

КОНТРАКЦИЯ КАЛИБРОВОЧНОЙ ГРУППЫ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ НЕ ПРОТИВОРЕЧИТ ДАНЫМ ЛНС

Н. А. Громов *

Физико-математический институт, Коми научный центр УрО РАН,
Сыктывкар, Россия

В рамках гипотезы о контракции калибровочной группы Стандартной модели анализируется поведение амплитуды доминантного процесса рождения бозона Хиггса в четырехлептонном распаде при увеличении температуры Вселенной T . Показано, что модифицированный процесс распадается на ряд каналов, зависящих от вклада цветовых компонент в петле виртуальных кварков, приводящих к образованию бозона Хиггса. При сравнении теоретической зависимости с данными ЛНС по сечениям рождения бозона Хиггса при значениях энергии 7, 8, 13 и 14 ТэВ видно, что гипотеза о контракции калибровочной группы Стандартной модели не противоречит этим данным.

Within the framework of the contraction hypothesis of the gauge group of the Standard Model, the behavior of the amplitude of the dominant Higgs boson production process in the four-lepton decay with increasing Universe temperature T is analyzed. It is shown that the modified process breaks down into a number of channels depending on the contribution of the color components in the loop of virtual quarks, leading to the production of the Higgs boson. Comparison with LHC data on Higgs boson production cross sections at energies of 7, 8, 13, and 14 TeV showed that the hypothesis about the contraction of the gauge group of the Standard Model does not contradict these data.

PACS: 14.80.Bn

ВВЕДЕНИЕ

Стандартная модель представляет собой калибровочную теорию, основанную на калибровочной группе $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Сильные взаимодействия кварков описываются квантовой хромодинамикой (КХД) [1] с калибровочной группой $SU(3)$ и характерной температурой 0,2 ГэВ. Электромагнитные и слабые взаимодействия частиц включены в электрослабую модель [2] с калибровочной группой $SU(2) \times U(1)$, в которой $SU(2)$ отвечает за слабые взаимодействия с характерной температурой 100 ГэВ, тогда как группа $U(1)$ ассоциирована с дальнедействующими

* E-mail: gromov@ipm.komisc.ru

электромагнитными взаимодействиями. Вследствие нулевой массы фотона его характерная температура простирается до «бесконечной» планковской энергии $\sim 10^{19}$ ГэВ.

Отталкиваясь от наблюдения характерных энергий, мы предлагаем [3–5] новую гипотезу: *калибровочная группа Стандартной модели становится проще с увеличением температуры Вселенной*. В качестве механизма такого упрощения предлагается операция *контракции группы* $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, *параметр которой уменьшается при увеличении температуры*. Поскольку средняя энергия (температура T) горячей Вселенной связана с ее возрастом [6], то параметр контракции $\varepsilon \sim T^{-q}$, $q > 0$, стремится к нулю при $T \rightarrow \infty$, т. е. при приближении к моменту ее рождения в результате Большого взрыва.

Поскольку изменение калибровочной группы в процессе контракции происходит непрерывно, в том числе и в самом начале предельного перехода при $\varepsilon \sim 1$, можно попытаться уловить влияние эффекта контракции, сравнив полученные на LHC данные по сечению рождения бозона Хиггса при разных энергиях с теоретической зависимостью сечения от T . В данной работе мы анализируем доминантный механизм рождения и регистрации бозонов Хиггса на LHC в четырехлептонном процессе.

1. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПОЛЕЙ ПРИ КОНТРАКЦИИ

Калибровочная группа $SU(2) \times U(1)$ электрослабой модели действует в пространстве \mathbf{C}_2 фундаментального представления группы $SU(2)$. Векторы из \mathbf{C}_2 интерпретируются как лептонные и кварковые поля, а параметры группы — как калибровочные бозоны.

Введем контрактированную группу $SU(2; \varepsilon)$ и соответствующее пространство фундаментального представления $\mathbf{C}_2(\varepsilon)$ согласованным изменением [7] элементов группы $SU(2)$ и компонент пространства \mathbf{C}_2 вида

$$\begin{pmatrix} z'_1 \\ \varepsilon z'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & \varepsilon\beta \\ -\varepsilon\bar{\beta} & \bar{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_1 \\ \varepsilon z_2 \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Наш подход базируется на действии матриц с зависящими от контракционного параметра ε элементами на векторы, компоненты которых тоже зависят от этого параметра.

Левые лептонные $L_l = \begin{pmatrix} \nu_l \\ e_l \end{pmatrix}$ и кварковые $Q_l = \begin{pmatrix} u_l \\ d_l \end{pmatrix}$ поля являются $SU(2)$ -дублетами (векторами), поэтому их компоненты преобразуются как компоненты вектора z , а преобразование стандартных калибровочных полей [2] индуцируется элементами матрицы:

$$W_\mu^\pm \rightarrow \varepsilon W_\mu^\pm, \quad Z_\mu \rightarrow Z_\mu, \quad A_\mu \rightarrow A_\mu, \quad e_l \rightarrow \varepsilon e_l, \quad d_l \rightarrow \varepsilon d_l, \quad \nu_l \rightarrow \nu_l, \quad u_l \rightarrow u_l. \quad (2)$$

Правые лептонные и кварковые поля являются $SU(2)$ -синглетами (скалярами), поэтому не меняются. Группа $U(1)$ состоит из умножений

векторов пространства представления на комплексное число $U(1)$ ($z' = e^{i\omega/2}z = e^{i\omega Y}z$, $\omega \in \mathbf{R}$) и при контракции не преобразуется. То же справедливо для ее калибровочного бозона — фотона γ .

В механизме спонтанного нарушения симметрии, с помощью которого генерируются массы векторных бозонов и других частиц электрослабой модели, одно из основных состояний бозонного лагранжиана выбирается в качестве вакуума модели, затем рассматриваются малые возмущения относительно этого вакуума: $\varphi = \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$. Поэтому поле бозона Хиггса $H(x)$, константа v и зависящие от нее массы частиц m_p умножаются на контракционный параметр ε :

$$H \rightarrow \varepsilon H, \quad v \rightarrow \varepsilon v, \quad m_p \rightarrow \varepsilon m_p, \quad p = H, W, Z, e, u, d. \quad (3)$$

Замены (2), (3) в лагранжиане электрослабой модели дают преобразованный лагранжиан в виде разложения по степеням ε :

$$L_{\text{EWM}}(\varepsilon) = L_\infty + \varepsilon L_1 + \varepsilon^2 L_2 + \varepsilon^3 L_3 + \varepsilon^4 L_4. \quad (4)$$

При $\varepsilon \rightarrow 0$ слагаемые с более высокими степенями ε вносят меньший вклад в лагранжиан, чем слагаемые с низкими степенями, поэтому при определенных температурах ими можно пренебречь.

Квантовая хромодинамика — это калибровочная теория с группой $SU(3)$, действующей в трехмерном комплексном пространстве \mathbf{C}_3 цветовых состояний кварков $q = (q_1, q_2, q_3)^t \equiv (q_R, q_G, q_B)^t \in \mathbf{C}_3$, где через $q(x)$ обозначены кварковые поля $q = u, d, s, c, b, t$, а индексы R (red), G (green), B (blue) обозначают цветовые степени свободы [1]. Контракция калибровочной группы КХД $SU(3; \varepsilon)$ определяется действием группы $q'(\varepsilon) = U(\varepsilon)q(\varepsilon)$ вида

$$\begin{pmatrix} q'_1 \\ \varepsilon q'_2 \\ \varepsilon^2 q'_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u^{11} & \varepsilon u^{12} & \varepsilon^2 u^{13} \\ \varepsilon u^{21} & u^{22} & \varepsilon u^{23} \\ \varepsilon^2 u^{31} & \varepsilon u^{32} & u^{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_1 \\ \varepsilon q_2 \\ \varepsilon^2 q_3 \end{pmatrix} \quad (5)$$

в цветовом пространстве $\mathbf{C}_3(\varepsilon)$ фундаментального представления при $\varepsilon \rightarrow 0$.

Переход от группы $SU(3)$ и пространства \mathbf{C}_3 к группе $SU(3; \varepsilon)$ и пространству $\mathbf{C}_3(\varepsilon)$ осуществляется подстановками в лагранжиан стандартной КХД полей глюонов и кварков вида

$$u_\mu^{12} \rightarrow \varepsilon u_\mu^{12}, \quad u_\mu^{23} \rightarrow \varepsilon u_\mu^{23}, \quad u_\mu^{13} \rightarrow \varepsilon^2 u_\mu^{13}, \quad q_1 \rightarrow \varepsilon q_1, \quad q_2 \rightarrow \varepsilon q_2, \quad q_3 \rightarrow \varepsilon^2 q_3. \quad (6)$$

Диагональные калибровочные поля (глюоны) $u_\mu^{11}, u_\mu^{22}, u_\mu^{33}$ при этом не преобразуются. Полный лагранжиан модифицированной КХД с контракционной калибровочной группой может быть записан в виде

$$L_{\text{QCD}}(\varepsilon) = L^0 + \varepsilon^2 L^{(2)} + \varepsilon^4 L^{(4)} + \varepsilon^6 L^{(6)} + \varepsilon^8 L^{(8)}. \quad (7)$$

Объединение лагранжианов (4) и (7) дает лагранжиан модифицированной Стандартной модели в виде разложения по степеням ε :

$$\mathcal{L}_{SM}(\varepsilon) = \mathcal{L}^0 + \varepsilon \mathcal{L}^{(1)} + \varepsilon^2 \mathcal{L}^{(2)} + \varepsilon^3 \mathcal{L}^{(3)} + \varepsilon^4 \mathcal{L}^{(4)} + \varepsilon^6 \mathcal{L}^{(6)} + \varepsilon^8 \mathcal{L}^{(8)}. \quad (8)$$

Явный вид слагаемых $\mathcal{L}^{(k)}$ приведен в работе [5]. В итоге для Стандартной модели получаем семь стадий поведения при увеличении температуры Вселенной, которые различаются степенями контракционного параметра, что в значительной мере снимает проблему иерархий [1]. Границы между стадиями определяются характерными температурами КХД $T_8 = 0,2$ ГэВ и электрослабой модели $T_4 = 100$ ГэВ и для k -й степени выражаются формулой

$$T_k = T_8 \left(\frac{T_8}{T_4} \right)^{1-8/k}.$$

С ее помощью легко находим граничные значения (в гигаэлектронвольтах):

$$T_1 = 10^{18}, \quad T_2 = 10^7, \quad T_3 = 10^3, \quad T_4 = 10^2, \quad T_6 = 1, \quad T_8 = 2 \cdot 10^{-1},$$

которые не зависят от степени q , связывающей параметр контракции и температуру. При $T > T_k$ слагаемые $\mathcal{L}^{(k)}$ с множителем ε^k считаем пренебрежимо малыми. Оценка «бесконечной» температуры $T_1 \approx 10^{18}$ ГэВ сравнима с энергией Планка $\sim 10^{19}$ ГэВ, при которой становится существенным влияние гравитации. Таким образом, контракция калибровочной группы Стандартной модели не выводит за пределы проблем, описываемых электрослабыми и сильными взаимодействиями.

2. СЕЧЕНИЕ РОЖДЕНИЯ БОЗОНА ХИГГСА

Доминантный механизм рождения и регистрации бозонов Хиггса на ЛНС описывается диаграммой Фейнмана, представленной на рис. 1, а при $\varepsilon = 1$. Во встречных протонных пучках два глюона, связывающие кварки в адроны, объединяются в петлю виртуальных кварков (t - или b -типа), которая рождает бозон Хиггса H , далее распадающийся на пару нейтральных Z -бозонов. Впоследствии каждый из Z -бозонов распадается на пару заряженных лептонов L (электронов или мюонов). Одновременная регистрация четырех лептонов является индикатором рождения бозона Хиггса.

Из лагранжиана модифицированной электрослабой модели (4) и преобразования полей (2), (3) $t \rightarrow t$, $b \rightarrow \varepsilon b$, $Z \rightarrow Z$, $H \rightarrow \varepsilon H$ с учетом того, что пропагатор — это обратный оператор к уравнению свободной частицы, т. е. если уравнение бозона Хиггса домножается на ε^2 , то его пропагатор — на ε^{-2} , получаем преобразованную диаграмму (см. рис.1, а), где $\alpha = 1$ соответствует t -кварку, а $\alpha = 2$ отвечает b -кварку.

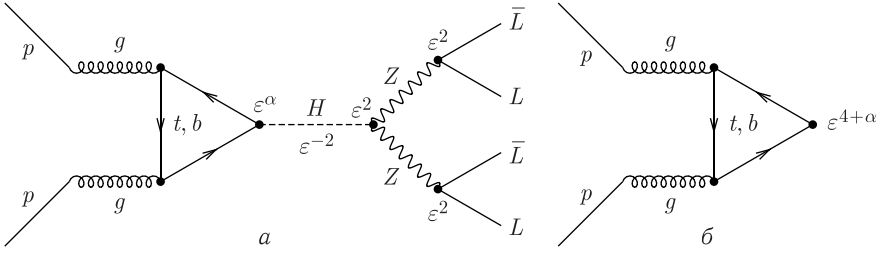


Рис. 1. а) Модифицированная диаграмма рождения бозона Хиггса в четырехлептонном процессе. б) Диаграмма рождения бозона Хиггса, зависящая от сильных взаимодействий кварков

После подсчета множителей ε , характеризующих правую электро-слабую часть диаграммы, ее можно представить в виде (см. рис.1,б), зависящем только от сильных взаимодействий кварков. Модификация этой диаграммы определяется только контракцией группы $SU(3; \varepsilon)$. Если в исходной петле кварков их цветовые компоненты и глюоны равноправны, то в результате контракции происходит «расщепление» процессов образования бозонов Хиггса на разные каналы, связанные с разной зависимостью компонент кварков от $\varepsilon = (AT^{-1})^q$, $q > 0$, где $A = 4 \cdot 10^{-4}$, если размерность $T = [\text{ГэВ}]$, и $A = 4 \cdot 10^{-7}$, если $T = [\text{ТэВ}]$. Как следствие, получаем девять разных петель виртуальных кварков. Среди них есть каналы с убывающими при $\varepsilon \rightarrow 0$ амплитудами: пропорционально $\varepsilon^{\alpha-4}$ (рис. 2, а) и $\varepsilon^{\alpha-2}$ (рис. 2, б).

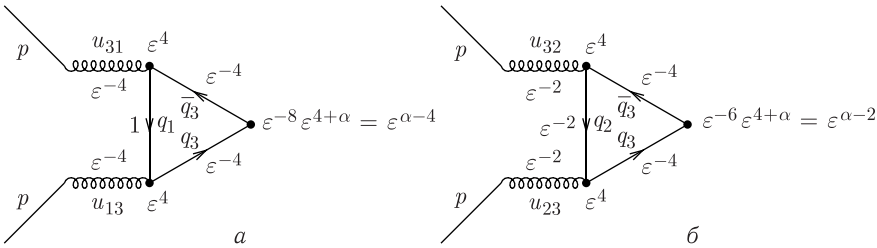


Рис. 2. Петля виртуальных кварков с амплитудой канала $M_{13}(\varepsilon)$ (а) и $M_{23}(\varepsilon)$ (б)

В результате устанавливаем, что амплитуды процессов рождения бозона Хиггса умножаются на контракционный параметр ε в различных степенях в зависимости от того, какие цветовые компоненты виртуальных кварков участвуют в его образовании: $M_{ik}(\varepsilon) = \varepsilon^r M_{ik}^0$, $i, k = 1, 2, 3$, где $r = -3, -1, 1, 3, 5$ для t -кварка и $r = -2, 0, 2, 4, 6$ для b -кварка. Здесь $M_{ik}^0 = M_{ik}(\varepsilon = 1)$ исходная амплитуда немодифицированного процесса с компонентами кварка q_i и q_k . Сечение процесса пропорционально квадрату амплитуды $\sigma_{ik} = |M_{ik}|^2$. Поскольку пара-

метр $\varepsilon = (AT^{-1})^q$ мал, то основной вклад в общее сечение σ^{tot} при увеличении температуры T дают каналы, пропорциональные параметру контракции с отрицательными степенями, представленные на рис. 2, т. е. $\sigma_t(T) = \sigma_t^0 \varepsilon^{-p} = \sigma_t^0 (A/T)^{-pq} \equiv C_t T^{pq}$, $p = 2, 4, 6$. Вклад остальных процессов либо не меняется, либо уменьшается по сравнению со стандартной ситуацией. Максимальный вклад вносит канал $M_{13}(\varepsilon)$ с участием t -кварка при $p = 6$:

$$\sigma_t(T) = T^{6q} \sigma_t^{\text{in}}. \quad (9)$$

Результаты измерений сечения рождения бозонов Хиггса в четырехлептонном распаде, полученные на ЛНС в течение ряда лет при столкновении протонных пучков разных энергий, приведены в работе [8]: $\sigma_{\text{tot}} = 17$ пб при $T = 7$ ТэВ, $\sigma_{\text{tot}} = 22$ пб при $T = 8$ ТэВ, $\sigma_{\text{tot}} = 56$ пб при $T = 13$ ТэВ, $\sigma_{\text{tot}} = 57$ пб при $T = 14$ ТэВ. Из этих данных следует, что измеренные сечения демонстрируют квадратичную зависимость от энергии: $\sigma_{\text{tot}} \sim T^2$.

Для приведения в согласие теоретической зависимости (9) с экспериментальными данными выберем $q = 1/3$. В результате для канала рождения t -кварка с амплитудой $M_{13}(\varepsilon)$ получим такую же квадратичную зависимость $\sigma_t(T) \sim T^2$. Другие растущие сечения пропорциональны температуре в дробных степенях $\sim T^{4/3}$ при $p = 4$ и $\sim T^{2/3}$ при $p = 2$. Вопрос о соотношении долей этих и других процессов в общем сечении σ_{tot} остается открытым.

Сечения рождения бозонов Хиггса в четырехлептонном распаде σ_{tot} , измеренные на ЛНС, представляют собой суммарный результат, учитывающий вклад как обоих t - и b -кварков, так и всех их цветов (компонент). Поэтому непосредственно использовать эти данные для анализа зависимости сечения рождения от T в разных каналах нельзя по причине «расщепления» процессов образования бозонов Хиггса петлей виртуальных кварков при учете вклада цветовых компонент. Необходимы дополнительные предположения о доле t - и b -петлевых вкладов в целом, о вкладах каждой цветовой компоненты кварков в общее сечение и др. Однако можно сделать вполне определенный вывод: *гипотеза о контракции калибровочной группы Стандартной модели не противоречит имеющимся экспериментальным данным по сечениям рождения бозонов Хиггса.*

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Емельянов В. М. Стандартная модель и ее расширения. М.: Физматлит, 2007. 584 с.
2. Рубаков В. А. Классические калибровочные поля. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 336 с.
3. Gromov N. A. Elementary Particles in the Early Universe // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2016. V. 03. P. 053.

4. Громов Н. А. Стандартная модель при высоких энергиях из контракции калибровочной группы // ЭЧАЯ. 2020. Т. 51, вып. 4. С. 601–610.
5. Gromov N. A. Particles in the Early Universe: High-Energy Limit of the Standard Model from the Contraction of Its Gauge Group. Singapore: World Sci., 2020. 162 p.
6. Gorbunov D. S., Rubakov V. A. Introduction to the Theory of the Early Universe: Hot Big Bang Theory. Singapore: World Sci., 2011. 488 p.
7. Громов Н. А. Контракции классических и квантовых групп. М.: Физматлит, 2012. 318 с.
8. Zyla P. A. *et al.* (*Particle Data Group*). The Review of Particle Physics // Prog. Theor. Exp. Phys. 2020. V. 2020, Iss. 8. P. 083C01; <http://doi.org/10.1093/ptep/ptaa104>.