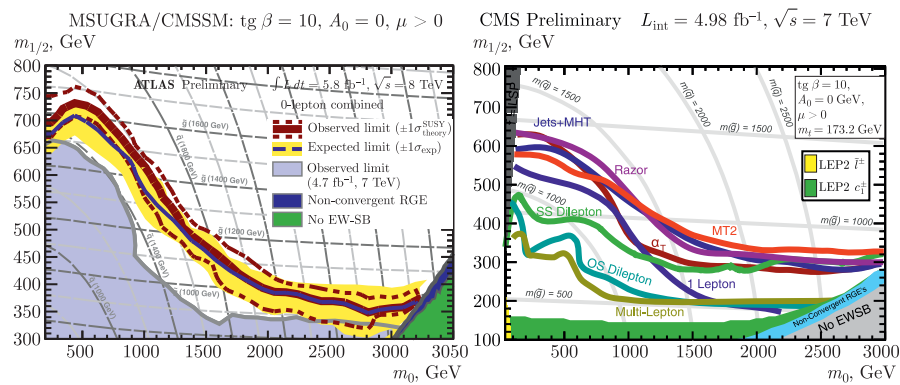


Рис. 9. Области, исключенные в экспериментах ATLAS [38] и CMS [39] при анализе данных, полученных при энергии 8 ТэВ, на 95%-м уровне достоверности

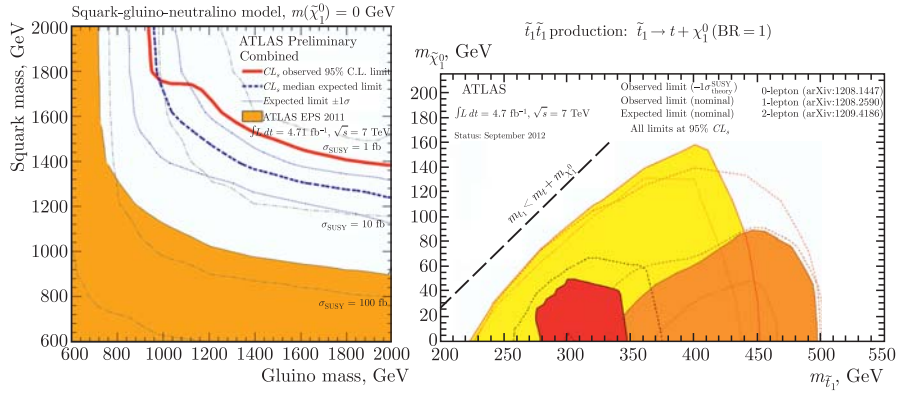


Рис. 10. Результаты поисков парного рождения топ-скварков в  $pp$ -столкновениях в эксперименте ATLAS при энергии  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ на основе данных с  $4,7 \text{ fb}^{-1}$

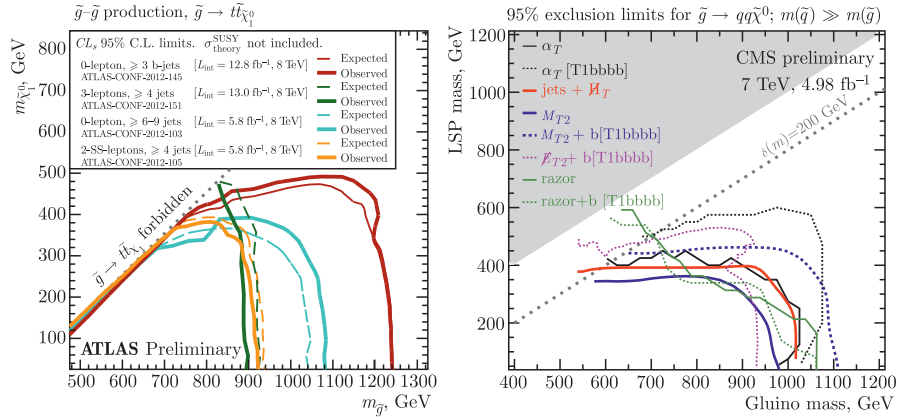


Рис. 11. Исключенные области пространства параметров моделей типа МССМ на уровне достоверности 95 % в плоскости глюино–нейтралино

частиц продвинулись вперед как в плоскости  $m_0, m_{1/2}$ , так и в плоскости масс самих частиц. Отметим при этом, что эти ограничения зависят от принятых мод распада частиц и не являются модельно-независимыми.

Одним из способов демонстрации результатов поисков является приведение всех данных к высокоэнергетическим параметрам  $m_0, m_{1/2}$ . Определяя разрешенную область в этой плоскости, мы одновременно получаем ограничения на массы всех частиц и вероятности всех распадов. Недостатком является то, что эти параметры привязаны к конкретной версии МССМ. На рис.9 показаны области, закрытые или доступные в настоящее время на LHC для двух детекторов ATLAS и CMS в различных возможных каналах распада суперпартнеров в плоскости  $m_0, m_{1/2}$ . Как

видно, область значений параметров, а следовательно, и масс суперчастиц в районе нескольких сотен ГэВ уже исключена экспериментом.

Другим способом представления результатов является использование плоскости масс различных частиц, например, скварков, слептонов, глюино или калибрино. В этом случае мы имеем менее модельно-зависимые наблюдаемые, но теряем универсальность, ибо привязаны к конкретному процессу. На рис. 10 показаны исключенные области в плоскости глюино–скварк, полученные из поисков парного рождения скварков в эксперименте ATLAS [40]. Отчетливо виден прогресс по сравнению с 2011 г. (левая панель). При этом ограничения, полученные для топ-скварка (правая панель), заметно ниже, чем для остальных скварков. Это объясняется тем, что масса топ-кварка заметно больше всех остальных, а смешивание скварков пропорционально массе соответствующего кварка. В результате механизма типа качелей топ-скварк может оказаться заметно легче и иметь другие моды распада. На рис. 11 показаны исключенные области в плоскости глюино–нейтралينو [41, 42]. Как видно, полученные ограничения соответствуют  $m_{\chi_1^0} > 500$  ГэВ и  $m_{\tilde{g}} > 1100$  ГэВ. В последний год удалось продвинуться на несколько сотен ГэВ, но, к сожалению, сигнала суперсимметрии не обнаружено.

На рис. 12 показано, как данные LHC при энергии 7 ТэВ исключают скварки с массами менее 1,1 ТэВ и глюино легче 0,62 ТэВ. Также показана ожидаемая чувствительность при больших светимостях при энергиях 7 и 14 ТэВ. При этом оказывается, что увеличение энергии более эффективно, нежели увеличение светимости. Сечение рождения глюино в этом случае возрастает на порядок. Ожидаемая чувствительность LHC при 14 ТэВ, изображенная как граница исключенной области в случае, если ничего не будет обнаружено, предполагает те же эффективность и светимость, что

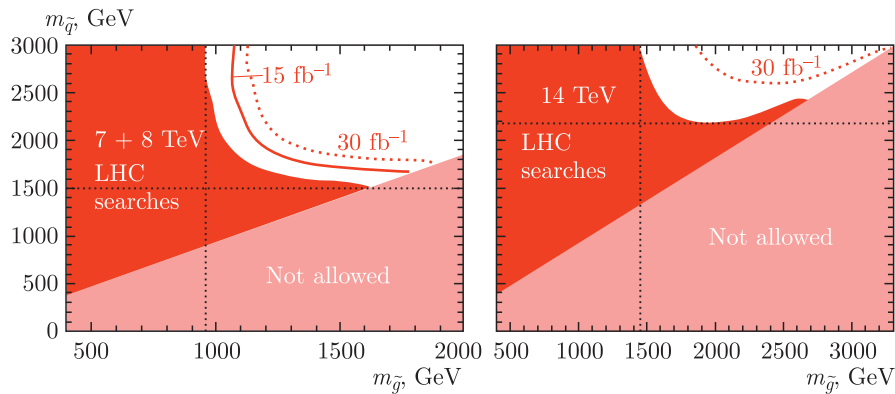


Рис. 12. Исключенные области на плоскости  $m_{\tilde{g}}, m_{\tilde{q}}$  для энергии 7 и 14 ТэВ [43]. Красная часть соответствует исключенной области для интегральной светимости чуть более  $1 \text{ fb}^{-1}$ ; также показаны ожидания для больших значений светимостей (цвет см. в электронной версии)



и при энергии 7 ТэВ. При энергии 14 ТэВ скварки с массами 1,7 ТэВ и глюино с массой 1,02 ТэВ оказываются в пределах досягаемости ЛНС при светимости  $1 \text{ фб}^{-1}$  на эксперимент.

**2.3. Разрешенная область пространства параметров.** Совокупность экспериментальных данных позволяет еще больше ограничить разрешенную область пространства параметров. Как уже указывалось, помимо экспериментов по поиску суперчастиц, существуют прецизионные низкоэнергетические данные и астрофизические ограничения.

В ноябре 2012 г. на конференции в Киото коллаборация LHCb объявила о первом наблюдении редкого распада  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$  с брэнчингом порядка  $3,8 \cdot 10^{-9}$  [44]. Этот результат находится в хорошем согласии с СМ и оставляет мало места для суперсимметрии. В то же время суперсимметричный вклад в этот процесс может быть весьма велик, ибо он пропорционален  $\text{tg}^6 \beta$ , что очевидно дает существенное увеличение при большом  $\text{tg} \beta$ . В связи с этим часто говорят, что сценарий с большим значением  $\text{tg} \beta$ , который является предпочтительным для правильного описания реликтовой плотности темной материи, закрыт данными по этому распаду. Однако ситуация не столь плоха. Если посмотреть на вклад суперсимметрии в распад  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ , то обнаружится, что главный вклад в амплитуду пропорционален [45]:

$$C_S \simeq \frac{G_F \alpha}{\sqrt{2} \pi} V_{tb} V_{ts}^* \left( \frac{\text{tg}^3 \beta}{4 \sin^2 \theta_W} \right) \left( \frac{m_b m_\mu m_t \mu}{M_W^2 M_A^2} \right) \frac{\sin 2\theta_{\tilde{t}}}{2} \times \left( \frac{m_{\tilde{t}_1}^2 \log(m_{\tilde{t}_1}^2 / \mu^2)}{\mu^2 - m_{\tilde{t}_1}^2} - \frac{m_{\tilde{t}_2}^2 \log(m_{\tilde{t}_2}^2 / \mu^2)}{\mu^2 - m_{\tilde{t}_2}^2} \right), \quad (5)$$

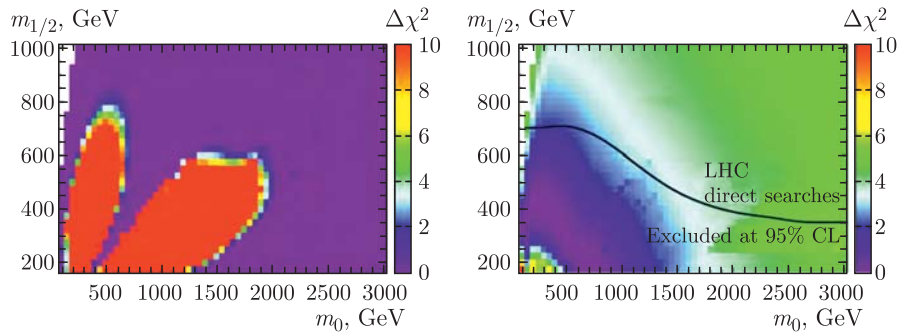


Рис. 13. Запрещенная область пространства параметров МССМ (показана красным), следующая из редких распадов (слева), и область, предпочитаемая данными по аномальному магнитному моменту мюона (показана синим справа) (цвет см. в электронной версии)

где  $m_{\tilde{t}_{1,2}}$  — массы двух топ-скварков, а  $\theta_{\tilde{t}}$  — угол вращения, с помощью которого диагонализуются матрица квадратов масс топ-скварков. При вырожденности двух топ-скварков этот вклад обращается в ноль. Тем самым влияние большого  $\text{tg } \beta$  может быть скомпенсировано вырожденностью топ-скварков. Имеет место также обычное подавление по массе тяжелых частиц. Как результат, при подгонке параметров  $A_0$  и  $\text{tg } \beta$  редкие распады вырезают область пространства параметров в плоскости  $m_0, m_{1/2}$ , показанную красным цветом на рис. 13 слева [43, 46].

Другим ограничением является измерение аномального магнитного момента мюона. Недавние измерения аномального магнитного момента мюона слегка отклоняются от предсказаний СМ на уровне  $3\sigma$  [30]. Недостаток легко можно заполнить суперсимметричными вкладами. Если суперсимметричные частицы достаточно легкие, то они дают желаемый вклад в аномальный магнитный момент. Однако, если они слишком легкие, то их вклад превышает допустимый зазор между экспериментальным значением и предсказанием СМ. От очень тяжелых частиц вклад слишком мал. На рис. 13 справа показано ограничение на пространство параметров МССМ, следующее из данных по магнитному моменту [43]. Разрешенная область, однако, практически исключена прямыми поисками суперсимметрии на ЛНС. Возможно, наблюдаемое отклонение от СМ вызвано другими причинами.

Следующие два ограничения связаны с темной материей. Суперсимметрия предлагает кандидата на роль частицы темной материи — легчайшую суперчастицу. Как правило, легчайшей суперсимметричной частицей является нейтралино, частица спина 1/2, которая есть комбинация фотино, зино и двух нейтральных хиггсино и является собственным состоянием

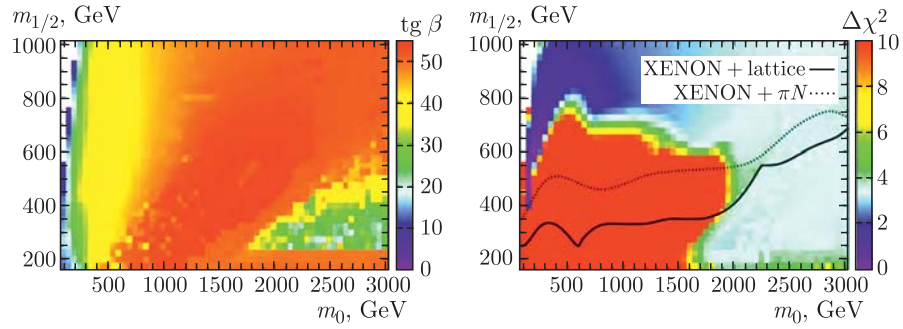


Рис. 14. Слева: фитированные значения  $\text{tg } \beta$  в плоскости  $(m_0 - m_{1/2})$  после оптимизации  $A_0$  для выполнения ограничения на количество темной материи. Справа: распределение  $\Delta\chi^2 = \chi^2 - \chi_{\text{min}}^2$  после наложения электрослабых ограничений в сравнении с ограничениями от эксперимента XENON100 [36] по прямому поиску темной материи. Сечение WIMP-нуклонного взаимодействия дано для двух значений формфакторов (пунктирная линия —  $\pi N$ -рассеяние, сплошная линия — решеточная калибровочная теория)

массовой матрицы. Наблюдаемое количество темной материи соответствует значению  $\Omega h^2 = 0,113 \pm 0,004$  [28]. Это число обратно пропорционально сечению аннигиляции и требует, чтобы  $\langle \sigma v \rangle = 2 \cdot 10^{-26} \text{ см}^3/\text{с}$ , что означает, что сечение аннигиляции  $\sigma$  должно быть порядка 100 пб. Это требование может быть удовлетворено при  $\text{tg } \beta$ , равном примерно 50 во всей области  $(m_0 - m_{1/2})$ , кроме узких областей коаннигиляции [46], как показано слева на рис. 14. На правой панели показано ограничение, следующее из экспериментов по прямому поиску темной материи [43]. Показана исключенная область, следующая из ограничения на сечение рассеяния, полученного в эксперименте XENON100 [36] для двух вариантов выбора формфакторов, которые могут быть найдены феноменологически из  $\pi N$ -рассеяния или из решеточных КХД-вычислений. Если взять менее консервативные эффективные вершины из стандартного набора программы micrOMEGAs, ограничение из эксперимента XENON100 будет на 50 % выше, чем предел ЛНС.

Если объединить области, исключенные прямыми поисками суперсимметрии на ЛНС, количеством темной материи по данным WMAP с сильными ограничениями на массу псевдоскалярного хиггсовского бозона  $A$  и данными эксперимента XENON100, мы получим исключенную область, изображенную на рис. 15. Ограничения, следующие из  $g - 2$ , включены в теоретическую и экспериментальную погрешности. Видно, что объединение ограничений исключает значения  $m_{1/2}$ , меньшие чем 525 ГэВ при  $m_0 < 1500$  ГэВ в МССМ, что означает наличие нижнего предела на массу WIMP 230 ГэВ и на массу глюино 1370 ГэВ соответственно [47].

Чувствительность детекторов ЛНС падает в области больших значений  $m_0$  из-за уменьшения сечения рождения сильновзаимодействующих

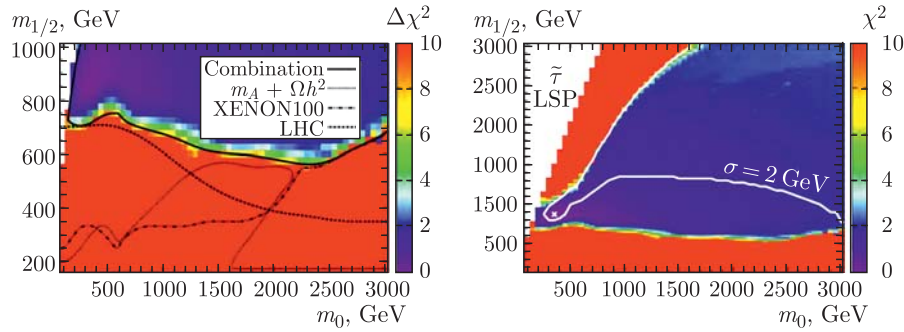


Рис. 15. Слева: суммарные ограничения из поисков суперсимметрии на ЛНС, количества темной материи по данным WMAP, прямого поиска темной материи в эксперименте XENON100, ограничения на массы псевдоскалярного бозона Хиггса и аномального магнитного момента мюона  $g - 2$  (без учета бозона Хиггса с массой 125 ГэВ). Справа: учтены данные по наблюдению бозона Хиггса с массой 125–126 ГэВ с предполагаемой погрешностью определения массы 2 ГэВ. Область под белой линией исключена на уровне достоверности 95 %

частиц и большого фона к рождению глюино. Однако в этой области чувствительность к количеству темной материи и прямым поискам темной материи увеличивается и превышает пределы достижимости LHC.

Если использовать данные о наблюдении бозона Хиггса с массой 125–126 ГэВ, то разрешенная область окажется существенно выше, но ее размер сильно зависит от предполагаемой теоретической погрешности. Предположив, что погрешность определения массы бозона Хиггса составляет 2 ГэВ, получим исключенную область, показанную на рис. 15 справа [47]. Эта область расположена далеко от ограничений LHC и соответствует массам сильно взаимодействующих суперпартнеров более 2 ТэВ. Однако в моделях с расширенным хиггсовским сектором, например в NMSSM [48], масса бозона Хиггса 125–126 ГэВ может быть получена при меньших значениях  $m_{1/2}$ , и в этом случае области, запрещенные в МССМ, приоткрываются. Другим вариантом может быть МССМ с неуниверсальными хиггсовскими массами на шкале ТВО. Здесь существуют несколько правдоподобных сценариев, по которым можно получить хиггсовский бозон в нужном интервале масс и не слишком тяжелые суперпартнеры [49].

**2.4. Жива ли еще суперсимметрия?** Этот вопрос часто задают, обсуждая поиски суперсимметрии и ограничения, налагаемые на пространство параметров. Отвечая на этот вопрос, можно сказать, что [50]

- низкоэнергетическая суперсимметрия находится под сильным давлением, но еще жива;
- ее поиски оставляют мало места внутри достижимой области пространства параметров МССМ;
- интерпретация данных в рамках конкретных моделей основывается на упрощающих предположениях, к полученным пределам нужно относиться с осторожностью;
- возможные «естественные» сценарии все еще не исключены, и расширенные модели весьма слабо ограничены;
- пока еще рано отчаиваться найти суперсимметрию на LHC.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заклячая достижения 2012 г., можно констатировать следующее.

Хиггсовский бозон:

- события развиваются ожидаемым образом;
- для более обоснованных выводов нужно дождаться окончания работы и обработки результатов 2012 г.;
- пока что все складывается в пользу хиггсовского бозона.

Суперсимметрия:

- сигнала пока не наблюдается, но рано сдаваться;
- разрешенное пространство параметров суперсимметрии все еще велико;

- работа ускорителя на энергии 14 ТэВ может быть критической для поиска низкоэнергетической суперсимметрии.

ЛНС:

- работа ускорителя и детекторов превосходит все ожидания;
- новые результаты ожидаются после возобновления работы;
- при высокой энергии и светимости следует ожидать прояснения ситуации с хиггсовским бозоном и суперсимметрией.

Линейный коллайдер:

- по-видимому, наступило время вновь подумать о линейном электрон-позитронном коллайдере как об ускорителе для прецизионной физики хиггсовского бозона и новых открытий;
- по сравнению с ЛНС точность определения параметров хиггсовского бозона и СМ может возрасти на порядок.

## ЛИТЕРАТУРА

1. *ATLAS Collab.* Observation of a New Particle in the Search for the Standard Model Higgs Boson with the ATLAS Detector at the LHC // *Phys. Lett. B.* 2012. V.716. P. 1.
2. *CMS Collab.* Observation of a New Boson at a Mass of 125 GeV with the CMS Experiment at the LHC/CMS Collaboration // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 716. P. 30.
3. *Landau L. D.* // *Dokl. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* 1948. V. 60. P. 207;  
*Yang C.-N.* // *Phys. Rev.* 1950. V. 77. P. 242.
4. *Peskin M. E.* Theoretical Summary Lecture for Higgs Hunting 2012. arXiv:1208.5152 [hep-ph].
5. *Gao Y. et al.* // *Phys. Rev. D.* 2010. V. 81. P. 075022; arXiv:1001.3396 [hep-ph];  
*De Rujula A. et al.* // *Phys. Rev. D.* 2010. V. 82. P. 013003; arXiv:1001.5300 [hep-ph].
6. *Baffioni S.* Talk at Higgs Hunting 2012 LAL. Orsay: Universite de Paris Sud, 2012.
7. *Gunion J. F. et al.* The Higgs Hunter's Guide. Addison-Wesley, 1990. P. 3.
8. *Djouadi A.* // *Phys. Rept.* 2008. V. 457. P. 1; hep-ph/0503172.
9. *Aad G. et al. (ATLAS Collab.)*. arXiv:1207.7214 [hep-ex].
10. *Chatrchyan S. et al. (CMS Collab.)*. arXiv:1207.7235 [hep-ex].
11. *Aaltonen T. et al. (CDF and D0 Collab.)*. arXiv:1207.6436 [hep-ex].
12. *Ellwanger U.* // *JHEP.* 2012. V. 1203. P. 044; arXiv:1112.3548 [hep-ph].
13. *Gunion J. F., Jiang Y., Kraml S.* arXiv:1207.1545; arXiv:1208.1817 [hep-ph].
14. *Carena M. et al.* // *JHEP.* 2012. V. 1203. P. 014; arXiv:1112.3336 [hep-ph].
15. *Kang Z., Li T., Li J., Liu Y.* arXiv:1208.2673 [hep-ph].
16. *Espinosa J. R., Grojean C., Muhlleitner M.* // *EPJ Web Conf.* 2012. V. 28. P. 08004; arXiv:1202.1286 [hep-ph].
17. *Goertz F., Haisch U., Neubert M.* // *Phys. Lett. B.* 2012. V. 713. P. 23; arXiv:1112.5099 [hep-ph].

18. *Ellis J. et al.* // Phys. Lett. B. 2009. V. 679. P. 369; arXiv:0906.0954 [hep-ph].
19. *Degrassi G. et al.* arXiv:1205.6497 [hep-ph].
20. *Zoller M. F.* arXiv:1209.5609 [hep-ph].
21. *Carena M. S., Haber H. E.* // Prog. Part. Nucl. Phys. 2003. V. 50. P. 63; arXiv:hep-ph/0208209;  
*Djouadi A.* // Phys. Rept. 2008. V. 459. P. 1; arXiv:hep-ph/0503173 [hep-ph].
22. *Hall L. J., Pinner D., Ruderman J. T.* // JHEP. 2012. V. 1204. P. 131; arXiv:1112.2703 [hep-ph].
23. *Arbey A. et al.* arXiv:1207.1348 [hep-ph].
24. *Belanger G. et al.* arXiv:1210.1976 [hep-ph].
25. *Drees M.* arXiv:1210.6507 [hep-ph].
26. *Gunion J. F., Yun Jiang, Kraml S.* arXiv:1207.1545 [hep-ph].
27. *Peskin M. E.* // Theor. Sum. Lect. for EPS HEP99; hep-ph/0002041.
28. *Komatsu E. et al.* // Astrophys. J. Suppl. 2011. V. 192. P. 18.
29. [www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/rare/ichep10/radll/OUTPUT/TABLES/radll.pdf](http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/rare/ichep10/radll/OUTPUT/TABLES/radll.pdf)
30. *Muon G-2 Collab.* // Phys. Rev. D. 2006. V. 73. P. 072003.
31. *LHCb Collab.* // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 108. P. 231801.
32. *ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collab.* LEP WG for Higgs Boson Searches Collaboration // Eur. Phys. J. C. 2006. V. 47. P. 547.
33. *CMS Collab.* // Phys. Lett. B. 2012. V. 713. P. 68;  
*ATLAS Collab.* Search for Neutral MSSM Higgs Bosons Decaying to  $\tau\text{-}\tau$  Pairs in Proton-Proton Collisions at 7 TeV with the ATLAS Detector; arXiv:1107.5003.
34. *ATLAS Collab.* Search for Squarks and Gluinos Using Final States with Jets and Missing Transverse Momentum with the ATLAS Detector in  $\sqrt{s} = 7$  TeV Proton-Proton Collisions. Technical Report ATLAS-CONF-2012-033.
35. *CMS Collab.* Search for Supersymmetry with the Razor Variables at CMS. CMS-PAS-SUS-12-005.
36. *Aprile E. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 107. P. 131302.
37. *Haber H. E., Kane G. L.* // Phys. Rep. 1985. V. 117. P. 75;  
*Haber H. H.* Introductory Low-Energy Supersymmetry. Lectures given at TASI 1992, (SCIPP 92/33, 1993); hep-ph/9306207;  
*Baer H., Tata X.* Weak Scale Supersymmetry. Cambridge University Press, 2006;  
*Kazakov D. I.* Beyond the Standard Model (In search of supersymmetry). Lectures at the ESHEP 2000, CERN-2001-003; hep-ph/0012288;  
*Kazakov D.* // Supersymmetry on the Run: LHC and Dark Matter // Nucl. Phys. Proc. Suppl. 2010. V. 203-204. P. 118-154; arXiv:1010.5419.
38. *ATLAS Collab.* Search for Squarks and Gluinos with the ATLAS Detector in Final States with Jets and Missing Transverse Momentum Using  $4.7 \text{ fb}^{-1}$  of  $\sqrt{s} = 7$  TeV Proton-Proton Collision Data. ATLAS-CONF-2012-109; arXiv:1208.0949.
39. *CMS Collab.* Interpretation of Searches for Supersymmetry with Simplified Models. CMS-PAS-SUS-11-016;  
<https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/SUSYSMSSummaryPlots>.

40. *ATLAS Collab.* Search for Light Scalar Top Quark Pair Production in Final States with Two Leptons with the ATLAS Detector in  $\sqrt{s} = 7$  TeV Proton–Proton Collisions. arXiv:1208.4305;  
*ATLAS Collab.* Search for Light Top Squark Pair Production in Final States with Leptons and  $b$ -Jets with the ATLAS Detector in  $\sqrt{s} = 7$  TeV Proton–Proton Collisions. arXiv:1209.2102.
41. *ATLAS Collab.* Search for Gluino-Mediated Scalar Top and Bottom Quark Production in Final States with Missing Transverse Energy and at Least Three  $b$ -Jets with the ATLAS Detector. ATLAS-CONF-2012-058, 04 Jun. 2012.
42. *CMS Collab.* Search for Supersymmetry in Final States with Missing Transverse Energy and 0, 1, 2, or  $\geq 3$   $b$  Jets in 8 TeV  $pp$  Collisions. CMS-PAS-SUS-12-016.
43. *Beskidt C. et al.* // JHEP. 2012. V. 1205. P. 094; arXiv:1202.3366 [hep-ph].
44. *LHCb Collab.* First Evidence of the  $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$  Decay. arXiv:1211.2674; CERN-PH-EP-2012-335; LHCb-PAPER-2012-043.
45. *Bobeth C. et al.* // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 074014;  
*Arnowitz R. L. et al.* // Phys. Lett. B. 2002. V. 538. P. 121.
46. *Beskidt C. et al.* // Phys. Lett. B. 2011. V. 70. P. 493; arXiv: 1109.6775 [hep-ex].
47. *Beskidt C. et al.* // Eur. Phys. J. C. 2012. V. 72. P. 2166; arXiv:1207.3185 [hep-ph].
48. *Ellwanger U., Hugonie C., Teixeira A. M.* // Phys. Rept. 2010. V. 496. P. 1; arXiv:0910.1785 [hep-ph].
49. *Baer H., Kraml S., Kulkarni S.* arXiv:1208.3039 [hep-ph];  
*Baer H. et al.* arXiv:1210.3019 [hep-ph].
50. *Parker A.* *SUSY Searches (ATLAS/CMS)*. Talk at ICHEP XXXVI, Melbourne, July, 2012.

Получено 1 февраля 2013 г.

Редактор *Е. В. Сабеева*

Подписано в печать 13.03.2013.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,5. Уч.-изд. л. 1,87. Тираж 325 экз. Заказ № 57942.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)