Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

Н. В. Красников, В. А. Матвеев, Поиск правого W_R -бозона и тяжелого нейтрино на Большом адронном коллайдере, *ТМФ*, 2014, том 181, номер 3, 487–494

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf8727>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.172.240.79

26 апреля 2023 г., 09:51:49

© 2014 г.

Н. В. Красников^{*†}, В. А. Матвеев^{*†}

ПОИСК ПРАВОГО W_R -БОЗОНА И ТЯЖЕЛОГО НЕЙТРИНО НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

Дан краткий обзор $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ лево-право-симметричной калибровочной модели. Обсуждается возможность детектирования правого W_R -бозона и тяжелого нейтрино в pp -столкновениях на Большом адронном коллайдере. Приведены ограничения на массу W_R -бозона и тяжелого нейтрино, полученные на основе анализа экспериментальных данных детекторов CMS и ATLAS с полной энергией сталкивающихся протонов 7–8 ТэВ.

Ключевые слова: лево-правая симметрия, Большой адронный коллайдер, поиск новой физики.

DOI: 10.4213/tmf8727

Открытие бозона Хиггса [1] на Большом адронном коллайдере (БАК) детекторами CMS (Компактный мюонный соленоид) [2] и ATLAS (Тороидальный БАК аппарат) [3] является, безусловно, самым выдающимся научным открытием начала 21 века. Существование бозона Хиггса необходимо для перенормируемости электрослабых взаимодействий. Экспериментальное открытие бозона Хиггса – это триумф идеи перенормируемости и в некотором смысле “экспериментальное доказательство” перенормируемости электрослабых взаимодействий. Ключевым элементом при доказательстве перенормируемости электрослабых взаимодействий является использование широко известной работы Славнова [4], в которой электродинамические тождества Уорда обобщены на случай неабелевых калибровочных полей.

После открытия бозона Хиггса основной задачей БАК является поиск новой физики вне рамок Стандартной модели (СМ). В настоящее время существует много расширений СМ, предсказывающих новые эффекты, которые можно наблюдать на БАК [5]. Среди них стоит отметить суперсимметрию, новые дополнительные размерности, а также лево-право-симметричную модель [6]. Лево-право-симметричная модель [6] особенно интересна в связи с тем, что все имеющиеся на сегодня экспериментальные данные убедительно подтверждают гипотезу об осцилляции нейтрино,

^{*}Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.
E-mail: krasniko@ms2.inr.ac.ru, matveev@inr.ac.ru

[†]Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Московская обл., Россия

а следовательно, нейтрино обладают отличными от нуля и очень маленькими массами. В рамках СМ так называемый механизм “see saw”, основанный на введении дополнительного тяжелого майорановского нейтрино, является 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 осуществляет минимальная лево-право-симметричная калибровочная модель, основанная на калибровочной группе $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ [6], причем на большом масштабе энергий эта калибровочная группа нарушена до калибровочной группы $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes U(1)$ СМ. Относительно калибровочной группы $SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ левые фермионы являются дублетами калибровочной группы $SU_L(2)$, тогда как правые фермионы являются дублетами калибровочной группы $SU_R(2)$. Лево-право-симметричная модель с необходимостью включает в себя дополнительные правые нейтрино, являющиеся партнерами правых заряженных лептонов. Минимальный набор полей Хиггса включает в себя хиггсовский бидублет, который в рамках СМ представляет собой совокупность двух дублетов Хиггса, один из которых взаимодействует посредством ненулевой константы Юкавы связи с верхними фермионами левого изодублета, а другой изодублет связан с нижними фермионами. Кроме того, для нарушения правой калибровочной группы и существования лево-правой симметрии необходимо наличие в модели двух триплетов Δ_R и Δ_L . Ненулевое вакуумное среднее правого триплета Δ_R приводит к нарушению калибровочной группы $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ до калибровочной группы $SU_L(2) \otimes U(1)$ СМ, в то время как ненулевые вакуумные средние хиггсовского бидублета ответственны за спонтанное нарушение $SU_L(2) \otimes U(1)$ калибровочной симметрии СМ до электромагнитной калибровочной симметрии $U(1)$. Лево-право-симметричная модель предсказывает существование новых тяжелого заряженного правого W_R -бозона, тяжелого нейтрального Z' -бозона и правых нейтрино N_k ($k = 1, 2, 3$) для каждого поколения кварков и лептонов. Расчеты, основанные на оценке вклада правого W_R -бозона в разницу масс $K_L - K_S$, дают ограничение $M_{W_R} > 2.5$ ТэВ на массу правого W_R -бозона [7].

В этом кратком обзоре мы обсуждаем ограничения на массу правого W_R -бозона, полученные на БАК детекторами CMS и ATLAS при полной энергии сталкивающихся протонов $E_{\text{tot}} = 7 - 8$ ТэВ.

Наиболее перспективно для поиска правого W_R -бозона и тяжелых нейтрино на БАК изучение двух реакций рождения $pp \rightarrow W_R \rightarrow l + N_l + X$, $pp \rightarrow Z' \rightarrow N_l + N_l + X$ с последующими распадами тяжелых нейтрино $N_l \rightarrow l + j_1 + j_2$ на заряженные лептоны и как минимум две адронные струи. Кроме того, детектирование правого W_R -бозона в распаде $W_R^+ \rightarrow t\bar{b}$ весьма важно, поскольку правые тяжелые нейтрино в распаде не участвуют и возможно обнаружение правого W_R -бозона даже в случае,

когда правые нейтрино тяжелее, чем W_R -бозон, в отличие от использования моды распада $pp \rightarrow W_R \rightarrow l + N_l + X$. В лево-право-симметричной 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 реакция $pp \rightarrow W_R \rightarrow l + N_l + X$ с последующим распадом $N_l \rightarrow l + j_1 + j_2$ является наиболее предпочтительной при поиске на БАК экспериментальных проявлений лево-правой калибровочной симметрии. Как следствие, мы ожидаем наличия в конечном состоянии двух заряженных лептонов и как минимум двух адронных струй. Основной фон от реакций СМ связан с рождением топ-антитоп кварк-антикварковой пары $t\bar{t}$ с последующим их распадом на лептоны и адронные струи, а также с процессом Дрелла-Яна $pp \rightarrow (Z^* \rightarrow ll) + \geq 2 \text{ hadronic jets}$. Кроме того, необходимо учитывать инструментальный фон, возникающий, когда мы ошибочно путаем адронную струю с заряженным лептоном. Как следствие 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 максимумом вблизи M_{W_R} . Кроме того, в результате 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 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.

При детектировании правого W_R -бозона с помощью распада $W_R^+ \rightarrow t\bar{b}$ удобно использовать цепочку распадов $W_R^+ \rightarrow t\bar{b}$, $t \rightarrow bW^+ \rightarrow bl^+\nu$. В результате в конечном состоянии мы имеем $b\bar{b}l\nu$, т.е. сигнатурой является наличие как минимум двух b -струй, одного изолированного лептона и ненулевого потерянного импульса, возникающего вследствие недетектируемости нейтрино.

На детекторе CMS на основе сигнатуры с двумя заряженными лептонами и двумя адронными струями изучался поиск заряженного W_R -бозона и тяжелого нейтрино [8]. Анализировались экспериментальные данные 2011 г. и 2012 г. с полной энергией сталкивающихся протонов $E_{\text{tot}} = 7 \text{ ТэВ}$ и $E_{\text{tot}} = 8 \text{ ТэВ}$ и интегральными светимостями $L_{\text{tot}} = 5.0 \text{ fb}^{-1}$ и $L_{\text{tot}} = 3.6 \text{ fb}^{-1}$ соответственно. Изучались моды с двумя электронами и двумя мюонами в конечном состоянии и как минимум двумя адронными струями. Основные фоны от реакций СМ связаны с рождением топ-антитоп кварк-антикварковой пары $t\bar{t}$ с последующим распадом на лептоны и адронные струи, а также с процессом рождения лептонной пары в сопровождении адронных струй $pp \rightarrow (Z^*/\gamma^* \rightarrow l^+l^-) + \geq 2 \text{ jets}$. Также важны инструментальные фоны, возникающие в случае, когда адронная струю ошибочно принимается за заряженный лептон. На поперечные импульсы адронных струй налагались ограничения $p_{T_{j_1, j_2}} > 40 \text{ ГэВ}$. На поперечный импульс самого энергичного лептона налагалось ограничение $p_{T_{l_1}} > 60 \text{ ГэВ}$, а на поперечный импульс второго лептона – ограничение $p_{T_{l_2}} > 40 \text{ ГэВ}$. Для ослабления фона, связанного с рождением $Z + \text{jets}$, вводилось дополнительное ограничение на инвариантную массу двух лептонов $M_{\text{inv}}(ll) > 200 \text{ ГэВ}$. Также использовалось дополнительное ограничение $M_{\text{inv}}(llj_1j_2)$ на инвариантную массу двух лептонов и двух адронных струй. После этих кинематических обрезаний основные фоновые события происходят от реакций рождения $t\bar{t}$ и $Z + \text{jets}$. Количество событий после наложения отмеченных

Рис. 1. 95%-ный уровень исключения в плоскости (M_{W_R}, M_N) в лево-право-симметричной $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ модели при вырожденных массах всех трех тяжелых нейтрино ($M_{N_e} = M_{N_\mu} = M_{N_\tau}$). Эксперимент CMS [8]. Полная светимость $3.8 fb^{-1}$ при энергии 8 ТэВ. Сплошная кривая – наблюдаемый предел, пунктирная кривая – ожидаемый предел. Штриховкой обозначены исключенные области параметров.

выше кинематических обрезаний совпадает с ожидаемым количеством событий от фонов СМ. Так, например, при интегральной светимости $L_{tot} = 3.6 fb^{-1}$ и полной энергии $E_{tot} = 8$ ТэВ число фоновых событий после наложенных обрезаний для электронного (мюонного) канала оценивается как $N_B = 135 \pm 30$ (130 ± 24). Экспериментально же было обнаружено 144 события как в электронном, так и в мюонном каналах. Кроме того, распределение экспериментальных событий по инвариантной массе $M_{inv}(lj_1j_2)$ при $M_{inv}(lj_1j_2) > 600$ ГэВ находится в согласии с ожиданиями от СМ-фонов. Отсюда были получены 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 конуса. Это затрудняет идентификацию лептона и адронных струй. В итоге ограни-

Рис. 2. Ограничение сверху на сечение рождения правого W_R -бозона в зависимости от массы тяжелого мюонного нейтрино при $M_{N_\mu} = M_{W_R}/2$ в лево-право-симметричной $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ модели. 95%-ный уровень достоверности, эксперимент CMS [8]. Полные светимости $3.6 fb^{-1}$ при энергии 8 ТэВ и $5.0 fb^{-1}$ при энергии 7 ТэВ. Сплошная кривая – наблюдаемый предел, пунктирная кривая – ожидаемый предел.

чения на массы W_R и N становятся слабыми. Полученные ограничения в плоскости параметров (M_{W_R}, M_N) приведены на рис. 1–3. Рассматривались случаи, когда одно из тяжелых нейтрино, N_e или N_μ , легче, чем W_R , а другое – тяжелее W_R . Кроме того, рассматривался вариант, когда массы тяжелых нейтрино всех трех типов вырождены. Также комбинировались экспериментальные данные 2011 г. и 2012 г. с полными энергиями $E_{tot} = 7$ ТэВ и 8 ТэВ соответственно. В случае только одного из тяжелых нейтрино, N_e или N_μ , более легкого, чем W_R , наилучшее ограничение на массу правого W_R -бозона составляет $M_{W_R} > 2.9$ ТэВ [8]. Для случая вырожденных по массе тяжелых нейтрино наилучшее ограничение из данных 2012 г. с полной энергией $E_{tot} = 8$ ТэВ составляет $M_{W_R} > 2.8$ ТэВ (см. рис. 1). Никаких указаний на существование правого W_R -бозона и тяжелого нейтрино не было найдено.

Рис. 3. 95%-ный уровень исключения в плоскости (M_{W_R}, M_{N_μ}) в лево-право-симметричной $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ модели с одним тяжелым мюонным нейтрино $((M_{N_e} > M_{W_R}, M_{N_\tau} > M_{W_R})$. Эксперимент CMS [8]. Полная светимость $3.6 fb^{-1}$ при энергии 8 ТэВ и $5.0 fb^{-1}$ при энергии 7 ТэВ. Обозначения те же, что на рис. 1.

Коллаборация ATLAS также искала правый W_R -бозон и тяжелое нейтрино в цепочке рождения и последующих распадов W_R -бозона $pp \rightarrow W_R \rightarrow l + N_l + X$, $N \rightarrow lj_1j_2$ при полной энергии сталкивающихся протонов $E_{tot} = 7$ ТэВ и интегральной светимости $L_{tot} = 2.1 fb^{-1}$. Получены более слабые ограничения на массы правого W_R -бозона и тяжелого нейтрино (см. [9]).

В работе [10] коллаборация CMS использовала цепочку распадов $W_R^+ \rightarrow t\bar{b} \rightarrow b\bar{b}W^+ \rightarrow b\bar{b}l^+\nu$ ($l = e, \mu$). В результате цепочки распадов W_R -бозона в конечном состоянии мы ожидаем наличия двух адронных b -струй, одного изолированного лептона и потерянного поперечного импульса, возникающего вследствие недетектируемости нейтрино. Основные фоны обусловлены $t\bar{t}$, $W + \text{jets}$, tW , $Z/\gamma^* + \text{jets}$, WW -рождениями и их последующими распадами на адроны и лептоны. С помощью импульса лептона и потерянного поперечного импульса (поперечного импульса нейтрино) восстанавливается импульс W -бозона, распад которого $W \rightarrow l\nu$ и приво-

Рис. 4. Ограничение на $\sigma(pp \rightarrow W_R) \cdot Br(W_R \rightarrow tb \rightarrow l\nu bb)$ ($l = e, \mu$) в лево-право-симметричной $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ модели. Эксперимент CMS [10]. Полная светимость $19.6 fb^{-1}$ при энергии 8 ТэВ.

дит к существованию в конечном состоянии изолированного лептона и ненулевого потеряннго поперечного импульса. Далее с помощью одной из b -струй и известного импульса W -бозона восстанавливается импульс t -кварка. С помощью восстановленного импульса t -кварка и импульса второй b -струи строится распределение событий по инвариантной массе t -кварка и b -кварка. Наличие в спектре распределения числа событий по инвариантной массе $m_{inv}(tb)$ резонансного пика свидетельствовало бы о рождении правого W_R -бозона. Коллаборация CMS обработала данные с полной энергией $E_{tot} = 8$ ТэВ и интегральной светимостью $L_{tot} = 19.5 fb^{-1}$ [10]. Полученные результаты находятся в согласии с ожиданиями от фонов, предсказываемых СМ. Получено ограничение на произведение сечения рождения W_R -бозона и его доля распадов на $W_R^+ \rightarrow t\bar{b}$ в зависимости от массы правого W_R -бозона (см. рис. 4). В лево-право-симметричной $SU_c(3) \otimes SU_L(2) \otimes SU_R(2) \otimes U(1)$ модели [6] на уровне достоверности 95% получено ограничение на массу правого W_R -бозона $M_{W_R} > 2.05$ ТэВ [10].

Коллаборация ATLAS также осуществляла поиск правого W_R -бозона на основе использования моды распада $W_R \rightarrow tb \rightarrow l\nu bb$. При полной энергии сталкиваю-

щихся протонов $E_{\text{tot}} = 8$ ТэВ и интегральной светимости $L_{\text{tot}} = 14.3 \text{ fb}^{-1}$ получено ограничение $M_{W_R} > 1.84$ ТэВ [11].

В этом кратком обзоре на примере поиска правого заряженного W_R -бозона и тяжелого нейтрино мы продемонстрировали большие возможности БАК в поиске физических явлений вне рамок СМ. Будем надеяться, что в последующие годы при увеличении полной энергии сталкивающихся протонов до проектного значения энергии $E_{\text{tot}} = 14$ ТэВ в экспериментах на БАК будет открыта новая физика вне рамок СМ.

Благодарности. Авторы благодарны коллегам из RDMS за интерес к работе и полезные замечания. Работа поддержана РФФИ (грант № 13-02-00363).

Список литературы

- [1] F. Englert, R. Brout, *Phys. Rev. Lett.*, **13**:9 (1964), 321–323; P. W. Higgs, *Phys. Lett.*, **12**:2 (1964), 132–137.
- [2] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan et al. [CMS Collaboration], *Phys. Lett. B*, **716**:1 (2012), 30–61.
- [3] G. Aad, T. Abajyan, B. Abbott et al. [ATLAS Collaboration], *Phys. Lett. B*, **716**:1 (2012), 1–29, arXiv:1207.7214.
- [4] А. А. Славнов, *ТМФ*, **10**:2 (1972), 153–161.
- [5] Н. В. Красников, В. А. Матвеев, *Новая физика на Большом адронном коллайдере*, КРАССАНД, М., 2011.
- [6] J. C. Pati, A. Salam, *Phys. Rev. D*, **10**:1 (1974), 275–286; R. N. Mohapatra, J. C. Pati, *Phys. Rev. D*, **11**:2 (1975), 366–372; G. Senjanovic, R. N. Mohapatra, *Phys. Rev. D*, **12**:5 (1975), 1502–1505.
- [7] G. Beall, M. Beander, A. Soni, *Phys. Rev. Lett.*, **48**:13 (1982), 848–851; A. Maezza, M. Nemevsek, F. Nesti et al., *Phys. Rev. D*, **82**:5 (2010), 055022, 18 pp.
- [8] S. Chatrchyan, S. N. Gninenko, V. A. Matveev et al. [CMS Collaboration], *Search for a heavy neutrino and right-handed W of the left-right symmetric model in pp collisions at 8 TeV*, CMS-PAS-EXO-12-017, CERN, Geneva, 2012, <http://cds.cern.ch/record/1460445>; *Phys. Rev. Lett.*, **109**:26 (2012), 261802, 16 pp., arXiv:1210.2402.
- [9] G. Aad, B. Abbott, J. Abdallah et al. [The ATLAS collaboration], *Eur. Phys. J. C*, **72** (2012), 2056, 22 pp., arXiv:1203.5420.
- [10] S. Chatrchyan, V. Khachatryan, A. M. Sirunyan et al. [CMS Collaboration], *JHEP*, **05** (2014), 108, 35 pp., arXiv:1402.2176.
- [11] The ATLAS collaboration, *Search for $W' \rightarrow tb$ in proton-proton collisions at a centre-of-mass energy $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector*, ATLAS-CONF-2013-050, CERN, Geneva, 2014, 20 pp.

Поступила в редакцию 10.06.2014