

УДК 539.12.01
DOI 10.19110/1994-5655-2020-4-16-22

Н.А. ГРОМОВ

ЛАГРАНЖИАН И ФЕЙНМАНОВСКИЕ ДИАГРАММЫ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ С КОНТРАКТИРОВАННОЙ КАЛИБРОВОЧНОЙ ГРУППОЙ

Физико-математический институт
ФИЦ Коми НЦ УрО РАН,
г. Сыктывкар

gromov@ipm.komisc.ru

Аннотация

Представлены диаграммы Фейнмана, описывающие свойства элементарных частиц и их взаимодействий на разных стадиях эволюции Вселенной, начиная с энергии Планка 10^{19} ГэВ. Описание базируется на гипотезе о том, что высокотемпературный (высокотемпературный) предел стандартной модели генерируется контракцией калибровочной группы и отталкивается от явного вида контрактированного лагранжиана.

Ключевые слова:

стандартная модель, контракция калибровочной группы, фейнмановские диаграммы

Abstract

Feynman diagrams, describing the properties of elementary particles and their interactions at different stages of the evolution of the Universe, starting with the Planck energy 10^{19} GeV, are presented. The description is based on the hypothesis that the high-energy (high-temperature) limit of the standard model is generated by the contraction of the gauge group and is based on the explicit form of the contracted Lagrangian.

Keywords:

standard model, contractions of gauge group, Feynman diagrams

Введение

Стандартная модель, состоящая из электрослабой модели, объединяющей электромагнитные и слабые взаимодействия, и квантовой хромодинамики (КХД), описывающей сильные взаимодействия, является современной теорией элементарных частиц. 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 мы интересуемся свойствами частиц в ранней Вселенной и хотим оставаться на твердой научной почве, нам необходимо использовать высокотемпературный (высокоенергетический) предел стандартной модели. Такой предел построен [1, 2] на основе гипотезы о контракции калибровочной группы стандартной модели с ростом температуры Вселенной при приближении к моменту ее рождения.

Действительно, стандартная модель представляет собой калибровочную теорию, основанную на калибровочной группе $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$, которая является прямым произведением простых групп. Сильные взаимодействия夸ков описываются квантовой хромодинамикой с калибровочной группой $SU(3)$ и характерной температурой 0,2 ГэВ. В калибровочной группе $SU(2) \times U(1)$ электрослабой модели группа $SU(2)$ отвечает за слабые взаимодействия с характерной температурой 100 ГэВ, тогда как группа $U(1)$ ассоциирована с дальнодействующими электромагнитными взаимодействиями. Вследствие нулевой массы фотона – переносчика этого взаимодействия – его характерная температура простирается до "бесконечной" планковской энергии 10^{19} ГэВ. Из сопоставления характерных тем-

N.A. GROMOV
**LAGRANGIAN AND FEYNMAN DIAGRAMS OF
THE STANDARD MODEL WITH A
CONTRACTED GAUGE GROUP**

Institute of Physics and Mathematics,
Federal Research Centre Komi Science Centre,
Ural Branch, RAS,
Syktyvkar

ператур заключаем, что калибровочная группа теории элементарных частиц с увеличением температуры Вселенной становится проще. Мы предполагаем, что при увеличении температуры более простая калибровочная группа стандартной модели получается с помощью контракции, параметр которой обратно пропорционален температуре Вселенной.

Операция контракции (или предельного перехода) групп хорошо известна в физике [3]. Она, в частности, преобразует простую группу в неполупростую. Понятие контракции было распространено [4] на алгебраические структуры, такие как квантовые группы, супергруппы, а также на фундаментальные представления унитарных групп, которые имеют непосредственное отношение к стандартной модели. Для симметричной физической системы контракция группы симметрии означает переход к тому или иному предельному состоянию системы. В случае сложной физической системы, каковой является стандартная модель, изучение предельных состояний при тех или иных предельных значениях физических параметров открывает возможность лучше понять поведение системы в целом.

Этот прием использован для того, чтобы восстановить эволюцию ранней Вселенной, опираясь на достигнутый к настоящему времени уровень знаний. Оказалось, что в результате контракции калибровочной группы лагранжиан стандартной модели распадается на ряд слагаемых, которые различаются степенями контракционного параметра $\epsilon \rightarrow 0$. Поскольку средняя энергия (температура) горячей Вселенной связана с ее возрастом, то двигаясь вперед во времени, т.е. в обратном к высокотемпературной контракции направлении, 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. В данной работе мы строим диаграммы Фейнмана для лагранжиана стандартной модели на разных стадиях эволюции Вселенной.

1. Стадии эволюции элементарных частиц

При контракции калибровочной группы лагранжиан стандартной модели распадается на ряд слагаемых, пропорциональных степеням ϵ^k контракционного параметра. В соответствии с принятой гипотезой этот параметр является монотонной функцией температуры: $\epsilon(T) \rightarrow 0$ при $T \rightarrow \infty$. Очень высокие температуры отвечают ранней Вселенной после инфляции на первых стадиях Большого взрыва. Контракция калибровочной группы стандартной модели позволяет упорядочить во времени стадии ее развития, но не дает возможности установить абсолютные даты. Чтобы оценить их, используется тот факт, что электрослабая эпоха начинается при температуре $T_4 = 100$ ГэВ (1 ГэВ = 10^{13} К), а КХД эпоха при $T_8 = 0.2$ ГэВ. Иначе говоря, предполагается, что

полнная реконструкция электрослабой модели и восстановление КХД происходят при этих температурах.

Вводится уровень обрезания Δ для ϵ^k , т.е. при $\epsilon^k < \Delta$ все слагаемые в лагранжиане пропорциональные ϵ^k являются пренебрежимо малыми. Наконец, предполагается, что контракционный параметр пропорционален обратной температуре

$$\epsilon(T) = \frac{A}{T}, \quad A = \text{const.} \quad (1)$$

Из уравнения для КХД $\epsilon^8(T_8) = A^8 T_8^{-8} = \Delta$ получается значение константы $A = T_8 \Delta^{1/8} = 0,2 \Delta^{1/8}$ ГэВ. Из подобного уравнения для электрослабой модели находится уровень обрезания $\Delta = (T_8 E_4^{-1})^8 = (0,2 \cdot 10^{-2})^8 \approx 10^{-22}$. Уравнение для k -й степени $\epsilon^k(T_k) = A^k T_k^{-k} = \Delta$ приводит к формуле

$$T_k = T_8 \Delta^{\frac{k-8}{8k}} \approx 10^{\frac{88-15k}{4k}}, \quad (2)$$

откуда легко находятся граничные значения (ГэВ):

$$T_1 = 10^{18}, \quad T_2 = 10^7, \quad T_3 = 10^3, \\ T_4 = 10^2, \quad T_5 = 4, \quad T_6 = 1, \quad T_8 = 2 \cdot 10^{-1}. \quad (3)$$

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.

2. Лагранжиан и диаграммы электрослабой модели

Полный лагранжиан модифицированной электрослабой модели с контрактированной группой $SU(2; \epsilon)$ равен сумме бозонного, лептонного и夸кового лагранжианов и дается формулой (5.37) [2]

$$L_{EW}(\epsilon) = L_\infty + \epsilon L_1 + \epsilon^2 L_2 + \epsilon^3 L_3 + \epsilon^4 L_4, \quad (4)$$

где

$$L_\infty = L_{B,0} + L_{L,0} + L_{Q,0} = \\ = -\frac{1}{4} Z_{\mu\nu}^2 - \frac{1}{4} \mathcal{F}_{\mu\nu}^2 + \nu_e^\dagger i\tilde{\tau}_\mu \partial_\mu \nu_e + e_r^\dagger i\tau_\mu \partial_\mu e_r + \\ + g' \sin \theta_w e_r^\dagger \tau_\mu Z_\mu e_r - g' \cos \theta_w e_r^\dagger \tau_\mu A_\mu e_r + \\ + \frac{g}{2 \cos \theta_w} \nu_e^\dagger i\tilde{\tau}_\mu Z_\mu \nu_e + d_r^\dagger i\tau_\mu \partial_\mu d_r + u_l^\dagger i\tilde{\tau}_\mu \partial_\mu u_l + \\ + u_r^\dagger i\tau_\mu \partial_\mu u_r - \frac{1}{3} g' \cos \theta_w d_r^\dagger \tau_\mu A_\mu d_r + \\ + \frac{1}{3} g' \sin \theta_w d_r^\dagger \tau_\mu Z_\mu d_r + \frac{2e}{3} u_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu A_\mu u_l + \\ + \frac{g}{\cos \theta_w} \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w \right) u_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu Z_\mu u_l + \\ + \frac{2}{3} g' \cos \theta_w u_r^\dagger \tau_\mu A_\mu u_r - \frac{2}{3} g' \sin \theta_w u_r^\dagger \tau_\mu Z_\mu u_r, \quad (5)$$

$$L_1 = -m_u (u_r^\dagger u_l + u_l^\dagger u_r), \quad (6)$$

$$\begin{aligned}
 L_2 = & \frac{1}{2} (\partial_\mu \chi)^2 + \frac{1}{2} m_Z^2 (Z_\mu)^2 - \frac{1}{2} \mathcal{W}_{\mu\nu}^+ \mathcal{W}_{\mu\nu}^- + \\
 & + \frac{gm_z}{2 \cos \theta_W} (Z_\mu)^2 \chi + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} (Z_\mu)^2 \chi^2 - \\
 & - 2ig (W_\mu^+ W_\nu^- - W_\mu^- W_\nu^+) (\mathcal{F}_{\mu\nu} \sin \theta_W + \\
 & + \mathcal{Z}_{\mu\nu} \cos \theta_W) - \frac{i}{2} e A_\mu (\mathcal{W}_{\mu\nu}^+ W_\nu^- - \mathcal{W}_{\mu\nu}^- W_\nu^+) + \\
 & + \frac{i}{2} e A_\nu (\mathcal{W}_{\mu\nu}^+ W_\mu^- - \mathcal{W}_{\mu\nu}^- W_\mu^+) - \\
 & - \frac{i}{2} g \cos \theta_W [Z_\mu (\mathcal{W}_{\mu\nu}^+ W_\nu^- - \mathcal{W}_{\mu\nu}^- W_\nu^+) - \\
 & - Z_\nu (\mathcal{W}_{\mu\nu}^+ W_\mu^- - \mathcal{W}_{\mu\nu}^- W_\mu^+)] - \\
 & - \frac{e^2}{4} \left\{ \left[(W_\mu^+)^2 + (W_\mu^-)^2 \right] (A_\nu)^2 - \right. \\
 & - 2 (W_\mu^+ W_\nu^+ + W_\mu^- W_\nu^-) A_\mu A_\nu + \\
 & + \left[(W_\nu^+)^2 + (W_\nu^-)^2 \right] (A_\mu)^2 \Big\} - \\
 & - \frac{g^2}{4} \cos \theta_W \left\{ \left[(W_\mu^+)^2 + (W_\mu^-)^2 \right] (Z_\nu)^2 - \right. \\
 & - 2 (W_\mu^+ W_\nu^+ + W_\mu^- W_\nu^-) Z_\mu Z_\nu + \\
 & + \left. \left[(W_\nu^+)^2 + (W_\nu^-)^2 \right] (Z_\mu)^2 \right\} - \\
 & - eg \cos \theta_W \left[W_\mu^+ W_\mu^- A_\nu Z_\nu + W_\nu^+ W_\nu^- A_\mu Z_\mu - \right. \\
 & - \frac{1}{2} (W_\mu^+ W_\nu^- + W_\nu^+ W_\mu^-) (A_\mu Z_\nu + A_\nu Z_\mu) \Big] + \\
 & + e_l^\dagger i \tilde{\tau}_\mu \partial_\mu e_l - m_e (e_r^\dagger e_l + e_l^\dagger e_r) + \frac{g \cos 2\theta_w}{2 \cos \theta_w} e_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu Z_\mu e_l - \\
 & - ee_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu A_\mu e_l + \frac{g}{\sqrt{2}} \left(\nu_e^\dagger \tilde{\tau}_\mu W_\mu^+ e_l + e_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu W_\mu^- \nu_e \right) + \\
 & + d_l^\dagger i \tilde{\tau}_\mu \partial_\mu d_l - m_d (d_r^\dagger d_l + d_l^\dagger d_r) - \frac{e}{3} d_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu A_\mu d_l - \\
 & - \frac{g}{\cos \theta_w} \left(\frac{1}{2} - \frac{2}{3} \sin^2 \theta_w \right) d_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu Z_\mu d_l + \\
 & + \frac{g}{\sqrt{2}} \left[u_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu W_\mu^+ d_l + d_l^\dagger \tilde{\tau}_\mu W_\mu^- u_l \right], \quad (7)
 \end{aligned}$$

$$L_3 = g W_\mu^+ W_\mu^- \chi, \quad (8)$$

$$\begin{aligned}
 L_4 = & m_W^2 W_\mu^+ W_\mu^- - \frac{1}{2} m_\chi^2 \chi^2 - \lambda v \chi^3 - \frac{\lambda}{4} \chi^4 + \\
 & + \frac{g^2}{4} (W_\mu^+ W_\nu^- - W_\mu^- W_\nu^+)^2 + \frac{g^2}{4} W_\mu^+ W_\nu^- \chi^2. \quad (9)
 \end{aligned}$$

Здесь A_μ представляет фотон, W_μ^\pm, Z_μ – поля заряженных и нейтрального калибровочных бозонов, χ обозначает бозон Хиггса, $e_l (e_r), \nu_e$ есть поля левого (правого) электрона и электронного нейтрино,

$u_l (u_r)$ – поля левого (правого) u -кварка, $d_l (d_r)$ – поля левого (правого) d -кварка. Левые поля образуют $SU(2)$ -дублеты, тогда как правые поля есть $SU(2)$ -синглеты.

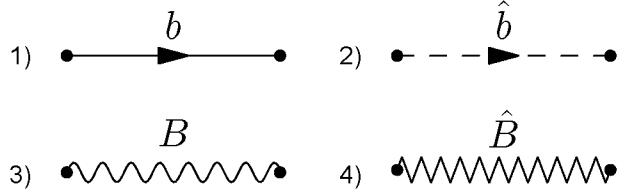
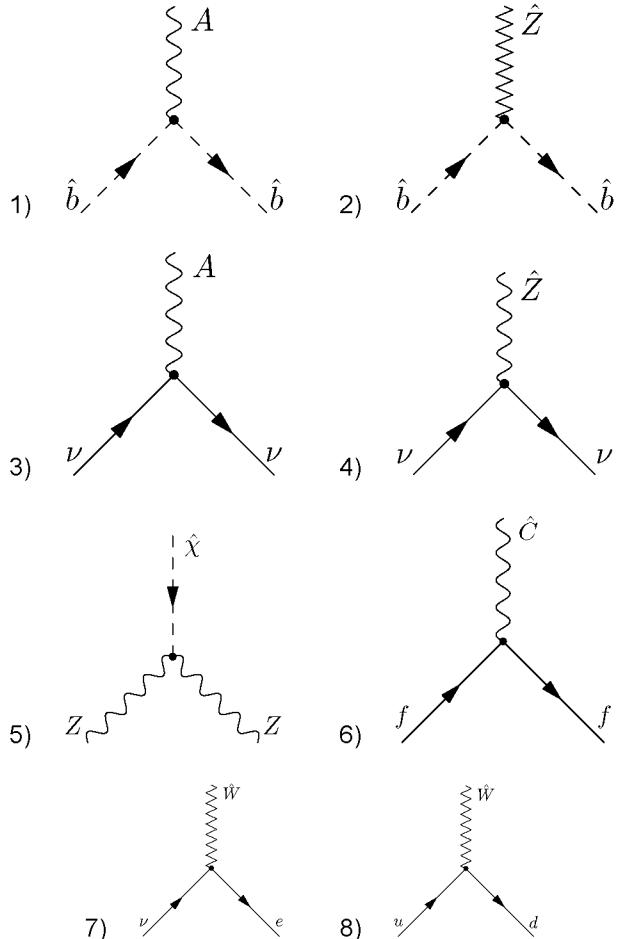


Рис. 1. Пропагаторы частиц: 1) $b = e, u, d, \chi, \nu$ – массивные частицы и нейтрино, 2) $\hat{b} = \hat{e}, \hat{u}, \hat{d}, \chi$ – безмассовые частицы. Пропагаторы калибровочных бозонов: 3) $B = A, W, Z$ – фотон, массивные W - и Z -бозоны, 4) $\hat{B} = \hat{W}, \hat{Z}$ – бозоны с нулевой массой.

Fig. 1. Particle propagators: 1) $b = e, u, d, \chi, \nu$ – massive particles and neutrinos, 2) $\hat{b} = \hat{e}, \hat{u}, \hat{d}, \chi$ – massless particles. 3) $B = A, W, Z$ – photon, massive W - and Z -bosons, 4) $\hat{B} = \hat{W}, \hat{Z}$ – massless gauge bosons.

В интервале "бесконечных" температур $T > 10^{18}$ ГэВ частицы электрослабой модели теряют массу, а динамические слагаемые в лагранжиане $L_{EW} = L_\infty$ (5) описывают пропагаторы безмассовых частиц, в том числе калибровочных бозонов. Соответствующие диаграммы представлены на рис.1. Кроме того, имеются 3-х вершинные взаимодействия нейтрино, электронов и夸克ов с фотоном и Z -бозоном (диаграммы 1)–4) на рис.2).



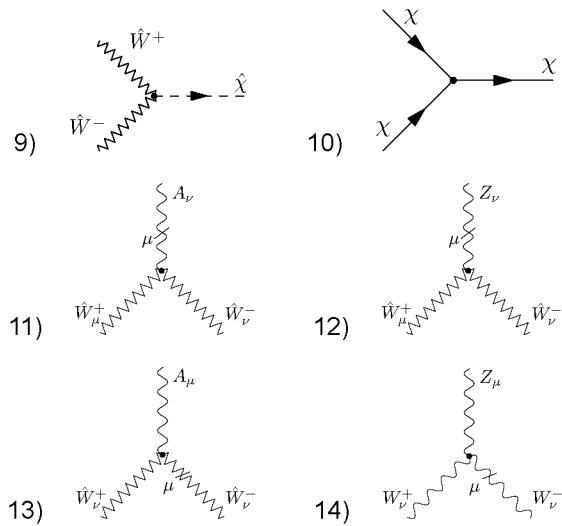


Рис. 2. 3-х вершинные взаимодействия частиц в электрослабой модели. Здесь $\hat{b} = \hat{e}, \hat{u}, \hat{d}$, $\hat{C} = \hat{Z}, \hat{A}$, $f = e, d$. Диаграмма 11) представляет взаимодействие $\hat{W}_\mu^+ \hat{W}_\nu^- \partial_\mu A_\nu$. Аналогично диаграммы 12)-14).

Fig. 2. 3-vertex particle interactions in the electroweak model. Here $\hat{b} = \hat{e}, \hat{u}, \hat{d}$, $\hat{C} = \hat{Z}, \hat{A}$, $f = e, d$. Diagram 11) represents interaction $\hat{W}_\mu^+ \hat{W}_\nu^- \partial_\mu A_\nu$. Similar to diagrams 12)-14).

При остывании Вселенной ниже 10^{18} ГэВ до температуры 10^7 ГэВ лагранжиан равен сумме $L_{EW} = L_\infty + \epsilon L_1$, т.е. добавляются массовые слагаемые u -кварка (6), поэтому появляется пропагатор массивного u -кварка (диаграмма 1) на рис.1.

Дальнейшая эволюция от 10^7 ГэВ до температуры 10^3 ГэВ приводит к расширению лагранжиана на слагаемые (7) до $L_{EW} = L_\infty + \epsilon L_1 + \epsilon^2 L_2$. В этом интервале температур происходит существенное восстановление свойств электрослабой модели: появляются пропагаторы массивного электрона (диаграмма 1) на рис.1 и массивного Z -бозона (диаграмма 3) на рис.1, возникает безмассовый бозон Хиггса, пропагатор которого представлен диаграммой типа 2) на рис.1, а также калибровочный W -бозон с нулевой массой и пропагатором типа 4) на рис.1.

Взаимодействия представлены как 3-х вершинными, так и 4-х вершинными процессами. Взаимодействие безмассового бозона Хиггса с массивным калибровочным Z -бозоном представлено диаграммой 5) на рис.2, а взаимодействия электрона и кварков с фотоном и Z -бозоном — диаграммами 1), 2) на рис.2. Кроме того, диаграмма 7) изображает взаимодействие электрона и нейтрино, а диаграмма 8) — взаимодействие u - и d -кварков посредством безмассового W -бозона. 4-х вершинные диаграммы типов 1)-3) на рис.3 описывают взаимодействие калибровочных бозонов A и Z с безмассовым W -бозоном.

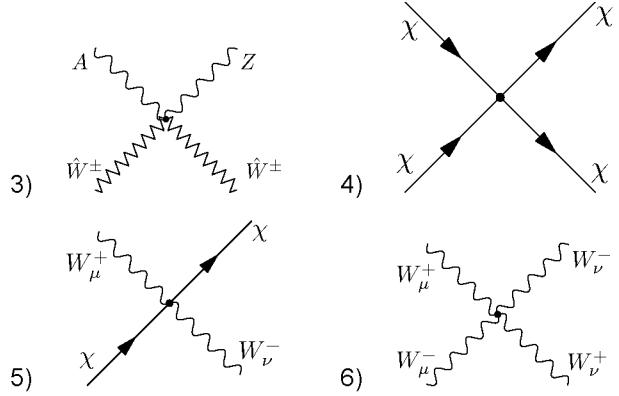
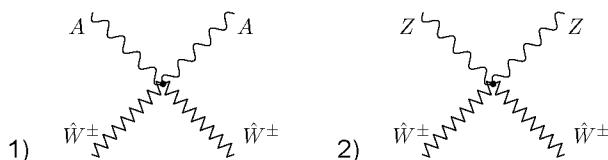


Рис. 3. 4-х вершинные взаимодействия частиц в электрослабой модели.

Fig. 3. 4-vertex particle interactions in the electroweak model.

Охлаждение Вселенной от 10^3 ГэВ до температуры 10^2 ГэВ добавляет к лагранжиана электрослабой модели слагаемое L_3 (8), т.е. $L_{EW} = L_\infty + \epsilon L_1 + \epsilon^2 L_2 + \epsilon^3 L_3$. Появляется взаимодействие заряженных W -бозонов с полем бозона Хиггса (диаграмма 9) на рис.2). В данном интервале температур все эти поля по-прежнему остаются безмассовыми.

Наконец, при падении температуры ниже 10^2 ГэВ электрослабая модель восстанавливается в полном объеме до лагранжиана (4). На этой стадии W -бозоны и бозон Хиггса приобретают массу и их пропагаторы изображаются диаграммами типа 1), 3) на рис.1. Появляются 3-х и 4-х вершинные самодействия поля бозона Хиггса, представленные диаграммой 10) на рисунках 2 и 3, 4-х вершинные взаимодействия W -бозонов с полем бозона Хиггса (диаграмма 5) на рис.3), а также 4-х вершинные взаимодействия W -бозонов между собой (диаграмма 6) на рис.3).

3. Лагранжиан и диаграммы КХД

В лагранжиане КХД (5.41) [2]

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QCD} &= \mathcal{L}_q + \mathcal{L}_{gl} = \\ &= \sum_q \bar{q}^i (i\gamma^\mu) (D_\mu)_{ij} q^j - \frac{1}{4} \sum_{\alpha=1}^8 F_{\mu\nu}^\alpha F^{\mu\nu\alpha}, \end{aligned} \quad (10)$$

опущены массовые слагаемые $-m_q \bar{q}^i q_i$. При переходе к контрактированной группе $SU(3; \epsilon)$ эти слагаемые вида

$$-m_q \bar{q}^i (\epsilon) q_i (\epsilon) = -m_q \left(|q_1|^2 + \epsilon^2 |q_2|^2 + \epsilon^4 |q_3|^2 \right) \quad (11)$$

добавляются к кварковой части лагранжиана (5.52) в монографии [2], которая принимает вид

$$\mathcal{L}_q (\epsilon) = L_q^\infty + \epsilon^2 L_q^{(2)} + \epsilon^4 L_q^{(4)}, \quad (12)$$

где

$$\begin{aligned} L_q^\infty &= \sum_q \left\{ i \bar{q}_1 \gamma^\mu \partial_\mu q_1 - m_q |q_1|^2 + \right. \\ &\quad \left. + \frac{g_s}{2} |q_1|^2 \gamma^\mu \left(\frac{1}{\sqrt{3}} A_\mu^8 + A_\mu^3 \right) \right\}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$L_q^{(2)} = \sum_q \left\{ i\bar{q}_2 \gamma^\mu \partial_\mu q_2 - m_q |q_2|^2 + \right. \\ \left. + \frac{g_s}{2} \left(|q_2|^2 \gamma^\mu \left(\frac{1}{\sqrt{3}} A_\mu^8 - A_\mu^3 \right) + \right. \right. \\ \left. \left. + q_1 \bar{q}_2 \gamma^\mu (A_\mu^1 + iA_\mu^2) + \bar{q}_1 q_2 \gamma^\mu (A_\mu^1 - iA_\mu^2) \right) \right\}, \quad (14)$$

$$L_q^{(4)} = \sum_q \left\{ i\bar{q}_3 \gamma^\mu \partial_\mu q_3 - m_q |q_3|^2 + \right. \\ + \frac{g_s}{2} \left(-\frac{2}{\sqrt{3}} A_\mu^8 |q_3|^2 \gamma^\mu A_\mu^{BB} + \right. \\ \left. \left. + q_1 \bar{q}_3 \gamma^\mu (A_\mu^4 + iA_\mu^5) + \bar{q}_1 q_3 \gamma^\mu (A_\mu^4 - iA_\mu^5) + \right. \right. \\ \left. \left. + q_2 \bar{q}_3 \gamma^\mu (A_\mu^6 + iA_\mu^7) + \bar{q}_2 q_3 \gamma^\mu (A_\mu^6 - iA_\mu^7) \right) \right\}. \quad (15)$$

Здесь $q(x)$ – кварковые поля, $q = u, d, s, c, b, t$, компоненты q_i , $i = 1, 2, 3$ обозначают цветовые степени свободы, а A_μ^α , $\alpha = 1, 2, \dots, 8$ представляют поля глюонов.

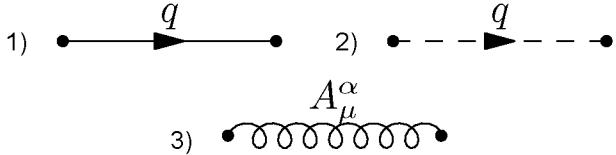


Рис. 4. Пропагаторы: 1) массивных кварков, 2) безмассовых кварков и 3) глюонов.

Fig. 4. Propagators: 1) massive quarks, 2) massless quarks and 3) gluons.

Глюонная часть лагранжиана имеет вид

$$\mathcal{L}_{gl}(\epsilon) = L_{gl}^\infty + \epsilon^2 L_{gl}^{(2)} + \epsilon^4 L_{gl}^{(4)} + \epsilon^6 L_{gl}^{(6)} + \epsilon^8 L_{gl}^{(8)}, \quad (16)$$

где

$$\begin{aligned}
L_{gl}^{\infty} &= \\
= -\frac{1}{4} \left\{ &\left(\partial_\mu A_\nu^3 - \partial_\nu A_\mu^3 \right)^2 + \left(\partial_\mu A_\nu^8 - \partial_\nu A_\mu^8 \right)^2 \right\}, \quad (17) \\
L_{gl}^{(2)} &= \\
= -\frac{1}{4} \left\{ &\left(\partial_\mu A_\nu^1 - \partial_\nu A_\mu^1 + g_s (A_\mu^2 A_\nu^3 - A_\mu^3 A_\nu^2) \right)^2 + \right. \\
&+ \left(\partial_\mu A_\nu^6 - \partial_\nu A_\mu^6 + \frac{g_s}{2} ((A_\mu^3 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^3) + \right. \\
&\quad \left. \left. + \sqrt{3} (A_\mu^7 A_\nu^8 - A_\mu^8 A_\nu^7)) \right) \right)^2 + \\
&+ \left(\partial_\mu A_\nu^2 - \partial_\nu A_\mu^2 - g_s (A_\mu^1 A_\nu^3 - A_\mu^3 A_\nu^1) \right)^2 + \\
&+ \left(\partial_\mu A_\nu^7 - \partial_\nu A_\mu^7 - \frac{g_s}{2} (A_\mu^3 A_\nu^6 - A_\mu^6 A_\nu^3 + \right. \\
&\quad \left. \left. + \sqrt{3} (A_\mu^6 A_\nu^8 - A_\mu^8 A_\nu^6)) \right) \right)^2 +
\end{aligned}$$

$$+g_s \left(\left(2(A_\mu^1 A_\nu^2 - A_\mu^2 A_\nu^1) - A_\mu^6 A_\nu^7 + A_\mu^7 A_\nu^6 \right) \times \right. \\ \left. \times (\partial_\mu A_\nu^3 - \partial_\nu A_\mu^3) + \right. \\ \left. + \sqrt{3} (A_\mu^6 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^6) (\partial_\mu A_\nu^8 - \partial_\nu A_\mu^8) \right\}, \quad (18)$$

$$\begin{aligned}
L_{gl}^{(4)} = & -\frac{1}{4} \left\{ \left(\partial_\mu A_\nu^4 - \partial_\nu A_\mu^4 \right)^2 + \left(\partial_\mu A_\nu^5 - \partial_\nu A_\mu^5 \right)^2 + \right. \\
& + g_s \left(\left(A_\mu^4 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^4 - A_\mu^5 A_\nu^6 + A_\mu^6 A_\nu^5 \right) \times \right. \\
& \quad \times \left(\partial_\mu A_\nu^1 - \partial_\nu A_\mu^1 \right) + \\
& \left(A_\mu^4 A_\nu^6 - A_\mu^6 A_\nu^4 + A_\mu^5 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^5 \right) \left(\partial_\mu A_\nu^2 - \partial_\nu A_\mu^2 \right) - \\
& \left(A_\mu^1 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^1 + A_\mu^2 A_\nu^6 - A_\mu^6 A_\nu^2 + A_\mu^3 A_\nu^5 - A_\mu^5 A_\nu^3 - \right. \\
& \quad \left. - \sqrt{3} \left(A_\mu^5 A_\nu^8 - A_\mu^8 A_\nu^5 \right) \right) \left(\partial_\mu A_\nu^4 - \partial_\nu A_\mu^4 \right) + \\
& \left(A_\mu^1 A_\nu^6 - A_\mu^6 A_\nu^1 - A_\mu^2 A_\nu^7 + A_\mu^7 A_\nu^2 + A_\mu^3 A_\nu^4 - A_\mu^4 A_\nu^3 - \right. \\
& \quad \left. - \sqrt{3} \left(A_\mu^4 A_\nu^8 - A_\mu^8 A_\nu^4 \right) \right) \left(\partial_\mu A_\nu^5 - \partial_\nu A_\mu^5 \right) + \\
& \left(A_\mu^2 A_\nu^4 - A_\mu^4 A_\nu^2 - A_\mu^1 A_\nu^5 + A_\mu^5 A_\nu^1 \right) \left(\partial_\mu A_\nu^6 - \partial_\nu A_\mu^6 \right) + \\
& \left(A_\mu^1 A_\nu^4 - A_\mu^4 A_\nu^1 + A_\mu^2 A_\nu^5 - A_\mu^5 A_\nu^2 \right) \left(\partial_\mu A_\nu^7 - \partial_\nu A_\mu^7 \right) + \\
& \left. + \sqrt{3} \left(A_\mu^4 A_\nu^5 - A_\mu^5 A_\nu^4 \right) \left(\partial_\mu A_\nu^8 - \partial_\nu A_\mu^8 \right) \right) +
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + g_s^2 \left(\left(A_\mu^1 A_\nu^2 - A_\mu^2 A_\nu^1 \right)^2 + \left(A_\mu^6 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^6 \right)^2 - \right. \\
& \quad \left. - \left(A_\mu^1 A_\nu^2 - A_\mu^2 A_\nu^1 \right) \left(A_\mu^6 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^6 \right) - \right. \\
& - \left(A_\mu^1 A_\nu^3 - A_\mu^3 A_\nu^1 \right) \left(A_\mu^4 A_\nu^6 - A_\mu^6 A_\nu^4 + A_\mu^5 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^5 \right) + \\
& + \left(A_\mu^2 A_\nu^3 - A_\mu^3 A_\nu^2 \right) \left(A_\mu^4 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^4 - A_\mu^5 A_\nu^6 + A_\mu^6 A_\nu^5 \right) + \\
& + \frac{1}{2} \left(A_\mu^3 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^3 + \sqrt{3} \left(A_\mu^7 A_\nu^8 - A_\mu^8 A_\nu^7 \right) \right) \times \\
& \quad \times \left(A_\mu^2 A_\nu^4 - A_\mu^4 A_\nu^2 - A_\mu^1 A_\nu^5 + A_\mu^5 A_\nu^1 \right) - \\
& - \frac{1}{2} \left(A_\mu^3 A_\nu^6 - A_\mu^6 A_\nu^3 + \sqrt{3} \left(A_\mu^6 A_\nu^8 - A_\mu^8 A_\nu^6 \right) \right) \times \\
& \quad \times \left(A_\mu^1 A_\nu^4 - A_\mu^4 A_\nu^1 + A_\mu^2 A_\nu^5 - A_\mu^5 A_\nu^2 \right) + \\
& + \frac{1}{2} \left(A_\mu^1 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^1 + A_\mu^2 A_\nu^6 - A_\mu^6 A_\nu^2 + \right. \\
& + \left. A_\mu^3 A_\nu^5 - A_\mu^5 A_\nu^3 - \sqrt{3} \left(A_\mu^5 A_\nu^8 - A_\mu^8 A_\nu^5 \right) \right)^2 + \\
& + \frac{1}{2} \left(A_\mu^1 A_\nu^6 - A_\mu^6 A_\nu^1 - A_\mu^2 A_\nu^7 + A_\mu^7 A_\nu^2 + \right.
\end{aligned}$$

$$+ A_\mu^3 A_\nu^4 - A_\mu^4 A_\nu^3 - \sqrt{3} (A_\mu^4 A_\nu^8 - A_\mu^8 A_\nu^4) \Big)^2 \Big\}, \quad (19)$$

$$\begin{aligned} L_{gl}^{(6)} = & -\frac{g_s^2}{16} \left\{ \left(A_\mu^4 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^4 - A_\mu^5 A_\nu^6 + A_\mu^6 A_\nu^5 \right)^2 + \right. \\ & \left(A_\mu^4 A_\nu^6 - A_\mu^6 A_\nu^4 + A_\mu^5 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^5 \right)^2 + \\ & + \left(A_\mu^2 A_\nu^4 - A_\mu^4 A_\nu^2 - A_\mu^1 A_\nu^5 + A_\mu^5 A_\nu^1 \right)^2 + \\ & + \left(A_\mu^1 A_\nu^4 - A_\mu^4 A_\nu^1 + A_\mu^2 A_\nu^5 - A_\mu^5 A_\nu^2 \right)^2 + \\ & + 4 \left(A_\mu^1 A_\nu^2 - A_\mu^2 A_\nu^1 + A_\mu^6 A_\nu^7 - A_\mu^7 A_\nu^6 \right) \times \\ & \times \left. \left(A_\mu^4 A_\nu^5 - A_\mu^5 A_\nu^4 \right) \right\}, \quad (20) \end{aligned}$$

$$L_{gl}^{(8)} = -\frac{g_s^2}{4} (A_\mu^4 A_\nu^5 - A_\mu^5 A_\nu^4)^2. \quad (21)$$

Кварковая часть лагранжиана содержит квадратичные по полям слагаемые $i\bar{q}_1 \gamma^\mu \partial_\mu q_k - m_q |q_k|^2$, $k = 1, 2, 3$, которым отвечают фейнмановские диаграммы пропагаторов кварков, изображенные на рис.4, 1). Слагаемые, содержащие произведение двух полей кварков и поля глюонов $\frac{g_s}{2} q_i \gamma^\mu A_\mu^\alpha \bar{q}_k$, описывают 3-х вершинные взаимодействия кварка с глюоном, которое изображается диаграммой 1) на рис.5.

Слагаемые вида $-\frac{1}{4} (\partial_\mu A_\nu^\alpha - \partial_\nu A_\mu^\alpha)^2$ в глюонной части лагранжиана соответствуют пропагаторам глюонов, которые представляются диаграммой 3) на рис.4. Трехвершинные самодействия глюонов, отвечающие слагаемым вида $\sim g_s A_\mu^\alpha A_\nu^\beta \partial_\mu A_\nu^\gamma$, представлены диаграммой 3) на рис.5. Наконец, четырехглюонные взаимодействия типа $\sim g_s^2 A_\mu^\alpha A_\nu^\beta A_\mu^\gamma A_\nu^\delta$, описываются фейнмановской диаграммой 4), изображенной на рис.5.

Следует отметить, что высокотемпературный предел КХД, вызванный контракцией калибровочной группы $SU(3)$, не меняет характер взаимодействия кварков и глюонов между собой [5]. Типы взаимодействия лишь распределяются по температурным интервалам в соответствии со стадиями развития Вселенной после ее появления в результате большого взрыва.

Если дополнительно учесть преобразование масс кварков (5.29) $m_q \rightarrow \epsilon m_q$, вызванное спонтанным нарушением симметрии, то слагаемое $-\sum_q m_q |q_1|^2$ в (13) будет пропорционально ϵ , слагаемое $-\sum_q m_q |q_2|^2$ в (14) пропорционально ϵ^3 , а слагаемое $-\sum_q m_q |q_3|^2$ в (15) пропорционально ϵ^5 , т.е. они вносят существенный вклад в лагранжиан на других стадиях эволюции по сравнению с динамической частью. Поэтому кварки с первой цветовой компонентой являются безмассовыми (диаграмма 2) на рис.4) при температуре выше 10^{18} ГэВ и приобретают массу лишь при остывании Вселенной ниже

этой температуры (диаграмма 1) на рис.4). Аналогично при температуре выше 10^3 ГэВ появляются кварки второго цвета с нулевой массой, которые становятся массивными при более низких температурах. Для кварков с третьей цветовой компонентой граничная температура составляет 4 ГэВ.

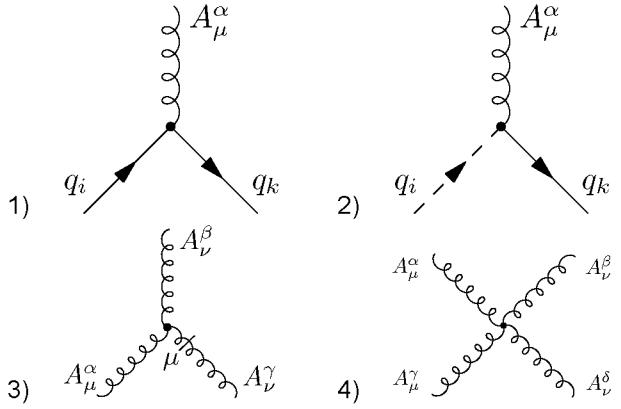


Рис. 5. Сильные взаимодействия: 1) массивных кварков с глюонами; 2) безмассовых и массивных кварков с глюонами; 3), 4) 3-х и 4-х вершинные взаимодействия глюонов.

Fig. 5. Strong interactions: 1) massive quarks with gluons; 2) massless and massive quarks with gluons; 3), 4) 3- and 4-vertex interactions of gluons.

4. Лагранжиан и диаграммы стандартной модели

Модифицированный лагранжиан стандартной модели получается объединением лагранжиана (4) электрослабой модели с кварковым (12) и глюонным (16) лагранжианами квантовой хромодинамики. Его можно представить в виде разложения по степеням контракционного параметра

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{SM}(\epsilon) = & \\ = \mathcal{L}_\infty + \epsilon \mathcal{L}_1 + \epsilon^2 \mathcal{L}_2 + \epsilon^3 \mathcal{L}_3 + \epsilon^4 \mathcal{L}_4 + \epsilon^6 \mathcal{L}_6 + \epsilon^8 \mathcal{L}_8, \quad (22) \end{aligned}$$

где выживающие при бесконечной температуре члены

$$\mathcal{L}_\infty = L_\infty + L_q^\infty + \mathcal{L}_{gl}^\infty \quad (23)$$

представляют собой суммы слагаемых из уравнений (5), (13) и (17), $\mathcal{L}_1 = L_1$ из (6). Слагаемые второго порядка

$$\mathcal{L}_2 = L_2 + L_q^2 + \mathcal{L}_{gl}^2 \quad (24)$$

находятся суммированием формул (7), (14) и (18). Пропорциональные третьей степени ϵ слагаемые совпадают с (8), т.е. $\mathcal{L}_3 = L_3$. Члены четвертого порядка

$$\mathcal{L}_4 = L_4 + L_q^4 + \mathcal{L}_{gl}^4 \quad (25)$$

равны сумме слагаемых в формулах (9), (15) и (19). Наконец, слагаемые шестого и восьмого порядков порождаются только глюонной частью КХД: $\mathcal{L}_6 = \mathcal{L}_{gl}^6$ (20) и $\mathcal{L}_8 = \mathcal{L}_{gl}^8$ (21).

При учете преобразования масс кварков, вызванного спонтанным нарушением симметрии, в разложении (22) появляются члены пятого порядка $\mathcal{L}_5 = -\sum_q m_q |q_3|^2$, которые переходят из \mathcal{L}_4 . Слагаемые первого и третьего порядков модифицируются $\mathcal{L}'_1 =$

$L_1 = \sum_q m_q |q_1|^2$, $\mathcal{L}'_3 = L_3 - \sum_q m_q |q_2|^2$ за счет добавления членов из \mathcal{L}_∞ и \mathcal{L}_2 , соответственно.

Что касается взаимодействия夸克ов и глюонов между собой, то в высокотемпературном пределе КХД, вызванном контракцией калибровочной группы $SU(3)$, его характер не меняется. Происходит лишь распределение типов взаимодействия по температурным интервалам в соответствии со стадиями развития Вселенной после ее появления в результате большого взрыва.

Аналогичные процессы имеют место и в электрослабой модели. Калибровочные бозоны и частицы эффективно теряют массу при возрастании температуры Вселенной, стандартные взаимодействия частиц, не изменяя своего вида, распределяются по этапам ее развития. Однако появляются новые виды взаимодействия с участием безмассовых частиц.

Автор выражает свою признательность В.В. Куратову за полезные обсуждения и помочь в оформлении работы.

Литература

1. Gromov N.A. Elementary particles in the early Universe // J. Cosmol. Astroparticle Phys. 2016. Vol. 03. P. 053.
2. Gromov N.A. Particles in the Early Universe: High-Energy Limit of the Standard Model from the Contraction of Its Gauge Group. Singapore: World Scientific, 2020. 159 p.
3. Inönü E., Wigner E.P. On the contraction of groups and their representations // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 1953. Vol. 39. P. 510–524.
4. Громов Н.А. Контракции классических и квантовых групп. М.: Физматлит, 2012. 318 с.
5. Емельянов В.М. Стандартная модель и ее расширения. М.: Физматлит, 2007. 584 с.

References

1. Gromov N.A. Elementary particles in the early Universe // J. Cosmol. Astroparticle Phys. 2016. Vol. 03. P. 053.
2. Gromov N.A. Particles in the Early Universe: High-Energy Limit of the Standard Model from the Contraction of Its Gauge Group. Singapore: World Scientific, 2020. 159 p.
3. Inönü E., Wigner E.P. On the contraction of groups and their representations // Proc. Nat. Acad. Sci. USA. 1953. Vol. 39. P. 510–524.
4. Gromov N.A. Kontraktsii klassicheskikh i kvantovykh grupp [Contractions of classical and quantum groups]. Moscow: Fizmatlit, 2012. 318 p.
5. Emel'yanov V.M. Standartnaya model i ee rasshireniya [Standard model and its extensions]. Moscow: Fizmatlit, 2007. 584 p.

Статья поступила в редакцию 15.09.2020.