

УДК 539.12

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНА ГРАВИТОННЫХ РЕЗОНАНСОВ КАЛУЦЫ–КЛЕЙНА В ПРОЦЕССЕ РОЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ И ФОТОННЫХ ПАР НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ АТЛАС

И. А. СЕРЕНКОВА, А. А. ПАНКОВ, А. В. ЦИТРИНОВ

*Филиал Международного центра теоретической физики имени А. Салама**Учреждение образования «Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого», Республика Беларусь*

Введение

Одной из основных задач экспериментов на Большом адронном коллайдере LHC является поиск новых частиц и взаимодействий, предсказываемых теориями и моделями, выходящими за рамки Стандартной Модели (СМ). Задачу поиска эффектов «новой» физики можно разделить, по крайней мере, на два этапа. Первый этап нацелен на поиск любых экспериментальных проявлений прямых (резонансных) или косвенных (пропагаторных) эффектов нестандартной физики вне зависимости от источника, который их вызывает. Следующий этап относится к случаю, когда эффекты «новой» физики уже экспериментально обнаружены с заданной статистической значимостью. Поэтому на данном этапе для выявления источника «рассогласования» поведения наблюдаемых от предсказаний СМ и идентификации природы этих эффектов необходимо выполнить последовательное сравнение различных теоретических моделей, имеющих сходные или идентичные феноменологические следствия с полученными экспериментальными данными. Результатом этого анализа может стать установление теоретической модели, которая давала бы наилучшее согласие с экспериментальными данными, т. е. обеспечивала бы наилучший фит данных. Альтернативным решением данной проблемы могло бы стать создание методики, базирующейся на использовании новых физических наблюдаемых, однозначно выделяющих какую-то конкретную модель (или класс моделей) из полного набора возможных теоретических схем, имеющих сходные феноменологические проявления.

Существование новых тяжелых резонансов с разными спинами предсказывается многими теоретическими моделями, выходящими за рамки СМ. К ним относятся, например, скалярные (S) резонансы в суперсимметричных теориях с нарушенной R -четностью [1], новые нейтральные векторные Z' -бозоны (V) [2], гравитонные резонансы (G) в теориях Калуцы–Клейна [3] и др. Очевидно, что достижение порога рождения новых частиц явилось бы прямым доказательством проявлений «новой», нестандартной, физики.

Следует иметь в виду, что рождение резонансов с массой $M_R > 1$ ТэВ и их распад в e^+e^- -пару в процессе Дрелла–Яна и пару фотонов

$$pp \rightarrow R \rightarrow e^+e^- + X \text{ и } pp \rightarrow R \rightarrow \gamma\gamma + X, \quad (1)$$

где $R = S, V, G$, весьма вероятно станет первым сигналом «новой» физики, обнаруженным в экспериментах на Большом адронном коллайдере ЛHC в ЦЕРНе, в силу сравнительно простой кинематики процессов, возможности регистрации лептонов с высокой эффективностью и из-за значительной подавленности фоновых процессов. Как отмечалось выше, для установления теоретической модели, предсказывающей существование новых резонансов, необходимо определить их динамические характеристики (массу, спин и константы связи). Масса резонансов определяется по положению пика в распределении инвариантных масс лептонных пар, а спин резонанса можно установить из характерных угловых распределений продуктов распада резонансов. Определение констант связи в адронных столкновениях является существенно более сложной задачей, так как адронные процессы, включающие в себя, как правило, несколько партонных процессов, зависят в общем случае от большого числа констант связи. Отметим, что определение спина новых тяжелых резонансных состояний само по себе является важной задачей, так как позволит идентифицировать соответствующую модель или класс моделей, предсказывающих такие промежуточные состояния. Поэтому установление природы резонансов является чрезвычайно важной задачей.

Недавно в работах [4]–[7] был разработан подход по обнаружению и выделению косвенных сигналов, индуцируемых гравитонными башнями со спином-2 в теориях Калуцы–Клейна с дополнительными пространственными измерениями, из всего возможного многообразия вкладов «новой» физики в процессе адронного рождения лептонных пар. Данная методика базируется на использовании новой асимметрии центр–край A_{CE} . В представленной работе выполнено дальнейшее обобщение данного анализа. В первую очередь это касается расширения круга исследуемых резонансных состояний с разными спинами, которые могут иметь идентичные с гравитонными состояниями экспериментальные проявления на начальном этапе их поиска, например, при измерении спектра инвариантных масс лептонных пар. Здесь речь идет об упомянутых выше снейттринном скалярном резонансе, предсказываемом суперсимметричными теориями с нарушенной R -четностью, а также о новых тяжелых нейтральных бозонах в теориях с расширенным калибровочным сектором. Все три резонанса, со спином-0, -1 и -2, при равных массах и определенных модельных параметрах могут давать одинаковое число резонансных событий, т. е. быть неотличимыми друг от друга при измерении полных резонансных сечений. В то же время, как показано в статье, асимметрия центр–край A_{CE} обладает уникальной возможностью разделять эффекты, индуцируемые резонансами с разными спинами и относящимися к различным классам моделей, а также идентифицировать модели в рамках одного класса. Кроме того, в работе выполнена своего рода «компьютерная апробация» потенциальных возможностей коллайдера ЛHC по разделению эффектов новых резонансов и идентификации спина гравитонов в условиях эксперимента АТЛАС посредством Монте-Карло моделирования процессов инклюзивного рождения лептонных пар с использованием соответствующих методов отбора и регистрации событий на детекторе АТЛАС.

Поиск гравитонных резонансов в эксперименте АТЛАС

Модель Рэндалл–Сандрума [3] с одним дополнительным пространственным измерением предсказывает существование узких гравитонных резонансов со спином-2. В модели имеется два независимых параметра, причем константы связи гравитонов с фермионами, скалярными и векторными бозонами зависят от безразмерного отношения k/\bar{M}_{Pl} , где параметр k связан с кривизной в пятимерном пространстве, а \bar{M}_{Pl} есть редуцированная планковская масса ($\bar{M}_{Pl} = M_{Pl}/8\pi$). Массы возбужденных гравитонных состояний, обозначаемые как $G^{(n)}$, выражаются через массу первого

возбужденного состояния в виде $m_1 \equiv M_G$, $m_n = m_1 x_n / x_1$, где x_n – нули функции Бесселя $J_1(x_n)$ ($x_1 = 3,8317$; $x_2 = 7,0156$, $x_3 = 10,1735$, ...). Параметр k / \bar{M}_{p1} варьируется в пределах от $0,01 < k / \bar{M}_{p1} < 0,1$. Современные ограничения на массу первого возбужденного состояния, полученные из экспериментов на протон-антипротонном коллайдере Тэватрон, составляют 300 ГэВ для $k / \bar{M}_{p1} = 0,01$ и 900 ГэВ для $k / \bar{M}_{p1} = 0,1$ (уровень достоверности 95 %).

Процессы адронного рождения гравитона и его последующий распад в e^+e^- и фотонные пары (1) описывается на партонном уровне двумя подпроцессами – аннигиляцией кварков и слиянием глюонов:

$$q\bar{q} \rightarrow e^+e^-, \gamma\gamma \text{ и } gg \rightarrow e^+e^-, \gamma\gamma. \quad (2)$$

Резонансное рождение гравитона может быть обнаружено в распределении инвариантных масс лептонных и фотонных пар в виде пика или «плеча». Инклюзивное дифференциальное сечение процессов (1) для рождения $R = G$ может быть представлено в виде суммы кваркового и глюонного вкладов:

$$\frac{d\sigma}{dMdydz} = \frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dMdydz} + \frac{d\sigma_{gg}}{dMdydz}, \quad (3)$$

где M и y – инвариантная масса и быстрота лептонной и фотонной пары, соответственно, $z = \cos \theta_{cm}$, θ_{cm} – угол вылета лептонов и фотонов по отношению к направлению движения начальных кварков в системе центра масс партонной пары. В свою очередь, сечения, содержащиеся в правой части выражения (3), можно представить в виде:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{q\bar{q}}}{dMdydz} = & K \frac{2M}{s} \sum_q \left\{ \left[f_{q|P_1}(\xi_1, M) f_{\bar{q}|P_2}(\xi_2, M) + f_{\bar{q}|P_1}(\xi_1, M) f_{q|P_2}(\xi_2, M) \right] \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{even}}}{dz} + \right. \\ & \left. + \left[f_{q|P_1}(\xi_1, M) f_{\bar{q}|P_2}(\xi_2, M) - f_{\bar{q}|P_1}(\xi_1, M) f_{q|P_2}(\xi_2, M) \right] \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{odd}}}{dz} \right\}, \\ \frac{d\sigma_{gg}}{dMdydz} = & K \frac{2M}{s} f_{g|P_1}(\xi_1, M) f_{g|P_2}(\xi_2, M) \frac{d\hat{\sigma}_{gg}}{dz}. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{even}} / dz$ и $d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\text{odd}} / dz$ – четная и нечетная части дифференциального сечения $d\hat{\sigma}_{q\bar{q}} / dz$ относительно кинематической переменной z . Кроме того, через K обозначен так называемый K -фактор, учитывающий КХД-поправки высших порядков по α_s . В лидирующем порядке по α_s он имеет вид:

$$K = 1 + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{2\pi} \left(1 + \frac{4}{3} \pi^2 \right). \quad (5)$$

Функции распределения партонов в протонах обозначены через $f_{j|P_i}(\xi_i, M)$, где ξ_1 и ξ_2 – доли импульса партонов в протоне:

$$\xi_1 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^y, \quad \xi_2 = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{-y}. \quad (6)$$

Дифференциальное угловое распределение лептонов и фотонов с инвариантной массой M в интервале ΔM в окрестности пика узкого резонанса, $(M_R - \Delta M/2, M_R + \Delta M/2)$ определяется как

$$\frac{d\sigma}{dz} = \int_{M_R - \Delta M/2}^{M_R + \Delta M/2} dM \int_{-Y}^Y dy \frac{d\sigma}{dM dy dz}, \quad (7)$$

где $Y = \ln(\sqrt{s}/M)$ – быстрота резонанса R . Сечение рождения лептонного, а также фотонного распада резонанса R в процессе (1) получается из дифференциального сечения (7) интегрированием правой части по z в интервале $|z| < z_{\text{cut}}$ ($z_{\text{cut}} \leq 1$):

$$\sigma(R_{ll}) \equiv \sigma(pp \rightarrow R) BR(R \rightarrow l^+ l^-) = \int_{-z_{\text{cut}}}^{z_{\text{cut}}} dz \int_{M_R - \Delta M/2}^{M_R + \Delta M/2} dM \int_{-Y}^Y dy \frac{d\sigma}{dM dy dz}. \quad (8)$$

Если в формулах (7) и (8) учитывается геометрия детектора с помощью углового ограничения z_{cut} , тогда и предел интегрирования по быстроте Y в уравнениях (7) и (8) становится функцией двух кинематических переменных: $Y = Y(z, M)$. Через ΔM обозначена ширина бина по инвариантной массе лептонной пары, определяемая энергетическим разрешением детектора АТЛАС.

Прежде всего, сосредоточимся на процессе рождения $e^+ e^-$ -пар. Приведем структуру выражений для партонных дифференциальных сечений рождения скалярных и векторных резонансов в процессе (1). В качестве частицы со спином-0 рассмотрим нейтрино $\tilde{\nu}$ в суперсимметричной теории с нарушенной R -четностью. Дифференциальное сечение процесса $\bar{q}q \rightarrow \gamma, Z, \tilde{\nu} \rightarrow l^+ l^-$ на партонном уровне имеет вид:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}}{dz} = \frac{d\sigma_{q\bar{q}}^{SM}}{dz} + \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\tilde{\nu}}}{dz}, \quad (9)$$

где

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\tilde{\nu}}}{dz} = \frac{1}{3} \frac{\pi \alpha_{em}^2}{4M^2} \left(\frac{\lambda \lambda'}{e^2} \right)^2 |\chi_{\tilde{\nu}}|^2 \delta_{qd}. \quad (10)$$

Здесь λ' и λ представляют собой юкавовские константы связи нейтрино $\tilde{\nu}$ с $\bar{d}d$ и $l^+ l^-$, соответственно. Пропагатор нейтрино имеет вид:

$$\chi_{\tilde{\nu}} = \frac{M^2}{M^2 - M_{\tilde{\nu}}^2 + i M_{\tilde{\nu}} \Gamma_{\tilde{\nu}}}, \quad (11)$$

где $M_{\tilde{\nu}} (\Gamma_{\tilde{\nu}})$ – масса (полная ширина распада) нейтрино. В приближении узких резонансов дифференциальное сечение (10) можно представить в виде

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{\tilde{\nu}}}{dz} \approx \frac{\pi}{24} \frac{X}{M_{\tilde{\nu}}} \delta(M - M_{\tilde{\nu}}) \delta_{qd}, \quad (12)$$

где $X = (\lambda')^2 BR(\tilde{\nu} \rightarrow l^+ l^-)$, $BR(\tilde{\nu} \rightarrow l^+ l^-)$ есть относительная ширина распада нейтрино в пару лептонов.

Для векторного резонанса, например Z' -бозона, дифференциальное сечение процесса $\bar{q}q \rightarrow \gamma, Z', \tilde{\nu} \rightarrow l^+l^-$ имеет вид:

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}}{dz} = \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{SM}}{dz} + \frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{SM}}{dz}. \quad (13)$$

Здесь

$$\frac{d\hat{\sigma}_{q\bar{q}}^{Z'}}{dz} = \frac{\pi\alpha_{em}^2}{6M^2} [S_q^{Z'}(1+z^2)]; \quad (14)$$

$$S_q^{Z'} \equiv (v_q'^2 + a_q'^2)(v_e'^2 + a_e'^2)|\chi_{Z'}|^2, \quad (15)$$

где пропагатор Z' есть

$$\chi_{Z'} = \frac{M^2}{M^2 - M_{Z'}^2 + iM_{Z'}\Gamma_{Z'}}. \quad (16)$$

В соответствии с приведенными выше аргументами в резонансном сечении (13) мы пренебрегаем $(\gamma, Z) - Z'$ интерференционными членами.

В настоящей работе было выполнено моделирование рождения гравитонных резонансов G , векторных Z' -бозонов, а также скалярного суперсимметричного снейтрино в канале Дрелла–Яна при энергии 14 ТэВ и интегральной светимости 100 фбн^{-1} коллайдера ЛНС. Расчеты процессов рождения и распада бозонов, а также фоновых процессов к ним проводились с помощью пакета генерации событий РYТНIA 6.217 [8] в рабочей среде АТНЕНА. Для того чтобы оценить реальные возможности коллайдера ЛНС по поиску и обнаружению бозонных резонансов, в расчетах была учтена геометрия детектора АТЛАС с соответствующими ограничениями на кинематические параметры. Кроме того, при вычислении наблюдаемых с помощью пакета программ РYТНIA 6.217 использовались партонные функции распределения СТЕQ6L [9].

В процессе резонансного рождения гравитонов фон определяется главным образом дрелл-яновскими лептонными парами, образующимися в СМ. Число резонансных N_S и фоновых N_B событий определяется выражениями $N_S = \varepsilon AL_{\text{int}} \cdot \sigma(G_{ll})$ и $N_B = \varepsilon AL_{\text{int}} \cdot \sigma_{DY}$, соответственно. Здесь ε есть эффективность регистрации лептонной пары; A – акцептанс установки АТЛАС. Для иллюстрации на рис. 1 представлено распределение лептонных пар по инвариантной массе M для процесса резонансного рождения гравитонов, полученное с помощью пакетов РYТНIA и АТНЕНА.

Минимальное число резонансных событий N_S^{min} , необходимое для детектирования резонанса над фоном, определяется в соответствии с критерием, обеспечивающим заданную статистическую значимость резонансного сигнала на уровне 5σ , согласно которому выбирается наибольшее из двух значений: $5\sqrt{N_B}$ или 10 событий.

Уникальная особенность процесса рождения фотонных пар, по сравнению с лептонным каналом Дрелла–Яна, состоит в том, что промежуточными состояниями в этой реакции могут быть лишь бозоны двух типов, скалярные и тензорные, в то время как в дилептонном рождении не исключена возможность существования также векторного состояния. Уменьшение числа гипотетических промежуточных состояний в процессе двухфотонного рождения ведет к усилению чувствительности наблюдаемых величин к параметрам резонансов и, тем самым, увеличению масштаба порога обнаружения и идентификации для возбужденных состояний гравитонных резонансов.

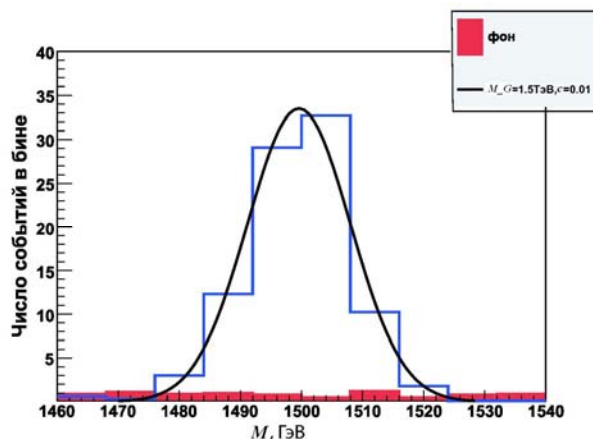


Рис. 1. Резонансное и фоновое распределение лептонов по инвариантной массе для $M_G = 1,5$ ТэВ и $c = 0,01$ для интегральной светимости 100 фбн^{-1}

Идентификация спина гравитонов

Если резонанс обнаружен в эксперименте АТЛАС в распределении по инвариантной массе лептонных и фотонных пар, то далее необходимо будет установить его природу и, в первую очередь, спин резонанса. Для этой цели можно использовать угловое распределение вылета лептонов. Предположим, что измеренное в эксперименте угловое распределение лептонов согласуется с соответствующим распределением, характерным для распада резонансов со спином-2. В этом случае для идентификации спина гравитона необходимо определить область в параметрическом пространстве, для которой альтернативные гипотезы резонансов со спином-0 и -1 будут исключены. Отметим, что во всех трех случаях предполагается одинаковое количество резонансных событий. Процедуру сравнения гипотез для резонансов с разными спинами удобно выполнить с помощью асимметрии центр–край [4]–[7], которая определяется как отношение сечений

$$A_{CE} = \frac{\sigma_{CE}}{\sigma}, \quad (17)$$

где

$$\sigma_{CE}(z^*) = \left[\int_{-z^*}^{z^*} - \left(\int_{-z_{cut}}^{-z^*} + \int_{z^*}^{z_{cut}} \right) \right] \frac{d\sigma}{dz} dz, \quad \sigma = \int_{-z_{cut}}^{z_{cut}} \frac{d\sigma}{dz} dz. \quad (18)$$

Здесь z^* ($0 < z^* < 1$) – параметр, который определяет границу между центральными и краевыми областями.

Исключение альтернативных гипотез с уровнем достоверности 95 % для резонансов со спинами-0 и -1 осуществляется известным статистическим методом, основанным на использовании критерия χ^2 [10]. Функция χ^2 строится из асимметрии центр–край (17) для резонансов с разными спинами. Задача состоит в том, чтобы определить области на плоскости параметров гравитона $(M_G, k / \bar{M}_{Pl})$, в которых исключаются гипотезы существования резонансов со спином-0 и -1 на уровне достоверности 95 %. Эти области лежат слева от линий, обозначенных подписями с исключением той или иной гипотезы. Исключение обеих гипотез со спином-0 и -1 означает идентификацию спина гравитона. На рис. 2 представлены результаты количественного анализа процессов рождения e^+e^- и фотонных пар по определению порога обнаружения (discovery reach) и порога идентификации (identification reach) гравитонного резонанса со спином-2.

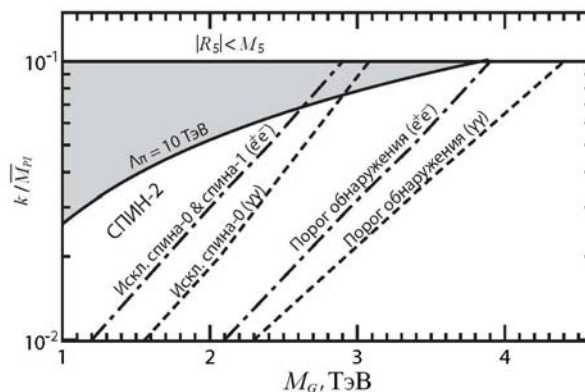


Рис. 2. Пороги обнаружения и идентификации для гравитона со спином-2, полученные из процесса $pp \rightarrow e^+e^- + X$ и $pp \rightarrow \gamma\gamma + X$ в эксперименте АТЛАС на коллайдере ЛНС при интегральной светимости $L = 100 \text{ фбн}^{-1}$

Затонированная область на плоскости гравитонных масс и констант связи $M_G, k/\bar{M}_{pl}$ указывает те параметры, для которых гравитоны со спином-2 могут быть идентифицированы с уровнем достоверности 95 %. Кроме того, на рис. 2 показаны теоретические ограничения $\Lambda_\pi = m_1/(c\chi_1) < 10 \text{ ТэВ}$, гарантирующие отсутствие дополнительных иерархий в промежутке энергий от M_{EW} до Λ_π [10].

Из рис. 2 следует, что для констант связи гравитонов, равных $k/\bar{M}_{pl} = 0,01$ и $0,1$, соответственно, пороги обнаружения гравитонов для электронов (фотонов) составляют 2,1 (2,25) ТэВ и 3,9 (4,5) ТэВ на уровне 5σ , а пороги идентификации гравитонов – 1,2 (1,6) ТэВ и 2,9 (3,1) ТэВ на уровне 95 %.

Литература

1. J. Kalinowski, R. Rückl, H. Spiesberger and P.M. Zerwas, Phys. Lett. B. 406, 1997, P. 314.
2. J. L. Hewett and T. G. Rizzo, Phys. Rept. 183, 1983, P. 193; P. Langacker, Phys. Rept. D 75, 2007, P. 055013; A. Leike, Phys. Rept. 317, 1999, P. 143.
3. L. Randall, R. Sundrum, Phys. Rev. Lett. 83, 1999, P. 3370.
4. P. Osland, A. A. Pankov and N. Paver, Phys. Rev. D 68, 2003, P. 015007.
5. E. W. Dvergsnes, P. Osland, A. A. Pankov and N. Paver, Phys. Rev. D. 69, 2004, P. 115001.
6. E. W. Dvergsnes, P. Osland, A. A. Pankov and N. Paver, Int. J. Mod. Phys. A 20, 2005, P. 2232.
7. P. Osland, A. A. Pankov, A. V. Tsytrinov and N. Paver, Phys. Rev. D.78, 2008, P. 035008.
8. T. Sjostrand et. al, Comput. Phys. Commun., 2001, P. 238.
9. CTEQ Collaboration, H.L. Lai et al., Eur. Phys. J. C12,2000, P. 375; J. Pumplin et al., JHEP 0207, 2002, P. 012; D. Stump et al., JHEP 0310,2003, P. 046.
10. K. Nakamura [et al.] (Particle Data Group), J. Phys. G. 37, 2010, P. 075021.

Получено 09.09.2010 г.