Происхождение вселенных с различными свойствами

Рубин С.Г.
Московский Инженерно-Физический Институт, 115409 Москва, Россия ;
Научно-учебный центр по космомикрофизике "Космион", 125047 Москва, Россия ;
e-mail: serg.rubin@mtu-net.ru

January 26, 2003

Предложен постулат, являющийся основой для анализа тонкой настройки параметров Вселенной. Рассматриваются способы его проверки на современных ускорителях и по наблюдательным астофизическим данным. Обсуждается проблема множественности вселенных.

PACS 11.10.Ef, 98.80.-k, 11.10.-z

1 Введение

В настоящее время накопилось и продолжает накапливаться большой объем экспериментальной информации, которая подтверждает правильность общего направления развития физики. С другой стороны, астрофизические данные указывают на наличие новых явлений, которые еще предстоит осмыслить. В качестве примеров можно назвать существование темной материи, детектирование космических частиц сверхвысоких энергий и барсты - вспышки неизвестного происхождения с выделением энергии порядка 10^{53} эрг.

С другой стороны, открытие частиц Хиггса, ожидавшееся после обнаружения $W^{\pm}$ и Z бозонов, до сих пор откладывается. В случае их открытия на ускорителях, анализ вершин взаимодействия хиггсовских частиц с фермионами и калибровочными бозонами позволит уточнить модель электрослабого взаимодействия, тем самым указав направление дальнейшего развития теории.

Таким образом, физика стоит на пороге качественного прогресса, призванного согласовать теоретические исследования с существенно новыми экспериментальными данными. В связи с этим имеет смысл проанализировать исходные постулаты, с которых начинается любая современная теория.

Наиболее распространенный подход состоит в том, что изначально выбираются динамические переменные и задается форма потенциала V, причем используется минимально необходимое количество параметров. При этом неизбежно возникают следующие вопросы, ответы на которые обычно не обсуждаются:

A) Почему минимальное значение потенциала равно нулю?

B) Насколько важны квантовые поправки искажающие форму потенциала?

C) Почему в осуществилась именно выбранная форма потенциала с конкретными значениями параметров?

D) Вопрос о перенормируемости теории также перестает быть простым, если учесть взаимодействие квантов поля с гравитонами и неперенормируемость гравитационного поля.

Эти вопросы не так важны для практических расчетов процессов столкновения частиц на ускорителях и их решение обычно откладывалось. Однако в настоящее время на ускорителях достигается довольно высокие энергии порядка $1TeV$. Теории ранней Вселенной, объясняющие ее современное строение, имеют дело с планковскими плотностями энергии.

Проблема A) стала актуальной в связи с открытием ненулевой энергии вакуума [1], которая, будучи на ~ 120 порядков меньше характерного планковского масштаба, позволяет сформироваться крупномасштабной структуре Вселенной.

Пренебрежение квантовыми поправками (проблема B)) при высоких энергиях представляется сомнительным. Более того, появление новых слагаемых за счет перенормировки потенциала используется для построения инфляционных моделей [2] и моделей элементарных частиц [3]. Очевидно, что квантовые поправки выполняют двоякую роль. С одной стороны, они вносят значительную неопределенность в предсказания любой модели ранней Вселенной. С другой стороны, они же предоставляют новые возможности в построении моделей элементарных частиц и, следовательно, основанных на них моделей эволюции ранней Вселенной.

Проблема C), или, более широко, проблема образования вселенной с наблюдаемыми свойствами, привлекла внимание большого числа авторов и привела к длительной, продолжающейся до сих пор дискуссии [4, 5, 6, 7, 8, 9]. Значительное место в обсуждении проблемы тонкой настройки параметров Вселенной и, в частности, проблемы ненулевой энергии вакуума занимает антропный принцип, в котором постулируется существование набора вселенных и вводится понятие вероятности обнаружения определенной плотности энергии вакуума [7, 8, 10, 11]. В остальных, и их по-видимому намного больше, условия для развития жизни отсутствуют. Дело за теорией, которая могла бы обосновать существование такого набора вселенных. Ниже приводятся доводы в пользу того, что уже существующая квантовая теория поля снабжает нас практически всем необходимым для этого.

В данной статье предлагается новый подход, в котором *a priori* предполагается, что вкладом в Лагранжиан от квантовых флуктуаций пренебрегать нельзя. При этом удается обосновать существование вселенных с различными свойствами и по-новому взглянуть на поставленные выше проблемы. Предлагаются способы экспериментальной проверки предложенных постулатов на современных ускорителях.

2 Деформация потенциала скалярного поля

Согласно предыдущему обсуждению, априорное фиксирование формы потенциала неизбежно приводит к проблемам A)-D), перечисленным во Введении. С другой стороны, при больших энергиях, т.е как раз тогда, когда образовывалась наша Вселенная, вкладом в потенциал от неконтролируемых квантовых поправок пренебрегать нельзя; потенциал заведомо имеет гораздо более сложную форму, чем было первоначально предположено, являясь полиномом, содержащим все степени поля φ,

$$V(\varphi) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k \varphi^k. \tag{1}$$

Вычисление коэффициентов a_k представляется невозможным, да и ненужным, по двум причинам. Во-первых, трудно ожидать, что этот ряд сходится при больших значениях поля φ. Во-вторых, каждый из членов полинома является суперпозицией вкладов от взаимодействия со всеми сортами частиц, величина которых варьируется сложным образом с увеличением степени слагаемых. Следовательно, любая информация о форме потенциала вблизи выбранного значения поля φ_0 становится бесполезной при $\varphi >> \varphi_0$. Таким образом, любая модель элементарных частиц, в которой изначально задается форма взаимодействия с небольшим числом параметров, обречена на неудачу при достаточно больших значениях динамических переменных.

В качестве возможного выхода из положения ниже предлагается постулат, который является аналогом принципа затухания корреляций в статистической физике. Как и в последней, оказывается, что вероятностный язык, используемый ниже, позволяет получить новые результаты и прояснить уже известные проблемы.

Прежде всего ведем понятие плотности вероятности $P(V;\varphi)$ обнаружения значения V потенциала при заданной величине поля φ. Тогда единственное требование к форме потенциала выразим в виде следующего постулата:

($*$) *Пусть при некотором значении поля φ_0 известна величина потенциала V_0. Тогда существует такое Φ ($0 < \Phi < \infty$), что для любых V и φ, таких, что $|\varphi - \varphi_0| > \Phi$: $P(V;\varphi) > 0$ и не зависит от φ_0.*

Переход к вероятностному описанию является ключевым. Хотелось бы подчеркнуть, что постулируется не форма потенциала, а лишь его одно, достаточно общее свойство, которое, как показано ниже, имеет многочисленные проверяемые следствия. Их экспериментальное подтверждение явилось бы обоснованием справедливости данного постулата.

Первым непосредственным следствием является то, что такой потенциал имеет счетное множество нулей. Действительно, если предположить обратное, то, начиная с некоторого значения поля $\overline{\varphi}$, функция $V(\varphi)$ является знакоопределенной при $|\varphi| > \overline{\varphi}$. Следовательно в этом случае обязательно либо $P(V < 0) = 0$, либо $P(V > 0) = 0$, что противоречит постулату ($*$). Очевидно, что наличие счетного множества нулей потенциала означает наличие счетного множества экстремумов.

Пусть некоторый минимум доставляется при $\varphi = \varphi_m$. Тогда, согласно постулату ($*$), имеется вероятность $P(V_m)dV_m > 0$ найти значение потенциала в заданном интервале $(V_m, V_m + dV_m)$. Следовательно, существует счетное множество минимумов в указанном интервале. На Рис.1 изображена характерная форма потенциала скалярного поля на некотором интервале. Образование вселенных происходит после того, как поле окажется в минимумах $m-1, m, m+1, m+2\ldots$. Таким образом, очевидным следствием постулата ($*$) является предсказание ненулевого значения космологической постоянной, поскольку вероятность обнаружить локальный минимум со строго заданной плотностью энергии равна нулю.

Очевидно, что ход инфляции для каждого минимума уникален. Значения потенциала в минимумах (плотность энергии вакуума) осуществляется с некоторой вероятностью, отличной от нуля для любого значения. Следовательно, имеется счетное число минимумов, расположенных достаточно близко к нулю, что является необходимым условием образования Вселенной нашего типа.

Наиболее неприятным моментом является появление неустойчивых областей $V < 0$. Подобная ситуация отмечалась и ранее. Например, поправки от взаимодействия с фермионами могут приводить к неограниченным снизу потенциалам скалярных полей (см. например [12]). Однако в данном случае пространственные области с $V < 0$ причинно не связаны с видимой частью нашей Вселенной, поскольку в результате начального, инфляционного периода развития Вселенной ее размер увеличился до $\sim exp(10^{12})$ см., что на много порядков больше размеров наблюдаемой Вселенной $\sim 10^{28}$ см.

Находясь в одном из таких минимумов, скажем φ_m, потенциал аппроксимиру-

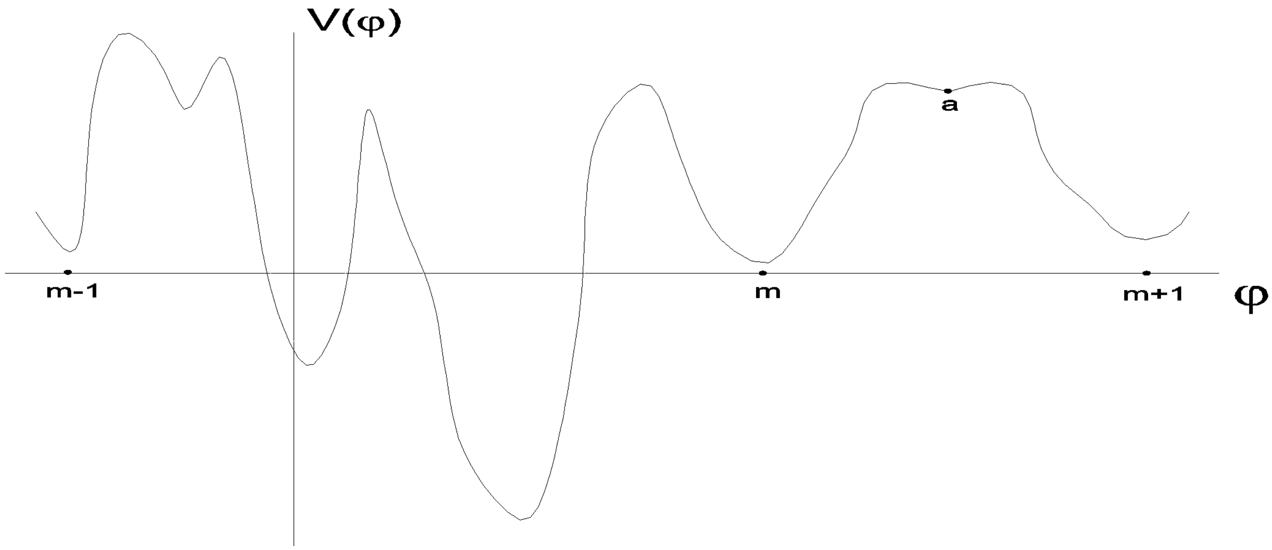

Рис. 1: Характерная форма потенциала. Точками обозначены минимумы, в которых формируются вселенные различного типа. Причинная связь между соседними вселенными отсутствует.

ется первыми членами ряда Тейлора

$$V(\varphi) = V(\varphi_m + \phi) \simeq V(\varphi_m) + a\phi^2 + b\phi^4, \tag{2}$$

имитируя различные потенциалы, которые обычно постулируются изначально.

Логическим продолжением предыдущего обсуждения является включение полей материи и калибровочных полей. Для этого понадобится распространение постулата $(*)$ на любые параметры теории, которые искажаются квантовыми поправками:

$(**)$ *Постулату* $(*)$ *удовлетворяют все величины, в которые дают вклад квантовые флуктуации.*

В обоснование этого постулата можно сослаться на те же доводы, которые привели к постулату $(*)$. Здесь важно отметить, что, благодаря квантовым поправкам, все параметры теории $g_n, n = 1, 2...N,$ $\;(N$ - число параметров теории) превращаются в функции скалярного поля $g_n(\varphi)$. Значения скалярного поля φ_m доставляют минимумы потенциала, но не функций $g_n(\varphi)$.

3 Модель Вайнберга - Салама

Рассмотрим изменения стандартной $SU(2) \bigotimes U(1)$ модели (СМ) Вайнберга - Салама, к которым приводят постулаты $(*), (**)$

3.1 Поле Хиггса

Потенциал поля Хиггса $\chi = \begin{pmatrix} \chi_1 \\ \chi_2 \end{pmatrix}$ обычно предполагается имеющим вид

$$V_{Higgs}(\chi) = \frac{\lambda}{4}\left(|\chi|^2 - v^2/2\right)^2, \tag{3}$$

т.е. ненулевое вакуумное среднее постулируется изначально. Но, потенциал поля Хиггса также искажается при больших значениях поля. Проблема усложняется тем, что поле Хиггса обязательно взаимодействует с инфлатонным полем (хотя бы через многопетлевые поправки) и при больших значениях полей мы неизбежно приходим к ряду с бесконечным числом слагаемых

$$V(\varphi,\chi) = \sum_{k,n=0}^{\infty} a_{kn}\varphi^k|\chi|^{2n} \tag{4}$$

Применение постулата (∗), в котором участвуют уже оба поля, приводит к потенциалу сложного вида с экстремумами и долинами в различных направлениях. Минимумы потенциала находятся в точках, характеризуемых значением полей $(\varphi_m, v_m), v_m \equiv \sqrt{|\chi_m|^2}$. Следовательно, имеется много ненулевых вакуумных средних поля Хиггса и нет нужды вводить его искусственным образом. В связи с этим следует отметить статью [13], в которой рассматривается модель Вайнберга - Салама с двумя несимметричными вакуумами, один из которых расположен на планковском масштабе.

3.2 Модернизация стандартной модели

Модель Вайнберга - Салама описывается следующим лагранжианом

$$\begin{array}{l} L = L_{gauge} + L_{lept} + L_{scalar} + L_{int}; \\ L_{gauge} = -\frac{1}{4}F^i_{\mu\nu}F^{i\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu}B^{\mu\nu}; \\ L_{lept} = \bar{R}i\left(\not{\partial} + ig'\not{B}\right)R + \bar{L}i[\not{\partial} + i\frac{g'}{2}\not{B} - i\frac{g}{2}\tau^i\not{A}^i]L; \\ L_{scalar} = \left|[\not{\partial} - i\frac{g'}{2}\not{B} - i\frac{g}{2}\tau^i\not{A}^i]\chi\right|^2 - V(|\chi|^2); \\ L_{int} = -G\left[\bar{R}\chi^+L + \bar{L}\chi R\right], \end{array} \tag{5}$$

где введены обозначения

$$\begin{array}{l} F^i_{\mu\nu} = \partial_\mu A^i_\nu - \partial_\nu A^i_\mu + g\varepsilon^{ijk}A^j_\mu A^k_\nu, \\ B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu. \end{array} \tag{6}$$

Поле Хиггса обладает ненулевым вакуумным средним $\binom{0}{v/\sqrt{2}}$. Параметры модели g, g', v, G выражаются через наблюдаемые величины - массу заряженного $W-$

бозона M_W, массу $Z-$ бозона M_Z, заряд электрона e и константу Ферми G_F

$$M_W = gv/2, \quad M_Z = \frac{v}{2}\sqrt{g^2 + g'^2}, \quad e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}, \quad G_F = \frac{1}{\sqrt{2}v^2}. \tag{7}$$

В работе [14] показано, что процедуру перенормировки можно выбрать таким образом, чтобы сохранить калибровочно инвариантный вид Лагранжиана (5), поэтому ограничимся изучением результатов перенормировки констант g, g', G, которые трансформируются, согласно постулатам $(*)$, $(**)$, в полиномы вида (4)

$$g, g', G \Rightarrow g(\varphi, |\chi|^2), g'(\varphi, |\chi|^2), G(\varphi, |\chi|^2). \tag{8}$$

При этом и потенциал хиггсовского $V(|\chi|^2)$ поля с учетом квантовых поправок принимает вид (4).

Обратимся к последнему слагаемому в выражении (5), описывающего взаимодействие фермионов с частицами Хиггса. Оказывается, что оно дает нетривиальный результат, отличный от предсказания СМ и поддающийся экспериментальной проверке. Это связано с тем, что замена констант функциями (8) не проходит бесследно.

В стандартной модели выражение L_{int} позволяет получить массу фермиона m_f, однозначно связанную с вакуумным средним $v/\sqrt{2}$ и константой взаимодействия G фермионов с частицами Хиггса

$$m_f = Gv/\sqrt{2}. \tag{9}$$

Если же учесть, что константа G является на самом деле полиномом вида (4), то результат оказывается совершенно другим. Параметризуем как обычно хиггсовский дублет: $\chi = e^{i\Theta(x)}\binom{0}{\chi^0}$, где $\Theta(x)$ - $SU(2)$ - матрица, которая устраняется калибровочным преобразованием из конечного Лагранжиана. В результате интересующее нас слагаемое есть

$$L_{int} = -G(\varphi, (\chi^0)^2)\chi^0 \overline{f_R} f_L. \tag{10}$$

Пусть некоторый m-тый минимум потенциала (4) находится при значениях полей $\varphi_m, \chi^0_m \quad (\chi^0_m = v/\sqrt{2}$ в обычных обозначениях). Разложим выражение (10) в ряд по степеням $h = \chi^0 - \chi^0_m$. В результате в первом порядке получаем:

$$\begin{aligned} &L_{int} \simeq -\chi^0_m \cdot G(\varphi_m, (\chi^0_m)^2)\overline{f_R} f_L - G_f h \overline{f_R} f_L, \\ &G_f = \tfrac{\partial G(\varphi_m, (\chi^0_m)^2)}{\partial \chi^0_m}\chi^0_m + G(\varphi_m, (\chi^0_m)^2). \end{aligned} \tag{11}$$

Масса фермиона f

$$m_f = \chi^0_m \cdot G(\varphi_m, (\chi^0_m)^2) \tag{12}$$

оказывается зависящей от номера m, характеризующего определенный минимум (см. также [15]), в котором эволюционирует данная вселенная.

Значения полей φ_m, χ_m^0 отвечают минимуму потенциала (4), но не минимуму остальных функций типа $G(\varphi_m, (\chi_m^0)^2)$. Поэтому очевидно, что обычная пропорциональность массы фермиона m_f и константы его связи с хиггсовской частицей отсутствует, что может оказаться существенным при построении теории и сравнении ее с экспериментом.

Еще одним отличием от СМ являются константы самодействия хиггсовских частиц. Так, константа их трилинейного взаимодействия в древесном приближении равна $\lambda_{hhh} = 3\sqrt{2}\lambda v$ для модели Вайнберга - Салама и, следовательно, пропорциональна известному значению вакуумного среднего. В случае же с потенциалом (4), эта константа имеет вид $\lambda_{hhh} = (1/6)\partial^3 V(\varphi_m, \chi_m)/\partial\chi_m^3$ и никак не связана с другими параметрами. Становится очевидным, что данный сценарий способен воспроизвести СМ за исключением взаимодействий, в которых участвуют кванты хиггсовского поля h.

Рассмотрим в качестве еще одного важного примера Лагранжиан взаимодействия электронов с калибровочными полями L_{lept}. После стандартной замены полей B_μ, A_μ^i на $W_\mu^\pm, Z_\mu, A_\mu$ имеем [16]

$$\begin{aligned} L_{lept} = C_1 \left[\bar{\nu}_e \gamma^\mu (1-\gamma_5) e W_\mu^+ + h.c.\right] - \\ -C_2 \left(2\bar{e}_R \gamma^\mu e_R + \bar{\nu}_e \gamma^\mu \nu_e + \bar{e}_L \gamma^\mu e_L\right) Z_\mu + \\ +C_3 \left(\bar{e}_L \gamma^\mu e_L - \bar{\nu}_e \gamma^\mu \nu_e\right) Z_\mu - e A_\mu \bar{e} \gamma^\mu e. \end{aligned} \tag{13}$$

Величины C_i, e выражаются обычным образом через начальные параметры

$$\begin{aligned} & e = \frac{gg'}{\sqrt{g^2+g'^2}}; \quad tg\theta_W = g'/g, \\ & C_1 = \frac{g}{2\sqrt{2}}; \quad C_2 = \frac{e}{2}\mathrm{tg}\theta_W; \quad C_3 = \frac{e}{2}\mathrm{ctg}\theta_W \end{aligned} \tag{14}$$

и, согласно (8), являются функциями от φ и χ. Так как оба поля находятся вблизи некоторого минимума потенциала (4), можно, как и раньше, ограничиться первыми слагаемыми разложения в ряд Тейлора

$$\begin{aligned} & C_i \simeq C_i(\varphi_m, \chi_m^0) + \frac{\partial C_i(\varphi_m, \chi_m^0)}{\partial \chi_m^0} h; \\ & e \simeq e(\varphi_m, \chi_m^0) + \frac{\partial e(\varphi_m, \chi_m^0)}{\partial \chi_m^0} h. \end{aligned} \tag{15}$$

Инфлатонное поле предполагается массивным и взаимодействием с его квантами пренебрежено. Первые слагаемые в разложениях (15) определены экспериментально, поскольку, согласно (14), выражаются через известные параметры - заряд электрона e и угол Вайнберга θ_W. Вторые члены порождают новые вершины взаимодействия лептонов с квантами хиггсовского поля h. К таковым относятся четыреххвостки $\bar{\nu}_e W e h$, $\bar{e} e Z h$, $\bar{\nu}_e \nu_e Z h$, $\bar{e} e A h$, входящие явно в Лагранжиан

(13)

$$L'_{lept} = \Gamma_1 \left[h\bar{\nu}_e\gamma^\mu(1-\gamma_5)eW^+_\mu + h.c.\right] -$$
$$-\Gamma_2\left(2h\bar{e}_R\gamma^\mu e_R + h\bar{\nu}_e\gamma^\mu\nu_e + h\bar{e}_L\gamma^\mu e_L\right)Z_\mu + \qquad (16)$$
$$+\Gamma_3\left(h\bar{e}_L\gamma^\mu e_L - h\bar{\nu}_e\gamma^\mu\nu_e\right)Z_\mu - \Gamma_e hA_\mu\bar{e}\gamma^\mu e.$$

Поскольку все четыре вершины выражаются лишь через два неизвестных параметра $B \equiv \partial g/\partial\chi^0_m$ и $B' \equiv \partial g'/\partial\chi^0_m$, они не являются независимыми:

$$\Gamma_2 = \sqrt{2}\left[\frac{eg'}{g^2}\left(\frac{e^2g}{g'^3}-1\right) - \frac{e}{g}\left(\frac{g}{g'}\right)^3\left(\frac{e^2g'}{g^3}+1\right)\right]\cdot\Gamma_1 + \frac{1}{2}\left(\frac{g}{e}\right)^2\left(\frac{e^2g'}{g^3}+1\right)\cdot\Gamma_e$$
$$\Gamma_3 = \sqrt{2}\left[\frac{e}{g'}\left(\frac{e^2g}{g'^3}+1\right) - \frac{eg}{g'^2}\left(\frac{g}{g'}\right)^3\left(\frac{e^2g'}{g^3}-1\right)\right]\cdot\Gamma_1 + \frac{1}{2}\left(\frac{g}{e}\right)^3\frac{eg}{g'^2}\left(\frac{e^2g'}{g^3}-1\right)\cdot\Gamma_e \qquad (17)$$

Существование новых вершин (16), удовлетворяющих соотношениям (17) является, с одной стороны, непосредственным следствием начальных постулатов $(*), (**)$. С другой стороны, они могут быть проверены экспериментально в недалеком будущем. Так, в работе [17] изучается возможность определения свойств хиггсовских бозонов на встречных e^+e^- пучках при энергиях 500 ГэВ в системе центра масс. В случае успеха, это позволит подтвердить или опровергнуть связи (17), а значит и предложенные в статье постулаты.

4 Обсуждение

Предложенные в статье постулаты $(*), (**)$, которым должен удовлетворять Лагранжиан, приводят к нетривиальным следствиям как в космологии, так и в физике элементарных частиц. Прежде всего, они позволяют доказать существование счетного множества вселенных, расположенных в минимумах потенциала и отличающихся численными значениями микроскопических параметров. Это является необходимым ингредиентом при использовании антропного принципа, который позволяет объяснить происхождение вселенной нашего типа.

Проблемы, поставленные во Введении, представляются вполне разрешимыми, если использовать вероятностный язык, на котором изложены постулаты. Так, ответом на вопрос А) является следующее утверждение: "минимальное значение потенциала не равно нулю, но существует бесконечное множество вселенных с достаточно малым значением потенциала, что является необходимым условием возникновения разумной жизни нашего типа". Из этого множества можно выделить подмножество вселенных, с параметрами, близкими по значению к тем, которые наблюдаются в нашей Вселенной. Последнее утверждение является ответом на вопрос C) Введения. Потенциал вида (1) содержит все члены разложения в ряд Тейлора и следовательно является перенормируемым (проблема D)).

Постулаты $(*), (**)$ с необходимостью приводят к скалярно-тензорным теориям гравитации, различные разновидности которых рассмотрены, например, в [18, 19, 20]. Действительно, следуя основным постулатам $(*), (**)$, необходимо принять, что квантовые поправки превращают все константы Лагранжиана, содержащего скалярное и гравитационное поля, в полиномы. При этом, общий вид Лагранжиана должен быть записан в виде

$$L = -\frac{F(\varphi)}{16\pi G_N}R + \frac{k(\varphi)}{2}\left(\partial\varphi\right)^2 - V_{ren}(\varphi). \tag{18}$$

Выражение (18) позволяет также сделать вывод о том, что Ньютоновская гравитационная постоянная различна в различных вселенных: $G_N(m) = G_{our}F(\varphi_m)$ $/F(\varphi_{our})$ (индекс 'our' относится к нашей Вселенной).

Важно то, что несмотря на значительную общность и краткость предложенных постулатов, они являются основой для проверяемых на эксперименте предсказаний. Именно,

a) предсказываются новые вершины взаимодействия лептонов, калибровочных полей и хиггсовских бозонов, отличающиеся от стандартной модели Вайнберга - Салама. Получены однозначные связи (17) между ними, которые могут быть проверены экспериментально в недалеком будущем;

b) отсутствует жесткая связь между массой скалярных частиц и константами их взаимодействия с лептонами, что может оказаться особенно важным для моделей с аксионами, поскольку значительно смягчит условия, налагаемые на них наблюдательными данными [21];

c) константа трилинейного взаимодействия хиггсовских частиц является свободным параметром в отличие от предсказаний модели Вайнберга - Салама.

По-видимому, серьезным аргументом против предложенных постулатов было бы строгое равенство нулю космологической постоянной, поскольку мера таких вселенных равна нулю.

Автор благодарен А.В. Беркову, Е.Д. Жижину, А.Ю. Каменщику, В.М. Максимову, А.С. Сахарову и М.Ю. Хлопову за интерес к работе и обсуждения. Работа частично выполнена в рамках государственного проекта 40.022.1.1.1106 и поддержана грантом РФФИ 02-02-17490 и грантом UR.02.01.026.

Список литературы

[1] A.G.Riess, Astron. Journal. **116**, 1009 (1998).

[2] A. D. Linde, *The Large-scale Structure of the Universe* (Harwood Academic Publishers, London, 1990).

[3] J. Wudka and B. Grzadkowski, JHEP,PRHEP-hep2001 147 (2001).

[4] B.J. Carr and M.J. Rees, Nature **278**, 605 (1979).

[5] И.Л. Розенталь, УФН **131**, 239 (1980).

[6] V.Sahni and A.Starobinsky, Int.J.Mod.Phys. **D9**, 373 (2000).

[7] T. Banks, M. Dine, and L. Motl, JHEP 031 (2001).

[8] S.Weinberg, astro-ph/0005265 (2000).

[9] S.G. Rubin, Chaos, Solitons and Fractals (CHAOS2013) **14**, 891 (2002).

[10] J.Garriga and A.Vilenkin, Phys.Rev. **D64**, (2001).

[11] S.G.Rubin, Gravitation & Cosmology, Supplement **8**, 53 (2002).

[12] I.V. Krive and A.D. Linde, Nucl. Phys. **B117**, 265 (1976).

[13] C.D. Froggatt, H.B. Nielsen, and Y. Takanishi, Phys.Rev. **D64**, 113014 (2001).

[14] J.C. Taylor, Nucl. Phys. **B33**, 436 (1971).

[15] J.F.Donoghue, Phys.Rev. **D57**, 5499 (98).

[16] C. Itzykson and J.-B. Zuber, *Quantum Field Theory* (McGraw-Hill, New York, 1984).

[17] C. Castanier, P. Gay, P. Lutz, and J. Orloff, hep-ex/0101028 .

[18] P.G. Bergmann, Int.J.Theor.Phys. **1**, 25 (1968).

[19] E.S. Fradkin and A.A. Tseytlin, Phys.Lett. **B158**, 316 (1985).

[20] D. Torres and H. Vucetich, Phys.Rev. **D54**, 7373 (1996).

[21] M.Yu. Khlopov, *Cosmoparticle Physics* (World Scientific, Singapore-New Jersey-London-Hong Kong, 1999).