

УДК 530.1; 539.12

АНАЛИЗ ЭФФЕКТОВ  $Z'$ -БОЗОНОВ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ATLAS НА LHCВасилий В. Андреев<sup>1</sup>, А.А. Панков<sup>2</sup><sup>1</sup>Гомельский государственный университет им. Ф. Скорины, Гомель<sup>2</sup>Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого, ГомельANALYSIS OF  $Z'$ -BOSONS EFFECTS AT THE LHC  
WITHIN ATLAS EXPERIMENTVasili V. Andreev<sup>1</sup>, A.A. Pankov<sup>2</sup><sup>1</sup>F. Scorina Gomel State University, Gomel<sup>2</sup>P.O. Sukhoi Gomel State Technical University, Gomel

В работе оценивается ожидаемая чувствительность сечения парного рождения  $W^\pm$ -бозонов в процессе протон-протонной аннигиляции по отношению к эффектам, генерируемым  $Z'$ -бозоном, в условиях Большого адронного коллайдера (LHC). Результаты модельно зависимого анализа эффектов  $Z'$ -бозона представлены в виде ограничений на такие его параметры, как угол  $Z-Z'$ -смешивания  $\varphi$  и масса  $M_{Z'}$ . Показано, что исследуемый процесс в условиях эксперимента ATLAS обладает чувствительностью к углу смешивания  $\varphi$ , которая повторяет или даже превосходит таковую, продемонстрированную в резонансных экспериментах на ускорителях LEP1 и SLC в процессах  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ .

**Ключевые слова:**  $Z'$ -бозон,  $Z-Z'$ -смешивание, калибровочное сокращение.

We discuss the foreseeable sensitivity to  $Z'$ -boson effects of  $W^\pm$ -pair production cross sections at the Large Hadron Collider (LHC). The results of the model dependent analysis are expressed in terms of constraints on such  $Z'$ -boson parameters as  $Z-Z'$ -mixing angle  $\varphi$  and its mass  $M_{Z'}$ . It was shown that the process under investigation in the framework of the ATLAS experiment has the sensitivity to the mixing angle  $\varphi$ , which is similar or even better than that obtained during resonant experiments at LEP1 and SLC accelerators in  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$  processes.

**Keywords:**  $Z'$ -boson,  $Z-Z'$ -mixing, gauge cancellation.

**Введение**

В физических программах и экспериментах на современных коллайдерах высоких энергий вопросу поиска эффектов «новой» физики, выходящей за рамки Стандартной модели сильных и электрослабых взаимодействий (СМ), например, тяжелых нейтральных ( $Z'$ ) калибровочных бозонов [1]–[4], традиционно уделяется большое внимание. На основе данных, полученных из низкоэнергетических экспериментов по нейтральным токам, результатов на  $e^+e^-$ -коллайдере LEP [5], а также недавно выполненных экспериментов по поиску прямого адронного рождения  $Z'$ -бозонов на Большом адронном коллайдере (LHC) при энергиях  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и  $\sqrt{s} = 8$  ТэВ, с интегральной светимостью  $L_{int} \approx 20$  фбн<sup>-1</sup> [6], [7], можно заключить, что для большинства расширенных калибровочных моделей граничные значения на массы дополнительных  $Z'$ -бозонов лежат в пределах  $\sim 2.6-3.0$  ТэВ (в зависимости от модели), а современный масштаб ограничений на угол смешивания составляет  $|\varphi| \sim 10^{-3}$  рад [8]–[11]. При этом наиболее точная информация об угле

смешивания была получена преимущественно из экспериментов на электрон-позитронных коллайдерах LEP1 и SLC по измерению резонансных наблюдаемых физических величин при энергии начальных  $e^+e^-$ -пучков, равной массе стандартного  $Z$ -бозона,  $\sqrt{s} \approx M_Z$ , в процессах

$$e^+ + e^- \rightarrow f + \bar{f}, \quad (0.1)$$

где конечными фермионными состояниями  $f$  были лептоны и кварки. Высокая точность, достигнутая в экспериментах на коллайдерах LEP1 и SLC, объясняется прежде всего возможностью набора большого объема данных в резонансной области энергии.

Стоит отметить, что ограничения на параметры  $Z'$ -бозона также были получены в работе [11] из экспериментальных данных по измерению процесса

$$e^+ + e^- \rightarrow W^+ + W^- \quad (0.2)$$

на коллайдере LEP2. В частности, был проведен комбинированный анализ данных коллабораций OPAL, DELPHI, ALEPH и L3 по измерению дифференциальных сечений процесса аннигиляционного рождения  $W^\pm$ -бозонов (0.2). В работе было показано, что чувствительность данного

процесса при энергиях, достижимых на ускорителе LEP2, не является очень высокой из-за относительно небольшой энергии в сравнении с порогом рождения пар  $W^\pm$ -бозонов. Полученные ограничения на угол  $Z-Z'$ -смешивания оказались на уровне  $\varphi \sim 10^{-2}$ , что на порядок меньше ограничений, следующих из экспериментов на коллайдерах LEP1 и SLC. Такой же чувствительностью к углу бозонного смешивания обладает процесс парного рождения  $W^\pm$  в процессе  $p\bar{p}$  столкновений на коллайдере Tevatron [12]. Тем не менее, ценность информации, полученной на коллайдере LEP2 и Tevatron, состоит в том, что она следует из «прямых» экспериментов по измерению эффектов  $Z'$ -бозонов, а не косвенных, коим являлись резонансные эксперименты на LEP1 и SLC.

Важным обстоятельством является то, что ускоритель LEP уже завершил свою работу. В этой связи большой интерес представляет анализ аналогичного рода эффектов на действующем Большом адронном коллайдере (LHC). При этом, очевидно, что исследуемым процессом является процесс рождения пар  $W^\pm$ -бозонов в адронных столкновениях:

$$p + p \rightarrow \gamma, Z, Z' \rightarrow W^+ + W^- + X. \quad (0.3)$$

По аналогии с процессом (0.2), рост чувствительности процесса (0.3) к параметрам  $Z'$ -бозонов (при условии ненулевого  $Z-Z'$ -смешивания) наиболее ярко проявляется при высоких энергиях, т. е. при  $\sqrt{s} \gg 2M_W$ . Причиной этого роста является вклад  $Z'$ -бозона в сечение процесса (0.3), который «нарушает» механизм калибровочного сокращения в энергетическом интервале  $2M_W \ll \sqrt{s} \ll M_{Z'}$ . [13]–[16]. Действие механизма калибровочного сокращения состоит в том, что он обеспечивает «правильное» поведение сечения процесса (0.3) в СМ с ростом энергии. Вместе с тем, эффекты, индуцированные появлением дополнительного калибровочного бозона, «нарушают» действие механизма калибровочного сокращения, что проявляется в «разбалансировке» отдельных вкладов в сечение и, как следствие, в возникновении существенно иной (по сравнению с СМ) энергетической зависимости сечения.

В силу сказанного становится очевидным, что получение достоверных оценок параметров  $Z'$  (его массы  $M_{Z'}$  и угла  $Z-Z'$ -смешивания  $\varphi$ ) на ускорителе LHC представляет значительный интерес. Такие оценки будут приведены в этой работе.

В частности, будут получены ограничения на угол смешивания и массу  $Z'$ -бозона при энергии LHC, равной  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ, и интегральной светимости  $L_{int} = 100$  фбн<sup>-1</sup>. Из всего спектра

расширенных калибровочных моделей будет проанализирована так называемая «последовательная Стандартная модель» (SSM). Выбор этой модели обусловлен тем фактом, что она является одним из самых простейших расширений СМ и позволяет легко протестировать разработанную методику получения ограничений на параметры «новой физики». Кроме того, в работе будет выполнено сравнение полученных результатов с ограничениями, представленными в работе [11], а также с результатами резонансных экспериментов LEP1 и SLC, дающих на данный момент наиболее строгие ограничения. Ограничения на параметры  $Z'$ -бозонов, предсказываемые другими теориями с расширенным калибровочным сектором, можно непосредственно получить из данных по SSM модели, если учесть их специфические константы связи с кварками, а также модельные предсказания для полных ширин распада  $Z'$ -бозонов.

### 1 $Z'$ -бозон в расширенных калибровочных моделях

Имеется большое количество расширенных калибровочных моделей таких, например, как лево-правосимметричные модели (LR), альтернативные лево-правосимметричные модели (ALR),  $E_6$ -модели и другие [1]–[4]. Их исследование интересно с точки зрения изучения физических эффектов, выходящих за рамки СМ, или так называемой «новой» физики. Эти модели являются одними из простейших расширений СМ, характеризующихся элементарной структурной хиггсовского сектора.

Общим для данных моделей является то, что они предсказывают новые физические объекты и явления на масштабе энергий  $O(1$  ТэВ), связанные, например, с наличием тяжелых нейтральных ( $Z'$ ) калибровочных бозонов [1]–[4], обусловленных дополнительными калибровочными симметриями  $U(1)'$ . Перечислим некоторые из них:

1.  $E_6$ -модели, основанные на идеях великого объединения, в рамках которых предпринимаются попытки найти решение калибровочной проблемы. Так как нарушение  $E_6$  группы до СМ сопровождается появлением по крайней мере одного дополнительного  $U(1)'$  фактора ( $E_6 \rightarrow SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y \times U(1)'$ ), то с последним может быть связано существование тяжелого нейтрального калибровочного бозона, который может смешиваться со стандартным  $Z$ -бозоном.

2. Рассмотрим класс моделей, в которых линейная комбинация

$$U(1)' = \cos \beta U(1)_x + \sin \beta U(1)_y \quad (1.1)$$

сохраняется вплоть до энергий, характерных для типичного масштаба электрослабых взаимодействий.

Угол  $\beta$  определяет ориентацию генератора  $U(1)'$  в  $E_6$ -групповом пространстве и удовлетворяет условию  $-1 \leq \cos \beta \leq 1$ . В зависимости от значений угла  $\beta$  различают следующие модели:  $\chi$ -модель ( $\beta = 0^\circ$ ),  $\psi$ -модель ( $\beta = 90^\circ$ ),  $\eta$ -модель ( $\beta = -\sqrt{5}/3 \approx -52,2^\circ$ ),  $I$ -модель ( $\beta = \sqrt{3}/5 \approx 37,8^\circ$ , которая «ортогональна» к модели  $\eta$ ) и другие.

3. Лево-правосимметричные модели, в основе которых лежит калибровочная группа  $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)_{B-L}$ . Эти модели привлекают своими возможностями в решении проблемы, связанной с механизмом нарушения пространственной четности, а также появлением малых масс нейтрино. В минимальных моделях, в которых пространственная четность нарушается спонтанно, предсказывается существование одного дополнительного нейтрального и двух заряженных  $W_R^\pm$ -бозонов, последние из которых смешиваются с левыми  $W_L^\pm$ -бозонами.

Для лево-правосимметричной модели LR нейтральные токи, связанные с  $Z'_{LR}$ -бозоном, могут быть записаны как

$$J_{LR}^\mu = \alpha_{LR} J_{3R}^\mu - \frac{J_{B-L}^\mu}{2\alpha_{LR}}, \quad (1.2)$$

где  $J_{3R}^\mu$  – третья компонента  $SU(2)_R$ -изоспина, а  $B$  и  $L$  представляют собой барионное и лептонное квантовые числа соответственно. В LR-модели левые и правые фермионы являются  $SU(2)_R$ -дублетами и синглетами соответственно. Модельный параметр  $\alpha_{LR}$  определяется как

$$\alpha_{LR} = \sqrt{\frac{c_W^2 g_R^2}{s_W^2 g_L^2} - 1},$$

где  $g_L = e/s_W$ , а  $g_R$  есть  $SU(2)_R$  калибровочная константа связи (здесь  $s_W \equiv \sin \theta_W$ ,  $c_W \equiv \cos \theta_W$ ,  $\theta_W$  – угол Вайнберга). В общем случае параметр  $\alpha_{LR}$  может изменяться в интервале  $\sqrt{2/3} \leq \alpha_{LR} \leq 1.52$  при  $s_W^2 = 0.23$ , что на языке констант связи соответствует неравенству  $g_L^2/2 \leq g_R^2 \leq g_L^2$ . Чаще всего в литературе LR-модель рассматривается в случае равных левых и правых констант связи,  $g_R = g_L$ , который реализуется при максимальных значениях  $\alpha_{LR}$ . Заметим, что в частном случае, когда параметр  $\alpha_{LR} = \sqrt{2/3} \approx 0.82$ , фермионные константы связи совпадают с соответствующими константами для  $\chi$ -модели ( $\cos \beta = 1$ ) из  $E_6$ .

4. «Последовательная Стандартная модель» (SSM) основана на калибровочной группе

$SU(2)_{B-L} \times U(1)_Y \times U(1)'_Y$ . Эта модель [17] отличается тем, что предусматривает существование  $Z'$ -бозона, константы связи которого с фермионами (в нашем случае – с кварками) совпадают с их значениями, предсказываемыми СМ.

Детальное описание этих моделей, а также оригинальные ссылки можно найти, например, в обзорах [1]–[4].

В теориях с расширенным калибровочным сектором массовая матрица  $Z$  и  $Z'$  состояний может иметь недиагональные члены  $\delta M^2$ , которые связаны со значениями вакуумных ожиданий полей расширенного хиггсовского сектора [3]:

$$M_{ZZ'}^2 = \begin{pmatrix} M_Z^2 & \delta M^2 \\ \delta M^2 & M_{Z'}^2 \end{pmatrix}. \quad (1.3)$$

Здесь под символами  $Z$  и  $Z'$  обозначены собственные состояния слабых калибровочных бозонов группы  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  и дополнительной группы  $U(1)'$  соответственно. Собственные массовые состояния  $Z_1$  и  $Z_2$  получаются путем вращения полей  $Z$  и  $Z'$  на угол смешивания  $\varphi$ :

$$Z_1 = Z \cos \varphi + Z' \sin \varphi, \quad (1.4)$$

$$Z_2 = -Z \sin \varphi + Z' \cos \varphi. \quad (1.5)$$

Угол смешивания  $\varphi$  определяется следующим образом:

$$\tan^2 \varphi = \frac{M_Z^2 - M_1^2}{M_2^2 - M_Z^2} \approx \frac{2M_Z \Delta M}{M_2^2}, \quad (1.6)$$

где  $\Delta M = M_Z - M_1 > 0$ ,  $M_Z$  – масса  $Z_1$ -бозона в отсутствие смешивания, т. е. при  $\varphi = 0$ ,  $M_1(M_2)$  – массы  $Z_1(Z_2)$ -бозонов.

Важным свойством рассматриваемых моделей является тот факт, что собственное состояние  $Z'$  имеет нулевые константы связи с парой  $W^+W^-$  в силу  $SU(2)_L$ -симметрии. Из формул (1.4) и (1.5) можно получить выражения для векторных и аксиально-векторных констант связи  $Z_1$ - и  $Z_2$ -бозонов с фермионами:

$$v_{1,f} = v_f \cos \varphi + v'_f \sin \varphi, \quad (1.7)$$

$$a_{1,f} = a_f \cos \varphi + a'_f \sin \varphi,$$

$$v_{2,f} = -v_f \sin \varphi + v'_f \cos \varphi, \quad (1.8)$$

$$a_{2,f} = -a_f \sin \varphi + a'_f \cos \varphi,$$

где  $(v_f, a_f) = (g_L^f \pm g_R^f)/2$ , а  $(v'_f, a'_f)$  аналогичным образом определяются через константы связи  $Z'$ -бозона. В работе используется такая нормировка констант связи, при которой выражения для векторной и аксиально-векторной констант связи  $Z$ -бозона с кварками  $q$  имеют вид:

$$v_f = \frac{T_{3,f} - 2Q_f s_W^2}{2s_W c_W} \quad \text{и} \quad a_f = \frac{T_{3,f}}{2s_W c_W},$$

где  $T_{3,f} = \pm 1/2$ , а  $Q_f$  – заряды кварков ( $f = q$ ). Точные значения фермионных констант связи  $Z'$ -бозонов с используемой нормировкой можно найти, например, в работе [11].

Выражения для трехбозонных констант связи  $g_{WWZ_1}$  и  $g_{WWZ_2}$  получаются аналогичным образом. При этом, однако, надо учитывать, что в силу  $SU(2)_L$ -симметрии константа связи  $Z'$ -бозона с  $W$ -бозонами  $g_{WWZ'} = 0$ . В результате, получим:

$$g_{WWZ_1} = \cos \varphi g_{WWZ}, \quad (1.9)$$

$$g_{WWZ_2} = -\sin \varphi g_{WWZ}, \quad (1.10)$$

где  $g_{WWZ} = c_W / s_W$  – трехбозонная константа связи стандартного  $Z$ -бозона с  $W^\pm$ -парой.

## 2 Сечение процесса $pp \rightarrow W^+W^- + X$

При высоких энергиях процесс (0.3) описывается в рамках кварк-партонной модели. Основной вклад определяется аналогом дрелл-яновского механизма, изображенного на рисунке 2.1.

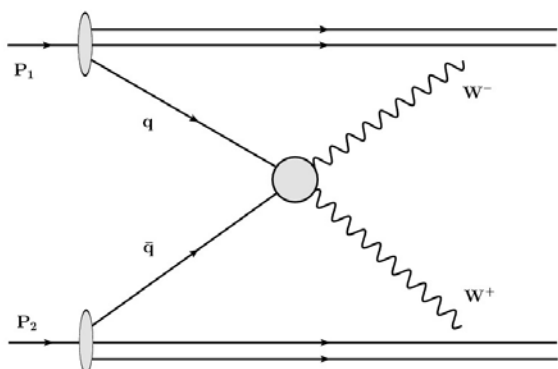


Рисунок 2.1. – Диаграммное представление образования  $W^+W^-$ -пары в столкновении двух протонов  $P_1$  и  $P_2$  через механизм кварк-антикварковой аннигиляции

Сечение  $d\sigma(pp \rightarrow W^+W^- + X)$  запишется в виде

$$d\sigma(pp \rightarrow W^+W^- + X) = \sum_q \iint d\xi_1 d\xi_2 \left\{ \left[ f_{q|P_1}(\xi_1) f_{\bar{q}|P_2}(\xi_2) + f_{\bar{q}|P_1}(\xi_1) f_{q|P_2}(\xi_2) \right] d\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow W^+W^-) \right\}, \quad (2.1)$$

где  $f_{q|P_i}, f_{\bar{q}|P_i}$  – функции распределения партонов (кварков  $q$  и антикварков  $\bar{q}$ ) в протонах  $P_1$  и  $P_2$ . Величины  $\xi_{1,2}$  определяют, какую часть импульса протона несет кварк и антикварк. Сечение subprocessа  $d\hat{\sigma}(q\bar{q} \rightarrow W^+W^-)$  на партонном уровне является функцией, зависящей от величины инвариантной массы  $M$  пары  $W^+W^-$  и

угла  $\theta$ , определяемого как угол вылета  $W^-$ -бозона по отношению к направлению движения кваркового пучка в системе центра масс  $q\bar{q}$ -пары.

Для исследования параметров дополнительных промежуточных бозонов удобно перейти от переменных  $\xi_{1,2}$  к быстротам посредством соотношений:

$$\xi_1 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^y, \quad \xi_2 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{-y}. \quad (2.2)$$

Учет экспериментальных ограничений на ЛНС для псевдобыстроты  $|\eta| < \eta_{cut}$  приводит к изменению пределов интегрирования в (2.1) [18]:

$$|y| \leq Y = \min \left[ \ln(\sqrt{s} / M), \eta_{cut} \right], \quad (2.3)$$

$$|z| \leq z_{cut} = \min \left[ \tanh(Y - |y|) / \beta_W, 1 \right], \quad (2.4)$$

где  $\beta_W = \sqrt{1 - 4M_W^2 / \hat{s}}$ ,  $\hat{s} = \xi_1 \xi_2 s = M^2$  и  $M_W$  – масса  $W$ -бозона.

В итоге, сечение рождения резонанса  $R(=Z')$  и его последующий распад в  $W^\pm$ -пару в процессе (0.3) будет определяться интегрированием сечения subprocessа по  $z$  ( $z = \cos \theta$ ) в интервале  $|z| \leq z_{cut}$ , по быстрой пары  $|y| \leq Y$  и по инвариантной массе  $M$  в окрестности пика резонанса с массой  $M_R$ , ( $M_R - \Delta M / 2, M_R + \Delta M / 2$ )

$$\sigma(pp \rightarrow W^+W^- + X) = \int_{M_R - \Delta M / 2}^{M_R + \Delta M / 2} dM \int_{-Y}^Y dy \int_{-z_{cut}}^{z_{cut}} dz \frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dM dy dz}, \quad (2.5)$$

где через  $\Delta M$  обозначена ширина бина по инвариантной массе пары, которая зависит от энергетического разрешения детектора ATLAS.

Дифференциальное сечение в формуле (2.5) определяется как

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dM dy dz} = K \frac{2M}{3s} \sum_q \left\{ \left[ f_{q|P_1}(\xi_1) f_{\bar{q}|P_2}(\xi_2) + f_{\bar{q}|P_1}(\xi_1) f_{q|P_2}(\xi_2) \right] \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}}{dz} \right\}, \quad (2.6)$$

где через  $K$  обозначен так называемый  $K$ -фактор, учитывающий КХД-поправки высших порядков по константе взаимодействия  $\alpha_s$ . В лидирующем порядке по  $\alpha_s$  он имеет вид [19]

$$K = 1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{2\pi} \left( 1 + \frac{4}{3} \pi^2 \right). \quad (2.7)$$

Адронное рождение векторных  $Z_2$ -бозонов в протон-протонных столкновениях с их последующим распадом в пару  $W^\pm$ -бозонов на партонном уровне определяется subprocessом

$$q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z_1, Z_2 \rightarrow W^+W^-, \quad (2.8)$$

диаграммы Фейнмана которого в борновском приближении приведены на рисунке 2.2.

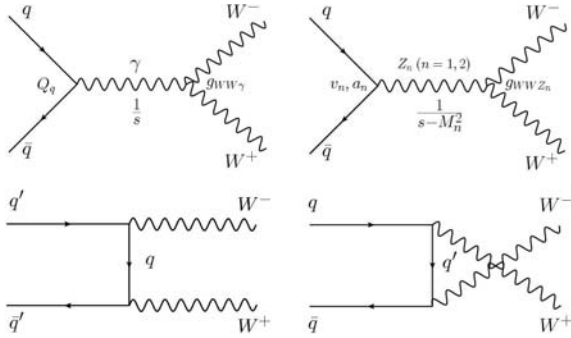


Рисунок 2.2 – Фейнмановские диаграммы для процесса  $q\bar{q} \rightarrow W^+W^-$  в моделях с новым нейтральным калибровочным  $Z_2$ -бозоном

Дифференциальное сечение процесса (2.8) имеет вид:

$$\frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{d\cos\theta} = \frac{1}{4} \times \frac{\beta_W}{32\pi \hat{s}} \sum_{\lambda, \lambda', \tau, \tau'} \left| F_{\lambda\lambda'\tau\tau'}(\hat{s}, \theta) \right|^2. \quad (2.9)$$

Здесь спиральности  $W^-$  и  $W^+$ -бозонов обозначены через  $\tau, \tau' = \pm 1, 0$ , а спиральности кварков – через  $\lambda = -\lambda' = \pm 1/2$ . Спиральные амплитуды  $F_{\lambda\lambda'\tau\tau'}(\hat{s}, \theta)$  имеют структуру, представленную в таблице 2.1 [18]. В таблице 2.1 используются следующие обозначения:  $\hat{s}, \hat{t}, \hat{u}$  – мандельштамовские переменные для subprocessa (2.8),  $\Gamma_{1,2}$  – ширины распадов  $Z_{1,2}$ -бозонов,  $g_{1,f} = v_{1,f} - 2a_{1,f}\lambda$ ,  $g_{2,f} = v_{2,f} - 2a_{2,f}\lambda$ ; ( $f = q$ ) и

$$\gamma_W = \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2M_W}.$$

Таблица 2.1. – Спиральные амплитуды процесса  $q\bar{q} \rightarrow \gamma, Z_1, Z_2 \rightarrow W^+W^-$  в расширенных калибровочных моделях. Для получения амплитуды  $F_{\lambda\lambda'\tau\tau'}(s, \theta)$  с определенной кварковой спиральностью  $\lambda = -\lambda' = \pm 1/2$  и фиксированными спиральностями  $\tau(W^-)$  и  $\tau'(W^+)$  конечной системы необходимо каждый элемент соответствующего столбца умножить на общий множитель, стоящий в верхней его части. Полученные элементы следует последовательно умножить на соответствующие элементы первой колонки, а затем просуммировать по всем промежуточным состояниям

		$\tau = \pm 1,$ $\tau' = \pm 1$	$\tau = \pm 1,$ $\tau' = \mp 1$	$\tau = 0,$ $\tau' = 0$	$\tau = 0,$ $\tau' = \pm 1$	$\tau = \pm 1,$ $\tau' = 0$
		$\frac{-e^2 \hat{s} \lambda}{2} \times$ $\times \sin \theta$	$\frac{-e^2 \hat{s} \lambda}{2} \times$ $\times \sin \theta$	$\frac{-e^2 \hat{s} \lambda}{2} \times$ $\times \sin \theta$	$\frac{-e^2 \hat{s} \lambda}{2\sqrt{2}} \times$ $\times (\tau' \cos \theta - 2\lambda)$	$\frac{-e^2 \hat{s} \lambda}{2\sqrt{2}} \times$ $\times (\tau \cos \theta + 2\lambda)$
$t$	$\frac{2\lambda - 1}{4\hat{t}s_W^2}$	$\cos \theta - \beta_W$	$-\cos \theta - 2\tau\lambda$	$2\gamma_W^2 \left[ \cos \theta - \beta_W \left( 1 + \frac{1}{2\gamma_W^2} \right) \right]$	$\gamma_W \left[ \cos \theta (1 + \beta_W^2) - 2\beta_W \right] - \frac{\tau' \sin^2 \theta}{\gamma_W (\tau' \cos \theta - 2\lambda)}$	$-\gamma_W \left[ \cos \theta (1 + \beta_W^2) - 2\beta_W \right] + \frac{\tau \sin^2 \theta}{\gamma_W (\tau \cos \theta + 2\lambda)}$
$u$	$\frac{2\lambda - 1}{4\hat{u}s_W^2}$	$\cos \theta + \beta_W$	$-\cos \theta - 2\tau\lambda$	$2\gamma_W^2 \left[ \cos \theta + \beta_W \left( 1 + \frac{1}{2\gamma_W^2} \right) \right]$	$\gamma_W \left[ \cos \theta (1 + \beta_W^2) + 2\beta_W \right] - \frac{\tau' \sin^2 \theta}{\gamma_W (\tau' \cos \theta - 2\lambda)}$	$-\gamma_W \left[ \cos \theta (1 + \beta_W^2) + 2\beta_W \right] + \frac{\tau \sin^2 \theta}{\gamma_W (\tau \cos \theta + 2\lambda)}$
$s$	$\frac{2Q_f}{\hat{s}} + g_{1,f} \times$ $\times \frac{2g_{WWZ_1}}{\hat{s} - M_1^2 + iM_1\Gamma_1} +$ $+ g_{2,f} \times$ $\times \frac{2g_{WWZ_2}}{\hat{s} - M_2^2 + iM_2\Gamma_2}$	$-\beta_W$	0	$-\beta_W (1 + 2\gamma_W^2)$	$-2\beta_W \gamma_W$	$2\beta_W \gamma_W$

Дадим описание основных мод распада  $Z_2$ -бозона. При этом будем полагать, что продуктами распада  $Z_2$  могут быть кварки (адронные струи), лептоны и СМ бозоны. Ширина распада  $Z_2$ -бозона в пару  $W^\pm$ -бозонов ( $\Gamma_2$ ) определяется как [3]:

$$\begin{aligned} \Gamma(Z_2 \rightarrow WW) = & \\ = \frac{\alpha}{48} g_{WWZ}^2 M_2 \sin^2 \varphi \left( \frac{M_2}{M_Z} \right)^4 & \left( 1 - 4 \frac{M_W^2}{M_2^2} \right)^{3/2} \times (2.10) \\ \times \left( 1 + 20 \frac{M_W^2}{M_2^2} + 12 \frac{M_W^4}{M_2^4} \right). & \end{aligned}$$

В случае распада  $Z_2$  в пару фермионов (лептонов или кварков) имеем:

$$\begin{aligned} \Gamma(Z_2 \rightarrow f\bar{f}) = N_f \beta_f M_2 \frac{g_2^2}{12\pi} \times & \\ \times \left[ (v_{2,f}^2 + a_{2,f}^2) \left( 1 + 2 \frac{m_f^2}{M_2^2} \right) - 6a_{2,f}^2 \frac{m_f^2}{M_2^2} \right], & (2.11) \end{aligned}$$

где  $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ ,  $N_f = 1(3)$  для  $f = l(q)$ ,

$\beta_f = \sqrt{1 - 4m_f^2 / M_2^2}$ , а  $g_2$  определяется исходя из конкретной модели с расширенным калибровочным сектором. В случае SSM модели  $g_2 = g_1 = e / (2s_W c_W)$ .

В работе рассматривается именно рождение  $Z_2$ -бозона с его последующим распадом в пару  $W^\pm$ -бозонов. При этом  $W^\pm$ -бозоны могут распадаться на лептоны и/или кварки. Для полностью лептонной моды ( $W^+W^- \rightarrow l^+l^- \nu_l \bar{\nu}_l$ ) так называемый «брэнчинг»  $B_{WW \rightarrow l^+l^- \nu_l \bar{\nu}_l}$  (определяется произведением отношений парциальных ширин распада каждого  $W$ -бозона к его полной ширине распада) оказывается малым, что уменьшает величину сечения резонансного рождения  $W^\pm$ -пары ( $\sigma \times B$ ). Кроме того, события с рождением четырех лептонов не могут быть полностью реконструированы из-за наличия двух нейтрино. Полулептонная мода распада ( $W^+W^- \rightarrow l \bar{\nu}_l jj$ ) в определенной мере лишена вышеупомянутых недостатков. Однако стоит отметить, что для данной моды величина фона увеличивается (в основном, из-за КХД процессов), что ведет к уменьшению отношения сигнал/фон. Тем не менее, в данной работе будет исследована именно полулептонная мода распада  $W^\pm$ -бозонов. Основываясь на результатах работы [20], выполненной коллаборацией ATLAS, в последующем анализе будем учитывать возможность минимизации влияния фоновых процессов в полулептонном канале.

Рассмотрим основные источники фонов для процесса (0.3). Одним из доминирующих фоновых процессов является процесс рождения одиночного  $W$ -бозона, который распадается по лептонному каналу ( $W \rightarrow l\nu$ ) с рождением адронных струй. Этот фон является наиболее значительным и становится крайне нежелательным, когда инвариантная масса пары адронных струй близка к массе  $W$ -бозона. Вторым по важности фоновым процессом является процесс рождения пары  $t\bar{t}$ , т. е.  $pp \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^+bW^-\bar{b} + X$ . Подавление настоящего фонового процесса возможно путем использования соответствующих кинематических ограничений (или «обрезаний») на вылет  $b$ -кварков в центральной области. Наконец, еще одним из значимых фоновых процессов является нерезонансное рождение  $W^+W^-$  и  $W^\pm Z$ . Величина этого фона много меньше первых двух процессов, однако его невозможно подавить в центральной кинематической области.

Для обеспечения эффективного подавления фоновых сечений необходимо отбирать события с высокими поперечными импульсами  $p_T$   $W^\pm$ -бозонов и лептонов, которые образуются в результате распада  $Z'$ , а также события с большими потерями энергии в поперечном к пучку направлении.

Набор ограничений («обрезаний»), используемых при реконструкции событий и именуемых центральными, который позволяет улучшить отношение сигнала к фону в детекторе ATLAS, выглядит следующим образом [20]:

лептонные:  $p_T^l, p_T^{miss} > M_{Z'}^{rec} / 10$  (ГэВ) и  $|\eta_l| < 2.0$ ;

$W$ -бозонные:  $p_T^{W \rightarrow l\nu}, p_T^{W \rightarrow jj} > M_{Z'}^{rec} / 3$  (ГэВ);

$M_{W \rightarrow jj} = M_W \pm 15$  ГэВ;

$|\eta^{W \rightarrow jj}| < 2.0$ .

Здесь  $M_{Z'}^{rec}$  – реконструированная инвариантная масса  $Z'$ ,  $p_T^l, p_T^{miss}$  – поперечные импульсы соответственно лептона и нейтрино, появляющихся в результате лептонного распада  $W$ -бозона,  $p_T^{W \rightarrow l\nu}, p_T^{W \rightarrow jj}$  – поперечные импульсы  $W$ -бозонов, распадающихся соответственно лептонным и адронным способами,  $M_{W \rightarrow jj}$  – масса адронных струй, заключенных в конусе радиусом  $\Delta R = 0.5$ ,  $\eta_l$  – быстрота образующихся лептонов,  $\eta^{W \rightarrow jj}$  – быстрота  $W$ -бозона, распадающегося адронным способом. В работе [20] показано, что использование этого набора ограничений позволяет улучшить отношение сигнал/фон на два порядка.

Для подавления фона, обусловленного рождением  $t\bar{t}$ -пар, вводят дополнительные ограничения. В процессе их рождения появляются дополнительные струи в центральной области,

которые связаны с  $b$ -кварками, сопровождающими рождение  $t\bar{t}$ -пар. Поэтому при выборе событий, сопровождающихся рождением адронных струй в центральной области ( $|\eta_j| < 2.0$ ), применяется следующее правило: события с  $p_T > p_T^{th}$  исключаются. Эффективность подавления фона при этом зависит от выбора  $p_T^{th}$ . Оптимальными значениями этих величин можно считать 20 ГэВ для низких значений светимости ускорителя LHC и 30 ГэВ – для высокой светимости. При таких значениях удастся значительно подавить фон, обусловленный рождением  $t\bar{t}$ -пар [20].

### 3 Результаты

После учета всех вышеописанных фонов можно оценить чувствительность ускорителя LHC к эффектам  $Z-Z'$ -смешивания при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ и светимости  $L_{int} = 100$  фбн<sup>-1</sup>.

Для получения ограничений на параметры  $Z'$ -бозона находим отношение сечений  $(\sigma \times B)_{SSM}$  и  $(\sigma \times B)_{lim}$ , где сечение  $(\sigma \times B)_{SSM}$  процесса (0.3), определяемое формулой (2.5), рассчитывается в рамках SSM модели (для произвольных  $\varphi$  и  $M_2$ ), а  $(\sigma \times B)_{lim}$  есть сечение, которое отличается от SM сечения на 2 стандартных отклонения. Тогда для получения ограничений на параметры  $Z'$ -бозона в рамках SSM модели необходимо воспользоваться следующим критерием [20]:

$$\frac{(\sigma \times B)_{SSM}}{(\sigma \times B)_{lim}} \leq 1. \quad (3.1)$$

На рисунке 3.1 представлены ограничения (уровень достоверности 95%) на параметры  $Z_2$ -бозона (угол  $Z-Z'$ -смешивания  $\varphi$  и массу  $Z_2$ -бозона), полученные из анализа резонансных сечений процесса  $pp \rightarrow W^+W^- + X$  для SSM модели при  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ и интегральной светимости  $L_{int} = 100$  фбн<sup>-1</sup>. Кроме того, на рисунке представлена нижняя граница на массу  $Z_2$ -бозона, полученная из комбинированного анализа данных экспериментов ATLAS и CMS ускорителя LHC по измерению процессов парного рождения лептонов при энергиях  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ и 8 ТэВ и совокупной интегральной светимости  $L_{int} \approx 20$  фбн<sup>-1</sup>. Следует отметить, что ограничения, представленные на рисунке 3.1, были получены для значения ширины распада  $Z_2$ -бозонов  $\Gamma_2 = 0.03 \times M_2$ .

В таблице 3.1 представлены ограничения на угол  $Z-Z'$ -смешивания  $\varphi$ , полученные в рамках SSM модели на ускорителе LEP2 при анализе

данных коллабораций OPAL, DELPHI, ALEPH и L3 по дифференциальным сечениям процесса аннигиляционного рождения  $W^\pm$ -бозонов [11] при  $M_2 = 3$  ТэВ. Также приведены ограничения на угол  $\varphi$ , полученные из резонансных экспериментов на ускорителях LEP1 и SLC в процессе  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ , и ограничения для LHC при  $M_2 = 3$  ТэВ.

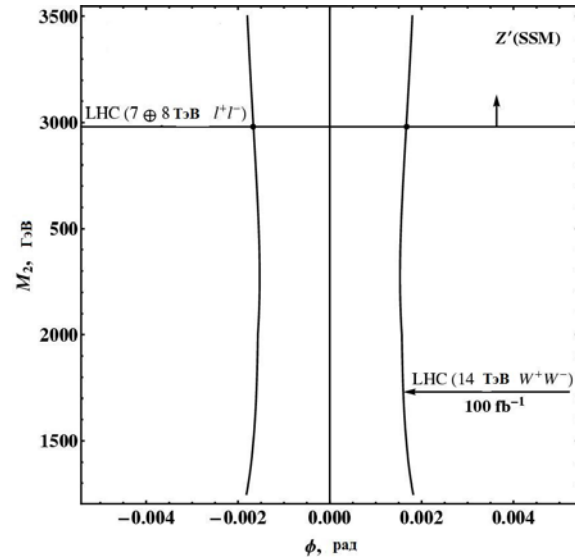


Рисунок 3.1. – Ограничения (95% C.L.) на параметры  $Z_2$ -бозона (SSM) на плоскости  $(\varphi, M_2)$ , полученные при энергии  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ и интегральной светимости  $L_{int} = 100$  фбн<sup>-1</sup>. Приведена также нижняя граница на массу  $Z_2$ -бозона, полученная из экспериментов на LHC по измерению процесса  $pp \rightarrow l^+l^- + X$  при  $\sqrt{s} = 7$  и 8 ТэВ и интегральной светимости  $L_{int} \approx 20$  фбн<sup>-1</sup>

Таблица 3.1 Ограничения (95% C.L.) на угол  $Z-Z'$ -смешивания  $\varphi$ , полученные для SSM модели при анализе экспериментальных данных на различных коллайдерах.

Коллайдер	Угол смешивания, $ \varphi $
LEP2	$7.0 \cdot 10^{-2}$
LEP1 и SLC	$3.0 \cdot 10^{-3}$
LHC	$1.7 \cdot 10^{-3}$

Из таблицы 3.1 видно, что измерение полного резонансного сечения для процесса (0.3) на Большом адронном коллайдере при энергии  $\sqrt{s} = 14$  ТэВ и интегральной светимости  $L_{int} = 100$  фбн<sup>-1</sup> позволяет получить ограничения на угол  $Z-Z'$ -смешивания  $\varphi$  того же порядка малости или даже меньше тех, которые следуют из резонансных экспериментов на ускорителях

LEP1 и SLC в процессе  $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ . Таким образом, процесс парного рождения  $W^\pm$ -бозонов при высоких энергиях обладает значительной чувствительностью к эффектам «новой» физики и большими потенциальными возможностями для проведения прецизионных измерений на LHC.

Отметим также, что чувствительность процесса (0.2) к углу бозонного смешивания в экспериментах на Международном линейном коллайдере ILC соответствует величине  $|\varphi| \sim 10^{-3} - 10^{-4}$  [21], [22].

#### Заключительные замечания

В работе были исследованы потенциальные возможности Большого адронного коллайдера (LHC) по поиску сигналов, генерируемых новыми нейтральными калибровочными бозонами, предсказываемыми различными моделями с расширенным калибровочным сектором, в процессах аннигиляционного рождения пар  $W^\pm$ -бозонов.

Установлено, что чувствительность коллайдера LHC к  $Z-Z'$ -смешиванию при выбранной энергии и интегральной светимости превосходит соответствующие современные ограничения для ряда моделей с расширенным калибровочным сектором. Дополнительные возможности для увеличения чувствительности связаны с выбором оптимальных наблюдаемых и увеличении интегральной светимости установки.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Langacker, P. The Physics of Heavy  $Z'$  Gauge Bosons / P. Langacker // Rev. Mod. Phys. – 2009. – Vol. 81. – P. 1199–1228.
2. Rizzo, T.G.  $Z'$  phenomenology and the LHC [Electronic resource] / T.G. Rizzo. – 2006. – Mode of access: <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0610104>. – Date of access: 14.04.2007.
3. Leike, A. The Phenomenology of extra neutral gauge bosons / A. Leike // Phys. Rept. – 1999. – Vol. 317. – P. 143–250.
4. Hewett, J.L. Low-Energy Phenomenology of Superstring Inspired E(6) Models / J.L. Hewett, T.G. Rizzo // Phys. Rept. – 1989. – Vol. 183. – P. 193–381.
5. LEP Collaborations. A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model [Electronic resource] / LEP Collaborations. – 2007. – Mode of access: <http://arxiv.org/pdf/hep-ex/0612034v2>. – Date of access: 12.02.2007.
6. ATLAS Collaboration. Search for high-mass dilepton resonances in  $20 \text{ fb}^{-1}$  of  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  with the ATLAS experiment [Electronic resource] / ATLAS Collaboration. – 2013. – Mode of access: <http://inspirehep.net/record/1229965/files>

/ATLAS-CONF-2013-017.pdf. – Date of access: 15.03.2013.

7. Search for narrow resonances using the dijet mass spectrum in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$  [Electronic resource] / S. Chatrchyan [et al.] – 2013. – Mode of access: <http://arxiv.org/pdf/1302.4794v1>. – Date of access: 20.02.2013.

8. Improved Constraints on  $Z'$ -prime Bosons from Electroweak Precision Data / J. Erler [et al.] // JHEP. – 2009. – Vol. 0908. – P. 017–035.

9. del Aguila, F. Electroweak Limits on General New Vector Bosons / F. del Aguila, J. de Blas, M. Perez-Victoria // JHEP. – 2010. – Vol. 1009. – P. 033–082.

10. Langacker, P.  $Z'$  Physics at the LHC [Electronic resource] / P. Langacker. – 2009. – Mode of access: <http://arxiv.org/pdf/hep-ph/0911.4294>. – Date of access: 17.01.2010.

11. Андреев, Вас.В. Ограничения на угол  $Z-Z'$ -смешивания из данных по измерению процесса  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  на коллайдере LEP2 / Вас. В. Андреев, А.А. Панков // Ядерная физика. – 2012. – Т. 75, № 1. – С. 67–80.

12. Search for  $WW$  and  $WZ$  resonances decaying to electron, missing  $E_T$ , and two jets in  $p\bar{p}$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.96 \text{ TeV}$  / T. Aaltonen [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 2010. – Vol. 104. – P. 241801–241808.

13. Бабич, А.А. Дополнительный  $Z'$ -бозон и поляризационные асимметрии в процессе аннигиляционного рождения пары скалярных кварков / А.А. Бабич, А.А. Панков // Изв. Вузов. Физика. – 1991. – № 4. – С. 101–106.

14. Панков, А.А. Усиление эффектов новой физики в процессе  $e^+e^- \rightarrow W^+W^-$  / А.А. Панков // Ядерная физика. – 1992. – Т. 55. – С. 461.

15. Babich, A.A. Lepton mixing in  $W^+W^-$  pair production with polarized  $e^+e^-$  collisions / A.A. Babich, A.A. Pankov, N. Paver // Phys. Lett. – 1993. – Vol. B299. – P. 351–357.

16. Бабич, А.А. Эффекты лептонного смешивания в процессе парного рождения  $W^\pm$ -бозонов на линейных коллайдерах с поляризованными  $e^+e^-$ -пучками / А.А. Бабич, А.А. Панков // Ядерная физика. – 1994. – Т. 57. – С. 2061–2069.

17. Review of particle physics / J. Beringer [et al.] // Phys. Rev. – 2012. – Vol. D86. – P. 010001.

18. Nuss, E. Diboson production at hadron colliders with general three gauge boson couplings. Analytic expressions of helicity amplitudes and cross-section / E. Nuss // Z. Phys. – 1997. – Vol. C76. – P. 701–719.

19. Next-to-leading order QCD corrections to the Drell-Yan cross section in models of  $\text{TeV}$ -scale gravity / P. Mathews [et al.] // Nucl. Phys. – 2005. – Vol. B713. – P. 333–377.

20. *Benckroun, D.* Search for  $Z' \rightarrow WW$  at LHC with the ATLAS detector / D. Benckroun, C. Driouichi, A. Hoummada // Eur. Phys. J. C. – 2001. – Vol. 3. – P. 1–17.

21. *Discriminating  $Z'$  from Anomalous Trilinear Gauge Coupling Signatures in  $e+e- \rightarrow W+W-$  at ILC with Polarized Beams* / V.V. Andreev [et al.] // Eur. Phys. J. C. – 2012. – Vol. 72. – P. 2147–2164.

22. *Андреев, Вас.В.* Разделение эффектов  $Z'$ -бозонов и аномальных калибровочных констант связи в процессе парного рождения  $W^-$ -бозонов на линейном коллайдере / Вас. В. Андреев, А.А. Панков // Ядерная физика. – 2013. – Т. 76, № 6. – С. 803–816.

*Работа выполнена при финансовой поддержке Международного центра теоретической физики им. Абдуса Салама (программы AC-88, TRIL и STEP) и Белорусского республиканскому фонда фундаментальных исследований (грант Ф13Д-009).*

*Поступила в редакцию 05.07.13.*