Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 8, стр. 354 – 356 *25 октября 1984 г.*

О ВОЗМОЖНОМ РЕШЕНИИ ПРОБЛЕМЫ НАЧАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В КОСМОЛОГИИ

Б.Л.Спокойный

Предложена модель, в которой естественно возникает нужная амплитуда начальных возмущений.

В последнее время интенсивно исследуются теории с инфляцией [1-3], которая требуется для решения ряда космологических проблем: причинной связанности, плоскостности, проблемы монополей, однородности, изотропии и др. При распаде инфляционной стадии квантовые флуктуации скалярного поля растут и приводят к неоднородностям во Вселенной, которые ответственны за образование галактик. Это свойство является большим достижением инфляционного сценария, так как раньше спектр начальных возмущений вводился в теорию "руками" [4]. Однако амплитуда возмущений в обычных теориях великого объединения оказывается слишком большой, чтобы удовлетворить наблюдаемой изотропии реликтового излучения [5-7]. Предлагались и другие варианты [8-13]. Все модели, предложенные в [8-12], критиковались в работах [13,14]. Ниже мы отметим лишь основные черты этих моделей, которые позволяют достичь нужной амплитуды возмущений.

Для нахождения амплитуды и спектра возмущений нужно исследовать динамику некоторого однокомпонентного скалярного поля φ с самодействием $\lambda\varphi^4$ или $\tilde{\lambda}\,\tilde{\mu}\,\varphi^3$. Для того, чтобы получить нужную амплитуду возмущений, требуется, чтобы безразмерные константы λ и $\tilde{\lambda}$ (или $\tilde{\mu}/M_{Pl}$, где M_{Pl} – масса Планка) были чрезвычайно малы, например, $\lambda \lesssim 10^{-12}$. Введение в теорию столь малых безразмерных констант требует, вообще говоря, специального объяснения.

Одна из возможностей связана с суперсимметричными теориями [8,9], в которых эффективная константа связи $\lambda(\varphi)$ оказывается малой из-за сокращения вкладов бозонов и фермионов. Однако типичные возмущения, возникающие во время фазового перехода, слишком малы [8]. Для получения нужных возмущений требуется введение в теорию очень малых констант порядка $10^{-8} - 10^{-9}$, что представляется неестественным, возникает также проблема нагрева после фазового перехода [13,14].

В работах [10,11] константа связи λ есть квадрат некоторой другой изначально вводимой безразмерной константы $\lambda_1 \sim 10^{-6}$, что тоже еще чрезвычайно мало.

В моделях основанных на $N = 1$ супергравитации, взаимодействующей с материей, [12,13] константы взаимодействия $\lambda, \tilde{\lambda} \propto (\mu / M_{Pl})^6$, где μ – некоторая константа размерности массы. Малость констант взаимодействия λ и $\tilde{\lambda}$ есть следствие малости μ по сравнению с планковской массой M_{Pl}. Однако физический смысл μ не ясен и непонятно, какое значение μ является естественным.

Предлагаемая модель основана на том, что в теориях великого объединения (GUTs) имеет место интересный результат. Калибровочные константы сильного, слабого и электромагнитного взаимодействия становятся равными на энергии M_X, много меньшей планковской. Таким образом в GUTs возникает естественный малый параметр – отношение массы сверхтяжелого калибровочного бозона к планковской массе M_X / M_{Pl}, которое для минимальной $SU(5)$ порядка 10^{-4}. В моделях работ [5-13] амплитуда возмущений практически не зависит от M_X. В предложенной нами модели ненулевое среднее скалярного поля, вызывающего инфляцию, дает также планковскую массу, т. е. вместо эйнштейновского члена в лагранжиане стоит $-(-g)^{1/2} R\varphi^2$. Нужная малость амплитуды возмущений обусловлена исключительно малостью M_X/M_{Pl} и не требуется введение дополнительных малых параметров. Поэтому малость амплитуды возмущений *естественно* следует в предлагаемой модели из теоретико-полевых соображений, а не из подгонки под астрономические наблюдения.

Мы рассмотрим теорию, которая масштабно инвариантна на древесном уровне. Как и в модели Колемана – Вайнберга, масштабная инвариантность нарушается только за счет радиационных поправок. Таким образом, предлагаемая теория – обобщение модели Колемана – Вайнберга на теорию гравитации.

В качестве модели рассмотрен один из вариантов теории великого объединения, построенной на группе $SU(5)$ с синглетом φ. Синглет φ взаимодействует со скалярными и спинорными полями, причем константы взаимодействия безразмерны, что следует из требования масштабной инвариантности. Например, взаимодействие с хиггсовским 24-плетом $\widetilde{\phi}$ имеет вид

$$a(\operatorname{tr}\widetilde{\phi}^2)^2 + b\operatorname{tr}\widetilde{\phi}^4 - \lambda_1\varphi^2\operatorname{tr}\widetilde{\phi}^2. \tag{1}$$

Мы потребовали также дискретную симметрию $\varphi \to -\varphi$, $\widetilde{\phi} \to -\widetilde{\phi}$. Предполагается, что $a, b \gg \alpha^2$, где $\alpha = g^2/4\pi \sim 1/50$ – калибровочная константа связи, и радиационными поправками в $\widetilde{\phi}$-секторе можно пренебречь. Кроме того, как обычно, $a, b \ll \alpha$.

Основная идея предложенной модели состоит в следующем. Главный вклад в энергию вакуума в рассматриваемой модели дают флуктуации векторных полей: $V \sim g^4\phi^4 \sim M_X^4(\phi/\phi_0)^4$, где ϕ – главная компонента 24-плета $\widetilde{\phi}$, $\widetilde{\phi} = \phi\,\mathrm{diag}\,(1, 1, 1, -3/2, -3/2)$, ϕ_0 – значение ϕ в равновесии. Как следствие масштабной инвариантности в $\widetilde{\phi}$-секторе можно получить, что $\phi \propto \varphi$ и $\phi/\phi_0 = \varphi/\varphi_0$, где φ_0 – значение φ в равновесии. Если поле φ нормировать так, чтобы коэффициент перед кинетическим членом для φ был единицей, то φ_0 станет порядка M_{Pl}. Следовательно, $V \sim (M_X/M_{Pl})^4\varphi^4$ и естественным образом получена малость константы четвертного взаимодействия λ как следствие малости $M_X/M_{Pl} \sim 10^{-3}$, а также малость безразмерной амплитуды возмущений, которая пропорциональна $\lambda^{1/2}$ [5–7].

Лагранжиан предложенной теории имеет вид

$$\mathcal{L} = [-\varphi^2R - V(\varphi) + \frac{\omega}{2}(D_\mu\varphi)^2](-g)^{1/2} + \mathcal{L}_{\text{ост}}, \tag{2}$$

где ω – безразмерная постоянная, $\mathcal{L}_{\text{ост}}$ – оставшаяся часть лагранжиана, включающая в себя другие, отличные от φ, поля, а также взаимодействие этих полей с φ. На древесном уровне $V(\varphi) = \lambda_0\varphi^4$, однако учет флуктуаций векторных полей приводит к потенциалу

$$V_{eff}(\varphi) = \frac{1}{4}\beta\varphi^4\left(\ln\frac{\varphi}{\varphi_0} - \frac{1}{4}\right) + \frac{\beta}{16}\varphi_0^4, \tag{3}$$

где $\beta = 1152\,(M_X/M_{Pl})^4$, M_X – масса сверхтяжелого калибровочного бозона. Последний член в (3) добавлен для того, чтобы выполнялось условие $V_{eff}(\varphi_0) = 0$, означающее отсутствие космологического члена в современную эпоху.

Эволюция начинается при больших полях $\varphi_{in} \gg \varphi_0$. Можно показать, что Вселенная расширяется квазиэкспоненциально до тех пор, пока φ не станет порядка φ_0. Для решения известных космологических проблем, указанных в [1], требуется, чтобы $\varphi_{in} > 300\,\varphi_0$. Такой сценарий имеет много общего с хаотическим сценарием Линде [13].

Можно показать, что нулевые флуктуации скалярного поля в теории (2) приводят к возмущениям метрики со среднеквадратичным значением [15]

$$h_k = 4\,(12)^{1/4}(1 + \omega/12)^{-1/4}\,\frac{M_X^2}{M_{Pl}^2}\,k^{-3/2}\ln^{3/4}(k_1/k). \tag{4}$$

Обозначения те же, что и в работах [6,16]. Выражение (4) справедливо при $\ln(k_1/k) \gg 1$. В работе [16] получены ограничения непосредственно на величину $k^{3/2}h_k$ на масштабах 10^{28} см ($\ln(k_1/k) \simeq 70$). Из наблюдений по анизотропии реликтового излучения следует, что

$k^{3/2}\ h_k < 1{,}5\cdot 10^{-3}$. Чтобы возмущения смогли образовать галактики, нужно $k^{3/2}\,h_k$ $>$ $> 1{,}5\cdot 10^{-4}$ [16, 17]. (Вероятно, $k^{3/2}\,h_k = (0{,}3 \div 1)\cdot 10^{-3}$ [16]). Это достигается у нас при $M_X = (1 \div 3)\cdot 10^{16}$ ГэВ (если считать $\omega \lesssim 10$), что является весьма разумной величиной.

Отметим, что $\lambda_1 \propto (M_X / M_{Pl})^2$ и мало, однако существенно, что малость λ_1 в нашей модели есть следствие объединения сильного, слабого и электромагнитного взаимодействий, а не задается руками.

Синглет φ может быть использован также для решения проблемы сильной *CP*-неинвариантности посредством механизма "невидимого" аксиона [18]. В этом случае φ – комплексное поле.

Автор выражает глубокую благодарность А.А.Старобинскому за многочисленные плодотворные обсуждения и ценные советы, И.М.Халатникову, А.Д.Линде и Я.Б.Зельдовичу за интерес к работе.

Литература

1. *Guth A.H.* Phys. Rev., 1981, **D23**, 347.
2. *Linde A.D.* Phys. Lett., 1982, **108B**, 389.
3. *Starobinsky A.A.* Phys. Lett., 1980, **91B**, 99.
4. *Зельдович Я.Б., Новиков И.Д.* Строение и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975.
5. *Hawking S.W.* Phys. Lett., 1982, **115B**, 295.
6. *Starobinsky A.A.* Phys. Lett., 1982, **117B**, 175.
7. *Guth A.H., Pi S.Y.* Phys. Rev. Lett., 1982, **49**, 1110.
8. *Vayonakis C.E.* Phys. Lett., 1983, **123B**, 39.
9. *Albrecht A., Dimopoulos S., Fischler W., Kolb E., Raby S., Steinhardt P.J.* Nucl. Phys., 1983, **B229**, 528.
10. *Shafi Q., Vilenkin A.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 691.
11. *Ellis J., Nanopoulos D.V., Olive K.A., Tamvakis K.* Phys. Lett., 1983, **120B**, 331.
12. *Nanopoulos D.V., Olive K.A., Srednicki M., Tamvakis K.* Phys. Lett., 1983, **123B**, 41.
13. *Линде А.Д.*, Письма в ЖЭТФ, 1983, **37**, 606; *Rockefeller University preprint*, 1983; Phys. Lett., 1983, **129B**, 177.
14. *Ovrut B.A., Steinhardt P.J.* Phys. Lett., 1983, **133B**, 161.
15. *Спокойный Б.Л.* Препринт №8 ИТФ им. Л.Д.Ландау АН СССР, 1984; Phys. Lett. B, 1984, to be published.
16. *Старобинский А.А.* Письма в АЖ, 1983, **9**, 579.
17. *Peebles P.J.E., Astrophys J.*, 1982, 263, L1.
18. *Pi S.Y.* Phys. Rev. Lett., 1984, **52**, 1725.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 июля 1984г.