

P2-2005-78

И. А. Голутвин, В. В. Пальчик, М. В. Савина\*,  
С. В. Шматов\*\*

ПОИСК НОВЫХ НЕЙТРАЛЬНЫХ  
КАЛИБРОВОЧНЫХ БОЗОНОВ  
НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Направлено в журнал «Ядерная физика»

---

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

\*\*E-mail: shmatov@cern.ch

Голутвин И. А. и др.

P2-2005-78

Поиск новых нейтральных калибровочных бозонов  
на большом адронном коллайдере

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»). В данной работе мы проводим анализ потенциала большого адронного коллайдера для открытия новых нейтральных калибровочных бозонов в распадах на пару мюонов.

Работа выполнена в Лаборатории физики частиц ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005

Перевод авторов

Golutvin I. A. et al.

P2-2005-78

Search for Neutral Gauge Bosons at Large Hadron Collider

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 technicolour model and some variants of multidimensional quantum field theories (e. g., «Little Higgs» model). In this article we carry out an analysis of LHC potential to search for neutral gauge bosons in dimuon mode decay.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005

## ВВЕДЕНИЕ

Несмотря на замечательные успехи СМ (стандартной модели) в описании существующих экспериментальных данных, очевидно тем не менее, что СМ не является окончательной теорией элементарных частиц и взаимодействий, но, скорее, должна пониматься как низкоэнергетический предел некоторой более фундаментальной теории (до сих пор неизвестной). 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 отличающихся по величине (масса хиггса и масштаб типа характерной шкалы Великого объединения или даже массы Планка, характеризующий предел применимости стандартной квантовой теории поля,  $[\frac{m_H}{M}]^2 \sim 10^{-28} - 10^{-34}$ ), 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 «затягивают» вакуумное среднее хиггса, 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 хиггса 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  $g$ ,  $g'$  и  $g_s$ , описывающие электромагнитные, слабые и сильные взаимодействия, величина 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 вопросы важны и должны быть разрешены при построении окончательной теории, но вторая — 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 симметрии в режиме сильной связи, то есть мы снова сталкиваемся с проблемой конфайнмента. 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 на массы 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 стандартной модели выбрала природа (если выбрала во-

обще) и насколько верны наши эстетические критерии типа 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 ЛНС.

В данной 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 ЛНС (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 стандартной модели, например, на основании моделей составных калибровочных бозонов или в некоторых вариантах теории струн, в которых 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 ТВО  $E_6$  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:  $\chi$ -модель (чистое  $U(1)_\chi$ -состояние, соответствующее  $Z'$  группы  $SO(10)$ ):  $\psi$ -модель (чистое  $U(1)_\psi$ -состояние, соответствующее  $Z'$  группы  $E_6$ ) и смешанную  $\eta$ -модель, имеющую некоторые суперструнные мотивации [6]. 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  $\theta_{E_6}$  может принимать значения от  $-\pi/2$  до  $\pi/2$ ,  $\left( \frac{g_{Z'}}{g_Z} \right)^2 = \frac{5}{3} \sin^2 \theta_W$ , а  $Q_\psi = [1, 1, 1]/2\sqrt{6}$  и  $Q_\chi = [-1, 3, -5]/2\sqrt{10}$  для  $[(u, d, u^c, e^c), (d^c, \nu e^-), (N^c)]$  [5].

Из группы ТВО  $SO(10)$  получается также лево-правая симметричная модель (LRM) [4, 7], а из группы ТВО  $E_6$  — 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 и «правая» группа  $SU(2)_R$ . Эта дополнительная группа симметрии появляется в результате последовательного нарушения группы  $SO(10)$ . Первая из возможных цепочек нарушения симметрии,  $SO(10) \rightarrow SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)_X$ , приводит к появлению  $Z_X$ -бозона эффективной модели ранга 5, описанной выше, а альтернативная,  $SO(10) \rightarrow SU(3) \times SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ , дает  $Z_{LR}$ -бозон LRM или ALRM. В общем виде константа связи  $Z'$  с фермионами для лево-правых моделей выглядит как [5]

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

где  $T_{3L(R)}$  — изоспин левых (правых) фермионов по группе  $SU(2)_{L(R)}$ , а  $0,55 \leq \kappa \leq 1 \div 2$ ,  $\kappa \equiv (g_L/g_R)^2$ . В дальнейшем моделировании использовалось значение  $\kappa=1$ , соответствующее случаю точной лево-правой симметрии калибровочных взаимодействий. Как уже упоминалось, значения  $T_{3L(R)}$  в формуле (2) выше отличаются для моделей LRM и ALRM. Для LRM  $T_{3(L)}$  берутся равными соответствующим значениям в СМ, а  $T_{3(R)}$  равны  $\left(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right)$  для  $(u_R, d_R, e_R, \nu_R)$ , соответственно, и  $T_{3(R)} = 0$  для левых дублетов. Тогда как для ALRM значения  $T_{3L(R)}$  отличаются от LRM для  $\nu_{L,R}$ ,  $e_L$  и  $d_R$  как  $T_{3L(R)}(\nu_L) = \frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2}\right)$ ,  $T_{3L(R)}(e_L) = -\frac{1}{2} \left(-\frac{1}{2}\right)$  и  $T_{3L(R)}(d_R) = 0$ .

Для расчетов по методу Монте-Карло также часто используют так называемую «последовательную» стандартную модель (SSM) [4, 9], в которой предполагается существование тяжелых бозонов ( $Z'$  и  $W'$ ) с теми же константами связи, что и для обычных  $Z^0$  и  $W$  в СМ.

## 2. ПОИСК $Z'$ НА ЛНС

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 как индивидуальные резонансы над дилептонным (или двухструйным) континуумом стандартной модели. 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, как показывают текущие экспериментальные данные с тэватрона, масса резонансов 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 тэвных инвариантных масс увеличивается по сравнению с СМ более чем в 15 раз.

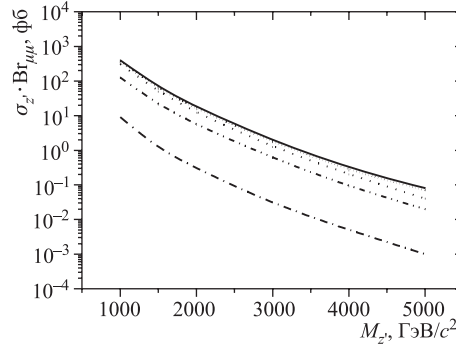


Рис. 1. Зависимость поперечного сечения рождения мюонов из (сверху вниз) распадов  $Z'$  (SSM-, LR-,  $\chi$ - и  $\psi$ -моделей), а также процесса Дрелла–Яна

Источником подавляемого фона для процессов с парой мюонов

в конечном состоянии является процесс Дрелла–Яна, который составляет более 99 % мюонного континуума стандартной модели в области больших инвариантных масс. Вклад других процессов — рождение 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 партонных (СФП) STEQ5L. Для учета высших порядков теории возмущений вводился множитель  $K = 1,38$ . Предполагалось, что данные поправки одинаковы как для процессов Дрелла–Яна, так и для рождения  $Z'$ . Расчеты процессов рождения и распадов бозонов и фоновых процессов проводились с помощью пакета генерации событий PYTHIA6.217 [12], в котором константы связи для процессов с  $Z'$  были взяты в виде (1), (2).

Для того чтобы оценить возможности, предоставляемые коллайдером 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,

перекрываеом мюонной системой CMS, т. е.  $|\eta| \leq 2,4$ . Во-вторых, мюоны должны иметь противоположный знак заряда и быть хорошо изолированными, т. е. суммарная энергия, переносимая другими частицами в конусе 0,5 вокруг мюона, не должна превышать 5% от полной энергии мюона. Более того, необходимо, чтобы поперечный импульс каждого мюона был не менее 20 /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  $4\% \sqrt{p}$  [13], 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,  $S_{c12} = \sqrt{N_S + N_B} - \sqrt{N_B}$  [14]. Здесь  $N_S$  и  $N_B$  — число сигнальных и фоновых событий в массовом интервале  $2\sigma_{obs}$  вокруг массы резонанса  $m_{Z'}$ , а  $\sigma_{obs}$  — ширина наблюдаемого резонанса.

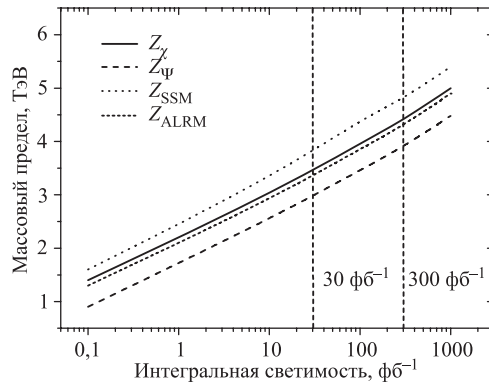


Рис. 2. Верхний предел на массу  $Z'$ -бозона при распаде на пару мюонов со статистической значимостью  $5\sigma$  для (сверху вниз)  $\chi$ -,  $\psi$ -, SSM- и ALRM-моделей

3,3 ТэВ/ $c^2$  в зависимости от рассматриваемой модели даже при интегральной светимости  $10 \text{ fb}^{-1}$ . Для более интенсивного режима работы ускорителя, так называемого режима высокой светимости ( $100 \text{ fb}^{-1}$  за один год), достижимый массовый предел расширяется до 3,5–4,4 ТэВ/ $c^2$ .

$Z'$ -бозон может наблюдаться с некоторой наперед заданной статистической значимостью вплоть до определенного верхнего массового предела, который зависит как от вида калибровочной модели, так и от накопленной интегральной светимости. На рис. 2 представлена зависимость этого предела для статистической значимости  $5\sigma$  от интегральной светимости для (сверху вниз)  $\chi$ -,  $\psi$ -моделей, SSM и ALRM. Как демонстрирует этот рисунок, LHC обеспечивает условия для наблюдения  $Z'$ -бозона вплоть до масс 2,5–

### 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, какая теоретическая модель предсказывает



обнаруженный бозон»? Для решения этого вопроса в ряде работ (например, см. [5]) предлагалось использовать величину асимметрии вылета мюона по направлениям «вперед-назад» относительно массы покоя  $Z'$ , которая чувствительна к деталям теоретических моделей. Эта асимметрия 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  $\theta$  — 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 [11] было показано, что можно выбрать направление кварка как направление оси одного из протонных пучков. 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 быстроты бозона для различных  $Z'$ -моделей.

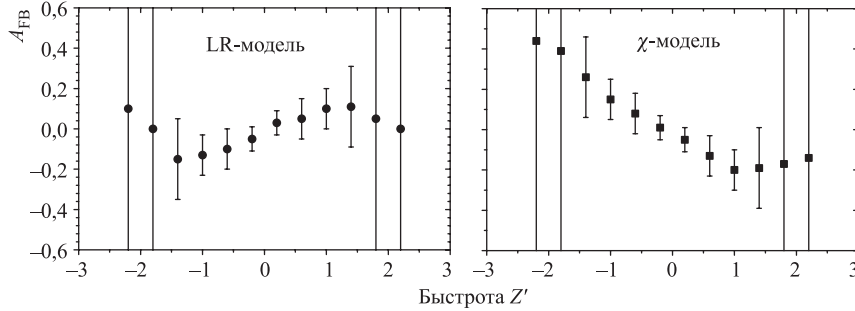


Рис. 3. Асимметрия вперед-назад вылета мюонов как функция быстроты  $Z'$ -бозона для интегральной светимости  $100 \text{ фб}^{-1}$  и  $M_{Z'} = 2,0 \text{ ТэВ}/c^2$

Подобные зависимости для  $Z_{LR}$  и  $Z_\chi$  представлены на рис. 3 (слева и справа соответственно) в предположении, что масса бозонов равна  $2,0 \text{ ТэВ}/c^2$ , а накопленная интегральная светимость составляет  $100 \text{ фб}^{-1}$ . Предварительный комбинированный анализ электронных и мюонных распадов  $Z'$  показы-

вает, что измерения асимметрии  $A_{FB}$  обеспечивают необходимую статистическую значимость для разделения калибровочных бозонов, получаемых из различных моделей до  $M_{Z'} = 2,5 \text{ ТэВ}/c^2$ .

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 [16] (который, как и  $Z'$ , имеет ожидаемую массу порядка ТэВ и может быть обнаружен на ЛНС по мюнным модам распада [18, 19]). Таким образом, необходимо иметь возможность разделять эти два резонанса экспериментально. Основное различие между  $Z'$  и RS1-гравитоном заключается в их спинах. Первый объект, являясь 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).

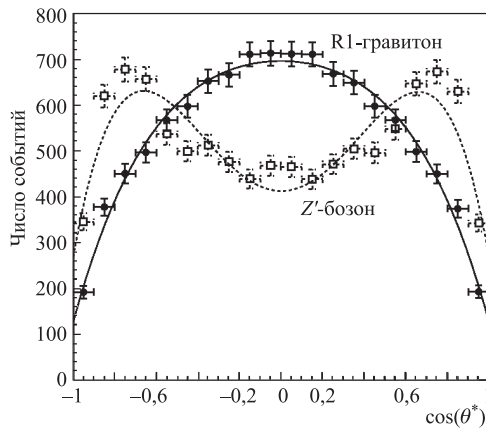


Рис. 4. Угловые распределения  $\cos \theta$  мюонов от распадов RS1-гравитона (сплошная линия) и  $Z'$   $\chi$ -модели (пунктирная линия)

разделения  $Z'$  и RS1-гравитона, т. к. асимметрии продуктов распада, очевидно, будут отличаться для этих двух случаев. Исследования в данном направлении предполагается выполнить в будущем.

Для облегчения сравнения все события на этом рисунке нормированы на 6000 событий, что соответствует полной накопленной статистике в  $10 \text{ фб}^{-1}$  для гравитона при  $c = 0,1$  и  $100 \text{ фб}^{-1}$  для  $Z'$   $\chi$ -модели. При этом масса состояний предполагалась равной  $1,5 \text{ ТэВ}/c^2$ . Предварительные вычисления показывают, что при статистике  $100 \text{ фб}^{-1}$  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

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 хиггсом 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-кляйновские моды полей в сценариях с дополнительными пространственными измерениями. В частности, существуют различные реализации моделей многомерной квантовой теории поля или гравитации на масштабе порядка ТэВ, в которых поля иные, чем гравитон, могут «чувствовать» полное многомерное пространство и, следовательно, также иметь калуца-кляйновские моды (см., например, серию ранних статей [20] или популярные в последнее время модели типа «little Higgs» [3]). Концепции типа [16, 17] (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 [20], 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 данной работе мы не касались подобных сценариев, однако хотели бы подчеркнуть, что изучение феноменологии калуца-кляйновских 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 (M. Dittmar), А. В. Ланеву, В. Ю. Валуеву за дискуссию о спиновой структуре резонансов, а также проф. И. Антониадису (I. Antoniadis) и Д. Денегри (D. Denegri) за полезные замечания.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Hill C. T., Simmons E. H. Strong Dynamics and Electroweak Symmetry Breaking // Phys. Rep. 2003. V. 381. P. 235, hep-ph/0203079.
2. Leike A. The Phenomenology of Extra Neutral Bosons // Phys. Rep. 1999. V. 317. P. 143, hep-ph/9805494;  
Hewett J. L., Rizzo T. G. Low-energy phenomenology of superstring inspired E(6) models // Phys. Rep. 1989. V. 183. P. 193.
3. Arkani-Hamed N., Cohen A. G., Georgi H. (De)Constructing Dimensions // Phys. Rev. Lett. V. 86. 2001. P. 4757, hep-th/0104005; Electroweak symmetry breaking from dimensional deconstruction // Phys. Lett. B. 2001. V. 513. P. 232, hep-ph/0105239;  
Hill C. T., Pokorski S., Jing Wang Gauge Invariant Effective Lagrangian for Kaluza-Klein Modes // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 105005, hep-th/0104035
4. Cvetič M., Godfrey S. Discovery and Identification of Extra Gauge Bosons. Summary of the Working Subgroup on Extra Gauge Bosons of the PDF Long-range Planning Study. // Electro-weak Symmetry Breaking and Beyond Standard Model. Eds. T. Barklow et al. World Scientific, 1995, hep-ph/9504216;  
Rizzo T. G. Extended Gauge Sector at Future Colliders: Report on the New Gauge Boson Subgroup. Proc. of 1996 DPF/DPB Summer Study on New Directions for High Energy Physics-Snowmass96, Snowmass, CO, 25 June–12 July, 1996, hep-ph/9612440.
5. Rosner J. Off-peak lepton asymmetries from new Z's // Phys. Rev. D. 1987. V. 35. P. 2244; Forward-Backward Asymmetries in Hadronically Produced Lepton Pairs // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 1078;  
Langacker P., Robinett R., Rosner J. New heavy gauge bosons in  $pp$  and  $p$  anti- $p$  collisions // Phys. Rev. D. V. 30. 1984. P. 1470;  
London D., Rossner J. Extra Gauge Bosons in E(6) // Phys. Rev. D. 1986. V. 34. P. 1530.
6. Cvetič M., Langacker P. Implications of Abelian Extended Gauge Structures from String Models // Phys. Rev. D. 1996. V. 54. P. 3570; New Gauge Bosons from String Models // Mod. Phys. Lett. A. 1996. V. 11. P. 1247.
7. Feruglio F., Maiani L., Masiero A. Right-handed vector bosons in  $p$  anti- $p$  collisions as a source of anomalous events // Phys. Lett. B. 1998. V. 233. P. 512;

- Huitu K. et al.* Doubly charged higgs at LHC // Nucl. Phys. B. 1997. V. 487. P. 27, hep-ph/9606311.
8. *del Aguila D., Quiros M., Zwinger F.* Detecting E(6) neutral gauge bosons through lepton pairs at hadron colliders // Nucl. Phys. B. 1987. V. 287. P. 419.
  9. *Altarelli G., Mele B., Ruiz-Altaba M.* Searching for new heavy vector bosons in p anti-p colliders // Z. Phys. C. 1989. V. 45. P. 109.
  10. *del Aguila F.* Review of  $Z'$  Constraints. hep-ph/9309222;  
*D0 Collaboration: Abachi S. et al.* Search for Additional Neutral Gauge Bosons // Phys. Lett. B. 1996. V. 385. P. 471;  
*The CDF Collaboration: Affolder T. et al.* Measurement of  $d\sigma/dy$  for High Mass Drell-Yan  $e^+ e^-$  Pairs from p anti-p Collisions at  $s^{*(1/2)} = 1.8$  TeV // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. P. 011101(R);  
*Godfrey S.* Update of Discovery Limits for Extra Neutral Gauge Bosons at Hadron Colliders. Proc. of the APS/DPF/DPB Summer Study on the Future of Particle Physics, Snowmass, 2001, hep-ph/0201093.
  11. *Dittmar M., Djouadi A., Nicollerat A.-S.*  $Z'$  studies at the LHC: an update // Phys. Lett. B. 2004. V. 583. P. 111-120, hep-ph/0307020.
  12. *Sjostrand T. et al.* High-energy physics event generation with PYTHIA6.1. // Comp. Phys. Commun. 2001. V. 135. P. 238, LU TP 01-21, hep-ph/0108264.
  13. CMS Technical Design Report/The Muon Project, CERN/LHCC 97-32, CMS TDR 3, 15 December 1997.
  14. *Bityukov S. I., Krasnikov N. V.* On observability of signal over background. CMS CR 2000/004; Observability and Probability of Discovery in Future Experiments. CMS IN 1999/027, hep-ph/9908402.
  15. *Dittmar M.* Neutral current interference in the TeV region: the experimental sensitivity at the LHC // Phys. Rev. D. 1997. V. 55. P. 161.
  16. *Randall L., Sundrum R.* A large mass hierarchy from a small extra dimension // Phys. Rev. Lett. V. 83. 1999. P. 3370, hep-th/9905221; An alternative to compactification // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 4690, hep-th/9906064.
  17. *Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.* The Hierarchy Problem and New Dimensions at a Millimeter // Phys. Lett. B. 1998. V. 429. P. 263, hep-ph/9803315;  
*Antoniadis I., Arkani-Hamed N., Dimopoulos S., Dvali G.* New Dimensions at a Millimeter to a Fermi and Superstrings at a TeV // Phys. Lett. B. 1998. V. 436. P. 257, hep-ph/9804398.
  18. *Golutvin I. et al.* Search for TeV-scale bosons in the dimuon channel at the LHC. // Czech. J. Phys. 2004. V. 54. P. A261-A268; hep-ph/0310336.

19. *Golutvin I., Rogalev E., Savina M., Shmatov S.* Search for new heavy resonances at the LHC. Submitted to Proceedings of the XVIIIth International Workshop "High Energy Physics and Quantum Field Theory", 17-23 June 2004, St. Petersburg, Russia, hep-ph/0502009.
20. *I. Antoniadis* A Possible New Dimension at a few TeV // Phys. Lett. B. 1990. V. 246. P. 377;  
*Antoniadis I., Benakli K.* Limits on Extra Dimensions in Orbifold Compactifications of Superstrings // Phys. Lett. B. 1994. V. 326. P. 69;  
*Antoniadis I., Benakli K., Quiros M.* Production of Kaluza-Klein States at Future Colliders // Phys. Lett. B. 1994. V. 331.P. 313.

Получено 24 июня 2005 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 4.10.2005.

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

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,9. Тираж 415 экз. Заказ № 55040.

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

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

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