Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 6, стр. 302 – 305 *20 марта 1977 г.*

СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ КАЛИБРОВОЧНОЙ СИММЕТРИИ В ОДНОРОДНОЙ ИЗОТРОПНОЙ ВСЕЛЕННОЙ ОТКРЫТОГО ТИПА

А.А.Гриб, В.М.Мостепаненко

Показано, что в теории самодействующего скалярного поля, рассматриваемого в открытой модели Фридмана, возникает спонтанное нарушение калибровочной симметрии. Получен вывод о том, что масса, приобретаемая фотоном по механизму Хиггса, становится значительной при ядерных временах.

В последнее время активно изучаются космологические и астрофизические следствия, к которым приводит предположение о спонтанном нарушении калибровочной симметрии скалярного поля (см., например, [1 – 3]). Спонтанное нарушение симметрии вводится в соответствующие модели аналогично модели Голстоуна [4] с помощью предположения о мнимости затравочной массы ($m^2 < 0$). Недостатки этого предположения хорошо известны, что привело к попыткам ввести в теорию спонтанное нарушение симметрии без его использования [5].

Как показано в [6], спонтанное нарушение калибровочной симметрии возникает при взаимодействии комплексного скалярного поля с $m^2 > 0$ и внешнего электрического поля специального вида. Здесь мы покажем, что спонтанное нарушение калибровочной симметрии возникает при взаимодействии безмассового скалярного поля с гравитационным полем, соответствующим открытой модели Фридмана. При этом учет электромагнитных взаимодействий приводит к приобретению фотоном ненулевой массы по механизму Хиггса [7]. Из приведенных ниже оценок следует, что при $t \sim 10^{-26}$ *сек* (время t отсчитывается от сингулярного состояния) эта масса по порядку величины равняется массе промежуточного векторного бозона единых теорий слабых и электромагнитных взаимодействий, т.е. электромагнитное взаимодействие становится короткодействующим. Последнее может привести к изменению представлений о механизме некоторых физических процессов на ранних стадиях эволюции Вселенной.

Рассмотрим самодействующее заряженное скалярное поле $\Phi(x)$ с нулевой массой в однородной изотропной Вселенной открытого типа. Метрика пространства-времени есть

$$ds^2 = g_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu = a^2(\eta)[d\eta^2 - d\chi^2 - \mathrm{sh}^2\chi(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi^2)]. \qquad (1)$$

Как показано в работах [8 – 10], правильным обобщением скалярного волнового уравнения с нулевой массой на риманову геометрию является конформно инвариантное уравнение

$$\Box\Phi(x) + \frac{R}{6}\Phi(x) + \frac{\lambda}{3}\Phi^*(x)\Phi^2(x) = 0, \qquad (2)$$

где $\Box - \nabla^\mu\Delta_\mu$, ∇_μ – ковариантная производная, R – скалярная кривизна пространства-времени, $dt = a\,d\eta$, $c = \hbar = 1$.

Плотность лагранжиана, соответствующего уравнению (2), инвариантна относительно однопараметрической группы калибровочных преобразований $\Phi \to \Phi e^{i\alpha}$, $\Phi^* \to \Phi^* e^{-i\alpha}$. Пусть $|0>$ – гейзенберговское вакуумное состояние, определенное, подобно [10], в момент $t = 0$. С учетом однородности метрики (1) и C-инвариантности состояния $|0>$ имеем

$$<0|\Phi(\eta, x)|0> = <0|\Phi(\eta, 0)|0> = g(\eta) = g^*(\eta). \qquad (3)$$

Усредняя (1) по состоянию $|0>$ и пренебрегая аналогично [4, 11] вакуумными флюктуациями, приходим к уравнению Дюффинга

$$\ddot{f}(\eta) - f(\eta) + f^3(\eta) = 0, \qquad (4)$$

где функция $f(\eta)$ связана с введенной в (3) функцией $g(\eta)$ соотношением

$$g(\eta) = \sqrt{\frac{3}{\lambda}}\,\frac{f(\eta)}{a(\eta)}\,. \qquad (5)$$

Как известно, нулевое решение (4) неустойчиво. Вследствие этого реализуются устойчивые решения (4) $f(\eta) = \pm 1$, соответствующие наличию спонтанного нарушения калибровочной симметрии.

Определим теперь плотность энергии и давление поля Φ в несимметричном вакуумном состоянии $|0>$. Метрический тензор энергии-импульса поля $\Phi(x)$ есть [9]

$$T_{\mu\nu}(x) = T^{can}_{\mu\nu}(x) - \frac{1}{3}[R_{\mu\nu} + \nabla_\mu\nabla_\nu - g_{\mu\nu}\Box]\Phi^*(x)\Phi(x). \quad (6)$$

С использованием (3) – (6) получаем отрицательные значения

$$\epsilon(\eta) = <0|T^{\circ}_{\circ}(x)|0> = -\frac{3}{2\lambda a^4}, \quad P(\eta) = -<0|T^i_i(x)|0> = -\frac{1}{2\lambda a^4}, \quad (7)$$

удовлетворяющие условию консервативности и уравнению состояния $P = \epsilon/3$ (суммы по i нет). Отрицательность ϵ при всех t означает, что для безмассового поля состояние со спонтанно нарушенной симметрией оказывается энергетически выгодным на всех этапах эволюции Вселенной (можно показать, что в случае массивного поля $\epsilon < 0$ лишь до некоторого момента $t_\circ \lesssim t_{pl} \sim 10^{-43}$ *сек*.

Если переписать действие S, соответствующее уравнению (2), в конформном исходному пространстве со статическим метрическим тензором $\tilde{g}_{\mu\nu} = a^{-2} g_{\mu\nu}$, то получается действие модели Голдстоуна [4]. При этом единственным отличием является то, что 3-пространство, задаваемое $\tilde{g}_{ik}$, обладает геометрией Лобачевского, а его постоянная отрицательная кривизна играет роль отрицательного квадрата массы.

Пусть теперь поле Φ взаимодействует еще и с безмассовым векторным полем A_a. Рассматривая полученные выше результаты в качестве нулевого приближения в унитарной калибровке имеем

$$<0|\Phi'|0> = i<0|\Phi|0> = i\sqrt{\frac{3}{\lambda}}\frac{f}{a}, \quad \text{где } \Phi' = \frac{\Phi'_1 + i\Phi'_2}{\sqrt{2}}, \ \Phi'_1 = 0 \quad (8)$$

(в унитарной калибровке полевые переменные отмечены штрихом).

Записывая действие рассматриваемой системы в терминах поля

$$\chi(x) = \Phi'_2(x) - \sqrt{\frac{6}{\lambda}}\frac{f(\eta)}{a(\eta)},$$

после преобразований с использованием (8) получаем выражение

$$S = {}^1/_2 \int d^4x\sqrt{-g}\,\{g^{a\beta}\frac{\partial\chi}{\partial x^a}\frac{\partial\chi}{\partial x^\beta} - (m^2_\chi + \frac{R}{6})\chi^2 + e^2 g^{a\beta} A'_a A'_\beta \chi^2 -$$

$$-{}^1/{}_2F^{\bullet}_{\alpha\beta}F^{\bullet\alpha\beta}+m_V^2 g^{\alpha\beta}A^{\bullet}_{\alpha}A^{\bullet}_{\beta}-\sqrt{\frac{2\lambda}{3}}\,\frac{f}{a}\chi^3-\frac{\lambda}{12}\chi^4+2e^2\sqrt{\frac{6}{\lambda}}g^{\alpha\beta}A^{\bullet}_{\alpha}A^{\bullet}_{\beta}\chi, \qquad (9)$$

где $F^{\bullet}_{\alpha\beta}=\partial^{\alpha}A^{\bullet}_{\beta}-\partial^{\beta}A^{\bullet}_{\alpha}$, e – заряд электрона, $m_\chi^2=3/a^2$, $m_V^2=6e^2/\lambda a^2$.

На современной стадии эволюции Вселенной $a\sim 10^{28}$ *см* и, полагая $\lambda\sim 1$, имеем для массы фотона пренебрежимо малую величину $m_V\sim$ $\sim 10^{-66}$ *г*. При $t\lesssim 10^{-26}$ *сек* получаем, однако, $m_V\gtrsim 10^{-22}$ *г*, т.е. электромагнитное взаимодействие становится короткодействующим. Это может привести к существенным астрофизическим следствиям. Например, если $\Phi(x)$ – псевдоскалярное поле, взаимодействующее с фермионным полем, то отличие (3) от нуля означает нарушение *P*- и *CP*-четности, которое становится значительным при указанных временах.

В заключение отметим, что в отличие от работы [11], в которой рассмотрено пространство-время постоянной кривизны, эффект спонтанного нарушения симметрии здесь не зависит от знака $R/6$.

Авторы признательны А.Д.Линде за указание на работу [11].

Ленинградский
институт точной механики и оптики

Поступила в редакцию
11 февраля 1977 г.

Литература

[1] Д.А.Киржниц, А.Д.Линде. ЖЭТФ, **67**, 1263, 1974.
[2] S.Weinberg. Phys. Rev., **D9**, 3357, 1974.
[3] И.В.Криве, А.Д.Линде, Е.М.Чудновский. ЖЭТФ, **71**, 825, 1976.
[4] J.Goldstone. Nuovo Cim., **19**, 154, 1961.
[5] S.Coleman, E.Weinberg. Phys. Rev., **D7**, 1888, 1973.
[6] А.А.Гриб, В.М.Мостепаненко, В.М.Фролов. ТМФ, **29**, 370, 1976.
[7] P.W.Higgs. Phys. Rev., **145**, 1156, 1966,
[8] R.Penrose. In "Relativity, Groups and Topology", N–Y, L, 1964.
[9] N.A.Chernikov, E.A.Tagirov. Ann. Inst. Henri Poincare, **9A**, 109, 1968.
[10] С.Г.Мамаев, В.М.Мостепаненко, А.А.Старобинский. ЖЭТФ, **70**, 1577, 1976.
[11] G.Domokos. Preprint DESY. 76/24, 1976.