АСТРОФИЗИКА

ТОМ 41 АВГУСТ, 1998 ВЫПУСК 3

УДК: 524.85

КОНФОРМНО-ИНВАРИАНТНАЯ МОДЕЛЬ РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

В.В.ПАПОЯН, В.Н.ПЕРВУШИН, В.И.СМИРИЧИНСКИЙ

Поступила 9 марта 1998
Принята к печати 15 апреля 1998

Рассматривается модель ранней Вселенной в эйнштейновской теории гравитации, дополненной конформно-инвариантной версией модели Вейнберга-Салама. Принцип конформной симметрии приводит к необходимости исключить потенциал Хиггса в выражении для гравитационного действия, использующего в качестве материального источника плотность лагранжиана модели электрослабых взаимодействий Вейнберга-Салама, и подключить конформно-инвариантное слагаемое Пенроуза-Черникова-Тагирова. В пределе плоского пространства мы приходим к σ-версии модели Вейнберга-Салама без хиггсовских частицеподобных возбуждений. В рассматриваемой конформно-инвариантной модели хиггсовские поля поглощаются пространственной метрикой и поэтому можно считать, что массы элементарных частиц возникают в момент, когда начинается эволюция Вселенной.

1. *Введение.* Результаты предыдущих исследований [1-3] приводят к заключению о существенной роли принципа конформной симметрии при построении таких космологических моделей, которые содержат возможность выявления связи между фактами наблюдений (закон Хаббла, красное смещение и т.п.) и выводами квантовой теории поля. Конформно-инвариантные полевые переменные позволяют получить стандартную космологическую модель из действия квантовой теории поля. Принцип конформной симметрии требует исключить из рассмотрения потенциал Хиггса в модели электрослабых взаимодействий Вейнберга-Салама и использовать вместо него слагаемое Пенроуза-Черникова-Тагирова [5]. Конформно-инвариантные наблюдаемые обеспечивают также полное отделение физического сектора от калибровочного (переменные, связанные с репараметризацией времени) и приводят к нормированной волновой функции Вселенной, которая эволюционирует в конформно-инвариантном времени.

В настоящей работе рассматривается объединение конформно-инвариантной версии модели Вейнберга-Салама с эйнштейновской гравитацией [6]. Такой подход позволяет найти космологическое решение проблемы хиггсовского вакуума в теории с конформно-инвариантным взаимодействием с полями материи [7]. План изложения таков: в первом разделе на примере фридмановской модели радиационно-доминантной

Вселенной обсуждаются основные положения проблемы. Во втором - для отделения физического (инвариантного) сектора от переменных, связанных с репараметризацией времени, используется метод бескалибровочной гамильтоновой редукции [4]. Соотношения между стандартной космологической моделью и полевой теорией обсуждаются в разделе 4. В следующем разделе (5) описывается космологический хиггсовский вакуум в конформно-инвариантной объединенной теории (без потенциала Хиггса) и показано, что хиггсовское поле поглощается пространственной метрикой. В заключении обсуждаются физические следствия предложенного подхода.

2. *Космологическая модель.* В качестве первого иллюстративного шага рассмотрим простую модель, основанную на действии Эйнштейна-Гильберта с материальным источником в виде плотности лагранжиана электромагнитного поля,

$$W = \int d^4x\sqrt{-g}\left[-\frac{{}^{(4)}R(g)}{16\pi}M_{Pl}^2 - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}(A)F^{\mu\nu}(A)\right]. \tag{2.1}$$

Если подставить в это выражение метрику Фридмана-Робертсона-Уоккера (ФРУ)

$$g_{\mu\nu}\,dx^{\mu}\,dx^{\nu} = \alpha^2(t)\left[N_c^2\,dt^2 - \gamma_{ij}^c\,dx^i dx^j\right];\quad {}^{(3)}R(\gamma^c) = \frac{6}{r_0^2}, \tag{2.2}$$

то такая система может быть сведена к набору осцилляторов с гармониками ω_l для возбуждений A_l электромагнитного поля, описываемых гамильтоновым действием [1,3]

$$W^F = \int_0^t\left\{\sum_l \dot{A}_l P_l - \left(\dot{a}P_a - \frac{1}{2}\frac{d}{dt}(P_a a)\right) - N_c H\right\} \tag{2.3}$$

с констрайнтами

$$\frac{\delta W}{\delta N_c} = 0 \Rightarrow H = -H_{cr} + H_R = 0, \tag{2.4}$$

где

$$H_{cr} = \frac{P_a^2}{2V_p} + \frac{a^2}{2r_0^2}V_p;\qquad H_R = \sum_l \frac{1}{2}\left(P_l^2 + \omega_l^2 A_l^2\right); \tag{2.5}$$

$(\dot{H}_{cr} = 0;\ \dot{H}_R = 0)$ - интегралы движения, а

$$V_p = \frac{6M_{Pl}^2 V_c}{8\pi};\quad V_c = \int d^3x\sqrt{\gamma^c} = 2\pi^2 r_0^3. \tag{2.6}$$

Отметим, что на уравнениях движения эти интегралы принимают следующие значения (2.5):

$$H_{cr}(eqs) = E_{cr} = \Omega_0^{-1}\left(\frac{V_p}{2r_0^2}\right); \quad H_R(eqs) = E_R. \tag{2.7}$$

Характерной особенностью рассматриваемой системы (2.3) является инвариантность относительно репараметризации времени

$$t \mapsto t' = t'(t). \tag{2.8}$$

Эта инвариантность приводит к соотношению, накладывающему связь на энергию (2.4), и подчеркивает ненаблюдаемость координатного времени t.

Уравнения движения такой модели в инвариантном фридмановском времени

$$d\,t_F = a\,N_c dt \tag{2.9}$$

приводят к эволюционному соотношению

$$t_F(a, E_R) = r_0\left(\sqrt{\Omega_0^{-1}} - \sqrt{\Omega_0^{-1} - a^2}\right). \tag{2.10}$$

Выражения для красного смещения и закона Хаббла в этом случае

$$Z(D) = \frac{a(t_F)}{a(t_F - D)} - 1 = DH_0; \left(H_0 = \frac{d}{dt_F}\lg a(t_F)\right) \tag{2.11}$$

полностью совпадают с соответствующими для стандартной радиационно-доминантной модели Фридмана.

Квантование импульса соответствующего $P_a\left(\hat{P}_a = \hbar\, d/i da;\ \hbar = 1\right)$ обращает связь (2.4) в уравнение Уиллера-Де-Витта (УДВ)

$$\frac{1}{a}\left[\frac{1}{2V_{(p)}}\left(\frac{d}{da}\right)^2 - V_{(p)}\frac{a^2}{2r_0^2} + E_R\right]\Psi_{WDW}(a, E_R) = 0. \tag{2.12}$$

Возникает задача определить, как связаны "фридмановское" время $t_F(a, E_R)$ и волновая функция УДВ Ψ_{WDW}. Решив эту задачу, мы можем одновременно ответить на вопрос о стационарности и нормируемости Ψ_{WDW}.

3. *Гамильтонова редукция.* Для решения поставленной в конце предыдущего раздела задачи, используем метод бескалибровочной гамильтоновой редукции [4], для того, чтобы полностью отделить сектор физических переменных от параметров, связанных с преобразованием (2.8). В соответствии с этим методом (который впервые был применен Леви-Чивита [9] в теории дифференциальных уравнений с частными интегралами типа связей первого рода) такое выделение может быть выполнено путем канонических преобразований к новым переменным

$$(P_a, a) \mapsto (\Pi, \eta), \tag{3.1}$$

превращающих гравитационную часть связей в новые импульсы [1-4].

$$H_{cr} \equiv \frac{P_a^2}{2V_{(p)}} + \frac{a^2}{2r_0^2}V_{(p)} = \Pi. \tag{3.2}$$

Существуют две карты такого отображения фазовой окружности в линию на новой фазовой плоскости.

$$P_a = \pm\sqrt{2V_{(p)}\,\Pi}\,\cos(\eta/r_0); \quad a = \pm\sqrt{2\Pi r_0^2/V_{(p)}}\sin(\eta/r_0). \tag{3.3}$$

В новых переменных (3.3), действие (2.3) приобретает вид

$$W_\pm^F = \int_0^{t_1} dt \left\{ \sum_l \dot{A}_l P_l \mp \Pi\dot{\eta} - N_c\left[-\Pi + H_R\right] \right\}. \tag{3.4}$$

Уравнения движения для нефизического сектора (Π, N_c, η)

$$\frac{\delta W_\pm^F}{\delta \Pi} = 0 \Rightarrow \boxed{d\eta = \pm N_c dt}\ ; \qquad \frac{\delta W_\pm^F}{\delta N_c} = 0 \Rightarrow \boxed{\Pi = H_R} \tag{3.5}$$

показывают, что новый космический масштабный фактор (η) обращается в инвариантный временной параметр эволюции дираковских наблюдаемых (A_l, P_l), а новый импульс (Π) обращается в гамильтониан этой эволюции. Окончательно мы приходим к лишенной связей эквивалентной системе

$$W_{(\pm)}^{RED} = \int_0^{\eta_1} d\eta \left[\sum_l \frac{dA_l}{d\eta} P_l \mp H_R(A_l, P_l) \right]. \tag{3.6}$$

Легко заметить, что новый масштабный фактор (η) отделен от физических переменных.

На этом пути мы можем получить формулу красного смещения (2.11), если после отделения "калибровочного" сектора (3.6) ("динамическая стадия") будет введен "геометрический" наблюдатель ("геометрическая стадия"), т.е. сопутствующая система отсчета (2.9)

$$dt_F = a(\eta)\,d\eta; \quad E_F = E_R/a(\eta), \quad D_F = D_c\,a(\eta). \tag{3.7}$$

Наблюдатель в такой системе отсчета сопутствует частичкам пыли с неизменной массой, в то время как в конформной системе отсчета длина волны фотона постоянна, а наблюдаемые "время" η, "энергия" E_R, и "расстояние" D_c конформно-инвариантны. Красное смещение (2.11) фотонов, излученных в момент $t - D$ атомом астрономического объекта (на расстоянии D от Земли), в конформной системе отсчета можно объяснить "старением" массы атома за время пролета D этих фотонов до Земли.

В квантовой теории (3.6), где интеграл движения E_R превращается в сохраняющееся квантовое число, эволюция волновой функции описывается стандартным уравнением Шредингера. Конформные наблюдаемые (3.7) позволяют разложить волновую функцию по полному набору квантовых чисел

$$\Psi_{RED}(\eta|A_l) = \sum_{E_R}\left[\alpha^{(+)}_{E_R}\langle\eta|E_R\rangle(+)\langle E_R|A_l\rangle + \alpha^{(-)}_{E_R}\langle\eta|E_R\rangle(-)\langle E_R|A_l\rangle^*,\right] \tag{3.8}$$

Здесь $\langle E_R|A_l\rangle$ - нормированные полиномы Эрмита, а $\langle\eta|E_R\rangle$ удовлетворяет уравнению

$$\pm\frac{d}{id\eta}\langle\eta|E_R\rangle(\pm) = E_R\langle\eta|E_R\rangle(\pm); \quad \left(\langle\eta|E_R\rangle(\pm) = \exp(\pm iE_R\,\eta)\right); \tag{3.9}$$

где $\alpha^{(\pm)}_{E_R}$ - операторы рождения (+) и уничтожения (-) Вселенной с квантовым числом E_R. Редуцированная волновая функция $\exp(\pm i\eta E_R)$ не совпадает с волновой функцией УДВ (2.12), что обусловлено фазой канонического преобразования (3.3), и, в свою очередь, связано с наличием временного поверхностного члена в исходном действии Эйнштейна-Гильберта (2.3). Обычно волновую функцию УДВ интерпретируют как стационарную и ненормируемую. С точки зрения нашего подхода, в котором отделены переменные физического и калибровочного секторов, такая интерпретация обладает, по крайней мере, двумя существенными дефектами: во-первых, неинвариантное время (t) рассматривается как наблюдаемое, что приводит к "стационарности", и, во-вторых, параметр эволюции (космический масштаб) рассматривается как физическая переменная, что приводит к наличию бесконечного калибровочного фактора и тем самым к ненормируемости. Как отмечалось выше, отделение переменных физического сектора позволило нам избежать этих недостатков.

"Геометрическая стадия" построения фридмановских переменных позволяет обнаружить связь выводов квантовой космологии с данными космологических наблюдений. Дифференцирование волновой функции (3.9) по фридмановскому времени (3.7) приводит к фридмановской энергии E_F (3.7).

4. *Конформно-инвариантные переменные.* На следующей ступени попытаемся установить соотношение между фридмановской моделью Вселенной, заполненной покоящейся "пылью" с сохраняющейся массой и стандартным действием фермионов $\int d^4x\sqrt{-g}\cdot m\bar{\psi}\psi$. Мы можем воспроизвести фридмановскую модель Вселенной с "пылью", если масштабный фактор a будет исключен не только из метрики (2.2),

но также и из источника материальных полей F согласно

$$^{(n)}F = {}^{(n)}F_{(c)}\, a^n; \quad \left(\psi = \psi_c\, a^{-3/2}\right), \tag{4.1}$$

в соответствии с их конформным весом (n) (для тензоров $(n=2)$, векторов $(n=0)$, спиноров $(n=-3/2)$, скаляров $(n=-1)$ и будет использована метрика ФРУ (2.2). В этом случае мы придем к гамильтониану фридмановской модели типа (2.4) $(H = -H_{cr} + M_D a_0 + H_R)$, где масса пыли

$$M_D = m\int d^3x\, \overline{\psi}_c(x)\psi_c(x) = m < n_f > V_c \tag{4.2}$$

не зависит от $a_0(t)$ и может рассматриваться как константа $\left(\dot{M}_D = 0\right)$.

Бескалибровочная редукция модели с пылью [1-3] перепутывает чисто гравитационные переменные с переменными, относящимися к материальным источникам. Для удовлетворительного описания квантового состояния с правильным выражением редуцированной энергии необходимо, чтобы взаимодействие с полями вещества было бы *конформно-инвариантным*.

5. *Конформно-инвариантная объединенная теория.* 5.1. *Модель Вейнберга-Салама без потенциала Хиггса.* Примером такой конформно-инвариантной теории является модель Вейнберга-Салама (ВС) без потенциала Хиггса и с конформно связанным с эйнштейновской гравитацией скалярным полем [5,6],

$$W_{tot} = \int d^4x\sqrt{-g}\left[-\frac{^{(4)}R(g)}{6}\left(\frac{3M_{Pl}^2}{8\pi} - |\phi|^2\right) + \partial_\mu|\phi|\partial^\mu|\phi|\right] + W_{WS}^c\left(\left\{^{(n)}F\right\}\right). \tag{5.1}$$

(здесь W_{WS}^c конформно-инвариантная часть действия ВС в пространстве с кривизной $^{(4)}R(g)$, а $(\{^{(n)}F\}$ представляет поля теории ВС с конформным весом (n)).

Перепишем, далее, выражение (5.1) через конформно-инвариантные переменные (4.1), снабдив их индексом (c), исключая тем самым масштабный фактор [2,10]

$$a = \left[^{(3)}g\right]^{1/6}; \quad g_{\mu\nu} = a^2 g_{\mu\nu}^{(c)}; \quad |\phi| = \frac{\phi_c}{a}. \tag{5.2}$$

Пространственные компоненты новой метрики $g_{(c)}$ удовлетворяют связи

$$\sqrt{^{(3)}g^{(c)}} = 1,$$

согласно (5.2) (геометрическое решение этого констрайнта было дано в [11]). В терминах конформно-инвариантных переменных $^{(n)}F_c$ эйнштейновское слагаемое в действии (5.1) имеет следующий вид:

$$W_E = \int dx^4 N_c \left[-\frac{{}^{(4)}Rg^{(c)}}{6}\left(\bar{a}^2 - \phi_c^2\right) + \partial_\mu \bar{a}\, \partial^\mu \bar{a} - \partial_\mu \phi_c \partial^\mu \phi_c \right], \tag{5.3}$$

где

$$\sqrt{-g^{(c)}} = N_c, \quad \bar{a} = aM_{Pl}\sqrt{3/8\pi},$$

тогда как вторая (ВС) часть полного действия (5.1) не зависит от масштабного фактора a в силу конформной инвариантности.

5.2. *Поглощение скалярного поля метрикой.* Обсудим эффект поглощения скалярного поля метрикой на примере действия (5.3). Масштабный фактор $\bar{a}$ и скалярное поле в выражение для действия входят симметрично. Класс физических решений теории (5.3) ограничен условием

$$\left(\bar{a}^2 - \phi_c^2\right) \geq 0, \tag{5.4}$$

во всей области пространства-времени. В противном случае, $\left(\bar{a}^2 - \phi_c^2\right) < 0$ эйнштейновское слагаемое меняет знак и гравитация превращается в антигравитацию с неверным знаком для ньютоновского взаимодействия и отрицательной энергией для гравитонов. (Подходящей аналогией для ограничения (5.4) является световой конус, определяющий допустимые области движения частиц.) Ограничение (5.4) приводит к симметричным начальным условиям $\bar{a} = 0, \phi_c = 0$, что вместе с симметрией действия относительно $\bar{a}$ и ϕ_c может привести только к симметричным решениям уравнений и связей

$$\phi_c = \pm\bar{a}. \tag{5.5}$$

Такое решение является предельным случаем ограничения (5.4) и может быть истолковано как динамическое поглощение конформного скалярного поля компонентой метрического тензора (масштабным фактором). В следующем разделе это поглощение будет рассмотрено подробнее в однородном случае и когда полное действие (5.1) включает также материальные поля.

5.3. *Однородное приближение.* В этом разделе наши усилия будут направлены на то, чтобы в однородном приближении определить спектр хиггсовских частицеподобных возбуждений в соответствующей модели ВС, описываемой лагранжианом

$$L(\phi) = \partial_\mu|\phi|\partial^\mu|\phi| - \lambda\left(|\phi|^2 - \upsilon^2\right)^2. \tag{5.6}$$

Подставив анзатц однородности

$$|\phi(t,x)| = v + \frac{\tilde{\phi}(t)}{\sqrt{2}} \tag{5.7}$$

в соотношение (5.6), получим

$$L = \frac{1}{2}\dot{\tilde{\phi}}^2 - \frac{1}{2}m_H^2\tilde{\phi}^2 + L_{int}, \tag{5.8}$$

где $m_H = v\sqrt{8\lambda}$ - масса частицы Хиггса.

Однородный сектор теории (5.3) описывается метрикой ФРУ

$$(ds)^2 = a^2(x,t)\left[N_c^2(x,t)\,dt^2 - dx_i^2\right]; \quad a(x,t) = a_0(t)S(x); \tag{5.9}$$

$$\phi_c(x,t) = \phi_0(t)S(x); \quad N_c(x,t) = \frac{N_c^0(t)}{S(x)}; \quad S = \left(1 - \frac{k|x|^2}{4r_0^2}\right)^{-1}; \quad (k = +1;0;-1). \tag{5.10}$$

Подстановка (5.10) в действие (5.3) дает

$$W_{EH} = V_c\int_0^{t_1} dt\left[-\left(\frac{\dot{\bar{a}}_0^2}{N_c^0} - N_c^0\frac{a_0^2 k}{r_0^2}\right) + \left(\frac{\dot{\phi}_0^2}{N_c^0} - N_c^0\frac{\phi_0^2 k}{r_0^2}\right)\right], \tag{5.11}$$

где V_c - объем трехмерного пространства постоянной кривизны (для случая замкнутого пространства $k = +1$, V_c определяется уравнением (2.6)). Это действие описывает два различных осциллятора с сохраняющимися плотностями энергии

$$\rho_{cr} = \left(\frac{\dot{\bar{a}}_0^2}{N_c^{02}} + \frac{a_0^2 k}{r_0^2}\right); \qquad \rho_\phi^0 = \left(\frac{\dot{\phi}_0^2}{N_c^{02}} + \frac{\phi_0^2 k}{r_0^2}\right) \tag{5.12}$$

со связью, следующей из $\delta W_{EH}/\delta N_c^0 = 0$:

$$-\rho_{cr} + \rho_\phi^0 = 0. \tag{5.13}$$

Легко видеть, что уравнения связей, уравнения движения и ограничение (5.4) будут удовлетворены только в классе решений (5.5)

$$\phi_0 = \pm\bar{a}_0. = \pm\sqrt{\rho_\phi^0}\,F_k(r_0,\eta), \tag{5.14}$$

где

$$F_{+1} = r_0\sin\left(\frac{\eta}{r_0}\right); \quad F_0 = \eta; \quad F_{-1} = r_0\sin h\left(\frac{\eta}{r_0}\right). \tag{5.15}$$

В терминах модуля исходного скалярного поля $|\phi| = \phi_c/a$ будем иметь только вакуумные величины

$$|\phi| = v_c; \qquad \left(v_c = M_{Pl}\sqrt{3/8\pi}\right), \tag{5.16}$$

в отличие от разложения хиггсовского поля в модели с потенциалом (5.7).

5.4. *Космологический "вакуум" хиггсовского поля.* В моменты, близкие к началу эволюции Вселенной, $\phi_c = \pm\bar{a} = 0$ и действие (5.1) описывает набор безмассовых полей (т.е. радиацию). Теперь, ограничим наше рассмотрение гармоническими возбуждениями этих полей в метрике ФРУ (5.9), (5.10) и выберем для определенности $k = +1$. Тогда, как было отмечено выше, в однородном приближении действие (5.1) описывает набор осцилляторов со следующей связью для плотности энергии:

$$\frac{H}{V_c} = -\rho_{cr} + \rho_\phi^0 + \rho_R = 0, \tag{5.17}$$

где $\rho_R = H_R / V_c$ - плотность энергии гармонических возбуждений полей ВС, $\rho_{cr} = H_{cr} / V_c$ определяется уравнением (2.5) и

$$\rho_\phi^0 = \left[\left(\frac{d\phi_c}{d\eta}\right)^2 + \frac{\phi_c^2}{r_0^2}\right], \tag{5.18}$$

В рассматриваемом случае эволюция масштабного фактора $a(t_F)$ идентична его эволюции в случае радиационно-доминантной Вселенной.

$$a(t_F) = \left[\frac{t_F}{r_0}\left(2\Omega_0^{\frac{1}{2}} - \frac{t_F}{r_0}\right)\right]^{1/2}. \tag{5.19}$$

Конформное скалярное поле ϕ_c повторяет эволюцию космического фактора $a(t_F)$ (5.19)

$$\phi_c(t_F) = M_{Pl}\left(\frac{3\rho_\phi^0}{8\pi\rho_{cr}}\right)^{\frac{1}{2}} a(t_F), \tag{5.20}$$

в то время как исходное скалярное поле $|\phi| = \phi_c / a$ (как геометрический объект в сопутствующей системе отсчета) остается постоянным

$$|\phi| = \frac{\phi_c}{a} = M_{Pl}\left(\frac{3\rho_\phi^0}{8\pi\rho_{cr}}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{5.21}$$

Этот результат демонстрирует отсутствие частицеподобных возбуждений хиггсовского поля, даже в случае наличия материальных полей (в отличие от случая, когда рассматривается модель с потенциалом Хиггса). Величина этого скалярного поля, связанного с моделью ВС, $|\phi| \sim 10^2$GeV позволяет оценить отношение между плотностями энергии скалярного поля (ρ_ϕ^0) и расширяющейся Вселенной (ρ_{cr})

$$\rho_\phi^{Cosmic} = 10^{-34}\rho_{cr}. \tag{5.22}$$

Напомним, что наличие хиггсовского потенциала приводит к противоположной ситуации (см. [12])

$$\rho_\phi^{Higgs} = 10^{54}\rho_{cr}. \tag{5.23}$$

В пределе плоского пространства ${}^{(4)}R(g) = 0$, мы приходим к версии σ-модели теории ВС (без хиггсовских частиц), которая обсуждается в связи с возможностями преодоления трудностей, связанных большой величиной константы связи в хиггсовском секторе [6,8].

5.5. *"Пылеподобное" поле Хиггса.* Когда массы элементарных частиц модели ВС становятся больше их импульсов, необходимо дополнить плотность энергии скалярного поля членом типа (4.2)

$$\rho_\phi = \rho_\phi^0 - \phi_c\langle n_f\rangle + \phi_c^2\langle n_b^2\rangle, \tag{5.24}$$

ассоциируемым с фермионной и бозонной "пылью" в состоянии покоя, массы которой формируют однородное скалярное поле. Здесь ρ_ϕ, $\langle n_f\rangle$, $\langle n_b^2\rangle$ - феноменологический параметр, который определяется из решения полевого уравнения для однородного скалярного поля. В работе [7] получено осцилляторо-подобное решение

$$\phi_c(\eta) = \rho_\phi^{1/2}\omega_\phi^{-1}\sin\omega_\phi\eta + \frac{1}{2}\langle n_f\rangle\omega_\phi^{-2}(1-\cos\omega_\phi\eta), \quad \left(\omega_\phi^2 = 1/r_0^2 + \langle n_b^2\rangle\right), \tag{5.25}$$

которое пригодно и в этом случае.

Если доминирует пыль, то массы частиц ВС (ϕ_c/a) становятся зависящими от времени. Фотон, излученный в момент $t_F - D$ атомом астрономического объекта, находящимся на расстоянии D от Земли, "запоминает" значение массы в этот момент. В результате, в сопутствующей системе отсчета, как красное смещение, так и закон Хаббла, определяются произведением двух факторов, связанным с расширением Вселенной a и "старением" массы элементарной частицы (ϕ_c/a)

$$a\left(\frac{\phi_c}{a}\right) = \phi_c. \tag{5.26}$$

Окончательно в рассматриваемом случае для красного смещения Z и закона Хаббла получаем

$$Z(D)=\frac{\phi_c(t_F)}{\phi_c(t_F-D)}-1;\qquad H_0=\frac{d\,\phi_c}{\phi_c\,dt_F}. \tag{5.27}$$

Если $\langle n_b^2\rangle >> 1/r_0^2$, то мы получаем осцилляторо-подобное поведение красного смещения, которое может имитировать крупномасштабную структуру Вселенной [13].

Закон Хаббла в рамках конформно-инвариантной космологии (5.27) скорее всего отражает эволюцию хиггсовского вакуума во фридмановском времени, а не эволюцию Вселенной в обычно принятом смысле. Волновая функция Вселенной имеет вид спектрального разложения (3.8), где E_k заменяет собственное значение свободного ВС гамильтониана.

6. *Заключение.* Полное описание фридмановских наблюдаемых в рассмотренной версии квантовой Вселенной можно условно подразделить на две стадии: динамическую и геометрическую.

На динамической стадии каноническое преобразование полностью разделяет физические и нефизические переменные. Это каноническое преобразование превращает гравитационную часть констрайнта энергии в новый импульс так, что сопряженная этому импульсу переменная (компонента метрики) становится инвариантным временным параметром эволюции как в классической, так и в квантовой теориях. Гамильтонова редукция выделяет конформное время и другие конформно-инвариантные параметры (включая расстояния, энергию, поля и т.п.), а принцип конформной симметрии приводит к необходимости рассмотрения только конформно-связанных материальных полей, исключая тем самым потенциал Хиггса, роль которого, по-видимому, берет на себя гравитационная часть действия, вместе со слагаемым Пенроуза-Черникова-Тагирова. Было показано, что хиггсовские поля поглощаются пространственной метрикой и массы элементарных частиц возникают одновременно с началом эволюции Вселенной. В пределе плоского пространства мы приходим к σ-версии стандартной модели ВС (без хиггсовских частицеподобных возбуждений), которая обсуждается в связи с большим значением константы связи в хиггсовском секторе [8].

На геометрической стадии вводится сопутствующая система отсчета, связанная с частичками пыли. Этот переход осуществляется конформным преобразованием с космическим масштабом в роли конформного фактора. Проблема начальной сингулярности существует только для фридмановского наблюдателя сопутствующей системы отсчета (3.7). С динамической точки зрения для рассмотренных здесь моделей вначале Вселенная была "светоподобной" (т.е. была заполнена гармоническими возбуждениями), поскольку все частицы имели исчезающие конформные массы.

Авторы выражают благодарность В.М.Барабашову, С.А.Гогилидзе, А.В.Ефремову, Л.Н.Липатову, Е.А.Тагирову и А.М.Хведелидзе за критические замечания и интересные обсуждения.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия
Ереванский государственный университет, Армения

CONFORMALLY INVARIANT MODEL OF EARLY UNIVERSE

V.PAPOYAN, V.PERVUSHIN, V.SMIRICHINSKY

The conformal symmetry principle is used for construction of integrable models of quantum cosmology which have a direct bearing on the observational cosmology with redshift and the Hubble law. Conformal invariant field variables allow us to establish relation between standard cosmological models and quantum field theory actions. The conformal symmetry principle excludes the Higgs potential from the Weinberg-Salam model and includes the Penrose-Chernikov-Tagirov term. In the conformal version of the standard model for electroweak interaction unified with the Einstein gravity the Higgs field is absorbed by the space metric so that the elementary particle masses and the evolution of the Universe have one and the same origin. In the flat-space limit we got the σ-version of the Weinberg-Salam model without the Higgs particle-like excitations.

ЛИТЕРАТУРА

1. *V.Pervushin*, *T.Towmasjan*, Int. J. Mod. Phys., D4, 105, 1995; *A.Khvedelidze*, *V.Papoyan*, *V.Pervushin*, Phys. Rev., D51, 5654, 1995.
2. *V.Pervushin et al.*, Phys. Let., B365, 35, 1996.
3. *A.Khvedelidze*, *Yu.Palii*, *V.Papoyan*, *V.Pervushin*, Phys. Let., B402, 263, 1997.
4. *S.Gogilidze*, *A.Khvedelidze*, *V.Pervushin*, Phys. Rev., D53, 2160, 1996; *S.A.Gogilidze*, *A.M.Khvedelidze*, *V.N.Pervushin*, J. Math. Phys., 37, 1760, 1996.
5. *R.Penrose*, in "Relativity, Groups and Topology", Gordon and Breach, London, 1964, p.565; *N.A.Chernikov*, *E.A.Tagirov*, Ann. Inst. Henri Poincare, 9, 109, 1968.

6. *M.Pawlowski*, *R.Raczka*, Found. Phys., 24, 1305, 1994.
7. *V.Pervushin*, *V.Smirichinski*, "On the cosmological origin of the homogeneous scalar field in Unified Theories." Prepr. JINR, E2-97-155, Dubna, 1997; gr-qc/9704078 (submitted to Phys. Let. B.).
8. *S.Dittmaier*, *C.Grosse-Kneter*, *D.Schildnecht*, Z. Phys., C67, 109, 1995.
9. *T.Levi-Civita*, Prace Mat.-Fiz., 17, 1, 1906; *S.Shanmugadhasan*, J. Math. Phys., 14, 677, 1973.
10. *J.W.York*, *Jr.*, Phys. Rev. Lett., 28, 1082, 1972; ibid 26, 1656, 1971.
11. *S.Gogilidze et al.*, Gravitation and Cosmology, 3, 156, 1997.
12. *S.Weinberg*, Rev. Mod. Phys., 61, 1, 1989.
13. *T.J.Broadhurst*, *R.S.Ellis*, *D.C.Koo*, *A.S.Szalay*, Nature, 343, 726, 1990.