

О ЧИСЛЕННЫХ ЗНАЧЕНИЯХ ПОСТОЯННОЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ И ГРАВИТАЦИОННОЙ КОНСТАНТЫ

И.Л.Розенталь

Численные значения постоянных α_e и α_g интерпретируются на основе большого объединения и квазистабильности протона.

В работах [1, 2] была отмечена критичность существования основных устойчивых связанных состояний (атомов, ядер, звезд и галактик) к численным значениям фундаментальных физических постоянных. Эта критичность проявляется в следующем факте: если изменить одну из фундаментальных постоянных, от которой зависит данное устойчивое состояние, в пределах от десятков процентов до порядка, то оно не будет существовать. Проведенный в работах [3, 4] анализ продемонстрировал, что известные космологические совпадения комбинаций фундаментальных постоянных, отмеченные много лет назад Дираком, также связаны с существованием основных устойчивых состояний.

Эти обстоятельства указывают на глубокую взаимосвязь между численными значениями фундаментальных постоянных и существованием основных устойчивых связанных состояний.

В работах [1 - 4] были выдвинуты некоторые интерпретации этой взаимосвязи. Наиболее наглядная - сводится к допущению, что Вселенная проходит множество циклов; в начале каждого цикла происходит формирование численных значений постоянных, не обязательно совпадающего с набором, существовавшим в предыдущем цикле эволюции Вселенной¹⁾. В современном цикле, начавшемся примерно 10^{10} лет назад "сформировался" набор постоянных, достаточный для существования основных устойчивых связанных состояний.

Отметим, что устойчивость в этом контексте подразумевается в смысле осуществления неравенства $t > t_u$ (t - время жизни состояния, $t_u \sim 1/H_0$ - время существования Вселенной; $H_0 \sim 10^{-17}$ сек⁻¹ - константа Хаббла).

Цель настоящей статьи - связать численные значения постоянной тонкой структуры $\alpha_e = e^2$ и безразмерной гравитационной постоянной $\alpha_g = G m_p^2$ с фактом стабильности протона, понимаемой в том же смысле, что и устойчивость основных связанных состояний

$$t_p > t_u \quad (1)$$

или
$$t_p > t_s, \quad (2)$$

где t_p - время жизни протона; t_s - время существования звезды главной последовательности. Дальнейший анализ проводится в рамках теории, объединяющей слабое, электромагнитное и сильное взаимодействия (большое объединение). Последующая детализация сводится к двум сравнительно общим допущениям: 1) в рамках объединенной теории разрешается распад протона на адрон и лептон, 2) сильное взаимодействие представляется асимптотически свободной теорией. В таком случае при достаточно больших передаваемых 4-импульсах q^2 константу α_s сильного взаимодействия можно аппроксимировать следующей зависимостью:

$$\alpha_s = \frac{a}{\ln(q^2/q_0^2)} \quad (3)$$

a и q_0^2 - некоторые постоянные; без существенного для дальнейшего ограничения общности: можно положить $q_0^2 \sim m_p^2$. Поскольку эффективная постоянная α_e слабо зависит от q^2 , то объединение произойдет при следующей характеристической массе m_{wes} :

$$\alpha_s \sim \alpha_e \sim \frac{a}{2 \ln \frac{m_{wes}}{m_p}} \quad (4)$$

¹⁾ Конкретную схему формирования величины G в начале цикла расширения Вселенной см. [5].

²⁾ $\hbar = c = 1$.

Если протон нестабилен, то величина t_p равна [6 – 8]:

$$t_p \sim a_e^{-2} \frac{m_{wes}^4}{m_p^5} \sim (a_e^2 m_p)^{-1} \exp(2a/a_e). \quad (5)$$

Сопоставляя (5) и (1) получаем ограничение

$$a_e \lesssim -2a \ln \frac{H_0}{a_e^2 m_p}. \quad (6)$$

В рамках наиболее популярной модели объединения, основанного на группе $SU(5)$ [6 – 8] эффективное значение постоянной $a \sim 1/2^{11}$. Тогда во Вселенной, в которой выполняется условие (1), должно быть ограничение

$$a_e \lesssim 1/80. \quad (7)$$

Ограничение на гравитационную постоянную можно получить из двух различных допущений, которые, однако, приводят к одинаковому результату.

1) Допустим, что Вселенная закрыта. Тогда существует полуэмпирическое соотношение для ее массы [2, 3, 9]:

$$M_u \sim a_g^{-2} m_p. \quad (8)$$

Используя неравенство (1) и очевидные соотношения для радиуса Вселенной: $R_u \sim GM_u \sim t_u$ получаем ограничение

$$a_e \lesssim -(\ln a_g)^{-1}. \quad (9)$$

2) Это же соотношение можно получить опираясь на неравенство (2) без допущения, что Вселенная закрыта. Действительно, средняя масса звезды $M_s \sim a_g^{-3/2} m_p$, а средняя светимость $L \sim m_e^2 a_g^{-1/2}$ (m_e – масса электрона), см. [2, 3, 9]. Тогда, используя очевидное соотношение $t_s \sim \eta \frac{M_s}{L}$ ($\eta \sim 10^{-3}$ коэффициент перехода массы покоя звезды в излучение²⁾) получаем снова ограничение (9), которое выполняется в современном цикле эволюции Вселенной на пределе.

Нижнюю границу величины a_e можно оценить из возможности построения большого объединения. Давно [10] высказывались соображения, что планковская масса $m_{pl} \sim G^{-1/2}$ максимально допустимая масса элементарных частиц. Эти соображения получили подкрепление в теории испарения черных дыр [11]. Тогда, большое объединение возможно, если

¹⁾Значение параметра a зависит от числа сортов кварков. Однако, если оно менее 10, то эта зависимость слабая.

²⁾Поскольку величина η входит в окончательное выражение (9) под знаком логарифма, то значение ее не играет роли.

$m_{wes} \lesssim G^{-1/2}$. Используя это условие и соотношение (4) получаем:

$$a_e \gtrsim \frac{a}{2 \ln \frac{m_{pl}}{m_p}} \quad (10)$$

Конкретно для модели, основанной на группе $SU(5)$, получается ограничение

$$a_e \gtrsim 1/170. \quad (11)$$

Таким образом, можно допустить, что численное значение постоянной $a_e \sim 1/100$ и соотношение $a_e \sim -(\ln a_g)^{-1}$ обусловлены двумя обстоятельствами: 1) стабильностью протона во Вселенной в смысле неравенств (1) или (2) и 2) возможностью построения замкнутой единой теории поля.

Автор благодарит В.С.Березинского, Ю.П.Никитина и А.М.Полякова за полезные обсуждения.

Институт космических исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
11 марта 1980 г.

Литература

- [1] И.Л.Розенталь. Препринт ИКИ АН СССР, №524, 1979.
- [2] В.Carr, M.Rees. Nature, 278, 605, 1979.
- [3] Б.Картер. Сб. Космология. Теория и наблюдения. М., изд. Мир, 369, 1978.
- [4] С.Хокинг. *ibid*, с. 360.
- [5] А.Д.Линде. Письма в ЖЭТФ, 30, 479, 1979.
- [6] D.Nanopoulos. Protons Are Not Forever. In Proc. Seminar on Proton Stability Wisconsin Dec., 1978.
- [7] A.Buras e.a. Nucl. Phys., 135B, 66, 1978.
- [8] А.Д.Сахаров. ЖЭТФ, 76, 1172, 1979.
- [9] И.Л.Розенталь. УФН, 121, 319, 1977.
- [10] М.А.Марков. ЖЭТФ, 51, 878, 1966.
- [11] S.Hawking. Commun. math. Phys., 43, 199, 1975.