

ПО ИТОГАМ ПРОЕКТОВ  
РОССИЙСКОГО ФОНДА ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
Проект РФФИ # 10-02-00468

## Поиск правого $W_R$ -бозона и тяжелого нейтрино

Н. В. Красников<sup>1)</sup>, В. А. Матвеев

Институт ядерных исследований РАН, 117312 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 мая 2013 г.

После краткого обзора  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$  лево-правосимметричной калибровочной модели обсуждается возможность детектирования сигналов от рождения  $W_R$  в  $pp$ -столкновениях на Большом адронном коллайдере. Дан обзор ограниченный на массы  $W_R$ -бозона и тяжелого нейтрино, полученных на основе анализа последних экспериментальных данных детектора “Компактный мюонный соленоид” с полной энергией столкновений  $E_{\text{tot}} = 8 \text{ ТэВ}$ .

DOI: 10.7868/S0370274X13130110

Одной из основных задач БАКа (Большого адронного коллайдера), помимо поиска бозона Хиггса, является поиск новых явлений вне рамок СМ (стандартной модели) (в количестве обзора см., например, [1]). Наблюдение осцилляций нейтрино (в качестве обзора см., например, [2]) подразумевает, что нейтрино являются массивными частицами, и указывает на существование новой физики вне рамок СМ. В рамках минимального расширения СМ “see saw” механизм, основанный на введении дополнительного тяжелого майоранового нейтрино, оказывается наиболее естественным для объяснения малости масс нейтрино. Обычно предполагается, что тяжелые нейтрино являются синглетами калибровочной группы СМ и не имеют новых взаимодействий. С другой стороны, в СМ лево-правая симметрия явно нарушена, что проявляется в существовании левых изодублетов электрослабой  $SU_L(2) \otimes U(1)$  калибровочной группы и правых изосинглетов той же электрослабой группы. В свете фундаментальной идеи о спонтанном нарушении симметрии представляется естественным полагать, что наблюдаемое на уровне СМ явное нарушение лево-правой симметрии связано со спонтанным нарушением этой симметрии, а на большом масштабе энергий или на малых расстояниях лево-правая симметрия восстанавливается. Наиболее экономную реализацию идеи о спонтанном нарушении лево-правой симметрии осуществля-

ет минимальная ЛП (лево-правосимметричная калибровочная модель), основанная на калибровочной группе  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$  [3–7]. При этом на большом масштабе  $O(M_{W_R})$  данная калибровочная группа нарушена до калибровочной группы  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$  СМ. Относительно  $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$  калибровочной электрослабой группы левые фермионы являются дублетами калибровочной группы  $SU_L(2)$ , а правые – дублетами  $SU_R(2)$  калибровочной группы. Модель ЛП с необходимостью включает в себя дополнительные правые нейтрино, являющиеся партнерами правых заряженных лептонов. Минимальный набор полей Хиггса содержит хиггсовский бидублет, который на уровне СМ представляет собой совокупность из двух дублетов Хиггса. Один из них взаимодействует посредством ненулевой юкавской константы связи с верхними фермионами левого изодублета. Другой изодублет связан с нижними фермионами. Кроме того, для нарушения правой калибровочной группы и существования лево-правой симметрии необходимо наличие в модели двух триплетов хиггсовских полей,  $\Delta_R$  и  $\Delta_L$ . Ненулевое вакуумное среднее правого триплета  $\Delta_R$  приводит к нарушению  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$  калибровочной группы до калибровочной группы  $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$  СМ. Ненулевые вакуумные средние хиггсовского бидублета ответственны за спонтанное нарушение  $SU_L(2) \otimes U(1)$  калибровочной симметрии СМ до электромагнитной калибровочной симметрии  $U(1)$  и появление масс у кварков и леп-

<sup>1)</sup>e-mail: krasniko@ms2.inr.ac.ru

тонов. Модель ЛП предсказывает существование новых частиц, а именно тяжелого заряженного правого  $W_R$ -бозона, тяжелого нейтрального  $Z'$ -бозона и правых нейтрино  $N_k$  (где  $k = 1, 2, 3$ ), для каждого поколения кварков и лептонов. Расчеты, основанные на оценке вклада правого  $W_R$ -бозона в разницу масс  $K_L - K_S$ , дают ограничение  $M_{W_R} \geq 2.5$  ТэВ на массу правого  $W_R$ -бозона [8, 9]. Поиски резонанса в распаде  $W_R \rightarrow tb$  на TEVATRONe приводят к ограничению  $M_{W_R} \geq 0.8$  ТэВ [10, 11].

В этом кратком обзоре, основанном на работах [12, 13], поддержанных грантом РФФИ # 10-02-00468а, мы обсуждаем ограничения на массу правого  $W_R$ -бозона, полученные на БАКе в процессе эксперимента “компактный мюонный соленоид” (КМС) [14]. С точки зрения поиска этих новых частиц на БАКе наиболее перспективно изучение двух реакций рождения,  $pp \rightarrow W_R \rightarrow l + N_l + X$  и  $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_l + N_l + X$ , с последующими распадами тяжелых нейтрино  $N_l \rightarrow l + j_1 + j_2$  на заряженные лептоны и как минимум две адронные струи. В ЛП-модели в силу специфики хиггсовского сектора, ответственного за нарушение правой калибровочной симметрии  $SU_R(2) \otimes U(1)$ , масса  $Z'$ -бозона приблизительно в 1.7 раза больше массы правого  $W_R$ -бозона. Поэтому при поиске экспериментальных проявлений лево-правой калибровочной симметрии на БАКе реакция  $pp \rightarrow W_R \rightarrow l + N_l + X$  с последующим распадом  $N_l \rightarrow l + j_1 + j_2$  оказывается наиболее предпочтительной. Как следствие мы ожидаем наличия в конечном состоянии двух заряженных лептонов и по крайней мере двух адронных струй. Основной фон от реакций СМ связан с рождением  $t\bar{t}$  топ-антитоп кварк-антикварковой пары с последующим распадом на лептоны и адронные струи, а также с процессом Дрелла-Яна,  $pp \rightarrow (Z^* \rightarrow ll) + \geq 2$  адронных струй. Кроме того, необходимо учитывать инструментальный фон, возникающий, когда мы путаем адронную струю с заряженным лептоном. Из-за каскадного распада заряженного правого бозона  $W_R \rightarrow lN \rightarrow llj_1j_2$  распределение инвариантной массы двух лептонов и двух адронных струй  $M_{\text{inv}}(llj_1j_2)$  обладает резонансной структурой с шириной  $\Gamma_{W_R} \sim O(100)$  ГэВ и максимумом вблизи  $M_{W_R}$ . Вследствие распада тяжелого нейтрино  $N_l \rightarrow l + j_1 + j_2$  резонансная структура должна присутствовать в распределении инвариантной массы одного из лептонов и двух адронных струй  $M_{\text{inv}}(lj_1j_2)$  с шириной  $\Gamma_N \sim O(50)$  ГэВ и максимумом вблизи массы тяжелого нейтрино  $M_{N_l}$ . Эти обстоятельства очень помогают при поиске правого  $W_R$ -бозона и тяжелого

нейтрино на основе сигнатуры с двумя заряженными лептонами и двумя адронными струями.

В работах [12, 13] рассматривался поиск заряженного  $W_R$ -бозона и тяжелого нейтрино на БАКе для детектора КМС на основе сигнатуры с двумя заряженными лептонами и двумя адронными струями. Анализировались экспериментальные данные 2011 г. и первой половины 2012 г. Изучались моды с двумя электронами и двумя мюонами в конечном состоянии плюс как минимум две адронные струи. На поперечные импульсы адронных струй накладывались ограничения  $p_{Tj_1, j_2} > 40$  ГэВ. На поперечный импульс самого энергичного лептона накладывалось ограничение  $p_{Tl_1} > 60$  ГэВ, а на поперечный импульс второго лептона – ограничение  $p_{Tl_2} > 40$  ГэВ. Для ослабления фона, связанного с рождением  $Z$ + струи, вводилось ограничение на инвариантную массу двух лептонов,  $M_{\text{inv}}(ll) > 200$  ГэВ. Кроме того, поскольку правые  $W_R$ -бозоны с массой  $M_{W_R} > 800$  ГэВ экспериментально исключены, накладывалось ограничение  $M_{\text{inv}}(llj_1j_2) > 600$  ГэВ на инвариантную массу двух лептонов и двух адронных струй. После этих обрезаний основные фоновые события происходят от реакций  $t\bar{t}$  и  $Z$ + струи. При интегральной светимости в  $L_t = 3.6$  фбарн<sup>-1</sup> и полной энергии  $E_{\text{tot}} = 8$  ТэВ число фоновых событий после наложенных обрезаний для электронного (мюонного) канала оценивается как  $N_B = 135 \pm 30(130 \pm 24)$  [13]. Для сравнения укажем, что при массах правого бозона и тяжелого нейтрино  $M_{W_R} = 1800$  ГэВ и  $M_N = 900$  ГэВ количество сигнальных событий для электронного (мюонного) канала предсказывается равным  $N_S = 59 \pm 12(72 \pm 13)$ . Было экспериментально обнаружено 144 события как в электронном, так и в мюонном каналах. Это значение находится в хорошем согласии с ожиданиями от СМ-фонов. Более того, распределение экспериментальных событий по инвариантной массе  $M_{\text{inv}}(llj_1j_2)$  при  $M_{\text{inv}}(llj_1j_2) > 600$  ГэВ находится в согласии с ожиданиями от СМ-фонов. Отсюда были найдены ограничения на массы правого  $W_R$ -бозона и тяжелого нейтрино. Наилучшие из них получены при массе тяжелого нейтрино  $M_N \sim M_{W_R}/2$ . При малых массах тяжелого нейтрино адронные струи и лептон, возникающие вследствие распада  $N \rightarrow lj_1j_2$ , находятся в основном внутри узкого углового конуса. Это затрудняет идентификацию лептона и адронных струй. В итоге ограничения на массы  $W_R$  и  $N$  становятся слабыми. Соответствующие ограничения в плоскости параметров  $(M_{W_R}, M_N)$  приведены на рис. 1–3 (см. также рис. 4). Рассматривались варианты, когда одно из тяжелых нейтрино,  $N_e$  или  $N_\mu$ , легче, чем  $W_R$ , а другое – тяже-

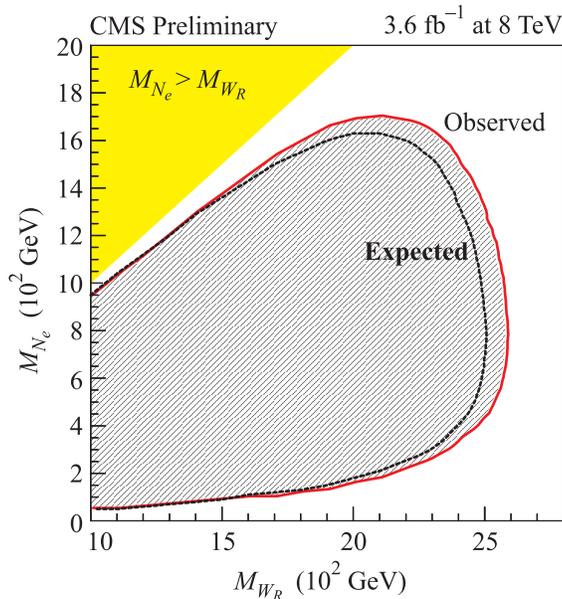


Рис. 1. Девяностопятипроцентный уровень исключения для электронного канала в плоскости  $(M_{W_R}, M_{N_e})$  в модели с равными левыми и правыми константами связей при массе только электронного тяжелого нейтрино, меньшей массы  $W_R$  [13]

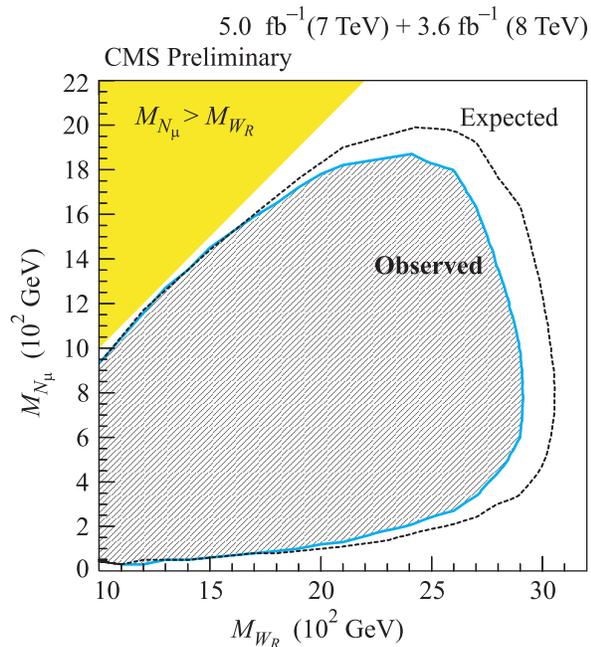


Рис. 3. Девяностопятипроцентный уровень исключения для мюонного канала в плоскости  $(M_{W_R}, M_{N_{\mu}})$  в модели с равными левыми и правыми константами связей при комбинировании данных 2011 г. с  $L_t = 5.0$  фбарн $^{-1}$ ,  $E_{tot} = 7$  ТэВ и данных 2012 г. с  $L_t = 3.6$  фбарн $^{-1}$ ,  $E_{tot} = 8$  ТэВ при массе только мюонного тяжелого нейтрино, меньшей чем у  $M_{W_R}$  [13]

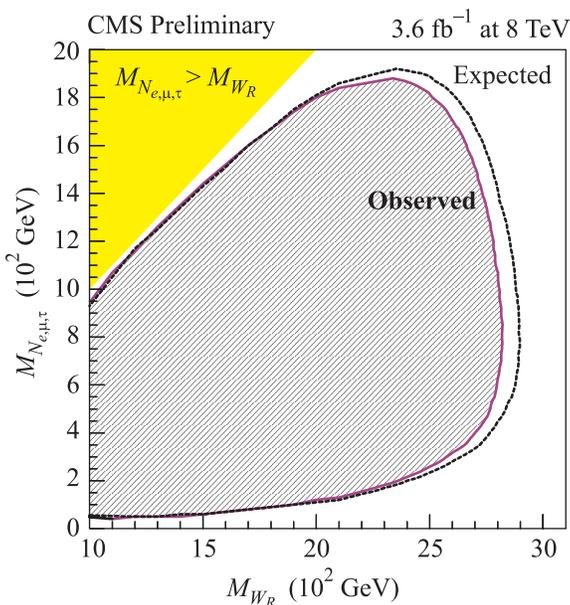


Рис. 2. Девяностопятипроцентный уровень исключения в плоскости  $(M_{W_R}, M_{N_e})$  в модели с равными левыми и правыми константами связей при вырожденных массах всех трех флейворных тяжелых нейтрино ( $M_{N_e} = M_{N_{\mu}} = M_{N_{\tau}}$ ) [13]

лее  $W_R$ . Кроме того, рассматривался вариант, когда массы тяжелых нейтрино всех трех флейворов вырождены. При этом комбинировались данные 2011 г.

с полной энергией  $E_{tot} = 7$  ТэВ и данные 2012 г. с полной энергией  $E_{tot} = 8$  ТэВ. В случае только одного из тяжелых нейтрино,  $N_e$  или  $N_{\mu}$ , более легкого, чем  $W_R$ , наилучшим ограничением на массу правого  $W_R$ -бозона, полученным из данных 2012 г., явилось  $M_{W_R} < 2.5$  ТэВ. Для случая вырожденных по массе тяжелых нейтрино наилучшее ограничение есть  $M_{W_R} < 2.8$  ТэВ. Комбинация данных 2011 и 2012 г. для мюонного канала приводит к наилучшему ограничению  $M_{W_R} < 2.9$  ТэВ. При получении ограничений использовался  $CL_s$ -метод [15, 16]. При этом ограничения были получены на 95-процентном уровне достоверности.

Заметим, что коллаборация ATLAS также изучала возможность детектирования правого  $W_R$ -бозона в рамках ЛП-модели. Полученные ею результаты [17, 18] сравнимы с результатами коллаборации КМС.

В данном миниобзоре на примере поиска правого заряженного  $W_R$ -бозона и тяжелого нейтрино мы продемонстрировали, насколько большие по сравнению с предыдущими ускорителями возможности для поиска физики вне рамок СМ дает БАК.

Авторы благодарны Ю.М. Андрееву, С.И. Битюкову, С.Н. Гниненко, М.М. Кирсанову, Д.А. Глисову

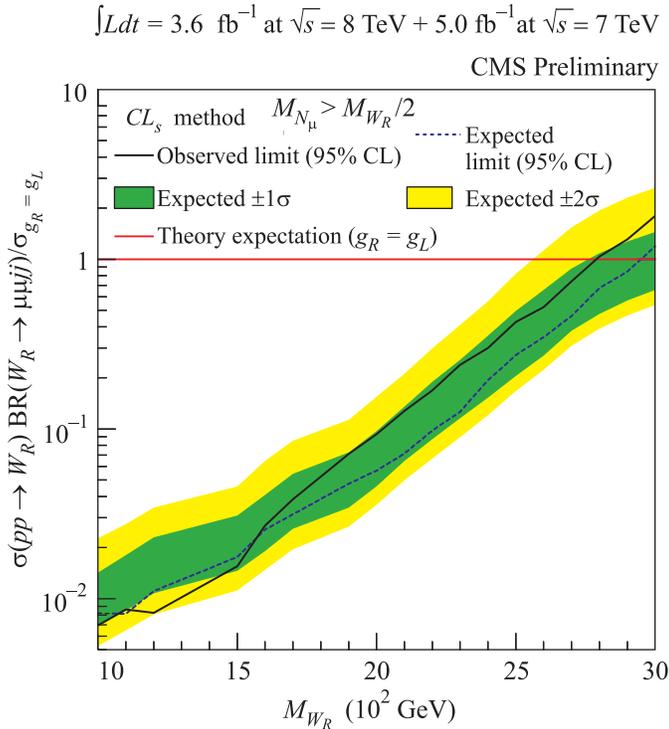


Рис. 4. Ограничение сверху на произведение сечения рождения правого  $W_R$ -бозона и брэнчинга  $W_R$ -бозона в мюонную моду при  $E_{\text{tot}} = 7 \text{ ТэВ}$  в зависимости от массы правого  $W_R$ -бозона при  $M_{N_\mu} = M_{W_R}/2$  [13]

и А.Н. Торопину за полезные обсуждения. Работа поддержана грантом РФФИ # 13-02-00363.

1. Н. В. Красников, В. А. Матвеев, *Новая физика на Большом адронном коллайдере*, М.: УРСС, 2011.

2. C. Guinti and M. Laveder, arXiv:hep-ph/0310238.
3. J. C. Pati and A. Salam, Phys. Rev. D **10**, 275 (1974).
4. R. N. Mohapatra and J. C. Pati, Phys. Rev. D **11**, 2558 (1975).
5. G. Senjanovic and R. N. Mohapatra, Phys. Rev. D **12**, 1502 (1975).
6. R. N. Mohapatra and G. Senjanovic, Phys. Rev. Lett. **44**, 912 (1980).
7. S. N. Gninenko, M. M. Kirsanov, N. V. Krasnikov et al., Phys. Atom. Nucl. **70**, 441 (2007).
8. G. Beall, M. Bander, and A. Soni, Phys. Rev. Lett. **48**, 848 (1982).
9. A. Maiezza, M. Nemevsek, F. Nesti et al., Phys. Rev. D **82**, 055022 (2010).
10. V. V. Abazov, B. Abott, R. S. Acharya et al. (D0 Collaboration), Phys. Lett. B **699**, 145 (2011).
11. T. Aaltonen, T. Adelman, T. Akimoto et al. (CDF Collaboration), Phys. Rev. Lett. **103** 041801 (2009).
12. S. Chatrchyan, S. N. Gninenko, V. A. Matveev et al. (CMS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **109**, 261802 (2012).
13. S. Chatrchyan, S. N. Gninenko, V. A. Matveev et al. (CMS Collaboration), CMS Physics Analysis Summary, CMS PAS EXO-12-017 (2012).
14. S. Chatrchyan, S. N. Gninenko, V. A. Matveev et al. (CMS Collaboration), JINST **3**, S08004 (2008).
15. A. L. Read, J. Phys. G **28**, 2693 (2002).
16. T. Junk, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **434**, 435 (1999).
17. B. M. M. Allbrooke, P. P. Alpott, J. Almjd et al. (ATLAS Collaboration), Phys. Rev. Lett. **109**, 081801 (2012).
18. B. M. M. Allbrooke, P. P. Alpott, J. Almjd et al. (ATLAS Collaboration), ATL-CONF-2013-050 (2013).