

К 60-ЛЕТИЮ ОБЪЕДИНЁННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ (ОИЯИ)

## Аномально взаимодействующие бозоны $Z^*$ : пример вклада ОИЯИ в физику на Большом адронном коллайдере

В.А. Бедняков, И.В. Елецких, М.В. Чижов, И.Р. Бойко

Важнейшим направлением деятельности Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ) всегда являлось и является сейчас проведение фундаментальных исследований по физике элементарных частиц на ускорителях максимально высоких энергий. Поэтому ОИЯИ принимает активное участие с самого начала в работах по созданию и модернизации как самого Большого адронного коллайдера (LHC — Large Hadron Collider), так и основных его детекторов. Наряду с проведением работ по техническому и компьютерному обеспечению бесперебойного функционирования детекторов, сбору и обработке данных, главной задачей ОИЯИ сегодня является полноценное участие в выполнении беспрецедентной по широте и важности программы физических исследований на LHC. В рамках этой программы коллаборацией ATLAS ведётся поиск новых киральных аномально взаимодействующих с кварками и лептонами векторных  $Z^*$ - и  $W^*$ -бозонов, физическая необходимость и стратегия поиска которых была предложена и всесторонне обоснована физиками ОИЯИ. Кратко рассмотрены результаты такого поиска по данным первого периода работы LHC (2010–2013 гг.), решающий вклад в эту работу сотрудников ОИЯИ и перспективы дальнейших исследований.

**Ключевые слова:** бозон  $Z^*$ , Большой адронный коллайдер, ATLAS, Объединённый институт ядерных исследований, тяжёлый бозон, лептон

PACS numbers: 12.15. –y, 12.60. –i, 13.85. –t, 14.80. –j

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201604d.0425

### Содержание

1. Введение (425).
  2. Модель тяжёлых киральных  $Z^*$ -бозонов (426).
  3. Анализ экспериментальных данных (428).
  4. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования процессов Стандартной модели (430).
  5. Вычисление пределов сечений и масс новых резонансов (431).
  6. Заключение (433).
- Список литературы (433).

### 1. Введение

Экспериментальные исследования на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider, LHC) [1] принесли наиболее важные и интересные результаты физики высоких энергий последних лет — открытие бозона Хиггса, прецизионные измерения параметров Стандарт-

ной модели и новые, наилучшие на данный момент, ограничения параметров теорий за её рамками. С учётом возрастания энергии протон-протонных столкновений и светимости коллайдера эксперименты на LHC остаются на данный момент одними из наиболее актуальных и многообещающих с точки зрения обнаружения новых физических явлений, подтверждения или опровержения ряда теоретических моделей, наконец, совершенствования технологий постановки экспериментальных исследований.

Помимо значительного вклада Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ) в работы по сборке ускорителя, разработке и изготовлению детектирующих систем экспериментальных установок и технической поддержке их функционирования, важнейшим направлением участия ОИЯИ в экспериментах LHC были и остаются исследования в рамках всех основных задач физических программ экспериментов — изучение физики бозона Хиггса, исследования процессов с рождением тяжёлых кварков, поиски проявлений суперсимметрии и всевозможных физических механизмов за рамками Стандартной модели и др.

Участие ОИЯИ в физических исследованиях на данный момент включает в себя весь спектр работ по анализу данных для той или иной задачи: проведение теоретических исследований, разработку эффективных стратегий экспериментальных исследований, создание и

В.А. Бедняков, И.В. Елецких, М.В. Чижов, И.Р. Бойко.  
Объединённый институт ядерных исследований,  
ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл.,  
Российская Федерация  
E-mail: bedny@jinr.ru, ivaneleckih@jinr.ru

Статья поступила 6 июля 2015 г.,  
после доработки 25 августа 2015 г.

оптимизацию алгоритмов реконструкции экспериментальных событий, моделирование физических процессов в установке, оценку и совершенствование его качества, финальный анализ экспериментальных данных и т.д. Необходимость решения всех этих задач потребовала создания в ОИЯИ соответствующей инфраструктуры хранения и обработки данных, привлечения и подготовки специалистов, регулярного проведения семинаров и конференций по теме физики на ЛНС.

В качестве успешного примера участия ОИЯИ в программе физических исследований эксперимента ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [2] в настоящей статье рассматривается одна из моделей новой физики, в обоснование которой, разработку стратегии поиска и непосредственно в проведение экспериментальных поисков внесён определяющий вклад дубненскими учёными. Эта модель описывает тяжёлые "киральные"  $Z^*$ - и  $W^*$ -бозоны [3–6], аномально взаимодействующие с веществом.

Актуальные теоретические предпосылки существования подобных частиц связаны главным образом с так называемой проблемой иерархии Стандартной модели, или "проблемой тонкой настройки". Эта проблема порождается неестественно большой разницей энергетических масштабов электрослабого и гравитационного взаимодействий или, иными словами, в необъяснённой стабильности сравнительно малости наблюдаемой массы бозона Хиггса (125 ГэВ) при наличии планковской шкалы ( $10^{19}$  ГэВ). Эта стабильность объясняется в рамках нескольких возможных сценариев существованием либо механизма, ослабляющего наблюдаемую величину гравитационного взаимодействия, либо неких физических механизмов (в частности, проявляющихся при энергиях порядка нескольких ТэВ), которые приводят к сокращению радиационных поправок к массе бозона Хиггса и обуславливают её естественное установление на уровне  $\sim 125$  ГэВ.

Одна из возможностей решения проблемы иерархии реализуется в теориях, где бозон Хиггса не является элементарной частицей, например в моделях составного бозона Хиггса (см. [7, 8]). В этих моделях постулируется существование нового сильного взаимодействия, связывающего некоторые новые фундаментальные частицы в наблюдаемые частицы Стандартной модели. Нейтральные бозоны наподобие  $Z^*$  и заряженные бозоны  $W^*$  в таких теоретических сценариях — по аналогии с квантовой хромодинамикой (КХД) — являются возбуждёнными состояниями бозонов электрослабого сектора Стандартной модели.

Другой, предложенный сравнительно недавно, успешный кандидат в теории, в которых не возникает проблемы иерархии, предполагает существование расширенной группы симметрии электрослабого взаимодействия. Один из классов подобных моделей носит название моделей "малого хиггса" (см. [9–11]). В этих моделях предлагаются различные расширения стандартно-модельных групп симметрии, приводящие к появлению новых калибровочных бозонов, расширению фермионного и хиггсовского секторов Стандартной модели. При этом одними из новых предсказываемых частиц являются  $Z^*$ - и  $W^*$ -бозоны.

Можно упомянуть и иные предсказывающие обнаружение новых тяжёлых резонансов теоретические модели, в которых возможно согласование масштабов электро-

магнитного и гравитационного взаимодействий. Например, ряд теорий, предполагающих существование дополнительных пространственно-временных измерений, порождает так называемые возбуждённые состояния Калуцы–Клейна [12–14], которые экспериментально могут наблюдаться в виде тяжёлых резонансов массой в несколько ТэВ.

Наконец, как показано в работе [5], существование тяжёлых частиц нового типа,  $Z^*$  и  $W^*$ , может быть связано с существованием фундаментальных тензорных квантовых полей. Взаимодействия этих полей с полями материи могут иметь ряд интересных свойств, проявляющихся в новых наблюдаемых эффектах, например в изменении киральности участвующих в подобных взаимодействиях частиц. Именно поэтому новые частицы получили название киральных бозонов.

Подтверждение реализации в природе этих новых теоретических идей посредством экспериментального обнаружения резонансного рождения бозонов типа  $Z^*$  и  $W^*$  открывает широчайшие перспективы развития теоретической и экспериментальной физики высоких энергий. Проводимые в ОИЯИ исследования по поиску частиц нового типа являются, с одной стороны, серьёзным тестом Стандартной модели, а с другой стороны, побуждают дальнейшее активное развитие теорий за её рамками.

## 2. Модель тяжёлых киральных $Z^*$ -бозонов

Одним из ключевых свойств нейтральных и заряженных векторных бозонов  $Z^*$  и  $W^*$  является тензорный тип связи с фермионами Стандартной модели, отличающий их от тяжёлых бозонов других типов. Это является следствием симметрии Стандартной модели, так как киральные бозоны вводятся как дублеты:  $V_\mu = (Z_\mu^*, W_\mu^*)$ . Лагранжиан взаимодействия частиц нового типа с фермионами Стандартной модели имеет следующий вид:

$$\mathcal{L}_{\text{int}} \sim t \bar{\psi}_2 \sigma^{\mu\nu} \psi_1 \partial_{[\mu} V_{\nu]}, \quad (2.1)$$

где  $\bar{\psi}_2$  — левые дублеты,  $\psi_1$  — правые синглеты фермионных полей,  $t$  — константа взаимодействия,  $\sigma^{\mu\nu}$  — антисимметричный тензор второго ранга,  $V_\nu$  — поле, описывающее тяжёлые векторные бозоны.

Этот тип взаимодействия новых бозонов  $V_\nu$  с фермионами Стандартной модели может возникать эффективно, вследствие наличия в теориях с расширенной симметрией (см. [4]) тяжёлых фермионов и скаляров в промежуточных состояниях:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -D_{[\mu} V_{\nu]}^\dagger D^{[\mu} V^{\nu]} + M_V^2 V_\mu^\dagger V^\mu + \partial_\mu \phi^* \partial^\mu \phi - M^2 \phi^* \phi + \\ & + \sum_{k=1,2} \bar{\psi}'_k (i \not{D} - m) \psi'_k + g \bar{\psi}'_2 \gamma^\mu \psi'_1 V_\mu + g V_\mu^\dagger \bar{\psi}'_1 \gamma^\mu \psi'_2 + \\ & + \sum_{k=1,2} \bar{\psi}_k i \not{D} \psi_k + \frac{h}{2} \bar{\psi}_2 (1 + \gamma^5) \psi'_2 \phi + \frac{h}{2} \bar{\psi}'_1 (1 + \gamma^5) \psi_1 \phi^* + \\ & + \frac{h}{2} \bar{\psi}'_2 (1 - \gamma^5) \psi_2 \phi^* + \frac{h}{2} \bar{\psi}_1 (1 - \gamma^5) \psi'_1 \phi, \end{aligned} \quad (2.2)$$

где  $V_\mu$  — векторное поле новых калибровочных бозонов,  $\psi'_1$  и  $\psi'_2$  — синглеты и дублеты тяжёлых фермионных полей,  $\phi$  — тяжёлое скалярное поле,  $\psi_1$  и  $\psi_2$  — синглеты и дублеты полей фермионов Стандартной модели,  $g, h$  —

константы взаимодействия,  $M_V$  — масса тяжёлых бозонов  $V_\mu$ ,  $M$  — масса скалярного поля  $\phi$ ,  $m$  — масса фермионных полей  $\psi$ ,  $\not{D}$  — ковариантная производная,  $\gamma^\mu$ ,  $\gamma^5$  — гамма-матрицы Дирака. В таких моделях взаимодействие новых калибровочных бозонов  $V_\mu$  с фермионами Стандартной модели возможно только в высших порядках по взаимодействию (2.2). В соответствии с этим эффективный оператор взаимодействия тяжёлых бозонов с фермионами Стандартной модели имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}} &= \frac{igh^2}{4} \bar{\psi}_2 \int \frac{d^4k}{(2\pi)^4} (1 + \gamma^5) \frac{\not{p}' - \not{k} + m}{(p' - k)^2 - m^2} \gamma^\mu \times \\ &\times \frac{\not{p} - \not{k} + m}{(p - k)^2 - m^2} (1 + \gamma^5) \frac{1}{k^2 - M^2} \psi_1 V_\mu = \\ &= \frac{gh^2}{32\pi^2 m} \mathcal{I}(q^2, m^2, M^2) \bar{\psi}_2 \sigma^{\mu\nu} (1 + \gamma^5) \psi_1 \partial_{[\mu} V_{\nu]}, \quad (2.3) \end{aligned}$$

где  $k$  — импульс бозона,  $p, p'$  — импульсы фермионов,  $\not{p}, \not{k}$  — свёртки импульсов с гамма-матрицами,

$$\mathcal{I} = \int_0^1 x^2 dx \int_0^1 \frac{y dy}{x + (M^2/m^2)(1-x) - (q^2/m^2)x^2y(1-y)}. \quad (2.4)$$

Оператор взаимодействия (2.3) совпадает по форме с (2.1).

Помимо рассмотренной возможности, бозоны типа  $Z^*$  и  $W^*$  могут описываться новыми фундаментальными антисимметричными тензорными полями  $T_{\mu\nu} \sim \partial_{[\mu} V_{\nu]}$ . В работе [5] детально обсуждается возможность существования отличающихся от калибровочных бозонов Стандартной модели новых фундаментальных бозонов, описываемых тензорными полями. Такие поля являются ингредиентами теории струн, расширенных моделей супергравитации, а также могут служить для устранения аномалий в подобных теориях. Показано [15], что построение перенормируемой теории, включающей в себя такие поля, возможно в рамках конформной теории поля. Особенностью антисимметричных тензорных полей является то, что соответствующие им состояния преобразуются по киральным представлениям группы Лоренца  $(1, 0)$  и  $(0, 1)$ , в отличие от калибровочных бозонов, преобразующихся по представлению  $(1/2, 1/2)$ . Ассоциированные с тензорными полями бозоны связывают фермионы различных киральностей, и по этой причине они получили название "киральные".

Запрет на существование нейтральных токов с изменением аромата влечёт за собой дополнительные ограничения на свойства новых частиц. Для обеспечения совместимости с этими ограничениями может быть введено предположение о том, что нейтральные компоненты одного дублета тензорных полей взаимодействуют только с фермионами верхних типов, нейтральные компоненты второго дублета — только с фермионами нижних типов. Механизм Глэшоу–Илиопулоса–Майани (Glashow–Iliopoulos–Maiani — GIM) для модели  $Z^*$ - и  $W^*$ -бозонов действует аналогично тому, как это происходит в Стандартной модели, если предположить, что смешивание для правых фермионов является таким же, как и для левых. Таким образом, взаимодействие тензорных бозонов с фермионами Стандартной модели

может быть представлено в следующем виде:

$$\mathcal{L} = t\bar{Q}\sigma^{\mu\nu}u_R U_{\mu\nu} + t(\bar{Q}\sigma^{\mu\nu}d_R + \bar{L}\sigma^{\mu\nu}e_R)T_{\mu\nu}, \quad (2.5)$$

где  $\bar{Q}$  — левые кварковые дублеты,  $\bar{Q} = (u_L, d_L)$ ,  $\bar{L}$  — левые лептонные дублеты,  $\bar{L} = (e_L, \nu_L)$ ,  $e_R$  — правые лептонные синглеты,  $u_R, d_R$  — правые кварковые синглеты,  $U, T$  — новые тензорные поля,  $t$  — константа связи.

В задаче экспериментального поиска тяжёлых резонансов типа  $Z^*$  новые бозоны были ассоциированы с нейтральными компонентами тензорных полей  $T_{\mu\nu}$ , взаимодействующими с кварками нижнего типа и заряженными лептонами. Таким образом, среди экспериментально наблюдаемых в лидирующем порядке по взаимодействию мод распада  $Z^*$  предсказываются: лептонная,  $Z^* \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-$ , и кварковая,  $Z^* \rightarrow d\bar{d}, s\bar{s}, b\bar{b}$ . При этом вероятность распада по каждому из трёх лептонных каналов предсказывается для  $Z^*$  на уровне 8,3%. Это является следствием предположения об универсальности кварковых и лептонных констант связи. При этом резонанс  $Z^*$  является узким, значение ширины распада  $Z^*$  находится на уровне 3,4% его полюсной массы. В рамках области сечений, предсказываемых различными теориями, в которых присутствуют  $Z^*$ - и  $W^*$ -бозоны, сечение рождения  $Z^*$  при массе  $Z^*$ , равной массе  $Z$ -бозона, устанавливается близким к сечению рождения  $Z$ . Важно отметить, что в задаче экспериментального поиска новых частиц этот выбор имеет условный характер, поскольку экспериментальный поиск нацелен на обнаружение тензорных бозонов со всевозможными сечениями и массами, при этом ключевые для эксперимента параметры модели  $Z^*$  (например, форма и ширина резонанса) определяются кинематикой распада новых бозонов в лептоны.

Как и для других теоретически предсказываемых моделей тяжёлых резонансов ( $Z', G^*$ , частиц Калуцы–Клейна, технимезонов, квантовых чёрных дыр и т.д.), обнаружение  $Z^*$  возможно в виде тяжёлого резонанса в распределении инвариантной массы лептонов или адронных струй (рис. 1).

Одно из возможных интересных свойств новых частиц заключается в том, что во взаимодействиях типа (2.1)

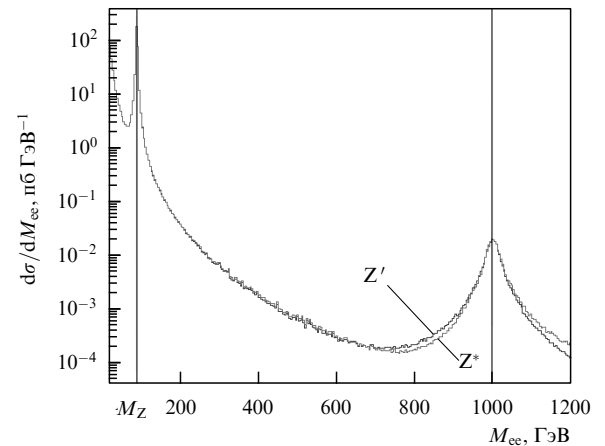


Рис. 1. Распределения лептонов (в данном случае электрон-позитронных пар), рождённых в протон-протонных столкновениях, по инвариантной массе пары  $M_{ee}$ . Показаны ожидаемые пики новых бозонов  $Z'$  и  $Z^*$  массой 1 ТэВ.

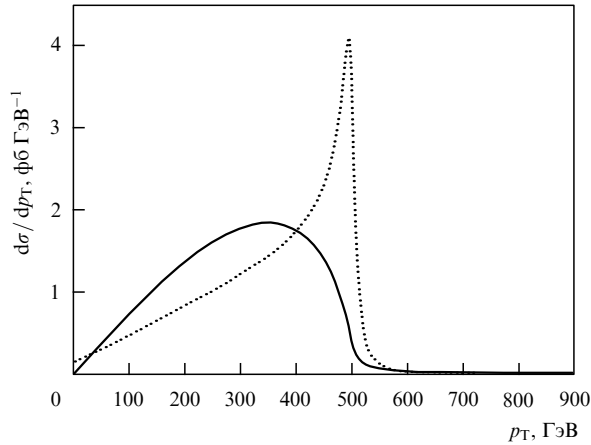


Рис. 2. Распределения лептонов распада по поперечному импульсу для бозонов  $Z'$  (пунктирная кривая) и  $Z^*$  (сплошная кривая) массой 1 ТэВ.

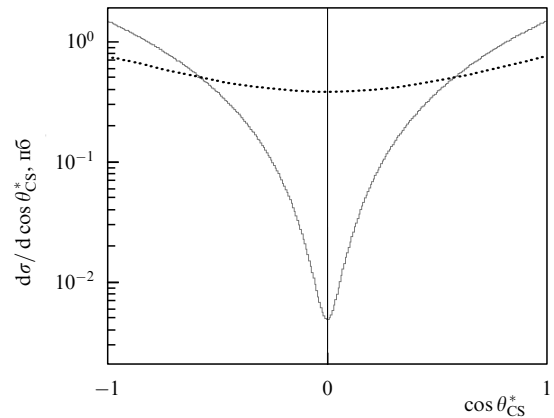


Рис. 3. Распределение косинуса угла между направлением вылета лептонов распада и направлением движения тяжёлого бозона в системе покоя последнего (система отсчёта Коллинза – Сопера) для бозонов  $Z'$  (пунктирная кривая) и  $Z^*$  (сплошная кривая) массой 1 ТэВ.

могут осуществляться переходы между фермионами с различными киральностями [3, 5].

Другие свойства взаимодействий типа (2.1), (2.3) также отражаются в наблюдаемых свойствах бозонов  $Z^*$  и  $W^{\pm*}$ , в частности, эти бозоны характеризуются уникальными угловыми распределениями частиц их распада. Если фермионы, рождающиеся в распадах  $Z$ - или  $Z'$ -бозонов на "симметричных"  $pp$ -коллайдерах в системе центра масс, характеризуются угловыми распределениями вида  $d\sigma/d\cos\theta \sim (1 + \cos^2\theta)$ , то киральные бозоны типа  $Z^*$ , описываемые тензорным взаимодействием (2.3), дают угловые распределения фермионов в конечном состоянии вида  $d\sigma/d\cos\theta \sim \cos^2\theta$ , где  $\theta$  — угол рассеяния между направлениями пучка и разлетающихся фермионов (см. [5]).

В таблице 1 приведены угловые распределения фермионов распада для нейтральных резонансов различных типов. На рисунках 2 и 3 проведено сравнение полученных на основе теоретических расчётов распределений лептонов распада для моделей  $Z'$  и  $Z^*$  по поперечному импульсу и косинусу угла в системе Коллинза – Сопера.

С точки зрения экспериментальной физики высоких энергий, одной из удобных угловых характеристик лептонов распада является разность их псевдобыстрот  $\Delta\eta$ . Полезным свойством этой переменной для экспериментальной физики на коллайдерах частиц является её постоянство при преобразованиях лоренц-бустов вдоль оси пучков. Распределения по этой переменной в распадах нейтральных бозонов (массой 1 ТэВ) различных типов, полученные посредством теоретических вычисле-

Таблица 1. Распределения фермионов в двухчастичных распадах резонансов различного типа по углу их вылета в системе Коллинза – Сопера

Тип резонанса*	Спин	Распределение частиц распада
$Z, Z'$	1	$1 + \cos^2\theta$
H	0	1
$G^*$	2	$1 - 3\cos^2\theta + 4\cos^4\theta$ $1 - \cos^4\theta$
$Z^*$	1	$\cos^2\theta$

\*  $Z$  и  $Z'$  — векторные калибровочные бозоны, H — бозон Хиггса,  $G^*$  — гравитон Рэндалл – Сандрума.

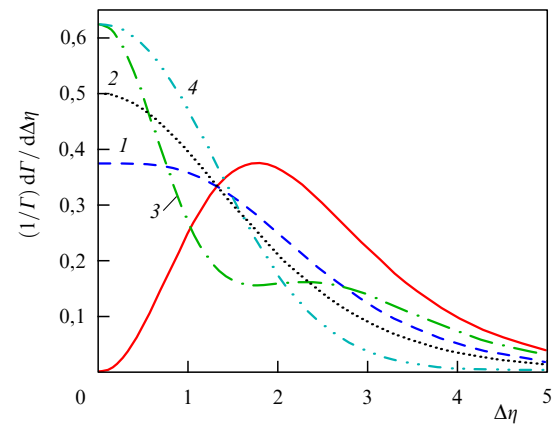


Рис. 4. Распределение разности псевдобыстрот между лептонами распада для нейтральных бозонов массой 1 ТэВ различных типов. Кривая 1 соответствует бозонам типа  $Z, Z'$  со спином 1, кривая 2 — резонансам со спином 0, таким как бозон Хиггса, кривая 3 — резонансам со спином 2 (например,  $G^*$ ), рождающимся в столкновениях кварков, кривая 4 — резонансам со спином 2, рождающимся в столкновениях глюонов. Сплошная кривая показывает разность псевдобыстрот лептонов в распадах бозонов  $Z^*$ .

ний, показаны на рис. 4. Резонанс типа  $Z^*$  характеризуется уникальным распределением по разности псевдобыстрот лептонов, в отличие от резонансов других типов; для  $Z^*$  это распределение имеет максимум при  $\Delta\eta \approx 1,8$ .

Таким образом, в случае экспериментального обнаружения нового резонанса характерные особенности кинематических распределений позволят отличить резонанс  $Z^*$  от тяжёлых скалярных и векторных бозонов на раннем этапе, даже при небольшой статистике обнаруженных событий.

### 3. Анализ экспериментальных данных

Экспериментальный поиск резонансного рождения  $Z^*$  основывался на данных экспериментальной установки ATLAS, набранных в протон-протонных соударениях на LHC в 2011–2012 гг. В 2011 г. энергия протон-протонных столкновений в системе центра масс составила 7 ТэВ, при этом набранная установкой ATLAS

**Таблица 2.** Систематические погрешности сечения фона Стандартной модели в распределениях димюонных событий в протон-протонных столкновениях с энергией 8 ТэВ из разных источников неопределённостей для значений реконструированной инвариантной массы лептонов  $m_l$ , равной 1, 2 и 3 ТэВ

Источник	Погрешность*, %		
	$m_l = 1$ ТэВ	$m_l = 2$ ТэВ	$m_l = 3$ ТэВ
Параметры партонной функции	5	12	17
Выбор партонной функции	—	6	12
$\alpha_s$	1	3	4
Эффективность реконструкции мюонов	—	—	—
Поправки к электрослабым процессам	—	3	3
Процессы с фотонами в начальном состоянии	2	3	4
Энергия пучка	2	3	3
Разрешение детектора по импульсу мюонов	3	3	8
Экстраполяция фоновых процессов с рождением топ-кварков	3	—	—
Всего	7	15	23

\* Прочерки обозначают, что соответствующие вклады в систематическую погрешность принимаются пренебрежимо малыми.

статистика столкновений к концу года достигла величины, соответствующей интегральной светимости  $5,2 \text{ фб}^{-1}$ . В 2012 г. на LHC энергия столкновений достигла 8 ТэВ. В течение 2012 г. детектором ATLAS была набрана статистика данных, соответствующая интегральной светимости  $21,3 \text{ фб}^{-1}$ .

Критерии отбора событий с двумя лептонами были направлены главным образом на улучшение качества реконструкции лептонов (в частности, обеспечение высокой точности восстановления импульса), снижение количества ошибочно реконструированных лептонов, наконец, подавление ряда фоновых процессов.

Для канала с двумя электронами было наложено требование, чтобы один из электронов имел поперечную энергию не менее 40 ГэВ, а другой — не менее 30 ГэВ. Для мюонов было введено ограничение на поперечный импульс каждого мюона в паре — не менее 25 ГэВ. Как для электронов, так и для мюонов накладывались следующие требования: хорошая совместимость их траекторий с первичной вершиной, изолированность от треков других частиц (что позволило существенно подавить фоновые процессы с участием адронных струй); наличие определённого количества сигналов от попаданий лептона в различные подсистемы детектора (что позволило повысить качество реконструкции и определения кинематических параметров лептонов), а также ряд других требований, связанных в основном с особенностями работы установки.

Эффективности отбора дилептонных событий в зависимости от инвариантной массы лептонов, полученные в результате моделирования этих событий, составили около 70 % для канала с двумя электронами и около 45 % для димюонного канала.

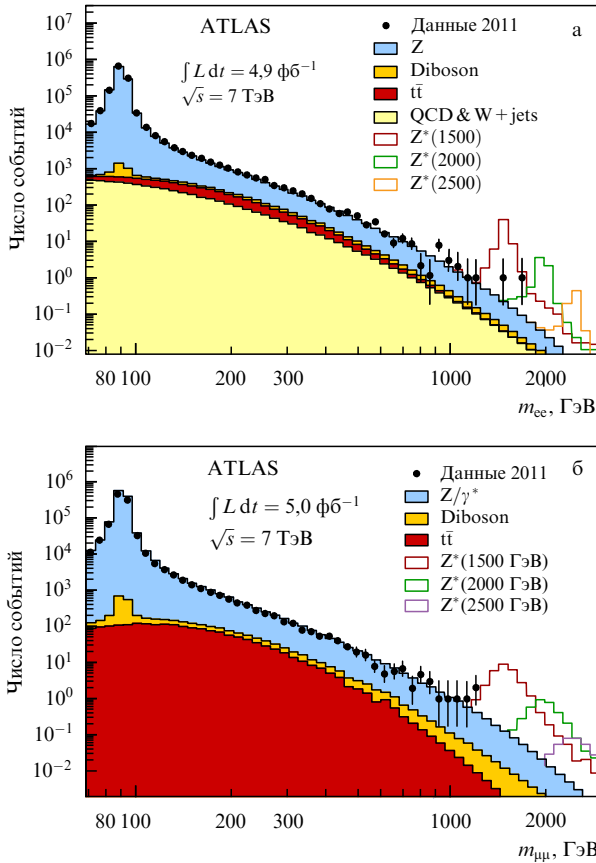
**Таблица 3.** Систематические погрешности сечения фона Стандартной модели в распределениях дилептонных событий в pp-столкновениях с энергией 8 ТэВ из разных источников неопределённостей для реконструированной инвариантной массы лептонов  $m_l$ , равной 1, 2 и 3 ТэВ

Источник	Погрешность*, %		
	$m_l = 1$ ТэВ	$m_l = 2$ ТэВ	$m_l = 3$ ТэВ
Параметры партонной функции	5	11	30
Выбор партонной функции	—	7	22
$\alpha_s$	1	3	5
Эффективность реконструкции электронов	—	—	—
Поправки к электрослабым процессам	—	2	4
Процессы с фотонами в начальном состоянии	2	3	6
Энергия пучка	1	3	5
Разрешение детектора по энергии электронов	—	—	—
Экстраполяция фоновых процессов с рождением топ-кварков	—	—	—
Всего	6	15	44

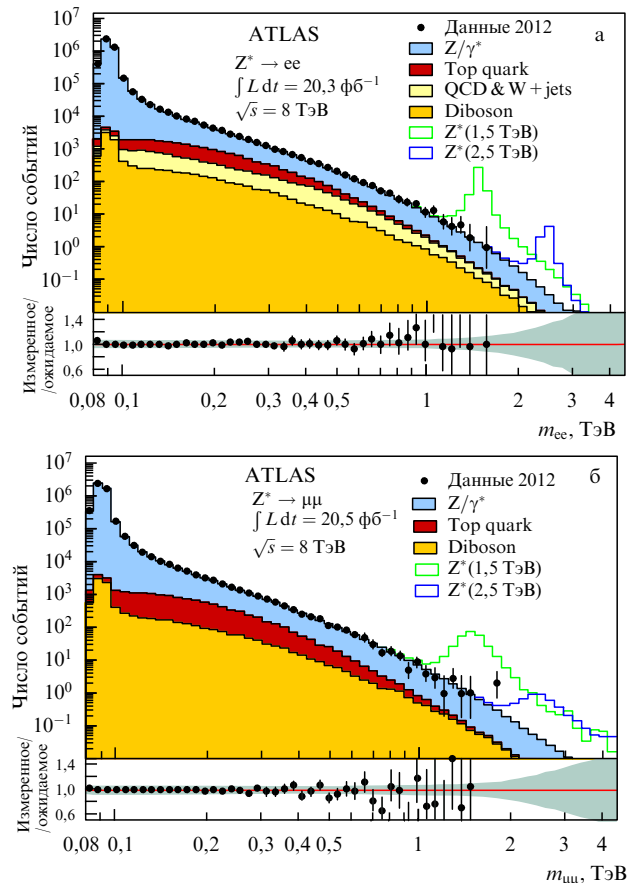
\* Прочерки обозначают, что соответствующие вклады в систематическую погрешность считаются пренебрежимо малыми.

Стратегия поиска сигнала резонансного рождения  $Z^*$  заключалась в сравнении распределений инвариантных масс лептонов в дилептонных событиях с такими же распределениями моделированных фоновых процессов Стандартной модели. Основным фоновым процессом по отношению к искомым сигналам новой физики является процесс Дрелла – Яна, в котором  $Z$ -бозон или виртуальный  $\gamma$ -квант распадаются на лептон-антилептонную пару. Другим классом фоновых процессов являются процессы рождения нескольких слабодействующих бозонов ( $WW$ ,  $WZ$ ,  $ZZ$ ), распады которых также приводят к появлению нескольких лептонов в конечном состоянии. Следующим по значимости является фоновый процесс с рождением одного или двух топ-кварков, распадающихся на лептоны. Наконец, процессы ассоциированного рождения струй и  $W$ -бозона, а также процессы с рождением нескольких тяжёлых струй ( $b$ ,  $c$ ), распадающихся на лептоны, должны достаточно хорошо подавляться критериями отбора по совместимости траекторий с первичной вершиной и изолированности лептонов.

Одним из важных параметров в задаче поиска сигнала является величина неопределённостей моделирования фоновых процессов. Основные систематические погрешности оценки фона Стандартной модели включают в себя теоретические неопределённости функций распределения партонных в протоне, от которых существенно зависят сечения всех рассматриваемых процессов; неопределённости функции распределения фотонов в протоне, образующие погрешность сечения процессов, индуцированных фотонами в начальном состоянии [16]; неопределённости параметров Стандартной модели, используемых в моделировании (масштабы перенормировки и факторизации); погрешности моделирования



**Рис. 5.** Распределение событий по инвариантной массе электронов (а) и мюонов (б) в конечном состоянии для данных ATLAS 2011 г. Чёрными кружками показано распределение лептонов в данных. Гистограммы представляют распределения фоновых процессов: Дрелла–Яна ( $Z/\gamma^*$ ), процессов рождения нескольких  $Z$ - и  $W$ -бозонов (Diboson), процессов с участием топ-кварков ( $t\bar{t}$ ), процессов квантовой хромодинамики (QCD & W + jets). Контурами обозначены сигналы резонансного рождения бозонов типа  $Z'$  с различными массами. (Из работы [17].)



**Рис. 6.** Распределение событий по инвариантной массе электронов (а) и мюонов (б) в конечном состоянии для данных ATLAS 2012 г. Чёрными кружками показано распределение лептонов в данных, гистограммы представляют распределения фоновых процессов: Дрелла–Яна ( $Z/\gamma^*$ ), процессов рождения нескольких  $Z$ - и  $W$ -бозонов (Diboson), процессов с участием топ-кварков (top quark), процессов квантовой хромодинамики (QCD & W + jets). Контурами обозначены сигналы резонансного рождения бозонов типа  $Z'$  с различными массами. (Из работы [18].)

эффективности восстановления лептонов, разрешения лептонов по импульсу и неопределённость энергий протонных пучков ЛНС; погрешности, связанные с экстраполяцией распределений некоторых фоновых процессов в область больших масс; неопределённость в интегральной светимости исключается посредством нормировки числа событий суммы всех фоновых процессов на число событий в данных в области пика  $Z$ -бозона (так называемая нормировочная область — 80–110 ГэВ).

Предполагается, что все систематические неопределённости скоррелированы в фоновых и сигнальных процессах. Погрешность сечения рождения  $Z/\gamma^*$  в нормировочной области приписывается сечению сигнального процесса  $Z^* \rightarrow ll$ . Эта погрешность определена на уровне 5% в анализе данных 2011 года и 4% в анализе 2012 года.

Систематические погрешности величиной менее 3% во всём диапазоне анализируемых инвариантных масс во внимание не принимались. Также при оценке совместности данных с гипотезами сигналов различных масс не учитывались теоретические погрешности оценки сечений  $Z^*$ .

Значения систематических неопределённостей фона, использованные в анализе данных 2012 года, для ди-

мюонного и диэлектронного каналов приведены соответственно в табл. 2 и 3.

#### 4. Сравнение экспериментальных данных с результатами моделирования процессов Стандартной модели

На рисунках 5 и 6 [17–19] приведены распределения инвариантной массы отобранных пар лептонов в данных соответственно 2011 г. и 2012 г., а также распределения процессов Стандартной модели. Для примера на графиках распределений показаны сигналы бозонов  $Z^*$  с различными массами.

Анализ приведённых распределений свидетельствует об удовлетворительном описании данных Стандартной моделью для столкновений с энергией как 7 ТэВ, так и 8 ТэВ. Локальные (т.е. вычисленные в каждом из столбцов распределений инвариантной массы) отклонения данных от фона с учётом статистических и систематических неопределённостей данных и фона не превышают двух стандартных отклонений. Помимо распределений инвариантной массы, сравнение данных с результатами моделирования производилось по всем ключевым кинематическим переменным дилептонных событий: псевдо-

быстроте, азимутальному углу, поперечному импульсу отдельных лептонов, а также по потерянной поперечной энергии в событии, быстроте и поперечному импульсу пары мюонов. Это сравнение также показало согласие данных с результатами моделирования процессов Стандартной модели.

Кроме исследований согласия данных и фона, несколькими способами исследовалась совместимость наблюдаемых данных с сигналами новых резонансов с учётом их формы и ширины. Один из таких методов — фитирование данных посредством моделирования распределений сигнальных событий и событий физики Стандартной модели. Критерием совместимости данных с различными гипотезами была выбрана функция правдоподобия. Эта функция во всём диапазоне распределения инвариантной массы вычисляется как произведение правдоподобий для каждого из столбцов (бинов) гистограммы этого распределения.

Значимость возможного сигнала новой физики, т.е. рождения тяжёлых бозонов, оценивалась с помощью  $P$ -значения — вероятности наблюдения статистической вариации в распределении инвариантной массы в предположении отсутствия сигнала с такой же (или большей) значимостью, как и в наблюдаемом распределении. Общепринятым является соглашение о том, что  $P$ -значение, меньшее, чем  $1,35 \times 10^{-3}$ , свидетельствует о статистически значимом превышении наблюдений над предсказанием, а  $P$ -значение, меньшее, чем  $2,87 \times 10^{-7}$ , свидетельствует об открытии. В случае, когда  $P$ -значение превышает 0,1, говорят о хорошем описании данных фоном.

$P$ -значение, вычисленное на основе моделирования распределений сигнала для модели  $Z'$  и фона и сравнения его с данными, оказалось равным 0,70 для данных 2011 г. и 0,28 для данных 2012 г. Такая величина означает, что отсутствуют статистически значимые отклонения (совместимые с формой новых резонансов) распределения наблюдаемых данных от распределения моделированных событий процессов Стандартной модели.

## 5. Вычисление пределов сечений и масс новых резонансов

В отсутствие наблюдения сигнала результаты поиска новых резонансов были представлены в виде статистических ограничений на количество дилептонных событий, являющихся следствием распада резонанса  $Z^*$ , а затем и на связанное с этим количеством произведение сечения рождения  $Z^*$  на относительную ширину распада в лептоны. Для этого (для данных 2011 и 2012 гг.) использовался байесовский подход.

Ограничения на произведение сечения на вероятность распада нового резонанса в лептоны вычислялись с использованием определённой статистики наборов (около 1000) псевдоэкспериментальных данных, в каждом из которых случайным образом разыгрываются систематические вариации фона и количество событий сигнального процесса. Для каждого псевдоэксперимента оценивалась функция правдоподобия как произведение пуассоновских вероятностей для каждого столбца распределения инвариантной массы:

$$P(N, \mu) = \frac{\exp(-\mu) \mu^N}{N!}, \quad (5.1)$$

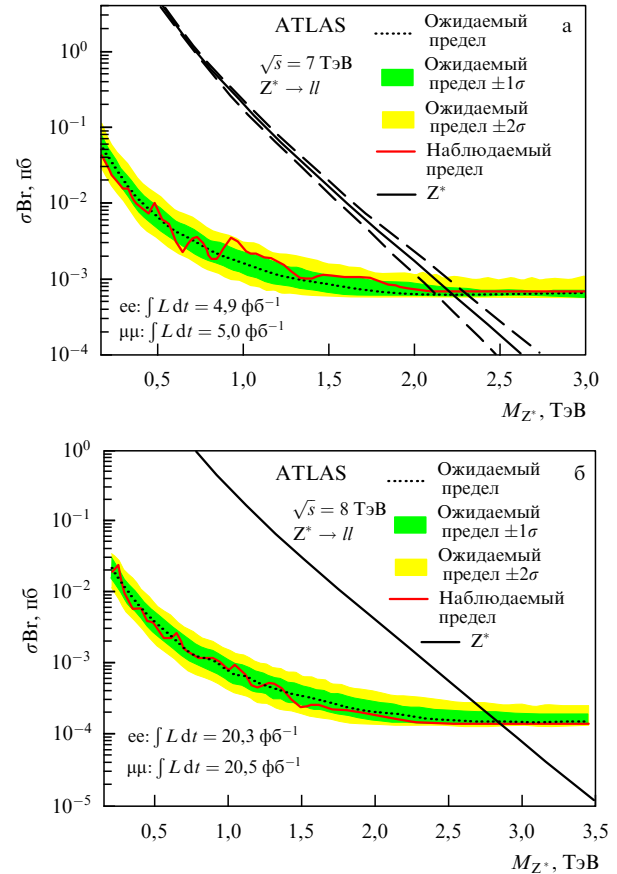


Рис. 7. Пределы сечения резонанса  $Z^*$  для разных полюсных масс, полученные на основании статистического анализа данных 2011 года (а) и 2012 года (б) в комбинации димюонного и диэлектронного каналов. (Из статей [17, 18].)

где  $\mu$  — ожидаемое число событий с учётом вариаций систематических и статистических неопределённостей фона в данном псевдоэксперименте, а также сечения сигнального процесса,  $N$  — наблюдаемое число событий.

На основании этих вычислений оценивается верхний предел сечения нового резонанса с уровнем достоверности 95 % как величина сечения, при которой интеграл от функции правдоподобия достигает 0,95. Так называемые наблюдаемые пределы исключения нового резонанса вычислялись посредством сравнения совместимости псевдоэкспериментов с данными детектора, в то время как "ожидаемые пределы" (а также их неопределённости на уровне одного и двух стандартных отклонений) находились из сравнения распределений в данных детектора с фоновым распределением. Описанная процедура производилась как отдельно для каждого канала, так и для комбинации всех анализируемых каналов — димюонного и диэлектронного. Совместная функция правдоподобия вычислялась как произведение функций правдоподобия каждого из каналов.

Предел сечения, а также его неопределённость на уровне одного и двух стандартных отклонений оцениваются для всех значений полюсной массы в области поиска, т.е. в области 0,15–4,5 ТэВ.

На рисунке 7 [17–19] приведены наблюдаемые (сплошная кривая) и ожидаемые (пунктирная кривая) пределы сечений резонанса  $Z^*$  со всевозможными массами, полученные на основе анализа данных 2011 и

2012 гг. Неопределённости ожидаемых пределов, связанные с неопределённостями оценки фоновых распределений ( $\pm 1\sigma$ ,  $\pm 2\sigma$ ), показаны в виде окаймлений кривой ожидаемого предела.

Для сравнения предельных сечений для всех масс резонанса с теоретическими на рисунке приведено предсказываемое теоретически произведение сечения  $Z^*$  на вероятность распада в лептоны (сплошная серая линия) вместе с теоретической неопределённостью.

Существенное улучшение ограничений на возможные сечения и массу бозонов типа  $Z^*$  в анализе данных 2012 г. связано в первую очередь с увеличением энергии протон-протонных столкновений и соответствующим увеличением партонной светимости для высоких инвариантных масс, а также с возрастанием интегральной светимости коллайдера.

В таблице 4 приведены наблюдаемые пределы с уровнем достоверности 95 % сечений бозонов  $Z^*$  с различными массами, рассчитанные на основе данных ATLAS 2012 г. для комбинации димюонного и диэлектронного каналов.

Пересечение кривой наблюдаемого (ожидаемого) предела сечения с кривой теоретического сечения даёт наблюдаемый (ожидаемый) предел массы нового резонанса. В таблицах 5, 6 приведены значения пределов масс, полученные на основании анализа данных 2011 г. и 2012 г.

Возрастание возможности обнаружения тяжёлых нейтральных резонансов в следующих периодах набора

**Таблица 4.** Наблюдаемые пределы произведения сечения  $Z^*$  с различными массами, вычисленные с уровнем достоверности 95 %, для димюонного канала и комбинации димюонного и диэлектронного каналов на основании данных 2012 года

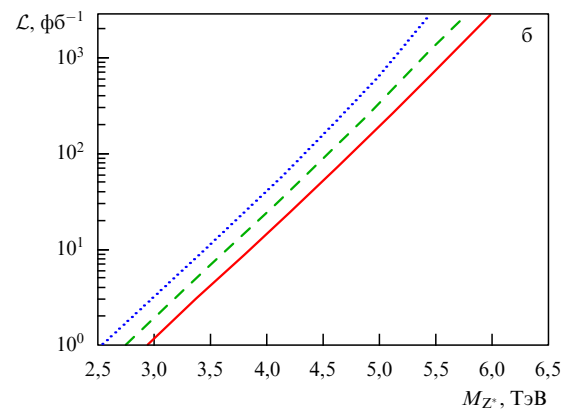
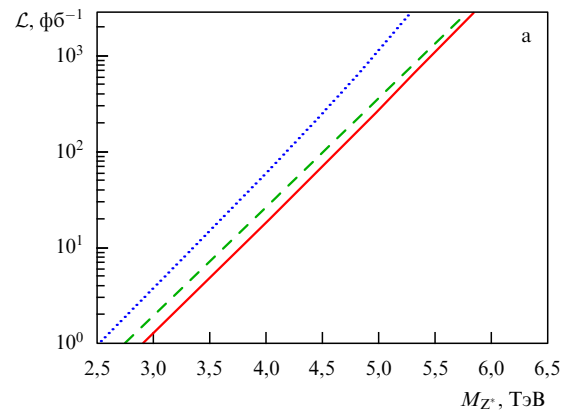
Масса $Z^*$ , ТэВ	Предел $\sigma_{Br}(Z^* \rightarrow \mu\mu)$ , фб	Предел $\sigma_{Br}(Z^* \rightarrow \mu\mu, ee)$ , фб
0,3	14,4	8,37
0,5	6,31	5,03
0,7	2,99	1,86
1,0	2,41	0,424
1,5	0,492	0,312
2,0	0,459	0,229
2,5	0,431	0,194
3,0	0,351	0,152
3,5	0,388	0,138

**Таблица 5.** Наблюдаемый и ожидаемый пределы массы  $Z^*$  для димюонного канала и комбинации димюонного и диэлектронного каналов, вычисленные с уровнем достоверности 95 % на основании данных 2011 года

Канал	Предел массы $Z^*$ , ТэВ	
	Наблюдаемый	Ожидаемый
$Z^* \rightarrow \mu\mu$	1,97	1,99
$Z^* \rightarrow \mu\mu, ee$	2,20	2,22

**Таблица 6.** Наблюдаемый и ожидаемый пределы массы  $Z^*$  для димюонного канала и комбинации димюонного и диэлектронного каналов, вычисленные с уровнем достоверности 95 % на основании данных 2012 года

Канал	Предел массы $Z^*$ , ТэВ	
	Наблюдаемый	Ожидаемый
$Z^* \rightarrow \mu\mu$	2,58	2,58
$Z^* \rightarrow \mu\mu, ee$	2,82	2,85



**Рис. 8.** Иллюстрация возможностей обнаружения (а) и исключения (б) бозонов  $Z^*$  в данных протон-протонных столкновений с энергией в системе центра масс 13 ТэВ. Графики показывают необходимую для обнаружения или исключения существования  $Z^*$  интегральную светимость  $\mathcal{L}$  столкновений в канале с двумя мюонами (пунктирная линия), двумя электронами (штриховая линия) и в комбинации димюонного и диэлектронного каналов (сплошная линия). (Из статьи [20].)

данных установкой ATLAS связано, как и ранее, с увеличением энергии протон-протонных столкновений и светимости на LHC.

Оценки сечений сигнальных и фоновых процессов в протон-протонных столкновениях с энергией 13 ТэВ, а также предварительные оценки систематической неопределённости моделирования фона, эффективностей отбора событий с двумя лептонами и разрешения детектора по импульсам лептонов, проведённые на основании анализа данных установки ATLAS 2011–2012 гг., позволяют оценить возможности обнаружения или исключения существования бозонов типа  $Z^*$  [20]. На рисунке 8 показана интегральная светимость коллайдера, необходимая для обнаружения или исключения существования бозонов  $Z^*$  в канале с двумя лептонами. В сравнении с данными столкновений при энергии 8 ТэВ для достижения такой же или большей чувствительности к обнаружению новых тяжёлых бозонов достаточно данных, соответствующих интегральной светимости 1–2 фб<sup>-1</sup> при энергии 13 ТэВ. В то же время с возрастанием энергии столкновений одними из ключевых задач анализа данных, существенно влияющими на возможность обнаружения новой физики, остаются проблемы улучшения качества и увеличения эффективности реконструкции лептонов (в частности, улучшение разрешения экспериментальной установки по импульсам и энергиям лепто-



нов), повышения точности моделирования фоновых процессов Стандартной модели, в частности снижение систематических неопределённостей моделирования фона при высоких значениях инвариантных масс, оптимизация существующих и разработка новых стратегий экспериментальных поисков.

## 6. Заключение

Экспериментальные поиски проявлений физики за рамками Стандартной модели на масштабах энергий в несколько ТэВ — главное направление физических исследований на ЛHC — имеют важное значение для объяснения физики фундаментальных взаимодействий и развития теоретических представлений о процессах при высоких энергиях, вплоть до планковских масштабов. Наряду с суперсимметричными моделями, целый ряд теорий, расширяющих Стандартную модель, предполагающих существование новых фундаментальных взаимодействий, пространственно-временных измерений и т.д., предсказывают возможность существования тяжёлых векторных бозонов, фермионов и скаляров. Помимо перспектив обнаружения частиц новых типов, исключение их существования или установление жёстких ограничений на их сечения и массы служат мотивацией развития новых теоретических представлений о физике ТэВ-ных энергий, поисков альтернативных существующим за рамками Стандартной модели физических механизмов. Аномально взаимодействующие киральные бозоны  $Z^*$  и  $W^*$ , предложенные в ОИЯИ [3–6], принадлежат одному из типов таких частиц. На основании анализа данных установки ATLAS, проведённого с участием авторов настоящей статьи, получены новые экспериментальные ограничения на параметры этих частиц, а также сделаны предсказания перспектив их дальнейших поисков.

С новым запуском коллайдера ЛHC и достижением номинальных энергий протон-протонных столкновений на уровне 13–14 ТэВ поиск проявлений новой физики, в том числе рождения тяжёлых киральных  $Z^*$ - и  $W^*$ -бо-

зонов, продолжится с новой силой и новыми ожиданиями.

Авторы выражают глубокую благодарность коллегам по Объединённому институту ядерных исследований, Петербургскому институту ядерной физики им. Б.П. Константинова Национального исследовательского центра "Курчатовский институт" и коллаборации ATLAS.

## Список литературы

1. Evans L, Bryant P (Eds) "LHC Machine" *JINST* **3** S08001 (2008)
2. Aad G et al. (The ATLAS Collab.) "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider" *JINST* **3** S08003 (2008)
3. Chizhov M V, Bednyakov V A, Budagov J A *ЯФ* **71** 2132 (2008); *Phys. Atom. Nucl.* **71** 2096 (2008)
4. Chizhov M V, Dvali G *Phys. Lett. B* **703** 593 (2008)
5. Чижов М В *ЭЧАЯ* **42** 171 (2011); Chizhov M V *Phys. Part. Nucl.* **42** 93 (2011)
6. Chizhov M V et al. *ЭЧАЯ* **43** 610 (2012); *Phys. Part. Nucl.* **43** 311 (2012)
7. Kaplan D B, Georgi H *Phys. Lett. B* **136** 183 (1984)
8. Kaplan D B, Georgi H, Dimopoulos S *Phys. Lett. B* **136** 187 (1984)
9. Schmaltz M *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **117** 40 (2003)
10. Arkani-Hamed N, Cohen A G, Georgi H *Phys. Lett. B* **513** 232 (2001); hep-ph/0105239
11. Schmaltz M, Tucker-Smith D *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **55** 229 (2005)
12. Antoniadis I *Phys. Lett. B* **246** 377 (1990)
13. Barbieri R et al. *Nucl. Phys. B* **703** 127 (2004)
14. Casalbuoni R et al. *Phys. Lett. B* **462** 48 (1999)
15. Avdeev L V, Chizhov M V *Phys. Lett. B* **321** 212 (1994)
16. Bardin D et al. *Письма в ЖЭТФ* **96** 315 (2012); *JETP Lett.* **96** 285 (2012); arXiv:1207.4400
17. Aad G et al. (The ATLAS Collab.) *JHEP* (11) 138 (2012); arXiv:1209.2535
18. Aad G et al. (The ATLAS Collab.) *Phys. Rev. D* **90** 052005 (2014); arXiv:1405.4123
19. Yeletsikh I, Bednyakov V, Chizhov M *ЭЧАЯ* **45** 394 (2014); *Phys. Part. Nucl.* **45** 254 (2014)
20. Chizhov M V et al. *ЭЧАЯ* **45** 903 (2014); *Phys. Part. Nucl.* **45** 517 (2014)

## Anomalous interacting $Z^*$ bosons — an example of JINR contribution to physics at LHC

V.A. Bednyakov, I.V. Yeletsikh, M.V. Chizhov, I.R. Boyko

Joint Institute for Nuclear Research,

ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation

E-mail: bedny@jinr.ru, ivanelekh@jinr.ru

Since fundamental particle physics research at the Joint Institute for Nuclear Research (JINR) has always included the use of highest-energy accelerator machines, it is only natural that from its very beginning the Institute played an active role in work on developing, assembling and upgrading both the Large Hadron Collider itself and its detectors. Along with providing hardware and software support to secure a trouble-free operation of detectors and the gathering and processing of experimental data, JINR sets as its primary goal to effectively participate in the unprecedentedly comprehensive and important LHC research program. As part of this program, the experimental search for new heavy chiral  $Z^*$  and  $W^*$  bosons is carried out by the ATLAS collaboration, an effort whose necessity was fully justified and strategy exhaustively developed by JINR physicists. The search results from the first run of the LHC are briefly discussed, together with the decisive contribution from JINR and future prospects.

**Keywords:**  $Z^*$  boson, LHC, ATLAS, JINR, heavy boson, lepton

PACS numbers: **12.15**.–y, **12.60**.–i, **13.85**.–t, **14.80**.–j

Bibliography — 20 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **186** (4) 425–433 (2016)

DOI: 10.3367/UFNR.0186.201604d.0425

Received 6 July 2015, revised 25 August 2015

*Physics – Uspekhi* **59** (4) (2016)