

СТАНДАРТНАЯ МОДЕЛЬ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ ИЗ КОНТРАКЦИИ КАЛИБРОВОЧНОЙ ГРУППЫ

Н. А. Громов *

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

Представлена эволюция свойств элементарных частиц и их взаимодействий, начиная с планковского масштаба 10^{19} ГэВ. Описание базируется на гипотезе о том, что высокотемпературный (высокоэнергетический) предел Стандартной модели генерируется контракцией калибровочной группы. В пределе бесконечной температуры свойства частиц радикально изменяются: все частицы теряют массы, выживают только безмассовые нейтральные Z -бозоны и u -кварки, а также нейтрино и фотоны. Слабые взаимодействия становятся дальнедействующими и порождаются нейтральными токами. Кварки имеют только одну цветовую степень свободы.

The evolution of the properties of elementary particles and their interactions, starting from the Planck scale of 10^{19} GeV, is presented. The description is based on the hypothesis that the high-temperature (high-energy) limit of the Standard Model is generated by contraction of its gauge group. The properties of particles change drastically in the infinite temperature limit: all particles lose mass, only massless neutral Z bosons and u quarks, as well as neutrinos and photons, survive. Electroweak interactions become long-range and are mediated by neutral currents. All quarks are monochromatic.

PACS: 12.15.-y

ВВЕДЕНИЕ

Современная теория взаимодействия элементарных частиц — Стандартная модель — включает в себя электрослабую модель, объединяющую электромагнитные и слабые взаимодействия, а также квантовую хромодинамику (КХД), описывающую сильные взаимодействия. Она достаточно хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные и получила дальнейшие убедительные подтверждения своей адекватности с недавним открытием скалярного бозона Хиггса в экспериментах на Большом адронном коллайдере. Если ставить вопрос о свойствах частиц и их взаимодействиях за пределами экспериментально достигнутых энергий и оставаться на твердой научной почве, то

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

одним из возможных ответов является использование высокотемпературного (высокоэнергетического) предела Стандартной модели. Эта модель представляет собой калибровочную теорию, основанную на калибровочной группе $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, являющейся прямым произведением простых групп. Сильные взаимодействия кварков описываются квантовой хромодинамикой с калибровочной группой $SU(3)$ и характерной температурой 0,2 ГэВ. Электрослабая модель основана на калибровочной группе $SU(2) \times U(1)$, отвечающей за электрослабые взаимодействия с характерной температурой 100 ГэВ. Из этого наблюдения заключаем, что калибровочная группа теории элементарных частиц с увеличением температуры Вселенной становится проще. Мы предполагаем, что при дальнейшем увеличении температуры упрощение калибровочной группы Стандартной модели описывается ее контракцией.

В физике хорошо известна операция контракции (или предельного перехода) групп [1], которая, в частности, преобразует простую группу в неполупростую. Понятие контракции было распространено на алгебраические структуры, такие как квантовые группы, супергруппы, а также на фундаментальные представления унитарных групп [2]. Для симметричной физической системы контракция ее группы симметрии означает переход к предельному состоянию системы. В случае сложной физической системы, каковой является Стандартная модель, изучение ее предельных состояний при тех или иных предельных значениях физических параметров дает возможность лучше понять поведение системы в целом. Мы обсудим на уровне классических калибровочных полей модифицированную Стандартную модель с контрактированной калибровочной группой.

Деформация в широком смысле слова есть операция, обратная к контракции. Нетривиальная деформация алгебраической структуры означает, вообще говоря, ее неочевидное обобщение. Наиболее ярким недавним примером являются квантовые группы [3], т. е. такие обобщения алгебр Хопфа, которые являются одновременно некоммутативными и некокоммутиативными, тогда как ранее были известны алгебры Хопфа с одним из этих свойств. Однако если сначала производится контракция некоторой математической структуры, то исходная структура может быть восстановлена с помощью деформации в узком смысле, выполняемой в обратном по отношению к контракции направлении.

Мы используем этот прием для того, чтобы восстановить эволюцию элементарных частиц в ранней Вселенной, опираясь на достигнутый к настоящему времени уровень знаний. Для этого рассмотрим поведение Стандартной модели в пределе бесконечной температуры, порожденное в соответствии с нашей гипотезой контракцией калибровочных групп $SU(2)$ и $SU(3)$ [4]. Подобные «бесконечно» высокие температуры могут существовать в ранней Вселенной в первые мгновения после Большого взрыва. Оказывается, что в результате контракции калибровочной группы лагранжиан Стандартной мо-

дели распадается на ряд слагаемых, которые различаются степенями стремящегося к нулю контракционного параметра $\epsilon \rightarrow 0$. Поскольку средняя энергия (температура) системы в горячей Вселенной связана с ее возрастом, то, двигаясь вперед во времени, т. е. в обратном к высокотемпературной контракции направлении, мы заключаем, что после рождения Вселенной элементарные частицы и их взаимодействия проходят ряд стадий в эволюции от предельного состояния с бесконечной температурой до состояния, описываемого Стандартной моделью. Эти стадии формирования кварк-глюонной плазмы, восстановления электрослабой и цветовой симметрий различаются по степеням контракционного параметра и, следовательно, по времени их возникновения. Из контракции Стандартной модели мы можем классифицировать эти стадии по принципу «раньше–позже», но не определить время, прошедшее после рождения Вселенной. Чтобы установить абсолютное время, мы используем дополнительные предположения.

1. ЭЛЕКТРОСЛАБАЯ МОДЕЛЬ И ЕЕ МОДИФИКАЦИЯ

Стандартная модель включает следующие элементарные частицы. Калибровочные бозоны: фотон γ , заряженные и нейтральный слабые бозоны W^\pm , Z^0 , глюоны A^k , $k = 1, \dots, 8$. Специальную частицу χ (бозон Хиггса). Три поколения лептонов $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$ и кварков $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}$, $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$, описываемых векторами в \mathbf{C}_2 .

Кратко опишем электрослабую модель, следуя монографии [5]. Лагранжиан модели равен сумме бозонного, лептонного и кваркового лагранжианов $L = L_B + L_L + L_Q$ и выбирается инвариантным относительно действия калибровочной группы $SU(2) \times U(1)$ в пространстве \mathbf{C}_2 . Бозонный сектор $L_B = L_A + L_\phi$ состоит из двух частей: лагранжиана калибровочных полей

$$L_A = -\frac{1}{4}[(F_{\mu\nu}^1)^2 + (F_{\mu\nu}^2)^2 + (F_{\mu\nu}^3)^2] - \frac{1}{4}(B_{\mu\nu})^2, \quad (1)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + [A_\mu, A_\nu], \quad B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu$$

и лагранжиана полей материи

$$L_\phi = \frac{1}{2}(D_\mu \phi)^\dagger D_\mu \phi - \frac{\lambda}{4}(\phi^\dagger \phi - v^2)^2, \quad \phi = \begin{pmatrix} \phi_1 \\ \phi_2 \end{pmatrix} \in \mathbf{C}_2. \quad (2)$$

Ковариантные производные равны

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - ig \left(\sum_{k=1}^3 T_k A_\mu^k \right) \phi - ig' Y B_\mu \phi, \quad (3)$$

где $T_k = (1/2)\tau_k$, $k = 1, 2, 3$, есть генераторы $SU(2)$; τ_k — матрицы Паули; $Y = (1/2)\mathbf{1}$ — генераторы $U(1)$; g и g' — константы.

Фермионный сектор складывается из лептонного L_L и кваркового L_Q лагранжианов. Для первого поколения лептонный лагранжиан выбирается в виде

$$L_{L,e} = L_l^\dagger i\tilde{\tau}_\mu D_\mu L_l + e_r^\dagger i\tau_\mu D_\mu e_r - h_e [e_r^\dagger (\phi^\dagger L_l) + (L_l^\dagger \phi) e_r], \quad (4)$$

где $L_l = \begin{pmatrix} \nu_l \\ e_l \end{pmatrix} \in \mathbf{C}_2$ есть $SU(2)$ -дублет; e_r — $SU(2)$ -синглет; h_e — константа; $\tau_0 = \tilde{\tau}_0 = \mathbf{1}$, $\tilde{\tau}_k = -\tau_k$, τ_μ — матрицы Паули; e_r, e_l, ν_l — двухкомпонентные лоренцевы спиноры; D_μ — ковариантные производные лептонных полей

$$D_\mu L_l = \partial_\mu L_l - i\frac{g}{\sqrt{2}}(W_\mu^+ T_+ + W_\mu^- T_-) L_l - i\frac{g}{\cos\theta_w} Z_\mu (T_3 - Q \sin^2 \theta_w) L_l - ie A_\mu Q L_l, \quad (5)$$

$$D_\mu e_r = \partial_\mu e_r - ig' Q A_\mu e_r \cos \theta_w + ig' Q Z_\mu e_r \sin \theta_w,$$

где $T_\pm = T_1 \pm iT_2$; $Q = Y + T_3$ есть генератор электромагнитной подгруппы $U(1)_{em}$; $Y = (1/2)\mathbf{1}$ — гиперзаряд; $e = gg'(g^2 + g'^2)^{-1/2}$ — заряд электрона и $\sin \theta_w = eg^{-1}$.

Кварковый лагранжиан строится подобным образом:

$$L_Q = Q_l^\dagger i\tilde{\tau}_\mu D_\mu Q_l + u_r^\dagger i\tau_\mu D_\mu u_r + d_r^\dagger i\tau_\mu D_\mu d_r - h_u [d_r^\dagger (\phi^\dagger Q_l) + (Q_l^\dagger \phi) d_r] - h_d [u_r^\dagger (\tilde{\phi}^\dagger Q_l) + (Q_l^\dagger \tilde{\phi}) u_r], \quad (6)$$

где левые кварковые поля образуют $SU(2)$ -дублет $Q_l = \begin{pmatrix} u_l \\ d_l \end{pmatrix} \in \mathbf{C}_2$, правые поля u_r, d_r являются $SU(2)$ -синглетами, $\tilde{\phi}_i = \epsilon_{ik}\bar{\phi}_k$, $\epsilon_{00} = 1$, $\epsilon_{ii} = -1$ образуют сопряженное представление группы $SU(2)$, h_u, h_d есть константы. Все поля u_l, d_l, u_r, d_r — двухкомпонентные лоренцевы спиноры. Ковариантные производные кварковых полей равны

$$D_\mu Q_l = \left(\partial_\mu - ig \sum_{k=1}^3 \frac{\tau_k}{2} A_\mu^k - ig' \frac{1}{6} B_\mu \right) Q_l,$$

$$D_\mu u_r = \left(\partial_\mu - ig' \frac{2}{3} B_\mu \right) u_r, \quad (7)$$

$$D_\mu d_r = \left(\partial_\mu + ig' \frac{1}{3} B_\mu \right) d_r.$$

Лагранжианы следующих поколений лептонов и кварков строятся аналогично. Полные лептонный и кварковый лагранжианы получаются суммированием по всем поколениям. Мы ограничимся рассмотрением только первых поколений.

Действие контрактированной группы $SU(2; \epsilon)$ на пространстве фундаментального представления $\mathbf{C}_2(\epsilon)$ определяется соотношением

$$\begin{pmatrix} z'_1 \\ \epsilon z'_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha & \epsilon\beta \\ -\epsilon\bar{\beta} & \bar{\alpha} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_1 \\ \epsilon z_2 \end{pmatrix}, \quad |\alpha|^2 + \epsilon^2|\beta|^2 = 1 \quad (8)$$

при стремлении контракционного параметра к нулю: $\epsilon \rightarrow 0$. Замена $\beta \rightarrow \epsilon\beta$ индуцирует преобразование калибровочных полей: $W_\mu^\pm \rightarrow \epsilon W_\mu^\pm$, $Z_\mu \rightarrow Z_\mu$, $A_\mu \rightarrow A_\mu$, а замена $z_2 \rightarrow \epsilon z_2$ индуцирует преобразование лептонных и кварковых полей: $e_l \rightarrow \epsilon e_l$, $d_l \rightarrow \epsilon d_l$, $\nu_l \rightarrow \nu_l$, $u_l \rightarrow u_l$. В механизме спонтанного нарушения симметрии одно из основных состояний $\phi^{\text{vac}} = \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix}$, $A_\mu^k = B_\mu = 0$ лагранжиана L_B выбирается в качестве вакуума модели и затем рассматриваются малые возбуждения полей $v + \chi(x)$ относительно этого вакуума. Поэтому поле бозона Хиггса χ , константа v и зависящие от v массы частиц m_p домножаются на контракционный параметр: $\chi \rightarrow \epsilon\chi$, $v \rightarrow \epsilon v$, $m_p \rightarrow \epsilon m_p$, $p = \chi, W, Z, e, u, d$.

После этих преобразований лагранжиан электрослабой модели принимает вид

$$L(\epsilon) = L_\infty - \epsilon m_u (u_r^\dagger u_l + u_l^\dagger u_r) + \epsilon^2 L_2 + \epsilon^3 L_3 + \epsilon^4 L_4. \quad (9)$$

При $\epsilon \rightarrow 0$ слагаемые с более высокими степенями ϵ вносят меньший вклад по сравнению со слагаемыми с более низкими степенями. Таким образом, электрослабая модель демонстрирует пять стадий поведения при $\epsilon \rightarrow 0$, которые различаются степенями контракционного параметра.

2. КХД С КОНТРАКТИРОВАННОЙ КАЛИБРОВОЧНОЙ ГРУППОЙ

Калибровочная группа $SU(3)$ квантовой хромодинамики действует в пространстве \mathbf{C}_3 цветовых кварковых состояний $q = (q_1, q_2, q_3)^t = (q_R, q_G, q_B)^t \in \mathbf{C}_3$, где $q(x)$ есть поля кварков $q = u, d, s, c, b, t$, а R, G, B — цветовые степени свободы. Лагранжиан КХД выбирается в виде

$$\mathcal{L} = \sum_q (\bar{q}^i (i\gamma^\mu) (D_\mu)_{ij} q^j - m_q \bar{q}^i q_i) - \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^8 F_{\mu\nu}^\alpha F^{\mu\nu\alpha}, \quad (10)$$

где $D_\mu q$ — ковариантные производные кварковых полей

$$D_\mu q = \left(\partial_\mu - ig_s \left(\frac{\lambda^\alpha}{2} \right) A_\mu^\alpha \right) q, \quad (11)$$

g_s — сильная константа связи; $t^a = \lambda^a/2$ — генераторы группы $SU(3)$; λ^a — матрицы Гелл-Манна, а глюонный тензор напряженности имеет стандартный вид

$$F_{\mu\nu}^\alpha = \partial_\mu A_\nu^\alpha - \partial_\nu A_\mu^\alpha + g_s f^{\alpha\beta\gamma} A_\mu^\beta A_\nu^\gamma. \quad (12)$$

Контрактированная группа $SU(3; \epsilon)$ определяется действием

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

на цветовом пространстве $\mathbf{C}_3(\epsilon)$ при $\epsilon \rightarrow 0$. Поэтому кварковые и глюонные поля преобразуются следующим образом: $q_1 \rightarrow q_1$, $q_2 \rightarrow \epsilon q_2$, $q_3 \rightarrow \epsilon^2 q_3$, $A_\mu^{GR} \rightarrow \epsilon A_\mu^{GR}$, $A_\mu^{BG} \rightarrow \epsilon A_\mu^{BG}$, $A_\mu^{BR} \rightarrow \epsilon^2 A_\mu^{BR}$, а диагональные поля глюонов не изменяются: $A_\mu^{RR} \rightarrow A_\mu^{RR}$, $A_\mu^{GG} \rightarrow A_\mu^{GG}$, $A_\mu^{BB} \rightarrow A_\mu^{BB}$. После этих подстановок получаем кварковую часть КХД лагранжиана в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_q(\epsilon) = & \sum_q i\bar{q}_1 \gamma^\mu \partial_\mu q_1 - m_q |q_1|^2 + \frac{g_s}{2} |q_1|^2 \gamma^\mu A_\mu^{RR} + \\ & + \epsilon^2 \left\{ i\bar{q}_2 \gamma^\mu \partial_\mu q_2 - m_q |q_2|^2 + \frac{g_s}{2} \left(|q_2|^2 \gamma^\mu A_\mu^{GG} + q_1 \bar{q}_2 \gamma^\mu A_\mu^{GR} + \bar{q}_1 q_2 \gamma^\mu \bar{A}_\mu^{GR} \right) \right\} + \\ & + \epsilon^4 \left[i\bar{q}_3 \gamma^\mu \partial_\mu q_3 - m_q |q_3|^2 + \frac{g_s}{2} \left(|q_3|^2 \gamma^\mu A_\mu^{BB} + q_1 \bar{q}_3 \gamma^\mu A_\mu^{BR} + \bar{q}_1 q_3 \gamma^\mu \bar{A}_\mu^{BR} + \right. \right. \\ & \left. \left. + q_2 \bar{q}_3 \gamma^\mu A_\mu^{BG} + \bar{q}_2 q_3 \gamma^\mu \bar{A}_\mu^{BG} \right) \right] = L_q^\infty + \epsilon^2 L_q^{(2)} + \epsilon^4 L_q^{(4)}. \quad (14) \end{aligned}$$

Глюонная часть $L_{g1} = -(1/4)F_{\mu\nu}^\alpha F^{\mu\nu\alpha}$ лагранжиана очень громоздка, и мы ее опускаем. Преобразованный КХД лагранжиан принимает вид

$$\mathcal{L}(\epsilon) = L^\infty + \epsilon^2 L^{(2)} + \epsilon^4 L^{(4)} + \epsilon^6 L^{(6)} + \epsilon^8 L^{(8)} \quad (15)$$

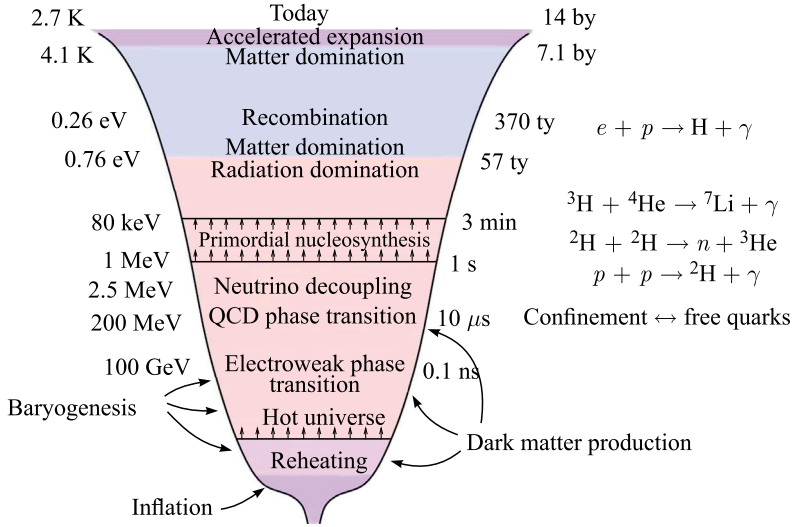
с известными выражениями для каждого $L^{(k)}$.

3. ОЦЕНКА ГРАНИЧНЫХ ЗНАЧЕНИЙ

Объединяя (9) и (15), запишем лагранжиан Стандартной модели в виде

$$\mathcal{L}_{SM}(\epsilon) = L_\infty + \epsilon \mathcal{L}_1 + \epsilon^2 \mathcal{L}_2 + \epsilon^3 \mathcal{L}_3 + \epsilon^4 \mathcal{L}_4 + \epsilon^6 \mathcal{L}_6 + \epsilon^8 \mathcal{L}_8. \quad (16)$$

В соответствии с принятой гипотезой контракционный параметр является монотонной функцией температуры: $\epsilon(T) \rightarrow 0$ при $T \rightarrow \infty$. Согласно современным представлениям о происхождении нашей Вселенной [6] очень



История Вселенной [6]

высокие температуры в ней существуют на первых стадиях Большого взрыва сразу после инфляции (рисунок).

Контракция калибровочной группы Стандартной модели позволяет упорядочить во времени ее развития, но не дает возможности установить абсолютные даты. Чтобы оценить их, мы используем тот факт, что электрослабая эпоха начинается при температуре $T_4 = 100$ ГэВ ($1 \text{ ГэВ} = 10^{13} \text{ К}$), а эпоха КХД начинается при $T_8 = 0,2$ ГэВ. Иначе говоря, мы предполагаем, что полная реконструкция электрослабой модели, лагранжиан которой включает минимальные слагаемые, пропорциональные ϵ^4 , и восстановление КХД с минимальными слагаемыми в лагранжиане порядка ϵ^8 происходят при этих температурах.

Обозначим через Δ уровень обрезания для ϵ^k , $k = 1, 2, 4, 6, 8$, т.е. при $\epsilon^k < \Delta$ все слагаемые в лагранжиане, пропорциональные ϵ^k , являются пренебрежимо малыми. Наконец, мы предположим, что контракционный параметр пропорционален обратной температуре:

$$\epsilon(T) = \frac{A}{T}, \quad A = \text{const.} \tag{17}$$

Из уравнения для КХД $\epsilon^8(T_8) = A^8 T_8^{-8} = \Delta$ получаем $A = T_8 \Delta^{1/8} = 0,2 \Delta^{1/8} \text{ ГэВ}$. Из подобного уравнения для электрослабой модели находим уровень обрезания $\Delta = (T_8 E_4^{-1})^8 = (0,2 \cdot 10^{-2})^8 \approx 10^{-22}$. Из уравнения для k -й степени $\epsilon^k(T_k) = A^k T_k^{-k} = \Delta$ имеем $T_k = T_8 \Delta^{\frac{k-8}{8k}} \approx 10^{\frac{88-15k}{4k}}$ и легко

находим граничные значения (ГэВ):

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

Оценка «бесконечной» температуры $T_1 \approx 10^{18}$ ГэВ сравнима с энергией Планка $\approx 10^{19}$ ГэВ, при которой становится существенным влияние гравитации. Таким образом, полученная эволюция элементарных частиц не выходит за пределы проблем, описываемых электрослабыми и сильными взаимодействиями.

4. ЭВОЛЮЦИЯ ЧАСТИЦ

Мы можем сделать некоторые выводы уже на уровне классических полей. При «бесконечной» температуре ($\epsilon = 0$, $T > 10^{18}$ ГэВ) лагранжиан электрослабой модели имеет вид

$$L_\infty = -\frac{1}{4}Z_{\mu\nu}^2 - \frac{1}{4}\mathcal{F}_{\mu\nu}^2 + \nu_l^\dagger i\tilde{\tau}_\mu \partial_\mu \nu_l + u_l^\dagger i\tilde{\tau}_\mu \partial_\mu u_l + \\ + e_r^\dagger i\tau_\mu \partial_\mu e_r + d_r^\dagger i\tau_\mu \partial_\mu d_r + u_r^\dagger i\tau_\mu \partial_\mu u_r + L_\infty^{\text{int}}(A_\mu, Z_\mu), \quad (19)$$

т. е. электрослабая модель содержит только безмассовые частицы: фотоны A_μ и нейтральные бозоны Z_μ , левые кварки u_l и нейтрино ν_l , правые электроны e_r и кварки u_r, d_r . Отсутствие масс имеет простое физическое объяснение: температура настолько высока, что масса частиц является пренебрежимо малой по сравнению с кинетической энергией. Электрослабые взаимодействия становятся дальнедействующими, поскольку они передаются безмассовыми Z -бозонами и фотонами.

Из явного выражения лагранжиана взаимодействия

$$L_\infty^{\text{int}}(A_\mu, Z_\mu) = \frac{g}{2 \cos \theta_w} \nu_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu Z_\mu \nu_l + \frac{2e}{3} u_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu A_\mu u_l + \\ + \frac{g}{\cos \theta_w} \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w \right) u_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu Z_\mu u_l + g' \sin \theta_w e_r^\dagger \tau_\mu Z_\mu e_r - \\ - g' \cos \theta_w e_r^\dagger \tau_\mu A_\mu e_r - \frac{1}{3} g' \cos \theta_w d_r^\dagger \tau_\mu A_\mu d_r + \frac{1}{3} g' \sin \theta_w d_r^\dagger \tau_\mu Z_\mu d_r + \\ + \frac{2}{3} g' \cos \theta_w u_r^\dagger \tau_\mu A_\mu u_r - \frac{2}{3} g' \sin \theta_w u_r^\dagger \tau_\mu Z_\mu u_r \quad (20)$$

следует, что частицы разного сорта не взаимодействуют между собой, например нейтрино взаимодействуют друг с другом посредством нейтральных токов. Это выглядит как некая стратификация электрослабой модели с частицами одного вида в каждом слое.

Из предельного лагранжиана КХД для цветовых взаимодействий (без учета преобразования масс $m_q \rightarrow \epsilon m_q$, обусловленного спонтанным нарушением электрослабой симметрии)

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^\infty = L_q^\infty + L_{\text{gl}}^\infty = & \sum_q i\bar{q}_1 \gamma^\mu \partial_\mu q_1 - m_q |q_1|^2 + \frac{g_s}{2} |q_1|^2 \gamma^\mu A_\mu^{RR} - \\ & - \frac{1}{4} (F_{\mu\nu}^{RR})^2 - \frac{1}{4} (F_{\mu\nu}^{GG})^2 - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^{RR} F_{\mu\nu}^{GG} \end{aligned} \quad (21)$$

закключаем, что при «бесконечной» температуре выживают только слагаемые для одной цветовой компоненты кварков, т. е. кварки становятся монохроматическими. Сохраняются также слагаемые, описывающие взаимодействие этих компонент с R -глюонами. Таким образом, стратификация присутствует и в секторе КХД.

В интервале температур $10^{18} \geq T > 10^7$ ГэВ массовые слагаемые u -кварка в полном лагранжиане $\mathcal{L}(\epsilon)$ пропорциональны контракционному параметру: $\epsilon m_u (u_r^\dagger u_l + u_l^\dagger u_r)$. То же справедливо для c - и t -кварка. Поэтому кварки u , c и t первыми восстанавливают свою массу в процессе эволюции Вселенной.

В интервале $10^7 \geq T > 10^3$ ГэВ массовые слагаемые электрона и d -кварка пропорциональны квадрату контракционного параметра:

$$\epsilon^2 \left[m_e (e_r^\dagger e_l + e_l^\dagger e_r) + m_d (d_r^\dagger d_l + d_l^\dagger d_r) \right].$$

Аналогично для μ - и τ -лептона, для s - и b -кварка. Эти частицы становятся массивными на второй стадии. Кварки обретают вторую цветовую степень свободы. Основная часть электрослабых и цветовых взаимодействий восстанавливается в эту эпоху.

При температурах $10^3 \geq T > 10^2$ ГэВ в лагранжиане имеется только одно слагаемое $L_3 = g W_\mu^+ W_\mu^- \chi$, пропорциональное ϵ^3 , которое описывает взаимодействие бозона Хиггса с заряженными W -бозонами. В следующую эпоху $10^2 \geq T > 1$ ГэВ бозон Хиггса χ и заряженные W -бозоны последними среди частиц обретают массу. Происходит окончательное восстановление электрослабой модели. Кварки получают третью цветовую степень свободы.

При температурах $1 \geq T > 0,2$ ГэВ присутствуют все цветовые взаимодействия за исключением $L_{\text{gl}}^{(8)} = (-g_s^2/4) (A_\mu^4 A_\nu^5 - A_\mu^5 A_\nu^4)^2$. Наконец, при $T \leq 0,2$ ГэВ в полном объеме восстанавливается Стандартная модель.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследован высокотемпературный предел Стандартной модели, полученный из первых принципов калибровочной теории при контракции калибровочной группы. При этом математический параметр контракции принима-

ется обратно пропорциональным температуре Вселенной, и его нулевой предел соответствует «бесконечной» температуре порядка планковской энергии 10^{19} ГэВ. В процессе эволюции Вселенной Стандартная модель проходит ряд стадий, различающихся степенями контракционного параметра. Граничные температуры между ними находятся введением уровня обрезания Δ с учетом типичных энергий КХД и электрослабой модели. На базе разложений (9), (15), (16) для каждой стадии развития Стандартной модели построены промежуточные лагранжианы \mathcal{L}_k , что позволяет сделать выводы о взаимодействиях и свойствах частиц в каждую из эпох.

Полученная схема эволюции элементарных частиц, начиная с первых мгновений после Большого взрыва, не противоречит разработанной из других соображений истории Вселенной [6, рис. 1], согласно которой обусловленные КХД фазовые переходы происходят позже электрослабых фазовых переходов. Кроме того, она дает основу для более детального анализа этапов становления лептонов и кварк-глюонной плазмы, с учетом того факта, что слагаемые $L_{gl}^{(6)}$ и $L_{gl}^{(8)}$ в глюонном лагранжиане L_{gl} КХД [7] пренебрежимо малы при температурах от 0,2 до 100 ГэВ, а в интервале температур от 100 до 1000 ГэВ восстанавливается только взаимодействие бозона Хиггса с заряженными W -бозонами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Inönü E., Wigner E. P.* On the Contraction of Groups and Their Representations // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 1953. V. 39. P. 510–524.
2. *Громов Н. А.* Контракции классических и квантовых групп. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2012. 318 с.
3. *Решетихин Н. Ю., Тахтаджян Л. А., Фаддеев Л. Д.* Квантование групп Ли и алгебр Ли // Алгебра и анализ. 1989. Т. 1. С. 178–206.
4. *Gromov N. A.* Elementary Particles in the Early Universe // J. Cosmol. Astropart. Phys. 2016. V. 03. P. 053.
5. *Рубаков В. А.* Классические калибровочные поля. М.: Эдиториал УРСС, 1999. 336 с.
6. *Gorbinov D. S., Rubakov V. A.* Introduction to the Theory of the Early Universe: Hot Big Bang Theory. Singapore: World Sci., 2011. 488 p.
7. *Gromov N. A.* Particles in the Early Universe. Singapore: World Sci., 2019. 162 p.