Письма в ЖЭТФ, том 41, вып. 6, стр. 280 – 282 *25 марта 1985 г.*

ПОЛЕВАЯ МОДЕЛЬ С ДИНАМИЧЕСКИМ СОКРАЩЕНИЕМ КОСМОЛОГИЧЕСКОЙ ПОСТОЯННОЙ

А.Д.Долгов

Предложен способ решения проблемы космологической постоянной Λ, основанный на введении в теорию безмассового векторного поля с неположительно определенной плотностью энергии, которое взаимодействует только с гравитацией. Скалярный конденсат дивергенции этого поля уничтожает Λ и приводит к степенному режиму расширения.

Проблема космологической постоянной (см., например, [1]) занимает в настоящее время одно из центральных мест в космологии и в физике элементарных частиц. Вкратце она состоит в следующем. Из астрономических наблюдений известно, что плотность энергии вакуума ничтожно мала [2]:

$$\rho_{vac} < 10^{-47}\, m_N^4 \approx 10^{-47}\ \text{ГэВ}^4$$

(ρ_{vac} связана с космологической постоянной Λ соотношением $\rho_{vac} = m_{Pl}^2 \Lambda / 8\pi$, $m_{Pl} \approx 10^{19}$ ГэВ). С другой стороны естественные оценки величины ρ_{vac} приводят к значениям на (50 – 100) порядков выше, чем ограничение (1). Трудно себе представить, что имеет место случайное сокращение с такой степенью точности, но попытки[1)] найти естественное объяснение малости ρ_{vac} едва ли пока можно назвать успешными.

Кажется привлекательной гипотеза, что космологическая постоянная исчезает динамически, за счет образования конденсата какого-то поля, компенсирующего вакуумную энергию благо-

---

1) Список литературы по этой проблеме слишком велик для этой короткой статьи; частично он содержится в лекции [3].

даря связи с кривизной пространства-времени (эффект типа обратной связи) [4]. Независимо от конкретной реализации этой идеи, использующие ее космологические модели должны обладать той общей чертой, что вакуумная энергия компенсируется не полностью, а лишь с точностью до величины порядка критической плотности энергии $\rho_c = 3H^2 m_{Pl}^2 / 8\pi$ [3]. Это приводит к изменению обычной связи между возростом Вселенной t_U и постоянной Хэббла H, может изменить ограничение на число типов нейтрино [5], в какой-то степени объяснить недостающую массу Вселенной и т.п. Рассмотренную в работе [4] модель подобного механизма на основе скалярного поля, к сожалению, не удается последовательно реализовать. Однако, как показано в настоящей статье, векторное поле, описываемое весьма простым лагранжианом, автоматически уничтожает однородно распределенную плотность энергии ρ_{vac}, не уничтожая гравитационного взаимодействия между материальными телами.

Мы предположим, что V_μ описывается лагранжианом:

$$\mathcal{L}(V) = \sqrt{g}\,[\eta\,(\frac{1}{2}\,(D_\alpha V^\alpha)^2 + \frac{1}{4}\,F_{\alpha\beta}F^{\alpha\beta}) + \xi R U\,(V^2)]\,, \tag{2}$$

где D_α – ковариантная производная, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$, R – кривизна пространства-времени, η – численная постоянная, $U(V^2)$ – некоторая скалярная функция. Множитель η следует выбрать равным + 1 или -1 в зависимости от того, какой знак имеет ρ_{vac}. В соответствии с этим также должен быть выбран знак ξ. В дальнейшем обычное условие $D_\alpha V^\alpha = 0$ на состояния не накладывается, но это не приводит к возникновению отрицательных вероятностей перехода, так как поле V_μ входит в лагранжиан квадратично. Плотность энергии, отвечающая этому лагранжиану, не является положительно определенной. Однако, так как V_μ взаимодействует только с гравитацией, к серьезным проблемам это не приводит, проявляясь лишь в том, что V_t асимптотически линейно растет со временем. Чтобы не вступить в противоречия с наблюдениями, необходимо предположить, что $U(V^2)$ достаточно медленно растет при $V \to \infty$. Мы примем, что

$$U(V^2) = \frac{m_1^2}{16\pi}\,\ln(1 + \frac{V^2}{m_0^2})\,. \tag{3}$$

Известные примеры скалярных моделей как в плоском, так и в искривленном пространстве показывают, что суммирование однопетлевых диаграмм действительно приводит к логарифмической зависимости от поля в эффективном потенциале, и есть надежда, что, начав с взаимодействия типа RV^2, можно получить эффективный потенциал (3), однако эта программа пока не реализована. Мы примем тем не менее, что $U(V^2)$ имеет вид (3) и покажем, что в этой модели имеется неустойчивость относительно образования скалярного конденсата $(D_\alpha V^\alpha)$, который компенсирует вакуумную энергию, так что $\rho_{vac} - \frac{1}{2}\,(D_\alpha V^\alpha)^2 \sim t^{-2}$. В результате этого режим расширения становится степенным с "постоянной" Хэббла $H \sim t^{-1}$. Здесь мы проследим это для простоты на случае пространственно плоской Вселенной и $\rho_{vac} > 0$, хотя, по-видимому, более реалистическим является пример $\rho_{vac} < 0$. Последний случай, как и другие возможные варианты модели, будет рассмотрен в более подробной статье.

Уравнения движения поля V_μ, получаемые из лагранжиана (2) при $\eta = -1$, имеют вид:

$$\partial_\mu\,(D_\alpha V^\alpha) + D_\alpha F^\alpha_\mu + \xi R\,\frac{m_1^2}{8\pi}\,\frac{V_\mu}{V^2 + m_0^2} = 0\,, \tag{4}$$

а соответствующий ему тензор энергии-импульса равен

$$T^{(V)}_{\mu\nu} = -\frac{1}{2}\,g_{\mu\nu}\,(D_\alpha V^\alpha)^2 + \frac{1}{4}\,g_{\mu\nu}F^2 - F_{\mu\alpha}F^\alpha_\nu +$$

$$+\partial_\beta (D_\alpha V^\alpha)(V_\mu \delta^\beta_\nu + V_\nu \delta^\beta_\mu - g_{\mu\nu} V^\beta) + \xi \frac{m_1^2}{8\pi}[R \frac{V_\mu V_\nu}{V^2 + m_0^2} +$$

$$+ (g_{\mu\nu} D^2 - D_\mu D_\nu) \ln(1 + \frac{V^2}{m_0^2}) + G_{\mu\nu} \ln(1 + \frac{V^2}{m_0^2})] , \qquad (5)$$

где $G_{\mu\nu} = R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R$ и, следовательно, последнее слагаемое приводит к зависимости гравитационной постоянной от времени, так как, как будет видно ниже, $V^2 \sim t^2$.

Действительно, при $\xi R (V^2 + m_0^2)^{-1} < 0$ уравнения (4) имеют растущие со временем решения. С учетом уравнений Эйнштейна:

$$\frac{m_1^2}{8\pi} G_{\mu\nu} = T^{(V)}_{\mu\nu} + g_{\mu\nu} \rho_{vac} + T^{(m)}_{\mu\nu} , \qquad (6)$$

где $T^{(m)}_{\mu\nu}$ – тензор энергии-импульса материи, получим следующее асимптотическое поведение:

$$V_t \sim t + 0 (\frac{1}{\xi^2 t}) , \qquad (7)$$

а пространственная часть $V_j V^j$ не растет. При этом $(D_\alpha V^\alpha)^2 \to 2\rho_{vac}$. Однако эта модель не является реалистической, так как при данном выборе знака ξ ($\xi > 0$) величина ξ должна быть довольно малой, $\xi < 10^{-2}$ (иначе $G(t)$ изменит знак). С другой стороны из совместного решения уравнений (4) – (6) следует $H \sim (\xi t)^{-1}$, так что, хотя режим расширения и становится степенным, его скорость оказывается существенно выше, чем в стандартной фридмановской космологии.

Возникает естественный вопрос: если поле V_μ за счет скалярного конденсата $D_\alpha V^\alpha$ уничтожает кривизну пространства-времени в космологии, то не уничтожит ли оно и обычное гравитационное взаимодействие, которое мы наблюдаем в природе? Ответ на него, к счастью, оказывается отрицательным, так как в неоднородном случае в уравнении (4), которому удовлетворяет поле V_μ:

$$D^2 V_\mu - R^\alpha_\mu V_\alpha + \xi R \frac{m_1^2}{8\pi} \frac{V_\mu}{V^2 + m_0^2} = 0 \qquad (4')$$

пространственные производные препятствуют возникновению неустойчивости. Исключение могут представлять только очень сильные гравитационные поля.

Я глубоко благодарен Я.Б.Зельдовичу, общение с которым во многом стимулировало настоящую работу.

Литература

1. *Я.Б.Зельдович.* УФН, 1968, 95, 209.
2. *Петросян В.* Сб. "Космология и наблюдения", п/р Я.Б.Зельдовича и И.Д.Новикова, М.: Мир, 1978, 49.
3. *Долгов А.Д.* "Проблемы космологии и элементарные частицы". 12 Школа Физики ИТЭФ, 1984.
4. *Dolgov A.D.* In "*Very Early Universe*". Cambridge 1982. Eds. G.W.Gibbons, S.W.Hawking, S.T.Siklos, p. 449.
5. *Шварцман В.Ф.* Письма в ЖЭТФ; 1969, 9, 315; *Steigman G., Schramm D.N., Gunn J.E.* Phys. Lett., 1977, 66B, 202; *Долгов А.Д.* ЯФ, 1981, 33, 1309.

Институт теоретической и
экспериментальной физики

Поступила в редакцию
8 февраля 1985 г.