

СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ С КОНТРАКТИРОВАННОЙ КАЛИБРОВОЧНОЙ ГРУППОЙ

Н. А. Громов^{a, 1}

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

Обсуждается гипотеза о том, что сформированная в результате электрослабого перехода Стандартная модель справедлива при более высокой температуре Вселенной, но уже с контрактированной калибровочной группой. Модифицированная модель предсказывает температурный рубеж $T \sim 10^7$ ГэВ, выше которого только половина частиц (нейтрино, бозон Хиггса, u -кварк и его цветовая R -компоненты), взаимодействующих путем обмена фотонами, нейтральными Z -бозонами и R -глюонами, оказывает преимущественное влияние на состояние космической среды. Модель не противоречит данным БАК по сечениям рождения бозона Хиггса при энергиях 7, 8, 13 и 14 ТэВ.

The hypothesis is discussed that the Standard Model formed as a result of the electroweak transition is valid at a higher temperature of the Universe, but already with a contracted gauge group. The modified model predicts a temperature threshold of $T \sim 10^7$ GeV, above which only half of the particles (neutrinos, Higgs boson, u -quark and its color R -component), interacting by exchanging photons, neutral Z -bosons and R -gluons, have a predominant influence on the state of the space environment. The model is not in conflict with the LHC data on Higgs boson creation cross sections at energies of 7, 8, 13, and 14 TeV.

PACS: 12.15.–y

ВВЕДЕНИЕ

Современная теория элементарных частиц и их взаимодействий — Стандартная модель (СМ) — с приемлемой точностью объясняет имеющиеся экспериментальные данные. Она подтверждена открытием бозона Хиггса в экспериментах на Большом адронном коллайдере (БАК). СМ представляет собой калибровочную теорию с группой симметрии $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Каждый множитель прямого произведения отвечает за определенный вид взаимодействий. Сильные взаимодействия кварков описываются квантовой хромодинамикой (КХД) [1] с калибровочной группой $SU(3)$ и характерной температурой 0,2 ГэВ. В электрослабой модели [2] с калибровочной группой $SU(2) \times U(1)$ множитель $SU(2)$ отвечает за слабые взаимодействия с характерной температурой 100 ГэВ, тогда как группа $U(1)$ ассоциирована с дальнодействующими

¹E-mail: gromov@ipm.komisc.ru

электромагнитными взаимодействиями. Вследствие нулевой массы фотона — переносчика этого взаимодействия — его характерная температура простирается до «бесконечной» планковской энергии 10^{19} ГэВ, т. е. до того предела, начиная с которого преобладает гравитационное взаимодействие.

СМ описывает состояние космической среды в процессе эволюции Вселенной [3]. При движении назад во времени в области высоких температур порядка энергетического масштаба сильных взаимодействий $T \sim 0,2$ ГэВ имеет место фазовый переход кварк-глюонная плазма — адроны. Выше этой температуры кварки и глюоны ведут себя как свободные частицы, а при меньших температурах они заключаются в адроны — бесцветные связанные состояния кварков и глюонов. При температурах масштаба слабых взаимодействий $T \sim 100$ ГэВ происходит электрослабый переход, связанный с нарушением электрослабой симметрии, скалярным конденсатом бозонов Хиггса, массивными W - и Z -бозонами. Выше температуры 100 ГэВ скалярный конденсат отсутствует, среднее значение поля Хиггса v равно нулю, т. е. бозон Хиггса, W - и Z -бозоны, а также лептоны и кварки, массы которых пропорциональны v , имеют нулевые массы. Иными словами, теория перестает работать.

На заре формирования Стандартной модели была выдвинута гипотеза [4, 5], названная впоследствии теорией великого объединения (ТВО), согласно которой при температуре порядка 10^{14} – 10^{16} ГэВ все три взаимодействия — сильное, слабое и электромагнитное — объединяются в одно в рамках калибровочной группы $SU(5)$ или ей подобных. До настоящего времени ТВО не подтверждена экспериментально [6].

Мы предлагаем [7–9] новую гипотезу: *сформированная в результате электрослабого перехода Стандартная модель справедлива при $T > 100$ ГэВ, но ее калибровочная группа становится проще с увеличением температуры. Механизм упрощения — контракция группы $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ с параметром $\varepsilon = (A/T)^q$, $q > 0$, $A = \text{const}$, который стремится к нулю при увеличении температуры, т. е. при приближении к моменту рождения Вселенной в результате Большого взрыва.*

1. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПОЛЕЙ ПРИ КОНТРАКЦИИ

В стандартной электрослабой модели калибровочная группа $SU(2) \times U(1)$ 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.

Мы введем контрактированную группу $SU(2; \varepsilon)$ и соответствующее пространство $\mathbf{C}_2(\varepsilon)$ согласованным изменением [10] элементов группы $SU(2)$ и компонент векторов из \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 вектор-

ра z , а преобразование физических калибровочных полей [2] индуцируется заменой $\beta \rightarrow \varepsilon\beta$. Группа $U(1)$ выражается умножением 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 (поле A_μ). В результате имеем преобразование полей вида

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &\rightarrow \varepsilon W_\mu^\pm, & Z_\mu &\rightarrow Z_\mu, & A_\mu &\rightarrow A_\mu, \\ e_s &\rightarrow \varepsilon e_s, & d_s &\rightarrow \varepsilon d_s, & u_s &\rightarrow u_s, & \nu_l &\rightarrow \nu_l, & s &= l, r. \end{aligned} \quad (2)$$

Специального анализа требует механизм спонтанного нарушения симметрии, с помощью которого генерируются массы векторных бозонов и других частиц электротеслабой модели. Основные состояния бозонного лагранжиана $L_B(\varepsilon)$, обеспечивающие минимум потенциалу

$$V(\phi(\varepsilon)) = \frac{\lambda}{4} [\varphi_1^2 + \varphi_2^2 + \varepsilon^2(\varphi_3^2 + \varphi_4^2) - v^2]^2,$$

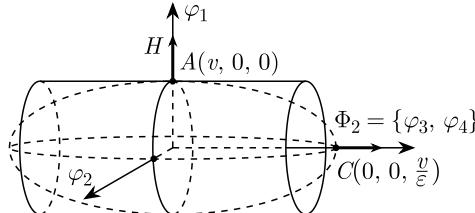
где $\phi_1 = \varphi_1 + i\varphi_2$, $\phi_2 = \varphi_3 + i\varphi_4$, лежат на трехмерном эллипсоиде в четырехмерном пространстве вещественных полей $\Phi_4(\varepsilon) = \{\varphi_k\}$. При $\varepsilon \rightarrow 0$ пространство $\Phi_4(\varepsilon)$ расслаивается на базу $\Phi_2 = \{\varphi_1, \varphi_2\}$ и слой $\Phi_2 = \{\varphi_3, \varphi_4\}$. Чтобы получить теорию с контрактированной калибровочной группой той же размерности, что и исходная, необходимо в механизме Хиггса выбрать основное состояние, попадающее в пределе в слой (точка A на рисунке), и затем рассматривать малые возмущения $H(x)$ относительно этого вакуума $\begin{pmatrix} v + H(x) \\ 0 \end{pmatrix}$. Поэтому поле бозона Хиггса $H(x)$, константа v и зависящие от нее массы частиц m_p при контракции остаются (в отличие от подхода [11]) неизменными:

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

Преобразования полей (2), (3) позволяют записать стандартный лагранжиан электротеслабой модели в виде разложения по степеням ε :

$$L_{\text{EWM}}(\varepsilon) = L_0 + L_0^{\text{int}} + \varepsilon^2(L_2 + L_2^{\text{int}}) + \varepsilon^4 L_4^{\text{int}}, \quad (4)$$

в котором квадратичные по полям слагаемые L_0, L_2 соответствуют частицам, а члены более высокого порядка описывают их взаимодействия. При $\varepsilon \rightarrow 0$ слагаемые с более



Эллипсоид ($\varepsilon \neq 0$, штриховые линии) и цилиндр ($\varepsilon = 0$) основных состояний бозонного лагранжиана $L_B(\varepsilon)$

высокими степенями ε вносят меньший вклад в лагранжиан, чем слагаемые с низкими степенями, что дает возможность оценить их сравнительный вклад в формирование свойств космической среды на разных этапах эволюции Вселенной.

Квантовая хромодинамика — это калибровочная теория с группой $SU(3)$, действующей в трехмерном комплексном пространстве \mathbf{C}_3 цветовых состояний夸克ов $q = (q_1, q_2, q_3)^t \equiv (q_R, q_G, q_B)^t \in \mathbf{C}_3$, где через $q(x)$ обозначены夸克овые поля $q = u, d, s, c, b, t$, а индексы R (red), G (green), B (blue) обозначают цветовые степени свободы [1]. Контрактированная калибровочная группа КХД $SU(3; \varepsilon)$ определяется действием вида

$$\begin{pmatrix} q'_R \\ \varepsilon q'_G \\ \varepsilon^2 q'_B \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_\mu^{RR} & \varepsilon A_\mu^{RG} & \varepsilon^2 A_\mu^{RB} \\ \varepsilon A_\mu^{GR} & A_\mu^{GG} & \varepsilon A_\mu^{GB} \\ \varepsilon^2 A_\mu^{BR} & \varepsilon A_\mu^{BG} & A_\mu^{BB} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} q_R \\ \varepsilon q_G \\ \varepsilon^2 q_B \end{pmatrix} \quad (5)$$

на согласованно доопределенном пространстве $\mathbf{C}_3(\varepsilon)$ 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 лагранжиане стандартной КХД полей глюонов и夸克ов вида

$$\begin{aligned} q_R &\rightarrow q_R, \quad q_G \rightarrow \varepsilon q_G, \quad q_B \rightarrow \varepsilon^2 q_B, \\ A_\mu^{GR} &\rightarrow \varepsilon A_\mu^{GR}, \quad A_\mu^{BG} \rightarrow \varepsilon A_\mu^{BG}, \quad A_\mu^{BR} \rightarrow \varepsilon^2 A_\mu^{BR}. \end{aligned} \quad (6)$$

Диагональные калибровочные поля (глюоны) $A_\mu^{RR}, A_\mu^{GG}, A_\mu^{BB}$ при этом не преобразуются. Полный лагранжиан модифицированной КХД с контрактированной калибровочной группой определяется лагранжианами u - и d -夸克ов вместе с глюонным лагранжианом и может быть записан в виде

$$\begin{aligned} L_{\text{QCD}}(\varepsilon) &= L_u(\varepsilon) + L_u(\varepsilon)^{\text{int}} + L_d(\varepsilon) + L_d(\varepsilon)^{\text{int}} + L_{\text{gl}}(\varepsilon) = \\ &= L^{(0)} + \varepsilon^2 L^{(2)} + \varepsilon^4 L^{(4)} + \varepsilon^6 L^{(6)} + \varepsilon^8 L^{(8)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $L^{(0)} = L_{u,0} + L_{u,0}^{\text{int}} + L_{\text{gl}}^{(0)}$, $L^{(2p)} = L_{u,2p} + L_{u,2p}^{\text{int}} + L_{d,2(p-1)} + L_{d,2(p-1)}^{\text{int}} + L_{\text{gl}}^{(2p)}$, $p = 1, 2, 3$, $L^{(8)} = L_{\text{gl}}^{(8)}$.

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

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

Явный вид слагаемых $\mathcal{L}^{(k)}$ приведен в [12]. В итоге для СМ получаем пять стадий поведения при увеличении температуры Вселенной, которые различаются степенями ε .

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 $T_k = T_8(T_8/T_4)^{1-8/k}$. С ее помощью легко находим граничные значения (ГэВ): $T_2 = 10^7$, $T_4 = 10^2$, $T_6 = 1$, $T_8 = 0,2$, которые не зависят от степени q , связывающей параметр контракции и температуру. При $T > T_k$ влияние слагаемых $\mathcal{L}^{(k)}$ с множителем ε^k считаем пренебрежимо малым. Оценка «бесконечной» температуры $T_2 \approx 10^7$ ГэВ на много порядков меньше энергии Планка $\approx 10^{19}$ ГэВ, при которой

становится существенным влияние гравитации. Таким образом, контракция калибровочной группы СМ не выводит за пределы проблем, описываемых электрослабыми и сильными взаимодействиями.

2. СМ ПРИ ТЕМПЕРАТУРАХ ВЫШЕ 100 ГэВ

Калибровочная группа определяет взаимодействия между частицами СМ. Пока непрерывно стремящийся к нулю параметр контракции отличен от нуля, контрактированная группа остается изоморфной исходной. При этом СМ принципиально не меняется, в ней происходят непрерывные изменения в соотношениях взаимодействий частиц при увеличении температуры. Наиболее интересной является область температур выше электрослабого фазового перехода 100 ГэВ. В пределе «бесконечной» температуры $T > 10^7$ ГэВ получаем лагранжиан $L_{EW} = L_0 + L_0^{\text{int}}$ электрослабой модели, квадратичные слагаемые которого

$$L_0 = -\frac{1}{4}\mathcal{F}_{\mu\nu}^2 - \frac{1}{4}\mathcal{Z}_{\mu\nu}^2 + \frac{1}{2}m_Z^2(Z_\mu)^2 + \frac{1}{2}(\partial_\mu H)^2 - \frac{1}{2}m_H^2H^2 + \\ + \nu_l^\dagger i\tilde{\tau}_\mu \partial_\mu \nu_l + u_l^\dagger i\tilde{\tau}_\mu \partial_\mu u_l + u_r^\dagger i\tilde{\tau}_\mu \partial_\mu u_r - m_u(u_r^\dagger u_l + u_l^\dagger u_r) - h_u H(u_r^\dagger u_l + u_l^\dagger u_r) \quad (9)$$

содержат безмассовые нейтрино и фотон, массивные Z -бозон, бозон Хиггса H и u -кварк. Слагаемые более высокого порядка

$$L_0^{\text{int}} = -\frac{\lambda}{4}H^4 - \lambda v H^3 + \frac{gm_z}{2\cos\theta_W}H(Z_\mu)^2 + \frac{g^2}{8\cos^2\theta_W}H^2(Z_\mu)^2 + e\nu_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu A_\mu \nu_l + \\ + \frac{g\cos 2\theta_w}{2\cos\theta_w}\nu_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu Z_\mu \nu_l + \frac{2e}{3}u_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu A_\mu u_l + \left(\frac{g}{2}\cos\theta_w - \frac{g'}{6}\sin\theta_w\right)u_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu Z_\mu u_l + \\ + \frac{2}{3}g'\cos\theta_w u_l^\dagger \tau_\mu A_\mu u_r - \frac{2}{3}g'\sin\theta_w u_r^\dagger \tau_\mu Z_\mu u_r \quad (10)$$

описывают самодействие бозона Хиггса H , его взаимодействия с Z -бозоном и нейтрино ν , а также взаимодействия u -кварка с фотоном и Z -бозоном. Из явного выражения лагранжиана взаимодействия следует, что частицы разного сорта не взаимодействуют между собой. Взаимодействуют только частицы одного вида, например, нейтрино взаимодействуют друг с другом посредством нейтральных токов. Все другие частицы являются заряженными и взаимодействуют посредством обмена Z -бозонами и фотонами. Это выглядит как некая стратификация электрослабой модели с частицами одного вида в каждом слое.

Лагранжиан КХД при этих температурах

$$L_{\text{QCD}}^{(0)} = L_{u,0} + L_{u,0}^{\text{int}} + L_{\text{gl}}^{(0)} = i\bar{u}_R \gamma^\mu \partial_\mu u_R - m_u |u_R|^2 + \\ + \frac{g_s}{2} |u_R|^2 \gamma^\mu A_\mu^{RR} - \frac{1}{4} (F_{\mu\nu}^{RR})^2 - \frac{1}{4} (F_{\mu\nu}^{GG})^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{RR} F_{\mu\nu}^{GG} \quad (11)$$

включает массивный монохроматический u -кварк, взаимодействующий с глюоном A_μ^{RR} , а также глюонные тензоры напряженности $F_{\mu\nu}^{RR} = \partial_\mu A_\nu^R - \partial_\nu A_\mu^R$ и $F_{\mu\nu}^{GG} =$

$= \partial_\mu A_\nu^G - \partial_\nu A_\mu^G$. Отсюда заключаем, что в этом пределе выживают только динамические слагаемые для одной цветовой компоненты u -кварка, т. е. кварки становятся монохроматическими. Также остаются ненулевыми слагаемые, описывающие взаимодействие этой компоненты с R -глюонами. Помимо R -глюонов присутствуют G -глюоны, которые не взаимодействуют с u_R . Таким образом, стратификация присутствует и в секторе КХД.

При температурах в интервале от 10^7 до 10^2 ГэВ к лагранжиану добавляются пропорциональные ε^2 слагаемые, описывающие оставшуюся половину частиц [12]. Они включают кинетические слагаемые W^\pm -бозонов, электронов и d -кварков, а также описывают слабые взаимодействия W^\pm с другими калибровочными бозонами и бозоном Хиггса. Появляются взаимодействия нейтрино с электроном и между u - и d -кварками. u -кварк обретает вторую цветовую степень свободы u_G , которая взаимодействует с u_R . У d -кварка активируется первая цветовая степень свободы d_R . Основная часть электрослабых и значительная часть цветовых взаимодействий начинает участвовать в формировании свойств космической среды в эту эпоху.

Модифицированная Стандартная модель описывает взаимодействие частиц при высоких температурах и предсказывает температурный рубеж $T \sim 10^7$ ГэВ, выше которого только половина частиц СМ (нейтрино, бозон Хиггса H , u -кварк и его цветовая R -компоненты), взаимодействующих путем обмена фотонами, нейтральными Z -бозонами и R -глюонами, оказывает преимущественное влияние на состояние космической среды во Вселенной.

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. Горбунов Д.С., Рубаков В.А. Введение в теорию ранней Вселенной: Теория горячего Большого взрыва. М.: ЛЕНАНД, 2022. 616 с.
4. Georgi H., Glashow S.L. Unity of All Elementary Particle Forces // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 8. P. 438; doi: 10.1103/PhysRevLett.32.438.
5. Pati J., Salam A. Lepton Number as the Fourth Color // Phys. Rev. D. 1974. V. 1. P. 275; doi: 10.1103/PhysRevD.10.275.
6. Croon D., Gonzalo T.E., Graf L., Košnik N., White G. GUT Physics in the Era of the LHC // Front. Phys. 2019; doi.org/10.3389/fphy.2019.00076.
7. Gromov N.A. Elementary Particles in the Early Universe // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2016. V. 03. P. 053.
8. Громов Н.А. Стандартная модель при высоких энергиях из контракции калибровочной группы // ЭЧАЯ. 2020. Т. 51, вып. 4. С. 601–610.
9. 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.
10. Громов Н.А. Контракции классических и квантовых групп. М.: Физматлит, 2012. 318 с.
11. Громов Н.А. Контракция калибровочной группы Стандартной модели не противоречит данным LHC // ЭЧАЯ. 2023. Т. 54, вып. 6. С. 1161–1167.
12. Gromov N.A. Standard Model at High Temperatures // Nonlin. Phenom. Compl. Syst. 2023. V. 26, No. 4. P. 328–341; doi: 10.5281/zenodo.104060481.

Получено 14 февраля 2025 г.