

ПОИСК НОВЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ БОЗОНОВ НА LHC

© 2007 г. И. А. Голутвин, В. В. Пальчик, М. В. Савина*, С. В. Шматов**

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 22.09.2005 г.; после доработки 28.04.2006 г.

Новые тяжелые калибровочные бозоны, принадлежащие расширенному (по сравнению со стандартной моделью) калибровочному сектору, присутствуют в теориях Великого объединения, а также в ряде моделей, призванных решить проблему иерархий, в частности в модели техницвета и в некоторых вариантах многомерных теорий поля (например, в модели Little Higgs). Проводится анализ потенциала LHC по открытию новых нейтральных калибровочных бозонов в распадах на пару мюонов.

PACS numbers : 12.60.-i; 12.10.Dm; 11.10.Kk; 04.50.+h

ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на замечательные успехи стандартной модели (СМ) в описании существующих экспериментальных данных, очевидно, что СМ не является окончательной теорией элементарных частиц и взаимодействий, но, скорее, должна пониматься как низкоэнергетический предел некоторой будущей, более фундаментальной теории. Основные нерешенные проблемы СМ, которые требуют привлечения более широких групп симметрий или других совершенно новых концепций (наподобие теории струн или сделанных “в духе” теории струн моделей с дополнительными пространственными измерениями), заключаются в следующем.

1. СМ не описывает гравитационные взаимодействия.

2. Проблема иерархий в СМ, понимаемая в том смысле, что существование двух масштабов в теории, столь различающихся по величине (масса хиггсовского бозона и масштаб порядка характерной шкалы Великого объединения или даже массы Планка, характеризующий предел применимости стандартной квантовой теории поля, $[m_H/M]^2 \sim \sim 10^{-28} - 10^{-34}$), сигнализирует о серьезной концептуальной “слабине” теории. Во-первых, само по себе непонятно, откуда изначально берется такое малое число, а во-вторых, иерархия не защищена от разрушения из-за вкладов от петлевых поправок, которые “утягивают” вакуумное среднее хиггсовского бозона, а вместе с ним и все значения масс полей материи, на шкалу Великого объединения или на планковский масштаб M_{Pl} . Для компенсации этих вкладов требуется тонкая

настройка значения массы хиггсовского бозона с указанной выше огромной точностью.

3. Лагранжиан СМ содержит большое число свободных параметров, не фиксируемых в рамках самой СМ: матрицы Юкавы в хиггсовском секторе, описывающие взаимодействия фермионных полей с полями Хиггса для придания массы полям материи, величины калибровочных констант связи g , g' and g_s , описывающие электромагнитные, слабые и сильные взаимодействия, величину хиггсовской константы связи и массовый параметр m_H .

4. В СМ не фиксировано число поколений фермионов (которое по современным представлениям обычно полагается равным трем).

5. Открытым вопросом в СМ является механизм CP -нарушения.

Разумеется, все перечисленные проблемы важны и должны быть разрешены при построении окончательной теории, но проблема иерархий служит как бы пробным камнем или путеводной нитью при построении моделей, выходящих за рамки СМ (некий путь снизу вверх, в отличие от проблемы включения гравитации, которая скорее дает путь сверху вниз — от самых фундаментальных конструкций до СМ). Самый популярный способ фиксации, т.е. сохранения (но не объяснения самого возникновения) иерархии, — суперсимметрия, однако существуют и другие подходы, апеллирующие к требованию естественности (динамическому возникновению и сохранению иерархии). Среди достаточно старых направлений — модель техницвета, которая, к сожалению, даже с учетом некоторых улучшений по сравнению с первоначальной версией не предоставляет удовлетворительного законченного описания, главным образом, потому, что оперирует понятиями неабелевой калибровочной

*E-mail: savina@theor.jinr.ru

**E-mail: shmatov@cern.ch

симметрии в режиме сильной связи, т.е. мы снова сталкиваемся с проблемой конфаймента. Трудновычисляемые поправки на невылетание техникварков приводят к слишком большим погрешностям в предсказаниях модели.

В модели техницвета платой за расширение исходной группы симметрии $СМ$ является возникновение дополнительных тяжелых векторных бозонов — переносчиков взаимодействий, см., например, [1]. Однако расширенный калибровочный сектор (РКС) появляется также и в других подходах, например при рассмотрении последовательной цепочки спонтанных нарушений симметрии в теории Великого объединения (ТВО) [2]. Все ТВО строятся на основе калибровочных групп, более широких, чем группа $СМ$, и можно рассмотреть поэтапное нарушение полной калибровочной группы “по нисходящей”, с введением промежуточных масштабов нарушения до соответствующих остаточных подгрупп, что дает на каждом шаге набор новых тяжелых калибровочных бозонов. При этом величины промежуточных масштабов нарушения симметрии в цепочке, а значит, и предсказания значений масс дополнительных калибровочных бозонов достаточно произвольны (фактически, единственное ограничение на значения масс бозонов — это ограничение снизу, получаемое из существующих экспериментальных данных по ненаблюдению таких бозонов).

Современные успехи в решении проблемы иерархий связаны в основном с идеей рассмотрения многомерного пространства-времени и с предположением, что пространственные измерения, дополнительные к нашим трем, не планковского размера, но могут быть достаточно большими. При формулировке эффективной многомерной теории поля в таком пространстве-времени появляется возможность получить иерархию масштабов $СМ$ естественным образом. Кроме того, некоторые варианты также дают РКС и дополнительные калибровочные бозоны в спектре, см., например, [3].

Наблюдение бозонов РКС и измерение их массы могло бы прояснить, какой путь за рамки $СМ$ выбрала природа (если выбрала вообще) и насколько верны наши эстетические критерии, наподобие требования естественности, при построении новых теорий. Программа по экспериментальному наблюдению бозонов РКС входит, наряду с поиском сигналов от суперсимметрии и сигналов от больших дополнительных измерений, в планы исследований на создаваемых ускорителях, в частности на Большом адронном коллайдере (ЛНЦ).

В настоящей работе мы анализируем перспективы экспериментального обнаружения тяжелых калибровочных бозонов в распадах на пару мюонов

для четырех различных моделей с РКС, следующих из ТВО. Димюонный канал является особенно многообещающим с экспериментальной точки зрения, так как ожидается, что экспериментальные установки, создаваемые для работы на ЛНЦ (CMS и ATLAS), позволят регистрировать мюоны, обладающие энергией порядка ТэВ, с разрешением порядка нескольких процентов и эффективностью, близкой к 100%. К тому же данный канал в рассматриваемой области энергий характеризуется максимальным отношением сигнала к фоновым событиям.

1. РАСШИРЕННЫЙ КАЛИБРОВОЧНЫЙ СЕКТОР $СМ$

Итак, существует целый набор моделей с РКС, предсказывающих существование новых калибровочных бозонов Z' и W' (см., например, [4]). Помимо возникающих в ТВО [2], могут быть получены и другие расширения $СМ$, например, на основании моделей составных калибровочных бозонов или в некоторых вариантах теории струн, где после компактификации возникает группа E_6 . В ТВО часто рассматривают модели ранга 5, основанные на группах E_6 или $SO(10)$. Дополнительные калибровочные бозоны в E_6 возникают при последовательном нарушении симметрии: $E_6 \rightarrow SO(10) \times U(1)_\psi \rightarrow SU(5) \times U(1)_\chi \times U(1)_\psi \rightarrow U(1)_{SM} \times U(1)_{\theta_{E_6}}$. В зависимости от параметров смешивания зарядов групп $U(1)_\chi$ и $U(1)_\psi$ общая E_6 -модель может подразделяться на три частные модели: χ -модель (чистое $U(1)_\chi$ -состояние, соответствующее Z' -бозону группы $SO(10)$), ψ -модель (чистое $U(1)_\psi$ -состояние, соответствующее Z' группы E_6) и смешанная η -модель, имеющая некоторые суперструнные мотивации [5]. Константа связи Z' с фермионами для этой модели имеет вид

$$g_{Z^0} \left(\frac{g_{Z'}}{g_{Z^0}} \right) (Q_\chi \cos \theta_{E_6} + Q_\psi \sin \theta_{E_6}), \quad (1)$$

где свободный параметр модели θ_{E_6} может принимать значения от $-\pi/2$ до $\pi/2$, $(g_{Z'}/g_{Z^0})^2 = (5/3) \sin^2 \theta_W$, а $Q_\psi = [1, 1, 1]/(2\sqrt{6})$ и $Q_\chi = [-1, 3, -5]/(2\sqrt{10})$ для $[(u, d, u^c, e^c), (d^c, \nu e^-), (N^c)]$ [6].

Из группы $SO(10)$ ТВО получается также лево-правая симметричная модель (LRM) [4, 7], а из группы E_6 — альтернативная лево-правая модель (ALRM) [4, 8], которая отличается от LRM значениями изоспинов фермионов. Обе модели основаны на электрослабой калибровочной группе $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$, в которой кроме стандартной “левой” группы $SU(2)_L$ присутствует

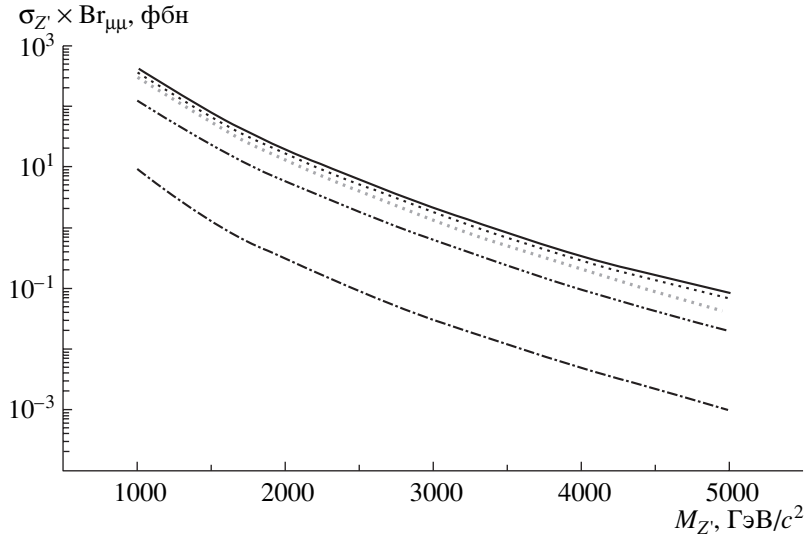


Рис. 1. Зависимость поперечного сечения рождения мюонов из распадов Z' -бозона согласно SSM, LRM, χ - и ψ -моделям, а также для процесса Дрелла–Яна (кривые сверху вниз соответственно).

и “правая” группа $SU(2)_R$. Эта дополнительная группа симметрии появляется в результате последовательного нарушения группы $SO(10)$. Первая из возможных цепочек нарушения симметрии, $SO(10) \rightarrow SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_\chi$, приводит к появлению Z_χ -бозона эффективной модели ранга 5, описанной выше, а альтернативная, $SO(10) \rightarrow SU(3) \times SU(2)_L \times SU(1)_R \times U(1)_{B-L}$, дает Z_{LR} -бозон LRM или ALRM. В общем виде константа связи Z' с фермионами для лево-правых моделей выглядит как [6]

$$g_{Z^0} \frac{1}{\sqrt{1 - (1 + \kappa) \sin^2 \theta_W}} [\sin \theta_W T_{3L} + \kappa(1 - \sin \theta_W) T_{3R} - \sin \theta_W Q], \quad (2)$$

где $T_{3L(R)}$ — изоспин левых (правых) фермионов по группе $SU(2)_{L(R)}$, а $0.55 \leq \kappa \leq 1-2$, $\kappa \equiv (g_L/g_R)^2$. В дальнейшем моделировании использовалось значение $\kappa = 1$, соответствующее случаю точной лево-правой симметрии калибровочных взаимодействий. Как уже упоминалось выше, значения $T_{3L(R)}$ в формуле (2) различны для моделей LRM и ALRM. Для LRM T_{3L} берутся равными соответствующим значениям в СМ, а T_{3R} равны $\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$, $-\frac{1}{2}$, $\frac{1}{2}$ для u_R , d_R , e_R , ν_R соответственно и $T_{3R} = 0$ для левых дублетов. Тогда как в ALRM значения $T_{3L(R)}$ отличаются для $\nu_{L,R}$, e_L и d_R : $T_{3L(R)}(\nu_L) = \frac{1}{2}(-\frac{1}{2})$, $T_{3L(R)}(e_L) = -\frac{1}{2}(-\frac{1}{2})$ и $T_{3L(R)}(d_R) = 0$.

Для расчетов по методу Монте-Карло также часто используют так называемую Sequential Standard Model (SSM) [4, 9] — расширение СМ, в котором предполагается существование тяжелых

бозонов (Z' и W') с теми же константами связи, что и для обычных Z^0 и W в СМ.

2. ПОИСК Z' -БОЗОНОВ НА LHC

Моды распада Z' -бозонов в основном содержат обычные частицы СМ (за исключением, например, правых тяжелых лептонов). Следовательно, эти состояния, как и стандартные Z^0 , могут проявляться в виде индивидуальных резонансов над дилептонным (или двухструйным) континуумом СМ. Таким образом, одним из отличительных экспериментальных сигналов данных процессов может быть пара хорошо изолированных лептонов с большими поперечными импульсами и противоположными зарядами, исходящими из одной и той же точки взаимодействия (вертекса). Вероятность распада Z' -бозонов по лептонному и адронному (пара кварк–антикварк) каналам составляет 2.3–3.2% (в зависимости от числа фермионных поколений) и около 72% соответственно. При этом существующие экспериментальные данные с Тэватрона дают ограничение на величину массы резонанса, которая должна быть не меньше 0.5–1 ТэВ/ c^2 (в зависимости от модели) [10]. На рис. 1 представлено сечение рождения Z' -бозона в различных моделях с учетом вероятности распада на пару мюонов в зависимости от массы бозона. На этом же рисунке приведено сечение рождения мюонных пар в соответствии со СМ (процесс Дрелла–Яна) как функция их инвариантной массы. Видно, что в предположении существования нового нейтрального калибровочного бозона выход мюонных пар в области инвариантных масс порядка ТэВ увеличивается по сравнению со СМ более чем в 15 раз.

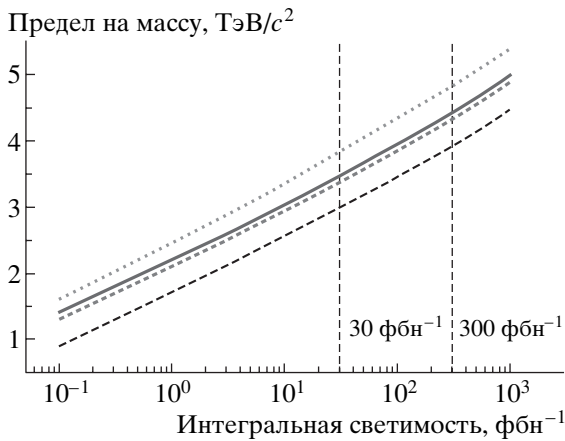


Рис. 2. Верхний предел на массу Z' -бозона при распаде на пару мюонов со статистической значимостью 5σ для SSM, χ -модели, ALRM и ψ -модели (кривые сверху вниз соответственно).

Источником неподавляемого фона для процессов с парой мюонов в конечном состоянии является процесс Дрелла–Яна, который составляет более 98% мюонного континуума СМ в области больших инвариантных масс. Вклад других процессов – рождения пары векторных бозонов (ZZ , WZ , WW), пары тяжелых кварков ($b\bar{b}$, $t\bar{t}$) – пренебрежимо мал и не учитывался в приведенном ниже анализе. Все вычисления матричных элементов партонного процесса были сделаны в главном порядке КХД с набором структурных функций партонов STEQ5L. Высшие порядки по теории возмущений учитывались в вычислениях с помощью множителя $K = 1.3$ к дифференциальному сечению жесткого подпроцесса. Предполагалось, что данные поправки одинаковы как для процессов Дрелла–Яна, так и для рождения Z' . Расчеты процессов рождения и распадов бозонов и фоновых процессов проводилось с помощью пакета генерации событий PYTHIA6.217 [11], в котором константы связи для процессов с Z' были взяты в виде (1), (2).

Для того чтобы оценить возможности, предоставляемые LHC для обнаружения сигналов от расширенных калибровочных моделей, была использована геометрия детекторных систем и типичные кинематические обрезания установки CMS, создаваемой для работы на пучках LHC. Заметим, что другая многоцелевая установка (ATLAS) имеет близкие к CMS параметры перекрытия фазового пространства по азимутальному углу и псевдобыстроте.

Эффективный отбор мюонов проводился в соответствии со следующими условиями. Во-первых, оба мюона должны лежать в диапазоне псевдобыстрот, перекрываемом мюонной системой

CMS, т.е. $|\eta| \leq 2.4$. Во-вторых, мюоны должны иметь противоположный знак заряда и быть хорошо изолированными, т.е. суммарный поперечный импульс, переносимый другими частицами в конусе $\sqrt{\delta\eta^2 + \delta\phi^2} \leq 0.5$ вокруг мюона, не должен превышать 5% от полного поперечного импульса мюона. Здесь $\delta\eta$ и $\delta\phi$ есть интервалы по псевдобыстроте и азимутальному углу вокруг направления мюона. Более того, необходимо, чтобы поперечный импульс каждого мюона был не менее 20 ГэВ/с. Интегральная эффективность отбора мюонов по таким критериям составляет около 83–91% в зависимости от массы резонанса. “Размазывание” импульса мюонов в детекторе учитывалось с помощью функции параметризации величины импульса $4\% \cdot \sqrt{p}$ [12], где p – импульс мюона в ТэВ/с.

Ожидаемая статистическая значимость была вычислена с помощью метода подсчета числа сигнальных и фоновых событий в центральной (вокруг ожидаемой массы) области, $S_c = \sqrt{N_S + N_B} - \sqrt{N_B}$ [13]. Здесь N_S и N_B – число сигнальных и фоновых событий в массовом интервале $2\sigma_{\text{obs}}$ вокруг массы резонанса $m_{Z'}$, а σ_{obs} – ширина наблюдаемого резонанса.

Z' -бозон может наблюдаться с некоторой заранее заданной статистической значимостью вплоть до определенного верхнего массового предела, который зависит как от выбранной калибровочной модели, так и от накопленной интегральной светимости. На рис. 2 представлена зависимость этого предела для статистической значимости 5σ от интегральной светимости для χ -, ψ -моделей, SSM и ALRM. Как демонстрирует этот рисунок, LHC обеспечивает условия для наблюдения Z' -бозона вплоть до масс 2.5–3.3 ТэВ/с² в зависимости от рассматриваемой модели даже при интегральной светимости 10 фбн⁻¹. Для более интенсивного режима работы ускорителя, так называемого режима высокой светимости (100 фбн⁻¹ за один год), достижимый массовый предел расширяется до 3.5–4.4 ТэВ/с².

3. СПИНОВАЯ СТРУКТУРА РЕЗОНАНСА

Одних только данных по регистрации резонансного пика от Z' и прецизионных измерений его массы и ширины недостаточно для ответа на вопрос: какова природа этой частицы и какая теоретическая модель предсказывает обнаруженный бозон? Для решения этого вопроса в ряде работ (например, см. [6]) предлагалось использовать величину асимметрии вылета мюона по направлениям “вперед–назад” относительно направления движения системы, в которой рожденный Z' покоится.

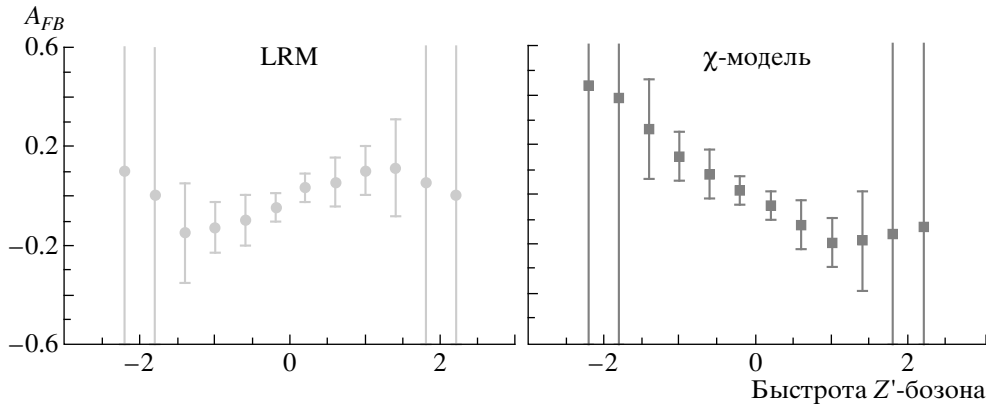


Рис. 3. Асимметрия вперед–назад вылета мюонов как функция быстроты Z' -бозона для интегральной светимости 100 фбн^{-1} и $M_{Z'} = 2.0 \text{ ТэВ}/c^2$ для LRM и χ -модели.

Эта асимметрия чувствительна к деталям теоретических моделей и определяется как

$$A_{FB} = \frac{F - B}{F + B}, \quad (3)$$

где

$$F \pm B = \left[\int_0^1 \pm \int_{-1}^0 \right] d(\cos\theta^*) \frac{d^2\sigma}{dyd(\cos\theta^*)}, \quad (4)$$

т.е. F и B — число событий в направлении вперед и назад соответственно, а направление вперед (назад) задается как полусфера с $\cos\theta^* \geq 0$ ($\cos\theta^* \leq 0$), где θ^* — угол между выходящим отрицательным мюоном и кварком q в системе покоя мюонной пары. Подобное определение предполагает, что известно первоначальное направление кварка, но это условие не выполняется в случае кинематики pp -экспериментов. Однако в работе [14] было показано, что направление движения кварка можно зафиксировать направлением вылета Z' -бозона. Определенная таким образом асимметрия сохраняет возможность изучить спиновую структуру новых бозонов, рожденных в симметричных протонных пучках, и определить тип калибровочной модели.

Одной из отличительных особенностей асимметрии A_{FB} является ее характерная зависимость от псевдобыстроты бозона для различных Z' -моделей. Подобные зависимости для Z_{LR} и Z_{χ} представлены на рис. 3 в предположении, что масса бозона равна $2.0 \text{ ТэВ}/c^2$, а накопленная интегральная светимость составляет 100 фбн^{-1} . Предварительный комбинированный анализ электронных и мюонных мод распада Z' показывает, что измерения асимметрии A_{FB} обеспечивают необходимую статистическую значимость для разделения калибровочных бозонов, получаемых из различных моделей, до $M_{Z'} = 2.5 \text{ ТэВ}/c^2$.

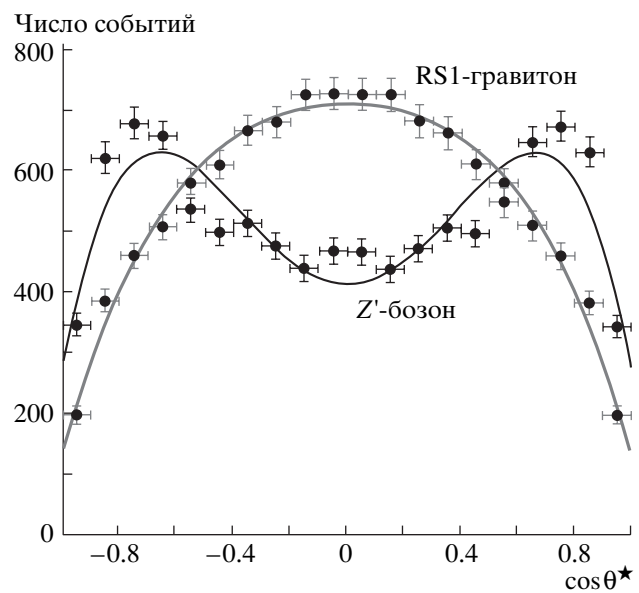


Рис. 4. Угловые распределения по $\cos\theta^*$ мюонов от распадов RS1-гравитона и Z' -бозона в χ -модели.

В вопросе анализа возможной природы наблюдаемого тяжелого нейтрального резонанса существует также неопределенность следующего рода. Данный объект может “происходить” как из различных расширений калибровочного сектора СМ (т.е. являться Z' -бозоном), так и возникать в моделях с дополнительными пространственными измерениями и представлять собой гравитон, например, в модели RS1 [15] (который, как и Z' , имеет ожидаемую массу порядка ТэВ и может быть обнаружен на ЛHC по мюонным модам распада [16, 17]). Таким образом, необходимо иметь возможность разделять эти два резонанса экспериментально. Основное различие между Z' и RS1-гравитоном заключается в их спинах: первый объект, явля-

ясь векторным бозоном, имеет спин 1, второй — спин 2. Экспериментально эта разница в спинах будет сильнее всего проявляться в угловых распределениях продуктов распада этих частиц. Очевидно, что эти распределения будут сильно искажены кинематическими обрезаниями, применяемыми для выделения сигнала (особенно в области малых углов), и ожидаемые теоретические распределения будут отличаться от наблюдаемых. Тем не менее при достаточной статистике различия между двумя кривыми видны вполне отчетливо даже после всех кинематических обрезаний (рис. 4).

Для облегчения сравнения все события на этом рисунке нормированы на 6000 событий, что соответствует полной накопленной статистике при 10 фбн^{-1} для гравитона (при значении параметра модели $s = 0.1$, см., например, [16]) и 100 фбн^{-1} для Z' в χ -модели. При этом масса состояний предполагалась равной $1.5 \text{ ТэВ}/c^2$. Предварительные вычисления показывают, что при статистике 100 фбн^{-1} подобная разница в угловых распределениях отчетливо видна вплоть до значений масс резонансов $2.5 \text{ ТэВ}/c^2$.

Разумеется, метод измерения асимметрии, описанный выше, также применим и для случая разделения Z' -бозона и RS1-гравитона, так как асимметрии продуктов распада, очевидно, будут различны для этих двух случаев. Исследования в данном направлении предполагается выполнить в будущем.

Таким образом, для полной идентификации нового резонанса необходимо проводить измерения его массы и ширины по инвариантной массе продуктов распада, их угловых распределений и асимметрии вперед–назад. Это позволит не только обнаружить новый объект как таковой, но и выявить его природу, привязав к той или иной теоретической модели.

Для полноты можно также отметить, что помимо обсуждавшихся выше сценариев новые калибровочные бозоны появляются и в других моделях, например в модели с композитным хиггсовским бозоном и динамическим нарушением симметрии за счет конденсации $t\bar{t}$ -пар [1]. Кроме того, в области энергий порядка ТэВ могут существовать и другие резонансы с квантовыми числами Z^0 , но имеющие совершенно иную природу, чем расширенная калибровочная симметрия: калуца–клейновские (КК) моды полей в сценариях с дополнительными пространственными измерениями. В частности, существуют различные реализации моделей многомерной квантовой теории поля, в которых поля, иные, чем гравитон, могут начиная с некоторого энергетического масштаба “чувствовать” полное многомерное пространство и, следовательно, также иметь КК-моды (см., например, серию ранних

статей [18] или популярные в последнее время модели типа Little Higgs [3]). Концепции, рассмотренные в [15, 19] (когда только гравитон считается истинно многомерным объектом, а остальные поля предполагаются живущими на трехмерном многообразии (бране), вложенном в многомерное пространство), могут быть модифицированы таким образом, чтобы некоторые (или даже все) поля СМ, включая фермионы в фундаментальном представлении калибровочной группы, могли покидать брану. Например, в конкретной реализации, основанной на теории суперструн, предложенной в [18], предполагается, что все калибровочные бозоны и поля Хиггса, а также их суперпартнеры (модель обладает $(N = 1)$ -суперсимметрией с масштабом нарушения, связанным с величиной обратного радиуса дополнительных пространственных измерений, который полагается порядка ТэВ) будут иметь КК-возбуждения с массами в области порядка масштаба нарушения суперсимметрии. В настоящей работе мы не касались подобных сценариев, однако хотели бы подчеркнуть, что изучение феноменологии КК-мод Z^0 можно провести совершенно в том же духе, как это было сделано для Z' , включая анализ асимметрии. При этом главным отличием от рассмотренного нами случая будет существование массивных возбуждений не только для нейтральных, но также (в зависимости от модели) и для заряженных калибровочных бозонов, в том числе для фотона и глюонов, а также для поля Хиггса и фермионов материи трех поколений (в самом общем случае). Поэтому окончательный ответ о природе тяжелого нейтрального резонанса может быть дан, вообще говоря, только по результатам суммарного анализа, включающего данные по наблюдению (или ненаблюдению) массивных КК-возбуждений для остальных полей.

В заключение мы хотели бы выразить благодарность проф. Т. Съестранду за консультации по методам моделирования, проф. Д.Ю. Бардину, Э.Э. Боосу, М.Н. Дубинину за плодотворные обсуждения фоновых процессов, М. Диттмару, А.В. Ланеву, В.Ю. Валуеву за дискуссию о спиновой структуре резонансов, а также проф. И. Антониадису и Д. Денегри за полезные замечания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. T. Hill and E. H. Simmons, Phys. Rep. **381**, 235 (2003); hep-ph/0203079.
2. A. Leike, Phys. Rep. **317**, 143 (1999); hep-ph/9805494; J. L. Hewett and T. G. Rizzo, Phys. Rep. **183**, 193 (1989).
3. Nima Arkani-Hamed, Andrew G. Cohen, and Howard Georgi, Phys. Rev. Lett. **86**, 4757 (2001); hep-th/0104005. Phys. Lett. B **513**, 232 (2001); hep-ph/0105239; Christopher T. Hill,

- Stefan Pokorski, and Jing Wang, Phys. Rev. D **64**, 105005 (2001); hep-th/0104035.
4. M. Cvetič and S. Godfrey, in *Electroweak Symmetry Breaking and Beyond the Standard Model*, Ed. by T. Barklow *et al.* (World Sci., 1995); hep-ph/9504216; T. G. Rizzo, in *Proceedings of 1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High Energy Physics "Snowmass 96"*, Snowmass, Colorado, USA, 25 June–12 July, 1996, hep-ph/9612440.
 5. M. Cvetič and P. Langacker, Phys. Rev. D **54**, 3570 (1996); Mod. Phys. Lett. A **11**, 1247 (1996).
 6. J. Rosner, Phys. Rev. D **35**, 2244 (1987); **54**, 1078 (1996); P. Langacker, R. Robinett, and J. Rosner, Phys. Rev. D **30**, 1470 (1984); D. London and J. Rosner, Phys. Rev. D **34**, 1530 (1986).
 7. F. Feruglio, L. Maiani, and A. Masiero, Phys. Lett. B **233**, 512 (1989); K. Huitu *et al.*, Nucl. Phys. B **487**, 27 (1997); hep-ph/9606311.
 8. F. del Aguila, M. Quiros, and F. Zwirner, Nucl. Phys. B **287**, 419 (1987).
 9. G. Altarelli, B. Mele, and M. Ruiz-Altaba, Z. Phys. C **45**, 109 (1989).
 10. F. del Aguila *et al.*, hep-ph/9309222; S. Abachi *et al.* (D0 Collab.), Phys. Lett. B **385**, 471 (1996); T. Affolder *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. D **63**, 011101(R) (2001); S. Godfrey, in *Proceedings of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics, Snowmass, Colorado, USA, 2001*, hep-ph/0201093.
 11. T. Sjostrand *et al.*, Comput. Phys. Commun. **135**, 238 (2001); LU TP 01-21, hep-ph/0108264.
 12. CMS Technical Design Report/The Muon Project, CERN/LHCC 97-32, CMS TDR 3 (15 Dec. 1997).
 13. S. I. Bityukov and N. V. Krasnikov, CMS CR 2000/004; CMS IN 1999/027, hep-ph/9908402.
 14. M. Dittmar, A. Djouadi, and A.-S. Nicollerat, Phys. Lett. B **583**, 111 (2004); hep-ph/0307020.
 15. L. Randall and R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. **83**, 3370 (1999); hep-th/9905221; Phys. Rev. Lett. **83**, 4690 (1999); hep-th/9906064.
 16. I. Golutvin *et al.*, Czech. J. Phys. **54**, A261 (2004); hep-ph/0310336.
 17. I. Golutvin, E. Rogalev, M. Savina, and S. Shmatov, hep-ph/0502009.
 18. I. Antoniadis, Phys. Lett. B **246**, 377 (1990); I. Antoniadis and K. Benakli, Phys. Lett. B **326**, 69 (1994); I. Antoniadis, K. Benakli, and M. Quiros, Phys. Lett. B **331**, 313 (1994).
 19. N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, Phys. Lett. B **429**, 263 (1998); hep-ph/9803315; I. Antoniadis, N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos, and G. Dvali, Phys. Lett. B **436**, 257 (1998); hep-ph/9804398.

SEARCH FOR NEUTRAL GAUGE BOSONS AT LHC

I. A. Golutvin, V. V. Palichik, M. V. Savina, S. V. Shmatov

New heavy gauge bosons belonging to an extended (in comparison with the Standard Model) gauge sector are present in the Grand Unified Theories as well as in some models invoked to solve the hierarchy problem, in particular the technicolor model and some variants of multidimensional quantum field theories (e.g., Little Higgs model). An analysis of LHC potential to search for new neutral gauge bosons in dimuon decay mode is carried out.